



プロジェクトレビュー

惑星間航行システム開発に向けた マルチスケール粒子シミュレーション

Multi-Scale Plasma Particle Simulation toward the Development of Interplanetary Flight System

臼井英之¹⁾, JST/CREST マルチスケール粒子シミュレーションチーム (篠原 育²⁾,
船木一幸²⁾, 山川 宏³⁾, 沼波政倫⁴⁾, 梶村好宏⁵⁾, 中村雅夫⁶⁾, 松本正晴⁷⁾,
芦田康将³⁾, 八木耀平¹⁾, 西田浩之⁸⁾, 森高外征雄⁹⁾, 松井竜樹¹⁾
USUI Hideyuki¹⁾, JST/CREST Multi-Scale Particle Simulation Team (SHINOHARA Iku²⁾,
FUNAKI Ikkoh²⁾, YAMAKAWA Hiroshi³⁾, NUNAMI Masanori⁴⁾, KAJIMURA Yoshihiro⁵⁾,
NAKAMURA Masao⁶⁾, MATSUMOTO Masaharu⁷⁾, ASHIDA Yasumasa³⁾, YAGI Yohei¹⁾,
NISHIDA Hiroyuki⁸⁾, MORITAKA Toseo⁹⁾ and MATSUI Tatsuki¹⁾

¹⁾神戸大学, ²⁾JAXA/ISAS, ³⁾京都大学, ⁴⁾核融合科学研究所, ⁵⁾明石工業高等専門学校,
⁶⁾大阪府立大学, ⁷⁾東京大学, ⁸⁾東京農工大学, ⁹⁾大阪大学

(原稿受付: 2013年10月15日)

平成19年度後期から平成24年度の約5年半にわたり, JST/CREST (戦略的創造研究推進事業) 「マルチスケール・マルチフィジックスの統合シミュレーション」研究領域において実施した「惑星間航行システム開発に向けたマルチスケール粒子シミュレーション」研究プロジェクトの概要について報告する。次世代の惑星間宇宙航行システムとして宇宙航空研究開発機構 (JAXA) で提案されている磁気プラズマセイル (MPS) では, 衛星搭載コイル電流により人工ダイポール磁場を形成し, それをプラズマ噴射によって広範囲に展開させて太陽風プラズマを受け止めることにより推力を得る。本研究では, MPSにおける小型ダイポール磁場と太陽風の相互作用およびそれによって衛星が得る推力に関するプラズマ粒子モデルシミュレーション解析を行うとともに, 局所的に空間分解能を上げるために適合格子細分化法 (AMR) を用いたマルチスケール粒子シミュレーション手法およびその並列化手法の新規開発を行った。

Keywords:

particle-in-cell, plasma simulation, adaptive mesh refinement, magneto-plasma sail

1. プロジェクト概要

宇宙航空研究開発機構 (JAXA) において惑星間宇宙航行システムの一つとして提案されている磁気プラズマセイル (Magneto-plasma sail: MPS) [1] では, 衛星搭載コイル電流により人工ダイポール磁場を形成し, それをプラズマ噴射によって広範囲に展開させて太陽風プラズマを受け止めることにより推力を得る。本研究プロジェクトでは, 平成19年度後期から平成24年度の約5年半にわたり, JST/CREST (戦略的創造研究推進事業) の枠組みにおいて, MPSにおける小型ダイポール磁場と太陽風の相互作用およびそれによって衛星が得る推力に関するプラズマ粒子モデルシミュレーション解析を行うとともに, 局所的に空間分解能を上げるために適合格子細分化法 (Adaptive Mesh Refinement: AMR) を用いたマルチスケール粒子シミュレーション手法の新規開発を行った[2-4]。本紹介では, プロジェクトで得られた研究成果の概略を行う。

2. マルチスケール粒子シミュレーション手法 (AMR-PIC) 開発

2.1 PARMER 開発

一般に, プラズマ粒子シミュレーション (Particle-In-Cell (PIC) 法) [5] では, 空間格子間隔はプラズマ特性長であるデバイ長程度に制限されるため, シミュレーションシステム内の最小デバイ長を基準にしてシステム全体の空間格子幅を一律に用いる必要がある。このため, 空間的に非一様な現象をシステム内で扱う場合, 膨大な数の格子点数とそれに伴う粒子数が必要となる。しかし, 実際には計算機資源の制約があるため, シミュレーションで扱える空間領域はごく限られたものにならざるを得ない。そこで我々は, 数値流体で近年用いられている適合格子細分化法 (AMR 法) [6] をオイラー場である電磁場に適用し, そこにラグランジュ的プラズマ粒子を従来の PIC 法を用いて導入する試みを行い, AMR-PIC コード PARMER [7-9] の新規開発を行った。

図1の概念図に示すように、AMR法では、シミュレーション内に生起する現象の空間的特性長を各格子点においてモニターし、最適な空間分解能をもつ格子システムを局所階層的かつ動的に導入する。図1の場合、2次元面中央に密度の高い部分があり、その領域において格子幅の違う2階層が生成されている。このAMR法をPIC法に実装するため、FTT(Fully Threaded Tree)構造と呼ばれる階層格子構造[10]を用いる。FTTでは、各格子に対して、細分化される際に生成される子格子、自身の元となる親格子、隣り合う隣接格子など、階層レベル間の情報をもたせる。また、図2の左図に示すように、本PARMERでは各格子はOctと呼ぶ構造体変数で定義され、Octは各格子内の電磁界情報、粒子情報、隣接するOctと関連付けるためのポインタ変数、および各種フラグ変数を保持している。すなわち、Octは格子内の情報をカプセル化した状態で保持し、隣接Oct同士はFTT構造に基づきポインタによって有機的に接続されている。この様子を図2の右図に模式的に示す。各Octをポインタで関連付けることにより、従来の座標格子に基づく配列格子に比べて、動的な格子細分化・粗視化を非常に柔軟に行うことができる。同時に各格子にはその格子領域に存在する粒子情報(位置や速度)ももたせ

るため、各格子階層で閉じた形で粒子運動計算が可能になる。

図3に球状プラズマの膨張現象に関するPARMER 2次元テストシミュレーション例を示す。初期に中央に置かれた高密度プラズマが時間的に膨張していくに伴い粒子密度が変化中、ある一定の粒子密度を条件として各格子には適時、細分化格子が生成・消滅され、境界値以上の密度領域では高い解像度を維持しながら粒子計算が実行されることが確認できた。図中の(a)では中央の高密度領域に細分化階層が作られ、時間経過とともにプラズマが拡散するにつれその領域が拡大する様子が(b),(c)で確認できる。また(d)では密度が低くなった領域で細分化格子階層の消滅も確認できる。

PARMERでAMRを適用する際に、格子階層間での電磁波成分の接続が重要になる。PARMERでは各階層の境界にバッファ領域を設け、各層内で差分計算が閉じるようにしている。子階層では親階層に対してOct幅 dr および時間ステップ幅 dt がそれぞれ半分を設定されるため、親階層に同期させるには子階層では時間ステップ2回分解が必要がある。子階層で2回解いた段階で、親階層のバッファと重なる領域に位置する子Octの物理量を平均化して重なる位置にある親Octへコピーする。一方、子階層のバッファ領域Octへは、当該Octを囲む複数の親階層Octから線形補間により物理量をコピーする。このようにして階層間での場の量のやり取りを行う。

また、各階層でOct幅が違うため、電磁界を解き進める上で各階層が扱える波数領域が違う。高波数成分、特に半波長が親階層Oct幅よりも小さい場の成分は階層間境界を通して子階層から親階層に伝搬できないため、その成分は階層間境界において反射され子階層領域にノイズとして残る。この反射ノイズを最小にするためにこれまで先行研究で様々な取り組みがなされてきた[11]が、現状のPARMERではこのノイズを除去するための方策を特に施していない。より精度の高いPARMER計算を行う上でこのノイズを最小限に抑える必要があり、現在検討を行っている。

