

## ■ 研究論文 ■

# 磁性流体を用いた直接エネルギー変換の新しい方法

## 第2報；数値シミュレーションによる装置特性の解析

New Approach of Direct Energy Conversion Device Using Magnetic Fluid  
Part II ; Analysis of Device Characteristics by Numerical Simulation

山口 博司\*・小堀 至\*・森田 泰弘\*\*

Hiroshi Yamaguchi Itaru Kobori Yasuhiro Morita

(1995年2月23日原稿受理)

### Abstract

A new energy conversion device using a temperature sensitive magnetic fluid was developed and its basic performance characteristics were experimentally verified by Yamaguchi et al. in the previous report (Part I). The working principle of the device is based on the magnetocaloric effect of magnetic fluid, in which the driving force (the driving pressure) to circulate magnetic fluid in the thermodynamical power cycle can be derived from magnetization difference in a temperature field. To date, however, no detailed analysis is achieved when the fluid motion in the cell is taken account for the fluid being influenced by magnetic field and temperature field.

In the present investigation, the numerical study to obtain the basic characteristics of the device was conducted for a cell which undergoes the imposed magnetic field and temperature field. The governing equations, which describe motion of the fluid in the temperature and the magnetic field, are solved by finite difference technique. The simulation of flow pattern, the temperature distribution and the magnetization of the fluid are carried out for a cell revolving in a time dependent temperature condition and a given magnetic field of the device.

The numerical results indicate that the temperature and magnetic field yield the fluid motion in the cell, causing device characteristics largely different behavior than that estimated by simple thermodynamical relations.

### 1. 緒言

著者らは、感温性磁性流体を用い熱エネルギーを直接動力（軸出力）として変換する装置を試作し、これまで装置の基本性能および装置配置が回転・出力特性におよぼす影響等について実験的に調べてきた<sup>1,2,3)</sup>。しかし、これまでの報告では、これら装置の性能・特性に関して、回転セルの表面温度のみを計測し、その温度を代表値として磁化を算出することにより実験結果の整理を行い、装置の評価を行った。これに対し、磁性流体は磁場の印加形態さらに温度の状態により、

その流動特性が大きく変化<sup>4,5)</sup>し装置の基本特性に大きな影響を及ぼす。

そこで、本研究では前報（第1報）<sup>3)</sup>で得られた実験結果の代表例を取り上げ、回転円板を構成するセル内部に充てんされた磁性流体の流動挙動を数値解析により求め、セル1回転あたりの内部現象を時系列（回転代表角度）に沿ってシミュレーションを行った。

本報の理論解析では、体積力としてのケルビン力 ( $M \nabla H$ ; 磁化ベクトル  $M$  と磁場ベクトル  $H$  が平行ベクトルとみなし) を考慮し Boussinesq 近似を用いた運動方程式、および磁気熱量効果を考慮したエネルギー方程式を差分法を用いて演算を行うことにより、セル内の磁性流体の流れ場および温度場を求め、磁性流体のセル内での挙動を明らかにし、装置の性能分析を行った。

\*同志社大学工学部機械系学科教授

\*\* " 大学院工学研究科

〒610-03 京都府綴喜郡田辺町多々羅都谷 1-3

2. 数値解析

2.1 基礎方程式

本研究で取り扱う磁性流体は、非圧縮性の粘性流体とし、また磁性流体の微粒子運動に関し  $\tau_N < \tau_B$  が成立する場合、磁化の緩和が瞬時に達成されるものとし (磁化ベクトル  $M$  は磁場ベクトル  $H$  と平行ベクトルとなる)<sup>4,5</sup>、微粒子の内部回転を無視した非極性流体としての Rosensweig の式<sup>4,5,6</sup>)で運動量方程式を表すものとする。ここで、 $\tau_N$  は Neel 緩和時間で  $\tau_N = 10^9 \exp(\frac{VKu}{KT})$  ( $V$  は粒子体積、 $Ku$  は磁気異方性定数、 $k$  はボルツマン定数、 $T$  は絶対温度)<sup>4</sup>)と表され、本研究に用いる磁性流体に対する文献値<sup>4</sup>)を用いれば  $\tau_N$  のオーダーは直径10nmの粒子に関して  $10^{-9}$ 、また  $\tau_B$  は粒子回転ブラウン運動の緩和時間で  $\tau_B = \frac{3V\eta_0}{kT}$  ( $\eta_0$  は無磁場下での粘度)<sup>4</sup>)と表され、 $\tau_B$  のオーダーは  $7.6 \times 10^{-7}$  となる。従って、本研究では  $\tau_N < \tau_B$  の条件による非極性流体としての取り扱いが可能であるものとした。さらに、エネルギー方程式では、一般的に自然対流において粘性散逸は小さいため無視できるもの、磁化の温度依存性  $\frac{\partial M}{\partial T}$  を考慮するため磁気熱量効果の項<sup>5</sup>)を付加した。以下に、本研究で用いた支配方程式を示す。

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \tag{1}$$

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\nabla P + \mu_0 \nabla^2 \mathbf{v} + (\mathbf{M} \cdot \nabla)\mathbf{H} + \rho \mathbf{g} \tag{2}$$

$$\rho C \left[ \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)T \right] + T \left[ \frac{\partial M}{\partial T} \right] \left[ \frac{\partial H}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)H \right] = \lambda \nabla^2 T \tag{3}$$

