研究論文

1163. 磁場増加区間の液体金属磁性流体流れにおける
流体駆動力の生成藤里 淳史^{1,*†}, 熊丸 博滋¹, 瓶子 直矢², 大角 友一², 伊藤 和宏¹*Generation of Fluid Driving Force in Liquid-Metal Magnetic Fluid Flowing in Increasing Magnetic Field*

Atsushi FUJISATO, Hiroshige KUMAMARU, Naoya HEISHI, Tomokazu OKADO and Kazuhiro ITOH

Three-dimensional numerical calculations have been performed on the generation of fluid driving force in liquid-metal magnetic fluid (liquid-metal including ferromagnetic particles) and water magnetic fluid (water including ferromagnetic particles) flowing in an increasing magnetic field. It has become clear from the calculations that the liquid-metal magnetic fluid including ferromagnetic particles with volume concentrations greater than 0.001 can produce the magnetic force which overcomes the Lorentz force and thus can generate the fluid driving force. Next, experiments have been performed using water magnetic fluid. These experimental results by the authors and others in literatures are compared with numerical results obtained by the present calculations. It has been proved that the present numerical calculations can predict nearly the pressure increase observed in the experiments if the magnetization of the magnetic fluid is given exactly.

KEYWORDS: liquid metal, ferromagnetic particles, magnetic fluid, magnetic force, Lorentz force, three-dimensional, numerical calculation, magnetization, magnetic susceptibility, volume concentration, pressure rise

I. 緒 言

現在, 設計検討が行われている核融合炉では, 炉心の周りにあるブランケットで発生した熱を冷却材で輸送し, 蒸気発生器を介して蒸気を作り, 蒸気タービンサイクルによって電気を発生する。核融合炉動力炉のブランケットの冷却方法として, 高圧水, 高圧ヘリウムガス, 液体金属等による方式が提案されているが, 液体金属リチウムは, トリチウム増殖材を兼ねることができ, 熱容量が大きく, 低圧で十分な熱輸送ができるなどの点で優れている¹⁾。

しかし, 導電性流体である液体金属を冷却材とした場合, ブランケット内では炉心プラズマ閉じ込め用の強磁場の存在により, 電磁流体力学的 (Magnetohydrodynamic; MHD) 効果のためローレンツ力が流れと逆向きに作用し, 必要となるポンプ動力が大きくなるという問題がある。

Fig. 1 のような磁場勾配を有する磁場区間に液体金属磁性流体 (液体金属に強磁性微粒子を分散させたもの) を流すとする。磁場入口増加区間では, 液体金属に作用するローレンツ力により流動抵抗が生じるが, 強磁性微粒子に作用する磁気力により, ローレンツ力を十分に上回る流体駆

動力が発生すると考えられている^{2~4)}。また, 磁場出口減少区間では, 流れと逆向きに磁気力が働くが, 流体を加熱しキュリー点温度以上にすることにより, この逆向きの磁気力は働かなくすることができる^{2,4)}。以上のことから,

Fig. 1 Fluid driving system

¹ 姫路工業大学大学院工学研究科 (Graduate School of Eng., Himeji Inst. Technol.)

² 姫路工業大学工学部 (Fac. of Eng., Himeji Inst. Technol.)
(2003年 5月14日 受理; 2003年 9月5日 査読通過)

* 著者連絡先: Tel. 06-6879-7881, Fax. 06-6879-7883,
E-mail: fujisato@ef.eie.eng.osaka-u.ac.jp

† 現在, 大阪大学工学研究科 (Graduate School of Eng., Osaka Univ.)

