

## 誘導磁場を考慮した MHD Flow Control の 2 次元電磁流体解析

榊原 諒, 吉野 智之, 藤野 貴康, 石川 本雄  
筑波大学大学院

## Two-Dimensional Analysis of MHD Flow Control Considering Induced Magnetic Field

by

Ryo Sakakihara, Tomoyuki Yoshino, Takayasu Fujino, Motoo Ishikawa

## ABSTRACT

The authors have examined the influence of an induced magnetic field on the MHD flow control by means of two-dimensional numerical simulation. The Hall effect and the ion slip effect are ignored in order to readily understand of influence of the induced magnetic field. The freestream flow is treated as a calorically perfect gas, and the electrical conductivity in the shock layer is assumed to be constant of 10, 100, or 1000 S/m. The magnetic Reynolds number is smaller than unity in the case of the electrical conductivity of 10 S/m. The magnetic Reynolds number, on the other hand, is larger than unity in the case of the electrical conductivity of 1000 S/m. The numerical result has shown that the induced magnetic field weakens the external magnetic field in most of the shock layer. The numerical results have also suggested that the strength of induced magnetic field increases with the electrical conductivity in the shock layer. The induced magnetic field has a substantially negative influence on the usefulness of the MHD flow control when the electrical conductivity takes a large value such as 1000 S/m. The induced magnetic field, however, enhances the total magnetic field in a certain region within the shock layer. The wall heat flux near the region becomes lower than the one in the case of neglecting the induced magnetic field.

## 1. はじめに

近年、プラズマ MHD (Magnetohydrodynamics) 技術の航空宇宙分野への応用を目指した研究が盛んに行われている。本研究では、その中の 1 つである MHD Flow Control<sup>(1)(3)</sup>を対象とする。MHD Flow Control とは、大気圏突入時の宇宙往還機に流入する熱を能動的に制御する方法で、機体内部に磁場発生装置を組み込むだけのシンプルかつ再使用性の高い将来型の熱防御法である。ここで MHD Flow Control の原理を図 1 に示し、以下に簡単に紹介する。宇宙往還機が大気圏を極超音速で飛行すると、その前方には強い離脱衝撃波が形成され、衝撃波と機体表面との衝撃層は弱電離のプラズマ流れとなる。そのプラズマ流れに機体内部から磁場を印加することで、ファラデーの電磁誘導の法則およびホール効果によって衝撃層内に電流が誘起される。発生した電流と磁場の相互作用によってローレンツ力がプラズマ流れとおおよそ逆向きに働き、衝撃層内のプラズマ流れは減速される。機体表面近傍では、ローレンツ力によって速度勾配は緩やかになり、それに起因して温度勾配も緩やかになる。結果として、壁面熱流束は低下する。また、衝撃波は図 1 の波線側へ移動し、衝撃層は厚くなる。

安部らは MHD Flow Control の検証実験を行うために、弾道飛行で打ち上げられるロケットの軌道や実験体として用いられるカプセルの設計を検討している<sup>(4)</sup>。特に、カプセル内のバルク超電導磁石が作る磁場強度およびバルク超電導磁石にかかる反力を測定するシステムに関して詳細に検討をしており、MHD Flow Control の検証実験の可能性を見出している。また MHD Flow Control の数値解析においても数多くの研究がなされており、その中で我々は MacCormack による Full MFD モデルを用いた研究に着目している<sup>(5)</sup>。この解析は強い電磁場内における極超音速プラズマ流れを捉えており、誘導磁場の効果・ホール効果・イオンスリップ効果を考慮した、より現実的な解析である。しかし、電子およびイオンのホールパラメータなどの輸送係数は一定値を与えられている。

著者らは電子・イオンのホールパラメータなどの輸送係数についてもプラズマ内の熱化学反応から評価し、MHD Flow Control に及ぼすホール効果やイオンスリップ効果の影響を調べてきた<sup>(6)(8)</sup>。その解析では軌道再突実験 OREX

