

# 無重力中で振動する二次元正方形容器内

## 熱対流に関する数値解析

谷川博哉<sup>1</sup>・竹山幸雄<sup>2</sup>・村岡嵩平<sup>3</sup>・平田勝哉<sup>4</sup>

要旨：熱対流は、熱伝達や物質移動において重要な現象であり、これまでに多くの研究がなされてきた。一方で、無重力中で振動する容器内の熱対流問題も、スペース・ラボ内での結晶製造に関連して関心を集めている。しかしながら無重力場で振動する容器内の対流についての研究報告は少ない。そこで本論文では、無重力場で振動する二次元正方形容器内の対流を、3つの境界条件（側面加熱対面冷却上下面完全断熱、底面加熱上面冷却側面完全断熱、底面加熱上面冷却側面完全熱伝導）のもと、MAC法を用いた有限差分法により数値解析を行い、振動レイリー数  $Ra$  および無次元角振動数  $\omega$  が、熱対流におよぼす影響について報告する。

キーワード：自然対流，熱輸送，振動流，無重力場

### 1. 諸言

現在、宇宙ステーション「きぼう」では、微小重力を利用したライフサイエンス実験や材料実験などが計画されている。宇宙で行われる実験は、新薬や新素材の開発、マイクロナノ技術、熱輸送技術への適用が期待される。重力のない宇宙では、浮力による対流が生じない。対流は結晶を作る過程に影響を与えるため、無重力中では対流に影響されない完全にきれいな結晶ができるのではないかと考えられている。しかし、宇宙船内では、装置の振動や搭乗員の活動などにより、広い周波数幅をもつ加速度変動が存在し、完全に除去できない。微小重力場でもこのような重力変動により対流が発生し、結晶製造などに悪影響を及ぼすことが考えられる。

重力場で容器が振動した場合の対流の研究についての報告<sup>1)~4)</sup>はいくつかあるが、無重力場で振動する容器内の対流についての報告<sup>5), 6)</sup>は少ない。そこで本論文では、無重力場で二次元正方形容器を振動させた時の容器内部に作用する対流の解析を、MAC法を用いた有限差分法により行った結果について報告する。具体的には、振動レイリー数  $Ra$  および無次元角振動数  $\omega$  を変化させて、解の種類やフローパターンの分布を調べた。さらに、対流の強さを表す空間平均運動エネルギーの振動についても調べた。

### 2. 基礎方程式と計算方法

#### 2.1 支配方程式

まず、一様重力場での二次元正方形容器内対流の基礎方程式について述べる。

ここでは、高さ  $H^*$ 、横の長さ  $B^*$  の正方形容器を満たす流体を考える (Fig. 1 参照)。流れ場は、二次元であると仮定し、鉛直方向に  $z^*$ 、それと垂直に  $x^*$  をとる。また  $x^*$ 、 $z^*$  方向の速度成分をそれぞれ  $v_x^*$ 、 $v_z^*$  とする。以下の式中、\*は有次元量であることを示す。

流体が非圧縮であるという条件より連続の式は、

$$\frac{\partial v_x^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v_z^*}{\partial z^*} = 0 \quad (1)$$

が成立する。次に二次元のナビエ・ストークス方程式は、

$$\rho^* \frac{D^* v_x^*}{D^* t^*} = -\frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \mu^* \Delta^* v_x^*, \quad (2)$$

$$\rho^* \frac{D^* v_z^*}{D^* t^*} = -\frac{\partial p^*}{\partial z^*} + \mu^* \Delta^* v_z^* - \rho^* \beta^* g^* (T^* - T_c^*) \quad (3)$$

となり、またエネルギー方程式は、

$$\frac{D^* T^*}{D^* t^*} = \alpha^* \Delta^* T^* \quad (4)$$

1 舞鶴工業高等専門学校 機械工学科 教授

2 舞鶴工業高等専門学校 機械工学科 学生

3 舞鶴工業高等専門学校 専攻科 学生

4 同志社大学 理工学部 教授

となる. なお,  $g^*$ ,  $P^*$ ,  $t^*$ ,  $T^*$ ,  $\alpha^*$ ,  $\beta^*$ ,  $\rho^*$ ,  $\mu^*$ はそれぞれ, 重力加速度, 圧力, 時間, 温度, 熱拡散率, 熱膨張係数, 密度, 粘度を表し,  $T_c^*$ は冷却面の温度である. 本研究では流体の内部発熱はないものと考え, 発熱項は無視した.

次に, 無重量中で振動する二次正方容器内対流の支配方程式は, 式(3)の浮力項の一樣重力  $g^*$ を, 重力振幅  $\eta^*$ , 角振動数  $\omega^*$ の重力変動  $\eta^* \sin \omega^* t^*$ に置き換えることにより,

$$\rho^* \frac{D^* v_z^*}{D^* t^*} = -\frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \mu^* \Delta^* v_z^* - \rho^* \beta^* \eta^* \sin \omega^* t^* (T^* - T_c^*) \quad (5)$$

となる. したがって, 本研究の有次元支配方程式系は, 式(1), (2), (4), (5)となる.

