

## 微小液柱内の軸対称振動型マランゴニ対流の解析

安広, 祥一  
九州大学大学院総合理工学研究科

今石, 宣之  
九州大学機能物質科学研究所

<https://doi.org/10.15017/6639>

---

出版情報：九州大学機能物質科学研究所報告．8 (1), pp.23-33, 1994-11-10. 九州大学機能物質科学研究所

バージョン：

権利関係：

## 微小液柱内の軸対称振動型マランゴニ対流の解析

安 広 祥 一\*・今 石 宣 之

### Numerical Simulation of Oscillatory Axisymmetric Marangoni Convection in Small Liquid Bridge

Shoichi YASUHIRO and Nobuyuki IMAISHI

The present numerical simulation explores a thermal-convection mechanism for oscillatory Marangoni convection in a small liquid bridge for a fluid of Prandtl number 3.34. In this work we developed a stability diagram for the critical Marangoni number separating the steady from the time-dependent flow states as a function of the aspect ratio between 1.0 and 3.0 for adiabatic melt surface. These results obtained numerically are compared with the critical Marangoni numbers for axisymmetric oscillatory convection predicted via the energy method by Shen *et. al.*. We also discussed the effect of heat transfer through the melt surface on the critical Marangoni number.

#### 1. はじめに

シリコンやガリウムヒ素などの半導体結晶を融液から育成する場合、結晶中の不純物濃度や微小欠陥の密度が空間的に変動しストリーションが生じることが多い。このような結晶品質中の不均一性の発生の主原因は、結晶成長時における融液内の流れ場や温度場の時間的変動であると考えられている。地上においては、強い自然（浮力）対流とその時間変動の発生は回避し難い。そこで、微小重力環境で結晶を育成する試みが行われた。微小重力下では、融液を保持するつぼなどの容器が不要となり、容器からの不純物の混入も回避できるため、高品質単結晶が期待された。しかし、微小重力下では自然対流は停止するが、表面と表面上の温度勾配が存在する限り表面張力対流（マランゴニ対流）が発生し、温度差が大きくなるとマランゴニ対

流は振動流へと遷移する。高品質均一な単結晶育成を実現するためには、振動型マランゴニ対流が生じない条件下で、定常マランゴニ対流の下で結晶育成しなければならぬ<sup>1)</sup>。従って、定常マランゴニ対流から振動型マランゴニ対流への遷移条件および振動型マランゴニ対流の挙動について、定量的な検討を行う必要がある。

著者らは、Floating Zone 法（以下 FZ 法とよぶ）の融液内に生じるマランゴニ対流の挙動を理解するため、いわゆるハーフゾーンモデル内のマランゴニ対流に及ぼす融液の物性<sup>2)</sup>、周囲との熱交換速度<sup>3)</sup>、表面張力の温度係数<sup>3)</sup>などの因子の影響について、小型ロケット実験<sup>2,5)</sup>、超小型液柱塔による実験および数値解析<sup>3,4)</sup>による検討を行ってきた。小型ロケット実験では、 $Pr=80$ のシリコンオイル液柱に、温度差が大きくなると3次元振動型マランゴニ対流が生じることを確認した<sup>2,5)</sup>が、その臨界マランゴニ数( $Mac$ )や遷移挙動の詳細を知ることはできなかった。液柱内の振動型マランゴニ対流は、軸対称流よりも、非軸対称3次元流となり易いことが指摘されているが、その原因につい

受理日 1994年6月28日

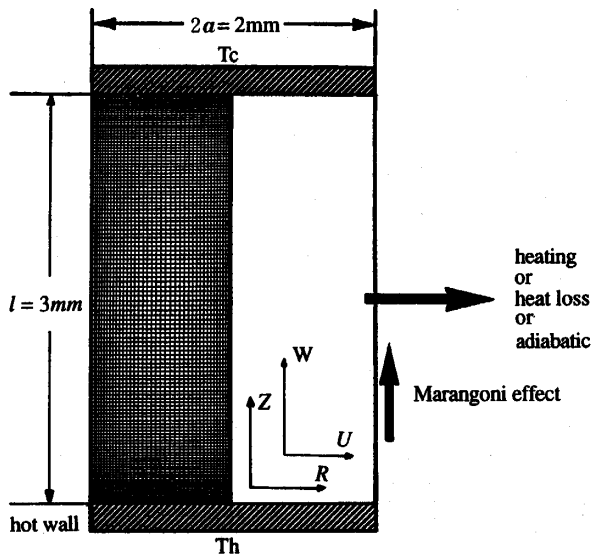
本論文を名誉教授 藤井 哲先生に献呈する。

\*九州大学大学院総合理工学研究科

ては十分理解されているとは言い難い。液柱内の軸対称マランゴニ対流の、振動型への遷移条件については、無限長液柱についての Xu ら<sup>6)</sup>の線形解析、有限長の液柱(アスペクト比:  $As=0.3\sim 2$ )についてエネルギー法によって  $Ma_c$  を求めた Shen ら<sup>7)</sup>, Neitzel ら<sup>8)</sup>の報告が有るのみである。エネルギー法による解析は、微小な軸対称攪乱が加わっても定常流が安定に存在できるための十分条件を示すもので、軸対称振動型対流の発生に対する十分条件を与えるものではない。Shen ら<sup>7)</sup>の解析結果が実際の軸対称振動型マランゴニ対流の発生に対する  $Ma_c$  を正しく与えているか否かについての十分な検討はなされていない。実験的検証は困難なので、数値解析による検討が必要とされる。しかし、振動型マランゴニ対流についての数値解析例は、両端に温度が異なる固体板が設置された、 $As=2.3\sim 3.8$ の矩形容器内の液体( $Pr=6.87$ )層に生じる二次元振動型マランゴニ対流に関する Peltier ら<sup>9)</sup>の報告例が有るのみで、液柱内の軸対称振動型流れに関する解析は知られていない。本報では、重力下でも浮力の効果が無視できる超小型液柱塔<sup>3)</sup>内の融液の振動型マランゴニ対流の一形態としての、軸対称振動型マランゴニ対流の発生条件および非定常挙動についての数値解析結果を報告する。

## 2. 数値解析モデル

対象となるハーフゾーンモデルは、Fig. 1 に示す、



**Figure 1** System coordinate and finite difference meshes.

2枚の固体円板間に保持された液柱である。一方の円板は一樣温度  $T_h$ , もう一方の円板は  $T_c$  に保たれている。基礎式や境界条件の導出に際し以下の様な仮定を導入した。液柱は半径  $a$  の真円柱で、その表面は変形しないものとする。系内の現象は二次元軸対称である。表面張力以外の熱物性値は一定である。浮力の効果は無視できる<sup>3)</sup>。流れは表面張力勾配によって引き起こされる。

