

3次元磁場配位による磁気シールド効果への影響

○永田靖典（岡山大学）、山田和彦、安部隆士（JAXA/ISAS）

Influence of 3-Dimensional Magnetic Configuration on Electrodynamic Effect

by

Yasunori Nagata (Okayama University), Kazuhiko Yamada and Takashi Abe (JAXA/ISAS)

ABSTRACT

In the electrodynamic flow control, weakly-ionized plasma flow behind the strong shock wave could be controlled by the applied magnetic field around a reentry vehicle. To control the flow field, a very strong magnetic field is required and it could be applied by the superconducting magnet. However, the superconducting magnet system, including a superconducting magnetic coil, an electrical current source, a cooling mechanism, and refrigerant, is large and heavy for a reentry capsule such as the Hayabusa capsule. Thus, in this study, to avoid the use of the superconducting magnet, the electrodynamic effect by multiple weaker magnets such as permanent magnets is numerically investigated. According to the MHD simulation, the drag force can be also enhanced by the multiple magnets and it is clearly affected by the magnet array. Especially, the aerodynamic force part is significantly affected because the wall pressure is varied near the magnet. Therefore, the multiple magnet array might be as effective as the strong single magnet for the electrodynamic flow control.

1 はじめに

極超音速で飛行する機体の空力加熱を低減させる方法として、印加磁場を用いて流れ場を変化させる方法が提案されている^{1,2)}。高速で飛行する機体の前方には強い衝撃波が発生し、衝撃層内の気体が高温となることで、解離や電離反応が起こり、弱電離プラズマ状態となる。弱電離プラズマ流は導電性を持ち、機体周りに発生させた磁場と相互作用させることで電磁力が発生する。Figure 1はその概念図であり、 \mathbf{V} がプラズマ流の速度ベクトル、 \mathbf{B} は印加される磁場ベクトル、 \mathbf{J} は導電性流体が磁場中を運動することで誘起される電流、 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ は誘導電流と印加磁場によって流体に作用する Lorentz 力である。衝撃層内に電磁力が作用することで衝撃層が拡大し、流れ場が変化することで加熱量低減につながることを期待されている。また、プラズマ流に作用する電磁力の反作用が機体に働くことで空力特性を変化させることができ、空力制御デバイスとしてエアロ・ブレーキなどへの応用も期待されている^{3,4)}。

このような現象を利用する磁気シールド技術では、弱電離プラズマ流に対して電磁力を作用させることで効果が発現するが、その電磁力の大きさは磁場強度に依存する。磁気シールド効果は、相互作用パラメータと呼ばれる無次元量が大きく関わっており、これは Lorentz 力と流体の慣性力との比を表し、次式のように表

される。

$$Q = \frac{\sigma B_{ref}^2 L_{ref}}{\rho_{\infty} V_{\infty}} \quad (1)$$

ここで、 σ は導電率、 B_{ref} は磁場強度、 L_{ref} は代表長、 ρ_{∞} 、 V_{∞} はそれぞれ気流密度と流速である。すなわち、磁場強度の2乗に比例して磁気シールド効果は強くなり、流れ場への影響が大きくなることを示している。また、局所的な磁場強度だけでなく、磁場の広がりも重要になり、同じ磁場強度でも広く分布している方が磁気シールド効果は大きくなる。

これまでの磁気シールドに関する研究では、単一の磁場源を配置した場合が主な対象となっているが、単一の磁場源で機体周りに広く磁場を印加させるためには非常に強力な磁場源が必要となる。そのような強力な磁場を発生させるためには、超伝導磁石の使用が容易に想定されるが、超伝導磁石を稼働させるためには電流を流すための電源と超伝導状態を維持するための冷媒が必要となる。大気突入機はペイロードを輸送するための輸送機であるため、熱防御システムに多くのリソースを割けられるとは限らない。さらに、小型の宇宙探査用カプセルの場合には、搭載スペースが限られており、搭載することがそもそも困難となることが予想される。そのため、磁気シールド技術を実際の宇宙機に応用する際には、よりシンプルで小型なシステムが必要となる。

そこで本研究では、単一の強力な磁場源を分割し、複数の磁場源を3次的に配置した場合の磁気シールド効果への影響について検討を行う。磁場源の磁場強度としては永久磁石で達成可能なレベルとし、この配置と抗力との関係についてパラメトリック・スタディを通して考察を行う。

