無重力場における常磁性空気の磁気熱対流の数値計算^{*1}

Numerical Computations of Magnetothermal Convection of Paramagnetic Air in a Non-Gravitational Field

赤松 正人^{*2}・佐々木 一仕^{*2}・池田 理宗^{*2}・岸 純希^{*2}・安原 薫^{*2}
Masato AKAMATSU, Kazushi SASAKI, Masamune IKEDA, Junki KISHI and Kaoru YASUHARA

Key Words: Heat Transfer, Heat Conduction, Simulation, Magnetic Force, Air

Abstract: Convective heat transfer characteristics of paramagnetic air induced by magnetic force in a non-gravitational field are scrutinized by two-dimensional numerical computations. In the present research, a shallow cylindrical enclosure filled by paramagnetic air is assumed to be placed inside the bore space of a superconducting magnet. Our numerical results find out that the strength of magnetothermal convection induced by magnetic force in quiescent air under thermal conduction state strongly depends on the relative positions of the enclosure and magnetic center, and the oscillatory magnetothermal convection with regular period and amplitude is generated when the enclosure is placed near the magnetic center. These phenomena can be successfully explained by considering the magnetic susceptibility of paramagnetic substance according to Curie's law. In addition, effect of the magnetic force in a gravitational field is also evaluated by examining magnetothermal convection induced by magnetic force in density stratified air.

記号の説明

a : 円形電磁コイルの半径 (m)
 $\mathbf{a}$: 円形電磁コイルの位置ベクトル = (a, z) (m)
 $\mathbf{A}$: 円形電磁コイルの位置ベクトル = $\mathbf{a}/h$
 $\mathbf{b}$: 磁束密度 (T)
 b_0 : 参照磁束密度 = $\xi i/h$ (T)
 $\mathbf{B}$: 無次元磁束密度 = $\mathbf{b}/b_0$
 $\mathbf{f}$: 磁気力 (N/m^3)
 g : 重力加速度 (m^2/s)
 h : 冷却面と加熱面の距離 (m)
 i : 円形電磁コイルに流れる電流 (A)
 HR : 円筒容器半径 = $5 HZ$
 HZ : 冷却面と加熱面の距離 = h/h
 Nu : ヌセルト数
 p : 圧力 (Pa)
 p_0 : 参照圧力 = $(\rho\alpha^2)/h^2$ (Pa)
 P : 無次元圧力 = p/p_0
 Pr : プラントル数
 Q : 伝熱量
 r : 半径方向座標 (m)
 $\mathbf{r}$: 容器内の位置ベクトル = (r, z) (m)
 R : 無次元半径方向座標 = r/h
 $\mathbf{R}$: 容器内の位置ベクトル = $\mathbf{r}/h$
 Ra : レイリー数
 t : 時間 (s)

t_0 : 参照時間 = h^2/α (s)
 T : 無次元温度 = $(\theta - \theta_0)/(\theta_h - \theta_c)$
 $\mathbf{u}$: 速度ベクトル = (u, w) (m/s)
 u_0 : 参照速度 = α/h (m/s)
 $\mathbf{U}$: 無次元速度ベクトル = $(U, W) = (\mathbf{u}/u_0, \mathbf{w}/u_0)$
 z : 軸方向座標 (m)
 Z : 無次元軸方向座標 = z/h
 ZD : 無次元ボア高さ = $(z/h)/5$
 α : 温度伝導率 (m^2/s)
 β : 体膨張率 ($1/\text{K}$)
 γ : 磁気力と重力の比
 θ : 絶対温度 (K)
 θ_c : 冷却面温度 (K)
 θ_h : 加熱面温度 (K)
 θ_0 : 参照温度 = $(\theta_c + \theta_h)/2$ (K)
 μ : 粘性率 ($\text{Pa}\cdot\text{s}$)
 ν : 動粘性率 (m^2/s)
 ξ : 真空の透磁率 (H/m)
 ρ : 密度 (kg/m^3)
 τ : 無次元時間 = t/t_0
 ϕ : 周方向座標
 χ : 質量磁化率 (m^3/kg)

