

液柱内マランゴニ対流に対する周囲気体の熱伝達の影響

原島 正和[†] 川目 悟史[†] 河村 洋[‡]

Oscillatory Thermocapillary Convection of Half-Zone Liquid Bridge with Consideration of Ambient Air Motion and Heat Transfer

Masakazu HARASHIMA[†], Satoshi KAWAME[†] and Hiroshi KAWAMURA[‡]

Abstract

Thermocapillary convection is driven by surface tension gradient due to temperature gradient along the free surface of a liquid. Thermocapillarity is of fundamental importance in material processing and in micro scale. A floating-zone method is a material process technique for producing and purifying single crystals of metals and oxides.

In a half-zone liquid bridge, which mimics a half of a floating-zone method, the thermocapillary convection of a high Prandtl number fluid is induced by applying the temperature difference ΔT between cylindrical hot and cold rods sustaining a liquid bridge. If ΔT exceeds a critical value ΔT_c , the flow field exhibits a transition from a two-dimensional steady flow to a three-dimensional time-dependent oscillatory one. The onset of the oscillation is known to be sensitive to heat transfer at free surface caused by the ambient air motion. Under the gravity environment, however, the thermocapillary convection is often hidden by the influence of the buoyancy. This problem is solved by experimental system with a small scale and with placing horizontal partition disks near both the top and bottom rods in the ambient air. With partition disk, the buoyant flow in the surrounding air can be suppressed and controlled.

In the present study, an effect of the ambient temperature upon the stability of the thermocapillary convection is investigated experimentally and numerically considering the ambient region with or without partition disk. The transition ΔT_c once increases and then decreases with increasing heat gain as pointed out by Kamotani (2001). It turned out that this change in ΔT_c is accompanied by the transition of the azimuthal mode number.

Key Words: *Thermocapillary convection, Half-zone liquid bridge, Heat Transfer, Heat gain*

記号

H	: 液柱高さ	[m]	Ma	: マランゴニ数
R	: 液柱半径	[m]	Pr	: プラントル数
T	: 温度	[K]	Gr	: グラスホフ数
ΔT	: 液柱端面間温度差	[K]	ΔT_a^*	: 無次元周囲気体温度(実験) 無次元外周壁温度(数値計算)
T_{ave}	: 液柱平均温度	[K]	T_s^*	: 無次元自由表面温度
T_s	: 自由表面温度	[K]	添字	
U_o	: 代表速度	[m/s]	c	: 臨界値
ρ	: 密度	[kg/m ³]	<i>ambient</i>	: 外周
ν	: 動粘性係数	[m ² /s]	<i>cold</i>	: 冷却ロッド
κ	: 温度拡散係数	[m ² /s]	<i>hot</i>	: 加熱ロッド
σ_T	: 表面張力温度係数	[N/m·K]	<i>in</i>	: 液柱内部
τ	: せん断応力	[N/m ²]	<i>out</i>	: 液柱外部
Γ	: アスペクト比			

受付日: 2006年3月27日, 第43回日本伝熱シンポジウムより受付, 担当エディター: 黒田 明慈

[†] 東京理科大学大学院 理工学研究科 機械工学専攻 (〒278-8510 千葉県野田市山崎 2641)

[‡] 東京理科大学 理工学部 機械工学科 (〒278-8510 千葉県野田市山崎 2641)

1 緒言

宇宙環境の利用法の一つとして、高品質材料の生成が考えられる。地上では重力の影響により浮力対流や密度差対流による沈降などが発生し、高品質な単結晶の生成は困難である。そこで無対流状態・無容器製造が望まれる微小重力環境下において、高純度・大口径の結晶成長が可能となる代表的な単結晶材料生成法の一つ、フローティングゾーン法 (Floating-zone method, 以下 FZ 法) の利用が考えられた。しかし実際には熔融液柱の側面に自由表面を有するため、表面張力の不均一分布を駆動力とするマランゴニ対流が発生する。この対流が高品質な単結晶生成に影響を与えることが知られている[1]。そのため、マランゴニ対流の特性を明らかにして、対流を予測・制御することが求められている。

本研究では、FZ 法の上半分の領域を模擬したーフゾーン法 (Half-zone method, 以下 HZ 法) を対象とする。HZ 法では円形のディスク間に液柱を形成させ、温度勾配を付加させることにより自由表面上に温度差マランゴニ対流を発生させる。マランゴニ対流の強さを表す無次元数としてマランゴニ数 (Marangoni number) があり、 $Ma = \sigma_T \Delta T H / \rho \nu \kappa$ と定義する。液柱内部の流れは、 ΔT が小さい場合は二次元定常流であるが、徐々に ΔT を大きくし、ある温度差 ΔT_c になると三次元非定常流 (振動流) に遷移する[2]。この時の Ma を臨界マランゴニ数 (Ma_c) と呼ぶ。

