

電子サイクロトロン共鳴型
イオンスラスタの放電プラズマ

西山和幸

0

電子サイクロトロン共鳴型
イオンスラスタの放電プラズマ

西山和孝
指導教官 荒川義博教授

目次

1. 序論	1
1.1. イオンスラスタの研究開発状況	1
1.2. 電子サイクロトン共鳴型イオンスラスタ	3
1.3. 研究の目的	6
2. 実験装置及び実験方法	8
2.1. 概観	8
2.2. 内部測定専用 ECR イオン源	9
2.2.1. 磁場形状	13
2.2.2. 真空中のマイクロ波電界強度分布	16
2.3. マイクロ波伝送系	21
2.4. 液晶チューナブルフィルター	22
2.5. 原子・イオン発光強度分布測定法	23
2.6. 四重極質量分析器	25
2.7. 静電プローブ	26
2.8. マイクロ波電界強度プローブ	28
2.9. 壁面損失測定用イオンコレクター	29
2.10. イオン源性能向上実験用内部電極	30
3. 発光分光による ECR プラズマの診断	32
3.1. イオン発光強度分布測定	32
3.1.1. 直流放電との比較	33
3.1.2. 放電条件による変化	34
3.2. ECR 領域の原子・イオンの発光と電子エネルギー分布関数	38
4. 各種プローブによる ECR プラズマの診断	50
5. ECR プラズマの形状と磁場形状に関する考察	63
5.1. カスプ磁場中の電子の運動	63
5.2. 高エネルギー電子のエネルギー分布関数計算モデル	73

5.3. アーチ状 ECR プラズマの強磁場側と弱磁場側の境界	85
5.4. プラズマ密度増大による共鳴領域の移動	86
6. 性能の評価と性能改善の試み	90
6.1. ECR 型イオンスラスタの推進性能	90
6.1.1. 性能曲線	90
6.1.2. 二価電離イオン	93
6.1.3. 推進効率	94
6.2. 放電性能評価モデル	96
6.3. イオン壁面損失とイオン生成コストの関係	102
6.4. 高エネルギー電子の閉じ込め時間とイオン生成コストの関係	109
6.5. 放電条件とイオン生成コストとの相関	111
6.5.1. 放電圧力とイオン生成コスト	111
6.5.2. 放電電力とイオン生成コスト	112
6.6. グリッド位置の移動によるイオン生成コストの低減	112
6.7. 磁石表面の電位制御によるイオン生成コストの低減	114
6.7.1. 内部電極の浮動によるコスト低減効果	115
6.7.2. 内部電極のバイアスによるコスト低減効果	117
6.7.3. 磁石表面の絶縁によるコスト低減効果	118
6.7.4. まとめ	120
6.8. スラスタ設計のための指針	120
7. 結論	124
8. 付録	126
8.1. イオン源図面	126
9. 謝辞	132

1. 序論

1.1. イオンスラスターの研究開発状況

電気推進は化学推進に比べ、低推力かつ高比推力(I_{sp})を特徴とする。そのため地上からの打ち上げに用いることは不可能であるが、宇宙空間での主推進や姿勢制御の手段としての活躍が期待されている。高比推力ゆえに、同一の ΔV のミッションでは推進剤が少なく済み、結果としてペイロードの増大が見込める。このような利点があるため30年以上にわたって電気推進の研究開発が行われており、種類も推進剤の加速原理により電熱加速型(アークジェット、レジストジェット)、静電加速型(イオンスラスター、コロイドエンジン)、電磁加速型(テフロンスラスター、MPD アークジェット)等と多岐にわたる^{1,2}。なかでもイオンスラスターは完成度が高く、日本では1982年に5cm級水銀イオンスラスターをETS-3に、1994年には12cm級キセノンイオンスラスターをETS-6³にそれぞれ搭載して打ち上げた。

イオンスラスターは推進剤をイオン化して、静電的に加速し、推力を得るものである。イオンスラスターの主要部は、イオンの生成、加速、中和を受け持つ部分に分けられる。このうち加速部と中和器の構造や機能はスラスターによってあまり差がなく、スラスター全体の構造、作動、性能などはイオン源によって決まるといってよい。したがってイオンスラスターはイオン源の種類により分類される。イオン源には放電電離型と接触電離型とがある。既に実用の域に達しているものでは、放電型の電子衝撃型および高周波放電型に対し接触型では多孔質電離器を用いるものである。現在のイオンスラスターの開発状況を見ると圧倒的に電子衝撃型の研究が盛んである。

磁場を用いた放電をイオン源として利用するものを電子衝撃型イオンスラスターというが、放電形態から直流放電型、なかでも1960年頃あらわれた電磁コイルにより磁場を形成するものは発明者

にちなんで Kaufman 型とも呼ばれる⁴。これらの呼び名は後で述べる高周波(RF)放電型やマイクロ波放電型も広義には電子衝撃型の一つとみなせるため、あえてそれらと区別するためでもある。直流放電による電子衝撃を用いたプラズマ生成を行うものの大半は、現在磁場形状としては Kaufman 型ではなく永久磁石によるカスプ型を採用したものが主流になっており、前記の ETS-6 もその例にもれない。本論文では以下このタイプのを直流放電型と呼ぶことにする。

直流放電型のイオンスラスタは推進性能に関していえば、既にはば完成の域に達しているといえるほどの高性能を誇っている。しかしながら、スラスタの寿命、システムの信頼性といった側面から眺めると必ずしも欠点がないとは言いがたい。直流放電型の問題点の一つは、放電室内のホローカソードと呼ばれる特殊な陰極の損耗が電極熱損失による推進性能の劣化を招きひいてはスラスタ全体の寿命を左右することである。またこのホローカソード近傍で生じる高エネルギーイオンの衝突によるスクリーングリッドや放電室壁の損傷もスラスタの寿命を縮める原因となる。このホローカソード自信の構造が複雑であり、作動させるために複数の電源が必要で、始動は比較的時間を要する。さらに中和器にも同様の陰極が別途使用されることなど、従来の直流放電型では構造およびシーケンスの複雑化を招いている。イオンスラスタは電気推進の中でも特に低推力・高比推力ゆえに ΔV の大きなミッションで長期にわたり作動させてこそ真価を最大限に発揮できるため、これらの欠点は無視できない。

これに対し、1960 年中頃からドイツの Giessen 大学で研究が始められた RF 放電型イオンスラスタの RIT シリーズ⁵では、推進剤のイオン化に無電極自続 RF 放電を利用している。放電室として、まわりにコイルをまいた絶縁物容器を用い、放電プラズマの電位を決めるため抽出アノードが、また放電点火用のカソードが用いられている。この RF 型の利点としては

1. 放電電極がないので、それに関する寿命の問題は起こらない。
2. RF 放電電子のマックスウェル分布のために、一価電離イオンのみが生成される。
3. 放電室は組み立てやすくコントロールしやすい。

などがあげられ、RIT-10 はすでに 1992 年には EURECA-1 に実験的に搭載して打ち上げられ、さらに 1996 年に打ち上げ予定の ARTEMIS に実用として採用されている。

とはいえ RIT シリーズに代表される RF 放電型にも以下のような欠点がある。

1. 放電室外部から放電エネルギーをカップリングするのはなかなか難しい。
2. 放電は 10^{-4} Torr の低圧で行わねばならないので、特別な点火装置が必要となる。
3. RF 電磁波がもれないようにシールドする必要がある。
4. 放電室に絶縁物を用いるため、機械的強度の問題が起こる。
5. 中和器として直流放電型と同様ホローカソードを用いる。
6. 加速電極がスパッタされることにより放電室に導体皮膜ができこれが寿命の制限要素となる。

このため放電室から放電陰極を取り除くことによる長寿命化、システムの簡略化が中途半端にしか達成できていないのが現状である。

ところで、地上においては以前からイオン生成にマイクロ波放電を利用することがなされてきた。これは RF 放電同様無電極放電であり、比べてはるかに高い周波数領域での放電のため放電室を金属で作ることが可能である。かつてはマイクロ波発振管の効率が悪く、重量的にもかさむものであったため、宇宙用推進機への応用は到底無理であった。しかしその後の、電気通信分野でのマイクロ波技術の向上によりマグネトロンやクライストロンなど軽量化が進み、加えて半導体素子によるマイクロ波増幅器の大出力化、高効率化が進みつつありこれらは将来的に有望なマイクロ波電源になると考えられている。こうしてマイクロ波放電のイオンスラスタへの応用が現実味を帯びてきており、その研究がいくつかの機関で始まっている。

1.2. 電子サイクロトロン共鳴型イオンスラスタ

マイクロ波放電とは、マイクロ波帯域の交流電界で電子を加速、この電子が中性粒子を衝突電離してプラズマを生成、放電を維持するというものである。このマイクロ波放電をイオンスラスタに採用することの利点は、以下のとおりである。

1. 放電用電極を必要としないことによるスラスタの長寿命化と構造の簡略化ができる。
2. マイクロ波がその電力を伝送する際に基準電位を必要とせず、DC 絶縁が容易に行えることから単一マイクロ波源による、互いに電位の異なる主放電室・中和器プラズマの同時生成が可能。

3.直流放電型の場合7個必要であった電源が、マイクロ波放電型では3個に減少することによるシステムの簡略化が見込める。

このようにスラスターの長寿命化、構造・システムの簡略化という点でマイクロ波放電型は優れており、推進性能の向上が実用化に向けての主要課題となっている。

マイクロ波電源の性能が直流電源に比べて劣っていることもあり、推進性能の向上には、マイクロ波から電子へのエネルギー伝達効率を上げることが不可欠であるが、これまでの研究では二通りの工夫が試みられている。

その一つは非共鳴吸収型と呼ばれ、その放電形態は空洞共振器中のマイクロ波がプラズマによりカットオフを受ける際の表面吸収作用を利用するものである。このタイプのスラスターはアメリカのミシガン州立大学⁶を始め、日本の宇宙科学研究所^{7,8}、大阪大学等のものがある。この方式では基本的にマイクロ波はプラズマ表面で反射され、マイクロ波の導入という観点に立てばそのプロセスは非効率的であり、その結果イオン生成コストは高くなり推進剤利用効率は低くなる。また放電性能だけでなく、非共鳴吸収型では空洞共振器と放電室の間に絶縁材を使用し気密保持とプラズマ閉じ込めを行っているために、スパッタによるこの絶縁材への導体皮膜の形成がスラスターの寿命を制限する。

このように欠点の目立つ非共鳴吸収型にかわり注目されているのがもう一方の電子サイクロトロン共鳴(Electron Cyclotron Resonance : 以下ECRと呼ぶ)型であり、その原理は次のようなものである。静磁場中の電子は磁力線に巻き付いたサイクロトロン運動を行うが、その回転周波数(電子サイクロトロン周波数)に一致したマイクロ波により、電子を共鳴的に加速・加熱することができる。これにより生じた高エネルギー電子が中性原子に衝突するときに、電離が行われプラズマが生成される。この方式ではマイクロ波のエネルギーが非常に効率良くプラズマに供給され、プラズマによる反射電力もマイクロ波の整合を調整することで極力抑えることができる。ECR型では、放電室に導入した磁場で電子加熱とプラズマ閉じ込めの両方の役割を担わせることが可能で、気密保持のための真空窓はスパッタ粒子から直接見えないうちに配置することができる。ECR放電はそもそも核融合プラズマの有力な加熱方法の候補として研究されてきたもので、そのほか各種材料プロセス用にも

広く利用されている。イオンスラスタとしての研究は1990年頃から始まり、2002年の小惑星サンブルリターンミッション(MUSES-C計画)の主推進機としての実用化を目指した研究が宇宙科学研究所で行われている⁹⁾。現在までにはほぼ実用レベルのイオン生成コストおよび推進剤利用効率を達成しており、耐久性を改善したカーボン複合材を用いた加速電極の研究が行われ、中和器と合わせてシステムレベルでの耐久試験が計画されている¹⁰⁾。

ECR型イオンスラスタは図1-1に示すように1.主放電室、2.加速電極、3.中和器により構成されるが、中和器のプラズマも主放電室と同様ECR放電で生成されるのが特徴である。本研究ではこのECR型イオンスラスタを取り扱う。

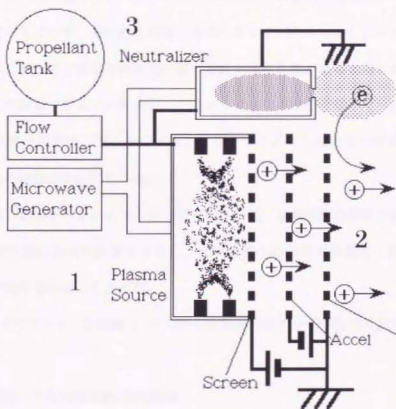


図 1-1 電子サイクロロン共鳴型イオンスラスタの構成

1.3.研究の目的

従来、ECR型イオンスラスタの放電室形状と磁場形状は、試行錯誤によるビーム引き出し実験で決定されてきた。これまでの研究でイオン生成コストが当初5000 W/Aだったものが250 W/A程度にまで改善されてきている。しかし、すでに長年研究されてきて放電室のパラメトリックな設計方法がある程度確立された直流放電型のイオン生成コストは、今日では30 cm級の大型のスラスタで150 W/A以下に達している。ECR型では、プラズマ生成のために用いられるマイクロ波増幅器の効率が直流電源に比べて低いため、直流放電型以上に放電性能への要求が厳しいと言える。