この結果、基礎方程式および境界条件は以下に示す諸式となる。

連続の式

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (RU) + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 \quad (1)$$

エネルギー方程式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + \frac{U\Theta}{R} + \frac{\partial(U\Theta)}{\partial R} + \frac{\partial(W\Theta)}{\partial Z} \\ & = \left\{ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R \frac{\partial \Theta}{\partial R}) + \frac{\partial}{\partial Z} \frac{\partial \Theta}{\partial Z} \right\} \end{aligned} \quad (2)$$

運動方程式

R-成分

$$\begin{aligned} & \frac{\partial U}{\partial \tau} + \frac{UU}{R} + \frac{\partial(UU)}{\partial R} \\ & = -\frac{\partial P}{\partial R} + Pr \left[ \frac{\partial}{\partial R} \left\{ \frac{1}{R} \frac{\partial(RU)}{\partial R} \right\} + \frac{\partial^2 U}{\partial Z^2} \right] \end{aligned} \quad (3)$$

Z-成分

$$\begin{aligned} & \frac{\partial W}{\partial \tau} + \frac{UW}{R} + \frac{\partial(UW)}{\partial R} + \frac{\partial(WW)}{\partial Z} \\ & = -\frac{\partial P}{\partial Z} + Pr \left[ \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R \frac{\partial W}{\partial R}) + \frac{\partial^2 W}{\partial Z^2} \right] \end{aligned} \quad (4)$$

境界条件

$$R=0; U=0, \frac{\partial W}{\partial R}=0, \frac{\partial \Theta}{\partial R}=0 \quad (5-a, b, c)$$

$$R=a/l; U=0, \frac{\partial W}{\partial R} = Ma \frac{\partial \Theta}{\partial R},$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial R} = Bi \left[ \left( \Theta + \frac{T_m}{\Delta T} \right) - \frac{T_{air}}{\Delta T} \right] \quad (6-a, b, c)$$

$$Z=0; U=0, W=0, \Theta = \Theta_h \quad (7-a, b, c)$$

$$Z=1; U=0, W=0, \Theta = \Theta_c \quad (8-a, b, c)$$

これらの式中の無次元量は以下のように定義されている。

$$Z = z/l, R = r/l, T_m = (T_h + T_c), \Delta T = (T_h - T_c), \Theta = (T - T_m)/\Delta T, \tau = ta/l^2$$

$$Ma = \frac{-\Delta T \left( \frac{\partial \sigma}{\partial T} \right) l}{\mu \alpha}, Bi = hl/\lambda, Pr = \nu/\alpha$$

なお、既往の結果との比較を行う場合には次式で定義

**Table 1** Properties of molten NaOH and parameter values

heat capacity	$Cp^{(l)}$ [kJ/(kg·K)]	2.07
thermal conductivity	$\lambda^{(l)}$ [W/(m·K)]	1.03
density	$\rho^{(l)}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	1685
viscosity	$\mu^{(l)}$ [mPa·s]	1.66
temp. coeff. of surface tension	$\partial\sigma/\partial T^{(l)}$ [mN/(m·K)]	-0.203
thermal expansion coefficient	$-(1/\rho)(\partial\rho/\partial T)^{(l)}$ [K <sup>-1</sup> ]	$2.97 \times 10^{-4}$
Prandtl number	$Pr$ [-]	3.34
heat transfer coefficient*	$h$ [W/(m <sup>2</sup> ·K)]	24.8
Biot number*	$Bi$ [-]	0.0723
radius of liquid bridge	$a=1.0$ [mm]	
length of liquid bridge	$l=1.33 \sim 3.0$ [mm]	
temperature of ambient gas	$T_{air}=300$ [K]	

\*natural convection of argon gas around a cylinder.

される, 液柱半径を基準としたマランゴニ数,  $Ma_r$  を使用する。

$$Ma_r = \frac{-\Delta T \left( \frac{\partial \sigma}{\partial T} \right) a}{\mu a}$$

計算においては, 液柱半径  $a=1\text{mm}$ , 融液は溶融 NaOH を想定し,  $Bi$  は任意変数とした。物性値等は Table 1 に示した。

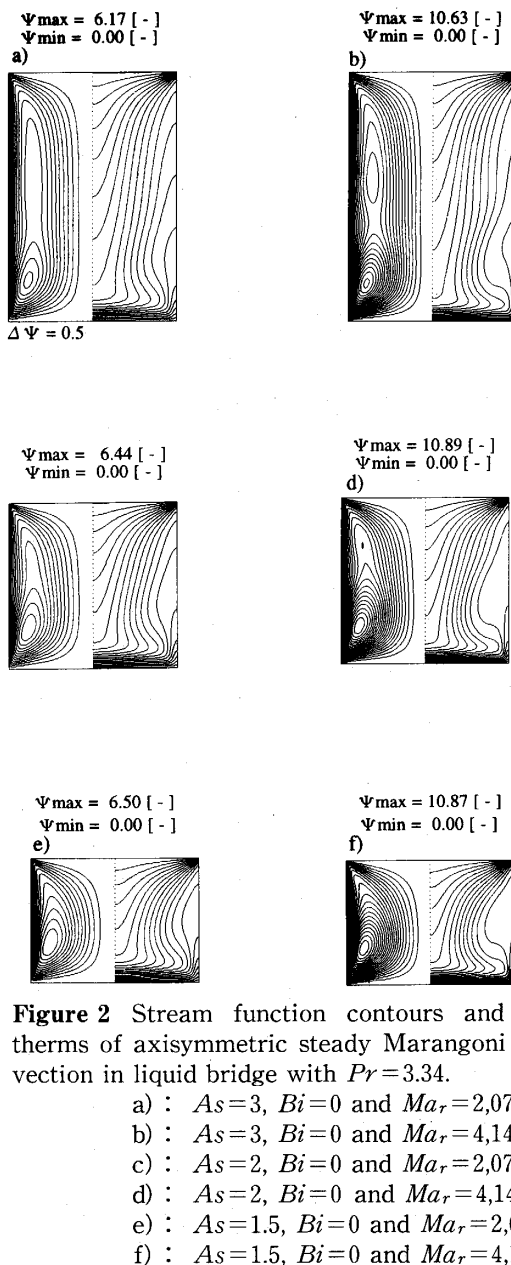
また, 多くの計算では, それぞれのマランゴニ数での定常解を求める擬非定常計算を進め, 収束が得られない状態での, 速度, 温度の分布を初期条件として用いた。

### 3. 離散化と数値解析法

上記の偏微分方程式を, 不等間隔スタッガード格子上のコントロールボリュームにより離散化し SIMPLE 法を用いて運動方程式, エネルギー方程式を解いた。対流項の離散化において, 1 次の上向き法, ベキ乗法および中心差分法を用いて,  $Ma_c$  より小さい  $Ma$  での定常状態の熱流動解析を行って結果を比較したところ, 中心差分法とベキ乗法の速度分布, 温度分布は一致し, 一次の上向き法は異なる結果を示した。このことから, 以下の計算に対しては中心差分法を用いることとした。

### 4. 格子の決定

振動流の解析を行う場合, 数値解析時の格子間隔の



**Figure 2** Stream function contours and isotherms of axisymmetric steady Marangoni convection in liquid bridge with  $Pr=3.34$ .

