



ISSN 1349-113X
JAXA-SP-06-019

宇宙航空研究開発機構特別資料

JAXA Special Publication

イオン加速グリッド耐久認定用数値解析JIEDI (JAXA Ion Engine Development Initiatives)ツールの 研究開発ワークショップ2006年度報告書

2007年 3 月

宇宙航空研究開発機構
Japan Aerospace Exploration Agency

目 次

はじめに	國中 均・船木 一幸・篠原 育	1
1. JIEDI プロジェクトの概要		
イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI (JAXA Ion Engine Development Initiatives) ツールの研究開発	國中 均	5
2. イオンエンジンの耐久性評価 – 実験技術 –		
グリッド損耗評価試験技術の現状	大川 恭志・早川 幸男・北村 正治	13
多孔電極イオン抽出系グリッドレット上の電流分布測定	早川 幸男	20
イオン加速グリッドの損耗形状測定	碓井美由紀・國中 均	28
3. イオンエンジンの耐久性評価 – シミュレーション技術の現状 –		
イオンスラスタグリッドシミュレーションに関するレビュー	趙 孟佑	35
イオンエンジンのグリッド損耗評価コードの改良	中野 正勝	47
イオンエンジングリッド損耗に関する 3 次元解析	宮坂 武志・安里 勝雄・岡田 宏太 柴田 悠基	54
イオン加速グリッドにおけるスパッタリング解析に向けて	百武 徹・西田 迪雄・剣持 貴弘 村本 哲也	59
MUSCAT 技術によるビームイオン軌道解析	八田 真児・村中 崇伸・細田 聡史 金 正浩・趙 孟佑	64
4. JIEDI ツールの課題と今後の進め方		
JIEDI ツール開発上の課題と 2007 年度の活動方針	船木 一幸・中野 正勝・中山 宜典 梶村 好宏	75

はじめに

はやぶさ小惑星探査機のマイクロ波放電式 ECR 型イオンエンジン $\mu 10$ による動力航行は、電気推進による深宇宙探査という新しい時代を切り開いた。きく 8 号 (ETS-VIII) は静止軌道に到達し、直流放電式カウフマン型イオンエンジンの起動に成功し、ETS-VI・COMETS を経て 10 年来の悲願を達成した。地上では、次期の宇宙ミッションを睨み、35cm エンジン・ $\mu 20$ ・ $\mu 10$ Hisp 等へ研究開発努力が費やされている。ますますイオンエンジン、さらに後続の電気推進技術が宇宙に進出し、人類の活躍と知の地平の拡大に大きく貢献するであろう。

イオンエンジンが宇宙技術の根幹となるためには、さらなる技術開発を必要としている。これまでのフライトモデル開発では、耐久認定のために実時間で数万時間級の寿命試験を実施していた。耐久性の向上と要求寿命の進展に伴い、このような旧態然とした開発方式では、時機を得た宇宙機の実現がもはや実施不可能である。進展目覚ましい数値解析技術を導入すれば、寿命予測と耐久性認定を「高精度」且つ「瞬時」に実施できる可能性がある。イオンエンジンの数値解析に関する国内研究意欲は旺盛で、これまで世界に広く貢献してきた。特に、90 年台初頭に東京大学で開発されたイオン軌道解析ツールは、隠れた世界スタンダードであり、 $\mu 10$ イオンエンジングリッド開発に深く貢献した。このような状況を踏まえ、イオンエンジンのための新しい耐久認定 JIEDI (JAXA Ion Engine Development Initiatives) 方式へと技術の歩みを進めたい。それは、イオン・オプティクス数学モデルを実作動試験結果により校正した後、数値解析により積算作動数万時間後または特定の作動履歴後の寿命評価を実施するものである。その主要要素である耐久認定用数値解析 JIEDI ツールを、情報システム部の支援と情報・計算工学 (JEDI) センターの協賛のもと、国内の識者・研究者の英知を結集し、研究開発を目指す。本方式により、世界競争力のあるイオンエンジン技術を国内に担保し、近宇宙・深宇宙への橋頭保 (foothold in space) を確保することができるであろう。

もう 1 つ別の視点で記述しよう。「JIEDI ツール開発」という課題は、各部門や主体それぞれに対して以下のような命題を突付け、日本の技量を示すための壮大な「実験」と考える。

- JAXA : 宇宙技術の発展や深宇宙探査分野への進出を唱えているが、その信念を実りをもって示せるのか？
- 各本部・センター : 各部門が連携・協力して 1 つのシステムを創造できるのか？
- JEDI センター : 数値解析技術の空力分野から宇宙分野への発展展開を実行できるか？
- ISAS : 魅力あるスキームを世に呈示し、各所に点在する要素を結集させ、システムに仕上げるコーディネイショ (システム工学) を実践できるか？
- ツール開発各担当 : システム開発へ情熱を燃やし、各々の技量を発揮できるか？

これら 1 つでも欠落すれば、JIEDI ツールは成就しないであろう。各参加主体はモチベーションを高く持ち、相互に協力して本プロジェクトに当たることを期待する。宇宙は先進技術の実践に最良の空間であり、技術者やテクノクラートを魅了して止まないこと、さらに広範な宇宙技術の中にあって宇宙推進・電気推進・イオンエンジンはその中核であり、「JIEDI ツール開発」プロジェクト自体が各主体を結束させる求心力を存分に発揮するに違いないと、私たちは確信している。この潜在力を実証することが、イオンエンジン技術に課せられた命題でもある。

2006 年 7 月 7 日汐留分室におけるキックオフ会議を皮切りに、複数回に渡り打ち合わせ・意見調整・予備検討・試作・デモを実施し、ワークショップを 07 年 1 月 19 日 ISAS にて開催した。本書は、06 年度の「JIEDI ツール」開発の成果を報告するものである。

2007 年 2 月

JAXA 宇宙科学研究本部 國中 均
船木 一幸
篠原 育

1. JEDI プロジェクトの概要

イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI (JAXA Ion Engine Development Initiatives) ツールの研究開発

國中 均*

Research and Development of JIEDI (JAXA Ion Engine Development Initiatives) Tool for Numerical Evaluation of Ion Engine Grid Lifetime.

By

Hitoshi KUNINAKA*

Abstract: The ion engines onboard ETS-VIII and Hayabusa explorer open the era of electric propulsion. Especially the microwave discharge ion engines $\mu 10$ achieved 26,000-hour space operation and succeeded to rendezvous with an asteroid. These technologies will be expand to the Deep Space Transportation System and various kinds of satellites. In order to realize such a vast expansion of the ion engines in space the numerical analysis on life time of the electro-static grid system, that is JIEDI (JAXA Ion Engine Development Initiatives) tool, has a top priority to develop. This paper reports the development scheme, proposed schedule and application scenario.

Key words: Ion Engine, Grid Lifetime, Hayabusa, $\mu 10$, Deep Space, Transportation System

1. 電気推進の意味

最小の初期質量で出発して、最大質量のペイロードを目的地に届かせる、または最長時間宇宙の特定点に留まること、つまり少ない推進剤消費が、宇宙推進に課せられた最大の命題である。そのために、高速噴射（高比推力）ジェットを発生させる電気推進は長年に亘り多くの研究開発努力が注がれてきた。そして、ETS-Ⅲ・ETS-Ⅵ・COMETSを経て、きく8号（ETS-Ⅷ）にてようやく静止衛星における本格的なイオンエンジン利用が始まろうとしている。はやぶさ小惑星探査機による小惑星ランデブーは、電気推進に地球周辺に留まらない深宇宙動力航行という新しい活躍の場を与えた。これまで手の届かなかった世界に人類の知を到達させ、小惑星の詳細な映像を地球に伝えた。未踏峰の宇宙を開拓することこそが電気推進の真の意義であることを強調したい。

本稿では、今後期待される電気推進の応用場面を紹介する。次に、これに対応するための電気推進の発展シナリオの例を示す。そして、イオンエンジンが宇宙技術の根幹をなすために必要とされる技術要素、グリッド最適化設計・寿命予測／認定ツール JIEDI (JAXA Ion Engine Development Initiatives) の開発意義、概念、スケジュールについて述べる。

* ISAS/JAXA

2. 「宇宙輸送系」から「深宇宙輸送システム」へ

マイクロ波放電式イオンエンジン $\mu 10^1$ が「はやぶさ」を小惑星へのランデブー成功に導いたことは、世界の宇宙機関や組織がその宇宙実績確立に切磋琢磨するイオンエンジン技術の中においてトップクラスの成果である²。これまでの宇宙機はロケットにより初速を与えられた以降は慣性飛行しており、その運動の様は月や惑星と同じであるから「人工衛星」「人工惑星」と呼ばれる。図1にこれまで宇宙科学研究所が打ち上げ運用を行ってきた深宇宙科学探査機の軌道変換能力と推進剤搭載率の変遷を示す。打ち上げの度に軌道変換能力は倍々の割合で上昇している。「はやぶさ」では軌道変換能力 4 km/s を越えているが、この値は地上打ち上げロケットの1段あたりに匹敵する。これと並行して燃料搭載率も次第に上昇し、化学推進を利用するシステムではついには50%にまで達した。一方、電気推進を擁する「はやぶさ」では推進剤量は僅か13%、混載する化学推進が用いる燃料を含めても25%に抑えている。宇宙機が自ら軌道変換能力を得ることは、ロケットの巨大化を伴わずに深宇宙探査を実現できるので、まさに「宇宙船」の称号が相応しい。

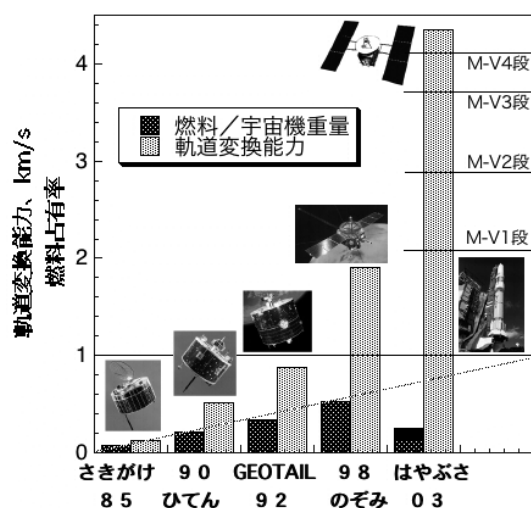


図1 深宇宙機の軌道変換能力と推進剤占有率

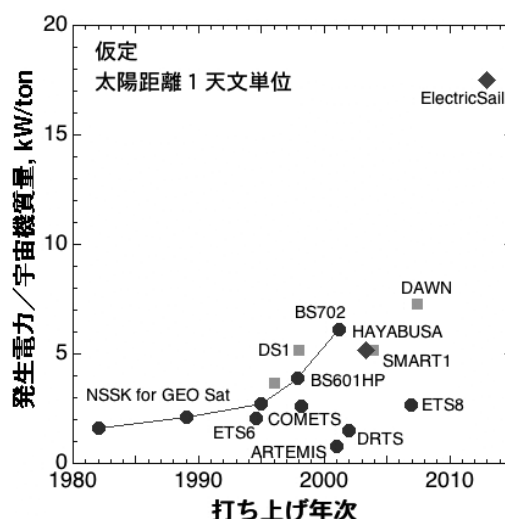


図2 宇宙機の発生電力/質量の変遷

宇宙機の軽量化と大電力化がさらに進みつつある。「はやぶさ」では 5 kW/ton という質量・電力比により深宇宙動力航行を実現したが、米国ではさらに大電力化を図った宇宙機の打ち上げが控えている（図2参照）。大電力に支えられて電気推進を大推力化すればより積極的な宇宙機動が実現される。 $\mu 10$ が推力 8 mN にて、ペイロード 30 kg を含む初期質量 500 kg のはやぶさ探査機を宇宙機動したことを考え合わせれば、さらに推力の大きい電気推進を用いれば、1トン級の宇宙機が実現し得る。この規模であれば、数百 kg のペイロードを搭載し、目的天体に到達させさらに復路の確保も可能である。この技術は、新しい宇宙システムの新概念「深宇宙輸送システム」を創成する（図3参照）。これまでの宇宙輸送系が地球表面と近地球とを往復するのに対し、近地球あるいは宇宙港と深宇宙の往来を担う。宇宙輸送系の代表である使い捨てロケットは慣性誘導されておりビークルとして閉じた制御系をなしているのに対し、当面の「深宇宙輸送システム」は地球から電波誘導される。よって、本稿で力点を置いて記述する宇宙推進技術のみならず、軌道決定・軌道計画・自動化・超遠距離通信など多くの宇宙技術の集積によって初めて実現できるシステムである。深宇宙輸送システムに課せられる課題は、十分な質量のペイロード運搬と、広い打ち上げ窓の確保である。EPΔ VEGA (Electric Propelled Delta-V Earth Gravity Assist) 航法³を用いれば、遷移期間を要するもの、実行ΔVの低減化と、直接打ち上げに関する declination 制約を緩和することができる。火星を越えてさらに深遠な宇宙に到達するには、通常のイオンエンジン比推力3,000秒よりも高速噴射ジェットを発生する型式が期待される。スピン展開安定による薄膜軽量太陽電池を用いて、宇宙で 15 kW/ton を越える大電力（図2参照）を調達し、イオンエンジンを駆動する「電力ソーラーセイル」にて木星を狙う計画を進めている。イオンエンジンに追従して他の電気推進技術の躍進にも大きな期待が寄せられる。

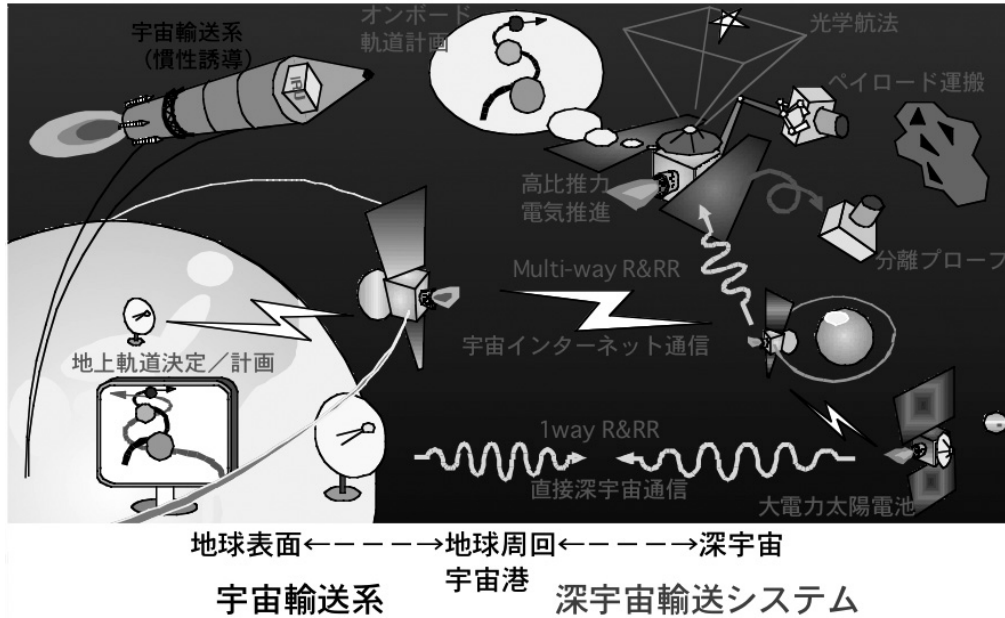


図3 宇宙輸送系から「深宇宙輸送システム」への発展

3. 近地球応用

電気推進を静止衛星の南北制御に、東西制御に化学ロケットを用いるのが従来技術であるが、東西・離心率・軌道半径・姿勢制御を含むすべてに電気推進を用いる「全電化」への世界的トレンドがある。図4に、化学推進を用いた古典的方式と、電気推進による先進的の東西制御の例を示す⁴。軌道制御法則が根本的に異なることが分かる。現状では緯度方向に0.5度の刻みで静止軌道上の静止点が確保されているが、図4から理解されるもう1つ別の観点は、すでに1スロットに複数の衛星が運用されることである。さらに混雑が進むと経度方向の配置では不足、電気推進の推力を常時発生させ、理想的静止点よりも上方または下方にて24時間の軌道周期を得ることもできる。静止点高度への投入に電気推進を用いるEOTV (Electric Orbit Transfer Vehicle) という利用も一部実用化されている。単純なスパイラル上昇だけでなく、スーパーシンクロナス軌道を経由する方式も提案されている⁵。

小型衛星をドラッグフリー作動させて科学観測に利用するニーズがあり、これに対応するためのアクチュエータと

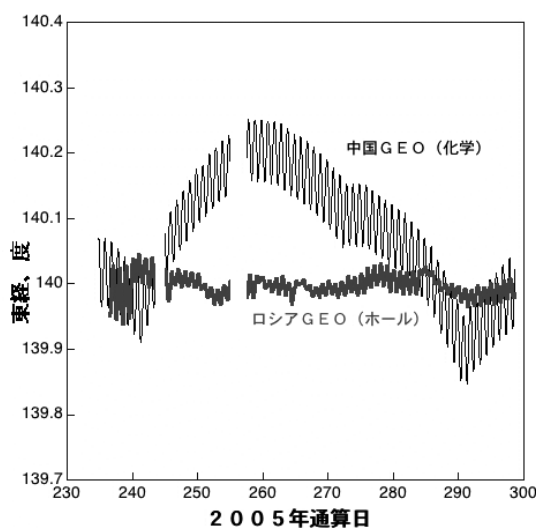


図4 静止衛星の東西制御⁴

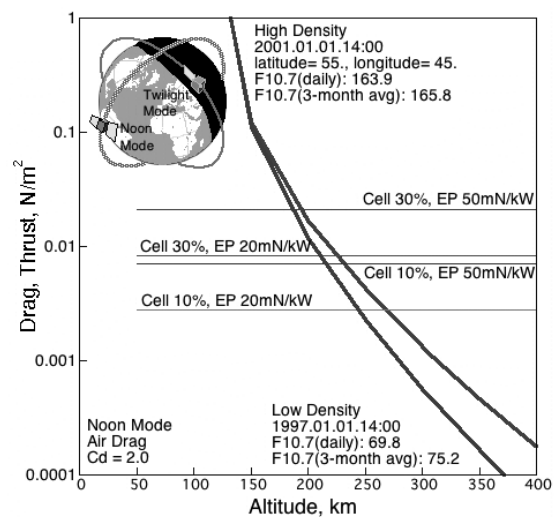


図5 電気推進による極低高度軌道衛星

して連続推力型電気推進の応用が考えられる。また、精密な地上観察を目的に極低高度軌道衛星が想定されていて、大気抵抗補償のために電気推進の応用が期待される。図5には、軌道高度と大気抵抗の関係と、太陽電池と電気推進の性能の組み合わせに応じて達成される最低高度を示す。高度 200 km 程度が実現し得る。

4. 宇宙応用シナリオ

実験室における額面性能がいくら高くても、宇宙での作動実績が伴わないと、ユーザーの信頼を得られず、結局宇宙へ進出が叶わない。幸い、「はやぶさ」のイオンエンジンでは、他国技術と比肩しても遜色のない、宇宙における単体作動 1 万時間、1,700 回のオンオフ繰返し、総合積算時間 2 万 6 千時間を達成している。このヘリテージを最大利用して、後続の電気推進の宇宙応用展開を目指すのが最も現実的である。「はやぶさ」で実証したイオンエンジン $\mu 10$ は消費電力 350 W、推力 8 mN であるが、これを 900 W、27 mN に性能向上させた $\mu 20$ と、 $\mu 10$ を元にさらに 3 倍の高速噴射を目指すのが $\mu 10$ HIsP、微小推力に対応する $\mu 1$ を軸に、それぞれを「はやぶさ 2」「小型静止衛星」「はやぶさ MkII」「電力セイル」「DECIGO」へと宇宙ミッション化を狙う。このように複数の宇宙プログラムを並走させることにより、電気推進の必須性の潮流を醸成する。そして、電気推進コミュニティの拡大も促され、多くの研究者が集い、後続の電気推進が発展するであろう。また、関連宇宙産業の参画が、各種電気推進の宇宙進出に大きく寄与する。

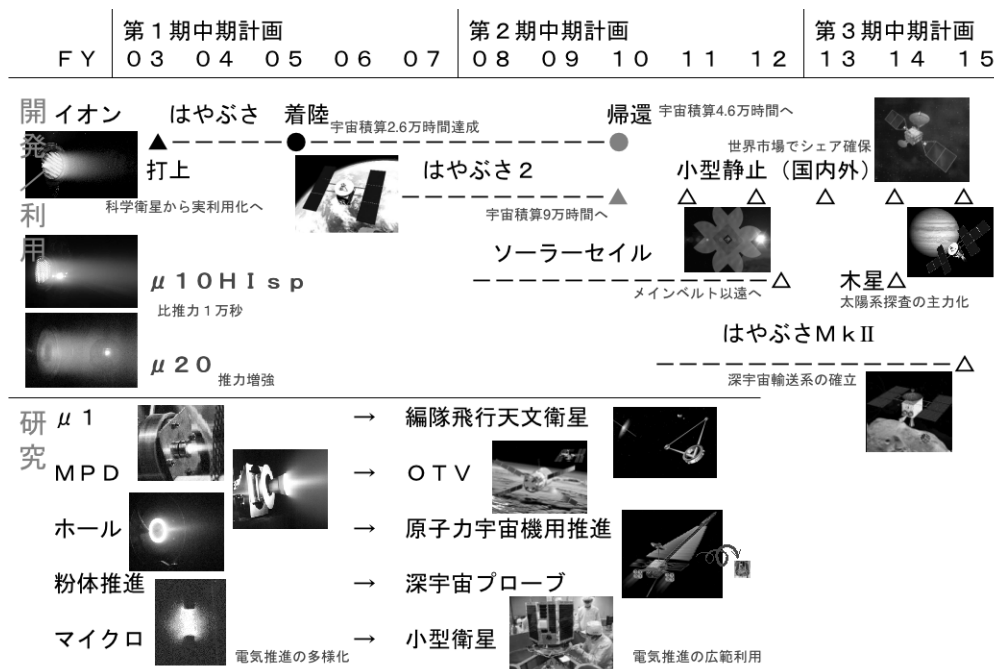


図6 宇宙科学研究本部・電気推進部門が想定する電気推進の応用展開ロードマップ

5. JIEDI ツール

イオンエンジンのFM（Flight Model）開発に当たっては、これまではPM（Prototype Model）を製作し、これに数万時間級の寿命試験を施し、耐久認定を実施してきた⁶。耐久性が向上し、また要求寿命の進展に伴い、このような旧態然とした開発方式では、時機を得た宇宙機の実現がもはや実施不可能である。ここで開発を目指す新しい耐久認定 JIEDI 方式とは、イオン・オプティクス数学モデルを実作動試験結果により校正した後、数値解析により積算作動数万時間後、または特定の作動履歴後の寿命評価を実施する。これにより、実時間耐久試験に頼らない迅速な耐久認定が実施し得る。これはイオンエンジンの将来には必須の技術である。まずは、ワークショップ形式で計算手法の取捨選択を実施し、平成 19 年度後半からツールの開発に着手して、将来ミッションへの体制を整えたい。

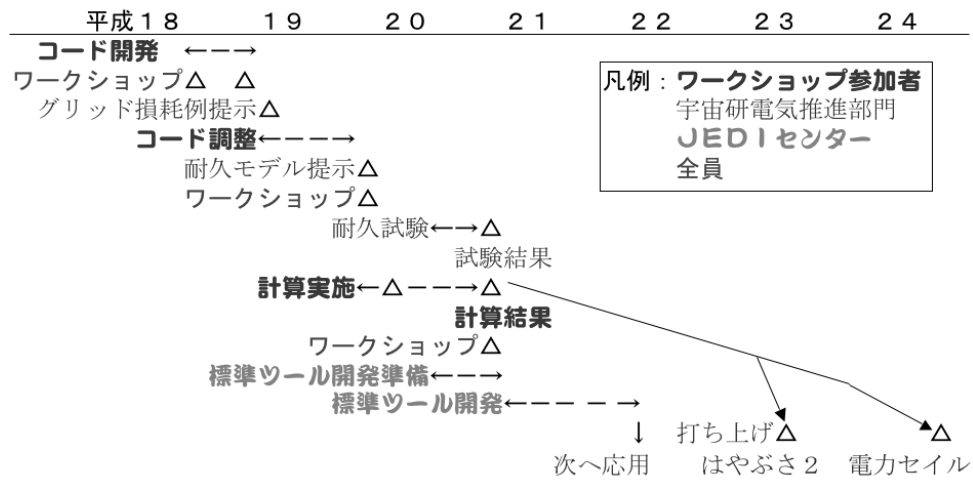


図 7 JIEDI ツール開発スケジュール案

参 考 文 献

- [1] 國中，堀内，西山，船木，清水，山田，「「はやぶさ」搭載マイクロ波放電式イオンエンジン」，日本航空宇宙学会誌，Vol.53，No.618，2005 年 7 月．
- [2] The Year Review, “Electric Propulsion”, Aerospace America, AIAA, December 2006, p.62.
- [3] H. Kuninaka, “Deep Space Exploration by Electric Propelled Delta-V Earth Gravity Assist (EPΔVEGA), -MUSES-C toward JUPITER-”, AIAA 2002-3970, Joint Propulsion Conference & Exhibition, July 2002.
- [4] 川瀬，「電波干渉計による静止衛星追尾と軌道推定フィルタリングの開発」，電子情報通信学会論文誌 B Vol.J89-B No.7 pp.1104-1111, 2006.
- [5] 荒川，國中，中山，西山，「イオンエンジンによる動力航行」宇宙工学シリーズ，コロナ社，2006 年 12 月．
- [6] I. Funaki, H. Kuninaka, K. Toki, Y. Shimizu, K. Nishiyama, and Y. Horiuchi, “Verification Tests of Carbon-Carbon Composite Grids for Microwave Discharge Ion Thruster”, Journal of Propulsion and Power Vol.18, No.1 January/February 2002. pp.169-175.

2. イオンエンジンの耐久性評価　－実験技術－

グリッド損耗評価試験技術の現状

大 川 恭 志*, 早 川 幸 男*, 北 村 正 治*

Trend of Measurement Technologies on Ion-Engine-Grid Erosion

By

Yasushi OHKAWA*, Yukio HAYAKAWA*, and Shoji KITAMURA*

Abstract: Experimental support is necessary to develop a grid-life simulation tool with moderate effectiveness and reliability. Roles of the experiments are to obtain important physical properties, which are required in the simulation code as input parameters, and to verify the accuracy of the simulation model. In this report, trend of measurement technologies on sputtering phenomena, which are especially important to calculate the progress of grid erosion, is illustrated.

Key words: Ion engine, Ion optics, Sputtering, Grid life, JIEDI

1. はじめに

イオンエンジンの特徴である高比推力を活かすためには、長期間ミッションでの利用が望ましく、すでに多くの静止衛星や探査機において1万時間以上の動作が実証されている。イオンエンジンの寿命を決定する最も重要な要素はイオンを加速する電極部分（グリッド）であり、その長寿命化を目指して様々な努力が為され、上記のような長時間動作が可能となってきた。しかし一方で、研究開発過程における寿命試験も必然的に長期化し、開発期間の長期化および高コスト化の一因となっている。このような状況の中で、寿命試験をサポートできる数値解析ツールを求める声が高まり、日本においても、「イオン加速グリッド耐久認定用数値解析ツール」の研究開発を行うプロジェクト（JIEDI プロジェクト）が具体化し始めた。

このようなグリッド耐久性評価用数値解析ツールの開発では、適正な物理モデルおよびアルゴリズムの使用や計算の高速化など、コード開発上の様々な課題を克服する必要があるのに加え、各種実験によるデータ取得も重要となる。グリッド損耗評価における実験の役割としては主に以下の3点が考えられる。1) 数値解析に必要な入力値（各種物性値）の取得、2) 現象確認実験による数値解析モデルの妥当性評価、3) 寿命試験による数値解析結果の妥当性評価。本報告では、これらの3点のうち、主に1) について概略を示すとともに関連する文献を紹介し、数値解析ツールの開発に必要なグリッド損耗評価試験技術について考察する。ここで紹介する文献は、主にスパッタリング特性に関連する研究報告である。

2. グリッド損耗評価に必要な物性値

グリッド損耗を評価するための数値解析ツールは、電場および粒子間衝突を考慮してイオン（場合によっては電子や

* IAT/JAXA

中性粒子も含む)の軌道を計算する段階「軌道計算」と、グリッドへの粒子衝突による損耗を計算する段階「損耗計算」との2段階に大きく分けられる。それぞれの段階で入力値として必要となる物性値をまとめたものを表1に示す。また、イオンエンジンのビーム抽出およびグリッド損耗の概念を図1に示す。

「軌道計算」段階では、上流プラズマ物性→イオンビーム軌道、衝突周波数→電荷交換イオンや弾性衝突イオン等の発生量、下流プラズマ物性→電荷交換イオン等の挙動、という形で各物性値が計算結果に影響する。また「損耗計算」段階では、スパッタリング特性がグリッド損耗の進行を決定する。したがって、これらの物性値をある程度の確からしさで得ることが、数値解析ツールの開発にとって必須の条件となる。ただし、表1に示した物性値の細目に関しては、解析結果への影響が小さいものもあるため、パラメータの重要度を予め把握して重点化項目を決める必要がある。また、数値解析ツールにおいてグリッド1孔ではなく複数孔(例えばグリッド全体)を計算対象とする場合には、上下流プラズマ物性の空間分布情報が必要となる点にも注意が必要である。さらに、加速電圧印加時や動作不安定時の過渡的な現象について扱う場合には、それらの物性変化に関する情報も必要となる。

本報告では、これらの物性値のうち「損耗計算」で最も重要となるスパッタリング特性に関する項目を中心に取り上げ、文献紹介を交えながら詳述する。

表1 グリッド耐久性評価用数値解析に必要な物性値

計算段階	物性値項目	細目
軌道計算	上流プラズマ物性	プラズマ数密度, 電子温度, イオン温度, プラズマ電位, 中性粒子数密度, 中性粒子温度
	下流プラズマ物性	プラズマ数密度, 電子温度, イオン温度, プラズマ電位, 中性粒子数密度, 中性粒子温度
	粒子間衝突断面積	電荷交換衝突断面積, 弾性散乱衝突断面積
損耗計算	スパッタリング特性	スパッタ率, スパッタ物質放出方向 (Differential sputtering yield), 再付着率

