

再突入カプセルの電磁流体制御に対する壁面の導通の影響に関する 3次元流体解析

○中村 洸太 (岡山大学大学院),
永田 靖典 (JAXA/ISAS), 山田 和彦 (JAXA/ISAS), 河内 俊憲 (岡山大学)

Three-dimensional fluid analysis on the effect of wall conduction on MHD flow control for re-entry capsules

Kota NAKAMURA (Okayama University),
Yasunori NAGATA (Institute of Space and Astronautical Science / JAXA),
Kazuhiko YAMADA (Institute of Space and Astronautical Science / JAXA),
and Toshinori KOCHI (Okayama University)

Abstract

When controlling electromagnetic flow around atmospheric re-entry vehicles, a new method has been proposed in which the flow field and electromagnetic field are changed by arbitrarily conducting electrodes installed on the wall surface of the vehicle. In this study, we performed a three-dimensional magnetohydrodynamic fluid analysis calculating for the case where part of the insulating wall is a conductive wall of the re-entry capsule, and investigated the effect on the electromagnetic fluid control. It was found that the flow field and total drag force could change depending on the arrangement and size of the conductive wall.

Key Words: Re-entry, MHD flow control, Wall conduction, CFD

1 はじめに

大気圏突入機における空気力制御は、空力加熱の低減、着陸地点の選択、エアロキャプチャの実現、およびさらなるミッションのための重要な技術である。これを実現するデバイスとして翼やガスジェットなどがあるが、これらは大規模な機械的構造を伴う。そのため、限られたリソースや激しい空力加熱のため、サンプルリターンカプセルなどの小型機体に取り付けることは困難である。1950年代に提案された電磁流体制御技術⁽¹⁾は、電磁力により機体外部の気流を制御するものであるが、同時に空気力の制御にも利用出来る可能性がある。この技術を利用する場合、機体外面の大規模な機械的構造が不要であるという利点がある。

電磁流体制御効果は、機体周囲に印加する磁場と、強い離脱衝撃波によって引き起こされる衝撃層内のプラズマ流との間の相互作用によって生じる。機体周りのプラズマ流は、この相互作用で生じる電磁力によって変化する。この効果は、機械的構造を伴うことなく実現可能であり、大気圏突入飛行中の熱流束減少と空気力変更に利用出来ると考えられている。プラズマ流に作用する電磁力は、機体周りに印加する磁場によって受動的に発生し、印加する磁場を変更することで変化させることが出来る⁽²⁾。しかし、電磁流体制御では、大きな効果を得るためには非常に強い磁場が必

要とされるため、磁場の変更を限られたリソースの下で実現することは非常に困難である。

これを解決する手法として、機体の壁面の状態を利用して電磁流体制御効果を操作するための新しいアプローチが提案されている⁽³⁾。プラズマ流に作用する電磁力は、壁面の導通の影響、すなわち絶縁壁と導電壁とで大きく異なることが知られている⁽⁴⁾。この違いは、機体周りの電場と Hall 電流経路に関連していることから、機体周りの Hall 電流経路を変更することによって操作することが出来ると考えられる。Figure 1 はその概念図であり、機体表面に設置した電極間の導通をスイッチによって電氣的に切り替えることで、Hall 電流経路を操作することが出来る。この手法では、どのように電極を配置するかが重要と考えられるが、壁面の導通の配置が電磁流体制御効果に与える影響の詳細は明らかになっていない。

そこで本研究では、3次元電磁流体解析を用いて、再突入カプセルの壁面の導電壁の配置が電磁流体制御に与える影響について調査を行った。この場合、流体内ではなく、電極を通して機体内部に電流が流れる状況を、機体表面の導電壁を伝って電流が流れる状況としてモデル化していることになる。

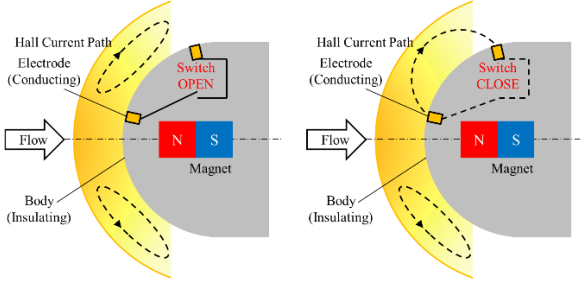


Fig. 1 Schematic of new approach for the electrodynamic flow control using exposed flush-mounted electrodes.