開発が始まった当初、ECR型イオンスラスタの放電室形状は直流放電型のカusp磁場を磁石の大型化により強力にただけで、基本的に同様の形状になっていた。しかし、イオン生成コストをさらに低減するには、ECR型に最適な放電室の設計指針を得る必要があると思われる。そのためには放電室内部のどこでECRプラズマが生成し、どのようにプラズマが分布しているかを調べ、プラズマの生成量や損失量を定量的に明らかにすることが、プラズマ生成効率の改善に不可欠であるが、現状ではこれらの情報が不足している。

そこで本研究では、ECR型イオンスラスタの放電室内部の放電現象の詳細を調べ、プラズマの状態がスラスタの性能に及ぼす影響を考察し、性能改善への指針を実験的に得ることを目的とし、以下の順序で研究を進めることとする。

1. 300 W級イオンスラスタを模擬し、なおかつ放電室内部の分光測定が可能なECRイオン源の新規設計
2. 受動的分光測定による内部診断(発光観測)
3. 静電探針、マイクロ波電界プローブによる内部診断
4. このイオン源について、ECRと直流の2種類の放電を行い、それぞれの性能取得(但し、性能改善の方向を探るためであり、フライト型に設計された他のイオンスラスタとの競合は意図しない。)
5. 壁面へのイオン損失量を測定し、イオン損失が推進性能に与える影響を考察

6. 推進性能を向上させる工夫を加えた上での性能取得実験
7. ECR型イオンスラスターの設計指針について考察

2. 実験装置及び実験方法

2.1 装置

本論文に報告する実験は、東京大学工学部宇宙航空研究所において行われた。実験装置は、東京大学宇宙航空研究所において開発されたECR型イオンスラスターである。この装置は、高真空環境下で動作し、イオンを加速して推進力を生み出す。実験には、この装置を用いて、様々な条件下での性能取得が行われた。また、装置の構造や動作原理についても詳しく説明されている。

本装置は、高真空環境下で動作し、イオンを加速して推進力を生み出す。実験には、この装置を用いて、様々な条件下での性能取得が行われた。また、装置の構造や動作原理についても詳しく説明されている。本装置は、高真空環境下で動作し、イオンを加速して推進力を生み出す。実験には、この装置を用いて、様々な条件下での性能取得が行われた。また、装置の構造や動作原理についても詳しく説明されている。

本装置は、高真空環境下で動作し、イオンを加速して推進力を生み出す。実験には、この装置を用いて、様々な条件下での性能取得が行われた。また、装置の構造や動作原理についても詳しく説明されている。本装置は、高真空環境下で動作し、イオンを加速して推進力を生み出す。実験には、この装置を用いて、様々な条件下での性能取得が行われた。また、装置の構造や動作原理についても詳しく説明されている。

2. 実験装置及び実験方法

2.1. 概観

イオン源は直径 60 cm 長さ 1 m の真空チャンバーの中に装着され、石英窓を内蔵したフランジと導波管の立体回路を介して大気側のマイクロ波進行波管(TWT)に接続されている。このマイクロ波増幅器により最大で 300 W までの 5.9 GHz のマイクロ波を発生できる。立体回路には EH チューナーと呼ばれるマイクロ波の位相調整器があり、イオン源からの反射波が限りなく 0 W に近づくように設定できる。

真空チャンバーには、油拡散ポンプとそのバックを排気する油回転ポンプ、真空チャンバのあらびきをする油回転ポンプの計三台のポンプがつながっている。今回の実験では放電の圧力がプラズマの性質を決める重要なパラメーターであるため、真空容器内圧力よりもむしろ放電室内圧力を知る必要がある。そこで放電室の圧力検出用ポートに電離真空計を装着している。推進剤はアルゴンを用い、最大流量 10scm の流量制御器で制御する。アルゴンを用いるのは、通常のスラスタで使用される Xe(キセノン)が非常に高価であることと、実験用としては、分光や各種衝突断面面積などの基礎データが豊富な Ar の方が望ましいという理由からである。放電圧力は流量制御器により 0.1 mTorr-1.0 mTorr に設定される。

真空槽の側面のフランジには光学窓があり、放電室側面の観測窓を通して内部のプラズマの様子が 2 次元的な分布として観察できる。特定の波長の光のみを透過する干渉フィルターや液晶チューナブルフィルターと CCD カメラを組み合わせれば受動的な分光が可能になる。また、これらの窓にレーザー光を通すことで能動的な分光測定も行える。

光学観測可能な領域は磁石に近いごく狭い領域に限られているが、グリッドの穴を通して外部から放電室内に各種のプロープを挿入し、トラバース装置で二次元的に移動させることで、放電室のはほぼ全域で、プラズマの物理量の空間分布が得られる。使用したプロープは、ラングミュアプロープ、エミッシブプロープ、Luxtron社のマイクロ波電界強度プロープなどである。

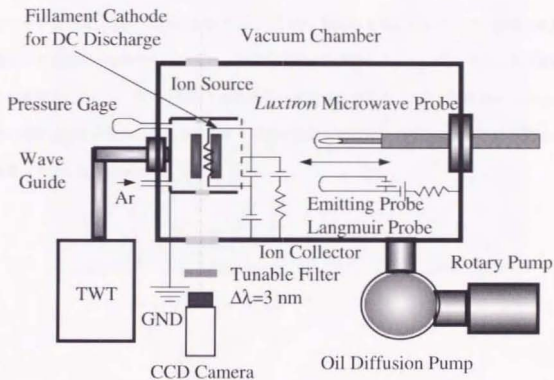


図 2-1 真空装置、イオン源および各種測定器

2.2. 内部測定専用 ECR イオン源

イオンスラスタは軸対称の円筒形をしているため、放電室内部の2次元な分光測定は困難である。そこで軟鉄の板を箱形に組んだ構造の分光測定用イオン源を製作した(図 2-2参照)。放電室の大きさ、磁石の間隔等は300 W級イオンスラスタを想定して設計した。放電室は1辺が11.5 cmの正方形断面で奥行き7cm、厚さ5mmの鉄ヨーク材4枚(側板2、天板2)と厚さ15mmの底板(ベースプレート)1枚から成る。側板には厚み10mmの直線磁石列が2列およびカusp磁場領域の光学測定用観測窓用の長方形の穴を設けてある。天板のうち下の1枚は観測領域を広げるため曲げられた2列の磁石列

を持つ。この磁石列の形状の詳細を示すため、8.1節にイオン源図面として添付する。2枚の天板には冷却パネルが取り付けられる。マイクロ波は底板の中央の長方形の穴から方形導波管によってTE₁₀モード導入される。底板には磁石1列（図2-2の撮影時には未装着）が正方形の辺上に並んでおり、正方形の頂点には4個の推進剤導入口がある。このほか底板には放電室内部のガス圧を測定するための電離真空計を取り付けるための穴が開けられている。

このイオン源を用いれば、領域は限定されるものの、軸対称を仮定したアーベル変換の必要のない直接的な分光測定が可能である。また、単に放電室内部が覗けるというだけでなく光を透過させることが可能なため、レーザーを用いた能動的な分光測定に使える。これらの特長をいかして、イオン源の準安定準位のアルゴン原子の密度や温度の測定を半導体レーザーによる吸収分光により行った結果はすでに発表済みである^{11,12}。

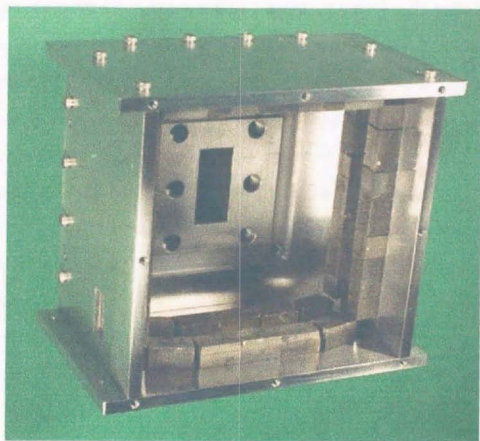


図 2-2 内部測定用 ECR イオン源

図2-3はイオン源の断面図である。図の左端がイオン源の中心軸を表しており、断面のうち観測窓を含む側のみを示している。図の上方には直径3mmの多数の穴が開いた厚さ1mmのバンチングメタルがある。本来のスラスターではこの位置に複数枚の加速グリッドを用意するが、真空装置の排気能力がビーム加速実験に耐えるものでないという制限から、本研究では加速電極は使用せず、マイクロ波閉じこめと放電圧力調整を兼ねたバンチングメタルをグリッドとして使用した(図2-2の撮影時には未装着)。こうすることで、通常の加速電極では困難な各種プローブの挿入がグリッド穴を通して可能となる。このグリッドはビーム加速時の電流値を推定するために、放電室に対して30V負にバイアスしてプラズマからイオン電流を集めるようになっている。また必要に応じて、より放電室の奥(上流側)にも配置できる。

このイオン源で直流放電を行い、ECR放電との比較を行うために、必要に応じて放電室中央にグリッド側から支持したトリウム入りタングステン製のフィラメントカソードを設置できるようにしている。

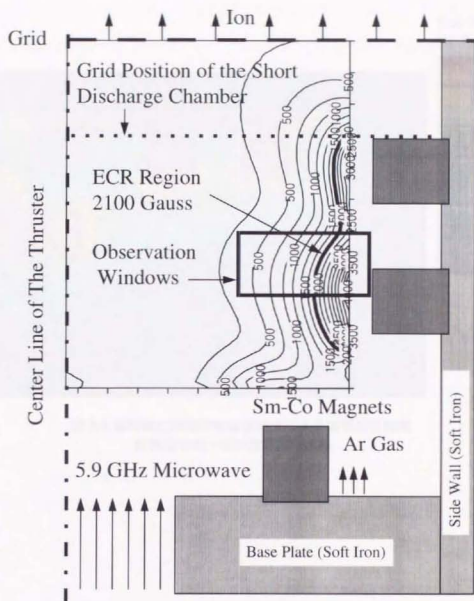


図 2-3 イオン源の断面図と磁束密度分布

2.2.1. 磁場形状

放電室の設計を行う上で、磁場形状の設計は最も重要である。実際に放電室を製作する前に、市販の有限要素法による磁場解析プログラム(Quick Field)を用いて、磁場形状を検討した結果が図 2-4 である。この計算では箱型放電室ではなく軸対称円筒形の放電室を仮定している。

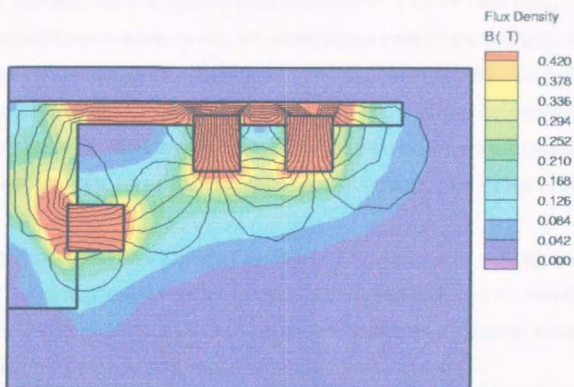


図 2-4 軸対称二次元の有限要素法による磁場解析結果
計算領域の下限が放電室中心軸

イオン源で使用した磁石は磁石の中でも最も強力なSm-Co(サマリウムコバルト)磁石である。この磁石の表面磁束は0.4 T(=4000 G)に達する。最も上流側の磁石のみが放電室中心軸方向に磁化しており、側壁上の2列の磁石は放電室の径方向に磁化している。磁石の極性は列ごとに統一されており、隣り合う列が異なる極性を持っている。図 2-4から明らかなように、この放電室は3つの磁石列の間には2つのミラー磁場領域を持つ。これらのミラー磁場はそれぞれ2つのECR領域(磁場強度がECR磁場に等しい場所)を持ち、ミラー磁場内に閉じ込められて往復運動する電子を何度も加熱する。

先に示した放電室断面図(図 2-3)は直交する2つのホールセンサを用いて測定した磁束密度の分布も示している。実験に用いる5.9 GHzのマイクロ波に対応する共鳴磁場は0.21 Tであり、その等高線は図中の太線で表されている。図 2-5は分光用の観測領域での等磁場強度分布と測定結果の磁束線図を重ねあわせたものであり、第3章で述べるプラズマの発光分布との比較に役立つ。

