

3次元ハイブリッドコードを用いた磁気プラズマセイルの数値解析

梶村好宏*・篠原大介*・野田賢治*・中島秀紀*

Numerical Simulation of Magneto Plasma Sail Using a 3D Hybrid Code

Yoshihiro KAJIMURA*, Daisuke SHINOHARA*, Kenji NODA* and Hideki NAKASHIMA*

Abstract : Recently, a new propulsion system called Magneto Plasma Sail (MPS) attracts attention, and it is expected to have high thrust to power ratio and high specific impulse. The MPS produces the propulsive force by the interaction between the solar wind and the artificial magnetic field inflated by the plasma injection. By using a 3D hybrid simulation code, we investigated, considering the finite Larmor radius effect, the inflation by the plasma injection and the interaction between the solar wind and the artificial magnetic field, respectively. In this paper, we showed the results of the magnetic field inflation with the finite Larmor radius effect and investigated the dependence of thrust on the size of the magnetic cavity. Also, we discussed the problem about costs of large scale calculation related with above numerical analysis and the necessity of concurrent analysis including both the inflation and the interaction between the solar wind and the magnetic field.

Keywords : Magneto Plasma Sail, Numerical Simulation , 3D Hybrid Code

概 要

新しい推進システムとして注目を集めている磁気プラズマセイルは、高い推力電力比と比推力が達成できると期待されており、外惑星探査におけるコスト削減や飛行時間の大幅短縮に貢献できる可能性を持っている。我々は、この磁気プラズマセイルについて、3次元のハイブリッドコードを用いて、有限ラーマ半径効果を考慮した数値解析を実施した。解析は磁場の展開と太陽風-磁場の相互作用の2つのメカニズムに関して実施し、磁場展開については粒子的効果が支配的となる領域においても数値解析を実施し、太陽風-磁場の相互作用については磁気圏代表長で規格化される抗力係数を用いて推力特性を評価した。本論文では、それに加え、磁場の展開における計算コストに関する問題点と磁場の展開と太陽風-磁場の相互作用を同時に解析する必要性について述べた。

* Department of Advanced Energy Engineering Science, Interdisciplinary Graduate school of Engineering Sciences, Kyushu University, Japan

1. はじめに

外惑星探査のコストを下げるためには、効率良く短期間に任務を遂行し、多くの測定機器を搭載できる、化学推進に替わる新しい推進システムが必要である。その候補として、探査機周辺に人工的に巨大な磁気的な帆を生成し、水素を主成分とした超音速のプラズマの流れである太陽風の力を受けることによって、推力を得る推進システムが提案された。1989年、Zubrinらは巨大なコイルによって生成した磁場で太陽風の力を受けて航行する磁気セイルを提案した[1]。しかし、太陽風から十分な推力を得るためには、帆となる磁場を生成するためのコイルは、半径が数十kmも必要となる。現在の技術では、これほどの巨大な装置を探査機に搭載することは不可能であり、磁気セイルの実現は困難であるとされてきた。ところが、2000年になって、Wingleeらは、磁気プラズマセイル(Magneto Plasma sail:MPS)と呼ばれる推進システムを提案した[2]。この磁気プラズマセイルは、機械的ではなく、プラズマ噴射により磁場を展開し(インフレーション)、探査機の周辺に広大な磁気圏を形成する。この方式によれば、探査機周りの初期磁場の生成は、直径数十cm程度のコイルや永久磁石を用いることで十分可能である。初期磁場は、噴射プラズマによって太陽風の動圧と磁気圧がバランスする大きさまで展開され、磁気圏と太陽風の干渉により推力が発生する。MPSはその推進システムの特徴から、高い推力電力比と比推力を達成できると期待されている[3]。しかし、プラズマ噴射による磁気インフレーションや太陽風と磁場の相互作用による推力発生メカニズムには未だ不明な点が多い。インフレーションについては、最適な磁場配位とプラズマ噴射条件を決めることが必要であるし、太陽風と磁場との相互作用については、定量的に推力を算出することや、推力発生メカニズムの理論研究が必要とされる。

