

東京大学大学院新領域創成科学研究科  
基盤科学研究系  
先端エネルギー工学専攻

平成 26 年度

修士論文

アノードレイヤ型スラスタにおけるマグネティック  
シールドイングのイオン損失低減メカニズム

2015 年 2 月提出  
指導教員 小紫 公也 教授

47136045 赤木 将平

# 目次

第1章	序論	1
1.1	電気推進	1
1.2	ホールスラスト	2
1.2.1	ホールスラストの作動原理	2
1.2.2	ホールスラストの種類	3
1.2.3	ホールスラストの推進性能評価	4
1.3	RAIJIN プロジェクト	6
1.4	マグネティックシールドイング	7
1.5	ホールスラストの数値解析	9
1.6	本研究の動機と目的	10
第2章	Full-PIC 法	11
2.1	粒子法	11
2.1.1	モンテカルロ直接法	11
2.1.2	最大衝突数法	12
2.1.3	PIC 法	13
2.2	場の計算	14
2.3	数値解析の加速	15
第3章	数値解析手法	19
3.1	UT-58	19
3.2	2D3V Full-PIC-DSMC モデル	22
3.2.1	時間刻み・空間刻み	23
3.2.2	電場の計算	24
3.2.3	粒子の運動	26
3.2.4	粒子間の衝突	27
3.2.5	異常拡散モデル	28
3.2.6	数値解析の加速	29
3.2.7	モデルの精度の検証	31
第4章	解析結果と考察	34
4.1	実験結果との比較による検証	34
4.1.1	電子温度分布	34
4.1.2	電流値及び推進性能	35
4.2	マグネティックシールドイングの効果	35
4.3	電子のエネルギー分布	42

第5章 結論 .....	44
謝辞.....	45
参考文献 .....	46
学会発表 .....	50
学術論文 .....	50

## 図目次

図 1.1	各種推進機の推力密度と比推力の関係.....	2
図 1.2	ホールスラストの概略図.....	3
図 1.3	2種類のホールスラストのチャンネル構造と電位分布の概念図.....	4
図 1.4	ホールスラスト内電流の概略図.....	6
図 1.5	JAXA による宇宙探査ロードマップ.....	7
図 1.6	RAIJIN プロジェクトの構想.....	7
図 1.7	マグネティックシールドイングの原理.....	8
図 2.1	各形状関数.....	14
図 3.1	UT-58 の外観.....	19
図 3.2	UT-58 の断面図.....	20
図 3.3	チャンネル断面図(幅の単位は mm).....	20
図 3.4	ポールピース間の違いによる磁束形状の違い.....	21
図 3.5	チャンネル中心線上の磁束密度分布.....	21
図 3.6	計算領域.....	22
図 3.7	計算フロー.....	23
図 3.8	PIC 法の概略図(左: $r$ - $z$ 2次元面, 右: 3次元).....	23
図 3.9	磁束密度(グレースケール)と磁束形状 (赤線:計算領域).....	26
図 3.10	電位の境界条件.....	26
図 3.11	粒子の境界条件.....	27
図 3.12	衝突断面積のモデル.....	28
図 3.13	ボーム拡散係数の分布図.....	29
図 3.14	電子の磁場補正值.....	30
図 3.15	一定衝突数まで特性時間.....	30
図 3.16	理論解(実線)と解析解(凡例は空間刻みの大きさ).....	31
図 3.17	空間刻みと誤差の関係.....	31
図 3.18	理論解(点線)と解析解(凡例は時間刻みの大きさ).....	32
図 3.19	時間刻みと誤差の関係.....	32
図 4.1	電子温度の実験値との比較.....	34
図 4.2	イオン生成領域の比較 (単位: $\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$ ).....	36
図 4.3	ガードリング電流源の比較 (単位: $\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$ ).....	36
図 4.4	電位分布の比較 (単位: V).....	37
図 4.5	電子温度分布と磁場形状.....	38
図 4.6	ポリトロープ指数.....	38
図 4.7	電子数密度分布.....	39

図 4.8	ガードリングでの電流損失及びエネルギー損失.....	41
図 4.9	ガードリングでの電流損失及びエネルギー損失.....	42
図 4.10	電子エネルギー分布.....	43

## 表目次

表 2.1	人工誘電率による関連値の変化.....	16
表 2.2	人工原子質量による関連値の変化.....	17
表 2.3	人工電子質量による関連値の変化.....	18
表 2.4	人工電子質量及び磁場係数による関連値の変化.....	18
表 3.1	格子点係数及び定数.....	24
表 4.1	電流及び推進性能の実験値との比較.....	35
表 4.2	2種の磁場・チャネル形状での電流値の比較.....	36

## 記号

$B$	磁束密度	[T]
$D$	拡散係数	
$E$	電場	[V/m]
$E$	エネルギー	[J]
$e$	電気素量	$1.6022 \times 10^{-19}$ C
$F$	推力	[N]
$g$	重力加速度	$9.8067$ m/s <sup>2</sup>
$I$	電流	[A]
$I_{sp}$	比推力	[s]
$j$	電流密度	[A/m <sup>2</sup> ]
$K$	ボルツマン定数	$1.3807 \times 10^{-23}$ J/K
$L$	代表長さ	[m]
$M$	原子質量	[kg]
$m$	電子質量	$9.1094 \times 10^{-31}$ kg
$\dot{m}$	質量流量	[kg/s]
$n$	数密度, 添字のない場合はプラズマ密度	[/m <sup>3</sup> ]
$q$	電荷	[C]
$r$	半径方向位置	[m]
$T$	温度	[k]
$t$	時間	[s]
$V$	放電電圧	[V]
$\mathbf{v}$	速度	[m/s]
$v$	速さ	[m/s]
$z$	軸方向位置	[m]
$\Delta t$	時間刻み	[s]
$\Delta x$	空間刻み	[m]
$\varepsilon$	誘電率	[F/m]
$\varepsilon_0$	真空誘電率	$8.8542 \times 10^{-12}$ F/m
$\eta$	効率	
$\theta$	周方向角度	
$\lambda_D$	デバイ長	[m]
$\mu$	移動度	
$\mu_0$	真空透磁率	$4\pi \times 10^{-7}$ H/m

$\nu$	衝突周波数	[Hz]
$\rho$	電荷密度	[C/m <sup>3</sup> ]
$\sigma$	衝突断面積	[m <sup>2</sup> ]
$\phi$	ポテンシャル	[V]
$\omega$	角周波数	[rad/s]
$\Omega$	ホールパラメータ	

### 添字

b	イオンビーム
c	旋回運動
d	放電
e	電子
g	ガードリング
i	イオン
n	中性粒子
p	プラズマ振動
	磁場に平行方向
⊥	磁場に垂直方向

# 第1章 序論

## 1.1 電気推進

電気推進は電力でもって推進剤に力を与えて、反力を得るロケット推進機関である[1]. 燃料と酸化剤を反応させて、熱的な駆動で推力を得る化学推進と比較して、電力に見合った推力しか得られない. また、一般的に放電を介した推力発生機構を持つ. 以上の理由から電気推進は、地上からの打ち上げではなく、真空の宇宙空間での利用が一般的である.

電力から推力を発生させるには大きく3つの方法が存在する. すなわち電熱、静電、電磁の3つである[2]. 電熱の力とは、電力を熱に変換して推進剤を膨張・加速させることで得られる. この力を利用した代表的な電気推進としてアークジェットスラスタが挙げられる. これは推進剤を電極間に流し、放電によりプラズマ化させ、そのプラズマ内に流れる電流により推進剤をジュール加熱し、ノズルでもって膨張・加速させる. 静電力は、プラズマ化させた推進剤を静電場によって加速させることで得られる. この力を利用した代表的な電気推進としてイオンスラスタが挙げられる. イオンスラスタは推進剤のプラズマからイオンを静電的に加速させることで推力を得る. 電磁力とは、電流とそれに直交する磁場を与えることで得られるローレンツ力であり、これを利用して推進剤を加速させる代表的なものとして、MPDスラスタが挙げられる. これは、アークジェットと同じく電極間に推進剤を流し放電させるが、流れる電流による誘導磁場や外部から印加される磁場によってローレンツ力を推進剤に与えて、推力を得る.

電気推進の共通の特徴として、化学推進より推力が低い、比推力が大きいことが挙げられる. 比推力  $I_{sp}$  は式(1.1)で表される.

$$I_{sp} \equiv \frac{F}{\dot{m}g} = \frac{v_{ex}}{g} \quad (1.1)$$

ここで  $v_{ex}$  は排気速度である. 比推力は推進剤をいかに効率よく加速させるかを表す指標であり、一般的にこれが高いほど加速に必要な推進剤の量が少なくて済む. 図 1.1 に各種推進機の推力密度と比推力密度を示す[1]. この特徴から、大推力を必要としない宇宙空間での人工衛星の姿勢制御や軌道制御、軌道間輸送などの推進装置として用いられる.

電気推進の推進性能を表すものとして、比推力のほかに推進効率  $\eta_t$  が挙げられる. 推進効率  $\eta_t$  は式(1.2)で表され、投入した電力  $P$  がどれだけ推進エネルギーに変換されたかを表す.

$$\eta_t = \frac{\frac{1}{2} \dot{m} v_{ex}^2}{P} = \frac{F^2}{2\dot{m}P} \quad (1.2)$$

電気推進を利用した宇宙機を設計する場合、上記の比推力と推進効率が重要となる. 高い比推力は推進剤の質量を低減することにつながるが、必要電力の増大、もしくは推力の低下につながる. 必要電力の増大は電源系質量の増加を、推力の低下は飛行時間の増加を招く. 従って、ミッションに応じた比推力を満たして、推力や推進効率の高いものが求められる.



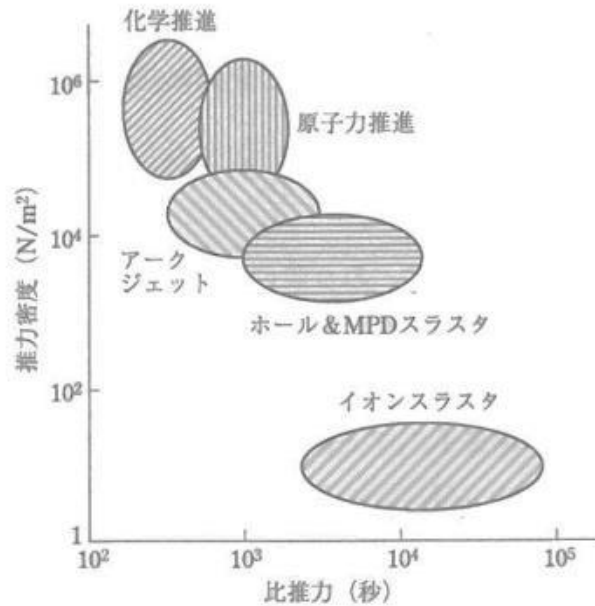


図 1.1 各種推進機の推力密度と比推力の関係

## 1.2 ホールスラスタ

ホールスラスタは電気推進の 1 種であり，その特徴は以下の通りである[3][4].

1. 1000 s ~ 3000 s という電気推進の中では比較的低い比推力において，50 %以上の高い推進効率が得られる
2. イオンスラスタに比べて高い推力密度
3. 構造が単純でコンパクトであり，様々な推進剤を利用できる

上記の特徴から地球近傍の人工衛星の姿勢制御や軌道間輸送に適しているとされている。ロシアではすでに 100 機以上のホールスラスタが人工衛星の軌道修正や東西制御に使われており，ESA では月探査衛星 SMART-1[5]で PPS-1350 ホールスラスタ[6][7]を使用した。また，日本では三菱電機株式会社が 5 kW 級のホールスラスタを開発している[8].

### 1.2.1 ホールスラスタの作動原理

推力発生機構としては静電加速及び電磁加速を利用している。図 1.2 にホールスラスタの概略を示す。ドーナツ状のチャンネル内で半径方向の磁場と軸方向の電場を印加する。そして外部にあるカソードから流れる電子が磁場にトラップされ，チャンネル内で周方向に  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトする。これにより誘起された周方向のホール電流によって，アノードからチャンネルに流された推進剤が電離衝突を起こし，プラズマ化する。推進剤のプラズマの内，電子はホール電流と磁場による軸方向下流のローレンツ力を受け，軸方向の静電場を打ち消す動きを阻害される。これにより軸方向の静電場が維持されて，プラズマ内のイオンは軸方向に加速し，イオンビームとなってスラスタ外に排出される。スラスタ自身は電子に与えるローレンツの反力として推力を得る。従って，推進剤の加速機構は静電力によるものだが，推力はロ

ーレンツ力を通じて得られる。上記の作動原理から以下の3つのホールスラスタの設計則が存在する。

$$\omega_{ce}\tau_e \gg 1 \quad (1.3)$$

$$r_{L,e} \ll L \ll r_{L,i} \quad (1.4)$$

$$\lambda_n \ll L \ll \lambda_i \quad (1.5)$$

ここで $\omega_{ce}$ は電子のサイクロトロン周波数、 $\tau_e$ は電子の平均自由時間、 $r_{L,e}$ と $r_{L,i}$ はそれぞれ電子とイオンのラーマー半径、 $L$ はチャンネルの代表長さ、 $\lambda_n$ と $\lambda_i$ はそれぞれ中性粒子とイオンの平均自由行程である。式(1.3)の左辺はホールパラメータと呼ばれ、電子が衝突する間にどれだけ旋回運動をするかを示す無次元量であり、式(1.3)はホールスラスタのチャンネル内では電子が磁場に良くトラップされていることを示す。式(1.4)は電子だけが磁場の影響を受けて、イオンは磁場による旋回運動はほぼ無視できることを表す。式(1.5)は中性粒子がチャンネル内で十分に衝突して電離し、イオンは電子と再結合せずにチャンネル内から排出されることを表す。

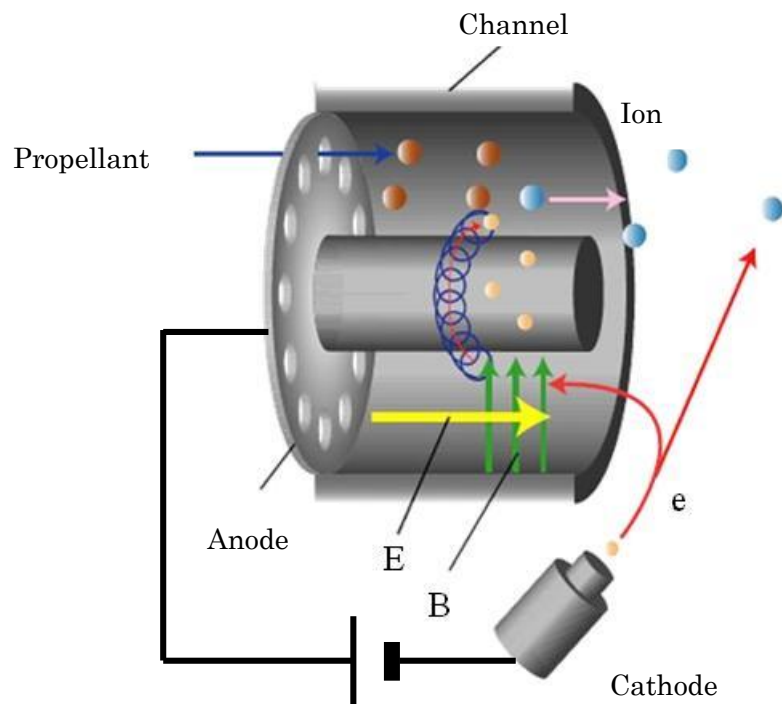


図 1.2 ホールスラスタの概略図

### 1.2.2 ホールスラスタの種類

ホールスラスタはチャンネルの構造と加速機構により大きく2種類に分類できる[9]。一つはマグネティックレイヤ型と呼ばれ、代表的なものにSPT (Stationary Plasma Thruster) シリーズがある[10]。もう一つはアノードレイヤ型と呼ばれ、代表的なものにTAL (Thruster with Anode Layer) シリーズがある[11]。それぞれのチャンネルと軸方向の電位分布の概念図を図1.3に示す。

マグネティックレイヤ型はチャンネル長さがチャンネル幅より長く、チャンネル壁が絶縁体で出来ている。壁面にはプラズマからイオンと高エネルギーの電子が流れ込み、低エネルギーの二次電子が放出される。このため、チャンネル壁によるエネルギーの損失が比較的大きく、電子温度も低く抑えられる。そのため十分に電離を起こすために、チャンネル長さが長くとられている。また、電位はチャンネル内にて緩やかな勾配で下がり、磁束密度の大きくなる出口近傍でカソード電位まで下がる。

一方、アノードレイヤ型はチャンネル長さがチャンネル幅より短く、チャンネル壁が導電性のガードリングで磁気ポールをプラズマのスパッタリングから防ぐ役割を持つ。このガードリングはカソード電位に保たれており、電子はチャンネル壁に衝突しないのでチャンネル内の電子温度は高く保たれている。このためチャンネル長さが短くても十分に電離が起こる。そして、チャンネル長さが短いことによって、イオンの壁面での損失が小さく、推力や寿命等の性能がマグネティックレイヤ型より良い。電位はアノード近傍に存在する電子シースによって急峻に下がる。この層はアノードレイヤと呼ばれ、イオン化した推進剤はこの層で加速されスラスト外に排出される。

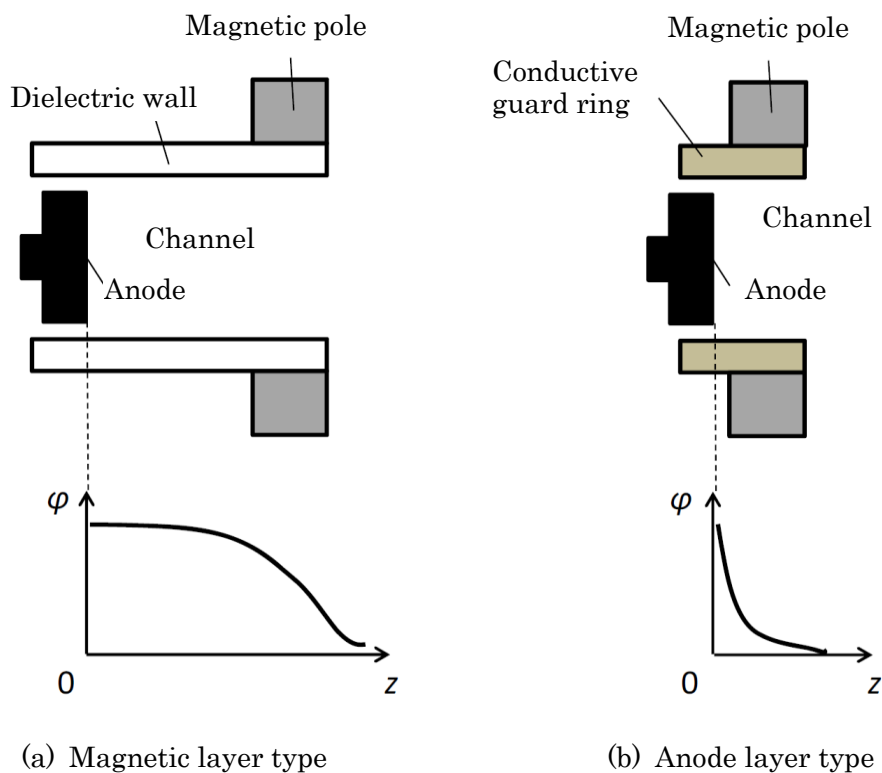


図 1.3 2 種類のホールスラストのチャンネル構造と電位分布の概念図

### 1.2.3 ホールスラストの推進性能評価

電気推進機であるホールスラストもまた、推力  $F$  や推進効率  $\eta_t$  でその推進性能が評価される。推進効率は式(1.2)で表されるが、ホールスラストの場合、式(1.6)のように記述できる。

$$\eta_t = \frac{F^2}{2\dot{m}V_d I_d} \quad (1.6)$$

ここで $V_d$ は放電電圧、 $I_d$ は放電電流である。放電以外に使用される電力、すなわち磁気回路やカソードの加熱で消費される電力は放電電力より十分小さいため無視されており、そのことからアノード効率とも呼ばれている。また推進効率は式(1.6)での評価のほか、加速効率 $\eta_a$ 、推進剤利用効率 $\eta_u$ 、エネルギー効率 $\eta_E$ の3種の内部効率とビーム発散角のロス $\gamma_B$ を用いて式(1.7)で表される[12].