2 解法

2.1 計算モデル

磁気シールド効果に対する3次的な磁場配位の影響を見積もるため、支配方程式として熱・化学非平衡性および電磁場の影響

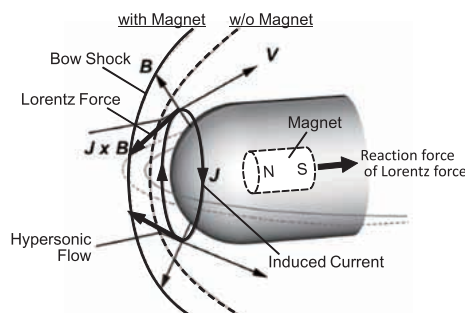


Fig. 1 Schematic view of the electrodynamic flow control.

を考慮した 3 次元 Navier-Stokes 方程式を用いた。これは、

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho_s \\ \rho \mathbf{V} \\ E_t \\ E_v \end{bmatrix} + \nabla \cdot (\mathbf{F} - \mathbf{F}_v) = \begin{bmatrix} \dot{\omega}_s \\ \mathbf{0} \\ 0 \\ S_v \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ \mathbf{J} \times \mathbf{B} \\ \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} \\ \mathbf{J} \cdot \mathbf{J} / \sigma \end{bmatrix} \quad (2)$$

で表される。ここで、 t は時間、 ρ は混合気体の密度、 \mathbf{V} は速度ベクトル、 ρ_s 、 $\dot{\omega}_s$ はそれぞれ化学種 s の密度、化学反応による生成率、 E_t は混合気体の全エネルギー、 E_v は混合気体の振動・電子エネルギー、 \mathbf{F} 、 \mathbf{F}_v はそれぞれ対流項と粘性項、 S_v は振動・電子エネルギーの生成項、 \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、 σ は導電率である。空気に関する実在気体効果として、熱非平衡性を考慮するために Park の 2 温度モデル⁵⁾を用い、振動・並進緩和には Landau-Teller の緩和モデルを用いた。緩和時間の計算には Millikan-White の半経験式を採用した。また、化学非平衡性を考慮するために空気に関する 11 化学種 (N, O, NO, N₂, O₂, N⁺, O⁺, NO⁺, N₂⁺, O₂⁺, e⁻) を考慮した。化学反応には Park モデルを使用し、反応式として計 49 種を考慮した⁵⁾。粘性係数と熱伝導係数は Wilke の mixing rule により評価した。導電率 σ は電子衝突周波数 ν を用いて、

$$\sigma = \frac{e^2 N_e}{m_e \nu} \quad (3)$$

で評価した。ここで、 e は電気素量、 N_e は電子の数密度、 m_e は電子の質量である。

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、

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (4)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (5)$$

と簡略化される。ここで、式 (4) は電流の保存式である。式 (5) より、電場ベクトル \mathbf{E} は電位ポテンシャル ϕ を用いて、

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi \quad (6)$$

で定義される。一方、電流密度ベクトル \mathbf{J} は一般化された Ohm の法則から見積もられ、

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (7)$$

で表される。ただし、本研究では複数の磁場源を配置した場合の定性的な傾向を調べることを目的としており、簡単化のため Hall 効果およびイオン・スリップ効果は考慮していない。式 (4), (6), (7) を用いることで、

$$\nabla \cdot [\sigma(-\nabla \phi + \mathbf{V} \times \mathbf{B})] = 0 \quad (8)$$

が得られる⁶⁾。これ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できる。

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 スキーム⁷⁾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。化学反応による流れの硬化化を防ぐために、各化学種の生成項には対角点陰解法⁸⁾を用いた。

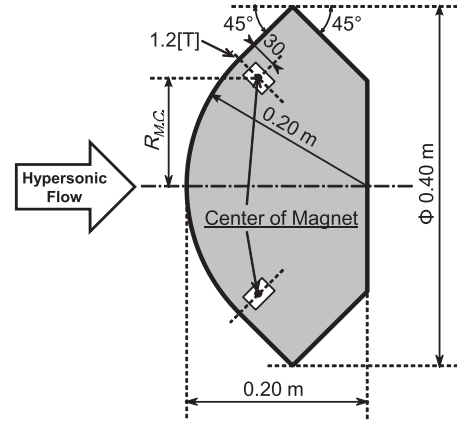


Fig. 2 Computational model.

