

磁性流体を用いた熱輸送装置の圧力特性に関する研究

山口 博司, 桑原 拓也, 大西 雅志

Pressure characteristic of the heat transport equipment using the magnetic fluid

Hiroshi YAMAGUCHI, Takuya KUWAHARA and Masashi OHNISHI

In the present study, we propose a method for realizing the thermo-magnetic cycle with a gas-liquid two-phase flow by boiling a binary mixture of temperature sensitive magnetic fluid (TSMF) with an organic liquid of n-hexane, which has a lower boiling point. The boiling point of the fluid was adjusted below the boiling point of TSMF. From results of experiment, it was found that with the two-phase flow, the driving force was highly enhanced by applying magnetic field, showing substantial decrease in spatial averaging magnetization by n-hexane gas bubbles. Owing to sufficient magnetic driving force, it was observed that a self-circulation state of the device is possible; yielding that the proposed binary mixture of TSMF enables to design the self-circulation heat transport system by utilization of two-phase flow, which can operate only with its own magnetic driving force provided from temperature difference.

Key Words : Gas-Liquid Two-Phase Flow, Binary Mixture, Temperature Sensitive Magnetic Fluid, Magnetic Driving Force, Self-Circulation

1. 緒言

感温性磁性流体を輸送媒体とした熱輸送装置を考える場合、感温磁化特性を利用するだけでは、有効な駆動力を得ることが出来ないということが報告されており、その駆動力を増加させる1つの手段として、磁場下での磁性流体に気相を混在させ、空間平均の磁化率を大きく変化させる方法(気液二相流の活用)が提案、研究⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾されている。これらの研究において、気泡の混入方法は、管内への圧縮空気の注入による方法と、磁性流体自身の加熱沸騰による方法がとられているものの、前者はエネルギー変換装置としてみた場合、余分なエネルギーを消費すると同時に、送り込んだ空気を回収する装置が必要であること、また、後者は磁性流体自身が加熱により変質(粒子の凝集・沈降)する可能性が高いという問題があり、同じ流体が加熱冷却を受けるようなサイクル(閉ループ循環系)の作動流体として応用するには至っていないのが現状である。

著者らは、先に磁性流体にその母液よりも低沸点の溶液を混合し、低沸点溶液を沸騰させることにより気液二相流を実現する方法を提案した⁽⁵⁾。この方法により上述した問題点を解決し、なおかつ従来よりも比較的低い温度領域で沸騰実験を行うことが可能となる。そこで、本研究では、部分加熱壁(壁温一定)を持つループ

循環系の装置を構築し、加熱部における低沸点溶液混合磁性流体の駆動力特性の調査を目的とするとともに、外部入力のない自己循環系熱輸送装置の構築の可能性を検討した。

主な記号

$a^{(i)}$: 単位体積あたりに存在する気液界面の面積 [1/m]
 D : 加熱体内径 [m]
 F_D : 気泡の受ける粘性抵抗 [N]
 F_{vm} : 仮想質量に作用する慣性力 [N]
 h_g : 気相のエンタルピー [J/kg]
 h_l : 液相のエンタルピー [J/kg]
 H_z : 軸方向磁場強度 [A/m]
 g : 重力加速度 [m/s^2]
 L : 加熱長さ [m]
 M : 磁化 [T]
 P' : 流体自身の自重による圧力差を引いた入口からの上昇圧力 [Pa]
 Q_w : 壁面からの入熱量 [W/m^3]
 \bar{r} : 気泡の平均半径 [m]
 Re : レイノルズ数 [-]
 T_w : 加熱体内壁面温度 [K]
 v_g : 気相の速度 [m/s]
 v_l : 液相の速度 [m/s]

- z : 軸方向距離 [m]
- : ボイド率 [-]
- : 気相または液相の発生率 [$\text{kg}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$]
- ΔP_D : 駆動力による圧力成分 [Pa]
- ΔP_M : 磁気力による圧力成分 [Pa]
- ρ_g : 気相の密度 [kg/m^3]
- ρ_l : 液相の密度 [kg/m^3]

上付き添字

- (i) : 界面

2. 実験

2.1 実験装置

実験装置は、経路内径が0.01 [m]、経路長さ約5 [m]の銅製円管からなる閉ループ構造である。装置概略図を図1に示す。経路中に、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。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、鉛直円管の下方から上方へと流れる垂直上昇流である。実験を行う際には、各実験条件下において加熱体内壁面温度と流量を所定の値に設定し、加熱部入口温度が設定温度になるよう、予熱ヒータおよび恒温槽で調節を行った。また圧力変換器で流路内の圧力を測定し、各実験条件下において常に一定の圧力を保持するよう配慮した。