$$\eta_t = \eta_a \eta_u \eta_E \gamma_B^2 \quad (1.7)$$

加速効率は、イオンビーム電流 $I_b$ と放電電流 $I_d$ の比として、式(1.8)で定義される。

$$\eta_a \equiv \frac{I_b}{I_d} \quad (1.8)$$

ホールスラストにおいて、電流は図 1.4 のように流れ、放電電流は式(1.9)のように分解できる。

$$I_d = I_b + I_c + I_g \quad (1.9)$$

ここで、 $I_c$ はカソードからチャンネルに流れる電子電流で、 $I_g$ はチャンネル壁に衝突したイオンが電子と再結合する際に流れるガードリング電流である。マグネティックレイヤではガードリング電流は0である。加速効率は電子電流の閉じ込めの度合いを示すもので、電子電流が小さいほど、効率よくイオンビームが引き出せているといえる。

推進剤利用効率はイオンビーム電流と電流換算した推進剤流量の比として式(1.10)のように定義される。

$$\eta_u \equiv \frac{M I_b}{e \dot{m}} \quad (1.10)$$

ここで $M$ は推進剤の原子質量で、 $e$ は電気素量である。これは投入した推進剤がどの程度電離して、イオンビームとして利用されたかを示す指標である。ただし、イオンはすべて1価である前提で、多価電離がある場合は高く見積られる。

エネルギー効率は、イオンビームがどれだけの電圧でもって加速され、エネルギーを得たかを示す指標であり、式(1.11)のように定義される。

$$\eta_E \equiv \frac{E_m}{e V_d} \quad (1.11)$$

ここで $E_m$ は放出されるイオンの平均エネルギーである。

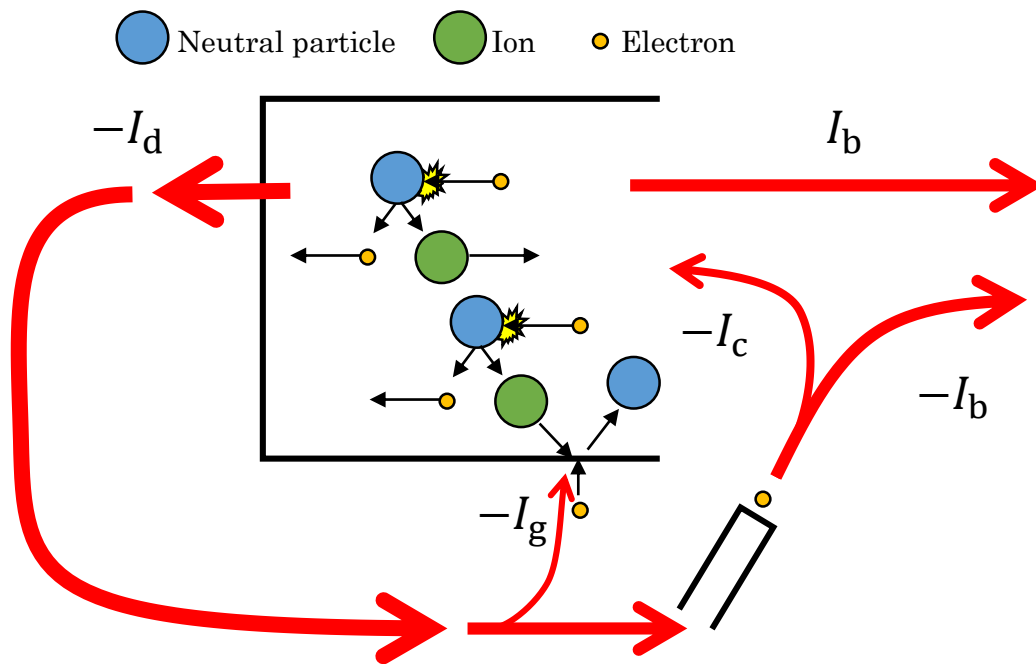


図 1.4 ホールスラスタ内電流の概略図

### 1.3 RAIJIN プロジェクト

現在、国際宇宙探査協働グループ(ISECG; International Space Exploration Coordination Group)は有人火星探査を将来の目標とし、実現のためのロードマップを掲げている。その中で要求されている推進技術“*In-Space Propulsion*”は世界中で研究されている。日本においても、JAXA が図 1.5 に示すようなロードマップを掲げており、様々な推進機がこの候補として考えられている[13]。そして、ホールスラスタは平成 24 年度に重点的に開発する大型電気推進機の一つとして選ばれている。これに応じ、全日本体制でアノードレイヤ型のホールスラスタを研究開発する“RAIJIN (Robust Anode layer Intelligent Japan IN-space propulsion system)”プロジェクトが発足された。その構想は図 1.6 に示す通りで、スラスタ本体や電源系の開発、クラスタ化した場合のプルームの相互干渉や搭載性、大電流カソードの開発、ミッションや軌道解析、産業化等を対象として各大学や研究機関で研究が進められている。

当研究室ではスラスタ本体の開発に重点を置いており、スラスタの大出力・高効率・長寿命化といった性能の向上や、現行に変わる推進剤の利用によるコストの低減に関する研究が行われている。本研究は数値シミュレーションによりスラスタの作動をテストし、スラスタの設計開発における時間的・金銭的成本を抑えて、設計指針を得る足掛かりとするものである。


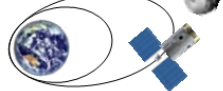


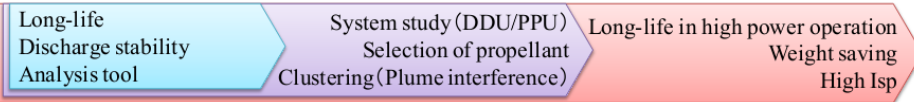
Schedule	2016-2018	2018-2020	2028
Mission Milestone	Transportation to GEO 	Transportation to EMI 	Next Asteroid 
Power/Isp	5-10kW/2000s	50kW/1500~2000s	160kW/2000-3000s
Thrust	0.3N~0.6N	3N	6N~10N
Life time	0.5~1year	1year	1year
Hall thruster 	 <p>Long-life Discharge stability Analysis tool → System study (DDU/PPU) Selection of propellant Clustering (Plume interference) → Long-life in high power operation Weight saving High Isp</p>		

図 1.5 JAXA による宇宙探査ロードマップ

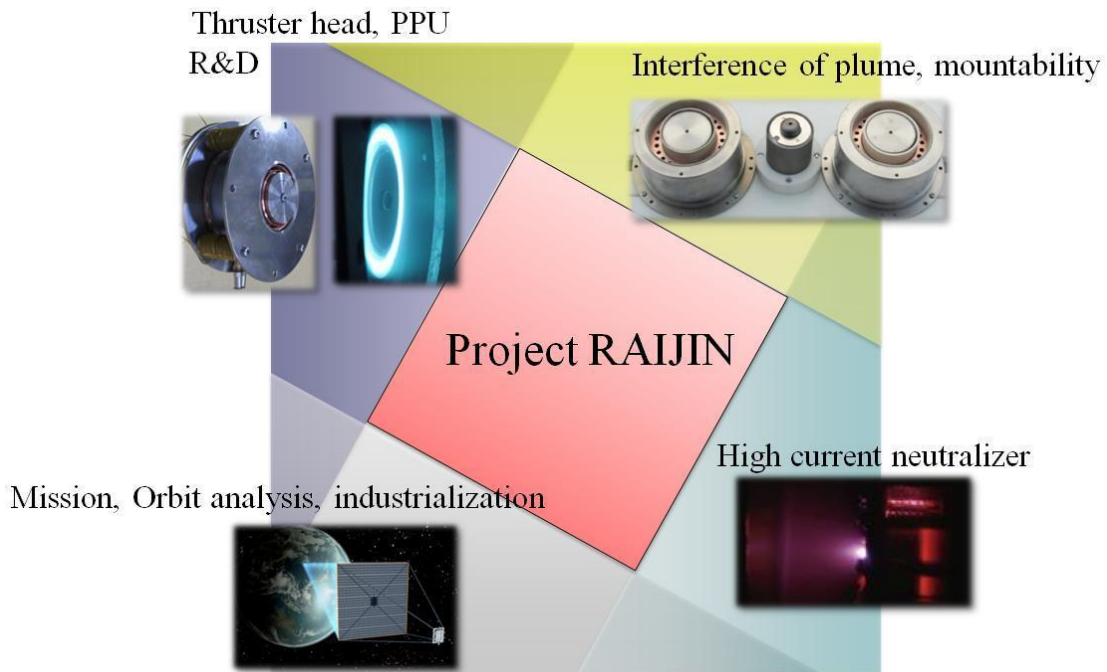


図 1.6 RAIJIN プロジェクトの構想

#### 1.4 マグネティックシールドイング

前節で述べたように、ホールスラスタに要求される性能の 1 つとしてスラスタの寿命が考えられている。電気推進は推力が小さいため、大きな速度増分を得るためには長時間作動する必要があるためである。ホールスラスタにおいて、作動の寿命を決定づける最大の原因は、イオンのスパッタリングによるチャンネル壁の損耗であると考えられている。

ホールスラスタの長期作動に向けて、損耗の度合いを計測することでスラスタの寿命を評価する研究がなされてきた。具体例を挙げると、地上試験でのスラスタの耐久試験[14][15]や短時間で行える壁面損耗の計測法の研究[16][17]、実験や数値解析によるイオンスパッタリングのモデル化[18][19][20]などである。そして、マグネティックレイヤ型スラスタ BPT-

4000 で長期作動テスト後もチャンネル壁面の損耗がほぼゼロとなる実験結果が得られた[15]. この技術は、特定の磁場形状が壁面を保護する働きがあるとした数値解析結果[21]を基に、実験的な結果[22]を通して開発され、マグネティックシールドイングと名付けられた.

マグネティックシールドイングの原理は図 1.7 に示す[23]. 磁場に平行な方向に関して電子は自由に動けるので、熱及び質量の流れの抵抗も磁場に垂直な方向に比べて小さい. このため、電子温度の変化も比較的小さいと考えられるので、式(1.12)と書ける.

$$\nabla_{\parallel} T_e \approx 0 \quad (1.12)$$

加えて、磁場平行方向で電気抵抗が無視できるとすると、電子流体の運動量の式から式(1.13)が導ける.

$$E_{\parallel} \approx -T_e \nabla_{\parallel} \ln(n_e) \quad (1.13)$$

従って、磁場に平行な方向の電場は電子温度またはプラズマ密度勾配が 0 でない限り存在しており、イオンがこの方向に加速されることを示している. 等電位線が壁面付近で磁力線から逸れるために、図 1.7(b)のような磁場がチャンネル壁を横切る磁場形状だとイオンは壁面に向かってしまい、壁面損耗を起こしてしまう. 特に電子温度が高いチャンネル出口近傍で磁場に平行な電場が大きくなり、壁面損耗も大きくなってしまう.

一方、図 1.7(b)のように磁束とチャンネル壁面が平行になる形状にして、チャンネル壁近傍の磁力線をチャンネル内部の上流部まで伸ばすことで、壁面近傍の電位を放電電圧程度に高く保ち、電子温度をチャンネルの上流部と同程度まで低く抑えることができる. これにより、チャンネル壁に流入するイオンのエネルギー及びシースの電圧をスパッタリングの閾値まで抑えることができる. 加えて、式(1.13)より磁場に平行方向の電場も小さくなるので、より磁場に垂直な方向に電場が大きくなり、チャンネル壁からイオンを遠ざけることができる.

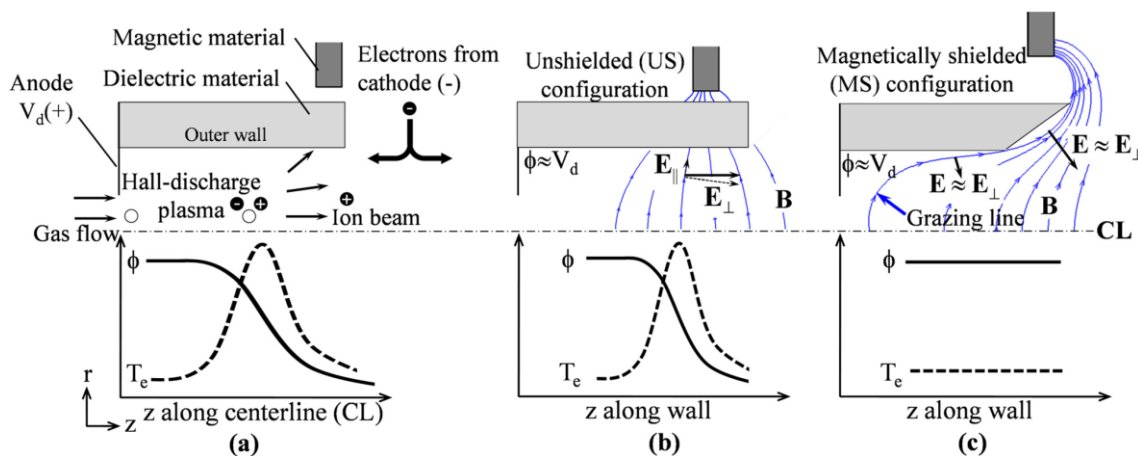


図 1.7 マグネティックシールドイングの原理

## 1.5 ホールスラスタの数値解析

ホールスラスタで用いられる数値解析手法は、大別して 2 種類あり、プラズマを流体としてセルで分割して計算する方法と、プラズマを粒子と場に分割し、粒子は運動方程式と衝突計算を個々で計算し、電場や磁場といった場はセルで分割して計算する方法である。前者は流体モデル、後者は Particle-In-Cell(PIC)法と呼ばれる。

多く使われている手法として、一部の粒子を PIC 法で、その他の粒子を流体モデルで計算する Hybrid-PIC 法がある[12][24]。特に Fife が開発した HPHall と呼ばれる Hybrid-PIC 法を用いた解析コードは中性粒子やイオンなどの質量の大きい粒子を PIC 法で、電子を流体モデルで解く[25]。そのロバスト性や低い計算コストから様々な機関で用いられている[26][27][28][29][30][31][32]。そして、この HPHall を基として、Mikellides が磁場に沿ったメッシュを採用した完全流体モデルを開発した[33]。一方、すべての粒子を PIC 法で計算する Full-PIC 法という手法もある[34][35][36][37][38]。

流体モデルを用いる Hybrid-PIC 法や完全流体モデルの利点として、計算コストの低さが挙げられる。プラズマ内において電子の質量は他の粒子に比べて小さく、結果として電子の熱速度は大きい。その電子を粒子として記述するために、時間刻みをプラズマ振動といった電子の運動に合わせて決定すると、プラズマ全体の運動を記述するためには大きなステップ数を要する。従って電子を流体モデルで記述することで、時間刻みをイオンの運動スケールまで大きくすることができ、計算コストを改善できる。しかしながら、電子を流体モデルで計算するためには、電子のエネルギー分布関数やプラズマの準中性を仮定する必要がある。これらの仮定により、プラズマの準中性が崩れる壁面近傍のシース等が自己無撞着に再現できず、相当する境界モデルを仮定する必要がある。また、ホールスラスタ内でのクヌーセン数は 1~10 と大きく流体モデルで解くことが適切でない場合もある。

これに対し、流体モデルを用いない Full-PIC 法は、上記のシースや電子のエネルギー分布などを自己無撞着に再現できる。前述の理由やシースを記述するためにセルの大きさをデバール長程度にする必要があるなどの理由から計算コストが大きいというデメリットが存在するが、その対策として、電子とその他の粒子の質量比を仮想的に 1 に近づける[35][37][38]、空間の誘電率を仮想的に大きくすることでデバール長を拡大、プラズマ周波数を縮小する[35]などして、空間刻みや時間刻みの制約を緩和して計算を加速させるほか、ある一定数の粒子を一つの超粒子としてまとめて計算する方法が存在する[35][37][38]。もちろん係数や物理量を仮想的に変化させるために、計算結果にも物理的に正しくない量が出てくる。この変化が求めたい量に影響しないようにする工夫が必要となるが、それについては 2.3 に後述する。



## 1.6 本研究の動機と目的

当研究室では、前節のマグネティックシールドリングの技術を参考にして設計されたアノードレイヤ型スラスタ UT-58 が開発された[39]. そして、プラズマの壁面損失を抑えるためにさらなる改良も研究されている[40]. しかしながら、マグネティックシールドリングはマグネティックレイヤ型スラスタに応じて開発された技術であり、アノードレイヤ型スラスタに適応した場合の影響は不明瞭である.

そこで本研究は、壁面に現れるシース領域を計算できる Full-PIC 法を用いて、アノードレイヤ型スラスタの数値解析モデルを構築し、これを用いて UT-58 のシミュレーションを行い、アノードレイヤ型スラスタにおけるマグネティックシールドリングの効果を明らかにした。

## 第2章 Full-PIC 法

本研究で対象とするホールスラスタには以下の特徴がある.

- アノードレイヤ型スラスタであり, アノード前面に急峻な電位勾配(アノードレイヤ)が存在することが予想される.
- マグネティックシールドリングを搭載しており, ガードリング近傍のシース構造への影響を再現する必要がある.

アノードレイヤ型スラスタの数値解析は, 横田がアノードから加速チャネルまでの領域を[37], Szabo が小型のスラスタのシミュレーションを[35], それぞれ Full-PIC 法を用いて行っており, マグネティックシールドリングを搭載したマグネティックレイヤ型スラスタの数値解析は張が Full-PIC 法で[38], Mikellides らが完全流体モデルで行っている[33]. 本研究ではアノードレイヤやシースを正しく再現することでアノードレイヤ型スラスタでのマグネティックシールドリングの効果を検証する必要がある. 従って, 電氣的準中性を仮定する必要がない Full-PIC 法での解析が最適である.

### 2.1 粒子法

流体力学において, 式(2.1)に示すように平均自由行程 $\lambda$ と代表長さ $L$ の比で表されるクヌーセン数 $Kn$ は流れ場が連続体として扱えるかを示す無次元数である.

$$Kn = \frac{\lambda}{L} \quad (2.1)$$

希薄な密度を持つプラズマにおいて, このクヌーセン数が 0.1-10 と大きく, 連続体として扱えない場合がある. この場合に使われる手法の1つとして粒子法がある.

粒子法とは流体を粒子モデルでもって離散化する方法である. 本研究では, 流体を構成する分子レベルの粒子でモデル化するモンテカルロ直接法(Direct Simulation Monte Carlo, DSMC)[41][42][43]を用いた離散化でもって, 粒子を計算する.