2 解法

2.1 支配方程式

支配方程式として電磁場の影響を考慮した3次元 Navier-Stokes 方程式を用い、これは、

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{V} \\ E_t \end{bmatrix} + \nabla \cdot (\mathbf{F} - \mathbf{F}_v) = \begin{bmatrix} 0 \\ \mathbf{J} \times \mathbf{B} \\ \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} \end{bmatrix} \quad (1)$$

で表される。ここで、 t は時間、 ρ は密度、 \mathbf{V} は速度ベクトル、 E_t は全エネルギー、 \mathbf{F} 、 \mathbf{F}_v はそれぞれ対流項、粘性項ベクトル、 \mathbf{J} は電流密度ベクトル、 \mathbf{B} は磁束密度ベクトル、 \mathbf{E} は電場ベクトルである。状態方程式には、理想気体の状態方程式を用いた。

$$p = \rho RT \quad (2)$$

ここで、 p は圧力、 T は温度であり、気体定数 $R = 287 \text{ [J/(kg} \cdot \text{K)]}$ とする。また、粘性係数 μ は Sutherland の式を用いて、

$$\mu = \mu_{ref} \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^{3/2} \frac{T_{ref} + S}{T + S} \quad (3)$$

で評価した。ここで、基準状態の空気の値を使用し、 $\mu_{ref} = 1.716 \times 10^{-5} \text{ [kg/(m} \cdot \text{s)]}$ 、 $T_{ref} = 273.15 \text{ [K]}$ 、 $S = 114 \text{ [K]}$ とした。また、熱伝導係数 η はプラントル数を用いて、

$$\eta = C_p \frac{\mu}{Pr} = \frac{\gamma R}{\gamma - 1} \frac{\mu}{Pr} \quad (4)$$

で評価した。ここで、定圧比熱 $C_p = 1005 \text{ [J/(kg} \cdot \text{K)]}$ 、プラントル数 $Pr = 0.73$ 、比熱比 $\gamma = 1.4$ とした。導電性のプラズマ気流を模擬するために、導電率は温度のべき乗に比例するとした単純なモデルを用いて、

$$\sigma = \sigma_r \left(\frac{T}{T_r} \right)^2 \quad (5)$$

で評価した。ここで、 σ_r 、 T_r は気流条件に対応した値が用いられ、 $\sigma_r = 250 \text{ [S/m]}$ 、 $T_r = 25000 \text{ [K]}$ とした⁽⁴⁾。再突入時、気流は弱電離プラズマとなり、Hall 効果が重要となる。Hall パラメータは次のモデルを用いて評価した。

$$C_H = \frac{\sigma B}{N_e e} = \frac{\sigma_r B}{N_{e,r} e} = C_{H,r} B \quad (6)$$

ここで、 B は磁場強度、 e は電気素量である。 N_e は電子数密度であり、式(5)と同様に温度のべき乗としてモデル化すると、Hall パラメータは単一の計算パラメータ $C_{H,r}$ を用いて評価できる⁽⁴⁾。本計算では $C_{H,r} = 10 \text{ [T}^{-1}\text{]}$ とした。

本研究で対象としている気流は磁気 Reynolds 数が小さく、流体と電磁場との連成問題として電磁流体力学的近似と低磁気 Reynolds 数近似を仮定すると、Maxwell 方程式は、

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (7)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (8)$$

と簡略化される。ここで、式(7)は電流の保存式である。式(8)より、電場ベクトル \mathbf{E} は電位ポテンシャル ϕ を用いて、

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi \quad (9)$$

で定義される。電流密度ベクトル \mathbf{J} は一般化された Ohm の法則から、Hall 効果を考慮すると、

$$\mathbf{J} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) - C_H \left(\mathbf{J} \times \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} \right) \quad (10)$$

で表される。式(7),(9),(10)を用いることで、

$$\nabla \cdot [\tilde{\sigma} (-\nabla \phi + \mathbf{V} \times \mathbf{B})] = 0 \quad (11)$$