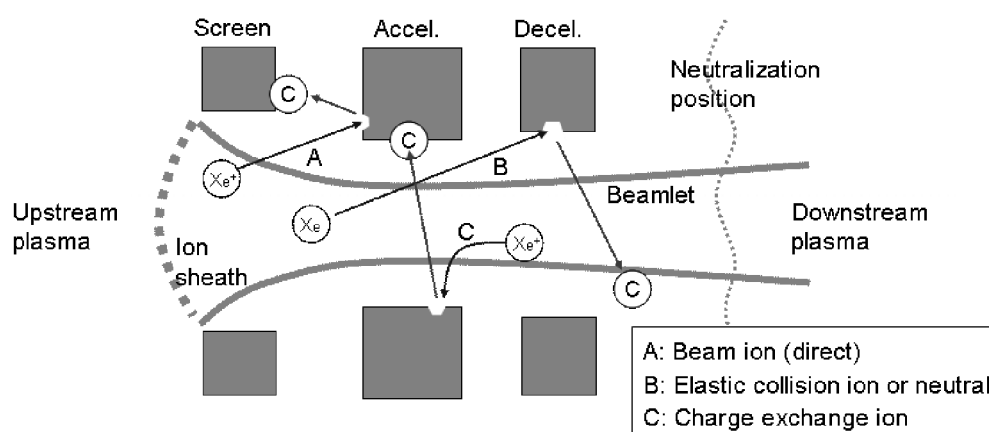


図1 イオンエンジングリッド損耗の概要

3. スパッタリング特性

スパッタリングとは、高速の粒子（イオン、原子等）が材料表面に衝突することで、その材料を構成する粒子（原子、分子）が叩き出される現象であり、1衝突粒子に対する放出粒子の数（＝スパッタ率）は、衝突条件によって大きく変化する。イオンエンジンの場合には、イオンビーム起源の高速粒子がグリッドに衝突することで損耗が生じ、その衝突の形態（衝突粒子）はいくつかの種類に分けることができる（図1）。グリッド損耗の原因として考えられる衝突粒子の種類を表2にまとめる。ビームレットの直接衝突が無視できる場合のグリッド損耗の要因としては、従来は電荷交換イオンのみを考慮すればよいと考えられてきたが、最近の中野らによる研究^[1]から、弾性衝突により生じ

たイオンや中性粒子の影響も無視できないことが分かってきている。

表 2 グリッド損耗の原因になりうる衝突粒子^[1]

直接衝突イオン	ビームレットそのものの発散またはクロスオーバーによる衝突イオン。
電荷交換イオン	ビームイオンと中性粒子との電荷交換衝突により生じる低速イオン。負の電界に引き寄せられて加速電極に衝突する。グリッド表面に対して垂直に近い角度で衝突する割合が高い。
電荷交換中性粒子	ビームイオンと中性粒子との電荷交換衝突により生じる高速中性粒子。上流側で生成された場合には、加速電極および減速電極に衝突する可能性あり。
弾性散乱イオン	ビームイオンと中性粒子との弾性衝突により速度が変化した高速イオン。上流側で比較的多く生成され、下流方向への速度を有しているため、加速および減速電極の内壁に浅い角度で衝突する割合が高い。
弾性散乱中性粒子	ビームイオンと中性粒子との弾性衝突により速度が変化した高速中性粒子。上流側で比較的多く生成され、下流方向への速度を有しているため、加速および減速電極の内壁に浅い角度で衝突する割合が高い。

3.1. スパッタリング特性取得の必要性

表 3 に示すように、スパッタ率を左右するパラメータには、被衝突材料、衝突粒子種、入射エネルギー、入射角、表面粗さ、グリッド温度など種々の項目がある。これまでの多くの数値解析ツールでは、山村モデル^[2,3]に代表される半経験式を用いてスパッタ率を求め、損耗量を計算する場合が多かった。山村モデルは、様々な被衝突材料と衝突粒子種の組み合わせに対して、入射エネルギーおよび入射角をパラメータとしてスパッタ率を算出できる半経験式を提供しており、多くの研究者がこのモデルを基準としている。

山村モデルは大変有効な半経験式であるが、これをそのままイオンエンジンのグリッド損耗解析に適用する場合にはいくつか問題があり、1) グリッド損耗に寄与の大きい低入射エネルギー領域での実験結果が少ないため、この領域でのモデルの信頼性が低い、2) グリッド材料として最近注目されるカーボンカーボン複合材等の各種カーボン材料に対するモデルがない、などの点が挙げられる。これらの問題に対応するためには、イオンエンジングリッド損耗評価用に、特定の条件下でのスパッタリング特性を取得する必要がある。

表 3 スパッタリング特性を決定するパラメータ

被衝突材料	グリッド材料として、モリブデン、チタン、カーボンカーボン複合材、高密度カーボンなど。炭化チタン等の被覆材についての考慮も必要。
衝突粒子	主にキセノンイオンおよびキセノン原子。
入射エネルギー	通常のイオンエンジン動作で考慮すべき範囲は、20 ～ 1500 eV 程度。高比推力動作を想定する場合はさらに高いエネルギー範囲が必要。
入射角	垂直から平行に近い角度まで広範囲のデータが欲しいが、平行に近い入射角の場合の測定は困難。
表面粗さ	グリッド材料の表面状態。
被衝突材料温度	グリッド材料の表面温度。通常のイオンエンジン動作の温度領域ではスパッタ率への影響は小さい。

また、グリッド寿命計算の精度を高めるためには、単にグリッドが削られる量を求めるだけでなく、スパッタリングによって放出されたグリッド材料原子がどの方向に飛んで行きどこに付着するかという再付着現象も考慮する必要がある (図 1)。このスパッタ粒子の放出方向分布を定義するために、1 衝突粒子に対する単位立体角あたりのスパッタ率 “Differential sputtering yield” という値が用いられ (図 2)、単位には [atoms/ion/steradian] が使用される。この

Differential sputtering yield は 3 次元的な分布を持つ。

さらに、この再付着現象に関しては、再付着率 (Sticking coefficient)、すなわち、グリッド表面に到達したスパッタ粒子がどれだけの確率で再付着するか、という物性値も必要となる。

このような背景から、1990 年代から米国を中心にイオンエンジンのグリッド損耗評価に特化したスパッタリング特性取得の試みが為されるようになってきた。以下では、これらの研究内容を紹介し、数値解析ツールを開発する上で必要となる試験技術を考える材料としたい。

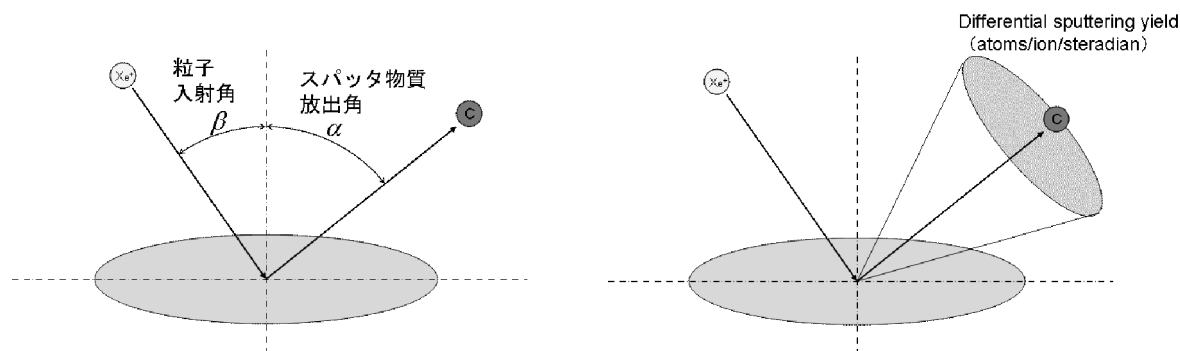


図 2 粒子入射角およびスパッタ物質放出角と Differential sputtering yield

3.2. 研究紹介

スパッタ率測定実験の手法は、表 4 に示すように大きく 2 種に分類できる。一方はプラズマ中に設置した被衝突材料に負のバイアス電圧を印加して正イオンを引きつける方法で、もう一方は実際にイオンビームを被衝突材料に照射する方法である。これらのうち、前者では入射角の制御等の設定が困難なため、近年の実験では後者のイオンビーム照射型の実験が主流となっている。また、この後者の中でも、リアルタイムでスパッタ率を測定する場合とそうでない場合とに分類することができ、さらに、そのスパッタ率測定手段によっても分類される。これらのうち、研究報告例の中で最も多く用いられているのが、水晶振動子微小天秤 (QCM) を使用してスパッタ率を測定する方式である。

以下は、AIAA 系を中心に調査したスパッタリング関連論文の紹介である。各論文に共通して言えることは、実験条件の妥当性に大きな注意を払っている点であり、背景圧力および残留ガス成分の影響 (被衝突材料がカーボン系の場合には、窒素分圧が高いとスパッタ率が小さくなり、酸素分圧が高いとスパッタ率が高くなる傾向がある) [4]や、ビーム発散角、ビームエネルギー分布、多価イオン割合に関して十分な考慮が必要とのコメントが見られる。また各文献では、上述の山村モデル等のスパッタリングモデルと実験結果との比較が多く示されている。

表 4 スパッタ率測定実験の分類

バイアス電圧印加方式	負にバイアスした供試体をプラズマ中に置き、正イオンを衝突させる。入射角は垂直に近くなる。	
イオンビーム照射方式	イオン源を利用してイオンビームを供試体に照射する。入射角の設定が可能。	
	リアルタイム測定	水晶振動子微小天秤 (QCM)
		分光器
		質量分析計 (QMS 等)
	照射後測定	質量変化
		形状変化
		表面分析

3.2.1. コロラド州立大^[5-10]

イオンエンジン向けのスパッタ率測定に関して最も精力的な活動をしているのが、John Williams らを中心とするコロラド州立大学のグループである。特に、スパッタ物質の放出方向 (Differential sputtering yield) を詳細に測定した研究報告^[5-7]が多く、文献^[7]では、粒子入射面外も含めた3次元空間でのスパッタ物質放出方向を測定している。実験結果としては、スパッタ物質の放出方向が単純な \cos 則には従わないことが述べられており、イオンビームを垂直入射した場合 ($\beta = 0^\circ$)、スパッタ物質の放出が最大となる角度 (α) は、 $45 \sim 60^\circ$ 程度だとしている (角度は図2を参照)。各実験でのイオン入射角範囲はおよそ $0 \sim 60^\circ$ 、イオン入射エネルギー範囲は $150 \sim 1500$ eV である。キセノンイオンをモリブデンやカーボンカーボン複合材等に照射し、スパッタ率の測定には QCM を使用している。

また文献^[8]では、被衝突材料の質量変化によるスパッタ率見積りやレーザ吸収分光による Differential sputtering yield 測定を試みており、文献^[9]では、高比推力イオンエンジンを想定した高入射エネルギー領域でのスパッタリング特性を取得している。スパッタリング特性とは直接関係しないが、文献^[10]ではグリッド材料の高電圧絶縁破壊耐性に関する実験結果を報告している。

3.2.2. ライプニッツ材料研究所 (ドイツ IOM)^[11-13]

モリブデン、チタン、カーボンカーボン複合材、高密度カーボン等の各種材料に対してキセノンイオンビームを照射してスパッタ率を取得^[11,12]している。スパッタ率は、被衝突材料の質量変化から算出しており、イオン入射角範囲はおよそ $0 \sim 70^\circ$ 、イオン入射エネルギー範囲は $200 \sim 1400$ eV である。上記文献では、電子顕微鏡等によるイオン照射前後の表面観察結果が示されており、金属系材料とカーボン系材料とでイオン照射前後の表面状態の変化が異なるとしている。また、カーボン系材料間でスパッタ率に大きな違いはないこと、およびカーボン系材料の表面を鏡面状態にしてもスパッタ率には大きく影響しないことが報告されている。

一方、文献^[13]では、QCM のスイープによる Differential sputtering yield の測定結果も報告されており、これは、AIAA 論文を対象にイオンエンジン関連の文献を調査した中では、スパッタ物質放出方向の測定に言及した最も古い文献である (2000 年)。

3.2.3. カリフォルニア工科大 & NASA JPL^[14]

イオン入射角 $0 \sim 80^\circ$ 、イオン入射エネルギー $150 \sim 1000$ eV の範囲で、QCM によるスパッタ率測定をしている。被衝突材料がモリブデンの場合とカーボンの場合とでのスパッタリング特性の違いに注目しており、モリブデンに比べカーボンの方が入射角の影響が大きいことが示されている。広い入射エネルギー範囲において、モリブデンのスパッタ率が最大となる入射角 β は 55° で、そのスパッタ率は $\beta = 0^\circ$ のときの約 1.6 倍であるのに対し、カーボンの場合では、スパッタ率が最大となる入射角 β は 70° で、 $\beta = 0^\circ$ のときの約 4.8 倍のスパッタ率となる。また同文献では、表面粗さの影響によるローカルな入射角の分布についても言及している。

3.2.4. バージニア工科大 & NASA GRC^[15,16]

コロラド州立大学やドイツ IOM とは異なる手法を用いてスパッタ物質の放出方向を測定しており、被衝突材料であるモリブデンの周囲に複数のアルミ箔の帯を立体的に配置し、イオンビーム照射後にこれらのアルミ箔の表面分析をすることで、Differential sputtering yield を算出している。イオン入射角は 0° 固定で、イオン入射エネルギー範囲は $60 \sim 100$ eV とかなり低い。低エネルギー領域でのスパッタ率測定データは少ないため、貴重な実験結果と言える。

3.2.5. NASA GRC^[17]

スパッタ物質の再付着率に関する実験結果の報告である。スパッタリングにより放出されたカーボンが、初めに到達した面には 100 % 付着せず、そこからさらに飛散する現象について述べている。例えば、スパッタ物質であるカーボンがイリジウム材の表面に付着する確率 (Sticking coefficient) は 0.72 としている。本報告は真空槽内のイオンビームターゲット材からのスパッタ物質の飛散について検討したものであり、グリッド損耗に直接利用できる数値 (例えばカーボン表面へのカーボンの再付着率) は残念ながら無い。

4. グリッド耐久性評価ツールと試験技術

グリッド耐久性評価ツールの開発に必要な実験の役割としては、冒頭に示したように、1) 計算入力値としての各種

物性値の取得, 2) 数値解析モデルの妥当性評価, 3) 数値解析結果の妥当性評価, の3点がある。

本報告で紹介したスパッタリング特性に関する研究はこれらのうちの1)に含まれ, 表1に示した各物性値についても, 同様にその取得が重要となる。解析ツールを構築するためにこれらの実験をすべて独自に実施することは困難であるため, 上述の各文献のような情報源から得られるデータを整理し, ツール開発者がそれらを有効に使える状態にすることがまず重要であろう。ただし, すべての必要な物性値を既存の実験結果から得ることはできないため, 不足分は独自の実験により取得しなければならない。今回示したスパッタリング特性を例にとると, 入射角が大きな領域でのスパッタ率や, グリッド損耗現象に特化した再付着特性などがそれに当たる。ただし, これらの実験の困難さは容易に想像できる。また物性データの取得に関しては, 数値解析結果への感度を考慮し, 影響の低いものについては簡易モデル等を用いて省力化するという判断も重要となる。

本報告で紹介した各文献に示される結果を見ると, スパッタ率のばらつき(同条件下での測定結果の違い)はかなり大きい。このため, 数値解析の入力値としての物性値の扱いには注意が必要であり, 例えばスパッタ率の最悪値と最良値それぞれを使って寿命計算を行い, その結果から, 期待される寿命範囲を見積もる等の方法が必要と考えられる。

このような状況から, 実験の役割の2)および3)として示した「数値解析の妥当性評価」の重要性はかなり高いものと考えられる。文献[18]のようなビーム抽出に関する基礎実験や, スパッタ率の大きい材料を使ったグリッド損耗加速実験など, 解析モデルの妥当性を検証できる実験を複数実施することで, グリッド耐久性評価ツールの信頼性を上げていかなければならない。

5. おわりに

数値解析によるグリッド耐久性評価ツールを有効なものとするためには, 実験によるサポートが不可欠である。まず, 計算の入力値となる様々な物性値を実験により取得する必要がある。本報告で紹介したスパッタリング特性はその中でも最も重要な物性値のひとつである。スパッタリング特性に関しては, 低エネルギー領域でのスパッタ率やスパッタ物質放出方向など, グリッド耐久性評価ツールに有用な測定結果が多く報告されており, これらを有効に利用することが大切である。不足する項目に関しては, 独自の工夫により実験または解析を行い, データを取得しなければならない。スパッタリング特性以外の各物性値についても同様であり, 特に上下流のプラズマ物性を的確に把握することが重要である。また, 実験の役割としては, 解析モデルおよび解析結果の妥当性を評価することも重要であり, 実験と解析との比較によりコードの改良を重ね, グリッド耐久性評価ツールの信頼性を高めていく必要がある。

参 考 文 献

- [1] 中野正勝, “イオンエンジンのグリッド損耗評価コードの改良,” イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI ツールの研究開発ワークショップ 2006 年度報告書 (JAXA SP-06-019), pp. 47-53, 2007.
- [2] Matsunami, N, et al., “Energy Dependence of Sputtering Yields of Monatomic Solids,” Inst. Plasma Physics, Nagoya Univ., IPPJ-AM-14, 1980.
- [3] Yamamura, Y, Itikawa, Y., and Itoh, N., “Angular Dependence of Sputtering Yields of Monatomic Solids,” Inst. Plasma Physics, Nagoya Univ., IPPJ-AM-26, 1983.
- [4] Blandino, J., Goodwin, G., and Garner, C., “Evaluation of Diamond Grids for Ion Thruster Optics - Low Energy Sputter Yield Measurements,” 32nd AIAA Joint Propulsion Conf., AIAA-1996-3203, 1996.
- [5] Williams, J., Johnson, M., and Williams, D., “Differential Sputtering Behavior of Pyrolytic Graphite and Carbon-Carbon Composite Under Xenon Bombardment,” 40th AIAA Joint Propulsion Conf., AIAA-2004-3788, 2004.
- [6] Zoerb, K., et al., “Differential Sputtering Yields of Refractory Metals by Xenon, Krypton, and Argon Ion Bombardment at Normal and Oblique Incidences,” 29th Int'l Electric Propulsion Conf., IEPC-2005-293, 2005.
- [7] Yalin, A., et al., “Azimuthal Differential Sputter Yields of Molybdenum by Low Energy Xe+ Bombardment,” 42nd AIAA

- Joint Propulsion Conf., AIAA-2006-4336, 2006.
- [8] Yalin, A., et al., "Sputtering Studies of Multi-Component Materials by Weight Loss and Cavity Ring-Down Spectroscopy," 42nd AIAA Joint Propulsion Conf., AIAA-2006-4338, 2006.
 - [9] Williams, J., et al., "Xenon Sputter Yield Measurements for Ion Thruster Materials," 28th Int'l Electric Propulsion Conf., IEPC-2003-130, 2003.
 - [10] Martinez, R., Williams, J., and Goebel, D., "Electric Field Breakdown Properties of Materials Used in Ion Optics Systems," 42nd AIAA Joint Propulsion Conf., AIAA-2006-5004, 2006.
 - [11] Tartz, M., et al., "Investigation of Sputter Behavior of Ion Thruster Grid Materials," 40th AIAA Joint Propulsion Conf., AIAA-2004-4114, 2004.
 - [12] Tartz, M., et al., "Sputter Investigation of Ion Thrusters Grid Materials," 41st AIAA Joint Propulsion Conf., AIAA-2005-4414, 2005.
 - [13] Deltchev, R., et al., "Redeposition of sputtered material on ion thruster grids," 36th AIAA Joint Propulsion Conf., AIAA-2000-3666, 2000.
 - [14] Kolasinski, R., et al., "Carbon Sputtering Yield Measurements at Grazing Incidence," 42nd AIAA Joint Propulsion Conf., AIAA-2006-4337, 2006.
 - [15] Nakles, M., et al., "Experimental and Modeling Studies of Low Energy Ion Sputtering in Ion Thrusters," 39th AIAA Joint Propulsion Conf., AIAA-2003-5160, 2003.
 - [16] Nakles, M., et al., "Further Investigation of Low-Energy Ion Sputtering in Ion Thrusters," 40th AIAA Joint Propulsion Conf., AIAA-2004-3789, 2004.
 - [17] Marker, C., et al., "Transport of Sputtered Carbon During Ground-Based Life Testing of Ion Thrusters," 41st AIAA Joint Propulsion Conf., AIAA-2005-4413, 2005.
 - [18] Hayakawa, Y., "Measurements of Current Distribution on a Two-Grid-Ion-Extraction-System Gridlet," 42nd AIAA Joint Propulsion Conf., AIAA-2006-5003, 2006.

多孔電極イオン抽出系グリッドレット上の電流分布測定

早 川 幸 男*

Current Distribution on a Two-Grid-Ion-Extraction-System Gridlet

By

Yukio HAYAKAWA*

Abstract: This paper provides measurements which may be used to test numerical models of ion extraction using two multiple-hole grids. A grid set, in which an isolated gridlet was embedded in an accelerator grid, was built to measure ion-impingement current distribution. The gridlet comprised both a barrel and downstream electrodes, electrically isolated from each other and the rest of the accelerator grid. The obtained measurements of ion-impingement currents on the electrodes can be directly compared with numerical predictions and they suggest an idea of possible ion flow. The results are shown as functions of screen and discharge voltages, and a hypothesis was proposed to explain a phenomenon on ion extraction.

Key words: Ion Engine, Ion Thruster, Ion Extraction System, Ion Acceleration System, Multiple-hole, Electrode, Grid, Beamlet, Numerical Simulation, Experiment, Comparison, verification

1. はじめに

イオンスラストで一般に用いられる多孔電極を用いたイオン抽出については、数値シミュレーションによる研究がこれまでに多数実施されてきた [1]。計算機の性能向上と共に精密な結果が得られるようになってはきたが、使用される数値モデルの検証のためには実験との比較が不可欠である。特に電極の磨耗について解析しようとする場合には、最終的には磨耗形状との比較が必要となるが、最初からこれを行なうことは得策ではない。何故ならば、この場合の数値計算はイオン軌道解析（電場解析、電荷交換等を含む）と磨耗・堆積解析の二つの部分を含むが、前者の計算精度が十分高まってから後者に取り組むのが常道と考えられるからである。こうすれば取り敢えずは後者のコードを一行たりとも書くこと無しに前者のコード開発に集中できるし、後者のコード開発をするにしても前者の精度が十分という前提が無ければコードの評価も困難であることが容易に予想できる。

最も基本的な 3 次元数値シミュレーションでは、計算量を抑えるために多孔イオン抽出電極の中の一組の孔を含む六角柱領域のみを対象とし、周辺は周期境界条件とする（但し、さらに計算量を減らすために領域の対象性を利用したり、あるいは矩形要素のみで計算領域を構成するために六角柱領域を部分的に切り貼りして直方体領域としたりする場合もある。）。実験でこれとほぼ同等な状態を作り出すために 7 孔電極を使用した。中心孔の周りに 6 個の孔を配置することにより、中心孔は多孔電極の最外周部を除く殆どの孔とほぼ同等な状態に置かれる。尚、もし最外周孔を含めた解析が可能であれば、より本実験との比較が妥当なものとなる。本実験は加速電極の中心孔を含む六角柱部分「素電極 (gridlet)」に流入するイオン電流を測定するものであり、計算結果との比較は容易である。またカスプ磁場型

* IAT/JAXA

イオンスラストを使用しているので、上流側のプラズマについての情報は比較的容易に推測できる。文献 [2] は同型カスプ磁場型イオンスラスト放電室内のプラズマ電位の測定結果を示している。プラズマ電位は陽極電圧からほぼ 0 V (位置 29)、つまり「スクリーン電位 + 放電電圧」として良い。電子温度については文献 [3] の類型カスプ磁場型イオンスラストの放電室内の測定結果が参考になる。文献 [2] のスラストはバッフルが無いので主陰極からの一次電子の影響が強く、Maxwell 分布とは言いがたいので参考とするのは適当でない。文献 [3] での放電電圧がかなり高いことと、磁場形状が最適化されていないこと（グリッド近傍で磁場が強すぎる）を勘案すれば、本実験時の電子温度は中心軸上でも 4 eV 未満であったと推定するのが妥当と考えられる。プラズマ密度は原理的にはイオン飽和電流から計算できるが、Langmuir プローブの表面積が正確には求まらないので、正確には決まらない。実験値を利用するのは諦めてビームレット電流と合うような密度を数値計算で求める以外に方法は無いであろう。

2. 実験方法

2.1. 実験装置

2.1.1. スラスト

図 1 に実験に使用した 7 孔加速電極の詳細を示す。孔径、電極厚、間隔は、工作の都合上実際のスラストのその約 5 倍とした（表 1）。加速電極の中心孔を含む「素電極」は円筒部に相当する「円筒電極（Barrel）」と下流面に相当する「下流側電極」で構成され、互いに及び加速電極の他の部分から電氣的に絶縁されている（隙間にはセラミック系接着剤を充填）。これらへ流入する電流を測定するための電線が加速電極内を貫通している。中心孔を通過するビームレット電流を直接測定する際には、加速電極の下流側に先端に孔の空いた円錐殻状のビーム分離器を設置し、さらに下流にこのビームレットを受けるビームレットターゲットを設置する。イオン抽出電極以外の部分は 14 cm カスプ磁場型イオンスラストを若干改造して使用している。主な改造点はバッフルの追加で、これにより極めて小さい放電電流での動作を可能にしている。尚、文献 [4] とは加速電極の厚みが異なっている。

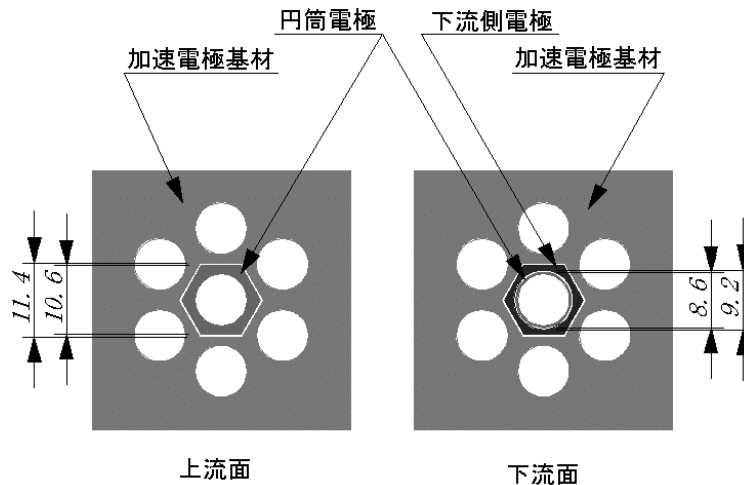


図 1 加速電極詳細図

表 1 電極寸法

スクリーン電極孔径	10 mm
加速電極孔径	8 mm
孔中心間距離	11 mm
スクリーン電極板厚	1.5 mm
加速電極板厚	3.0 mm
電極間距離	3.25 mm

2.1.2. 測定系

測定系を図2に示す。加速電極に埋め込まれた二つの電極はそれぞれDMMを通して加速電極に接続されている。ビーム分離器とビームレットターゲットはDMMを通して接地されている。

2.2. 実験手順

固定した動作条件を表2に示す。測定はスクリーン電位と放電電圧をパラメータとし、真空槽内圧を一定にする条件下で行なった。このため、ビーム電流を変化させるために放電電流を変化させる傍ら、放電電圧を一定にするために、推進剤の主陰極と分配器への配分とヒータ電流を調節した。通常の運転では放電電流が十分大きい（1 A 以上）ので、ヒータ通電は起動時以外には不要であるが、この実験では最小で0.1 A まで絞ったので必要とした。中和器についても同様で、槽内圧をできるだけ下げるために流量を通常より下げ、ヒータに通電した。推進剤にはXeを使用した。流量調整に用いたマスフローコントローラは最大流量10 SCCMのもので、精度は最大流量の2%である。測定を実施したスクリーン電圧と放電電圧の組み合わせを表3に示す。

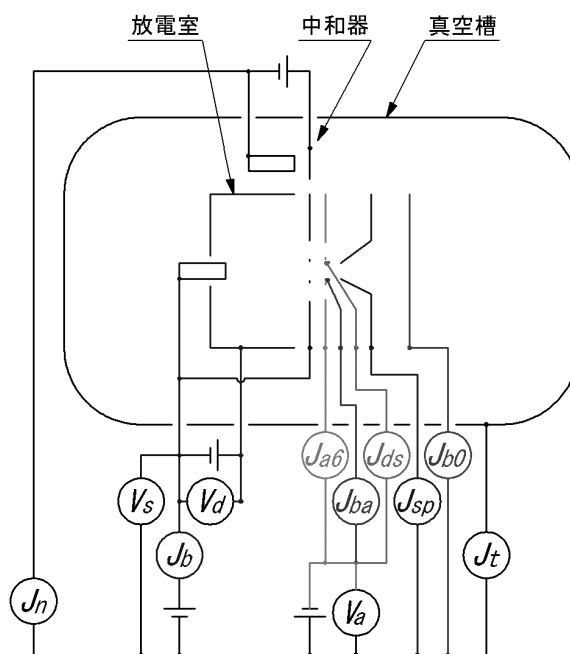


図2 測定系

表2 固定動作条件

推進剤	Xe
加速電極電位 V_a	- 200 V
主陰極キーパ電流	0.5 A
中和器キーパ電流	0.8 A
放電室流量	38 ± 13 mAeq.
中和器流量	21 ± 13 mAeq.

