

# MHD パラシュート効果による超軌道再突入環境下の空力加熱低減の可能性

下澤雄太, 益田克己, 藤野貴康  
(筑波大学)

## Possibility of Reduction in Aerodynamic Heating by MHD Parachute Effect in Super Orbital Reentry Flights

by

Yuta Shimosawa, Katsumi Masuda and Takayasu Fujino (University of Tsukuba)

### Abstract

The MHD flow control in super orbital reentry flight is numerically analyzed with taking MHD parachute effect and radiative heating into account. We conducted a coupled numerical simulation of MHD flow and flight trajectories of a reentry body, where the initial altitude and velocity are set to 75 km and 12.4 km/s, respectively. The initial flight path angle is also set to 5 degree. In the simulation, the strength of magnetic field is varied parametrically in a range of 0 to 1.0 T. The numerical results show that the MHD flow control in super orbital reentry flight can mitigate the total heat flux, which is defined as the sum of the convective and radiative heat flux, owing to a decrease in flight velocity by MHD parachute effect. In order to reduce a peak amount of the total heat flux at stagnation point, the use of weak magnetic fields such as 0.25 T is desirable because an increase in radiative heat flux by MHD flow control at high altitudes can be suppressed. In order to reduce a time integration of wall heat load from 75 km to 45 km, however, strong magnetic fields such as 1.0 T should be used because convective and radiative wall heat load can be mitigated due to a decrease in flight velocity by strong MHD parachute effect.

### 1. はじめに

再突入飛行体を空力加熱から能動的に守る方法の一つとして MHD Flow Control が提案されている<sup>1-3)</sup>。図1に MHD Flow Control 適用時の飛行体周りの電磁流体場の概略図を示す。大気中を極超音速で飛行する際、飛行体の前方には強い離脱衝撃波が形成され、衝撃波背後では空気の解離、電離反応が起こり、弱電離プラズマ流れが生成される。プラズマ流れに対して飛行体内部に搭載した磁石により磁場を印加すると、起電力が発生し、衝撃層内に電流が流れる。その電流と磁場の相互作用で発生するローレンツ力によって衝撃層内のプラズマ流れは減速する。境界層内では温度勾配が緩やかになり、飛行体に流入する対流熱流束が低減する。また、流れの減速に伴い衝撃波前後での質量流量を保存するように衝撃層が拡大する。MHD Flow Control では、搭載した磁石にローレンツ力の反力が作用し、飛行体の全抗力が増大する。この効果は MHD パラシュート効果と呼ばれ<sup>4-6)</sup>、空気力学的な抗力による減速が困難な高々度における飛行速度の低減とそれに起因する空力加熱の低減が期待できる。

これまで著者らは、主に再突入実験機 OREX<sup>7)</sup> (Orbital Reentry Experiments, 1994) を対象に低周回軌道再突入環境下で MHD Flow Control の適用可能性を数値解析により調べてきた。OREX の飛行環境下では、最大 0.5 T の印加磁場条件下において MHD パラシュート効果による飛行速度の低下が対流熱流束のピーク値の低減に大きく寄与すること、飛行時間が長くなっても再突入中の壁面総加熱量は低減することなどを示した<sup>8)</sup>。

惑星間航行から地球へ帰還する場合の再突入は、超軌道再突入と称され、第二宇宙速度を有しているために飛行体は低周回軌道再突入よりも厳しい空力加熱を被る。一般に、超軌道再突入では対流熱流束と比較して放射熱流束が無視できない。大津ら<sup>9)</sup>は、MUSES-C カプセル<sup>10)</sup>の超軌道再突入環境下で MHD Flow Control を適用すると、0.6 T の磁場で対流熱流束を 50%程度低減でき、また全抗力は最大 2 倍程度に増加することを数値解析により報告している。吉野ら<sup>11)</sup>は、大津の研究では無視されていた放射熱流束を考慮して超軌道再突入環境下での MHD Flow Control に関する数値解析を実施している。磁場印加により、衝撃層の拡大とプラズマ温度の上昇による放射熱流束の増加量が対流熱流束の低減量を上回り、熱防御効果を打ち消す可能性を示唆し

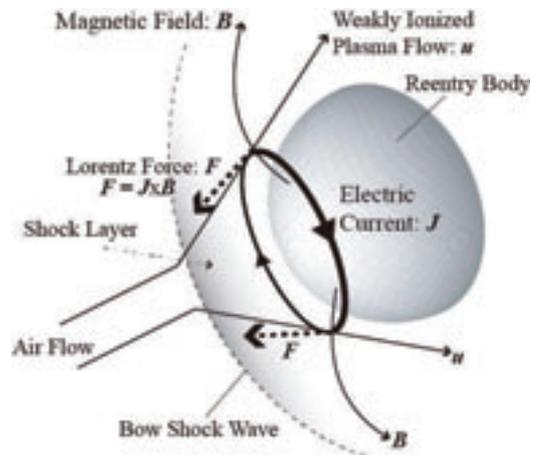


図1 MHD Flow Control 適用時の電磁流体場の概略図

ている。ただし、大津や吉野の研究では、MUSES-Cカプセルの熱流束が最も厳しかったと予想された飛行条件のみを扱っており、MHDパラシュート効果が無視されている。すなわち、磁場印加による飛行軌道の変化が考慮されていない。

そこで著者らは、超軌道再突入環境下で MHD パラシュート効果による飛行軌道の変化を考慮した数値解析を実施したが、1 T を超える強い磁場を印加しても MHD パラシュート効果は小さく、飛行速度はほとんど低下しなかった<sup>12,13)</sup>。その結果を受け、飛行体形状と印加磁場分布が MHD パラシュート効果に及ぼす影響を調べ、衝撃層内のプラズマ流速を大きく維持できる飛行体形状に対して広範囲に磁場を印加することで、強い MHD パラシュート効果を得られる可能性を明らかにした<sup>14)</sup>。高々度では磁場印加により熱流束が増加しても飛行速度を大幅に低減できれば、熱流束のピーク値や加熱量の低減が期待できる。