ここで、式(1)は連続の式、式(2)は運動量方程式、式(3)はエネルギー方程式で、 $\mathbf{v}$  は速度ベクトル、 $t$  は時間、 $P$  は圧力、 $\mathbf{g}$  は重力加速度、 $\rho$  は流体密度、 $C$  は比熱、 $\lambda$  は熱伝導率をそれぞれ示す。本研究においては上記式(1)、式(2)、式(3)を用い、回転中のセル内の流れ場、温度場、磁場に対する解析を行うことより、実験装置の性能・特性につき検討を行う。なお式(2)は回転系において、

$$\rho \left[ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} + 2\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v} + \frac{\partial \boldsymbol{\omega}}{\partial t} \times \mathbf{r} + \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) \right] = -\nabla P + \mu_0 \nabla^2 \mathbf{v} + (\mathbf{M} \cdot \nabla)\mathbf{H} + \rho \mathbf{g} \tag{4}$$

と書くことができる。ここで、 $\mathbf{r}$ 、 $\boldsymbol{\omega}$ 、 $\mathbf{v}$  は回転系の回転半径、角速度および相対速度を示し、また回転系の原点は静止系の原点と一致するものとする。式(4)において左辺第3項はCoriolis力、第4項はEuler力、

第5項は遠心力をそれぞれ表す。ただし、本研究では、回転角速度が非常に小さいことを考え、式(4)の  $\boldsymbol{\omega}$  を含む項 (左辺第3項、第4項、第5項) はすべて無視するものとした。また、磁場による密度変化の影響は近似的に  $\left[ \frac{\partial \rho}{\partial M} \right] \nabla H$  (ここで  $\bar{M}$  はセル中の磁性流体の体積平均)<sup>7</sup>)と表すことができるものの、本研究においては可能最大磁場 (23750 A/m) に対する最大磁場勾配 (5875 A) を考慮した場合、 $\rho_0$  に対する密度変化の割合は約0.4%となるため磁場の密度変化に及ぼす効果は無視できるものとする。さらに、重力項  $\rho \mathbf{g}$  に対しては、温度差が比較的小さい場合を扱うことにより、体膨張係数  $\alpha$  を用いて次に示す Boussinesq 近似 (密度変化  $\rho$  は温度変化によって近似し、連続の式における密度変化は無視して扱う) を用いるものとした。

$$\rho = \rho_0 [1 - \alpha(T - T_0)] \tag{5}$$

ここで、 $\rho_0$ 、 $T_0$  は代表温度における流体密度、温度をそれぞれ示す。さらに式(4)右辺第3項  $(\mathbf{M} \cdot \nabla)\mathbf{H}$  : ケルビン力に対して、磁性流体の磁化  $M$  は磁気熱量定数  $K$ 、温度定数  $T_0$  を用いて  $M = KH(T_0 - T)$  により求められる<sup>3</sup>)ものとした。また、磁性流体は非電導

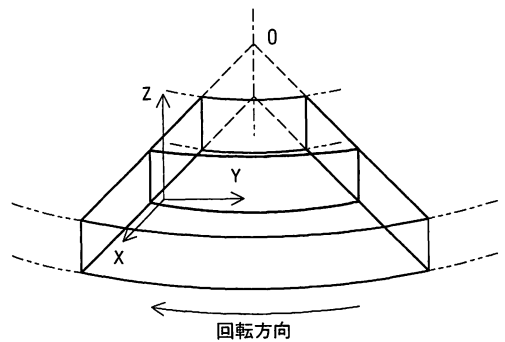


図-1(a) セル座標系

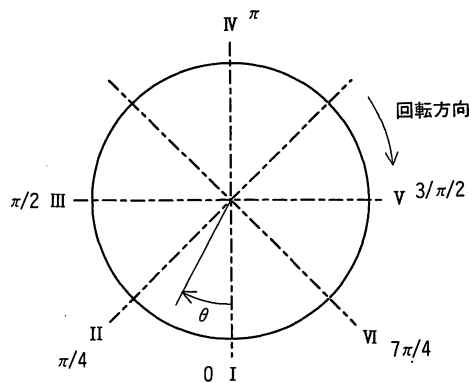


図-1(b) 結果表示位置

性であると仮定 ( $\nabla \times H = 0$ ) し、磁場は外部印可磁場 (セル1回転中において外部より印可された磁場の变化) を使用するものとした。一方、式(3)の左辺第2項は磁気熱量効果を示す項で、本研究では、セル内流動をより正確に解析するために、第2項を含む定式化を行った。