- a) :  $As=3, Bi=0$  and  $Ma_r=2,072$
- b) :  $As=3, Bi=0$  and  $Ma_r=4,144$
- c) :  $As=2, Bi=0$  and  $Ma_r=2,072$
- d) :  $As=2, Bi=0$  and  $Ma_r=4,144$
- e) :  $As=1.5, Bi=0$  and  $Ma_r=2,072$
- f) :  $As=1.5, Bi=0$  and  $Ma_r=4,144$

設定によって, 振動流の特性 (速度分布, 温度分布, 振動周期など) が大きく変化することが知られている。本解析では, アスペクト比  $As=3$  の場合は  $41 \times 122$  (半径方向  $\times$  軸方向),  $As=2$  では  $41 \times 82$ ,  $As=1.5$  では  $41 \times 62$  なる不等間隔格子を用いた。固体板近傍の液表面に接する位置にそれぞれ最小格子間隔を設置し, その大きさは  $72\mu\text{m} \times 72\mu\text{m}$  に相当する。

### 5. 解析結果

軸対称定常マランゴニ対流

$Bi=0$ の場合について、比較的小さい $Ma$ における液柱内の無次元温度分布、無次元流れ関数（液柱半径長さ基準で無次元化）の分布を Figs. 2-a)~f) に示す。これらの条件下では、アスペクト比、マランゴニ数によって流れの状況は変化するが、いずれも定常解が得られる。表面上の流体は、高温壁から低温壁へと引き寄せられる。液柱中心部の流れは低温壁から高温壁へと向かっている。この $Pr$ では、固体壁近傍の温度勾配が密になっている。本数値解析においては、両固体円板上での熱流束値は1%以内の誤差範囲で一致する。

軸対称非定常マランゴニ対流

$Ma$ 数をさらに増加させると、定常解は得られず、振動解へと変化する。Figs. 3, 4 に、アスペクト比3.0、 $Bi=0$ の場合について、無次元流れ関数の最大値( $\Psi_{max}$ )および高温壁、低温壁における無次元熱流束( $Nu_h, Nu_c$ )の経時変化を示した。図示した条件下ではいずれも周期変動を示し、振動型マランゴニ対流の存在を示唆している。Fig. 3 に示した液柱内の流れ関数の最大値の周期的曲線の極小値( $\Psi_{min}$ ), 極大値( $\Psi_{max}$ )を、 $Ma$ 数に対してプロットし、Fig. 5を得た。これらの極小値、極大値それぞれを結んだ線と定常解の値を結ぶ線が互いに交差する点の横軸の $Ma$ の値から、定常流から振動型対流への遷移条件を表わす臨界マランゴニ数、 $Ma_c=17,400$  (液柱半径基準で表わすと  $Ma_{rc}=5,800$ )を得た。液柱内での軸対称振動型マランゴニ対流発生時の、流れ関数、温度分布の変動の様

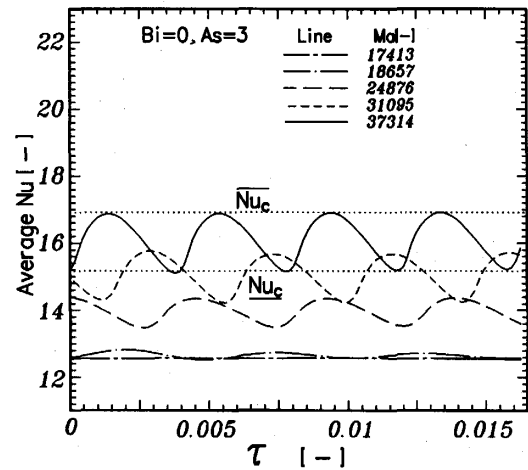
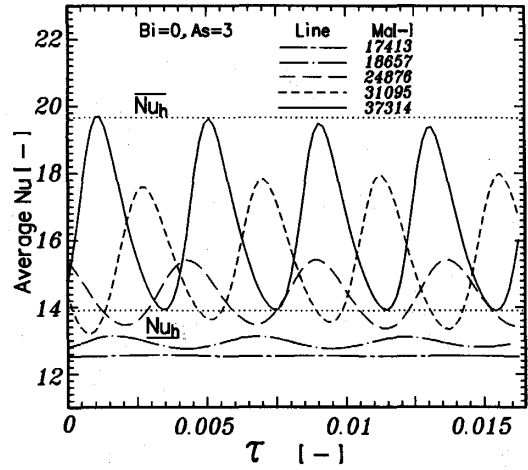


Figure 4 Oscillations of the averaged nondimensional heat flux ( $Nu$ ) at the hot wall and the cold solid wall ( $As=3.0, Bi=0$  and  $Pr=3.34$ )

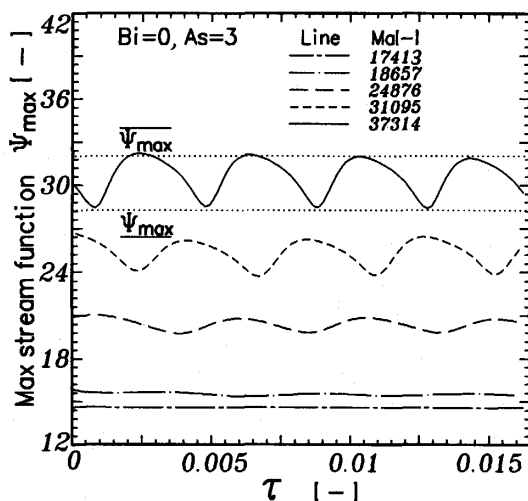


Figure 3 Oscillations of the maximum stream function at different Marangoni numbers. ( $As=3.0, Bi=0$  and  $Pr=3.34$ )