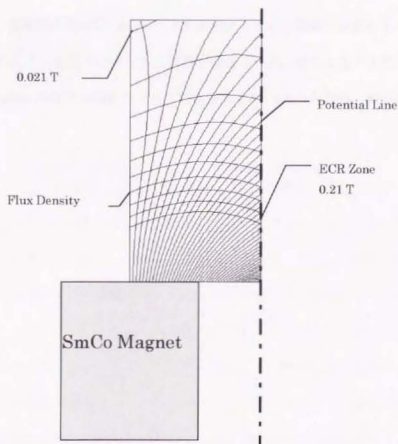


図 2-5 光学観測領域で行ったホールセンサによる磁場測定の結果

2.2.2.真空中のマイクロ波電界強度分布

プラズマが存在しない場合のマイクロ波電界強度分布はECRイオン源の点火特性に影響を与えるとみられる。そこで、市販の有限要素法を用いてベクトルポテンシャルを解く電磁界計算プログラム(PHOTO WAVE)を用いて解析を行った。

電磁波解析では以下の3種類の境界条件を使い分ける。

1. 対称境界条件 電場は境界に対して垂直になる。磁場は境界に対して平行になる。
2. 反対称境界条件 電場は境界に対して平行になる。磁場は境界に対して垂直になる。
3. 吸収境界条件 インピーダンス境界ともいい、電波インピーダンス(377 Ω)をもつ無反射境界。

計算領域は図2-6に示すような20cmの導波管部分を含む放電室容積全体である。計算領域内の物性値は真空のものを用いた。金属壁面には対称境界条件を設定し、導波管の入口の面にだけ吸収境界条件を適用した。導波管の途中でTE₁₀モードを励起するための電場を指定している。

精度よく解析するには $\lambda/6$ 以下のメッシュ間隔が望ましいが、使用したプログラムが小規模モデル用(節点数8000-10000程度で16MBのメモリでも動作する)であったため、軸方向にメッシュをやや荒くしている。

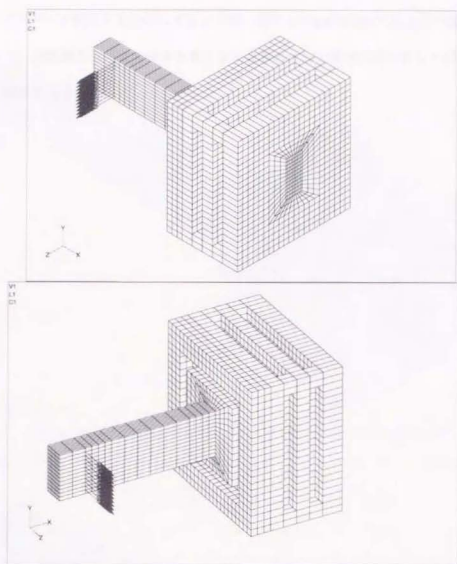


図 2-6 有限要素法によるマイクロ波電界計算モデル
矢印は波動励起用の電界を与えた位置を示す

実験と同じマイクロ波周波数 5.9 GHz での計算結果を図 2-7 に示す。図 2-7 は計算領域のうち $Y < 0$, $Z < 0$ の部分のみを取り出した、1/4 カットモデルである。本研究では、この図の XY 面の切り口に相当する面でマイクロ波プローブや静電プローブによる測定を行う。導波管部分に強い定在波が発生している様子から、放電室がマイクロ波の共振器として働いていることが分かる。しかしながら共振器としての Q 値は余り高くないためか、放電室内での電界強度は導波管部分よりも弱い。

第4章で紹介する XY 面内で測定したマイクロ波電界プローブで得た実験結果と比べると、ベースプレートの外周部が強電界という傾向が共通している。グリッド近傍の中心軸上に強電界部分があるというのが実験では真空中、プラズマ中で共通してみられたが、計算でははっきりしない。これ

は実験では、プローブを挿入するためにグリッドの一部に $10\text{ mm}\times 50\text{ mm}$ の長方形の穴を開けた影響の可能性が有る。周波数や放電室の長さを変えると電界の分布が微妙に変わることが、図 2-8-図 2-10 に示す計算結果から分かる。



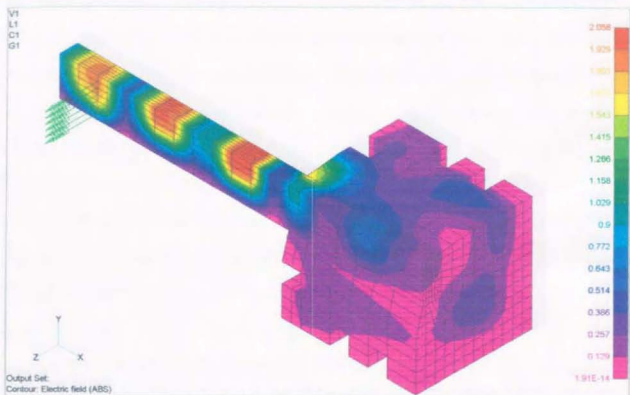


図 2-7 有限要素法によるマイクロ波電界強度の計算結果(5.9GHz)

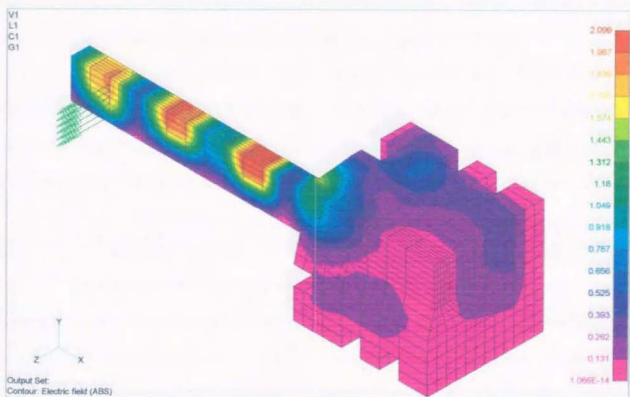


図 2-8 有限要素法によるマイクロ波電界強度の計算結果(5.88 GHz)

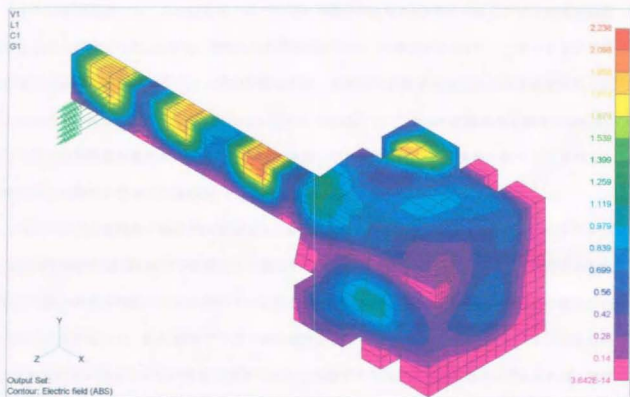


図 2-9 有限要素法によるマイクロ波電界強度の計算結果(5.92 GHz)

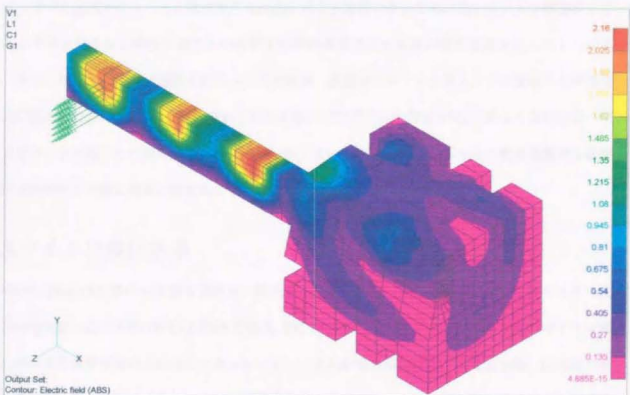


図 2-10 有限要素法によるマイクロ波電界強度の計算結果(5.9 GHz 放電室長さを中心軸方向に 1.1 倍に伸ばした場合)

これらの計算結果から、この放電室では 5.9 GHz の場合よりも 5.92 GHz の場合のほうが電界強度が高まることが分かった。しかし、実際には計算領域よりも上流側にある EH チューナーを用いて位相の異なる波を重ね合わせることで整合を取るため、必ずしも計算で指定した境界条件が妥当であるとはいえない。また、プラズマがいったん点火した後は、ここで行った計算は全く参考にならず、必ずしもこの周波数が優れているかどうか分からないため、計算結果から実験へのフィードバックは行わず、当初の予定通りの 5.9 GHz の発振器を使うこととする。

プラズマ中での電磁波の解析では誘電率をテンソルとして扱う必要がある¹³。今回用いたプログラム PHOTO-WAVE は等方的で分散性のない媒質しか扱えないためプラズマ中の計算は無理である。現在、市販の電磁界解析ツールでプラズマを扱えるものは存在しない。しかし、計算機の能力が向上したことも手伝って、近年 ECR プラズマ中の電磁界計算が数多く発表されるようになってきている。これらの中にはプラズマの分布は計算ではなく実験で得られた値を用いるもの¹⁸もあれば、電磁界とプラズマの生成・拡散とをイタレーションしながら解くもの¹⁴もある。冷たいプラズマ中の波動理論に基づく誘電率テンソルには電磁波の減衰をおこす要因がないため、熱いプラズマ理論から導かれるサイクロトロン減衰や電子と中性粒子の弾性衝突による減衰の効果を盛り込んだものが多い。また、電子とイオンの運動を粒子コードで解き、誘電率テンソルを導入せずに電磁界を時間発展式に求める計算¹⁵もいくつか発表されており市販のプログラムも存在する。このような粒子コードは計算コストが高いため現時点では扱いづらいが、近い将来、ECR プラズマ中の電磁界解析も磁場解析や熱解析と同様に簡単に行えるようになると思われる。

2.3. マイクロ波伝送系

Heulett-Packard 社製の SHF 信号発振器で発生させた周波数 5.9 GHz、出力 -25.3 dBm のマイクロ波を日本電気製の進行波管(TWT)LD7208 で最大 300 W まで増幅する。こうして得られたマイクロ波を、順に進行波管保護のためのサーキュレーター、入反射電力測定用の方向性結合器、伝送系の整合を取るための EH チューナー、さらに導波管を介して真空チャンバーの扉に取り付けられた絶縁真空フランジに導く。これらのコンポーネント及び導波管はすべて方形 6 GHz 帯のもので、伝送マイ

マイクロ波の姿態は方形 TE_{10} モードである。絶縁真空フランジの役割の一つは、石英ガラスの真空窓により真空チャンバーの気密を保ちつつマイクロ波を伝送することである。もう一つは、スラスタ本体に取り付けられるためビーム引出中に 1000 V 以上の高電位となる真空伝送系と、実験の安全および操作性を考慮して接地されている大気側伝送系とを電氣的に絶縁する(DC 絶縁)ということである。この DC 絶縁は大気側で、3ヶ所で行っている。各所ともマイクロ波漏れを抑えるためチョークフランジ構造をしており、実際ここからのマイクロ波漏れは、アンテナ測定によって測定限界以下であることが確認されている。なお今回の実験では加速電極を用いたビームの引き出しは行わなかったため、DC 絶縁機能は活かされていない。真空チャンバー内では、絶縁真空フランジから直導波管を経由して内部診断用イオン源本体後方へとマイクロ波を導いている。マイクロ波は直線偏波のままイオン源に導入される。

イオン源の放電性能を評価する際に、消費電力をどのように定義するかが重要となる。マイクロ波は投入電力の設定方法は以下のとおりである。

1. TWT の増幅率を徐々に増大させていき、プラズマの点火を目視で確認した後、方向性結合器によりその時点の EH チューナーの状態でもマイクロ波投入反射電力をモニターする。

2. EH チューナーで整合を取り、可能な限り反射電力を抑える。

本実験ではこの時の入射電力から反射電力を差引いたものをマイクロ波投入電力と定義する。ただし、反射電力はほとんどの場合 0 W に限りなく近く、最悪でも入射電力に比べて 5 % 以下に抑えられるため、入射電力の時間変動に比べて十分無視できる程度であることから、投入電力は入射電力と等しいと考えてよい。しかし、推進剤に Ar ではなく Xe を使った場合は、電力と推進剤流量が大きいときに反射電力が無視できないほど大きくなるという報告¹⁶がなされている。

2.4. 液晶チューナブルフィルター

観測窓からのプラズマ自然放光を分光するために Cambridge Research & Instrumentation, Inc の VariSpec™ チューナブルフィルターを使用した。このフィルターは透過帯域の半値幅が 3 nm で、400~700 nm の範囲内の任意の波長に透過波長を設定できる。800 nm より長波長の光は、このフィル