座標系は、セル内に直交座標を導入し、半径方向に  $x$  座標、円周方向に  $y$  座標、鉛直方向に  $z$  座標を取るものとする。本研究では半径方向に温度分布が等しいとみなし  $\partial/\partial x = 0$  の条件をとり、 $y-z$  平面の2次元流れでのみ解析を行った。図-1(a)に各セルの円周方向に対する鉛直断面における座標を示す。解析は渦度  $\zeta$  (渦度ベクトルの  $x$  成分) および流れ関数  $\phi$  により、以下に定義する無次元化パラメータを用い計算を行った。

$$x^* = \frac{x}{z_0}, \quad v^* = \frac{v z_0}{a}, \quad t^* = \frac{t a}{z_0^2}$$

$$T^* = \frac{T - T_2}{T_0 - T_2}, \quad H = \frac{H}{H_c}, \quad \zeta^* = \frac{\zeta z_0^2}{a}, \quad \phi^* = \frac{\phi}{a}$$

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha}, \quad Gr = \frac{g \alpha \Delta T z_0^3}{\nu^2}, \quad Ra = Gr \cdot Pr$$

$$Ra_m = \frac{M_s^2 (T_0 - T_2) z_0^3}{\mu_0 \alpha K (T_c - T_0)^2}, \quad Br = \frac{\alpha^2 \mu_0}{\lambda (T_0 - T_2) z_0^2}, \quad \Theta_2 = \frac{T_2}{T_0 - T_2}$$

ここで、\* は無次元化パラメータを表す。なお、長さはすべてセル厚さ  $z_0$  により無次元化を行うものとし、上記無次元数において  $\nu$  は流体の動粘性係数、 $a$  は熱拡散率を示す。  $T_0$  は代表温度、  $T_2$  はセルの1回転中における最高温度 (加熱後の温度)、  $H_c$  は代表磁場を表し、磁性流体の飽和磁化  $M_s$  を用いて  $H_c = M_s / (K (T_c - T_0))$  で表せられる。また  $Pr$ ,  $Gr$ ,  $Ra$  はそれぞれプラントル数、グラスホフ数、レーレー数をそれぞれ表し、  $Ra_m$  は磁気レーレー数、  $Br$  はブリクマン数、  $\Theta_2$  は代表無次元温度を示す。

以下に式(4)を  $\zeta$ ,  $\phi$  で定式化した渦度輸送方程式、エネルギー方程式、ポアソン方程式を表す。なお、以下の式はすべて無次元化を行ったもので、以下\*を除く。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} - \frac{\partial \phi}{\partial z} \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial \zeta}{\partial z} = Pr \left[ \left( \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial z^2} \right) - Ra_m H \left( \frac{\partial T}{\partial y} \frac{\partial H}{\partial z} - \frac{\partial T}{\partial z} \frac{\partial H}{\partial y} \right) + Ra \frac{\partial T}{\partial y} \right] \quad (6)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial \phi}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial z} - Ra_m Br H (T + \Theta_2)$$

$$\left[ \frac{\partial H}{\partial t} - \frac{\partial \phi}{\partial z} \frac{\partial H}{\partial y} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial H}{\partial z} \right] = \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = \zeta \quad (8)$$

以下に本計算に用いた境界条件を示す。

1. セル上下壁 ( $z = 0, 1$ ) ではすべりなし条件とし、壁面渦度はウッズの方法を用いた。また実験ではセルは回転・静止を繰り返すことより、本計算では角速度  $\omega(t)$  を仮定し、  $\theta = \omega(t) \cdot t$  によりセルの位置を求め、セル上下壁の温度に対してはセルの回転円板上各計測位置 (第1報<sup>3)</sup> 参照) に対して実験で得られた温度を回転円板上の円周方向に対してセル基準位置  $\theta$  に関する線形補間により求めた値  $T(\theta)$  を使用した。以下に  $\zeta$ ,  $\phi$ ,  $T$  における上記条件を記す。

$$\zeta = \frac{3(\phi_{w+1} - \phi_w)}{\Delta z^2} - \frac{1}{2} \zeta_{w+1}$$

$$\phi = 0$$

$$T = T(\theta)$$

ここで、  $\Delta z$  は  $z$  方向格子幅を示し、  $w$  は  $z$  方向壁面における格子点インデックスを示す。

2. セル左右壁 ( $y = 0, 2.5$ ) では渦度および流れ関数についてはセル上下壁と同じとした。また回転円板を構成する各セルは隣接するセルと分離独立した構造となっており、セル間では熱移動がない断熱構造 (第1報参照)<sup>3)</sup> であるためセル左右での温度条件は断熱条件とした。同じく、以下に  $\zeta$ ,  $\phi$ ,  $T$  に関する上記条件を記す。

$$\zeta = \frac{3(\phi_{w+1} - \phi_w)}{\Delta y^2} - \frac{1}{2} \zeta_{w+1}$$

$$\phi = 0$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0$$

ここで、  $\Delta y$  は  $y$  方向格子幅を示し、  $w$  は  $y$  方向壁面における格子点インデックスを示す。また、断熱壁面上での温度は上に示す断熱条件より、2次精度の前方差分式から、例えば右壁では  $T_w = \frac{1}{3}(4T_{w+1} - T_{w+2})$  として求めた。

## 2.2 計算方法

本研究において、式(6)~式(8)におけるそれぞれ、渦度輸送方程式、エネルギー方程式、ポアソン方程式を差分法により計算した。計算領域は  $y$  および  $z$  方向に対して、等間隔で分割された直交格子について行った。本研究では格子が正方形になるように、  $y$  方向に51個、  $z$  方向に21個の格子点を取った。差分法には収