#### 2.1.1 モンテカルロ直接法

粒子法で解く方程式は式(2.2)に示すボルツマン方程式である.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{col}} \quad (2.2)$$

ここで $f$ は粒子の分布関数,  $t$ は時間,  $\mathbf{v}$ は速度,  $\mathbf{r}$ は位置,  $\mathbf{F}$ は体積力,  $m$ は質量である. そして, 右辺の項は衝突項で, 粒子間の衝突による分布の時間変化を表す. この式から時間差分の式を求めると, 式(2.3)が導かれる. ただし2次以上の時間微小項は無視する.

$$\begin{aligned}
f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t_0 + \Delta t) &= f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t_0) - \Delta t \left\{ \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} - \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{col}} \right\}_{t=t_0} \\
&= \left( 1 - \Delta t \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \left( 1 - \Delta t \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right) \left\{ 1 + \Delta t \left( \frac{\partial}{\partial t} \right)_{\text{col}} \right\} f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t_0)
\end{aligned} \tag{2.3}$$

これを分解すると式(2.4), (2.5), (2.6)が得られる.

$$f_1(\mathbf{v}, \mathbf{r}) = \left\{ 1 + \Delta t \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{col}} \right\} f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t_0) \tag{2.4}$$

$$f_2(\mathbf{v}, \mathbf{r}) = \left( 1 - \Delta t \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right) f_1(\mathbf{v}, \mathbf{r}) \tag{2.5}$$

$$f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t_0 + \Delta t) = \left( 1 - \Delta t \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) f_2(\mathbf{v}, \mathbf{r}) \tag{2.6}$$

(2.4)式は粒子間衝突により速度分布が $f$ から $f_1$ に変化することを表し, (2.5)式は衝突後の速度分布 $f_1$ が体積力により $f_2$ に変化することを表し, (2.6)式は速度によって粒子の位置が変化することを表す. すなわち1つの時間刻みの内の衝突による運動量変化, 外力による運動量変化, 自由運動による位置変化がそれぞれ分離して計算できることを示している. この分離の原理が成り立つには, それぞれの時間変化が十分に小さくなければならず, 以下の条件を満たす必要がある.

$$\Delta t \left| \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{col}} \right| \ll f, \Delta t \left| \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} \right| \ll f, \Delta t \left| \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} \right| \ll f \tag{2.7}$$

第一の条件は,  $f$ を数密度 $n$ に,  $\left| \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{col}} \right|$ を単位時間, 単位体積当たりの衝突数 $n\nu_{\text{col}}$ と近似すると, 条件式(2.8)となる.

$$\Delta t \ll 1/\nu_{\text{col}} \tag{2.8}$$

$\nu_{\text{col}}$ は衝突周波数で, 時間刻みは平均自由時間より小さくとる必要がある.

第三の条件は, 流れの状態が変化する幅 $L \sim n/|\partial n/\partial \mathbf{r}|$ で近似して, 条件式(2.9)が得られる.

$$\bar{v}\Delta t \ll L \tag{2.9}$$

モンテカルロ直接法では, 空間的に一様とできる幅で計算領域を分割するので,

$$\bar{v}\Delta t \lesssim \Delta x \tag{2.10}$$

と書ける. これは, 粒子が1つの時間刻みで空間刻み $\Delta x$ を越えてはならない条件でクーロン条件と呼ばれる.

上記のように時間を離散化して, かつ速度分布関数 $f$ の代わりに $f$ から抽出したサンプル, すなわち分子や電子, イオンなどの粒子の集合を用いて計算する手法をモンテカルロ直接法と呼ぶ.

### 2.1.2 最大衝突数法

電子と中性粒子の単位時間, 単位体積当たりの衝突数 $n_{\text{col}}$ は, 式(2.11)となる.

$$n_{\text{col}} = n_e n_n \langle g_{ne} \sigma \rangle \tag{2.11}$$

ここで、 $n_e$ 、 $n_n$ はそれぞれ電子と中性粒子の数密度、 $g_{ne}$ は電子と中性粒子の相対速度、 $\sigma$ は衝突断面積である。ただし、電子はその他の粒子に比べて十分に速度が大きいので、 $g_{ne} \cong v_e$ とできる。モンテカルロ直接法で離散化した場合、式(2.11)から各セルあたり、各時間刻みの衝突数 $N_{col}$ は式(2.12)のように書ける。

$$N_{col} = \frac{N_n \sum_{i=1}^{N_e} v_{e,i} \sigma}{V} \Delta t \quad (2.12)$$

ここで $N_e$ 、 $N_n$ はそれぞれ各セル内の電子及び中性粒子の粒子数、 $V$ はセルの体積である。電子の衝突確率 $P_i$ は

$$P_i = \frac{N_n v_{e,i} \sigma}{V} \Delta t \quad (2.13)$$

となる。このまま計算すると各セルにおいて、 $N_e$ 個すべての電子に対して式(2.13)を計算し、乱数でもって確率 $P_i$ で衝突するか否か試行しなければならない。そこで、あらかじめ $v_{e,i} \sigma$ の最大値 $G$ が分かっているならば、式(2.12)より最大の衝突数 $N_{col,max}$ が式(2.14)のように計算できる。

$$N_{col,max} = \frac{N_e N_n G}{V} \Delta t \quad (2.14)$$

そして、この $N_{col,max}$ 個の電子を選び、次式(2.15)で書ける確率 $P_i'$ で実際に衝突するかを試行すればよい。

$$P_i' = \frac{v_{e,i} \sigma}{G} \quad (2.15)$$

$v_{e,i} \sigma = G$ で条件(2.8)が成り立っていれば、 $N_{col,max} \ll N_e$ が成り立つため、試行回数を大きく下げることができる。この手法を最大衝突数法と呼ぶ[44]。

### 2.1.3 PIC 法

粒子の運動は式(2.16)の運動方程式を用いて計算される。

$$\dot{\boldsymbol{v}} = \frac{q}{m} (\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) \quad (2.16)$$

ここで、粒子が存在する位置の電場及び磁場の情報が必要となる。しかし、すべての粒子に対して、その位置の電場及び磁場を厳密に解くのは現実的ではない。そこで、計算領域を分割した格子点上で電場と磁場を定義し、その格子点から粒子の位置の電場や磁場を近似する。逆に格子点上の電場や磁場を解くために、粒子の位置や速度から格子点上の電荷密度や電流密度を近似する。この粒子と格子点の場をカップルさせる手法を一般的に Particle-In-Cell 法、PIC 法という。

PIC 法では、粒子と格子点間で情報を与えあう際に、その位置関係に応じた関数、形状関数で重み付けをする。図 2.1 に 1 次元での各形状関数のグラフを示す。0 次の Nearest Grid Point (NGP)法は式(2.17)で、1 次の Cloud In Cell (CIC)法は式(2.18)で、2 次のスプラインを用いた手法が式(2.19)で表される。

$$S_0(d) = \begin{cases} 1, & \text{if } \frac{d}{\Delta x} \leq \frac{1}{2} \\ 0, & \text{else} \end{cases} \quad (2.17)$$

$$S_1(d) = \begin{cases} 1 - \frac{d}{\Delta x}, & \text{if } \frac{d}{\Delta x} \leq 1 \\ 0, & \text{else} \end{cases} \quad (2.18)$$

$$S_2(d) = \begin{cases} \frac{3}{4} - \left(\frac{d}{\Delta x}\right)^2, & \text{if } \frac{d}{\Delta x} \leq \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} \left(\frac{3}{2} - \frac{d}{\Delta x}\right)^2, & \text{if } \frac{1}{2} < \frac{d}{\Delta x} \leq \frac{3}{2} \\ 0, & \text{else} \end{cases} \quad (2.19)$$

ここで $S_0$ ,  $S_1$ ,  $S_2$ はそれぞれ0次, 1次, 2次の形状関数,  $d$ は粒子と格子点の距離,  $\Delta x$ が1セルのサイズである. 0次は粒子と最も近い位置にある格子点とのみ, 情報の交換をし, 1次は粒子が1セル分の広がりを持ち, 格子点を中心としたセルとの重なりで重み付けをする. 2次のスプラインはなめらかな関数となっていてノイズが小さいことが特徴である. 多次元の形状関数は, 各次元で与えた形状関数の積で表せる.

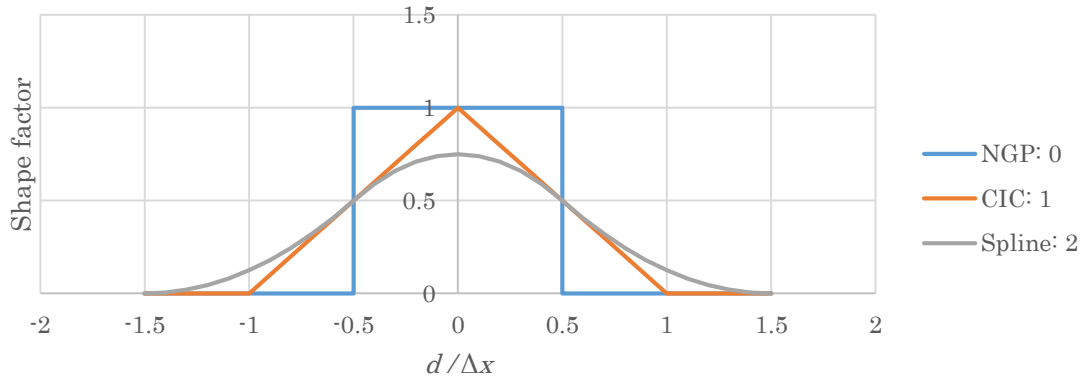


図 2.1 各形状関数

## 2.2 場の計算

電場及び磁場は, 式(2.20)-(2.23)のマクスウェル方程式で支配される.

$$\nabla \cdot \varepsilon_0 \mathbf{E} = \rho \quad (2.20)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.21)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (2.22)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (2.23)$$

ここで $\rho$ は電荷密度,  $\varepsilon_0$ は真空の誘電率,  $c$ は光速,  $\mu_0$ は真空の透磁率,  $\mathbf{j}$ は電流密度である. Full-PIC法では, 電子およびイオンがPIC法で扱われているため,  $\rho$ ,  $\mathbf{j}$ は分割された計

算領域の各セル内にある粒子から前項の PIC 法による重みづけで求まる．また，式(2.20)に  $\mathbf{E} = -\nabla\phi$  を代入すると，式(2.24)に示すポアソン方程式

$$\Delta\phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.24)$$

が得られる．本研究では，各ステップでポアソン方程式(2.24)を解くことで，電位を求めて電場を計算する．

### 2.3 数値解析の加速

粒子法では通常の CFD と違い，格子形成法が解析の精度に影響することはない．そのため，対象となる物理を再現できるように時間刻みと空間刻みを設定する必要がある．本研究では，対象とする物理の内，壁面近傍のシース領域と電子のプラズマ振動及び旋回運動が記述できればよい．シースの大きさはデバイ長  $\lambda_D$  の数倍とされている[1]ため，壁面近傍で空間刻みは  $\Delta x \sim \lambda_D$  とする．デバイ長は式(2.25)で表される．

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 K T_e}{n e^2}} \quad (2.25)$$

電子のプラズマ振動周波数は式(2.26)に，旋回周波数を式(2.27)に示す．

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n e^2}{\epsilon_0 m}} \quad (2.26)$$

$$\omega_{ce} = \frac{eB}{m} \quad (2.27)$$

従って，時間刻み  $\Delta t$  は

$$\Delta t \omega_{pe} / 2\pi < 1 \quad (2.28)$$

$$\Delta t \omega_{ce} / 2\pi < 1 \quad (2.29)$$

を満たす必要がある．そして，DSMC 法を使用する場合は条件式(2.8)，(2.10)を満たす必要がある．Full-PIC 法で扱う粒子の中で質量が最も小さく，熱速度が大きいのは電子なので，式(2.8)及び式(2.10)についても電子の衝突周波数，熱速度の条件式となる．

Full-PIC 法では，粒子法の計算コストが大きくなる．その原因として，電子と分子の質量差に起因するタイムスケールの違いと，計算する粒子数の多さが挙げられる．上記の通り，電子の運動に合わせた時間刻みにする必要があるが，電子は分子に比べ，質量が極めて小さい．具体例を挙げるとキセノン分子の約 1/241000 倍，アルゴン分子の約 1/73000 倍である．このため，分子より熱速度が非常に大きいため，分子の運動スケールを記述するためには，ステップ数が極めて大きくなる．加えて，ホールスラスト内の典型的なプラズマ密度のオーダーは  $1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ，中性粒子密度のオーダーは  $1 \times 10^{19} - 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  であり，すべての粒子を計算するのは現実的ではない．

そのため，前述したように仮想的な補正をすることで，計算コストを抑える工夫をする．

## 人工誘電率

表 2.2 に真空誘電率を  $\gamma^2$  倍大きくした場合の物理量及び計算パラメータの変化を示す [35]. 仮想的にプラズマ周波数が小さくなり, デバイ長が大きくなるため, 時間刻みや空間刻みを大きくすることができ, 計算を加速させることができる. しかし, デバイ長の拡大はシース厚さの拡大を意味し, 壁面近傍が正確に再現できなくなる. これは本研究で Full-PIC を採用した利点と反するので, 本研究ではこの方法は採用しない.

表 2.1 人工誘電率による関連値の変化

Parameter	Symbol	Factor
Permittivity	$\epsilon_0$	$\gamma^2$
Plasma frequency	$\omega_{pe}$	$\gamma^{-1}$
Debye length	$\lambda_D$	$\gamma$
Electric field	$\mathbf{E}$	$\gamma^{-1}$
Time step	$\Delta t$	$\gamma$
Distance	$\Delta x$	$\gamma$

## 人工質量比

式(2.30)に示すように電子とその他の粒子の質量比を 1 に近づける方法がある.

$$\left(\frac{M}{m}\right)_{\text{artificial}} = f^{-2} \left(\frac{M}{m}\right)_{\text{real}} \quad (2.30)$$

ここで  $M$  は中性粒子やイオンの質量,  $m$  は電子の質量で,  $f$  が人工質量比係数である. これを実現するには,  $M$  に  $f^{-2}$  の係数を与えるか,  $m$  に  $f^2$  の係数を与える必要がある. まず  $M$  を仮想的に小さくする場合を考える. これにより, イオンや中性粒子が加速されてシミュレーションの収束が速くなる. 表 2.2 に  $M$  が  $f^{-2}$  倍になった場合の物理量や計算パラメータの変化を示す [35]. ここでは中性粒子及びプラズマの数密度, イオンのラーマー半径, 中性粒子の平均自由行程を保存するため, 質量流量, イオンに関する磁場及び電子と中性粒子の衝突断面積を表のように変化させる. 磁場に直交な拡散係数  $D_{\perp}$ , 及び移動度  $\mu_{\perp}$  は式 (2.31), (2.32) に示す.

$$D_{\perp} = \frac{KT_e}{1 + \Omega_e^2} \quad (2.31)$$

$$\mu_{\perp} = \frac{e}{1 + \Omega_e^2} \quad (2.32)$$

ここで  $\Omega_e$  はホールパラメータ  $\omega_{ce}\tau_e = eB/mv_e$  である. 表 2.2 の変化を仮定すると, 比推力  $I_{sp}$  や電流密度  $j$  の変化量も計算できるため, 補正することで真の値が復元できる. しかし, 下記の変化はプラズマのバルク内を考慮したもので, 壁面などの境界付近では仮定が崩れ

てしまう。具体的には壁面へ流れるイオン電流密度が再現できないなどの点が挙げられる。本研究では、ガードリングに流れるイオンを正確に再現する必要があるため、この方法は採用しない。

次に電子の質量  $m$  を仮想的に大きくする場合を考える。電子の質量が大きくなることで電子の熱速度が小さくなり、時間刻みを大きくとることができる。これにより収束するまでのステップ数が小さくなるので、計算コストが小さくなる[37]。表 2.3 に  $m$  が  $f^2$  倍になった場合の物理量や計算パラメータの変化を示す。ここでは電子のラーマー半径、電子と中性粒子の衝突周波数を保存させるために電子に関する磁場、電子と中性粒子の衝突断面積を表のように変化させる。ホールパラメータ  $\Omega_e$  が  $f^{-1}$  倍変化するが、 $\Omega_e^2 \gg 1$  である限り、式 (2.31), (2.32) より磁場に直交な拡散係数、移動度は近似的に保存される。しかし、変化したホールパラメータが 1 に近づく、すなわち磁場が弱い領域や中性粒子密度が大きい領域においては拡散係数、移動度の保存は崩れる。そこで電子に関する磁場に係数  $f_B \leq f$  を与える。表 2.4 にその場合の変化を示す[38]。これにより、ホールパラメータの変化を  $f_B^{-1}$  倍に抑えることができる。

表 2.2 人工原子質量による関連値の変化

Parameter	Symbol	Factor
Mass	$M$	$f^{-2}$
Mass flow rate	$\dot{m}$	$f^{-1}$
Magnetic field for ions	$\mathbf{B}_i$	$f^{-1}$
Cross section for electron neutral collision	$\sigma_{en}$	$f$
Speed	$v_n, v_i$	$f$
Ion cyclotron frequency	$\omega_{ci}$	$f$
Electron mean free path	$\lambda_e$	$f^{-1}$
Diffusion coefficient	$D_{\perp}$	$f$
Convergence time	$\tau$	$f^{-1}$



表 2.3 人工電子質量による関連値の変化

Parameter	Symbol	Factor
Mass	$m$	$f^2$
Magnetic field for electrons	$\mathbf{B}_e$	$f$
Cross section for electron neutral collision	$\sigma_e$	$f$
Speed	$v_e$	$f^{-1}$
Electron cyclotron frequency	$\omega_{ce}$	$f^{-1}$
Electron mean free path	$\lambda_e$	$f^{-1}$
Hall parameter	$\Omega_e$	$f^{-1}$
Diffusion coefficient	$D_{\perp}$	1 if $\Omega_e^2 \gg 1$
Time step	$\Delta t$	$f$

表 2.4 人工電子質量及び磁場係数による関連値の変化

Parameter	Symbol	Factor
Mass	$m$	$f^2$
Magnetic field for electrons	$\mathbf{B}_e$	$f_B$
Cross section for inelastic collision	$\sigma_{in}$	$f$
Cross section for elastic collision	$\sigma_{el}$	$f^{-1}f_B^2$
Speed	$v_e$	$f^{-1}$
Electron Larmor radius	$r_{L,e}$	$ff_B^{-1}$
Electron cyclotron frequency	$\omega_{ce}$	$f^{-2}f_B$
Electron elastic collision frequency	$\nu_{el}$	$f^{-2}f_B^2$
Electron mean free path	$\lambda_e$	$ff_B^{-2}$
Hall parameter	$\Omega_e$	$f_B^{-1}$
Diffusion coefficient	$D_{\perp}$	1 if $\Omega_e^2 \gg 1$
Time step	$\Delta t$	$f$

## 超粒子

計算領域のすべての粒子の運動方程式を計算するのは現実的ではない。そこで、複数の粒子をまとめて一つの超粒子として解く。超粒子としてまとめる粒子数が多いほど、計算は速くなるが、数密度へのノイズが大きくなる。従って、分布の形状を表現できるだけの個数が1セル内にあればよい[37]。

## 第 3 章 数値解析手法

### 3.1 UT-58

本研究でモデルとするアノードレイヤ型スラスタ UT-58 の外観を図 3.1 に、断面図を図 3.2 に示す。スラスタ中心に軟鉄製の磁気ポールとソレノイドコイルがあり、外周の 4 点に同じく磁気ポールとソレノイドコイルが存在する。中心のコイルは 320 巻の、外周のコイルは 160 巻のセラミックで絶縁された銅線で出来ている。チャンネル中心径が 58 mm でチャンネルの軸方向の長さは、ホローアノードの位置を前後させることで変えることができる。本研究では最も短いチャンネル長である、2 mm でシミュレーションをする。またチャンネルの構造及び磁気ポールピース間の幅も変えることができる。図 3.3 に 2 種類のチャンネル断面図を、図 3.4 に磁気ポールピース間を変えた場合の磁束形状を、図 3.5 にチャンネル中心線上の磁束密度の分布を示す[40]。本研究では、UT-58 開発時の組み合わせである Channel 1 とポールピース間 14 mm と、改良により磁場とチャンネル形状がより平行になった組み合わせである Channel 2 とポールピース間 24 mm の 2 つの場合でシミュレーションを行った。前者を config.1, 後者を config.2 と定義する。推進剤は高効率で使用頻度の高いキセノンガスとする。



