

## 第 4 章 MEIS

松本 聡・西野 耕一・上野 一郎・矢野 大志・河村 洋

### Marangoni Experiment in Space

Satoshi MATSUMOTO, Koichi NISHINO, Ichiro UENO, Taishi YANO  
and Hiroshi KAWAMURA

#### 4.1 MEIS 実験

##### 4.1.1 概要

「きぼう」における液柱マランゴニ対流実験 (MEIS) は、2008 年 8 月に開始された。実験テーマは、第 1 回 JEM 利用公募から 1993 年に採択されたテーマ (「マランゴニ対流におけるカオス・乱流とその遷移過程」代表研究者 河村洋 東京理科大学教授 (当時)) であり、実現までに実に 16 年が経過していた。第 1 回 JEM 利用公募においては、以下の 2 テーマも液柱マランゴニ対流実験として採択されており、実験装置・供試体は、これらを統合して開発された。

- 1) マランゴニ対流の定常流からカオス流への遷移過程と流れの内部構造の観察
- 2) マランゴニ対流における時空間構造

その後、テーマ 1) については、河村テーマと統合して実施することとなった。また、液柱径 50mm の実験については、2) のテーマの中心となる計測器 (超音波流速計 (UVP)) を搭載した供試体を共有して実施した。

MEIS においてはフェーズを 5 つに分けて体系的・網羅的なデータ取得が行われた。Table 1 に各フェーズ (MEIS-1~5) の概要を示す。

##### MEIS-1

MEI-1 は「きぼう」搭載の流体物理実験装置を用いた最初の実験であり、装置の検証、供試体の検証がまず行われた。液柱マランゴニ対流実験に関しては、液柱の形成・ディスクの温度制御や観察機能の確認など基本的な機能検証が行われた。気泡については非常に苦労したが、除去方法を確立して以後の実験が滞りなく行えることとなった。科学的には、以下の 3 点を目標として実験が行われた。

- ・振動流遷移の臨界温度差の決定
- ・振動流遷移モード構造の観察
- ・PAS の観察

##### MEIS-2

MEIS-2 の実験目的は以下の通りである。

- ・臨界温度差のアスペクト比依存性の測定
- ・3D-PTV による内部流動観察
- ・フォトクロミックによる表面流速測定

MEIS-2 では、MEIS-1 では確認されなかったフォトクロミック法による表面流速計測機能の確認が行われた。また、試料には 3D-PTV に適したトレーサ粒子がブレンドされており、内部流動の観察が行われた。

##### MEIS-3

MEIS-3 の目標は以下の通りである。

- ・臨界温度差のプラントル数依存性の測定
- ・PAS の観察
- ・液柱分離、液滴マランゴニ観察

MEIS-3 開始時に、供試体の試料カセットからオイルがリークしていることが明らかとなった。このため、試料カセットを地上に持ち帰り、再整備後に実験が行われた。このため軌道上実験は延期され、MEIS-4 の後に実施された。MEIS-3 では MEIS-1 で観察できなかった PAS を観察することができた。

##### MEIS-4

MEIS-4 は、ディスク径 50mm の供試体を用いた実験で、以下を目標として実施された。

- ・臨界温度差の液柱サイズ依存性の観察
- ・加熱速度の影響の計測
- ・高マランゴニ条件のカオス・乱流の観察

##### MEIS-5

MEIS-5 もディスク径 50mm の実験である。供試体の不具合 (地上に持ち帰って再整備) により実施時期が遅れた。MEIS 実験の最後のフェーズであり、目標は以下の通り。

- ・臨界温度差のプラントル数依存性の測定
  - ・PAS の観察
  - ・高マランゴニ条件のカオス・乱流遷移の観測
  - ・液柱周囲温度および液柱内部の半径方向分布の計測
- MEIS 実験の装置、供試体、実験運用等については、

Table 1 Stats of MEIS experiment

	Experiment period	Number of runs*	Disk diameter	Sample
1	2008.8.20-10.17	31	30	5cSt
2	2009.7.9-8.25	18	30	5cSt +TNSB
3	2011.9.20-11.4, 2012.1.15-2.8	29	30	20cSt +TNSB
4	2010.8.28, 9.20, 10.26-12.22	27	50	20cSt
5	2012.6.26-2013.2.25	32	50	10cSt

\*Including check-out

4.2 章で詳述するが、「きぼう」での宇宙実験は、従来のスペースシャトルや小型ロケットを用いた実験に比較して、以下の特徴を持ち、より地上での実験に近い研究環境が提供されている。

- 1) 実験回数, 実験期間が膨大  
ISS では実験時間が半無限にあるため, 実験回数や実験時間が増大した。このため, 繰り返して実験を行って再現性を確認することや, 熱流体実験において重要な「定常待ち」を行うことが可能となった。
- 2) 柔軟な実験  
従来の実験では, あらかじめ決められた実験条件をこなすのみであったが, ISS では十分な実験時間が得られるため, 実験の解析結果を次の実験条件に反映することが可能となった。
- 3) 不具合対応  
不具合を起こした供試体を軌道上で修理したり, 地上に持ちかえって再整備してから再度実験を行ったりすることが可能となった。

## 4.2 宇宙実験用装置

### 4.2.1 はじめに

マランゴニ対流に関する研究においては, 制御パラメータ (温度差) を大きくすることにより定常流から振動流, カオス流, 乱流へと遷移することが近年の研究より明らかになりつつある。しかし, 流れが遷移する条件については実験データが十分でなく, 今後, 広範なデータの蓄積が必要である。特に, 直径 5 mm を越える液柱は, 地上では大きな変形を伴うことや, 自重を表面張力が支えきれず, 形成さえ困難である (Fig. 1)。一方, 宇宙の無重力状態は, 大きな液柱形成を可能とし, 宇宙実験により広範囲の体系的なデータが得られる。

地上では自重により大きな液柱形成は不可能。一方, 無重力では理想的な形状で大きな液柱を形成できる。

マランゴニ対流の駆動力は, 表面張力差である。密度差対流のように体積力によって引き起こされるのとは全

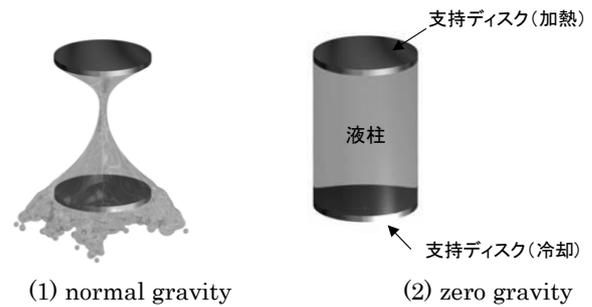


Fig. 1 Liquid bridge formation

く異なった, 偏在した駆動力で流れが誘起される。地上での重力場では温度や濃度の差による浮力対流が存在するために, マランゴニ対流のみを分離してその動的挙動等を調べることは非常に困難である。従って, 実験試料をある程度の大きさに保持でき, 自然対流を除去できる環境として, 良好な微小重力環境が必要である。また, マランゴニ対流の遷移過程を精度良く捕らえるためには, 数時間オーダの実験が必要となる。このことから, 長時間良好な微小重力環境が得られる「きぼう」を利用した実験の意義は高い。

すなわち, 1) 大きな液柱が形成可能, 2) それによるパラメータ範囲の拡大, 3) 密度差対流が発生しない, 4) 重力による液柱の変形がない, などが微小重力実験の特長である。「きぼう」の提供する長時間微小重力環境は, 精度の高いデータを体系的に取得するために適している。

実験は, 直径 30 あるいは 50 mm の液柱を形成し, その液柱に温度差を印加することでマランゴニ対流を発生させる。その対流の様子を画像で観察すると共に, 熱電対や白金温度センサなどで各所の温度を計測しデータを得る。実験試料として, 動粘性係数が 5~20 cSt のシリコンオイルを用いる。シリコンオイルは, 化学的に安定で, 毒性も無く (宇宙ステーションのような有人の閉鎖空間では非常に重要), 透明な液体であることで内部の流れが観察可能などの理由からしばしば使われる。シリコンオイルの中に, 直径 30 ないし 180  $\mu\text{m}$  の微小粒子を混ぜ, その粒子の動きから内部の流れの様子を観察する。

ISS では, 装置に搭載された回転体 (ファン, ハードディスクなど) による振動, アンテナや太陽電池パネルなどの構造物の動作による振動, 宇宙飛行士の活動に伴う振動などが発生している。これらは g-jitter と呼ばれ,  $10^{-6}$ ~ $10^{-4}$  G 程度の振動擾乱である。液柱は, 一对の固体ディスクでそれ自身の表面張力で液体を保持しており, 側面は自由表面である。そのため, 振動に非常に敏感である。液柱の直径, 長さに依存するが, 「きぼう」で実験を行っている数十 mm 程度のサイズの液柱では, 0.1~数 Hz オーダの固有振動数を有する。この周波数帯は, ちょうど宇宙飛行士の活動により誘起される振動周波数と重なる部分がある。宇宙飛行士が活動している際には

大きな液柱振動が発生してしまい、最悪の場合には液柱が崩壊してしまうことが危惧される。そのため、比較的振動環境の良い、宇宙飛行士の就寝時間（通常は GMT 21:30～6:00）に液柱を形成し、液柱がなるべく振動しない環境で実験を行っている。

#### 4.2.2 実験装置および実験供試体<sup>1)</sup>

流体物理実験は、「きぼう」内の流体ラック（RYUTAI Rack）にマウントされた流体物理実験装置（Fluid Physics Experiment Facility, FPEF）および画像処理取得装置（Image Processing Unit, IPU）を使用する（Fig. 2）。また、微小重力計測装置（Microgravity Measurement Apparatus, MMA）により、実験中の振動計測を行っている。

実験の目的に合わせた機能を有する実験用インサート（実験供試体と呼んでいる）を FPEF に組み込む設計としており、研究テーマの目的に合わせた供試体を製作することで複数のテーマに対応する。ここでは、FPEF および実験供試体の概要、機能を述べる。

##### (1) 流体物理実験装置（FPEF）

流体物理実験装置（Fig. 3）は、流体ラックの左上 1/4 のスペースを占め、実験供試体に対して主に以下の機能を提供している。

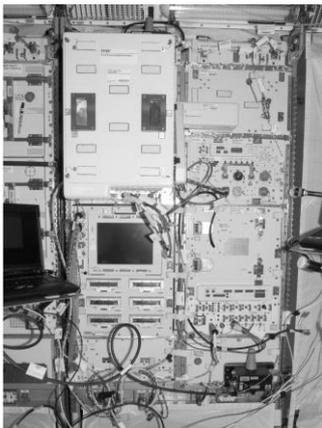


Fig. 2 Ryutai Rack installed in “KIBO” Upper left: FPEF, lower left: IPU (courtesy of NASA)



Fig. 3 Fluid Physics Experiment Facility (FPEF)

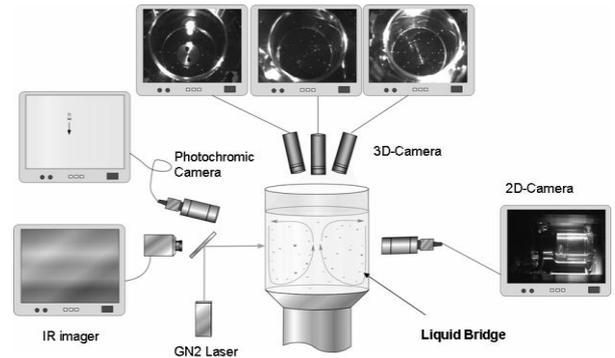


Fig. 4 Schematic diagram of observation system for velocity and temperature fields.

- ・主電源供給
- ・ヒータやペルチェ素子等への電力供給制御
- ・熱電対や白金抵抗体などのセンサ信号のインプット
- ・アナログ・デジタル I/O
- ・モータドライバ
- ・冷却水循環
- ・ガス排気
- ・Ar ガス供給
- ・CCD カメラ信号入力

また、流体物理実験装置それ自身も、3次元流速計測、液柱側面観察、表面温度分布計測などの流体挙動観察用の機能を有し、実験供試体と協調し、実験の観測要求を満足する設計となっている。

観察系の概略図を Fig. 4 に示す。流れの観察は、液柱上面から透明な加熱ディスク越しに、互いに角度・位置を変えた 3 台の CCD カメラで画像を取得する。このことにより、得られた画像を粒子追跡法により解析し三次元的な流れ場を構築し、液柱内部の流れの構造やその時間的な変化を知ることが出来る。また、液柱側面からの観察により、液柱の形状や側面から見た流れの様子を捉える。マランゴニ対流は前述のように、自由表面に駆動力を持ち、そこでの流速変化が非常に大きい。そこで、フォトクロミック法による表面流速計測を行うことが出来る。表面温度分布の観測は、赤外カメラを使用している。

##### (2) 実験供試体

マランゴニ実験用の供試体は、長さ 560 mm、幅 250 mm、高さ 360 mm の大きさを有し、質量は約 36 kg であり、実験供試体としては最大級の大きさである。

供試体は主に 3 つのコンポーネントから構成されている。1) フレーム構造を持った構体、2) 内部に液柱を自在に形成する機構を持った液柱形成部、3) 実験試料を充填した試料カセットである（Fig. 5, 6）。これらのコンポーネントは、分割された状態で軌道の上に打ち上げられる。軌道上では宇宙飛行士により組み立てられ、FPEF に組み込まれる。

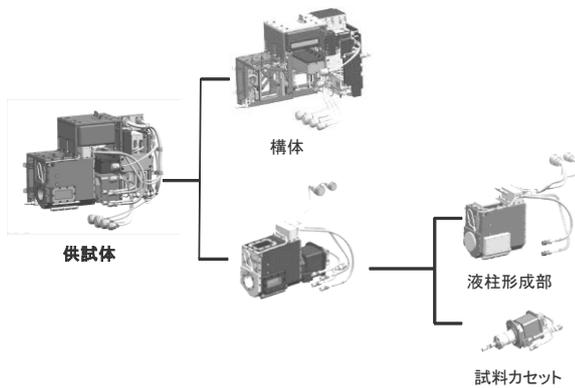


Fig. 5 Structure of experiment cell components

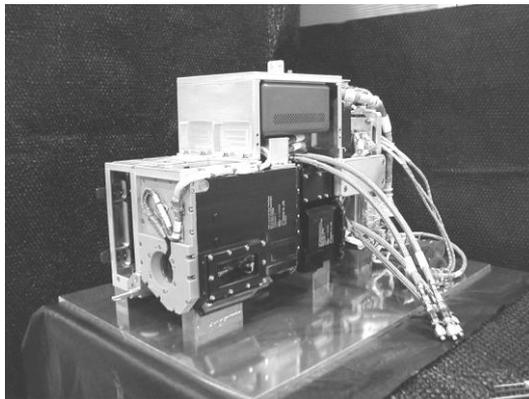


Fig. 6 Photograph of experiment cell

液柱形成部には、加熱ディスクと冷却ディスクが設置され、冷却ディスクを移動させることで液柱長さを自由に変えることができる。加熱ディスクは、上面から CCD カメラによる観察を必要としており、また温度の均一性を高めるために熱伝導率の高い必要があるため、透明なサファイアを使っている。その表面に ITO 膜をパターンニングし、抵抗加熱が出来ると共に、反対の面にも ITO 膜を形成し、その抵抗温度依存性を利用して测温も可能としている。液柱を保持するために、ディスクに 45° の角度でシャープエッジを持たせているが、このエッジを鈍らせないでかつ均一な ITO 膜をパターンニングする技術開発は様々な技術的な壁にぶつかったが、それを一つ一つ克服した結果、宇宙実験においても優れた機能を発揮している。冷却ディスクは、アルミニウムで出来ており、ペルチェ素子により冷却を行っている。

実験試料は、試料カセットに充填されており（直径 30mm の液柱用の場合約 150cc）、液柱形成部に組み付けた際に冷却ディスク面に吐出口が開き、オイルが加熱・冷却ディスク面に供給される。冷却ディスクの移動量とリンクして、カセット内の液柱径と同じ有効直径を持ったベローズが縮み適切な量が供給される。また、液柱の形状を痩せさせたり、太らせたりと 0.01cc レベルで微調整するための補助ポンプも備えており、液柱形状の依存性に関する実験データも取得できる設計となっている。

## 4.3 実験運用

### 4.3.1 実験を行うための準備作業

#### (1) 実験計画詳細化

提案がフライト候補テーマとして選定されると、その実験テーマの実施に向けたより実験内容の具体化、詳細化を開始する。この段階での検討項目は以下のように非常に多い。

- ・実験要求検討
- ・実験供試体概念検討
- ・運用性検討
- ・安全性検討
- ・開発コスト、スケジュール
- ・実施体制

これらの検討は、研究チームとサイエンスコーディネータ（あるいはユーザインテグレータ）とが一心同体、二人三脚で協力しながら進めない限り、宇宙実験計画は頓挫してしまう。宇宙実験で、「美しい花を咲かせ、たわわな果実が収穫できる」かは、このフェーズでいかによく練られた実験計画を策定できるかに因ってくる。

#### (2) 実験供試体開発

実験計画詳細化作業により作成された実験計画書および開発仕様書をベースに、実験供試体の開発が開始される。基本的な開発手順は、設計、製作、試験である。実験要求に適合していることを確認する試験は研究チームが担い、それ以外の多くはメーカの作業となる。まず、基本設計しエンジニアリングモデル（EM）を製作する。EM により、実験要求、機能要求、安全性要求、装置とのインターフェース要求などが満たされるか検証試験を実施する。検証試験結果を検討し、手直しが必要な箇所を詳細設計に反映させる。詳細設計を基にフライトモデル（FM）の製作を行い、フライト品として適切かについて検証試験により確認し、宇宙実験用の供試体として完成する。この過程の節目で、設計審査、安全審査などが行われる。実験供試体は、提案した実験を具現化する手段である。そのため、研究者は、この供試体で要求した実験が可能か厳しい目で審査する。サイエンスコーディネータは、科学的な要求を満足する供試体開発に責任持つことになる。

### 4.3.2 実験運用準備

#### (1) 利用計画

実験計画が策定され、実験供試体製作完了に目途が立つと利用計画の作業を行う。目標とする実験実施時期の 1 年半前になると、利用要求の募集に提案する。JAXA は、集まった提案に対して割り当てリソースと照らし合わせて優先順を整理した結果をもって国際調整にのぞむ。このときに必要なデータとしては、実験供試体や実験試料の打上・回収のリソース、宇宙飛行士の作業を必要とする時間が非常に大きな要素となる。

## (2) 宇宙飛行士訓練

運用計画と同じくらの時期から宇宙飛行士の訓練の準備が始まる。まず、宇宙飛行士が実施する作業を識別し、その作業に対する細かな手順を記載した ODF (Operation Data File) を作成する。基本的に宇宙飛行士の作業は、この ODF を見ながら全てが完了出来なくてはならない。そして、実験実施想定時期の 1 年位前になると、その実験を担当する宇宙飛行士に対して供試体や実験試料の取り扱い方に関する訓練を実施する。このときも、ベースとなるのは ODF である。ただし、全ての作業をそのままぞったのでは訓練としては意味をなさない。それは、ISS で実際に作業する 1 年も前に訓練を行うため、細かい部分は記憶に残らないためである。そのため、作業の肝となる部分をその理由を伝えながらしっかり記憶に残る訓練をすることが重要である。また、宇宙飛行士は作業がどんな意味を持っているのかに興味を持っており、訓練に際しては研究の概要、実験内容の説明を行う。そのことで、自らが行う作業が科学的な成果にどれほど重要な寄与をするのか認識し、訓練に取り組む姿勢、軌道上で作業を行う上での集中力、適切な作業実施の糧となっており非常に重要なことである。

## (3) 地上運用リハーサル

半年位前の段階では、地上での運用設備の整備をほぼ終え、実運用に向けたリハーサルが行われる。リハーサルでは本番を想定したタイムラインに従って、各運用ポジションが役割に従って進められ、適切な動作が行えたか、コミュニケーションは必要にして十分とられたか、また時々意図的に不具合などのイレギュラーな事象を突発的に入れ込み、そのときに素早く適切な処置が出来たかなどの観点を検証しながら行われる。マランゴニ対流実験運用は、現象を見ながらその都度必要なコマンドを研究者が要求し、それを運用担当者が受けてコマンドを送信する。そのため、研究者の要求が適切に伝達され、正しいコマンドが適切なタイミングで発行させることも重要である。そのため、研究チームもリハーサルに参加し、実運用に備える。

### 4.3.3 射場作業

実験を行うために、製作した実験供試体・試料を ISS に向けて打ち上げる最終準備作業が射場作業となる。ここでは、1J/A ミッション (STS-123 シャトルミッション) で打ち上げた供試体に対して、NASA ケネディ宇宙センター (KSC) にて実施した射場作業について紹介する。なお、JAXA の宇宙ステーション補給機 (H-II Transfer Vehicle: HTV) で打ち上げる場合、種子島での射場作業となり作業の実施順などは若干こととなるが、基本的に実施する内容は同等である。