本研究では、超軌道再突入環境下において MHD パラシュート効果が飛行特性や熱流束に与える影響を調べ、磁場印加による放射加熱の増加を考慮しても MHD Flow Control が熱防御システムとして有効に機能する可能性を示すとともに、適切な印加磁束密度の設定に向けた指針を示すことを目的とする。

## 2. 数値解析手法および解析条件

### 2.1 解析対象および印加磁場配位

飛行体形状は、実際に超軌道再突入をした MUSES-C カプセルと同一径を有する半径 0.2 m の球とする。飛行体周りを  $(r, \theta, z)$  の円筒座標系で表し、系の対称性から  $r-z$  2次元平面を解析領域とする。解析格子の設定に際し、対流熱流束の算出に影響が生じない程度に壁面近傍の格子間隔を十分小さくとっている。また、飛行体後方の解析領域は背面の輻射熱流束を評価するのに十分遠方に設定している。

印加磁場は、飛行体内部に空心円筒磁石を搭載することを想定し、ビオ・サバルの法則を解析的、数値的に積分することで求める。磁場分布の作成に際し、磁石の線材には宇宙線観測実験 Bess-Polar プログラムで使用された薄肉ソレノイド型超伝導磁石<sup>15)</sup>に用いられたものを想定している。図 2 に本研究で使用する磁場分布と磁石位置を示す。飛行体表面の最大印加磁束密度  $B_{\max}$  を 0 T~1.0 T と変化させて解析を行う。空心円筒磁石の断面積は  $0.02 \text{ m}^2$  であり、断面積の中心位置は  $(r, z) = (-0.15, 0.10)$  である。この磁石位置は、強い MHD パラシュート効果を得るために、飛行体前方の広範囲に磁場を印加することで広範囲にローレンツ力を発生させることを目的としている。安部<sup>16)</sup>は MUSES-C カプセルとほぼ同一形状の飛行体を対象として MHD パラシュート効果の実証実験に関する検討を行っている。その研究では、飛行体表面に 1.0 T を超える磁束密度を印加できるシステムが提案されており、飛行体総質量は約 17 kg、磁石とクライオスタットの合計質量は約 7 kg である。また、著者らが想定する磁石質量は約 2 kg と見積もられ、MHD Flow Control の効果を得るためにこの磁石を搭載することは、質量の観点では現実的であると言える。

### 2.2 電磁流体場の基礎方程式および解析手法

流体場に関する基礎方程式には、熱化学非平衡性を考慮した圧縮性 Navier-Stokes 方程式に MHD 相互作用に関する項を加えたものを使用する。熱的非平衡性を考慮するため Park の 2 温度モデル<sup>17)</sup>を用いる。化学反応に関しては以下の 11 化学種 (N, O, N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, NO, N<sup>+</sup>, O<sup>+</sup>, N<sub>2</sub><sup>+</sup>, O<sub>2</sub><sup>+</sup>, NO<sup>+</sup>, e<sup>-</sup>) を考慮し、化学非平衡性を考慮するために Park の有限化学反応モデル<sup>18)</sup>を使用する。流れは全領域で層流を仮定する。並進-振動エネルギー間の緩和時間は、Millikan-White の半経験式<sup>19)</sup>に Park<sup>17)</sup>の修正項を加えたモデルを使用する。また、分子の解離の際に失われる振動エネルギーには、非選択的解離モデル<sup>20)</sup>を使用する。

支配方程式として使用している各化学種の質量保存方程式、運動量保存方程式、全エネルギー保存方程式、振動-電子エネルギー保存方程式をまとめたものを式(1)に示す。

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho Y_s \\ \rho u \\ \rho E_t \\ \rho e_{ve} \end{bmatrix} + \nabla \cdot (\mathbf{F}_C + \mathbf{F}_D) = \begin{bmatrix} \dot{\omega}_s \\ 0 \\ 0 \\ S_{ve} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ \mathbf{J} \times \mathbf{B} \\ 0 \\ \mathbf{J} \cdot \mathbf{J} / \sigma \end{bmatrix} \quad (1)$$

ここで  $\mathbf{F}_C$ ,  $\mathbf{F}_D$  はそれぞれ移流流束ベクトル、拡散流束ベクトルを表す。  $\rho$ ,  $Y_s$ ,  $E_t$  および  $e_{ve}$  はそれぞれ混合質量密度、化学種  $s$  の質量分率、単位質量当たりの全エネルギー、および単位質量当たりの振動-電子エネルギーを示す。右辺第 1 項は熱化学非平衡性に起因した生成項を表し、右辺第 2 項は MHD 相互作用に起因した生成項を表す。  $\dot{\omega}_s$ ,  $S_{ve}$  はそれぞれ化学種  $s$  の生成率、振動-電子エネルギーの生成率を表す。  $\mathbf{J}$ ,  $\mathbf{B}$  および  $\mathbf{u}$  は、それぞれ電流密度、印加磁束密度、速度ベクトルを示し、  $\sigma$  は電気伝導率を示す。流体場の基礎方程式に軸対称二次元近似を施し、その結果導出された方程式を一般座標空間の下で有限体積的に離散化する。対流項の数値流束には Shock-Fix 法を含む AUSM-DV スキーム<sup>21)</sup>を、粘性項

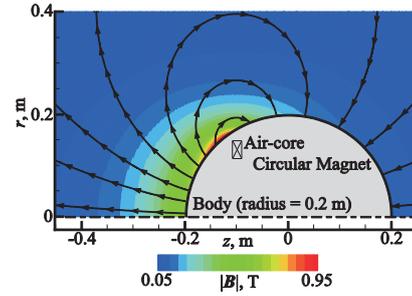


図 2 印加磁場分布 ( $B_{\max}=1.0 \text{ T}$  の場合)

