磁性流体を用いた熱輸送装置の 磁場分布形状による熱輸送および駆動力特性への影響*

桑 原 拓 也^{*1}, 大 西 雅 志^{*2}
山 口 博 司^{*3}, 須 知 成 光^{*4}

Heat Transport and Driving Force Characteristics of Heat Transport Device Using Magnetic Fluid in Various Magnetic Fields

Takuya KUWAHARA^{*5}, Masashi OHNISHI,
Hiroshi YAMAGUCHI and Shigemitsu SHUCHI

^{*5} Graduate School of Mechanical Engineering, Doshisha University,
1-3 Tataramiyakodani, Kyotanabe-shi, Kyoto, 610-0321 Japan

In order to evaluate the heat transport capability in the thermomagnetic cycle using temperature sensitive magnetic fluids, a fundamental design work is conducted for practical applications. In the present study, the heat transport characteristics together with pressure characteristics are examined for various magnetic field configurations by means of a numerical analysis and experiments. It is found that the distribution of magnetic field in the radial direction of an electromagnet largely affects the force and the heat transport characteristics. From results, it is shown that the aspect ratio of an electromagnet is the key factor.

Key Words: Magnetic Fluid, Magnetic Driving Force, Magnetic Field, Numerical Simulation, Finite Volume Method

1. 結 言

感温性磁性体流体は磁場による制御のみならず、温度による制御も可能なため、磁性流体のもつ動力学的特性を制御しやすい利点を有する。感温性磁性流体を用いた研究においては、Rosensweig らによってエネルギー変換システムの提案⁽¹⁾がされて以来、さまざまな研究が進められてきた^{(2)~(6)}。これまでの駆動力の発生方法として、垂直流路部を加熱することによる磁性流体の感温磁化特性による効果に加え、磁場下での磁性流体に気相(気泡)を混在させ、磁気排除効果により気泡を上昇させ、磁気排除効果による気泡ポンプ効果を利用した方法が研究されている。磁性流体の感温磁化特性のみを利用する方法に比べて、駆動力が増加することが報告されている^{(3)~(6)}。しかし、垂直な気液二相流では、浮力による気泡ポンプ効果も含まれており、重力の影響が大きい、微小重力下での応用や同一

平面上の熱輸送、さらに熱の重力に逆らう方向への輸送などの興味深い応用を考慮した場合、浮力による気泡ポンプ効果を差引いた感温磁化特性による効果と磁気排除効果による気泡ポンプ効果が駆動力に及ぼす影響を調べることは非常に重要である。

これまでの感温性磁性流体を用いたエネルギー変換装置や熱輸送装置の研究⁽³⁾においては、外部磁場形状を簡易化したモデルを用い、流れ方向の磁場形状のみに注視して解析が行われてきた。実用性を考慮する場合、流路の半径方向の磁場形状が駆動力特性および熱輸送特性に与える影響を無視できない。そこで本研究では駆動力を増加させる手段として、磁場を発生させる磁石として最も基礎的なソレノイド形電磁石をモデルとし、コイルアスペクト比が及ぼす三次元磁場分布形状を考慮して、磁場分布形状が熱輸送特性および駆動力特性に及ぼす影響について、基礎特性を得るため、気相を含まない磁性流体のみの状態(単相状態)における駆動実験を行うとともに、最適化について数値解析を用い調査を行った。

おもな記号

a_m : ソレノイドコイルのアスペクト比

C_p : 定圧比熱 J/(kg・K)