射場作業は、実験供試体の機能の最終確認を実施し打ち上げられる状態に整備すること、宇宙飛行士らによるインターフェースレビューを受け承認を得ることなど、

まさに打ち上げ前の最終作業である。

NASA の施設である SSPF (Space Station Processing Facility) が作業の現場だった。SSPF には非常に広く天井の高い巨大なクリーンルーム (High Bay) があり、「きぼう」モジュールだけでなく、ESA のコロンバス、各モジュールのハブとなる「ハーモニー」、ロボットアーム等が射場作業を同時に行っていた。我々の実験供試体は、それらから比べると超小型ペイロードであり、且つ実験試料であるシリコンオイルを使うことからオフラインラボ (Off Line Laboratory) と呼ばれる小部屋を借用した。実験試料であるシリコンオイルが他のフライト品に付着することを NASA から警戒されたこともあり、仕切られた部屋を与えられた経緯もあった。実はこのオフラインラボは様々な面から非常に使い勝手がよかった。

## (1) 射場安全審査

NASA の施設を使った作業のため、射場作業に対する安全性は非常に厳しく審査される。KSC で行う作業は、全て NASA 文書で規定される安全要求を満たしている必要がある。安全審査は、2 段階に分けての受審となった。最初は、フェーズ 0/I/II と呼ばれる段階で、フライト品、地上で使用する支援機器、それらを使った具体的な作業内容を記述・説明した上で、危険の識別、その危険が引き起こされる要因、その要因を排除するための対策、対策の検証方法を明示する。それが、承認されると次はフェーズ III となる。フェーズ III では、安全対策の検証方法に基づいて実施した検証内容をチェックする。検証は、解析的に行うもの、実際に試験を行って立証するもの、書類確認によるものなど、内容に応じて様々な方法が採られる。それぞれの段階で、JAXA 内の審査を実施した後、NASA の射場安全審査パネル (GSRP, Ground Safety Review Panel) での審査に臨んだ。

エンジニアリング的な感覚で全く問題ないと考えている作業でも、エビデンスを持って安全性を証明しようとすると大変に手間がかかった。NASA はこれまでに経験したことであれば比較的理解を示すが、そうでないものに関しては徹底して疑って掛かる。その疑いを一つ一つ晴らすことを繰り返した。時には、市販品コンポーネントのモータや配管のスペックまで調べ耐圧性の証明を提示した。

## (2) ケネディ宇宙センターへの輸送

射場安全審査で承認されると、いよいよ射場での打上げ準備作業を始めることが出来る。射場作業に先立ち、まず物品の輸送を行った。海外への輸送なので輸出貿易管理令に則った輸出の手続きが必要となり、該非判定書の準備を行い、規制対象品が含まれていないことを確認した。供試体関連物品は、ID 識別点数で 72 点となり、その内 20 点がフライト品、残り 52 点が射場作業を行うための機器・備品類だった。

集められた輸送品は 2007 年 4 月 18 日に筑波宇宙センターからトラックに載せられて、成田空港に輸送し、輸

出航を行い、4月25日の航空便でアメリカまで運び、空港からは再度トラックにてケネディ宇宙センター（KSC）まで届けられた。KSC到着は、4月30日であった。

### (3) 供試体機能確認

遥々アメリカまで輸送してきたので、その輸送によって破損がないか、機能が失われていないかを確認した。作業としては、外観検査、機能確認、光学最終調整を実施した。特に、本供試体は観察のためにガラス窓やレンズなどを多く持っているため、これらを入念に確認した。その後、モータ等の可動部や熱電対等のセンサ類の機能健全性を順次確認し、全く問題なくクリアした。

光学調整では、寿命管理品である窒素ガスレーザを新品のものに載せ替え、それに合わせて光学経路の調整を行った。宇宙実験用機器は、コンパクトに作られているため、レーザーから照射された紫外光は何度も折り返され、最終的に液柱表面に照射される。途中の光学系がずれていると、所定の位置に当たらないので、レーザーを照射し光路を丹念に確認しながら途中のミラー、レンズ類を微調整した。

このレーザーはクラス 3B に区分され、比較的発光強度が高いため、レーザーの照射は危険作業に識別され、NASA の立会い監視のもとで作業を行った。

### (4) 試料充填

実験の試料としてのシリコンオイルおよびトレーサ粒子を試料カセットに充填する作業である。手順は、まず試料が吐出するカセット先端部にトレーサ粒子を所定量詰め、吐出口を閉める。次にオイルを試料カセットのオイル注入ポートから、約 150cc 気泡が混入しないよう真空脱気しながら充填した。この作業中、実験試料を入れるカセットの先端から、実験試料であるオイルが滴っていた。作業を即座に中断し、対策会議を行った結果、処置には試料カセットを日本に返送して修理する必要があることも判明し、試料充填作業はそこで中断となった。

その後一度帰国し、怒涛の勢いで試料カセットを改修し、1ヶ月後に再度 KSC にて試料充填作業を行い、今回は漏れも無く作業を終了することが出来た。

### (5) クルーインタフェーステスト

供試体がフライト状態に整えられたので、宇宙飛行士によるインターフェーステスト（CEIT, Crew Equipment Interface Test）を受審した。供試体は、事前にクルーインターフェースとなる部分の操作性のテスト（FCIT, Flight Crew Interface Test）を行っていたが、一部が完全なフライト状態では無かったため、KSC では、FCIT で実施できなかった部分のテストを行った。この審査で重い課題を受けるわけにはいかないので、我々は前日にリハーサルを行い、万全を期し、指摘事項なしで審査を無事終了することができた。

### (6) 梱包・ベンチレビュー

供試体は、CTB（Cargo Transfer Bag）と呼ばれるバッグにクッション材で包まれ梱包される。クッション材

は、日本でフィティングを行い供試体の形状に上手く合うように調整されている。ここで、供試体関連物品（20点ほど）を5つのCTBに分散して梱包した。

1 J/A フライトで打ち上げられるCTB類が、一つの大きな部屋に集められ、梱包状態を宇宙飛行士が様々な視点でチェックするベンチレビューを受審した。チェック項目は、

- ・軌道上を想定しての梱包品の取り出しやすさ
- ・ジップロックバック等の封入されている場合にはバッグが適切であるか
- ・軌道上のゴミを増やさないよう過剰包装になっていないか
- ・クルーの怪我につながるような鋭利な突起は無いか
- ・ラベルは見やすく適切な位置に貼付されているか
- ・クッション材は、軌道上で開封後保管あるいは廃棄が明示されているか
- ・非打上げ品の外し忘れはないか

など、多くの項目を宇宙飛行士とサポートする技術者で非常にテンポ良く確認してゆく。このレビューも重い課題を背負ってしまうと打上げできなくなるので、宇宙飛行士からの質問・疑問にはその場ですばやく適切に回答し、必要があればその場で処置するなど審査をクリアした。

## 4.3.4 軌道上運用<sup>2)</sup>

### (1) 装置・供試体セットアップ

FPEF および実験供試体は Fig. 4 に示すように様々な観測機能を持っており、ISS における装置/供試体の中でも有数の複雑さが特徴である。実験を開始するには、宇宙飛行士による実験供試体を組み立て、FPEF に組み付けるセットアップ作業が必要となる（Fig. 7）。その複雑さがゆえに、初回の装置・供試体セットアップは、延べ作業時間として約 10 時間、3 日間に分けての作業であった。その後のセットアップ作業は、前回の実験で使用した供試体内部の清掃も必要となるため、約 14 時間の作業が必要である。



Fig. 7 Setup activity of Marangoni experiment by astronaut Noguchi. (courtesy of NASA)

供試体開発担当は、リアルタイムでダウンリンクされる船内カメラからの画像を通して宇宙飛行士の作業状況を見守ると共に、宇宙飛行士からの質問のコールダウンに備えた。このとき重要なことは、宇宙飛行士から質問されることを事前に想定し、その回答を用意しておくこと、想定外の質問であっても的確かつ迅速に回答することである。曖昧あるいは誤った解答は、実験の失敗に繋がる。回答に時間を費やすと、計画された作業時間枠では作業が終了せず、スケジュール変更が必要となる。宇宙飛行士の軌道上作業は、ほぼ隙間なく組まれているため、スケジュール変更もおいそれとはできない。

## (2) 実験運用

装置／供試体のセットアップが終了すると、FPEF の機能検証が行われた。FPEF および供試体の機能は問題無いことが確認された。直径 0.1mm シース熱電対やヒータ線などデリケートな部分や、画像の輝度など多くの部分を心配していただけに、胸をなでおろした。実験初日には、9.6 mm 長さの液柱を形成し、温度差を印加することで振動流遷移を観察することにも成功した。この日は大勢の報道陣が詰め掛け、「きぼう」初実験の注目度の高さと、これから始まる実験が上手くいくのか分からない不安とで異常な緊張感漂う中で実験が開始された。液柱は非常に良好に形成され、かつ温度差を印加してマランゴニ対流を発生させその観測に成功した。液柱内には、気泡が混入したが、その後の数回の実験中に気泡を上手く除去する手法を見出すことに成功した。

実験運用では、UI (ユーザインテグレーション) のポジションが研究者の要求を取りまとめ、実験運用管制要員に要求を伝えながら実験を進行する。液柱マランゴニ実験は、ISS を利用した実験の中で最も難しい実験の一つであろう。それは、円柱状の液体を上下端のディスクのみで支えて保持しているため、液柱形成・収納時に微妙な調整を行う必要がある。また、リアルタイムで観察される事象に合わせて液柱の形状を整えたり、温度プロファイルを変更したりなど、装置を制御するコマンドを頻繁に送信することが良いデータを取得する上で必須である。そのため、1 日の実験で平均 150 コマンドを送信した。FPEF だけでも 118 コマンドを有しており、それぞれのコマンドにはインヒビット条件が課せられている。それらを一つ一つ確認しながら、UI からの指示を判断してコマンドを矢継ぎ早に送信する運用は非常に高度なものが要求されたが、流体 Rack 運用管制担当者らは負荷の高い運用を適切に遂行した。MEIS 実験は、我が国の実験運用管制のレベルを推し量る試金石としての役割を、図らずも担っていたのだと思う。

約 2 ヶ月間の実験中には、ISS の姿勢制御が急遽計画されたり、ハリケーンがジョンソン宇宙センターを襲い実験運用が中断されたりなど予期せぬことも発生し、その都度、実験運用取りまとめ担当との調整を行いながら、実験への影響を最小限にするための方策を模索した。ま

た、実験中に液柱分離が発生したことにより、実験終了後に実験供試体の内部清掃を要求し、JAXA 内や NASA と議論を行い、宇宙飛行士の Voluntary Science (通常の勤務時間外で自発的に行う実験) により清掃が実現した。宇宙実験を上手く進めるには、国内外と調整を行い、当初の実験計画を最大限キープしながら、時には臨機応変に対応していくことが重要であった。

実験運用も、いろいろな経験を経て、工夫がなされスムーズに進行するようになってきた。

## 4.4 実験成果

MEIS では作動流体の種類、ディスク直径などを変えながら様々な条件で実験を行った。MEIS は全 5 シリーズの実験から成り、それぞれの実験条件は Table 2 にまとめられている。本実験では、作動流体としてシリコンオイル (信越シリコン社製)、可視化計測用のトレーサ粒子として金属被膜樹脂粒子 (綜研化学社製) が使用された。MEIS-2, 3 ではフォトクロミック法<sup>3)</sup>による表面流速計測のため、フォトクロミック染料が作動流体中に溶解している。Table 3 は各作動流体の主な物性値<sup>4)</sup>をまとめた表である。また、本実験ではトレーサ粒子の大きさと数を目的に応じて変化させている。MEIS-1 では、定性的な対流場と PAS (Particle Accumulation Structure) の観察のため、直径 30 $\mu$ m のトレーサ粒子を 900,000 個、作動流体中に懸濁した。MEIS-2~5 では、対流場の三次元計測のため、直径 180 $\mu$ m のトレーサ粒子を使用し、懸濁したトレーサ粒子の数はそれぞれ 500, 2,000, 500, 10,000 個である。

以下に宇宙実験の主な目的を示す。

- ・振動流遷移の臨界ディスク間温度差の計測。
- ・振動流遷移後に出現する振動モードと周方向モード数の把握。
- ・作動流体のプラントル数、液柱形状が振動流遷移に及ぼす影響の解明。
- ・振動流遷移後の対流場と温度場の計測と構造の解明。
- ・高マランゴニ数条件におけるカオス流・乱流への遷移過程の観察と定量的評価。
- ・大直径液柱における粒子集合構造 (PAS) の観察と発生条件の解明。
- ・液柱分離と液滴内マランゴニ対流の観察。

Table 2 Experimental conditions

Series	Working fluid	Disk diameter
MEIS-1	KF-96L-5cs	30mm
MEIS-2	KF-96L-5cs with photochromic dye	30mm
MEIS-3	KF-96-20cs with photochromic dye	30mm
MEIS-4	KF-96-20cs	50mm
MEIS-5	KF-96-10cs	50mm

**Table 3** Physical properties of the silicone oil at 25°C

	KF-96L-5cs	KF-96-10cs	KF-96-20cs
$\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]	915	935	950
$\nu$ [m <sup>2</sup> /s]	5.0×10 <sup>-6</sup>	10.0×10 <sup>-6</sup>	20.0×10 <sup>-6</sup>
$\alpha$ [m <sup>2</sup> /s]	7.46×10 <sup>-8</sup>	8.94×10 <sup>-8</sup>	9.67×10 <sup>-8</sup>
$Pr$ [-]	67	112	207
$\beta$ [1/K]	1.09×10 <sup>-3</sup>	1.06×10 <sup>-3</sup>	1.04×10 <sup>-3</sup>
$\sigma$ [N/m]	19.7×10 <sup>-3</sup>	20.1×10 <sup>-3</sup>	20.6×10 <sup>-3</sup>
$\sigma_T$ [N/(m·K)]	-6.58×10 <sup>-5</sup> a) -6.26×10 <sup>-5</sup> b)	-6.12×10 <sup>-5</sup>	-6.24×10 <sup>-5</sup> a) -5.85×10 <sup>-5</sup> b)

a) pure silicone oil, b) with photochromic dye

#### 4.4.1 振動流遷移の臨界条件

##### (1) 臨界ディスク間温度差と臨界マランゴニ数

MEIS では広範囲なアスペクト比 ( $AR=0.1\sim 2.0$ ) について、振動流遷移の臨界ディスク間温度差 ( $\Delta T_c$ ) を計測した<sup>5,6)</sup>。ここで、 $AR$ は液柱高さ ( $H$ ) とディスク直径 ( $D$ ) の関係を表す無次元数であり、次式で定義される。

$$AR = \frac{H}{D} \quad (1)$$

**Figure 8** は  $AR$  に対して  $\Delta T_c$  をプロットしたグラフである。 $\Delta T_c$  は液柱形状に依存するため<sup>7,8)</sup>、**Fig. 8** には真円柱に近い条件の結果のみがプロットされている。また、冷却ディスク温度は 20°C に統一している。この結果から、 $AR$  の増加とともに  $\Delta T_c$  は減少し、 $AR=0.9$  付近において特徴的なピークを有していることがわかる。また、 $AR$  が 1.0 を超えると  $\Delta T_c$  が増加または一定となる。地上では、重力の影響により  $AR=1.0$  程度が実験可能な上限であったが、MEIS では高  $AR$  液柱の系統的なデータの取得に初めて成功した。

$\Delta T_c$  はディスク直径や作動流体の粘性に依存し、**Fig. 8** からもわかるようにディスク直径の減少または粘性の増大にともない  $\Delta T_c$  が増加する傾向がある。これらの影響を考慮し、マランゴニ対流の強度を記述するパラメータとしてマランゴニ数 ( $Ma$ ) がある。 $Ma$  は  $\Delta T$  を含む無次元数であり、次式で定義される。

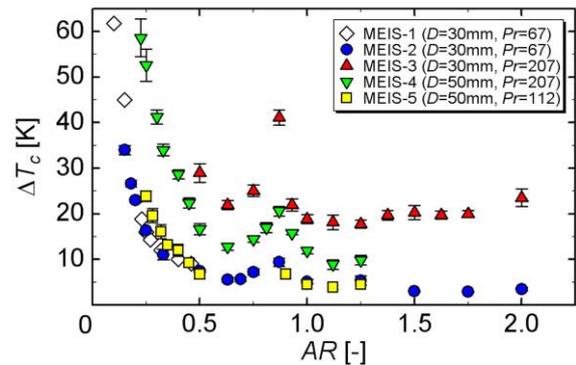
$$Ma = \frac{|\sigma_T| \Delta TH}{\rho \bar{\nu} \alpha} \quad (2)$$

ここで、 $\sigma_T$  は表面張力温度係数、 $\Delta T$  はディスク間温度差、 $\rho$  は密度、 $\nu$  は動粘度、 $\alpha$  は熱拡散係数であり、特に  $\Delta T = \Delta T_c$  のときの  $Ma$  を臨界マランゴニ数 ( $Ma_c$ ) という。式 (2) において、動粘度の温度依存性は他の物性値に比べ大きいため、冷却ディスク温度 ( $T_c$ ) と加熱ディスク温度 ( $T_h$ ) における動粘度の平均 ( $\bar{\nu} = \{\nu(T_c) + \nu(T_h)\}/2$ ) を代表値として用いる。各温度における  $\nu$  は以下の式で評価される<sup>4)</sup>。

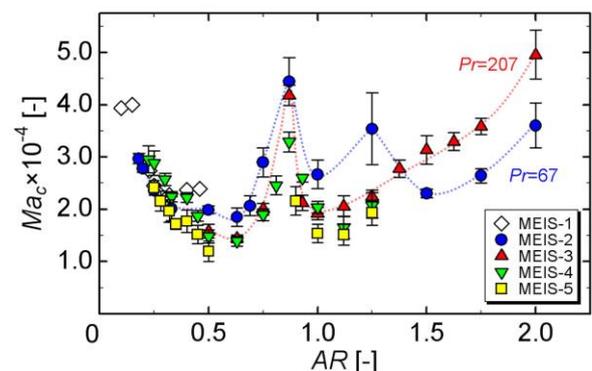
$$\nu(T) = \exp\left(5.892 \frac{25-T}{273.15+T}\right) \times \nu(25) \quad (3)$$

**Figure 9** は  $Ma_c$  を  $AR$  に対してプロットしたグラフである。 $Ma_c$  を用いることで、ディスク直径や粘性の影響が整理され、各実験結果が良好な一致を示していることがわかる。この結果から  $Ma_c$  の  $AR$  依存性について、以下の知見が得られた。

- (1)  $AR < 0.5$  において、 $AR$  の増加にともない  $Ma_c$  が減少し、 $AR=0.5$  付近で極小となる。また、この領域では  $AR$  によって周方向モード数が変化する。
- (2)  $0.5 \leq AR \leq 0.9$  において、 $AR$  の増加にともない  $Ma_c$  が増加し、 $AR=0.9$  付近において明瞭なピークを示す。



**Fig. 8** Critical temperature difference,  $\Delta T_c$ , as a function of aspect ratio,  $AR$



**Fig. 9** Critical Marangoni number,  $Ma_c$ , as a function of aspect ratio,  $AR$

$AR \geq 0.5$  では,  $AR$  によって周方向モード数が変化しない.

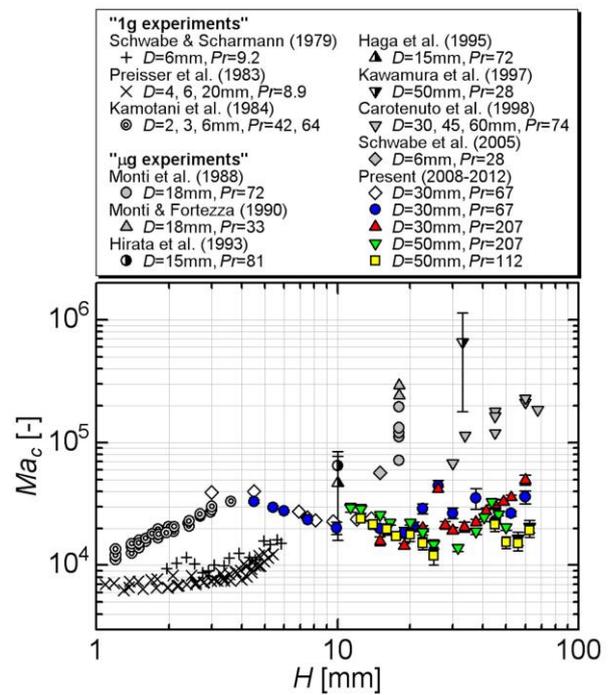
- (3)  $0.9 < AR < 1.0$  において,  $Ma_c$  は減少し,  $AR=1.0$  付近で再び極小となる.
- (4)  $AR \geq 1.0$  では, プラントル数 ( $Pr$ ) によって 2 つの傾向が確認された.  $Pr=67$  (MEIS-2) の結果では,  $AR=1.25$  付近において  $Ma_c$  は第 2 のピークを示し,  $AR=1.5$  付近で極小となつてから増加する. 一方,  $Pr=207$  (MEIS-3) の結果では, 第 2 のピークが存在せず  $AR \geq 1.0$  において  $Ma_c$  は単調増加する.