これまでの研究より、液柱表面からの熱伝達と周囲気体の流れが、振動流遷移に影響を及ぼすことが明らかになっている。Kamotani ら[3]は、液柱の周囲気体の温度を上げ、熱が自由表面上から液柱へ流入することによる熱伝達が液柱へ与える影響について調べた。Irikura ら[4]は、周囲気体領域に仕切り板を設置して、周囲気体領域に発生する対流を抑制し、周囲気体の流れが液柱へ与える影響について、数値シミュレーションと実験双方より調べた。Shevtsova ら[5]は、自由表面での熱損失と Ma_c の関係について検討している。

本研究では、HZ 法の液柱内の流体だけでなく、周囲気体も対象とする。従来のように、周囲気体温度が低温ディスクより低い温度環境 (Heat loss) のみならず、周囲気体温度が低温ディスクより高い温度環境 (Heat gain) においても、周囲気体領域に仕切り板を設置し、その存在の有無による周囲気体の

流れ場の違いを観察すると共に、実験・三次元数値シミュレーション双方より自由表面上における熱伝達の変化が液柱内部対流へ与える影響を調べた。

2 実験手法

本研究における実験装置を図 1 に示す。液柱接触面が直径 5 mm の上下ロッドを用いる。無色透明で熱伝導率の大きいサファイア製の上部ロッドと、アルミニウム製の下部ロッドとの間に液柱を保持する。アスペクト比 ($\Gamma = H/R$) は $\Gamma = 0.64, 0.9, 1.0, 1.2$ で行った。下部ロッドは、冷却水を用いて常温 (20 ± 2 °C) を維持した。上部ロッドにはニクロム線を巻きつけ、加熱することにより ΔT を付加し、液柱自由表面上にマランゴニ対流を発生させた。

試験流体には高 Pr 流体であるシリコンオイル (信越化学工業株式会社製, KF-96L-2cSt, $Pr = 28.11$)、周囲気体に空気 ($Pr = 0.71$) を使用した。可視化するためのトレーサー粒子としては、液柱内部には、粒子径のばらつきがなくシリコンオイルの物性値に影響を与えない S-HGS (Silver coated hollow glass spheres) を、周囲気体には線香の煙を、それぞれ混入させた。液柱の体積はできるかぎり真円柱と同等になるよう実験を行った。供試部の外側を直径 100 mm、高さ 90 mm のアルミニウム製の円筒容器で囲み、外乱の影響を受けないようにして、その容器を長時間一定加熱することにより、周囲気体温度を変化もしくは安定させた。仕切り板 (PD: Partition disk) は、熱伝導率が小さく無色透明なアクリル製の板を用いて周囲との断熱を図り、上方からの周囲気体領域の可視化も可能にした。仕切り板有りの条件の場合には、厚さ 3 mm、半径 25 mm の円板 2 枚を液柱端面から 1 mm の距離にあたる周囲気体領域に設置した。

光源にはシート状の半導体レーザーを用いた。上

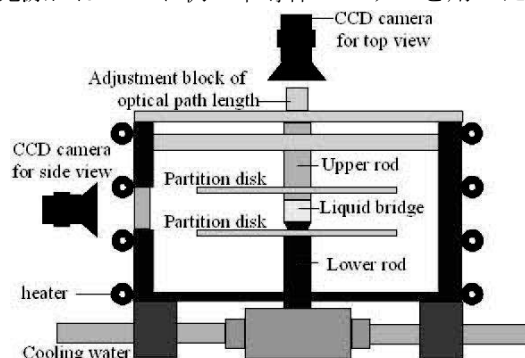


Fig. 1 Experimental apparatus.

方及び側方から CCD カメラを用いて、液柱内部の対流と周囲気体の対流場を同時に観察した。上方可視化の際、液柱とその外部の光学距離を補正する必要がある。そのため、光学距離調整装置を設置した。

なお、本論文では無次元周囲気体温度 ΔT_a^* を式(1)のように定義する。

$$\Delta T_a^* = \frac{\Delta T_a}{\Delta T_0} = \frac{T_{ambient} - T_{cold}}{(T_{hot} - T_{cold})_0} \quad (1)$$

ここで、 $\Delta T_0 (= T_{hot} - T_{cold})_0$ は周囲気体と低温ロッドの温度が等しい場合における臨界温度差である。式(1)はこの ΔT_0 を用いて周囲気体と低温ロッドの温度差を無次元化したものである。実際には周囲気体と低温ロッドの温度を完全に等しくすることはむずかしいので、低温ロッド温度が室温近傍にある複数の臨界温度差の実験点より、直線的に内挿もしくは外挿して求めた(表 1)。

Table 1 ΔT_0 with and without partition disk.