* 原稿受付 2007年4月6日。

^{*1} 正員、同志社大学大学院工学研究科(〒610-0321 京田辺市多々羅都谷1-3)。

^{*2} 同志社大学大学院工学研究科。

^{*3} 正員、同志社大学工学部。

^{*4} 正員、秋田県立大学システム科学技術学部(〒015-0055 由利本荘市土谷字海老ノ口84-4)。

E-mail: etel301@mail4.doshisha.ac.jp

- D : 加熱体内径 m
 D_m : ソレノイドコイルの内径 m
 f : 磁気体積力ベクトル N
 g : 重力の加速度 m/s^2
 H : 磁場ベクトル kA/m
 h : 熱伝達率 $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$
 I : 電流 A
 L_m : ソレノイドコイルの全長 m
 M : 磁化ベクトル T
 Nu : 平均ヌッセルト数
 P_1 : 加熱体入口圧力 Pa
 P_2 : 加熱体出口圧力 Pa
 ΔP : 差圧 Pa
 ΔP_L : 無磁場における圧力損失 Pa
 ΔP_T : 流体の浮力による圧力成分 Pa
 ΔP_M : 磁気力による圧力成分 Pa
 r^* : 無次元化半径
 Re : レイノルズ数
 R_p : 磁気圧数(磁気圧と動圧の比を表す)
 T : 温度 K
 T_0 : 磁化の基準温度 K
 T_c : キュリー温度 K
 T_{IN} : 加熱体入口温度 K
 T_W : 加熱体壁面温度 K
 T^* : 無次元化温度
 ΔT : 加熱体壁面温度と入口温度の差 K
 u : 磁性流体の速度 m/s
 U : 管内流の平均流速 m/s
 z^* : 管軸方向無次元化距離
 β : 磁性流体の体積膨張率 K^{-1}
 η : 磁性流体の粘度 $\text{Pa} \cdot \text{s}$
 λ : 磁性流体の熱伝導率 $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$
 μ_0 : 真空の透磁率 H/m
 ρ_0 : 磁性流体の T_0 における密度 kg/m^3
 ρ : 磁性流体の密度 kg/m^3
 χ : 磁化率 H/m

2. 実験

2.1 動作原理 本実験装置の動作原理図を図1に示す。図1に示すように、鉛直円管内を流れる磁性流体に、非一様磁場を印加し、磁場の強さが最大の位置よりも下流側を加熱する。加熱領域に存在する磁性流体は、温度上昇に伴い感温磁化特性により磁化の大きさが減少し、上流側と下流側の磁性流体に磁化の差が生じる。磁性流体に働く磁気体積力ベクトル f は以下のように表される。

Fig. 1 Working principle of heat transfer device

Fig. 2 Schematic of experimental apparatus

$$f = M \cdot \nabla H \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、磁性流体の磁化 M は温度と外部磁場の関数である。加熱領域に存在する磁性流体は、温度上昇に伴い感温磁化特性により磁化の大きさが減少し、上流側と下流側の磁性流体に磁化の差が生じる。この場合、式(1)より、流れ方向における最大磁場において、その位置を挟んで上下(下流・上流)で温度差がない場合は磁気体積力が最大磁場に向かって釣り合い、均衡が保たれる。しかし、上下で温度差がある場合、温度が高い領域で磁化が下がり、それに伴い磁気体積力が小さくなるため、磁気体積力の均衡が崩れ、磁性流体に働く磁気体積力に差が生じ、全体として鉛直上向き(上流より下流方向へ)の駆動力が得られる。

2.2 実験装置 実験装置の概略図を図2に示す。実験装置は、内径0.01 m、流路長さ約5 mの銅製円管からなる閉ループ構造であり、その流路中にテストセクション部、加熱部、磁場印加部、冷却部、駆動部、および測定部を設けた。流路の銅管には、装置からの放熱損失を最小限に抑えるため断熱材を取付けた。なお加熱部における流動形態は、流れの方向を矢印で示すように、鉛直円管の下方向から上方へと流れる垂直上