これまで, 高プラントル数流体を用いた研究が数多く実施されており, MEIS 以前にもスペースシャトル<sup>9-11)</sup> や小型ロケット<sup>12-19)</sup> による微小重力研究で多くの実験データが蓄積されてきた. これらの実験では, 微小重力環境の特性を利用して, 通常重力環境では実現不可能な大直径液柱を用いた実験が行われてきたが, 計測された  $Ma_c$  は予想されたものよりも大きく, マランゴニ対流の振動流遷移条件が  $Ma$  だけでは決定されない可能性が議論されてきた<sup>20)</sup>. **Figure 10** は液柱高さ ( $H$ ) に対して  $Ma_c$  をプロットし, 従来の地上実験<sup>21-23)</sup> と微小重力実験<sup>11-13, 15-17, 19)</sup> の結果と比較したものである. 通常重力の地上実験 ( $H \leq 6\text{mm}$ ) では  $Ma_c = 6 \times 10^3 \sim 3 \times 10^4$  の範囲にあるが, スペースシャトル実験<sup>11)</sup> や小型ロケット実験<sup>12, 13, 15-17, 19)</sup> では  $H$  の増加とともに  $Ma_c$  が顕著に増加する傾向が見られる. 一方, MEIS の結果は  $Ma_c = 2 \times 10^4 \sim 6 \times 10^4$  の範囲にあり, 過去の微小重力実験に比べ明らかに小さな値を示している. この結果は, 過去の微小重力実験から予想された液柱寸法効果<sup>20)</sup> を否定するものであり,  $Ma$  がマランゴニ対流の振動流遷移条件の支配的なパラメータであることを示唆している.

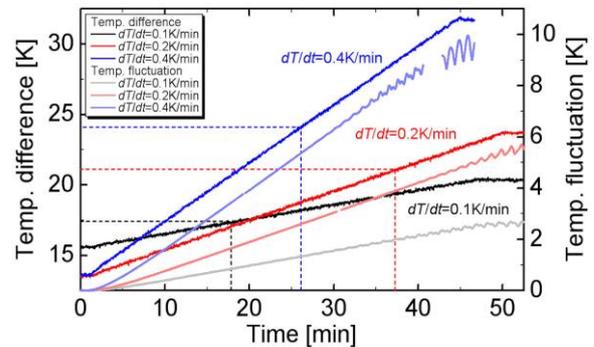
先にも述べたとおり, 過去の微小重力実験の  $Ma_c$  は MEIS の結果に比べ明らかに大きく, 1 桁程度の違いがある. これは, ディスク温度の加熱速度の違いによるものである. MEIS では, ディスク温度をステップ状に変化させ, 各ステップにおいて温度場が発達するまで十分な待ち時間 (数十分~2 時間程度) を設けている. 一方, スペースシャトル実験や小型ロケット実験では, 実験時間が限られていたため, 温度場が定常状態になるまでの十分な待ち時間を設けることができていなかった. そのため, ディスクの温度上昇速度よりも温度場の発達が遅れ,  $Ma_c$  が正しい値よりも大きくなってしまったと考えられる. MEIS では, ディスクの温度上昇速度が振動流遷移計測に与える影響を調べるため, ディスクの加熱速度 ( $dT/dt$ ) を  $0.1 \sim 4\text{K/min}$  の範囲で変化させ,  $\Delta T_c$  の計測を行った. **Figure 11** はその一例であり,  $D=50\text{mm}$ ,  $AR=0.5$ ,  $20\text{cSt}$  のシリコンオイル液柱について,  $dT/dt=0.1, 0.2, 0.4\text{K/min}$  と変化させた際の  $\Delta T$  (左縦軸) と液面付近の温度変動 (右縦軸) を示している. 振動流遷移の検出には, 液面近傍に配置された熱電対が使

用された. この結果からもわかるように, 振動流に遷移すると液面温度も振動を始め, その振幅は  $\Delta T$  の増大とともに大きくなる. そこで, 温度振幅の増加率から振幅が 0 になると予想される  $\Delta T$  を求め, これを  $\Delta T_c$  とした. 計測された臨界条件は, それぞれ,  $\Delta T_c = 17.4, 21.1, 24.1\text{K}$  であり, 加熱速度が大きくなることで  $\Delta T_c$  も大きくなっていることがわかる. ここで, 過去の実験結果とともに加熱速度の影響を評価するため, 新しい無次元パラメータを導入する.

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) T = \alpha \nabla^2 T \quad (4)$$



**Fig. 10** Dependence of critical Marangoni number,  $Ma_c$ , on the liquid bridge size



**Fig. 11** Temperature difference and temperature fluctuation near the liquid surface with various heating speed

式 (4) はエネルギー方程式であるが、これを **Table 4** のスケールを用いて無次元化することで、式 (5) で定義される無次元加熱速度  $((dT/dt)^*)$  が得られる<sup>24)</sup>。

$$\left(\frac{dT}{dt}\right)^* = \left(\frac{|\sigma_T|(dT/dt)H}{\rho\bar{v}}\right)^{0.5} \frac{H}{\alpha} \quad (5)$$

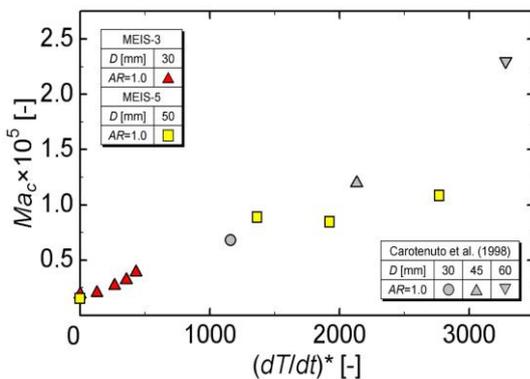
**Table 4** Physical scales

Temperature	$\frac{(dT/dt)H^2}{\alpha} (=T_{ref})$
Velocity	$\frac{ \sigma_T (dT/dt)H^2}{\rho\bar{v}\alpha} (=U_{ref})$
Length	$H$
Time	$\frac{H}{U_{ref}}$

**Figure 12** は  $(dT/dt)^*$  に対して  $Ma_c$  をプロットしたグラフである。この結果には  $AR=1.0$  の結果のみがプロットされており、Carotenuto らが行ったスペースシャトル実験の結果<sup>11)</sup> も含まれている。式 (5) からわかるように、 $(dT/dt)^*$  は加熱速度のみならず、作動流体の物性値や液柱サイズに依存する。Carotenuto らは、 $D=30\sim 60\text{mm}$  の大きなサイズの液柱で実験を行ったにも関わらず、加熱速度は  $1\text{K/min}$  と大きく、 $(dT/dt)^*=1,000\sim 3,300$  である。**Figure 12** からわかるように、 $Ma_c$  は  $(dT/dt)^*$  に対して線形的に増加する傾向があり、そのため **Fig. 11** に示されるような  $Ma_c$  の大きな違いが出てしまった。先にも述べたとおり、MEIS ではディスク温度を変化させた後、温度場が定常状態になるまで十分な待ち時間を設けており、実質的に  $(dT/dt)^*=0$  を実現している。そのため、MEIS では過去の微小重力実験などと比べて、より正確な臨界条件の計測に成功したといえる。

(2) 振動周波数

$AR$  に対して振動流遷移直後の振動周波数 ( $f$ ) をプロットしたグラフを **Fig. 13** に示す。この図において、

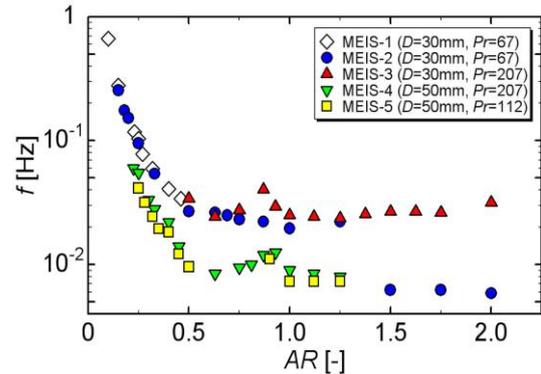


**Fig. 12** Critical Marangoni number,  $Ma_c$ , as a function of dimensionless heating speed,  $(dT/dt)^*$

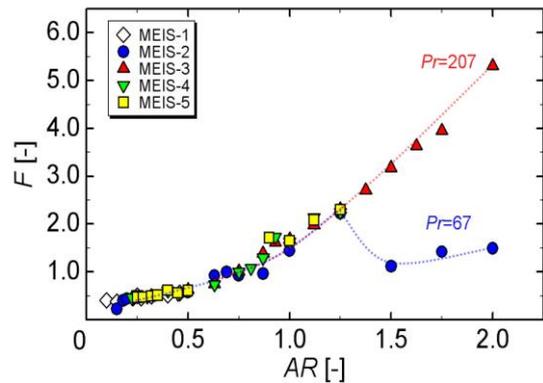
MEIS-1~3 ( $D=30\text{mm}$ ) と MEIS-4, 5 ( $D=50\text{mm}$ ) は、それぞれ良好な一致を示しており、このことから  $f$  は作動流体の  $Pr$  に依らず、液柱サイズにのみ依存することがわかる。また、計測された  $f$  について、 $\Delta T_c$  と同様  $AR$  の増加にともない  $f$  が減少する傾向が確認された。また、 $AR=0.9$  付近で  $f$  がピークとなっていることもわかる。これは、 $AR=0.9$  付近で  $\Delta T_c$  が極大となるため、流速が大きくなり、それにともない振動周期が短く、つまり振動周波数が増大したためである。計測された  $f$  について、以下の式で定義される無次元化<sup>22)</sup> を行い  $AR$  に対してプロットしたものが **Fig. 14** である。

$$F = \frac{H^2}{\alpha\sqrt{Ma_c}} f \quad (6)$$

式 (6) の無次元化を用いることで、 $F$  の  $AR$  依存性が整理され、 $AR \leq 1.25$  の範囲では MEIS-1~5 の全ての結果が良く一致しており、 $AR$  の増加にともない  $F$  が単調増加していることがわかる。また、MEIS-3 の結果では、 $AR > 1.25$  でも  $F$  が単調増加し続けているのに対して、MEIS-2 の結果では、 $AR=1.25$  付近において不連続な挙動を示し、 $F$  が急激に減少している。このときの実験条件は、**Fig. 9** における  $Ma_c$  の第 2 ピークが確認された条件と一致しており、この付近で対流場の不安定性のモー



**Fig. 13** Oscillation frequency,  $f$ , as a function of aspect ratio,  $AR$



**Fig. 14** Dimensionless oscillation frequency,  $F$ , as a function of aspect ratio,  $AR$

ドが変化したと考えられる。また、MEIS-3 ではこのような  $Ma_c$  の第 2 ピークと  $F$  のジャンプが確認されなかったことから、この不安定性モードの発現条件は  $Pr$  に依存すると考えられる。

**(3) 周方向モード数**

振動流遷移時の周方向モード数 ( $m$ ) を  $AR$  に対してプロットしたグラフを、過去の地上実験の結果<sup>25)</sup> とともに Fig. 15 に示す。液柱マランゴニ対流の振動モードは、作動流体中に懸濁されたトレーサ粒子の分布によって判別が可能であり、液柱端面から観察した際に生じる粒子不在領域の形状によって  $m$  が決定される。 $m=1, 2, 3, 4$  以上がそれぞれ円、楕円、三角形、以下多角形と対応している。Figure 16 は MEIS-5 で撮影された粒子画像であり、周方向モード数はそれぞれ  $m=3, 2, 1$  である。 $m$  は一般的に  $Pr$  に依らず液柱形状で決まり、Fig. 15 からわかるように  $AR$  が増加すると  $m$  は整数値を取りながら階段状に減少する。過去の研究では、周方向モード数とアスペクト比の積 ( $m \times AR$ ) が 1 近傍の値を取ることが広く知られていたが<sup>25)</sup>、MEIS で観察された  $m$  は地上実験に比べ全体的に小さく、 $m \times AR \approx 0.7$  となった。地上実験と宇宙実験とで異なる傾向が確認された理由として、液柱形状の影響と、浮力対流の影響が挙げられる。前者について、通常の重力環境では自重により液柱形状の変形が生じる。先にも述べたとおり、液柱形状はマラ

ンゴニ対流の振動条件に影響することが知られているが、振動のモード構造にも影響することが実験的<sup>26)</sup>にも数値計算的<sup>27)</sup>にも報告されている。また、後者について、Velten ら<sup>28)</sup>や Monti ら<sup>29)</sup>は加熱方向（重力に対して上からまたは下から）を変化させることで浮力対流の影響を実験的に調査しており、下から加熱した場合に  $m \times AR \approx 0.55$ <sup>29)</sup> という結果を報告している。上から加熱した場合には、浮力対流はマランゴニ効果による表面流れを抑制する向きに働くため、流れが内側まで入り込まず  $m$  が増加する。一方、下から加熱した場合には、浮力対流はマランゴニ効果による表面流れを促進する向きに働くため、流れが内側まで入り込み  $m$  が減少する。宇宙実験では、浮力対流の影響がないため、 $m$  は通常重力環境で上から加熱した場合と下から加熱した場合の中間の値となる。本宇宙実験ではこれらの考えを裏付ける結果が得られた。

**(4) プラントル数の影響**

微小重力環境では、地上に比べ大きな液柱の形成が可能であるため、通常の重力環境では実験が困難なプラントル数 ( $Pr$ ) でも振動流遷移の臨界値計測が可能である。MEIS では、過去に例のない  $Pr=207$  という条件での正確な  $Ma_c$  の計測に成功し、 $Ma_c$  と  $Pr$  の関係を明らかにしつつある。Figure 17 は異なる作動流体に対する  $Ma_c$  を  $Pr$  に対してプロットし、従来<sup>31-33)</sup>と比較したものである。 $Pr < 67$  の領域では、 $Pr$  の増加とともに  $Ma_c$  が増加する傾向が確認された。対して、 $Pr \geq 67$  の領域では、 $Pr$  の増加とともに  $Ma_c$  が減少する傾向が確認された。この図に含まれる破線は、最小二乗法により得られた近似直線であり、 $Ma_c$  と  $Pr$  の関係は以下の式で表される。

$$\begin{cases} Ma_c \propto Pr^{0.66} & \text{for } 0.01 \leq Pr < 67 \\ Ma_c \propto Pr^{-0.27} & \text{for } 67 \leq Pr \leq 207 \end{cases} \quad (7)$$

Yang ら<sup>34)</sup>は、フルゾーン液柱を含む過去の実験結果に対して、 $10^{-2} < Pr < 10^2$  の領域において  $Ma_c \propto Pr^{0.6}$  という関係を報告している。また、Yamamoto ら<sup>35)</sup>は、 $8.9 < Pr < 110$  の領域において  $Ma_c \propto Pr^{0.2}$  という関係を報告しており、これらの結果は、MEIS で得られた結果と良く一致している。

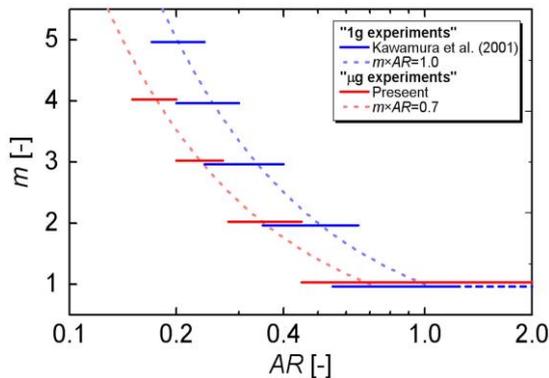


Fig. 15 Azimuthal mode number,  $m$ , as a function of aspect ratio,  $AR$

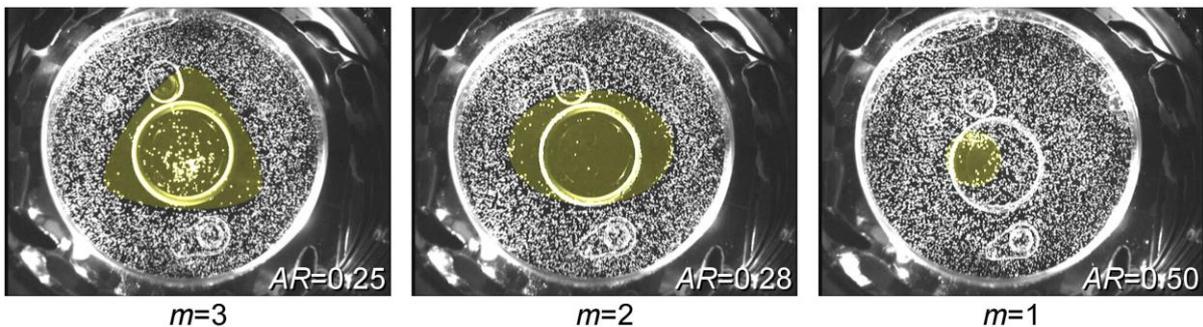


Fig. 16 Visualization of azimuthal mode number,  $m$ , in oscillatory Marangoni convection

4.4.2 液柱形状の影響

先にも述べたとおり、液柱形状はマランゴニ対流の振動流遷移に強く影響を及ぼすことが過去の研究<sup>7,8)</sup>でわかっている。MEISでは、微小重力環境下での液柱形状の影響を明らかにするため、いくつかのARについて様々な液柱形状を変化させ、振動流遷移の臨界条件を計測した。液柱形状の影響を評価するためのパラメータとして、次式で定義される体積比(VR)がある。

$$VR = \frac{V}{V_0} \quad (8)$$

ここで、Vは液柱体積、V<sub>0</sub>はディスク間の真円柱の体積(=πD<sup>2</sup>H/4)である。液柱形状の影響は、MEIS-2~5において調査され、AR=0.35, 0.40, 0.50, 1.00の液柱についてVRを様々な変化させMa<sub>c</sub>の計測を行った。Figure 18は、様々な形状の液柱画像である。本実験で使用された装置では、ディスクの移動時に下部ディスクに設けられた噴射孔からシリコンオイルが注入され液柱が形成される。また、ディスクの移動と独立して液量の調整も可能である。しかしながら、実際にはシリコンオイルの蒸発や熱膨張の影響があり、液柱の体積を直接計測することは非常に困難である。そこで、本実験では液柱の直径比(DR)を計測することでVRを算出している。ここで、DR(=D<sub>0</sub>/D)はディスク直径(D)と液柱の最大または最小直径(D<sub>0</sub>)の比のことであり、DRが決定されればVRも一意に決まるため、VRの計測が可能となる。液柱の形状は、表面張力と圧力の釣り合いを表すYoung-Laplace

方程式から数値的に求めることが可能である<sup>36)</sup>。

$$\begin{cases} \frac{d^2r}{dz^2} = -\frac{dz}{ds} \left( -\frac{\Delta\rho g}{\sigma} z + \frac{c}{\sigma} - \frac{1}{r} \frac{dz}{ds} \right) \\ \frac{d^2z}{dz^2} = \frac{dr}{ds} \left( -\frac{\Delta\rho g}{\sigma} z + \frac{c}{\sigma} - \frac{1}{r} \frac{dz}{ds} \right) \end{cases} \quad (9)$$

ここで、r, z, sはそれぞれ半径方向、軸方向、液面方向位置であり(Fig. 19)、Δρは液体と気体の密度差、σは表面張力、gは重力加速度、cは圧力に関する定数である。式(9)は初期値問題として狙い撃ち法(shooting method)<sup>36)</sup>で解くことが可能であり、境界条件は式(10)に示す通りである。

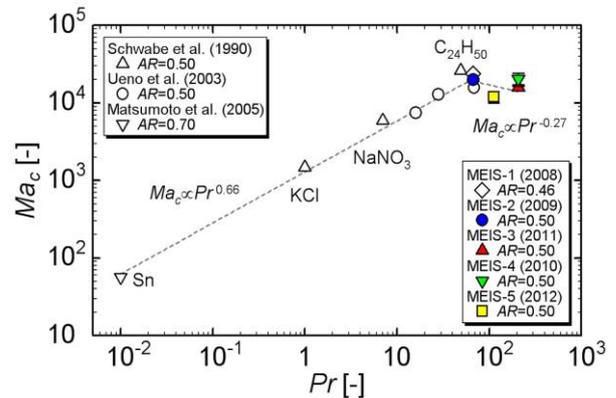


Fig. 17 Critical Marangoni number, Ma<sub>c</sub>, as a function of Prandtl number, Pr

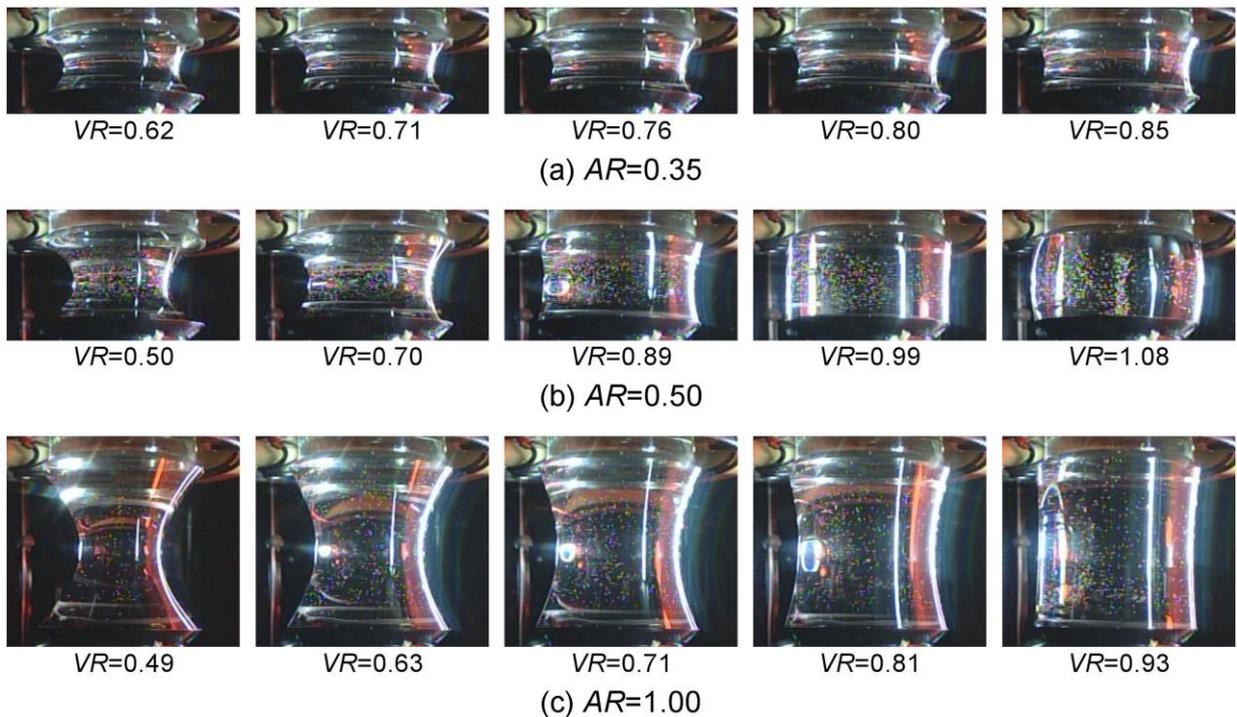


Fig. 18 Variety of liquid bridge shapes for (a) AR=0.35, (b) AR=0.50, and (c) AR=1.00

$$\begin{cases} r = \frac{D}{2} & \text{at } z = 0, H \\ \frac{dr}{ds} = \cos \beta_0 & \text{at } z = 0 \\ \frac{dz}{ds} = \sin \beta_0 & \text{at } z = 0 \\ VR = \frac{4}{D^2 H} \int_{z=0}^{z=H} r^2 dz \end{cases} \quad (10)$$

上式において、 $\beta_0$  は下部ディスクと液の初期接触角である (Fig. 19). これらの境界条件より、式 (9) において最適な  $\beta_0$  と  $c$  を求めることで、所定の  $AR$ ,  $VR$  を満たす液柱形状が得られる. Figure 20 は、側面画像から実験的に得られた液柱形状と Young-Laplace 方程式から計算で得られた液柱形状を比較した図である. 実験と計算の結果は良く一致しており、 $VR$  の計測が制度良く行われたことがわかる.