本研究における熱輸送装置の動作原理を図2に示す。本研究では、鉛直円管内を流れる磁性流体に部分的に円管壁面からの等温加熱、および管軸と平行な方向に非一様磁場を印加した。すなわち加熱領域に流入した磁性流体は、壁面からの加熱により温度が上昇し、磁場強さが最大の位置(図2より、加熱領域入口、 $z=0.0$ [m])より下流側の流体温度が高温になる。これにより、鉛直上向き(上流から下流方向へ)の駆動力が得られる。さらに流体を沸騰させることを考え、加熱部入口温度を低沸点溶液混合磁性流体の気泡混入開始温度に設定した。

2.2 供試流体

本研究で使用した流体は、感温性磁性流体(タイホー工業製:フェリコロイド TS-50K)および TS-50K とヘキサン(和光純薬製:n-ヘキサン)の混合溶液である。TS-50K 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、比較的低い温度領域において強い感温磁化特性を有するため、本実験の供試流体として適当であると考えられる。

さらに本研究では、磁性流体の沸騰二相流を実現する方法として、磁性流体そのものを直接加熱沸騰する

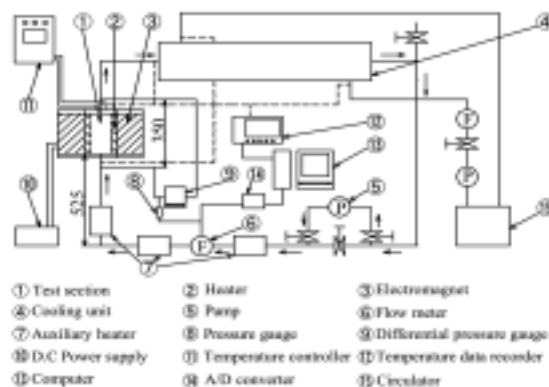


Fig. 1 Schematic of the experimental apparatus

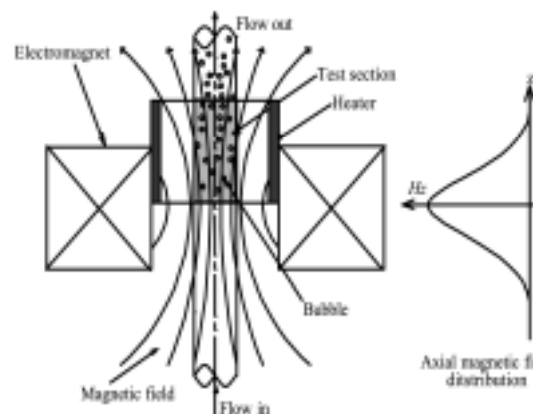


Fig. 2 Working principle of the device

のではなく、磁性流体に低沸点の溶液を混合し、その低沸点成分を沸騰させることで、沸騰二相流を実現させるものとした。そのため、磁性流体の母液であるケロシンよりも低沸点のヘキサンを混合溶液として選定した。混合率は重量パーセント濃度で表し、磁性流体の持つ磁気特性を大きく失うことなく、比較的低い温度でも沸騰が可能となるよう考慮して、TS-50K を 80 [Wt%]とヘキサンを 20 [Wt%]混合した溶液を使用した。以後これを非共沸混合磁性流体と呼称する。

2.3 駆動力特性

駆動力評価を行うために図1に示す加熱体中央から ± 0.175 [m]の位置に圧力測定孔を設けた。加熱部上流側の圧力を P_1 [Pa]、下流側の圧力を P_2 [Pa]とし、加熱部の差圧を次式で定義する。

$$P = P_1 - P_2 \tag{1}$$

ここで差圧 P [Pa]の負の方向の増大は、流体駆動効果があることを意味する。また、圧力特性を評価するパラメータとして駆動力 P_D [Pa]を導入した。これは無磁場のときの圧力損失 P_L [Pa]、気泡混入および流体の浮力による圧力成分 P_T [Pa] および磁気力による圧力