MPSの実現可能性の検証には、対象となるスケールが数十kmと大きく地上では実験が困難であるため、数値解析を用いることが有効である。日本国内においては、筑波大学の朝日らが、2次元のMHDコードを用いてプラズマ噴射による磁場の展開の数値解析を実施した[4]。また、東京大学の西田らは、MHDコードを使用してダイポール磁場と太陽風の相互作用を解析し、推力発生メカニズムの調査や推力の算出を実施している[5]。それらの研究で使用されているMHDコードは、太陽風や噴射プラズマに含まれるイオン粒子のラーマ半径(r_L)と磁気圏の代表長さ(L)の比である r_L/L が、1よりも十分小さい領域において、その結果に信頼性があるが、1よりも大きい領域では、イオン粒子の有限ラーマ半径効果を考慮する必要があり、ハイブリッドコードやフルPICコードを用いて解析を行う必要がある。MPSでは、数十kmまで磁場を展開すれば、太陽風から十分な推力(1N/4kW)を得ることができると期待されている[3]が、数十kmの大きさにおいては、太陽風のラーマ半径を100kmとすると、 r_L/L が1に近い為、ハイブリッドコードやフルPICコードによる解析が必要である。フルPICコードを用いた解析も実施されている[6]が、解析におけるメッシュ幅をデバイ長程度にする必要があり、数十kmの領域において太陽風と磁気圏との相互作用を解析するには、膨大なメモリと時間が必要となる。そこで我々は、MHDコードやフルPICコードを用いた解析における不利な点を克服することができる3次元ハイブリッドコードを使用する。そして、プラズマ噴射による磁場の展開の解析と太陽風-磁気圏間の相互作用の解析を行う。

2. 3次元ハイブリッドコードについて

本研究で取り扱う3次元ハイブリッドコード[7]は、イオンを粒子、電子を慣性を無視した流体として扱うコードである。このコードの特徴は、電子の運動(プラズマ運動、サイクロトロン運動)のタイムスケールで起こる現象の影響を除去し、時間幅や空間幅を大きくできる点にある。具体的なコードの概要として、荷電準中性条件を仮定し、イオンと電子の数密度があらゆるところで等しいと置き、プラズマ振動を除去する。さらに、電磁放射等の高周波現象を無視する為にダーウィン近似を用いる。イオンの運動は、leap-frog法による中心差分を使用し、電磁場の解法には、予測子-修正子法を使用した。密度の低い場においてはラプラス方程式を解くこととした。

また、電子のエネルギー方程式は解かず、温度は一定とした。電磁場の境界条件はすべての境界において勾配を 0 とする自由境界とした。

3. 磁気インフレーションの数値解析

3.1. 解析条件

本解析では、コイルによって生成される初期磁場が、十分な推力を得ることができるところまで展開されるかどうかを調査した。解析モデルを図 1 に示す。解析は、3次元直交座標系における解析であり、コイルの中心を原点とした。解析で使用したメッシュ幅は 2 km である。初期磁場を生成するコイル半径を r_0 とし、 $r_0 = 1.9$ [km] である。噴射するプラズマは、以下のように与えた。噴射速度は、 $v = 4.0 \times 10^4$ [m/s] である。速度の向きは半径方向である。位置は、半径 $r_0 \sim r_0 + v \times dt$ 球殻に一様に配置した (dt : 時間刻み: 3.6×10^{-4} [s])。その球殻は依然として、コイルを含む一辺が 2 km のセル 4 つ内に収まっている。密度は $N = 1.0 \times 10^{16} m^{-3}$ である。コイルを含む正方形セルの表面をコイル表面とし、その位置の磁場を $B_0 = 5.8$ [μ T] とした。その時の噴射プラズマの動圧とコイルが生成する磁気圧の比である kinetic β は 1000 であり、コイル表面における r_L/L は 0.037 である ($L = r_0 = 1.9$ km)。噴射プラズマが、半径が 50 km の球まで広がった時の、1 セルあたりの粒子数は約 20 個であり、超粒子の重みは、 1.6×10^{22} 個である。

磁気インフレーションは、磁場の凍結という物理現象を利用して行われる。磁気レイノルズ数は、電磁流体と磁場との結合の強さを表すパラメータである。 μ_0 を真空の透磁率、 V を Alfvén 速度、 L を代表長さ、 η を抵抗率とすると

$$R_m = \mu_0 V L / \eta$$

で表され、 $R_m \gg 1$ で磁場の凍結は成立する。筑波大学の朝日氏による MHD code を用いた解析結果 [8] では、($r_L/L \ll 1$ (r_L : イオンラーマ半径、 L : 代表長さ) の範囲では、プラズマ噴射を行わない場合には $B \propto r^{-3}$ (r はコイル表面からの距離) で減衰する磁場が、プラズマ噴射により展開を行うと $B \propto r^{-1.51}$ で減衰するという解析結果を示している。