表3 測定実施動作点（○のついたところ）

スクリーン電位 V_s (V) / 放電電圧 V_d (V)	30	31	32	33
1000	○	○	○	○
1100	○	×	×	○
1200	○	○	○	○

3. 実験結果

紙数の都合でここにすべてのデータを掲載するわけには行かないので、詳細については文献 [5] を参照されたい。

ビーム分離器とビームレットターゲットを使用した測定の結果、中心孔を通るビームレット電流は、7 孔すべての合計のはほぼ $1/7$ であることが確認できた [5]。これにより、以降の実験ではビーム電流の $1/7$ としてビームレット電流を求めている。

図 3 は素電極（円筒電極＋下流側電極）に流入するイオン電流とビームレット電流の比を示したものである。どの曲線も基本的に中央部がほぼ水平な直線で、両端が上昇する形状を成している。この直線部については、電流を構成するイオンの殆どが電荷交換により生じたものであると仮定すると、何故水平な直線なのかがうまく説明できる。即ち、発生する電荷交換イオンの数はおおよそ中性原子密度とビームレット電流の積に比例し、この場合中性原子密度はほぼビームレット電流に依らない定数（空間的に均一という意味ではない）なので、電荷交換イオンの発生率とビームレット電流は比例する。左端の上昇はビーム状イオンが発散角の増大により電極に衝突したものであり、右端の上昇はビームレットの径が大きくなったために電極に衝突したものである。

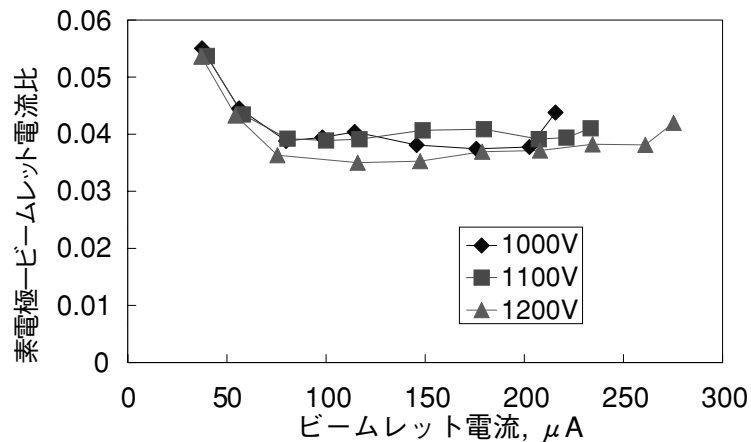


図 3 素電極（円筒電極＋下流側電極）－ビームレット電流比（放電電圧 = 33 V）

この電流比の内訳を示したものが図 4 と 5 である。図 3 では水平な直線だった部分が図 4 と 5 ではそれぞれ右上がりや右下がりの曲線となっていることが判る。この現象は文献 [4] で既に明らかになっていたが、同文献では下流側電極電流は推算値であったのに対し、本実験では実測値である点が異なる。

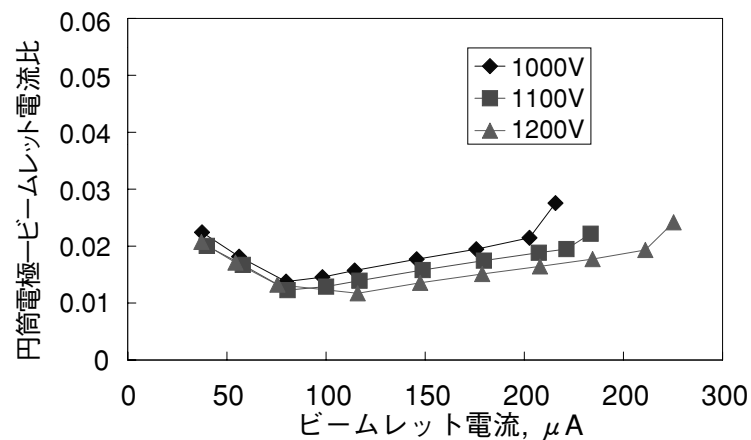


図 4 円筒電極－ビームレット電流比（放電電圧 = 33 V）

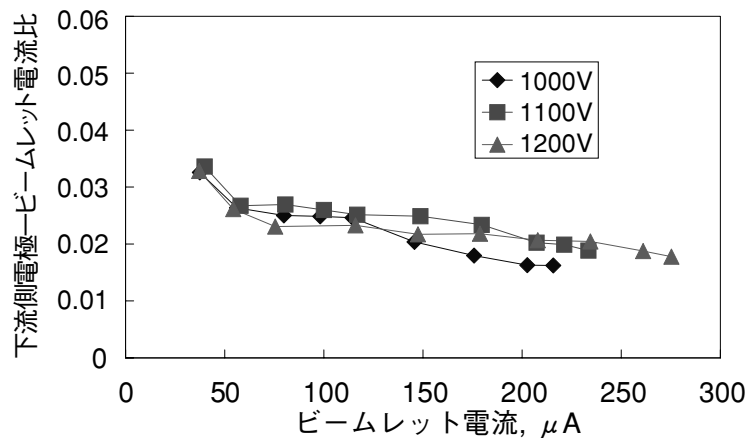


図5 下流側電極-ビームレット電流比（放電電圧 = 33 V）

イオン電流を評価するのに、図3から5のように縦軸に電流比を採用するのがこの分野での一般的な流儀であるが、ここでは特に数値計算結果との比較をし易くするために、縦軸は電流そのものとする。図4と5を描き直したものが図6と7である。

以上の他にスクリーン電位が1000 Vで放電電圧が30 Vの場合に現れた特異な曲線の例を図8に示す。曲線の一部が不自然に盛り上がっているが、電極を分解再組み立てしても再現性があったので、測定上の問題とは考えにくい。スクリーン電位が1100 Vの場合にも近い形状の曲線が得られたことはあるが、他の放電電圧ではまったく得られなかった。

実験中の真空槽内圧力は 5.3×10^{-4} Pa で、無負荷時の圧力は約 3×10^{-5} Pa であった。いずれも電離真空計の表示値でXeに対する補正は行っていない。

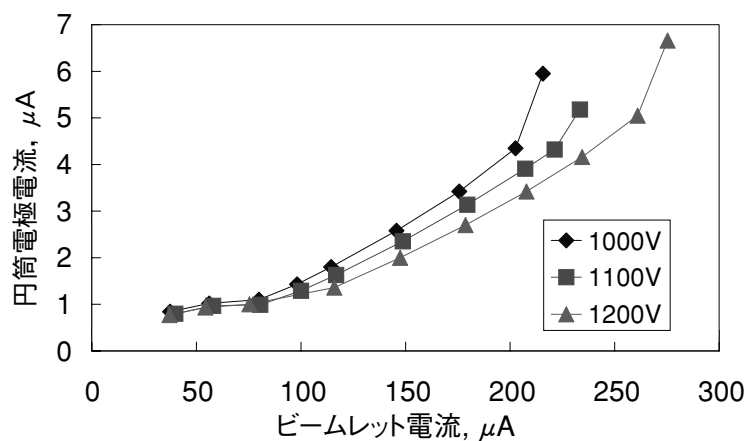


図6 円筒電極電流（放電電圧 = 33 V）

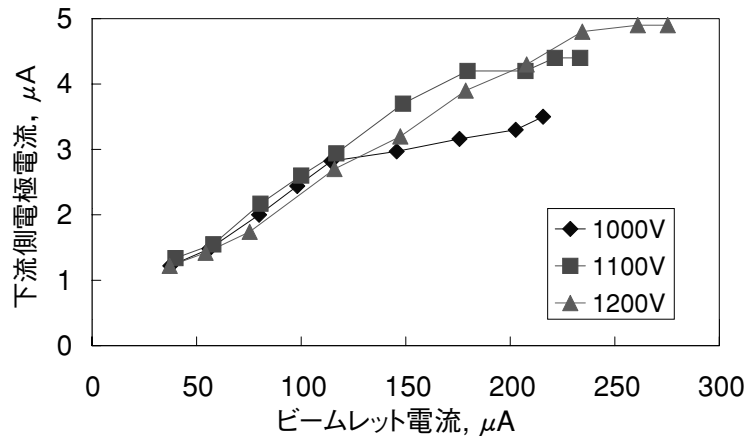


図 7 下流側電極電流 (放電電圧 = 33 V)

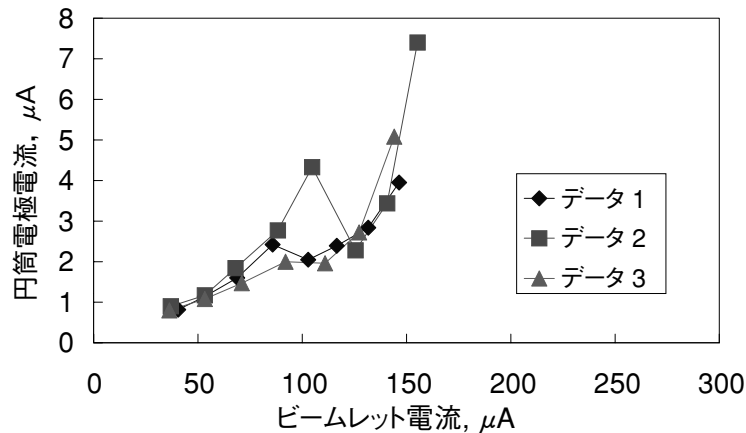


図 8 特異な円筒電極電流の例 (スクリーン電圧 = 1000 V, 放電電圧 = 30 V)

4. 考 察

図 3 の曲線の水平部が図 4 と 5 では水平になっていないということは、イオン間の衝突を考慮しないモデルでは説明困難であるが、電荷交換イオンにより発生した低速のイオンとビーム状イオンの衝突を考慮することで少なくとも定性的には以下のように説明できる。

仮説：「ビームレット電流がある値以下ではビームレットが収束してその断面径が極小になる部分が現れる。この部分ではビームレットが収束していない部分よりも高い密度で電荷交換イオンが生成される。これによりこの部分で低速イオンとビーム状イオンの衝突周波数が高まり、一部の低速イオンは下流方向への運動量を獲得する。このため運動量を獲得しなかった場合には円筒電極に流入していた筈のイオンが、運動量を獲得したために下流に回り込んで下流側電極に流入する（文献 [5] に説明図あり）。」

一部の数値モデルはこの実験と同様の結果を示している [6]。

図 6 は円筒電極電流についての二つの明確な特徴を示している。一つは、スクリーン電圧が高い程電流が少なくなっている点である。これは、スクリーン電圧が高い程ビーム状イオンの速度が上がり、その結果対中性原子との電荷交換衝突断面積が減少するという事実と符合する [7]。もう一つは、スクリーン電圧が高い程ビームレットの径が小さくなっている点である。曲線の右端の傾きが急に変化している近傍でビームレット外周が電極に接している状態にな

っていると考えられるが、スクリーン電位が 1000 V の場合にはビームレット電流が $200\ \mu\text{A}$ 前後でこの状態なのに対し、1200 V の場合には $260\ \mu\text{A}$ 程度までこの状態になっていない。この領域ではビームレット電流が大きくなる程径が大きくなるので[4]、 $200\ \mu\text{A}$ 前後では 1200 V の場合の方が 1000 V の場合より径が小さいと言える。さらにここでは示していないが、放電電圧が高い程ビームレット径が小さくなることも確認できている [5]。放電電圧の僅かな違いによるビーム状イオンの速度の違いは微々たるものであるので、この現象が衝突断面積の違いに因るものとは考えにくい。今のところ、上流側のプラズマ境界面の形状が変化しているものと推定される。

図 7 は下流側電極電流について、スクリーン電位による明確な差異が見られないことを示している。円筒電極電流の場合の様に、イオン速度の違いによる変化が見られてもよさそうであるが、今回の実験では見られなかったと言う外無い。尚、放電電圧も同様に結果に影響しなかった [5]。

図 8 に示した特異な現象の原因については今のところ原因が推定すらできない。

5. 結 論

数値計算結果との直接かつ簡便な比較を可能とする実験結果について述べ、以下の事実を示した。

1. ビームレット電流値によって、円筒電極と下流側電極への電流配分比が変わる。
2. あるビームレット電流値に対する円筒電極電流値、およびビームレットが円筒電極に接する場合のビームレット電流値はスクリーン電位と放電電圧の両方に依存する。
3. 下流側電極電流はスクリーン電位にも放電電圧にも特に依存しない。

6. おわりに

実験誤差は不可避であり、仮にある計算結果が実験結果と部分的に良く一致したとしても、それだけで元となる数値モデルがその部分で正しいと言い切ることはできない。こう断言する理由の一つとして、「コード開発者が恣意的な調整や選択によって計算結果を実験結果に合わせてしまう」可能性が挙げられる。この場合、条件が変わればより精度の低い計算結果が得られるかも知れないということは容易に予想でき、長期的に見ればより良い数値モデルの開発に不利益を及ぼす。定量的な比較は勿論重要であるが、実験結果に現れる明確な特徴が計算結果において再現されているかという定性的な比較も劣らず重要である。定量的な比較における差異は実験誤差や衝突断面積等の入力情報の誤差に因る可能性も高いが、定性的な比較における齟齬は数値モデルの欠陥に因る可能性のみが一段と高いと考えられる。

従来の数値モデルは、ビーム状イオンの他に精々電荷交換イオンを取り入れるだけで、これらの相互作用までは考慮していなかった。今回の実験結果はこれでは説明のできない現象があることを示している。今回の実験は、放電室流量に対する推進剤利用効率が最高でも約 5 % と極めて低い、実際のスラストとは異なる状態で実施されたので、現実にはこの現象はこれ程には目立たないかも知れない。しかし数値モデルを検証するためには、極端な状態が返って好都合であったとも考えられる。今回の結果を再現できる数値モデルを実際のスラストに適用して、初めてこの現象の重要性が評価できる。

上記の現象はイオン間の衝突を取り込むことで解決できるかもしれないが、磨耗・堆積解析に有効な数値モデルを構築するためにはこれでもまだ不十分と考えられる。今回の実験の範疇だけでも、「スクリーン電位と放電電圧が円筒電極電流の挙動に大きく影響していること」を説明するという要求が数値モデルに課されることになった。従来のモデルでは、放電電圧の僅かな差が大きな違いを生むとは考えにくく、何か新しい機構を取り入れる必要があるように思える。他に眼を向ければ、加速電極孔が非円形に磨耗する現象は、早くとも 2004 年の時点以前には数値モデルによりうまく説明されていない [8] (注：減速電極が非円形に磨耗する現象は容易に説明できる)。これを説明するためには弾性散乱を考慮する必要があるのではないかと考えられている。さらに、放電電圧の変動は一般にある程度は不可避であり、これによるプラズマパラメータの変動が計算結果にどの程度影響するのかも調べる必要があると考えられる。

参 考 文 献

- [1] 趙孟佑, “イオンスラスタグリッドシミュレーションに関するレビュー”, JAXA-SP-06-019 “イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI ツールの研究開発ワークショップ 2006 年度報告書,” pp., 35-46 2007
- [2] Hayakawa, Y., Miyazaki, K., and Kitamura, S., “Measurements of Electron Energy Distributions in an Ion Thruster,” Journal of Propulsion and Power, Vol. 8, No. 1, pp. 118-126, 1992.
- [3] Hayakawa, Y., Nakamura, Y., Kitamura, S., and Miyazaki, K., “The experimental Investigation on 12cm Ring Cusp Ion Thruster,” ISTS, Vol. 1, pp. 97-102, 1986.
- [4] 早川幸男, 大川恭志, 北村正治, “多孔イオン抽出電極がもたらすイオンビームレットの構造について”, 平成 17 年度宇宙輸送シンポジウム, pp.353-356, 2006.
- [5] Hayakawa, Y., “Measurements of Current Distribution on a Two-Grid-Ion-Extraction-System Gridlet,” 42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, AIAA Paper 2006-5003, 2006
- [6] 中野正勝, “イオンエンジンのグリッド損耗評価コードの改良”, JAXA-SP-06-019 “イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI ツールの研究開発ワークショップ 2006 年度報告書,” pp., 47-53 2007.
- [7] Rapp, D. and Francis, W. E., “Charge Exchange between Gaseous Ions and Atoms,” Journal of Chemical Physics, Vol. 37, No. 11, pp. 2631-2645, 1962.
- [8] Okawa, Y., Hayakawa, Y., and Kitamura, S., “Three-Dimensional Divergence Characteristics of Ion Beamlets in an Ion Thruster,” 40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, AIAA Paper 2004-3785, 2004.

イオン加速グリッドの損耗形状測定

碓 井 美由紀*, 國 中 均**

Erosion Characteristics of Ion Grid System

By

Miyuki USUI* and Hitoshi KUNINAKA**

Abstract: In the development of Ion Engine System, life prediction method by numerical calculation is suggested. To compare the numerical prediction with the experimental data, we measured the decel grid after an endurance test for 20,000 hours. The center hole of this grid has symmetrical property, and in the downstream side, grid holes have hexagonal geometry.

Key words: Development of Ion Engine System, Life Prediction Method, Endurance Test

1. はじめに

イオンエンジンの寿命を制限する要素にはイオン加速グリッドの損耗がある。その耐久認定には、実時間で数万時間級の耐久試験を行うという現状がある。しかし、今後のイオンエンジンを用いたミッションにおいて、耐久性の向上化、長寿命の要求等の進展により、このような長時間試験は現実的ではない。そのため、今後は実時間試験は数千時間級にし、数値寿命予測と合わせた耐久認定方法が提案されている。

本研究では、実際に2万時間耐久試験を行ったイオン加速グリッドの損耗形状測定を行い、断面形状特性、周方向角度に対する半径特性について報告をする。

2. 測定方法

2.1. デジタルマイクロスコープ

本研究ではイオン加速グリッドの損耗形状はデジタルマイクロスコープを用いた。このデジタルマイクロスコープでは様々な焦点距離で撮影された平面高解像度画像を焦点合成することにより、全焦点画像（平面画像）と3次元画像データを生成するシステムを有している。この非接触形状測定により、上流面および下流面の形状を測定し、合成を行うことでイオン加速グリッド孔の断面形状特性、周方向角度に対する半径特性を得ることができる。図1にデジタルマイクロスコープ概観、図2に3次元画像データを示す。

* The University of Tokyo

** ISAS/JAXA

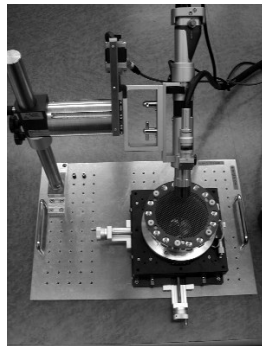


図1 デジタルマイクロスコープ

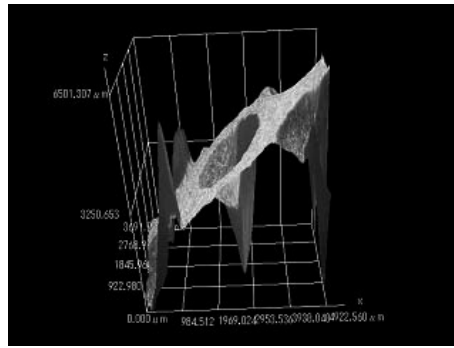


図2 3次元画像データ

2.2. イオン加速グリッド

今回の測定ではマイクロ波放電式 ECR 型イオンエンジン $\mu 10$ PM の 2 万時間耐久試験後のディセルグリッドの中心グリッド孔について行った。グリッド形状については図 3，孔数は表 1 に示す。

なお，このグリッドについては，炭素繊維強化炭素複合材，厚さ 1.0 ± 0.02 [mm]，孔間距離 3.5 [mm]グリッド孔径 $\phi 2.5$ [mm]，孔数 855 個となっている。

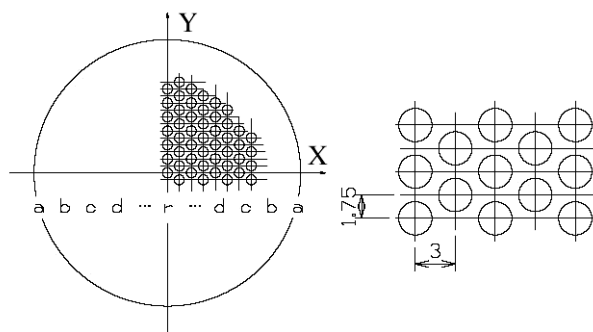


図3 ディセルグリッド略図

表1 グリッド孔数

a	b	c	d	e	f	g	h	i
10	13	16	19	22	23	24	25	26
j	k	l	m	n	o	p	q	r
27	28	29	30	29	30	31	30	31

3. 測定結果・考察

3.1. ディセルグリッド損耗形状

まずディセルグリッド全体の損耗状況について記す。図 3 で示している座標軸の中心から X 方向へスライドしていったときの，グリッド面に対して垂直方向から見た損耗状況について，下流側を図 4，上流側を図 5 に示す。まず，これらの図を見てわかることは，下流側前面では六角形に大きく広がるように，上流側前面では円形に損耗していることが観察できる。このことから断面形状は上流側から下流側に向かって広がるようなテーパのかかった損耗であることが理解できる。また中心部，最外周部にあるグリッド孔の損耗具合が大きく，中心部から半径 1/2 の周付近での損耗は少ない。グリッド孔損耗の対称性については特に最外周部で成り立たなくなる様子が見て取れる。

次にディセルグリッドの中心にあるグリッド孔について，垂直方向から見た下流面，上流面をそれぞれ図 6(a)，図 6(b) に示す。このグリッド孔における損耗形状特性については 3.2，3.3 で記す。

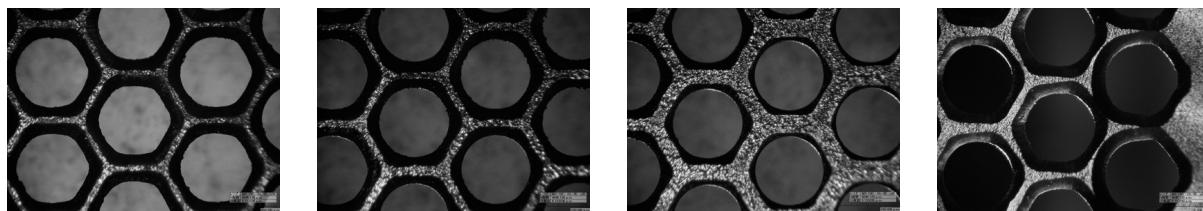


図 4 下流側のディセルグリッド損耗状況（最左図：グリッド中心部，最右図：グリッド外周部）

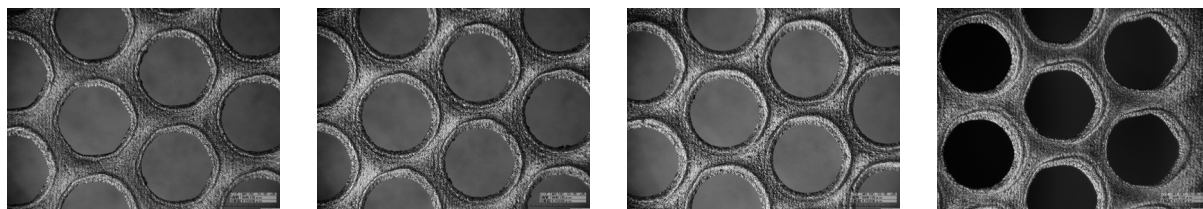


図 5 上流側のディセルグリッド損耗状況（最左図：グリッド中心部，最右図：グリッド外周部）

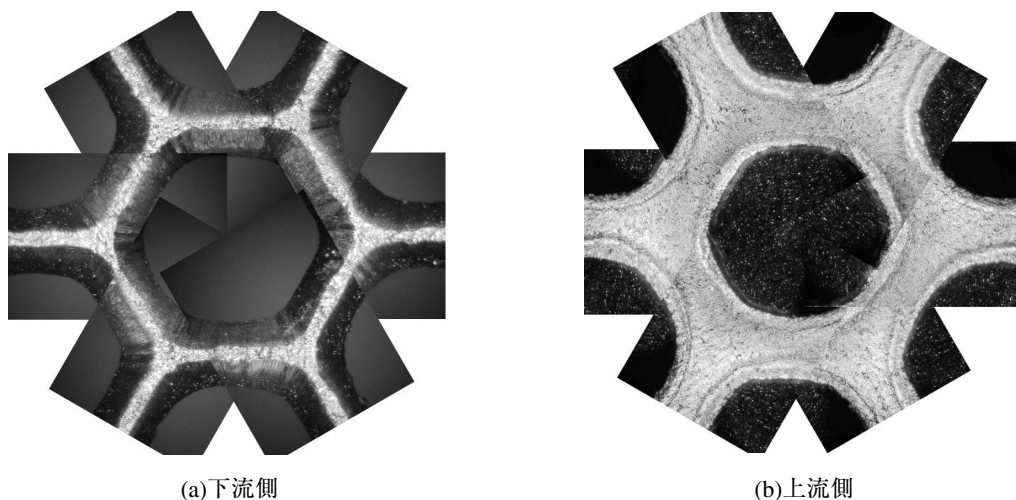


図 6 グリッド中心部のグリッド孔

3.2. 断面形状特性

まず図 3 における X 軸を 0-180 [deg] 断面とする．この断面を基準に，30 [deg] ずつずらした断面，30-210，60-240，90-270，120-300，150-330 [deg] の 6 断面の形状を測定した．その結果，0-180，60-240，120-300 [deg] の 3 方向断面，30-210，90-270，150-330 [deg] の 3 方向断面がそれぞれよく一致した断面となった．ここでは代表的に 0-180，30-210 [deg] の 2 断面図を図 7，図 8 にそれぞれ示す．

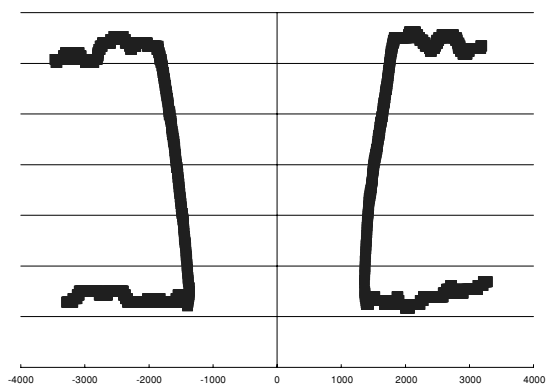


図 7 断面形状 0-180 [deg] (単位：μm)

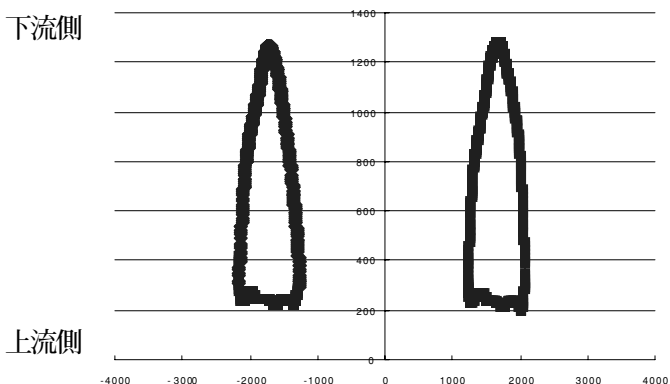


図 8 断面形状 30-210 [deg] (単位：μm)

3.3. 周方向角度に対する半径特性

耐久試験前グリッドにおける上流面を厚さ 0 %, 下流面を 100 % とする。このとき、耐久試験後ディセルグリッドの厚さ 10 %, 50 %, 90 % における周方向角度に対する半径特性を図 9 に示す。

厚さ 10 % ではほぼ初期状態の円形と変わらないが、90 % ではほぼ正六角形の形に変化していることが測定結果からもわかる。また 50 % では初期状態の円形に接するような正六角形の形に変化していることから、厚さ 0~50 % では損耗は少なく、50~100 % において急激に損耗していることが理解できる。

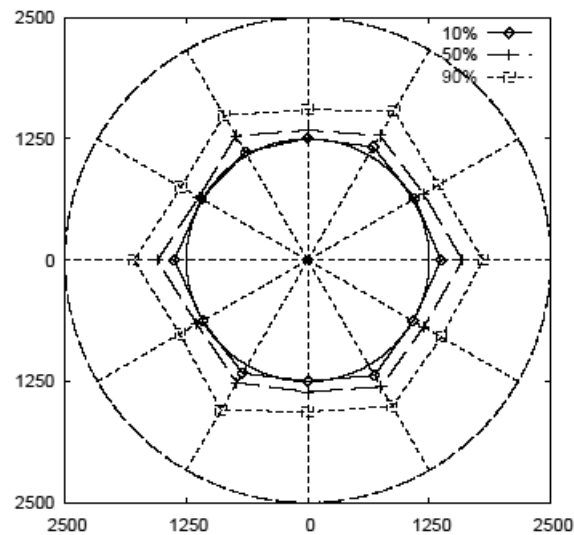


図 9 周方向角度に対する半径特性

4. まとめ

本研究では、マイクロ波放電式イオンエンジン $\mu 10$ プロトタイプモデル 2 万時間耐久試験後のイオン加速グリッドについて、損耗形状測定を行った。中心部のグリッド孔では対象性があり、六角形の形状に損耗していることから、それぞれ 0, 60, 120 [deg] 断面, 30, 90, 150 [deg] 断面でほぼ一致するような損耗形状になっていた。また、上流から下流に向かって損耗が広がっており、下流出口付近での損耗は最も大きいこともわかった。

今後は非対称性が見られるグリッド外周部のグリッド孔や、アクセルグリッド、スクリーングリッドでのグリッド孔の損耗状況について測定を行い、数値寿命予測との比較、検討に用いる予定である。

3. イオンエンジンの耐久性評価 – シミュレーション技術の現状 –

イオンスラスタグリッドシミュレーションに関するレビュー

趙 孟 佑*

A Review on Ion Thruster Grid Simulations

By

Mengu CHO*

Abstract: A Literature review has been carried out about computational simulation of ion thruster grid region. The computational region consists of upstream discharge plasma, ion beam going through the ion optics grid system and downstream neutralized plasma. Various plasma species exist such as beam ions, charge exchange ions, discharge chamber electrons, neutralizer electrons and others. Literature of the past 8 years has been studied intensively. Their methodologies, computational geometries, particle modeling, downstream modeling, Poisson solver and discharge plasma modeling have been compared. Based on the literature review, the strategy toward building the future grid simulation tool has been discussed with suggestions of future works.