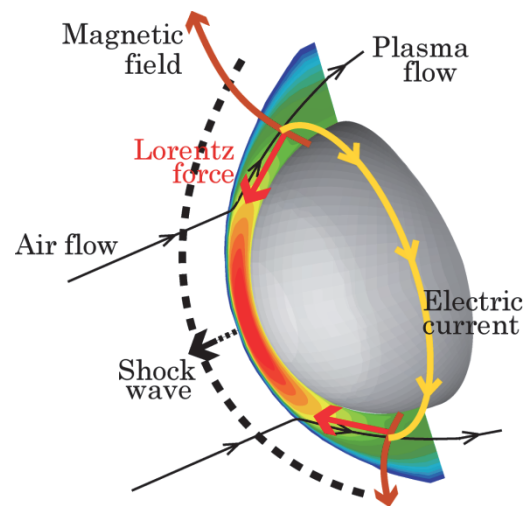


図 1 MHD Flow Control の原理

(Orbital Reentry Experiments<sup>(9)</sup>) の飛行条件を用い、絶縁壁条件下では高々度ほどホール効果やイオンスリップ効果の影響が顕著になることが示された。また、その解析において、空力加熱が最大となった高度約 60 km の飛行条件では、衝撃層内の電気伝導率は高い領域で 100 S/m 程度の値を有し、最も高い高度約 72 km の飛行条件では、衝撃層内の電気伝導率は 700 S/m を超えた。著者らが見積もった磁気レイノルズ数の評価では、高度約 60 km においては 1 程度であり、高度約 72 km においてはおよそ 6.7 となった。磁気レイノルズ数は 1 より大きい場合に誘導磁場の影響が無視し得なくなると考えられており、磁気レイノルズ数の観点から高々度ほど MHD Flow Control に及ぼす誘導磁場の影響が顕著に現れると考えられる。

そこで、著者らがこれまでに開発した電磁流体解析コードに誘導磁場の影響を考慮することができるルーチンを加え、MHD Flow Control に及ぼすホール効果・イオンスリップ効果・誘導磁場の影響を調べることを最終的な目的とする。ただし本論文では、誘導磁場の影響についての基本的な理解を目的とし、ホール効果およびイオンスリップ効果

は無視する。また、流れを熱量的完全気体として扱い、衝撃層内の電気伝導率を一定と仮定する。磁気レイノルズ数が1より小さくなる電気伝導率が10 S/mの場合、磁気レイノルズ数が1程度となる電気伝導率が100 S/mの場合、さらに磁気レイノルズ数が1より大きくなる電気伝導率が1000 S/mの場合について解析を行い、誘導磁場の影響を定性的に捉える。

## 2. 基礎方程式及び解析手法

### 2.1 流れ場の基礎方程式及び解析手法

以下に MHD 相互作用項を含んだ流れ場の基礎方程式を示す。

・質量保存方程式：

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \frac{\partial}{\partial x^j} \rho u^j = 0 \quad (1)$$

・運動量保存方程式：

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho u^i + \frac{\partial}{\partial x^j} (\rho u^i u^j) + \frac{\partial p}{\partial x^i} = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x^i} + (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_i \quad (2)$$

$$\tau_{ij} = \left[ \mu \left( \frac{\partial u^i}{\partial x^j} + \frac{\partial u^j}{\partial x^i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u^k}{\partial x^k} \delta^{ij} \right] \quad (3)$$

・エネルギー保存方程式：

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho E + \frac{\partial}{\partial x^j} (\rho H u^j) = \frac{\partial}{\partial x^j} \eta \frac{\partial T}{\partial x^j} + \frac{\partial}{\partial x^j} \left[ u^i \mu \left( \frac{\partial u^i}{\partial x^j} + \frac{\partial u^j}{\partial x^i} \right) - \frac{2}{3} u^i \mu \frac{\partial u^k}{\partial x^k} \delta^{ij} \right] + (\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}) \quad (4)$$

ここで、全エネルギー $E$  および全エンタルピー $H$  は以下のように表される。

$$E = e + \frac{u^i u^i}{2} \quad (5)$$

$$H = E + \frac{p}{\rho} \quad (6)$$

ここで、 $t$ ：時間、 $x^j$ ：座標系の各成分、 $\rho$ ：混合ガスの質量密度、 $u^i, u^j$ ：速度成分、 $p$ ：混合ガスの静圧、 $\tau$ ：粘性応力、 $\mathbf{J}$ ：電流密度、 $\mathbf{B}$ ：全磁束密度、 $\mu$ ：粘性係数、 $\delta^{ij}$ ：クロネッカーのデルタ、 $\eta$ ：熱伝導率、 $T$ ：温度、 $\mathbf{E}$ ：電界強度である。作動流体の比熱比 $\gamma$ は1.4とし、粘性係数 $\mu$ は以下に示すサザーランドの式から求めた。

$$\mu = \mu_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left( \frac{1 + 117.0/T_0}{(T + 117.0)/T_0} \right) \quad (7)$$