Fig. 3 Schematic of test section

昇流である。

テストセクション部における加熱部の詳細図を図3に示す。加熱部は、加熱長さ0.1 m、外径0.05 mの真ちゅう製の円筒構造である。伝熱面の性状を保持するために、加熱体内面に金めっきを施した。加熱体外壁面と内壁面間の熱伝導量を測定するために、加熱体の厚さ方向にK形熱電対を設置した。また、加熱体入口から軸方向に進行する伝熱現象を調べるため、加熱体の軸方向にも熱電対を設置した。実験に際し壁面温度を一定にするため、加熱体外部にヒータを設置し、温度調節器を用いてPID制御により温度調節を行った。なお、加熱部では、図3に示すように、加熱体そのものが直接流路となり、流路の内径は管路(パイプ)と同じ内径の0.01 mである。

2.3 供試流体 本研究では、感温性磁性流体(タイホーコーザイ製：フェリコロイドTS-50 K)を用いた。TS-50 Kは、ケロシンを母液として、マンガン・亜鉛・フェライト粒子を分散させた流体で、常温域において温度上昇に伴い著しく磁化が減少する感温磁化特性を示すため、本研究の供試流体として最適のものであると考えられる。TS-50 Kの物性値を表1に示す。

2.4 圧力特性 圧力特性を評価するために、図2に示す加熱部の中心から±175 mmの位置に静圧孔を設けた。加熱体上流側の圧力を P_1 、下流側の圧力を P_2 とし、加熱部での差圧を次式で定義する。

$$\Delta P = P_2 - P_1 \quad (2)$$

ここで差圧 ΔP の正の方向の増大は、テストセクション部での圧力こう配の増加、すなわち駆動効果があることを意味する。差圧 ΔP は、無磁場における圧力損失 ΔP_L 、磁気力による圧力 ΔP_M の和として、次式で表すことができる。

$$\Delta P = \Delta P_L + \Delta P_M \quad (3)$$

2.5 熱輸送特性 熱輸送特性を評価するために図3に示すように各温度測定点において温度を測定し

Table 1 Physical properties of TS-50 K at 293 K, 1 atm

Density	ρ [kg/m ³]	1.401×10^3
Viscosity	η [Pa·s]	1.72×10^{-2}
Specific heat	C_p [J/(kg·K)]	1387
Thermal conductivity	λ [W/(m·K)]	0.175
Curie temperature	T_c [K]	477

た。印加磁場に対して、加熱体から流体に流入する熱量を求め、熱伝達率 h を算出した。また、加熱体の熱輸送特性を評価する量として平均ヌッセルト数 $\overline{Nu}$ を導入し、以下の式で定義する。

$$\overline{Nu} = \frac{hD}{\lambda} \quad (4)$$

ここで D は加熱体内径、 λ は流体の熱伝導率を表す。

2.6 実験条件 流動条件は流れ場の評価パラメータとして無次元数であるレイノルズ数 Re を導入し、以下の式で定義する。

$$Re = \frac{\rho U D}{\eta} \quad (5)$$

ここで ρ は流体の密度、 U は管内平均流速、 η は流体の粘度を表し、 $Re=100$ として実験を行った。

磁場条件は、磁場の評価パラメータとして無次元数である磁気圧数 R_p を導入し、以下の式で定義する。

$$R_p = \frac{M_{\max} H_{\max}}{\rho U^2} \quad (6)$$

ここで、 $M_{\max}$ はTS-50 Kの最大磁化、 $H_{\max}$ は最大の磁場強さを示す。磁化の算出については、後述の式(13)を用いた。実験では、軸方向磁場 H_z の中心最大磁場が0~152.7 kA/mに相当する磁気圧数 R_p (0~300)の場合について比較を行った。

温度条件は、加熱体入口温度 T_{in} は327.15 Kとし、内壁面温度と加熱部入口温度との差を $\Delta T=30$, 50 Kとして実験を行った。

3. 数値解析

3.1 支配方程式 流れ場や温度場などを求めることにより磁場分布形状に対する熱輸送特性および圧力特性に関する知見を得るため、数値解析を行った。その際、感温性磁性流体を非圧縮・非電導・非極性の粘性流体と仮定し有限体積法(SIMPLE法)を用いた。磁性流体の支配方程式⁽¹⁾を以下に示す。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (7)$$

$$\rho_0 \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right] = -\nabla p + \eta \nabla^2 \mathbf{u} + (\mathbf{M} \cdot \nabla) \mathbf{H} + \rho \mathbf{g} \quad (8)$$

$$\rho_0 C_p \left[\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) T \right]$$

$$+ T \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial T} \right) \cdot \left[\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{H} \right] = \lambda \nabla^2 T \cdots (9)$$