が得られる。ここで、 $\tilde{\sigma}$ は導電率テンソルである。式(11)は電位ポテンシャル ϕ に関する Poisson 方程式であり、適当な境界条件を用いて解くことによって、磁場と導電性流体との干渉により形成される電場を見積もることが出来る。

2.2 計算手法

計算手法として、支配方程式の離散化には有限体積法を用いた。対流項の評価には AUSM-DV scheme を用い、MUSCL 法により空間2次精度とした。粘性項の評価には2次精度中心差分を用いた。時間積分には Euler 陽解法を用い、定常解までの収束を早めるために局所時間刻み法を用いた。電位ポテンシャルに関する Poisson 方程式は有限要素法に基づき離散化を行い⁽³⁾、流体計算1000ステップ毎に1回反復計算を実施するようにした。

2.3 計算条件

計算対象は、過去に電磁流体制御効果のフライト実証試験計画で検討されていた実験機であり、その形状は Figure 2 に示す、はやぶさカプセル形状（直径 0.4 [m]，全長 0.2 [m]）である⁽⁵⁻⁷⁾。

本計算では、印加磁場をダイポール磁場で模擬し、ダイポール中心を実験機の磁場発生源中心と一致させて計算を行った。磁場分布を Figure 3 に示す。ダイポール磁場は次式で表される。

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{3\mathbf{r}(\mathbf{r} \cdot \mathbf{m}) - r^2\mathbf{m}}{r^5} \right] \quad (12)$$

ここで、 μ_0 は真空中透磁率、 \mathbf{m} はダイポールモーメントベクトル、 \mathbf{r} はダイポール中心を中心とした位置ベクトルである。磁場は、カプセル先端から 0.06 [m]の位置を中心とし、磁極は機軸と一致させている。磁場強度はカプセル先端において 1.2 [T]となるようにした。

気流条件は、高度 69 [km]において対気速度 6500 [m/s]である大気突入飛行を想定し、Table 1 に示す条件を用いた。迎角は 0 [deg.]とした。

Figure 4 に、使用した計算格子を示す。本計算では、計算格子を複数のブロックに分割して計算を行うマルチブロック技術を用いることで、淀み線上的の特異点の発生を回避した。機体先端のよどみ点を含む領域を 1つのブロックとし、これに 4つのブロックを隣接させ、背面に 1つのブロックを配置した。なお、図中の赤線はブロックの境界を示す。壁面上の格子点数は約 5600 点、壁から垂直方向には 101 点とり、総格子点数は約 560,000 点である。壁近傍の最小格子間隔はノーズ半径の 1/1000 とした。

無限遠での電位ポテンシャルは 0 [V]とし、この境界の影響が現れないよう、計算領域は Figure 5 に示すように十分広い領域を確保した。なお、壁面境界条件には、滑りなし、等温壁 ($T_w = 2000$ [K]) 条件を課し、静圧は壁面に垂直方向の格子線に沿って勾配 0 とした。また、壁面の導通に関して、絶縁壁条件 ($\mathbf{J} \cdot \mathbf{n} = 0$)、もしくは導電壁条件 ($\phi = 0$) を用いた。ここで、 \mathbf{n} は壁面に対する単位法線ベクトルである。

導電壁の配置については、Figure 6 に示すように、全面絶縁壁の条件を基準とし、その一部を導電壁に変えた条件とした。導電壁の配置は、流れ方向角度 θ と機体周方向角度 φ_{con} の 2つのパラメータの範囲として表す。流れ方向角度の範囲は $\theta = 4.5 \sim 15$ [°]とし、全ケースで同じ角度範囲とし

Table 1 Computational condition.

Altitude	69	[km]
Velocity	6500	[m/s]
Angle of Attack	0	[deg.]
Mach number	21.8	[-]
Reynolds number	4.27×10^4	[-]
Density	9.53×10^{-5}	[kg/m ²]
Static pressure	6.07	[Pa]
Temperature	222	[K]
Gas constant	287	[J/(kg·K)]
Specific heat ratio	1.4	[-]
Wall temperature	2000	[K]
Hall parameter	10	[T ⁻¹]

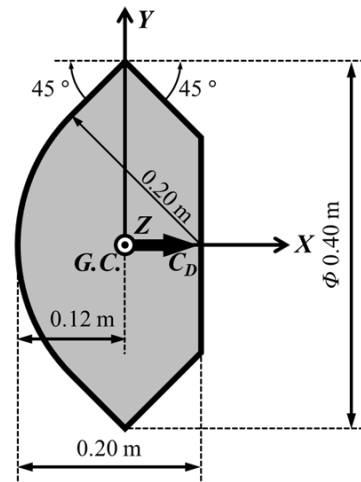


Fig. 2 Computational model.