ここで、基準温度 $T_0 = 293.14$  K、基準温度における粘性係数 $\mu_0 = 1.82 \times 10^{-5}$  Pa·s とした。熱伝導率 $\eta$ はプラントル数の定義を利用して求めた。

$$\eta = \frac{\mu C_p}{Pr} \quad (8)$$

ここで、定圧比熱 $C_p$ は1004 J/(kg·K)、プラントル数 $Pr$ は0.73とした。

これらの流体場の方程式に軸対称2次元近似を施し、その結果導出された方程式を一般座標空間 $(\xi, \eta)$ の下で有限体積的に離散化して解いた。移流項の評価には Shock-Fix 法が組み込まれた AUSM-DV スキーム<sup>(10)</sup>を用いた。拡散項には中心差分法を、時間積分には LU-SGS 陰的解法<sup>(11)</sup>を用いた。

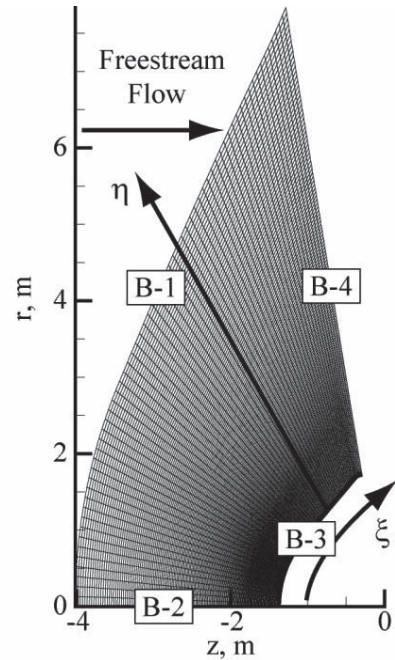


図2 解析領域および解析格子

表1 解析条件

高度： $H$	59.6 km
一様流速度： $U_0$	5561.6 m/s
一様流温度： $T_0$	248.12 K
一様流圧力： $P_0$	23.60 Pa
壁温： $T_{wall}$	1519 K

### 2.2 電磁場の基礎方程式及び解析手法

以下に電磁場・電流解析に用いる基礎方程式を示す。

・Maxwell 方程式：

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}_1}{\partial t} \quad (9)$$

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\mu_e} (\nabla \times \mathbf{B}_1) \quad (10)$$

・一般化されたオームの法則：

$$\mathbf{J} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (11)$$

ここで、 $\mathbf{B}_1$ ：誘導磁場、 $\mu_e$ ：真空の透磁率、 $\sigma$ ：電気伝導率を示す。なお、変位電流およびホール効果、イオンスリップ効果は無視した。ここでホール効果を考慮せず時間的な変動場を扱わない場合、系の軸対称性の下では電界 $\mathbf{E}$ は発生せず、電流密度は円周方向成分のみとなり、式(12)のように簡略化することができる。

$$J_\theta = \sigma (u_z B_r - u_r B_z) \quad (12)$$

なお、電界 $\mathbf{E}$ が発生しないため、式(4)の実効的な電磁エネルギー $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ の項は0となる。また、式(2)、式(11)の中の全磁束密度 $\mathbf{B}$ は外部印加磁場 $\mathbf{B}_0$ と誘導磁場 $\mathbf{B}_1$ の和である。

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1 \quad (13)$$

ここで、その回転をとって誘導磁場となるベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ を定める。

$$\mathbf{B}_1 \equiv \nabla \times \mathbf{A} \quad (14)$$

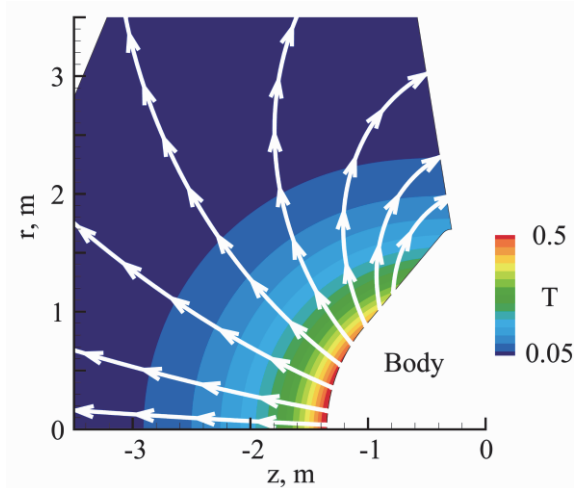


図 3 外部印加磁場分布および磁力線

ここでベクトルポテンシャル  $A$  に、その発散が 0 となるクーロンゲージを採用する。

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0 \quad (15)$$

式(10)と式(14)からベクトルポテンシャルの Poisson 方程式が得られ、式(15)を適用することによって式(16)が得られる。

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu_e \mathbf{J} \quad (16)$$

先に述べたように、本研究では円周方向電流しか誘起されないため、ベクトルポテンシャルも円周方向成分のみとなる。したがって、式(16)は円筒座標系で以下のように記述される。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial A_\theta}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A_\theta}{\partial z^2} - \frac{A_\theta}{r^2} + \mu_e J_\theta = 0 \quad (17)$$