## 2. 2 支配方程式の無次元化

計算には一般性を持たせるために, 以下のように無次元化をする.

$$\begin{pmatrix} x \\ z \end{pmatrix} = \frac{1}{H^*} \begin{pmatrix} x^* \\ z^* \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} v_x \\ v_z \end{pmatrix} = \frac{H^*}{\alpha^*} \begin{pmatrix} v_x^* \\ v_z^* \end{pmatrix}, \quad t = \frac{\alpha^*}{H^{*2}} t^*,$$

$$T = \frac{T^* - T_c^*}{T_h^* - T_c^*}, \quad p = \frac{p^*}{\rho^* \alpha^{*2} / H^{*2}}. \quad (6)$$

ここで,  $T_h^*$ は加熱面の温度である. 式(6)により無次元化されたブジネスク近似を用いた二次元の無次元ナビエ・ストークス方程式と無次元エネルギー方程式は,

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{Dv_x}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} + Pr \Delta v_x, \quad (8)$$

$$\frac{Dv_z}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial z} + Pr \Delta v_z + Ra_\eta Pr T \sin \omega t, \quad (9)$$

$$\frac{DT}{Dt} = \Delta T, \quad (10)$$

となり, 無次元化支配方程式系より支配パラメータは以下の3つとなる.

振動レイリー数

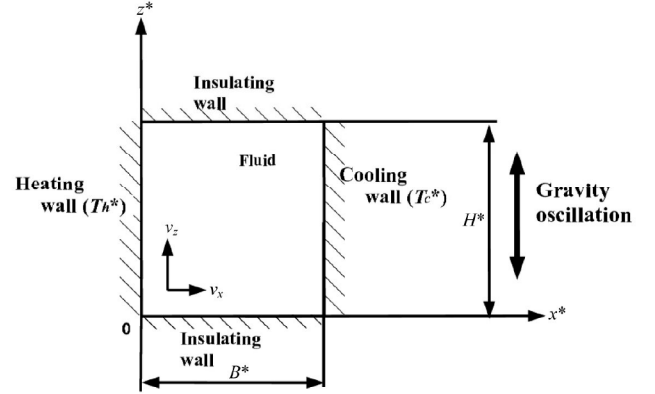
$$Ra = \frac{\eta^* \beta^* (T_h^* - T_c^*) H^{*3}}{\nu^* \alpha^*}, \quad (11)$$

プラントル数

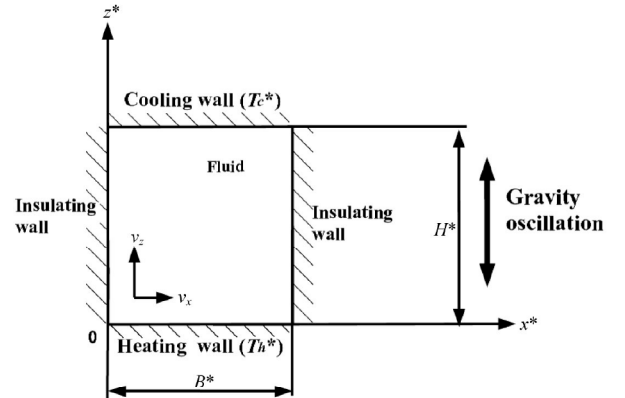
$$Pr = \frac{\nu^*}{\alpha^*}, \quad (12)$$

無次元角振動数

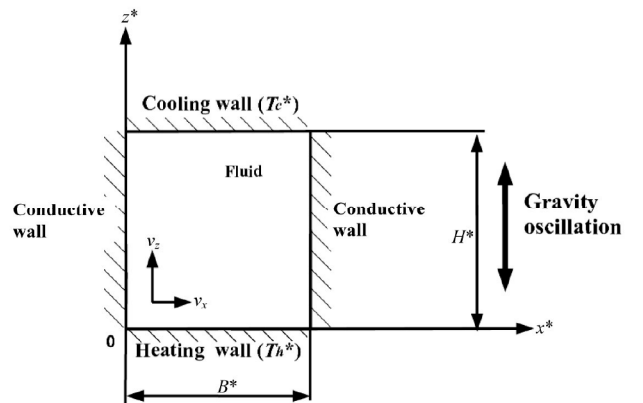
$$\omega = \frac{\omega^* H^{*2}}{\alpha^*}. \quad (13)$$



(a) Pattern 1



(b) Pattern 2



(c) Pattern 3

Fig. 1 Two-dimensional enclosure and coordinate system.

また無次元周期を以下のように定義する.

$$\tau = \frac{2\pi}{\omega}. \quad (14)$$

本研究では, 内部流体を水と仮定し,  $Pr=7.1$  と固定した. また,  $Ra$  を  $1.0 \times 10^4 \sim 1.0 \times 10^5$ ,  $\omega$  を  $10 \sim 1.0 \times 10^3$  でそれぞれ変化させ, 解析を行った.

解析には, MAC 法を用い, 差分スキームは FTCS とした. 計算格子は, 一辺の格子数 50 の等間隔千鳥格子とした. 時間刻み幅  $\Delta t$  は,  $\Delta t = 2.0\pi \times 10^{-7}$  とした.

### 2. 3 境界条件

本研究において境界条件は, 向かい合う 2 面を加熱・冷却面とし, 以下に示す 3 つの条件で解析を行った.

#### Pattern 1 側面加熱対面冷却上下面完全断熱

(Fig. 1(a)参照)

$$\begin{aligned} \text{加熱面}(x=0) & T=1, \\ \text{上下面}(z=0, 1) & \frac{\partial T}{\partial z}=0, \\ \text{冷却面}(x=1) & T=0. \end{aligned}$$

#### Pattern 2 底面加熱上面冷却側面完全断熱

(Fig. 1(b)参照)

$$\begin{aligned} \text{加熱面}(z=0) & T=1, \\ \text{側面}(x=0, 1) & \frac{\partial T}{\partial x}=0, \\ \text{冷却面}(z=1) & T=0. \end{aligned}$$

#### Pattern 3 底面加熱上面冷却側面完全熱伝導

(Fig. 1(c)参照)

$$\begin{aligned} \text{加熱面}(z=0) & T=1, \\ \text{側面}(x=0, 1) & \frac{\partial T}{\partial x} = -1, \\ \text{冷却面}(z=1) & T=0. \end{aligned}$$

また, 初期条件は容器の全ての点において  $v_x=0$ ,  $v_z=0$ ,  $T=0$  とした.

