

STEP-2012-058 回転電場を用いたプラズマ推進機の粒子シミュレーション

○野村亮介, 大西直文 (東北大工), 中村隆宏, 西田浩之 (東京農工大工)

Particle Simulation of Plasma Thruster with Rotating Electric Field

Ryosuke Nomura, Naofumi Ohnishi (Tohoku University),
Takahiro Nakamura and Hiroyuki Nishida (Tokyo University of Agriculture and Technology)

Key Words : Electrodeless Plasma Thruster, Lissajous Acceleration, Helicon Plasma

Abstract

Two-dimensional simulations of Lissajous acceleration were conducted by a code based on Particle-In-Cell (PIC) method for understanding plasma motion in acceleration area and for finding an optimal condition of an electrodeless plasma thruster with rotating electric field. Obtained results show that azimuthal current in the acceleration area depends on ratio of electron drift radius to plasma region length, AC frequency, and ratio of electron cyclotron frequency to AC frequency. High plasma density reduces electric field penetration and then lower the azimuthal current.

1. 緒言

宇宙ミッションで利用される推進方法は、主に化学推進とプラズマ推進の2種類である。化学推進は推進剤を燃焼させ、高温高压ガスを噴出する事で推力を得る。プラズマ推進はプラズマ化した推進剤を電磁場によって加速し、噴出する事で推力を得る。プラズマ推進は化学推進と比べて比推力が高く、低重力空間で利用されている。¹ 2010年に地球に帰還したはやぶさは、プラズマ推進の一つであるイオンスラストエンジンを用いて、地球近傍小惑星イトカワへのサンプルリターンミッションに成功した。² これから、更なる遠宇宙への長時間ミッションが期待されている。

はやぶさのイオンスラストエンジンの稼働時間は、装置寿命程度である約4万時間であった。更なる深宇宙へのミッションのためには、より長寿命のプラズマ推進機の開発が必要である。しかし、従来のプラズマ推進の手法では、荷電粒子の衝突による露出電極の損耗により、稼働時間が制限されてしまう。³ この問題点を解決するため、プラズマ生成及び加速に露出電極を用いない無電極プラズマ推進機が幾つか提案され、様々な研究機関で研究されている。⁴

都木らは、ヘリコン波プラズマを回転電場を用いて加速する無電極プラズマ推進機を提案した。⁵ 図1(左)のように、加速部は対向平板電極と拡散磁場による単純な機構で実現される。図1(右)のように、位相差がある交流電圧を印可した対向平板電極による回転電場と噴出方向磁場 B_z によりプラズマはドリフト回転運動を行い、周方向電流 J_θ が発生する。さらにその J_θ と動径方向磁場 B_r によるローレンツ力がプラズマを噴出方向に加速する。これをリサーチ加速と呼ぶ。

これまでに、理論と実験を中心とした研究が行われている。^{6,7} しかしながら、リサーチ加速は複雑な加速機構を持ち、多数のパラメータに依存した電磁場の相互作用が存在するため、最適なパラメータ条件の調

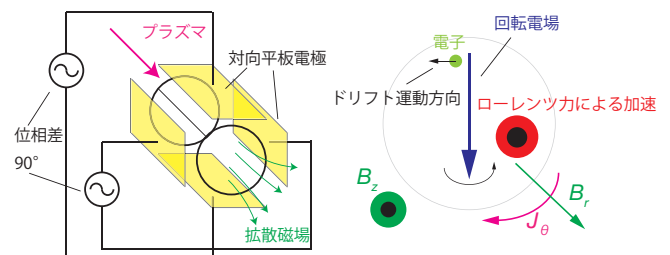


図1 回転電場方式の無電極プラズマ推進機概念図。

査や加速機構の解析のために数値シミュレーションは不可欠である。そのため本研究では、回転電場を用いた無電極プラズマ推進機の加速部におけるプラズマ運動を対象とした Particle-In-Cell (PIC) 法による粒子シミュレーションを行う。本稿では、加速の元となる周方向電流を大きくする条件について報告する。

2. 数値計算法

PIC法は荷電粒子と電磁場の相互作用を記述する計算手法である。⁸ 支配方程式は以下の通りである。

$$\nabla \cdot (\epsilon \nabla \phi) = -\rho, \quad (1)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi, \quad (2)$$