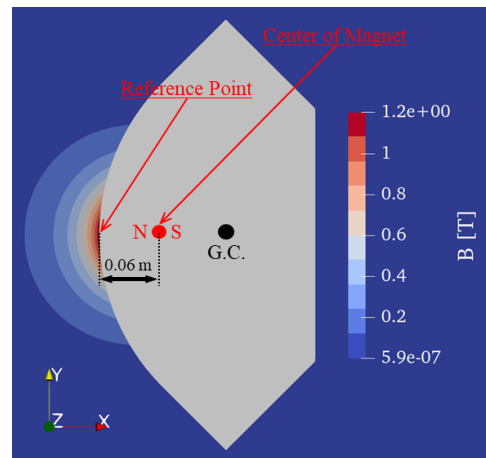


Fig. 3 Applied magnetic field around the capsule.

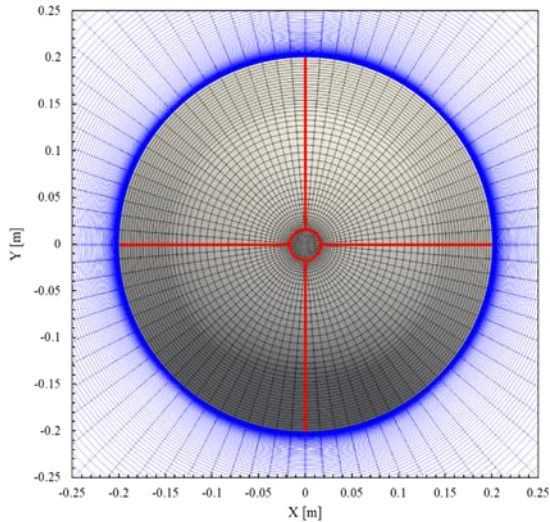


Fig. 4 Computational grid.

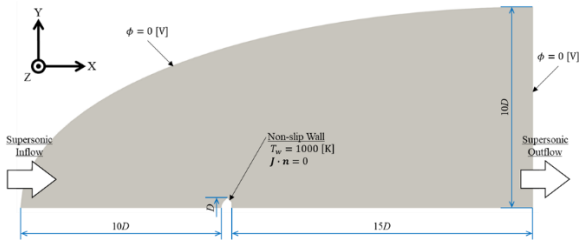


Fig. 5 Computational boundary conditions.

た。これは、本計算条件において、電磁流体制御効果への影響が大きくなる流れ方向角度範囲である。機体周方向角度の範囲については、機体前方から見て上側 (+Y) を基準とし、左右 (Z 方向) に対称となるように導電壁を配置したときの角度の大きさとした。例えば、 $\varphi_{\text{con}} = 90[^\circ]$ の場合、導電壁は +Y を基準に $-45 \sim +45[^\circ]$ の範囲に配置される。機体周方向角度範囲は $\varphi_{\text{con}} = 0 \sim 360[^\circ]$ まで 45° ごとに変化させた。

2.4 空力係数

磁場を印加した場合、機体に作用する力は空気力による成分 F_A と電磁力による成分 F_L との和で表され、それぞれ次式のように見積もられる。

$$F_A = \iint_S p_{\text{wall}} \mathbf{n} dS + \iint_S \mathbf{T} \cdot \mathbf{n} dS \quad (13)$$

$$F_L = - \iiint_V \mathbf{J} \times \mathbf{B} dV \quad (14)$$

ここで、 p_{wall} は壁面圧力、 \mathbf{T} は壁面に作用する粘性応力テンソルであり、電磁力による成分は流体に作用する電磁力の反力として見積もられる。空力係数については、これらの式から見積もられた