### 2. 4 空間平均運動エネルギー

本研究において, 流れ場の状態を示すものとして空間平均運動エネルギー  $K$  を定義し, 結果と考察を行った.

$$K = \frac{1}{A} \iint \frac{1}{2} (v_x^2 + v_z^2) dx dz. \quad (15)$$

ここで,  $A$  は二次元正方形容器の面積である.

## 3. 計算結果および考察

### 3. 1 側面加熱対面冷却上下面完全断熱

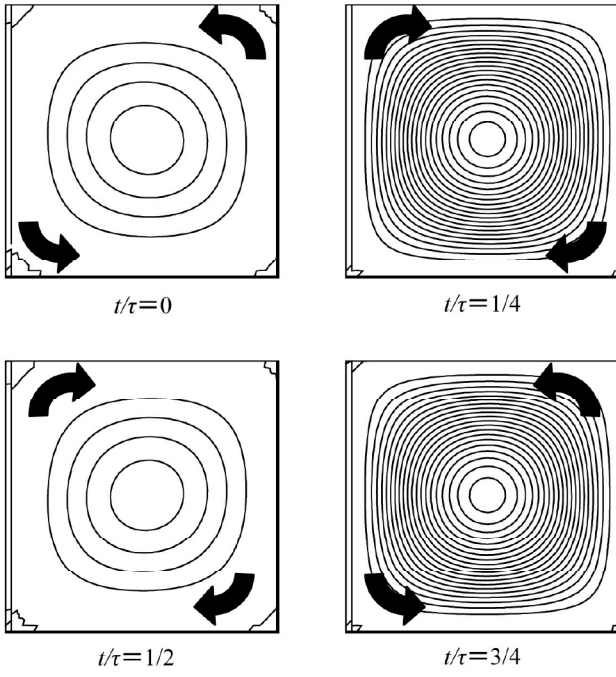
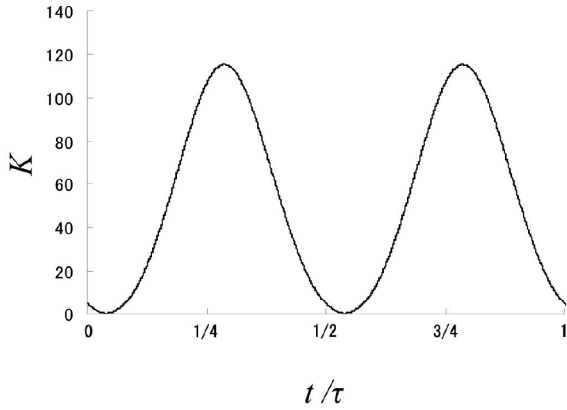
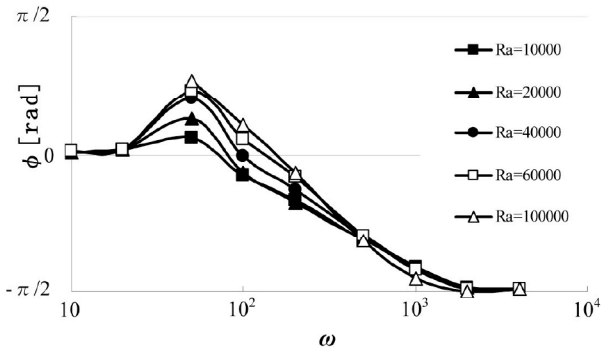
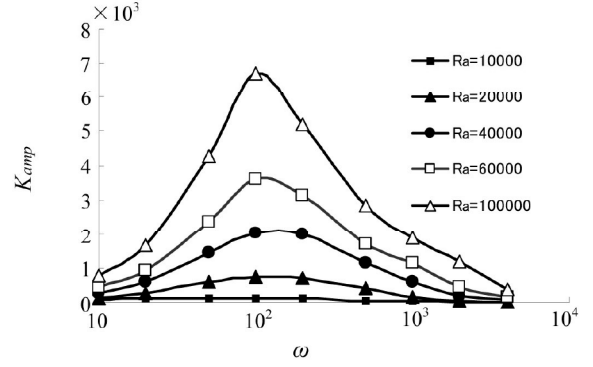
側面加熱対面冷却したときのフローパターンの図を Fig. 2 に示す. 図中の流線は, 流れ関数の値が 0.5 間隔に描かれている. Fig. 2 は  $Ra=1.0 \times 10^4$ ,  $\omega=100$  のフローパターンであり, 振動一周を 4 つに分け, 各点での流線を示している. ここで  $t$  は, 振動の周期である. 流線の形状に注目してみると, いずれの点でも同心円状の形状を有しており, 変化が見られなかった. しかし各点での対流の向きを調べたところ反時計回り, 時計回りの流れを持っていることがわかった. これは, 浮力のかかる方向は冷却面付近では重力方向となり, 加熱面付近では重力方向と反対になるためである. 今回のように無重力中で振動させた場合, 一周の内に重力場は上下方向に変化することから対流の向きが反時計回りと時計回りを繰り返すことになる. これは他の  $Ra$  数,  $\omega$  でも同じであった.