図 3.1 UT-58 の外観

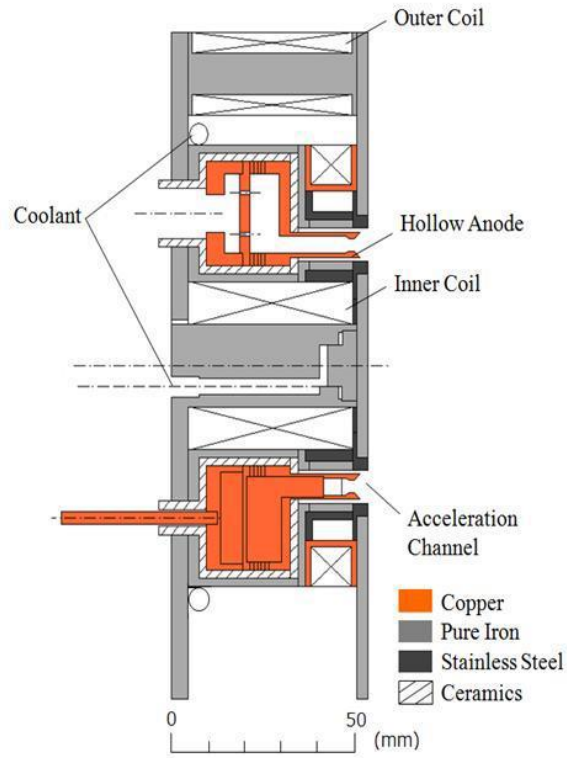


図 3.2 UT-58 の断面図

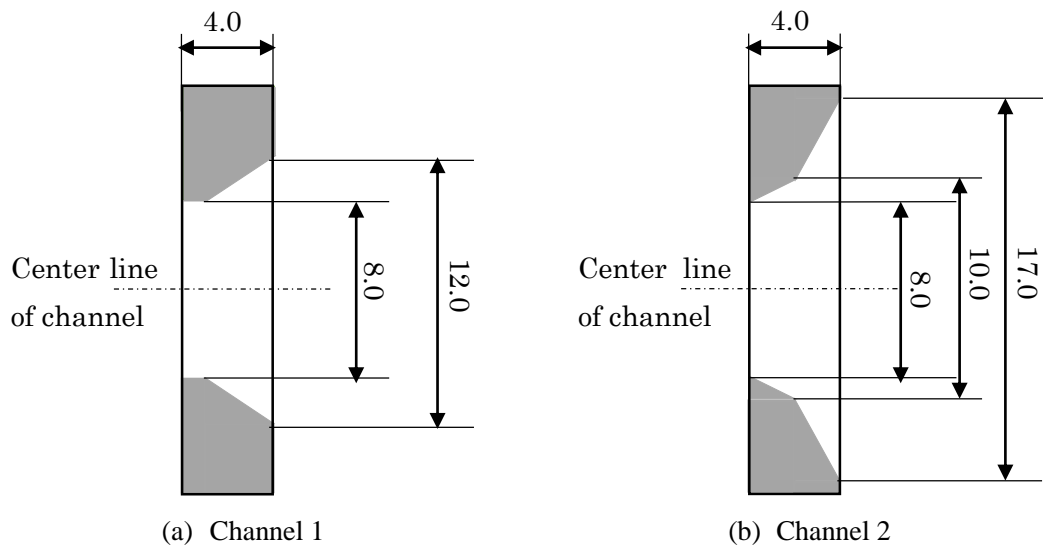


図 3.3 チャンネル断面図(幅の単位は mm)

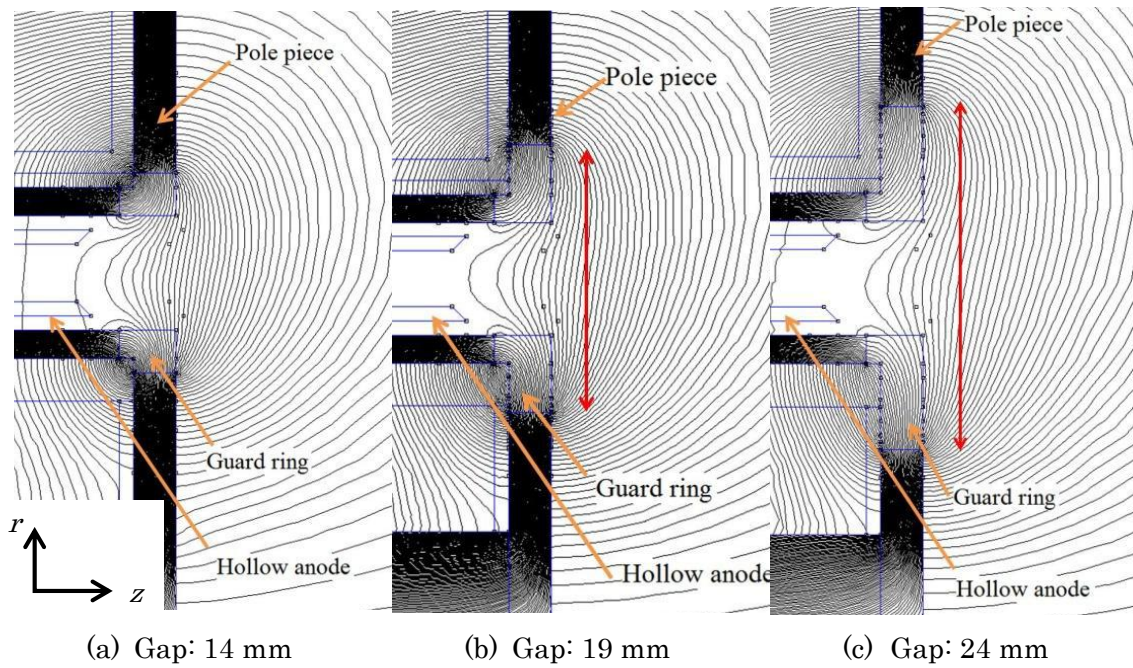


図 3.4 ポールピース間の違いによる磁束形状の違い

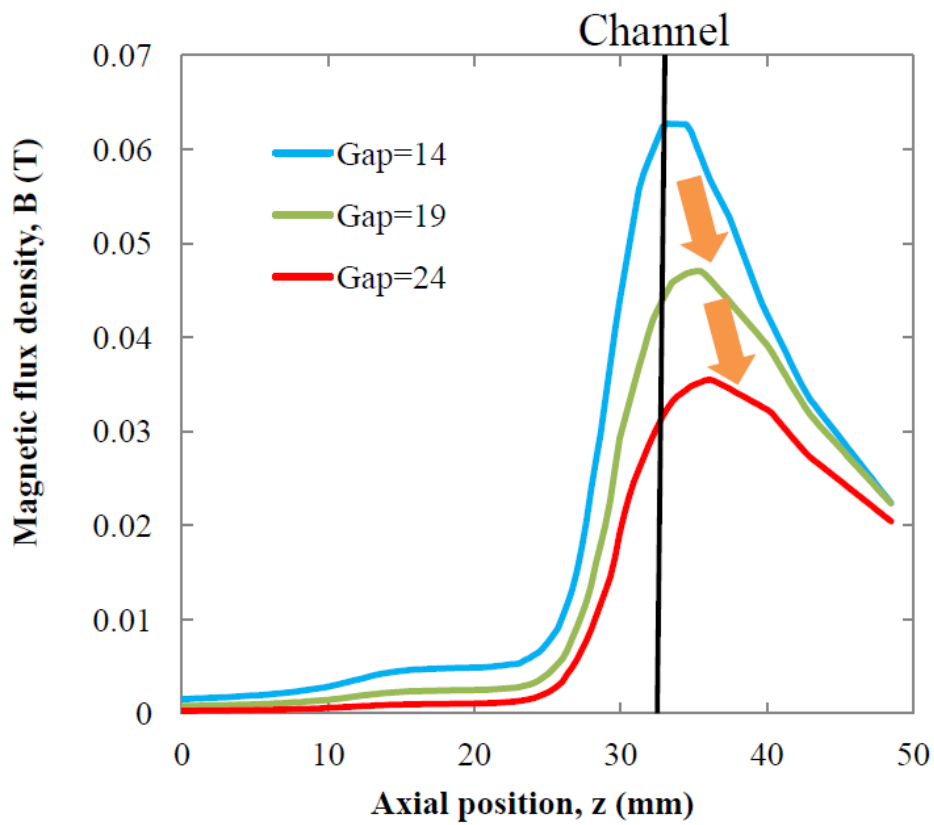


図 3.5 チャネル中心線上の磁束密度分布

### 3.2 2D3V Full-PIC-DSMC モデル

本研究で使用するモデルは円筒座標において軸対称を仮定して、粒子は半径方向と軸方向の位置座標と半径方向・軸方向・周方向の速度成分を持つ 2D3V Full-PIC-DSMC モデルである。図 3.6 に計算領域を図 3.7 に計算フローを示し、各プロセスは以降の項にて述べる。計算は全体の粒子数や放電の巨視的な振動が安定するまで時間発展する。PIC 法の重み付けは 1 次の CIC 法を用いて、格子点及び粒子が図 3.8 に示すような周方向にドーナツ状の 1 セル分の広がりを持つとし、その広がり重なる体積の比で情報を与えあうとした。

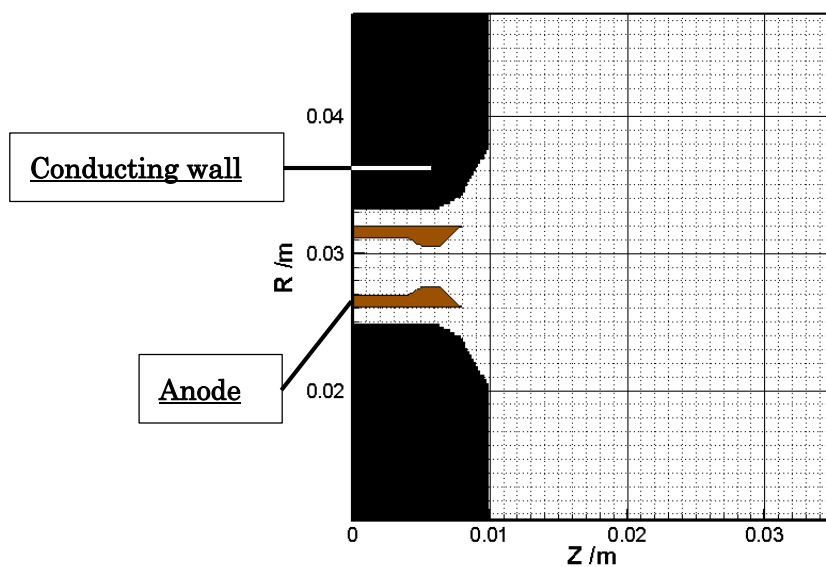


図 3.6 計算領域

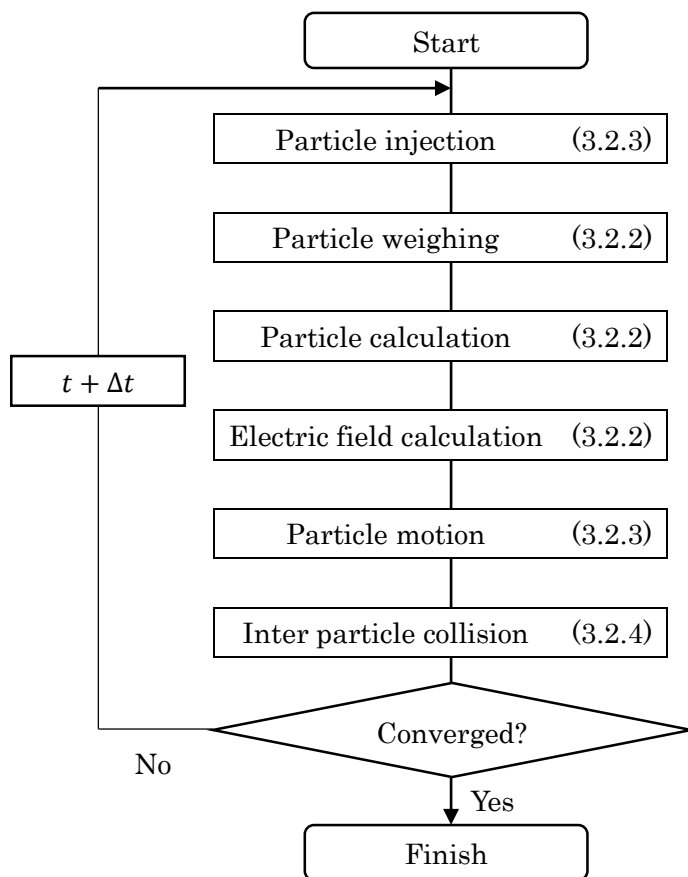


図 3.7 計算フロー

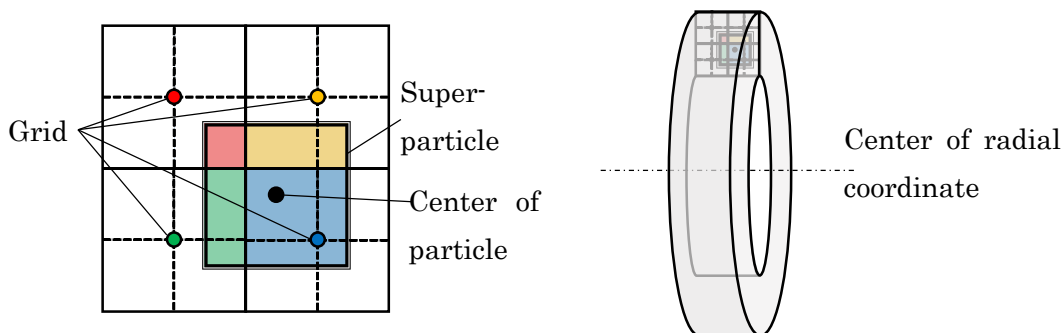


図 3.8 PIC 法の概略図(左 :  $r$ - $z$  2次元面, 右 : 3次元)

### 3.2.1 時間刻み・空間刻み

第2章3節で述べたように、時間刻みと空間刻みは対象となる物理の再現と DSMC 法の条件に従って設定する必要がある。空間刻みは壁面近傍及びアノードレイヤにてデバイ長と同程度にし、それ以外での空間では衝突や電荷密度が正しく計算されるだけの粒子数を

内包できる空間刻みとする．  $z$  方向の格子点座標を式(3.1)で，  $r$  方向の格子点座標を式(3.2)で規定する．

$$z_j = a_1 \tan\{a_2(j - a_3)\} + L_g \quad (3.1)$$

$$r_i = b_1 \tan\{b_2(i - b_3)\} + R_0 \quad (3.2)$$

ここで，  $a$ ，  $b$  は係数で，  $L_g$  は計算領域軸方向の原点からスラスト前面までの距離を，  $R_0$  はチャンネル中心線の半径を表し， 表 3.1 のように定める． この時， ガードリング近傍で空間刻みは  $1.5 \times 10^{-5}$  m 程度となる． これはプラズマ密度  $1 \times 10^{17}$  m<sup>-3</sup>， 電子温度 0.5 eV でのデバイ長程度であり， ガードリング近傍では十分である．

表 3.1 格子点係数及び定数

$z$		$r$	
$a_1$	$1.6957 \times 10^{-2}$	$b_1$	$7.0 \times 10^{-3}$
$a_2$	$9.0313 \times 10^{-3}$	$b_2$	$2.0297 \times 10^{-2}$
$a_3$	59.0	$b_3$	60.0
$L_g$ /m	$1.0 \times 10^{-2}$	$R_0$ /m	$2.90 \times 10^{-2}$

時間刻みは条件式(2.8)， (2.28)， (2.29)を満たすように決めればよい． 式(3.3)に粒子間の衝突周波数を表す．

$$\nu_{12} = \frac{n_1 n_2 \langle v\sigma \rangle_{12}}{n_1} \quad (3.3)$$

添え字 1， 2 はそれぞれ異なる粒子の種類を意味するもので， 添え字 12 はそれらの粒子の組み合わせを意味する．  $\langle v\sigma \rangle$  は相対速度と衝突断面積の積を積分したものである． 本研究で扱うプラズマにおいては， 電子がその他の粒子より熱速度が大きいので熱速度の周波数で条件を考える． 本研究のプラズマにおいて， 式(2.26)より電子のプラズマ周波数が  $1 \times 10^{10}$  Hz， 式(2.27)より電子の旋回周波数が  $2 \times 10^9$  Hz， 式(3.3)より電子の中性粒子との衝突周波数が  $1 \times 10^8$  Hz 程度である． 従って， 時間刻みは  $1 \times 10^{-11}$  s 程度であれば物理現象は再現できる．

また， 上記の条件に加えて， 式(2.10)の Courant 条件がある． 本研究の Full-PIC モデルにおけるこの条件の物理的意味は荷電粒子が， 特に電子が 1 セルを飛び越えてはならないことである． これは， 粒子運動計算において関連する電場や磁場はセルごとに区切られており， 粒子が属するセルでの電場や磁場を参照するためである． 電子温度が 30 eV 程度の時， 熱速度が  $1 \times 10^6$  m/s のオーダーであるので， 時間刻みは  $1 \times 10^{-11}$  s 程度である必要がある．

### 3.2.2 電場の計算

場の計算は， 時間的に発展する電場のみを計算し， 磁場はスラストのコイルから印加される外部磁場をフリーソフト FEMM で計算したものを時間的に一定と仮定して与えた． 図

3.9 に config.2 でコイル電流 5.5 A の時の磁束密度の分布図を示す．電位は第 2 章 2 節で述べたように式(2.20)のガウスの法則から導かれる式(2.24)のポアソン方程式を解いて，電場を電位の差分から求める．粒子の運動計算で必要になる電場は次ステップのものなので，式(2.20)は式(3.4)のように 1 次近似できる．

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \{\varepsilon_0 \mathbf{E}(t + \Delta t)\} &\simeq \nabla \cdot \left\{ \varepsilon_0 \mathbf{E}(t) + \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \Delta t \right\} = \rho(t) + \nabla \cdot \left( \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} - \mathbf{j} \right) \Delta t \\ &= \rho(t) - \nabla \cdot \mathbf{j} \Delta t\end{aligned}\quad (3.4)$$

これを半陰解法で解くと，式(3.5)，(3.6)となる．

$$\nabla \cdot \{\varepsilon_0 \mathbf{E}(t + \Delta t)\} \simeq \rho(t) - \nabla \cdot \mathbf{j}(t + \Delta t) \Delta t \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned}\mathbf{j}(t + \Delta t) &\simeq \mathbf{j}_i(t) + (1 - \nu_{en} \Delta t) \mathbf{j}_e(t) + \varepsilon_0 \{ \alpha \mathbf{E}(t + \Delta t) + (1 - \alpha) \mathbf{E}(t) \} \frac{e^2 n}{m} \Delta t \\ &\quad + \frac{e}{m} \{ \mathbf{j}_e(t) \times \mathbf{B} \} \Delta t\end{aligned}\quad (3.6)$$