束性および数値的安定性に優れ、また差分方程式の定式化が比較的容易にできる逐次過緩和法 (S. O. R. 法) を採用した。緩和係数は渦度輸送方程式に対しては0.05, エネルギー方程式に対しては0.85, ポアソン方程式に対しては1.40を用いた。なお、ここに示した各方程式に対する緩和係数は本研究における最適値であり、磁場無しの演算 (後述の Benard 対流に対する試算) において他の緩和係数を用いた場合 (例えば、渦度輸送方程式に対して0.6~1.0を用いた) の計算結果は上記の緩和係数の値を用いた場合と比べ差異は認められなく (最大渦度に対して約0.5%の差異を生じるものの)、また Benard 対流に対する計算結果としての平均ヌセルト数の値にも大差は認められなかった。渦度輸送方程式とエネルギー方程式の移流項については数値的安定性に優れ、また高精度である河村スキーム (3次精度の風上差分法) を用いた<sup>8)</sup>。以下に代表項 (例えば、渦度輸送方程式の移流項) に対する差分型 (代表格子インデックスを  $i$ , また  $h$  は格子幅とする) を示す。

$$\left(u \frac{\partial \zeta}{\partial t}\right) = u_i \frac{-\zeta_{i+2} + 8\zeta_{i+1} - 8\zeta_{i-1} + \zeta_{i-2}}{12h} + |u_i| \frac{\zeta_{i+2} - 4\zeta_{i+1} + 6\zeta_i - 4\zeta_{i-1} + \zeta_{i-2}}{4h} \quad (9)$$

また移流項以外の項については中心差分を用い、時間に対しては前進差分を用いた。

計算の収束は、渦度輸送方程式では計算領域の上端での  $\zeta$  の値により、次式で判定した。

$$|\varepsilon_\omega| < 1.0 \times 10^{-3}$$

$$\varepsilon_\omega = \frac{\zeta^i - \zeta^{i-1}}{\zeta^i}$$

またエネルギー方程式では全計算領域で以下の式を満足することにより判定した。

$$|\varepsilon_\varepsilon| < 1.0 \times 10^{-3}$$

$$\varepsilon_\varepsilon = \frac{T^i - T^{i-1}}{T^i}$$

ポアソン方程式においても同様に全計算領域で

$$|\varepsilon_p| < 1.0 \times 10^{-4}$$

$$\varepsilon_p = \frac{\phi^i - \phi^{i-1}}{\phi^i}$$

を満足する条件とした。なお、演算においては、各時間ステップあたりの S. O. R. 法による反復計算は、渦度の最大残差  $\varepsilon_\omega$  が  $1 \times 10^{-3}$  以下になる時に収束判定を行った。また、確認のため  $\varepsilon_\omega$  が  $1 \times 10^{-4}$  以下とした場合でも演算結果に大差は認められなかった。

### 3. 解析結果および考察

#### 3.1 セル内における流動特性

本研究で用いた熱駆動装置の特性解析に先立ち、数値演算法の精度を調べるため、式 (6) ~ (8) を無磁場 ( $H = 0$ ) 下での Benard 対流 (壁面条件; 上面 ( $z = 1$ ) 低温一定, 下面 ( $z = 0$ ) 高温一定, 側面 ( $y = 0, 2.5$ ) 断熱) についての演算を行った。不安定性解

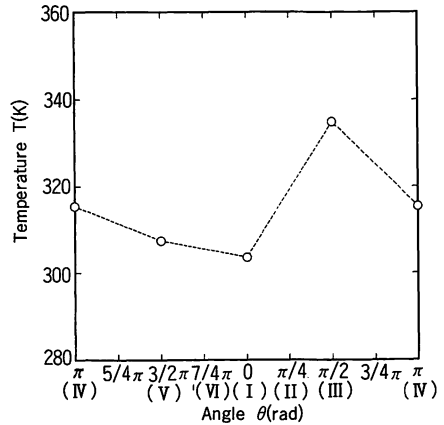


図-1(c) セル表面温度分布 ( $\Delta T = (30K)$ )