1. はじめに

これまで、熱対流を磁気力により制御しようとする研究は主に電気伝導性流体^{1,2)}や磁性流体^{3,4)}を対象に行われてきた。しかし、最近の超伝導磁石の性能改善により 10 [T] 程度の強磁場が比較的容易に利用できるようになり、水や空気といった非磁性流体の熱対流制御に磁気力を利用しよ

^{*1} © 2012 日本航空宇宙学会
平成 23 年 9 月 13 日原稿受付
^{*2} 山形大学大学院理工学研究科

うとする研究が盛んに行われるようになった。なお、非磁性熱流体の時熱力制御に関する研究に火をつけたのは、1991年、Nature 誌に掲載された Braithwaite らの研究⁵⁾であると考えられる。その後、多くの研究者によって時熱力に関する研究がなされ、工学的にも興味深い様々な新現象が発見されている。例えば、若山グループは勾配磁場下における反磁性窒素ガスの挙動を実験と数値解析の両面から調べ、窒素ガスが時熱力によりジェット気流のように加速されることを発見⁶⁾した。他にも、微小重力下において時熱力を利用した拡散燃焼炎の持続に成功⁷⁾するなど、時熱力を利用した様々な研究を精力的に行っている^{8,9)}。また、北澤グループも同種の研究に注力し、常磁性と反磁性液体の時熱浮上¹⁰⁾や、機械的駆動力無しに時熱力だけで熱風を発生¹¹⁾させるなど、今後、実用プロセスへの応用が期待される多くの成果を上げている。著者らの1人は北澤グループが発見した時熱熱風¹¹⁾の工学的利用を模索するため、その時熱流動特性を数値解析的に解明した^{12,13)}。

本研究では、時熱力によって誘起された非磁性時熱熱対流の時熱流動特性を体系的にまとめるための研究^{14,15)}の一環として、また時熱力の宇宙利用を模索するための基礎的研究として、無重力場における薄い加熱密閉円筒容器内に封入された常磁性空気に対する時熱力の効果を数値解析によって詳細に調べたので報告する。

2. 解析モデル

第1図は、本研究グループ所有の住友重機械工業株式会社製の超伝導マグネット (HF5-100VHT) である。小型冷凍機で直接超伝導コイルを冷却するため、液体ヘリウムを全く必要としない¹⁶⁾。本体は外径、高さともに約0.5[m]で、中心にボア直径0.1[m] (鉛直方向に貫通)の室温空間を持つ。この空間において、最大5[T]の時熱密度で $b_z \cdot db_z/dz = 150 [\text{T}^2/\text{m}]$ の時熱勾配を発生することができる。この時熱勾配の下では常磁性の空気に対して重力の約4倍の時熱力を、一方、反磁性の水に対して重力の約0.1倍の時熱力を作用させることができる。なお、本体は360°回転可能なので室温ボア方向を垂直・水平など任意の方向に設置できる。

第2図は、本数値計算で想定した解析モデルである。これは、無重力場において第1図に示した超伝導マグネットのボア内に、常磁性空気で満たされた加熱密閉円筒容器が設置されていることを想定している。容器のアスペクト比は10 (= 直径/高さ)、端面は一定温度で冷却 (θ_c) され、もう一方の端面は一定温度で加熱 (θ_h) されている。容器側面は断熱されている。ボア内で発生する非一様な磁場は、1巻の円形電磁コイルに定常電流が流れることで発生する静磁場で模擬した。この電磁コイルは容器と同軸に設置されており、コイルの半径は容器のその2倍とした。

3. 無次元基礎方程式

第1図に示した超伝導磁石が市販されるようになり、5~10[T]程度の強磁場が以前より比較的容易に利用できるよ

第1図 ヘリウムフリー超伝導マグネット

第2図 解析モデル

うになった。このため、従来無視されてきた時熱力が無視できない大きさになった。磁場勾配下で発生する時熱力⁶⁾を式(1)に示す。

$$\vec{f} = \frac{\rho\chi}{2\xi} \nabla b^2 \quad (1)$$

時熱力は、時熱密度の2乗の勾配に比例する。すなわち、一様磁場下ではこの力は発生しない。また、時熱力の単位 N/m^3 と重力 ρg のそれは同一であり、ともに体積力である。