成分 P_M [Pa]の和として、以下の式で表されるものとする。

$$\Delta P_D = \Delta P_L + \Delta P_T + \Delta P_M \quad (2)$$

2.4 実験条件

テストセクション部における管内径の影響を検討するため、加熱体内径 D を 0.01, 0.015, 0.02 [m]とし、流動条件は Re 数を $Re = 50, 100$ (TS-50K・単相流)、および $Re = 180, 270, 540$ (非共沸混合磁性流体・二相流) として比較を行った。また本実験装置において、加熱体入口温度および内壁面温度を変化させて非共沸混合磁性流体の沸点を測定したところ、327 [K]付近で気泡が発生したため、この温度を非共沸混合磁性流体の沸点とみなし、加熱体入口温度とした。本実験で使用する磁性流体 (TS-50K) は、393 [K]付近で磁性流体のベース液であるケロシンから白煙を生じ、磁性流体が変質する可能性が高い。本実験ではこのことを考慮に入れて、加熱体内壁面温度を 357, 377 [K]とし、実験を行った。

磁場条件は、磁場を印加した場合の圧力変化が磁性流体の磁化と印加磁場強さの積として表される⁽⁶⁾ため、印加磁場強さをパラメータとし、 $H_z = 0 \sim 1.63 \times 10^5$ [A/m]の範囲で実験を行った。

3. 数値解析

3.1 基礎方程式系

本研究で対象とする単相流および二相流に対して、流体に作用する駆動力上昇に寄与する因子を調べるため、軸方向の圧力変化に関して一次元解析を行った。解析モデルは図2に示す動作原理および実験条件に対応させたものである。二流体モデルに基づいた一次元沸騰二相流を支配する式は以下のように記述できる^{(1)-(4),(7)}。

$$\frac{d}{dz} (\rho_g \alpha v_g) = \Gamma_g \quad , \quad \frac{d}{dz} (\rho_l (1-\alpha) v_l) = \Gamma_l \quad (3)$$

$$\rho_g \alpha v_g \frac{dv_g}{dz} + \rho_l (1-\alpha) v_l \frac{dv_l}{dz} = - \frac{dp_l}{dz} - (1-\alpha) \rho_l g + (1-\alpha) M \frac{dH_z}{dz} - \frac{32}{D^2} (\eta_g \alpha v_g + \eta_l (1-\alpha) v_l) \quad (4)$$

$$\frac{4}{3} \pi r^3 \rho_g v_g \frac{dv_g}{dz} = - \frac{4}{3} \pi r^3 \frac{dp_l}{dz} - \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_g g - F_D - F_{vm} \quad (5)$$

ここで式(3)は気相および液相の質量保存式、式(4)は磁気体積力を考慮した二相流全体の運動方程式である。また、式(5)は気相の運動方程式であり、 F_D は

気泡の受ける粘性抵抗、 F_{vm} は仮想質量に作用する慣性力である。さらに、気相および液相のエネルギー方程式はそれぞれ以下ようになる。

$$\frac{d}{dz} \left[\rho_g \alpha v_g \left(h_g + \frac{v_g^2}{2} \right) \right] = - \rho_g \alpha v_g g + \Gamma_g h_g + q_g^{(i)} a^{(i)} \quad (6)$$

$$\frac{d}{dz} \left[\rho_l (1-\alpha) v_l \left(h_l + \frac{v_l^2}{2} \right) \right] = - \rho_l (1-\alpha) v_l g + \Gamma_l h_l + q_l^{(i)} a^{(i)} - (1-\alpha) T_l \left(\frac{\partial M}{\partial T_l} \right)_H v_l \frac{dH_z}{dz} + Q_w \quad (7)$$

ここで、式(6)および式(7)における右辺第3項 q_g 、 q_l はエネルギー保存則における熱伝達によるエネルギー移動を表し、右辺第2項は相発生に基づくエンタルピーの輸送項を表す。また、式(7)の右辺第4項は磁気熱効果、第5項は外部から液相に伝わる熱量を表す。

3.2 基礎方程式系確立における仮定と補助方程式

以上の基礎方程式を導くに際して、本研究においては、参考文献⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾において用いられたものに加えて以下の仮定を設けた。