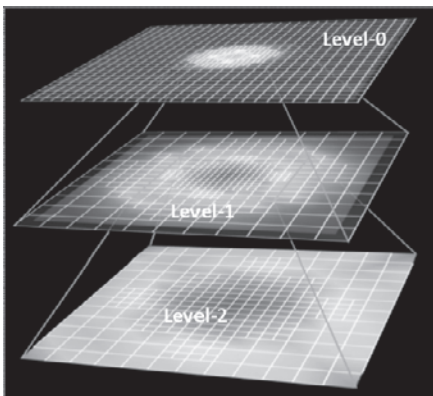


図1 適合格子細分化法 (AMR) における階層格子層のイメージ。各階層で大きさの違う格子を利用。

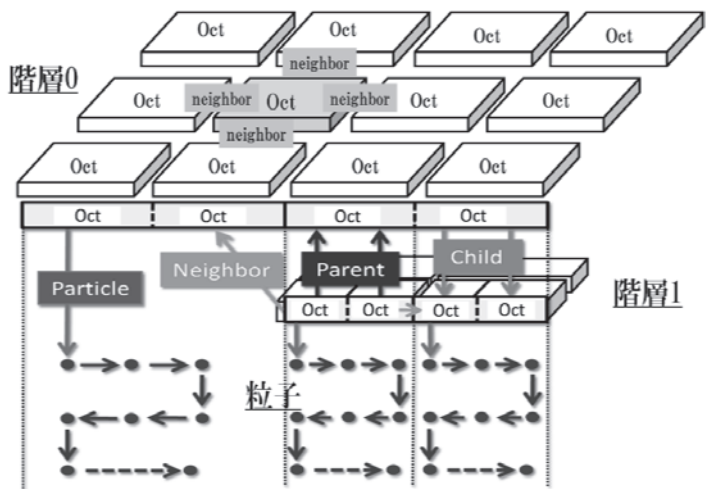
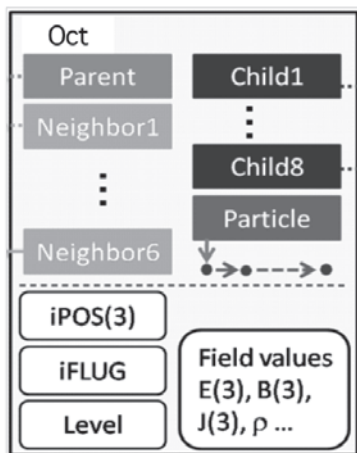


図2 格子情報がカプセル化された構造体変数 Oct の概念図 (左図) と FTT 階層格子構造に基づく Oct 間のポインタ接続の様子 (右図)。矢印はポインタを表す。Oct 内の粒子群は小さな丸で示され、ポインタを用いて順序づけられている。

2.2 PARMER のプロセス並列化

PARMER を用いたシミュレーションの大規模高速化に向けて並列化手法の開発も行った[12]。プロセス並列を行うためには、全シミュレーション領域を分割して小領域を各プロセスに割り当てる空間領域分割法が一般的である。しかし、粒子モデルの場合、均一的な空間領域分割法では各ノード領域に存在する粒子数が時間的に変動するため、プロセス間の負荷バランスが時間的に崩れていく。これでは並列演算性能が劣化し、全体のパフォーマンスが低下する。そこで我々は、プロセス間負荷バランス維持のため、数値流体分野で近年よく利用されている Morton 順序法[13, 14]を用いて親階層の全 Oct を順序づけし、この列を基に各プロセスに動的に割り当てる Oct 群を決める方法を開発した。粒子シミュレーションでは粒子運動計算に大半の計算時間が割かれるため、格子数の均等化のみでは負荷分散性能の低下を抑えるには不十分である。そこで、粒子数や細分化階層レベルに依る計算量の増大分を、一種の重みとして加味した「修正 Morton 順序法」を新たに考案し、新しい動的並列領域分割法 (Dynamic Domain Decomposition: DDD) を開発し PARMER に実装した[12]。格子階層がある場合、同期をとるため親階層に対してそこでの時間

ステップは小さくなり、その分、粒子を解き進めるループ数は多くなる。この点も修正 Morton 順序法の重みづけに考慮した。図 4 に DDD 適応時のプロセス間負荷バランスを示す。左図は、粒子分布の非一様にも関わらず均一的な領域分割を用いた場合であり、各プロセスに割り当てられた粒子数の大小により粒子ループ数すなわち粒子計算負荷に大きなばらつきが見られる。一方 DDD 適応時には、修正 Morton 順序法で重みを付けられた Oct 列を粒子負荷がそれぞれ均等になるように切り分け、それぞれを各プロセスに割り当てるため、右図にあるように粒子負荷はプロセス間でほぼ均一となる。これによってプロセス間の同期が得られ高速並列演算が可能となる。

DDD の性能評価の為に図 5 に示したモデルを用いたテストシミュレーションを行った。立方体のシミュレーション空間を用意し、各 Oct に電子50個イオン50個を空間全体に均様に置く。初期状態では分割された小領域は立方体である。この一様プラズマに加え粒子クラスタを4か所に導入する。粒子密度が高い範囲には階層 Lv1 が形成されている。4つの粒子クラスタはそれぞれシミュレーション空間中心へ向かう速度をもち、時間経過とともに粒子クラスタが移動する。粒子クラスタが集中する領域では計算負荷が

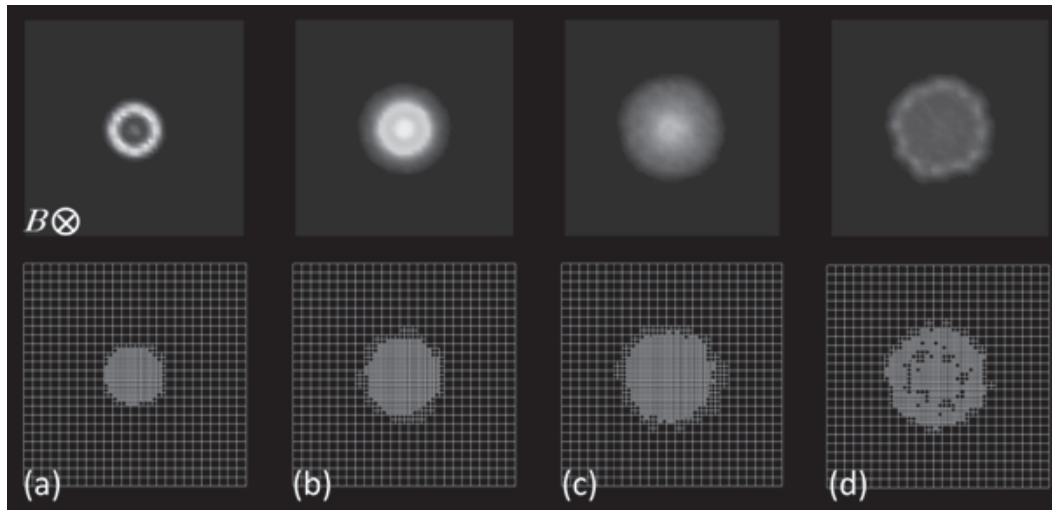


図 3 細分化レベルが2階層までの適合細分化格子生成を伴った PARMER 粒子シミュレーション計算例。一様磁場中の球状プラズマ雲の膨張に従って電子密度が変化中(上段)、その変化に応じ細分化格子が生成・消滅を繰り返し(下段)、粒子計算が実行されていく。

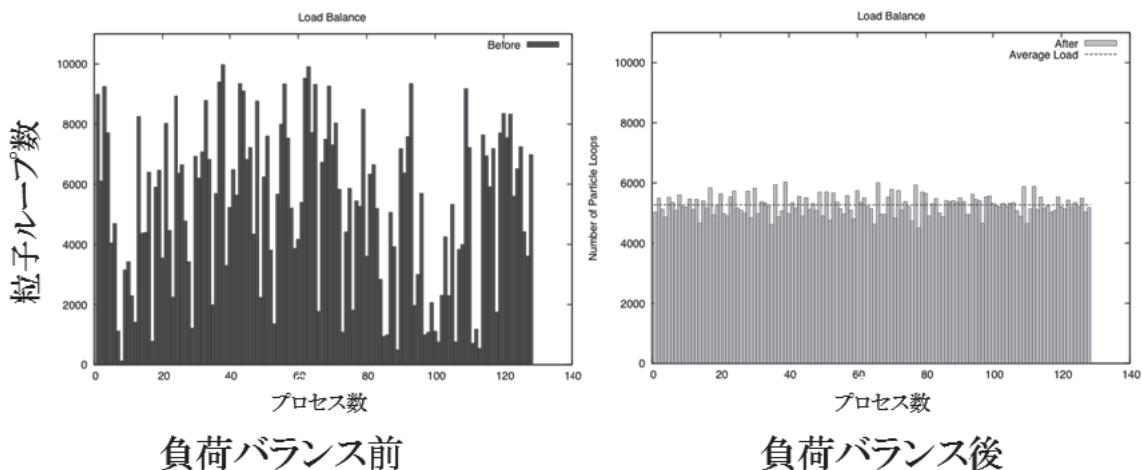


図 4 動的領域分割法 (DDD) によるプロセス間負荷バランス維持の様子。

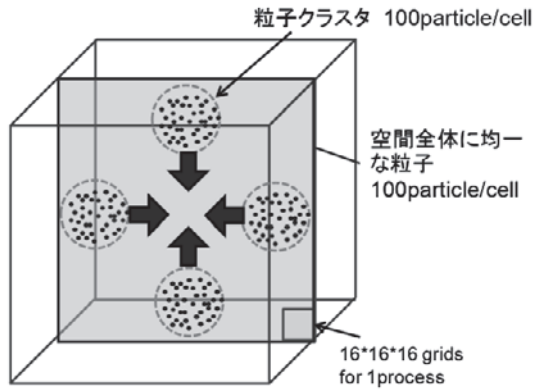


図5 DDD 評価のためのシミュレーションモデル.