Key words: Ion thruster, Grid erosion, Plasma simulation, Particle-in-Cell, Flux-Tube, Charge exchange

1. はじめに

イオンスラスタのグリッド領域については、最適推進性能をもたらすグリッド配置を決定するために、イオン粒子を追跡する beam optics シミュレーションが古くから行われてきている。近年のはやぶさや DS-1 の成功によりイオンスラスタの主推進化が実現したが、寿命決定要因としてグリッド部の耐久性能がクローズアップされるようになってきた。数万時間を超える動作を要求される中で、地上試験による耐久試験にかかる人的・時間的・設備的・金額的成本は莫大なものとなっており、設計パラメータを幅広く取った上で最適設計を実験的に見いだすということは不可能に近くなっている。

計算機の発展と共に、グリッド領域の数値計算をイオン粒子軌道計算だけでなく、グリッド部分の耐久性評価にも適用しようという動きが 90 年代より始まっている。計算機シミュレーションを使うことで、一つの設計パラメータの組み合わせについて、グリッドシステムの性能を実験に比べて遥かに短時間で知ることができる。そのため、実験では不可能であったパラメトリックな研究開発が可能になる。

イオンスラスタグリッド領域のシミュレーションは主に以下の 3 つの目的をもって行われている。

- (1) 最適性能をもたらすイオン軌道を作るためのイオン光学システムの設計支援
- (2) スラスタ寿命を決定するためのグリッド浸食過程の決定。グリッド浸食によるスラスタの機能損失モードとしては、グリッド部の構造的破壊やグリッド穴が拡がりすぎることによる中和電子の逆流などがあげられる
- (3) 放電室内プラズマやスラスタプルームのシミュレーションに対して下流または上流境界条件を与える

* Kyushu Institute of Technology

本稿では主に 1999 年以降の IEPC と 2000 年以降の AIAA ミーティングとジャーナルを中心とした文献調査を行い、各シミュレーション研究のレビューを行なうことを目的としている。Reference に本稿で対象とした文献一覧を示す。ここに示されたもの以外にも多くの文献が出されているが、同一の著者グループからの一連の論文については、最後のまとめとなる論文一件のみを示している。現在のところ、米国で積極的にこの分野で活動しているグループは JPL, バージニア工科大学, コロラド州立大学, GRC, ミシガン大学などである。欧州については, IEPC を中心として見る限り, 目立った発表が少ない。

本稿の第 2 章では各文献で採用している計算手法及び計算結果の検証手法に付いて述べ, 第 3 章では JAXA で計画されているイオン加速グリッド耐久認定用数値シミュレーションツール開発に向けて必要とされる諸課題について述べる。

2. 計算手法

2.1. 放電室モデリング

2.1.1. ビームイオン

主イオンビームのモデル化に関しては, 表 1 に示した 2 種類に大別される。ここで Time-dependent とは, 一個のイオンが放電室から下流プラズマに抜けていくまでの間に空間電荷による電場が変動するかどうかを意味する。Time-dependent に分類されるものに Particle-in-Cell(PIC)法がある。PIC 法は更にイオンと電子の両方を超粒子として計算する Full-PIC と, 電子はボルツマン分布で近似してイオンだけを超粒子として計算する Hybrid-PIC の 2 つに分けられる。Time-independent に分類されるものは Flux-tube (FT), Streamline PIC, Gun model と様々な呼び名はあるが, 基本的には同一のものである。Time-dependent も Time-independent もビームイオンの空間分布が定常となるまで解かれることには違いはない。

Table 1 : Modeling Methods of Main Beam Ions

Ref.	Authors	Affiliation	Time dependent?
1	Peng et al	U. Tennessee	Yes
2	Hayakawa	NAL	No
3	Muravlev et al	KRC	No
4	Okawa et al	TMIT	Yes
5	Tartz, et al	IOM	No
6	Nakano et al	U. Tokyo	No
7	Crofton et al	U. Michigan	Yes
8	Brophy et al	JPL	No
9	Wang et al	VPI	Yes
10	Nakayama et al	NDA	No
11	Farnell et al	CSU	No
12	Malone et al	GRC	No
13	Kafafy et al	VPI	No
14	W. Emhoff et al	U. Michigan	Yes

PIC 法は FT 法に対して, 計算コストが高い。この欠点は, Poisson 方程式を各タイムステップ (計算格子をイオンが横切る時間よりも短い) で解かなければならないためと, 計算領域の端から端まで超粒子で埋めないといけないので FT 法よりも多くの粒子軌道を一度に追跡しなければならないことによる。一方で, PIC 法は FT に比べて仮定が少

ないという利点を有している。PIC 法は、個々の粒子の運動に基づいて現象を追いかける第 1 原則により近い方法であるので、プログラミングが楽であり、またシース境界等もより正しく再現できる。また、反射などによって速度ゼロが現れたり、マクスウェル分布から外れたりした時でも柔軟に対応できる堅牢さをもっている。

グリッドシミュレーションで PIC 法を採用するか FT 法を採用するかは精度と計算時間のトレードオフであると言えるが、最大の関心は放電室内でスクリーングリッドの穴近傍のシース形状が正しく再現できるかどうかにある。PIC 法は放電室内の上流境界をスクリーングリッドから離せば離す程 self-consistent なプレシース境界を形成することができ、ビームイオンはシース境界で自動的にボーム速度をもつことができる。一方、FT 法は PIC 法よりも、もうひとつ仮定を積み重ねており、ボーム速度はどこかで持たせることになる。PIC 法をベースに書かれた計算プログラムを FT 法に改造することは比較的容易であるので、同じ計算プログラムを用いて PIC 法と FT 法で同一のシース境界を再現できるかどうかの比較計算を実施することが今後求められる。

2.1.2. 放電室電子

放電室内の電子については、PIC 法でも FT 法でもボルツマン分布を仮定して、以下の式で表したケースが殆どである。

$$n_e = n_0 \exp\left(\frac{\phi - \phi_0}{T_e}\right) \quad \phi < \phi_0 \quad (1)$$

ここで、 ϕ_0 はスクリーングリッドに対する放電室プラズマ電位であり、これは人為的に与えなければならない。更に式(1)を用いるということは、計算領域に関する限りは放電室内の電子は単一で様な温度を持っていることを意味している。

過去に文献 4 だけが電子も超粒子として取り扱う Full-PIC 法で計算している。文献 4 では電子をマクスウェル分布に高エネルギー電子を重畳した分布を仮定して計算を行なっている。Full-PIC を使うと Hybrid-PIC よりも計算が大変だと思われるが、実はそれほどでもない。特にグリッドシミュレーションの場合、定常状態だけが必要とされているので、電子の超粒子の質量をイオンの超粒子の質量と同じとしても、計算結果は変わらないはずである。それであれば、粒子の運動方程式を解く部分については、計算時間は 2 倍になるだけである。一方電子の密度分布に式 (1) を使わないことによって、Poisson 方程式が線形になるので、計算格子幅を矩形で一様にさえできれば高速フーリエ変換を用いることができ、Poisson 方程式を解くのにかかる時間が圧倒的に短くなる。更にプログラミングもより簡単になるという利点がある。故に、矩形計算格子において PIC 法を用いるのであれば、電子も超粒子で扱う Full-PIC 法も十分考慮に値する。

2.2. 計算格子と電界計算

表 2 に各文献で採用している計算格子システムを示す。計算機資源が豊かになると同時に計算も 2 次元から 3 次元に移りつつある。2 次元計算は円筒座標系を元にしており、軸 (z) 方向には一様幅の計算格子を使用しているものが多い。半径方向では、PIC 法の場合、軸付近の超粒子の数を保つために格子幅を大きくしたり、超粒子の重みを変えたりする工夫が必要になる。また、円筒座標系を使うと、軸付近での運動量またはエネルギー保存に誤差が生じやすいので注意が必要である (文献 10)。

3 次元計算はスラスタグリッドの穴と穴の間の壁部分が浸食されていく過程を調べるには必須である。また複数のグリッド穴からでたビーム同士の干渉を調べることもできる。図 1 に文献 9 で採用された計算格子を示す。スラスタグリッドが 4 方向について対称であることを利用し、4 分の 1 の領域だけを取りだしている。このようにスラスタグリッドがいくつもの穴で形成されるある対称性をもったパターンであることを利用して、一部だけを計算領域に取り込んだ例が多い。但し、最近では一個の穴全体を組み込んだシミュレーション (文献 13) も登場している。文献 13 の計算領域を図 2 に示す。

Table 2 : Computational Grid Systems

Ref.	Authors	Affiliation	Computational grid system
1	Peng et al	U. Tennessee	2D 1.14 mm \times 3.868 mm 12 \times 47 cells
2	Hayakawa	NAL	3D All of 1-hole, periodic BC
3	Muravlev et al	KRC	2D rectangular
4	Okawa et al	TMIT	2D 1.25 mm \times 5 mm 60 \times 250 cells, Constant Δz , variable Δr
5	Tartz, et al	IOM	2D?
6	Nakano et al	U. Tokyo	2D $\Delta = 0.5 \times \text{debye}$ and 3D
7	Crofton et al	U. Michigan	2D regular $\Delta = 20\sim 40\mu\text{m}$
8	Brophy et al	JPL	2D regular
9	Wang et al	VPI	3D rectangular $\Delta x = \text{debye} = 37\mu\text{m}$, 30 \times 30 \times 400
10	Nakayama et al	NDA	3D cylindrical 15 degrees of circular aperture r 29* θ 10* z 230
11	Farnell et al	CSU	3D rectangular uniform $\Delta x = \Delta y = \Delta z$ 30 \times 50 \times 300
12	Malone et al	GRC	3D Combined with commercial mesh generator for a finite-element solver
13	Kafafy et al	VPI	3D Combination of rectangular meshes for particle pushes and tetra hedra meshes for field solver
14	W. Emhoff et al	U. Michigan	2D uniform rectangular

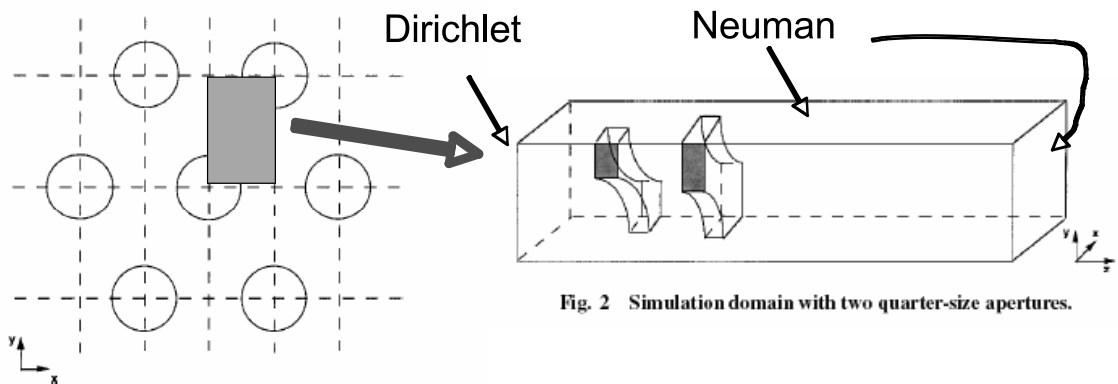
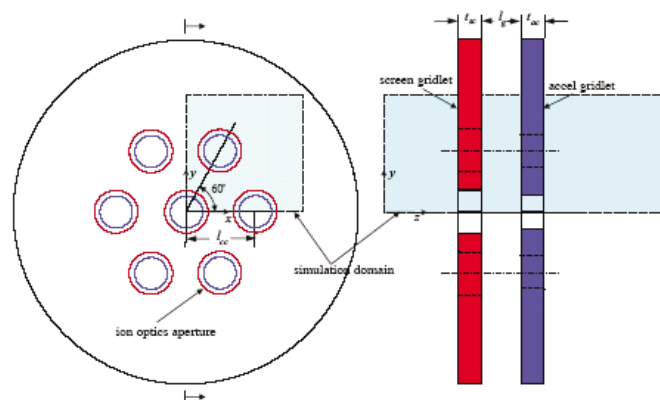


Fig. 1 Cross section of a simulation domain with multiple apertures.

From Wang et al, JPP 2003

Fig.1 Example of Three-dimensional Computational Domain (Ref.9)**Figure 5. Simulation domain of a whole subscale gridlet with seven apertures.****Fig.2 Example of Three-dimensional Computational Domain Containing a Full Grid Aperture (Ref.13)**

3次元の計算格子については、矩形格子を採用する場合と、穴の曲線をより正確に表現するために適合格子を採用する場合に分かれる。適合格子を用いた場合の問題点は、粒子軌道計算との相性である。粒子軌道を計算する際には、格子内にある粒子に働く力は、周囲の格子点の電界を内挿して求める。粒子がどの格子に囲まれているかを判定するのに、矩形格子であれば単純に事が済むが、適合格子の場合は非常に複雑である。矩形格子を用いるか適合格子を用いるかは、適合格子を用いた場合のプログラミングの複雑さと判定にかかる時間と、矩形格子を使うことによって生じる誤差のトレードオフで決まる。

表3に各文献がPoisson方程式をどのように解いているかをまとめる。矩形格子を用いる場合は、差分法によってPoisson方程式を解いているが、電子についてボルツマン分布を仮定する限りPoisson方程式は非線形であり、SORやADIといった繰り返し法が必要となる。適合格子を使用した場合には有限要素法が用いられている。これも基本的には繰り返し法である。

2.3. 電荷交換イオンと中性ガス粒子

表4に各文献が電荷交換イオンをどのように取り扱っているかをまとめたものを示す。電荷交換イオンを取り扱っていないものもあるが、これらは主にビーム軌道計算を目的としているか、ビームイオンの衝突によるグリッド浸食を取り扱っている。電荷交換イオンの生成については、Volumetric ProductionとPIC-MCC(Monte Carlo Collision)に大別される。前者は、各計算格子におけるビームイオン密度、中性気体密度、イオン速度、衝突断面積を用いた以下の式

$$\frac{dn_{cex}(x)}{dt} = n_b n_n v_i \sigma_{cex}(v_i) \quad (2)$$

を使って、各格子点での単位時間あたりの生成量を計算するものである。後者は、ビームイオンの軌道を追っていく過程でモンテカルロシミュレーション的要素を入れて乱数でビームイオンと中性ガスとの衝突の有無を判定して各格子点での電荷交換イオンの生成量を計算するものである。PIC-MCCは粒子の速度分布をある関数で表すのが難しい時に適しているが、グリッドシミュレーションのように衝突前の高速イオンの速度が非常に揃っているような場合にはVolumetric Productionでもそれほど問題はないと思われる。但しPIC-MCCを使うもう一つの利点として、弾性衝突によって曲げられたイオンがグリッド壁を直撃する効果を容易に計算することができるという点がある。

Table 3: Poisson Solvers

Ref.	Authors	Affiliation	Poisson solver
1	Peng et al	U. Tennessee	unknown
2	Hayakawa	NAL	Finite-element
3	Muravlev et al	KRC	SOR
4	Okawa et al	TMIT	Gauss elimination with sparse-matrix refinements
5	Tartz, et al	IOM	unknown
6	Nakano et al	U. Tokyo	Finite-element
7	Crofton et al	U. Michigan	ADI
8	Brophy et al	JPL	Unknown
9	Wang et al	VPI	DADI
10	Nakayama et al	NDA	SOR
11	Farnell et al	CSU	Gauss-Seidel+SOR
12	Malone et al	GRC	Finite-element
13	Kafafy et al	VPI	Finite-element
14	W. Emhoff et al	U. Michigan	unknown

Table 4: CEX Production and Neutral Particle Modeling

Ref.	Authors	Affiliation	CEX production	neutral particle modeling
1	Peng et al	U. Tennessee	PIC-MCC	Constant
2	Hayakawa	NAL	No	NA
3	Muravleve et al	KRC	Yes	BGK model (elastic collisions included)
4	Okawa et al	TMIT	No	NA
5	Tartz, et al	IOM	Volumetric production from j_b, n_n, σ_{cx}	free molecular flow
6	Nakano et al	U. Tokyo	Volumetric production from j_b, n_n, σ_{cx}	DSMC
7	Crofton et al	U. Michigan	PIC-MCC	DSMC
8	Brophy et al	JPL	Monte Carlo?	unknown
9	Wang et al	VPI	Volumetric production from j_b, n_n, σ_{cx} 500K Maxwellian	Free molecular flow
10	Nakayama et al	NDA	Volumetric production from j_b, n_n, σ_{cx}	Free molecular flow
11	Farnell et al	CSU	Volumetric production from j_b, n_n, σ_{cx}	Free molecular flow
12	Malone et al	GRC	Not yet	NA
13	Kafafy et al	VPI	No	NA
14	W. Emhoff et al	U. Michigan	PIC-MCC	DSMC

中性ガスについては、表4に各文献での取り扱いを示すが、自由分子流とDSMC (Direct Simulation Monte Carlo) に大別される。どちらを取るべきかは、考慮した計算領域の中でどれくらいの衝突が起きるかで決まるが、中性ガスの密度を 10^{18} m^{-3} 程度（文献9）、Xe-Xeの衝突断面積を 10^{-18} m^2 程度（文献7）とすれば、平均自由行程は1mであって、高々数mm程度のグリッド領域では中性粒子同士の衝突は殆ど無視できる。

2.4. 下流モデル

表5に各文献のスラスター下流のモデル方法を示す。電子密度について、殆どのが以下のボルツマン分布で表している。

$$n_e = n_\infty \exp\left(\frac{e(\phi - \phi_\infty)}{\kappa T_{e\infty}}\right) \quad (3)$$

ここで、はある基準点の電位であり、下流境界の値を用いるものが多い。下流境界条件については、電位をゼロとしてDirichlet型の境界条件を採用しているもの（文献1,2,6,13）や電界をゼロとしたNeumann型の境界条件を採用しているもの（文献9）がある。文献9と11は式(3)ではなく、下流域の電位が基準点電位を超えて式(3)のexpの中が正になっても対応できるように、以下のように電子密度を決定している。

$$\begin{aligned} n_e &= n_\infty \exp\left(\frac{e(\phi - \phi_\infty)}{\kappa T_{e\infty}}\right) & \phi < \phi_\infty \\ &= n_\infty \left[1 + \frac{e(\phi - \phi_\infty)}{\kappa T_{e\infty}}\right] & \phi > \phi_\infty \end{aligned} \quad (4)$$

式(3)をとるにせよ(4)を取るにせよ、温度 $T_{e\infty}$ と密度 n_∞ は何らかの形で与えられなければならない。電子温度については、中和器プラズマの電子温度を元に決めている例が多い。密度については、予めある値を仮定しておくか、下流境界のイオン密度の平均値を使うという例もある。

下流域のモデル化についての問題点の一つとして、どこまで下流境界をとるかという問題がある。文献6のようにKerslakeのモデルを採用すると明示しているのもあるが、それ以外はどれも確固たる理由があつて下流境界の位置は

決められていない。下流境界を近くに取りすぎると、電荷交換イオンの総発生量が小さくなるので、グリッド浸食を過小評価することになる。文献 11 のように、計算領域の外側で生成される電荷交換イオンも考慮して、その分を計算領域内で生成される電荷交換イオンの総数を補正するという方法もある。しかしながら、下流境界を近くに取りすぎた時のもう一つの問題点として、下流域の電界が実際よりも高くなってしまい、電荷交換イオンや逆流電子の軌道に影響を与えてしまうという点がある。

下流域のモデル化のもう一つの問題として、下流プラズマの電位の基準をどこにとるかという問題がある。式 (3) のボルツマン分布を使う限り、電位の基準点はその領域で最大電位をとる点を使わなければ、Poisson 方程式が発散してしまう。式 (4) のような改良は可能であるが、それも電位差が電子温度に比べて小さい範囲に収まっている時だけである。下流に行くほど電位は高くなっていくと思われるので、下流境界の電位を基準とすることで、計算が発散することはなくなるが、別の問題が発生する。図 3 にあるように、放電室プラズマ電位 ϕ_p 、スクリーングリッド電子 ϕ_{sc} 、アクセルグリッド電位 ϕ_{acc} は、本来、衛星構造体電位を基準として与えられるものである。一方下流境界電位 ϕ_{BC} はプラズマ電位であり、これが衛星構造体電位と等しくなる保証はない。むしろプルーム中心の電位は中和器電子をひき寄せるために、衛星構造体電位よりも正の電位をもっていると考えるのが妥当である。よって下流境界電位 ϕ_{BC} を単純にゼロとするのではなく、プルーム中の最大電位を持たせるのが望ましい。その時は無論下流境界の場所もプルーム電位が最大電位をもつところまで拡げる必要がある。

Table 5: Modeling Methods of Downstream Plasma

Ref.	Authors	Affiliation	Downstream modeling
1	Peng et al	U. Tennessee	$\phi = 0$ at the downstream boundary. $n_e = n_0 \exp(e\phi/kT_e)$, $n_0 = 10^{14} \text{ m}^{-3}$
2	Hayakawa	NAL	$n_e = n_0 \exp(e\phi/kT_e)$. n_0 = average ion density at the boundary $\phi = 0$ at the downstream boundary
3	Muravlev et al	KRC	yes?
4	Okawa et al	TMIT	no
5	Tartz, et al	IOM	Unknown
6	Nakano et al	U. Tokyo	$n_e = n_0 \exp(e\phi/kT_e)$. n_0 = average ion density at the boundary $\phi = 0$ at the downstream boundary
7	Crofton et al	U. Michigan	$n_e = n_0 \exp(e\phi/kT_e)$. n_0 = a given value inferred from CEX density ($2 \sim 6 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$)
8	Brophy et al	JPL	$n_e = n_0 \exp(e\phi/kT_e)$.
9	Wang et al	VPI	Yes. f can be + or - compared to the reference potential
10	Nakayama et al	NDA	No
11	Farnell et al	CSU	Yes. f can be + or - compared to the reference potential
12	Malone et al	GRC	unknown
13	Kafafy et al	VPI	$n_e = n_0 \exp(e\phi/kT_e)$. n_0 = average ion density in the down stream $\phi = 0$ at the downstream boundary
14	W. Emhoff et al	U. Michigan	yes

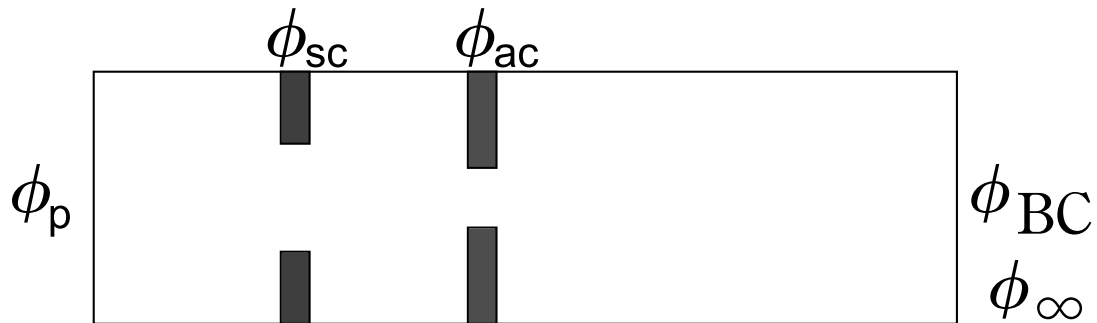


Fig.3 Potentials to be Defined in Ion Thruster Grid Simulations

2.5. 検証手法

表 6 に各文献が計算結果の検証のために用いたイオンスラスタと仮定したプラズマパラメータ等を示す．地上での実験データが多数残されている NSTAR と NEXT を対象としたものが多い．計算結果の検証方法としては，初期の頃はビームイオン分布（図 4），グリッド収集電流（図 5），グリッド質量減少率（図 6）といった巨視的なパラメータが多かった．NSTAR で詳細なグリッド損耗パターンが計測されて以来は，図 7 のように所謂 Pits & Grooves といわれるグリッド損耗のパターンを実際と比較することが行われている（文献 6，9）．また文献 9 ではグリッド損耗の深さ分布も定量的に比較する試みがなされている．

Table 6: Simulated Ion Thrusters

Ref.	Authors	Affiliation	Ion thruster	Grid	$\phi_p - \phi_{sc}$ (V)	T_e (eV)	n_o (m^{-3})	$T_{e\infty}$ (eV)
1	Peng et al	U. Tennessee	30cm	2	28	1.5	5×10^{18}	1.5
2	Hayakawa	NAL	Experimental argon	2	45	5	9×10^{16}	3
3	Muravlev et al	KRC	10cm Kaufmann type	2				
4	Okawa et al	TMIT	30cm Cusp ion thruster	2		4.5	3×10^{17}	
5	Tartz, et al	IOM	ISQ 40 RF	3				
6	Nakano et al	U. Tokyo	MUSES-C and NSTAR	2 and 3				
7	Crofton et al	U. Michigan	T5	3	40	5		3
8	Brophy et al	JPL	NSTAR	2				
9	Wang et al	VPI	NSTAR	2	26	5	2×10^{17}	1.5
10	Nakayama et al	NDA	Experimental thruster with 19 holes	2 and multiple grids				
11	Farnell et al	CSU	SUNSTAR (Scaled up NSTAR)	2				
12	Malone et al	GRC	NEXT	2				
13	Kafafy et al	VPI	NEXT	2	20	5	1×10^{17}	1.5
14	W. Emhoff et al	U. Michigan	NEXT	2	24			

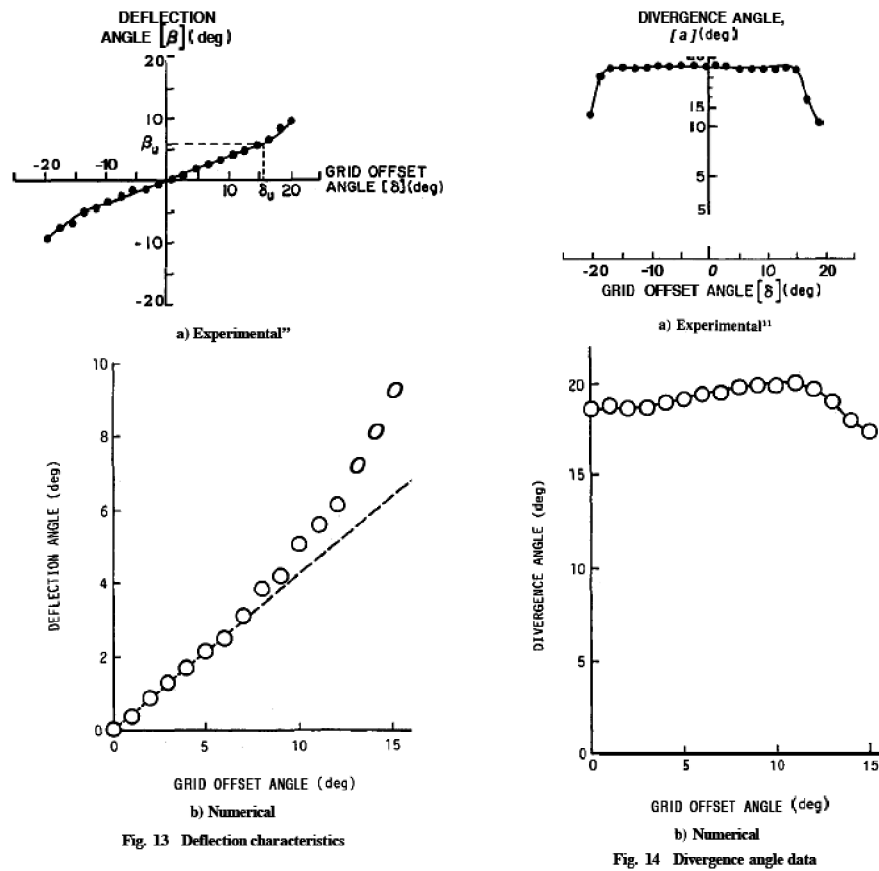


Fig. 13 Deflection characteristics

Fig. 14 Divergence angle data

Fig.4 Validation of the Simulation Results by Comparison with the Experimental Results Regarding the Beam Ion Profile (Ref.2)

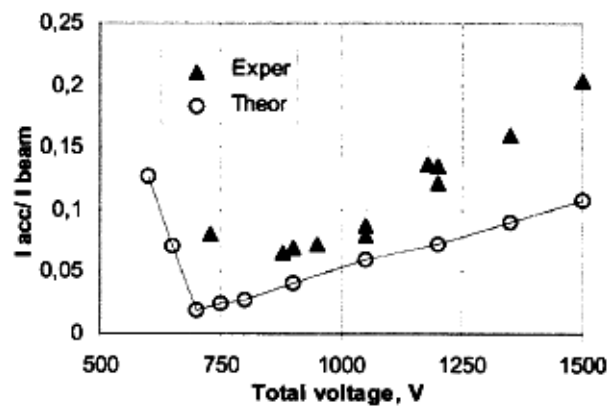


Fig. 6 Accelerator-to-beam current ratio versus total voltage

Fig.5 Validation of the Simulation Results by Comparison with the Experimental Results Regarding the Accelerator Grid Current (Ref.3)

Table 2: Ratio of accel grid current to beam current.

	Vacuum Chamber		Space Operation	
	Total	Isotropic CEX	Total	Isotropic CEX
Exp.	1.25 %	—	—	—
Calc.	0.994 %	0.53 %	0.324 %	—

Table 3: Accel grid mass loss.

	Vacuum Chamber		Space-Operation	
	Total	Downstream	Total	Downstream
Exp.	44.8 g	—	—	—
Calc.	54.1 g	24.9 g	24.5 g	5.33 g

Fig.6 Validation of the Simulation Results by Comparison with the Experimental Results Regarding the Grid Erosion Rate (Ref.6)

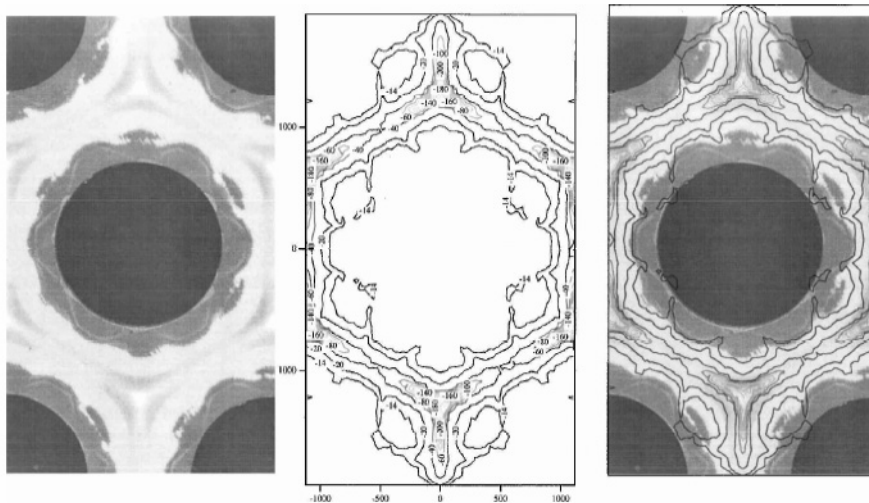


Fig. 10 Comparison of simulation results with experimental data. Grid-erosion pattern on accel grid downstream surface: left, photograph of erosion and deposition pattern after 8200 h of operation; middle, simulation results for the same operating conditions; and right, direct comparison of the erosion pattern.

Fig.7 Validation of the Simulation Results by Comparison with the Experimental Results Regarding the Grid Erosion Pattern (Ref.9)

3. まとめ

これまで過去 10 年近くに亘って内外で行われてきてイオンスラスタグリッドシミュレーションについて見てきたが、いずれも設計に計算結果を反映するには至っていない。イオン加速グリッド耐久認定用数値シミュレーションツールとして設計にも使えるツールを目指すのであれば、まずはツールによって予測される寿命の誤差が許容範囲に収まることを実証する必要がある。ツールの使用方法としては、耐久試験を実際に行なう前の設計パラメータの大まかな選択に使用するという方法と、1000 時間程度の短時間で耐久試験を終了してその後の結果を外挿して求めるために使うという方法の 2 種類が考えられるが、後者の場合に 1 万時間を超える誤差が含まれるのは論外であろう。前者の場合には大きくふられたパラメータに対して定性的に正しい挙動を示すことが第一であり、定量的正確さは耐久試験の代替ではないのでそこまで要求されないと思われる。

そこで求められるツールとしては、計算時間は少々かかっても得られた結果を信用するに足る定量的正確さを備えた高精度バージョンと、Try & Error を可能にする高速性を備えた高速バージョンが求められる。二つのバージョンが違った計算アルゴリズムを採用するのは仕方がないにしても、ユーザインターフェースや計算格子等は極力共通化することが望ましい。高精度バージョンについては、計算時間のターゲットをどこに設定するかは今後決められていくべきことであるが、100 ～ 200 時間程度が常識的には上限と思われる。即ち実験に対して 100 倍程度の加速が得られるのであれば、ツール使用は正当化されると思われる。高速バージョンについては、インタラクティブに計算を行なうのであれば数 10 分程度で一つのパラメータの組み合わせに対する結果が出てくることが望ましい。

今後定量的正確さを確保していく上で様々な課題がある。2.1.1 でも述べたが、Flux-Tube 法を用いて定量的な正確さが得られるかどうかについて、PIC 法との詳細な比較が望まれる。また、電子をボルツマン分布で近似するべきかどうかについても、Full-PIC 法との比較が望まれる。下流境界をどこまでとるべきかについても、下流境界の長さによるグリッド浸食パターンの違いを実験結果等と比較して、合理的な境界の長さを設定すべきである。グリッドが浸食されていくと、削れていったグリッドの凹凸面によって電界分布が初期状態から大きく違ってくる可能性がある。この影響を考慮しながら計算を行なう必要があるが、凹凸面をどのように計算格子によって表現するか、どれくらいの頻度でグリッド形状を更新するか等の点について検討する必要がある。電荷交換イオンや中性粒子については DSMC で計算している例があるが、その他の衝突（イオン同士やイオンと電子のクーロン衝突等）についてはミシガン大学で行われているだけである。それらについても検討の余地がある。最後に、如何に高度な計算コードを作ったとしても、計算中で使われる物性パラメータが最終的な精度を左右する。グリッドシミュレーションにおいては、グリッド壁材のスパッタ率が計算結果を左右する最重要パラメータであると言えるが、同パラメータについては今後高精度の実験データを蓄積していく必要があると思われる。

References

- [1] Xiaohang Peng, Dennis Keefer, Wilhelmus M. Ruyten, "Plasma Particle Simulation of Electrostatic Ion Thrusters", Journal of Propulsion, Vol.8, No.2, March-April, pp.361-366, 1992.
- [2] Yukio Hayakawa, "Three-Dimensional Numerical Model of Ion Optics System", Journal of Propulsion, Vol.8, No.1, pp.110-117, 1992.
- [3] V.A. Muravlev and A.A. Shagyda, "Numerical Modeling of Extraction Systems in Ion Thrusters", IEPC-99-162, 1999.
- [4] Y. Okawa and H. Takegahara, "Particle Simulation on Ion Beam Extraction Phenomena in an Ion Thruster", IEPC-99-146, 1999.
- [5] M. Tartz, E. Hatrmann, R. Deltschew, H. Neumann, "Validation of a Grid-Erosion Simulation by Short-time Erosion Measurement", IEPC-99-147, 1999.
- [6] M. Nakano and Y. Arakawa, "Ion Thruster Lifetime Estimation and Modeling using Computer Simulation", IEPC-99-145, 1999.
- [7] Iain D. Boyd and Mark W. Crofton, "Grid Erosion Analysis of the T5 ion Thruster," AIAA 2001-3781, 2001.
- [8] John R. Brophy, Ira Katz, James E. Polk, John R. Anderson, "Numerical Simulations of Ion Thruster Accelerator Grid Erosion", AIAA2002-4261, 2002.
- [9] Joseph Wang, James Polk, John Brophy and Ira Katz, "Three-Dimensional Particle Simulations of Ion-Optics Plasma Flow and Grid Erosion", Journal of Propulsion and Power, Vol.19, No.6, Nov-Dec., pp.1192-119, 2003.
- [10] Yoshinori Nakayama and Paul J. Wilbur, "Numerical Simulation of Ion Beam Optics for Multiple-Grid Systems", Journal of Propulsion and Power, Vol.19, No.4, July-August, pp.607-613, 2003.
- [11] C. C. Farnell, J. D. Williams and P. J. Wilbur, "Numerical Simulation of Ion Thruster Optics", NASA- CR-2003-212305, 2003.
- [12] Shane P. Malone and George C. Soulas, "Computational Ion Optics Design Evaluations", AIAA-2004-3786, 2004.
- [13] R. Kafafy and J. Wang, Whole Subscale Ion Optics Simulation, "Direct Ion Impingement and Electron Backstreaming",

AIAA-2005-4789, 2005,

- [14] Jerold W. Emhoff and Iain D. Boyd , “Modeling of Total Thruster Performance for NASA’s Evolutionary Xenon Thruster Ion Optics”, Journal of Propulsion and Power, Vol.22, No.4, July-August, pp.741-748, 2006.