ターをほぼ完全に透過してしまうため、赤外線を通さない熱線反射ミラーを併用する。従来、プラズマの線スペクトルの二次元画像を取得するために、複数枚の干渉フィルターを交換しながら用いることが多かったが、チューナブルフィルターは任意の波長に 40 msec という速さでチューニングができるため、汎用性と扱い易さの点で非常に優れている。しかし欠点もあり、干渉フィルターが 70% 以上の透過率を持つのに対し、チューナブルフィルターは透過率が長波長側で 50% 程度しかなく、短波長側ではさらに 10% 程度にまで減少してしまう。したがって、必要に応じてイメージインテンシファイヤーを使用する。

2.5. 原子・イオン発光強度分布測定法

カスプ磁場領域からの自然放出光を液晶チューナブルフィルターを通して観測する。観測するのは 400-500 nm の原子とイオンのスペクトルである。この透過光をイメージインテンシファイヤーで増幅した後、CCDカメラで撮影し画像処理装置で輝度分布を得れば、発光に関する上準位の原子またはイオンの密度にはほぼ比例した情報が得られる。観測するスペクトルのアインシュタインのA係数は十分大きいので、局所的な電子のエネルギー状態を反映した発光分布が得られる。

直流放電を行なった場合の発光分布は、陰極として用いたタンクステンフィラメントの発光が大きいため、放電を行った状態での発光分布から、放電を行わない状態のフィラメントだけの発光画像を差し引くことで求める。

発光の上準位の粒子密度の絶対値を求めるためには、検出器である CCD のキャリブレーションを行って、プラズマからの放出係数を正確に測定する必要がある。

He-Ne Laser Spatial Profile

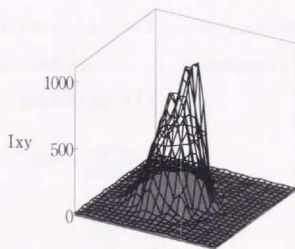


図 2-11 CCD で測定した He-Ne レーザーの強度プロファイル

まず He-Ne レーザーのビーム断面の強度プロファイルを CCD で撮像し、画像処理装置で得た出力強度 I_{xy} の積分値を計算すると

$$\sum I_{xy} \Delta x \Delta y = 2.4 \times 10^{11} \quad (2-1)$$

が得られる。ここで $\Delta x, \Delta y$ は画像処理装置で得た画像の微小部分を表すとす。

このレーザーは絶対感度の校正されたパワーメーターで出力を計測したところ、

$$P = 1.05 \times 10^{-3} \text{ W} \quad (2-2)$$

という値を示した。

よって He-Ne レーザーの波長 632.8 nm においては、CCD 出力強度 I のとき画像単位面積 (1 平方 dot) あたりの入射光パワー p は

$$p = \frac{P}{\sum I_{xy} \Delta x \Delta y} I \quad (\text{W/dot}^2) \quad (2-3)$$

となる。

次に単位体積プラズマからの全放射光量を考える。プラズマの微少面積要素 $\Delta X \Delta Y$ が CCD 画像中の微少面積要素 $\Delta x \Delta y$ に相当し、本実験では撮影距離 $r = 1.5 \text{ m}$ で以下の関係があることが確認されている。

$$\Delta X = 1.25 \times 10^{-4} \Delta x \quad (2-4)$$

$$\Delta Y = 1.25 \times 10^{-4} \Delta y \quad (2-5)$$

例えば ArII(476.6 nm)の遷移確率は $A = 0.575 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ である。単位体積のプラズマからの全放射エネルギーと CCD が受けたエネルギーとの間には、レンズの実効面積と撮影距離から求まる撮影立体角を考慮して以下の関係が成り立つ。レンズの焦点距離 $F = 200 \text{ mm}$ 、絞り $f = 8$ 、励起された上準位の粒子密度 n 、観測領域の奥行き L として

$$\begin{aligned} nAh\nu &= \frac{p\Delta x\Delta y}{L\Delta X\Delta Y} \frac{4\pi r^2}{\pi \left(\frac{F}{f}\right)^2} \\ &= \frac{16f^2 r^2}{F^2} \frac{p}{Lk^2} (W/m^2) \end{aligned} \quad (2-6)$$

であるから、

$$\begin{aligned} n &= \frac{16}{Ah\nu} \left(\frac{fr}{F}\right)^2 \frac{P}{Lk^2 \sum I_{ij} \Delta x \Delta y} I \\ &= 6.7 \times 10^3 I \text{ (cm}^{-3}\text{)} \end{aligned} \quad (2-7)$$

が成り立つ。

さらに CCD の分光感度特性表から 95%(@476.6nm)、88%(@632.8nm)なので補正を加えると

$$n = \frac{88}{95} \times 6.7 \times 10^3 I = 6.2 \times 10^3 I \text{ (cm}^{-3}\text{)} \quad (2-8)$$

が得られる。

典型的な自然放射光データのピーク値は 400 程度(フルスケール 1024 の場合)であり、この場合の密度ピーク値は $2.48 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ということになる。

2.6. 四重極質量分析器

四重極質量分析器は、通常は中性ガスの組成を調べるために用いられる。この分析器の中性ガス電離機能を無効にした状態で使用し、イオン源からのイオンを導けば電荷質量比に敏感な検出器として使用できる。この性質を利用してイオン源のプラズマ中の 2 価に電離したイオンの割合を測定する。四重極質量分析器は真空チャンバー内に、イオン源に対面する側のフランジに設置されており、イオン源のグリッドから漏れ出たプラズマ中のイオンの組成を分析する。

2.7. 静電プローブ

光学観測可能な領域は磁石に近いごく狭い領域に限られているが、グリッドの穴を通して外部から放電室内に各種のプローブを挿入し、トラバース装置で二次元的に移動させることで、放電室のほぼ全域で、プラズマの物理量の空間分布が得られる。測定点は両方向ともに 1.6 mm 間隔である。使用したプローブは、直径 1.5 mm のタングステン製円形平面型ラングミュアプローブと、 $\phi 0.2$ mm のトリウム入りタングステン製でループ直径が 1.5 mm のエミッシブプローブである。

イオン飽和電流は放電室や真空チャンパーに対して -120 V にバイアスした円形平面ラングミュアプローブで測定した。このプローブは直径 1.5 mm のタングステン棒の先端をきれいな平面になるようにやすりで磨いた後、絶縁物であるアルミナ製のパイプで覆ったものである。イオン飽和電流は磁場やマイクロ波電界の影響を受けにくいに対して、電子電流の特性は歪み易い。Ivanov らは高周波電界がプローブ測定に与える影響について調べ、プローブ特性の歪みが生じるか否かを判定する方法を提案している¹⁷。本研究の場合、プローブシースを横切るマイクロ波電界 U_{sk}^- は次の式で見積もられる。

$$U_{\text{sk}}^- = E\lambda_D = 1 \text{ kV/m} \times 0.6 \text{ mm} = 0.6 \text{ V} \quad (2-9)$$

ここで E はマイクロ波電界強度、 λ_D はデバイ長である。マイクロ波電界強度は本研究の実験結果の代表的な値を用いた。この U_{sk}^- は平均的な電子のエネルギー $\bar{\epsilon}/e = 5 \sim 20 \text{ V}$ よりも十分小さいといえる。したがって Ivanov らの判定条件からマイクロ波電界の悪影響は無視できると言える。

強磁場はプローブ測定にとってもう一つの、しかし大きな障害である。磁場中のプローブ理論はたくさんあるが¹⁸、電子収拾面が磁場に平行であるとしたものが多く、実際の測定でこのような条件を維持することは困難である。今回は簡単のため、無衝突・無磁場のプローブ理論を用いることとし、データはあくまで参考値として捉えることにする。

トリウム入りタングステンをループ状にして作ったエミッシブプローブは、プラズマ電位よりもプローブの電位が少しでも低ければ、熱電子を大量に放出しみかけ上大きなイオン飽和電流を示す

ため、通常のプロープに比べてプラズマ電位の確認が容易である。ここでは測定を簡略化するため、電子放出能力が高いエミッシブプロープの場合、エミッシブプロープの浮動電位は V_p に非常に近くなる性質を利用し、このプロープでの浮動電位の分布を測定し、これをプラズマ空間電位の分布と考えることにした。

図 2-12 にヒーター電流を変化させた場合のエミッシブプロープ特性を示す。この特性は放電圧力が 1.0 mTorr と高く、電力も 100 W と大きく、プラズマが最も濃いと考えられる場所での測定例である。エミッシブプロープの浮動電位をもってプラズマ空間電位と近似するには、冷たいプロープの電子飽和電流の 2~3 倍以上の熱電子放出能力が必要となる。この結果から判断してヒーター電流は 12 A では十分であるが、10 A では不十分であるといえる。実際の測定では 12 A ではプロープの寿命が極端に短くなるため、1.0 mTorr, 100 W のデータ以外は 11 A に電流を抑えた。

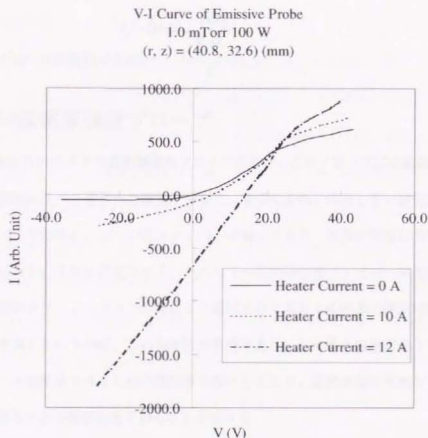


図 2-12 エミッシブプロープの特性のヒーター電流依存性

無衝突・無磁場のプローブ理論¹⁸によればプラズマ空間電位とプラズマ浮動電位の差は電子温度 T_e の

$$\frac{eV_f}{kT_e} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\pi m}{2M} \right) \quad (2-10)$$

倍だけプラズマ電位よりも低くなる。ここで m, M はそれぞれ電子、イオンの質量である。この値は水素の場合 3.6 で、アルゴンの場合 5.4 である。イオン源の中心軸上のグリッド近傍で、平面プローブで測定したプローブ特性のセミログプロットから求めた電子温度と、エミッシブプローブを用いた場合の V_f, V_f' とを比較した結果、5.0 という比例定数を用いれば電子温度の近似値が求められると判断した。

プラズマ密度の算出には磁場の影響を受け易い、電子飽和電流ではなくイオン飽和電流を用いた。イオン飽和電流密度 I_s/S の分布と電子温度の分布とから以下の式で電子密度 n_e は計算できる。

$$I_s = 0.61en_e \sqrt{\frac{kT_e}{M}} S \quad (2-11)$$

ただし S は平面プローブの面積である。

2.8. マイクロ波電界強度プローブ

図 2-13 に Luxtron 社のマイクロ波電界強度プローブを示す。このプローブは比較的小型で、ループアンテナによる測定に比べて電界への擾乱が少なく、電界の方向に依存しない測定が可能である。テフロン製のチューブの中に、二つの光ファイバーが通っており、両方の先端に蛍光を発する物質が取り付けられている。これらの光ファイバーのもう一方の端は光ファイバー温度計に接続されている。温度計内蔵のフラッシュランプの光により励起されて出てくる蛍光の減衰時間を測ることで蛍光物質の温度を測るというのが、この温度計の原理である。二つある温度計のうちの一方は、マイクロ波のジュール加熱を受けるための抵抗体で覆われており、雰囲気温度を測るもう一方の温度計との温度差を測ることで電界強度を知ることができる。

このプローブは大気圧中でしか使えないため、直径 10 mm のガラス製試験管で保護してプラズマ中に挿入した。またプラズマにより加熱されて、プローブの温度が上昇するのを防ぐために、試験

管内部に極細テフロンチューブを通して高压空気を送り込んで冷却することで、プローブ周囲気温を60℃以下に保った。

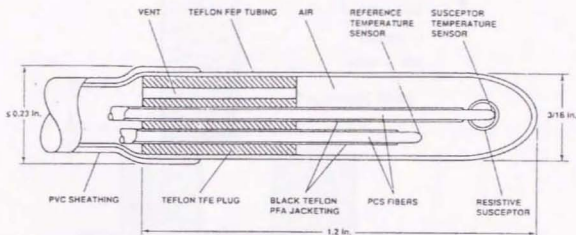


図 2-13 マイクロ波電界強度プローブ

2.9. 壁面損失測定用イオンコレクター

カusp磁場を形成する磁石表面に損失するイオン電流を測定するために、10チャンネルに分割した電極を放電室に対して-40Vにバイアスして磁石表面でのイオン飽和電流の分布を求めた。このイオンコレクターはバーク材に銅板を貼ったもので、2mmの厚みがあるため、測定面は磁石表面よりも2mm浮いていることになる。測定領域は図2-14に示すようにカuspから磁石と磁石の中間点までであり、ちょうど観測窓の底辺と一致する。このイオンコレクターにはラングミュアプローブをグリッド側から挿入するのと比べてプラズマを乱しにくいという利点がある。

各電極ごとの面積のばらつきを補正するために、比較的電流密度分布が平坦なイオンラスター(MUSES-C用の実験室モデル)のイオンビームに、このイオンコレクターをさらしたときの電流分布を取得しておいた。