また、太陽風の動圧と磁気圧の比である kinetic β は、

$$\beta = \frac{\rho v^2 / 2}{B^2 / 2\mu_0}$$

で表される。太陽風においては $B = 41$ [nT] において $\beta = 1.0$ となり、太陽風の動圧と磁気圧は等しくなる。MPS のおよその推力は (太陽風の動圧) \times (セルの面積) で見積もられ [9]、数 N の推力を得るには $B = 41$ [nT] の磁場を約 50 km まで展開する必要がある。

3.2. 解析結果

図 2 は、 $Y = 0$ における XZ 面の等磁束密度分布 (左) および左図の点線上の磁束密度の値をプロットした図 (右) である。上段は $t = 0.0$ [s]、中段は $t = 0.32$ [s]、下段は $t = 0.64$ [s] の結果である。プラズマ噴射により $B = 41$ [nT] の磁場が約 50 km まで展開されたことが確認できる。図 3 は、図 2 右図の点線上の磁束密度の値を、 $t = 2.7$ [s] において示した図であり、 $B \propto r^{-1.51}$ に近似できる分布をとっていることが確認でき、先の朝日氏の結果とも一致する。

コイルの付近の磁場は大きく変動しており、その原因として、電磁波の励起によるもの、また、メッシュ幅が

2 kmと非常に大きく、超粒子の重み（一個あたりに代表される粒子の数）も非常に大きい為、一個の粒子の動きによる磁場への影響が大きいことが挙げられるが、今後検討する必要がある。

3.3. 課題

太陽風から十分な推力（1 N/4 kW）を得る為には、プラズマ噴射によって磁気圏の大きさを50 kmにまで展開する必要があることから、本解析では、初期のダイポール磁場を50 kmまで展開する解析を行った。解析に用いたコンピュータの性能（シングルCPU、メモリ2 GB）から、解析に使用できる格子点、粒子数に制限があり、格子サイズを2 kmとし、中心から80 km四方の領域への磁場展開の解析が限界であった。その為、初期のダイポール磁場を定義する際のコイルの半径は、格子サイズを下限として、非現実的なサイズ（2 km）と設定している。よって今後、現実的なサイズ（数mのオーダー）のコイルを使用した初期磁場を想定し、同様の解析を行い、磁場展開の実現性を検証する必要がある。これを実行する具体的な方法としては、コイル付近のメッシュは細かくし、中心から遠方に行くほど粗いメッシュを定義する可変メッシュを使用する方法がある。さらに、並列計算に対応したコードを用いて計算を行うことが有効と考える。

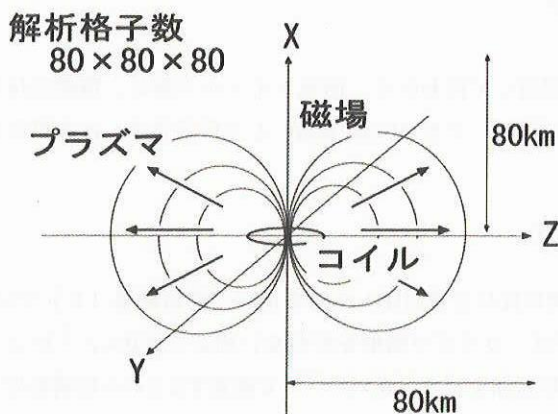


図1 解析モデル

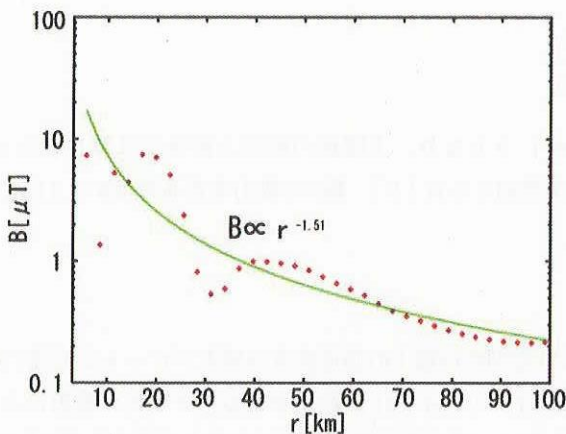


図3 $t = 2.7$ [s] における磁束密度.