機械的なポンプなしに流体を流すことができ、これは核融合炉ブランケットの冷却へも適用できると考えられる。

このような応用を考えて、本研究では、まず、磁場増加区間の液体金属磁性流体流れについて3次元数値解析を行い、ローレンツ力および磁気力を評価し、流れに沿った圧力上昇を求める。なお、著者らは、すでに、磁場入口増加区間における液体金属のみの流れについて3次元数値解析を行い、3次元分布をもつローレンツ力を求めるためには、3次元解析を行うことが不可欠であることを示した⁵⁾。本研究では、次に、水磁性流体(水に強磁性微粒子を分散させたもの)流れについて3次元数値解析を行い、磁気力を評価し流れに沿った圧力上昇を求める。さらに、液体金属磁性流体を模擬して水磁性流体による実験を行うとともに、この著者らの実験および文献に記されている実験⁴⁾を対象とした3次元数値解析を行い、結果を比較する。

なお、本研究では、対称関係を明確にするため液体金属磁性流体および水磁性流体という名称を用いているが、一般にはそれぞれ導電性磁性流体および水ベース磁性流体という用語が用いられる場合が多い。

II. 基礎方程式

Fig. 2 は流れ場と電磁場の相互作用を模式的に示している。Fig. 2 のように、印加磁場 $B_0 (= \mu H_0)$ 中を液体金属が流速 v で流れると、流体中に電流(誘導電流 j)が誘起される。ここで、 μ : 流体の透磁率(印加磁場によらず一定とする)、 H_0 : 印加磁場の強さである。誘起された電流と印加磁場によって流体の流れと逆向きにローレンツ力 $(= j \times B_0)$ が発生し、流れの抵抗となる。しかし、強磁性微粒子を添加すると磁場勾配に比例して流速と同じ向きに、磁気力 $(= \mu_0 M \nabla H_0)$ が発生する。ここで、 μ_0 : 真空の透磁率、 M : (磁性流体の)磁化の強さである。流体が水の場合は、ローレンツ力は作用せず磁気力のみが作用する。

Fig. 2 Magnetic force and Lorentz force

Fig. 3 に、解析モデルを示す。 z 軸方向に流体(液体金属あるいは水磁性流体)を速度 v で流し、 y 軸方向に外部磁場 B_0 を印加する。管路の断面積は $2a \times 2b$ とする。 $0 \sim z_1$ 間は磁場なし区間、 $z_1 \sim z_2$ は磁場増加区間、 $z_2 \sim z_0$ は磁場一定区間となっている。実際の数値解析では、対称関係を利用して管路断面を4分割して、 x および y がともに正の領域、すなわち第1象限のみを対象とした。

電磁流体力学および磁性流体力学の支配方程式は流れ場と電磁場を規定する方程式からなる。運動方程式は、通常の式に、電磁流体についてはローレンツ力項を加え、磁性流体については磁気力項を加える。また、電磁流体を解析する場合には、マクスウェルの式とオームの式から導かれる誘導方程式を用いる。したがって、以下に示す連続の式、ローレンツ項と磁気力項を追加した運動方程式および誘導方程式の3つの微分方程式を解く必要がある。なお、ローレンツ力項および誘導方程式は、誘導電流により誘起される誘導磁場 B (Fig. 2 参照) を未知数として表現されている^{2,5)}。

$$\nabla \cdot v = 0 \quad (1)$$

$$\rho \left[\frac{\partial v}{\partial t} + (v \cdot \nabla) v \right] = -\nabla p + \eta \nabla^2 v + \frac{1}{\mu} (\nabla \times B) \times B_0 + \mu_0 M \nabla H_0 \quad (2)$$

Fig. 3 Calculation model

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) + \frac{1}{\sigma \mu} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (3)$$

ここで, $\mathbf{v} = (u, v, w)$: 流速

$\mathbf{B} = (A, B, C)$: 誘導磁場

$\mathbf{B}_0 = (0, B_0, 0)$: 印加磁場

$\mathbf{M} (= \chi_m \mathbf{B}_0 / \mu)$: 磁性流体の磁化の強さ

$\mathbf{H}_0 (= \mathbf{B}_0 / \mu)$: 印加磁場の強さ

ρ : 流体の密度

η : 流体の粘度

σ : 流体の導電率

χ_m : 磁性流体の磁化率 ($\propto \Phi$: 強磁性微粒子の体積濃度)