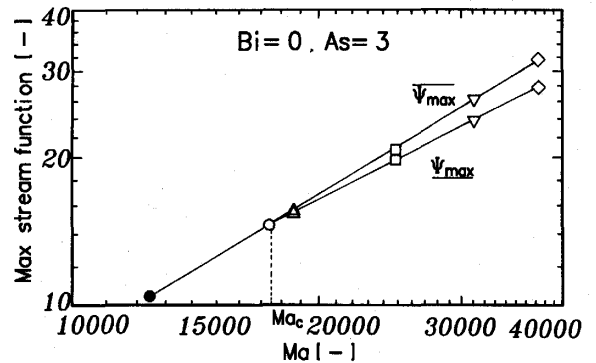
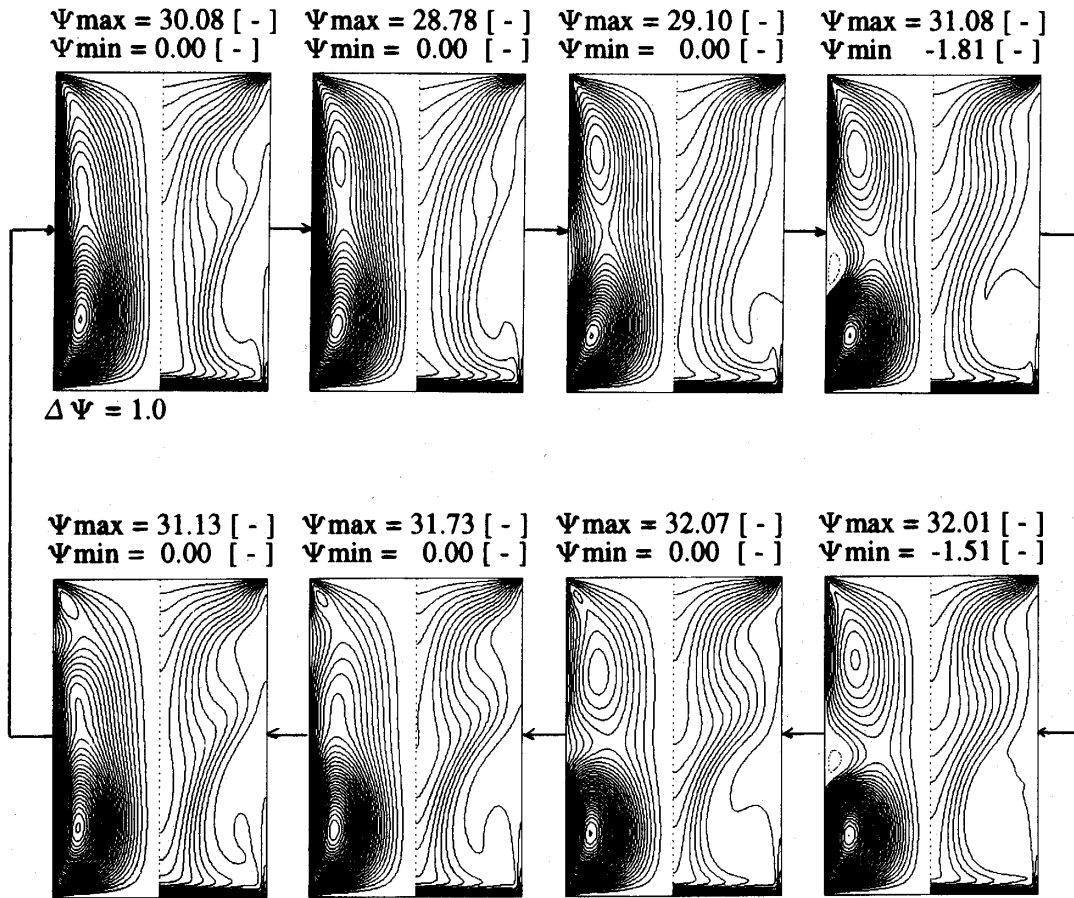


Figure 5 A plot of the peak values of the oscillating stream function and heat fluxes to determine the Critical Marangoni number for the initiation of the oscillatory Marangoni convection. ( $As=3.0, Bi=0$  and  $Pr=3.34$ )



**Figure 6** Instantaneous distributions of stream function and temperature, during one period of oscillation of an oscillatory axisymmetric Marangoni convection ( $Ma_r=12,432$  ( $Ma=37,314$ ),  $As=3$ ,  $Bi=0$  and  $Pr=3.34$ )

相を Fig. 6 に示した。Fig. 6 は、 $Ma=2.14 \times Ma_c = 37,314$  ( $Ma_r=12,438$ ) における 1 振動周期内の状態変化を示している。この図から、液柱内の軸対称振動マランゴニ流の場合にも、矩形容器内の 2 次元振動型マランゴニ対流あるいは 2 次元振動型自然対流の場合<sup>10)</sup>と同様に、複数の循環流の競合的成長・減衰の繰り返しが生じていることがわかる。低温流体の帰還速度が周期的に変化する、高温壁近傍の温度勾配の変動が顕著であり、これが Figs. 4-a), b) を比較したとき、 $Nu_h$  の変動が大きいことの原因である。

#### アスペクト比の効果

アスペクト比の影響を見るため、液柱半径および固体板間温度差を一定に保ち (液柱半径基準のマランゴニ数は一定:  $Ma_r=12438$ )、液柱長さをより短くした液柱内の振動挙動を Fig. 7-a), b) に示した。 $As=1.5$

の場合には温度分布の経時変化は顕著であるが、流れ関数の変化はわずかである。

$Bi=0$  において、広い範囲の  $As$ ,  $Ma$  の組み合わせについて数値解析を行い、振動型対流の発生状況を検討した結果を Fig. 8 に示す。図中の黒点は振動解、白点は定常解が得られたことを表わしている。この結果は、有限長液柱内の軸対称振動型マランゴニ対流は、限られたアスペクト比領域内でのみ発生することを示唆している。この傾向は、矩形容器内での 2 次元振動型マランゴニ対流の挙動を数値解析した Peltier ら<sup>9)</sup> が得た結果と同様である。一方、Shen らのエネルギ法に基づく線形解析は、広範囲なアスペクト比で振動型対流が発生する可能性があること、その臨界マランゴニ数のアスペクト比依存性は図中の直線で示されることを予測している。ただしこの実線は、Shen ら<sup>7)</sup> が報告した複数の  $Pr$  に対する  $Mar_c$  から、 $Pr=3.34$  に対する