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)] \cdots \cdots \cdots (10)$$

ここで、 ρ_0 は基準温度 T_0 における密度、 $\mathbf{g}$ は重力の加速度、 λ は熱伝導率、 C_p は定圧比熱、 $\mathbf{u}$ は流体の速度、 β は体積膨張率である。なお、ここで T_0 は磁性流体の磁化式(13)における基準温度と同じとした。式(7)は連続の式、式(8)は運動方程式で、右辺の第3項は磁性流体の磁化と磁場こう配の積で示した磁気体積力の項を表す。式(9)は、左辺の第2項に磁性流体の磁場印加による温度の増加を考慮して、磁気熱量効果の項を付加したエネルギー方程式を表す。また、密度の温度変化については、式(8)の重力項(右辺の第4項)に対して、Boussinesq 近似を行い式(10)を得た。式(8)、(9)における磁場ベクトル $\mathbf{H}$ については、ビオサバールの法則をソレノイドコイルに適用することにより導出された以下の式を用いた。

$$H_r = \frac{I n_0 D_m}{8\pi} \times \int_{z-L_m/2}^{z+L_m/2} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{z \cos \theta}{\left(z^2 + r^2 - r D_m \cos \theta + \frac{D_m^2}{4} \right)^{3/2}} d\theta dz \cdots (11)$$

$$H_z = \frac{I n_0 D_m}{8\pi} \times \int_{z-L_m/2}^{z+L_m/2} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\frac{D_m}{2} + x \cos \theta}{\left(z^2 + r^2 - r D_m \cos \theta + \frac{D_m^2}{4} \right)^{3/2}} d\theta dz \cdots (12)$$

ここで、 H_z は軸方向の磁場の強さ、 H_r は半径方向の磁場の強さ、 L_m は電磁石の全長、 D_m は電磁石の内径、 n_0 は電磁石の単位長さ当たりの素線の巻数、 I は電流を表す。式(11)、(12)は、本研究で用いるソレノイド電磁石による磁場の実測値と比較を行い、誤差が5%以下となることを確認した。図4に数値解析から求めた流路中心軸上($r=0$)における磁場分布(代表印加電流 $I=30$ A)を示す。

また、磁化ベクトル $\mathbf{M}$ については、磁場ベクトル $\mathbf{H}$ と温度 T の関数とし、磁場ベクトル $\mathbf{H}$ と磁化ベクトル $\mathbf{M}$ が平行であると仮定する。さらに実験温度領域で温度と磁化(磁化率)に線形関係が成立すると仮定すると、温度と磁化のこう配は $-(T_c - T_0)^{-1}$ となり、以下の式で定義できる。

$$M = \mu_0 \chi H \left(1 - \frac{T - T_0}{T_c - T_0} \right) \cdots \cdots \cdots (13)$$

ここで、 χ は磁化率、 T_c はキュリー温度、基準温度 T_0 は、代表温度として室温 298.15 K とした。

3・2 境界条件 速度および温度の境界条件を以下に示す。なお、管軸方向の距離を無次元数 $z^* = z/D$

Fig. 4 Calculated magnetic field of solenoidal coil

を用いて評価し、その代表長さを加熱体内径 $D=0.01$ m とした。

(速度境界)

入口部：円管ポアズイユ流れ

壁面：滑りなし条件 ($\mathbf{u}=0$)

出口部：自然流出条件 ($\partial/\partial z=0$)

(温度境界)