Figure 21 は (a)  $Ma_c$  と (b)  $F$  を  $VR$  に対してプロットし、過去の地上実験の結果<sup>37)</sup> と比較した図である.  $AR=0.50$  の結果について、地上実験では  $VR=0.85\sim 0.90$  において  $Ma_c$  の特徴的なピークが見られる. 一方、宇宙実験では、 $VR=0.80\sim 1.10$  において  $Ma_c$  はほぼ一定の値となり、 $VR<0.80$  で増加、 $VR=0.55$  付近でピークとなり、 $VR<0.55$  で急激に減少する. また、地上実験では、 $Ma_c$  がピークとなる  $VR=0.85$  付近で周方向モード数が  $m=2$

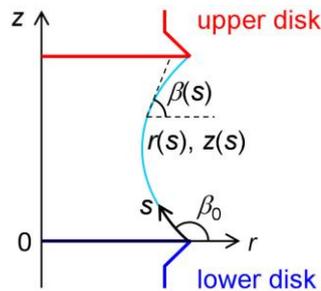


Fig. 19 Configuration of liquid bridge

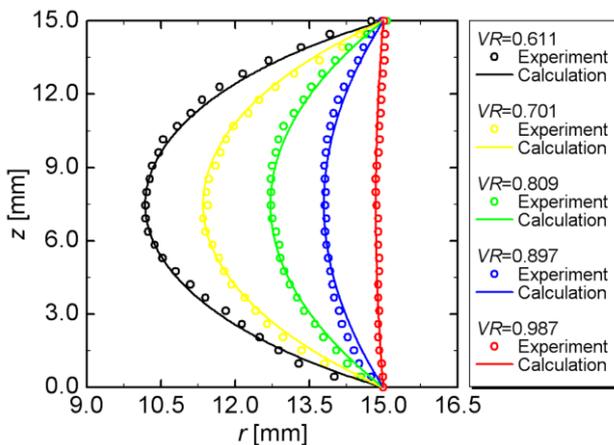


Fig. 20 Comparison of liquid bridge shapes from experiment to those from calculation

から 1 へと変化するのに対して (Fig. 22(a)), 宇宙実験では常に  $m=1$  の振動流が観察され、 $VR=0.55$  付近で振動モードが脈動振動流 (以下, SW; Standing Wave Oscillation) から回転振動流 (以下, RW; Rotating Wave Oscillation) へと変化する (Fig. 15(c)). ここで、SW は対流が特定の半径方向にのみ振動する振動形態、RW は対流が周方向に回転する振動形態であり、振動流遷移直後には SW が出現しやすく、 $\Delta T$  の上昇とともに RW へと遷移することが知られている<sup>25, 32)</sup>. 地上実験で観察されたような  $VR$  の変化にともなう  $m$  の変化は、宇宙実験では  $AR=0.40$  において観察され、 $VR=0.83$  付近で  $m=2$  から 1 へと変化している (Fig. 22(b)). このとき、地上実験ほど明瞭ではないが、 $VR=0.83$  付近で  $Ma_c$  が不連続な挙動を示している. これらのことから、通常重力環境と微小重力環境では、 $VR$  が振動流遷移条件と振動モードに与える影響の現れ方が異なることがわかる. これは、重力による液柱形状変化と浮力対流の影響によるものと考えられる. 同じ  $VR$  であっても、通常重力環境では自重による液柱の形状変形が生じる. Fig. 23 は、微小重力環境 (実線) と通常重力環境 (破線) における液柱形状を比較した図である. これらの結果は  $D=5\text{mm}$ ,  $AR=0.50$ ,  $5cSt$  シリコンオイルについて、Young-Laplace 方程式から液柱形状を数値的に計算したものである. この結果からもわかるように、通常重力環境では自重により下部ディスク側に液体が集中し、下膨れ形状の液柱が形成されている. Nishino ら<sup>37)</sup> の行った実験条件では、ボンド数 ( $Bo$ ) が 2.84, グラスホフ数 ( $Gr$ )

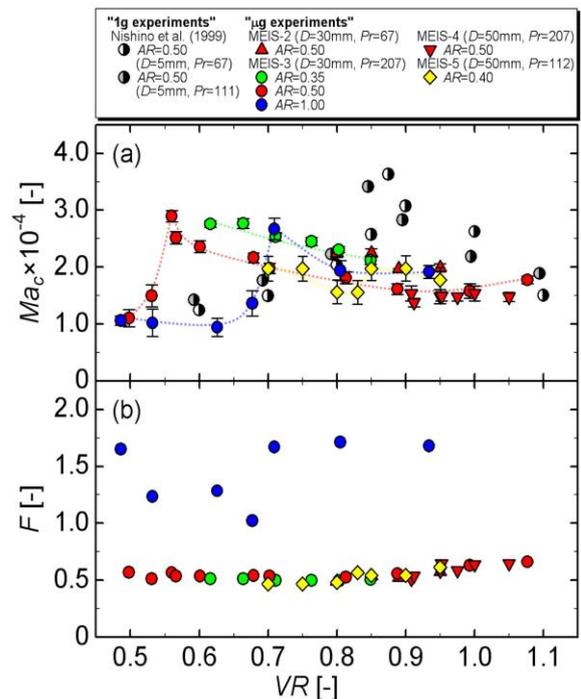
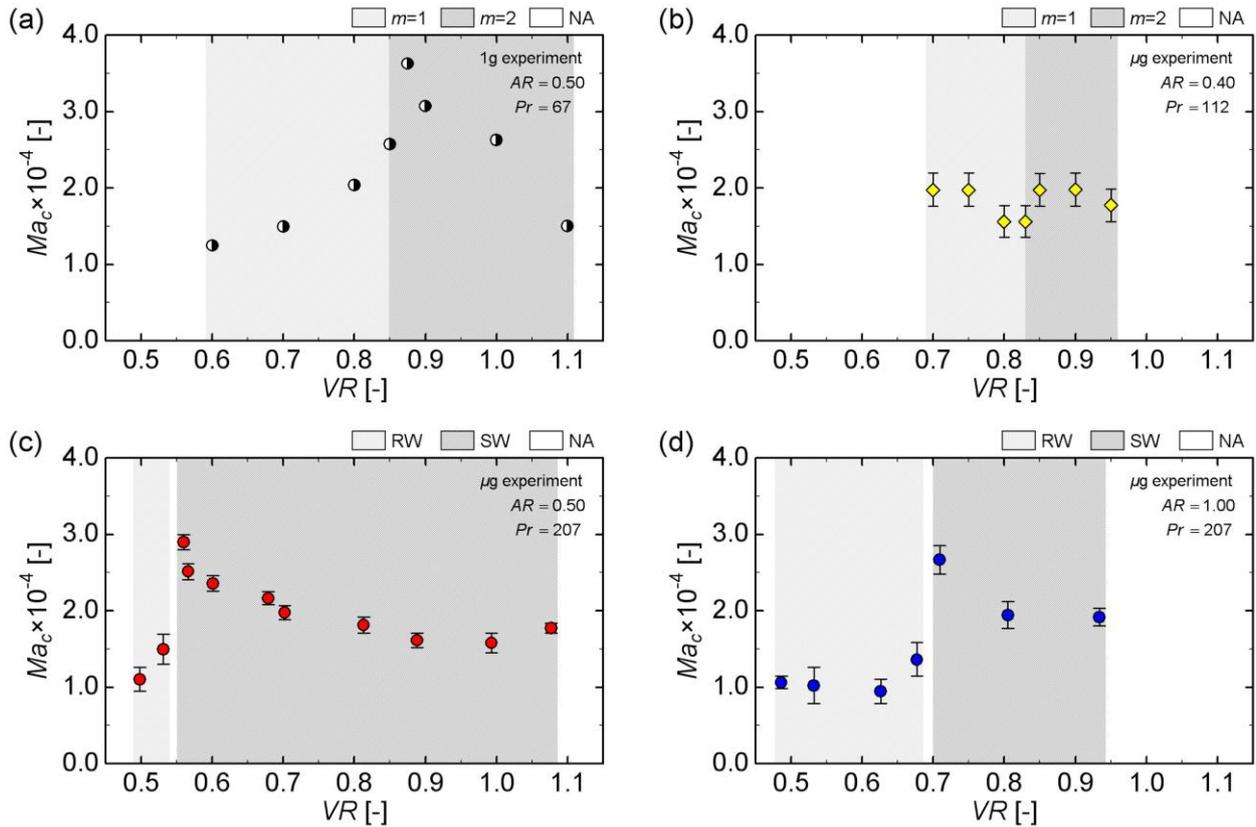


Fig. 21 Plot of (a) Critical Marangoni number,  $Ma_c$ , and (b) dimensionless oscillation frequency,  $F$ , as a function of volume ratio,  $VR$



**Fig. 22** Relation between critical Marangoni number,  $Ma_c$ , and azimuthal mode number,  $m$ , or mode of oscillation for (a)  $AR=0.50$  under 1g experiment, (b)  $AR=0.40$ , (c)  $AR=0.50$ , and (d)  $AR=1.00$  under  $\mu g$  experiment

が最大 400 程度となっている（宇宙実験ではいずれも 0）。ここで、 $Bo$  は重力と表面張力の比を表す無次元数、 $Gr$  は粘性力に対する浮力の割合を表す無次元数であり、それぞれ次の式で定義される。

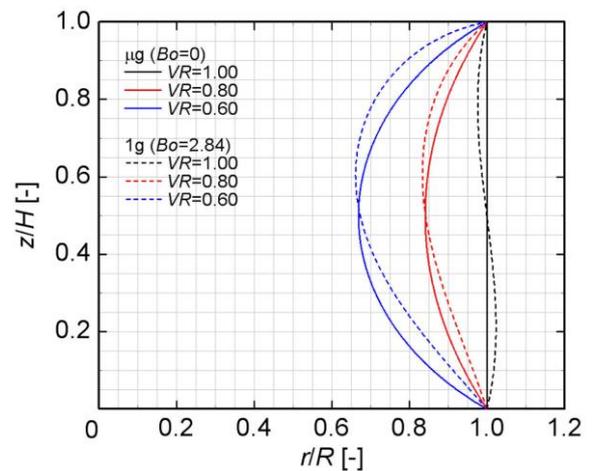
$$Bo = \frac{\Delta\rho g H^2}{\sigma} \quad (11)$$

$$Gr = \frac{\beta g \Delta T H^3}{\nu^2} \quad (12)$$

ここで、 $\beta$  は熱膨張係数である。地上実験では、液柱形状変形や浮力の影響を軽減するため、比較的小さな液柱を用いて実験を行っているが、それでも重力の影響は無視し得ず、地上実験と宇宙実験の結果に **Figs. 21, 22** に示されるような違いが生じたと考えられる。

$AR=1.00$  における  $VR$  依存性について、**Fig. 21(a)** より  $VR=0.70$  付近で  $Ma_c$  が極大となっていることがわかる。また、このピーク付近で振動モードが SW から RW へと変化している (**Fig. 22(d)**)。これは、一見すると  $AR=0.50$  の結果と同様の傾向を示しているように見えるが、振動周波数については全く異なる傾向を示していることが **Fig. 21(b)** からわかる。 $AR=0.35, 0.40, 0.50$  に対する  $F$  は  $VR$  全域においてほぼ一定となっているのに対して、 $AR=1.00$  では  $VR=0.70$  付近において  $F$  の急激な変化が生じており、この条件において対流場の不安定

性モードの変化が起きた可能性が示唆される。このような  $Ma_c$  のピークの出現と、それともなう  $F$  の急激な変化は  $VR$  を一定として  $AR$  を変化した場合にも観察されており (**Figs. 9, 14**)、このことから液柱マランゴニ対流の  $AR$  依存性と  $VR$  依存性には相関関係があると考えられる。



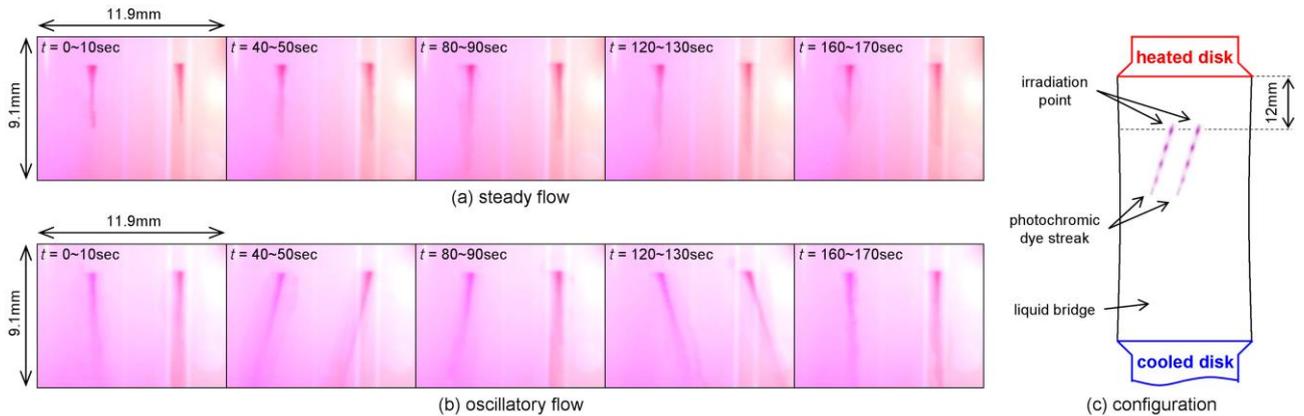
**Fig. 23** Comparison of liquid bridge shapes between  $\mu g$  and 1g environment for  $AR=0.50$

### 4.4.3 フォトクロミック法による表面流速計測

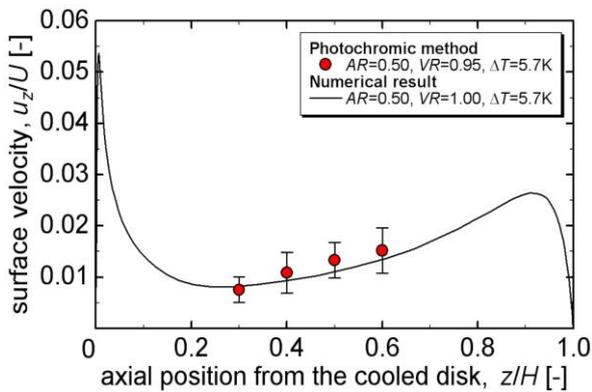
表面張力が支配的なマランゴニ対流を理解する上で、流体表面での流れの特性を知ることは非常に重要であり、本実験ではフォトクロミック法を用いた表面流速計測が行われた。MEIS-2, 3 で使用された作動流体中にはフォトクロミック染料 (TNSB; 1',3',3'-trimethylindoline-6-nitrobenzospiropyran)<sup>3)</sup> が溶解しており、これに窒素ガス (GN<sub>2</sub>) レーザーを一定周波数 (0.1~1Hz) で照射し、発色部を追跡することで表面流速が計測できる。過去にも TR-IA6 号機での微小重力実験においてフォトクロミック法を用いた表面流速計測が行われているが<sup>38)</sup>、このときには多量の液漏れにより鼓形の液柱しか形成することができず、また液柱が高温のハーネスと接触していたことにより正確な表面流速が得られなかった。MEIS では、フォトクロミック法を有効に活用し、多くの条件に対する表面流速の計測に成功している<sup>5)</sup>。また、フォトクロミック発色部は対流場の振動に対しても非常に敏感であり、振動流遷移の検出や振動周期計測の手段としても大いに活躍した。本実験で使用したフォトクロ

ミック染料入りシリコンオイルはトロント大学の川路正裕教授提供のものである。

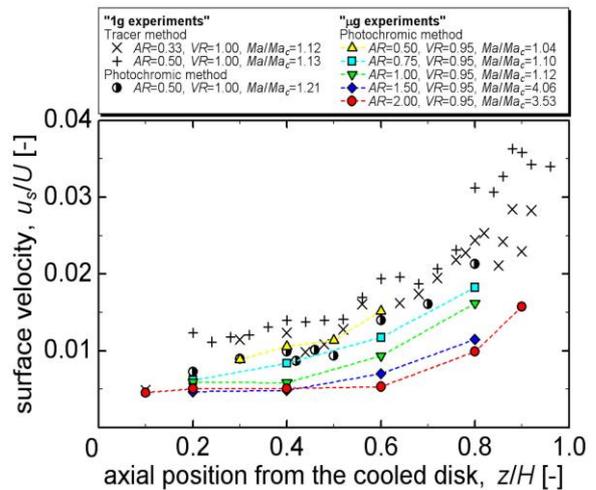
**Figure 24** は MEIS-2 でのフォトクロミック計測の様子であり、(a) は定常流、(b) は振動流状態における約 10 秒間の発色部の軌跡を示している。実験条件は  $AR=2.0$ 、 $VR=0.95$  であり、温度差はそれぞれ  $\Delta T=2.9, 5.4K$  である。GN<sub>2</sub> レーザの照射点は加熱ディスクから 12mm の位置にあり、2 点同時に照射される (**Fig. 24(c)**)。定常流では、時間に依らず発色部が加熱ディスク側から冷却ディスク側へと真直ぐに進んでいる。一方、振動流では、発色部の進む方向が約 160 秒周期で振動している。この条件では、周方向モード数  $m=1$  の SW が観察されており、フォトクロミック発色部の動きから液柱表面の流れの振動の様子が良くわかる。ここで、フォトクロミック法により計測された表面流速について記述する。**Figure 25** は  $AR=0.5$  の定常流について、フォトクロミック法により計測された表面流速と数値計算により得られた表面流速を比較した図である。この図において、縦軸は式 (13) で定義されるマランゴニ速度 ( $U$ ) で無次元化された軸方向の表



**Fig.24** Enhanced photochromic dye trace images for (a) steady state and (b) oscillatory state, and (c) configuration of irradiation point



**Fig. 25** Comparison of dimensionless surface velocity acquired from the photochromic dye activation method and that from the numerical simulation.



**Fig. 26** Profiles of the dimensionless surface velocity along the axial direction for the oscillatory flow

面流速 ( $u_s/U$ ), 横軸は  $H$  で無次元化された冷却ディスクからの相対位置 ( $z/H$ ) である.

$$U = \frac{|\sigma_T| \Delta T}{\rho \bar{v}} \quad (13)$$

フォトクロミック法の実験結果は  $AR=0.50$ ,  $VR=0.95$ ,  $\Delta T=5.7K$  の定常流におけるものであり,  $z/H=0.3, 0.4, 0.5, 0.6$  の4点において計測を行った. 数値計算結果は汎用の数値流体解析ソフトを用いた二次元計算<sup>39)</sup>で得られたものであり, 計算条件は  $VR$  を除き実験と同じである (実験では  $VR=0.95$  に対して計算では  $VR=1.00$ ). この結果において, フォトクロミック法により計測された表面流速は数値計算結果と良く一致しており, フォトクロミック法による表面流速計測の妥当性が確認された.