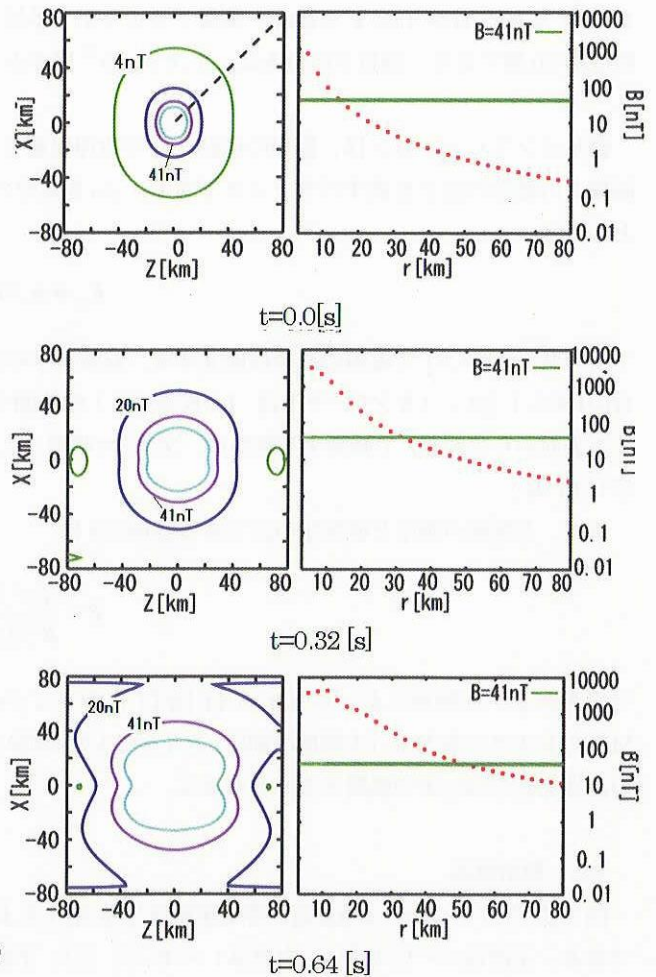


図2 磁束密度分布.

4. 磁場と太陽風との相互作用の数値解析

4.1. 解析条件

計算体系を図4に示す。右手系直交座標系の原点を磁場の中心とし、初期磁場はプラズマ噴射により既に展開されたものと仮定してダイポール磁場を定義した。図4に磁気圏代表長さ L を示す。 L は、先に定義したkinetic β が1となる位置と定義し、その L をコイル半径を変更することによってパラメトリックに変更し、5ケースの解析を実施した。解析条件を表1に示す。ケースによってメッシュ幅は異なるが、メッシュ数についてはすべてのケースで $(X, Y, Z) = (80, 80, 80)$ とした。太陽風の粒子は、イオン(水素)で構成され、初期位置は投入位置にランダムに配置し、すべての粒子に対して一様に Z 方向に 400 [km/s]の速度を与えた。粒子は体系の $-Z$ 方向から継続的に入射し、体系全体で 200 万個の粒子を投入した。その時点における1セルあたりの粒子数は 10 個程度である。時間刻みについては、 $B = 41$ [nT]における ω_{ci} を基準として $\Delta t = 0.001 \omega_{ci}^{-1}$ とした。電子の温度は 10 [eV]とした。

4.2. 低密度領域における取り扱い

太陽風のような低密度のプラズマの計算を、ダーウィン近似を適用したハイブリッドコードで実施する際、電場の計算は、電子の運動方程式から導く為、密度で割る必要がある。この為、低密度領域において電場の計算が不安定となり発散する[10]。この問題を回避する為、真空領域とプラズマ領域の境を判別する際に使用するプラズマ密度の閾値を、太陽風の密度に対して50分の1として設定し、解析を実施した。この閾値以下の低密度と判断される領域は真空と判断し、ラプラス方程式を解いて電場を算出するのであるが、実際に真空と判断された領域の位置や体積は、推力算出に影響を及ぼさない程度であることを確認し、この発散回避策が妥当であることをあらかじめ確認した。

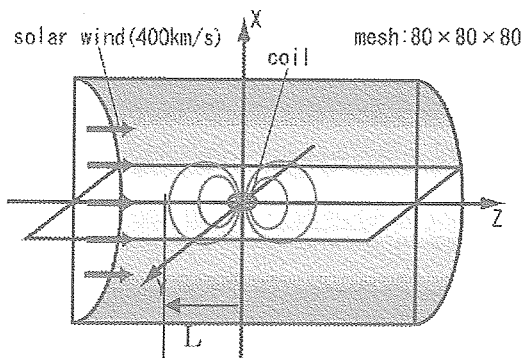


図4 解析体系.