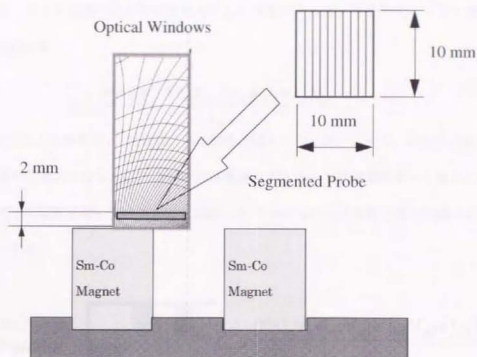


図 2-14 壁面損失測定用イオンコレクター

2.10. イオン源性能向上実験用内部電極

第6章で述べるイオン源の性能向上実験の回路図を図2-15に示す。グリッドはイオン引き出し率向上のため標準の位置よりも15 mm奥に沈めて最も下流側の磁石に接するように配置する。グリッドは負に30 Vだけバイアスしイオン電流の回収を行う。

磁石の表面を絶縁材のカプトンテープ(3M社製)で覆い、その上に銅製の導電性テープ(3M社製)を貼る。こうして作った表面電極は周方向に接続されており、磁石列と同じ数である3つの電極を形成する。これらの内部電極はそれぞれ独立して浮動、バイアス、接地の各状態に設定できる。簡略化のためバイアスは単一の電源で行うことにしたため、複数の電極を異なる電位にバイアスすることはできない。内部電極を流れる電流の和は観測しているが、バイアス電源を通る電流以外は個別の電極について観測することはできない。イオン生成コストを下げるのが目的なので、放電電力はもともと性能の良い50 W付近に固定する。グリッドや各電極などからプラズマに投入する直流放

電的な電力もプラズマ生成のための消費電力として考慮に入れる。すなわち、イオン生成コストは以下の式で定義する。

$$C_i = \frac{P + I_g V_g + I_{w1} V_{w1} + I_{w2} V_{w2} + I_{w3} V_{w3}}{I_g} \quad (2-12)$$

ここで、 P はマイクロ波電力、 I は電流、 V は電圧、添え字の g はグリッド、 wi ($i=1-3$)は内部電極を表す。この式から明らかのように、通常の加速電極によるビーム加速時のビーム電流に相当するものとしてグリッド電流を用いている。これは開口率が100%の加速電極を用いた場合のビーム電流にあたるといえる。

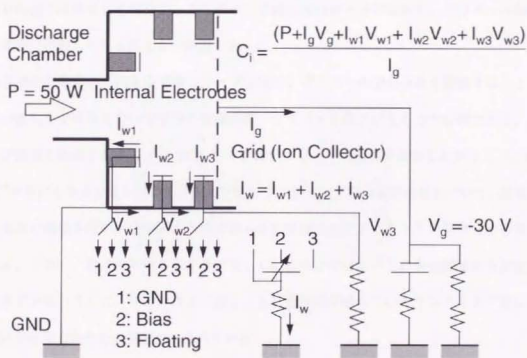


図 2-15 イオン生成コスト低減実験回路図(放電室長短縮、磁石表面電極電位制御)

3. 発光分光による ECR プラズマの診断

これまで ECR 型イオンスラスタの放電室内部のプラズマの診断は、専らプローブ測定のみに行っていた。これまでに行った測定例¹⁸⁾では、高エネルギー電子が多く存在し、イオン飽和電流の高い領域が磁石の近くにあることが分かったものの、空間分解能が十分ではなく、プラズマの特性の空間分布を完全に把握したとは言えない状況であった。

強磁場領域での測定に不向きな静電プローブに対し、プラズマの発光分布を観測することは、プラズマへの擾乱を全く与えないで空間分解能が高いプラズマ診断が行える点で有利である。永久磁石でカスプ磁場を形成するタイプの ECR イオン源のプラズマの発光を観察した例として、Namuraらの研究¹⁹⁾があげられる。彼らはラインカスプ型やリングカスプ型の磁場形状について、放電室の下流側から発光の観察を行い、放電圧力と放電電力を広範囲に変化させたときの発光分布の変化を紹介している。しかし、特定のスペクトルを分光しているわけではないため発光観測からは定量的な議論ができていないうえに、ラインカスプ型よりも放電性能が優れているリングカスプ型については磁石列に平行な方向からの観察がなされていない。

本研究の ECR イオン源では、周方向に磁場勾配ドリフトを起こすという、リングカスプの磁場形状の特徴を維持しつつ、磁石に沿った方向の光学的なプラズマ観測を可能にしている。本章では、このイオン源で行った ECR プラズマの発光分光の結果について議論する。

3.1. イオン発光強度分布測定

まず始めに、透過帯域の半値幅が 2 nm の干渉フィルターと CCD カメラを使って、アルゴンイオンのスペクトル ArII(476.6 nm)の発光分布を測定した。この分布は 35 eV 以上のエネルギーを持つ

電子のエネルギー分布関数と密度の空間分布を反映しており、プラズマ生成が盛んに行われている領域に相当するとみて良いが、基底状態のイオン密度の分布というわけではない。同じ放電室で直流放電を行った場合の発光分布と比較することで、ECR放電の特徴を見出し、さらにECR放電の放電条件を変化させたときの発光分布の変化を調べる。

3.1.1. 直流放電との比較

イオン源の中央にトリウム入りタングステン製のカソードフィラメントを取り付けて直流放電を起し、ECR放電との発光分布の比較を行った結果を図3-1に示す。自然したフィラメントの発光が干渉フィルターを透過してCCDに写ってしまうため、放電を行わずにフィラメントの加熱だけを行った状態で撮影した画像データを放電時のデータから差し引いてある。また、画像の感度は見易いように適当に調整してある。

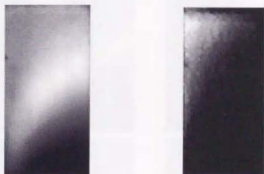


図 3-1 ECR 放電(左)と直流放電(右)の ArII (476.5 nm) 発光強度分布の比較
放電圧力 0.5 mTorr、放電電力 50W

図 3-1 の画像の左下が磁石表面の中心軸に一致している。この観測領域の磁場の様子を示した図 2-5 と比べてみると次のように言えるだろう。直流放電では、磁場は単に放電室中央部の無磁場領域で生成したプラズマの拡散を防ぐために働くので、カスプの吸い込み部分(図の左端)以外には発光イオンが存在しないのに対し、ECR放電では磁石間のアーチ状の磁力線に沿った領域に発光イオンが存在し、強磁場がプラズマ生成に寄与している。

3.1.2.放電条件による変化

ECR 放電時の放電電力と放電圧力を変化させたときの発光分布の変化を調べた。CCD で得られた画像を画像処理装置で 10bit(フルスケール 1023)のデジタルデータとして数値化したのが、図 3-2 では発光の強い領域がどのあたりかがわかるように画像データの最大値が 255、最小値が 0 となるように変換してある。図 3-3 から図 3-5 は発光の絶対強度の変化を見るためのものであり、2.5 節で求めた値 6.2×10^3 をかけることでこのスペクトル(476.6nm)の上準位のイオンの密度分布となる。

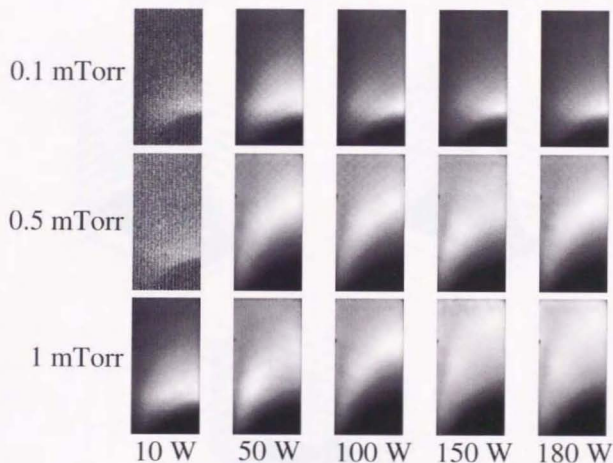
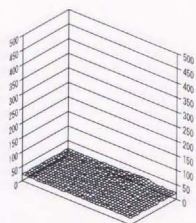
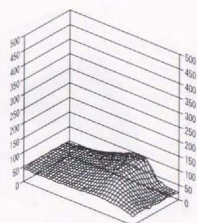


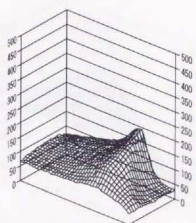
図 3-2 256 階調に規格化した ECR プラズマ ArII (476.5 nm) 発光強度分布



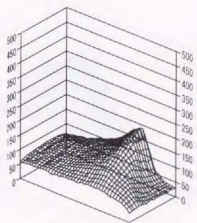
10 W



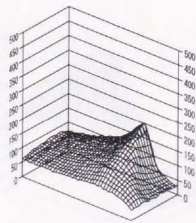
50 W



100 W

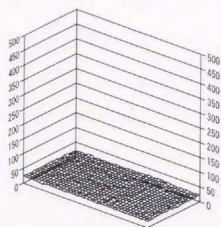


150 W

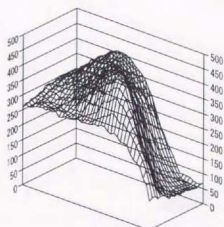


180 W

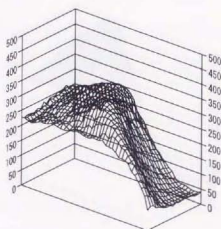
図 3-3 ECR プラズマ ArII (476.5 nm) 発光強度分布
ECR 放電 0.1 mTorr



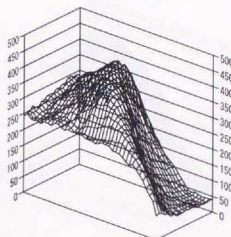
10 W



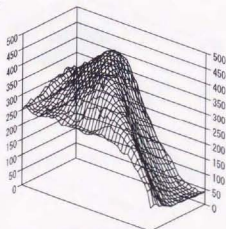
50 W



100 W

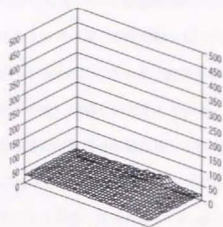


150 W

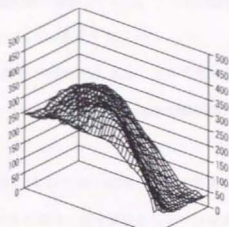


180 W

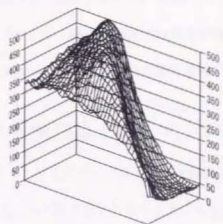
図 3-4 ECR プラズマ ArII (476.5 nm) 発光強度分布
ECR 放電 0.5 mTorr



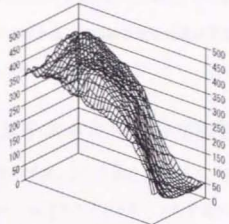
10 W



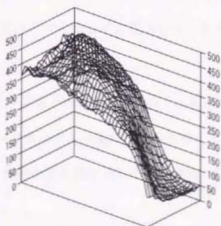
50 W



100 W



150 W



180 W

図 3-5 ECR プラズマ ArII (476.5 nm) 発光強度分布
ECR 放電 1.0 mTorr

どの場合の分布も図2-5の等磁場強度線ではなく、磁力線形状に類似している。これは強磁場領域で発生した高エネルギー電子が磁力線に沿ってしか動けないことに起因する。

放電圧力が0.1 mTorrのときとその他の圧力であっても電力が10Wのときは、プラズマの発光は弱くしかも発光が狭い領域に局在化している。このような状況では発光領域の強磁場側の境界は、図2-5の ECR 磁場の等磁場強度線に接している。

しかし、圧力が0.5 mTorrと1.0 mTorrでは電力50-180 Wにおいて ECR 磁場から弱磁場側に離れた領域に発光イオンが多く見られる。1.0 mTorrの電力が大きい場合は発光領域がかなり放電室中央部の弱磁場領域まで広がってゆき、発光のピークの位置がはやけてわかりにくくなっている様子が見られる。このように弱磁場領域での発光が強くなっている場合は、強磁場領域に発光が局在化していたときに比べ、ECR 磁場付近の発光強度が若干低下していることが分かる。

3.2. ECR 領域の原子・イオンの発光と電子エネルギー分布関数

第4章でエミッシブプローブによる電子温度の測定結果を示すが、アーチ状の ECR プラズマはプローブの挿入により乱されてしまううえ、エミッシブプローブはフィラメントループの半径が2 mmあり、またループの両端にプローブ加熱用電流による電位差が生じるため、空間分解能が良くない。そこで、本節では発光分光によりプラズマを乱さずに電子のエネルギー状態に関する情報を得ることを試みる。