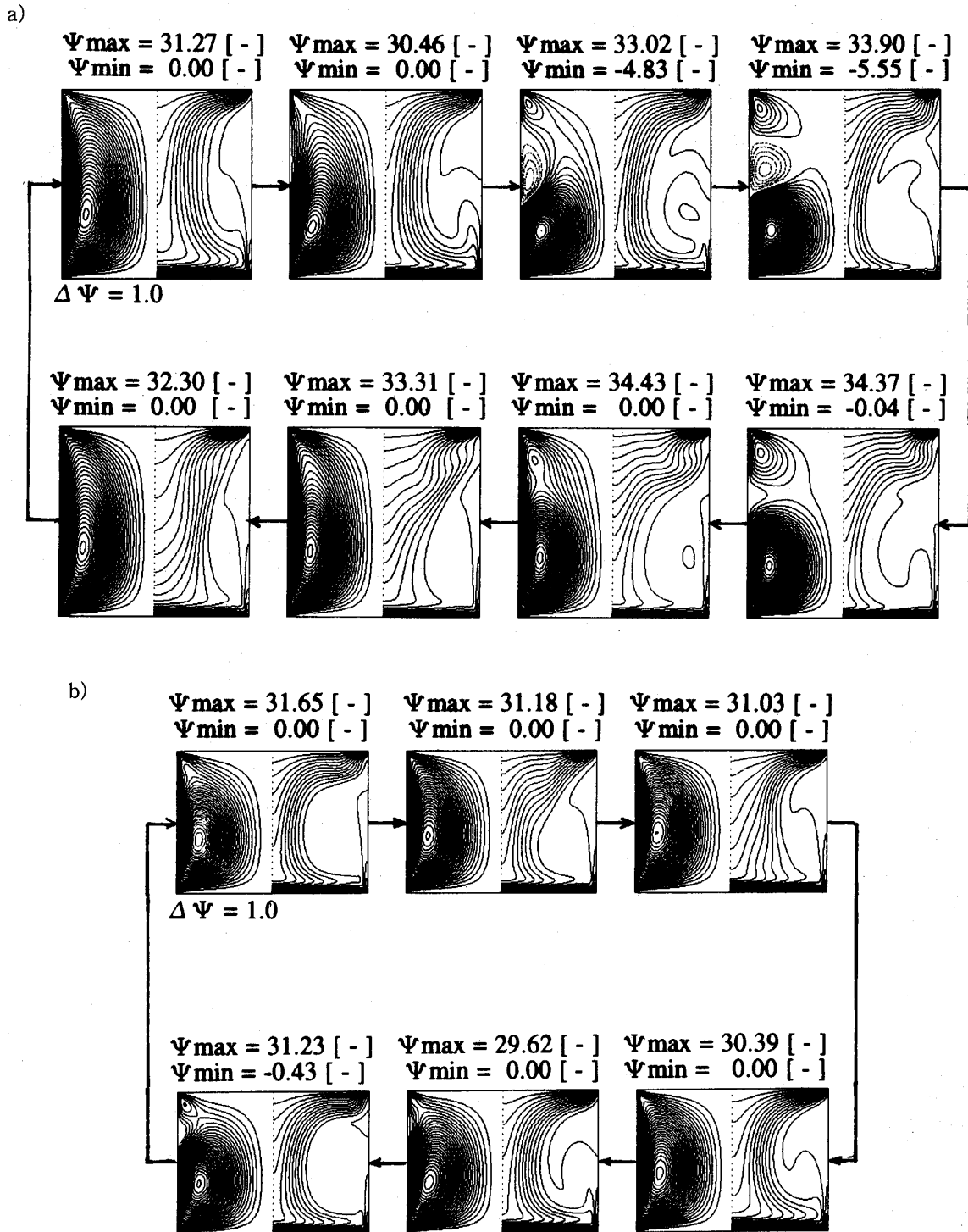
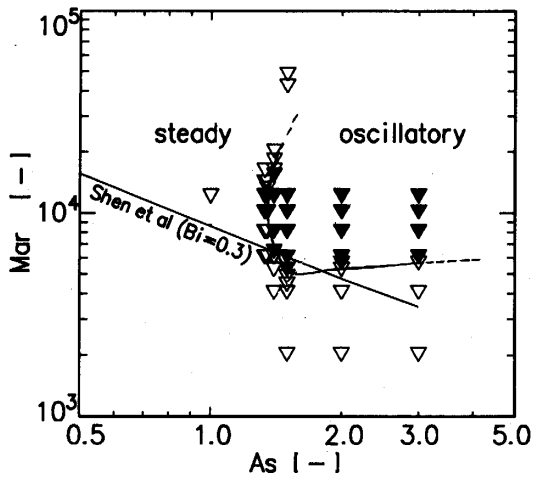


Figure 7 Instantaneous distributions of stream function and temperature, during one period of oscillation of an oscillatory axisymmetric Marangoni convections in liquid bridges with different aspect ratio. a)  $As=2.0$ , b)  $As=1.5$  (Both at  $Ma_r=12,432$ ,  $Bi=0$  and  $Pr=3.34$ ).

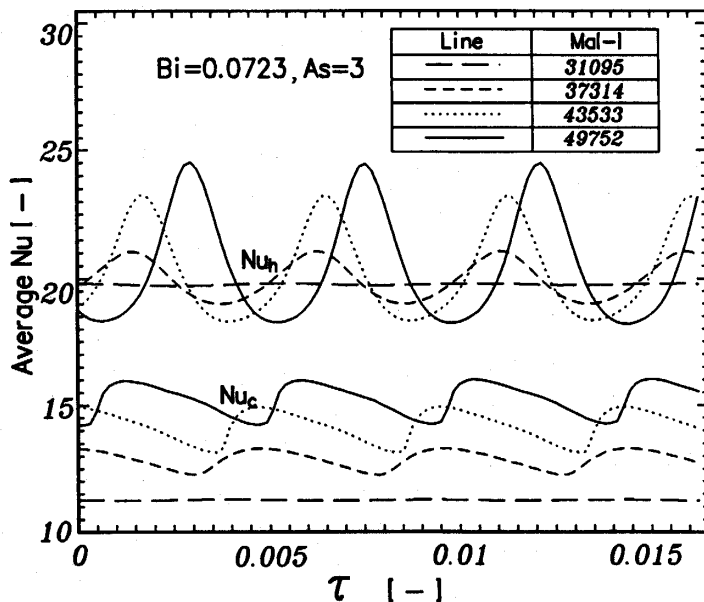
臨界マランゴニ数を外挿で求めた結果で、 $Bi=0.3$ に対する値である。Shenらによれば、表面から放熱が有る場合には、軸対称定常マランゴニ対流は安定化し、

$Ma_{rc}$ は $Bi=0$ の場合より大きくなる。したがって、本数値解析の結果とShenらの結果は、 $As=1.4\sim 1.5$ では比較的近い値を示していると判断できる。しかし、



**Figure 8** A map indicating the criteria of the onset of the oscillatory axisymmetric Marangoni convection. The line indicates the extrapolated energy stability limit for  $Bi=0.3$  and  $Pr=3.34$ .