表1 解析パラメータ.

CASE	L (m)	n_L/L	$\delta/\Delta x$	System Size (m)
1	$8.00E+05$	0.13	1	$4.00E+06$
2	$4.00E+05$	0.25	2	$2.00E+06$
3	$2.00E+05$	0.50	4	$1.00E+06$
4	$8.00E+04$	1.25	10	$4.00E+05$
5	$4.00E+04$	2.50	20	$2.00E+05$

n_L は磁気圏境界における太陽風のラーマ半径 ≈ 100 km
 δ は太陽風(陽子)のスキンデプス ≈ 100 km

4.3. 解析結果

図5にケース1におけるイオン粒子の位置と磁場のベクトルプロットを示す。また、図6にケース5における同様のプロットを示す。共に磁気圏の大きさが定常状態と判断できる時刻における結果である。磁場ベクトルについては、図4の計算体系において、 $-Y$ 方向から見た $Y=0$ 面における XZ 断面の結果を示している。粒子については、 $Y=0$ から ± 10 メッシュ分に位置している粒子を抜粋してプロットした。図5では、太陽風は、ダイポール磁場によってその運動方向を変えられ、磁気圏がクリアに形成されていることが確認できる。磁気圏境界付近における密度は、太陽風の密度の5倍程度となっており、理論値に近いことを確認した。ケース1以降、磁気圏半径が小さくなるにつれ、初期ダイポール磁場が太陽風粒子へ及ぼす影響は小さくなる。図6は、ラーマ半径が磁気

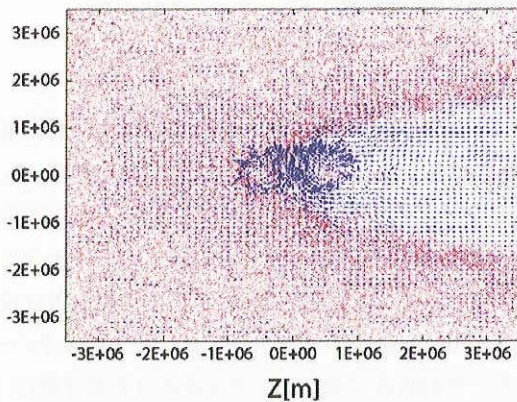


図5 ケース1におけるイオン粒子の位置と磁場のベクトルプロット ($t=12.2$ [s]).

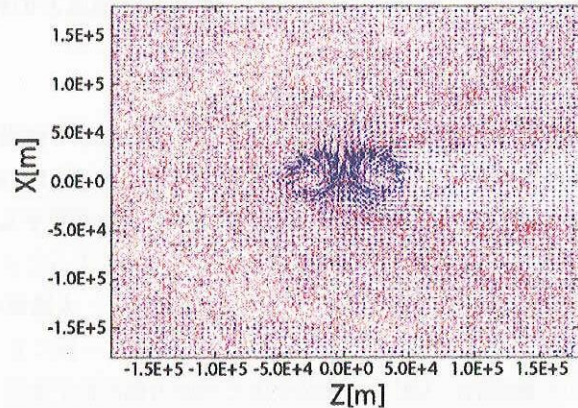


図6 ケース5におけるイオン粒子の位置と磁場のベクトルプロット ($t=0.6$ [s]).