増大し、シミュレーション空間全体の負荷バランスが崩れる。このモデルを使用して、DDD の動作評価を行うために、512プロセス並列シミュレーションを実施し、粒子ループ数の時間変化を調べた。図6および図7はそれぞれDDDを使用しない場合、する場合に相当する。図6に示されるように、DDDを使用しない場合では移動する4つの粒子クラスタがシミュレーション空間中央に集中し約240 step 付近で1プロセスに対する計算負荷が増大する。この時、最大粒子ループ数は平均粒子ループ数の約3倍となる。図7にDDDを用いた場合についての粒子ループ数変化を示す。この場合、最大粒子ループ数と最小粒子ループ数の平均粒子ループ数との値の差が一定値以上になるとDDDが実行される。シミュレーションの進行によって粒子クラスタが集中し、粒子密度が一定値以上を超えるとDDDが実行され各プロセスが担当する領域の形状はそのステップでの粒子分布に対して負荷バランスが取れる形に変化する。今回の結果はDDD実行によって最大粒子ループ数も最小粒子ループ数も平均粒子ループ数に近づく方向に変化する様子が確認できた。

今回実装したDDDルーチンによって実際にどれだけ計算時間が短縮されるかについて、京コンピュータの4096プロセスを用いた評価を行った。1プロセスあたりの初期Oct数は $16 \times 16 \times 16$ である。図8にDDDの有無による計算コスト差を示す。DDD実行時には、「修正 Morton 順序」に基づくOctのプロセスへの再配置を行う必要があり、各プロセスの負荷状況把握、プロセス間でのOct情報の転送などメインループ以外でのオーバーヘッドが生じる。それを考慮したとしても、図からわかるように、DDDを用いない場合に比べてほぼ半分に近い計算コストとなった。今回の粒子クラスタモデルは、シミュレーション空間における粒子密度の非一様性が顕著な例であり、DDDの検証を行うために特に用いたものである。本検証によりDDD利用時の負荷バランス維持、計算時間短縮が確認できたが、実際のプラズマシミュレーションモデルでは、本検証モデルほど大きくプラズマ環境が変動することは少ないため、DDDを毎時間ステップ実行することは現実的ではない。各プロセスの計算負荷をモニターし、ある程度プロセス間負荷バランスが崩れた場合にDDDを適応する方法が有効であると考えられる。

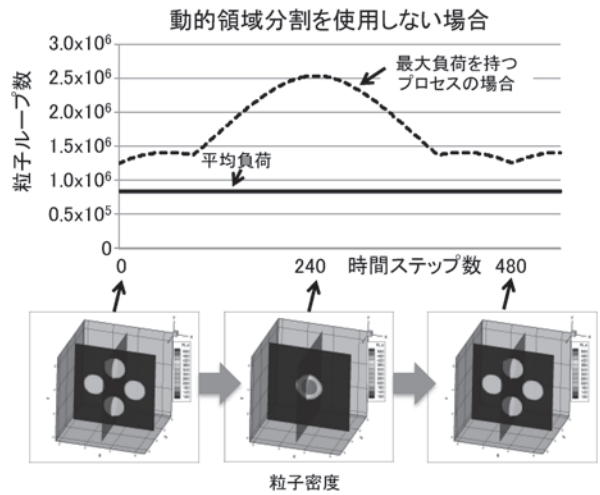


図6 512プロセスを用いたテストシミュレーションにおける粒子ループ数の時間変化 (DDD なし).

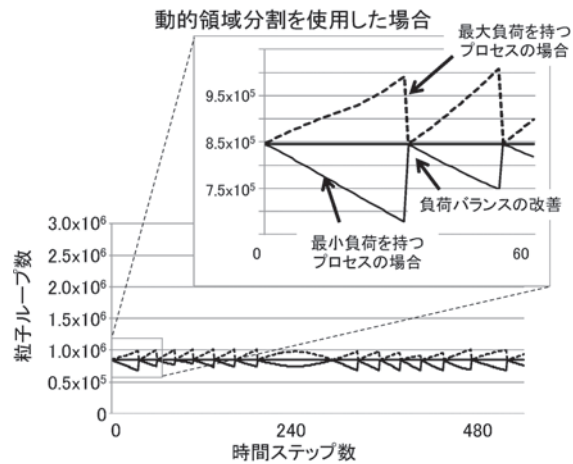


図7 512プロセスを用いたテストシミュレーションにおける粒子ループ数の時間変化 (DDD あり). 点線と実線はそれぞれ最大粒子ループ数および最小粒子ループ数を表す.

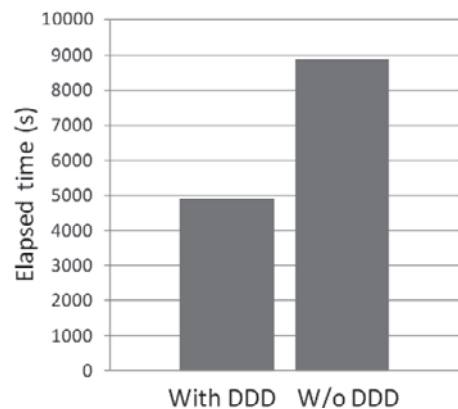


図8 DDDの有無による計算コストの差.

2.3 まとめ

プラズマ現象解析において高精度・高分解能解析を可能にするために、AMRをPIC粒子法に融合させるというチャレンジングな試みに取り組み、PARMERコードの新規開発を行った。このAMR-PICシミュレーション手法の確立により、空間格子を階層化し、局所的に空間分解能を動的に上げた粒子シミュレーションが可能となるとともに

計算機資源の節約と演算の高速化が期待できる。また、DDDの実装により、京コンピュータのような大規模分散型スパコンを用いたプロセス並列演算にも対応できるようにした。

PARMERの特徴的な点は、各空間格子が構造体変数Octとして定義されており、FTT構造により各Octの空間配置はポイントによって接続されていることである。また各Oct内に存在する粒子もポイントで管理されており、データ管理方式は従来の整合配列ベースのプログラムとは全く違う。解析の結果、PARMER中で多用しているポイント利用の階層格子管理が並列化に大きな影響を与えないことが明らかになった。並列演算におけるポイントを用いた配列管理の有効性を示すものであり、FTTによる格子配列管理の他分野への応用が期待できる。

一般に粒子シミュレーションは領域内の粒子移動が多く、プロセス並列に際しては、MPI通信量の増大、ノード間負荷バランス不均衡が生じる可能性が高く、効率的な高プロセス並列化は容易ではない。今回、DDDの実装により、動的かつ局所的な空間格子階層生成・消滅の際のプロセス間負荷バランス維持を実現できることを示した。理化学研究所次世代スーパーコンピュータ開発実施本部の支援の下で京コンピュータを用いた性能評価およびチューニングを行った結果、京コンピュータにおいてPARMERはコアカーネルの単体性能として理論ピーク性能の14%まで確認された。一般に、PICモデル粒子シミュレーションでは粒子に関係する計算量が大部分を占め、その中でも任意の位置に存在する各粒子の運動量をその近傍格子点で定義された電流密度配列に足しこむ計算に大きなコストがかかる。この部分の高速化には各計算機のハードウェアに依存した計算手法を用いる必要があり、プラズマ粒子シミュレーション研究者の悩みの種でもある。これまで、様々な工夫により粒子シミュレーションの単体性能が各種計算機の理論ピーク性能の10%前後という結果が得られているが、今回の京コンピュータを用いた結果はこれまでのものに対して遜色ないものである。この理由は、各Oct内に、そのOctに存在する粒子情報も格納されているため、各Oct内の電流計算の際にキャッシュが有効利用されるためと考えられる。今後PARMERの大規模プロセス並列時におけるDDDの動作確認およびスレッド並列とプロセス並列を合わせたハイブリッド並列における性能評価を定量的に示していく。

マルチスケール対応粒子法は基盤的数値手法であり、様々な革新的宇宙航行システムの検証に役立つだけでなく、プラズマプロセスや核融合分野におけるプラズマ粒子シミュレーション研究に対してもブレイクスルーをもたらすことは確実である。先行研究例として、AMR-PICコードの開発とそれによる磁力線再結合等のプラズマ現象解析が精力的に行われており[15]、AMR粒子法の有効性が示されている。PARMER開発で培われたマルチスケール粒子法とその並列化のノウハウを他の研究分野の大規模シミュレーション手法へ応用していくことが今後の課題である。

3. MPS 解析

次世代の惑星間宇宙航行システムの一つとして提案されている磁気プラズマセイル (MPS) の概念図を図9に示す。MPSは2000年に米国のWinglee博士によって提案された[16]。この概念が注目される理由は、MPSが既存の電気推進よりも1桁高い推力電力比 (1 kWの電力あたり何Nの推力が出せるか) をもつと示されたためである。しかし、この解析結果は電磁流体力学 (MHD) 近似の下で得られたものであり、プラズマの粒子的・運動論的效果を十分に考慮したものではなく、定量的な推力の評価は実際上行われていない。この点を明らかにするために、JAXAを中心に地上実験、数値シミュレーション解析の両面からMPSシステム検討が進められてきた。国外でもMPSに関するシミュレーション研究例はあるが、プラズマの粒子性を十分考慮した結果は未だ出されていない。本研究では、粒子シミュレーションによってプラズマ運動論效果を考慮することにより、イオンの有限ジャイロ半径効果がMPSの推進原理や性能に与える影響をより定量的に理解し、実際のシステム設計に役立つ基礎データを取得することを目的とする。