次に空間平均運動エネルギー  $K$  の変化について調べた. Fig. 3 に  $Ra=1.0 \times 10^4$ ,  $\omega=100$  の空間平均運動エネルギーの時間変化を示す. 図より, 加振振動一周の間に, 空間平均運動エネルギーは二周期の振動をしていることがわかる. その理由は, 対流の向きが時計回りと反時計回りの 2 通りあることによる. 空間平均運動エネルギーは  $t=0$  でゼロとはなっておらず, 位相のずれが確認された. そこで,  $Ra=10^4 \sim 10^5$  について位相のずれを調べてみた. その結果を Fig. 4 に示す.

Fig. 4 は, 縦軸に振動と空間平均運動エネルギーとの位相差  $\phi$  [rad] をとり, 横軸に無次元角振動数  $\omega$  をとったものである. 空間平均運動エネルギーの位相が遅れる場合を負としている. 図を見ると,  $\omega=50$  で一度空間平均運動エネルギーの位相の方が進み, その後位相が遅れていく傾向を示すことがわかった.

最終的に重力加振力と平均運動エネルギーの位相差  $\phi$  は  $-\pi/2$  に収束する.

次に空間平均運動エネルギーの振幅を  $K_{amp}$  と定義し, 無次元角振動数  $\omega$  との関係を図 5 に示す. 図を見ると振幅は  $Ra$  数が大きいほど, 大きな値をとっていることがわかる. また, いずれのパラメータでも  $\omega=100$  の付近で大きな振幅  $K_{amp}$  を有していることがわかる. このことからある無次元角振動数で振幅が大きくなる点が存在することがわかる. このことについて, 対流の形状が変化していないことから共振らしきものが起こっていると考えられる. また共振点を過ぎると  $K_{amp}$  は次第に小さくなっていき, やがて 0 に漸近する. 先程の位相差との関係として, 共振点付近で位相差  $\phi$  が変わるものと考えられる.


 Fig. 2 Stream lines ( $Ra=1.0 \times 10^4$ ,  $\omega=100$ ).

 Fig. 3 Kinetic energy ( $Ra=1.0 \times 10^4$ ,  $\omega=100$ ).

 Fig. 4 Phase  $\phi$  corresponding to  $\omega$ .

 Fig. 5 Amplitudes of kinetic energy corresponding to  $\omega$ .

### 3. 2 位相差が $-\pi/2$ に収束することについて

前節にて、重力加振力と平均運動エネルギーの位相差 $\phi$ が最終的に $-\pi/2$ に収束するという解析結果が得られたが、その結果について考察する。

振動数が大きくなるにつれて流れは重力変動に付いていけず無振動状態に近づき、流速が遅くなることを考慮し、二次元のナビエ・ストークス方程式(8), (9)において、非線形項を

$$\frac{Dv_x}{Dt} \approx \frac{\partial v_x}{\partial t}, \quad (16)$$

$$\frac{Dv_z}{Dt} \approx \frac{\partial v_z}{\partial t} \quad (17)$$

と線形近似することによって、二次元のナビエ・ストークス方程式(8), (9)は

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x} + Pr \left( \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \right), \quad (18)$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial z} + Pr \left( \frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) + RaPrT \sin \omega t \quad (19)$$

となる。次に解析結果の速度成分をみると  $v_x, v_z$  ともに正弦波となっているため、

$$v_x = v_{xav} \sin(\omega t + \phi), \quad (20)$$

$$v_z = v_{zav} \sin(\omega t + \phi) \quad (21)$$

とし、式(18), (19)に代入する。

$$\omega v_{xav} \cos(\omega t + \phi) = -\frac{\partial p}{\partial x} + Pr \left( \frac{\partial^2 v_{xav}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_{xav}}{\partial z^2} \right) \sin(\omega t + \phi) \quad (22)$$

$$\omega v_{zav} \cos(\omega t + \phi) = -\frac{\partial p}{\partial z} + Pr \left( \frac{\partial^2 v_{zav}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_{zav}}{\partial z^2} \right) \sin(\omega t + \phi) + RaPrT \sin \omega t \quad (23)$$

となる。今回の解析では、 $Ra \gg Pr$  であり、高振動数では  $\omega \gg Pr$  であることを考慮すれば、

$$\omega v_{xav} \cos(\omega t + \phi) = -\frac{\partial p}{\partial x}, \quad (24)$$

$$\omega v_{zav} \cos(\omega t + \phi) = -\frac{\partial p}{\partial z} + RaPrT \sin \omega t \quad (25)$$

となる。x 方向を z で微分、z 方向を x で微分して整理すると

$$\omega \left( \frac{\partial v_{zav}}{\partial x} - \frac{\partial v_{xav}}{\partial z} \right) \cos(\omega t + \phi) = RaPr \frac{\partial T}{\partial x} \sin \omega t \quad (26)$$

となる。ここで、時間に関係のない項をひとまとめにして  $C(x, z)$  とすると、

$$C(x, z) \cos(\omega t + \phi) = \sin \omega t \quad (27)$$

となり  $\phi$  は  $-\pi/2$  か  $\pi/2$  となる。これは解析結果と一致している。

つまり、速度が遅く  $Pr$  数の値が  $Ra$  数及び  $\omega$  より非常に小さい場合、位相は  $-\pi/2$  か  $\pi/2$  に収束する。

### 3.3 底面加熱上面冷却側面完全断熱

底面加熱上面冷却側面完全断熱としたときのフローパターンを Fig. 6, 7 に示す。Fig. 6 は  $Ra=1.0 \times 10^5$ ,  $\omega=100$  のフローパターンであり、振動一周期を4つに分け、各点での流線を示している。ここで  $\tau$  は、振動の周期である。流線の形状に注目してみると、Pattern 1 とは違い同心円状以外の形状を有しているものもある。ここに示したものの以外にも2つの渦を有するものも確認できた。これは、振動方向が温度勾配と水平になることで複雑な対流が生じたことが原因である。