PD	Without				With
Γ	0.64	0.9	1.0	1.2	1.0
ΔT_0 [K]	14.3	15.4	11.4	12.8	18.0

3 計算手法

計算対象を図 2 に、境界条件を図 3 に示す。上部ディスクを高温、下部ディスクを低温とし、温度差を付加することにより、液柱の自由表面に表面張力差が生じ、マランゴニ対流が発生する。この対流が液柱内部と周囲気体の対流の駆動力となる。これまでの研究では、周囲気体の温度を仮想的に定めて液柱を解析する場合が多かったが、本計算では自由表面上の温度及び速度に対してのちに述べるような境界条件を与えることによって、液相側のマランゴニ対流と気相側の対流とを連成させた数値計算を行う。この計算方法により、両相の熱流動特性と液柱表面

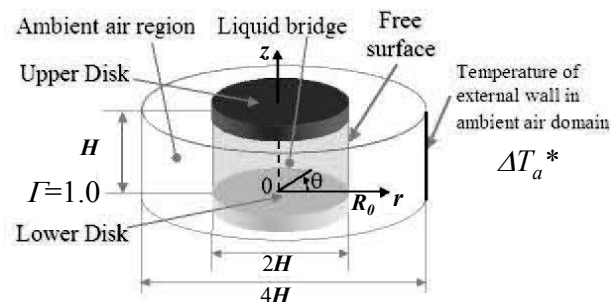


Fig. 2 Computational model.

からの熱の移動を明らかにする。

数値計算では、 $\Delta T_{ambient}$ を周囲気体領域の外周壁温度として与えることとし、式(1)の ΔT_a^* で定義する。液柱は、高さを H 、直径を $2H$ の真円柱型とする。さらに、液柱の周囲を高さが H 、直径 $4H$ の円筒形容器で覆う。本計算では、液柱内部に $(r, \theta, z) = (56, 32, 70)$ 、周囲気体に $(r, \theta, z) = (40, 32, 70)$ の円筒座標系格子を配置する。流体は非圧縮性で物性値は一定であるとする。

支配方程式は以下のとおりである。

連続の式

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2)$$

Navier-Stokes 方程式

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla P + \frac{Pr}{Ma} \nabla^2 \mathbf{u} \quad (3)$$

エネルギー方程式

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) T = \frac{1}{Ma} \nabla^2 T \quad (4)$$

前述の支配方程式は、代表長さ H 、代表速度 U_0 、代表温度差 ΔT を用いて無次元化している。代表長さ H には液柱高さ、代表温度差 ΔT には上下ディスク間の温度差を用いる。代表速度 U_0 は次のように定義する。

$$U_0 = \frac{1}{\mu} \left| \frac{\partial \sigma}{\partial T} \right| \Delta T \quad (5)$$

解析手法として、連続の式と Navier-Stokes 方程式のカップリングには Fractional Step 法を用い、圧力ポアソン方程式の解法には SOR 法を用いた。時間進行法については、 r 方向の周囲気体領域と θ 方向の液柱内部領域には Crank-Nicolson 法を、その他の項は

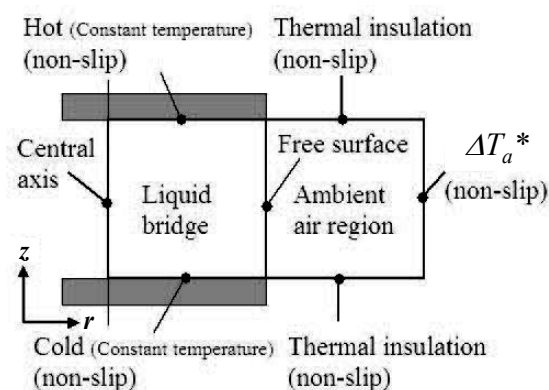
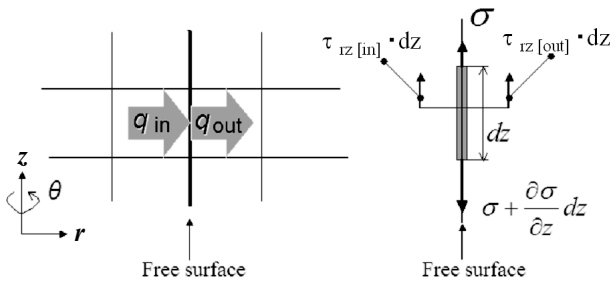


Fig. 3 Boundary condition.



(a) The continuity of the heat flux. (b) The stress balance between the shearing stress and the surface tension.

Fig. 4 Boundary condition on the free surface.

Euler 法を用いた. 空間差分には二次精度中心差分を適用した.

温度境界条件は, 下記のように与えられる. まず, 接触する二つの流体 (本計算では液柱内部流体と空気) の接触面での温度は等しい. また, 自由表面上で発熱がないとすれば, 図 4(a)のように自由表面上に流入する熱流束と, 流出する熱流束も等しい. したがって, 次の二つの式が成り立つ.

$$T_{s[in]} = T_{s[out]} \quad (6)$$

$$q_{in} = -\lambda_{in} \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{in} = q_{out} = -\lambda_{out} \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{out} \quad (7)$$

ここで, 接触面での共通温度 (自由表面上の温度) を T_s としている. これを無次元化すると次式になる.

$$\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{in} = \frac{\lambda_{out}}{\lambda_{in}} \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{out} \quad (8)$$

速度境界条件は, 図 4(b)のように, 液柱内部流体及び周囲気体の粘性せん断応力 τ と表面張力との釣り合いから導出する. r 方向を考えると次式になる.