アスペクト比が1.34以下となると振動型対流の発生は困難であることが明らかとなった。また、アスペクト比が1.5以上の液柱での  $Ma_{rc}$  は、線形解析の結果と異なり、 $As$  の増加と共に若干増大する傾向を見せている。このように、非線型数値解析による軸対称振動型対流の発生範囲は、エネルギー法に基づく線形解析の



**Figure 9** Oscillations of the maximum stream function and heat fluxes from the solid plates at different Marangoni numbers with heat loss from the liquid surface. ( $As=3$ ,  $Bi=0.0723$  and  $Pr=3.34$ )

予測する定常流の不安定化可能範囲よりもかなり狭いことが判明した。

**表面での熱交換の効果**

これまで液柱表面と周囲気体の熱交換は無視したが、実際の融液内の流れを考える場合には熱交換を考慮すべきである。著者らは既に軸対称定常マランゴニ対流の挙動は、周囲気体との熱交換条件によって変化することを報告した<sup>3)</sup>。そこで、液柱表面と周囲気体との熱交換を考慮した場合の軸対称振動型マランゴニ対流について数値解析を行った。

解析は、 $As=3$  について、 $Bi=0.0723$  (放熱時) および  $Bi=-0.0723$  (給熱時) について行った。Fig. 9 には、 $Bi=0.0723$  の場合の、複数の  $Ma$  における無次元熱流束 ( $Nu_h$ ,  $Nu_c$ ) の経時変化を示した。 $Bi=0$  の場合と同様に周期的変動を示すことがわかる。一方、Fig. 10 に示す  $Bi=-0.0723$  (給熱時) の場合は無次元熱流束は非周期的な振動となることが示された。流れ関数も同様な非周期的変動を示す。Fig. 11 に示した  $Ma=49,752$  の場合の液柱内の流れ関数や温度の分布の変化挙動は、断熱時の挙動よりも複雑になることがわかった。前述の方法で臨界マランゴニ数を求めたところ、 $Bi=0.0723$  の場合  $Ma_c=31,000$ 、 $Bi=-0.0723$  の場合  $Ma_c=24,800$  となり、 $Bi=0$  の場合の値  $Ma_c=17,400$

に比して増加した。以上のように、軸対称振動型マランゴニ対流は、表面が断熱の場合に最も発生し易く、周囲気体との熱交換がある場合には、給熱、放熱何れの場合も、発生し難くなることがわかった。この傾向は Shen ら<sup>7)</sup> のエネルギー法に基づく線形解析の傾向と一致する。

**昇温期間中の振動流への遷移**

短時間微小重力実験装置 (例えば落下塔では最大10秒、航空機実験では約20秒、小型ロケットでは約6分間の微小重力環境が得られる) を利用して、振動型マランゴニ対流の発生条件 ( $Ma_c$ ) を求める実験を企画するとき、液柱両端の固体板間の温度差を増加させながら振動流の発生を検出する (流れの可視化あるいは液温測定等) 手法を採用しがちである。このような昇温過程で振動流が発生し得るか否かについての検討は未だなされていない。著者らが、TR1



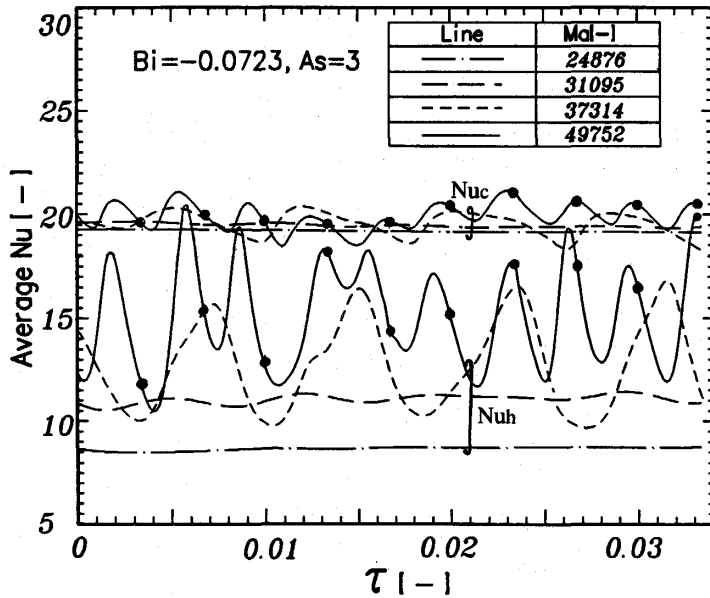


Figure 10 Oscillations of the maximum streamfunction and heat fluxes from the solid plates at different Marangoni numbers with heat supply through the liquid surface. ( $As = 3$ ,  $Bi = -0.0723$  and  $Pr = 3.34$ )

-A 小型ロケットを用いて行った実験においては<sup>4,5)</sup>, 昇温終了後に初めて振動流の発生が確認された。実際に発生した振動流は3次元非定常振動流であったが, ここでは軸対称振動型マランゴニ対流の挙動について数値解析で検討する。

数値解析においては, 固体壁温度差を継続的に増加させ, 昇温過程の非定常挙動を追跡した。

アスペクト比 $As = 3.0$ ,  $Bi = 0$ の場合を例にとり,  $Ma = 12,438$ における軸対称定常流 (Fig. 2-a) を初期条件とし,  $Ma = 37,314$ に達するまで高温壁温度を直線的に増大させた後, 一定温度に保持した場合の, 流れ関数の最大値 ( $\Psi_{max}$ ), 無次元熱流束 ( $Nu_h, Nu_c$ ) の経時変化を Fig. 12 に示した。前述の通り, この系での臨界マランゴニ数は  $Ma_c = 17,400$  である。しかし, 数値解析の結果から, 昇温期間中にこの値を超えても振動型対流は発生しないことが判明