力を、気流動圧と、機体の前面投影面積 ($\pi D^2/4$) を用いて無次元化したものである。

3 解析結果

3.1 空力係数

Figure 7 に、周方向の導電壁配置の変化に対する抗力係数の変化を示す。ここで、図の青線は磁場印加なしの値、赤線は磁場印加ありの値を示している。また、図の実線は総抗力係数、点線は空気力成分の値を示している。 $\varphi_{\text{con}} = 0[^\circ]$ は全面絶縁壁のケースに対応する。

磁場なしの場合は導電壁配置の条件によらず値が一定である。これは、磁場なしの場合、流れ場に対して電磁力が作用しないことから、導電壁配置は流れ場に影響を与えず、空気力にも影響しないためである。一方、磁場ありの場合は導電壁配置の条件によって抗力係数が変化している。磁場ありの総抗力は、いずれの導電壁配置の条件においても、磁場なしよりも低い値を示している。磁場ありの電磁力成分は正の値をとるが、総抗力を磁場なしよりも大きくするほどの大きさではない。抗力の空気力成分のうち、摩擦抗力は圧力抗力と比べてかなり小さいため、抗力変化に対しては壁面圧力分布の影響が大きい。導電壁配置による抗力の変化については、導電壁の範囲が大きくなると空気力成分は単調増加し、電磁力成分は単調減少している。空気力成分と電磁力成分の変化量は、いずれも $\varphi_{\text{con}} = 0[^\circ]$ と $45[^\circ]$ の間で最も大きく、 φ_{con} が大きくなるに従い徐々に変化量は小さくなる。つまり、全面絶縁壁 ($\varphi_{\text{con}} = 0[^\circ]$) の機体壁面に導電壁が配置されているか否かによる影響は、導電壁の範囲を大きくした影響に比べて大きいと考えられる。よって、全面絶縁壁の機体に限定的な領域にでも導電壁を配置することで、流れ場には大きく影響を与えることも示唆される。

以降では、空力係数が上述のような変化を示す原因を考えるために、空気力成分については、壁面圧力分布より考察を行い、電磁力成分については、電磁力分布と電流分布より考察を行う。

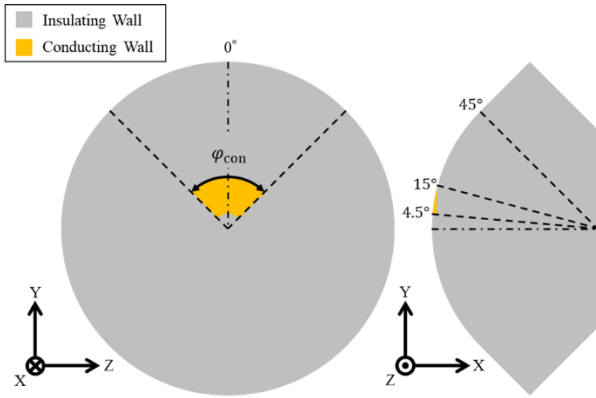


Fig. 6 Parameters for the conductive wall location.

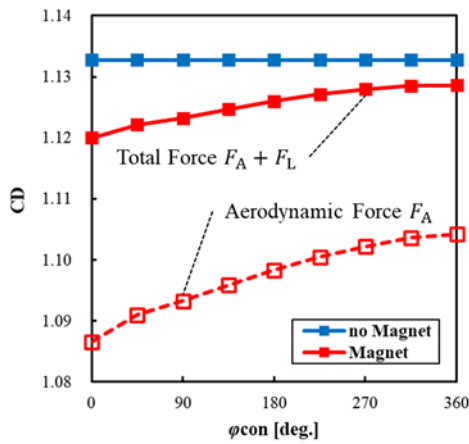


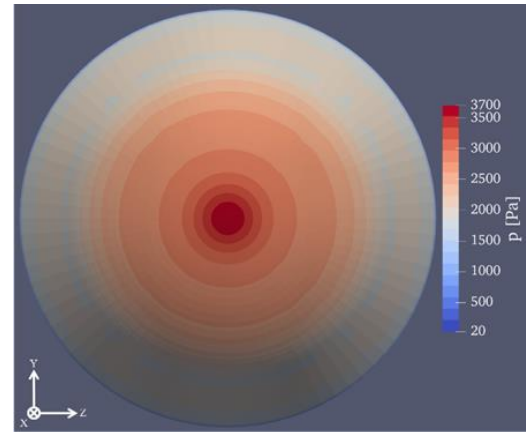
Fig. 7 Effect of circumferential conductive wall location on the drag force coefficient.