ここで  $\alpha$  は陰解法係数で， $0 \leq \alpha \leq 1$  であり  $\alpha = 1$  の時，式(2.11)は完全な陰解法となる．またここでは，イオン電流の時間変化は電子電流の時間変化に比べて十分小さいと考えられるため，無視する．またプラズマ密度の時間変化は電子の流速の時間変化に比べ，十分小さいとして無視する．そして，簡単のために式(3.7)を仮定すると，式(3.5)，(3.6)は式(3.8)，(3.9)のように変形できる．

$$\nabla \cdot \{n \mathbf{E}(t + \Delta t)\} \simeq n \nabla \cdot \mathbf{E}(t + \Delta t) \quad (3.7)$$

$$\nabla \cdot \{\varepsilon_0 \mathbf{E}(t + \Delta t)\} \simeq \frac{1}{1 + \alpha (\omega_{pe} \Delta t)^2} \{ \rho(t) - \nabla \cdot \mathbf{j}' \Delta t \} \quad (3.8)$$

$$\begin{aligned}\mathbf{j}' &= \mathbf{j}_i(t) + (1 - \nu_{en} \Delta t) \mathbf{j}_e(t) \\ &\quad + \frac{e}{m} \{ \varepsilon_0 (1 - \alpha) \mathbf{E}(t) e n + \mathbf{j}_e(t) \times \mathbf{B} \} \Delta t\end{aligned}\quad (3.9)$$

これに  $\mathbf{E} = -\nabla \phi$  を代入することで，ポアソン方程式(3.10)が得られる．

$$\varepsilon_0 \nabla^2 \phi(t + \Delta t) = - \frac{1}{1 + \alpha (\omega_{pe} \Delta t)^2} \{ \rho(t) - \nabla \cdot \mathbf{j}' \Delta t \} \quad (3.10)$$

ポアソン方程式は有限体積法の 2 次精度で差分化され，GMRES 法を用いて計算する．  
図 3.10 に電位計算の境界条件を示す．空白部分が真空とする．



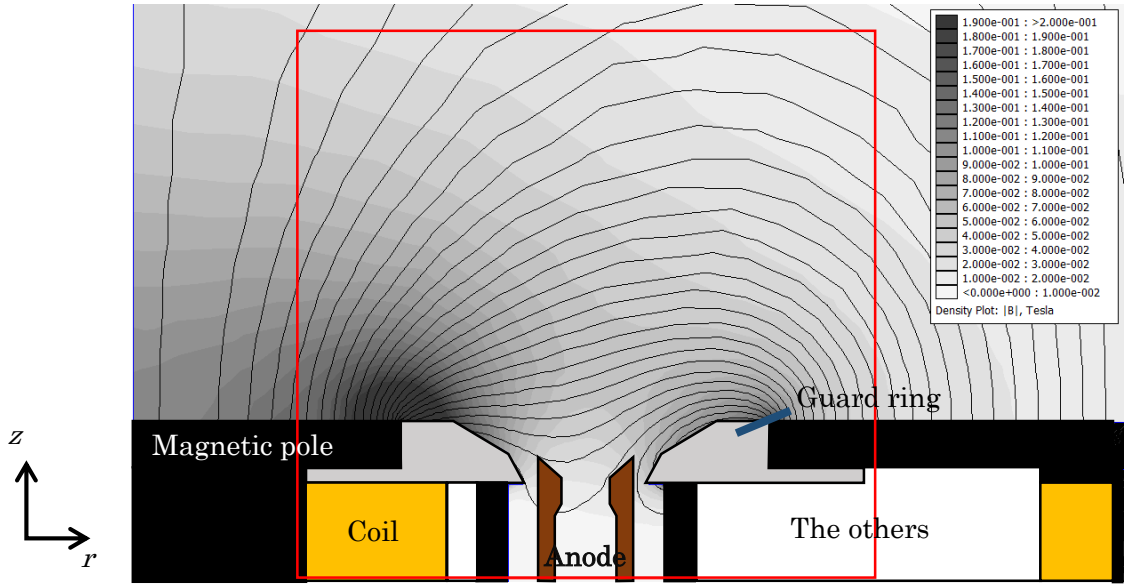


図 3.9 磁束密度(グレースケール)と磁束形状 (赤線:計算領域)

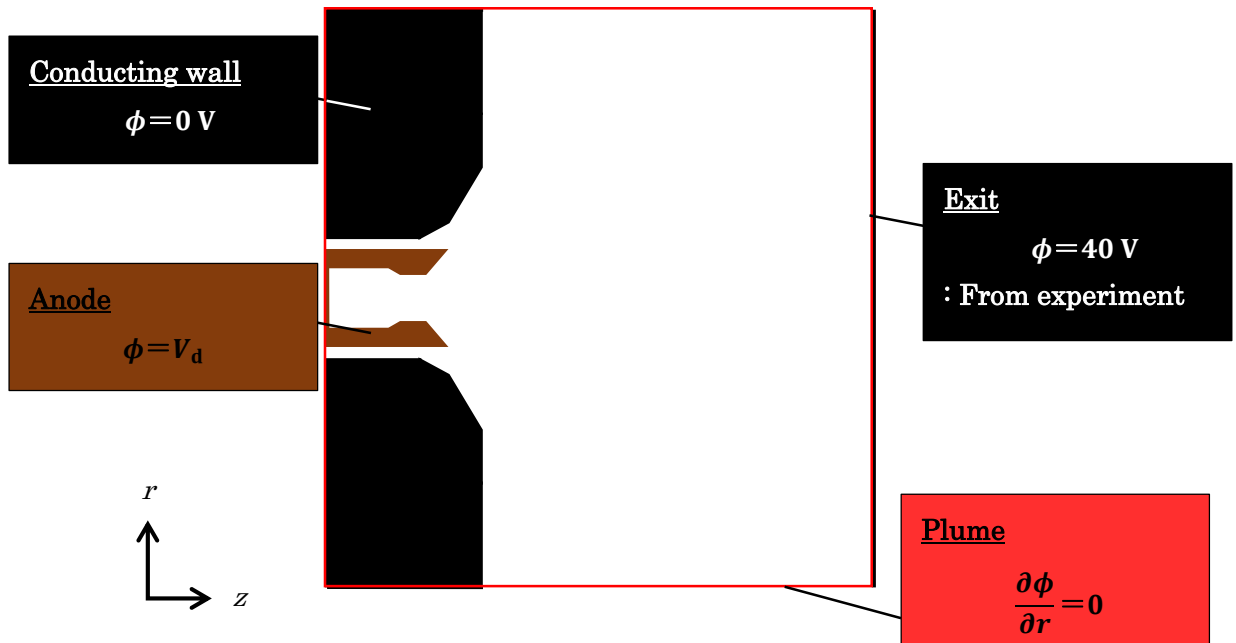


図 3.10 電位の境界条件

### 3.2.3 粒子の運動

粒子の運動は、中性粒子が自由運動、荷電粒子が電場と磁場による力を考慮した運動方程式で解く。式(3.11)に位置の時間変化の式を、式(3.12)に運動方程式を示す。

$$\dot{\mathbf{r}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \mathbf{v} \quad (3.11)$$

$$m\dot{\mathbf{v}} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3.12)$$

ここで $\mathbf{r}$ は位置ベクトル， $\mathbf{v}$ は速度ベクトル， $m$ は質量とする．ただし周方向の電場と磁場は0とする．上記の2式を4次のRunge-Kutta法を用いて差分化して計算する．

図3.11に粒子の境界条件を記述する．電子は境界で消滅するとし，イオンはホローアノードやガードリングなどの壁面に衝突した場合，壁内の電子と再結合して中性粒子として壁面の温度で乱反射し，スラスト出口より下流の自由境界から流出したものは計算から除外する．中性粒子はイオンと同様で，壁面に衝突した場合は壁温で乱反射し，自由境界から流出したものは，計算から除外する．また，中性粒子はホローアノード上流から，計算条件として与えられた質量流量の分だけ流入させ，電子は軸方向下流から計算領域境界において電荷密度が0になるように流入させる．

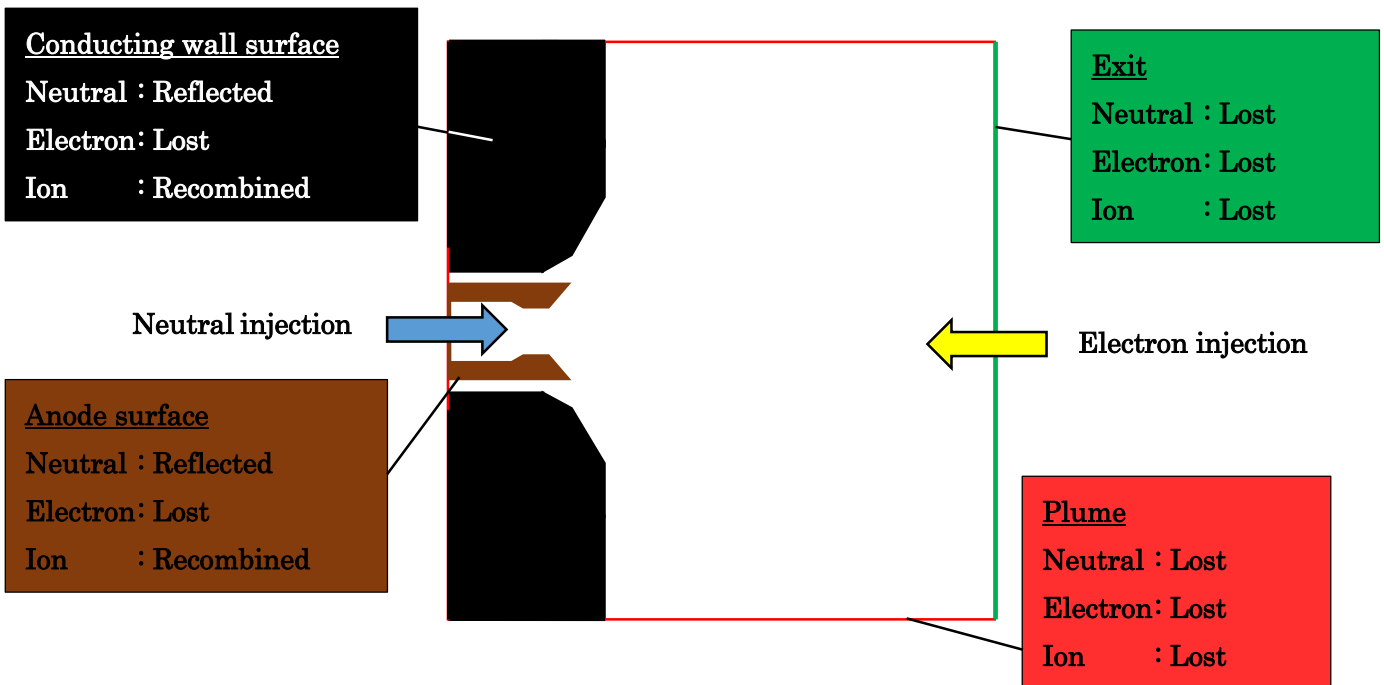


図 3.11 粒子の境界条件

### 3.2.4 粒子間の衝突

粒子間の衝突は，第2章1節2項で述べた最大衝突数法を用いて計算する．

本研究では，電子，1価イオン，2価イオン，中性粒子の4種の粒子を計算しており，衝突は，電子と中性粒子の間で散乱衝突，励起衝突，1価電離衝突，2価電離衝突を，電子と1価イオンの間で電離衝突を，イオンと中性粒子の間で電荷交換衝突を計算しており，電子とその他の粒子との衝突は，電子の質量が十分小さく速度が大きいため，相対速度は電子の

速度とし、衝突による速度の変化は電子にのみ起こるとする。

衝突断面積は、過去の研究[45][46][47][48][49][50][51]から得られた結果よりキセノンの衝突断面積のモデルを求めて、使用した。図 3.12 に衝突断面積を示す。

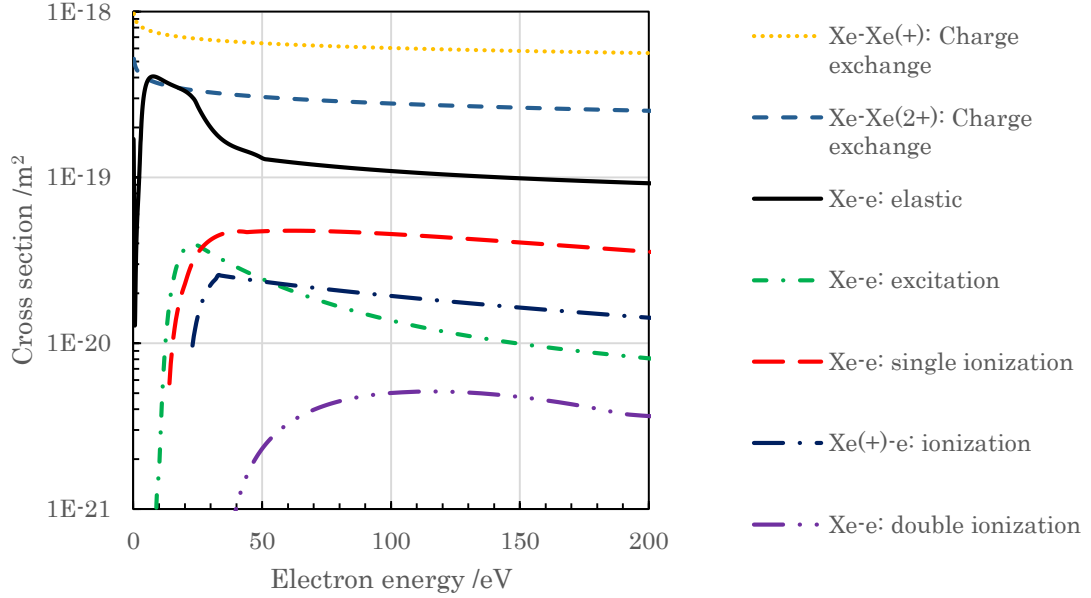


図 3.12 衝突断面積のモデル

### 3.2.5 異常拡散モデル

磁化したプラズマ内の電子の磁場に垂直方向の拡散には、上記の中性粒子やイオンとの散乱衝突による古典拡散では説明できないものがある。これを異常拡散という[1]。散乱衝突による古典拡散の拡散係数、及び移動度は式(2.31)、(2.32)に示される通りで、それぞれホールパラメータ $\Omega$ の2乗の逆数、すなわち磁束密度 $B$ の2乗の逆数に比例する。異常拡散の原因は強磁場中で生じるプラズマ波や電場もしくはプラズマ密度の揺動であると考えられている。ホールスラストにおいても強磁場の作動域で古典拡散から外れる。この原因として、周方向の電場によるものとされている。本研究では、周方向の電場・密度分布を無視しているため、この異常拡散はボーム拡散を基に、電子の仮想的な散乱衝突によってモデル化する[37]、式(3.13)のボーム拡散係数からその衝突周波数を導き出す。

$$D_{\text{Bohm}} = \frac{KT_e}{\Omega_{\text{Bohm}} eB} \quad (3.13)$$

ここで $\Omega_{\text{Bohm}}$ は係数でありボーム拡散では16とされており、多くの実験結果と一致している[52]。本研究では実験結果を基に、空間的にこの係数を変えて与える方法を採用している[53]。使用した係数の分布を図 3.13 に示す。

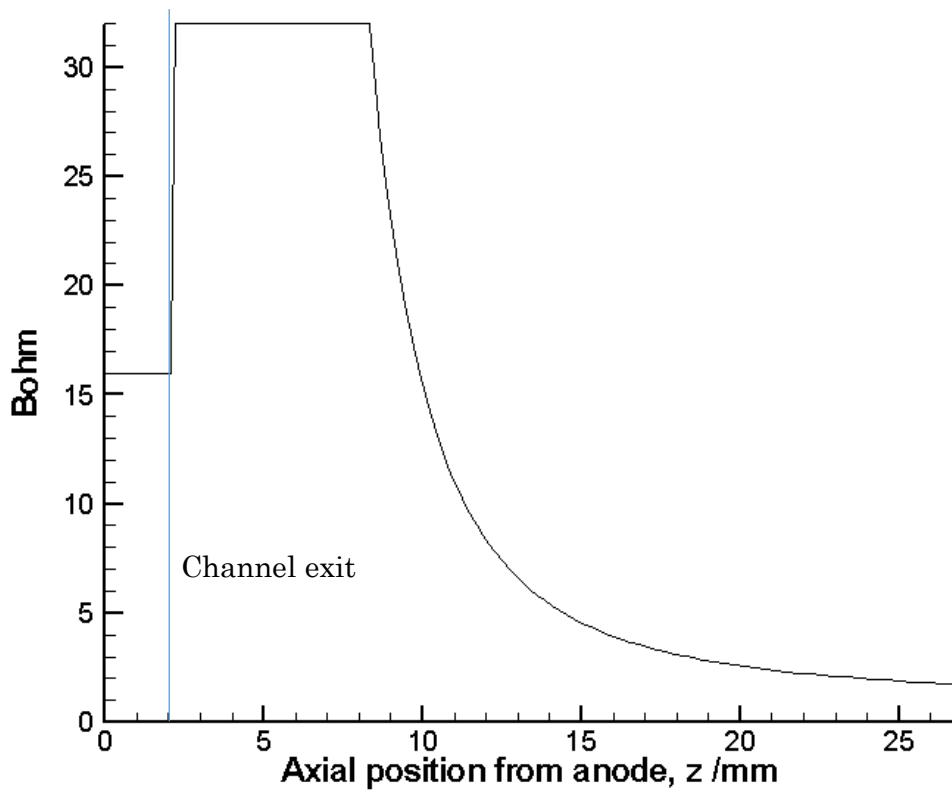


図 3.13 ボーム拡散係数の分布図

### 3.2.6 数値解析の加速

本研究では、計算コストの低減として、電子の人工質量と磁場の補正、そして超粒子を使用する。

電子の人工質量は、実際の質量の  $35^2$  倍とする。キセノンとの人工質量比は  $M/m = 196.8$  となる。電子の運動にかかわる磁場の補正は、空間ごとに異なるホールパラメータに合わせて図 3.14 のように与える。

本研究では、ある密度の中性粒子と電子が一定数の粒子間衝突を起こすまでの時間が正しく記述できるかで、超粒子のサイズを判断した。衝突数は第 2 章で述べた最大衝突数法を用いた。図 3.15 にこれを検証した結果を示す。1 セル内の超粒子数と 1 セル当たり平均 100 個以上の粒子が存在するように超粒子のサイズを  $4 \times 10^7$  と定めた。