式(2)は、式(1)に示した時熱力が外力として付加された重力場における運動方程式である。

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{u} + \frac{\rho\chi}{2\xi} \nabla b^2 + \rho \vec{g} \quad (2)$$

ここで、常磁性体の磁化率 χ は式(3)に示すように Curie の法則に従う。つまり、磁化率は絶対温度 θ に反比例する。

$$\chi \propto \frac{1}{\theta} \quad (3)$$

そこで、式(3)の磁化率の温度依存性を考慮し、さらに、自然対流の数値計算で用いられる変動圧力の導入および

Boussinesq 近似を用いると、式 (2) は式 (4) のように書き換えることができる¹⁷⁾。

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho_0}\nabla p' + \frac{\mu}{\rho_0}\nabla^2\vec{u} - \frac{\chi\beta}{\xi}(\theta - \theta_0)\nabla b^2 + g\beta(\theta - \theta_0)\nabla z \quad (4)$$

以下は、無次元化された基礎方程式である。式 (5) は連続の式、式 (6) は重力場における磁気力項を含む運動方程式、そして式 (7) はエネルギー方程式である。

$$\nabla \cdot \vec{U} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{D\vec{U}}{D\tau} = -\nabla P + Pr\nabla^2\vec{U} - \gamma RaPrT\nabla B^2 + RaPrT\nabla Z \quad (6)$$

$$\frac{DT}{D\tau} = \nabla^2 T \quad (7)$$

また、第 2 図に示した 1 巻の円形電磁コイルから発生する非一様な磁束密度分布は、式 (8) に示す Biot-Savart の法則から計算した。

$$\vec{B} = -\frac{1}{4\pi} \oint \frac{(\vec{A} - \vec{R}) \times d\vec{A}}{|\vec{A} - \vec{R}|^3} \quad (8)$$

式 (6) は重力場における運動方程式である。このとき、現象を支配する無次元パラメータは以下に示す γ , Ra 数, そして Pr 数である。なお, γ は磁気力と重力の比を表す新しい無次元数である。

$$\gamma = \frac{\chi b_0^2}{\xi g h}, \quad Ra = \frac{g\beta(\theta_h - \theta_c)h^3}{av}, \quad Pr = \frac{v}{a} \quad (9)$$

本研究で着目している無重力場における計算では、式 (6) の右辺第 4 項の浮力項を削除して計算した。このとき、現象を支配する無次元パラメータは $\gamma \cdot Ra$ と Pr 数である。

円筒容器端面、すなわち冷却面と加熱面における平均 Nu 数は式 (10) から求めた。 Q_{cond} は伝導伝熱量、 Q_{conv} は対流伝熱量である。

$$Nu_{\text{ave}} = \frac{Q_{\text{conv}}}{Q_{\text{cond}}} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{HR} \left(\frac{\partial T_{\text{conv}}}{\partial Z} \right) \cdot R \cdot dR \cdot d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{HR} \left(\frac{\partial T_{\text{cond}}}{\partial Z} \right) \cdot R \cdot dR \cdot d\phi} \quad (10)$$

4. 数値計算法

本数値計算は、有限差分法によって近似した。時間差分には陽解法を、そして圧力の解法には HSMAC 法をそれぞれ用いた。なお、対流項は UTOPIA スキームと呼ばれる 3 次精度の風上差分、一方、拡散項は 4 次精度の中心差分で離散化した¹⁸⁾。収束判定に関しては、 $\nabla \cdot \vec{U} \leq 10^{-5}$ を満足するまで、圧力の反復計算を行った。計算格子は、スカラールの定義点と速度の定義点を半格子ずらして定義するス