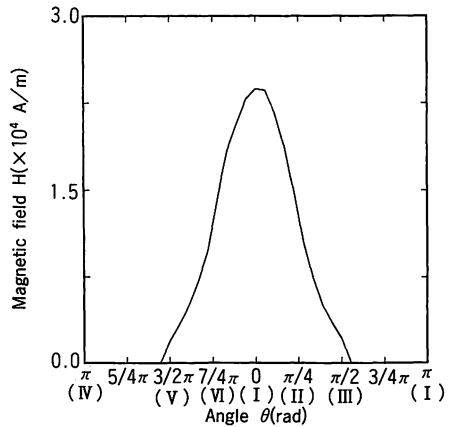


図-1(d) セル中心磁場分布

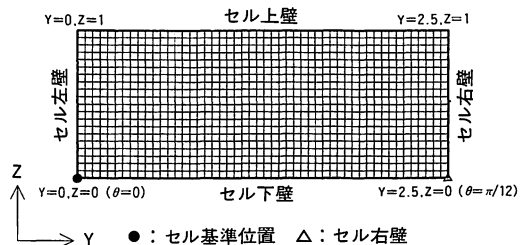


図-1(e) セル演算面

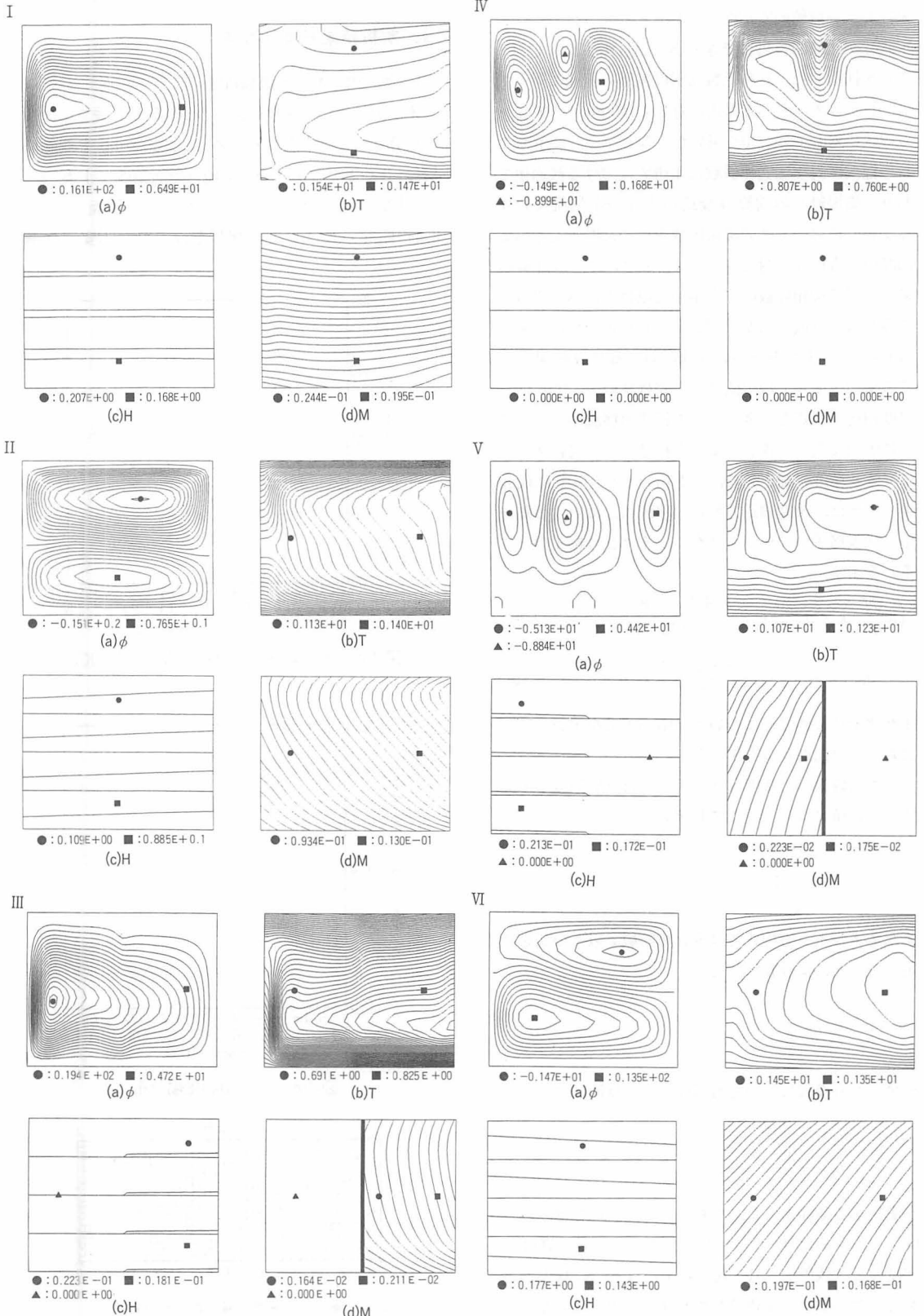


図-2 演算結果 ( $\Delta T=30K$ , 図-1(b)の結果表示位置に対応)

析<sup>9)</sup>によるアスペクト比 ( $A=y/z=2.5$ ) を考慮した臨界レーレー数 ( $Ra_c=1945$ ) 以上でのレーレー数 (一例として  $Ra=4000$ ) に対するセル内の流動特性を付図に示す。なお、付図において (a) は流線, (b) は等温度線をそれぞれ示し, 図中上壁面は低温壁, 下壁面は高温壁, 左右壁面はそれぞれ断熱壁を示す。また (a), (b) それぞれの代表位置における代表値 (無次元値) を図中に示す。なお、付図の温度分布に関して、上壁面における境界温度を  $T_0$  とした。さらに Benard 自然対流に対する試算より得られた平均ヌセルト数 ( $N_u = -\frac{1}{y} \int \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_{z=0} dy$ ) について実験式<sup>10)</sup>と比較を行ったものを  $Ra$  数  $4 \times 10^3, 6 \times 10^3, 8 \times 10^3, 1 \times 10^4$  について付表に示す。付図に示されるように、臨界レーレー数以上で Benard 対流が確認され、また、付表より本解析で用いた差分演算結果が実験式<sup>10)</sup>と非常によい一致を示すことから、本解析の妥当性が確かめられた。なお、磁場を用いた計算 (熱駆動装置のセル内流動および装置特性) には、Benard 対流で用いた格子形態 (格子分割数  $51 \times 21$ ) を用いるものとする。