式(17)をガラーキン有限要素法により解くことでベクトルポテンシャルを求め、式(14)を用いることで誘導磁場を求めた。

### 2. 3 境界条件及び解析条件

図 2 に解析領域および解析格子を示す。軌道再突入実験機 OREX を解析対象とし、壁に沿った方向に ( $\xi$  方向) に 65 点、壁から離れる方向 ( $\eta$  方向) に 202 点の格子点をとった。OREX は半径 1.35 m のノーズ部および半頂角 50 度の円錐部からなり、2 次元軸対称形状を有す。解析条件は軌道再突入実験で空力加熱が最大となった高度約 60 km の条件を採用した。その解析条件を表 1 に示す。流体場の境界条件については、流入境界 (図 2 の B-1) では一様流条件を、流出境界 (図 2 の B-4) では自由流出条件を、物体壁面境界 (図 2 の B-3) では滑りなし・固定壁温条件を、対称軸境界 (図 2 の B-2) では鏡面条件を用いた。ベクトルポテンシャルの境界条件については、全境界においてビオサバールの法則より次式から与えた。

$$A_\theta(\mathbf{x}) = \frac{\mu_e}{4\pi} \int_V \frac{J_\theta(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dV \quad (18)$$

ここで、 $\mathbf{x}$  は境界上の位置ベクトル、 $\mathbf{x}'$  は積分する場所における位置ベクトルである。

図 3 に解析対象である OREX 周りの外部印加磁場分布および磁力線を示す。外部印加磁場分布は  $(r, z) = (0, 0)$  の位置に磁気双極子を置いたと仮定し、式(19)、(20)で求めた。なお、よどみ点における磁束密度  $B_s$  を最大の 0.5 T となるように設定した。

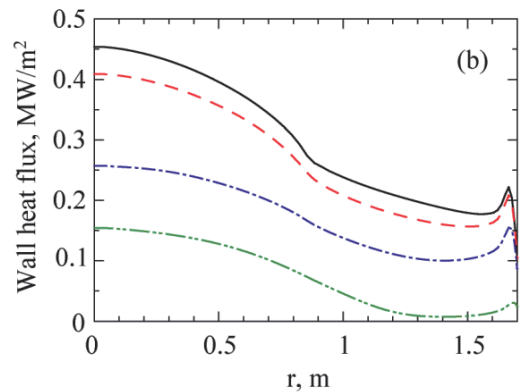
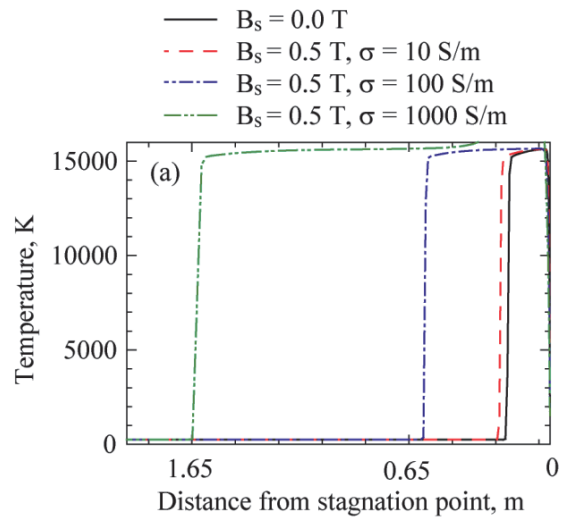


図 4 誘導磁場を無視した場合の(a)よどみ線上に沿った温度分布および(b)壁面熱流束分布

$$B_r = -\frac{B_s R_b^3}{2(z^2 + r^2)^{3/2}} \frac{3zr}{z^2 + r^2} \quad (19)$$

$$B_z = -\frac{B_s R_b^3}{2(z^2 + r^2)^{3/2}} \left( \frac{2z^2 - r^2}{z^2 + r^2} \right) \quad (20)$$

### 3. 結果および考察

図 4 に誘導磁場を無視した場合のよどみ線上に沿った温度分布および壁面熱流束分布を示す。図 4(a)より、磁場を印加することで衝撃層は拡大し、衝撃層内の電気伝導率が高いほど衝撃波離脱距離が増加していることがわかる。また図 4(b)から磁場を印加することによって壁面熱流束は全表面で低下し、衝撃層内の電気伝導率が高い値ほど、MHD Flow Control の熱低減効果が得られていることが確認できる。これは、衝撃層内の電気伝導率が高いと発生する電流が増え、MHD 相互作用が強くなるためである。0.5 T の磁場を印加し、衝撃層内の電気伝導率が 1000 のような値のときには、よどみ点における壁面熱流束の低減率は 65 % 程度になる。