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (3)$$

ここで、 ϵ は誘電率、 ϕ は電場ポテンシャル、 ρ は電荷密度、 \mathbf{E} は電場、 m は荷電粒子の質量、 \mathbf{v} は粒子の速度、 \mathbf{B} は外磁場である。式(1)を解く事で、 ϕ を得る。求めた ϕ から、式(2)より \mathbf{E} を得る。求めた \mathbf{E} と外場 \mathbf{B} から、式(3)の運動方程式を解き、荷電粒子の速度と位置を更新する。これらを交互に解く事で、荷電粒子と電磁場の相互作用を記述出来る。

実際のプラズマは、低密度でも非常に多くの粒子によって構成される。このため、厳密に個々の粒子を追う

事は計算資源の面から見ても現実的ではない。そこで、PIC 法では実際の粒子の電荷質量比を一定に保ったまま多数の粒子を仮想的にまとめた超粒子を用いる。

3. 計算条件

計算条件として、図 2 のように加速部の 2 次元空間断面をとる。計算領域は $2.4 \times 2.4 \text{ cm}^2$ の正方領域とし、 0.2 cm の誘電体の壁に覆われている。つまり、プラズマ領域幅 L は 2.0 cm である。対向平板電極は長さ 1.2 cm とし、位相が $\pi/2$ ずれた交流電圧を印加することで回転電場を実現する。上下の電極には交流電圧 $V_0 \cos \omega t$ を印可し、左右の電極には $V_0 \sin \omega t$ を印可する。ここで、 V_0 は交流電圧の振幅、 $\omega = 2\pi f$ は交流電圧の角周波数である。紙面手前方向を噴出方向とし、同方向に外磁場 B_z を導入する。 B_z は空間一定とし、時間変化はないものとする。空間に配置する荷電粒子は Ar^+ 及び e^- であり、初期数密度は空間的に均一に n_{p0} とする。また、荷電粒子の初期温度はそれぞれ、 0.5 eV 、 5 eV とした。誘電体の壁に荷電粒子が到達した場合、それらは誘電体表面に堆積させ、速度を 0 とする。中性粒子 Ar の追跡は行わず、中性粒子と荷電粒子の衝突は考えない。パラメータ V_0 、 f 、 B_z 及び n_{p0} を変化させ、リサーチ加速に必要な高い周方向電流 J_θ が得られる条件を調査する。

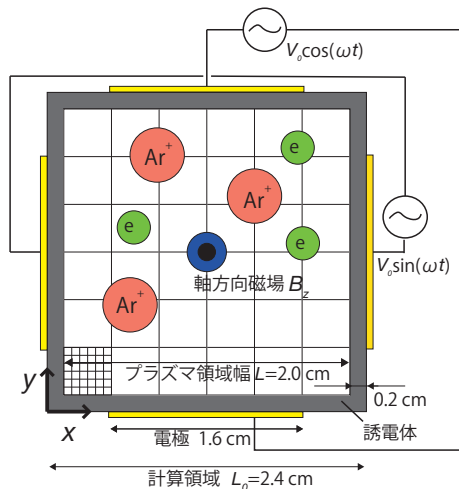


図 2 計算条件。

4. 計算結果と考察

4-1 プラズマの回転運動

はじめに、プラズマの回転運動を確認した。図 3 及び図 4 は、交流電圧のサイクル毎の電子数密度の分布を表したものである。図中の黄色の矢印は各時刻での電場の向きを示す。計算条件は $n_{p0} = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 、 $f = 100 \text{ MHz}$ 、 $B_z = 0.1 \text{ T}$ 、 V_0 は図 3 において 4000 V 、図 4 において 2000 V である。これらの図では、いくらかの電子は誘電体に到達し、堆積する。堆積した電子は J_θ の損失となり、残った電子は回転運動を続ける事により、 J_θ の上昇に寄与する。

図 5 及び図 6 はそれぞれ図 3 及び図 4 と同条件による計算であり、交流電圧 10 周期での平均周方向電流 \bar{J}_θ の空間分布である。図 5 では、プラズマ領域幅 L に