の評価には 2 次精度中心差分法を用いる。時間積分には Matrix-Free-Gauss-Seidel 陰的解法<sup>22)</sup>を用い、各化学種の化学反応に伴う質量生成および消滅項は Diagonal-Point Implicit 法<sup>23)</sup>を用いて陰的に扱う。

著者らの先行研究において、MUSES-C カプセルの超軌道再突入環境下においてはホール効果および誘導磁場の影響は小さいことが示されている<sup>12)</sup>。従って本研究ではそれらの効果は無視する。電磁場の解析には式(2)に示す一般化されたオームの式を用い、電気伝導率は式(3)で評価する。

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (2)$$

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e \sum v_{eH}} \quad (3)$$

ここで  $n_e$ ,  $e$ ,  $m_e$ , および  $v_{eH}$  は、それぞれ電子数密度、電荷素量、電子の質量、電子と重粒子の衝突周波数を示す。なお、ホール効果は無視する場合、系の軸対称性から式(2)中の電場  $\mathbf{E}$  はゼロとなる。

### 2.3 軌道解析の基礎方程式および解析手法

全抗力  $D_T$  を圧力抗力  $D_P$  とローレンツ力による抗力  $D_L$  の和として以下のように定義する。

$$D_T = D_P + D_L \quad (4)$$

$$D_P = - \iint_S (pn)_z dS \quad (5)$$

$$D_L = - \iiint_V (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_z dV \quad (6)$$

ここで、 $S$  は飛行体の表面積、 $V$  は解析領域全体の体積、 $\mathbf{n}$  は飛行体壁面に対する法線ベクトルを表す。式(4)~(6)を用いた電磁流体解析より得られた全抗力をもとに式(7)~(9)を用いて軌道解析を行う。

$$m v_\infty \frac{dy}{dt} = mg \cos \gamma - \frac{m v_\infty^2}{R_E + h} \cos \gamma \quad (7)$$

$$m \frac{dv_\infty}{dt} = -D_T + mg \sin \gamma \quad (8)$$

$$\frac{dh}{dt} = -v_\infty \sin \gamma \quad (9)$$

ここで、 $m$  は飛行体質量、 $v_\infty$  は飛行速度、 $h$  は飛行高度、 $\gamma$  は経路角、 $R_E$  は地球半径、 $g$  は重力加速度を示す。本解析では  $m=20 \text{ kg}$  とし、初期条件は飛行高度 75 km、経路角  $5^\circ$ 、飛行速度 12.4 km/s、圧力 2.4 Pa、温度 208.4 K とする。軌道解析の時間刻みは 2 s とする。電磁流体解析と軌道解析を連成し、再突入軌道に沿って電磁流体解析を行う。

### 2.4 壁面熱流束の評価

全熱流束  $q_{\text{total}}$  を対流熱流束  $q_{\text{conv}}$  と輻射熱流束  $q_{\text{rad}}$  の和として以下のように定義する。

$$q_{\text{total}} \equiv q_{\text{conv}} + q_{\text{rad}} \quad (10)$$

対流熱流束は式(11)を用いて評価する。本研究では、壁面の境界条件として非触媒壁モデルを用いる。

$$q_{conv} = \eta_{tr} \left( \frac{\partial T_{tr}}{\partial n} \right) + \eta_{ve} \left( \frac{\partial T_{ve}}{\partial n} \right) \quad (11)$$

ここで $\partial T/\partial n$ は壁面における温度勾配、 $\eta$ は熱伝導係数を示す。また、 $tr$ は並進-回転モードを表し、 $ve$ は振動-電子励起モードを表す。放射熱流束 $q_{rad}$ は放射解析パッケージSPRADIAN<sup>24)</sup>を用いて求める。ただし、壁面温度は簡単のため3000 Kとする。

3. 結果および考察

図3に各磁束密度における飛行速度の履歴を示す。磁束密度が強いほど磁場を印加しない場合と比較して飛行速度の低下量は大きい。磁束密度によらず、磁場を印加しない場合と比較したときの飛行速度の低下量は高度約52 kmで最大となる。磁場を印加しない場合と比較した際の飛行速度の低下割合は、 $B_{max}=0.25$  Tのときは約9%、 $B_{max}=0.5$  Tのときは約17%、 $B_{max}=1.0$  Tのときは約32%である。

図4に各磁束密度における圧力抗力 $D_p$ の履歴を示す。初期飛行高度75 kmでは磁場の印加による圧力抗力の変化量はほとんどみられない。高度の低下に伴い、磁場を印加しない場合と比較して磁束密度が強いほど圧力抗力の低下量は大きくなる。これはMHDパラシュート効果により飛行速度が低下し、動圧が減少したためである。

図5に各磁束密度におけるローレンツ力による抗力 $D_L$ の履歴を示す。磁束密度が強いほどローレンツ力による抗力は大きくなるが、高度約52 km以下では磁束密度によらずローレンツ力による抗力はほとんど得られなくなる。これは、高度の低下に伴い飛行速度が低下すると衝撃波が弱まり、その結果として衝撃層内の電気伝導率が低下することで、ローレンツ力が小さくなるためである。また磁束密度が強いほどより高々度側でローレンツ力による抗力が減少し始める。これは、後述するように、MHDパラシュート効果による飛行速度の低下が電気伝導率の低下につながるためである。

図6に各磁束密度における全抗力 $D_T$ の履歴を示す。磁場を印加しない場合と比較して磁束密度が強いほど高々度域での全抗力の増加量が大きい。これは大きな圧力抗力を得られない高々度域において、MHDパラシュート効果が飛行速度を低下させるために有効であることを表している。また、高度の低下に伴いローレンツ力による抗力が小さくなり、いずれの磁束密度においても高度約53 kmよりも低高度域では全抗力が磁場を印加しない場合より小さくなる。ローレンツ力による抗力が小さくなるような低高度域では、MHDパラシュート効果により飛行速度が低下している。その結果、磁束密度が強いほど低高度域では圧力抗力が低下し、全抗力も小さくなる。