第 3 図 ボア内の磁束密度の 2 乗の勾配ベクトルと容器設置位置そしてボアの中心軸上における $(\text{grad} B^2)_Z$

タッグード格子を用いた。格子間隔は不等間隔である。第 3 図の左図は、式 (8) に示した Biot-Savart の法則から計算されたボア内の磁束密度の 2 乗の勾配と容器設置位置（図中の長方形）である。なお, $\nabla \cdot \vec{B}$ はほぼゼロである。

容器はボア内の異なる 13 カ所に設置して、容器内に密閉された常磁性空気に対する磁気力の効果を調べた。右図はボアの中心軸上における磁束密度の 2 乗の勾配の Z 成分 $(\text{grad} B^2)_Z$ である。 $ZD = 4.25$ で最大値, $ZD = 5$ でゼロ, そして $ZD = 5.75$ で最小値をとる。初期条件は速度と温度ともにゼロである。速度の境界条件は中心軸において二次元軸対称, そして容器端面と側面で滑りなしとした。一方, 温度の境界条件は容器中心軸において二次元軸対称, 容器側面において断熱, そして容器端面において一定温度の冷却面および加熱面とした。

5. 数値計算結果

第 4 図は、無重力場において磁気力によって誘起された常磁性空気の磁気熱対流の速度ベクトルと等温線である。図の右側が容器の中心, 左側が容器側壁, そして上端が加熱面, 下端が冷却面である。ボア内における容器の設置位置は $ZD = 3, 4.25, 5, 5.75, 7$ であり, 第 3 図の左図でこれらの設置位置を確認することができる。例えば, $ZD = 4.25$ に容器を設置したとき容器中心軸上の中点で $(\text{grad} B^2)_Z$ が最大値をとる。計算条件は, $\gamma \cdot Ra = 5 \times 10^6$, $Pr = 0.71$ である。異なる 5 つの容器設置位置において定常解が得られ, 第 4 図はすべて定常状態におけるそれらである。磁気力の効果が全くない場合, 等温線は伝熱面に対し平行となるがすべての図において程度の差こそあれ等温線は曲がっ

第4図 無重力場において磁気力によって誘起された常磁性空気の時熱対流の速度ベクトルと等温線 (計算条件: $\gamma \cdot Ra = 5 \times 10^6$, $Pr = 0.71$)

第5図 重力場において磁気力によって誘起された常磁性空気の時熱対流の速度ベクトルと等温線 (計算条件: $\gamma = 1000$, $Ra = 5000$, $Pr = 0.71$)

ており、磁気力によって磁気熱対流が誘起されたことを示している。具体的には、 $ZD = 5$ 以下に容器を設置した場合、磁気力によって強い磁気熱対流が誘起されることがわかった。特に、 $ZD = 4.25$ に容器を設置したとき最も強い磁気熱対流が誘起された。一方、 $ZD > 5$ に容器を設置した場合、ほとんど磁気熱対流が誘起されないことがわかった。

円形電磁コイルの設置位置、 $ZD = 5$ を境に磁気力によって誘起される磁気熱対流の様相が変化するのは以下の理由からであると考えられる。本数値計算における対象流体は常磁性である。常磁性はプラスの磁化率を持ち、磁場に引き付けられる性質を持つ。しかし、式 (3) に示すように常磁性の磁化率は絶対温度に反比例するので、低温流体の磁化率は高温流体のそれよりも大きくなる。このため、本研究で想定したモデルのように常磁性流体が密閉容器に封入されている場合、低温流体に対して磁気力は相対的に引力として作用し、一方、高温流体に対して磁気力は相対的に斥力として作用する。言い換えると、低温流体は磁場のより強い方へ、高温流体は磁場のより弱い方へ流動する。本数値計算では、磁場の中心が $ZD = 5$ にあるので、 $ZD \leq 5$ に容器を設置すると $ZD > 5$ に容器を設置した場合よりも強い磁気熱対流が磁気力によって誘起されることが考えられる。以上のことから、無重力場における磁化率の温度依存性は重力場における密度のそれに相当すると考えられる。

第5図は、重力場において磁気力によって誘起された常磁性空気の時熱対流の速度ベクトルと等温線である。計算条件は、 $\gamma = 1000$, $Ra = 5000$, そして $Pr = 0.71$ で