Fig. 7 には  $\omega=50$  とし、 $Ra$  数を変化させた場合、対流にどのような影響があるのかを表したものであり、 $Ra$  数が増加することで対流の流速が速まることがわかる。

Pattern 2 では、Pattern 1 とは違い複数のフローパ

ターンが確認できた。そこで、Fig. 8 に各パラメータに発生するフローパターンの分布を示す。

Pattern 2 では大きく分けて4つのフローパターンが確認できた。×は対流の起こっていないもので、低  $Ra$  数でかつ高角振動数のときは対流が発生しないことが確認できた。これは振動が早くなるため、流れが重力振動に追従できないためである。

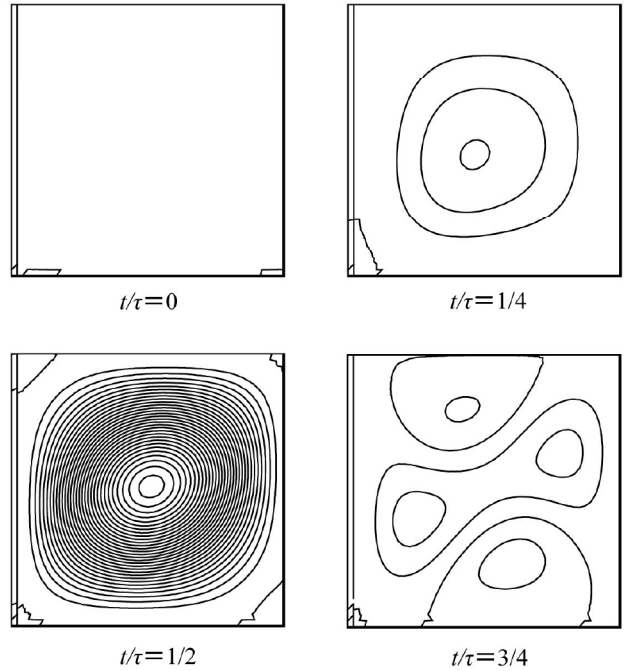


Fig. 6 Stream lines ( $Ra=1.0 \times 10^5$ ,  $\omega=100$ ).

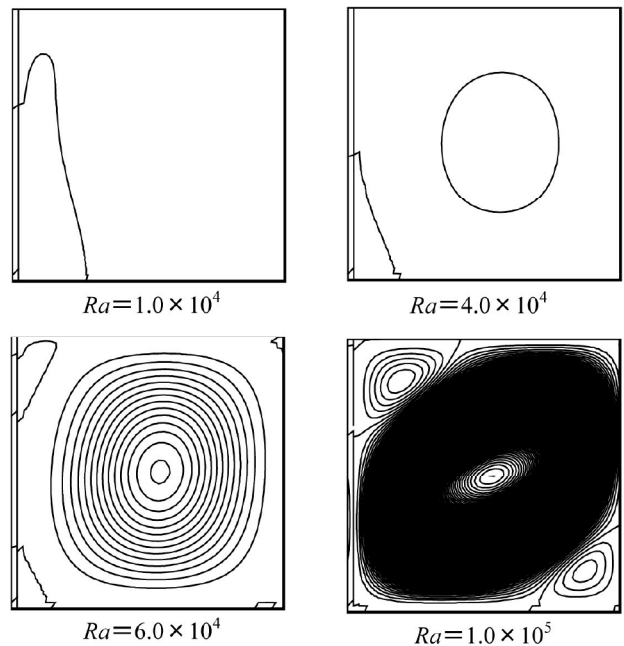


Fig. 7 Stream lines ( $t/\tau=1/4$ ,  $\omega=50$ ).

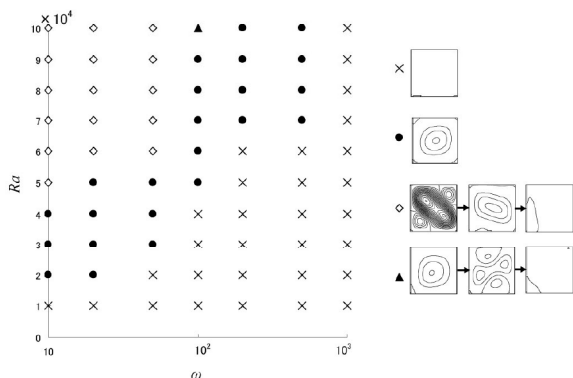


Fig. 8 Distribution map of flow pattern.

Pattern 1 とは違い複数のフローパターンが確認できたが、次に述べる Pattern 3 と比較すると 1 つ渦が支配的であった。

### 3. 4 底面加熱上面冷却側面完全熱伝導

底面加熱上面冷却側面完全熱伝導での空間平均運動エネルギー  $K$  の時間に対する変化を Fig. 9 に示す。Pattern 1 とは違い空間平均運動エネルギー  $K$  の値がある一定時間 0 になる場合がある。これは重力が上向きにかかっているとき温度分布は温度成層状態になるためである。

$Ra$  数の値が高く、かつ  $\omega$  の値が高い場合は、 $K$  の値は 0 にならない。 $\omega$  の値が高い場合は、重力変化に流れが追従できないためである。また、 $\omega$  の値が高くなるにつれて、系の状態は無振動状態に近づくため低い  $Ra$  数では、流れは発生しなくなる。