誘導磁場 $\mathbf{B}$ は外部印加磁場 $\mathbf{B}_0$ に比べて十分に小さいため, (2) 式および (3) 式において, $\mathbf{B}_0 + \mathbf{B}$ となるところは $\mathbf{B}_0$ とした。また, 磁性流体についての $\mathbf{M}$ および χ_m は, 飽和磁化を考慮して, 強磁性微粒子についての値と強磁性微粒子の体積濃度 Φ の積として求めた。

なお, 外部印加磁場は y 成分のみをもつと仮定した。しかし, 磁場入口部では一般に y 成分以外に z 成分および x 成分をもつと考えられるため, それらが大きくなる場合にはそれらを考慮して数値解析を行う必要がある。

次に, 境界条件に関しては, 流速については, $z=0$ で流速固定の流入境界条件, $z=z_0$ で圧力固定の流出境界条件, $y=a, x=b$ で壁面境界条件, $y=0, x=0$ で対称境界条件を与えた。誘導磁場については, $z=0$ でゼロ, $z=z_0$ で変化なし, $y=a, x=b$ でゼロ (絶縁壁), $y=0, x=0$ で対称条件を与えた。誘導磁場についての対称条件は, 全領域を対象とした計算を行って確認したものであり, 符号反転で対称となる成分もある⁵⁾。

上述のように, 壁は絶縁壁とした。磁場内発達区間では, 導電性壁の場合には, 誘導電流が壁内にも流れるため, ローレンツ力による圧力損失は絶縁壁の場合より大きくなる。しかし, 磁場入口部については, 導電性壁の場合でも, 誘導電流は主に流体内を流れるためローレンツ力による圧力損失は絶縁壁の場合とあまり変わらないと考えられている⁶⁾。壁が導電性壁である場合については今後計算を行っていく予定である。

数値計算を行う前に, 代表長さ a (印加磁場方向の管路幅/2), 代表速度 $\bar{w}$ (z 軸方向の平均速度) などを用いて, 基礎方程式の無次元化を行う⁵⁾。無次元化を行うと, レイノルズ数 ($Re = \rho \bar{w} d / \eta$), ハルトマン数 ($Ha = B_0 a \sqrt{\sigma / \eta}$), 磁気レイノルズ数 ($Rm = \bar{w} a \sigma \mu$) および磁気圧数 ($Rp = \mu H_0 / \rho \bar{w}^2 = Ha^2 / Re Rm$) が現れる。ただし, これら 4 つの無次元数のうち独立なものは 3 つである。無次元化すると基礎方程式は以下ようになる。

$$\nabla \cdot \mathbf{v}^* = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}^*}{\partial t^*} + (\mathbf{v}^* \cdot \nabla) \mathbf{v}^* = -\nabla p^* + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{v}^* + \frac{1}{Re} (\mathbf{v}^* \times \mathbf{B}^*)$$

$$\times \mathbf{H} \mathbf{a} + \frac{\chi_m}{1 + \chi_m} \frac{1}{Re Rm} \mathbf{H} \mathbf{a} \cdot \nabla \mathbf{H} \mathbf{a} \quad (5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}^*}{\partial t^*} = \frac{1}{Rm(1 + \chi_m)} \nabla \times (\mathbf{v}^* \times \mathbf{H} \mathbf{a}) + \frac{1}{Rm(1 + \chi_m)} \nabla^2 \mathbf{B}^* \quad (6)$$

*は無次元変数を表すが, 以下では簡略化のため*を省略する。

離散化は有限差分法により行い, 計算手順は MAC 法に従い, 計算領域を $10 \times 10 \times 20$ 分割した格子により数値解析を実施した。