図代表長よりも大きくなるケース5の結果であり、太陽風動圧とダイポール磁気圧が釣り合う位置 ($B = 41$ [nT]) で相互作用が生じず、イオンが磁気圏内に入り込む様子が確認できる。この場合、太陽風はさらに内側の強磁場によってラーマ半径を小さくされた状態で初めて偏向を受ける。このように相互作用が小さくなる為、ケース5のような体系では、磁気圏代表長で規格化している抗力係数は、次の章で解説するように、他ケースと比較して小さくなる。

4.4. 推力の算出

表1の各ケースにおける推力を算出する。本研究では、数cmのコイルに対して作用する磁場を算出するにはメッシュが粗い為、ローレンツ力を直接計算する電磁気学的な手法による推力の算出は困難である。そこで、太陽風(粒子)の運動量変化を合算し、その変化がすべて推力に寄与するとして推力を見積もる。運動量変化から推力を算出する方法と、ローレンツ力から推力を算出する方法に関しては、東京大学の西田らによる解析の結果、それらの値はほぼ同一であるという結論が得られている[11]。本研究における推力の評価は、運動量変化から推力を計算し、その値から無次元抗力係数を算出することで実施した。以下に無次元抗力係数の定義を示す。

$$C_d = \frac{F}{\frac{1}{2} \rho v^2 S} \quad (1)$$

ここで、 F は運動量変化がすべて推力に変わったとした時の推力値、 ρ は太陽風密度、 v は太陽風速度、 S は表1の各ケースに示した磁気圏半径を円の半径とした場合の面積を示す。表1の各ケースにおける抗力係数の値を図7に示す。横軸は磁気圏代表長さ： L 、縦軸は抗力係数とした。磁気圏代表長さ(100 km)よりも大きな磁気圏($r_L/L < 1$)では、太陽風はMHD的な相互作用を受け、抗力係数はほぼ一定となる。これよりも小さな磁気圏($r_L/L > 1$)では、抗力係数は磁気圏の大きさに応じて変化する。その領域での太陽風の振る舞いは、粒子的となり、ハイブリッドコードによる解析が有効となる。図7から、MPSがターゲットとする数十kmの磁気圏においても、十分に推力が発生することが確認できる。磁気圏代表長さが40 kmであるケース5における抗力係数は1.0程度であり、その推力は3.4 [N]であった。

4.5. 課題

本解析では、初期磁場としてダイポール磁場を仮定しており、いわば、磁気セイルにおける推力算出を実施し

ていることとなる。磁気セイルにおける推力の発生メカニズムや、推力の推定はこれまでの研究から明らかとなっているが、磁気プラズマセイルの実現可能性の検証を行なう場合、本解析結果は不十分であるということが出来る。第一に初期磁場をダイポール状と仮定したが、プラズマ噴射による展開後の磁場形状がダイポール状となるかどうかは不明である。太陽風が吹く中において磁場展開を行い、推力を得る為の十分な磁気圏を形成できるかどうか、まさにこれから求められる解析である。磁気インフレーションを伴い、太陽風と磁場との相互作用を解析する必要があるが、その際の克服すべき課題については以下の点がある。第一に、スケールの問題である。前述したように初期磁場を生成するコイルは数cmから数mのオーダーである。そのオーダーに対して、推力を十分に得る為の磁気圏のサイズは数十kmである。このサイズの違いを考慮した解析を、固定長のメッシュで行う場合、仮にメッシュ幅を1mとすると、100kmサイズの領域を解析する為には、 10^{15} の計算格子点が必要となり、並列計算を実施するにもその限度を超えている。よって、可変メッシュ適用と並列計算を組み合わせる解析することが有効である。次に、太陽風と噴射プラズマとの構成要素(質量や密度)及び速度の違いがある。太陽風は速度が400 [km/s]、密度が 5×10^6 [m^{-3}]、それに対して噴射プラズマは、速度は2 [km/s]、密度は 10^{18} [m^{-3}]、を想定している。ハイブリッドコードなどの粒子コードは、粒子を超粒子として定義し、一個あたりの粒子がある数の粒子を代表するという考え方をを用いている。異なる密度のプラズマを扱う為には、この超粒子を複数定義する必要がある。また、これらの異なる質量の粒子が混ざり合った時に、個々の粒子のサイクロトロン周波数の100分の1程度の時間刻みを使用して計算すること、また、計算が発散しないような工夫を施すことも必要である。これらの課題を総括すると、太陽風と噴射プラズマの二種類のプラズマを定義し、インフレーションを実施しながら、太陽風と磁場の相互作用によって十分な推力を得ることができるかどうかを解析する必要がある。その際に、並列計算と可変メッシュを使用する。そして、磁場展開に使用する噴射プラズマのエネルギーを少なくし、いかに効率的に噴射しながら太陽風から推力を得ることができるかどうかを検討すべき重要な課題である。また、推力電力比についての議論も必要である。太陽風から得られる推力に対して、磁場展開の為に使用したプラズマのエネルギーをすべて後方噴射して得られる推力を比較した場合に、両者に何倍程度の差があるのか、つまりMPSが他の推進システムと比較して性能が良いかどうかを検証する必要がある。