ある。異なる5つの容器設置位置において定常解が得られ、第5図はすべて定常状態におけるそれらである。重力場では、容器の底面を冷却、一方、容器の上面を加熱すると流れの無い安定な密度成層空気が形成される。しかしながら、第5図より磁気力が重力に打ち勝って、程度の差こそあれすべての容器設置位置において磁気熱対流が誘起されていることがわかる。しかし、磁気力により誘起された流れは、高温流体が下降し、低温流体が上昇する、重力場では考えられない流れである。これら重力場の磁気熱対流を第4図の無重力場のそれらと比較すると、 $ZD = 4.25$ 以外の容器設置位置において磁気熱対流の対流パターンはほぼ同様であった。無重力場及び重力場ともに、 $ZD = 4.25$ に容器を設置したとき、最も強い磁気熱対流が誘起された。第4図 (d) と第5図 (d) より、無重力場の方が冷却面から加熱面に向かう低温流体、そして加熱面から冷却面に向かう高温流体の流れが強い。結果、第4図 (d) の無重力場における平均 Nu 数は4.144であったが、第5図 (d) の重力場における平均 Nu 数は3.547であり、無重力場のその約0.86倍であった。この平均 Nu 数の減少は磁気力の効果が重力により抑制されたことを示す。ここで、円筒容器高さを0.009[m]と仮定すると、容器直径は0.09[m]、また、常圧、300[K]における空気の時物性値¹⁹⁾を用いて有次元化すると $\gamma = 1000$ のときボアの中心軸上における最大磁束密度は約4.7[T]、また $Ra = 5000$ のとき伝熱面の温度差は約73[K]になる。

第6図は、第3図左図に示した容器設置位置における

第6図 第3図左図に示した容器設置位置における伝熱面上の平均 Nu 数とボアの中心軸上における $(gradB^2)_Z$

伝熱面上の平均 Nu 数 (Δ , $\circ$, $\square$, ∇ , $\diamond$) とボアの中心軸上における $(gradB^2)_Z$ (実線) である。左図中の Δ は $\gamma \cdot Ra = 5 \times 10^6$, $\circ$ は $\gamma \cdot Ra = 4 \times 10^6$, $\square$ は $\gamma \cdot Ra = 3 \times 10^6$, ∇ は $\gamma \cdot Ra = 2 \times 10^6$, そして $\diamond$ は $\gamma \cdot Ra = 1 \times 10^6$ のときの平均 Nu 数である。一方、右図中の Δ は $\gamma \cdot Ra = 5 \times 10^5$, $\circ$ は $\gamma \cdot Ra = 4 \times 10^5$, $\square$ は $\gamma \cdot Ra = 3 \times 10^5$, ∇ は $\gamma \cdot Ra = 2 \times 10^5$, そして $\diamond$ は $\gamma \cdot Ra = 1 \times 10^5$ のときのそれである。 Pr 数は、すべての計算条件において 0.71 である。なお、左図の $ZD = 4.75$ に容器を設置した場合、 $\gamma \cdot Ra = 1 \times 10^6$ 以外の4つの計算条件において規則的振動磁気熱対流が発生したのでそれらは黒塗りの記号で表示した。ここで、平均 Nu 数は式 (10) より伝熱面上における対流が生じているときの温度勾配と対流が生じていないときの温度勾配との比を示す。言い換えると、熱伝導と比較して熱伝達によりどれくらい多くの熱量が対流の発生によって移動したかを示す。それ故、平均 Nu 数が1のとき、系内は熱伝導場であり対流が発生していないことを示す。以上のことから、加熱面における平均 Nu 数は熱伝達により系に流入した熱量と熱伝導により系に流入した熱量との比を示し、一方、冷却面における平均 Nu 数は熱伝達により系から流出した熱量と熱伝導により系から流出した熱量との比を示す。従って、容器側壁が断熱条件であるとき、熱の出入は容器端面でのみ行われ、加熱面と冷却面の平均 Nu 数の比が1であるときは、伝熱面を通して系内に流出入する熱量が等しく、熱バランスが保たれていると言える。本数値計算におけるすべての計算条件において、加熱面と冷却面の平均 Nu 数の比は $0.983 \leq Nu_{cold}/Nu_{hot}$