図7から図9に $B_{max}=0$  T, 0.25 T, 1.0 Tの場合の高度約70 km, 約60 km, 約50 kmにおける振動-電子温度分布をそれぞれ示す。高度約70 kmと約60 kmにおいて、 $B_{max}=1.0$  Tの場合には $B_{max}=0.25$  Tと比較して衝撃層が大きく拡大する。より強い磁場が印加されることでローレンツ力はより強くなる。また、衝撃層の拡大に伴い電気伝導率が高い領域も拡大する。その結果、広範囲でローレンツ力が発生し、ローレンツ力による抗力が大きく得られる。一方、高度約50 kmでは、磁場印加による衝撃層の拡大は見られず、ローレンツ力により流れが減速されていないことがわかる。これは、飛行速度の低下に起因して衝撃波が弱まり、MHD Flow Controlの効果を十分に得られるほどの電気伝導率が生じないためである。また、高度約50 kmにおける飛行体前方の温度は、磁束密度が強いほど低くなることわかる。これはMHDパラシュート効果により高々度域で飛行速度が低下した結果、磁場を印加しない場合と比較して衝撃波が弱まることに起因している。

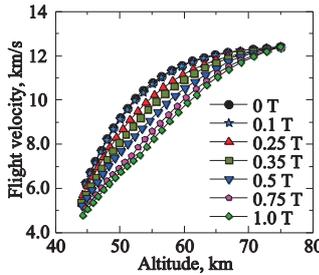


図3 飛行速度の履歴

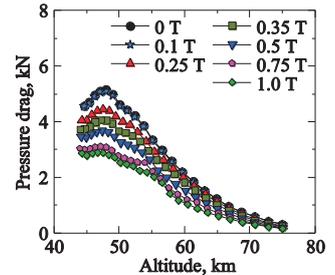


図4 圧力抗力の履歴

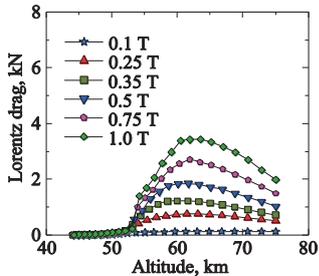


図5 ローレンツ力による抗力の履歴

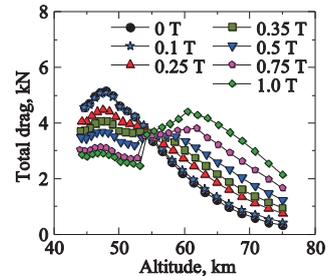


図6 全抗力の履歴

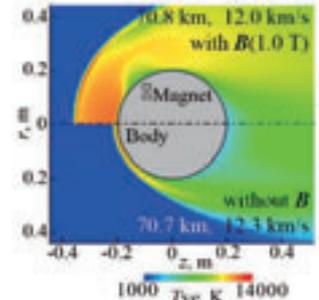
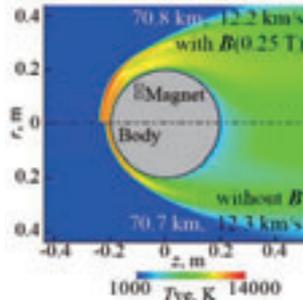


図7 高度約70 kmでの振動-電子温度分布 (左:  $B_{max}=0.25$  Tと0 T, 右:  $B_{max}=1.0$  Tと0 T)

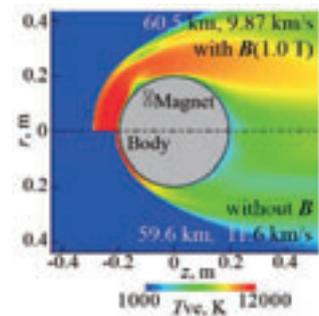
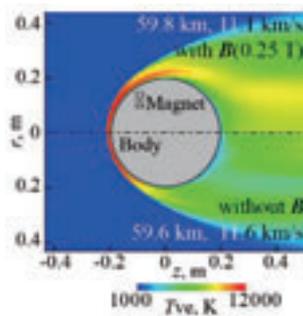


図8 高度約60 kmでの振動-電子温度分布 (左:  $B_{max}=0.25$  Tと0 T, 右:  $B_{max}=1.0$  Tと0 T)

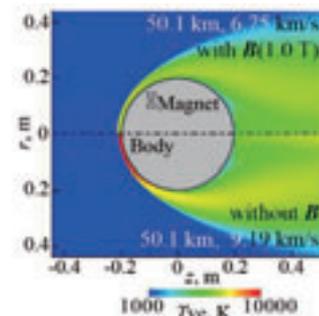
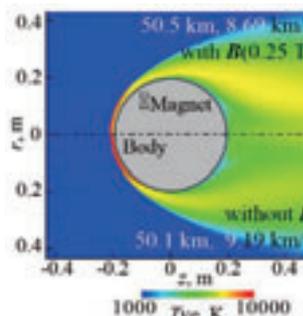


図9 高度約50 kmでの振動-電子温度分布 (左:  $B_{max}=0.25$  Tと0 T, 右:  $B_{max}=1.0$  Tと0 T)

図 10 に各磁束密度での淀み線上における電気伝導率の最大値の履歴を示す。初期飛行条件の高度 75 km では、磁束密度が強いほど高温領域は拡大し、衝撃層内での電離反応が促進される。また衝撃層内でのジュール加熱のため振動電子温度が上昇する。これらの結果として、磁場を印加しない場合と比較して電気伝導率がわずかに高くなる。磁束密度の強さによらず、ある程度高度が低下すると電気伝導率は急激に減少に転じるが、磁束密度が強いほど電気伝導率が減少に転じる高度が高々度側となる。これは、前述の通り、MHDパラシュート効果により飛行速度が低下する効果である。この急激な電気伝導率の低下と飛行速度の低下によりMHDの相互作用が小さくなり、図5に示したようなローレンツ力による抗力の低下をもたらす。