電位ポテンシャルに関する Poisson 方程式には ILU(0)-BiCGstab 法^{9,10)}を用いた。なお、電位ポテンシャルに関する Poisson 方程式の計算は、流体計算 1000 ステップ毎に約 150 回反復計算を実施するようにした。

2.3 計算条件

計算対象である機体の形状は、Fig. 2 に示す、はやぶさカプセル形状 (直径 0.4 [m]、全長 0.2 [m]) とし、この内部に磁場源を配置することを考える。永久磁石で最も強力なネオジム磁石の場合、磁石単体での表面磁場強度は最大 500 [mT] 程度であるが、複数の磁石を特殊なハルパッハ配列で組み合わせることで、1 [T] 程度の磁場強度を達成できる可能性がある。ハルパッハ配列は、オープン型 MRI 装置など強磁場を扱う機器に広く使用されている技術である。実際にハルパッハ配列によってどのような磁場分布が得られるかは今後検討する必要があるが、本研究では、機体表面における磁場強度が 1.2 [T] となるダイポール磁場分布を採用し、磁石の配置と磁気シールド効果との定性的な関係について検討を行った。ダイポール磁場分布は

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{3\mathbf{r}(\mathbf{r} \cdot \mathbf{m}) - r^2 \mathbf{m}}{r^5} \right] \quad (9)$$

で表される。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、 \mathbf{r} はダイポール中心 (磁場中心) からの位置ベクトルである。ダイポール中心位置は機軸からの距離を R_{MC} として設定し、機軸周りに等間隔で、壁面からは垂直方向に 30 [mm] とした。磁極は壁面に垂直方向である。磁石個数は 8 個を代表値に設定し、変化させた。また、比較のため単一磁石の場合についても計算を行ったが、8 個の場合のダイポールモーメントの大きさの総和と同じダイポールモーメントの大きさとなるよう、ダイポール中心位置はよどみ点から機軸に沿って 60 [mm] に設定し、よどみ点における磁場強度は 1.2 [T] とした。なお、この単一磁石の条件における磁石位置は、これまでに提案されているフライト実証試験において、超伝導磁石の設置される位置に対応している^{11,12)}。Figure 3 に、各計算ケースについて機体表面上および磁石中心を通る平面上での磁場分布を示す。ここで、 R_{MC} は機体半径で無次元化されている。単一磁石ではよどみ点近傍のみ磁場が印加されているのに対し、複数磁石のケースでは磁石を設置した位置で磁場強度が強くなり、広い範囲で磁場強度の強い領域が散見される。ただし、ダイポールモーメントが小さくなった分、空間方向の広がりについては狭くなっている。また、機体の肩近傍に配置した Type 3

Table 1 Uniform flow condition.

Velocity	6500	[m/s]
Angle of Attack	0	[deg.]
Temperature	222	[K]
Pressure	6.07	[Pa]
Density	9.48×10^{-5}	[kg/m ³]

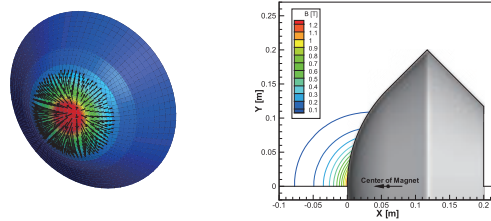
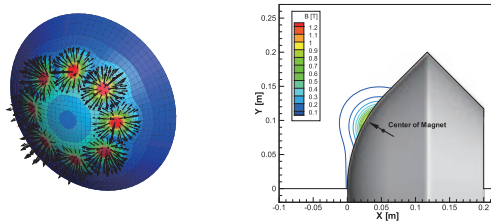
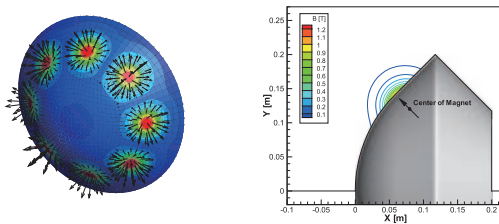
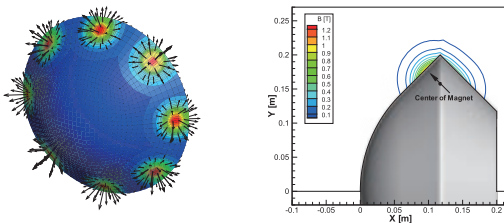
(a) Single magnet case ($R_{MC} = 0$)(b) Type 1 ($R_{MC} = 0.43$)(c) Type 2 ($R_{MC} = 0.60$)(d) Type 3 ($R_{MC} = 0.89$)

Fig. 3 Applied magnetic field intensity distributions (left; on the capsule surface, right; on the plane passing through the magnet center).