**Figure 26** は振動流状態における表面流速計測結果である. 振動流状態では, 表面流速は軸方向 ( $u_z$ ) と周方向 ( $u_\theta$ ) の2成分を持つため, 両成分の二乗和平方根 ( $u_s = (u_z^2 + u_\theta^2)^{0.5}$ ) を表面流速として評価しており, 縦軸は  $u_s/U$ , 横軸は  $z/H$  である. また, **Fig. 26** には過去の地上実験における粒子法またはフォトクロミック法による表面流速計測結果<sup>5)</sup>もプロットしてある. 実験条件は **Table 5** にまとめられており, 地上実験と宇宙実験の  $AR=0.50, 0.75, 1.00$  の結果は振動流に遷移した直後 ( $Ma/Ma_c \approx 1.1$ ),  $AR=1.50, 2.00$  の結果は遷移点より  $Ma$  を大きくした条件 ( $Ma/Ma_c > 3.5$ ) でのものである.

**Figure 26** において, いずれの結果についても  $AR$  や  $Ma$  に依らず, 加熱ディスクに近づくにつれ表面流速が増大する傾向が確認された. これは, 加熱ディスク付近の大きな温度勾配によるものである. 同様に, 冷却ディスク付近にも大きな温度勾配が存在し, 流速が増大するはずであるが, 速度境界層が非常に薄いため, 今回の実験では確認することができなかった. また,  $AR$  の増加にともない表面流速が減少する傾向も **Fig. 26** より確認することができる. これは, マランゴニ対流の駆動力の

大きさが, ディスク間温度差と距離によって決まるため,  $AR$  の増加にともない軸方向の温度勾配が小さく, つまり駆動力が小さくなったためと考えられる.

#### 4.4.4 3-D PTVによる三次元内部流動の可視化

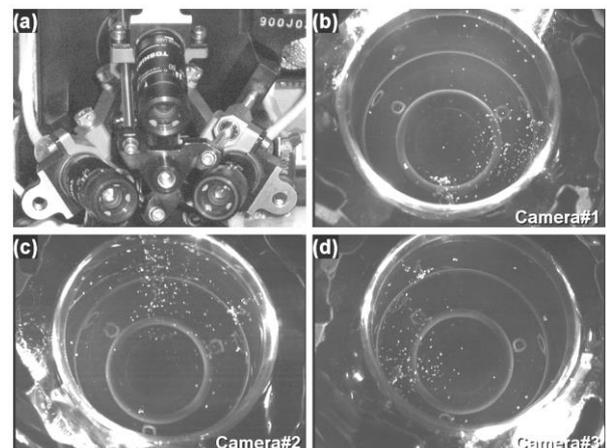
MEIS では, 三次元粒子追跡流速計測法 (以下, 3-D PTV: Three-Dimensional Particle Tracking Velocimetry) を用いた液柱マランゴニ対流の三次元内部流動の可視化計測を行った. 3-D PTV による液柱マランゴニ対流の三次元計測は, 地上実験<sup>40)</sup>や TR-IA4<sup>17)</sup>, 6<sup>18)</sup>号機実験においても行われており, 本実験ではこれらと同様の計測システム<sup>41)</sup>を基本として, 新たに多時刻粒子追跡 (Multi-Frame Particle Tracking)<sup>42)</sup>を用いた計測システムを開発して解析を行った. 3-D PTV は, 流体中に懸濁したトレーサ粒子を2台以上のカメラで同時に撮影し, ステレオ写真の原理に基づいて三次元再構築することで, 3成分の速度場を計測するものであり, 本実験における解析手順は以下に示すとおりである.

- (1) 撮影: 3台の CCD カメラにより, 粒子画像とカメラ校正用基準点画像を撮影する.
- (2) 画像処理: 個々のトレーサ粒子と基準点を識別するため, 背景処理, 二値化, ノイズの除去を行う.
- (3) カメラ校正: 基準点画像の三次元位置と画像上の位置関係から, カメラパラメータを算出する.
- (4) 粒子追跡: 画像上でトレーサ粒子の輝度重心を算出し, 個々のトレーサ粒子の移動を追跡する.
- (5) 三次元再構築: 画像上で追跡されたトレーサ粒子の位置を, カメラパラメータを用いて三次元位置に再構築する.

MEIS では, 加熱ディスクに透明なサファイアガラスが用いられており, これを通して3台の小型 CCD カメラで液柱内部を撮影する (**Fig. 27**). 本実験では, カメ

**Table 5** Experimental conditions of surface velocity measurement

Method	$AR$	$VR$	$Ma$	$Ma/Ma_c$
lg experiments				
tracer	0.33	1.00	$1.89 \times 10^4$	1.12
tracer	0.50	1.00	$1.89 \times 10^4$	1.13
photochromic	0.50	1.00	$1.56 \times 10^4$	1.12
$\mu g$ experiments				
photochromic	0.50	0.95	$2.03 \times 10^4$	1.04
photochromic	0.75	0.95	$3.18 \times 10^4$	1.10
photochromic	1.00	0.95	$3.00 \times 10^4$	1.12
photochromic	1.50	0.95	$9.37 \times 10^4$	4.06
photochromic	2.00	0.95	$1.27 \times 10^5$	3.53



**Fig. 27** Photos of (a) three CCD cameras, and (b)-(d) particle images taken by the CCD cameras

ラ 2 台での 3-D PTV 計測を 3 通りの組み合わせで行い、全ての結果を合成して対流場を可視化している。前述のとおり、3-D PTV では複数のカメラで対流場を同時に撮影する必要があり、そのため高精度のカメラ同期が要求される。本実験では、ストロボを明滅させることでカメラの同期を行った。3-D PTV 解析用の映像を取得するにあたって、録画開始後にストロボを明滅させ、これを基準にカメラ同期を行う。本実験で使用した CCD カメラの撮影速度は 30fps であり、この方法で同期を行うことで、各カメラ間の時間のずれを 1/30 秒以内にすることができる。Figure 28 は CCD カメラにより撮影された液柱端面の画像であり、(a) は元の画像、(b) は背景画像、(c) は背景処理後の粒子画像、(d) はカメラ校正用の基準点画像となっている。本実験で使用した冷却ディスクには、カメラ校正用の基準点が設けられている。そのため、粒子画像と基準点画像を同時に撮影することができ、より精度の高い計測が可能となっている。カメラ校正は、村井ら<sup>43)</sup>により提案された中心投影系カメラモデルの共線条件式を用いて、逐次近似法および最小二乗法による繰り返し計算により行った<sup>42)</sup>。Table 6 はカメラ校正における平均投影誤差のまとめである。精度良く 3-D PTV 計測を行うには、平均投影誤差が 1pixel 以下であることが望ましく、本実験ではいずれの条件でも、これを満たしていることから、高精度のカメラ校正が行われたといえる。

(1) 計測の不確かさ

本実験で行った 3-D PTV の計測精度を評価するため、

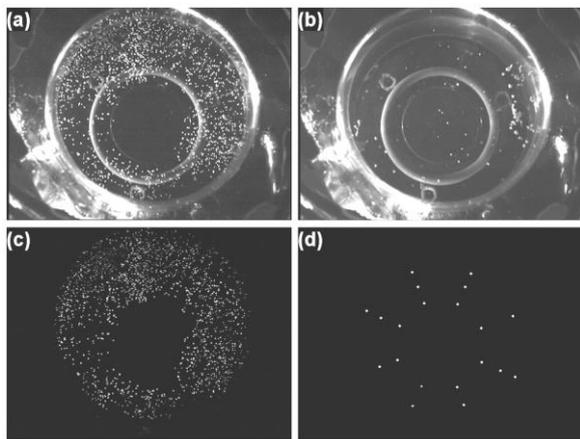


Fig. 28 Top view images of (a) original, (b) background, (c) extracted tracer particles, and (d) target marks for camera calibration

Table 6 Projection errors in camera parameters

	Camera#1	Camera#2	Camera#3
MEIS-2	0.80pixel	0.94pixel	0.90pixel
MEIS-3	0.89pixel	0.85pixel	0.89pixel
MEIS-4	0.64pixel	0.62pixel	0.87pixel
MEIS-5	0.55pixel	0.55pixel	0.66pixel

95%包括度での計測の不確かさ ( $U_{RSS}$ ) を系統的に評価した<sup>44)</sup>。3-D PTV における計測の不確かさ要因としては、(1) トレーサ粒子の周囲流体への追従性、(2) 虚偽のトレーサ粒子軌跡の混入、(3) トレーサ粒子の直線近似にともなう誤差、(4) トレーサ粒子の三次元再構築にともなう誤差、などが挙げられる<sup>41)</sup>。(1) については、Baset-Boussinesq-Qseen 式<sup>45)</sup>により、本実験条件では問題ないことが確認されている。(2) についても、多時刻粒子追跡を用いることで大幅に改善されている。(3) について、本実験で使用した CCD カメラの撮影速度は流れに対して十分に速いため、その影響は無視できると考えられる。また、(4) について、MEIS-2 における計測の不確かさをまとめた表が Table 7 である。この結果において、 $z$  が減少する、つまり計測位置がカメラから遠ざかるにつれ計測の不確かさが大きくなっていることがわかる。また、 $x, y$  方向に比べ、 $z$  方向の計測の不確かさが大きくなっている。一般のステレオ計測において、カメラの奥行方向 ( $z'$ ) に対する面内方向 ( $r'$ ) の不確かさの比 ( $U_{RSS-z'/r'}$ ) は 2 台のカメラが成す光軸角 ( $\theta$ ) に依存し、以下の式が成り立つことが知られている<sup>46)</sup>。

$$U_{RSS-z'/r'} = \frac{U_{RSS-z'}}{U_{RSS-r'}} = \frac{1}{\tan(\theta/2)} \quad (14)$$

式 (14) からわかるように、ステレオ計測ではカメラが成す光軸角が小さくなる、つまり計測位置がカメラか

Table 7 Uncertainties of 3-D position measurement of tracer particle

$z$ [mm]	$U_{RSS-x}$ [mm]	$U_{RSS-y}$ [mm]	$U_{RSS-z}$ [mm]
0~15	$\pm 0.14$	$\pm 0.19$	$\pm 1.31$
15~30	$\pm 0.12$	$\pm 0.12$	$\pm 1.01$
30~45	$\pm 0.12$	$\pm 0.10$	$\pm 0.65$
45~60	$\pm 0.10$	$\pm 0.08$	$\pm 0.39$
Total	$\pm 0.12$	$\pm 0.12$	$\pm 0.84$

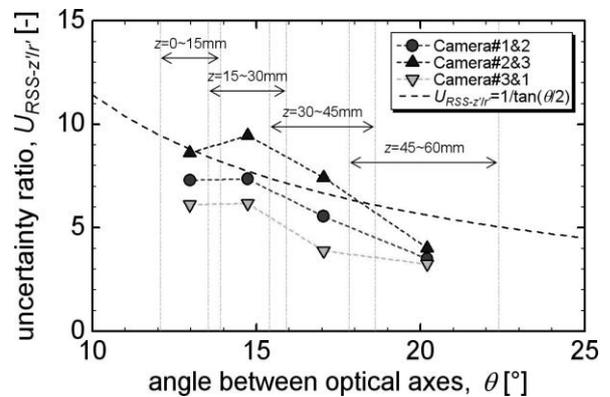


Fig. 29 Uncertainty ratio between axial and radial direction as a function of the angle between two camera axes

ら遠ざかるにつれ、面内方向に対する奥行方向の計測精度が悪化する。Figure 29 は MEIS-2 で得られた実験結果と理論を比較した図である。この図において、 $\theta=15\sim 20^\circ$  の範囲では理論と良く一致しているが、 $\theta < 15^\circ$  の範囲では傾向が変化し、奥行方向と面内方向の不確かさの比が減少している。これは、カメラの被写界深度の問題によるものであり、 $z=0\sim 15\text{mm}$  の範囲で面内方向の計測精度が急激に悪化したことに起因する。このことから、本実験において十分な精度で 3-D PTV 計測が行える範囲は、加熱ディスクから 45mm 程度であると推定できる。この範囲における計測の不確かさは、概ね 1mm 以下であり、ディスク直径が 30mm であることを考えれば、対流場の構造を理解するうえで十分な計測精度といえる。

(2) 定常流における計測結果

Figure 30 は MEIS-2 で観察された定常流について、3-D PTV による可視化を行った結果である<sup>47)</sup>。実験条件は、 $AR=1.25$ ,  $VR=0.95$ ,  $\Delta T=2.9\text{K}$ ,  $Ma=1.86\times 10^4$  ( $Ma/Ma_c=0.52$ ) であり、(a-c) は 3-D PTV により得られた約 120 秒間の粒子軌跡、(d) は数値計算<sup>39, 47)</sup> で得られた流線をそれぞれ示している。数値計算は実験と同じ条件で行われた。これらの結果から、軸対称な定常流が、液柱内部で冷却ディスク側 ( $z=0\text{mm}$ ) から加熱ディスク側 ( $z=37.5\text{mm}$ ) へと向かう様子が確認できる。また、3-D PTV と CFD の比較結果から、実験で可視化された粒子軌跡と数値計算で得られた流線の形が非常に良く似て

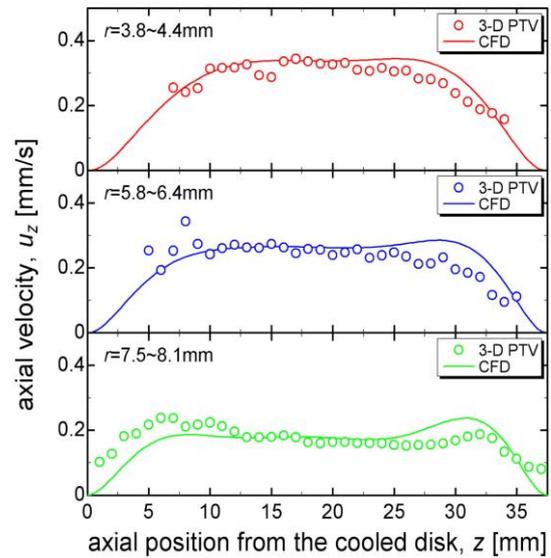


Fig. 31 Comparison of flow velocity profiles along the axial direction acquired from the 3-D PTV and those from CFD

いることがわかる。いずれの結果においても、液柱表面近くで軸方向に並ぶ 2 つの渦構造が見られ、このような複数の渦構造を有する流れは高  $AR$  液柱特有のものであることが知られている<sup>19, 48)</sup>。Figure 31 は軸方向の流速 ( $u_z$ ) について、3-D PTV と CFD の結果を比較したグラフである。これらの結果は、 $r=3.8\sim 4.4\text{mm}$ ,  $5.8\sim 6.4\text{mm}$ ,  $7.5\sim 8.1\text{mm}$  の 3 つの異なる半径位置における軸方向の平均流速を、冷却ディスクからの軸方向位置に対してプロットしたものである。3-D PTV と CFD の結果は傾向が良く似ており、冷却ディスク付近では流速が小さく、 $z$  の増加にともない流速が増加、 $z=5\sim 30\text{mm}$  では流速が一定となり、加熱ディスクに近づくにつれ再び流速が減少する。また、軸方向の平均流速の大きさについても 3-D PTV と CFD の結果は良く一致している。トレーサ粒子を用いた計測では、遠心力などの影響により粒子不在領域が生じてしまい、液柱中心部 ( $r=0\text{mm}$  付近) と上下ディスク付近では十分なデータ数が得られず、CFD 結果との間にいくらかの差異が生じてしまっているが、液柱の中腹部分 ( $z=10\sim 25\text{mm}$ ) の範囲では 3-D PTV と CFD の結果が非常に良好な一致を示している。これらの結果から、本宇宙実験で行われた 3-D PTV 計測の妥当性が確認された。

(3)  $AR=0.75$  の振動流における計測結果

Figure 32 は MEIS-2 で観察された振動流における 3-D PTV の計測結果であり、約 20 秒間の粒子軌跡を示している<sup>47)</sup>。実験条件は、 $AR=0.75$ ,  $VR=0.95$ ,  $\Delta T=7.9\text{K}$ ,  $Ma=3.18\times 10^4$  ( $Ma/Ma_c=1.10$ ) である。この条件は振動流遷移直後のものであり、熱電対の温度波形から計測された振動周期は 43.1 秒である。(1), (2) は、互いに直角な方向から観察した結果であり、(1) の方向から観察する

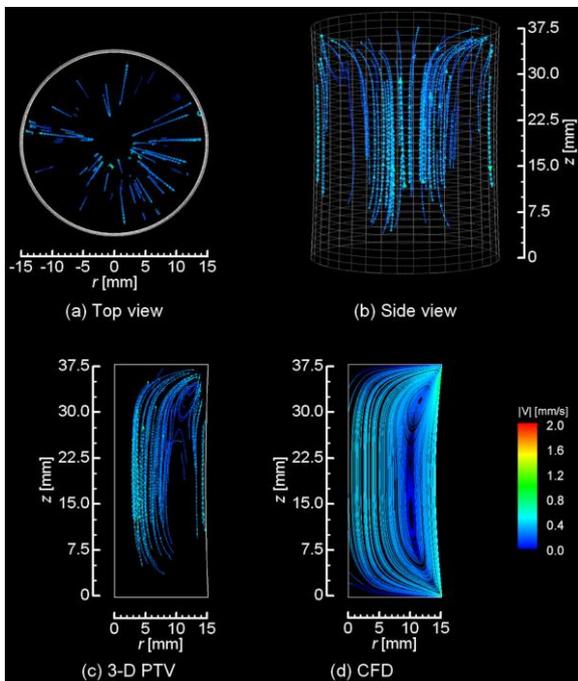


Fig. 30 Particle trajectories and stream lines for steady state ( $AR=1.25$ ,  $VR=0.95$  and  $\Delta T=2.9\text{K}$ ); (a-c) those measured by using 3-D PTV, and (d) those predicted with CFD

と、液柱中央で垂直な粒子軌跡が確認され、流れの様子は時間によって変化せず、対称な対流場が形成されている。一方、(2) の方向から観察すると、斜めに傾いた粒子軌跡が確認され、流れの向きが 40 秒周期で振動している。これらのことから、対流場は 1 つの半径方向にのみ振動していることがわかり、振動モードは  $m=1$  の SW

と判断できる。また、3-D PTV の結果から計測された振動周期と熱電対の温度波形から計測された振動周期は良く一致している。この結果において、対流場は左右に 1 組の渦構造を形成していることがわかり、Fig. 30 で観察されたような、軸方向に複数の渦が並んだ対流構造は見られなかった。

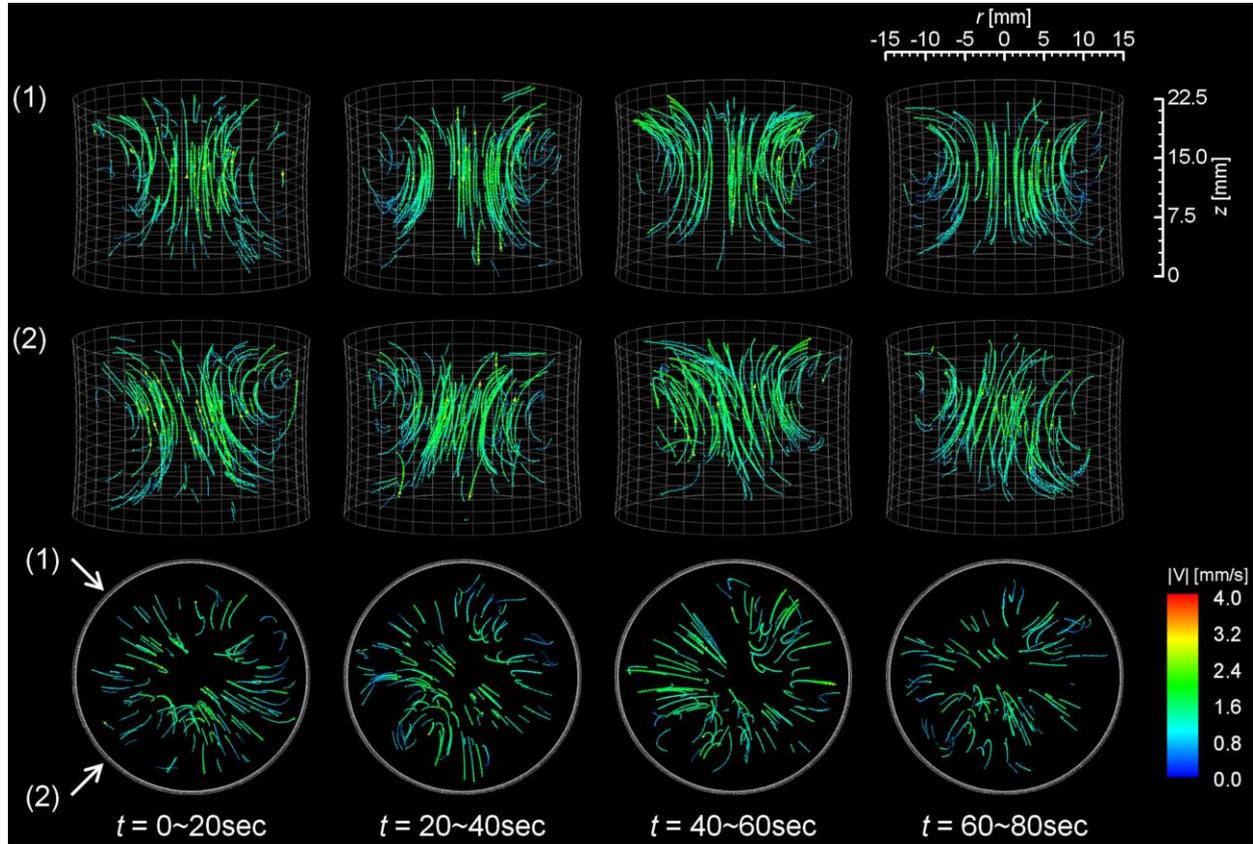


Fig. 32 Particle trajectories measured by using 3-D PTV for  $AR=0.75$ ,  $VR=0.95$  and  $\Delta T=7.9K$