III. 液体金属/水磁性流体についての数値計算

1. 液体金属磁性流体

(1) 圧力変化

液体金属磁性流体について, $\beta (= b/a) = 1$, $z_1 = 10$, $z_2 = 20$, $z_0 = 30$, $Ha = 100$, $Re = 1,000$ および $Rm = 0.001$ ($Rp = Ha^2 / Re Rm = 10,000$), 並びに $\chi_m = 0, 0.0001, 0.001, 0.01, 0.1$ ($\Phi = 0, 0.00005, 0.0005, 0.005, 0.05$) の場合について数値計算を行った。Fig. 4(a) に液体金属のみ ($\chi_m = 0$) と $\chi_m = 0.0001, 0.001$ の場合について, 入口圧力を 0 として z 軸に沿った圧力変化を示す。液体金属のみの流れでは, 磁場なし区間 ($z = 0 \sim 10$) では管摩擦による僅かな圧力損失が生じ, 磁場増加区間 ($z = 10 \sim 20$) では一たんローレンツ力が流速と同じ方向に働くため圧力が上昇するが, その下流では, 流速と逆向きの大きなローレンツ力が発生し大きな圧力損失が生じ, さらに, 磁場一定区間 ($z = 20 \sim 30$) では一定のローレンツ力が発生し一定の圧力損失が生じている ((3) 誘導電流の項を参照のこと)。

強磁性微粒子を添加した $\chi_m = 0.0001, 0.001$ では, 磁場なし区間では管摩擦損失により僅かな圧力損失が生じ, 磁場増加区間ではローレンツ力が発生するが, 強磁性微粒子を添加することにより磁場勾配に比例した磁気力が発生し, 圧力上昇が得られる。磁場一定区間では印加磁場が一定に印加されているため, 一定のローレンツ力が発生し一定の圧力損失が生じるが, 磁場勾配に比例して生じる磁気力は発生しない。 $\chi_m = 0.001$ のとき, 磁場増加区間におけるローレンツ力と磁気力がほぼ等しいことがわかる。

また, Fig. 4(b) は, $\chi_m = 0.01, 0.1$ の場合について z 軸に沿った圧力変化を示す。図より, $\chi_m = 0.01, 0.1$ の場合は, $\chi_m = 0.001$ の場合よりも磁気力による大きな圧力上昇を得ることができ, ローレンツ力による圧力損失は無視できることがわかる。

(2) 流速分布

Fig. 5, 6 および 7 に, $\chi_m = 0.001$ の場合について, それぞれ磁場なし区間 ($z = 0 \sim 10$), 磁場増加区間 ($z = 15$) および磁場一定区間 ($z = 20 \sim 30$) の流速 w (z 方向成分) の分布を示す。なお, $\chi_m = 0, 0.0001, 0.001, 0.01, 0.1$ の場合について流速分布の有意な差はない。これは, 誘導電流の 3 次元分布によりローレンツ力は 3 次元分布をもつが⁵⁾,

(a) For $\chi_m = 0, 0.0001, 0.001$ (b) For $\chi_m = 0.01, 0.1$

Fig. 4 Pressure change for liquid-metal magnetic fluid

Fig. 5 Velocity distribution at $z=0-10$ Fig. 6 Velocity distribution at $z=15$

磁気力は z の値にのみ依存する (同じ z の x - y 断面内では同じ磁気力となる) ためと考えられる。

Fig. 5 に示すように、磁場なし区間においては、流速分布は中心付近で流速が最大約 2 である通常の層流分布を示す。

Fig. 6 に示すように、磁場増加区間の $z=15$ においては、流速分布は中心付近の速度が約 1.2 に減少していることがわかる。この区間では、 y 軸方向に印加磁場が作用しているため、壁面近傍を除き流れと逆方向に大きなローレンツ力が作用し最大流速が低下する。磁場増加区間では Fig. 5 の分布より Fig. 7 の分布へ次第に変化していく。