図 11 に各磁束密度における淀み点对流熱流束の履歴を示す。磁場を印加しない場合と比較して、磁束密度が強いほど対流熱流束は低減し、その低減量には飽和傾向が見られる。磁場を印加しない場合の淀み点对流熱流束のピーク値は、 $B_{\max}=0.25$  T では約 32%、 $B_{\max}=0.5$  T では約 69%、 $B_{\max}=1.0$  T では約 78%それぞれ低減する。また、対流熱流束がピーク値をとる高度は、磁場を印加しない場合は高度約 53 km であるが、 $B_{\max}=0.25$  T の場合は高度約 54 km、 $B_{\max}=0.5$  T の場合は高度約 56 km、 $B_{\max}=1.0$  T の場合は高度約 65 km である。磁束密度が強くなるにつれて対流熱流束のピーク値をとる高度が高々度側になるのは、MHDパラシュート効果により飛行速度が低下したことに起因する。

図 12 に各磁束密度における淀み点輻射熱流束の履歴を示す。磁場を印加しない場合の淀み点輻射熱流束のピーク値は、 $B_{\max}=0.25$  T では約 28%低減するが、 $B_{\max}=0.5$  T では約 45%、 $B_{\max}=1.0$  T では約 85%それぞれ増加する。 $B_{\max}=0.75$  T と 1.0 T では輻射熱流束の履歴はほとんど変わらず、磁場印加による輻射熱流束の増加量は飽和傾向にあると言える。輻射熱流束がピーク値をとる高度は、磁場を印加しない場合は高度約 53 km であるが、 $B_{\max}=0.25$  T の場合は高度約 58 km、 $B_{\max}=0.5$  T の場合は高度約 62 km、 $B_{\max}=1.0$  T の場合は高度約 63 km である。対流熱流束と同様に、輻射熱流束のピーク値をとる高度も、磁束密度が強いほど飛行速度の低下に起因して高々度側へと推移する。また、ある程度高度が低下すると磁場印加の有無によらず輻射熱流束が増加から減少へと転じる様子が見取れる。

それぞれの磁束密度における磁場印加による輻射熱流束の変化は、図 5 に示したローレンツ力による抗力や図 7 に示した電気伝導率に大きく依存している。すなわち、衝撃層内で大きな電気伝導率が保たれている高々度域では強いローレンツ力が発生し、衝撃層の拡大による輻射熱流束の増加と全抗力の増加が起こる。そして、電気伝導率が低下するとローレンツ力も小さくなり、衝撃層の拡大が起こらなくなるため輻射熱流束は増加しなくなる。強い磁束密度では、衝撃層の拡大量が大きいために輻射熱流束の増加量も大きい。それと同時に、強い MHD パラシュート効果による飛行速度の低下に起因して電気伝導率の低下もより

高々度側で起こる。 $B_{\max}=1.0$  T のような強い磁束密度の場合、弱い磁束密度の場合と比較して高々度側でローレンツ力が減少に転じ衝撃層の拡大が起こらなくなる。その結果、輻射熱流束が最も早く減少に転じる。一方、 $B_{\max}=0.25$  T のような弱い磁束密度では、衝撃層の拡大による輻射熱流束の増加量は小さいが、同時に MHD パラシュート効果も小さい。低高度域においてもある程度の飛行速度と電気伝導率が維持され MHD の相互作用が起こるため、低高度域においても磁場印加により輻射熱流束は増加する。 $B_{\max}=0.5$  T や  $B_{\max}=1.0$  T と比較すると、 $B_{\max}=0.25$  T では高度約 50 km まで輻射熱流束を無視できない。しかし、 $B_{\max}=0.25$  T では磁場を印加しない場合と比較して輻射熱流束のピーク値は低減する。これは、MHD パラシュート効果による高々度域での飛行速度の低下に起因する。仮に、 $B_{\max}=0.25$  T といった弱い磁束密度でも MHD パラシュート効果を利用できなければ、輻射熱流束のピーク値は磁場を印加しない場合と比較して増加すると予想される。

図 13 に各磁束密度における淀み点全熱流束の履歴を示す。いずれの磁束密度においても磁場を印加しない場合と比較して全熱流束のピーク値は低減する。磁場を印加しない場合の淀み点对流熱流束のピーク値は、 $B_{\max}=0.25$  T では約 32%、 $B_{\max}=0.5$  T では約 30%、 $B_{\max}=1.0$  T では約 20%それぞれ低減する。全熱流束がピーク値をとる高度は、対流熱流束および輻射熱流束の履歴と同様、磁束密度が強くなるにつれて高々度側へと推移している。図 14 から図 16 を比較すると、磁場印加時の高々度域における淀み点全熱流束は、輻射熱流束が支配的であると言える。本研究の条件下では、 $B_{\max}=0.25$  T や  $B_{\max}=0.35$  T のように、輻射熱流束の増加を抑制しつつ全熱流束のピーク値を低減できるような比較的弱い磁束密度が望ましいことが示唆される。

表 1 に、各磁束密度における高度 75 km から 45 km までの飛行時間および総加熱量を示す。総加熱量は式(12)に示すように、壁面全熱流束  $q_{\text{total}}$  の面積積分値を飛行時間  $T_{\text{flight}}$  にわたって積分することで求められる。

$$Q = \int_{T_{\text{flight}}} \int_{S_{\text{wall}}} q_{\text{total}} dS dt \quad (12)$$