では、肩部を覆うように磁場が印加されている。

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 α は 0 [deg.] である。Figure 4 に、使用した計算格子の例を示す。計算は機軸に対して周方向の周期性を考慮して、2 個の磁石の間の領域について計算を実施した。単一磁石のケースについては、磁石 8 個のケースと同様に頂角が 45 [deg.] の領域について計算を実施した。壁面上の格子点数は約 3000 点、壁から垂直方向には 51 点とり、総格子点数は約 150,000 点である。壁近傍の最小格子間隔はノーズ半径の 1/2000 とした。無限遠での電位ポテンシャルは

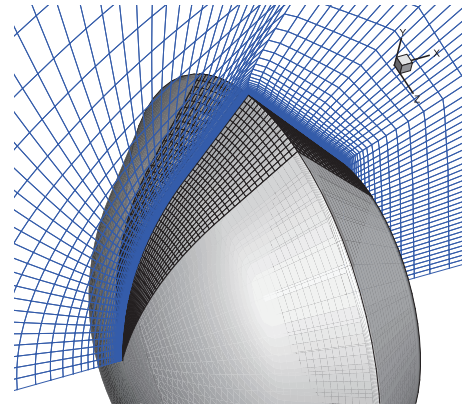


Fig. 4 Computational grid.

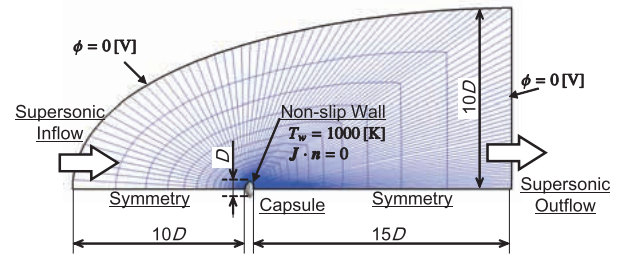


Fig. 5 Computational domain and boundary conditions.

0 [V] とし、この境界の影響が現れないよう、計算領域は Fig. 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、滑り無し、等温 ($T_w = 1000$ [K])、非触媒、絶縁壁 ($J \cdot n = 0$) 条件を用いた。ここで、 n は壁に垂直な単位ベクトルである。機軸に対して周方向の境界条件には周期境界条件を用いた。

3 解析結果

3.1 単一磁石と複数磁石との比較

Figure 6 に、単一磁石と複数磁石それぞれの場合の抗力係数を示す。ここで、複数磁石については磁石位置を変えた 3 ケースについて示しており、また、比較のため磁場を印加しない場合の結果も示している。磁気シールドでは、プラズマ流に作用した電磁力の反力が磁場源にも作用することになり、図中の赤棒はその Lorentz 力による抗力係数への寄与を示している。青棒は壁面に作用する空気力による成分を示している。磁場を印加することで生じる Lorentz 力の成分は抗力係数を増加させるが、単一磁石のケースでは総抗力は磁場を印加しない場合よりも小さくなっており、空気力による成分が大きく減少していることがわかる。Figure 7 は、磁石中心を通る位相上の壁面圧力分布を示しているが、単一磁石のケースではよどみ点周りで圧力が大きく低下していることがわかる。これは Fig. 3(a) に示すように、磁場がよどみ点近傍のみに印加されているために、流れに対して障害物のように作用する磁場が、エアロスパイクとして働いたためであると考えられる。磁石位置がよどみ点に近い場合にはよどみ点周囲の壁面圧力が減少することで、このように総抗力が減少する傾向にあるといえる。一方、機体全体を覆う程に強い磁場を印加した場合には、磁場によって機体サイズよりも大きな物体とみなされることで、総抗力が増大すると考えられる。