3.1 磁気セイル推力推定

磁気セイル (プラズマ噴射を伴わないMPS) の推力推定は、先行研究として既にイオンダイナミクスを考慮した形で藤田らの粒子・流体ハイブリッドシミュレーション研究[17]がある。このシミュレーションではイオンを粒子、電子を流体として取り扱う。この先行研究では、人工磁場構造の大きさがイオンジャイロ半径より小さくなる領域において明らかにMHDモデルによる推力推定値よりも低くなる結果が得られている。本プロジェクトレビューでは、イ

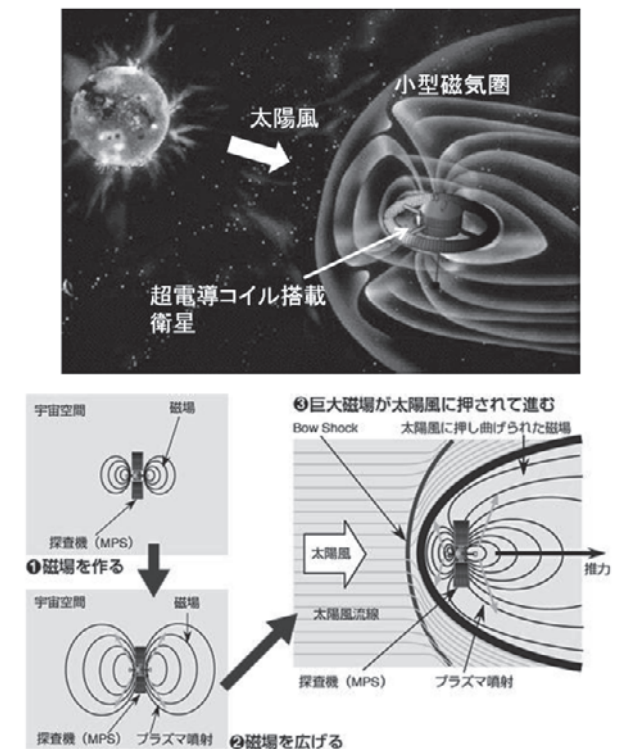


図9 MPS概念図。衛星起源の小型ダイポール磁場と太陽風プラズマの相互作用により推力を得る。

オンのジャイロ半径や慣性長などのイオン特性長の空間スケールをイオンスケールと呼ぶ。電子についても同様に電子スケールを定義する。

本研究では、先行研究の延長上に位置づける形で、磁場構造がイオンスケールから電子スケールにわたる場合について、磁気セイルの推力評価を行った。具体的には、衛星搭載コイル起源のダイポール磁場構造と太陽風プラズマの相互作用によって形成される小型の人工磁気圏（数 100 m ~ 数 100 km）の構造および、発生推力について、プラズマを粒子として扱う PIC シミュレーション[18-23]および、定常解析手法として開発した Flux-Tube 法（イオン粒子、電子流体）を用いた解析[24, 25]を行い、図10のような幅広い解析範囲での磁気セイル推力特性を初めて明らかにした。同図において、横軸はダイポール磁場の磁気モーメントを示す。MHD 近似が適用できる比較的大型のダイポール磁場（図中、概ね $M > 10^{18}$ ）を用いた場合[26]の推力を点線の補助線で示す。磁気モーメントがそれよりも小さくなるとプラズマのジャイロ半径がダイポール磁場の大きさに対して無視できなくなる。特におよそ $10^{12} < M < 10^{18}$ の領域ではイオンの粒子性を無視することができなくなり、イオンを粒子、電子を流体とした Flux-Tube 法を適用して MPS の推力特性を評価した。図からはわかりづらいが、flux-Tube 法から得られた推力値は点線より下に位置し、MHD 近似で予想される推力値よりも低い。概ね $M < 10^{12}$ の小型ダイポール領域になると、ダイポール磁場に対してイオンのみならず電子のジャイロ運動も無視できなくなるため全粒子シミュレーションを用いた解析が必要となる。全粒子シミュレーションから得られた推力値は明らかに点線よりも下に位置し、プラズマ粒子の有限ジャイロ半径効果により推力は MHD 近似による推力理論値よりも大きく減少することがわかる。この領域での推力近似を実線で示すが、推力はダイポール磁場の磁気モーメント M に比例するような推力特性を示す。ちなみに、点線と実線の二つの補助線が交差する点はイオンのジャイロ半径 R_{iL} とダイポール磁場の大きさ L がほぼ等しく約 100 km 程度であり、この前後で推力特性が変化する

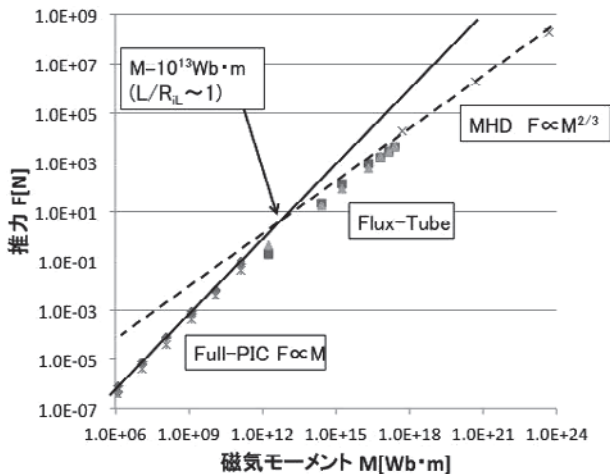


図10 磁気セイルパラメータ（磁気モーメント）と推力の関係。

ことがわかる。ただし、 L はダイポール磁場の太陽風側において太陽風動圧とダイポール磁場圧が MHD 近似的に釣り合う点とダイポール中心との距離として定義する。

3.2 プラズマ噴射による磁場帆展開

衛星搭載超伝導コイルを用いて形成された人工ダイポール磁場と太陽風との相互作用によって十分な推力を得るためには、ダイポール磁場を拡大し太陽風との相互作用領域を広げる必要がある。上の議論において、衛星起源の磁気モーメントを増やす、すなわち磁場帆を作る電流を増やせば推力も増大することがわかった。しかし衛星搭載コイルのみによる電流量の増加は難しい。これを補うために、衛星からのプラズマ噴射で衛星まわりにプラズマ電流を流すことが提案された。

これまでの解析結果[27-31]から、噴射プラズマを磁気圏展開に用いた場合の推力増分は、噴射プラズマ自体を推進力として用いる場合の推力に対し、約 1.1 倍にとどまることが明らかとなった。そこで、プラズマの速度を熱速度程度に低減させて放出し、これを衛星起源ダイポール磁場領域に捕捉させて磁場勾配および磁場曲率ドリフトによる環状電流を形成する手法が提案された。この手法は、オリジナルダイポール磁場中に人工的なプラズマ環状電流の形成を新たに行い、それにより全体的な磁気モーメントを増やすというアイデアである。

衛星から放出された熱速度プラズマが誘起する環状電流は、放出プラズマの密度や温度、流量に支配される。磁場帆の拡大に寄与する環状電流の最適解を求めるために、2次元軸対称のイオン One-Component Plasma (OCP) 解析ツールを開発し評価を行った[32, 33]。OCP モデルは、静磁場中のプラズマ粒子の運動を PIC 法で解き、環状電流が定常となった時点で電流による磁場を計算し、オリジナル磁場に加算する。その後、更新された磁場中のプラズマ粒子群の運動を環状電流が定常となるまで解析し、再び磁場を更新、これらを繰り返す、定常状態を評価する手法である。図11(a)(b)に解析モデル図をおよび本研究に用いている OCP モデルの定式化をそれぞれ示す。また、環状電流形成に関わるダイポール磁場中の粒子の運動を図11(b)の①~③に示す。図11(c)に示した解析結果は、放出時の初期プラズマの β 値および初期プラズマ位置でのイオンジャイロ半径/磁場代表長比 (r_1/L) をパラメータとし、衛星搭載コイル電流による磁気モーメント (M_0) に対し、プラズマ環状電流による磁気モーメントの増加分 (M) を縦軸とする。 $r_1/L = 0.01$, β 値 = 20 のケースで最大40倍の磁気モーメントが形成されることがわかった。これまでに実施した MPS 推力解析の結果を用いると、イオン慣性長スケールにおける MPS 推力は磁気モーメントの値に比例することがわかっており、推力値も40倍に増加することが期待される。今後、OCP モデルによって得ることができた最適化パラメータ[33]を用いて3次元ハイブリッドモデルによる MPS 解析を実施し、推力の定量的評価を実施する計画である。