イオン源内部の ECR プラズマ中では電子密度が比較的低く、電子衝突励起過程としては1段階過程が支配的と考えられる。つまりコロナモデルが適用できると考えられる。1段階電子衝突励起モデルでは、基底状態の中性原子が1段階の電子衝突過程で励起単位へ励起され、励起単位から、自然放出により下準位へ遷移すると考える。

山本ら²⁰によると、このモデルが成り立つ場合は、上準位の励起エネルギーの異なる複数のスペクトル線の発光強度から電子エネルギー分布を計算することができる。この手法の概要は次のようなものである。1段階電子衝突励起の励起断面積のデータ²¹が既知で、なおかつ分布を求めたい電子エネルギーの範囲内に励起エネルギーが適度に散らばった複数のスペクトル線を選んで、それらの放

出係数の絶対値を良く校正された分光装置で得る。電子エネルギー分布の上限(E_{max})を仮定して、測定したスペクトル線のうち最も励起エネルギーの高いものの励起エネルギー(E_1)を考えたとき、このスペクトル線の励起に寄与するのは $E_1 \sim E_{max}$ の区間のエネルギーを持つ電子のみであることから、この区間の平均的な電子密度が決定される。測定したスペクトル線のうち次に励起エネルギーの高いものの励起エネルギーを E_2 とすると、このスペクトル線の励起に寄与するのは先に密度を求めた $E_1 \sim E_{max}$ の区間のエネルギーを持つ電子と電子エネルギー区間 $E_2 \sim E_1$ の電子であることから、電子エネルギー区間 $E_2 \sim E_1$ の平均電子密度が求まる。このようにして高エネルギー側から低エネルギー側へと順次電子エネルギー分布が計算される。

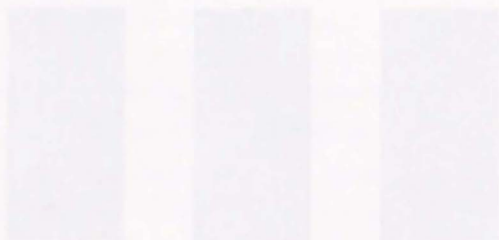
この手法はプラズマを乱す事なく、またプローブ測定の困難な強磁場中でも電子エネルギー分布関数を決定できるという利点があるものの、いくつかの制限があり実用上は問題が多い。まず、電子エネルギー分布の上限を仮定する事は、グロー放電やアーク放電のように電子エネルギー分布の高エネルギー側が放電電圧では決定されるようなプラズマでないと難しい、または根拠に乏しいことがあげられる。また、一種類のガスでの放電では励起エネルギーの適度に離れたスペクトルを選択する余地がほとんど無い。つまり複数の種類の混合ガスの放電でなければならない。

これらの制限により、電子エネルギー分布関数を分光で決定する事は困難である。しかし電子エネルギー分布関数を決定できないまでも、限られた数のスペクトル線の励起エネルギー付近の電子の数を半定量的に議論する事は可能である。本考察では、表 3-1 に掲げる励起エネルギーが 13eV 付近の 2本の Ar I と、35eV 付近の 4本の Ar II の放出係数を ECR 領域付近で 2次元分布として取得する事で、比較的高エネルギーの電子の空間的な分布と放電条件による変化を調べる。

表 3-1 発光分光スペクトル線一覧

発光種	励起エネルギー(eV)	波長 (nm)	A 係数 (s^{-1})	統計重率 g
Ar I	14.74	425.9	1.88E+06	1
Ar I	14.51	430.0	1.28E+06	5
Ar II	39.32	438.5	5.00E+08	2
Ar II	35.62	476.5	5.83E+07	4
Ar II	34.97	480.6	7.98E+07	6
Ar II	35.43	488.0	9.53E+07	6

図 3-6は 0.1 mTorr, 100 W なる放電条件のもとで、液晶チューナブルフィルターとイメージインテンシファイヤー、および CCD カメラを使って得られた上記の 6 つのスペクトル線の発光分布である。さきの 3.1 節でイオンの発光分布を取得したときと比べて、測定系の光軸がやや斜めにずれてしまったため、放電室上流側のプラズマの発光が画像の左端に映り込んでいるが、ここで議論するのは前節同様、観測窓の左下から右上に伸びる発光のほうである。今回の測定では、それぞれのスペクトル線の強度に応じて適当なレンズの絞り値を設定している。波長によって液晶チューナブルフィルターや赤外線反射ミラーの透過率、およびイメージインテンシファイアの感度が異なる事を考慮して、この画像に感度補正を加えて、Boltzmann プロットを行ったのが図 3-7である。





ArI (425.9 nm)



ArI (430.0 nm)



ArII (438.5 nm)



ArII (476.5 nm)



ArII (480.6 nm)



ArII (488.0 nm)

図 3-6 1.0 mTorr, 100 W での各スペクトル線の発光分布

図3-7をみると明らかなように、各スペクトル線の間ではArI同士、ArII同士であってもボルツマン分布が成り立っていない。しかし測定した全てのスペクトル線について最小二乗近似を行って得た直線の傾きから求めた温度は、電子のエネルギー状態を表す目安になる。この温度はボルツマン分布が成り立っている場合は原子やイオンの励起温度と呼ばれる。ここでは、ボルツマン分布が成り立っていないが便宜的に励起温度と呼ぶことにする。図3-7の例では励起温度は4.2eVである。この値の大きさは通常電子のエネルギー状態を議論する場合の電子温度と比べて小さすぎるため、エネルギー状態が電子温度にしてどのくらいかという実感がわきにくい。そこで、ある励起温度のとき、励起に関する電子がどの程度のエネルギー分布を持っているかを考えてみる。

基底状態の中性原子が1段階の電子衝突過程で励起準位へ励起され、励起準位から、自然放出により下準位へ遷移する過程のレート方程式は

$$N_e N_1 \langle Q(v) \cdot v \rangle_{AV} = \sum_m (A_{2m} + K_{2m}) N_2 \quad (3-1)$$

のようになる。ここで左辺はプラズマの単位体積中、単位時間あたりの衝突励起の頻度であり、 N_e は電子数密度、 N_1 は中性原子数密度、 $Q(v)$ は発光の上準位への励起衝突断面積、 v は衝突電子の速度、 $\langle Q(v) \cdot v \rangle_{AV}$ は電子速度分布に関する平均である。右辺は脱励起速度で、 A_{2m} は励起準位2から下準位 m への自然放出係数、 N_2 は励起原子数密度、 K_{2m} は無放射消光過程の速度係数である。今回測定に選んだスペクトル線についてはA係数が大きいこと、およびガス圧が十分低いことから消光過程は無視する。Arの励起衝突断面積 $Q(v)$ はいくつかの文献^{22,23,24,25}から得られる。

電子エネルギーを E 、エネルギーが E と $E+dE$ の間に分布する単位体積あたりの電子数を $n_e(E)dE$ とすると、式(3-1)の左辺は

$$N_e N_1 \langle Q(v) \cdot v \rangle_{AV} = N_1 \int_{E_0}^{E_{max}} Q(E) n_e(E) \left(\frac{2eE}{m_e} \right)^{1/2} dE \quad (3-2)$$

と書き直せる。 $n_e(E)$ にMaxwell分布を仮定して、電子温度 T_e を変化させて励起レートを計算しBoltzmannプロットした結果を図3-8に示す。このシミュレーションでは電子密度 $n_e=1.0 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ と圧力1.0mTorrのときの中性原子密度を用いて計算した。

図 3-8 によれば実験結果と同様、励起準位間の Boltzmann 分布は厳密には成り立っていないが、電子温度が上昇するにつれて近似曲線から求めた励起温度も上昇することが分かる。励起温度は値にして数 eV 程度であるが、ほんの僅かな変化が 10eV をこえる電子温度の変化に対応している。

図 3-7 には実験結果に加えて、 $T_e = 20\text{eV}$ での計算の結果も示してある。これらと比較すると実験時の電子エネルギー分布関数は、電子エネルギーが 15-40eV の範囲において、電子密度 $1.0 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ で電子温度 25 eV の Maxwell 分布をした電子のエネルギー分布にはほぼ等しいことが分かる。

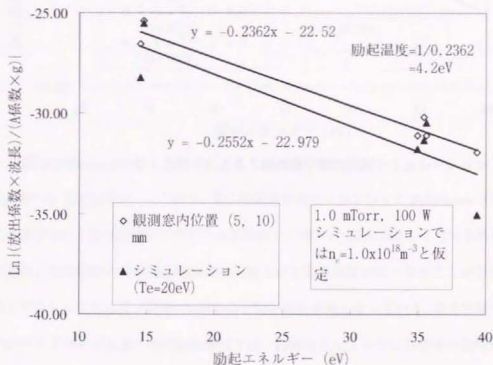


図 3-7 1.0 Torr, 100 W のときの観測窓中央での Boltzmann プロット

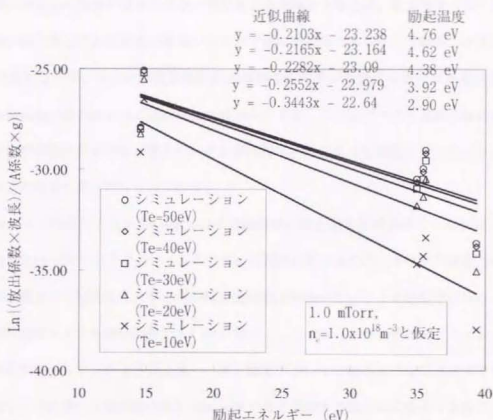


図 3-8 Maxwell 分布した電子による 1 段階電子衝突励起シミュレーション

次に、実験結果を二次元画像として扱う。先に観測窓中央の 1 点で行った Boltzmann プロットを観測窓の全ての点で行い、励起温度の 2 次元分布を求めた。図 3-9 と図 3-10 はこうして求めた励起温度分布の例である。発光領域のうち強磁場側の磁力線ほど励起温度が高くなることが分かる。また同じ磁力線上ではカスプから遠い側(図の右端)ほど励起温度が高くなっている。発光強度が急激に落ちるアーチ状プラズマの周辺部、特に強磁場側では、観測波長によっては測定系の感度が不十分になるため、励起温度の計算は誤差が大きくなる。実際、周辺部ではノイズが発生し、励起温度が異常に高い値を示す場合があり計算値は信頼できない。放電電力が 10 W や 30 W の場合の測定結果では、プラズマの発光は ECR 磁場付近に集中しているが、その周辺は急激暗くなっており、発光領域内の励起温度分布を正確に読み取ることは困難であった。しかし、発光輝度のピーク付近での励起温度の値は信頼性が高く、その付近での平均的な励起温度を 2-5 % の誤差範囲で読み取ることができた。その結果を放電条件ごとにまとめたものが図 3-11 である。

発光領域の周辺部の情報が信頼できない低放電電力の場合を除けば、発光輝度のピーク位置よりも強磁場側の磁力線上で励起温度が最高の値を示す傾向が顕著であった。放電電力が大きいほど、あるいは放電圧力が高いほど高輝度領域が弱磁場側の磁力線に移動する傾向があるにもかかわらず、常に強磁場側の磁力線上ほど励起温度は高いといえる。これはプラズマ密度分布に変化はあっても、電子温度の相対的な分布状態やピーク位置は放電条件によって変化しないという、本研究のプロブ測定の結果を裏付けるものである。

低放電電力での誤差が大きい、図 3-12 に励起温度の最大値を放電条件ごとにプロットしてみた。図 3-11 と図 3-12 から分かることとして、多少の例外はあるものの、マイクロ波電力が大きいほど、また同一電力ならば放電圧力が小さいほど励起温度が高いということが挙げられる。今回の実験では励起温度はもっとも高い場合で 5.4 eV に達する。このような高い値は、シミュレーションによれば、密度がカットオフの 2 倍以上濃く、電子温度が 50 eV であるようなプラズマでも達成不能である。電子エネルギー分布関数の形を Maxwell 分布と仮定する限りはこのような原子・イオンの励起状態は実現不可能である。ECR プラズマ中の電子エネルギー分布はといったような形をしているのであろうか。

まず確実に言えることは、Maxwell 分布からは外れているということである。Maxwell 分布は平均温度(電子温度)よりも低いエネルギーの電子が高エネルギーの電子よりも多い分布形状をしている。これに対して、ECR プラズマ中では 15 ~ 35 eV の励起ポテンシャルを持つような原子・イオンの励起を効率的に行えるような分布形状をしているはずである。つまり電子の平均温度を 10~30 eV とすれば、励起に関する 15 eV 以上の電子の割合が Maxwell 分布より大きいということである。

もう一つ、興味深い事実がある。図 3-13 によれば、Ar II(476.5 nm)は Ar II(480.6 nm)や Ar II(488.0 nm)に比べて、高エネルギー側に励起断面積のピークを持つ。したがって、50 eV 以上の電子が多く存在する場合 Ar II(476.5 nm)の励起レートは Ar II(480.6 nm)や Ar II(488.0 nm)のそれを上回る傾向がある。絶対量は少ないものの高エネルギーの裾野を持つ Maxwell 分布の場合、Ar II(476.5 nm)の励起レートが大きいことが図 3-8 のシミュレーション結果から予想される。しかしながら図 3-7 から明らかなように、実験では逆に Ar II(476.5 nm)の励起レートが Ar II(480.6 nm)や Ar II(488.0 nm)に比べて小さく