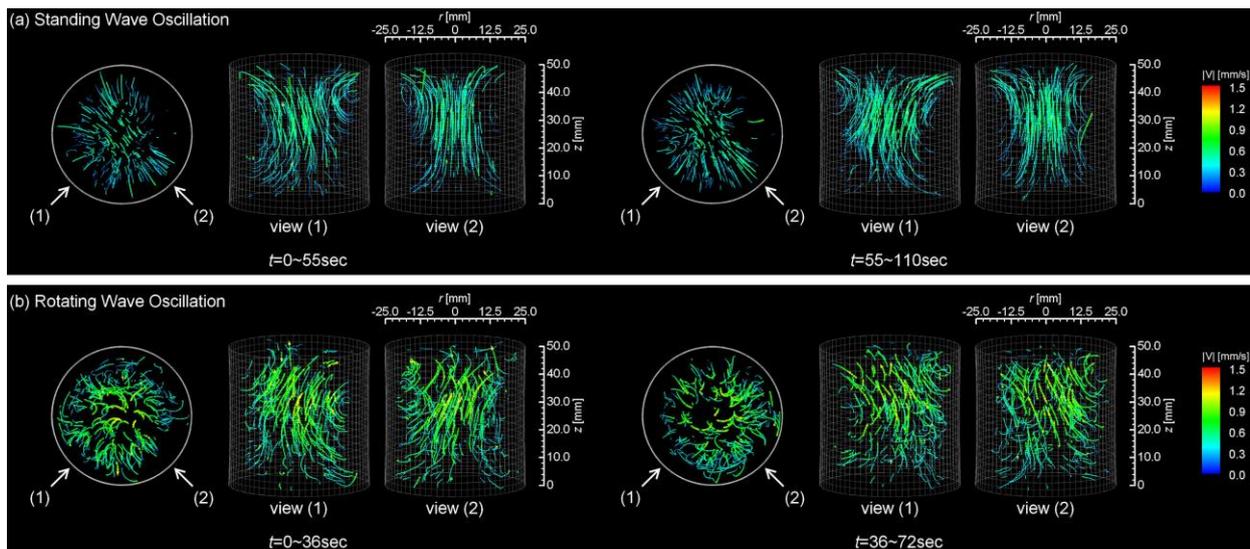
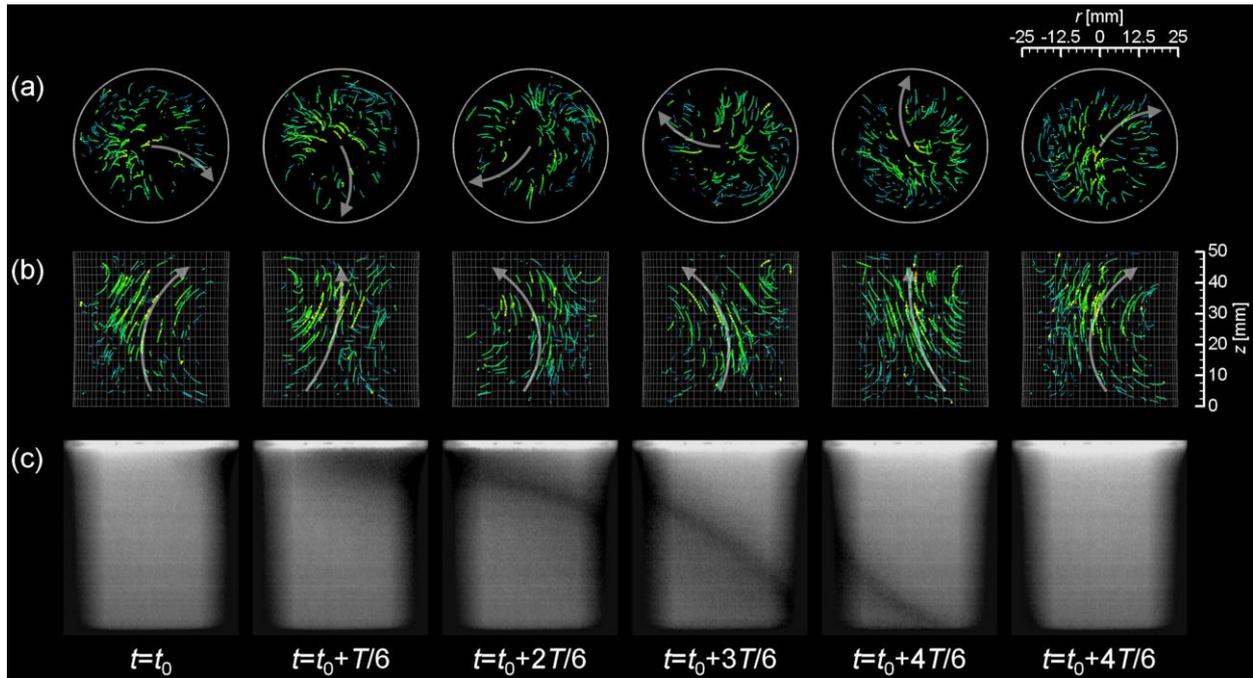


Fig. 33 Particle trajectories measured by using 3-D PTV for  $AR=1.00$ ; (a) standing wave oscillation ( $\Delta T=12.5K$ ), and (b) rotating wave oscillation ( $\Delta T=23.1K$ )



**Fig. 34** Relation between flow field and temperature field for  $AR=1.00$  and  $\Delta T=23.1K$ ; (a, b) time evaluation of particle trajectories measured by using 3-D PTV, and (c) time evaluation of surface temperature fluctuations viewed by IR camera

**(4)  $AR=1.00$  の振動流における計測結果**

**Figure 33** は MEIS-4 で観察された  $AR=1.00$ ,  $VR=0.98$  の振動流における 3-D PTV の計測結果であり, (a), (b) はそれぞれ約 55, 36 秒間の粒子軌跡を示している. **Figure 33(a)** について, 実験条件は  $\Delta T=12.5K$ ,  $Ma=2.15 \times 10^4$  ( $Mal/Mac=1.06$ ) であり, 振動周期は約 110 秒である. この対流場において, (1) の方向から観察すると, 斜めの流れが振動しているが, (2) の方向から観察すると振動が見られない. このことから, この条件での振動モードは  $m=1$  の SW と判断できる. また, (1) の方向から観察した結果において,  $z=10\sim 20mm$  付近で流れの向きが変化しており, また,  $t=0\sim 55$  秒では右上に,  $t=55\sim 110$  秒では左上に小さな渦が見られる. これらのことから, この条件では, 軸方向に複数の渦構造を持つ対流場が形成されていることがわかる. 先にも述べたとおり,  $AR=0.75$  ではこのような軸方向に複数の渦構造を持つ対流場が形成されておらず,  $AR=0.75\sim 1.00$  の範囲で軸方向の対流構造が変化したと考えられる. **Figure 9** において,  $AR=0.9$  付近で  $Mac$  の特徴的なピークが見られるが, この付近において左右に 1 組の渦構造を持つ対流場から, 軸方向に複数の渦構造を持つ対流場へと遷移した可能性が示唆される. **Figure 33(b)** は, 振動流遷移点よりも  $\Delta T$  を大きくしたときの実験結果であり, 実験条件は,  $\Delta T=23.1K$ ,  $Ma=4.31 \times 10^4$  ( $Mal/Mac=2.11$ ), 振動周期は約 72 秒である. このときの振動モードは  $m=1$  の RW であり, (1), (2) のいずれの方向から観察しても, 斜めに

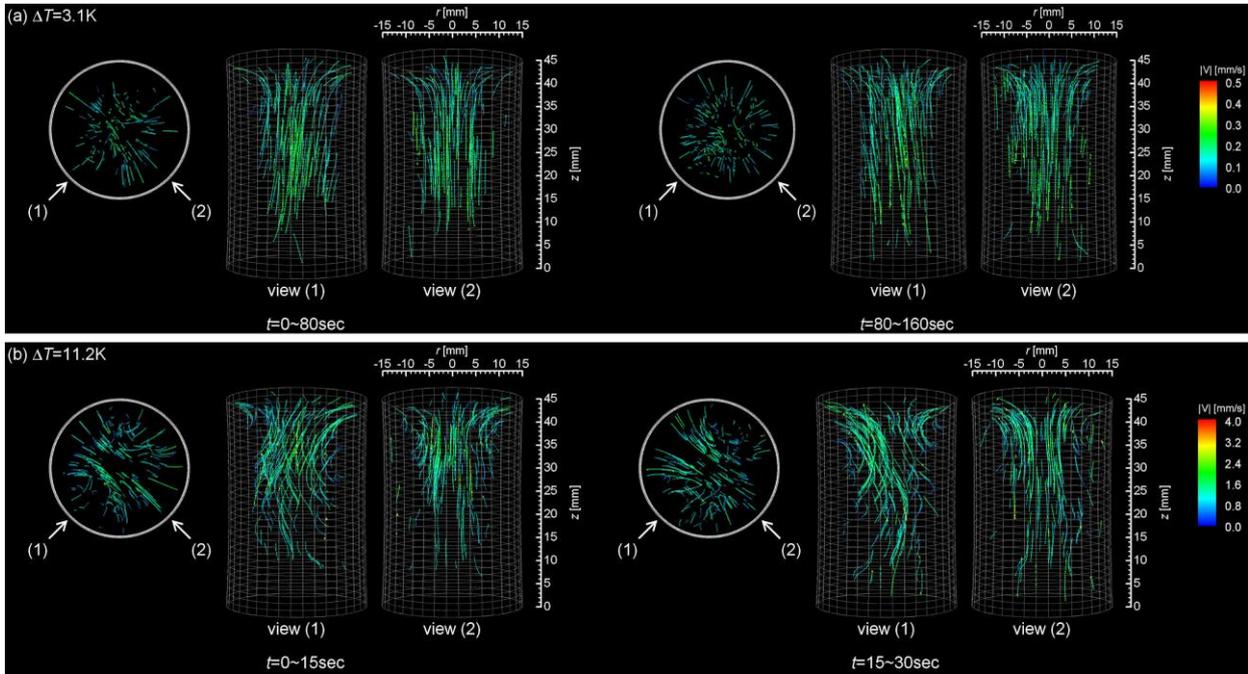
傾いた粒子軌跡が観察され, その向きが時間とともに変化している. **Figure 34** は振動周期 ( $T$ ) を 6 分割した 12 秒毎の粒子軌跡の変化と, IR カメラにより観察された表面温度分布を比較した図であり, (b) と (c) は同じ方向から液柱を観察している. 3-D PTV の結果より, 斜めの対流場が時計回りに回転していることがわかる. また, このとき低温流体の波の伝播である Hydrothermal Wave (以下, HTW) が液柱表面で加熱ディスク側から冷却ディスク側へと伝播している様子が IR カメラで観察された. これらの結果において, 加熱ディスク付近の HTW 出現位置は, 液柱内部の流れが向かう位置と同じである. これは, 冷却ディスク付近の温度の低い流体が液柱内部で加熱ディスク側へと運ばれ, 加熱ディスクに達すると局所的な低温領域を形成するためである. この付近の流体は周囲の流体に比べ温度が低く, これが液柱表面で冷却ディスク側へと運ばれるときに HTW を形成する. また, この局所低温領域の発生位置は, 時間とともに移動しており, HTW の開始位置もともに移動するため, HTW は斜めの帯状に形成される.

**(5)  $AR=1.50$  の振動流における計測結果**

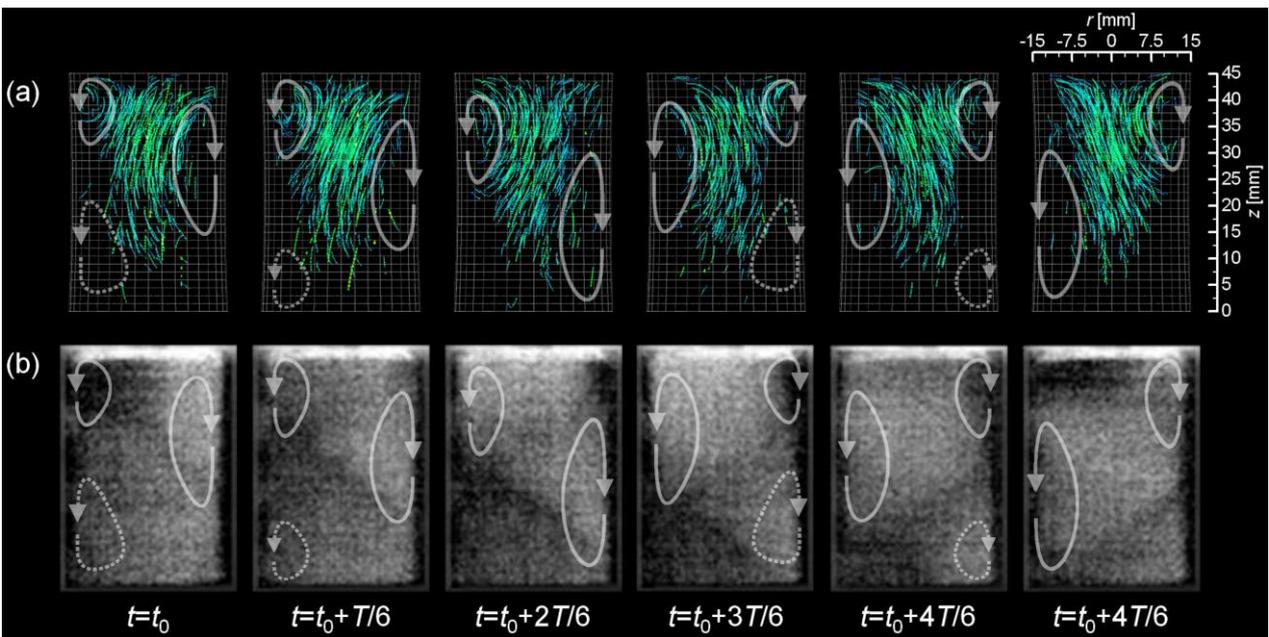
**Figure 35** は MEIS-2 で観察された  $AR=1.50$ ,  $VR=0.95$  の振動流における 3-D PTV の計測結果であり, (a), (b) はそれぞれ約 80, 15 秒間の粒子軌跡を示している<sup>47)</sup>. **Figure 35(a)** は振動流遷移直後の対流場の様子であり, 実験条件は  $\Delta T=3.1K$ ,  $Ma=2.39 \times 10^4$  ( $Mal/Mac=1.03$ ), 振動周期は約 160 秒である. この図に

において、(1) の方向から観察すると斜めに傾いた直線的な粒子軌跡が見られ、これが 160 秒周期で振動している。一方、(2) の方向から観察すると液柱内部で冷却ディスク側から加熱ディスク側へと垂直に向かう粒子軌跡が見られる。このことから、この条件での振動モードは  $m=1$  の SW と判断できる。一方、**Fig. 35(b)** は振動流遷移点よりも  $\Delta T$  を大きくしたときの実験結果であり、実験条件

は、 $\Delta T=11.2\text{K}$ 、 $Ma=9.28 \times 10^4$  ( $Ma/Ma_c=4.02$ )、振動周期は約 30 秒である。この図において、対流場は 1 つの半径方向にのみ振動しており、この条件での振動モードは  $m=1$  の SW と判断できる。**Figures 35(a), (b)** のいずれの結果においても、振動モードは  $m=1$  の SW である。しかしながら、振動流遷移直後には斜めの直線的な粒子軌跡が観察されたのに対して、振動流遷移点よりも  $\Delta T$  を



**Fig. 35** Particle trajectories measured by 3-D PTV for  $AR=1.50$ ; (a) slightly supercritical condition ( $\Delta T=3.1\text{K}$ ,  $Ma=2.39 \times 10^4$ ), and (b) far beyond the critical condition ( $\Delta T=11.2\text{K}$ ,  $Ma=9.28 \times 10^4$ )



**Fig. 36** Relation between flow field and temperature field for  $AR=1.50$  and  $\Delta T=11.2\text{K}$ ; (a) time evaluation of particle trajectories measured by using 3-D PTV, and (b) time evaluation of surface temperature fluctuations viewed by IR camera.

**Table 8** Main characteristics of the hydrothermal wave and the conditions of the liquid bridge

Fluid	Present		Schwabe (2005)	Xu & Davis (1984)
	5cSt silicone oil	20cSt silicone oil	2cSt silicone oil	-
$Pr$	67	207	28	67
$D$	30mm	50mm	6mm	-
$AR$	1.50	1.00	2.50	$\infty$
$Ma/Mac$	4.02	2.11	2	1
Mode of oscillation	SW	RW	RW	RW
Azimuthal mode number	$m=1$	$m=1$	$m=1$	$m=1$
Propagation direction	Toward CD	Toward CD	Toward HD	Toward CD
Inclination angle	37°	34°	47°	44°
Dimensionless axial wave length, $\lambda_z^*$	1.5	1.0	2.7	3.1

CD; cooled disk, HD; heated disk

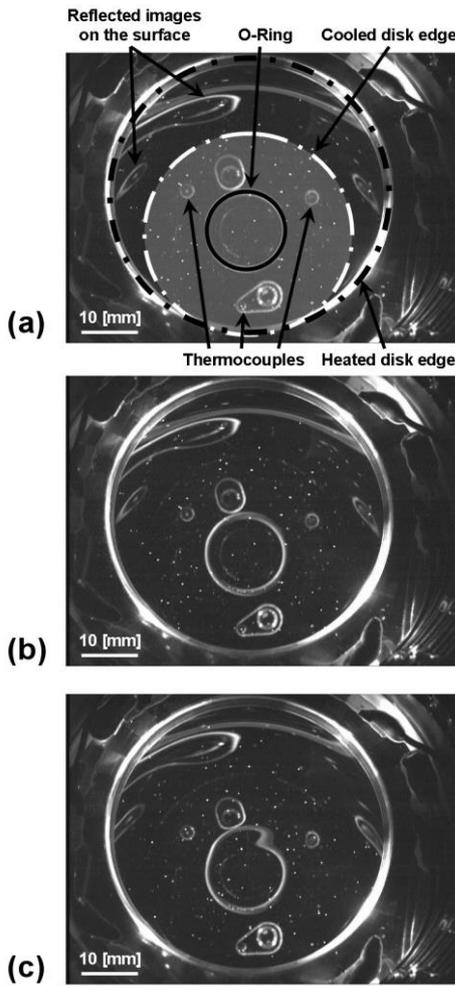
大きくした場合には、冷却ディスク側から加熱ディスク側へと向かう途中で流れの向きが変わっており、波状の粒子軌跡が観察された。また、式 (6) で定義される無次元振動周波数は、それぞれ  $F=1.10, 2.97$  であり、大きく異なる値を示している。これらのことから、**Fig. 35(b)** では  $\Delta T$  を大きくしたことによる振動モードの変化が起きた可能性があり、既存の振動モード (SW と RW) と周方向モード数 ( $m$ ) だけでは振動形態を分類できない可能性が示唆される。高  $Ma$  条件で観察された対流場の構造を理解するため、詳細な解析を行った結果が **Fig. 36** である<sup>47)</sup>。この図は、振動周期 ( $T$ ) を 6 分割した 5 秒毎の粒子軌跡の変化と、IR カメラにより観察された表面温度分布を比較したものである。ここで、3-D PTV の結果は同じ位相の 6 周期分の粒子軌跡を重ねてプロットしたものである。また、液柱表面温度分布は、6 周期分の IR 画像を位相平均し、画像処理を施したものである。3-D PTV の結果において、 $t=t_0 \sim t_0+T/6$  では、液柱の左側に 2 つと右側に 1 つの渦構造が見られる。加熱ディスク付近の渦構造は、時間とともに成長しながら冷却ディスク側へと移動する。渦の成長は液柱の  $z=22.5\text{mm}$  付近で終わり、 $z < 22.5\text{mm}$  では冷却ディスクに近づくにつれ小さくなり、冷却ディスクに達すると消滅する。1 つの渦構造が消滅すると、反対の加熱ディスク付近で新しい渦構造が形成され、 $t=t_0+3T/6 \sim t_0+4T/6$  では、液柱の右側に 2 つと左側に 1 つの渦構造が見られる。これらの渦構造は、同様に移動しながら成長、消滅する。このとき、**Fig. 36(b)** からわかるように、液柱表面では加熱ディスク側から冷却ディスク側へと伝播する HTW が生じている。この HTW は、渦構造の先端を結んだ斜めの帯状に存在し、また、傾きの異なる HTW が 2 本形成されている。**Figure 34** の  $AR=1.00$  の結果で観察された HTW は 1 本のみであったが、この違いは振動モードが SW か RW かの違いによるものである。RW では局所低温領域が加熱ディスクの縁に沿って移動するため、HTW は 1 本のみ形成され、その傾きは一定である。一方、SW では、局所低温領域が加熱ディ