また、より小型の電子スケールのダイポール磁場構造の場合についても2次元全粒子モデルシミュレーションによ

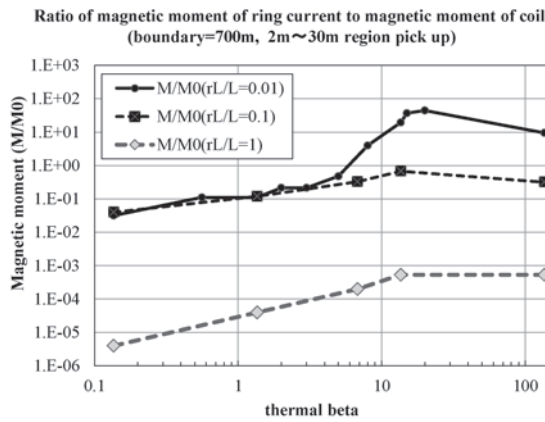
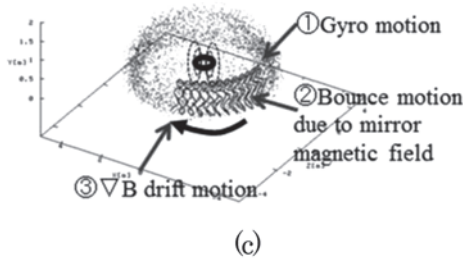
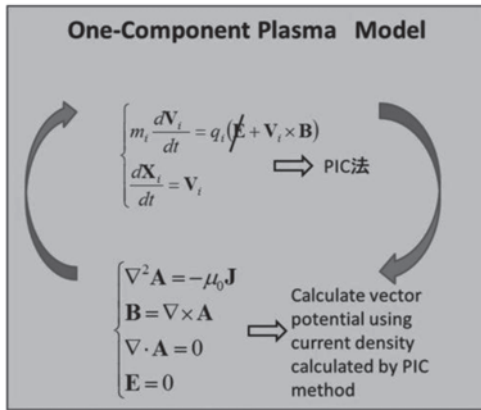
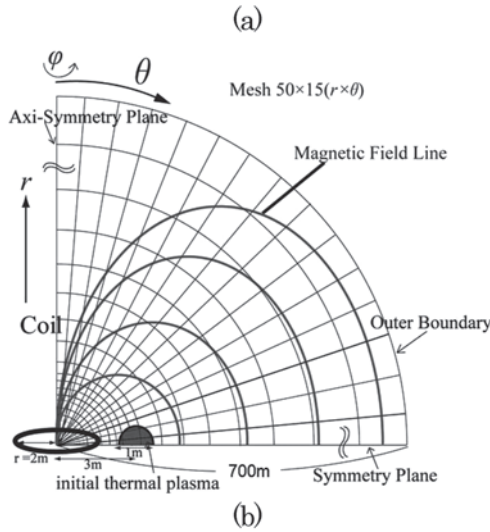


図11 (a)解析モデル図, (b)OCP モデル概要と環状電流を形成する粒子運動 (中心にコイルと磁力線を示し, 周囲の黒点はイオン粒子を示す), (c)OCP モデルを用いた解析結果 (横軸に β 値, 縦軸にコイルの磁気モーメントに対する環状電流の磁気モーメントの比を示す).

り検討を行った[34]. 図12にプラズマ噴射がある場合およびプラズマ噴射がない場合のイオン数密度分布を $x = 0$ の線の上半分および下半分にそれぞれ等高図で示す. 原点を衛星位置とする. プラズマ噴射がない場合のダイポール磁場の規模は約 900 m (図12の下半分) であるのに対して, 衛星からプラズマ噴射を行うことによって, 磁気圏サイズが約 2700 m とほぼ 3 倍に拡大した (図12の上半分). ただしここでの磁気圏サイズは図中の上流側 (z が負の領域) において $x = 0$ 近傍での流線ベクトルが x 方向に大きく変化する z の位置と原点との距離とする. またプラズマ噴射によって衛星が得る推力は約 5 倍に増加した.

以上のように, プラズマ粒子シミュレーション解析により, 衛星起源の磁場帆展開およびそれによる MPS 推力増加の評価がイオンスケールから電子スケールに至る広範囲なパラメータ領域で可能になった. また, 衛星起源のダイポール磁場構造の内部にプラズマを噴射することにより, 追加的に磁気モーメントを増加させる可能性を示すことができた. これは, 磁気帆の拡大を意味するものであり, これにより MPS の推力増大が可能であると考えられる. 今後, 惑星間空間磁場 (IMF) が MPS 推力や姿勢安定に及ぼす影響の評価も行き, MPS 宇宙機的设计, ミッション提案へのフィードバックを行いたい.

3.3 まとめ

太陽風プラズマの有限ジャイロ半径効果が無視できないような小規模の磁場帆のケースについて具体的な推力値を粒子モデルシミュレーションにより初めて求めることができたことは本研究の大きな成果である. しかし, 現状では図10に示したように小型ダイポール磁場 ($M < 10^8$) の場合の推力は mN 未満であり, 想定している N もしくは mN オーダーの推力量には達していない. 推力増大を図るには, 衛星起源の磁場帆を大きく展開し太陽風プラズマと接する面を大きくする必要がある. 本研究では, 衛星搭載コイルによる磁気モーメントに加えて, 噴射プラズマとオリジナルダイポール磁場との相互作用によって得られる環状電流起源の追加的な磁気モーメント形成により, 磁場帆の全体的な拡大およびそれに伴う MPS 推力の増加を確認す

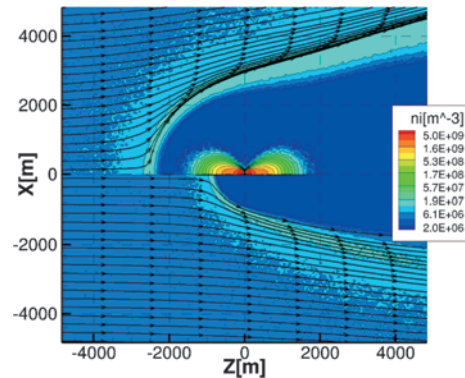


図12 全粒子シミュレーションによる電子スケールの MPS 近傍プラズマ応答の様子. プラズマ流線とイオン数密度の等高図を示す. ただし, $x > 0$ の領域は衛星からのプラズマ噴射ありの場合. $x < 0$ の領域はプラズマ噴射なしの場合に相当.

ることができた。今後、この環状電流による磁気モーメント増加のメカニズムを粒子シミュレーションにより解明し、衛星から放出するプラズマの密度、温度などのパラメータについて具体的な最適値をシミュレーションによって得ることが期待される。

4. 小型ダイポール磁場構造と太陽風相互作用解析

4.1 メソスケール磁気圏

これまで、地球磁気圏と太陽風との相互作用についてはMHDアプローチにより数多くの研究がなされてきた。地球磁気圏の規模が太陽風のイオンスケールと比較して非常に大きいため、磁気圏形成に関する解析においては電子のみならずイオンについても流体的な取り扱いで十分であった。磁気圏形成に伴う様々なプラズマ現象、例えば磁気圏前面の衝撃波やIMFと地球磁場との間で生じる磁力線再結合、については粒子-流体ハイブリッドシミュレーションを用いた研究が盛んに行われており、近年になりやっと電子も粒子として扱う全粒子シミュレーション研究が実施されるようになってきた。それぞれの現象における電子ダイナミクスの役割や重要性についての定量的な解析も進められている。また計算機資源の増大により3次元空間モデルのシミュレーションも行われるようになってきた。

一方、本研究では、対象とするダイポール磁場構造が太陽風プラズマの特性長よりも小さいため、地球磁気圏形成に関する研究でこれまでに得られてきた知見がどの程度適応できるのか不明である。地球磁気圏形成の場合、イオンダイナミクスが非常に重要な役割を果たすが、今回取り扱うイオンスケール~電子スケールの磁場構造の場合、基本的にその規模がイオン慣性長よりも小さいため、イオン応答はほとんどないと予想される。一方で電子は依然磁場の影響を強く受けるため、ジャイロ運動などプラズマの運動論的効果を考慮する必要がある。小型ダイポール磁場を用いるMPSや磁気セイルと太陽風の相互作用を考える場合、太陽風プラズマのMHD近似では不十分であり、プラズマの粒子性やその運動論効果を考慮した粒子シミュレーションを実行する必要がある。

まずは、イオンを粒子、電子を流体として扱う粒子-流体ハイブリッドシミュレーションによって得られたイオン分布図を図13に示す[35, 36]。図13(a)には、太陽風イオンのジャイロ運動の効果が顕著になる特性長(慣性長)約100 kmに対して、ダイポール磁場圧力と太陽風プラズマ圧力の釣り合い点と衛星位置の距離 L が約800 kmである場合におけるイオン分布図を示す。図中の矢印は各格子点での磁場ベクトルを示し、プラズマ流は左から右の方向にある。この空間スケールでは、磁気圏に対するイオンのジャイロ運動効果は相対的に小さくなり、プラズマはMHD的な振る舞いで近似できる。このスケールの場合、プラズマは磁場に「凍りついている」とみなせるため、太陽風がダイポール場の存在により大きく影響を受け、いわゆる磁気圏が形成されその尾部で低密度領域が形成される。一方、図13(b)に小規模ダイポール場におけるイオン分布を示すが、図13(a)と違ってプラズマ流の変化がほとんどみられ