なっている。このことから、50 eV を超える高エネルギー電子は Maxwell 分布と異なり、ほとんど存在しないといえる。

これらのことから Maxwell 分布に比べ高エネルギーの電子の割合が多いものの、50 eV を超えるような極端に高エネルギーの電子は少ないと言える。Maeda²⁶らのプローブ測定結果によれば、ラインカスプ磁場中の ECR プラズマの電子エネルギー分布関数の形は、同一平均温度の Maxwell 分布や Druyvesteyn 分布などと比べて、高エネルギー尾部が少ないという。また低エネルギー部分も欠落しており、つまり平均温度付近のエネルギーをもつ電子が多い形をしている。イオン源内部の ECR プラズマでも、同様の傾向があって、この平均温度が原子やイオンの励起断面積の極大となるエネルギーと近い値となっており、スペクトル線の発光強度が Maxwell 分布を仮定したシミュレーション結果より増大していると推測される。

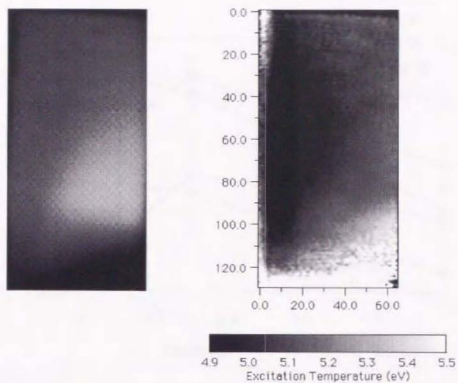


図 3-9 0.1 mTorr, 100 W での ArII(488.0 nm)発光分布(左)と励起温度分布(右)

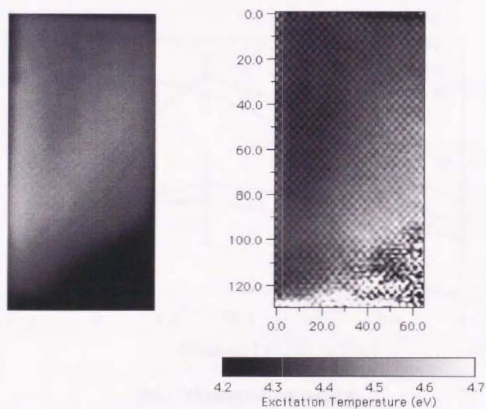


図 3-10 1.0 mTorr, 100 W での ArII(488.0 nm)発光分布(左)と励起温度分布(右)

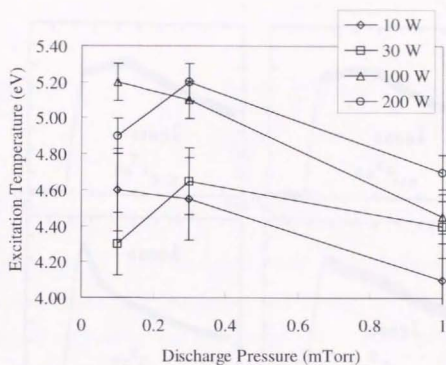


図 3-11 最高輝度位置での励起温度

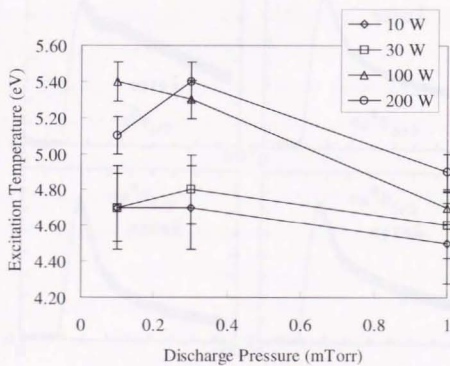


図 3-12 発光領域内の最高励起温度

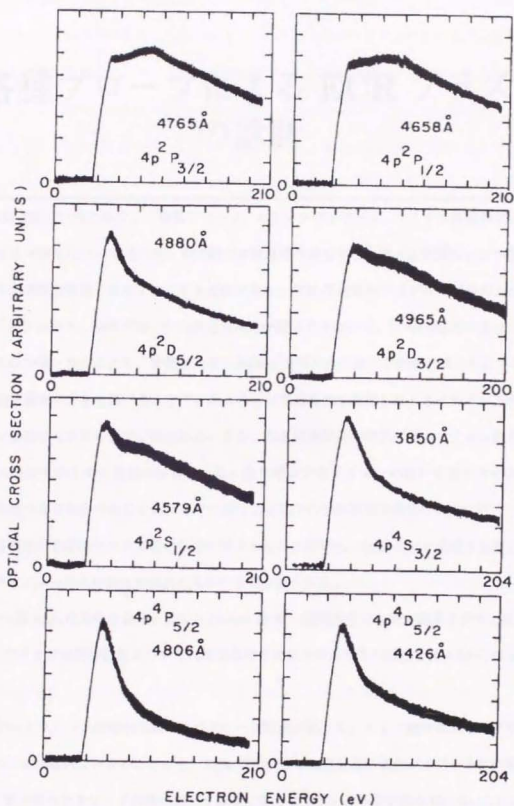


図 3-13 Ar II の励起断面積(文献24より転載)

4.各種プローブによる ECR プラズマ の診断

本章では2.7節と2.8節で紹介した静電プローブ、エミッシブプローブ、マイクロ波電界プローブを使ったプラズマ診断について述べる。本実験では放電室内部をできる限り広範囲に、かつ従来行われた以上の高空間分解能で測定することを目的とする。ECR 領域付近ではプローブの挿入がプラズマを大きく乱すためと、磁場が強いため測定の精度が期待できないが、第3章の発光分光による診断と互いに欠点を補い合うことで、放電室内部の ECR プラズマの分布の全体像を明らかにする。

イオン飽和電流の分布を調べることで、ある場所に加速電極を配置したときに引き出されるイオンビーム電流の大きさの目安が得られる。また、加速電極以外の壁面に沿ったイオン飽和電流分布は壁面へ損失するイオン電流の参考になる。空間電位分布はイオンの流れを知る手がかりになる。電子温度の分布を調べることはマイクロ波による電子の加熱領域を特定するのに役立つ。マイクロ波電界強度の分布はマイクロ波の伝播の様子を知ると同時に、ECR 領域を通過するたびに電子がマイクロ波によってどの程度加熱されるかの目安が得られる。

図4-1から図4-6に代表的な結果として0.3 mTorr, 50 Wの放電条件での測定結果を示す。電子温度、電子密度、マイクロ波電界強度については放電条件を変化させたときの結果を図4-8から図4-10に示す。

残念ながらトラパース装置の振動のためプローブ電流が乱れて、イオン飽和電流や電子密度のデータがきれいには取れていない。しかし、ECR 領域の近くの磁石間にまたがるアーチ状の領域での電子温度、電子密度がグリッド近傍に比べて非常に高くなっている様子が読み取れる。これは、ECR 磁場付近での電子加熱およびプラズマ生成が支配的であることを示している。また、ECR 領域でのイオン飽和電流が大きくなっていることから、磁石表面へのイオン損失も増大すると予想される。

イオン飽和電流の分布などから放電室内部の二つのミラー磁場領域に閉じ込められ、互いに隔離された二つのプラズマが存在することが分かる。これらの二つのプラズマは電子温度も電子密度も異なっている。荒川らが行ったリングカスプ磁場を用いた直流放電型イオンスラスタのプローブ測定結果²⁷⁾によるとカスプに空間電位の谷が存在する。ECR 型の場合はこれとは逆にカスプとカスプの間に空間電位の谷が存在することが図4-2から分かった。電子は磁力線に縛られるため、ECR 領域で生成した電子は磁石間に閉じ込められるが、イオンの場合はこの空間電位の谷の中に閉じ込められていると言える。

図4-8から分かるように、電力が増大すれば電子温度のピーク値も増大し、電力一定で圧力が増大すれば電子温度は減少してより平坦な分布になる。電子温度のピークの位置は放電条件によりほとんど変化しない。一方、図4-9に示すように電子密度分布は電力、または圧力の増大ともなって放電室中央へ分布を広げていくことが分かった。観測窓から見たイオンの発光分布は、マイクロ波電力を増大させたときに、発光領域のピークが放電室中央部に移行することが分かった。これらの結果は、発光分布のピーク位置の移動は電子温度ではなく電子密度の分布の変化に起因するという3.2節の考察結果を裏付けるものである。

今回の測定は強磁場中の測定にもかかわらず、無磁場プラズマのプローブ理論を用いているため、電子密度の分布は精度が期待できない。しかし、圧力や電力を増大させたときに高密度領域が広がるものの、最大値は一定で、5.9 GHzのマイクロ波周波数に対応するカットオフ密度 $4.3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ にほぼ一致した。推力密度を上げるには、マイクロ波電源の周波数高くして電子密度を増大させる必要があるが、現状では周波数の高い電源は効率が悪いので、また高温で使用が可能な SmCo 以上の強力な磁石が存在しないため、密度増大には限界がある。電子密度の制限を補うには、グリッドを電子温度が高い領域に近づけることで、イオン電流を稼ぐしかないだろう。

図4-7は大気中での電界強度分布である。この分布は2.2.2節の有限要素法による解析結果(図2-7参照)とほぼ一致しており、プラズマが存在しないときに放電室がマイクロ波の共振器となっており、定在波が存在していることが分かる。図4-6はプラズマ中でのマイクロ波の電界強度である。大気中での結果に比べると、磁石列の上のプラズマの濃い領域で電界強度がかなり弱くなっており、

プラズマによる吸収が大きいと考えられるものの、放電室内には依然として定在波が存在する様子が明らかである。したがってマイクロ波は放電室内を多重反射しながら徐々にプラズマに吸収されて減衰していくと考えられる。図 4-10に示すように、放電条件による電界強度分布の変化は複雑で単純に傾向を説明できるものではなかった。コイルによる発散磁場やミラー磁場を利用した材料プロセス用の ECR プラズマ源では、マイクロ波は磁力線に沿って強磁場領域から導入されるが、ECR 領域に侵入したマイクロ波は急激に減衰し下流側には伝播しないという結果が報告されている²⁸。今回の結果はこれとは全く異なっている。ECR 型イオンスラスタのように永久磁石によるカusp 磁場を用いた場合、磁場の特性長がマイクロ波の波長や放電空間の特性長に比べて短いため、磁場が均一もしくは変化が小さいことを仮定した波の理論では、マイクロ波からプラズマへのエネルギー伝達の様子が説明できないと言える。単に進行波が減衰するというものではないことから、ECR 型イオンスラスタではマイクロ波の電磁界を実験によってこれ以上詳細に調べても、波の吸収過程を理解することは不可能に近く、数値解析と組み合わせて研究する必要があると思われる。

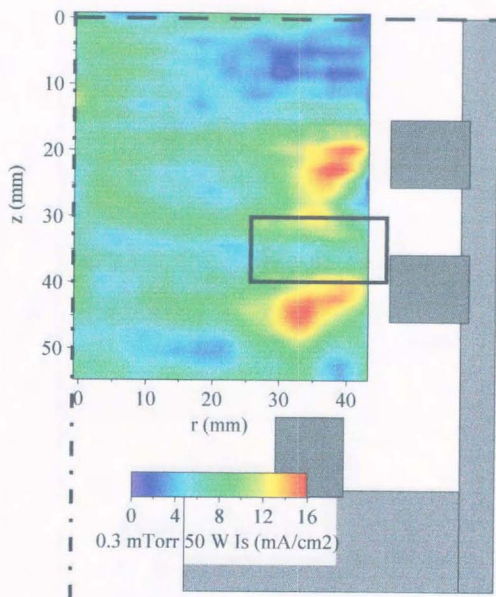


図 4-1 イオン飽和電流密度 I_s

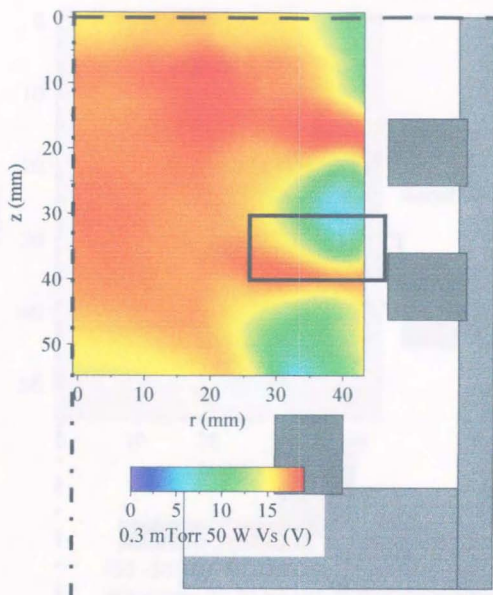


図 4-2 プラズマ空間電位 V_p .