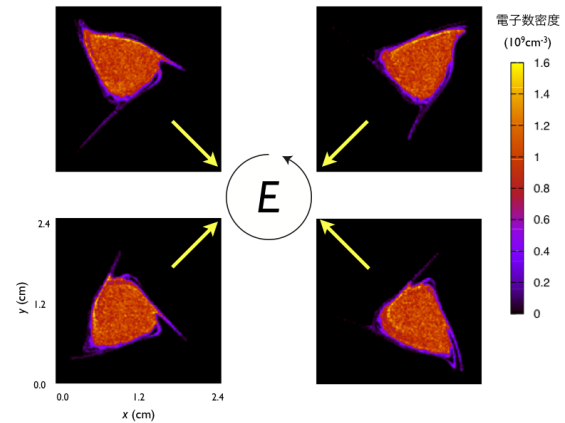


図 3 電子の回転運動の様子 ($V_0 = 4000 \text{ V}$ 、 $f = 100 \text{ MHz}$ 、 $B_z = 0.1 \text{ T}$)。

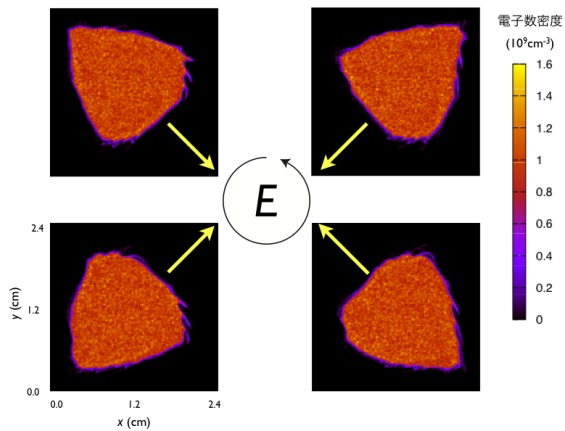


図 4 電子の回転運動の様子 ($V_0 = 2000 \text{ V}$ 、 $f = 100 \text{ MHz}$ 、 $B_z = 0.1 \text{ T}$)。

対して、適切な回転運動半径を持っているため、空間全体に大きな \bar{J}_θ が生じている。一方で、図 6 では電場が弱く、回転運動半径が小さいために、電子の回転運動によって生じた電流が他の電子によって打ち消されることが多くなる。そのため、領域の中心では \bar{J}_θ が非常に小さい。パラメータが適切でないと、期待した回転運動が生じず、 J_θ が小さくなる可能性がある。特に、電子の回転運動半径 R_D とプラズマ領域幅 L の比 R_D/L が重要となる。

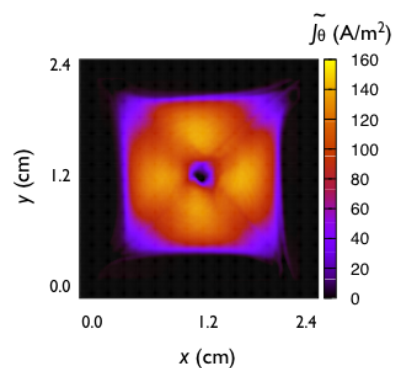


図 5 \bar{J}_θ の分布 ($V = 4000 \text{ V}$ 、 $f = 100 \text{ MHz}$ 、 $B_z = 0.1 \text{ T}$)。

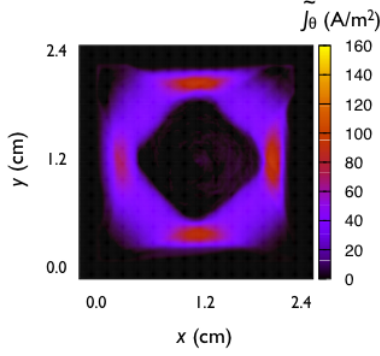


図6 $\langle J_\theta \rangle$ の分布 ($V = 2000$ V, $f = 100$ MHz, $B_z = 0.1$ T).