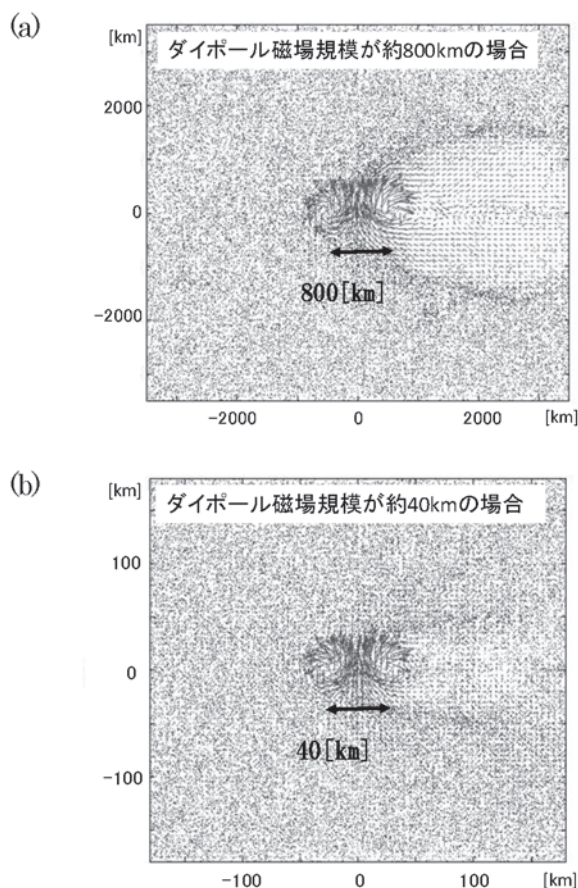


図13 粒子-流体ハイブリッドシミュレーションによる人工ダイポール場と太陽風を擬似した高速プラズマ流との相互作用。各図の中央にダイポール磁場が置かれ、各格子点における磁場ベクトルを表示。ドットはプラズマ粒子。それぞれダイポール磁場圧力と太陽風プラズマ圧力が釣り合う点と衛星位置からの距離が太陽風中のイオン慣性長(約100 km)に対して(a)十分大きい場合と(b)小さい場合を示す。

ない。このスケールではイオンの有限ジャイロ半径効果が相対的に大きくなりイオンの磁場凍り付きが見えにくくなるとともにダイポール場との相互作用は小さくなる。その結果、磁気圏形成も見えにくくなり、衛星の推力も減少する。この傾向は既に前節で述べたとおりである。

次に、小型ダイポール磁場構造がイオンスケールよりは小さいが電子スケールよりは十分大きい場合(メソスケールと呼ぶ)に着目し、高速プラズマ流との相互作用に関する2次元全粒子シミュレーションを行った[37, 38]。その結果、粒子-流体ハイブリッドシミュレーションでは見えなかったメソスケールの磁気圏が形成されることが初めて明らかとなった。特徴としては、イオンジャイロ半径が大きいにも関わらず、太陽風動圧とダイポール磁場圧がMHD的に釣り合う点である L の位置を中心にダイポール磁場が圧縮される点、および、その磁場圧縮領域で電子による境界層電流が流れその領域の厚さは電子のジャイロ半径程度である点が挙げられる。

まず、メソスケール磁気圏形成に関するシミュレーション解析例を図14に示す。衛星搭載コイルによって形成するダイポール磁場の規模はメソスケールのものを仮定する。

図にはプラズマ密度等高図を示す。従来の粒子 - 流体ハイブリッドシミュレーションではこのサイズの磁場構造について太陽風プラズマ流との相互作用の解析は困難である。しかし、全粒子シミュレーション結果では、図14に鮮明に示されているようにメソスケールの磁気圏が形成されていることがわかる。また、図では示さないが、磁気圏前面およびプラズマ流下流の境界層において磁場に垂直な電流が強いことも確認できた。この境界層電流は、元々のダイポール磁場がプラズマ流によってゆがめられているために生じる。磁気圏前面において着目すべきは、磁場の空間変化が最も強く見られる場所は、イオンの運動論効果を考慮すべき今回のケースにおいても、MHD 近似のプラズマとダイポール磁場の間のバランス点である L とほぼ等しい、という点である。イオンダイナミクスのみを考えると、そのジャイロ半径や慣性長はこの領域より十分大きいのでこの MHD 的なバランス点での磁場圧縮は考えにくい。しかし、電子ダイナミクスを考慮すると様子が違ってくる。磁場の空間変化幅およびそこでの垂直電流層の幅は、ほぼその領域での電子のジャイロ半径程度であることが確認された。これらのことを模式的に示したものを図15に示す。

図15(a)に示すようにイオンスケールより磁場構造が小さい場合、イオン流は有限ジャイロ半径効果により、その磁場構造をすり抜けようとする。しかし、実際は図15(b)に示すように、ジャイロ半径が小さい電子はこの小型ダイポール磁場からの影響を強く受け、MHD 的なバランス点で電子は急激に減速する。そのためその領域では電子とイオンの間でダイナミクスの差異が生じる。これによって局所的に電荷分離が生じ、その結果強い静電場が発生する。この電場により、すり抜けようとするイオンを静電的な力で引き留めようとする。すなわち、イオンも弱い磁力線によって間接的に影響を受けることになる。同時に、磁気圏前面の MHD 的なバランス点である L の位置では、電子のジャイロ半径程度の厚みの磁場圧縮領域（そこでは磁場に垂直な電子電流が流れる）が形成される。この現象は、メソスケールのダイポール磁場構造の場合、より顕著に見えたと考えられる。

4.2 IMF の影響

一方、IMF を考慮する [39] と、磁気圏形成の様子がまた

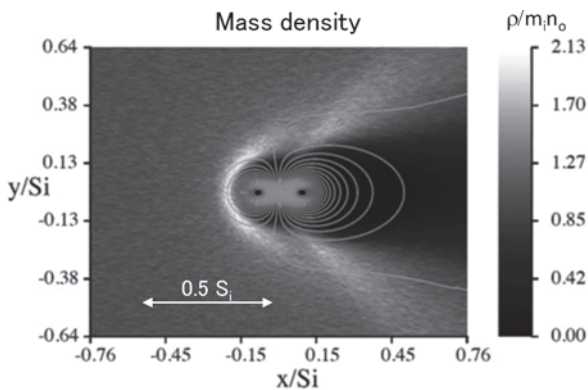


図14 密度分布の等高図。イオンスケールよりも小さい領域でメソスケールの磁気圏が形成。

変化する。ダイポール磁場構造の大きさがイオンスケールと同程度の場合の2次元全粒子シミュレーション結果を図16に示す。太陽風プラズマは超アルフベン速度で流れるので、地球磁場との相互作用の場合、磁気圏前面のイオン慣性長程度の領域においてバウショックという衝撃波領域が形成されることはよく知られている。一方、今回のように、磁場構造の大きさがイオン慣性長程度もしくはそれ以下の場合、地球磁気圏前面で見られるような衝撃波構造が明確に見られるかどうかは不明であるが、本2次元シミュレーションにおいては、磁気圏尾部側での磁力線再結合により IMF がダイポール磁場と一部繋がり、それが磁気圏前面に積み重なることにより、ダイポール場の前面では磁場密度の増大と太陽風プラズマの流入、閉じ込めが磁気圏前面にみられる。しかし、3次元モデルを考えると、磁力線再結合領域およびそこから太陽風プラズマの磁気圏への

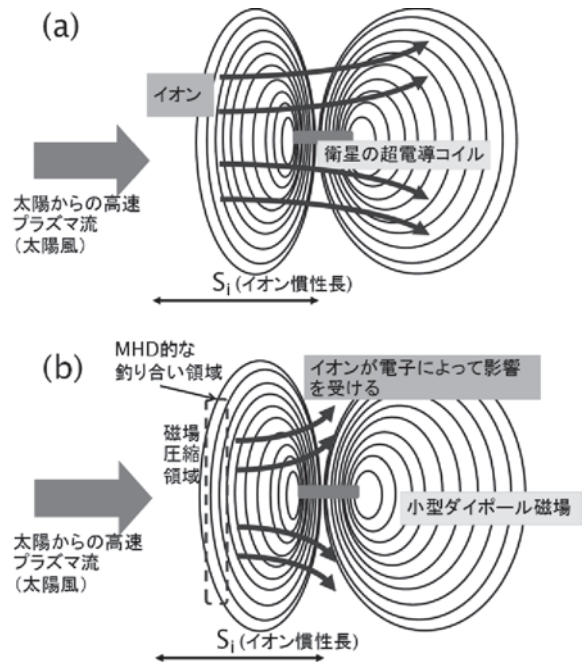


図15 小規模ダイポール場とプラズマ流の相互作用に関する概念図。(a)イオンのみ考慮の場合。(b)電子ダイナミクスを考慮しイオンの間で電荷分離が生じる場合。

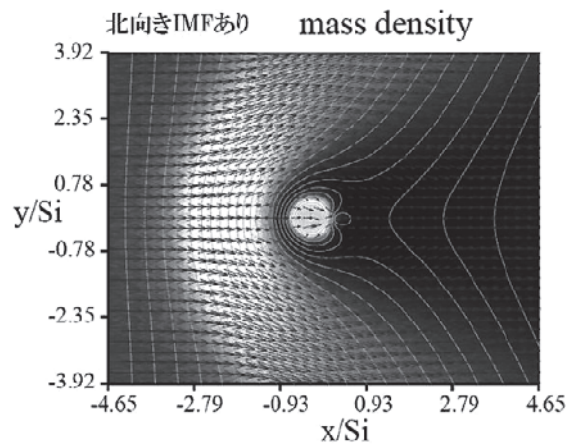


図16 惑星間空間磁場 (y 方向) を伴うプラズマ流が左側からある場合のプラズマ密度等高図。線は代表的な磁力線を示す。距離はイオン慣性長 S_i で規格化。

流入は限定されたものになり、また、2次元モデルとは違って流入プラズマの拡散も可能であるため、ダイポール磁場と IMF プラズマ流の相互作用の描像は今回の2次元モデルとは大きく違ってくる。