第7図 規則的振動磁気熱対流における1周期中の速度ベクトルと等温線の変化 ($Pr = 0.71$, $\gamma \cdot Ra = 5 \times 10^6$, $ZD = 4.75$)

≤ 1.017 , すなわち $\pm 2\%$ 以内であり、容器内の熱バランスはほぼ保たれていると考えられる。図中の破線は $Nu = 1$ を示すが、 Nu 数がこの数値を上回れば磁気力によって磁気熱対流が誘起されていることを示す。第6図より、伝熱面の平均 Nu 数は $\gamma \cdot Ra$ と容器設置位置に強く依存することがわかった。平均 Nu 数は、 $(gradB^2)_Z$ が最大となる $ZD = 4.25$ で最大値をとり、 $\gamma \cdot Ra = 5 \times 10^6$ のとき $Nu_{ave} = 4.144$ (第6図左図の Δ)、一方、 $\gamma \cdot Ra = 5 \times 10^5$ のとき $Nu_{ave} = 2.152$ (第6図右図の Δ) であった。

第6図左図中の4つの黒塗り記号の計算条件下では、規則的振動磁気熱対流が発生することを先に述べた。具体的には、 $ZD = 4.75$ に容器を設置し、計算条件が $Pr = 0.71$, そして $\blacktriangle$: $\gamma \cdot Ra = 5 \times 10^6$, $\bullet$: $\gamma \cdot Ra = 4 \times 10^6$, $\blacksquare$: $\gamma \cdot Ra = 3 \times 10^6$, $\blacktriangledown$: $\gamma \cdot Ra = 2 \times 10^6$ のとき規則的な周期と振幅を持った振動磁気熱対流が発生した。なお、周期と振幅は $\gamma \cdot Ra$ の増加とともに大きくなった。第7図は、 $\gamma \cdot Ra = 5 \times 10^6$ のときに発生した規則的振動磁気熱対流における1周期中の速度ベクトルと等温線の変化を示したものである。なお、第4図と同様に図の右側が容器の中心、左側が容器側壁、そして上端が加熱面、下端が冷却面である。第7図(a)の磁気熱対流パターンは、ほぼ第4図(c)の $ZD = 5$ に容器を設置したときに発生した定常磁気熱対

流パターンとはほぼ一致する。しかし、 $ZD = 4.75$ に容器を設置した場合、第 7 図 (a) の磁気熱対流は安定には存在できず、第 7 図 (b) と (c) に示すように中心軸付近の高温流体は側壁方向に徐々に移動する。その後、第 7 図 (d) に示すように第 4 図 (d) の $ZD = 4.25$ に容器を設置したときに発生した定常磁気熱対流パターンとはほぼ同様の磁気熱対流パターンが形成される。しかしながら、この磁気熱対流も安定には存在できず、第 7 図 (e) と (f) に示すように磁気熱対流パターンは変形し続け、再び第 7 図 (a) の磁気熱対流パターンが形成される。このような複雑な渦構造の規則的な変化は、無重力空間において課題となっている流体の混合や攪拌を非接触で行うのに利用できるのではないかと期待される。

6. 結 言

本研究では、磁気力によって誘起された非磁性磁気熱対流の伝熱流動特性を体系的にまとめるための研究の一環として、また磁気力の宇宙利用を模索するための基礎的研究として、無重力場における薄い加熱密閉円筒容器内に封入された常磁性空気に対する磁気力の効果を数値解析によって詳細に調べた。

この結果、無重力場で形成される熱伝導状態の静止空気に磁気力を作用させると、磁化率差によって磁気熱対流を誘起できる可能性があることを示した。また、この磁気熱対流の強さは容器と磁場中心との相対的な位置に強く依存し、定常磁気熱対流だけではなく振動磁気熱対流までも誘起できることを示した。すなわち、磁気力を利用すれば無重力場においても熱対流を誘起することができ、熱伝導のときよりも伝熱面と接触する流体との間のエネルギー交換を促進できることがわかった。

一方、重力場で形成される密度成層空気に磁気力を作用させると、無重力場とはほぼ同様の磁気熱対流を誘起できる可能性があることを示した。これは、超伝導磁石が発生する強力な磁場空間を利用すれば、地球上にしながら疑似無重力空間の実験ができる可能性があることを示している。

参 考 文 献

1) Chandrasekhar, S.: *Hydrodynamics and Hydromagnetic Stability*, Dover Publ., New York, 1981.