ここで  $S_{\text{wall}}$  と  $T_{\text{flight}}$  はそれぞれ飛行体の表面積と飛行時間である。表 1 より磁束密度が強いほど飛行時間が長くなるにもかかわらず総加熱量が小さくなる傾向にあることがわかる。これは、低高度域において対流熱流束および輻射熱流束が磁場を印加しない場合と比較して低減するためである。すなわち、MHDパラシュート効果により飛行速度が低下することで、低高度域では衝撃層内の温度が低下し、対流熱流束および輻射熱流束は低減する。磁束密度の強さによらず、超軌道再突入環境下での MHD Flow Control は磁場印加による輻射熱流束の増加を考慮しても、MHDパラシュート効果を利用することで有効に機能する。そして、総加熱量をより低減するためには、強い MHD パラシュート効果を利用できる強い磁束密度が適していると言える。

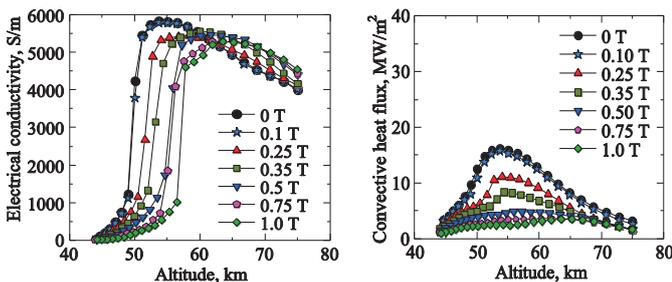


図 10 淀み線上における電気伝導率の最大値の履歴

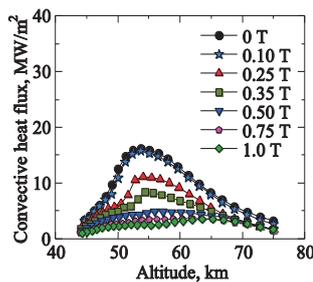


図 11 淀み点对流熱流束の履歴

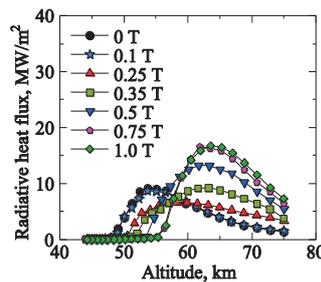


図 12 淀み点輻射熱流束の履歴

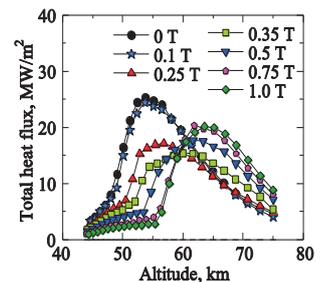


図 13 淀み点全熱流束の履歴

表 1 高度 75 km から 45 km までの飛行時間および総加熱熱量

$B_{max}$ , T	0	0.10	0.25	0.35	0.5	0.75	1.0
Flight time, s	41.1	41.1	42.0	43.4	43.7	45.2	46.1
Total heat load, MJ	21.7	20.8	19.0	19.1	18.5	16.4	16.3

磁場印加がもたらす淀み点での各熱流束の変化量に対し、衝撃層の拡大が占める割合と、飛行速度の低下による効果が占める割合の評価を行う。これら 2 つの割合を以下の方法に従い計算する。まず、高度 75 km から 45 km における 5 km おきの代表飛行高度において、磁場印加によって飛行速度が低下した後の飛行条件を用いて磁場を印加しない解析を行う。この解析結果と、磁場を印加しない場合の飛行軌道に沿った熱流束の差を、飛行速度の低下による熱流束の低減量と定義する。そして磁場印加による熱流束の変化量から、飛行速度の低下による熱流束の低減量を差し引くことで、衝撃層内の流速の低下に起因する熱流束の変化量を算出する。

図 14-(a)に各磁束密度での代表高度における淀み点对流熱流束の変化量に関する要因別の内訳を示す。高々度域では衝撃層の拡大が対流熱流束の変化量に支配的である。高度の低下に伴い、飛行速度の低下による効果が占める割合は大きくなり、低高度域では対流熱流束の低減量の大部分を飛行速度の低下による効果が占めるようになる。また、磁束密度が強いほど飛行速度の低下量は大きいため、飛行速度の低下に起因する対流熱流束の低減量は大きくなる。

図 14-(b)に各磁束密度での代表高度における淀み点放射熱流束の変化量に関する要因別の内訳を示す。いずれの磁束密度においても、高々度域では衝撃層の拡大に起因して放射熱流束が増加し、磁束密度が強いほどその増加量は大きくなる。これは、磁場印加による放射熱流束の増加が避けられないことと、弱い磁束密度であれば放射熱流束の増加を抑えることができることを表している。放射熱流束の増加がみられる高度域では飛行速度の低下に起因する放射熱流束の低減量は小さい。結果として、高々度域では磁場印加により放射熱流束が増加する。しかし、ローレンツ力が小さくなる低高度域では、衝撃層の拡大による放射熱流束の増加は起こらず、飛行速度の低下に起因した放射熱流束の低減がみられる。

図 14-(c)に各磁束密度での代表高度における淀み点全熱流束の変化量に関する要因別の内訳を示す。 $B_{max}=0.25$  T の場合には、高度 75 km や高度 70 km における衝撃層の拡大による全熱流束の増加量は小さい。また、高度 65 km 以下では主に飛行速度の低下に起因して全熱流束は低下する。 $B_{max}=0.25$  T の場合の高度 55 km では衝撃層の拡大による全熱流束の低下がわずかに見られる。これは、図 14-(a)わかるように、衝撃層の拡大による対流熱流束の低減による。弱い磁束密度では、MHD パラシュート効果が弱いために、低高度域まで MHD の効果が得られる程度の電気伝導率が生じる。そのため、流れをある程度減速させられるほどのローレンツ力が発生し対流熱流束は低減する。ただし、低高度域での全熱流束の低減量に占める割合は飛行速度の低下が支配的であり、衝撃層の拡大の影響は小さいことがわかる。一方で、 $B_{max}=0.5$  T や  $B_{max}=1.0$  T では、衝撃層の拡大による全熱束の増加が顕著である。しかし、低高度域では飛行速度の大幅な低下に起因する全熱流束の低減量が  $B_{max}=0.25$  T の場合と比較して大きいことがわかる。この飛行速度の低下による全熱流束の低減は、表 1 に示した総加熱熱量の低減にも大きく寄与している。