$$\tau_{rz[in]} \cdot dz + \tau_{rz[out]} \cdot dz = \left(\sigma + \frac{\partial \sigma}{\partial z} dz \right) - \sigma \quad (9)$$

同様に θ 方向は

$$\tau_{r\theta[in]} \cdot d\theta + \tau_{r\theta[out]} \cdot d\theta = \left(\sigma + \frac{\partial \sigma}{\partial \theta} d\theta \right) - \sigma \quad (10)$$

ここで, 粘性せん断応力 τ については, Newton の粘性法則を用いる. 自由表面上の r 方向速度は 0 である. 無次元化すると次式になる.

$$\frac{\partial v_z}{\partial r} \Big|_{in} - \frac{\mu_{out}}{\mu_{in}} \frac{\partial v_z}{\partial r} \Big|_{out} = -\frac{\partial T}{\partial z} \quad (11)$$

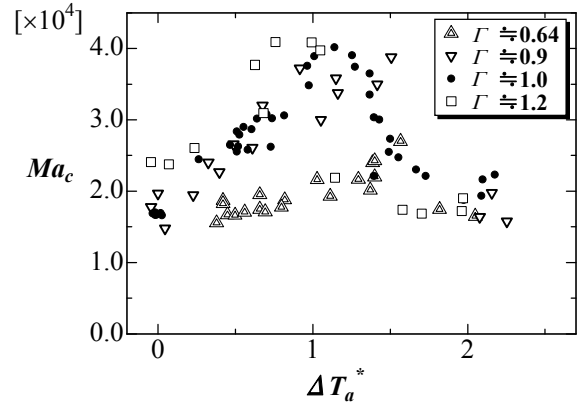


Fig. 5 Critical Marangoni number as a function of ΔT_a^* for various aspect ratios without partition disk (Experiment).

$$r \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_\theta}{r} \right) \right) \Big|_{in} - \frac{\mu_{out}}{\mu_{in}} r \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_\theta}{r} \right) \right) \Big|_{out} = -\frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial \theta} \quad (12)$$

θ 方向にも同様である. これが, 速度境界条件である. これらの境界条件を用いることにより, 液柱内部流体と周囲気体を連成させて数値計算を行うことができる.

4 結果および考察

4.1 周囲気体温度と臨界マランゴニ数(仕切り板無)

仕切り板無の場合における, 実験による臨界マランゴニ数の測定結果を示す. 図 5 は Ma_c と無次元周囲気体温度 ΔT_a^* の関係を示したものである. 横軸の右ほど周囲気体温度が高くなることを表している.

いずれの Γ においても, ある周囲気体温度までは Ma_c が上昇し, それ以上の温度に達すると急激に Ma_c は下がることがわかる. また, 周囲気体温度がある温度範囲内の場合に, Ma_c が最大値をもつことがわかった. それは, 周囲気体温度が低温ロッドより高い温度の時, かつ高温ロッドより低い温度の場合であり ($T_{cold} < T_{ambient} < T_{hot}$), このときマランゴニ対流は安定し, 二次元定常流を維持する.

4.2 臨界マランゴニ数とモード構造(仕切り板無)

液柱内部の対流に着目する. 液柱内部対流は, アスペクト比 ($\Gamma = H/R$) に依存した, 周方向波数を有するモード構造を呈することが知られている[2, 6]. 臨界後の振動流を上部ロッド端面側から観察すると, 液柱中心付近において, 可視化用粒子の入り込まな

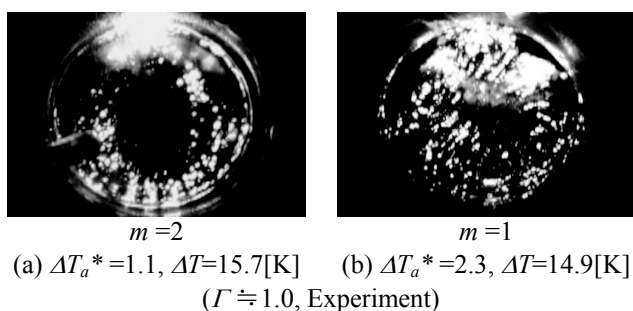


Fig. 6 Top view at mid-height without partition disk.

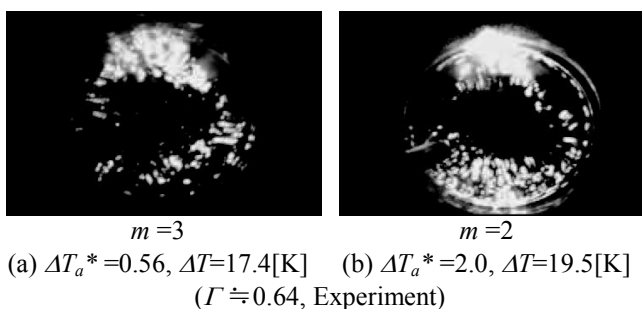


Fig. 7 Top view at mid-height without partition disk.