図 5 に 2 次元静圧分布を示す。図 5(a)は衝撃層内の電気伝導率  $\sigma$  を 10 S/m と設定した場合、図 5(b)は衝撃層内の電気伝導率  $\sigma$  を 100 S/m と設定した場合、図 5(c)は衝撃層内の電気伝導率  $\sigma$  を 1000 S/m と設定した場合の 2 次元静圧分布である。図 5(a)~(c)の上側は外部磁場  $B_0$  を印加し誘導磁場を無視した解析であり、下側は誘導磁場  $B_1$  を考慮した解析である。衝撃層内の電気伝導率  $\sigma$  が 10 S/m のとき、誘導磁

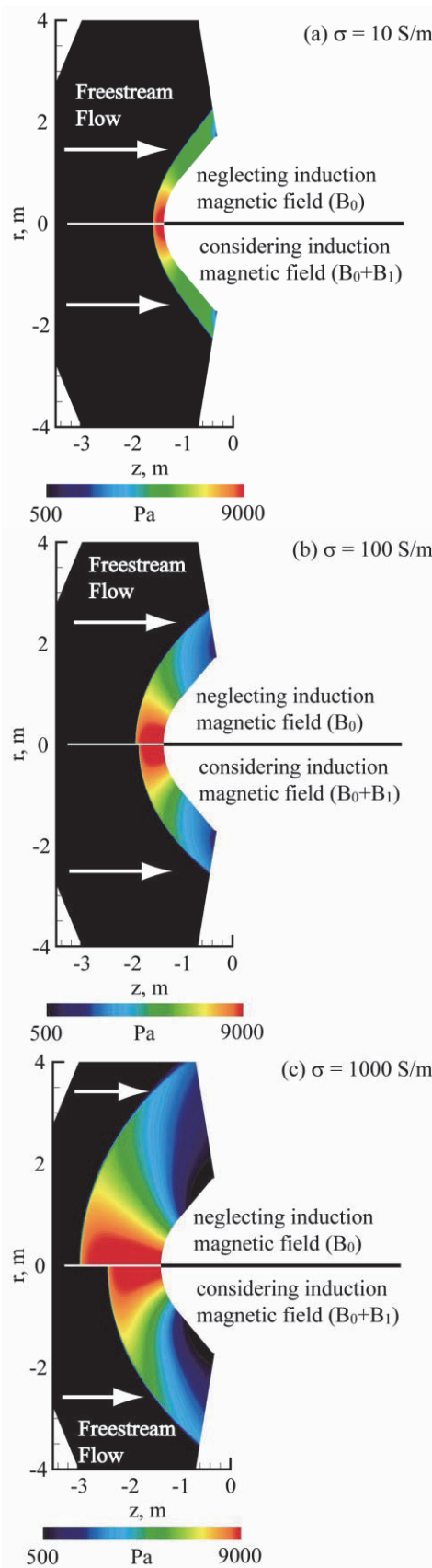


図5 2次元静圧分布（上側：誘導磁場無視、下側：誘導磁場考慮）(a)電気伝導率 $\sigma=10$  S/m (b)電気伝導率 $\sigma=100$  S/m (c)電気伝導率 $\sigma=1000$  S/m