図 15 に  $B_{max}=1.0$  T における代表高度での淀み線上の電子移動度分布を示す。高度 75.0 km や 70.8 km では、電子移動

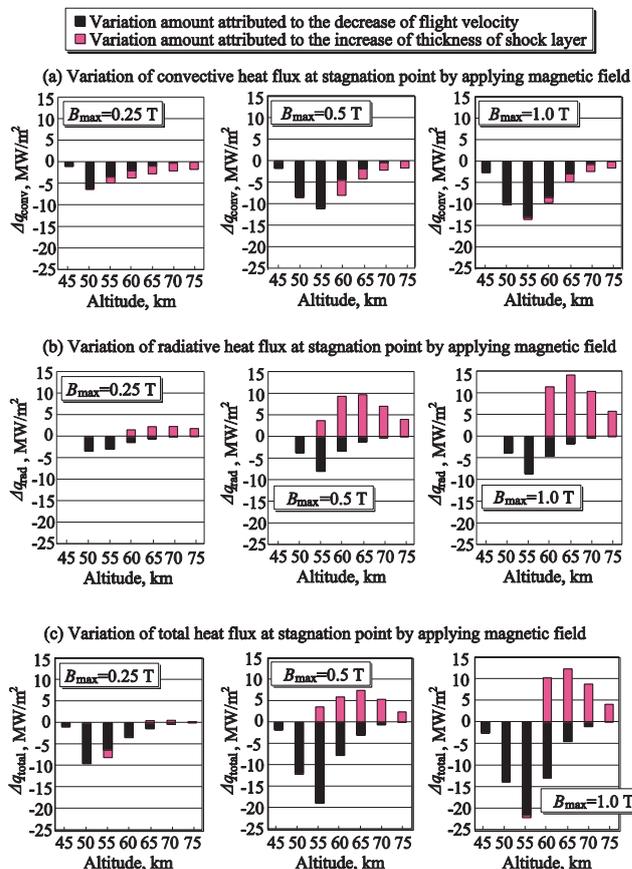


図 14 磁場印加による淀み点全熱流束の変化量に関する要因別の内訳 (a)対流熱流束の変化量, (b)放射熱流束の変化量, (c)全熱流束の変化量

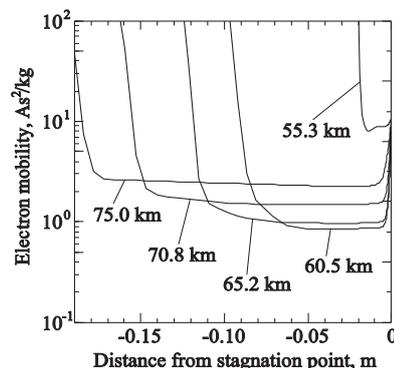


図 15  $B_{max}=1.0$  T における代表高度での淀み線上の電子移動度分布

度は衝撃層内のほとんどの領域で 1 のオーダーの値をとる。また、高度 65.2 km から 60.5 km では 1 以下と非常に小さな値をとる。これは、超軌道再突入環境下では大きな飛行速度のために強い衝撃波が形成され、衝撃層内の温度が高くなることによる。MHD の相互作用が大きくなる高々度域では電子移動度は小さく、また衝撃層内に印加される磁束密

度の強さは 1 よりも十分小さい。すなわち、電子移動度と磁束密度の積で表されるホールパラメータは小さくなる。従って、高度 60 km 以上の高々度域ではホール効果を見なくても MHD Flow Control の効果は定性的には変わらないことが予想できる。一方、高度 55.3 km では電子移動度が 10 近い値をとる。これは、飛行速度の低下に伴って衝撃波が弱まり、衝撃層内の温度が低くなる影響である。しかし、このような低高度域では電気伝導率が小さく、また飛行速度が十分低下しているために、起電力が小さい。従って、衝撃層内の流れを減速できるほどの大きなローレンツ力は発生しない。低高度域ではローレンツ力による抗力がほとんど得られないため、ホール効果の有無が MHD パラシュート効果に及ぼす影響はないと言える。

#### 4. まとめ

本研究では超軌道再突入環境下において MHD Flow Control に関する電磁流体と飛行軌道の連成解析を実施した。初期飛行条件として高度を 75 km、飛行速度は 12.4 km/s とした。最大印加磁束密度は 0 T~1.0 T へと変化させた。それぞれの磁束密度における数値解析結果を比較検討し、MHD パラシュート効果が飛行特性や熱流束および加熱量に与える影響を調べた。その結果、MHD パラシュート効果による飛行速度の低減により、磁場印加による輻射加熱の増加を考慮しても超軌道再突入環境下での MHD Flow Control は熱防御システムとして有効であることが明らかとなった。淀み点全熱流束のピーク値を低減するには、0.25 T のような弱い磁束密度を用い、高々度域において衝撃層の拡大を抑えることが有効である。一方、強い磁場を印加すると高々度域における輻射加熱の顕著な増加は避けられないが、低高度域では磁場印加による飛行速度の低減により対流熱流束と輻射熱流束は弱まる。その結果、強い磁場を印加しても再突入中の総加熱量は低減する。総加熱量を低減するには、MHD パラシュート効果による飛行速度の大幅な低減が期待できる 1.0 T のような強い磁場を印加する必要がある。