先行研究では, R_D/L が J_θ の生成に重要になることが示されている.⁷ R_D/L は次式で見積もられる.

$$\frac{R_D}{L} = \frac{2eV_0/L_0}{m_e\omega^2L} \frac{1}{\omega_{ce}/\omega + 1} \quad (4)$$

$$\omega_{ce} = \frac{eB_z}{m_e}, \quad (5)$$

ここで e は電子の電荷, m_e は電子の質量, L_0 は電極間の距離, ω_{ce} は電子のサイクロトロン周波数である. R_D/L は理想的な回転電場と均一な B_z 下での, 2次元の運動方程式を解くことで評価出来る.⁶ また, R_D/L はパラメータ V_0 , B_z , f によって定められる. 図7, 8 はそれぞれ $B_z = 0.1$ 0.05 T としたときの, R_D/L と周方向電流の交流電圧 10 周期での空間平均値 $\langle J_\theta \rangle$ の関係を示したものである. 回転運動が小さいとき, 周方向電流は互いに打ち消し合うため, $\langle J_\theta \rangle$ は小さい. また, 回転運動が大きいき, 誘電体に堆積することで損失となる電子が多くなり, $\langle J_\theta \rangle$ は小さくなる. そのため, $\langle J_\theta \rangle$ はどのパラメータでもピーク値を持つ. $B_z = 0.1$ T では, どの周波数においても, $\langle J_\theta \rangle$ がピーク値を取る R_D/L は ~ 0.3 となった. また, f が大きいほど $\langle J_\theta \rangle$ のピーク値が大きい. この理由は, f が大きいほど回転運動の速度が上がるためである. 一方で, $B_z = 0.05$ T では, $\langle J_\theta \rangle$ がピーク値を取る R_D/L は f によって異なり, ピーク値も小さくなっている. これは, 磁場によるサイクロトロン運動が回転運動を乱すためである.

サイクロトロン運動が回転運動に与える影響を調べるために, $R_D/L = 0.3$ と固定し, ω_{ce}/ω を変化させたシミュレーションを行った. 図9 は ω_{ce}/ω と $\langle J_\theta \rangle$ の関係を示したものである. ω_{ce}/ω が小さいとき, サイクロトロン運動が回転運動の軌道を大きく乱す. その

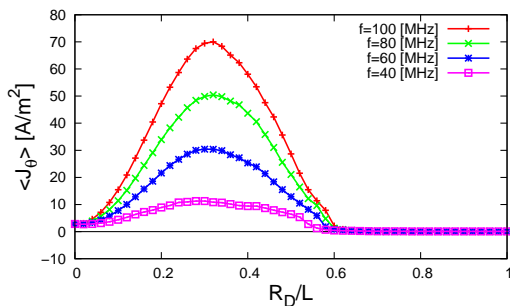


図7 $B_z = 0.1$ T 時の $\langle J_\theta \rangle$ の R_D/L 依存性.

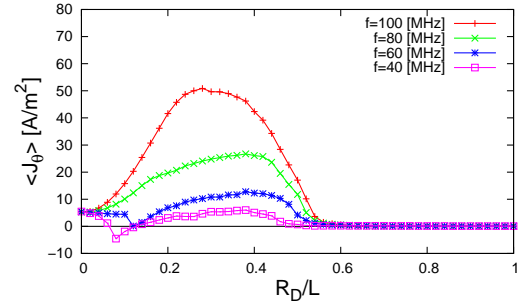


図8 $B_z = 0.05$ T 時の $\langle J_\theta \rangle$ の R_D/L 依存性.

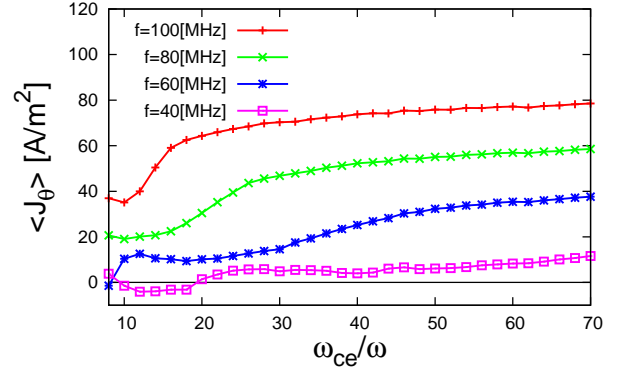


図9 $R_D/L = 0.3$ 時の $\langle J_\theta \rangle$ の ω_{ce}/ω 依存性.