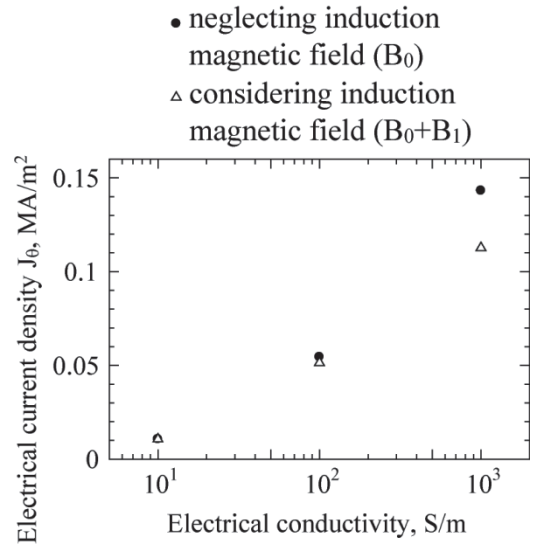


図6 電気伝導率と最大円周方向電流密度の関係に及ぼす誘導磁場の影響

場を考慮しても衝撃波離脱距離に変化はみられない。衝撃層内の電気伝導率 $\sigma$ が 100 S/m の場合では、誘導磁場を考慮した方が、衝撃波離脱距離は短くなる。衝撃層内の電気伝導率 $\sigma$ をさらに高い値の 1000 S/m に設定すると、電気伝導率 $\sigma$ が 100 S/m の場合に比べて衝撃層厚さの変化が著しくなり、誘導磁場の影響によって MHD Flow Control の衝撃層拡大効果は低下する。なお、衝撃層拡大効果に及ぼす誘導磁場の影響は磁気レイノルズ数の評価によく一致している。磁気レイノルズ数が 1 より小さい場合である電気伝導率が 10 S/m のときには、誘導磁場の影響は現れていないが、磁気レイノルズ数が 1 より大きい場合である電気伝導率が 1000 S/m のときには、誘導磁場の影響が顕著に現れている。

衝撃層拡大効果をもたらすのは、主として飛行物体の円周方向に発生する電流であり、その円周方向電流が大きいほど衝撃層は拡大する。図 6 に電気伝導率 $\sigma$ と円周方向電流密度 $J_{\theta}$ の最大値との関係を示す。電気伝導率 $\sigma$ を 10 S/m と設定した場合、誘導磁場の有無は発生する最大円周方向電流密度に対して影響を与えない。電気伝導率 $\sigma$ を 100 S/m、1000 S/m と大きくすると発生する円周方向電流密度の最大値も増加していき、誘導磁場の有無による最大円周方向電流密度の差も大きくなる。衝撃層内の電気伝導率が 100 S/m や 1000 S/m などの高い値の場合、誘導磁場を考慮することで発生する円周方向電流密度は低下し、そのことに起因して図 5 のように衝撃層拡大効果が弱まったと考えられる。

図 7 に衝撃層内の電気伝導率を 1000 S/m に設定したときのローレンツ力の分布を示す。なお、図 7(a)が誘導磁場を無視した場合、図 7(b)が誘導磁場を考慮した場合の結果である。これらの図を比較すると、ローレンツ力の強さは誘導磁場の有無でほとんど変化がみられない。しかしながら、ローレンツ力の方向は異なっており、誘導磁場を無視した場合のほうがプラズマ流れとおおよそ逆方向に働いている。したがって、誘導磁場を無視した場合のほうが、プラズマ流れは減速し、そのために衝撃層がより拡大していると考えられる。このローレンツ力の違いは、誘導磁場によって外部印加磁場の分布が変化したためと考えられる。

図 8 に誘導磁場の 2 次元分布および磁力線を示す。なお、この図は最も誘導磁場の影響が顕著に現れた衝撃層内の電気伝導率 $\sigma$ を 1000 S/m に設定したときの分布である。図 3

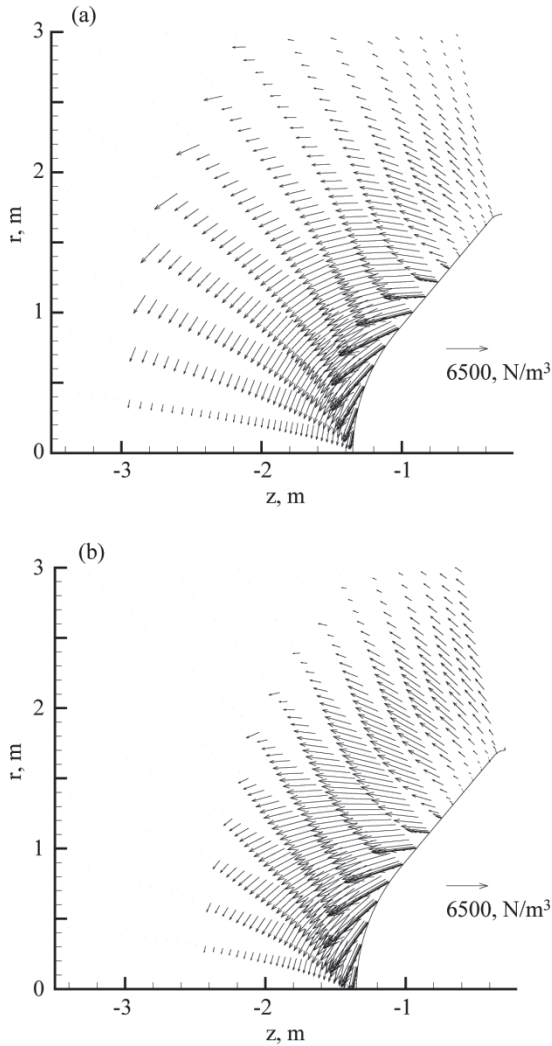


図 7 ローレンツ力分布 ((a): 誘導磁場無視、(b): 誘導磁場考慮)