次に空間平均運動エネルギーの振幅  $K_{amp}$  と無次元角振動数  $\omega$  との関係を示す。図中の曲線は、上から  $Ra=1.0 \times 10^5$ ,  $9.5 \times 10^4$ ,  $9.0 \times 10^4$ ,  $\dots$ ,  $3.0 \times 10^4$ ,  $2.5 \times 10^4$ ,  $2.0 \times 10^4$  と  $0.5 \times 10^4$  刻みに描いている。 $Ra$  数の値が高い場合、Pattern 1 と同様に  $K_{amp}$  のピークが現れた。しかし、 $Ra$  数の値が低い場合、 $K_{amp}$  のピークは見られず、 $\omega$  の増加と共に単調に減少していく傾向が見られた。

解析により得られたフローパターンを Fig. 11~14 に示す。Fig. 11 は、 $Ra=2.5 \times 10^4$ ,  $\omega=10$  のときの流線を表しており、Fig. 12 は、 $Ra=5.5 \times 10^4$ ,  $\omega=20$  のときの流線を表している。発生した対流は 2 つ渦であることがわかる。また、今回の解析範囲では発生した対流の約 5 割以上がこの渦であることがわかった。Pattern 1 と Pattern 2 では多くの場合 1 つ渦が発生していたことと異なる。この結果は、Pattern 3 が左右対称の系で振動方向が垂直方向であるためだと考えられる。重力が上向きにかかり、流れが静止し温度成層状態となった後に再び重力が下向きにかかり不安定な系となり対流が起こり始めるのであるが、Pattern 3 が左右対称の系なので、対称の対流パターンから対流が発達する。一定重力場であれば発達し

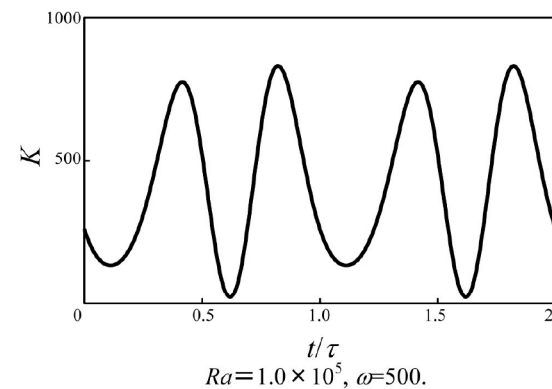
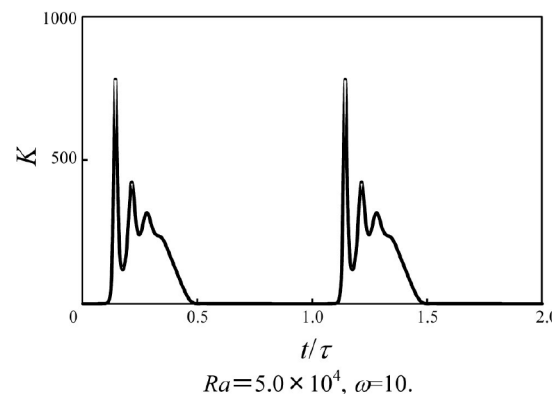
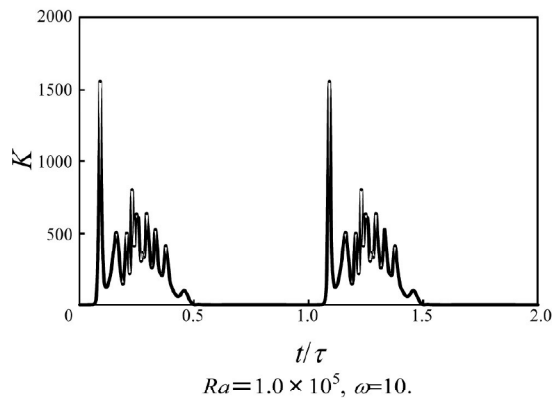


Fig. 9 Kinetic energy .

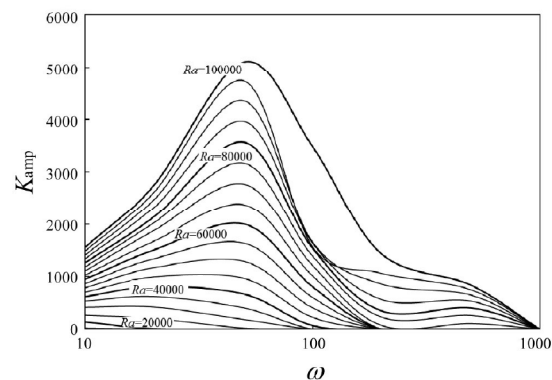


Fig. 10 Amplitudes of kinetic energy corresponding to  $\omega$ .

た渦は  $Ra$  数の値によっては時間とともに1つ渦などに発達するが振動重力場では違うパターンに発達する前にまた流れが静止し、多くの解析範囲で2つ渦が発生したと考えられる。Pattern 2で2つ渦が発生しにくいのは、Pattern 2は側壁が断熱壁であり流れが静止した後も完全な温度成層状態にはなっていないためだと考えられる。

Fig. 13 は、 $Ra=7.5 \times 10^4$ 、 $\omega=20$  のときの流線を表

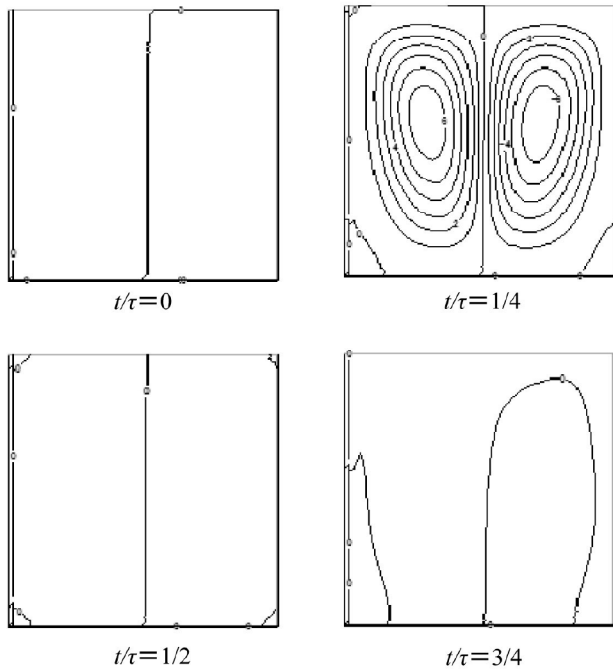


Fig. 11 Stream lines ( $Ra=2.5 \times 10^4$ ,  $\omega=10$ ).