イオンエンジンのグリッド損耗評価コードの改良

中 野 正 勝*

Improvements in the grid erosion evaluation code for ion engines

By

Masakatsu NAKANO*

Abstract: Improvements have been made to the 3-D ion beam simulation code to enhance the accuracy of the lifetime estimation of ion engine grid optics. The sputter erosion and coating due to the impacts of high-energy ions and neutrals produced by the elastic scattering and charge-exchange reactions were taken into account, and the change in grid surfaces was dynamically simulated. Comparative evaluation of this code with experiments was performed, yielding results that are in good agreement with the experiment data.

Key words: Simulation, Lifetime, Grid erosion, Ion engine

1. はじめに

イオンエンジンは、電力により生成したイオンを高速に噴射することで推進力を得る電気推進機で、高い比推力を特徴としている¹⁴⁾。イオンエンジンの構成要素の中で、イオン加速系は、印加した電圧差によりイオンを加速するもので、プラズマ生成部とともにイオンエンジンを構成する重要な要素である。この加速系の中で、最も電位の低い加速グリッドには、電荷交換衝突や弾性衝突で生成したイオンや中性粒子が衝突し、徐々に損耗が起こることが知られている。これは直流放電やマイクロ波放電などのプラズマ生成法を問わず起こる現象であり、イオンエンジンにおける寿命制限要因の一つである。

イオンエンジンの開発に際して、長時間試験のみによる耐久性評価は、長時間・高コストを必要とする。そのため、電極損耗機構のモデル化と計算機シミュレーションによる耐久性評価及び認定は、現実的かつ効率的なイオンエンジンの開発を行う上で必要不可欠のものである。

イオンエンジンの加速系を評価するコードは2次元軸対称のものから3次元のものまで多くが開発されている^{1,2,7,8,9,10,15)}。解析手法としては、加速系の電位分布を求め、その後にイオンの動きを追跡するもので、イオンを粒子として扱うか、イオンの流れをビームとして扱うかに大別されるものの、主流のイオンビームの流れを解析する手法としては確立した段階にある。一方で、グリッドの損耗評価まで行っているものは限られており、損耗原因としても電荷交換衝突に起因するイオンを中心としたものが大半で、高速中性粒子、弾性衝突、再付着など影響を含んだ解析はこれからである。また、グリッドの寿命評価についても、作動直後における損耗率からグリッドの形状変化を評価しているものが大半で、グリッドの形状変化を考慮した上での解析^{1,15)}は多くはない。

本研究では、従来から構築してきたコードを基とし、損耗をもたらす粒子として、電荷交換衝突によって生成したイオンと中性粒子、弾性衝突により散乱されたイオンと中性粒子を考慮し、これら粒子によりスパッタされたグリッ

* Tokyo Metropolitan College of Industrial Technology

ド材の再付着を含めることで、より忠実な物理モデルを構築するとともに、グリッド形状の変化を反映させて計算を行うことで、より精度が高く、イオンエンジンの開発に使用可能な耐久性能認定用シミュレーションコードを開発することを目標とする。

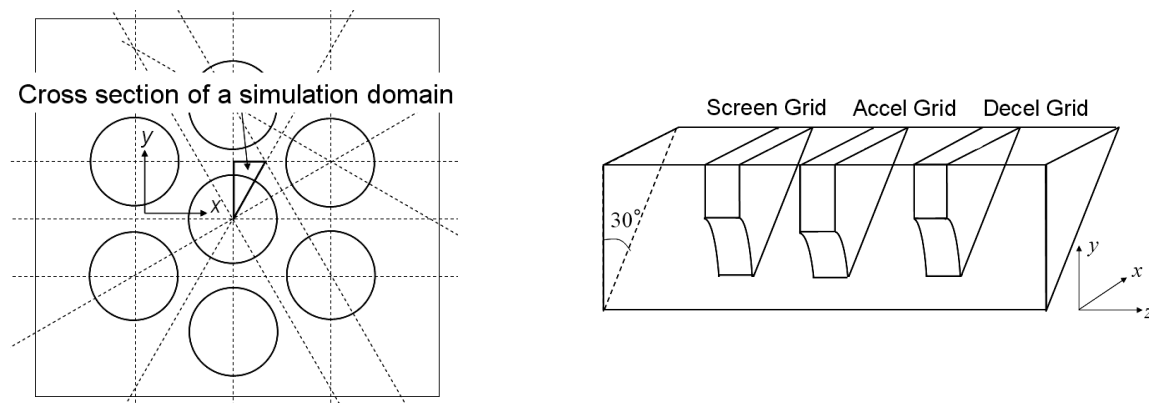


図1 解析領域（直角三角柱の領域）

2. 計算モデル

2.1. 計算の流れ

グリッド損耗は高速な粒子がグリッドに衝突して原子を叩き出すスパッタによって起こることが知られている。通常、放電室から流出するイオンは、指向性よく加速されておりグリッドに衝突することはない。しかしながら、放電室から漏れ出る中性粒子と加速途中のイオンが衝突することで、グリッドに衝突する粒子が生成される。これらの衝突のうち、衝突断面積等を考慮すると、電荷交換衝突と弾性衝突が支配的であり、電荷交換衝突の場合には衝突により生成した遅いイオンと速い中性粒子が、弾性衝突の場合には散乱されたイオンと衝突によりエネルギーを獲得した中性粒子がそれぞれグリッドに衝突してスパッタを起こす可能性がある。一方で、スパッタされたグリッドの表面原子は、加速系の外に排出されるか、グリッドに付着する。付着による堆積効果でグリッドは厚みを増すため、スパッタによるグリッドの損耗だけではなく、再付着によるグリッドの増大も考慮しなくてはならない。

計算の流れは以下の通りである。なお、損耗によりグリッド形状が変化するため、様々な形状に対応しやすい有限要素法を用いる。

- 1) ある時間のグリッド系に対応したメッシュを切る。中性粒子分布を求めておく。
- 2) 主流のイオンビームを走らせ電荷密度を求める。同時に電子の電荷密度も求める。
- 3) 電位分布をポアソン方程式から求める。
- 4) 2),3)を繰り返し、電位分布を収束させる。
- 5) 主流のイオンビーム、電荷交換衝突、弾性衝突で生成したイオンビームと中性粒子の軌道を追跡する。
- 6) グリッドに衝突する粒子の流束とエネルギーから損耗率を計算する。
- 7) スパッタされたグリッド原子の軌道を追跡し、グリッドへの堆積率を求める。
- 8) 損耗率ならびに堆積率から一定時間後のグリッド形状を求め1)に戻る。

2.2. 計算領域

イオンエンジンは多数のグリッド孔が配置されており、隣接するグリッド孔間でプラズマ密度やイオンシースに違いがなければ、対称性を利用することにより、最小で30度の直角三角柱の領域（図1参照）を解析すればよい。一方、Wang らによれば、プラズマ密度が薄くイオンビームが極度に収束するグリッド周辺部を扱うには、グリッド周辺部の孔とプラズマシースの非対称性を考慮するべく複数のグリッド孔を含む解析領域が必要になる¹⁰⁾。したがって、任意の解析形状を扱えるよう有限要素法を用いたコードの構築が有利となる。本コードでは有限要素法を用いており、メ

ッシュは入力データとして与えるので解析領域は任意に与えることが可能であるが、計算コストを抑えるべく 30 度の直角三角柱領域で与えた。

電位計算における境界条件として、上流境界はプラズマ電位、グリッド表面はそれぞれのグリッド電位、それ以外は電位勾配が 0 となる基本境界条件を与えた。なお、スクリーングリッドから上流境界までの長さは、ビーム放出面の形成に影響を与えない長さを取れば十分であり、一方、下流境界は電荷交換イオンが上流に引き戻される場所、すなわち軸方向の電位勾配が 0 となる電位の丘まで取れば損耗量評価には十分である。そこで、上流境界までの距離を有効加速長 l_e の数倍程度とし、下流境界までの長さは、加速グリッド下流において電位勾配が 0 になる場所を与える Kaufman モデル⁵⁾より求めた長さ l_n

$$l_n = ((1+3R^{0.5}-4R^{1.5}) / (J_s / J_{scl}))^{0.5} l_e$$

に余裕分を与えて決定する。ここで、 J_s / J_{scl} は空間電荷制限電流密度に対するビーム電流密度の比を表し、また、 ϕ_s , ϕ_a をスクリーングリッド電圧、加速グリッド電圧として $R = \phi_s / (\phi_s - \phi_a)$ である。ただし、これらの計算領域長が十分であるかは 2 次元軸対称コード¹⁵⁾で検証を加え、事前に決定する。なお、要素の大きさについては、放電室及び下流の中和プラズマ部分でデバイ長以下となるように与える。

2.3. 電位計算

電位分布は、イオンと電子の電荷密度をそれぞれ ρ_i , ρ_e で与えると、ポアソン方程式

$$\nabla^2 \phi = -(\rho_i - \rho_e) / \epsilon$$

から決定される。ここで、放電室及び下流の中和領域における電子密度については、電子温度 T_e のボルツマンの関係式で与えられるものとして、それぞれのプラズマ電位 ϕ_0 からの電位差を用いて以下で与える。

$$\rho_e = \rho_{e0} \exp((\phi - \phi_0) / k_B / T_e)$$

イオンの密度は主流のイオンビームの軌道を解くことにより求める。主流イオンビームの軌道は運動方程式

$$M \nabla v = -q \nabla \phi$$

を解くことにより決定される。ここで、 M はイオンの質量、 q はイオンの電荷である。各イオンビームが通過する要素において、イオンの電荷密度 ρ_i は、イオンビームの滞在時間を Δt とし、要素の体積を V とすると

$$\rho_i = \sum J_k \Delta t_k / V$$

から求めることができる。

2.4. 中性粒子密度

中性粒子の密度から求められる粒子間の衝突断面積は十分小さいため ($K_n > 1$)、中性粒子間の衝突は無視し、自由分子流であるとして求める。中性粒子は上流境界より熱速度で流入させるものとし、イオンビームの流量と推進剤利用効率から求めた中性粒子の流束を満たすように密度を決定する。なお、イオンのうちスクリーングリッド上流面に衝突するものは中性粒子と変るので、スクリーングリッド上流面も中性粒子の発生源となる。なお、グリッド表面に達した中性粒子はグリッドの温度を与え、拡散反射されるものとした。

2.5. 電荷交換衝突及び弾性衝突

電荷交換衝突及び弾性衝突によって生じる電流 J_{cex} と J_{els} は以下のように求める。各要素における中性粒子の密度を n_n 、平均速度を v_n とし、 k 番目のイオンビームの速度を v_{ik} 、滞在時間を Δt_k とすると、衝突断面積をそれぞれ σ_{cex} , σ_{els} と表記すれば、要素を通過するイオンビームについて和を取ることで

$$J_{cex} = \sum J_k |v_{ik} - v_n| n_n \sigma_{cex} \Delta t_k$$

$$J_{els} = \sum J_k |v_{ik} - v_n| n_n \sigma_{els} \Delta t_k$$

となる。ここで、衝突により生成した電荷交換イオンビームは、その要素における中性粒子の平均速度を初速として走らせ、衝突によって電荷を失って中性粒子に変わった粒子は、衝突前のイオンの初速を持たせて走らせる。一方、弾性衝突における衝突後の速度はランダムに決定する。具体的には、衝突前のイオンビームと中性粒子の速度を v_i , v_n とすると、衝突後の両者の速度 \hat{v}_i , 中性粒子の速度 \hat{v}_n は、乱数 R_1, R_2 ($0 \leq R_1, R_2 \leq 1$) を用いて

$$\begin{aligned}
\dot{v}_{ix} &= (v_{ix} + v_{nx}) / 2 + (v_{ix} - v_{nx}) (1 - (1 - 2R_1)^2)^{0.5} \cos(2\pi R_2) \\
\dot{v}_{iy} &= (v_{iy} + v_{ny}) / 2 + (v_{iy} - v_{ny}) (1 - (1 - 2R_1)^2)^{0.5} \sin(2\pi R_2) \\
\dot{v}_{iz} &= (v_{iz} + v_{nz}) / 2 + (v_{iz} - v_{nz}) (1 - 2R_1) \\
\dot{v}_{nx} &= (v_{ix} + v_{nx}) / 2 - (v_{ix} - v_{nx}) (1 - (1 - 2R_1)^2)^{0.5} \cos(2\pi R_2) \\
\dot{v}_{ny} &= (v_{iy} + v_{ny}) / 2 - (v_{iy} - v_{ny}) (1 - (1 - 2R_1)^2)^{0.5} \sin(2\pi R_2) \\
\dot{v}_{nz} &= (v_{iz} + v_{nz}) / 2 - (v_{iz} - v_{nz}) (1 - 2R_1)
\end{aligned}$$

から計算される．これらのイオンビームと中性粒子は，計算領域の外に達するか，あるいは，グリッドに衝突するまで追跡される．

2.6. スパッタ，再付着，グリッド形状更新

グリッドの損耗を引き起こすのは加速されたイオンと高速中性粒子である．グリッドに入射するイオンビームの電流を J とすれば，単位時間当たりのスパッタ量 \dot{m}_i は，スパッタ率を Y ，グリッドへの入射エネルギーを E ，入射角度を θ とすれば，

$$\dot{m}_i = J / e \times Y(E, \theta)$$

から与えられる．また，高速中性粒子の流束を Γ_n とすると単位時間当たりのスパッタ量は同様に

$$\dot{m}_n = \Gamma_n \times Y(E, \theta)$$

となる．スパッタ率については，文献値^{11,12,13)}より与えるものとする．なお，これらのデータ^{11,13)}は，イオンの入射角が $0 \sim 60$ 度の範囲で取得されているため， 60 度以上の入射角についてはデータを外挿して与えている．また，イオンの入射エネルギーがモリブデンでは 500 eV 以下，カーボン・カーボン複合材（以下，C/C）では 200 eV 以下が取得されていないため，例えば Mo では Yamamura の半経験式¹²⁾より算出した値を用いて 500 eV 以下を算出している．一方，C/C では 200 eV 以下のスパッタ率はエネルギーに比例するものとして与えた．

グリッドへ入射するイオンならびに中性粒子によるスパッタ量が計算できれば，グリッドから放出されるグリッド材原子の流束を求めることが可能となる．グリッド上の特定の領域から放出されるグリッド材原子の流束を Γ_g とし，その領域に飛び込むイオンと中性粒子によるスパッタ量を \dot{m}_i ， \dot{m}_n とすれば，

$$\Gamma_g = \dot{m}_i + \dot{m}_n$$

であるので，これらをグリッド材の表面から各方向に重み付けして放出し，軌道を追跡する．放出方向の重み付けには，スパッタ原子の放出方向成分まで含む微分スパッタ率が必要であるが，現状ではデータが不足しており，今後の充実が待たれる．

放出されたグリッド原子で再びグリッドに到達したものに再付着率 ϕ_s を掛けることで付着量が求まる．この際，到達量の $(1 - \phi_s)$ は再び放出されることとなるのでこれも同様に追跡する．スパッタされたグリッド材の数割は加速部外に排出されるので，この計算を数回繰り返せば付着量はほぼ一定値に落ち着く．再付着率のデータは数少ないが，Marker ら⁵⁾によれば Carbon の場合は 0.78 であることが報告されている．

以上により，グリッド表面における損耗率，再付着率が求まったので，損耗率から再付着率を引いた正味の損耗率に適当な時間幅をかけることでグリッド表面の質量変化から体積変化，すなわち形状変化が計算できる．

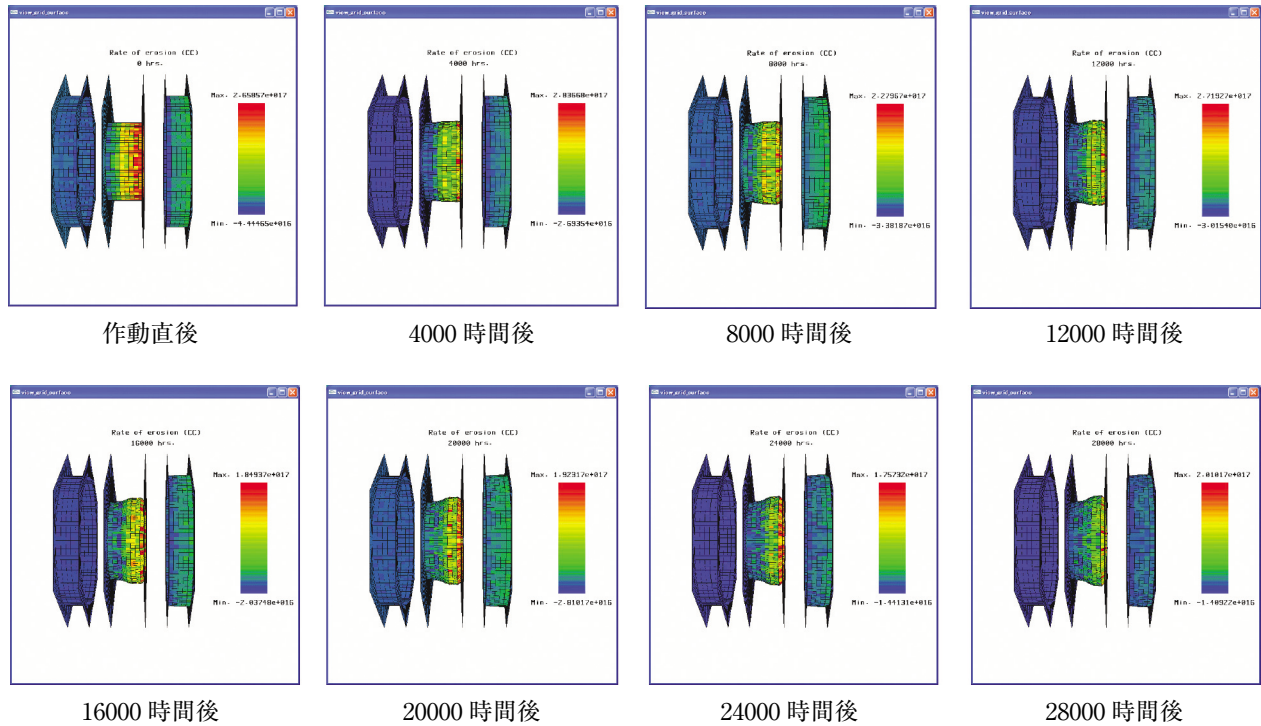


図 2 グリッドの形状変化と損耗強度

3. 計算例

C/C グリッドを用いた加速系についてグリッド形状変化を計算した。なお、コードの試験用の計算のため、 $\mu 10$ グリッド^{3,4)}と寸法や作動条件が必ずしも同一ではないことを断っておく。スクリーングリッド、加速グリッド、減速グリッドの孔の直径は 3.0 mm, 1.8 mm, 3.0 mm, 各グリッドの幅を 0.5 mm, 0.8 mm, 0.5 mm, 間隔を 0.5 mm, 0.5 mm とし、スクリーングリッドの開口比を 0.67 として、接点数 10543, 要素数 8940 のメッシュを用いた。メッシュ間隔は放電室及び中和領域でデバイ長以下になるようにした。

作動条件として $NP/H = 0.9 \times 10^{-9} \text{ A/V}^{1.5}$ (ここでは $I_e = (I_g^2 + D_s^2/4)^{1/2}$ を用いた) とし、推進剤利用効率を 80 % とした。スクリーングリッド電圧は 1200V, 加速グリッド電圧は -300 V, 放電室のプラズマ電位は 30 V スクリーングリッド電圧よりも高いものとした。放電室および下流の中和領域の電子温度は 6 eV とし、中性粒子、イオン、グリッドの各温度は 373 K とした。放電室に入射するイオンと中性粒子の速度は熱速度で与え、 NP/H と推進剤利用効率から単位面積当たりのイオン及び中性粒子の流束を求め上流のプラズマ密度ならびに中性粒子密度を決定した。また、下流のプラズマ密度は、単位面積当たりのイオンの流束を無限遠のイオンの速度 $(2q\phi_s/M)^{0.5}$ で割り求めている。

電荷交換衝突断面積は $\sigma_{ce} = (17.35 - 2.34 \times \log(v))^2 \times 10^{-20} \text{ m}^2$ を与え、弾性散乱は Hard Sphere モデルを用いた。上流境界より入射させる主流のイオンビームの本数は一様な間隔で 56651 本 (1 要素あたり 276 本が通過) を与え、スパッタ計算のために各要素から流出させる電荷交換イオンと高速中性粒子、弾性衝突イオンと衝突を受けた中性粒子の数は要素 1 個あたりそれぞれ 256 ペア (合計 1024 個) とした。これら粒子の要素における出発位置はランダムに決定し、乱数の生成にはメルセンヌツイスタを用いた。また、再付着の計算に用いる損耗粒子については、グリッド表面から法線方向に見る空間を 64 個の等立体角に分割し、それぞれの立体角方向に放出した。C/C のスパッタ率は文献¹¹⁾より与え、再付着率は文献⁶⁾より 0.78 とした。

グリッド形状の更新にあたり、時間刻みは $\Delta t = 2000 \text{ hrs}$ とし、C/C の比重を 1.7 としてグリッドの形状変化を求めた。グリッド形状の更新の時間刻みについては短いのが望ましいが、計算時間が増加するため効率的な寿命評価の観点からはむやみに小さくすることは出来ない。本解析では、事前に、 $\Delta t = 1000 \text{ hrs}$, $\Delta t = 2000 \text{ hrs}$, $\Delta t = 4000 \text{ hrs}$ の場合に

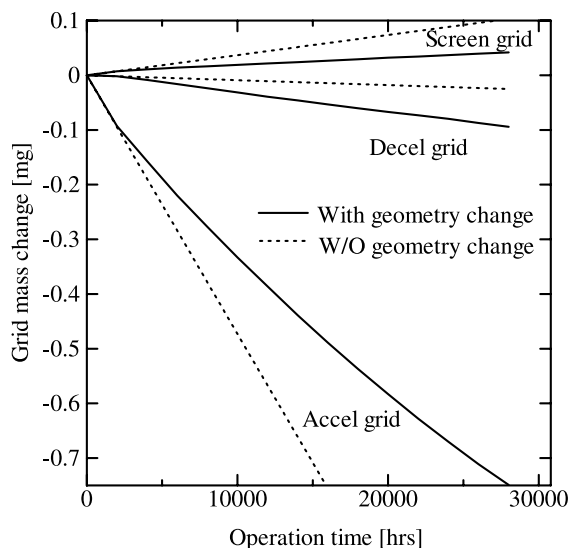


図3 グリッド1孔の質量変化の計算値

の質量変化も実験データのエラーバーの範囲に収まる傾向を示した。

比較のために、作動直後のグリッド損耗率を用いてグリッドの質量変化を求めたものを点線で示す。スクリーングリッド質量、加速グリッド質量については、質量変化を約50%過大に評価している一方で、減速グリッドの質量変化は1/4程度と過小に評価した。すなわち、正確な寿命評価のためにはグリッド形状の変化を考慮した解析が必要であることが示された。また、計算によって得られた加速グリッド電流は作動直後が $0.81 \mu\text{A}$ であり、28000時間後には $0.66 \mu\text{A}$ であった。加速グリッド電流が時間の経過とともに減少するのは、図2に示されるように加速グリッドの孔径が大きくなったからである。船木らの実験では加速グリッド電流値は $0.5 \pm 0.05 \text{ mA}$ と報告されているが、本計算結果に孔数の約800個をかけると $0.65 \sim 0.53 \text{ mA}$ となり、シミュレーションにおける寸法の違いを考慮してもよい一致と言える。

4. 今後の課題

上述の計算例に示したように、計算により求められた加速グリッド形状、質量変化、加速グリッド電流値を実験値と比較することで、コードの妥当性の検証が可能である。ただし、実験値はグリッド全体で計測されているデータのため、単純な比較はできないことに注意する必要がある。

加えて、本コードが実験結果を実用上十分な時間内に再現できるよう、コードのチューニングアップの作業が必要である。具体的には、ポアソン方程式を高速に解くためのソルバの採用、コードの並列化などがある。また、メッシュサイズや境界の長さ、最低限必要な粒子数、グリッド形状更新の時間幅など、試行錯誤によって決定するパラメータもある。これらコードのチューニングアップ作業とともに、衝突確率、スパッタ率、再付着率などの物性値の整備、ならびにプラズマ密度、中性粒子密度（温度）などの入力値の精度向上も課題となる。

5. まとめ

イオンエンジンの寿命の決定要因の一つであるグリッド損耗を解析するためのコードを改良した。このコードは、スパッタリングとグリッド材の再付着によるグリッド形状の変化を扱うことが可能である。実験との比較の結果、加速グリッド電流、グリッド質量変化などについて妥当な結果を示すことが示された。また、グリッド形状の変化を考慮した評価が必要であることも示された。今後は、実験値との比較による計算結果の妥当性の検証と共にコードの高速化が必要となる。

ついてアクセル質量の減少量を求めた結果から、 $\Delta t = 1000 \text{ hrs}$ を基準にして $\Delta t = 2000 \text{ hrs}$ では約3%、 $\Delta t = 4000 \text{ hrs}$ では約10%の誤差（いずれも寿命を過小に評価する）があることから、計算時間も考慮して $\Delta t = 2000 \text{ hrs}$ を選んだ。各時間ステップにおける計算時間はパーソナルコンピュータ（AMD Athlon64 FX-62）を用いて20時間である。

図2に計算結果の一例を示す。28000時間後まで、4000時間ごとのグリッド形状と損耗強度分布である。損耗率が最も高いのは加速グリッド下流内壁である。一方、再付着率が高いのはスクリーングリッドである。

図3に各グリッドの質量変化を実線で示す。スクリーングリッドの質量はわずかに増加し、減速グリッド、加速グリッドの順で質量の減少が大きくなる。これらの結果のうち、スクリーングリッドの質量増加と加速グリッドの質量減少の結果は、船木らの実験データ（文献3のFig.7）とも定性的により一致を示しており、一方、減速グリッド

参 考 文 献

- [1] Emhoff, J., W. and Boyd, I. D., "NEXT Ion Optics Modeling of Total Thruster Performance," 41st AIAA/ASME/SAE/ASEE joint Propulsion Conference & Exhibit, Tucson, Arizona, July 2005.
- [2] Farnell, C. C., Williams, J. D., and Wilbur, P. J., "NEXT Ion Optics Simulation Via ffx," AIAA 2003-4869, 39th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, Huntsville, AL, July 2003.
- [3] Funaki, I., Kuninaka, H., Toki, K., Shimizu, Y., Nishiyama K. and Horiuchi, Y., "Verification Tests of Carbon-Carbon Composite Grids for Microwave Discharge Ion Thruster," Journal of Propulsion and Power, Vol.18. No.1, pp.169-175.
- [4] Funaki, I., Kuninaka H. and Toki, K., "Plasma Characterization of a 10-cm Diameter Microwave Discharge Ion Thruster," Journal of Propulsion and Power, Vol. 20, No. 4, pp.718-727.
- [5] Kaufman, R., "One-Dimensional Analysis of Ion Rockets," NASA TN D-261, 1960.
- [6] Marker, C. L., Clemons, L. A., Banks, B. A., Miller, S., Snyder, A., Hung, C., Karniotis C. A. and Waters, D. L., "Transport of Sputtered Carbon During Ground-Based Life Testing of Ion Thrusters," NASA/TM-2005-213798, June 2005.
- [7] Nakayama, Y. and Wilbur, P. J., "Numerical Simulation of Ion Beam Optics for Many-grid Systems," AIAA Journal of Propulsion and Power, Vol. 19, No. 4, 2001, pp. 607.613.
- [8] Okawa, Y. and Takegahara, H., "Particle Simulation on Ion Beam Extraction Phenomena in an Ion Thruster," 26th International Electric Propulsion Conference, IEPC 99-162, Oct. 1999.
- [9] Wang, J., Polk, J., Brophy J. and Katz, I., "Three-Dimensional Particle Simulations of Ion-Optics Plasma Flow and Grid Erosion," Journal of Propulsion and Power, Vol. 19, No. 6, pp.1192-1199.
- [10] Wang, J., Caoy, Y., Kafafyy, R., Martinezz, R. and Williams, J., "Ion Impingement Limits of Sub-Scale Ion Optics: Comparison of Simulation and Experiment," AIAA 2006-4999, 42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 9-12 July 2006, Sacramento, California.
- [11] Williams, J. D., Johnson M. L. and Williams, D. D., "Differential Sputtering Behavior of Pyrolytic Graphite and Carbon-Carbon Composite Under Xenon Bombardment," AIAA 2004-3788, 40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 11-14 July 2004, Fort Lauderdale, Florida.
- [12] Yamamura, Y. and Tahara, H., "Energy Dependence of Ion-Induced Sputtering Yields from Monatomic Solids at Normal Incidence," Atomic Data and Nuclear Tables, Vol.62, No.2, 1996, pp.149-253.
- [13] Zoerb, K. A., Williams, J. D., Williams D. D. and Yalin, A. P., "Differential Sputtering Yields of Refractory Metals by Xenon, Krypton, and Argon Ion Bombardment at Normal and Oblique Incidences," IEPC-2005-293, 29th International Electric Propulsion Conference, Princeton University, October 31-November 4, 2005.
- [14] 栗木恭一, 荒川義博編, "電気推進ロケット入門," 東京大学出版会, 2003.
- [15] 中野正勝, 荒川義博, "イオンエンジンのグリッド耐久性能計算", 日本航空宇宙学会論文集 第48巻 555号, 2000年4月, pp.111-117.