超軌道再突入環境下で MHD Flow Control を熱防御システムとして成立させるには、飛行速度を大幅に低下させられるだけの強い MHD パラシュート効果を利用することが重要であると言える。逆に、飛行速度を低下させられない条件であれば、磁場印加による輻射熱流束の増加のために熱防御効果を損なってしまうと考えられる。本研究では、初期飛行高度 75 km での経路角が 5° と設定されている。このとき、全熱流束のピーク値を最も低減すると期待できるのは、輻射加熱の増加を抑えられる弱い磁束密度である。しかし、経路角がさらに大きい場合には減速が困難であるため、強い磁場印加による大きな MHD パラシュート効果を利用しなければ飛行速度を低減できないと予想される。その一方で、強い磁場印加により輻射加熱の増加が熱防御効果を打ち消す可能性がある。MHD Flow Control の有効性に及ぼす印加磁束密度および経路角の関係性について今後調べていきたい。

#### 参考文献

- (1) Meyer, R. C.: On Reducing Aerodynamic Heat-Transfer Rates by Magnetohydrodynamic Techniques, *J. of the Aero/Space Sciences*, **25** (1958), pp. 561-566, 572.
- (2) Bush, W. B.: Magnetohydrodynamic-Hypersonic Flow Past a Blunt Body, *J. of the Aero/Space Sciences*, **25** (1958), pp. 685-690, 728.
- (3) Ziemer, R. W.: Experimental Investigation in Magneto-Aerodynamics, *American Rocket Society J.*, **29** (1959), pp. 642-647.
- (4) Bocharov, A. N., Bityurin, V. A., Lineberry, J.: Study of MHD Interaction in Hypersonic Flows, The 15th

- International Conference on MHD Energy conversion, Moscow, 2005, pp. 399-416.
- (5) Bityurin, V. A., Bocharov A.N., Baranov D. and Bychkov, S.: Power Extraction Experiment with a Surface MHD Generator in Hypersonic Airflow, 38th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference In conjunction with the 16th International Conference.
- (6) Bityurin, V. A., Bocharov, A. N.: MHD Flow Control in Hypersonic Flight, The 15th International Conference on MHD Energy Conversion, Moscow, 24-27, May, 2005, pp. 429-433.
- (7) Yamamoto, R.: Recent comparisons of aerothermodynamic results by CFD and FEM coupling analysis with OREX flight experiments, Proceedings of the 13th NAL Symposium on Aircraft Computational Aerodynamics, (1995), pp. 27-39.
- (8) Fujino, T., Yoshino, T., and Ishikawa, M.: Numerical Analysis of Reentry Trajectory Coupled with MHD Flow Control, *J. of Spacecraft and Rockets*, Vol. 45, No. 5, pp. 911-920, 2008.
- (9) 大津広敬, 安部隆士, 船木一幸: 電磁力による空力加熱低減法の超軌道速度飛行体への適用, 日本航空宇宙学会論文集, **54**, (2006), pp. 181-188.
- (10) Ishii, N., Hiraki, K., and Inatani, Y.: Attitude Motion and Aerodynamic Characteristics of MUSES-C Reentry Capsule," ISAS Report SP No 17, 2003.
- (11) 吉野智之, 藤野貴康, 石川本雄: 輻射加熱を考慮した MHD Heat Shield の数値シミュレーション, 日本航空宇宙学会論文集, **58**, 2010, pp. 349-356.
- (12) Fujino, T. and Ishikawa, M.: Numerical Simulation of MHD Flow Control along Super Orbital Reentry Trajectory, 44th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, California, 24-27, June, 2013, AIAA paper 2013-3000, 2013.
- (13) 益田克己, 下澤雄太, 藤野貴康: 超軌道再突入における MHD Flow Control の再突入軌道と空力加熱に及ぼす影響, 第 57 回宇宙科学技術連合会, 2H13, 2013.
- (14) 下澤雄太, 藤野貴康: MHD Flow Control の抗力増大効果に与える磁場配位と飛行体形状の影響, 平成 25 年度衝撃シンポジウム, 1B1-1, 2014.
- (15) Yamamoto, A.: A Thin Superconducting Solenoid Magnet for Astroparticle Physics, *Nuclear Physics B(Proc. Suppl.)*, **113**, Dec. 2002, pp. 299-354.
- (16) T. Abe.: Feasibility study of flight experiment for electrodynamic heatshield technology, *Acta Astronautica*, **66**(2010), pp. 929-936.
- (17) Park, C.: Assessment of Two-Temperature Kinetic Model for Ionizing Air, *J. of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 3, No. 3 (1989), pp.233-244.
- (18) Park, C.: Review of Chemical-Kinetic Problems of Future NASA Missions, I: Earth Entries, *J. of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 7, No. 3 (1993), pp.385-398.
- (19) Millikan, R. C., White, D. R.: Systematics of vibrational relaxation, *J. Chem. Phys.*, Vol. 39(1963), pp. 3209-3213.
- (20) Gnoffo, P. A., Gupta, R. N., and Shinn, J. L.: Conservation equations and physical models for hypersonic air flows in thermal and chemical nonequilibrium, (1989), NASA TP-2867.
- (21) Wada, Y. and Liou, M. S.: A Flux-Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities, AIAA paper 94-0083, 1994.
- (22) 嶋英志: 構造/非構造格子 CFD のための簡単な陰解法, 第 29 回流体力学講演会, 1997.
- (23) Chaussee, D. S., Pulliam, T. H.: Two-Dimensional Inlet Simulation Using a Diagonal Implicit Algorithm, *AIAA Journal*, Vol. 19, No.2 (1981), pp.153-159.
- (24) 藤田和央, 安部隆士: SPRADIAN version 1.5 USERS マニュアル第 2.3 版(PL4 対応), 2000.