本研究では実験条件の M1 条件 (最大磁場分布:  $\theta = 0$ ), C4 条件 (強制通風位置:  $\theta = 3/2\pi$ ) (いずれも第 1 報参照<sup>9)</sup>) における代表例として  $\Delta T = 30$  の条件について、磁性流体セルの内部解析を行った。ここで  $\Delta T$  は実験装置における加熱部前後の温度差 (図-1 (b) の I ~ III 区間での温度差) を示す。図-2-I ~ 図-2-VI に磁性流体セルの  $\theta = 0 \sim 7/4\pi$  での代表位置における内部状態の計算結果を示し、図中に代表点 2 点ないし 3 点を記号で示し、その記号に対応する代表値 (無次元値) を欄外に記入した。なお、温度分布に関しては、代表温度  $T_0$  に対して測定点 1 ~ 4 での温度の平均値を用いた。また、磁化  $M$  の無次元化パラメータを  $M^* = M/M_s$  ( $M_s$ : 飽和磁化) とした。計算に用いた無次元数は  $Ra = 6.21 \times 10^4$ ,  $Pr = 1.33 \times 10^2$ ,  $Ram = 3.25 \times 10^7$ ,  $Gr = 4.67 \times 10^2$ ,  $Br = 6.93 \times 10^{-6}$  であり、図-2 のシミュレーション結果図において図番後の数字は図-1 (b) に示すセル位置での演算結果を示す (例えば、図-2-I は図-1 (b) に示す図の I ;  $\theta = 0$  に対応する流動状態図である)。また、図-2 に示すシミュレーションに用いた解析モデルの代表温度条件を図-1 (c) に、同様にして図-1 (d) には代表磁場分布を示した。図-1 (c), 図-1 (d) は、回転円板の中心軸より半径 113 mm のセル中心における  $\theta$  方向の代表値で、それぞれ図中横軸には  $\theta = 0$  を基準とした角度および図-1 (b) に対応する代表位置を示した。さらに、図-1 (e) には、

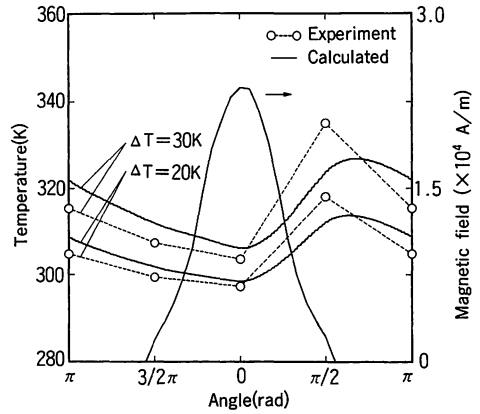
シミュレーション結果を表すためのセル演算面を示した。以後図-2におけるシミュレーション結果は、図-1 (e) の演算面に表示したもので、図-2の各図において (a) に流線  $\phi$ , (b) に等温線  $T$ , (c) に  $z$  方向の 4 断面 ( $z = 0, 0.25, 0.5, 0.75$ ) についての磁場分布  $H$ , また (d) に磁化分布  $M$  をそれぞれ表す。図-2の各分布図は原点を左壁面下端 (図-1 (e) 参照) にとり、縦軸は  $z$  方向 ( $z = 0 \sim 1$ ), 横軸は  $y$  方向 ( $y = 0 \sim 2.5$ ) を表示し、セルの回転方向は  $-y$  方向である。図-2-IV ( $\theta = \pi$ ) については外部より磁場が印加されないため、外力として重力のみ作用し、その他の領域では磁場印加によるケルビン力 (磁気力) と重力が外力として作用する。セル回転の 1 回転あたりの特性については (境界条件の非定常変化に対する各時間当たりの比較検討は困難であるものの)、磁場が印加されていない領域 ( $\pi/2 < \theta < 3/2\pi$ ) では非定常に変化する温度場に対して、密度変化に起因する  $y$  方向の数個の不規則な対流が見られ、磁場が印加されている領域 ( $0 \leq \theta \leq \pi/2, 3/2\pi \leq \theta \leq 2\pi$ ) ではセル全体におよぶ大きな対流が  $z$  方向に 1 個か 2 個見られる。