の外部印加磁場の磁力線と誘導磁場の磁力線を比べると、誘導磁場はほとんどの領域で外部印加磁場を打ち消すように働く。このため、誘導磁場を考慮するとほとんどの領域で全磁束密度が弱まり、MHD Flow Control の効果は低減する。このとき、最大値で比べると 0.5 T の外部印加磁場に対して 0.065 T の誘導磁場が発生している。また図は省略するが、電気伝導率  $\sigma$  が 100 S/m のときの誘導磁場の最大値は 0.016 T、電気伝導率  $\sigma$  が 10 S/m のときの誘導磁場の最大値は 0.0007 T であった。衝撃層内の電気伝導率が 10 S/m、100 S/m のときは、1000 S/m のときに比べ、発生する誘導磁場は弱く、MHD Flow Control に影響を及ぼさないことがわかる。

図 9 に外部印加磁場と誘導磁場を足し合わせた合成磁場の分布を示す。なお、この図は衝撃層内の電気伝導率を 1000 S/m に設定した場合の分布である。図 3 の外部印加磁場と比較をすると、合成磁場は弱まっていることがわかる。また、分布も異なっているため、ローレンツ力の分布にも影響を及ぼしたと考えられる。

図 10 に軌道再突入実験機 OREX の壁面に沿った熱流束の分布を示す。なお、この分布は衝撃層内の電気伝導率  $\sigma$  を 1000 S/m に設定にしたときの分布である。誘導磁場の有無に関わらず、外部磁場を印加することで壁面熱流束が全表面で低下しており、MHD Flow Control の熱低減効果が得られている。また、よどみ点付近においては誘導磁場を考