スクの真ん中を往復する。そのため、局所低温領域が右に移動するときと左に移動するときとで 2 本の HTW を形成し、その傾きは異なるものとなる。**Table 8** は高  $AR$  液柱で観察された HTW の特性について、Schwabe が行った微小重力実験<sup>19)</sup> と Xu & Davis が行った無限の長さを持つ液柱を用いた数値計算<sup>49)</sup> の結果と比較したものである<sup>47)</sup>。Schwabe の実験では HTW の伝播方向が冷却ディスク側から加熱ディスク側となっているが、これは熱損失によるものであると報告されている。HTW の傾き角度はいずれの結果でも同程度の大きさとなっている。ここで、 $\lambda_z^*$  は軸方向の波長 ( $\lambda_z$ ) を  $D$  で除した軸方向の無次元波長である。本実験と Schwabe の結果では、 $\lambda_z^*$  と  $AR$  が非常に近い値となっており、これは同じ傾きの HTW は 1 振動周期の間に 1 つしか現れないことを意味している。Xu & Davis が行った数値計算では、 $Pr > 62.2$  のときに  $m=0$  の加熱ディスク方向に伝播する HTW が出現することが報告されている。MEIS では、高  $Pr$  数流体を用いることと、地上実験に比べて大きな  $AR$  で実験可能なことから  $m=0$  の HTW の出現が期待されていた。しかしながら、Ryzhkov が無限長液柱について再考した数値計算<sup>50)</sup> では、 $m=0$  の HTW は出現しないと報告されている。MEIS でも、結局  $m=0$  の振動形態を観察することはできなかった。

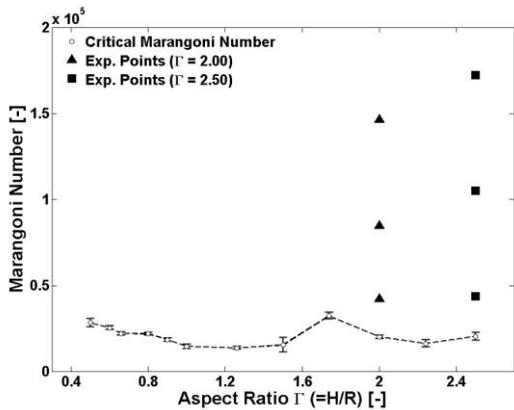
#### 4.4.5 カオス・乱流への遷移過程

MEIS での大きな研究テーマの一つとして、液柱内対流場の非線形化過程、すなわち、カオス・乱流への遷移過程の解明がある。ここでは特に振動流遷移点 (臨界マランゴニ数  $Mac$ ) からより高いマランゴニ効果を付加した際に生起する対流場の定性的、定量的評価の例を示していく。

本プロジェクトで用いている計測系の一つとして、液柱内速度場の計測を実現する 3 次元粒子追跡速度計測法 (3-D PTV) が導入されている。これは液柱を保持する透明な高温側ロッドを通して液柱内粒子画像を複数のカ



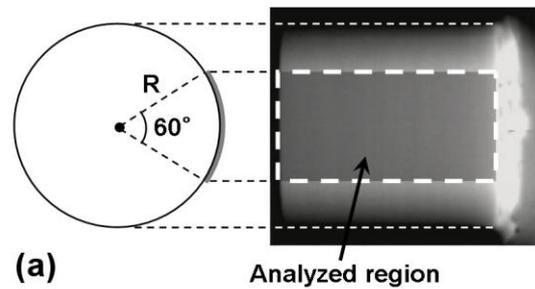
**Fig. 37** Example of view obtained by one of the top-view cameras: (a) geometries, (b) under  $\Delta T = 23.1$  K ( $Ma = 4.22 \times 10^4$ ) as steady flow and (c) under  $\Delta T = 64.9$  K ( $Ma = 14.6 \times 10^4$ ) as oscillatory flow



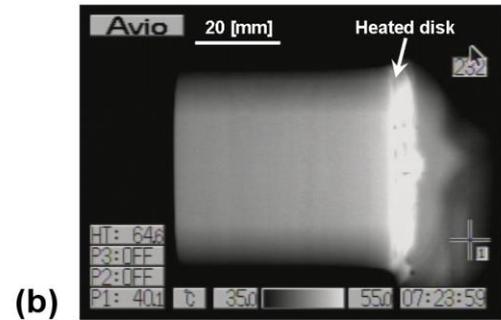
**Fig. 38** Experimental conditions in terms of Marangoni number against the aspect ratio for highly nonlinear regimes. Critical Marangoni number  $Ma_c$  obtained in this project (MEIS-4) is also plotted

メラで取得し、粒子の 3 次元座標情報の時間変化を求めていくものである。ただし液柱端面間に付加した温度差を大きくしていくと、当該手法の適用が困難となることが判明した (Fig. 37)。上方観察画像では、冷却側ロッド中央付近に液漏れ防止用の O リングを確認することが出来る (図中(a))。温度差が充分小さい場合には、O リングは円形を維持した状態で観察が可能であるが (図中(b))、温度差を大きくして非線形性を強くすると液柱内の密度不均一性が顕著になり、O リングの形状が大きく歪んでしまう (図中(c))。すなわち、液柱内の粒子画像を取得してもその位置情報を再構築することが非常に困難となる。そこで、非線形性の評価にあたっては、スカラー場である液柱表面温度の時系列データを用いて時系列解析を行う。

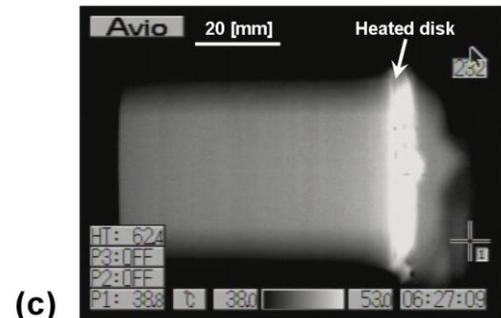
本解析で対象とした強非線形対流場の解析結果のうち、ここでは特に 2010 年度に実施した MEIS-4 のデータを紹介する。解析対象系を Fig. 38 に示す。図中には実験



(a) Analyzed region



(b)



(c)

**Fig. 39**(a) Analyzed region of the liquid bridge obtained by the infrared (IR) camera, and its original images for liquid bridge of (b) 2.0 and (c) 2.5 in aspect ratio  $\Gamma$

で取得した各アスペクト比 ( $\Gamma = H/R$ ) における臨界マランゴニ数もプロットしている. 特に「長液柱」と称している高アスペクト比液柱を対象としている. また, 解析対象は, 臨界マランゴニ数からの距離を示す指標として過臨界パラメータ  $\varepsilon = (Ma - Ma_c)/Ma_c$  を用いて記述する. MEIS-4 は, 直径 50 mm の液柱を対象としており, 放射温度

計 (IR カメラ) に加えて微小熱電対による表面温度計測が可能である. ここでは, IR カメラによって取得した表面温度データを解析対象とする. 解析にあたっては液柱表面の曲率の影響を考慮し, IR カメラによる取得画像のうちカメラに近い表面領域を抽出する (Fig. 39). また, 表面温度の定点観測にあたっては, 取得画像における液

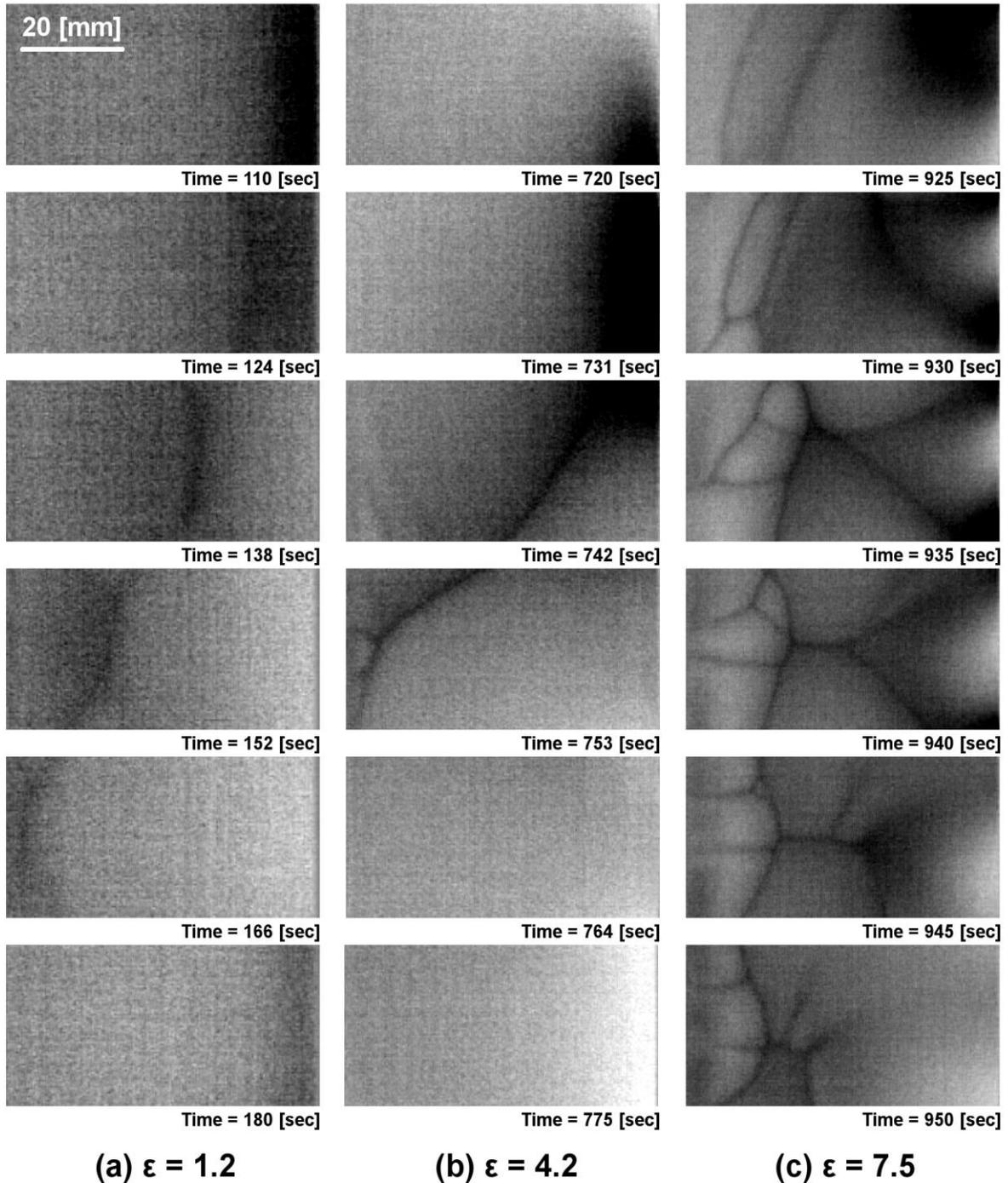


Fig. 40 Time series of surface temperature deviation evaluated by IR images (Fig. 32) in the case of  $\Gamma = 2.5$ ;  $(Ma, \varepsilon) =$  (a)  $(4.37 \times 10^4, 1.2)$ , (b)  $(10.5 \times 10^4, 4.2)$  and (c)  $(17.2 \times 10^4, 7.5)$

柱中央部のデータを抽出する。Figure 40 に、アスペクト比  $\Gamma = 2.5$  における Hydrothermal Wave (HTW) の時間変化の例を示す。非線形性が弱い場合 ( $\varepsilon = 1.2$ ) は、規則的な HTW が液柱内に生起し、表面には規則的な温度変化が一定の速度で加熱ディスク側から冷却ディスク側へと伝播している。非線形性を強くするにしたがい ( $\varepsilon = 4.2, 7.5$ )、自由表面上においてメインの線状低温構造に加えて枝状の低温構造が派生し、時空間的に構造を変えながら伝播するようになり、特に冷却ディスク近傍において複雑な構造が見られる。複雑さを解析するため、液柱中央部での温度の時系列データを取得する。Figure 40 で取得した IR データから液柱中央での  $z$  軸方向表面温度分布を Fig. 41 に示す。ここで図中 (1) は各  $\varepsilon$  で取得した表面温度の時系列を、図中 (2) は同じく表面温度の変動分の時系列

変化を示す。弱非線形領域 (同図 (a)) では、規則的な HTW が一定の伝播速度で高温側ディスクから低温側ディスクに伝播している様子をあらためて明確に捉えることが出来る。非線形性を強めるにしたがい、伝播速度は一定ながらも HTW の発生時間間隔が不均一となり (同図 (b)) さらに  $\varepsilon$  を大きくすると発生時間間隔だけでなく伝播速度も一定ではなくなる。また、これまでの HTW の伝播方向とは逆に、特に低温側ディスク近傍において、低温側から高温側に向かう HTW の生起が確認出来る。さらに、Fig. 41 で示した  $z$  軸上液柱表面温度時系列から、液柱中央高さにおいて抽出した定点温度時系列データおよびそのフーリエ解析結果を Fig. 42 に示す。 $\varepsilon$  を大きくするにしたがい、複数の周波数成分が生起している。時系列データの周期性の定性的評価を行うため、Takens の埋め込み定理

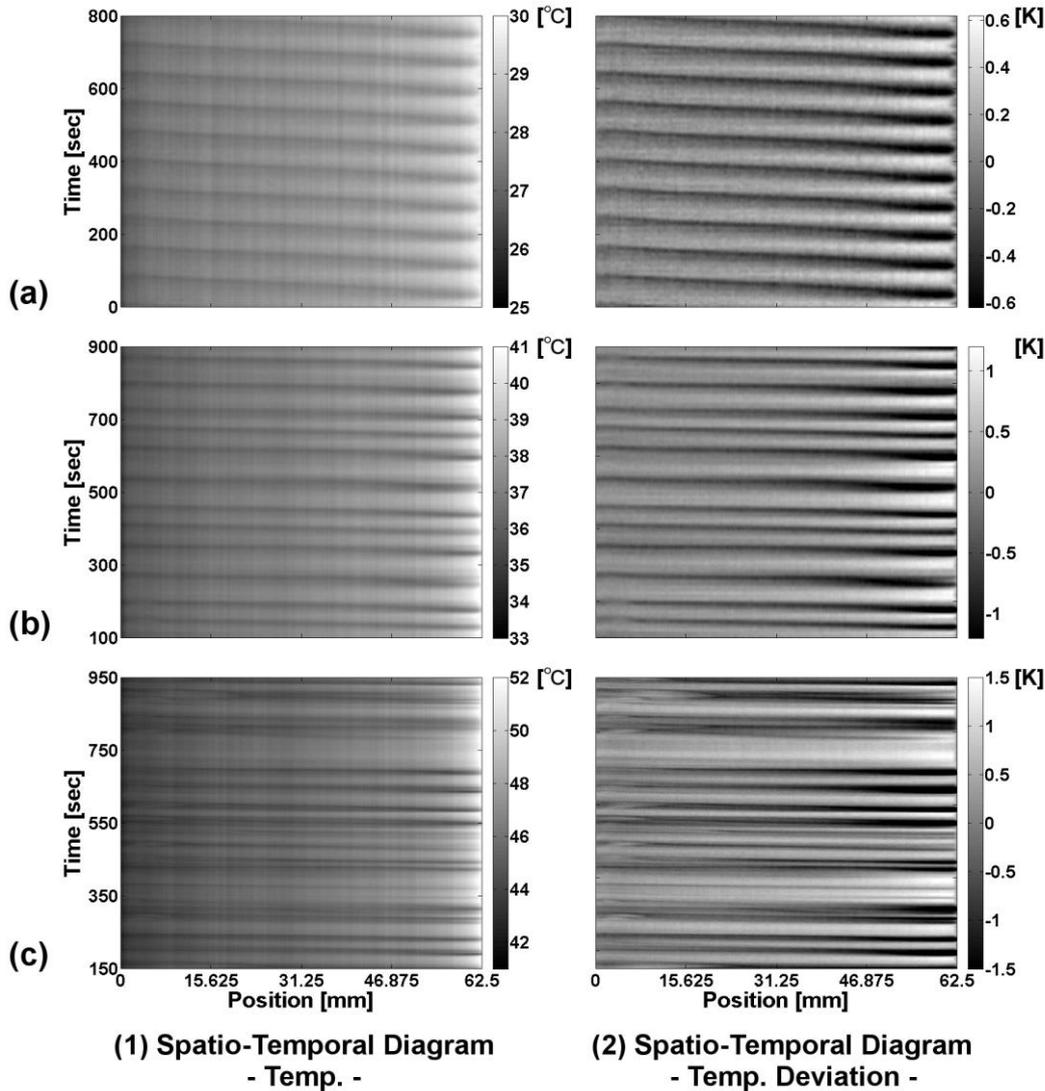


Fig. 41 Spatio-temporal distributions of (1) the temperature and (2) its deviation along the center line of the liquid-bridge surface in the axial direction obtained by IR camera in the case of  $\Gamma = 2.5$ ; conditions for columns (a) to (c) correspond to those as shown in Fig. 40

<sup>51)</sup> を適用し、表面温度の時系列データ  $T(t)$  から擬位相空間の再構築を行う。すなわち、遅れ時間  $\tau$

$$\xi_n = (T(t), T(t+\tau), T(t+2\tau), \dots, T(t+(n-1)\tau)) \quad (15)$$

を用いて 1 次元スカラー場を 以下のような  $n$  次元空間へと埋め込む。なお本解析においては、遅れ時間  $\tau$  は相互情報量を用いた評価法 <sup>52)</sup> を用いた。Figure 43(1) に再構築した 3 次元擬位相空間を示す。振動流直後の非線形性の弱い領域ではリミット・サイクルを示しているが、非線形性の上昇に伴い軌道が次第にその幅を広げ、 $\varepsilon$

$= 7.5$  まで到達すると毛玉状の構造を呈するようになる。同図 (2) には、擬位相空間内にて軌道がある特定の断面（同図 (1) 内に破線で表示している）を横切る点をプロットしたポアンカレ断面を示している。ここで、軌道が断面を横切る向きによってプロットの種類を変更している。リミット・サイクルの状態ではポアンカレ断面内に方向の違う 2 つの点群が存在しているが、非線形性が上昇するにつれて横切る方向の異なるそれぞれの点群が空間的に散在するようになり、 $\varepsilon = 7.5$  では断面内に広く分布するようになる。これにより、軌道が擬位相空間内に

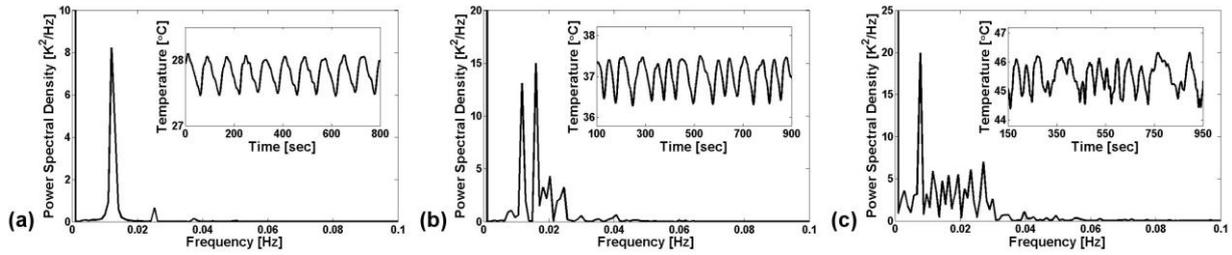


Fig. 42 Fourier spectrum and its source signal of surface temperature at middle height of the liquid bridge obtained by the IR camera (inserted frame); conditions for columns (a) to (c) correspond to those as shown in Fig. 40

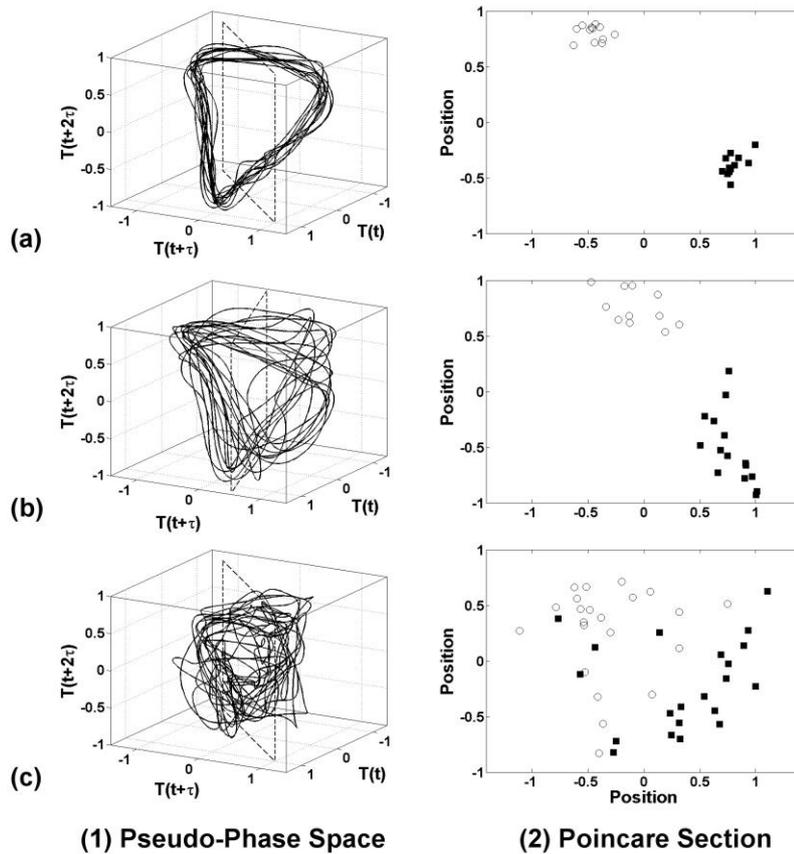


Fig. 43 1) Pseudo-phase space and (2) its Poincaré section obtained from the time series of the surface temperature at middle height of the liquid bridge by considering the time-delayed coordinate in the case of  $L = 2.5$ ; conditions for columns (a) to (c) correspond to those as shown in Figs. 40 - 42. White circles and black squares in (2) distinguish the passing direction of the trajectories toward the section