- (1) 磁化の強さを磁場と温度の関数として以下のように定義した。

$$M = \chi H_z \left(1 - \frac{T - T_0}{T_s - T_0} \right) \quad (8)$$

ここで χ は磁化率、 T_s はキュリー温度、 T_0 は磁化の代表温度 ($T_0 = 293.15$ [K]) である。

- (2) 数値計算で用いた軸方向の磁場分布を以下の式で定義する。この式は、本実験において使用する電磁石により生じる磁場に対する近似式である。

$$H_z = \frac{1}{2} H_{\max} \left[1 + \cos \left(\frac{\pi}{L} z \right) \right] \quad (9)$$

ここで図3に代表的な磁場形状として、電磁石中心軸に沿った軸方向磁場分布を示す。

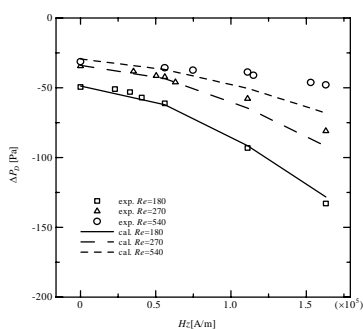
以上の仮定の下で、3.1節において示した方程式系をルンゲ・クッタ・ギル法により数値的に解くものとした。

4. 結果および考察

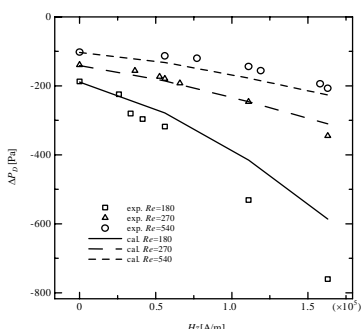
4.1 二相流の駆動力特性

図3(a), (b)に二相流における圧力特性の代表的な結果として $D = 0.01$ [m]の結果を示す。図の横軸は印加磁場強さ H_z [A/m]、縦軸は駆動力を表すパラメータ P_D [Pa]である。

図3(a), (b)に示すように、解析結果・実験結果ともすべての条件で、印加磁場強さ H_z の増加に伴い P_D が減少する傾向、すなわち昇圧効果が確認できる。またこの昇圧効果は、単相流の場合の昇圧効果よりもはる



(a) $T_w = 357$ [K]



(b) $T_w = 377$ [K]

Fig. 3 Pressure characteristics (two- phase flow)

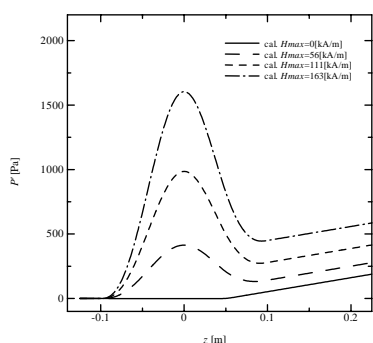


Fig. 4 Pressure distribution (Two- phase flow)

かに大きい．この理由としては，単相流における感温磁化特性に加えて，気泡が加熱部入口 ($z=0.0$ [m]) から混入することにより生じる下流側の空間平均磁化率の減少，および気泡が磁場領域から排除されようとする磁場排除効果が有効に働いたためであると考えられる．図 3 (a), (b)より, Re 数が同じ場合には内壁面温度の高い方が，内壁面温度が同じ場合には Re 数が低い方が，得られる昇圧効果が大きくなる．これは，下流側の流体の温度上昇が大きくなることと，発生する気泡の増加に起因するものと考えられる．さらに，磁場印加により生じる昇圧効果が $T_w = 377$ [K]の時に顕著に増加するのは，磁場排除効果の影響が増大するためと

考えられる．すなわち，磁場印加に伴い壁面付近の磁場強度が増加し，壁面からの気泡の離脱量が増加する．離脱した気泡は磁場排除効果により，磁場強度の強い加熱壁面部から加熱体中央部へ，さらに加熱体内から加熱体外へと向かう力を受ける．この結果，気泡の運動に伴う昇圧効果が得られるものと考えられる．このことを考慮すると，図 3 (b)の $Re = 180$ において，高磁場領域で解析結果と実験結果とに定量的な差異が認められる要因は，磁場印加に伴い壁面からの気泡の離脱が促進され，離脱した気泡が三次元的な運動をするため，高磁場領域においては，本研究で行った一次元解析と定性的な一致は示すものの，定量的な一致までは得られなかったものと考えられる．