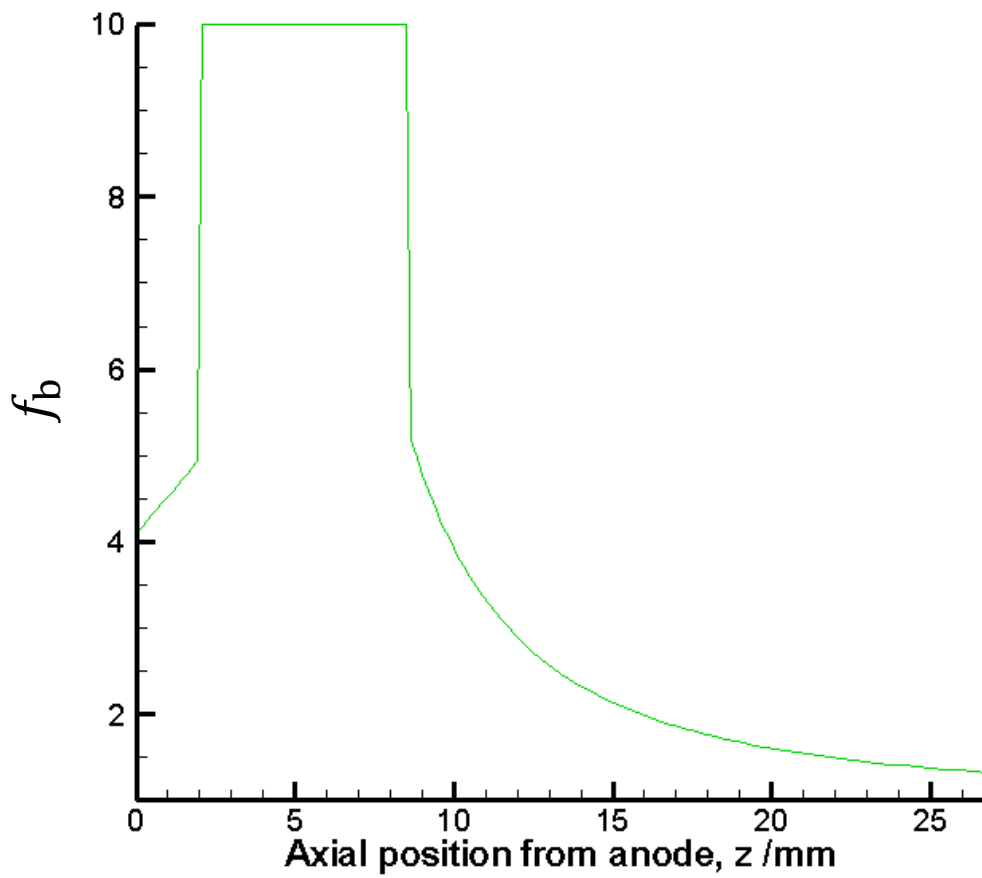


図 3.14 電子の磁場補正值

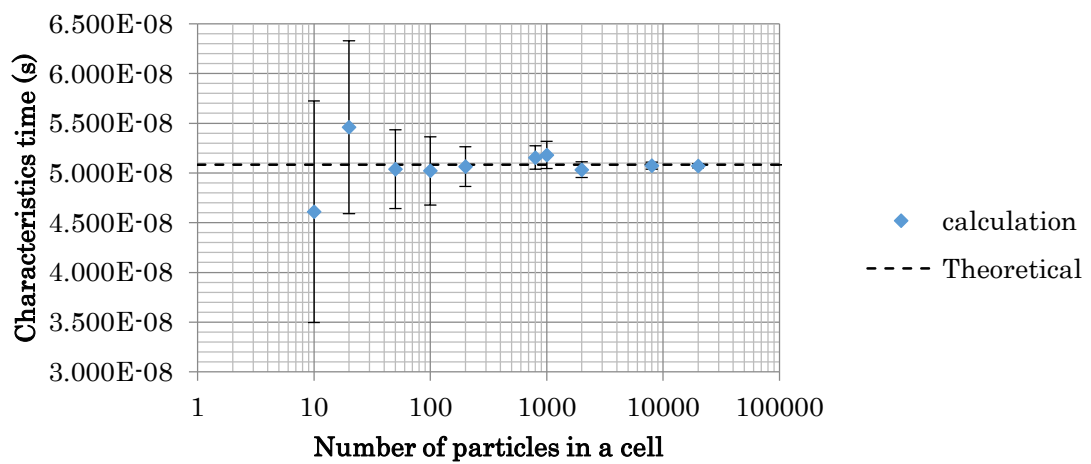


図 3.15 一定衝突数まで特性時間

### 3.2.7 モデルの精度の検証

上記のモデルについて、正しく計算が行われているか、検証を行った。

#### 電位計算

電位のポアソン方程式が正しく計算されているか、空間 1 次元の電荷密度分布を仮定して、理論解と解析解の比較を行った。電荷密度は式(3.14)のように与える。

$$\rho(z) = A \cos(2\pi z / L) \quad (3.14)$$

ここで  $A$ ,  $L$  は定数である。図 3.16 に理論解と解析解の比較を、図 3.17 に空間刻みと解の誤差を示す。これらから、場の計算は空間 2 次精度で正しく計算されている。

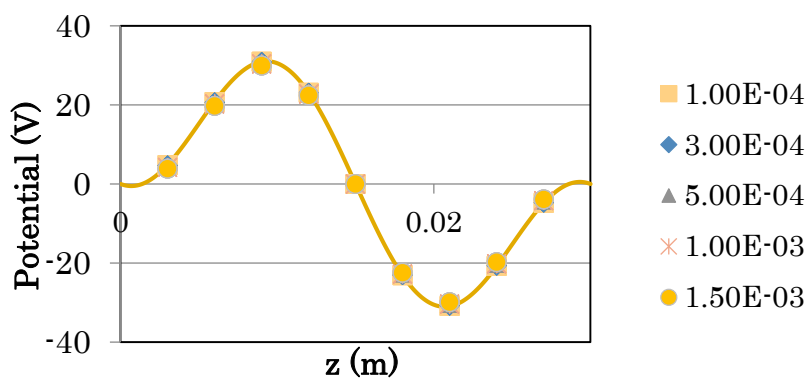


図 3.16 理論解(実線)と解析解(凡例は空間刻みの大きさ)

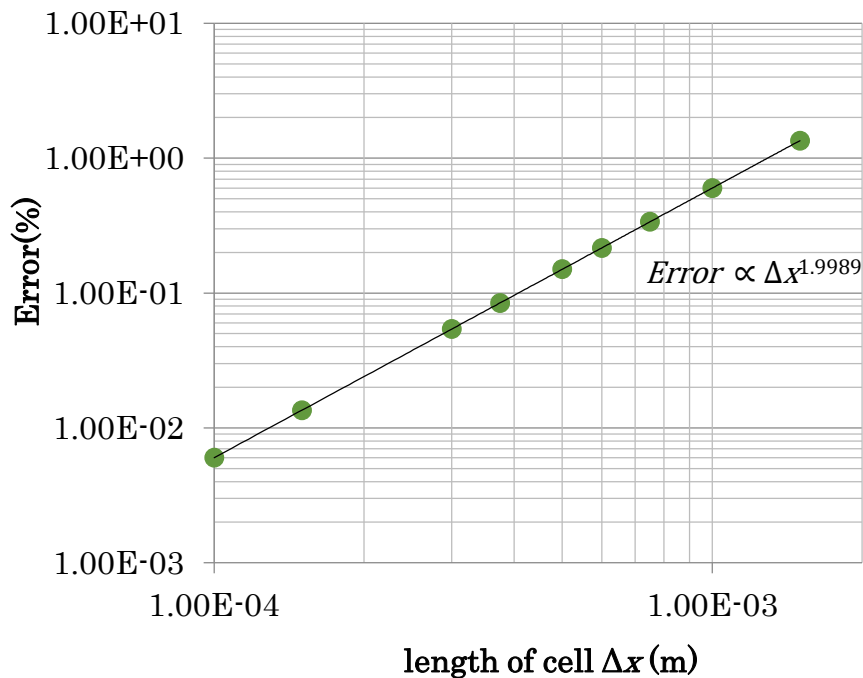


図 3.17 空間刻みと誤差の関係

## 粒子の運動計算

粒子の運動方程式が正しく解けているかを確認するため、1個の電子に一樣な電場と磁場を与えた場合を計算した。図 3.18 に理論解と解析解の軌跡を、図 3.19 に時間刻みと誤差の関係を示す。図 3.18 において、電場を  $x$  軸方向に与え、磁場を紙面垂直方向に与える。これらから、電子の  $E \times B$  ドリフトが時間 4 次精度で再現できていることが分かる。

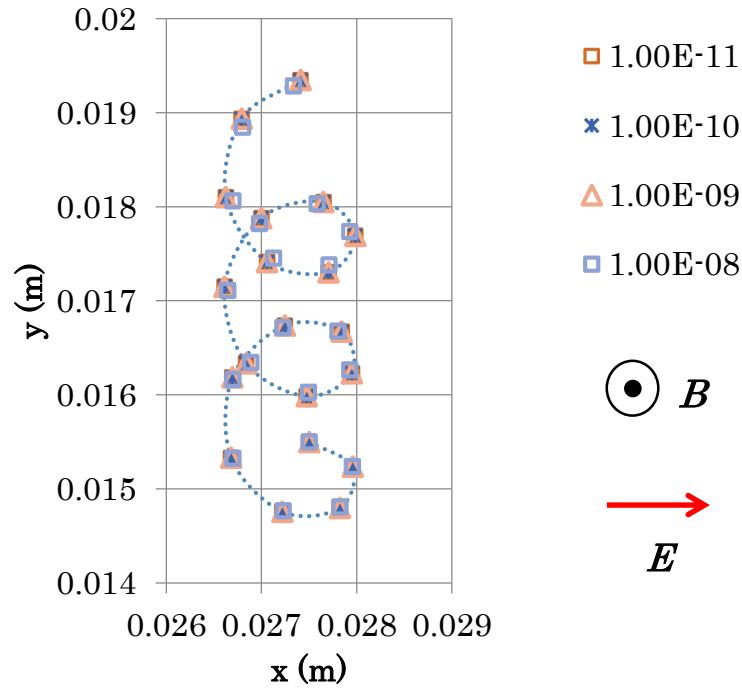


図 3.18 理論解(点線)と解析解(凡例は時間刻みの大きさ)

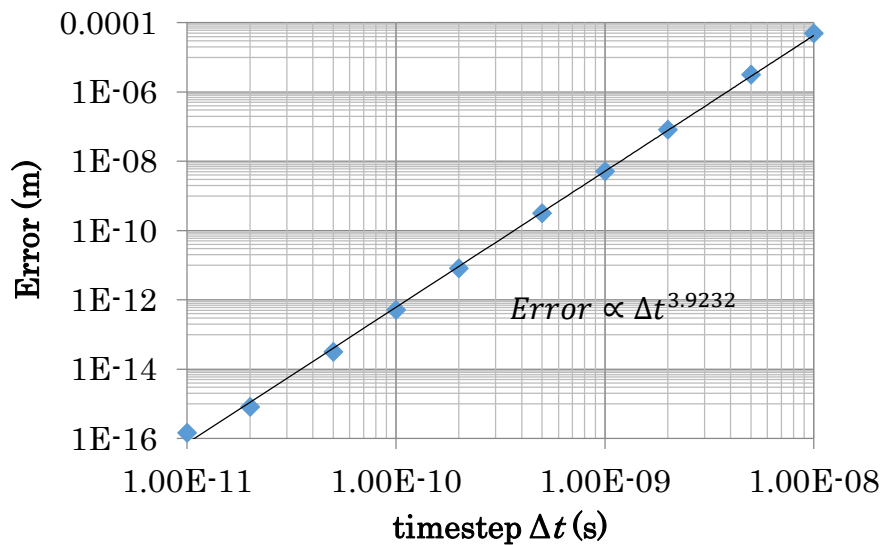


図 3.19 時間刻みと誤差の関係

## 衝突数計算

粒子間の衝突は, 前項 2.3.5 にて一定数以上の超粒子がセル内に存在することで正しく計算できていることが分かっている.



## 第4章 解析結果と考察

### 4.1 実験結果との比較による検証

数値モデルが対象としているホールスラスタの作動を、どれほど妥当に再現しているか、実験結果と比較することで検証した。

#### 4.1.1 電子温度分布

チャンネル形状及び磁場形状は config.2, 質量流量 2.04 mg/s, 放電電圧 150 V におけるチャンネル中心線上の電子温度の解析値と実験結果の比較を図 4.1 に示す。電子温度のピーク値やピークからチャンネル上流にかけての分布の傾向は計測値を再現できている。このことから、電子のエネルギーを消費する電離領域が一致していることが考えられる。一方、ピークの位置が計測値と比較して下流方向にずれており、計測値にみられるピークから下流方向に向けての急峻な電子温度の勾配は再現できていない。これは加速領域の電位勾配が実際のものより下流にずれて、かつその絶対値が小さくなっていることを表す。原因として、電子の質量が仮想的に大きくなっていることによって、ラーマー半径が増大し、スラスタ前面の壁面の影響を受ける距離が増大したためと考えられる。

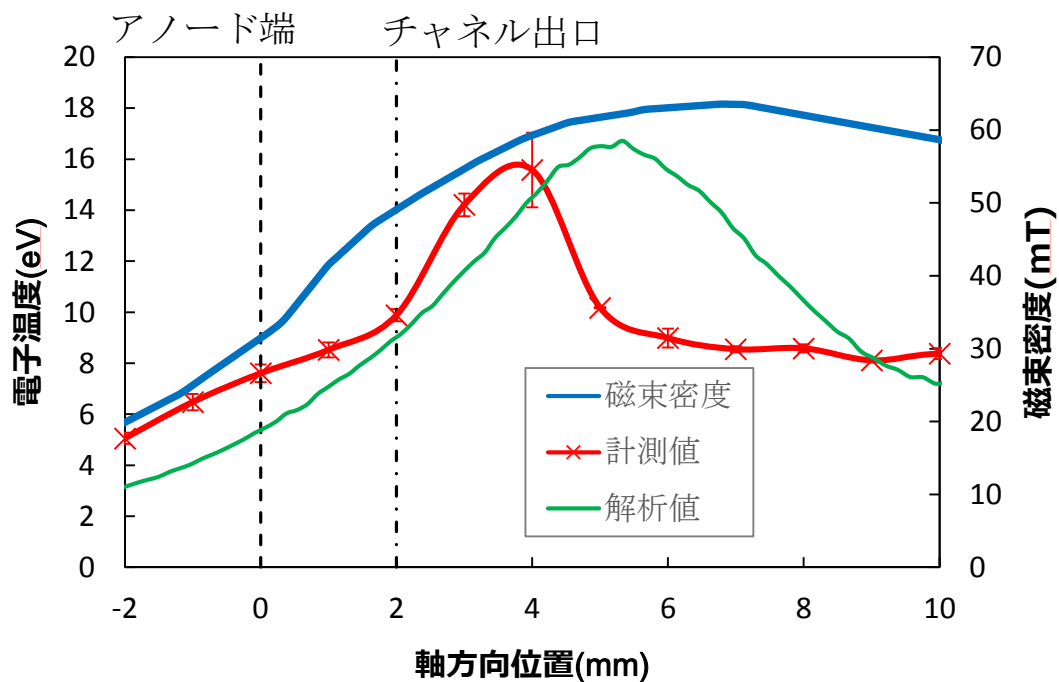


図 4.1 電子温度の実験値との比較

#### 4.1.2 電流値及び推進性能

表 4.1 にチャンネル形状及び磁場形状が config.2 における電流値及び推進性能の実験結果と解析結果の比較を示す。推進剤質量流量は 2.72 mg/s, 放電電圧は 200 V, チャンネル中心線上の最大磁束密度は 61.17 mT である。放電電流と推力が計測値に比べて 20-30% 小さく計算されている。一方, ガードリング電流は誤差が 5% 未満と比較的再現できており, アノードレイヤ型スラスタにおけるマグネティックシールドリングの効果を解析するには, 十分である。

表 4.1 電流及び推進性能の実験値との比較

	計測値	解析値
放電電流 (A)	3.01	2.15
ガードリング電流 (A)	0.0546	0.0565
推力 (mN)	34.1	27.2
推進効率 (%)	35.5	31.6

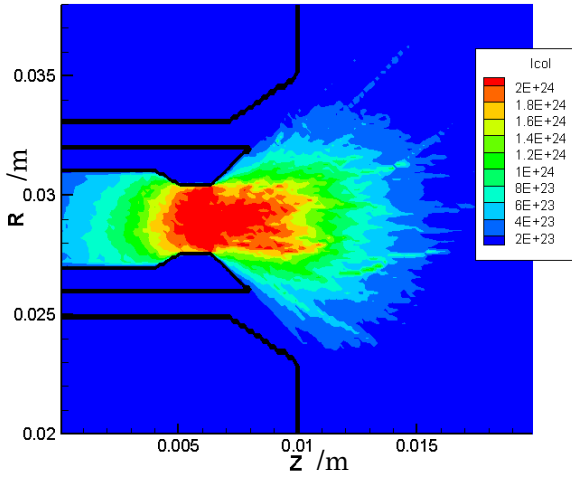
#### 4.2 マグネティックシールドリングの効果

アノードレイヤ型スラスタにおけるマグネティックシールドリングの効果を検証するため, UT-58 開発時の config.1 とよりマグネティックシールドリング効果が期待できる config.2 の解析結果を比較した。推進剤質量流量は 2.72 mg/s, 放電電圧は 200 V, チャンネル中心線上の最大磁束密度は config.1 は 69.5 mT, config.2 は 61.2 mT とする。

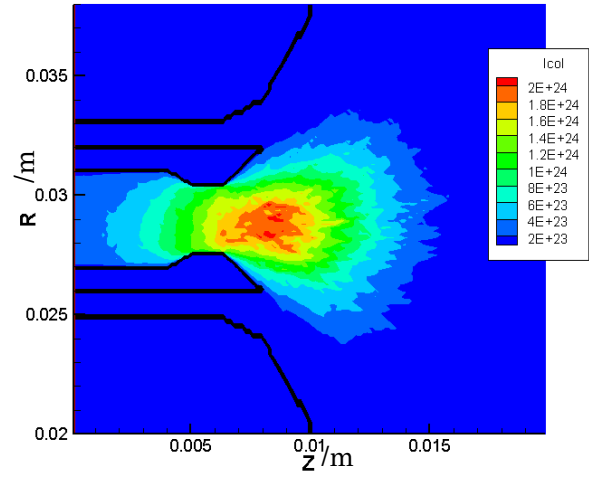
表 4.2 に config.1 と config.2 の放電電流とガードリング電流, 及びその比率を示す。config.2 において, ガードリング電流の放電電流に対する比率が config.1 から減少していることが確認できる。図 4.2 にイオン生成領域を, 図 4.3 にガードリング電流となるイオンの生成領域を, 図 4.4 に電位分布を示す。図 4.2 に示すように, イオンの生成領域のピークが config.1 ではホローアノード内部だったのに対し, config.2 ではホローアノード先端部分に集中している。これは, 磁気ポールピース間を広げたことにより磁束密度のピークが下流方向に遷移したため, 電場のピークや電子温度のピークも下流方向に遷移したことによる。また, 図 4.3 から config.1 ではチャンネル出口のガードリング近傍で生成されたイオンが, ガードリングに流れているのに対し, config.2 ではチャンネル出口のガードリング幅が広がっているために, イオン生成領域とガードリングの間が開き, 上記の領域から流れるイオンは減少している。加えて, チャンネル出口のガードリング間を広げたことによって電位が径方向に対して比較的一様となり, ガードリングへ流れるイオンの生成領域の軸方向の厚みも小さくなっている。

表 4.2 2種の磁場・チャンネル形状での電流値の比較

	config.1	config.2
放電電流 (A)	2.91	2.15
ガードリング電流 (A)	0.118	0.0565
ガードリング電流比 (%)	4.05	2.63

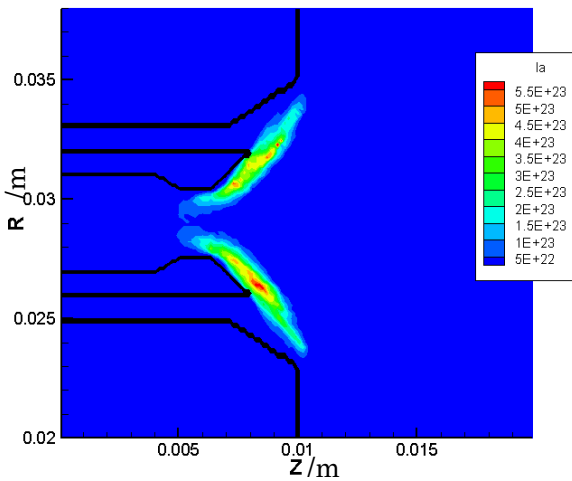


(a) config.1

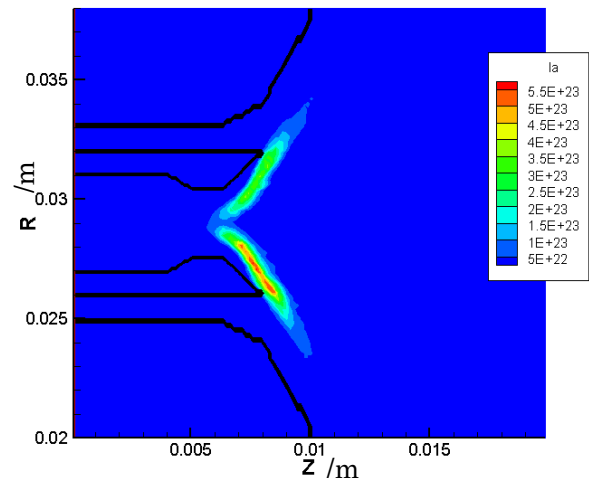


(b) config.2

図 4.2 イオン生成領域の比較 (単位:  $\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$ )