3.2 壁面圧力分布

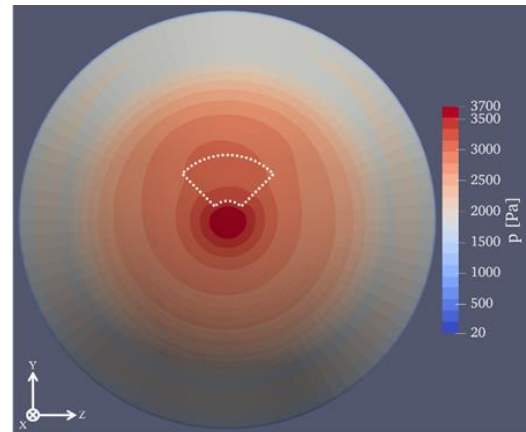
Figure 8 に、周方向角度 $\varphi_{con} = 0, 90$ [deg.] における壁面圧力分布を示す。ここで、図中の白点線は導電壁の配置（境界線）を表す。全面絶縁壁と比べると、導電壁を設置した場合には、導電壁と絶縁壁の領域付近において壁面圧力が大きくなっている。これは抗力を増加させる方向であるため、この変化が前節で述べた抗力係数の空気力成分の変化の傾向と対応すると考えられる。

導電壁の配置は幾何学的に左右（Z 方向に）対称としているが、 $\varphi_{con} = 90$ [deg.] の壁面圧力分布を見ると、Y 軸に対して非対称、図左側がやや高い傾向となっている。つまり、本計算の条件においては、導電壁の配置が幾何学的に対称であっても、壁面圧力分布は必ずしも対称になっていないことがわかる。

壁面圧力を含む流れ場の変化は電磁力に起因するため、電磁力と壁面圧力との関係についても次節で述べる。



(a) $\varphi_{con} = 0$ [deg.] (Fully insulated wall case)



(b) $\varphi_{con} = 90$ [deg.]

Fig. 8 Effect of circumferential conductive wall location on the wall pressure distribution.

3.3 電磁力分布

Figure 9 に、導電壁配置による場への影響について示すために、 $\varphi_{con} = 90$ [deg.] の場合の電磁力から、全面絶縁壁（ $\varphi_{con} = 0$ [°]）の場合の値を引いた電磁力 X 方向成分の分布を示す。ただし、体積力として気流に作用する電磁力の変化が、機体に対してどの領域で生じているかを示すために、衝撃層内の電磁力を計算格子に沿って壁面垂直方向に体積平均したものを壁面上の値として表示している。ここで、図中の白点線は導電壁の配置（境界線）を表す。

機体球頭部において正の値の場合には、主に壁面に対して垂直壁向きに電磁力差分が作用することになる。この電磁力差分の作用する方向は、壁面圧力と密接に関係する。気流に作用する力の釣り合いを考えると、壁向きに作用するとき壁面圧力は増加、外向きに作用するとき壁面圧力は減少する。また、気流に作用する電磁力の反力が

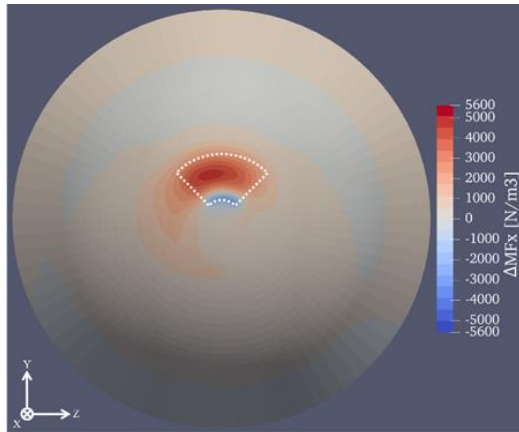


Fig. 9 Effect of circumferential conductive wall location on the differential electromagnetic force distribution between the $\varphi_{\text{con}} = 90$ [deg.] case and fully insulated wall case.