ここで，磁場印加による管内圧力分布の変化を調べるため，図 3 (a)に代表例として単相流, $D = 0.01$ [m], $Re = 50$, $T_w = 377$ [K]のものを，図 3 (b)に二相流, $D = 0.01$ [m], $Re = 180$, $T_w = 377$ [K]のときの解析結果をそれぞれ示す．図 4の横軸は軸方向距離 z [m] 縦軸は z における流体自身の自重による圧力差を引いた，入口からの圧力上昇 P [Pa]である．図 4より，非共沸混合磁性流体を用いた場合には，ヘキサンの混合により磁化が減少するため，流体に作用する磁気力は磁性流体単相時よりも減少するものの，加熱体出口付近で値が正となることより，磁場印加による昇圧効果が確認できる．この昇圧効果は印加磁場の増加に伴い，増加する傾向がある．さらに無磁場時でも気泡混入により，流体に気液の密度差により生じる気泡ポンプ効果が働き，昇圧することが確認できる．これは図 3 (a), (b)に示す実験結果において，無磁場時である $H_z = 0$ [A/m]でも値が負となることに対応する．

4.2 自己循環実験

本実験装置において，感温性磁性流体の性質を利用して，磁場の印加により生じる駆動力のみを利用して流体を循環させる，自己循環可能な熱輸送装置としての評価を行うための実験を行った．図 1 に示すように，自己循環実験ではまず流体駆動用ポンプ を用いて流体を循環させた状態で最大磁場強さを印加し，その後ポンプをバイパスして，磁場の作用域を作動流体の駆動部として自己循環を開始した．なお測定は，自己循環への切り替えによる流れ場および温度場の変動が十分に小さくなった状態(定常状態)において行った．

始めに，単相流における自己循環能力を調べた結果，単相流においては，すべての条件において自己循環しないことを確認した．この結果からも，感温磁化特性のみでは有効な駆動力が得られないことが分かる．次

参考文献

- (1) 神山新一・井上聡, 機論, **54**-497, (1988), 80-86
- (2) 神山新一・神谷卓伸・伊豆弘樹, 機論, **57**-537, (1991), 93-98
- (3) 石本淳・大久保雅章・西山秀哉・神山新一, 機論, **59**-566, (1993), 137-143
- (4) 石本淳・大久保雅章・神山新一, 機論, **61**-581, (1995), 157-165, (1995),
- (5) 山口博司・須知成光・酒谷孝次, 2002年度日本機械学会年次大会公演論文集, **3**, (2002), 28
- (6) 神山新一, 磁性流体入門, (1989), 62, 産業
- (7) 日本流体学会, 混相流体の力学, (1996), 70-72, 朝倉
- (8) 須知成光・山口博司, 機論, **68**-668, (2002), 101-107

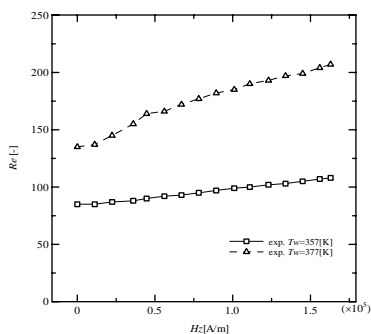


Fig. 5 Self-circulation result

に本研究で提案した非共沸混合磁性流体を用いて自己循環実験を行った．代表的結果を図 5 に示す．実験条件は，代表例としてポンプ駆動時において昇圧効果が最大を記録した管内径 D が 0.01 [m] のものを示す．図 3 より，印加磁場の増加に伴い，流量が増加することが確認できる．例えば，内壁面温度が 377 [K] の時，無磁場時に比べて磁場印加により Re 数は約 150% 向上することが確認できる．この結果から，本実験で提案した非共沸混合磁性流体を用いることで，自己循環可能でかつ長時間に渡って安定した連続運転が可能な熱輸送装置を構築することが可能であることが示された．

5. 結言

本研究において，得られた結果を検討した結果，以下の結論を得た．

- (1) 本研究で提案した非共沸混合磁性流体は，磁性流体の持つ性能を大きく失うことなく，比較的低い温度でも沸騰実験が可能であることを確認し，この流体により長時間に渡って加熱・冷却できる閉ループ構造の熱輸送装置の構築の可能性が示された．
- (2) 二相流において最大磁場強さが加熱体入口の位置にある場合，磁場印加により昇圧効果があることを，実験・解析の両面から確認した．

謝辞

本研究は，文部科学省学術フロンティア推進事業「次世代ゼロエミッション・エネルギー変換システム（同志社大学）」の支援を受けた．ここに記して謝意を表する．