3次元モデル解析としては、イオンスケールの磁場構造をもつダイポールのケースについては粒子-流体ハイブリッドシミュレーションモデルを用いて行った。基本的には、太陽風とダイポール磁場の相互作用により形成される小型磁気圏の構造は地球磁気圏のそれと似通った構造に見える。しかし、IMF が北向き（地球磁場と同じ向き）の場合、図17に示すように磁力線を描画すると、太陽風と小型磁気圏の相互作用により、磁気圏境界を流れる太陽風の磁力線には左右非対称性が発生することがわかる。これは、磁気圏境界領域のイオンの運動論効果によりできるプラズマ流の非対称性に起因する。一方、図では示さないが、IMF が南向きの場合、北向きの場合に対して、磁気圏境界のプラズマ密度が上昇する領域にむらが見られる。磁力線と重ねて描画すると、太陽側の磁気圏境界で磁力線がらせん構造になっている領域とプラズマ密度が上昇している領域が一致する。これは、IMF が地球磁場と逆の南向きなので太陽側の磁気圏境界で、複数の磁力線のつなぎ変わり（磁力線再結合）が発生し、プラズマの塊（プラズモイド）が発生したことを示している。このように IMF を考慮すると、小型磁気圏形成に様々な影響が出てくることが明らかになり、イオンスケールでは粒子-流体ハイブリッドモデル、そしてイオンスケールから電子スケールの間のメソスケールでは全粒子モデルを用いたシミュレーションを実行し、より詳細な解析を行う必要がある。

4.3 AMR シミュレーション

上述したシミュレーションでは従来の一様格子モデルを用いたが、広範囲にわたる太陽風-人工ダイポール磁場間の相互作用が数 m サイズの衛星に与える推力を計算機シミュレーションで評価する場合、等間隔格子システムを用いる従来のプラズマシミュレーションでは膨大な空間格子数が必要となり、計算機資源利用の観点から非常に効率が

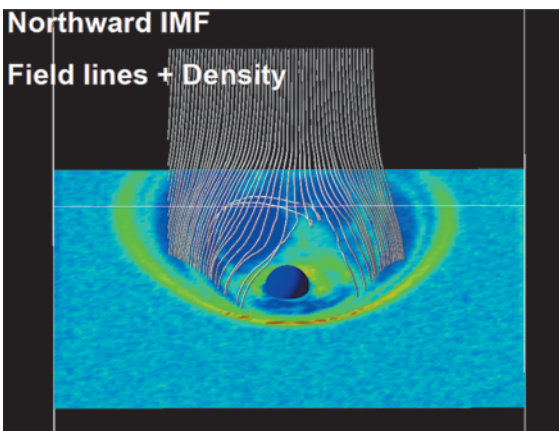


図17 北向き IMF の場合の小型磁気圏と太陽風の相互作用に関する3次元ハイブリッド粒子シミュレーション結果。太陽側から磁気圏尾部に向かって北半球を見た図。磁力線と赤道面上での密度等高図を示す。非対称な磁気圏形成が見られる。

悪い。MPS の推力評価には、局所的に空間分解能を動的に上げて粒子シミュレーションが行える PARMER コード利用が不可欠である。前述した PARMER コードの2次元版を用いて、現在小型磁気圏とプラズマ流の相互作用に関するシミュレーション解析を進めている。

図18にイオンスケールより小規模なダイポール磁場構造とプラズマ流との相互作用に関する PARMER シミュレーションによって得られた電子数密度分布を示す。図中、 S_e は電子慣性長を表し、イオン慣性長はその5倍である。太陽風プラズマは計算領域左端から流入するとともに、計算領域中央に位置する衛星搭載コイル電流によって衛星中心に小型ダイポール磁場が形成されている。前述したように、イオンスケールよりも磁場構造が小さい場合でも、流入する太陽風プラズマはダイポール磁場と相互作用することにより磁気圏が形成され、太陽風上流側では弓型に高数密度領域が形成されるとともに、太陽風下流側では電子数密度が低い Wake 領域が形成していることがわかる。

図18の下図には、電子数密度分布に格子点と磁力線分布を加えたものを示す。本計算では2次元固定領域分割によるプロセス並列化を施しており、正四角形の領域にプロセスを分割している（図中プロセス境界）。本ケースの場合、16プロセス×32スレッドの合計512プロセスを用いた。

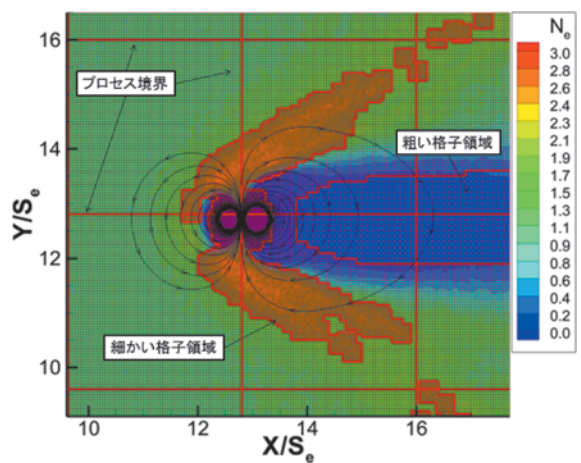
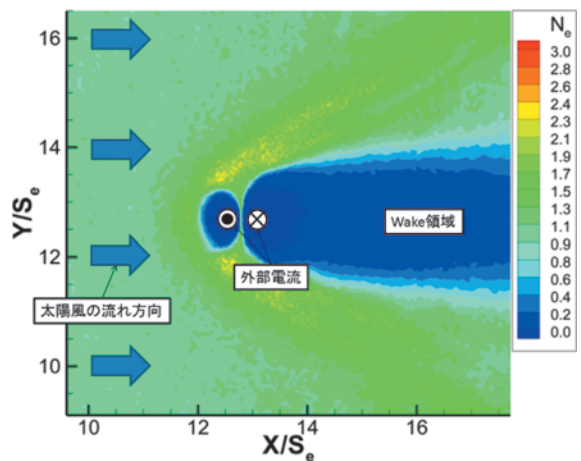


図18 2次元 PARMER シミュレーションで得られた太陽風の電子数密度（上図）、磁力線分布と電子数密度変動によって生成・消滅される細分化格子（下図）。

一方で、本計算では AMR 機能によって異なる解像度をもつ格子が空間上で非一様に生成・消滅され、同図中には 3 種類の異なる格子幅を持つ格子階層が存在していることがわかる。本シミュレーションでは、各場所においてプラズマ特性長であるデバイ長（電子数密度のルートに反比例）と電子のジャイロ半径（磁場密度に反比例）をモニターし、どちらか一方がある空間スケールよりも小さくなればその領域において格子細分化階層を生成する。細かい格子領域（磁気圏境界層付近）では太陽風上流側のベースとなる格子の半分の格子幅をもっており、また、粗い格子領域（磁気圏尾部 wake 領域）ではベースとなる格子の 2 倍の格子幅を持っている。このように、AMR を PIC シミュレーションに応用することにより、計算資源の有効利用、演算の大幅な短縮が可能となるとともに、同一シミュレーション領域内でイオンと電子の間の運動論的カップリング現象を再現できる可能性を示すことができた。

4.4 まとめ

小型磁場構造と太陽風プラズマの相互作用には局所磁場と電子ダイナミクスの関係および電子-イオン相互作用が重要な役割を果たす。今回のシミュレーション結果により、磁気圏前面において、太陽風電子が局所磁場に応答するため、それによって電子イオン間で電荷分離が生じ、結果として生じる静電力によりイオンも大きく影響を受けることが明らかになった。この現象は、地球磁気圏の場合でもミクロ的に生じていると考えられるが、ダイポール磁場の規模がイオンスケールと電子スケールの間であるメソスケールにおいて特にクローズアップされ、その磁気圏形成には重要な役割を果たすものと考えられる。

メソスケールやそれ以下のダイポール磁場構造と太陽風プラズマの相互作用について宇宙プラズマ物理の観点から詳しく研究された先行研究は少なく、その意味で本研究はその先駆的な位置づけとなる。本研究で得られた知見は、弱い固有磁場をもつ水星等、他の衛星や惑星と太陽風との相互作用において生起する様々なプラズマ物理現象の理解に大いに役立つと思われる。また「かぐや衛星」によって観測された月面上での磁気異常と太陽風の相互作用、それに関連する月面数十 km 上空で観測されたプラズマや電磁界擾乱に関する定量的理解においても、本研究で行われた全粒子シミュレーション成果が役立つと考えられる。