広く分散している様子を定性的に捉えることが出来る。以上、液柱内対流場が付加する温度差マランゴニ効果を強くしていくことで非線形性を増していく状況を定性的に捉えた例を示した。次に、スカラー場の情報を擬位相空間に埋め込んだ上での定量的な非線形性評価の例を示す。ただし、本解析で用いた時系列データは IR カメラで取得したものではなく、熱電対によって取得した液柱表面近傍温度変動データを用いている。Figure 44 に本条件でリアプノフ指数を示す。この指数は対象とする力学系の初期値鋭敏性を示す指標である。本解析では、Rosenstein ら<sup>53)</sup>の手法を採用して定量化を行った。図中には、熱電対によって取得した表面近傍温度時系列データを同様に 3 次元擬位相空間に埋め込んだ軌道も示し

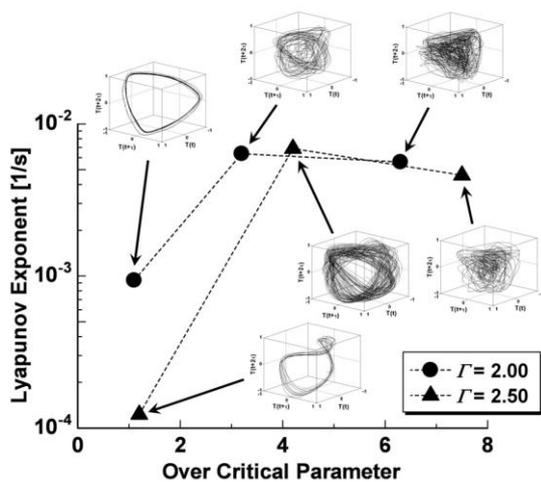


Fig. 44 Variations of Lyapunov exponent as a function of the over critical parameter  $\epsilon$ , and its three dimensional attractor obtained in MEIS-4

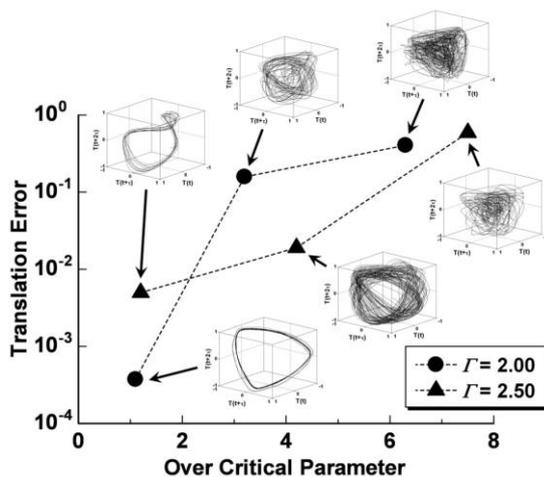


Fig. 45 Variations of translation error as a function of the over critical parameter  $\epsilon$ , and its three dimensional attractor obtained in MEIS-4

ている。リアプノフ指数は  $\epsilon$  の上昇とともに上昇し、ほぼ一定の値に収束しているように見える。このような変化から初期値鋭敏性が大きく変化する領域が  $1.5 < \epsilon < 3.0$  に存在していると思われる。初期値依存性に関する先行研究として、 $Pr = 19$  の流体を対象としたアスペクト比  $\Gamma = 1$  の直円柱形液柱における数値計算<sup>54)</sup>があり、当該系での初期値依存性が変化する条件は  $\epsilon > 5.1$  とされている。対象としている流体のプラントル数が異なっているため、一概に比較を行うことは難しいが、MEIS で得られた結果は、より臨界マランゴニ数に近い条件で初期値鋭敏性が変化している。2012 年度に実施した MEIS-5 において、より広範囲な過臨界パラメータ  $\epsilon$  における対流場を実現しており、その結果も踏まえて初期値鋭敏性の遷移過程を明らかにする予定である。

さらに本解析では、非線形性を記述する別の指標の一つとして、並進誤差 (Translation error)  $E_{trans}$  を導入した。これは時系列データの決定論性を記述するもので、リミット・サイクルのように決定論的な系に関しては  $E_{trans} \sim 0$ 、ランダム・データである非決定論的な系に関しては  $E_{trans} \sim 1$  となる。今回は Wayland ら<sup>55)</sup>の手法を用いて導出した。Figure 45 に今回再構築した擬位相空間から導出した  $E_{trans}$  を示す。なお、図中には Fig. 44 に示したものと同一の軌道も示している。低  $\epsilon$  状態ではいずれのアスペクト比においてもリミット・サイクルに近い軌道を呈していることを反映して  $E_{trans} \sim 0$  に近い値を取っている。過臨界パラメータに伴い、並進誤差  $E_{trans}$  も上昇している。過臨界パラメータ  $\epsilon$  が 3 ~ 4 あたりでは、擬位相空間内の軌道からカオス的な振る舞いが予想されるが、 $E_{trans}$  の値が 0.01 ~ 0.1 となり、カオス的な振る舞い<sup>56)</sup>が出現していることが示唆される。並進誤差を用いた解析についても、MEIS-5 で得られたデータに適用し、その遷移過程を定量的に評価する予定である。

#### 4.4.6 PAS の観察

MEIS の実験目的の 1 つに、粒子集合構造 (以下、PAS: Particle Accumulation Structure) の観察とその発生条件の解明がある。PAS とは、液柱内に分布したトレーサ粒子が、ある条件下で特定の軌道に集合する現象のことであり、Schwabe ら<sup>57)</sup>によってその名前が付けられた。PAS に関する研究は、地上実験においてしばしば行われており、また、Schwabe らは 2006 年に行われた小型ロケット実験 (MAXUS6) において、微小重力環境下で初めて PAS の観察に成功している<sup>58)</sup>。この小型ロケット実験では、地上実験に近い条件で実験を行っており、使用された作動流体は 2cSt のシリコンオイル、ディスク直径は 6mm であった。MEIS では、地上実験に比べ高粘性かつ大きなサイズの液柱内で生じる PAS の観察を目指して実験を行い、MEIS-3, 5 において PAS の観察に成功した。Table 9 は MEIS で PAS が発生した際の実験条件をまとめたものであり、また、Fig. 46 は MEIS-3 における PAS 発生時の粒子画像

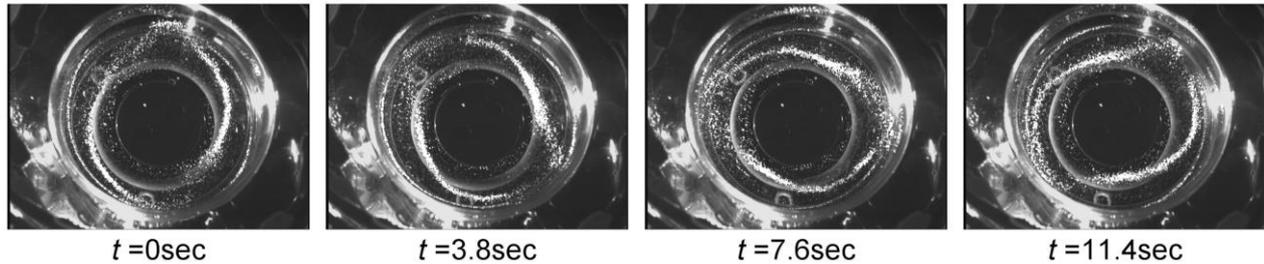


Fig. 46 Time series of phase averaged image of the PAS for  $AR=0.35$ ,  $VR=0.80$  and  $\Delta T=54.0K$

Table 9 Observed condition of PAS in MEIS

Series	$AR$	$VR$	$\Delta T$	$m$
MEIS-3	0.35	0.71	53.9	2
	0.35	0.76	54.0	2
	0.35	0.80	54.0	2
MEIS-5	0.28	0.95	20.7	2

\* cooled disk temperature is kept constant at  $20^{\circ}C$

である。この図において、粒子の集合を明瞭にするため、10 振動周期分の画像が位相平均されている。トレーサ粒子は、反時計回りに回転する楕円軌道の上に集合しており、このことから  $m=2$  の PAS が形成されていることがわかる。

地上実験では、臨界条件よりも  $\Delta T$  を数倍大きくしたときに PAS が発生しやすいことが知られている<sup>32, 58)</sup>。一方、MEIS で PAS が発生したのは、いずれも臨界条件付近である。また、同じ  $m=2$  の PAS であっても、地上実験<sup>59)</sup> と宇宙実験とでは形状が大きく異なる（宇宙実験では楕円型なのに対して、地上実験ではひょうたん型）。地上実験と宇宙実験で、このような違いが生じた理由として、液柱サイズや作動流体の粘性の違い、浮力の影響などが考えられるが、未だ原因究明には至っておらず、今後も更なる研究が必要である。

#### 参考文献

- 1) H. Kawamura, K. Nishino, S. Matsumoto and I. Ueno: Transactions of ASME, Journal of Heat Transfer, **134** (2012) 031005.
- 2) K. Sakagami, M. Goto, S. Matsumoto and H. Ohkuma: Journal of Physics, **327**, (2011) 012054.
- 3) M. Kawaji: Nucl. Eng. Des., **184** (1998) 379.
- 4) Shin-Etsu Chemical Co., Ltd.: Technical Data, Silicone Fluid KF-96, Performance Test Results, 2004 (in Japanese).
- 5) H. Kawamura, K. Nishino, S. Matsumoto and I. Ueno: Trans. ASME, J. Heat Transfer, **134** (2012) 031005.
- 6) T. Yano, K. Nishino, H. Kawamura, I. Ueno, S. Matsumoto, M. Ohnishi and M. Sakurai: J. Phys. Conf. Ser., **327** (2011) 012029.
- 7) W. R. Hu, J. Z. Shu, R. Zhou and Z. M. Tang: J. Cryst. Growth, **142** (1994) 379.
- 8) J. Masud, Y. Kamotani and S. Ostrach: J. Thermophys. Heat Transfer, **11** (1997) 105.
- 9) L. G. Napolitano, R. Monti and G. Russo: Naturwissenschaften, **73** (1986) 352.
- 10) C. Albanese, L. Carotenuto, D. Castagnolo, E. Ceglia and R. Monti: Adv. Space Res., **16** (1995) 87.
- 11) L. Carotenuto, D. Castagnolo, C. Albanese and R. Monti: Phys. Fluids, **10** (1998) 555.
- 12) R. Monti, R. Fortezza and G. Mannara: Acta Astronautica, **17** (1988) 1221.
- 13) R. Monti and R. Fortezza: Space Technol., **10** (1990) 127.
- 14) M. Ohnishi, S. Yoshihara, H. Azuma, S. Yoda and K. Kawasaki: J. Jpn. Soc. Microgravity Appl., **10** (1993) 8.
- 15) A. Hirata, S. Nishizawa, N. Imaishi, S. Yasuhiro, S. Yoda and K. Kawasaki: J. Jpn. Soc. Microgravity Appl., **10** (1993) 214.
- 16) M. Haga, T. Maekawa, K. Kuwahara, A. Ohara, K. Kawasaki, T. Harada, S. Yoda and T. Nakamura: J. Jpn. Soc. Microgravity Appl., **12** (1995) 19.
- 17) H. Kawamura, K. Saita, K. Nishino, M. Yamamoto, S. Yoda, T. Nakamura, T. S. Morita, K. Kawasaki and H. Tamaoki: J. Jpn. Soc. Microgravity Appl., **14** (1997) 34.
- 18) K. Nishino, H. Kawamura, T. Emori, Y. Iijima, K. Kawasaki, K. Makino, S. Yoda and H. Kawasaki: J. Jpn. Soc. Microgravity Appl., **15** (1998) 158 (in Japanese).
- 19) D. Schwabe: Phys. Fluids, **17** (2005) 112104.
- 20) Y. Kamotani and S. Ostrach: Trans. ASME, J. Heat Transfer, **120** (1998) 758.
- 21) D. Schwabe and A. Scharmann: J. Cryst. Growth, **46** (1979) 125.
- 22) F. Preisser, D. Schwabe and A. Scharmann: J. Fluid Mech., **126** (1983) 545.
- 23) Y. Kamotani, S. Ostrach and M. Vargas: J. Cryst. Growth, **66** (1984) 83.
- 24) K. Nishino, T. Yano, H. Kawamura, S. Matsumoto and I. Ueno: to be submitted to J. Cryst. Growth.
- 25) H. Kawamura, Y. Ono and I. Ueno: Trans. JSME, Ser. B, **67** (2001) 1466 (in Japanese).
- 26) M. Sakurai, N. Ohishi and A. Hirata: J. Cryst. Growth, **308** (2007) 352.
- 27) H. C. Kuhlmann, C. Nienhüser, H. J. Rath and S. Yoda: Adv. Space Res., **29** (2002) 639.
- 28) R. Velten, D. Schwabe and A. Scharmann: Phys. Fluids A, **3** (1991) 267.
- 29) R. Monti, R. Savino and M. Lappa: Acta Astronautica, **47** (2000) 753.
- 30) M. Lappa, R. Savino and R. Monti: Int. J. Numer. Methods for Heat & Fluid Flow, **10** (2000) 721.
- 31) D. Schwabe, R. Velten and A. Scharmann: J. Cryst. Growth, **99** (1990) 1258.
- 32) I. Ueno, S. Tanaka and H. Kawamura: Phys. Fluids, **15** (2003) 408.
- 33) S. Matsumoto, H. Sasaki, T. Mashiko, H. Ohira, S. Yoda, E. Yoda, N. Imaishi and T. Motegi: JSME annual meeting, **5** (2005) 449 (in Japanese).
- 34) Y. K. Yang and S. Kou: J. Cryst. Growth, **222** (2001) 135.
- 35) M. Yamamoto and K. Torii: J. Cryst. Growth, **197** (1999) 967.
- 36) L. A. Slobozhanin and J. M. Perales: Phys. Fluids A, **5** (1993) 1305.
- 37) K. Nishino, T. Kitagawa and S. Yoda: Marangoni Convection Modeling Research, Annual Report, April 1, 1998-March 31, 1999, NASDA-TMR-990007E (1999) 37.
- 38) K. Nishino: J. Jpn. Soc. Microgravity Appl., **20** (2003) 232.

- 39) S. Tiwari and K. Nishino: J. Cryst. Growth, **300** (2007) 486.  
 40) M. Nishimura, I. Ueno, K. Nishino and H. Kawamura: Exp. Fluids, **38** (2005) 285.  
 41) K. Nishino, N. Kasagi and M. Hirata: Trans. ASME, J. Fluids Eng., **111** (1989) 385.  
 42) T. Yano, K. Nishino, H. Kawamura, I. Ueno, S. Matsumoto, M. Ohnishi and S. Yoda: J. Jpn. Soc. Microgravity Appl., **28** (2011) S126.  
 43) S. Murai, T. Okuda and H. Nakamura: Rep. Inst. Industrial Sci., The Univ. Tokyo, **29** (1981) 1 (in Japanese).  
 44) ANSI/ASME PTC19.1-1985, 1986.  
 45) A. T. Hjelmfelt and L. F. Mokeros: Appl. Sci. Res., **16** (1996) 149.  
 46) N. J. Lawson and J. Wu: Meas. Sci. Technol., **8** (1997) 894.  
 47) T. Yano, K. Nishino, H. Kawamura, I. Ueno, S. Matsumoto, M. Ohnishi and M. Sakurai: Exp. Fluids, **53** (2012) 53.  
 48) V. I. Chernatinsky, R. V. Birikh, V. A. Briskman and D. Schwabe: Adv. Space Res., **29** (2002) 619.  
 49) J-J. Xu and S. H. Davis: Phys. Fluids, **27** (1984) 1102.  
 50) I. I. Ryzhkov: Phys. Fluids, **23** (2011) 082103-1.  
 51) F. Takens: Dynamical Systems and Turbulence, Warwick 1980, Lecture Notes in Mathematics, **898**, eds. D. A. Rand and L.-S. Young, p. 366, Springer-Verlag, New York, 1981.  
 52) A. M. Fraser and L. Swinney: Phys. Rev. A, **33**, (1986) 1134.  
 53) M. T. Rosenstein, J. J. Collins and J. D. Luca: Physica D, **65** (1993) 117.  
 54) D. E. Melnikov, V. M. Shevtsova and J. C. Legros: Phys. Fluids, **16** (2004) 1746.  
 55) R. Wayland, D. Bromley, D. Pickett and A. Passamante: Phys. Rev. Lett., **70** (1993) 580.  
 56) T. Miyano, H. Morita, A. Shintani and T. Kanada: Appl. Phys. Lett., **69** (1996) 43.  
 57) D. Schwabe, P. Hintz and S. Frank: Microgravity Sci. Technol., **9** (1996) 163.  
 58) D. Schwabe, S. Tanaka, A. Mizev and H. Kawamura: Microgravity Sci. Technol., **18** (2006) 117.  
 59) D. Melnikov, T. Takakusagi, D. Pushkin and V. Shevtsova: J. Jpn. Soc. Microgravity Appl., **29** (2012) 77.

付録 臨界条件の計測値一覧

List of measured value in MEIS-1 ( $Pr=67$ ,  $D=30mm$ )

$AR$ [-]	$VR$ [-]	$T_C$ [°C]	$T_H$ [°C]	$\Delta T_c$ [-]	$Ma_c$ [-]	$f$ [Hz]	$F$ [-]	Oscillation mode	$m$ [-]
0.10	0.95	10.0	71.8	61.8	$3.94 \times 10^4$	$6.67 \times 10^{-1}$	0.41	-	-
0.15	0.95	10.0	55.0	45.0	$4.00 \times 10^4$	$2.78 \times 10^{-1}$	0.38	SW	4
0.23	0.95	21.1	40.0	18.9	$2.74 \times 10^4$	$1.18 \times 10^{-1}$	0.45	SW	3
0.25	0.95	20.8	36.8	16.0	$2.45 \times 10^4$	$1.04 \times 10^{-1}$	0.50	SW	3
0.27	0.95	20.5	34.8	14.3	$2.32 \times 10^4$	$7.81 \times 10^{-2}$	0.45	RW	3
0.32	0.95	20.6	32.6	12.0	$2.27 \times 10^4$	$5.92 \times 10^{-2}$	0.49	-	-
0.40	0.95	21.6	31.6	10.0	$2.37 \times 10^4$	$4.10 \times 10^{-2}$	0.51	SW	2
0.46	0.95	20.1	29.2	9.1	$2.39 \times 10^4$	$3.40 \times 10^{-2}$	0.56	SW	1

List of measured value in MEIS-2 ( $Pr=67$ ,  $D=30mm$ )

$AR$ [-]	$VR$ [-]	$T_C$ [°C]	$T_H$ [°C]	$\Delta T_c$ [-]	$Ma_c$ [-]	$f$ [Hz]	$F$ [-]	Oscillation mode	$m$ [-]
0.15	0.95	20.0	54.0	34.0	$3.30 \times 10^4$	$2.55 \times 10^{-1}$	0.38	-	-
0.18	0.95	20.0	46.7	26.7	$2.97 \times 10^4$	$1.75 \times 10^{-1}$	0.40	SW	4
0.20	0.95	20.0	43.0	23.0	$2.78 \times 10^4$	$1.52 \times 10^{-1}$	0.44	SW	4
0.25	0.95	20.0	36.4	16.4	$2.36 \times 10^4$	$9.52 \times 10^{-2}$	0.47	SW	3
0.33	0.95	20.0	31.1	11.1	$2.01 \times 10^4$	$5.41 \times 10^{-2}$	0.50	SW	2
0.50	0.80	20.0	28.4	8.4	$2.25 \times 10^4$	$2.44 \times 10^{-2}$	0.49	SW	1
	0.85	20.0	28.4	8.4	$2.25 \times 10^4$	$2.69 \times 10^{-2}$	0.54	SW	1
	0.89	20.0	27.4	7.4	$1.98 \times 10^4$	$2.44 \times 10^{-2}$	0.52	SW	1
	0.95	20.0	27.5	7.5	$1.99 \times 10^4$	$2.69 \times 10^{-2}$	0.57	SW	1
0.63	0.95	20.0	25.6	5.6	$1.85 \times 10^4$	$2.63 \times 10^{-2}$	0.93	SW	1
0.69	0.95	20.0	25.7	5.7	$2.07 \times 10^4$	$2.50 \times 10^{-2}$	1.00	SW	1
0.75	0.95	20.0	27.3	7.3	$2.90 \times 10^4$	$2.32 \times 10^{-2}$	0.92	SW	1
0.87	0.95	20.0	29.4	9.4	$4.44 \times 10^4$	$2.22 \times 10^{-2}$	0.96	SW	1
1.00	0.95	20.0	25.1	5.1	$2.67 \times 10^4$	$1.95 \times 10^{-2}$	1.44	SW	1
1.25	0.95	20.0	25.4	5.4	$3.54 \times 10^4$	$2.22 \times 10^{-2}$	2.23	SW	1
1.50	0.95	20.0	23.0	3.0	$2.31 \times 10^4$	$6.25 \times 10^{-3}$	1.12	SW	1
1.75	0.95	20.0	23.0	3.0	$2.64 \times 10^4$	$6.25 \times 10^{-3}$	1.42	SW	1