入口部： $T = T_{IN} = 357.15$ K

壁面(加熱部 $z^*=50 \sim 60$): $T = T_w$

壁面(加熱部以外): 断熱条件 ($\partial T/\partial r=0$)

計算は軸対称を仮定し、中心部 $r^*=0$ において対称条件とした。

$$\frac{\partial}{\partial \theta} = 0 \cdots \cdots \cdots (14)$$

3・3 計算方法 計算における格子幅 r^* 方向に $\Delta r=0.01$ 、 z^* 方向に $\Delta z=0.25$ で一定とし、格子数は r^* 方向に関して 50 個、 z^* 方向に関して 400 個の格子点をとった。速度についてはスタッカード格子を用いた。

本研究における数値計算では式(7)～(9)を無次元化し、円筒座標系で離散化した後、SIMPLE法を用いて計算を行った。また離散化された支配方程式は、時間項を完全陰解法、拡散項を二次精度の中心差分、対流項を一次精度のハイブリッド法とした。

4. 結果および考察

単相流における磁場分布形状を変化させた場合の熱輸送特性および駆動力特性について数値解析を用いて検討を行った。

4・1 数値解析における評価項目 熱輸送特性を表す無次元パラメータとして、平均ヌッセルト数 $\overline{Nu}$ を以下のように定義した。

Fig. 5 Comparison between analytic and experimental results in heat transport characteristics

Fig. 6 Comparison of analytic and experimental values in pressure characteristics

$$\overline{Nu} = \int \left(\frac{\partial T^*}{\partial r^*} \right)_{r^*=0.5} dz^* \dots\dots\dots (15)$$

ここで

$$T^* = \frac{T - T_{IN}}{T_w - T_{IN}} \dots\dots\dots (16)$$

$$r^* = \frac{r}{D} \dots\dots\dots (17)$$

である。無次元化温度 T^* における代表温度は加熱部壁面温度 T_w であり、管路無次元化半径 r^* の代表長さは加熱体内径 $D=0.01$ m である。また、ソレノイドコイルのアスペクト比は

$$a_m = \frac{D_m}{L_m} \dots\dots\dots (18)$$

と定義し、 D_m はソレノイドコイル径、 L_m はソレノイドコイルの全長である。駆動力特性については、円筒座標系の中心軸における圧力を管断面の代表値とした。

4・2 数値解析の妥当性 数値解析の妥当性について検討を行うために、ソレノイドコイルのアスペクト比 a_m が 1 の場合に実験結果と数値解析の結果の比較・検討を行った。

Fig. 7 Heat transport characteristics for various aspect ratios

$Re=100$, $\Delta T=30$ K における熱輸送特性および駆動力特性の結果を代表として図 5, 6 に示す。ここで、図 5 の横軸は磁気圧数 R_p 、縦軸は平均ヌッセルト数 $\overline{Nu}$ を表す。図 5 に示すように、磁気圧数増加に伴い平均ヌッセルト数は、実験結果と数値解析結果が比較的良好一致を示した。図 6 の横軸は印加磁場強さ H_z 、縦軸は磁気力による圧力成分 ΔP_M を表す。図 6 においても、実験結果と数値解析結果は良好一致を示した。

これらの比較結果より、本研究で用いた数値解析は、実験に対し妥当な結果を与えることが確認された。次に、これら数値解析を用いて磁場の形状変化が熱輸送特性に与える影響を調べ最適条件について議論する。

4・3 ソレノイドコイルのアスペクト比と熱輸送特性の結果 $Re=100$, $\Delta T=50$ K, $a_m=0.5, 1.0, 2.0, 5.0$ における熱輸送特性の結果を代表として図 7 に示す。図 7 の横軸は磁気圧数 R_p 、縦軸は平均ヌッセルト数 $\overline{Nu}$ を表す。図 7 に示すように、磁気圧数の増加に伴い平均ヌッセルト数が増加するものの、ソレノイドコイルのアスペクト比の増加と平均ヌッセルト数の増加量には画一的な比例関係はなく、アスペクト比が 1.0 の場合に平均ヌッセルト数が最大になることが確認された。これにより、平均ヌッセルト数を最大にする最適な電磁石のアスペクト比が存在することが判明した。