5. まとめと展望

MPS が用いるダイポール磁場の規模は太陽風イオン慣性長とほぼ同等もしくはそれより小さいため、プラズマを MHD 近似したモデルでは不十分であり、磁場周りのジャイロ運動などプラズマ運動論効果を考慮した解析が必要である。また、太陽風と磁場構造の相互作用という広範囲な現象が局所的に存在する衛星に対して与える推力の評価を高精度に行う上で、マルチスケール性の考慮も重要である。

本研究における粒子モデルシミュレーション解析により、衛星搭載コイル電流による磁場帆と太陽風プラズマの

相互作用によって発生する推力値を磁場帆スケールが数 100 m~数 100 km の広範囲領域において初めて定量的に取得することが出来た。磁場構造がイオンスケール以下になると、プラズマの有限ジャイロ半径効果により推力は低下し、その値は人工ダイポール磁場をつくる磁気モーメントに比例することも明らかにした。また、イオンスケールの磁場帆の場合についても推力値の定式化も行った[20]。MPS 推力増加のためには衛星起源の磁場帆をできるだけ拡大する必要があり、衛星からのプラズマ噴射による磁場帆展開およびそれによる推力増加に関する粒子シミュレーションを実施した。磁場帆スケールにもよるが、プラズマ噴射による磁場帆拡大が確認され、プラズマ噴射なしの場合に比べて数倍から 10 倍程度の推力増加が確認できた。これらのシミュレーション解析結果は、JAXA での小型 MPS システム開発において重要な基礎データとなる。本研究成果に基づき、今後、数十 km オーダーの電子スケールの小規模磁場帆と太陽風プラズマの電磁学的相互作用により発生する推力や、宇宙機からの局所的プラズマ噴射による人工ダイポール磁場に広範囲展開プロセスなど、MPS システムに関連したマルチスケール現象の定量理解が進めば、MPS 設計に際して非常に重要な基礎データとなることは間違いない。本研究で得られた MPS 推力値が宇宙推進システムとして実用上、十分なものであるかどうかについては JAXA 側の検討にゆだねるが、推力値の増加に寄与するパラメータの抽出やその具体的な評価について粒子モデルシミュレーションの結果が有益であることを示せたことは有意義である。

一方、プラズマ物理的観点から、磁場帆と太陽風の相互作用に関して粒子シミュレーション解析を精力的に行った。特に電子も粒子として扱う全粒子モデルシミュレーションを用いて磁場帆構造がイオンスケールから電子スケールに至るメソスケールにおける小型磁気圏形成現象に着目した。メソスケールでは、磁場帆による電子応答が重要であり、電子とイオンの運動差によって生じる局所的な分極電場によりイオンは影響を受ける。形成されたメソスケール磁気圏の境界層構造やそこでの電流は電子が大きな役割を果たすことを初めて明らかにした。

ダイポール磁場の場合、磁場強度は空間的に大きく変化するため、それに伴う電子のジャイロ運動も場所によって大きく違う。磁場強度が大きい場合電子のジャイロ半径は小さくなり、これを正しく再現するにはシミュレーションにおいて高い空間解像度が要求される。また電子-イオン間の相互作用についてもその質量比が 1000 以上あるためマルチスケール的な取り扱いが必要である。従来的一様格子を用いた粒子シミュレーションの場合、高い空間解像度とマルチスケール性を同時に満たすモデル構築は計算機資源の制限から非常に困難であり、個々の現象を取り出して個別のシミュレーション解析を行うに留まらざるを得なかった。しかし、これでは個々の現象プロセスは理解できてもそれらの相互作用が正しく評価できず、マクロ-ミクロ間結合によって左右される統合的な現象にはマルチスケール対応が必須となる。

これに対応するために、本研究では AMR を導入したマルチスケールプラズマ粒子シミュレーションコード PARMER を新規に開発した。この PARMER を用いたテストシミュレーションにより、局所かつ動的に空間分解能を上げた粒子シミュレーションが可能であり同時に計算機資源の節約と演算の高速化を実現することができることを示した。京コンピュータを用いた評価では、PARMER はコアカーネルの単体性能として理論ピーク性能の 14% まで確認されている。またプロセス並列においては、動的領域分割法 (DDD) を開発しそれを用いてプロセス間の負荷バランス維持も実現した。DDD を用いて大規模プロセス並列による高速演算を進める。今回、2 次元版 PARMER を用いて小型ダイポール磁場と太陽風の相互作用に関連したマルチスケールプラズマ現象の解析結果を一部紹介したが、今後、局所磁場と電子ダイナミクスの関係および電子-イオンカップリングの精度を可能な限り上げ 3 次元モデルシミュレーション解析に取り組みたい。

参考文献

- [1] 船木一幸, 山川 宏: 日本航空宇宙学会誌 **59**, 342 (2011).
- [2] H. Usui *et al.*, J. Plasma Fusion Res. Series **8**, 1569 (2009).
- [3] 白井英之: 応用物理 **80**, 0602 (2011).
- [4] 白井英之: 日本計算工学会誌 **16**, 2585 (2011).
- [5] C.K. Birdsall and A.B. Langdon, *Plasma Physics via Computer Simulation reprinted* (Taylor & Francis, New York, 2005).
- [6] T. Plewa *et al.*, Adaptive Mesh Refinement - Theory And Applications: Proceedings: Proceedings of The Chicago Workshop On Adaptive Mesh Refinement Methods, Sept. 3-5, 2003.
- [7] H. Usui *et al.*, Procedia Computer Science **4**, 2337 (2011).
- [8] 白井英之, 沼波政倫: プラズマ・核融合学会誌 **85**, 589 (2009).
- [9] T. Moritaka *et al.*, J. Plasma Fusion Res. Series, **9**, 586 (2010).
- [10] A.M. Khokhlov, J. Computational Phys. **143**, 519 (1998).
- [11] J.L Vay *et al.*, Phys. Plasma **11**, 2928 (2004).
- [12] H. Usui *et al.*, Plasma Fusion Res. **8**, 2401149 (2013).
- [13] G.M. Morton, *A computer Oriented Geodetic Data Base; and a New Technique in File Sequencing* (IBM, Ottawa, 1966).
- [14] M.S. Warren and J.K. Salmon, Proc. Supercomputing, IEEE, **12**, 21 (1993).
- [15] K. Fujimoto, Phys. Plasmas **13**, 072904 (2006).
- [16] R.M. Winglee *et al.*, J. Geophys. Res. **105**, 21067 (2000).
- [17] K. Fujita, J. Space Technol. Sci. **20**, 26 (2005).
- [18] Y. Kajimura *et al.*, J. Propulsion Power **26**, 159 (2010).
- [19] Y. Kajimura *et al.*, Transaction of Japan Society for Aeronautical and Space Sciences Aerospace Technology Japan **8**, Pb_19 (2010).
- [20] Y. Kajimura *et al.*, Transaction of Japan Society for Aeronautical and Space Sciences Aerospace Technology Japan **10**, Pb_51 (2012).
- [21] Y. Kajimura *et al.*, J. Propulsion Power **28**, 652 (2012).
- [22] Y. Ashida *et al.*, J. Propulsion Power **30**, 186 (2014).
- [23] Y. Ashida *et al.*, J. Propulsion Power **30**, 233 (2014).
- [24] 芦田康将 他: 日本航空宇宙学会論文集 **59**, 126 (2011).
- [25] Y. Ashida *et al.*, J. Propulsion Power **28**, 642 (2012).
- [26] 西田浩之, 船木一幸: 日本航空宇宙学会誌 **60**, 65 (2012).
- [27] 梶村好宏 他: 日本航空宇宙学会論文誌 **57**, 287 (2009).
- [28] Y. Kajimura *et al.*, J. Plasma Fusion Res. Series **8**, 1616 (2009).
- [29] Y. Kajimura *et al.*, Advances in Applied Plasma Science **7**, 103 (2009).
- [30] T. Moritaka *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. **38**, 2219 (2010).
- [31] Y. Kajimura *et al.*, Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences **54**, 90 (2011).
- [32] D. Akita *et al.*, Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Aerospace Technology Japan **8**, Pb_109 (2011).
- [33] Y. Kajimura, *et al.*, Plasma Fusion Res. **9**, 2405008 (2014).
- [34] Y. Ashida *et al.*, Proc. ISTS, ISTS-2013-b-42 (2013).
- [35] Y. Kajimura *et al.*, J. Plasma Phys. **72**, 877 (2006).
- [36] M. Matsumoto *et al.*, Trans. Jpn. Soc. Aeronautical and Space Sciences, Aerospace Technology Japan. **10**, Pb_43 (2012).
- [37] T. Moritaka *et al.*, Plasma Fusion Res. Special Issue, **6**, 2401101 (2011).
- [38] T. Moritaka, Phys. Plasmas **19**, 032111 (2012).
- [39] 松本正晴 他: 日本航空宇宙学会論文集 **60**, 31 (2012).