ソツ力が作用し最大流速が低下する。

Fig. 7 に示すように、磁場一定区間では、中心付近で流速が約 1.1 に減少していることがわかる。この区間では y 軸方向により大きな印加磁場が作用しているため、壁面近傍を除き流れと逆方向により大きなローレンツ力が作用し最大流速が低下する。磁場増加区間では Fig. 5 の分布より Fig. 7 の分布へ次第に変化していく。

(3) 誘導電流分布

Fig. 8 に、 $\chi_m = 0.001$ の場合について、 $y = 0.82$ にお

Fig. 7 Velocity distribution at $z=20-30$ Fig. 8 Induced current distribution in $x-z$ plane at $y=0.82$

る $x-z$ 断面についての誘導電流分布を示す。図中の j_x および j_z はそれぞれ x 軸方向および z 軸方向の大きさを示す。なお、流速分布と同様に、 $\chi_m = 0, 0.0001, 0.001, 0.01, 0.1$ の場合について誘導電流分布の有意な差はない。

磁場なし区間 ($z=0\sim10$) では、誘導電流はほとんど流れずローレンツ力は作用しない。磁場一定区間 ($z=20\sim30$) では、誘導電流は x 軸の負方向に流れ、 $x=-1\rightarrow y=1$ (あるいは $y=-1\rightarrow x=1$) の壁面近くの流速 0 の領域に戻る $x-y$ 平面内のループを形成する。 z 軸に沿っては、ほぼ一定の誘導電流が x 軸マイナス方向に発生するため、一定のローレンツ力が発生し、一定の圧力損失が発生する。磁

場増加区間 ($z=10\sim20$) では、 $z\sim20$ では誘導電流が x 軸負方向に発生し、 $z\sim10$ では x 軸正方向に流れるループを形成する。これは、壁面近くの流速 0 の領域より、印加磁場の小さい上流側の電気抵抗が小さいためである。したがって、磁場増加区間の誘導電流は磁場一定区間より大きくなり、ローレンツ力も大きくなる。また、 $z\sim10$ では逆向き、すなわち流れ方向へローレンツ力が働く。以上により、Fig. 4(a), (b) の圧力変化、特に、磁気力の作用しない $\chi_m=0$ の場合についての圧力変化を説明することができる⁵⁾。

2. 水磁性流体

水磁性流体について、 $\beta (=b/a)=1$, $z_1=10$, $z_2=20$, $z_0=30$, $Ha=0.34\times 10^{-3}$, $Re=1,000$, $Rm=11\times 10^{-15}$ ($Rp=Ha^2/ReRm=10,000$), 並びに $\chi_m=0, 0.0001, 0.001, 0.01, 0.1$ ($\Phi=0, 0.00005, 0.0005, 0.005, 0.05$) の場合について数値計算を行った。水磁性流体の場合、水は非導電性であるため誘導電流、したがってローレンツ力は発生しない。Fig. 9(a) に、 $\chi_m=0, 0.0001, 0.001$ の場合について z 軸に沿った圧力変化を示す。水のみ ($\chi_m=0$) の流れでは、すべての区間で管摩擦による僅かな圧力損失のみが見られる。 $\chi_m=0.0001, 0.001$ では、磁場なし区間 ($z=0\sim10$) では管摩擦により圧力損失が生じる。磁場増加区間 $z=10\sim20$ では、磁場勾配に比例して磁気力が発生するため圧力上昇が得られる。また、磁場一定区間 ($z=20\sim30$) では、印加磁場が作用しているが、磁場勾配に比例して発生する磁気力は生じない。

Fig. 9(b) に、 $\chi_m=0.01, 0.1$ の場合について z 軸に沿った圧力変化を示す。 $\chi_m=0.01, 0.1$ の場合には、 $\chi_m=0.001$ の場合よりも大きな磁気力を得ることができることがわかる。