各位置 (図-2-I ~ 図-2-VI) について、まず最大磁場が印加されている  $\theta = 0$  (図-2-I) 位置 (温度境界条件では加熱が開始される) では、セル  $z$  方向中央の温度分布は  $y$  方向に温度増加しており、冷却状態のままであることがわかる。また最大磁場は  $y = 1.25$  (回転円板の円周方向  $\theta = 0$  に対応) でセル中央に位置しており、 $y = 0$  ( $\theta = \pi/24$ ) 付近の低温磁性流体に最大磁場方向への磁気力が作用していることがわかる。次に印加磁場が減少する  $\theta = \pi/4$  (図-2-II) 位置では、温度境界条件が急激な温度上昇となり、温度分布は  $(y, z) = (0, 0), (0, 1)$  で最高温度を示し、 $(y, z) = (2.5, 0.5)$  付近で最低温度が表れる。この時、最低温度付近の磁性流体に対し、最大磁場の  $(y, z) = (2.5, 1)$  方向への磁気力が作用していることがわかる。磁場の印加が終了する  $\theta = \pi/2$  (図-2-III) 位置では、温度境界条件は  $y = 0 \sim 1.25$  のセル左半分では冷却、 $y = 1.25 \sim 2.5$  の右半分では加熱となり、セル右半分のみ磁場が印加される。この時、温度分布は  $(y, z) = (1.25, 0), (1.25, 1)$  で最高温度が表れ、セル上下で高温、セル中央で低温の分布となっている。また、この位置においての内部流動に対しては、磁気力によって抑制されていた密度変化による対流が再び現れ、 $y = 0$  付近 (無磁場) においてセル下部の磁性流体に  $z$  方向への浮力が強く作用してい

ることがわかる。さらに磁場分布および磁化分布(図2-Ⅲ(c), (d))では, セル中央( $y = 1.25$ )に急激な勾配を生じているのは, 磁場印加条件を $\theta = \pi/2$ までとしているためである。磁場が印加されていない位置(図2-Ⅳ;  $\theta = \pi$ )では, 上下壁面( $z = 0, 1$ )の温度境界条件は冷却状態であり, 特に上側壁面( $z = 1$ )で冷却された流体の密度変化により,  $-z$ 方向に浮力が作用し, これにより対流が生成されているのがわかる。次に磁場印加が開始される $\theta = 3/2\pi$ (図2-Ⅴ)位置では印加される磁場が小さいことより磁気力の影響は小さく, 無磁場の状態と類似した流動特性となっていることがわかる。印加磁場が増加する $\theta = 7/4\pi$ (図2-Ⅵ)の位置では, セル内での最低温度が表れて,  $(y, z) = (0, 0)$ 付近で流体が $z$ 方向へ流動しているのがわかる。これは,  $y = 0$ 付近では $z$ 方向に増加する磁場分布( $\partial H/\partial z > 0$ )に対して, 温度分布は $z = 0.5$ で高温,  $z = 0, 1$ で低温となるため,  $z = 0$ 付近の低温の磁化の大きい磁性流体に最大磁場方向( $z$ 方向)への磁気力が作用しているものと考えられ, 通常流体とは異なる感温性磁性流体特有の性質が表れることが示された。さらに $\Delta T = 30$  K以下, 加熱部入口Ⅰと出口Ⅲにおける温度差が小さい場合(例;  $\Delta T = 20$  K)では $\theta = 0$ (図2-Ⅰ)および $\theta = 3/2\pi$ (図2-Ⅴ)位置において対流渦の個数が異なることが別途数値演算結果より求められた。これは $\Delta T$ が低い場合では境界温度変化が小さいことに加え, 回転速度も低いことにより, セル内の温度分布差が減少したためであると考えられる。

以上の結果より, セル内では磁場印加によって磁性流体の流れが安定化し, 通常流体との違いを示す特徴的な流れ場の挙動が得られた。すなわち, 流れ場の挙動について, 無磁場(Benard 対流に対する解析結果を例として; 付図参照)では密度変化による対流が生じる状態に対し, 本研究における回転円板のセル内部の流動挙動に対するシミュレーション結果(図-2)に見られるようにセルに磁場が印加されている場合には, 磁気力の影響が大きいためこれら自然対流が抑制されるためであると考えられる。これらのことより, 磁場印加時におけるセル内の磁性流体への加熱, 冷却についても磁気力が重要な要因をしめ, 今後, 磁性流体における熱設計に対しては内部流動を十分に考慮することが必要である。

また, 磁気熱量効果を見捨てた場合(式(3)左辺第2項を0とする)についても演算を行い, 図-2の演算



注) 図-1(b)の位置①に最大磁場分布をもつ装置形態とした場合<sup>3)</sup>における, 各位置の温度実験値(セル表面温度)と本報における数値演算結果を比較したものを示す。

図-3 温度分布の比較

結果と比較したところ, 磁気熱量効果を考慮した演算との差異は見られず, 本研究では磁気熱量効果の影響が非常に微小であることがわかった。しかし, 将来的に非常に大きい印加磁場を使用する場合に対し, また印加される磁場勾配が大きい場合など(磁場による粘性の増加が流れ場へ及ぼす影響<sup>7)</sup>が考えられる)では, これらの効果についてさらに詳しく検討する必要があるものと思われる。

3.2 性能特性(代表的実験結果との比較)