(a) config.1



(b) config.2

図 4.3 ガードリング電流源の比較 (単位:  $\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$ )

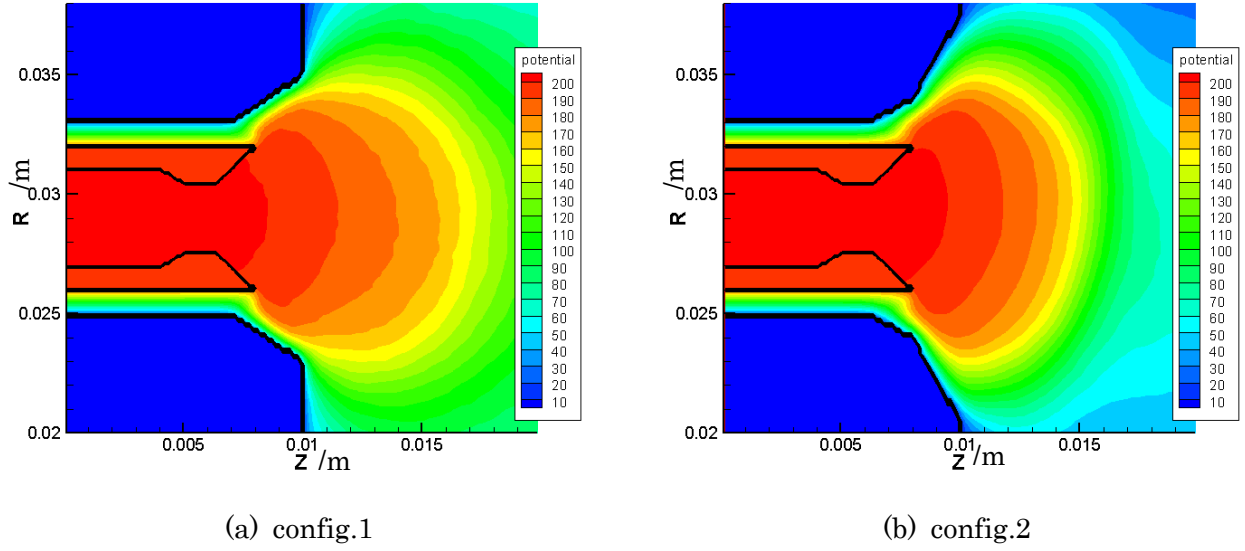


図 4.4 電位分布の比較 (単位 : V)

図 4.5 には電子温度分布と磁力線の形状を示す．磁力線上にて電子温度は一定になっていないことが分かる．すなわち，式(1.12)，(1.13)が成り立たないことを示している．そこで電子の圧力と数密度，及び電子温度との関係が式(4.1)に示すようなポリトロピックな関係だと仮定して，ポリトロブ指数  $x$  を求める．図 4.6 に解析結果から求めたポリトロブ指数の分布図を示す

$$\begin{aligned} p/n_e^x &= const. \\ T_e/n_e^{x-1} &= const. \end{aligned} \quad (4.1)$$

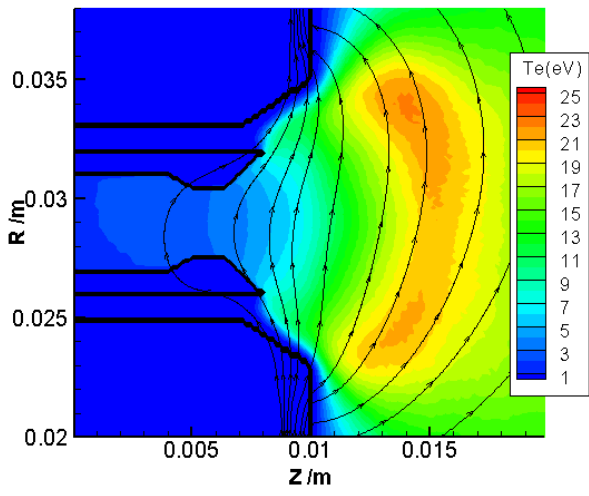
図 4.6 からアノード前面のチャンネル内にてポリトロブ指数が 0.5 程度であることが分かる．これを基に式(4.2)の電子の運動量保存則を解く．

$$mn_e \left( \frac{Dv_{\parallel}}{Dt} - \frac{\partial}{\partial t} \langle v_{\parallel} \rangle_{col} \right) = -en_e E_{\parallel} - \nabla_{\parallel} p \quad (4.2)$$

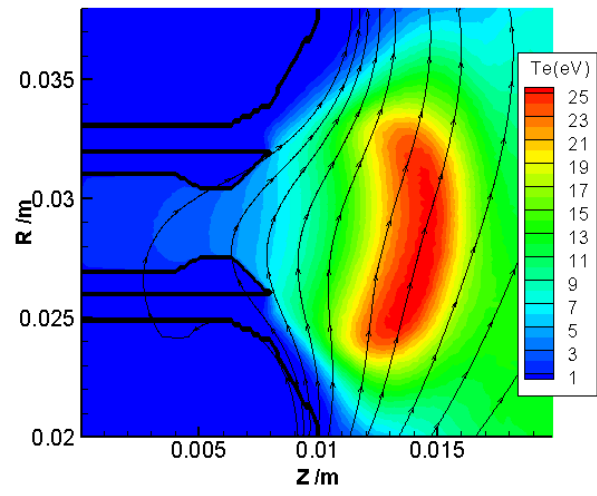
ここで，衝突による時間変化は十分小さく，また電子を流体的に考えて  $m \rightarrow 0$  と極限を取ると，

$$E_{\parallel} = -\frac{1}{en_e} \nabla_{\parallel} p = -0.5T_e \nabla_{\parallel} \ln(n_e) \propto n_e^{-0.5} \nabla_{\parallel} \ln(n_e) \quad (4.3)$$

と表せる．図 4.7 に電子数密度の分布を示す．config.1 と config.2 を比較して，分布の範囲におおよそ変化はなく，裾野の値にも変化は見られない．しかし，最大数密度が小さい分密度の勾配は小さくなっている．式(4.3)からは，磁場に平行な方向の電場はプラズマ密度の平方根に反比例しているので，等電位線を磁力線に沿わせるには，密度の勾配を小さくしつつも，チャンネル内全体のプラズマ密度を上げる必要がある．

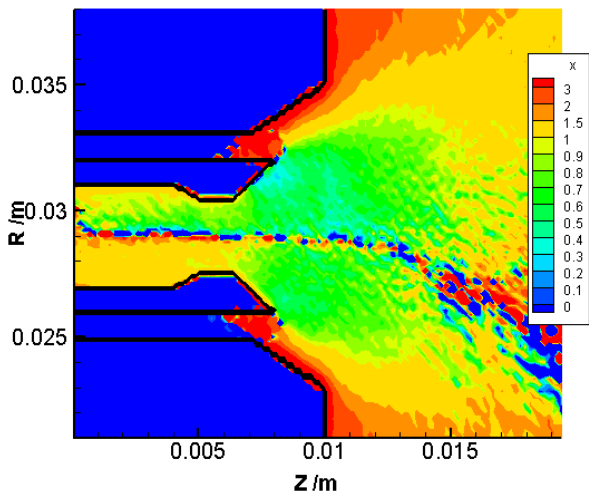


(c) config.1

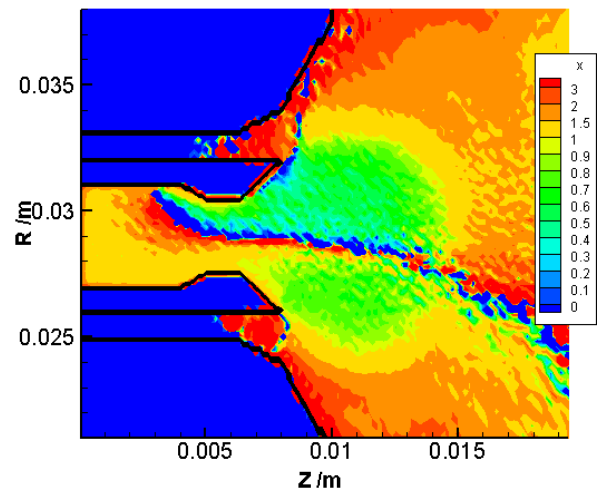


(d) config.2

図 4.5 電子温度分布と磁場形状

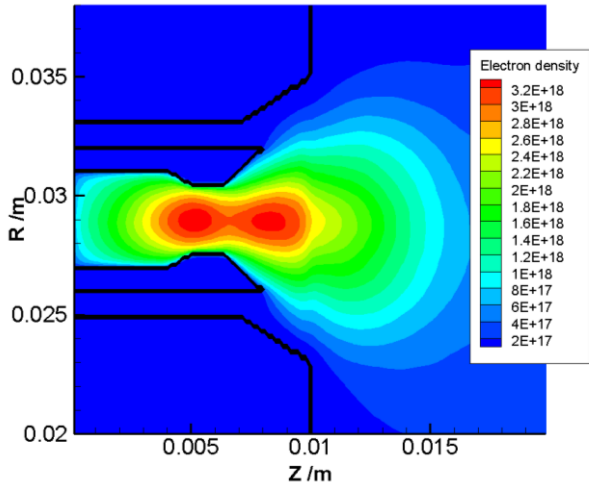


(e) config.1

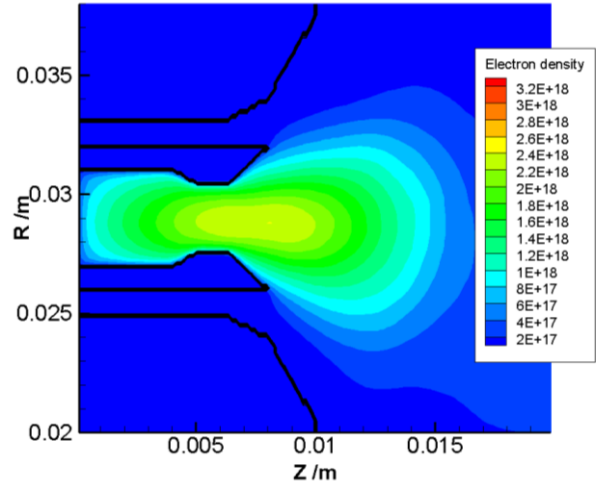


(f) config.2

図 4.6 ポリトロップ指数



(g) config.1

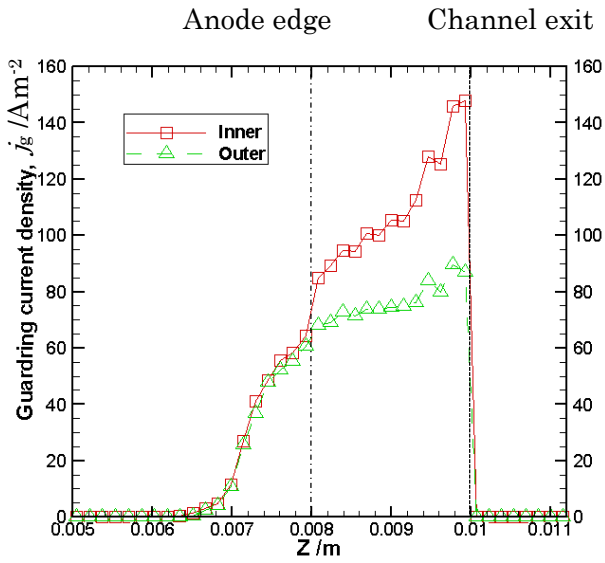


(h) config.2

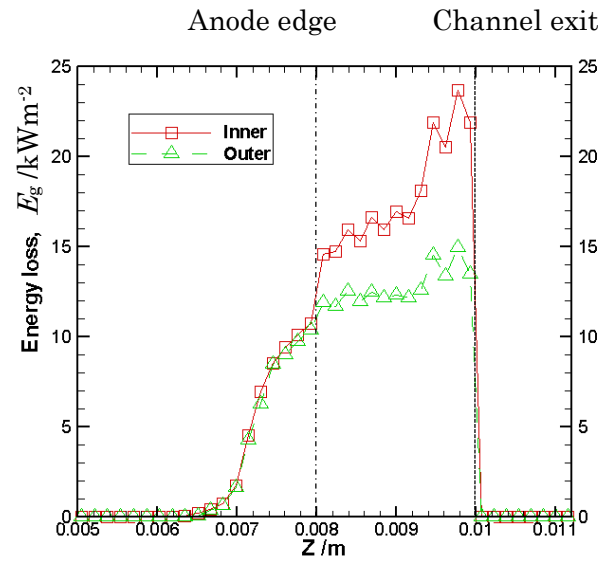
図 4.7 電子数密度分布(単位は  $\text{m}^{-3}$ )

図 4.8 にガードリングに流れるイオン電流密度とエネルギーの損失を示す。図 4.8 から config.1 と config.2 に共通して半径方向内側のガードリングに外側のガードリングより多くの電流密度が流れていることが分かるが、これは表記されている電流密度は単位面積当たりの量で、かつガードリングと異なる半径で生成されたイオンが流れるためである。つまり、チャンネル中心軸より半径方向内側で生成されたイオンがより内側のガードリングに流れるので、イオンビームは凝縮される。逆に、半径方向外側で生成されたイオンは拡散しながらガードリングに流れる。また、アノード先端より上流のガードリングにもイオンが流れていて、内側と外側で変化がないのは、アノードより下流で生成されたイオンがガードリング近傍の電場でさかのぼっているためである。つまり、イオン生成領域とガードリングの半径位置が変化しないため、内外で変化が見られない。これはアノード先端より下流でイオンがより生成されている config.1 で、アノード先端より上流部分のガードリングにイオンが多く流れこんでいることから考えられる。

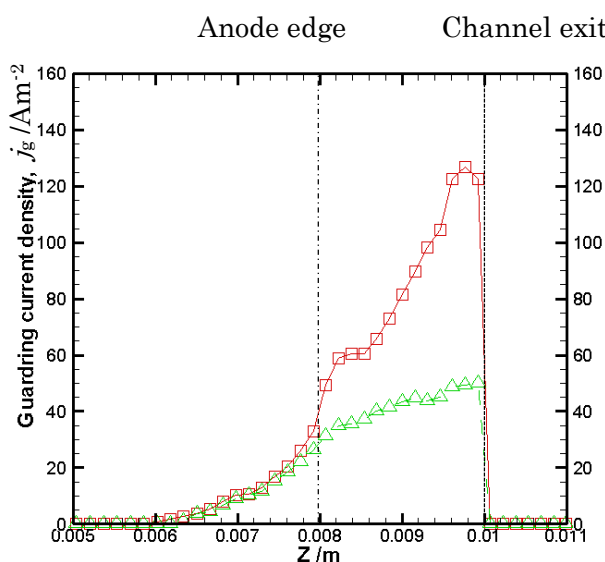
図 4.9 にガードリングに流れるイオンのエネルギー分布を示す。config.1 では放電電圧の 60-100%の範囲のエネルギーを持つイオンが、config.2 では放電電圧の 75-105%の範囲のエネルギーを持つイオンがガードリングに流れていることが分かる。これは図 4.3, 4.4 の結果とも一致し、config.1 ではアノード前面からガードリング近傍の電位勾配内で生成されたイオンが流れているのに対し、config.2 ではアノード前面の領域で生成されたイオンが多いことが確認できる。



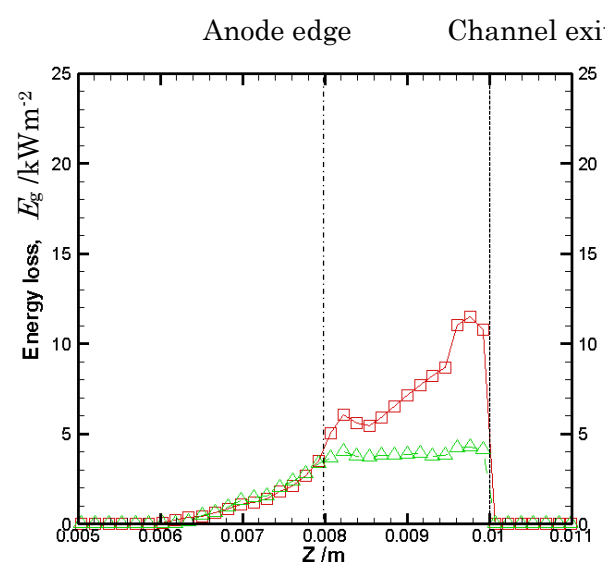
(a) ガードリング電流密度(config.1)



(b) チャンネル壁面エネルギー損失(config.1)



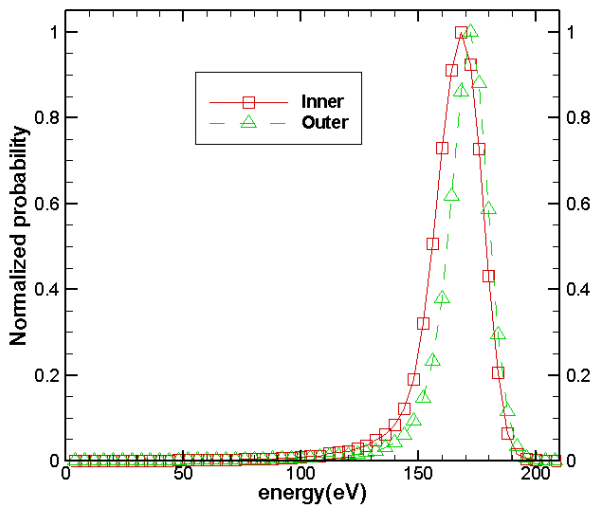
(c) ガードリング電流密度(config.2)



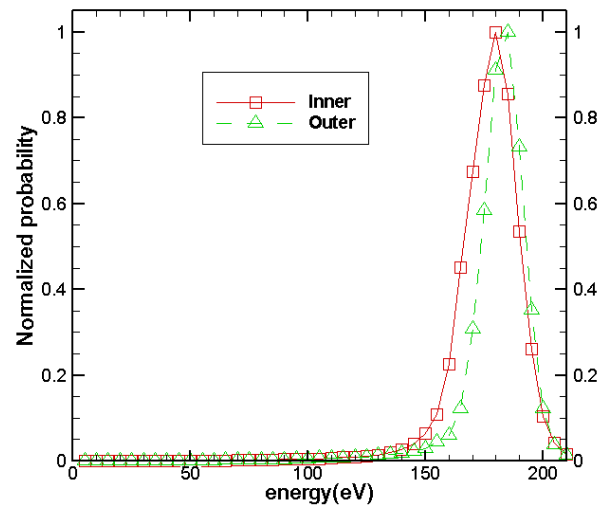
(d) チャンネル壁面エネルギー損失(config.2)