4・4 ソレノイドコイルのアスペクト比と駆動力特性の結果 $Re=100$, $\Delta T=50$ K, $a_m=0.5, 1.0, 2.0, 5.0$ における駆動力特性の結果を代表として図 8 に示す。図 8 の横軸は電磁石中心印加磁場強さ H_z 、縦軸は磁気力による圧力成分 ΔP_M を表す。ソレノイドコイルのアスペクト比の増加に伴い磁気力による圧力が減少する傾向にあるものの、ソレノイドコイルの

Fig. 8 Pressure characteristics for various aspect ratios

アスペクト比と平均ヌセルト数の関係と同様に、電磁石のアスペクト比と磁気力による圧力の上昇の間には画一的な比例関係はなく、ソレノイドコイルのアスペクト比が1.0の場合に磁気力による圧力が最大になることが確認された。

そこで、本研究では4・3節および4・4節の原因を調査するために、次に示すソレノイドコイルの各アスペクト比における流れ場と温度場について考察を行った。

4・5 ソレノイドコイルのアスペクト比と流れ場および温度場 $Re=100$, $R_p=300$, $\Delta T=50$ K, $a_m=1.0, 5.0$ における流れ場および温度場をそれぞれ代表として図9, 10に示す。

図9, 10に示すように、全アスペクト比において、流れ場に湾曲が生じた。また、流れ場に湾曲が生じる場所に注目すると、ソレノイドコイルのアスペクト比の増加に伴い、磁場中心($z^*=50$)と流れ場に湾曲が生じた位置までの距離が増加することが確認された。これは磁性流体に働く磁気体積力により、管中心から管壁方向に力が働くための影響であると考えられる。そこで、磁気体積力の各成分(r, z 方向)に注目することとした。円筒座標系において、軸対称を考慮すると、 r 方向および z 方向の磁気体積力の成分は、式(1)より以下のように表せる。

$$f_r = \left(M_r \frac{\partial H_r}{\partial r} + M_z \frac{\partial H_r}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (19)$$

$$f_z = \left(M_r \frac{\partial H_z}{\partial r} + M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (20)$$

$Re=100$, $R_p=300$, $\Delta T=50$ K において $a_m=0.5, 1.0, 2.0, 5.0$ における円管内の磁性流体に働く r 方向および z 方向の磁気体積力を図11に示す。ここで、図11の横軸は無次元軸方向距離 z^* 、縦軸はそれぞれ磁気体積力を動圧で無次元化した $f_r/\rho U^2$, $f_z/\rho U^2$ を表す。

図11から推定されるように、ソレノイドコイルの

Fig. 9 Stream line and temperature field ($a_m=1.0$)

Fig. 10 Stream line and temperature field ($a_m=5.0$)

アスペクト比の増加に伴い、磁場中心($z^*=50$)から磁気体積力が作用する位置までの距離が増加したことが確認できる。これにより、ソレノイドコイルのアスペクト比の増加に伴い、流れ場に湾曲が生じた位置までの距離が増加したものと考えられる。

数値解析結果より、ソレノイドコイルのアスペクト比が1.0の場合に湾曲が本実験装置で設置している加熱部($z^*=50\sim60$)で発生することがわかった。そのため、流体による熱の輸送が大きくなり、平均ヌセルト数が他のアスペクト比に比べて大きくなるものと考えられる。また、ソレノイドコイルのアスペクト比が1.0より大きい場合では、ソレノイドコイルのアスペクト比の増加に伴い平均ヌセルト数が減少する理由として、流れ場に上述の湾曲が生じた位置が加熱部より下流側に移動となり、加熱部における熱伝達の促進が小さくなるためであると考えられる。