2) Akamatsu, M., Higano, M. and Ozoe, H.: Elliptic Temperature Contours under a Transverse Magnetic Field Computed for a Czochralski Melt, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **44** (2001), pp. 3253–3264.

3) Rosensweig, R. E.: *Ferrohydrodynamics*, Cambridge Univ. Press, London, 1985.

4) Yamaguchi, H., Kobori, I., Uehata, Y. and Shimada, K.: Natural Convection of Magnetic Fluid in a Rectangular Box, *J. Magnetism Magnetic Mater.*, **201** (1999), pp. 264–267.

5) Braithwaite, D., Beaugnon, E. and Tournier, R.: Magnetically Controlled Convection in a Paramagnetic Fluid, *Nature*, **354** (1991), pp. 134–136.

6) Bai, B., Yabe, A., Qi, J. and Wakayama, N. I.: Quantitative Analysis of Air Convection Caused by Magnetic-Fluid Coupling, *AIAA J.*, **37** (1999), pp. 1538–1543.

7) Wakayama, N. I.: Utilization of Magnetic Force in Space Experiments, *Adv. Space Res.*, **24** (1999), pp. 1337–1340.

8) 若山信子: 勾配磁場下の気体の挙動と化学反応, 物質工学工業技術研究所報告, **3** (1995), pp. 307–320.

9) 若山信子: 磁気力の新しい利用に関する研究, 物質工学工業技術研究所報告, **6** (1998), pp. 219–233.

10) Kitazawa, K., Ikezoe, Y., Uetake, H. and Hirota, N.: Magnetic Field Effects on Water, Air and Powders, *Physica B*, **294–295** (2001), pp. 709–714.

11) Uetake, H., Hirota, N., Nakagawa, J., Ikezoe, Y. and Kitazawa, K.: Thermal Convection Control by Gradient Magnetic Field, *J. Appl. Phys.*, **87** (2000), pp. 6310–6312.

12) Akamatsu, M., Higano, M. and Ogasawara, H.: Numerical Computation on Magnetothermal Air Jet in Gravitational and Non-Gravitational Fields, *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, **1077** (2006), pp. 613–628.

13) Akamatsu, M. and Higano, M.: Magnetothermal Wind Visualized by Numerical Computation, *J. Visualization*, **10** (2007), pp. 261–270.

14) Akamatsu, M., Higano, M., Takahashi, Y. and Ozoe, H.: Numerical Computation of Magnetothermal Convection of Water in a Vertical Cylindrical Enclosure, *Int. J. Heat Fluid Flow*, **26** (2005), pp. 622–634.

15) Akamatsu, M., Higano, M. and Ozoe, H.: Heat Transfer Control of Rayleigh-Benard Natural Convection of Air by Kelvin Force, *Num. Heat Transfer*, **51** (2007), pp. 159–177.

16) 桜庭順二: 冷凍機を用いた使いやすい超伝導マグネット, 応用物理, **65** (1996), pp. 412–413.

17) Tagawa, T., Shigemitsu, R. and Ozoe, H.: Magnetizing Force Modeled and Numerically Solved for Natural Convection of Air in a Cubic Enclosure: Effect of the Direction of the Magnetic Field, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **45** (2002), pp. 267–277.

18) 平野博之: 流れの数値計算と可視化, 丸善, 東京, 2004, pp. 129–252.

19) 日本熱物性学会編: 新編熱物性ハンドブック, 養賢堂, 東京, 2008, p. 67.