い領域（粒子不在領域）が存在することが観察できる。この粒子不在領域は、モード1 ($m=1$)では偏心した円形、モード2 ($m=2$)では楕円形、周方向波数モード $n \geq 3$ のモードではやや変形した n 角形を呈する。本研究の対象となる $\Gamma=0.9, 1.0, 1.2$ では、臨界後の流れ場は常温においてモード2が出現、また $\Gamma=0.64$ ではモード3が出現する。

図6は $\Gamma \simeq 1.0$ における流れ場を液柱上方から観察した可視化画像である。周囲気体の温度上昇に伴い、ある周囲気体温度までは Ma_c が上昇し、それ以上では Ma_c が急激に下がる。この時、内部対流は、常温で出現するモード2が支配的な振動流（図6(a))からモード1が支配的な振動流（図6(b))に遷移していくことを観察した。

また、 $\Gamma \simeq 0.9, 1.2$ においても $\Gamma \simeq 1.0$ と同様に、周囲気体温度上昇に伴い、常温で支配的なモード2から、モード1が支配的な振動流へ遷移した。

一方、図7は $\Gamma \simeq 0.64$ での液柱を上方から観察した可視化画像である。図5より、周囲気体の温度上昇に伴い、ある周囲気体温度までは Ma_c が上昇し、それ以上では Ma_c が急激に下がる。この時、内部対流は、 Ma_c の急激な低下前ではモード3が支配的な振動流（図7(a))を呈していたが、 Ma_c の急激な低

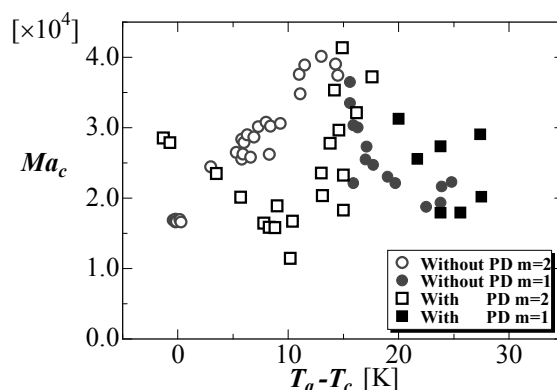


Fig. 8 Critical Marangoni number as a function of the $T_a - T_c$ in the case of $\Gamma \simeq 1.0$ (Experiment).

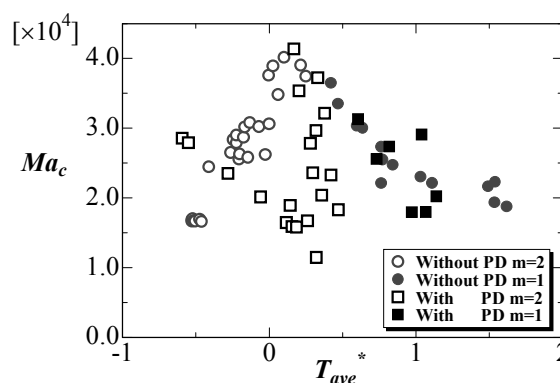


Fig. 9 Critical Marangoni number as a function of the T_{ave}^* in the case of $\Gamma \simeq 1.0$ (Experiment).

下後は、 $\Gamma \simeq 0.64$ の場合でもモード2が支配的な振動流（図7(b))に遷移した。

4.3 臨界マランゴニ数とモード構造(仕切り板有)

仕切り板を設置した時の、実験による臨界マランゴニ数の測定結果を図8に示す。白抜ききのシンボルは、液柱内部構造が常温で支配的なモード構造($m=2$)を呈した場合、色塗りのシンボルは、液柱内部構造が遷移した後のモード構造($m=1$)を呈した場合を示している。仕切り板有の場合、仕切り板無の場合と同様に、ある周囲気体温度までは Ma_c が上昇し、それ以上のある温度に達すると急激に Ma_c が下がることがわかる。

図9は臨界マランゴニ数を、周囲気体温度と液柱平均温度 ($T_{ave} = 0.5(T_{hot} + T_{cold})$) の差を無次元化したもの ($T_{ave}^* = (T_{ambient} - T_{ave}) / \Delta T_0$) に対してプロットしたものである。この図より、周囲気体が液柱平均温度に近い場合に、 Ma_c が最大の値をとり、マランゴニ対流が最も安定することがわかる。また最大とな

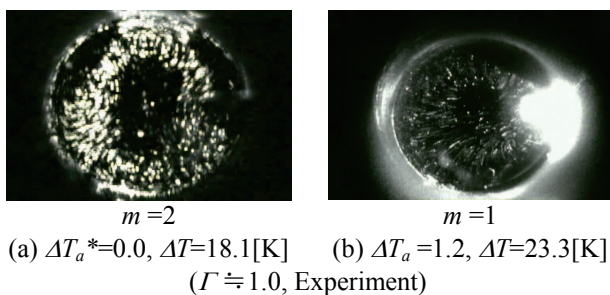


Fig. 10 Top view at mid-height with partition disk.