機軸から磁石までの距離を変えた複数磁石の 3 ケースについて

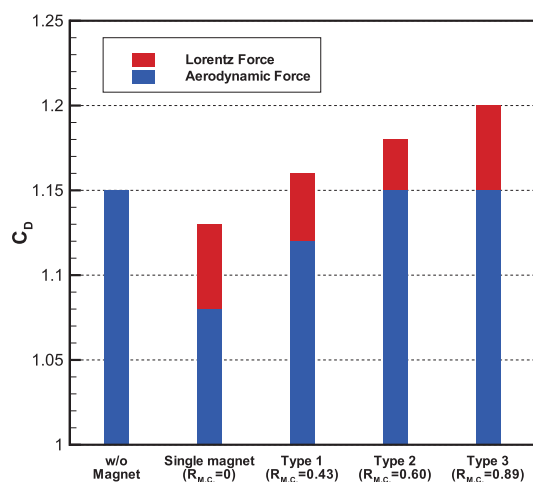


Fig. 6 Influence of the magnetic configuration on the drag coefficient.

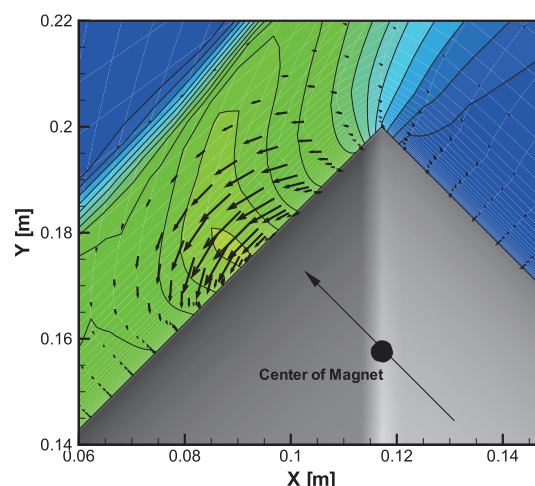


Fig. 8 Lorentz force distribution and pressure contour in the case of type 3.

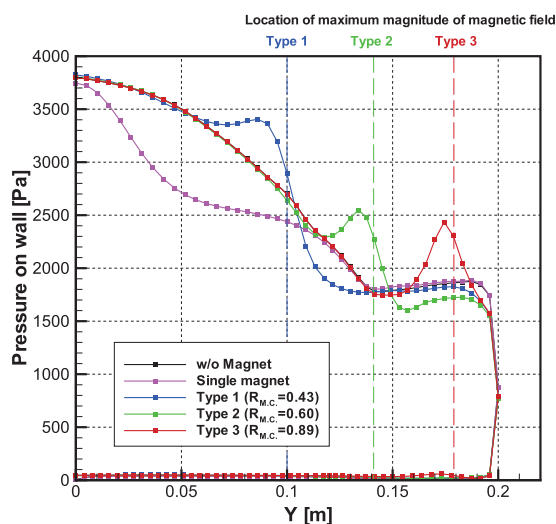


Fig. 7 Pressure profiles along the plane including the magnet center.

は、磁石位置が外側にいくにつれて、空気力の成分が増加しており、カプセルの肩付近に配置した Type 2 と Type 3 の場合では、磁場を印加しない場合とほぼ同じ大きさの空気力が作用していることがわかる。一方、Lorentz 力の成分については、Type 2 の値がやや小さいが、どのケースも同程度の値となっていることがわかる。よって、総抗力への影響は空気力の成分の変化によるものが大きい。また、Type 2 を境に Lorentz 力の成分の増減の傾向が変化している。すなわち、磁石位置を機軸から離していくと Type 2 までは Lorentz 力の成分が減少しているのに対し、Type 3 は Type 2 よりも増加している。これは、よどみ点から離れるに従って流体の導電率が低下し、Lorentz 力が小さくなったためであると考えられる。これに対して、Type 3 では磁石が肩近傍に配置されているので、Fig. 3(d) に示すように、肩よりも上流側だけでなく下流側にも磁場が印加されている。すなわち、より広範囲に磁場が印加されていることになり、それにより発生した Lorentz 力が抗力を増大させる方向に作用しているため、Type 3 では Lorentz 力による成分が増加していると考えられる。Figure 7 に示すように、磁石

を中心から離して配置すると、磁石の上流側では壁面圧力が上昇し、下流側では低下する傾向にあることがわかる。これはプラズマ流に Lorentz 力が作用した結果である。壁面圧力は Lorentz 力の作用する向きによって変化し、壁面方向に作用すると圧力は上昇、壁面と反対方向に作用すると低下する。Figure 8 は、Type 3 における磁石付近の Lorentz カベクトル分布と圧力分布を示しているが、ベクトルの向きと圧力の傾向はそうになっていることがわかる。