数値解析により得られた磁性流体セル内部の挙動より, 1回転におけるセル平均の温度および磁化を算出し, 実験との比較検討を行った。図-3に数値解析より求められた1回転の温度分布および磁場分布を示す。左縦軸は温度, 右縦軸は磁場強度, 横軸は図-1(a)の点1を原点とした $\theta$ 方向の位置をそれぞれ表す。図中の破線は実験より得られたセル表面温度(代表温度)を代表点間について線形補間したものである。解析によって得られた平均温度について代表温度と比較すると, 図-3に示されるように1回転間の平均温度差が減少し, またセル平均温度が最大, 最小を示している位置は, 共に表面温度が最大および最小の位置よりも $+\theta$ 方向に移動しており, 温度境界条件によって与えられたセル表面に対する加熱, 冷却がセル内部まで影響するのに時間的なずれが生じることを示す。 $\Delta T = 20$  Kと $\Delta T = 30$  Kの比較では, 生じる時間的なずれは回転速度が大きいくほど増加し, また数値解析によって求めたセル平均における最高温度と実験により求めた表面温度における最高温度の差が $\Delta T = 30$  Kで大きい

表1 性能特性 (シミュレーション結果)

磁石条件	冷却条件	温度差 $\Delta T$ (K)	出力W ( $\times 10^{-7}$ )	効率 $\eta$ ( $\times 10^{-8}$ )
M1	C4	20	8.209	4.491
		30	10.724	2.476

ことから、境界条件に対する追従性も回転速度に従い悪化することがわかった。

セル平均の温度および磁化を用いて、実験結果<sup>3)</sup>と同様にして性能特性を算出した。表1に数値解析より得られた出力 $W_{cyc}$ および効率 $\eta$  (第1報参照)<sup>3)</sup>を示す。実験結果より算出した場合と比較して、数値解析より得られた実際の出力および効率は減少し、その割合は $\Delta T$ が大きくなるほど増加している。この原因は図-3に見られるように表面温度を代表温度と仮定した場合と比較して、数値演算結果では温度差が小さく表れ、また磁場の印加された領域に対して $M\Delta H$ が-になる(温度が回転方向に対して減少する)領域が増大すること等が考えられる。以上の結果より、印加する磁場は磁性流体の温度場に対して $M\nabla H$ が常に増加するような効率的な配置を取ることが重要である。また数値解析からも回転速度が増加すると、磁性流体への急速な加熱および冷却が必要になることがわかった。

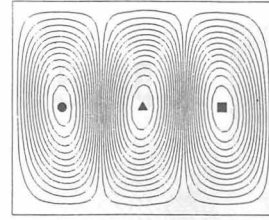
4. 結言

本研究において求めた結果より、以下のような結論を得た。

1. 磁性流体セル内部の流動を数値解析により求めたところ、セル内部の流体挙動は通常流体とは異なり磁場に対して強い反応を示し磁気力が流れ場を抑制する傾向が求められる、これに伴い磁性流体の伝熱特性についても磁場が強く作用することが求められた。
2. 数値解析より得られた装置の性能特性より、セル表面に対する加熱・冷却の開始時点よりセル平均温度の上昇および下降が始まるまでには時間的なずれが生じ、また高回転になるほど、平均温度の境界条件温度への追従性が悪くなる結果が求められた。
3. 磁気熱量効果の影響は流動状態には見られず、セル内部流動におよぼす影響は小さい。今後、これらの効果も含めさらに詳しく検討する必要がある。

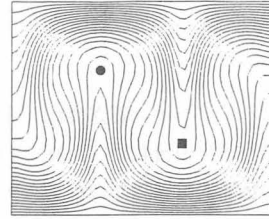
謝辞

本研究にあたり、あらゆる面でご助力いただいた元シャープ(株)高谷芳明氏に深く感謝いたします。



●: -0.335 E+01 ■: -0.335 E+01 ▲: 0.393 E+01

(a)  $\phi$



●: 0.325 E+00 ■: 0.675 E+00

(b) T

付図 Benard対流の内部流動 (計算例; Ra=4000)

付表 ヌセルト数

Ra数	Nu (cal.)	Nu (exp.)
$4 \times 10^3$	1.77	1.77
$6 \times 10^3$	2.15	2.12
$8 \times 10^3$	2.39	2.30
$1 \times 10^4$	2.57	2.46

参考文献

- 1) 山口, 小堀, 森田; 磁性流体連合講演会論文集, (1994), 28.
- 2) H. Yamaguchi, I. Kobori, Y. Morita; 7th Int. Conference on Magnetic Fluid, (1995), 265-266.
- 3) 山口, 森田; 磁性流体を用いた直接エネルギー変換の新しい方法(第1報), エネルギー・資源, Vol.17 No.1, (1996), 88-95.
- 4) R. E. Rosensweig; Ferrohydrodynamics, Camb. Univ. Press, (1986), 161.
- 5) B. Berkovsky; Thermomechanics of magnetic fluid, Hemisphere Pub Corp, (1978), 149-157.
- 6) T. Tanahashi, T. Sawada, H. Kikura, A. Saito; Natural Convection of a Magnetic Fluid in Concentric Horizontal Annuli, Elsevier Science Publishing Co., (1991), 1433-1440.
- 7) 神山; 磁性流体の製法・特性とその応用, 応用技術出版, (1989), 65.
- 8) T. Kawahara and K. Kuwahara; AIAA paper, 84-0340 (1984).
- 9) J. Mizushima; Private communication, (1994).
- 10) Ozoe, et al.; 7th Int. Heat Transfer Conf., Munich, 2 (1982), 257.