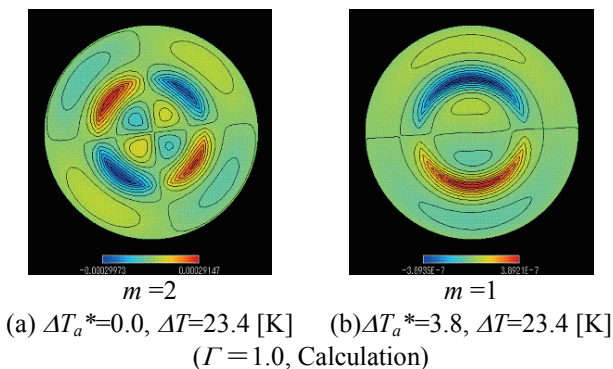


Fig. 11 Top view at mid-height with partition disk.

る Ma_c の値は, Irikura ら⁽⁴⁾が行なった, 自由表面を断熱とした数値シミュレーションの結果 ($Ma_c=3.24 \times 10^4$) とほぼ一致した.

図 10 は, 液柱を上方から観察した可視化画像である. 仕切り板無の時と同様に, 周囲気体温度の上昇に伴い, Ma_c が増加する範囲ではモード 2 の振動流 (図 10(a)) が支配的な対流場を呈する. しかし, Ma_c の急激な低下後ではモード 1 の振動流 (図 10(b)) が支配的な対流場を呈した.

図 11 は, 実験と同様の系の数値計算で, モード数について調べた結果である. Ma_c の急激な低下前と急激な低下後のモード構造を, 周方向速度成分の $r-\theta$ 平面で捉えた. 数値計算においても, 実験と同様に, 周囲気体温度が低い時の Ma_c の急激な低下前は, モード 2 の振動流 (図 11(a)) が, 周囲気体温度上昇に伴う Ma_c の急激な低下後では, モード 1 の振動流 (図 11(b)) が支配的な流れとなった. このように, 周囲気体温度上昇に伴う Ma_c の急激な低下は, 仕切り板の有無によらず, つねにモード数の変化を伴っているという点について, 数値計算と実験でよい一致を得た.

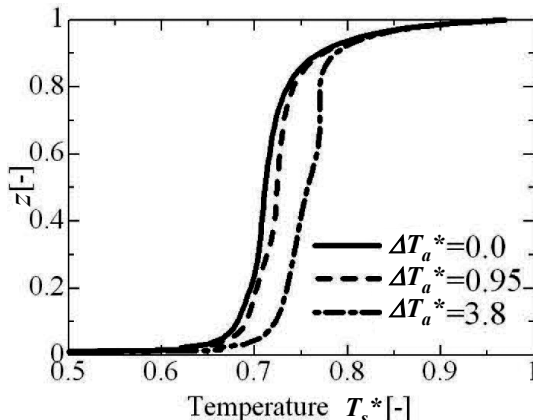


Fig. 12 Temperature variation on the free surface with partition disk (Calculation, Steady flow, $Ma=34000$).

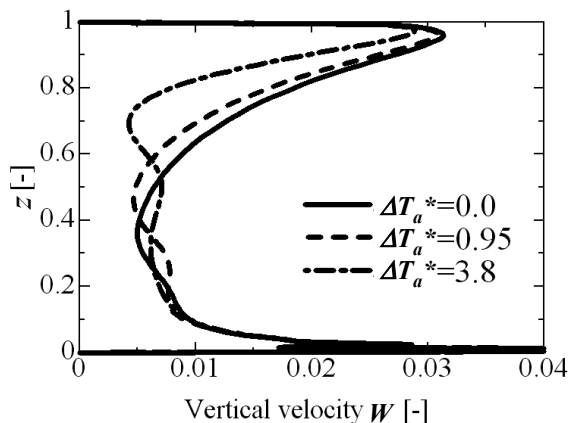


Fig. 13 Vertical velocity variation on the free surface with partition disk (Calculation, Steady flow, $Ma=34000$).

4.4 温度・速度分布(仕切り板有)

図 12 は, 数値計算による自由表面上の温度分布を, 図 13 は速度分布を示したものである. $\Gamma=1.0$ において, $\Delta T_a^*=0.0, 0.95, 3.8$ と変化させ計算を行った. なお T_s^* は, 自由表面温度と低温ディスクの差 (T_s-T_{cold}) を液柱端面間温度差 ΔT で無次元化したものである.

臨界後の振動流は $\Delta T_a^*=0.0, 0.95$ の条件ではモード 2 が支配的な対流場を, $\Delta T_a^*=3.8$ ではモード 1 が支配的な対流場を呈した.

図 12 の温度分布より低温ディスク側ほど, 自由表面上の温度は小さくなるのがわかる. この温度勾配により温度差マランゴニ対流が発生する.