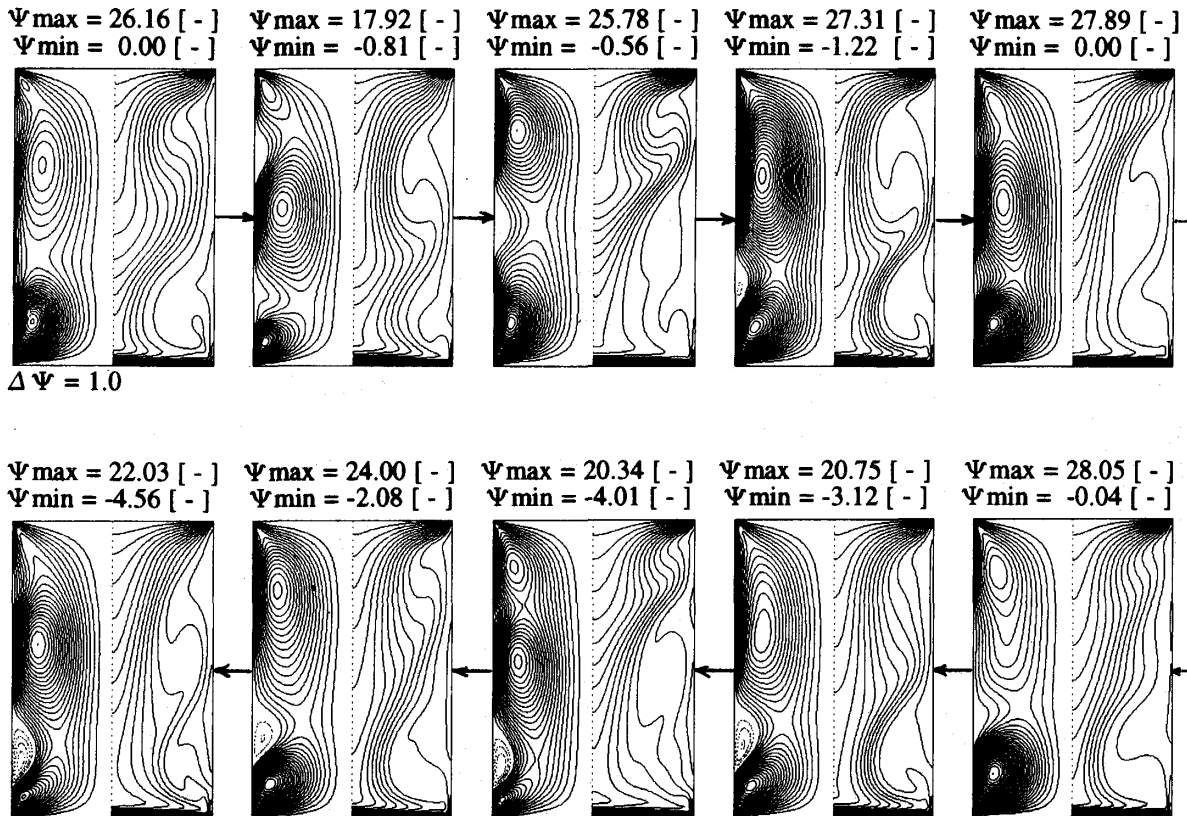
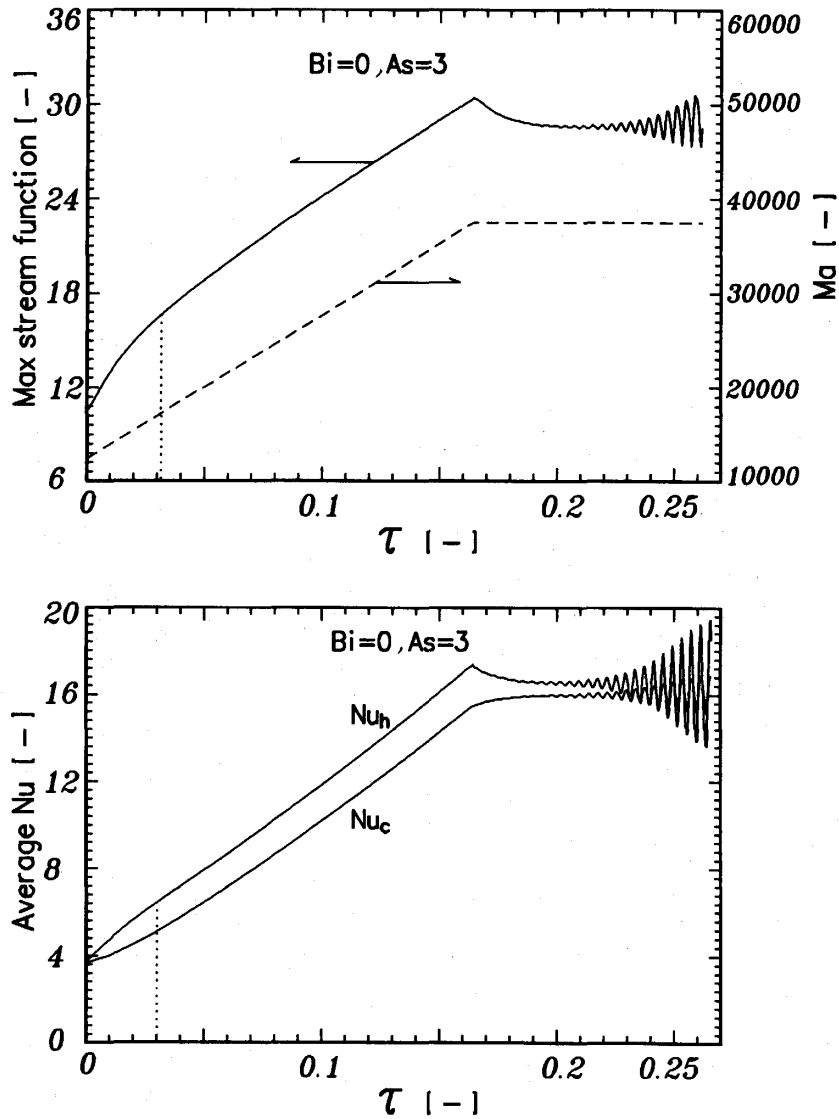


Figure 11 Instantaneous distributions of stream function and temperature, at each black point in Figure 10. ( $Ma_r = 16,584$  ( $Ma = 49,752$ ),  $Bi = -0.0723$  and  $Pr = 3.34$ ).



**Figure 12** Response of the maximum stream function and heat fluxes to a continuously increasing temperature difference. Initial condition is a steady convection at  $Ma=12,438$ .  $Ma$  (temperature difference between two plates) was continuously increased until  $Ma$  becomes 37,314, then maintained constant ( $As=3.0$ ,  $Bi=0$  and  $Pr=3.34$ ). The critical Marangoni number for this condition was determined 17,400 as shown in Fig. 5.