イオンエンジングリッド損耗に関する 3 次元解析

宮坂 武志*, 安里 勝雄*, 岡田 宏太*, 柴田 悠基*

Three-Dimensional Simulation of Grid Erosion for an Ion Thruster

By

Takeshi MIYASAKA*, Katuo ASATO*, Kouta OKADA*, and Yuuki SHIBATA*

Abstract: Lifetime of ion engines is limited by erosion of acceleration channel due to charge-exchange ions. The charge-exchange process is influenced by neutral density distribution. For the purpose of investigating effects of neutral conditions, three-dimensional particle simulations were performed. The results show that neutral boundary conditions affect ion flux distributions on the acceleration grid surface.

Key words: Electric Propulsion, Ion Thruster, Simulation, Grid Erosion

1. はじめに

これまでにイオンエンジンの性能評価を目的としたイオンビーム解析が盛んに進められてきた [1-6]。最近ではイオンエンジンの耐久性評価のためのコード開発の必要性が指摘されている [7]。イオンエンジン耐久性評価において最も重要なのはグリッド損耗評価であり、特にアクセルグリッド損耗が激しく、エンジンの耐久性を決める主要因になっていることがこれまでの研究から明らかになっている [7]。アクセルグリッド損耗を生じさせるグリッド衝突イオンのほとんどは電荷交換イオンであり、損耗評価のためにはイオンビーム軌道解析だけでなく、放電室から漏れ出てくる中性粒子の密度分布計算や電荷交換過程を含めた解析が必要になってくる。また、より詳細な損耗評価のためには多孔グリッドの効果やグリッド形状の変化を捉えなければならず、3次元の複雑形状に対応した格子の生成が重要になる。

本研究では、3次元粒子シミュレーションコードの開発を行い、中性粒子分布に着目した解析を行った。本コードでは、まず中性粒子分布を DSMC 法により求め、得られた中性粒子分布に対して PIC 法によるイオン運動および中性粒子-イオン間の電荷交換解析を行うことによってアクセルグリッドに衝突する電荷交換イオン分布を評価している。電荷交換イオンは中性粒子との衝突により生じるため中性粒子密度分布が重要になってくるが、中性粒子密度分布は流入条件だけでなく壁との反射条件に依存する。本研究では、電気推進機に関する DSMC 法を用いた解析において通常用いられる拡散反射条件を適用した場合に加えて鏡面反射条件を用いた場合についても同様な解析を行うことにより、中性粒子解析が損耗評価に与える影響について調べた。本報告では、開発したコードの有効性確認、中性粒子条件の影響評価を目的とし、まずグリッド形状を固定して行った解析結果について報告する。

2. 数値解析法

多孔状のグリッドでは、近接するグリッドからの影響を考慮する必要から図 1、図 2 に示すような計算領域に対し

* Gifu University

て3次元解析を行っている．本解析はグリッド損耗評価を主な目的としているため電荷交換イオンを扱う必要があるが，その際イオンビーム解析だけでなく中性粒子運動の取り扱いが必要になってくる．そこで，まず DSMC(Direct Simulation Monte Carlo)法による中性粒子解析を行い，得られた中性粒子密度分布を用いて PIC 法によるイオンビーム計算 [8] 及びイオン-中性粒子間の電荷交換反応計算を行った．電位は Poisson 式を有限要素法により毎ステップ解くことにより求められた．

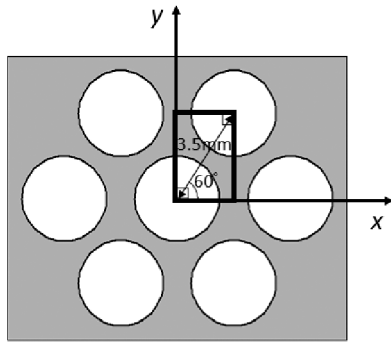


図1 計算領域 (x-y 断面)

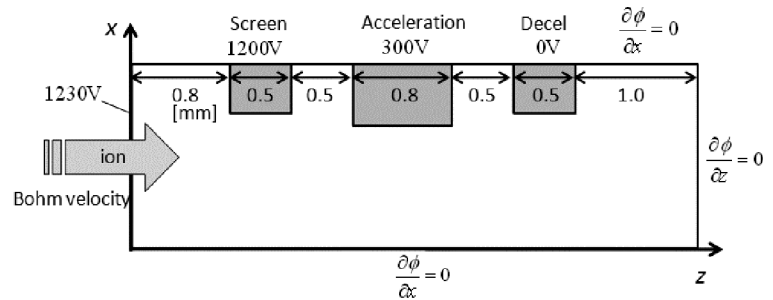


図2 計算領域と解析条件 (x-y 断面)

以下に本解析によって用いられた解析法を詳述する．解析のフローチャートは図3に与える．本解析はコード評価のための暫定的な解析手法を用いており今後の改良予定についても同時に示してある．

2.1. 計算領域

2.1.1. 3次元形状

本解析で扱うイオンエンジンは，キセノンを推進剤とする MUSES-C 用の3枚グリッドイオンエンジンを想定している．図1に示すような多孔グリッドを扱うには3次元形状の計算領域を用いる必要があることから，計算時間短縮のため境界条件として対称条件を適用できる太実線で囲まれた計算領域を採用している．対称面で囲まれる最も小さい領域は対角線で区切られた半分の領域であるが，後述するような計算格子の理由から，本報告では図1に示す長方領域を扱っている．図2に， $y = 0$ における $z-x$ 断面を示す．スクリーングリッド，アクセルグリッド，ディセルグリッドは図2に示すように配置されている．

2.1.2. 計算格子

通常，計算格子はグリッドの形状に合わせた適合格子が用いられることが多いが，グリッド損耗を考慮する場合，グリッド形状は非常に複雑になることが予想され適合格子の精度により解析結果が影響を受けることが懸念される．加えて本研究ではより汎用性の高いコードの開発を目的としていることから，計算格子として直交格子を用いている．本報告では開発された解析コード評価を主目的としているため，格子数は20727と抑えている．

2.2. 中性粒子解析

中性粒子運動解析は DSMC 法を用いて行われた．ここで，本解析での計算条件下ではクヌーセン数は殆どの領域で $Kn \geq 100$ と大きいため衝突は考慮していない．中性粒子は推進材利用効率に合わせて上流から一様に流入させている．また，実験環境下での解析を行うため，得られた中性粒子密度分布に残留中性粒子密度を足し合わせている．本解析では，残留中性粒子密度として， $n_{n0} = 1.0 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ を用いている．

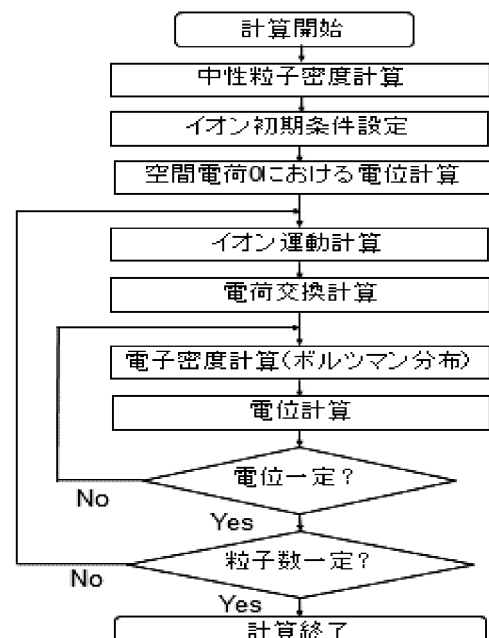


図3 フローチャート

境界条件として下流境界には無反射条件を与え対称面では鏡面反射条件を適用している。本解析では中性粒子解析条件がグリッド損耗に与える影響の評価を主目的としているため、グリッド面での条件としてグリッド温度に対応した「拡散反射条件」に加え、「鏡面反射条件」を与えた場合の2通りの解析を行った。

2.3. イオン解析

2.3.1. PIC 法による解析

イオン運動は PIC 法を用いて解析されている。イオンサンプル粒子を上流からボーム速度で流入させ、運動方程式に従って運動させている。下流境界では無反射条件を与え、グリッド面ではイオンが失われるものとし、対称面では鏡面反射条件を適用している。

電位 ϕ は Poisson 式 (1) を有限要素法によって解くことにより求めている：

$$\nabla^2 \phi = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e). \quad (1)$$

要素は2次六面体要素を採用し、各グリッド上および流入面では電位を固定し、その他の境界では自然境界条件を適用している。(1)式において、イオン密度 n_i はイオン運動計算結果から、電子密度 n_e は上流のシース領域および中和領域においてボルツマン分布を仮定して求められている。

2.3.2. 電荷交換イオン解析

中性粒子とイオンとの電荷交換による電荷交換計算は PIC 法で計算されるテストイオン粒子に対して行われる。本解析で用いた電荷交換衝突断面積は $\sigma_{\text{cex}} [\text{m}^2]$ は (2) 式で与えられる。

$$\sqrt{\sigma_{\text{cex}}} = a - b \ln v_i \quad (2)$$

ここで、 v_i はイオン速度を表し、 a, b として $a = 1.65 \times 10^{-19}$, $b = 9.4 \times 10^{-11}$ を採用している [6]。

本解析条件下では、イオンと中性粒子との電荷交換によって生成される電荷交換イオンが占める割合は低く電荷交換イオンが電位分布へ与える影響は弱い。そのため、まずイオンビーム解析のみを行いイオンビーム収束まで計算を行い、次に収束結果からイオン密度分布を求め電荷交換衝突および電荷交換イオンの運動計算を行う、という2段階計算の方が計算時間に関しては効率的である。しかし、電荷交換反応に必要なとされる計算時間が短く、また定常に落ち着いてから行うグリッド衝突イオン粒子サンプル収集に要する計算時間はポテンシャルが落ち着いていることもあり全体解析時間に比べ長い時間を必要としない、プログラム構造が簡潔にできる、等の理由から本解析ではイオンビーム解析中で電荷交換反応を扱っている。この部分については、計算を分離しない場合にも衝突過程をどう取り扱うかも含め、計算時間等の観点から検討を行っていく予定である。

2.4. 解析条件

解析条件として、参照した解析 [1] と同様に、規格化パービアンズ $2.1 \times 10^{-9} \text{A/V}^{2/3}$ 、進剤利用効率 0.8 を与えた。各グリッドおよび流入境界における電位は図 2 に示すように設定されている。

3. 結果

グリッド表面で2通りの境界条件を与えた場合の $y=0$ の断面 ($z-x$ 面) における中性粒子密度分布結果を図 4 に示す。どちらの場合もスクリーングリッドより上流の流入部領域における中性粒子密度は $n_n = 9.0 \times 10^{18} \sim 1.0 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ と同様な値を持つが、密度が低下していくスクリーングリッドからアクセルグリッドに至る領域で明らかに異なる様子が観察される。アクセルグリッドへ衝突する電荷交換イオンが多く発生すると予想されるこの領域では、拡散反射条件を適用した場合にはほぼ一様に密度が低下するのに対して、鏡面反射条件を用いた場合では y 方向にも明らかな分布が存在し拡散反射の場合に比べて高い値を示している。このように本解析では、他の電気推進機における中性粒子解析と異なり境界条件の違いによる中性粒子密度分布への影響がはっきりと確認できる。これはクヌーセン数が大きく衝突を考慮していないことによるものと考えられる。

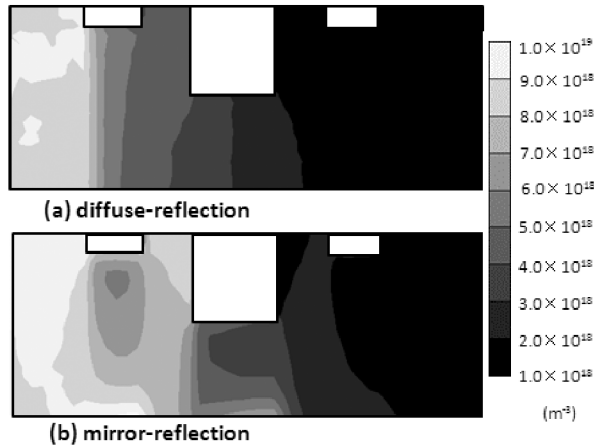


図4 中性粒子密度分布

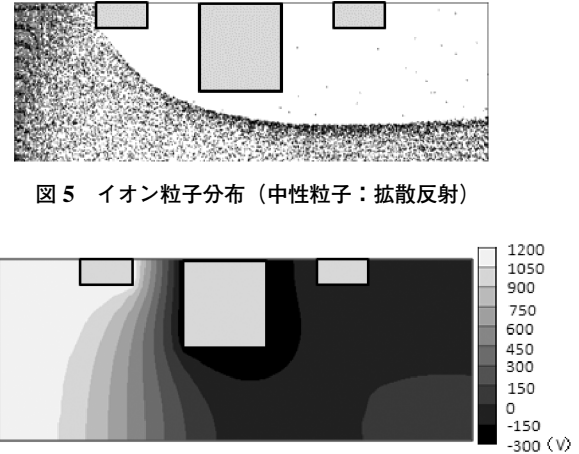


図5 イオン粒子分布（中性粒子：拡散反射）

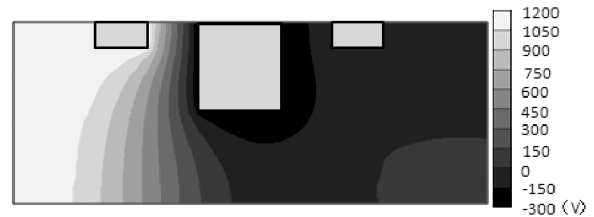


図6 電位分布（中性粒子：拡散反射）

次に、これら2つの中性粒子密度分布結果を用いてイオン解析を行った結果について検討する。図5にイオン粒子分布を、図6には電位分布を示す。本解析条件下ではイオンビーム中の電荷交換イオンの割合が低く、イオンビーム解析結果は中性粒子分布結果にほとんど依存しない。そこで、図5および図6には拡散反射条件を適用した場合のみを示している。図5からはイオンビーム本体がアクセルグリッドには直接接していないことや僅かにビーム本体から離れた電荷交換イオンの存在が確認できる。

次に、アクセルグリッドへ衝突する電荷交換イオンの評価を図7に示すようなアクセルグリッド内壁に衝突するイオンについて行った。その結果を図8～図10に示す。図8にはイオン流束の軸方向(z 方向)分布を、図9には θ 方向分布を与えている。図8、図9はそれぞれ θ 方向および軸方向に平均化され、拡散反射条件の場合の最大値で無次元化されている。図8、図9ともに、イオン流束分布形状は中性粒子の異なるグリッド反射条件に対して大きな違いがみられないが、鏡面反射の場合の方が常に高い値を示していることが分かる。実際に解析結果から2通りの中性粒子条件下におけるアクセル電流割合を計算した結果、拡散条件の場合で3.6%、鏡面反射条件の場合では5.3%となり、

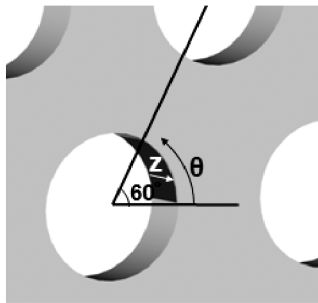


図7 アクセルグリッド

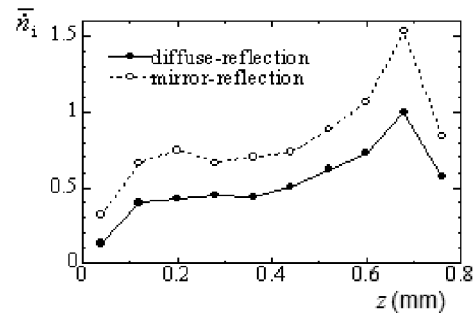


図8 アクセルグリッド衝突イオン軸方向分布

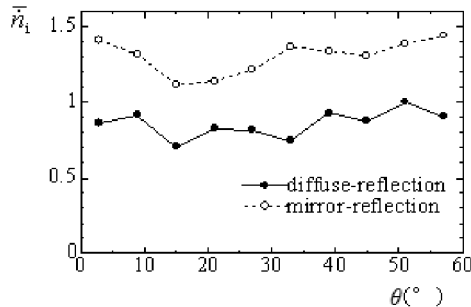


図9 アクセルグリッド衝突イオン周方向分布

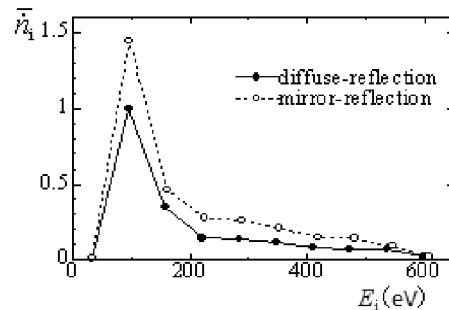


図10 アクセルグリッド衝突イオンエネルギー分布

鏡面反射の場合に高い値を示した。これは図4の中性粒子密度分布の違いから生じている。図10はアクセルグリッドへ衝突するイオンのエネルギー分布を示したものであるが、どちらの条件の場合も100 eV付近の低エネルギー粒子の割合が多く、エネルギーが高くなるにつれ減っていく。この結果は定量的な損耗評価のためには低いエネルギー領域でのエロージョンレートが重要となることを示している。

4. まとめ

本解析では、グリッド損耗解析における中性粒子の境界条件の重要性を調べる目的で、2通りのグリッド面反射条件を適用して求められた中性粒子密度分布を用いてイオンビーム解析を行い、アクセルグリッド衝突する電荷交換イオンの評価を行った。その結果、反射条件の違いにより衝突イオン流束分布、アクセル電流割合が定量的に異なることが示された。一般に固体表面温度が低い場合には中性粒子反射条件として拡散反射条件が適しておりイオンビーム解析において用いられるのは拡散反射がほとんどで、拡散反射と鏡面反射の2者択一という観点からは拡散反射を用いることが妥当であると考えられる。ただし、本解析で明らかなように無衝突とみなせる条件下では中性粒子分布は境界条件に強く依存されることから、損耗解析において中性粒子流入条件が大きく影響してくるものと予想され、一様流入条件の妥当性についても検討が必要になってくると考えられる。イオンビーム解析では、ビーム放出面等の上流境界条件、等が注目されるが、グリッド損耗の定量評価では、スパッタ率、再付着率等に加えて中性粒子の境界条件の与え方についても検討する必要がある。

本報告では、直交格子を用いた3次元グリッド損耗解析ツールの立ち上げ、ワークステーションを用いた中性粒子密度に着目した解析を行ったため、ビーム解析における上流シースを十分な精度で捉えるだけの格子解像度は得られていない。今後は、計算配列の最適化、並列化等により格子解像度を高めるとともに本来の目的である、グリッド損耗によるグリッド形状変化を考慮した解析を進めていく予定である。

参 考 文 献

- [1] 白石卓也, 國中均, 佐鳥新, 栗木恭一, “イオンエンジンにおけるグリッド浸食のシミュレーション”, 平成6年度宇宙輸送シンポジウム, pp.177-180, 1995.
- [2] 中野正勝, “イオンエンジンのグリッド耐久性能試験”, 日本航空宇宙学会論文集, Vol.48, pp.111-117, 2000.
- [3] Nakayama, N. and Wilbur, P. J., "Numerical Simulation of High Specific Impulse Ion Thruster Optics," IEPC-01-099, 1999.
- [4] Wang, J., Cao, Y., Kafafy, R., Martinez, R., and Williams, J., "Ion Impingement Limits of Sub-Scale Ion Optics: Comparison of Simulation and Experiment," AIAA paper 2006-4999, 2006.
- [5] 大川 恭志, 竹ヶ原 春貴, “PIC法によるイオンビーム抽出現象の解明”, 宇宙輸送シンポジウム, 平成10年度, pp. 47-150, 1999.
- [6] Tartz, M., Hartmann, E., Deltschew, R., and Neumann, H., "Validation of a Grid-Erosion Simulation by Short-Time Erosion Measurements," IEPC-990-147, pp.813-818, 1999.
- [7] 荒川 義博編, 國中 均, 中山 宣典, 西山和孝著, “イオンエンジンによる動力航行”, コロナ社, 2006.
- [8] Birdsall, C. K. and Langdon, A. B., "Plasma Physics via Computer Simulation," MacGraw-Hill, 1985.

イオンエンジン加速グリッドにおけるスパッタリング解析に向けて

百 武 徹*, 西 田 迪 雄**, 剣 持 貴 弘***, 村 本 哲 也****

Toward Sputtering Analysis for Ion Engine Accelerator Grid

By

Toru HYAKUTAKE *, Michio NISHIDA **,

Takahiro KENMOTSU *** and Tetsuya MURAMOTO ****

Abstract: The erosion of accelerator grids of an ion engine due to the sputtering of charge-exchange ions is the primary failure mechanism to shorten the life of ion engines. In this report, the semi-empirical formulae for such sputtering are introduced and some problems for the application of these formulae to the analysis of the accelerator grid erosion are discussed. In future, grid erosion rates will be analyzed by using the ACAT and MD simulation.

Key words: Ion Engine, Grid Erosion, Sputtering Yield

1. はじめに

イオンエンジンを搭載したはやぶさ小惑星探査機による深宇宙動力航行の成功は、宇宙ミッションにおける本格的なイオンエンジン利用の可能性を示した。これまで、イオンエンジンのグリッド耐久認定には、実時間で数万時間級の寿命試験が行われてきたが、耐久性の向上や要求寿命の進展に伴い、このような旧態依然とした開発方式では、時期を得た宇宙機の実現が困難となってきた。そのような中、数値解析によるグリッド寿命評価方法として、現在、イオンエンジンのグリッド耐久認定用数値解析ツール（JIEDI ツール）の研究開発が進められている。

JIEDI ツールの信頼性の向上のためには、入力情報としての正確な物性値が必要不可欠である。イオンエンジンの加速グリッドでは、電荷交換反応によって生じた CEX イオンによるスパッタリング現象が起これ、グリッド損耗をもたらす。このグリッド損耗を評価する際に必要なスパッタリング率は、JIEDI ツールの中でも特に重要な物性値となる。しかしながら、現在のところ、低エネルギーで照射する CEX イオンのスパッタリング率に関するデータは不足しているため、JIEDI ツールの要求を満たす正確なスパッタリング率を与えることは難しい。

著者らはこれまで、イオンエンジンのブルーム解析に関する研究を行ってきた [7] が、本研究では、これらのプログラムコードをイオンエンジン加速グリッドのビーム解析に適用するとともに、その解析に必要な低エネルギーイオンにおけるスパッタリング率をシミュレーションによって評価することを目的とする。本報告では、このスパッタリング解析に向けて、まず始めに、スパッタリングに関する半経験式の紹介、および、イオンエンジン加速グリッド損耗にこれらの式を適用する際の問題点について説明を行う。

* Okayama University

** Sojo University

*** Kibi International University

**** Okayama University of Science

2. スパッタリング率に関する半経験式

2.1 垂直入射におけるスパッタリング率

スパッタリングとは、固体表面に数十 eV 以上の運動エネルギーを持ったイオンが照射すると、固体中においては引き出し衝突の連鎖（衝突カスケード）が起き、結果として標的原子が固体表面から真空中に放出される現象である。このイオン照射による固体のスパッタリング率に関しては、実験データおよびシミュレーションから得たデータをもとに、任意の入射イオンと任意の固体との組み合わせに対して成立する次のような半経験式が提案されている [14]。

$$Y(0) = 0.042 \left(\frac{Q\alpha}{U_s} \right) \left\{ \frac{S_n}{1 + \Gamma k_e \varepsilon^{0.3}} \right\} \left\{ 1 - \left(\frac{E_{th}}{E} \right)^{1/2} \right\}^s \quad (1)$$

ここで、 Q, s は標的原子に依存するフィッティングパラメータである。また、 U_s は標的原子の表面結合エネルギーで、通常、昇華エネルギーが用いられる。 E は入射イオンのエネルギー、 E_{th} はしきい値のエネルギーであり、この値以下になるとスパッタリングは起こらない。その他のパラメータは以下のように定義される。

$$\begin{aligned} \alpha &= 0.249 \left(\frac{M_2}{M_1} \right)^{0.56} + 0.0035 \left(\frac{M_2}{M_1} \right)^{1.5} \quad \text{for } M_1 \leq M_2 \\ \alpha &= 0.088 \left(\frac{M_2}{M_1} \right)^{-0.15} + 0.165 \left(\frac{M_2}{M_1} \right) \quad \text{for } M_1 \geq M_2 \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、 M_1, M_2 はそれぞれ入射イオンと標的原子の質量である。また、核的阻止能 S_n は

$$S_n = 84.78 \frac{Z_1 Z_2}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} \frac{M_1}{M_1 + M_2} s_n \quad (3)$$

となる。ここで、 Z_1, Z_2 はそれぞれ入射イオンと標的原子の原子番号である。また、換算核的阻止能 s_n は以下のようになる。

$$s_n = \frac{3.441 \varepsilon^{1/2} \ln(\varepsilon + 2.718)}{1 + 6.35 \varepsilon^{1/2} + \varepsilon (6.882 \varepsilon^{1/2} - 1.708)} \quad (4)$$

ここで、換算エネルギー ε は

$$\varepsilon = \frac{M_2}{M_1 + M_2} \frac{0.03255}{Z_1 Z_2 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})} E \quad (5)$$

である。次に Γ は

$$\Gamma = \frac{W}{1 + (M_1/7)^3} \quad (6)$$

で与えられる。ここで、 W は標的原子に依存する別のフィッティングパラメータである。 k_e は Lindhard の電子的阻止能であり、

$$k_e = 0.079 \frac{(M_1 + M_2)^{3/2}}{M_1^{3/2} M_2^{1/2}} \frac{Z_1^{3/2} Z_2^{1/2}}{(Z_1^{3/2} + Z_2^{2/3})^{3/4}} \quad (7)$$

となる。最後に、しきい値のエネルギー E_{th} に関して、山村らは次のように定義している。

$$\begin{aligned} E_{th} &= \frac{[1 + 5.7(M_1/M_2)] U_s}{\gamma} \quad \text{for } M_1 \leq M_2 \\ E_{th} &= \frac{6.7 U_s}{\gamma} \quad \text{for } M_1 \geq M_2 \end{aligned} \quad (8)$$

ここで、 γ は弾性散乱におけるエネルギー移行因子で、

$$\gamma = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} \quad (9)$$

である。図 1 は、上記の半経験式と実験値との比較を示したものである。入射イオン Xe に対して、それぞれ、Mo と C を標的原子とした場合である。標的原子が Mo の場合、半経験式は比較的实验値とよく一致している。一方、標的原子が C の場合、特に Xe の入射エネルギーが低い領域において、山村らの半経験式は、実験値から大きく外れていることが分かる。従って、はやぶさ搭載イオンエンジン加速グリッドにはカーボン/カーボン複合材が採用されていることから、山村らによる半経験式をそのまま適用すると加速グリッドのスパッタリング率を過小評価してしまう可能性がある。

2.2 スパッタリングの角度依存性

前節では垂直入射に対するスパッタリング率を示してきたが、実際には、イオンの入射方向が垂直方向からずれるに従って、スパッタリング率は変化する。つまり、入射角が大きくなるとカスケードがより表面で発達するのでスパッタリング率は増加するが、入射角がさらに大きくなると表面にある隣接する原子の遮蔽効果により衝突径数が制限され表面層を通過しにくくなり、最後にはすべての入射イオンはほとんどエネルギーを固体に付与することなく反射され、スパッタリング率は急激に減少する。そこで、実験データを解析することにより山村らは次のスパッタリング角度依存性に関する半経験式を提案している [13]。

$$\frac{Y(\theta)}{Y(0)} = t^f \exp[-\Sigma(t-1)], \quad t = 1/\cos\theta \quad (10)$$

ここで、 θ は表面に垂直な面からの入射角である。この半経験式は二つの未知パラメータ f と Σ は実験データを通して決められる。実際には、中・重イオンと軽イオンとではスパッタリング機構が非常に異なっているため、それぞれ分けて考えなければならない。イオンエンジンの加速グリッドは、入射イオンは Xe に限定されるので、ここでは、中・重イオンにおけるスパッタリング率の角度依存性について説明する。まず、 f に対する実験式として次のような式が示されている。

$$f = f_s \left(1 + 2.5 \frac{1-\zeta}{\zeta} \right) \quad (11)$$

ここで、 f_s はシグムンドの f -因子である[11]。また、

$$\zeta = 1 - \left(\frac{E_{th}}{E} \right)^{1/2} \quad (12)$$

である。次に、散乱断面積に比例する量である Σ に関しては、

$$\Sigma = f \cos\theta_{opt} \quad \text{for} \quad \theta_{opt} = 90^\circ - 286.0\psi^{0.45} \quad (13)$$

と示される。ここで、 θ_{opt} は中・重イオンにおけるスパッタリング率の最大値を与える角度を意味する。また、表面の臨界角に対応する量 ψ は次のように与えられる。

$$\psi = \left(\frac{U_R(0)}{E} \right)^{1/2} \quad (14)$$

ここで、 $U_R(0)$ はアモルファス表面での平均ポテンシャルである。図 2 は、それぞれ、Mo と C を標的原子とした場合のスパッタリング率と Xe イオンの入射角度の関係を表している。入射角が大きくなるにつれてスパッタリング率は増加し、最大値 θ_{opt} を経た後、急速にスパッタリング率は減少している。特に標的原子が C の場合、入射エネルギーの

低いしきい値付近では、角度によってスパッタリング率は急激に増加しており、現実的でない値を示すようになる。また、式 (10) は、しきい値以上においてのみ有効であるため、しきい値以下の入射エネルギーをもったイオンが斜めに入射した場合のスパッタリング率は考慮されていない。実際には、図 1 に見られるように、しきい値以下においてもある程度スパッタリングが起きていることから、低入射エネルギーの領域において、スパッタリング率の角度依存性に関する新たなデータベースを構築する必要がある。

3. おわりに

山村らによる半経験式 (1), および式 (10) は、本来、高エネルギーをもった入射イオンによるスパッタリング現象を対象に導出された式である。つまり、本研究の背景となっている低エネルギーの CEX イオンによるスパッタリングにこれらの式を直接適用することは難しい。特に標的原子が C の場合、低い入射エネルギーにおいて既存の実験値との大きな相違が見られた。スパッタリングの角度依存性に関しても、今回、実験値との比較は行っていないが、低い入射エネルギーにおいて、半経験式が実際の現象を再現できているかは疑問である。従って、今後は、二体衝突近似法を基にしたモンテカルロコード ACAT [8], 並びに MD シミュレーション [9] を用いたスパッタリング解析を行い、実験値との比較を通して、イオンエンジン加速グリッド損耗を対象とした新しいスパッタリングモデルの構築を行う予定である。