機体にはたらくため、電磁力差分が正の場合は抗力が減少、負の場合は抗力が増加することになる。

差分が正の領域は、負の領域と比べて、変化量が大きいかつ範囲も大きいことから、全体として正の変化となっているといえる。よって、壁面圧力は増加する傾向にあるといえる。導電壁近傍の領域で圧力が増加することで、その下流にかけても壁面圧力が増加していると考えられる。また、図左側の電磁力分布の変化が大きいことから、右側に比べて左側の壁面圧力が大きくなる。この傾向は、前節の壁面圧力分布の変化と対応すると考えられる。全体として電磁力差分は正となることから、抗力の電磁力成分は全面絶縁壁よりも小さくなる。これは3.1節で述べた電磁力成分の変化の傾向と一致する。

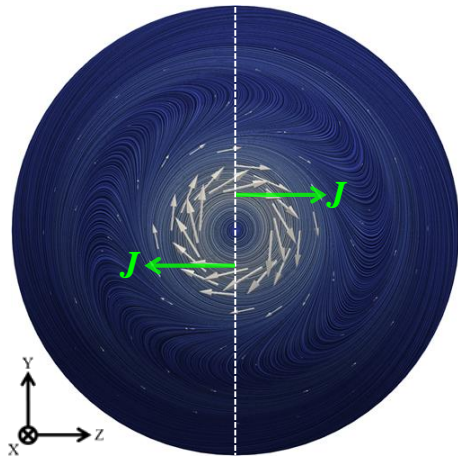
次節では、電磁力分布が上述のような変化を示す原因について、電流分布の変化より考察を行う。

3.4 電流分布

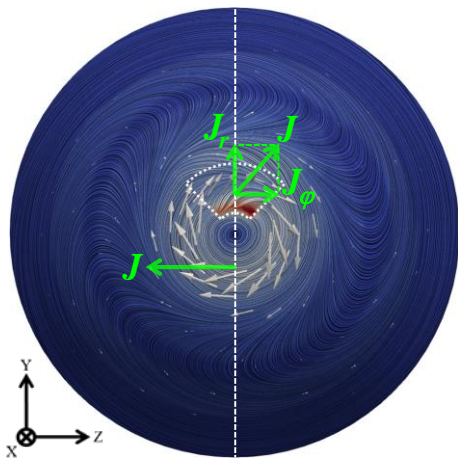
Figure 10に、周方向角度 $\varphi_{\text{con}} = 0, 90$ [deg.]における機体壁面近傍の電流分布を示す。図中の色は電流強度を示しており、赤い領域では強い電流が流れている。全面絶縁壁の場合、電流は機軸に対して周方向に主に流れ、機軸を中心とした軸対称の円形に電流経路が形成される。これは、誘導電場 $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$ によって誘起される誘導電流によって主に形成されると考えられる。衝撃層内の気流は機体壁面に沿った方向に流れ、機体球頭部ではおおむね壁面から垂直外向きに磁場が印加されていることから、誘導電場および誘導電流は周方向

時計回りに形成される。機体円錐部では磁場が逆(壁)向きであることから、誘導電流は周方向反時計回りに形成される。この図ではわかりにくいですが、Hall効果によって電流の周方向成分だけでなく他の成分も生じている。Hall効果は弱電離プラズマにおいて見られる現象であり、この影響によりよどみ点近傍の電位が低くなり、これにより生じる電場は気流に作用する電磁力の大きさに大きな影響を与える⁽⁴⁾。