した。この計算例では、 $Ma_c$ の2倍の条件下でも、温度差が増加している限り表面流速は増加し続け振動挙動は得られず、温度差が一定になった後に初めて振動が発生、成長することを示している。

この解析結果は、短時間の内に臨界マランゴニ数を求めようとする実験の企画に当たっては、昇温期間中には振動流への遷移は起きないことと、一定条件達成

後も振動流の成長に十分な時間を置く必要があることを示唆する点で重要である。

## 6. 結 論

有限長の液柱内で軸対称振動流が発生する条件を、非定常数値解析によって検討した。 $Pr=3.34$ の流体を

想定し、周囲気体との熱交換がない場合 ( $Bi=0$ ) について、軸対称定常マランゴニ対流から、振動型マランゴニ対流へ遷移する臨界マランゴニ数とアスペクト比との関係を調べた。その結果、実際に軸対称振動型マランゴニ対流が発生できる範囲は、Shen らがエネルギー法に基づく線形理論で予想した定常流の絶対安定条件と比較して、著しく狭い範囲に限られていることが判明した。周囲気体との熱交換が有る場合には、放熱、給熱いずれの場合も、断熱条件よりも振動流は発生し難くなることが判明したが、これは、Shen らの結果と同様な傾向である。

さらに  $As=3.0$ ,  $Bi=0$  の場合について、固体板間温度差を増加させる非定常期間の挙動を数値解析した結果から、昇温過程では、臨界マランゴニ数を超えていても、振動流は発生せず、温度差が一定になった後に振動流が発生、成長することを示した。

なお、多くの実験結果から、液柱内に生じる振動型マランゴニ対流は、3次元非軸対称流である事が知られている。軸対称定常流から非軸対称振動流への遷移は、軸対称振動流への遷移より、小さなマランゴニ数で起こることとなり、今後三次元非軸対称振動型マランゴニ対流に対しても本報と同様な数値解析による検討が必要である。

使用記号

$a$	: 液柱半径の長さ	[m]
$As=l/a$	: アスペクト比	[-]
$Bi=hl/\lambda$	: ビオ数	[-]
$h$	: 熱伝達率	[W/m <sup>2</sup> ・K]
$l$	: 液柱長さ	[m]
$Ma=-\left(\frac{\partial\sigma}{\partial T}\right)\Delta Tl/(\mu\alpha)$	: マランゴニ数	[-]
$Ma_r=-\left(\frac{\partial\sigma}{\partial T}\right)\Delta Tl/(\mu\alpha)$	: 半径基準のマランゴニ数	[-]
$Nu=-2\pi\int_0^{a/l} R\frac{\partial T}{\partial Z}dR/\pi(a/l)^2$	: ヌッセルト数	[-]
$Nu_c$	: 低温壁における $Nu$	[-]
$\overline{Nu}_c$	: $Nu_c$ の極大値	[-]
$\underline{Nu}_c$	: $Nu_c$ の極小値	[-]
$Nu_h$	: 高温壁における $Nu$	[-]
$\overline{Nu}_h$	: $Nu_h$ の極大値	[-]
$\underline{Nu}_h$	: $Nu_h$ の極小値	[-]
$Pr=\nu/\alpha$	: プラントル数	[-]
$r$	: 座標	[m]

$R=r/l$	: 無次元座標	[-]
$t$	: 時間	[s]
$T$	: 温度	[K]
$T_{air}$	: 周囲温度	[K]
$T_c$	: 低温板温度	[K]
$T_h$	: 高温板温度	[K]
$T_m=(T_h-T_c)/2$	: 平均温度	[K]
$u$	: r 方向成分の速度	[m <sup>2</sup> /s]
$U=ul/\alpha$	: 無次元速度	[-]
$w$	: z 方向成分の速度	[m <sup>2</sup> /s]
$W=wl/\alpha$	: 無次元速度	[-]
$z$	: 座標	[m]
$Z=z/l$	: 無次元座標	[-]

ギリシャ文字

$\alpha$	: 温度伝導度	[m <sup>2</sup> /s]
$\psi$	: 流れ関数	[m <sup>3</sup> /s]
$\Psi=\psi/(a\alpha)$	: 無次元流れ関数	[-]
$\Psi_{max}$	: 無次元流れ関数の最大値	[-]
$\Psi_{min}$	: 無次元流れ関数の最小値	[-]
$\overline{\Psi}_{max}$	: $\Psi_{max}$ の極大値	[-]
$\underline{\Psi}_{max}$	: $\Psi_{max}$ の極小値	[-]
$\mu$	: 粘度	[kg/m/s]
$\nu$	: 動粘度	[m <sup>2</sup> /s]
$\lambda$	: 熱伝導度	[W/m/K]
$\tau=ta/l^2$	: 無次元時間	[-]
$\Theta=(T-T_c)/\Delta T$	: 無次元温度	[-]
$\Theta_c$	: 低温板での無次元温度	[-]
$\Theta_h$	: 高温板での無次元温度	[-]
$\Delta T=T_h-T_c$	: 加熱板間温度差	[K]

文 献

- 1) D.T.J. Hurle, G. Muller and R. Nitsche: "Crystal Growth from the Melt" pp. 313-354 of "Fluid Sciences and Materials Science in Space", edited by H.U. Walter, Springer-Verlag 1987
- 2) A. Hirata, S. Nishizawa, N. Imaishi, S. Yasuhiro, S. Yoda and K. Kawasaki: J.Jpn.Soc.Microgravity Appl.Vol.10 No.4,241 (1993)
- 3) N. Imaishi, S. Yasuhiro, T. Nakamura and K. Mukai; Proc. 18th Int. Symp. Space Tech. Sci. (Kagoshima), 2179 (1992)
- 4) N. Imaishi, S. Yasuhiro, T. Nakamura and K. Mukai; Microgravity Science and Technology,

- vol.7, 112(1994)
- 5) A. Hirata, S. Nisizawa, M. Noguchi, M. Sakurai, S. Yasuhiro and N. Imaishi: J. Chem. Eng. Japan, Vol.27, No.1,65 (1994)
  - 6) J.-J. Xu and S.H. Davis; Phys. Fluids 27,102 (1984)
  - 7) Y. Shen, G. P. Neitzel, D. F. Jankowski and H. P. Mittelman; J. Fluid Mech., vol.217, 639 (1990)
  - 8) G.P. Neitzel, C.C. Law, D.F. Jankowski and H. D. Mittelman; Phys. Fluid A3 (12), 2841 (1991)
  - 9) L.J. Peltier and S. Biringen; J. Fluid Mech., vol. 257, 339 (1993)
  - 10) K. Okada and H. Ozoe; Numerical Heat Transfer, Part A, vol.23, pp.171 (1993)
  - 11) JSME Data Book; Heat Transfer (4th edition) p.324 (1986)
  - 12) T. Nakamura, K. Yokoyama and K. Mukai; Proc. 4th Int. Conf. Molten Slags and Fluxes, Sendai, ISIJ (1992)