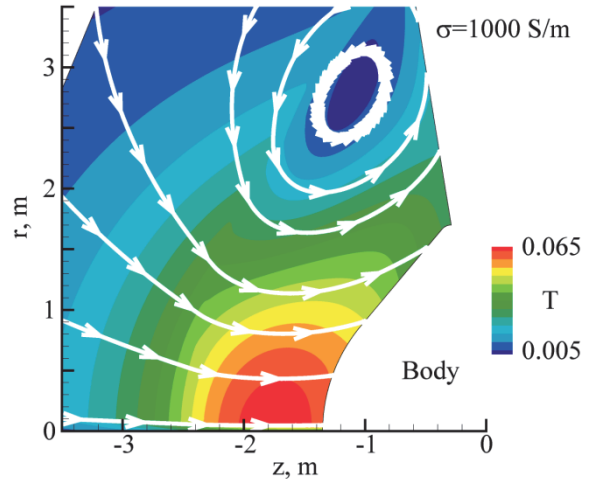


図 8 衝撃層内の電気伝導率  $\sigma$  が 1000 S/m のときの誘導磁場分布および磁力線

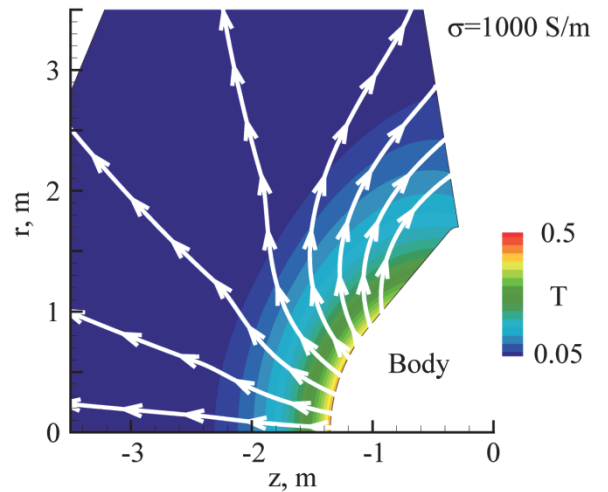


図 9 電気伝導率が 1000 S/m の場合の合成磁場の分布

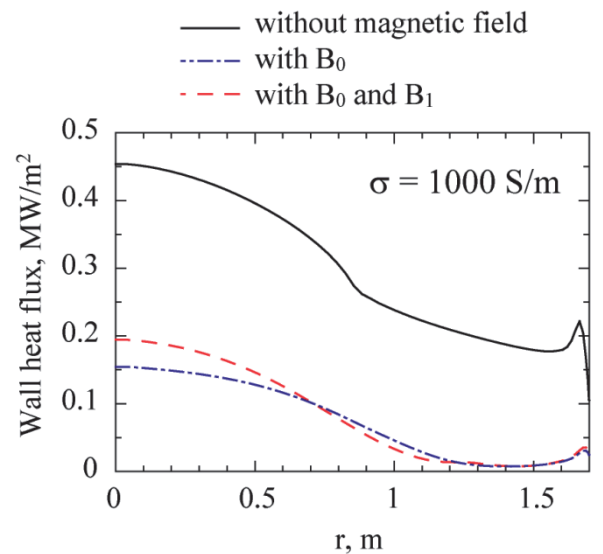


図 10 衝撃層内の電気伝導率  $\sigma$  が 1000 S/m のときの壁面熱流束

慮するほうが壁面熱流束は増加しており、OREX の円錐部では誘導磁場を考慮する方が壁面熱流束は低下するという結果が得られた。図 3 と図 8 の比較からわかるように、よどみ点付近では外部印加磁場と誘導磁場の磁力線は弱めあうように作用しており、OREX の円錐部では外部印加磁場と誘導磁場の磁力線は強めあうように作用している。このことを踏まえて図 10 をみると、全磁束密度が弱まった領域で壁面熱流束が上昇し、全磁束密度が強まった領域で壁面熱流束が減少している。

#### 4. 結論

本研究では、MHD Flow Control におよぼす誘導磁場の影響を二次元数値解析から調べた。その解析では、熱量的完全気体を仮定し、また衝撃層内の電気伝導率をパラメトリックに変化させた。解析結果から、ほとんどの領域において誘導磁場は外部から印加した磁場を打ち消す方向に発生するため、誘導磁場は MHD Flow Control の衝撃層拡大効果や壁面熱流束低減効果を弱める方向に作用することを確認した。ただし、位置によっては、誘導磁場が磁場（合成磁場）を強める方向に発生しており、その付近の壁面では誘導磁場を考慮したときの方が壁面熱流束は低い値を取った。

#### 参考文献

- 1) R. C. Meyer: On Reducing Aerodynamic Heat Transfer Rates by Magnetohydrodynamic Techniques, *Journal of the Aero/Space Sciences*, Vol. 25, No. 9, 1958, pp.561-566,572.
- 2) W. B. Bush: Magnetohydrodynamic-Hypersonic Flow Past a Blunt Body, *Journal of the Aero/Space Sciences*, Vol. 25, No. 11, 1958, pp. 685-690, 728.
- 3) R. W. Ziemer: Experimental Investigation in Magneto Aerodynamics, *American Rocket Society Journal*, Vol. 29, No. 19, 1959, pp.642-647.
- 4) T. Abe: Feasibility Study of Flight Experiment for Electrodynamic Heatshield Technology, *Acta Astronautica*, doi: 10.1016/j.actaastro.2009.09.003
- 5) R. W. MacCormack: Numerical Simulation of Aerodynamic Flow within a Strong Magnetic Field with Hall Current and Ion Slip, AIAA Paper 2007, 2007-4370.
- 6) T. Fujino, and M. Ishikawa: Numerical Simulation of Control of Plasma Flow with Magnetic Field for Thermal Protection in Earth Reentry Flight, *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol. 34, No. 2, 2006, pp. 409-420.
- 7) T. Fujino, I. Funaki, H. Sugita, and M. Ishikawa: Influences of Electrical Conductivity of Wall on Magnetohydrodynamic Control of Aerodynamic Heating, *Journal of the Aero/Space Sciences*, Vol. 43, No. 1, 2006, pp. 63-70.
- 8) T. Fujino, and M. Ishikawa: Numerical Studies of Magnetohydrodynamic Flow Control Considering Real Wall Electrical Conductivity, *Journal of the Spacecraft and Rockets*, Vol. 44, No. 3, 2007, pp. 625-632.
- 9) Y. Yamamoto: Recent Comparisons of Aerothermodynamic Results by CFD and FEM Coupling Analysis with OREX Flight Experiments, *proceedings of the 13<sup>th</sup> NAL Symposium on Aircraft Computational Aerodynamics*, National Aerospace Lab. of Japan, Tokyo, 1995, pp. 27-39.
- 10) Y. Wada, and M. S. Liou: A Flux-Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities, *AIAA 32<sup>nd</sup> Aerospace Sciences Meeting and Exhibits*, AIAA Paper, 1994, 94-0083.
- 11) S. Yoon, and A. Jameson: Lower-upper Symmetric- Gauss-Seidel Method for the Euler and Navier-Stokes Equations, *AIAA Journal*, Vol. 26, No. 6, 1988, pp. 1025-1026.