導電壁を配置した場合は、導電壁近傍では壁面に垂直方向に大きな電流が流れる。本計算では導電壁の領域全体を一定電位としており、この電位を基準として電位分布が形成される。一方で気流中では、Hall効果の影響によってよどみ点に近づくほど電位が低くなる傾向にある。結果として、よどみ点に近い導電壁上流側境界付近では、気流と導電壁との間に大きな電位差が生じ、電場が大きいことで、外向き電流も大きくなっている。導電壁下流側境界付近では、壁向きの電流が生じており、電流収支が0となるように場が形成されている。これに対し、絶縁壁の領域ではそのような電流分布の変化は見られない。導電壁配置の影響は、電流の周方向成分にも見られる。図中央の白縦破線は中心断面位置を示しており、この断面上の電流密度ベクトルを緑矢印で示している。電流ベクトルの向きは導電壁近傍で明らかに変化しており、電流の周方向成分が減少している。これはHall効果により生じる電場が弱くなったためであると考えられる。電流ベクトルが半径方向成分をもつことは、導電壁領域全体にわたって、Y方向の電位勾配(電場)をもつことと対応している。流れ場全体で電流が保存されるように電流場は形成されるが、周方向の限られた範囲の導電壁領域で生じた電流の半径方向成分を、場の対称性を維持しつつ打ち消すような電流成分が自動的に形成されるとは考えにくい。よって、このような電流ベクトル方向の変化が、左右非対称場を形成したと考えられる。これらのことから、導電壁を配置したことでその近傍の電流分布が変化すると同時に、電流の周方向成分が大きく減少したことで、気流に作用する電磁力が減少し、結果として電磁流体制御効果の減少につながっていると考えられる。



(a) $\varphi_{\text{con}} = 0$ [deg.] (Fully insulated wall case)



(b) $\varphi_{\text{con}} = 90$ [deg.]

Fig. 10 Effect of circumferential conductive wall location on the electric current distribution.

4 まとめ

電磁力を利用した電磁流体制御に関して、はやぶさカプセル形状周りの流れ場に対し、機体壁面の一部に導電壁を配置したときの影響を数値解析により調べた。電磁流体制御の効果としては抗力に着目した。壁面の一部を導電壁に変更することで抗力が変化し、周方向に導電壁を広くとるほど抗力が単調に変化することがわかった。この抗力の変化の傾向は、電磁流体場に与える変化の傾向と一致しており、導電壁領域を左右対称に配置したにもかかわらず、左右非対称な場が形成されることを示した。導電壁近傍の電流分布に与える影響は大きく、導電壁の存在によって電流ベクトルの方向が変化することで、非対称場が形成される。

ここでは抗力に着目したが、抗力以外の空力係数への影響については文献(8)で考察している。これらの結果は、電極を利用した電磁流体制御に関する知見として、新たな可能性を示唆するものであるといえる。

謝辞

本研究は、JSPS 科研費 20K04921 の助成をうけた。ここに感謝の意を表す。

参考文献

- (1) R. W. Ziemer and W. B. Bush, "Magnetic Field Effects on Bow Shock Stand-off Distance," *Physical Review Letters*, Vol. 2, pp. 58-59, 1958.
- (2) M. Kawamura, Y. Nagata, H. Katsurayama, H. Otsu, K. Yamada, and T. Abe, "Magnetoaerodynamic Force on a Magnetized Body in Partially Ionized Flow," *JSR*, Vol. 50, pp. 347-351, 2013.
- (3) Y. Nagata, E. Yamane, T. Norii, T. Kouchi, and S. Yanase, "Influence of Partial Electrical Conducting Wall on Electrodynamic Flow Control," *Trans. JSASS Aerospace Tech. Japan*, Vol. 19, pp. 68-74, 2021.
- (4) H. Otsu, D. Konigorski, and T. Abe, "Influence of Hall Effect on Electrodynamic Heat Shield System for Reentry Vehicles," *AIAA J.*, Vol. 48, pp. 2177-2186, 2010.
- (5) 永田靖典, 山田和彦, 安部隆士, 「磁気シールド効果のフライト実証に向けた検討」, 平成25年度宇宙航行の力学シンポジウム, 2013.
- (6) 永田靖典, 山田和彦, 安部隆士, 「印加磁場効果による極超音速空力特性への影響に関する数値解析」, 平成25年度衝撃波シンポジウム, 1B1-3, 2014.
- (7) 永田靖典, 山田宋平, 山田和彦, 安部隆士, 「弱電離プラズマ流制御技術の実証に向けた強磁場源の開発と運用について」, 第46回流体力学講演会, 1D03, 2014.
- (8) 中村洗太, 「再突入カプセルの電磁流体制御に与える壁面の導通の影響に関する2次元軸対称および3次元流体解析」, 岡山大学修士論文, 2022.