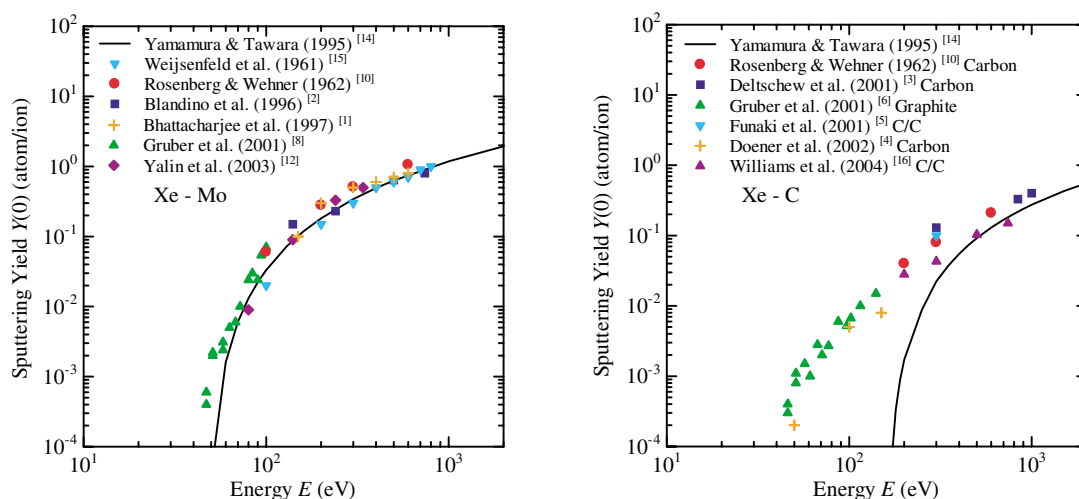


図 1 垂直入射におけるスパッタリング率（実験値との比較）

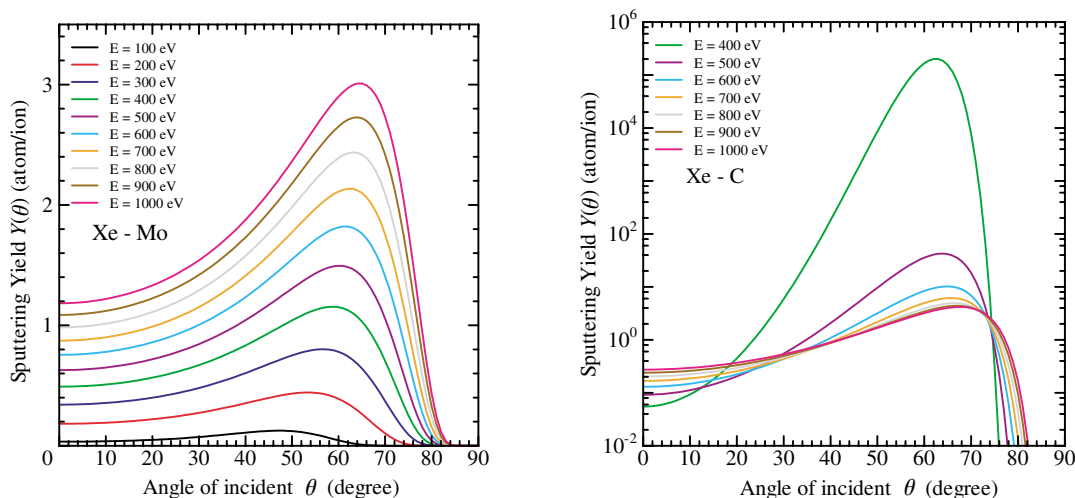


図 2 スパッタリングの角度依存性

参 考 文 献

- [1] Bhattacharjee, S., Zhang, J., Shutthanandan, V., Ray, P. K., Shivaparan, N. R. and Smith, R. J., “Application of secondary neutral mass spectrometry in low-energy sputtering yield measurements”, Nucl. Instr. Meth. Phys. B, Vol. 129, 123-129, 1997.
- [2] Blandino, J. J., Goodwin, D. G. and Garner, C. E., “Evaluation of Diamond Grids for Ion Thruster Optics: Low Energy Sputter Yield Measurements”, AIAA- 96-3203, 1996.
- [3] Deltschew, R., Tartz, M., Plicht, V., Hartmann, E., Neumann, H., Leiter, H. J. and Esch, J., “Sputter Characteristics of Carbon-Carbon Compound Material”, IEPC-01-118, 2001.
- [4] Doerner, R. P., Whyte, D. G., Goebel, D. M., “Sputtering yield measurements during low energy xenon plasma bombardment”, J. Appl. Phys., Vol. 93, No. 9, 5816-5823.
- [5] Funaki, I., Nishiyama, K., Kuninaka, H., Toki, K., Shimizu, Y. and Toki, H., “20mN-class Microwave Discharge Ion Thruster”, IEPC-01-103, 2001.
- [6] Gruber, J. R., “Low-Energy Sputter Erosion of Various Materials in a T5 Ion Thruster”, IEPC-01-307, 2001.
- [7] Hyakutake, T., Nishida M., Kuninaka H. and Toki K., “DSMC-PIC Analysis of a Plume from MUSES-C Ion Engines”, T. Jpn. Soc. Aeronaut. S, Vol. 43, No. 139, 1-7, 2000.
- [8] Yamamura, Y. and Mizuno, Y., “Low-Energy Sputtering with The Monte Carlo Program ACAT,” Inst. Plasma Phys., Rept. No. IPPJ-AM-40, Nagoya University, 1985.
- [9] Muramoto, T. and Kenmotsu, T., “MD simulation of sputtering on surface index and surface roughness dependence”, Nucl. Instr. Meth. Phys. B, In press, 2007.
- [10] Rosenberg, D. and Wehner, G. K., “Sputtering Yields for Low Energy He^{+} , Kr^{+} , and Xe^{+} Ion Bombardment”, J. Appl. Phys., Vol. 33, No. 5, 1842-1845, 1962.
- [11] Sigmund, P., “Theory of Sputtering. I. Sputtering Yield of Amorphous and Polycrystalline Targets”, Phys. Rev., Vol. 184, 383-416, 1969.
- [12] Yalin, A. P., Surla, V., Farnell C., Butweiller, M. and Williams, D., “Sputtering Studies of Multi-Component Materials by Weight Loss and Cavity Ring-Down Spectroscopy”, AIAA-2006-4336, 2006.
- [13] Yamamura, Y., Itikawa, Y. and Itoh, N., “Angular Dependence of Sputtering Yields of Monatomic Solids”, Inst. Plasma Phys., Rept. No. IPPJ-AM-26, Nagoya University, 1983.
- [14] Yamamura Y. and Tawara H., “Energy Dependence of Ion-Induced Sputtering Yields from Monatomic Solids at Normal Incidence”, Nat'l. Inst. Fusion Sci., Res. Rept. No. NIFS-DATA-23, 1995.
- [15] Weijsenfeld, C. H., Hoogendoorn, A. and Koedam, M., “Sputtering of Polycrystalline Metals by Inert Gas Ions of Low Energy (100 - 1000 eV)”, Physica, Vol. 27, 763-764, 1961.
- [16] Williams, J. D., Johnson, M. L. and Williams, D. D., “Differential Sputtering Behavior of Pyrolytic Graphite and Carbon-Carbon Composite Under Xenon Bombardment”, AIAA-2004-3788, 2004.

MUSCAT 技術によるビームイオン軌道解析

八 田 真 兎*, 村 中 崇 信*, 細 田 聡 史*, 金 正 浩*, 趙 孟 佑*

Application of MUSCAT Technology for Trajectory Analysis of Ion Beam

By

Shinji HATTA*, Takanobu MURANAKA*, Satoshi HOSODA*,

Jongho KIM* and Mengu CHO*

Abstract: Multi -Utility Spacecraft Charging Analysis Tool (MUSCAT) is a software under development by Kyushu Institute of Technology (KIT) jointly with JAXA. Its numerical engine is a plasma simulator based on particle method. It includes both Particle Tracking method (PT), which simulates flux of electric charge into surface of spacecraft, and Particle In Cell method (PIC) which simulates distribution of space plasma. In order to simulate erosion of on ion engine grid system, not only simulating spatial structure of electric potential but also simulating the flux of various particles into grid system is necessary. Therefore, techniques of MUSCAT are applicable for grid simulation by expanding simulation of charged particles to that of particles including neutral particles. As the initial phase, we conducted trajectory analysis of ion beam for mono-hole and the numerical result is reported.

Key words: MUSCAT, Charging Analysis, Particle In Cell, Particle Tracking

1. はじめに

プラズマあるいは荷電粒子の集団において、粒子としての振る舞いに着目する場合には粒子シミュレーションを用いることが自然である。粒子シミュレーション特有のノイズを低く抑えるためには、追跡する粒子数を増やさざるを得ず計算コストの増大を招いていたが、計算機能力の飛躍的な向上によって応用範囲が拡大しつつある。現在、九州工業大学と JAXA が共同で開発を進めている汎用宇宙機帯電解析ツール (MUSCAT) は粒子シミュレーション応用の典型的な例である。[1] [2]

粒子シミュレーションには Particle In Cell (PIC), Particle Tracking (PT), 等いくつかの技法がある。いずれの技法においても、1) 計算対象とする空間の電位構造の下での荷電粒子の運動の計算, 2) 与えられた境界条件と空間中の荷電粒子の分布の下で形成される電位構造の計算, の少なくとも 2つの部分を含む。MUSCAT では電位構造を求めるために、デバイ長の短いプラズマに対しては PIC 法を用い、デバイ長が十分長いプラズマを取り扱う場合にはラプラス方程式を解いている。さらに、電荷が衛星表面に流入することによって衛星表面の電位が変化する。これはプラズマシミュレーションの観点からは境界条件の変化に他ならない。この変化を再現するためには衛星表面への電荷流入を評価する必要がある、MUSCAT ではこの計算に PT を用いている。

一方、イオンエンジンのグリッドシステムの損耗シミュレーションにおいても解析対象となる空間の電位構造の再

* Kyushu Institute of Technology

現と、その電位構造の下での荷電粒子の運動の再現は必須である。いま一つ必須の要素として、荷電粒子および中性粒子のグリッド表面への衝突と、衝突による損耗と、損耗によって引き起こされる形状の変化の再現がある。さらに、粒子間衝突も考慮に入れる必要がある。[3] [4]

ここで MUSCAT の技術要素とグリッド損耗解析に要求される技術要素を引き比べると、大いに相関関係があることは明らかである。イオンエンジン内部のプラズマのデバイ長（数 $10\ \mu\text{m}$ ）はグリッドの代表長（ $0.1\ \text{mm} \sim 1\ \text{mm}$ の程度）より十分短いため、MUSCAT で使用している PIC 法が有効である。また、PIC 法によって与えられた電位構造の下で荷電粒子の運動を計算し、グリッドシステムに衝突するまでを追跡するには PT 法が有効である。従って、MUSCAT に使用されている技術を中性粒子を含むプラズマに拡張することによってグリッド解析に適用することが可能である。

以上の内容に付け加え、MUSCAT の開発上の目標として「衛星エンジニアが容易に利用できる GUI の完備」があげられる。この GUI は衛星エンジニアが作成した衛星モデルを自動で数値解析用の等間隔直交格子に変換する機能を備えている（図 1）。数値解析においては現在でも適切な数値解析格子の作成のためにエンジニアによる職人技的な作業が求められる。解析結果が個人の格子作成技量に依存することは望ましくない。MUSCAT において開発した GUI と格子作成機能もまた、適切な変更を加えることによりグリッド損耗解析にも利用可能である（図 2）。[5]

本報告では MUSCAT 技術をグリッド損耗解析に適用するにあたっての第 1 段階としてイオンビームの軌道解析を実施し、その成果と課題を示す。

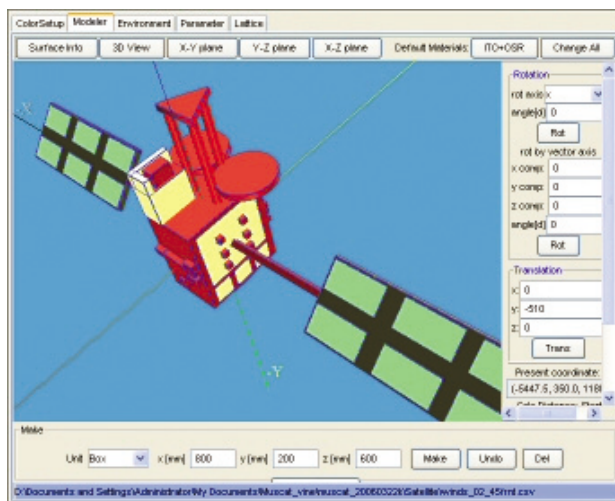


図 1 MUSCAT の GUI の概観

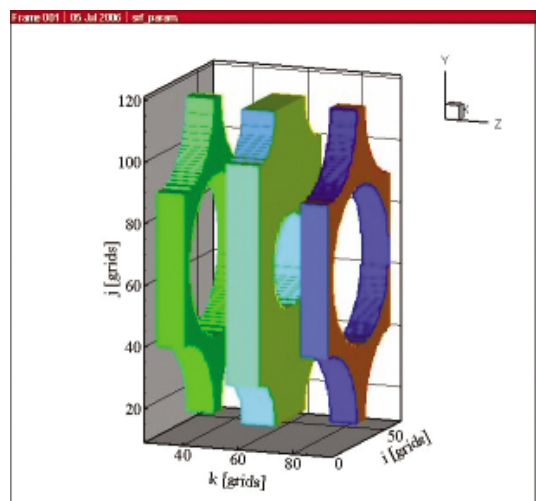


図 2 MUSCAT の GUI によって作成した 3 枚グリッドシステム用計算格子の例

2. 解析モデル並びに解析手法

2.1 解析モデルの概要

イオンエンジンでは多孔状の 2 重あるいは 3 重のグリッドからイオンビームを引き出す。現時点ではスーパーコンピュータをもってしても、その全システムの数値的な再現は計算時間とコストの両面から困難である。そこで計算モデルに含まれる物理現象と幾何形状を、本報告の目的に沿ったかたちで取捨選択する。

2.2 物理モデル

本報告では中性粒子に関する物理現象は一切考慮せず、荷電粒子の運動と空間電位構造の相互作用のみを再現する。中性粒子同士、中性粒子-荷電粒子間の衝突についてはともに平均自由行程がグリッドシステムの代表長より十分長いため、本報告の着目点の範囲内では無衝突と見なすことができるからである。[4] [6]

空間電位構造の再現手法としてはイオン、電子の両方を追跡する PIC 法を用いている。非定常状態を厳密に再現す

るためには高速の電子が1グリッドを横切る時間以下を時間進行の進行幅として、定常状態にいたるまでを解き進めなければならないが、定常状態や準定常な状態のみを問題とする限りにおいてはイオンの人工質量比を限りなく小さくすることが可能となり、時間積分のコストを大幅に削減することが可能である。PIC で用いられた粒子は物体表面に到達すると衝突反応などに利用すること無く、自動的に消失するよう取り扱っている。

PIC 法を導入する際に考慮する必要がある、いまひとつの問題はポアソン方程式の解法である。これにはスペクトル法を用いている。スペクトル法は連立差分方程式を高速フーリエ変換 (FFT) を利用して代数方程式に置き換える方法であり、目下のところ最速の計算法である。複雑な境界条件への対応を整えればグリッド損耗解析においても非常に強力な解法である。[7]

荷電粒子の軌道を追跡し、外部境界への流出やグリッドシステムへの衝突の再現するために、PT 法を用いた。この手法ではイオンに人工質量比を用いることはない。また、粒子の運動を逐次的に解き進め、物体表面との衝突量を表面流入電流量という形で評価する。

2.3 解析対象モデル

日本で開発が進められている3枚グリッドシステムを前提とする。また、計算機負荷の観点からビームの軸方向には128、軸に垂直な方向には32グリッドとすることとした。

解析対象の空間をモデル化するにはビームの軸方向と軸に垂直な方向のそれぞれに、どこまでを解析対象空間に含めるかを検討する必要がある。軸に垂直な方向については、本研究では解析対象として2つの幾何形状モデルを選んだ。1つは過去の研究例に倣い1/4孔を2つ含むモデルである。[3] これを「1/4孔モデル」と以下では呼ぶことにする。このモデルはコンパクトであり、計算格子の1グリッドの寸法をデバイ長 ($\approx 40 \mu\text{m}$) の程度に取ることができる。もう一つは単孔を1つと1/4孔を4つ含むモデルである。これを「全孔モデル」と呼ぶことにする。このモデルでは、「1/4孔モデル」の4倍の領域を含むため、1グリッドの寸法をデバイ長の2～3倍とした。次にビームの軸方向についてであるが、スクリーン・グリッドの上流側については「1/4孔モデル」、「全孔モデル」とともにスクリーン・グリッドの上流面から1.6 mm 上流までを解析対象とした。下流については「1/4孔モデル」ではディセル・グリッドの下流1.28 mm まで、「全孔モデル」については3.78 mm までが計算領域に含まれる。以上、要点のみを記述したので他のパラメータを図3に示す。図中右向きが下流であり、かつz方向、上方がy方向、紙面奥向きがx方向である。

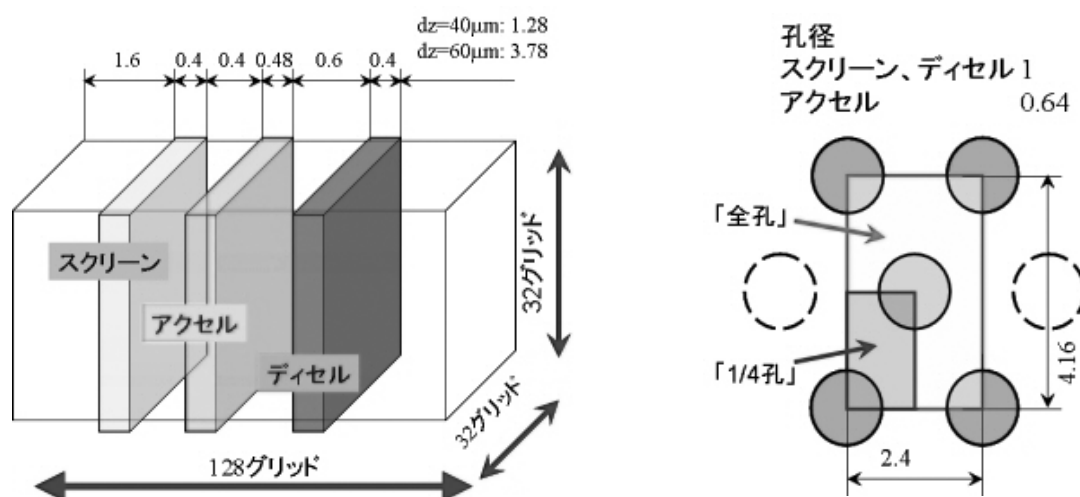


図3 計算領域の概略図 (単位は mm)

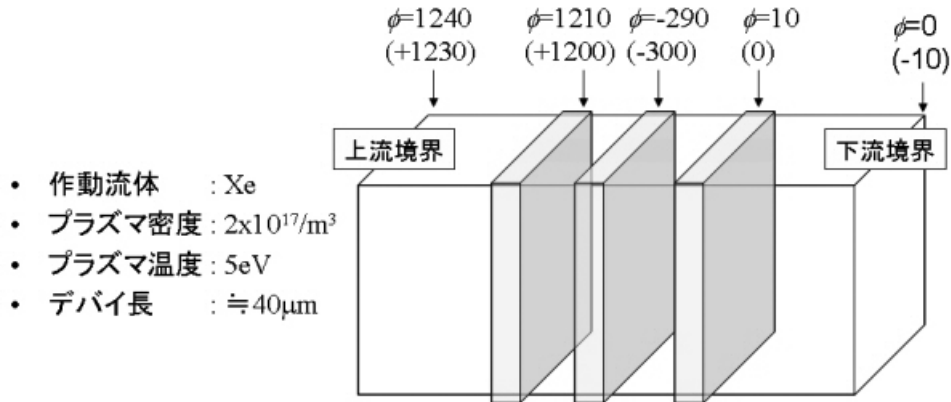


図4 計算パラメータとグリッド電位設定（括弧内はディセル・グリッドを基準とした値）

次に、各グリッドと上流境界、下流境界の電位設定、他、主要パラメータを図4に示す。下流境界の電位についてはディセル・グリッドと等電位にすることも考えられるが、現実の運用において中和器の電位をディセル電位に比べて -50V 程度に設定することも考慮し、今回は -10V とした。図3並びに図4のその他のパラメータについては幾つかの文献を勘案し、標準的と考えられる値を採用した。[3] [4] [6] 中和電子については、グリッドシステムと上流境界から流出する電子とイオンの個数の差をとり、不足する電子の個数だけ、下流境界から中和電子として流入させた。

定常状態に至るまでのイタレーションの回数については、報告するいずれの計算ケースにおいても50～100ステップとした。これはイオンプラズマ周期の25～100倍に相当する。計算時間は動作周波数1.3GHzのIntel®のItanium-2®プロセッサで1ステップ当たり1分程度である。なお、解析に使用したワークステーションは8CPUでの並列計算が可能であるが、並列化作業が間に合わず並列化率10%程度に留まっているので、計算能力的には市販のPCと大差は無い。

3. 解析結果と考察

3.1 「1/4 孔モデル」

「1/4 孔モデル」においては計算領域側面について、擬似対称境界条件を設定した。対称境界条件の下でポアソン方程式をスペクトル法で解く場合にはFFTではなく、本来は高速コサイン変換（FCT）を用いる必要がある。[7] [8] 今回はFFTを用いたまま解けるよう、計算領域をビームの軸に垂直な方向にそれぞれ2倍に拡張してFFTを用いているため厳密には完全な対称境界条件とはならないが、初期の解析としては十分と考えられる。グリッドの空間解像度は $dx = 37.5 \mu\text{m}$, $dy = 60 \mu\text{m}$, $dz = 40 \mu\text{m}$ である。

次に解析結果を示す。図5には等ポテンシャル線を示す。グリッドシステムが形成する電位構造をよく再現し、過去の研究による結果と定性的によく一致している。[3] [4] 一方、中心軸上に100V程度電位の高い部分が観察される。これについては十分定常に至っていないか、あるいは下流境界との距離が不十分なためであると考えられる。図6には無次元化した表面電流分布を示す。スクリーン表面のイオン電流に比較して、極めて少ないながらもアクセラ直撃イオンが観察される。これは密度にして3桁、総量としては5桁以上少ない値であるがアクセラ直撃イオンの危険性を考慮に入れば、極めて危険な値である。このイオン電流が生じた原因については「全孔モデル」の結果について記述した後に改めて考察する。

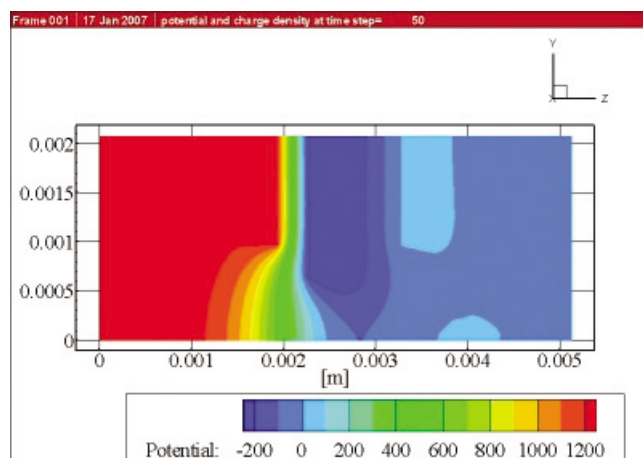
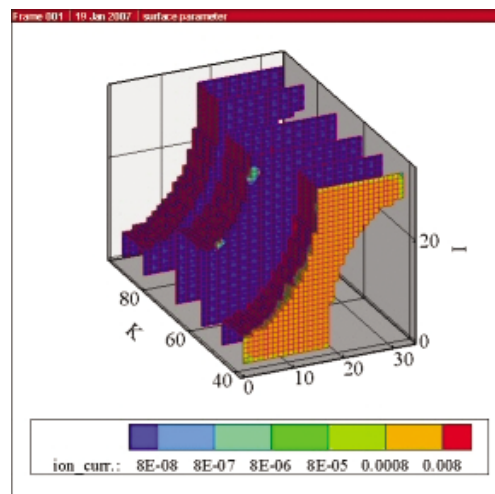


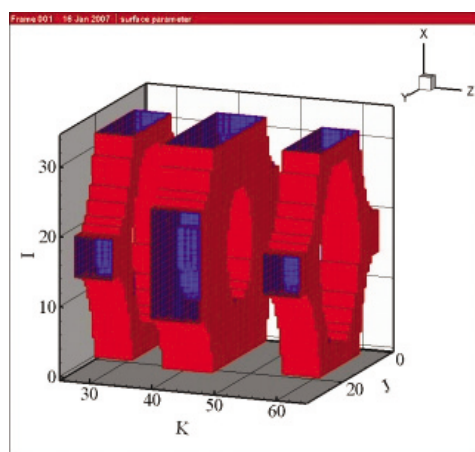
図5 「1/4 孔モデル」の等ポテンシャル線

図6 「1/4 孔モデル」表面のイオン電流分布
(手前から、スクリーン-アクセラ-ディセルの順.
電流値は $4.85 \times 10^{-5} \text{A}$ で無次元化)

3.2 「全孔モデル」

「全孔モデル」では計算領域側面を周期境界条件とした。この条件設定は、3枚のグリッドの孔が中心軸を共有せず、ずれている場合を再現するのに有効である。そこでスクリーン・グリッドの孔とディセル・グリッドの孔が中心軸を計算領域の中心に設定し、アクセラ・グリッドに関しては a) 同一軸上にあるもの b) $75 \mu\text{m}$ ずれているもの c) $150 \mu\text{m}$ ずれているものの3種類を用意し、比較検討することとした。これらのうち、a, c, 2種類のグリッドの概観を図7に示す。空間解像度は「1/4 孔モデル」よりは荒くなり、 $dx = 75 \mu\text{m}$, $dy = 130 \mu\text{m}$, $dz = 60 \mu\text{m}$ である。

次に計算結果を示す。a) ならびに c) の等ポテンシャル線図を3枚のスライスにして図8に示して比較する。図中の最もポテンシャルの低い部分がアクセラ・グリッドを示す。注目すべきは図の右端の等ポテンシャル線である。a) ではイオンビームの影響で孔の中心軸上で等ポテンシャル線が下流側に膨らんでいることが見て取れる。一方、c) では孔の中心軸より図中下方にずれた位置で等ポテンシャル線が下流側に膨らんでいる。これはイオン・オブティクス機能によってアクセラ・グリッドの中心軸が図中上方にずれると、イオンビームが下方に曲げられるためであると考えられる。[9] 同時に、イオンビームの非一様性はこの領域においても残っており、グリッド損耗解析に必要な電荷交換イオン (CEX) の追跡をおこなうに際しては、さらに下流領域を計算領域にふくめることも視野に入れる必要が



a) 中心軸が同一軸上にあるもの

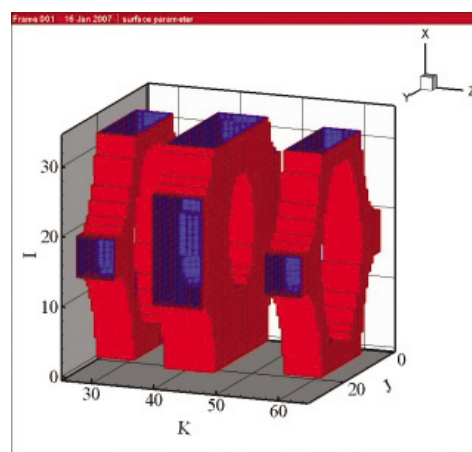
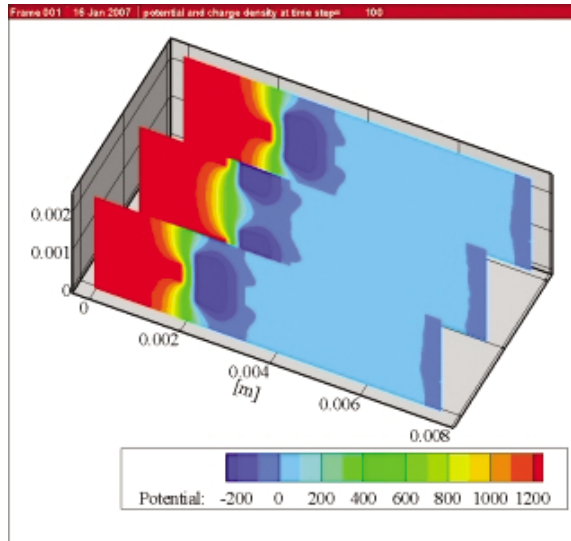
c) アクセラ・グリッドの軸が図中上方に $150 \mu\text{m}$ ずれているもの

図7 グリッドの概観



a) 軸が一致しているもの

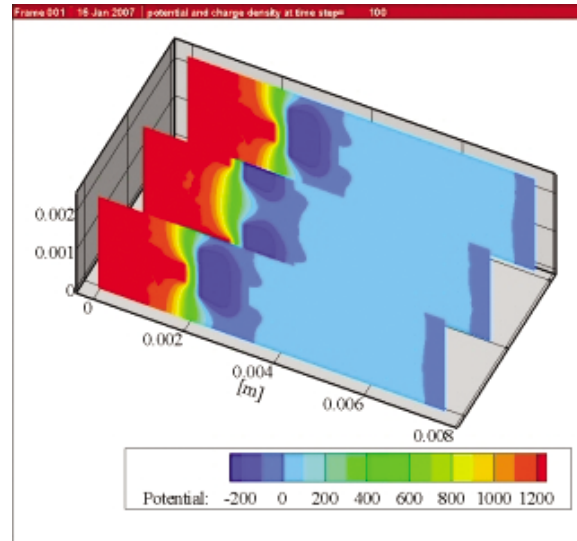
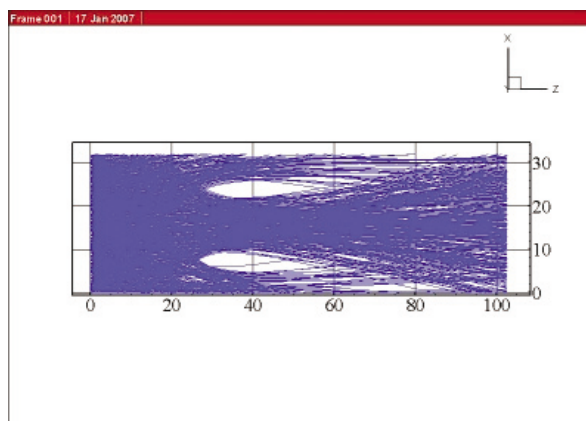
c) アクセル・グリッドの軸が図中上方に $150\ \mu\text{m}$ ずれているもの

図 8 等ポテンシャル線図

あることを示唆している。

ビームイオンの軌道の追跡結果を図 9 に示す。図示したビームイオンは約 1000 個であり、これは全追跡イオンの $1/1000$ に相当する。ここにおいてもイオン・オブティクスの効果によってビームが偏向していることが明確に見て取れる。また、c) において丸枠で囲んだ部分ではアクセル・グリッドを直撃する軌道が明確に観察される。これの最大の原因はアクセル・グリッドの中心軸を $150\ \mu\text{m}$ と大きくずらし過ぎたためと考えられる。