単一磁石と複数磁石の結果を比較すると、機体表面における最大磁場強度やダイポールモーメントの総和を変えていないにもかかわらず、単一磁石よりも複数磁石の方が総抗力は大きくなっており、磁場分布が磁気シールド効果に大きく影響していることがわかる。特に、肩近傍に磁石を配置することで総抗力が大きくなっているが、これは磁場によって見かけの投影面積が機体の投影面積よりも大きくなったためであると考えられる。

磁気シールドによる効果として、衝撃層拡大効果が知られている。Figure 9 は、各ケースについて磁場の有無による圧力分布の変化を示しており、黒線は磁場無しの結果である。単一磁石のケースではよどみ点近傍で衝撃層が顕著に拡大しているのに対して、複数磁石のケースにおいても磁石を配置した付近において圧力分布がやや変化しており、局所的に衝撃層が拡大している。よって、磁石を分割することは、空気力の制御だけでなく、電磁力による流れ制御に対しても有効であるといえる。

3.2 磁石個数と配置による影響

ここまでは複数の磁石を配置する際、各磁石の磁極の向きは Fig. 10 の左に示すように全て機体壁面が N 極になるように配置していた。これに対して、Fig. 10 の右に示すように、磁極の向きを互い違いに配置するなど、様々な配置の仕方が考えられる。ここでは、磁極の方向は壁面に垂直方向と変えずに、向きの組み合わせとして Fig. 10 に示す 2 種類を用いて、磁石個数を変えた際の影響を調べた。なお、単一の磁石によって壁面に印加される最大磁場強度は前節と同じ 1.2 [T] とした。すなわち、磁石個数を変えても個々の磁石のダイポールモーメントの大きさは変化させず、一定としている。