周囲気体温度の上昇に伴い, 自由表面上の温度は

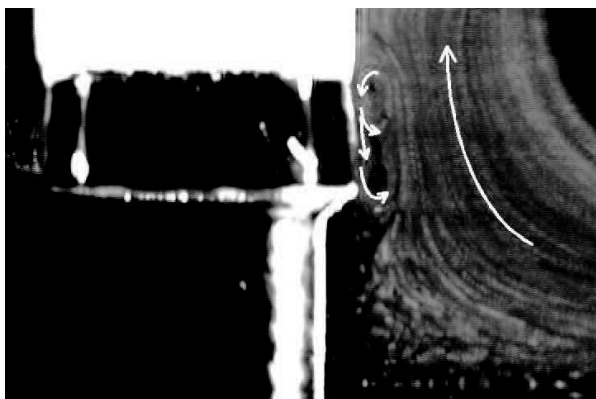


Fig. 14 Side view of the particle pathline in the experiment under heat loss without partition disk (Integrated, $\Delta T_a^* = -0.1$, $\Delta T = 5.4$ [K]).

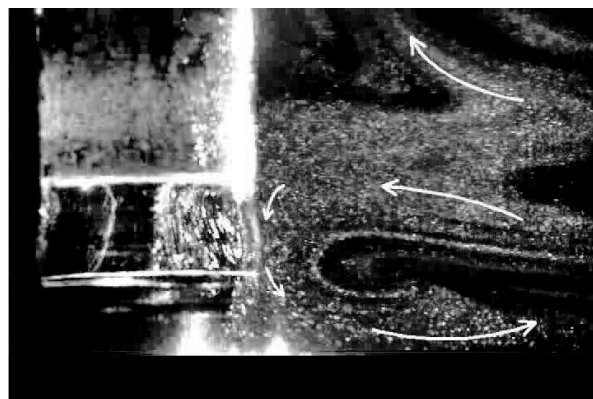


Fig. 16 Side view of the particle pathline in the experiment under heat gain without partition disk (Integrated, $\Delta T_a^* = 0.86$, $\Delta T = 5.9$ [K]).



Fig. 15 Side view of the particle pathline in the experiment under heat loss with partition disk (Integrated, $\Delta T_a^* = -0.1$, $\Delta T = 4.0$ [K]).



Fig. 17 Side view of the particle pathline in the experiment under heat gain with partition disk (Integrated, $\Delta T_a^* = 0.81$, $\Delta T = 7.6$ [K]).

全体的に高くなり、高温ディスク付近の温度勾配が小さくなることからわかる。これは、周囲気体温度の上昇に伴い、自由表面上で周囲気体側から液柱側へ、熱の流入量が増加するためである。

さらに図 13 の速度分布に注目する。周囲気体温度が高くなるにつれ、速度が全体的に小さくなることからわかる。これは、自由表面上における、周囲気体側から液柱側への熱の流入のため、特に高温ディスク付近の温度勾配が小さくなり、軸方向速度が小さくなったためである。このことにより、臨界に達するに必要な Ma_c がより高くなると考えられる。

4.5 周囲気体の対流場 (Heat loss の場合)

図 14~15 は、周囲気体温度が低温ロッドより低い温度環境 (Heat loss) において、液柱内部および周囲気体領域の流れ場を側方から可視化した結果であ

る。トレーサー粒子の流れをより明確に示すため、時間方向に約 0.2 s 間の画像 6 枚を重ね合わせてある。トレーサーを用いた可視化実験の結果、周囲気体は液柱自由表面近傍に向かって流れ込んでいる様子が観察された。

図 14 は、周囲気体領域に仕切り板が無い場合の対流場である。周囲気体領域の自由表面近傍に、2 つの渦を伴う循環流が発生していることが観察された。周囲気体領域の自由表面近傍には、液柱自由表面下向き、マランゴニ対流に追従する粘性駆動の流れが発生する。また、高温ロッドや低温ロッドから周囲気体領域に熱が移動することにより、上部周囲気体領域は高温に、下部周囲気体領域は低温になる。

このため、周囲気体の下部領域から上部領域に向かい強い上昇流 (浮力対流) が発生する。このマラ

ンゴニ駆動の流れと浮力対流の二つの流れにより、周囲気体領域の自由表面近傍において循環流が形成される。

より詳細に観測するため自由表面の速度分布を考える。液柱自由表面上には、軸方向速度が極小になる領域がある(図13)。そのため、一種の境界層はく離が生じて、液柱上部に一つ目の渦が形成される。

さらに、液柱下部付近において、液柱自由表面に再び現れる急峻な温度勾配によって表面流体が再び加速され、それに追従して周囲気体が駆動される。この流れは下部ロッドに沿って上昇する浮力対流とぶつかり、二つ目の渦が下部ロッド近傍に形成される。またこれらの循環流は、強い浮力対流により押しつぶされ、半径方向に狭いこともわかる。