ため, ω_{ce}/ω が小さいほど $\langle J_\theta \rangle$ は減少する. この損失を減らすためには, $\omega_{ce} \gg \omega$ を満たすようなパラメータを選ぶ必要がある. しかし, そのような条件を満たすとき, R_D/L を維持するために高い V_0 が必要となることに注意しなければならない.

4-2 プラズマ密度が周方向電流に及ぼす影響

他に $\langle J_\theta \rangle$ を大きくする条件として, プラズマ密度 n_{p0} を高くすることがあげられる. J_θ は荷電粒子の数と速度で決まり, n_{p0} に比例して上昇することが期待される. 実際に利用を検討しているヘリコン波プラズマ装置は, 最大で $n_{p0} = 10^{13}$ cm⁻³ という高電離プラズマを生成できると考えられており, 実験でも $n_{p0} = 10^{11}$ – 10^{12} cm⁻³ のプラズマが利用されている.^{6,9} これまでのシミュレーションは $n_{p0} = 10^9$ cm⁻³ としてきたが, より高密度プラズマのシミュレーションを行う必要がある.

先行研究において, 1次元的な理論及び PIC シミュレーションでは, $n_{p0} = 10^{11}$ cm⁻³, $B_z = 0.1$ T 程度の条件下ならば電場浸透はほぼ理想的であることが示されている.¹⁰ しかしながら, 2次元シミュレーションでは大きく結果が異なった. 図10に $R_D/L = 0.28$, $f = 100$ MHz, $B_z = 0.1$ T としたときの, 領域中心からの距離 r と電場の強さの 10 周期平均値 $\langle |E| \rangle$ の関係を示した. $n_{p0} = 10^9$ cm⁻³ では電場は理想的に空間均一に浸透している. ところが, プラズマ密度が上昇すると共に, 中心部は低電場, 外縁部では高電場となっている. これらはプラズマ密度が上昇した結果, プラズマが電場に及ぼす影響が大きくなったことによる. このようにプラズマが電場浸透に与える影響が大きくなり, 電場の状態が変わることで, 回転運動及び周方向電流も変化する.

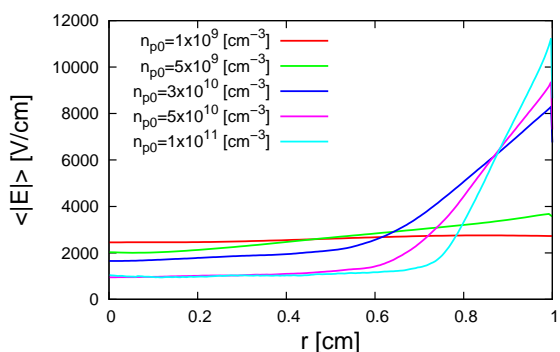


図 10 $\langle |E| \rangle$ の r 依存性 ($R_D/L = 0.28$, $f = 100$ MHz, $B_z = 0.1$).

図 11 は、 $\langle J_\theta \rangle$ の n_{p0} 依存性を示したものである。電場浸透が充分でない場合、 $\langle J_\theta \rangle$ が負となることもある。これは、電荷分離によって生じる電場により乱れた回転運動が引き起こされるためである。また、更に電場浸透が悪化すると、中心部にほぼ電場が浸透せず、外縁部の高電場領域のみで回転運動が起これ、 $\langle J_\theta \rangle$ は正に戻る。高磁場を印加することで、電荷分離が抑えられ、電場浸透は向上する。図 11 において、 $B_z = 1.0$ T を印加した場合、 $n_{p0} = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ を越えても理想的な電場浸透となり、 $\langle J_\theta \rangle$ は n_{p0} に比例して上昇している。しかしながら、 $n_{p0} > 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ では電場浸透が充分でなく、 $\langle J_\theta \rangle$ は減少した。

高密度プラズマを利用する場合、電場浸透が重要な要素となる。このため、高い電場浸透を実現する条件の更なる調査が必要である。

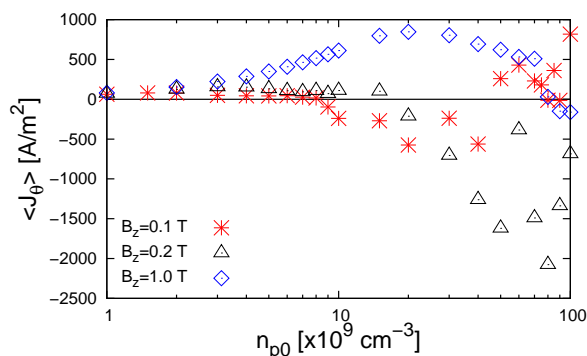


図 11 $\langle J_\theta \rangle$ の n_p 依存性 ($R_D/L = 0.28$, $f = 100$ MHz).