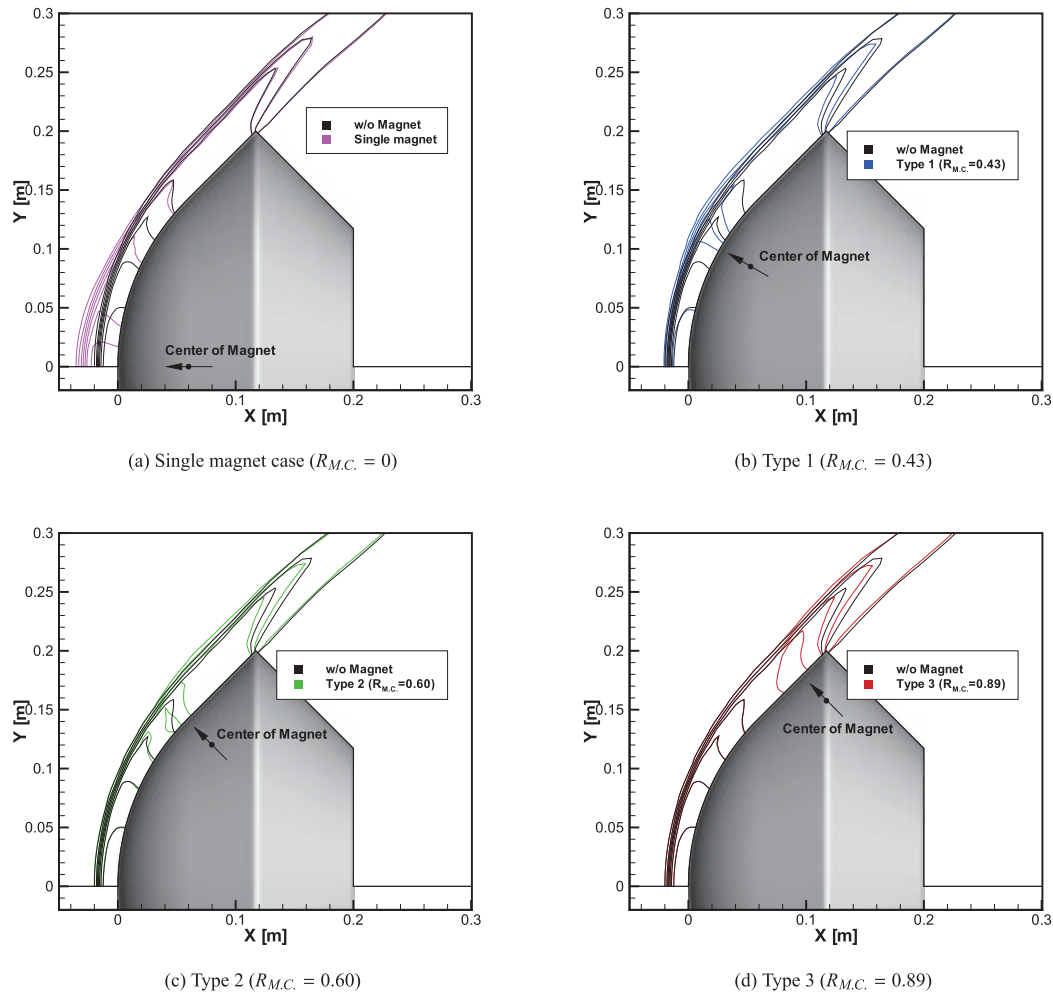


Fig. 9 Pressure contours on the plane including the magnet center.

Figure. 11 に、磁極の向きを変えた 2 種類の磁石配列について磁石個数を変化させたときの総抗力係数への影響を示す。なお、機軸からの距離は Type 3 ($R_{M.C.}=0.89$) と同じとし、比較のため磁場無しの結果を破線で示した。Type 3 の位置に周方向に均等に磁石を配置すると、磁石の個数を変えても磁場無しのケースよりも総抗力は増大することがわかる。これは前節で述べたように、空気力による成分はほとんど変化せずに、Lorentz 力の成分が増加するためである。そのため、磁石個数による変化は Lorentz 力の成分の変化に対応する。磁石を Radial Array の配置にした場合、磁石の個数が増えるほど、総抗力が増大していることがわかる。これは、磁石個数が増えることでより広い領域に磁場が印加されたためであると考えられる。一方、Staggered Array の配置では 12 個付近を境に減少に転じており、Radial Array に比べ総抗力が小さくなっている。Staggered Array の場合、隣り合う磁石の磁極の向きが反対であるため、磁石同士が接近すると遠方においては互いの磁場を弱める方向に作用する。磁石個数が増えるほど磁石間の距離が小さくなるので、その影響は顕著になり、磁場が弱められることになる。さらに、Fig. 12 は流体内を流れる電流分布を示しているが、磁場分布が変わることで、それによって誘起される電流分布も大きく変化していることがわかる。すなわち、磁束密度ベクトルの向きが反転することで、誘起される電流の向きも反転し、この結果として生じる電場によって周方向電流が弱めら

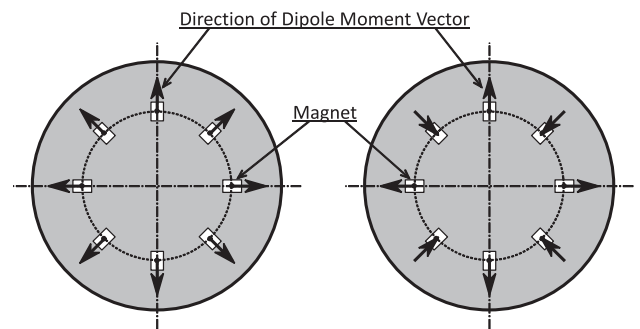


Fig. 10 Arrangement of magnet. (left; radial array, right; staggered array)

れてしまう。この周方向電流は磁気シールド効果と密接に関わっており⁶⁾、これが弱められることで総抗力が小さくなったと考えられる。Radial Array の場合には、電流は同一の周方向に誘起されるため、電流を弱める電場の発生が小さく、より大きな電流が発生する。よって、Radial Array を採用し、多くの磁石を配置することで、より大きな抗力増大効果が期待される。ただし、実際に配置できる個数の上限は物理的な磁石サイズで決まってくることになる。

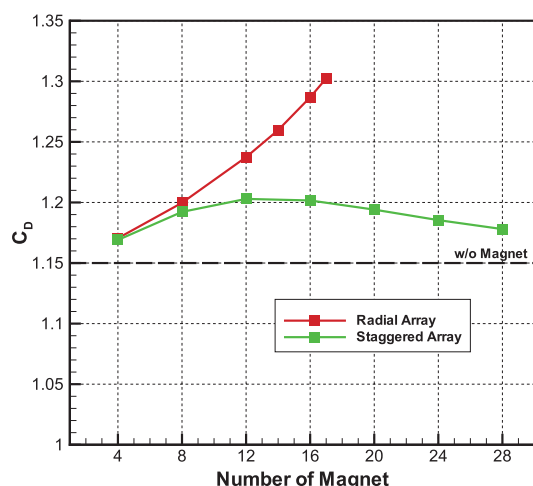


Fig. 11 Influence of the arrangement and number of magnet on the drag coefficient.