しており、発生した対流は4つ渦であることがわかる。Fig. 14 は、 $Ra=1.0 \times 10^5$ 、 $\omega=500$  のときの流線を表しており、一周期を通して1つ渦の対流が確認できる。高振動数、高  $Ra$  数の場合、流れが静止せず、1つ渦に発達すると考えられる。

発生した渦の分布を、縦軸を  $Ra$  数、横軸を  $\omega$  とし、Fig. 15 に示す。低振動数では、対流が静止し、温度成層状態となるため2つ渦が支配的である。 $\omega$  が高

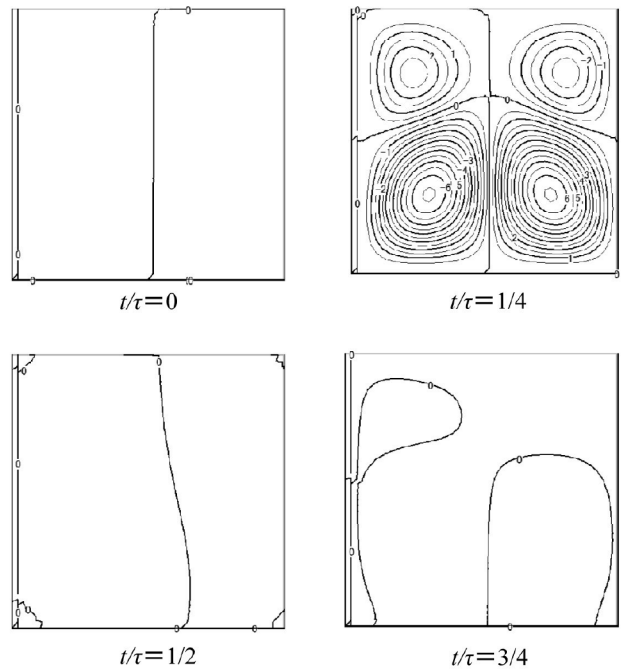


Fig. 13 Stream lines ( $Ra=7.5 \times 10^4$ ,  $\omega=20$ ).

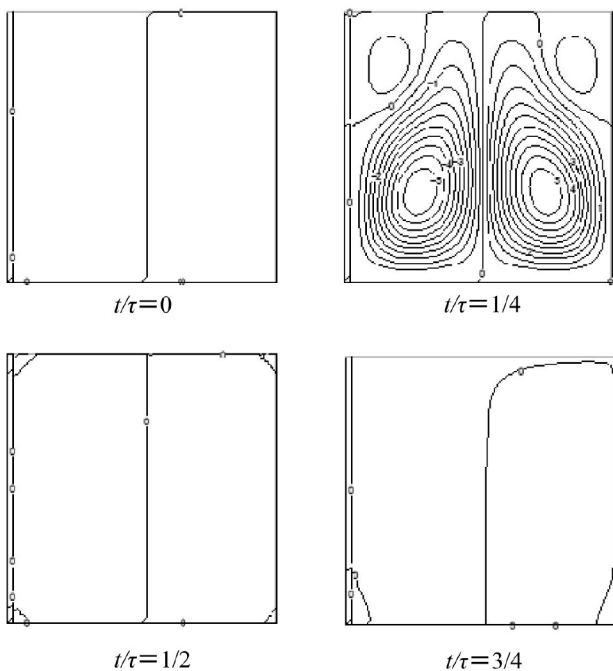


Fig. 12 Stream lines ( $Ra=5.5 \times 10^4$ ,  $\omega=20$ ).

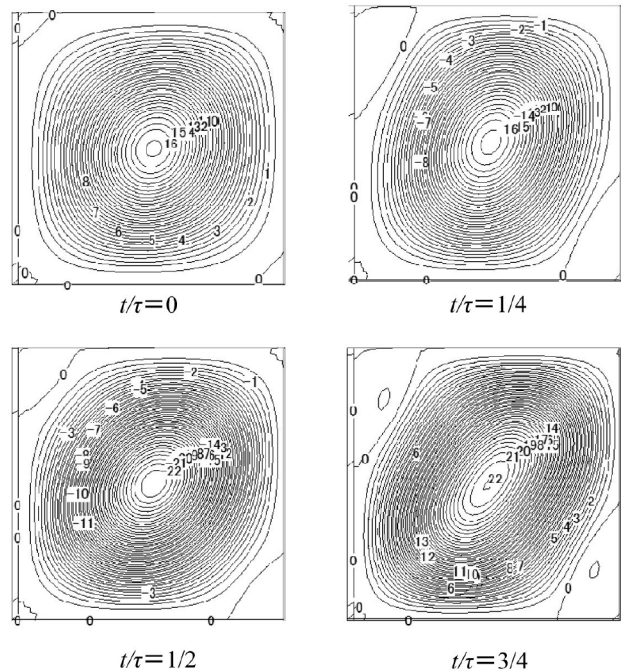


Fig. 14 Stream lines ( $Ra=1.0 \times 10^5$ ,  $\omega=500$ ).