水磁性流体の場合、ローレンツ力が作用せず、磁気力は同じ z について $x-y$ 断面内で同じ値をとるため、流速分布は z の値によらず通常の層流分布と同じ Fig. 5 の分布となる。

3. 液体金属磁性流体と水磁性流体の比較

(5) 式より明らかなように、磁性流体の磁化率 χ_m (強磁性微粒子の体積濃度 Φ に比例する) が同じ場合、運動方程式における磁気力項は磁気圧数 ($Rp=\mu H_0/\rho \bar{u}^2=Ha^2/ReRm$ =磁気圧/動圧) によって決まる。磁気圧数は、液体金属磁性流体と水磁性流体で合わせることができる。一方、ローレンツ力項は Ha/Re によって決まる。 Ha 数は液体金属磁性流体では大きい値を取り、水磁性流体では ~ 0 である。しかし、数値計算の結果より、磁化率 χ_m が 0.001 (体積濃度 Φ が 0.0005) より十分大きければ、ローレンツ力は磁気力に比べて無視できることが明らかとなった。したがって、磁化率 χ_m が 0.001 (体積濃度 Φ が 0.0005) より十分大きければ、圧力上昇については、液体金属磁性流

Fig. 9 Pressure change for water magnetic field

体と水磁性流体ではほぼ同じ結果が得られることがわかる。

4. 核融合炉への外挿

現時点では、数値計算には不安定性の問題があり、 Ha 数の大きな核融合炉条件についての計算を行うことはできない。しかし、Fig. 4およびFig. 9に示した数値計算結果から、強磁性微粒子の体積割合が0.0005以上で、磁気力が十分大きくローレンツ力が無視できる場合には、圧力上昇は磁気力項によって決まることがわかる。すなわち、無次元表示で $\Delta p \cong \chi_m (Ha^2 / ReRm) / 2$ により、有次元表示で $\Delta p \cong \chi_m (B_0^2 / \mu) / 2$ により近似的に計算できることがわかる。1/2倍となるのは、磁場増加区間の両端における勾配変化に伴う端末効果によるものと考えられる。Fig. 4(b)において、 $\chi_m = 0.1$, $Ha = 100$ ($B_0 = 1$ T), $Re = 1,000$, $Rm = 0.001$ のとき、上記の式を使用すると無次元で $\Delta p \cong 500$ と計算でき(ほぼ数値計算結果と一致)、有次元では圧力上昇20 kPaという評価になる。核融合炉条件では、 $\chi_m = 0.1$, $Ha = 10^4$ ($B_0 = 10$ T)とすると、 Re 数および Rm 数には無関係に、有次元の圧力上昇2 MPaという評価ができ、概念設計で期待されている値¹⁾を達成できる。

IV. 水磁性流体による実験および実験に対する数値計算

1. 実験装置

Fig. 10に実験装置の概略を示す。強磁性微粒子であるコバルト粉末(粒子径2 μm)を体積濃度 $\Phi = 0.0001 \sim 0.001$ で、界面活性剤を使用せず水に混合分散させたものを、水磁性流体として使用した。

実験装置は1)流体ループ、2)計測部および3)電磁石部よりなる。流体ループは、下部タンク、ポンプ、流量計、

Fig. 10 Experimental apparatus

助走区間流路、試験部流路、上部タンクおよび配管(ビニールチューブ)よりなる。助走区間(1 m)および試験部流路(1.3 m)は矩形流路断面(10 mm $\times$ 10 mm)でアクリル製である。試験部には、磁場印加区間とその前後に圧力測定孔が50 mm等間隔に18点設けられている。本研究では、磁場入口増加区間における磁気力による圧力上昇を測定するために、磁場入口区間の差圧を重点的に測定した。