一方、図11より、磁場による磁気力の観点からは、磁場こう配の大きさの比較により、ソレノイドコイルのアスペクト比の増加に伴い磁気力による圧力が減少する傾向が見られるものの、前述の熱輸送がソレノイドコイルのアスペクト比が1.0の場合に最大になる。

Fig. 11 Magnetic body force

したがって、ソレノイドコイルのアスペクト比が1.0の場合に駆動部にあたるテストセクションにおいて上流と下流の温度差が最大になり、温度による磁気体積力の差が最大となる。そのため、ソレノイドコイルのアスペクト比が0.5と1.0においては、大きな差はないものの、アスペクト比が1.0の場合に磁気力が最大になるものと考えられる。

本研究の結果、管半径方向の磁場形状が流れや熱輸送に及ぼす影響は無視できず、熱輸送能力や駆動力に影響を与える知見を得た。すなわち、熱輸送能力や駆動力を最適にする磁石あるいは電磁石のアスペクト比が存在することがわかった。ソレノイド形コイルの場合、最大磁場より下流域を加熱した条件において、アスペクト比は1.0において最適値を与えることが判明した。

5. 結 言

磁性流体を用いた熱輸送装置の熱輸送特性に関する

研究において、得られた結果を検討した結果、以下の結論を得た。

(1) 平均ヌッセルト数および磁気駆動力を表す磁気力による圧力成分(圧力差)に関して、ソレノイドコイルのアスペクト比 a_m が1.0の場合で行った実験結果と数値計算結果は良好な一致を示した。

(2) 数値解析によりソレノイドコイルのアスペクト比が1.0の場合に平均ヌッセルト数が最大となる結果を得た。

(3) 数値解析によりソレノイドコイルのアスペクト比が1.0の場合に駆動力が磁気力による圧力差が最大となる結果を得た。

(4) 印加磁場がソレノイドコイルによる場合、管半径方向の磁場分布が無視できないことが計算より明らかになった。特に、ソレノイドコイルのアスペクト比が1.0の場合には、流れの湾曲が加熱部で生じるため平均ヌッセルト数ならびに磁気力による圧力も最大となるという知見を得た。

以上より、加熱領域を電磁石中心部から下流側にとった場合、磁性流体を用いたエネルギー変換装置や熱輸送装置を実現するうえで、熱輸送能力や駆動力を最適にする磁石または電磁石のアスペクト比が存在し、ソレノイド形コイルではアスペクト比が1.0であるという結論を得た。

本研究の遂行には、文部省科学研究費(基盤研究C)の補助を得た。

文 献

- (1) Resler, E. L. and Rosensweig, R. E., Magnetocaloric Power, *AIAA Journal*, Vol. 2, No. 8 (1964), pp. 1418-1422.
- (2) Popplewell, J. et al., The Long Term Stability of Magnetic Liquids for Energy Conversion Devices, *Energy Conversion*, Vol. 16 (1977), pp. 133-138.
- (3) Shuchi, S. et al., Flow Boiling Heat Transfer Characteristics of a Binary Mixed Magnetic Fluid, *Transactions of the JSME. B*, Vol. 70, No. 693 (2004), pp. 1186-1191.
- (4) Kamiyama, S. and Inoue, S., A Study on the Two-Phase Flow Characteristics of a Magnetic Fluid, *Transactions of the JSME. B*, Vol. 54, No. 497 (1988), pp. 80-86.
- (5) Kamiyama, S. et al., Boiling Two-Phase Flow Characteristics of a Magnetic Fluid in a Nonuniform Magnetic Field, *Transactions of the JSME. B*, Vol. 57, No. 537 (1991), pp. 1617-1622.
- (6) Ishimoto, J. et al., Basic Study on an Energy Conversion System Using Gas-Liquid Two-Phase Flows of Magnetic Fluid, *Transactions of the JSME. B*, Vol. 59, No. 566 (1993), pp. 3071-3077.