図 4.8 ガードリングでの電流損失及びエネルギー損失





(a) config.1

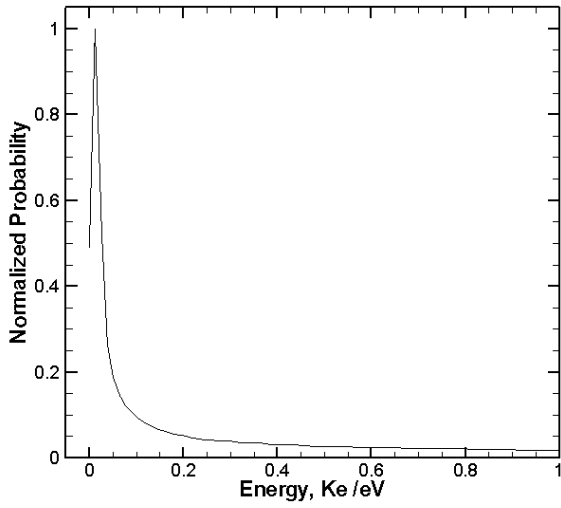


(b) config.2

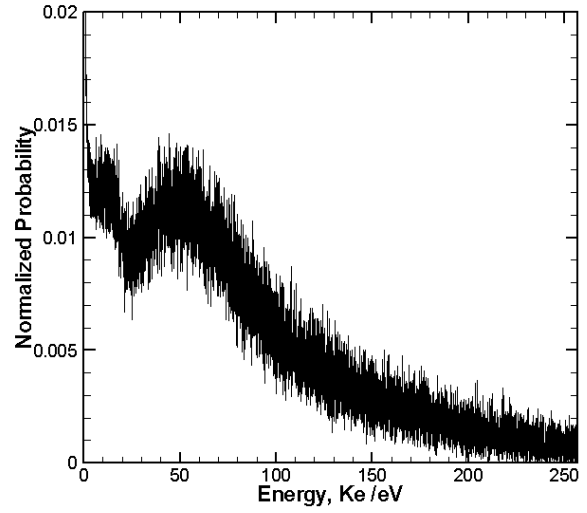
図 4.9 ガードリングでの電流損失及びエネルギー損失

### 4.3 電子のエネルギー分布

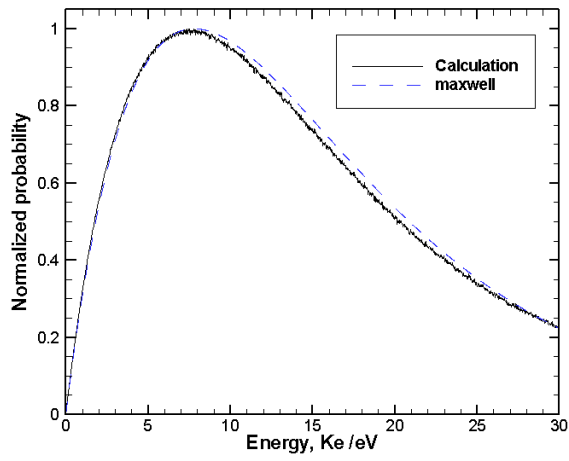
アノードレイヤ型スラスタ内の電子モデルを構築する足掛かりとして、config.2 のチャンネル内の電子のエネルギー分布を解析した。図 4.7(a.1), (a.2)にチャンネル内の内側のガードリング近傍を、, 図 4.7(b.1), (b.2)にチャンネル中心線上を、半径方向 2 セル分の厚さの領域で解析した電子のエネルギー分布を示す。確率分布は最大値で規格化されている。図 4.7 よりガードリング近傍でも高いエネルギーを持った電子群が存在することが分かる。チャンネル中心線上でも最大確率のエネルギー周りの分布はマクスウェル分布に乗るものの、高いエネルギーの領域において変曲点を持つことが分かった。



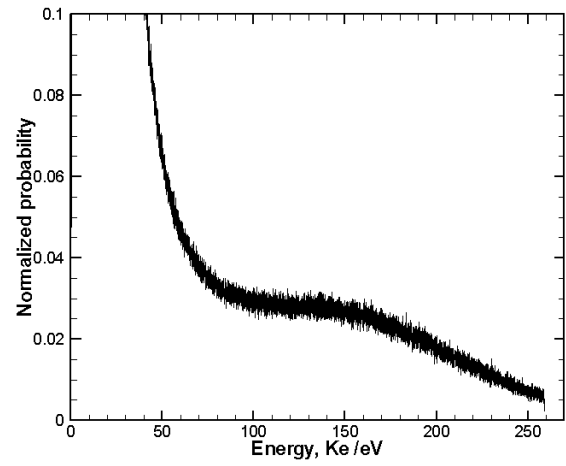
(a.1) 半径方向内側のガードリング近傍



(a.2) 高エネルギー領域



(b.1) チャンネル中心線上



(b.2) 高エネルギー領域

図 4.10 電子エネルギー分布

## 第5章 結論

本研究ではアノードレイヤ型スラスタにおけるマグネティックシールドイングの効果を、Full-PIC法を用いた数値解析により解明した。これにより以下の知見を得た。

1. マグネティックシールドイングを用いたアノードレイヤ型スラスタではイオン生成はホローアノード端で多く行われ、ガードリングへ流れるイオンはアノード前面の領域で生成される。
2. ガードリングがイオン生成領域から離れることにより、ガードリング近傍で起こるイオンシース領域でイオンが生成されなくなり、壁面でのイオン損失が低減されるとともに、等電位線が径方向に沿うような形になっている。
3. アノードレイヤ型スラスタでは磁力線上で電子が等温ではなく、アノード前のチャンネルではポリトロップ過程にあるといえる。等電位線を磁場に平行に近づけるにはチャンネル全体のプラズマ密度を大きくする必要がある。

また、アノードレイヤ型スラスタ解析の今後の発展の足掛かりとして、加速チャンネル内の電子のエネルギー分布解析を行った。これにより得られた知見は以下の通りである。

1. チャンネル内中央のプラズマはマクスウェル分布に乗るが、ガードリング近傍のシースでは複雑なエネルギー分布をしている。

今後のスラスタ開発のためには以下の取り組みが必要と考えられる。

1. ホールスラスタにおけるプラズマの異常拡散を物理的な理論で解明するために、3次元の数値モデルを開発する。
2. マグネティックシールドイングによる推進効率の低下が考えられるため、チャンネル壁でのイオン損失低減とのトレードオフを解明する。
3. アノードレイヤ型スラスタでの長期作動やチャンネル壁の部材と主要な推進剤のスパッタ率解明によってチャンネル壁損耗率を見積もる。

## 謝辞

本論文を執筆するにあたり、多くの方々のお世話になりましたので、ここで感謝を申し上げます。

指導教員である小紫公也教授には最大限の感謝を表します。多くの御助言や御指導を賜り、また学会発表の場や他大学との電気推進の勉強の場を与えて下さり、大変多くのことを学ばせていただきました。本研究におきましても、小紫教授の御指導を頂かなければ到底成り立ちませんでした。学士課程より本研究室に配属されてからの3年間、大変お世話になりました。改めて感謝いたします。誠にありがとうございました。

同研究室の小泉宏之准教授には、研究室輪講の場での鋭い御指摘、多くの御助言を頂きました。その都度、小泉准教授の広い知識や深いお考えに触れ、自分の視野を広げることができたと考えております。また、研究を離れた日常でも頻りにコミュニケーションをとっていただき、交流を持てましたことも心より感謝しております。ありがとうございました。

JAXAの村上桂一様には、半年間の技術研修生として受け入れていただき、誠に感謝致しております。JAXAのスーパーコンピュータに触れる機会を頂き、数値解析について多くを学ばせていただきました。JAXAで積ませていただきました経験を以て、本研究を成し上げることができました。誠にありがとうございました。

同じくJAXAの張科寅様には感謝してもしきれません。学士課程で配属された1年間、大変多くの御指導を頂き、本研究の対象であるホールスラストについて多くを学ばせていただきました。JAXAに行かれました後も、数値解析について多くの御指導を受け、またJAXAでの技術研修の機会も頂きました。本研究は御指導の賜物と申しても過言ではありません。深く感謝申し上げます。

助教授のTony Schönherr先生、博士課程の川嶋嶺さんには毎週の研究班輪講や日頃の研究生活で多くのアドバイスを頂き、参考となる他研究の情報もお教えいただきました。様々な相談にも応じていただき、誠に感謝しております。

同期の鈴木淳君、修士1年の平野雄也君、上本一樹君、朴俊輝さんにも大いに感謝しております。日ごろからの皆さんとの交流が刺激となり、修士課程を充実したものでできました。本研究においても皆様の研究内容を大いに参考にさせていただいております。後輩の皆様には今後の研究で大いに活躍されますことを願います。

そして同研究室の先輩、同輩、後輩の皆様や卒業されていった先輩方には、研究室輪講での御指摘やアドバイスはもちろん、旅行や飲み会等、多くの充実した時間を共有させていただきました。3年間の研究生活での励みになったのは言うまでもありません。ありがとうございました。今後のさらなる御活躍を期待しております。

改めまして研究生活でお会いしました皆様、日々の生活を支えていただきました両親に深く感謝の念を申し上げます。誠にありがとうございました。

2015年2月  
赤木将平

## 参考文献

- [1] 栗木恭一, 荒川義博: 電気推進ロケット入門, 東京大学出版会, 2003.
- [2] Jahn, R. G.: *Physics of Electric Propulsion*, McGraw-Hill, 1968.
- [3] Goebel, D. M., and Katz, I.: *Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters*, JPL Space Science and Technology Series, Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, 2008.
- [4] Brown, D. L., et al.: *Methodology and Historical Perspective of a Hall Thruster Efficiency Analysis*, AIAA Journal of Propulsion and Power, Vol. 25, No. 6, 2009, pp. 1163-1177.
- [5] Koppel, C. R., and Estublier, D.: *The SMART-1 Hall Effect Thruster Around the Moon: In Flight Experience*, IEPC-2005-119, 2005.
- [6] Dumazert, P., et al.: *PPS-1350-G Qualification Status*, AIAA-2004-3604, 2004.
- [7] Marchandise, F. R., et al.: *The PPS1350 Qualification Demonstration 7500h on Ground, About 5000h in Flight*, IEPC-2005-209, 2005.
- [8] Ozaki, T., et al.: *Electric Propulsion Development Activity at MELCO*, AIAA-2006-4321, 2006.
- [9] Zhurin, V. V., et al.: *Physics of Closed Drift Thrusters*, Plasma Source Science and Technology, Vol. 8, No. 1, 1999, R1-R20.
- [10] Kim, V., et al.: *Electric Propulsion Activity in Russia*, IEPC-2001-005, 2001.
- [11] Semenkin, A. V., et al.: *Operating Envelopes of Thrusters with Anode Layer*, IEPC-2001-013, 2001.
- [12] Komurasaki, K., and Arakawa, Y.: *Two-Dimensional Numerical Model of Plasma Flow in a Hall Thruster*, Journal of Propulsion and Power, Vol. 11, No. 6, pp. 1317-1323, 1996.
- [13] Nagao, N., et al.: *Activities for High Power Electric Propulsion System in Japan*, ISTS Paper 2013-b-10, 2013.
- [14] Nakles, M. R., et al.: *A205 Hour Krypton Propellant Life Test of the SPT-100 Operating at 2 kW*, IEPC-2013-347, 2013
- [15] Grys, K. D., et al.: *Demonstration of 10,4000 Hours of Operation on a 4.5 kW Qualification Model Hall Thruster*, AIAA-2010-6698, 2010.
- [16] Cho, S., et al.: *Multilayer Coating Method for Investigating Channel Wall Erosion in a Hall Thruster*, Journal of Propulsion and Power, Vol. 29, No. 1, pp. 278-282, 2013.
- [17] Huang, W., and Gallimore, A. D.: *A Low-Cost Optical Approach to Evaluate the Life Time of Hall Thruster Discharge Channel*, AIAA-2012-4035, 2012.
- [18] Cho, S., et al.: *Channel Wall Erosion Modeling of a SPT-Type Hall Thruster*, Trans.

- JSASS Aerospace Tech. JAPAN, Vol. 10, No. ists28, pp. Pb\_25-Pb\_30, 2012.
- [19] Eagle, W. E., et al.,: The Erosion Prediction Impact on Current Hall Thruster Model Development, AIAA-2008-5087, 2008.
  - [20] Yamamoto, N., et al.,: Dependence of Lifetime on Magnetic Field Configuration in a Hall Thruster, AIAA-2012-3791, 2012.
  - [21] Mikellides, I. G., et al.,: Magnetic Shielding of the Channel Walls in a Hall Plasma Accelerator, Physics of Plasma, Vol. 18, 033501, 2011.
  - [22] Mikellides, I. G., et al.,: Design of a Laboratory Hall thruster with Magnetically Shielded Channel Walls, Phase III Comparison of Theory with Experiment, AIAA-2012-3789, 2012.
  - [23] Mikellides, I. G., et al.,: Magnetic Shielding of a Laboratory Hall thruster. I. Theory and Validation, Journal of Applied Physics 115, 043303, 2012.
  - [24] Fife, J., and Martinez-Sanchez, M.,: Two-Dimensional Hybrid Particle-In-Cell (PIC) Modeling of Hall Thrusters, IEPC-95-240, 1995.
  - [25] Fife, J. M.,: Hybrid-PIC Modeling and Electrostatic Probe Survey of Hall thrusters, MIT. 1998. Doctor thesis.
  - [26] Manzella, D., et al.,: Predicting Hall Thruster Operational Lifetime, AIAA-2004-3953, 2004.
  - [27] Yim, J. T., et al.,: An Investigation of Factors Involved in Hall Thruster Wall Erosion Modeling, AIAA-2006-4657, 2006.
  - [28] Cheng S. Y., and Martinez-Sanchez, M.,: Hybrid Particle-In-Cell Erosion Modeling of Two Hall Thrusters, Journal of Propulsion and Power, Vol. 24, No. 5, 2008.
  - [29] Garrigue, L., et al.,: Computation of Hall Thruster Performance, Journal of Propulsion and Power, Vol. 17, No. 4, 2001.
  - [30] Hagelaar, G. J. M., et al.,: Two-Dimensional Model of a Stationary Plasma Thruster, Journal of Applied Physics, Vol. 91, No. 9, 2002.
  - [31] Hofer, R. R., et al.,: Heavy Particle Velocity and Electron Mobility Modeling in Hybrid-PIC Hall Thruster Simulations, AIAA-2006-4658, 2006.
  - [32] Bareilles, J., et al.,: Critical Assessment of a Two-Dimensional Hybrid Hall Thruster Model: Comparisons with Experiments, Phys. Plasmas, Vol. 11, 3035, 2004.
  - [33] Mikellides, I. G., et al.,: Magnetic Shielding of the Acceleration Channel Walls in a Long-Life Hall Thruster, AIAA-2010-6642, 2010.
  - [34] Hirakawa, M.,: Electron Transport Mechanism in a Hall Thruster, IEPC-97-021, 1997.
  - [35] Szabo, J. J.,: Fully Kinetic Numerical Modeling of a Plasma Thruster, Ph. D. thesis, MIT. 2001.
  - [36] Taccogna, F., et al.,: Self-Similarity in Hall Plasma Discharges: Applications to

- Particle Models, Physics of Plasmas, Vol. 12, 053502, 2005.
- [37] Yokota, S., et al.,: Plasma Density Fluctuation Inside a Hollow Anode in an Anode-layer Hall Thruster, AIAA-2006-5170, 2006.
  - [38] Cho, S.,: Lifetime Investigation of Hall Thrusters by Using Multilayer Wall Probe and Plasma Particle Simulation, Ph. D. thesis, University of Tokyo, 2013.
  - [39] Fujita, D.,: Scaling Law for Argon Anode Layer Hall Thrusters, Master thesis, University of Tokyo, 2014.
  - [40] 鈴木淳 : アノードレイヤ型スラスタのマグネティックシールドイングによるイオン損失低減, 修士論文, 東京大学, 2015.
  - [41] Bird, G. A.,: Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows, Oxford Science Publications, 1994.
  - [42] Wennberg, B., and Wondmagegna, Y.,: Stationary States for Kac Equation with a Gaussian Thermostat, Nonlinearity, Vol. 17, No. 2, pp. 633-648, 2004.
  - [43] Nanbu, K.,: Direct Simulation Scheme Derived from the Boltzmann Equation. I. Monocomponent Gases, Journal of the Physical Society of Japan, Vol. 49, No. 5, pp. 2042-2049, 1980.
  - [44] Ivanov, M. S., and Rogasinsky, S. V.,: Analysis of Numerical Techniques of the Direct Simulation Monte Carlo Method in the Rarefield Gas Dynamics, Russian Journal of Numerical Analysis and Mathematical Modeling, Vol. 3, pp. 453-465, 1988.
  - [45] Subramanian, K. P., and Vijay, K.,: Total Electron Scattering Cross Sections for Argon, Krypton, and Xenon at Low Electron Energies, Journal of Physics B: At. Mol. Phys., 20, 1987.
  - [46] Hayashi, M.,: Determination of Electron-Xenon Total Excitation Cross-Sections, From Threshold to 100eV, From Experimental Values of Townsend' s, Journal of Physics D: Applied Physics, 16, 1983.
  - [47] de Heer, F. J., et al.,: Total Cross Sections For Electron Scattering by Ne, Ar, Kr, and Xe, Journal of Physics B: At. Molec. Phys., 12, 1979.
  - [48] Wagnaar, R. W., and de Heer, F. J.,: Total Cross Sections for Electron Scattering from Ne, Ar, Kr, and Xe, Journal of Physics B: Atom. Molec. Phys., 13, 1980.
  - [49] Achenbacht, C., et al.,: Single Ionization of Multiply Charged Xenon Ions by Electron Impact, J. Phys. B: At. Mol. Phys. 17, pp. 1405-1425, 1984.
  - [50] Fox, J. M.,: Advances in Fully-Kinetic PIC Simulation of a Near-Vacuum Hall Thruster and Other Plasma Systems, Ph. D. thesis, Massachusetts Institute of Technology, 2007.
  - [51] Miller, J. S., et al.,: Xenon Charge Exchange Cross Sections for Electrostatic Thruster Models, Journal of Applied Physics, Vol. 91, No. 3, pp. 984-991, 2002.
  - [52] Cambel., A. B.,: Plasma Physics and Magnetofluidmechanics, McGraw-Hill, 1963.

- [53] Szabo, J., et al.,: Full Particle-In-Cell Simulation Methodology for Axisymmetric Hall Effect Thrusters, *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 30, No. 1, pp. 197-208, 2014.



## 学会発表

1. 赤木将平, 川嶋嶺, 鈴木淳, Tony Schönherr, 小泉宏之, 小紫公也 : 粒子法を用いた UT-58 ホールスラスタの解析, 第 58 回宇宙科学技術連合講演会, 長崎, 2014.
2. 藤田大樹, 川嶋嶺, 伊藤裕樹, 赤木将平, 鈴木淳, Tony Schönherr, 小泉宏之, 小紫公也 : アルゴンアノードレイヤ型ホールスラスタの作動特性, 平成 25 年度宇宙輸送シンポジウム, 神奈川, 2014.
3. 鈴木淳, 藤田大樹, 伊藤裕樹, Schönherr Tony, 川嶋嶺, 赤木将平, 小紫公也, 小泉宏之 : アノードレイヤスラスタ UT-58 のアルゴン推進剤高電圧動作特性, 第 57 回宇宙科学技術連合講演会, 鳥取, 2013.
4. 藤田大樹, 張科寅, 川嶋嶺, 細田誠也, 伊藤裕樹, 赤木将平, 小紫公也, 小泉宏之, Tony Schönherr, 荒川義博 : アルゴン作動アノードレイヤ型ホールスラスタの作動特性, 第 53 回航空原動機・宇宙推進講演会, 岡山, 2013.

## 学術論文

1. Daiki Fujita, Rei Kawashima, Yuki Ito, Shohei Akagi, Jun Suzuki, Tony Schönherr, Hiroyuki Koizumi, Kimiya Komurasaki: Operating parameters and oscillation characteristics of an anode-layer Hall thruster with argon propellant, *Journal of Vacuum*, Aug. 2014.