計測部は差圧導圧管(ビニールチューブ)、コックおよびベローズ式微差圧計よりなる。また、電磁石部は電磁石お

よび電磁石用電源よりなる。電磁石の最大磁場(磁束密度)は1 Tである。

2. 実験方法

下部タンク内で、水10 lにコバルト粉末10, 50あるいは100 g(それぞれ体積濃度 $\phi=0.0001, 0.0005, 0.001$ に相当)を入れ混合分散させ、水磁性流体を作製する。ポンプにより、下部タンク～ポンプ～流量計～助走区間～試験部～上部タンク～下部タンクの流体ループに、水磁性流体を流す。

電磁石により磁場を印加し、流れが安定するまで水磁性流体を流し続ける。流れが安定したら、電磁石より十分上流の基準点からの差圧を、ベローズ式微差圧計により測定する。なお、磁場印加/非印加区間を横切る差圧導圧管内に水磁性流体が侵入すると、その部分でも磁気力が作用し正確な差圧が測定できない。そのため、水磁性流体を流す前に、差圧導圧管内には水を満たしておき、この時にゼロ点を調整する予備手順を取る。また、図には示されていないが、水磁性流体を流している時にも差圧導圧管に水を供給できるような配管(ビニールチューブ)を設けている。

3. 実験結果と数値計算の比較

Fig. 11 および 12 に、それぞれコバルト粒子の体積濃度 $\phi=0.001$ および0.0005の場合について、実験の結果と実験を対象とした数値計算の結果を示す。流量は $Q=2.0$ l/min($w=0.34$ m/s, $Re=1,700$)、印加磁場は0 T～1 Tである。なお、数値計算では、コバルトの飽和磁化1.76 Tにコバルト粒子の体積濃度を掛けたものが水磁性流体の磁化の強さ M 、それに対応して求める値を無次元化後の磁化率 χ_m とした。

入口からの距離が0～0.1 mは磁場なし区間である。この区間では、磁場が印加されていないために、実験および数値計算とも管摩擦による微小な圧力損失が見られる。実験の圧力損失が数値計算より大きいのは、固液二相流としての管摩擦圧力損失の影響が現れているためと考えられる。

0.1～0.2 mは磁場増加区間である。この区間では、強磁性微粒子を添加したことにより、実験および数値計算とも圧力上昇が生じている。強磁性微粒子の体積濃度および印加磁場が大きいほど、圧力上昇が大きくなることからわかる。計算では0.2 mの位置で圧力が最も高くなっているが、実験では約0.3 mの位置で圧力が最も高くなっている。これは、強磁性微粒子に発生する磁気モーメントが一方にそろうには、実験で使った $2\mu\text{m}$ 程度の微粒子の場合には時間を要するためと考えられる⁷⁾。また、最大圧力についても、計算値より実験値は小さい値となっている。これも、計算では、前述のように、強磁性微粒子の飽和磁化に強磁性微粒子の体積濃度を掛けたものが水磁性流体の磁化の強さとしたが、実際の水磁性流体としての磁化はその値より小さくなるためと考えられる⁴⁾。

Fig. 11 Pressure change for $\phi=0.001$; Calculation and experiment

Fig. 12 Pressure change for $\phi=0.0005$; Calculation and experiment

0.2 m 以上は磁場一定区間である。この区間では、磁場勾配がないため磁気力は発生せず、圧力上昇は起きない。実験の圧力損失が数値計算より大きいのは、固液二相流としての管摩擦圧力損失の影響があること、本実験の水磁性流体の体積濃度が低く非均質流れとなることなどによると考えられる。

Fig. 13 および 14 に、それぞれコバルト粒子の体積濃度 $\phi=0.001$ および0.0005の場合について、水磁性流体の磁化の強さ M 、したがって磁化率 χ_m をそれぞれ Fig. 11 および 12 の場合の0.4倍とした計算の結果を示す。圧力上昇過程については、実験結果と数値計算結果はほぼ一致したものになる。