5. 結言

加速部断面における 2 次元 PIC シミュレーションを行い、リサージュ加速の元となる周方向電流 J_θ に最適な条件を調査した。周方向電流はドリフト回転半径 R_D とプラズマ領域幅 L の比である R_D/L に依存し、全てのパラメータにおいて $R_D/L \sim 0.3$ でピーク値を取る。 J_θ のピーク値は交流電圧の周波数 f が高いほど大きくなる。その理由は、高い f は電子の速い回転運動を引き起こすためである。ただし、サイクロトロン運動による回転運動の乱れを防ぐために、サイクロトロン周波数 ω_{ce} が交流電圧の角周波数 ω よりも十分に大

きくなるようにパラメータを選ばなければならない。

プラズマ密度 n_{p0} が大きくなると、プラズマが電場に与える影響が大きくなり、電場浸透が減少する。そのため、周方向電流が n_{p0} に比例した上昇を示さない。高磁場を印加することで、電場浸透が上昇し、周方向電流が高くなることがわかった。

実際のヘリコン波プラズマのリサージュ加速を再現するためには、電磁場の誘導成分を含めた計算が必要となる。また、プラズマの加速及び推力増加、及び加速のメカニズムを解析するために、3次元計算を行う必要がある。

参考文献

- [1] 栗木恭一, 荒川義博, 電気推進ロケット入門, 東京大学出版, 2003.
- [2] 川口淳一郎, 國中均, “小惑星探査機「はやぶさ」の帰還”, 日本航空宇宙学会誌, Vol. 59, pp. 329–334, 2011.
- [3] 國中均, “無電極マイクロ波放電式イオンスラスタの研究・開発”, 日本航空宇宙学会誌, Vol. 46, pp. 174–180, 1998.
- [4] 安藤晃, “無電極イオン加速: VASIMR と Double Layer 加速”, 宇宙航空研究開発機構特別資料: 大電力化/モジュール化電気推進に関する研究会, pp. 67–72, 2009.
- [5] 都木恭一郎, 篠原俊二郎, 谷川隆夫, 羽田亨, 舟木一幸, 田中良和, 山口晃弘, Kostiantyn P. Shamrai, “ヘリコン波源を用いた無電極 MPD スラスタの検討”, 宇宙航空研究開発機構特別資料: 大電力化/モジュール化電気推進に関する研究会, pp. 73–95, 2009.
- [6] T. Nakamura, K. Yokoi, H. Nishida, S. Shinohara, I. Funaki, T. Matsuoka, T. Tanikawa, T. Hada, K. P. Shamrai, and T. S. Rudenko, IEPC-2011-279, 2011.
- [7] T. Matsuoka, I. Funaki, T. S. Rudenko, K. P. Shamrai, S. Satoh, T. Fujino, T. Nakamura, K. Yokoi, H. Nishida, S. Shinohara, T. Hada, and T. Tanikawa, IEPC-2011-079, 2011.
- [8] C. K. Birdsall and A. B. Langdon, Plasma Physics via Computer Simulation, Institute of Physics Publishing, London, 2004.
- [9] 篠原俊二郎, “ヘリコン波による高密度プラズマ生成の最近の話題”, プラズマ・核融合学会誌, Vol. 78, pp. 5–18, 2002.
- [10] T. Matsuoka, T. S. Rudenko, I. Funaki, K. P. Shamrai, T. Nakamura, H. Nishida, T. Tanikawa, T. Hada, and S. Shinohara, “One Dimensional Modeling of Radio Frequency Electric Field Penetration into Magnetized Plasmas”, Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 51, 096201, 2012.