図15は周囲気体領域に仕切り板が有る場合の対流場である。上昇流である浮力対流の影響が少ないため、周囲気体流れの駆動力は液柱自由表面に沿う流れのみである。循環流は押しつぶされず半径方向により大きな循環流が観察された。自由表面上のマランゴニ対流により、液柱上方で加速された流体は、液柱高さ中央付近の軸方向速度が極小になる領域で、自由表面から離れる方向への流れをもつ。仕切り板が無い場合は、この流れが直ちに外側の強い浮力対流にトラップされて上昇流に転ずるが、仕切り板がある場合には、周囲気体内に強い浮力対流が存在しないため、直ちに上昇流に転ずることはなく、結果として、液柱高さ上方付近に渦中心をもつ、半径方向に幅のある大きな循環流が形成される。

4.6 周囲気体の対流場(Heat gainの場合)

図16~17は、周囲気体が低温ロッドより高い温度環境(Heat gain)において、液柱内部および周囲気体領域の流れ場を側方から可視化した結果である。時間方向に約0.2s間の画像6枚を重ね合わせた図である。図16は、周囲気体領域に仕切り板が無い場合の対流場である。この場合には、液柱遠方より流れ込むトレーサー粒子は、直接に液柱自由表面近傍まで達していることと、液柱下部に自由表面から離れる方向に流れが起きていることが特徴的である。この場合には、高温ロッド近傍より外壁近傍の温度の方が高いため、上部ロッド近傍にも強い上向き流れは発生せず、マランゴニ対流に駆動される流れによって、上部ロッドの広い領域において、自由表面に沿い下向きの流れが発生する。下部低温ロッド近傍まで到達した流れは、そこで冷やされ、液柱から外

壁へ向かう大きな浮力対流に駆動されて、液柱から離れる方向に対流が起こる。このようにして、周囲気体領域に強い対流場が形成される。このため外壁近傍で温められた気体は自由表面近傍にまで運ばれ、周囲気体側から液柱側への熱の流入が促進される。

図17は、周囲気体領域に仕切り板が有る場合の対流場である。仕切り板の設置のため、周囲気体領域の流動スペースは限定される。このため流路がより拘束される。この時グラスホフ数は、代表長さに仕切り板間距離を、温度差に周囲気体と低温ロッドの温度差をとると $Gr = 1500 \sim 3000$ と十分小さい。そのため、周囲気体の対流は弱く、仕切り板が無い時と比べ、トレーサー粒子が輸送されてこないため、粒子密度が極めて希薄となっている。また、外壁へ向う浮力対流も弱くなり、周囲気体領域の流れは、液柱自由表面に沿うマランゴニ対流のみが駆動力となって、液柱近傍にのみ循環流が発生する。

外壁から高温の気体が運ばれにくくなるため、周囲気体側から液柱側への熱の流入量は抑制される。これが、仕切り板無の場合に比べて、周囲気体温度上昇に伴う Ma_c の増加が ΔT_a^* の大きな側に移動する原因であると考えられる。

5 結言

Heat gain環境とHeat loss環境での周囲気体の対流場は、周囲気体領域に発生する浮力対流によって、大きく異なる。定常流から振動流への臨界マランゴニ数 Ma_c に着目すると、Heat gain環境における Ma_c は、周囲気体温度上昇に伴い、仕切り板の有無によらず、ある周囲気体温度までは増加し、それ以上の温度に達すると急激に減少する。この時、液柱内部のモード構造は常温で支配的な周方向モード数から、より低次のモード数に遷移する。 Ma_c の上昇は軸方向速度の低下によるものであり、 Ma_c の急激な低下は、液柱内部のモード数の変化に伴って生じる。

仕切り板を配した場合、最大の Ma_c は、より高い周囲気体温度において発生する。これは仕切り板によって周囲気体の対流が抑制され、周囲気体側から液柱への熱流入が減少したことによる。

参考文献

- [1] Eyer, A., Leiste, H. and Nitsche, R., *J. Crystal Growth.*, **71** (1985), 173-182.

- [2] Preisser, F., Schwabe, D. and Scharmann, A., "Steady and oscillatory thermoapillary convection in liquid bridge columns with free cylindrical surface", *J. Fluid Mech.*, **126** (1983), 545-567.
- [3] Kamotani, Y., Wang, L., Hatta, S., Selver, R. and Yoda, S., "Effect of free surface heat transfer effect on onset of oscillatory thermocapillary flow of high Prandtl number fluid", *J. Jpn. Soc. Microgravity Appl.*, Vol. **18**, No. 4 (2001), 283-288.
- [4] Irikura, M., Arakawa, Y., Ueno, I. and Kawamura, H., "Effect of ambient fluid flow upon onset of oscillatory thermocapillary convection in half-zone liquid bridge", *Microgravity sci. technol.*, **XVI-I** (2005), 176-180.
- [5] Shevtsova, V. M., Mialdun, A. and Mojahed, M., "A study of heat transfer in liquid bridges near onset of instability", *J. Non-Equilib. Thermodyn.*, Vol. **30**, (2005), 261-281.
- [6] 河村 洋, 小野 嘉久, 上野 一郎, "液柱内マランゴニ対流における振動流遷移とモード構造", *日本機械学会論文集, B編*, 67 卷, 658 号 (2001), 1466-1473.