Fig. 13 Pressure change for $\Phi=0.001$; Calculation (magnetic force $\times 0.4$) and experiment

Fig. 14 Pressure change for $\Phi=0.0005$; Calculation (magnetic force $\times 0.4$) and experiment

4. 文献の実験と数値計算の比較

ほぼ均質流と考えられる磁性流体で実験が行われた石本, 大久保らの実験結果⁴⁾と, この実験を対象として行った本研究の数値計算の結果を Fig. 15 に比較して示す。使用されている磁性流体は, マンガン亜鉛フェライト微粒子 (粒子径は 10 nm 程度と推定される) を質量濃度 50% で含むケロシンベース磁性流体であり, 磁性流体の磁化の強さの実験値が与えられている。なお, この実験では, 圧力が最大となった付近にガスを吹き込んで磁場出口減少部における逆向きの磁気力の低減が計られているため, Fig. 15 では実験結果は圧力上昇部分のみを示した。また, 実験のパラメータは, 文献と同じく印加磁場の強さの最大値 $H_{0\max}$ で表示している。

Fig. 15 より, 実験値は 3 点示されているのみで実験で

Fig. 15 Pressure change; Calculation and experiment in literature

の圧力上昇曲線の詳細は不明であるが, 最大圧力値については計算結果は実験値をほぼ予測している。

V. 結 言

磁場増加区間における液体金属磁性流体流れおよび水磁性流体流れについて 3 次元数値解析を行った。また, 水磁性流体を用いた実験を行うとともに, この実験結果および文献の実験結果を対象とした数値計算を行った。得られた主な結果は以下の通りである。

- (1) 液体金属磁性流体流れにおいて, 強磁性微粒子の体積濃度が 0.0005 (磁性流体の磁化率が 0.001) より大きいときはローレンツ力より大きい磁気力が作用し, 圧力上昇すなわち流体駆動力が得られる。
- (2) 強磁性微粒子の体積濃度が 0.0005 (磁性流体の磁化率が 0.001) より大きいときは, 水磁性流体流れについても液体金属磁性流体流れとはほぼ同じ圧力上昇, すなわち流体駆動力が得られる。
- (3) 液体金属磁性流体流れの流速分布は, 強磁性微粒子の体積濃度 (磁性流体の磁化率) に関係なく, ローレンツ力分布によって支配されることがわかった。また, 水磁性流体の場合, ローレンツ力が作用しないため, 通常の磁場なし流れの流速分布となる。
- (4) 本研究の水磁性流体による実験については, 磁性流体の磁化の強さが不明であるが, 本研究の数値計算により圧力上昇を定性的には予測することができた。
- (5) 均質流に近く磁性流体の磁化の強さが明らかな文献の実験結果については, 本研究の数値計算により圧力上昇を定量的にもほぼ予測することができた。

— 参考文献 —

- 1) 池田英雄, 他編, 核融合研究 II (核融合炉工学), 名古屋大学出版会, p. 446 (2000)。
- 2) 日本機械学会編, 機能性流体・知能流体, コロナ社, p. 40

- (2000).
- 3) 神山新一, 磁性流体入門, 産業図書, p. 6 (1989).
 - 4) 石本 淳, 大久保雅章, 他, 感温導電性磁性流体二相流 MHD 発電システムの研究, 日本機械会論文集(B 偏), **60**[571], 891 (1994).
 - 5) H. Kumamaru, "Three-dimensional numerical analyses on liquid-metal magnetohydrodynamic flow in magnetic-field inlet-region," *ASME PVP-Vol. 448-1, Computational Technologies for Fluid/Thermal/Structural/Chemical Systems with Industrial Applications*, Vol. 1, 73 (2002).
 - 6) R. Moreau, *Magnetohydrodynamics*, Kluwer Academic Publ., p. 158 (1990).
 - 7) 武富 荒, 近角聡信, 磁性流体, 日刊工業新聞社, p. 124 (1988).
-