次に、a), b), c) の 3 ケースについてイオン電流分布と引き出し電流を図 10 に示す。図中でグリッド孔が楕円形に表示されているが、これは座標系を計算空間の I-J-K 座標に取ったためであり、物理空間では円形である。また、図 6 と同様に、電流分布値は $4.85 \times 10^{-5}\ \text{A}$ で規格化されている。a), b), c) のいずれにおいてもアクセル・グリッドを直撃するイオン電流が確認できる。スクリーン・グリッドに流入する電流値に対する、アクセル・グリッドに流入する電流値の比率は、「1/4 孔モデル」の場合と比較すると「全孔モデル」のほうが 1 桁程度大きいことが見て取れる。この原因の 1 つは空間解像度の問題と考えられる。この問題には、空間解像度が低下することによってグリッドに衝突する粒子が単純に幾何学的に不正確に見積もられるという問題、デバイ長よりも大きな空間解像度を設定したこと



a) 軸が一致しているもの

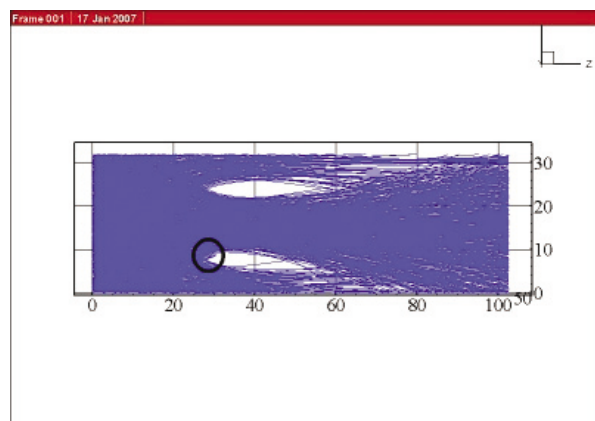
c) アクセル・グリッドの軸が図中上方に $150\ \mu\text{m}$ ずれているもの

図 9 イオンビーム軌道の追跡結果

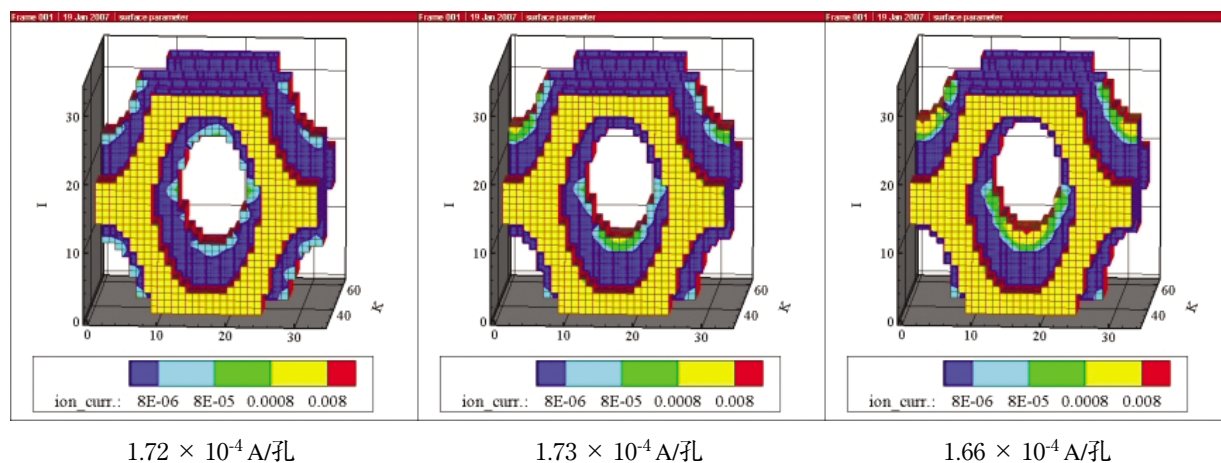


図 10 表面イオン電流分布 各図ともグリッドは紙面手前からスクリーン-アクセル-ディセルの順
 左から a) 中心軸が一致, b) アクセル・グリッド中心軸が上方に 75mm 移動, c) 同, 150mm 移動
 図の下の数字は 1 孔当たりのビーム引き出し電流

によって、空間電位構造が不正確に再現されるという問題、さらに CFL 値を固定しているために、空間解像度の低下がそのまま時間解像度の低下に結びつくという 3 つの問題が含まれる。この問題を解決するには、過去の研究例で採用されているように、空間解像度をデバイ長以下あるいはデバイ長の 1/2 程度まで向上させる必要がある。もう一つの可能性としては不適切なグリッド設計が原因として考えられる。しかしながら、引き出しビーム電流量と図 4 で示した計算パラメータから得られる規格化パービアンスは $\approx 1 \times 10^{-9} \text{ A/V}^{1.5}$ に過ぎず、アクセル上流面にイオンが直撃するパービアンス・リミットの状態ではない。[6] [9] [10]

ここで先に述べた「1/4 孔モデル」におけるアクセル直撃電流の原因について考察する。このモデルでは「全孔モデル」の a) と設定条件は全く同じであるにもかかわらず、スクリーン・グリッド上流面のイオン電流量に対するアクセル・グリッド上流面のイオン電流量の割合は小さかった。「1/4 孔モデル」と「全孔モデル」の a) の相違は解像度と下流境界までの距離である。アクセル・グリッドの大きな加速電位を考えると、下流境界からの情報がスクリーン付近の電位構造に影響を与えることは考えがたく、大きなアクセル直撃電流が生じた最大の原因は解像度の問題と考えられる。

最後に今回のパラメータ設定での 1 孔あたりの引き出し電流値は飽和電流値および空間電荷制限電流値から計算すると $2.3 \times 10^{-4} \text{ A}$ 程度と推定される。図 10 に示した引き出し電流値はこれよりも 25 %ほど小さい。この原因については解像度の不足、十分定常に達していない、上流境界の影響などを検討しているが、結論は下せていない。

4. まとめ

JAXA からの受託研究として九州工業大学で開発中の汎用宇宙機帯電解析ツール (MUSCAT) のプラズマ解析技術を用いて、イオンエンジンのグリッドシステムから引き出されるイオンビームの軌道解析を実行した。空間電位構造の解析に PIC 法を用い、イオンビーム軌道の追跡には PT 法を用いた。また、ポアソン方程式の解くためにスペクトル法を用いた。

解析対象には日本で採用が進んでいる 3 重グリッドシステムを選んだ。また、空間解像度をデバイ長程度とした「1/4 孔モデル」と、1 孔を全て含む一方で空間解像度を犠牲にした「全孔モデル」の 2 種類を選定した。「全孔モデル」にはアクセル・グリッドの中心軸をずらしたモデルも作成した。

計算の結果、以下の項目が明らかになった。(1) 計算時間的には、今回用いた手法は大規模な計算にも十分適用可能である。(2) アクセル・グリッドの中心軸をずらした場合のイオン・オプティクス効果が明らかに再現された。(3) 引き出し電流値は理論解析的な予想値よりも 25 %程度低く見積もられた。(4) アクセル・グリッドを直撃するイオン電流の主な原因は低い空間解像度にある。(5) 上流境界条件、下流境界条件のさらなる検討が必要。(6) 定常状

態を自動で判断するアルゴリズムの追加は必須である。

上記の内容は、MUSCAT 技術を JIEDI ツールの開発に適用した場合に、初期に予想される問題点の多くを含んでおり、本報告の目標は達成できたものと考えている。

最後になるが、MUSCAT 開発プロジェクトにおいては JAXA/総合技術研究本部、JAXA/情報・計算工学センター、JAXA/宇宙科学研究本部、国立極地研究所（NIPR）、情報通信研究機構（NICT）から多大なるご助力を頂いている。ここに深甚の感謝を申し述べる。

参 考 文 献

- [1] Hatta, S., Muranaka, T., Hosoda, S., Kim, J., Cho, M., Ueda, H., Koga, K., Goka, T., “Development status of Multi-utility Spacecraft Charging Analysis Tool (MUSCAT),” Proc. 56th International Astronautical Congress, Fukuoka, Japan, 16-21 October 2005.
- [2] Muranaka, T., Hatta, S., Hosoda, S., Kim, J., Cho, M., Ueda, H., Koga, K., Goka, T., “Recent Progress of Development of Multi-Utility Spacecraft Charging Analysis Tool (MUSCAT),” AIAA-2006-0408, 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, USA, 9-12 January 2006.
- [3] Wang, J., Polk, J., Brophy, J. and Katz, I., “Three-Dimensional Particle Simulations of Ion-Optics Plasma Flow and Grid Erosion,” Journal of Propulsion and Power, Vol. 19, No6, pp.1192-1199.
- [4] 中野正勝, 荒川義博, 「イオンエンジンのグリッド耐久性能計算」, 日本航空宇宙学会論文集, 第 48 巻, 第 555 号, 2004 年 4 月, pp.111-117.
- [5] Kim, J., Hatta, S., Muranaka, T., Hosoda, S., Cho, M., Ueda, H.O., Koga, K. and Goka, T., “Development of MUSCAT (Multi-Utility Spacecraft Charging Analysis Tool): Part of GUI Spacecraft Modeling,” ISTS 2006-r-2-20, Proceedings of 25th International Symposium on Space Technology and Science, June 4th-8th, 2006, Kanazawa, Japan.
- [6] 荒川義博 監修, 國中均, 中山宜典, 西山和孝 著, 「イオンエンジンによる動力航行」, コロナ社, 2006 年, pp.66-67.
- [7] 石岡圭一 著, 「スペクトル法による数値計算入門」, 東京大学出版会, 2004 年, pp.1-7.
- [8] Press, W.H., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T., and Flannery, B.P., 著, 丹慶勝市, 奥村晴彦, 佐藤俊郎, 小林誠 訳, 「NUMERICAL RECIPES in C (日本語版)」, 技術評論社, 1998 年.
- [9] 石川順三 著, 「イオン源工学」, アイオニクス株式会社, 昭和 61 年, pp.177-189.
- [10] 栗木恭一, 荒川義博 編, 「電気推進ロケット入門」, 東京大学出版会, 2003 年, pp.103-109.

4. JIEDI ツールの課題と今後の進め方

JIEDI ツール開発上の課題と 2007 年度の活動方針

船 木 一 幸*, 中 野 正 勝**, 中 山 宜 典***, 梶 村 好 宏****

Technical Issues Associated with the Development of the JIEDI Tool and Plan for 2007

By

kkoh FUNAKI*, Masakatsu NAKANO**, Yoshinori NAKAYAMA***,
and Yoshihiro KAJIMURA****

Abstract: A two-year plan for the development of the first stage of the JIEDI tool (JAXA Ion Engine Development Initiative 1, JIEDI-1) is proposed. In order to circumvent the heavy calculation cost associated with the three-dimensional analysis of multiple holes, JIEDI-1 focuses on the analysis of only one pair of grid holes. Aside from some new code developments and related research activities by the workshop members, JAXA will support the grid erosion evaluation code, which was developed by Nakano, for the purpose 1) to share a recipe how to produce a grid erosion code, 2) to evaluate the accuracy of the code, and 3) to check the effect of input parameters such as plasma characteristics, neutral particle density, and sputtering/deposition yield. Related technical issues, which are summarized in this paper, are also discussed in the next workshop in January 2008 to complete the development of the first generation of JIEDI tool (JIEDI-1 tool) in 2009.

Key words: Ion Engine, Grid Erosion Analysis, $\mu 10$, JIEDI tool, Plan for 2007

1. はじめに

本稿は、2007 年 1 月 19 日宇宙輸送シンポジウム期間中に開催された JIEDI ワークショップにおける 3 つのコメント (イオンエンジン開発者の立場から、コード開発者の立場から、そして、ツール整備の上で重要な解析メッシュ生成の立場からのコメント)、ならびに、オープンディスカッションにおける議論を整理して、2007 年度の JIEDI 活動方針をまとめるものである。

2. JIEDI ツールにもとめられるもの (イオンエンジン開発者サイドから)

イオンエンジンの開発は、ミッション要求を満たすように諸元設計・初期設計し (～BBM)、その作動について性能評価確認・実証を行う (～PM / PFM) ことによって進められる。イオンエンジンの推進性能・耐用寿命を大きく左右するグリッドシステムにおいては、

* ISAS/JAXA

** Tokyo Metropolitan College of Industrial Technology

*** National Defense Academy

**** Kyushu University

- (1) 位置設定誤差：グリッドの平行ずれ・平行度ずれ，グリッド間距離等
- (2) 加工誤差：グリッド間距離，グリッド孔径・真円度・エッジ丸み・孔間距離等
- (3) プラズマ不均一性

等，イオンエンジン単体に付随する不可避な条件と，

- (4) 複数の作動条件（流量・電力等），およびその揺らぎ（リップル）
- (5) 作動による発生熱の影響
- (6) 宇宙環境条件と実験環境条件の相違（背景圧力・温度等）

等，作動に伴う条件を含め，多大な条件（ケース）に対して評価を行う必要がある．宇宙機への搭載においては高度な信頼性（ $3\sigma = 99.7\%$ 程度で性能保証，有効数字3桁以上で推進性能や耐用寿命を求めることではない）が要求されているため，グリッドシステムの長時間耐久性確認・実証には多大なコスト（時間・実験器材調達等）を要する．

JIEDI ツールが有意となるには，上記の条件を含めて解析できること，および上記のコストを軽減できること，の2つが求められる．開発期間の制約を考慮すれば，性能保証に寄与できる十分な精度，かつ1日1ケース以上の求解速度が求められよう．性能評価確認・実証段階で性能向上の指針を得るならば，JIEDI ツールにはさらに迅速に求解できることが求められる．また認定ツールとして，どのイオンエンジンの，どのグリッドシステムに対しても求解できること，さらにどの開発者においても利用できるようにユーザーフレンドリーなインターフェースを併せ持つことも求められよう．

しかしこのような JIEDI ツールを速やかに開発することは非常に困難である．したがって，上述の JIEDI ツールを最終達成目標（JIEDI-X）に据えながら，精度や求解速度を現段階における妥当レベルとした，第1段階のツール（JIEDI-1）を設定し開発していくことが必要であろう．計算機の計算速度向上は今後も進むと考えられるため，開発した JIEDI-1 は JIEDI-X の礎となるだけでなく，JIEDI-X 開発時にはイオンエンジングリッドシステムの初期設計ツールとして利用できることになる．したがって JIEDI-1 の仕様決定に際しては，ツール利用者であるイオンエンジン開発者サイドとコード開発者との緊密な意見交換・調整が必要である．

3. JIEDI ツールへの期待（コード開発者サイドから）

コード開発者の持つ技術を提供し，イオンエンジン開発に役立つツールを創り出す場として，JIEDI ツールの開発に期待している．

ツール開発においては計算結果と実験値との比較が必要となる．実験値をそのものずばり再現できる計算結果が出るのが理想ではあるが，現実はそのようではなく，実験値と計算値との間のギャップを埋める作業が必要となる．そのためには

- グリッド形状
- プラズマ密度，中性粒子密度
- 衝突断面積，損耗率，再付着率

等の計算を行うために必要な入力データとともに，計算結果の検証のために

- 加速グリッド電流
- 損耗形状，損耗量

が必要になる．これらのデータがスムーズに利用可能となることに期待している．

また，JIEDI ツール開発では，イオンエンジンのグリッド耐久性能評価に焦点を当てているが，イオンエンジン以外にも，電気推進の研究開発全般に使用可能な物性値データを整備するいい機会となる．例えば，

- 電荷交換衝突，弾性散乱等の衝突断面積
- スパッタ率，再付着率

などは，ホールスラスタなど他の電気推進機の開発においても重要なデータとなる．これらの物性値は，各研究者がそれぞれデータを探し出して用いているのが現状であり，様々なデータのうち妥当性が高いものを整備すれば今後の研究開発においてその利便性は図りしれない．

4. 解析メッシュ生成技術

4.1. 概要

JIEDI ツールの開発にあたり、イオンビーム軌道や、電荷交換、グリッド損耗などを模擬する物理モデルの開発に並んで、解析メッシュの生成も重要であると考えた。エンジニアリングツールとして、開発過程においてさまざまな形状のグリッドに対する解析メッシュを容易に生成することや、数値計算過程において、グリッドの損耗・堆積結果をメッシュに反映させ、計算メッシュのクオリティを保つ為に、メッシュを再生成することなどが求められる。本章では、初期の解析メッシュについて、メッシュ数やサイズ、局所的な粗密などのメッシュクオリティをコントロールすることに加え、メッシュ生成の簡易化、効率化、自動化などの要求を実現できるようなツール開発について記述する。

4.2. 要求仕様

JIEDI ツール開発の当面の方向性として、中野正勝氏の開発した解析コード（以降、中野コード）をベースに各研究者がブラッシュアップする方法を用いた開発が考えられている。これを受け、中野コードとの連成を行う為、コード内のメッシュに関連する部分を調査し、以下のような仕様のもとで、メッシュ生成ツールを開発する。

- ① 中野コードで使われている六面体メッシュ（ヘキサ）が生成可能であり、メッシュのテキスト情報が出力可能であること。
- ② 容易にメッシュサイズ、粗密などのクオリティがコントロール可能であること。
- ③ 中野コード内においてメッシュ生成（または再生成）に関連する部分の自動化が、バッチ処理、マクロなどを用いて可能であること。
- ④ 開発に当たっては、期間短縮の為、すでに市販されているメッシュ生成ツールを選定し、カスタマイズして中野コードとの連成を行うこと。

現在、市販のメッシュ生成ツールにおいて、自動、あるいは半自動で生成可能なツールのほとんどが三角錐（テトラ）メッシュの生成を対象としたものである。例えば、I-deas や CATIA などの CAD ツールから中間ファイル（モデルの表面データ）を出力し、自動メッシュ生成ツールに読み込ませ、メッシュを作成する場合、テトラのメッシュに限定されてしまう。この場合、現在の中野コードの大幅な改良を必要とする。よって、今回は、ヘキサ生成ツールに限定し、マクロやバッチ処理を用いて、自動化処理を行うことができるツール開発を行った。

4.3. 選定ツールとメッシュ生成プロセス

上記の仕様を満足することができるツールとして、株式会社シーディ・アダプコ・ジャパンが販売する pro-STAR（プロスター）を選定した。pro-STAR は汎用流体解析ソフトウェア：STAR-CD に付属するメッシュ生成ツールである。メッシュ生成プロセスについて、フローチャートを図1に示す

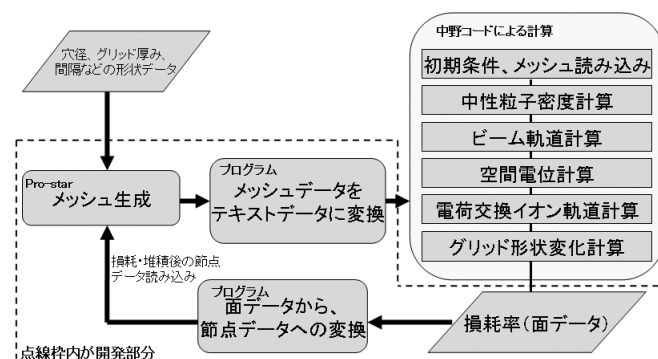


図1：解析のフローチャート

4.4. メッシュ生成パラメータと生成例

図2に解析モデル図を示す。グリッド孔の対称性を利用した30度の三角柱領域を解析空間とした。図2の右図のように面を7つに分け、解析領域を41個のブロックに分け、それぞれのブロックにおいてメッシュの大きさ、壁面付近の粗密（レシオ）をコントロールできるように開発を行った。メッシュの生成に当たっては、22個のパラメータを指定し、マクロプログラムを実行することによって、自動的にメッシュを生成する。図3に粗いメッシュ例（左）と細分化し壁面付近を細かくしたメッシュの例（右）を示す。メッシュの生成時間は両者とも十数秒のオーダーである。

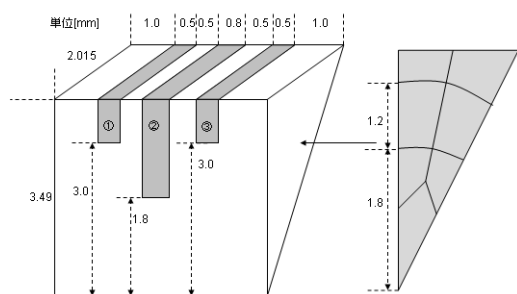


図2：解析モデル図

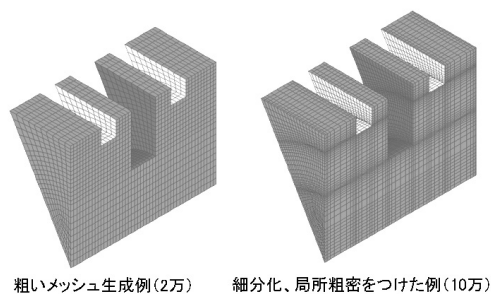


図3：解析メッシュ生成例

4.5. 3万時間後のメッシュ図と再生成後のメッシュ

図1のフローチャートに示したように、メッシュ生成後、フォートランプログラムによって中野コードへのメッシュデータをコンバートし、計算が開始される。今回は、本生成メッシュを用いて、中野コードから単位時間当たりの各面における損耗・堆積量 [mm/hour] を出力し、3万時間後の損耗・堆積結果をメッシュデータに反映させた。図4に、境界面の節点のみを移動させたメッシュを示す。この状態では、境界面付近のメッシュのクオリティが悪い。そこで、図4のデータを基に、メッシュ生成ツールを用いてメッシュ再生成を行った結果を図5に示す。損耗・堆積を考慮後において、メッシュのクオリティが改善（丸印）されていることが分かる。

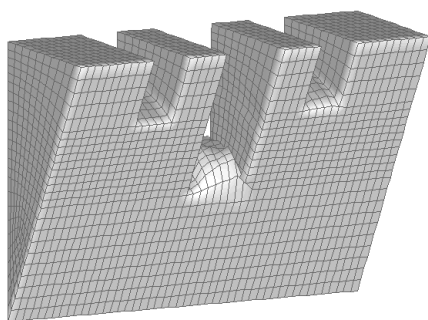


図4：表面の節点のみを移動させたメッシュ

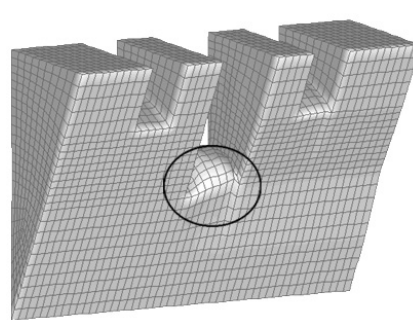


図5：メッシュ再生成図

4.6. まとめ

メッシュの種類については、中野コードベースであればヘキサメッシュが現状で妥当であると考えられる。テトラメッシュの方が、形状の対応等において柔軟性があるが、使用するには中野コードの大幅修正が必要となる。メッシュの違いによる精度については、コードに依存する問題である。メッシュツールについては、バッチ処理などを使えば、proSTARで仕様を満足できる。しかし、境界の節点移動量が大きくなり、メッシュ再生成が困難になってくれば、テトラメッシュを用いる自動メッシャーを選択する余地が出てくる。今後、本ツールを使うのか、テトラメッシュを対象に考えるのか、議論が必要である。本開発は、(株)シーディー・アダプコ・ジャパン、西日本技術グループ 児玉大二郎様、営業部 西畑吉悦様にご協力をいただきました。厚く御礼申し上げます。

5. 2007 年度の活動方針

JIEDI ツールの具体的な開発目標（ターゲット）と開発体制についてイオンスラスタ・コミュニティ内で議論することが、2006 年度のワークショップの目的であった。開発ターゲットをイオンエンジン全体、すなわち、 $\mu 10$ ではおよそ 800 個のグリッド孔があるが、これら全てをターゲットとして同時解析・損耗を評価するのは、計算コストの問題から不可能である。このため、複数孔の解析が実現したとしても、たかだか数孔の解析に限定されるであろう。逆に、もしも 1 孔だけのグリッド（これは、広い面にたった 1 つの孔があいたグリッドでも良いし、あるいは、多数のグリッド孔から抽出した 1 孔について、対称性を考慮して実施しても良い）であったとしても、表 1 に整理したように様々な課題があることがわかった。

5.1. JIEDI ツール開発上の課題

数値解析コード開発者の立場からは、数値解析手法の選定（PIC 法または Flux Tube 法のどちらを選択するか、など）や、解析およびプログラム開発に必要なコスト、比較のための実験データ（耐久試験（グリッド損耗の時間履歴）データ）の不足や、材料データ（特にスパッタされた粒子の再付着率データ）の不足などが指摘された。

耐久試験（グリッド損耗の時間履歴）データと数値解析との比較は、グリッド損耗解析コード評価のために必須である。JIEDI では $\mu 10$ の損耗履歴データや試験前後のグリッド形状との比較を検討しているが、比較を行うためには、グリッドの設計幾何形状データの他に、各グリッド孔上流のプラズマパラメータ・中性粒子密度データと、温度や背圧等の実験環境を特定する必要がある。これらの各種データを $\mu 10$ グリッドについて JAXA から提示する予定である [1] が、イオンエンジン動作中のプラズマパラメータ・中性粒子密度データの取得は難しく、測定精度も制約されるであろう。これに加えて、孔毎のばらつきもあることから、実験データのばらつきを考慮した比較が必要である。

データのばらつきの問題は、数値解析でも生じる。数値解析におけるばらつきは、1) プラズマパラメータや材料物性データのばらつきなど、入力データ・境界条件のばらつきによるもの、と、2) 有限幅の格子（メッシュ）の特性や解析用粒子の個数に制約される数値解析上の誤差、の 2 種類に分類されるであろう。損耗量以外のビーム解析については、例えば、JAXA 調布の beamlet 実験 [2] とグリッド電流を比較することで、コードを検証することができる。

5.2. JIEDI-1 と JIEDI-2：2 ステップのツール開発

JIEDI では、数値解析コードの開発（コーディングや数値解析手法の問題）のみならず、数値計算の精度保証や、実験データとの整合性をどのように考えていくかも重要である。表 1 に整理した課題を段階的に解決し、更に、Hayabusa-2 など直近のイオンエンジン搭載ミッションに対応するため、2 ステップに分けたツール開発（JIEDI-1 と JIEDI-2、図 6）を提案する。JIEDI-1 は、各グループにおける自由な研究開発と、現在最も進んだグリッド解析ツール（中野コード）[3] を共有した上での課題解決とを並行して進め、1 孔グリッド（対称境界条件）に限定して解析精度保証可能なツールを完成させる、というものである。中野コードについては、基盤（共有）ツールとしての整備を速やかに進めた上で、数値解析精度の検討や、材料データ等が解析精度へ与える影響の評価を進める。スパッタ等の実験データ（データベース）の整理と取得、スパッタリングの新しいモデル化についても、緊急度の高い作業項目である。その他、メッシング技術の共有化、放電室プラズマモデルや熱構造モデルとのリンク、コード管理の方策などをとりまとめた上で、2008 年 1 月にワークショップを開催して、JIEDI-1 の全容が明らかになるよう、研究開発を進めていく予定である。

表 1 JIEDI ツール開発上の課題

数値解析手法の選定

- ・プラズマ粒子（イオンビーム、電荷交換イオン、電子）の解析手法については、PIC, Hybrid, Flux tube があり、コード開発のコストや、計算コストの違いからトレードオフを実施
- ・メッシュ生成に直交座標系を用いるか、それとも、グリッド変形にあわせた一般座標系を用いるか
- ・計算負荷の大きい電位計算（Poisson Solver）をどうするか

数値解析モデルの選定

- ・多孔モデルとするか、一孔モデルとするか
- ・シースにおいて電子は Maxwellian として良いか（解析手法と関連）
- ・中性粒子分布は無衝突近似するか、DSMC で解析するか
- ・グリッド材料物性データ
 - スパッタ率データは、低エネルギー側が不足している
 - 再付着率は、ほとんどデータが存在しない

数値解析精度の評価

- ・メッシュの影響
- ・ビーム解析の精度
- ・損耗解析の精度は、ビーム解析の精度と、プラズマ・物性データ等のばらつきの影響を受ける

実験との比較（ビーム電流、損耗率、損耗履歴）

- ・ある試験条件における各グリッド電流・ビーム電流と比較（ビーム計算の検証）
（単体性能試験, beamlet 実験, 可視化実験, その他）
- ・耐久（損耗）試験との比較
（ $\mu 10$ グリッド損耗データ, その他）
- ・耐久（損耗）加速試験との比較
- ・実験と数値解析との比較においては、入力パラメータ（プラズマ, 中性粒子, 形状等）のばらつきに注意する必要がある

コード開発体制

- ・コード管理と開発目標の確実な達成の観点からは、1 機関でとりまとめるのがベスト
- ・多機関で開発する場合、その管理方法やまとめ役が問題になる

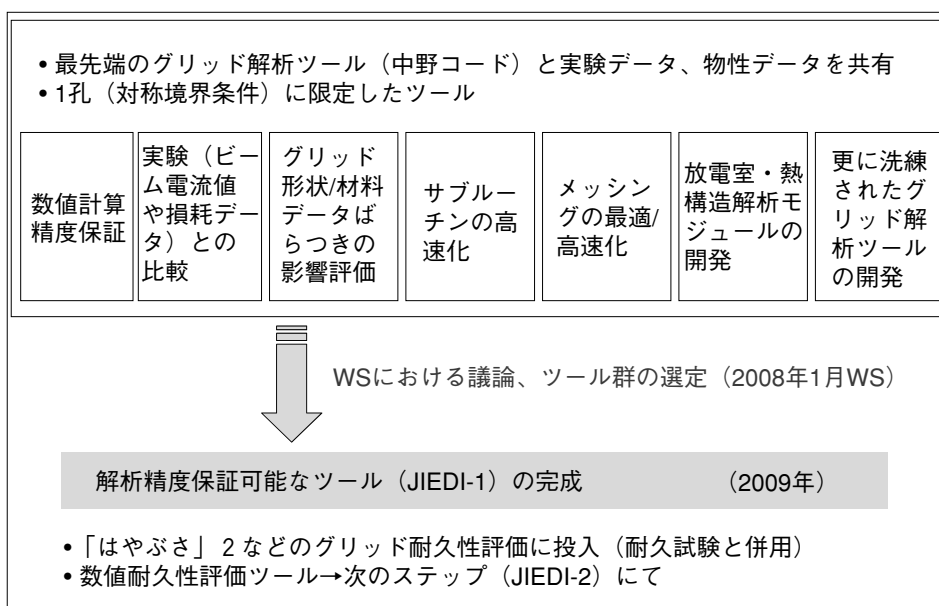


図 6 2 ステップのツール開発：JIEDI-1 と JIEDI-2

謝 辞

「イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI (JAXA Ion Engine Development Initiatives) ツールの研究開発ワークショップ」を支援して下さった JAXA 情報システム部, JAXA 情報・計算工学 (JEDI) センター, および, ワークショップへご出席の全ての皆様へ感謝の意を表します.

参 考 文 献

- [1] 碓井美由紀・國中均, イオン加速グリッドの損耗形状測定, JAXA-SP-06-019, イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI ツールの研究開発ワークショップ 2006 年度報告書, pp.28-31.
- [2] 早川幸男, 多孔電極イオン抽出系グリッドレット上の電流分布測定, JAXA-SP-06-019, イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI ツールの研究開発ワークショップ 2006 年度報告書, pp.20-27.
- [3] 中野正勝, イオンエンジンのグリッド損耗評価コードの改良, JAXA-SP-06-019, イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI ツールの研究開発ワークショップ 2006 年度報告書, pp.47-53.

宇宙航空研究開発機構特別資料 JAXA-SP-06-019

発 行 平成 19 年 3 月 30 日

編集・発行 宇宙航空研究開発機構

〒182-8522 東京都調布市深大寺東町7-44-1

URL:<http://www.jaxa.jp/>

印刷・製本 プリントオフィスゼロ

本書及び内容についてのお問い合わせは、下記にお願いいたします。

宇宙航空研究開発機構 情報システム部 研究開発情報センター

〒305-8505 茨城県つくば市千現2-1-1

TEL:029-868-2079 FAX:029-868-2956

© 2007 宇宙航空研究開発機構

※本書の一部または全部を無断複写、転載、電子媒体に加工すること禁じます。