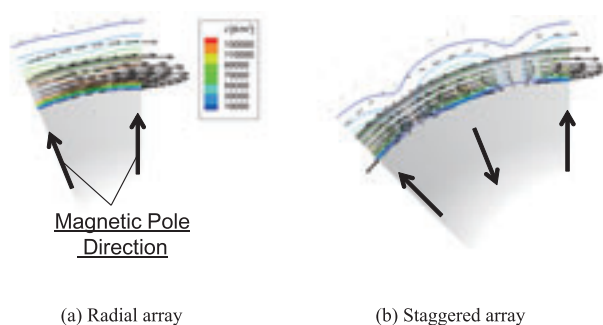


Fig. 12 Front view of spatial distributions of induced electric current.

4 まとめ

複数の磁場源を3次的に配置した場合の磁気シールド効果への影響について、MHD計算によるパラメトリック・スタディを行った。以下に、本研究で得られた知見をまとめる。

1. 最大磁場強度とダイポールモーメントの総和が同じ場合、単一磁場源を複数に分けたとしても、Lorentz力による抗力の成分は同程度であり、空気力による成分については単一磁場源で見られる抗力低下を抑えることが可能であることが分かった。
2. 磁石の配置位置によって壁面圧力分布は変化し、磁石位置の上流側では圧力が高く、下流側では低くなる傾向にあることがわかった。
3. Radial ArrayとStaggered Arrayの2種類の磁石配列を検討し、前者は磁石個数の増加に応じて総抗力が増加するが、後者については前者よりも総抗力が小さく、ある程度以上磁石個数を増やすと総抗力が低下することがわかった。

今後の予定として、今回のMHD計算で考慮していないHall効果を考慮するとともに、最適な磁石配列を模索していく。また、永久磁石のハルバッハ配列によって得られる磁場強度と分布について検討を行っていく。

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. 1, No. 2, 1958, pp. 58–59.
- 2) J. Poggie and D. V. Gaitonde, "Magnetic control of flow past a blunt body: Numerical validation and exploration," *Physics of Fluids*, Vol. 14, No. 5, 2002, pp. 1720–1731.
- 3) H. Katsurayama, T. Abe, and D. Konigorski, "DSMC Simulation of Electrodynamic Aerobraking on a Reentry Capsule in a Hypersonic Rarefied Regime," AIAA Paper 2011-3467, 2011.
- 4) H. Otsu, H. Katsurayama, D. Konigorski, T. Abe, "Impact of the Lift Force by Electromagnetic Flow Control on the Reentry Trajectory," AIAA Paper 2011-3466, 2011.
- 5) C. Park, "Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics," John Wiley and Sons Inc., 1989.
- 6) H. Otsu, D. Konigorski, and T. Abe, "Influence of Hall Effect on Electrodynamic Heat Shield System for Reentry Vehicles," *AIAA Journal*, Vol. 48, No. 10, 2010, pp. 2177–2186.
- 7) Y. Wada and M.-S. Liou, "A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities," AIAA Paper 94-0083, 1994.
- 8) S. Eberhardt and S. Imlay, "A Diagonal Implicit Scheme for Computing Flows with Finite-Rate Chemistry," AIAA Paper 90-1577, 1990.
- 9) H. A. van der Vorst, "Bi-CGSTAB: A Fast and Smoothly Converging Variant of Bi-CG for the Solution of Nonsymmetric Linear Systems," *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing*, Vol 13, 1992, pp. 631–644.
- 10) 関本幹, 藤野清次, 「ILU(0) 前処理つき IDR(s)-R2 法と同一BiCG 法系統の収束性比較」, 九州大学大学院システム情報科学紀要, 第16巻, 第1号, 2011, pp. 11–16.
- 11) 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.
- 12) 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, 2014.