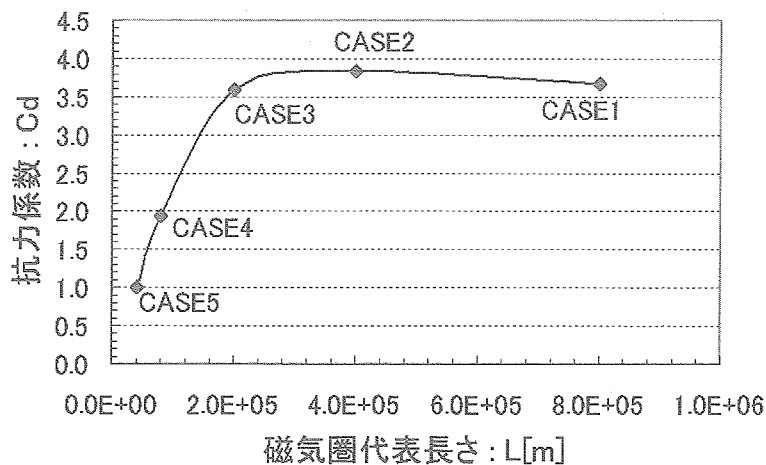


図7 磁気圏代表長さに対する抗力係数.

参 考 文 献

- [1] R.M. Zubrin, D.G. Andrews, Magnetic Sails and Interplanetary Travel, *15th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference* AIAA - 89 - 2441, 1989.
- [2] R. M. Winglee, J. Slough, T. Ziemba, and A. Goodson; "Mini-Magnetospheric Plasma Propulsion: Tapping the energy of the solar wind for spacecraft propulsion", *J. Geophys. Res.*, Vol. 105, pp. 21067-21077, 2000.
- [3] H. Yamakawa, H. Ogawa, K. Fujita, S. Nonaka, S. Sawai, H. Kuninaka, I. Funaki, H. Otsu, and Y. Nakawama; "Planetary Exploration by Magneto Plasma Sail", 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 52, pp. 148-152, 2004.
- [4] R. Asahi, I. Funaki, K. Fujita, H. Yamakawa, H. Ogawa, S. Nonaka, S. Sawai, H. Nishida, Y. Nakayama, and H. Otsu; "Numerical Study on Thrust Production Mechanism of a Magneto Plasma Sail", *40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, AIAA - 2004 - 3502, 2004.
- [5] H. Nishida; "MHD Analysis of Thrust on Magnetic Sail", 24th ISTS 2004-s-30, 2004.
- [6] 秋田大輔, 鈴木宏二郎; "磁気セイルまわりの太陽風プラズマに関する数値解析", 第48回宇宙科学技術連合会講演会, 2H08, 2004.
- [7] E. J. Horowitz, D. E. Schumaker, D. V. Anderson; "A Three Dimensional Quasi-natural Hybrid Particle-in-cell code with Application to the Tilt Mode Instability in Field Reversed Configurations ", *J. Comp. Phys.*, Vol.84, pp. 279-310, 2004.
- [8] 朝日龍介, 舟木一幸, 藤田和央, 山川宏, 小川博之, 澤井秀次郎, 野中聡, 中山典, 大津広敬, 西田浩之; "磁気プラズマセイルにおける磁場拡大現象の数値解析", 第48回宇宙科学技術連合講演会講演集, pp. 1172-1177, 2004.
- [9] 船木一幸, 山川 宏, 藤田和央, 野中 聡; "磁気プラズマセイルによる深宇宙探査", 日本物理学会誌, Vol.58, No. 4, pp. 266-269, 2003.
- [10] A.P. Matthews; "Current Advance Method and Cyclic Leapfrog for 2D Multispecies Hybrid Plasma Simulation", *J. Comp. Phys.*, 112, pp. 102 - 116, 1994.
- [11] 西田浩之, 小川博之, 舟木一幸, 藤田和央, 山川宏, 野中聡, 稲谷芳文; "磁気セイルにおける推力ベクトル制御方法の電磁流体力学に基づいた検討", 第48回宇宙科学技術連合講演会講演集, 1F10, 2004, pp. 428 - 433.