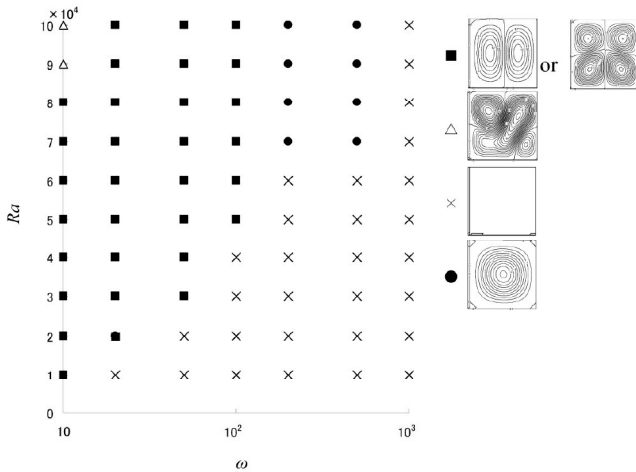


Fig. 15 Distribution map of flow pattern.

い領域では対流が静止しにくくなり、1つ渦に発達する。Pattern 2 と同様に、低 Ra 数でかつ高角振動数のときは対流が発生しないことが確認できた。

#### 4. 結言

無重力中で振動する二次元正方容器内の熱対流について数値シミュレーションを行い以下の結果を得た。

##### Pattern1 側面加熱対面冷却上下面完全断熱

- 1) 今回の解析範囲では、 $\omega$ を変化させることで  $K_{amp}$  にピークが生じた。
- 2) 今回の解析条件 (Pattern1) では、対流の形状は同心円状の1通りである。
- 3) 共振点付近で、位相差  $\phi$  が変わり、高振動数では、位相差  $\phi$  が  $-\pi/2$  に漸近する。

##### Pattern2 底面加熱上面冷却側面完全断熱

- 4) Pattern1 と比べ複数のフローパターンが存在する。
- 5) 今回の解析領域では、1つ渦が支配的である。

##### Pattern3 底面加熱上面冷却側面完全熱伝導

- 6) 高 Ra 数では、 $\omega$ を変化させることで  $K_{amp}$  にピークが生じるが、低 Ra 数では、 $K_{amp}$  にピークは生じない。
- 7) 今回の解析領域では、2つ渦が支配的であり、これは流れが静止したときに温度成層状態となるためである。

**謝辞：**本研究は舞鶴高専機械工学科平成24年度研究奨励金の支援を一部受けた。ここに記して謝意を表する。

#### 参考文献：

- 1) Biringen, S., and Peltier, L. J. : Numerical simulation of 3-D Bénard convection with gravitational modulation, *Phys. Fluids A*, Vol. 2, pp. 754-764, 1990.
- 2) 谷川博哉, 石川一平, 平田勝哉 : 重力振動場における二次元正方容器内自然対流に関する数値シミュレーション, 舞鶴工業高等専門学校紀要, 39, pp. 18-24, 2004.
- 3) 平田勝哉, 伯井涼子, 石原健太郎, 谷川博哉, 舟木治郎 : 底面加熱立方体内における流体の周波数応答, 日本機械学会論文集B編, Vol. 72, No. 714, pp. 279-284, 2006.
- 4) 谷川博哉, 中村憲通, 藤田識司, 舟木治郎, 平田勝哉 : 加振した底面加熱立方体内流れへの振幅の影響, 日本機械学会論文集B編, Vol. 75, No. 759, pp. 2106-2114, 2009.
- 5) Biringen, S., and Danabasoglu, G. : Computation of convective flow with gravity modulation in rectangular cavities, *J. Thermophys.*, Vol. 4, pp. 357-365, 1990.
- 6) Hirata, K., Sasaki, T., and Tanigawa, H., : Vibrational effects on convection in a square cavity at zero gravity, *J. Fluid Mech.*, Vol. 445, pp. 327-344, 2001.

(2013. 12. 9受付)



**NUMERICAL SIMULATION OF THERMAL CONVECTION  
IN VIBRATING SQUARE CAVITIES AT ZERO GRAVITY****Hirochika TANIGAWA, Sachio TAKEYAMA,  
Syuhei MURAOKA and Katsuya HIRATA**

**ABSTRACT :** In this study, the author numerically investigate the forced-oscillation-frequency responses on thermal convection in a square cavity in the non-gravitational field with a Prandtl number  $Pr=7.1$  (water) and a Rayleigh number  $Ra = 1.0 \times 10^4 - 1.0 \times 10^5$ . The temperature gradients are parallel or vertical to the directions of a forced sinusoidal oscillation. The authors especially focus upon the influences of the forced oscillation frequency  $\omega$  and  $Ra$ . The obtained results are as follows. When the vertical side is heated, the other vertical side is cooled and both bottom and top walls are adiabatic walls, the author can observe the optimum frequency where the amplitude of a spatially-averaged kinetic energy attains the maximum. Phase difference  $\phi$  approach  $-\pi/2$  as  $\omega$  becomes high. And the flow pattern is a one-cellular structure. When both bottom and top walls are taken to be isothermal and the bottom temperature is greater than the top one and vertical side walls are adiabatic walls, the flow pattern is characterized mainly by a one-cellular structure. When both bottom and top walls are taken to be isothermal and the bottom temperature is greater than the top one and vertical side walls are thermally conductive, the flow pattern is characterized mainly by a two-cellular structure with low frequency.

**Key Words :** *Natural Convection, Heat Transfer, Oscillatory Flow, Zero Gravity*