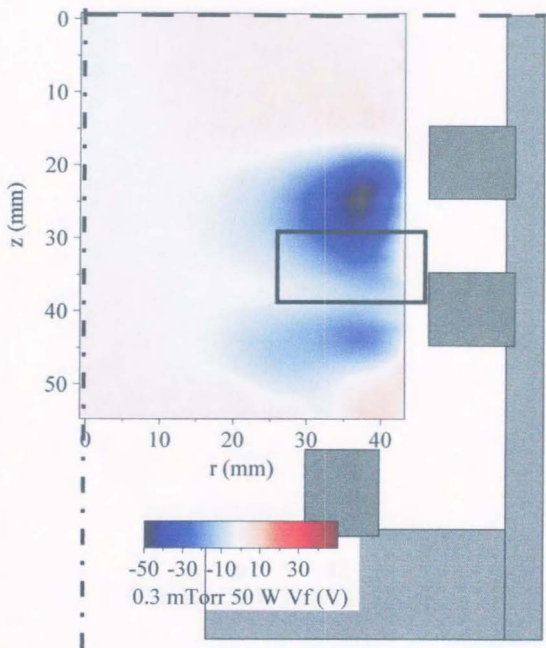


図 4-3 プラズマ浮動電位 V_f

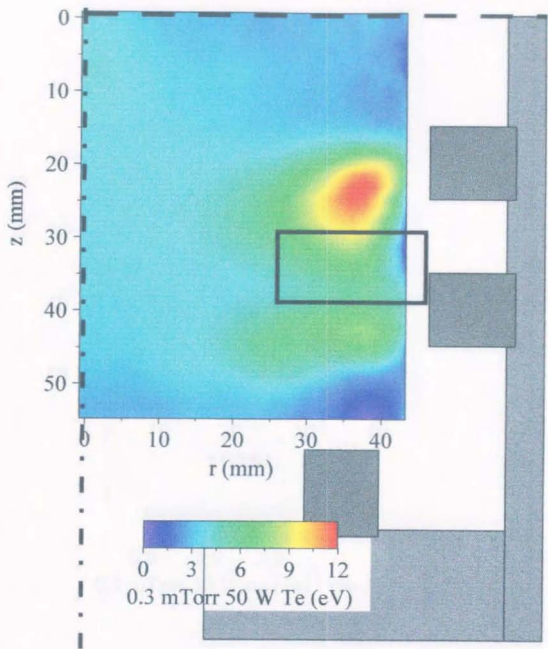


圖 4-4 電子溫度 T_e 。

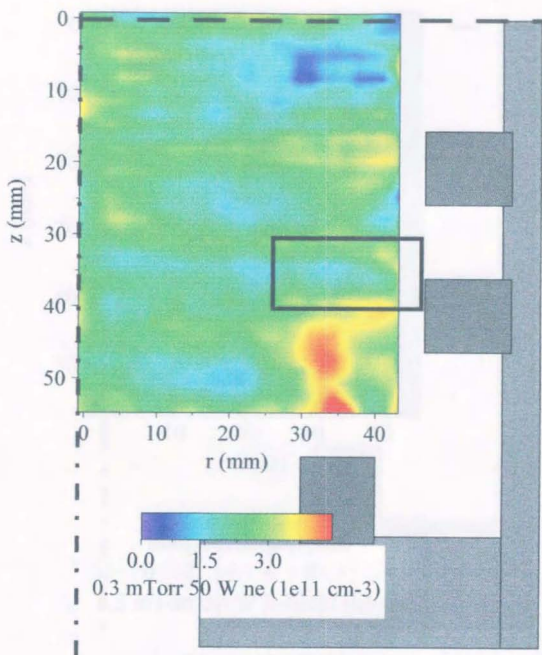


圖 4-5 電子密度 n_e

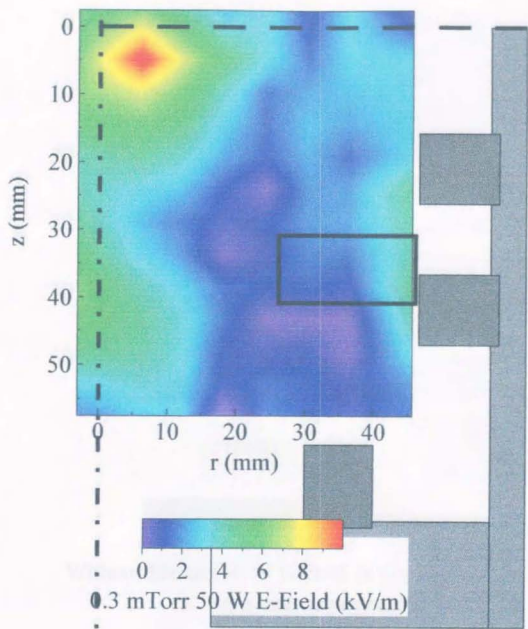


図 4-6 マイクロ波電界強度 E

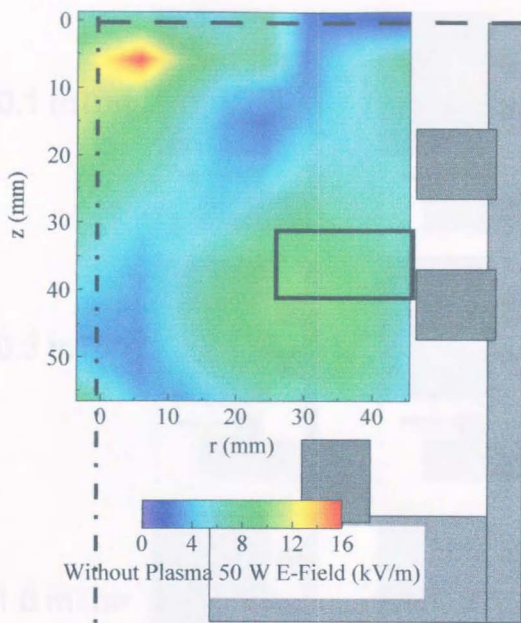


図 4-7 大気中でのマイクロ波電界強度 E

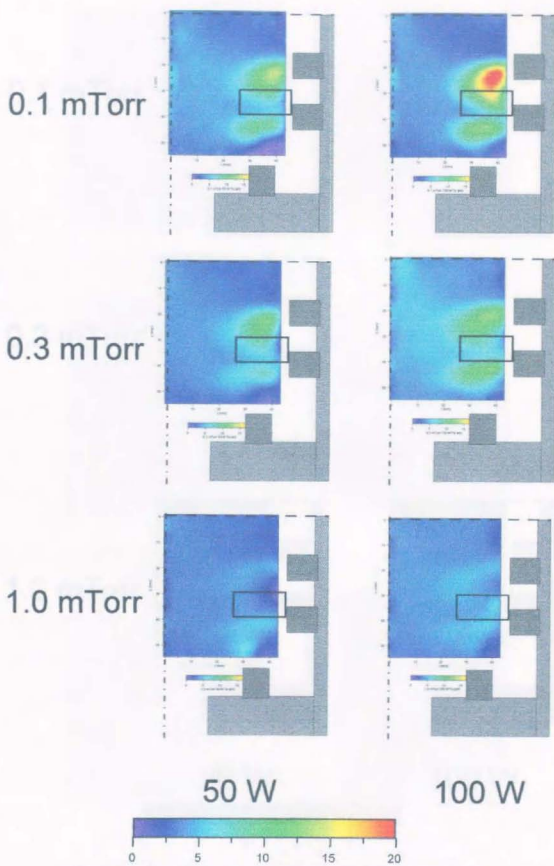


図 4-8 放電圧力、放電電力による電子温度分布の変化(単位 eV)

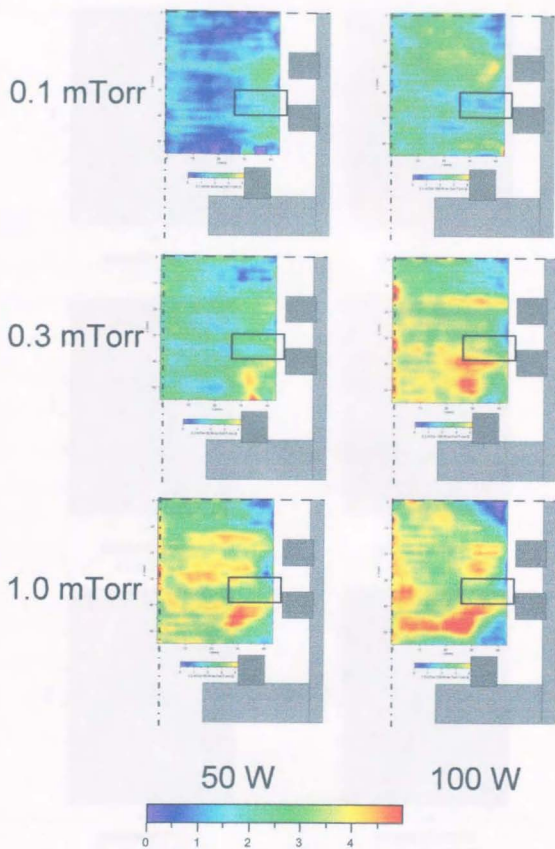


図 4-9 放電圧力、放電電力による電子密度分布の変化(単位 10^{11}cm^{-3})

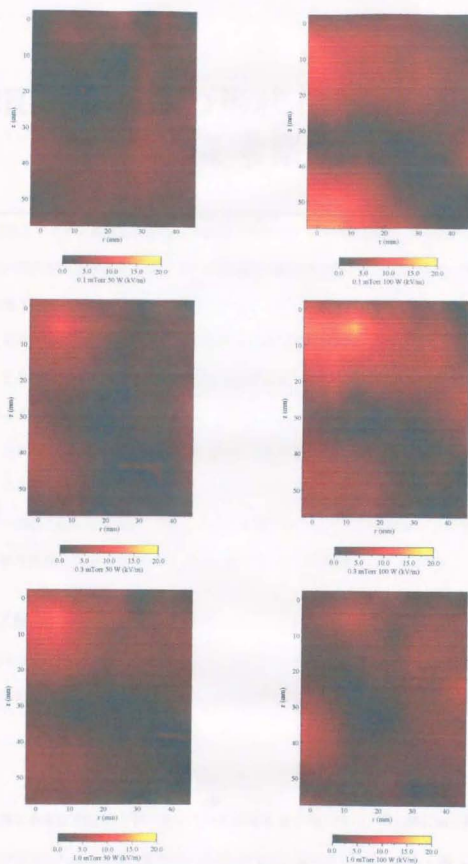


図4-10 放電圧力、放電電力によるマイクロ波電界強度分布の変化

5. ECR プラズマの形状と磁場形状に関する考察

ある磁場形状とマイクロ波周波数が与えられたときのプラズマの分布状況があらかじめ予測できれば、放電室の設計が大変容易になる。カスプ磁場型の直流放電型イオンスラスタでは、カソードからの一次電子が磁場により放電室中央に閉じ込められるため、弱磁場領域の形がそのままプラズマの分布を決定する。このことを利用して放電室内部を無磁場領域とカスプ磁場領域に分けて考え、それぞれをモデル化する多くの研究^{29,30,31}が行われてきた。ECR 型の場合は直流放電型の一次電子に当たる高エネルギーの電子の存在領域すら明らかではなかったため、直流放電型のようなモデル化は未だなされていない。本研究で、ECR プラズマが強磁場領域に局在化していることが明らかになったことから、ECR 型では磁石間にまたがるアーチ状のプラズマの挙動を理解することが、今後のスラスタ設計に指針を与えたと考えられる。本節ではこのアーチ状 ECR プラズマがどのようにしてその形状や位置を決定するか、そのメカニズムについて考える。

5.1. カスプ磁場中の電子の運動

ECR 領域のカスプ磁場は、大きな曲率をもつ一種のミラー磁場である。したがって電子はカスプとカスプの間の領域を磁力線に巻き付いたまま往復運動を繰り返す。質量 m 、電荷 e の電子のラーマ一半径は

$$r_{L\perp} = \frac{mv_{\perp}}{eB} \quad (5-1)$$

で表され、磁場に垂直な速度 v_{\perp} が同じ電子であれば磁場 B が強いほど、磁力線に強く拘束される。

この磁力線に拘束された電子軌道の領域がどのようなものになるかももう少し詳しく調べよう。

電界の存在しない場合の電子の運動方程式を考えたとき、ラグランジアンは

$$L = \frac{mv^2}{2} + e\mathbf{v} \cdot \mathbf{A} \quad (5-2)$$

で与えられる。ここで \mathbf{v} は速度、 $\mathbf{A}=(A_r, A_\theta, A_z)$ は磁場ベクトルポテンシャルを表す。円筒座標系 (r, θ, z) におけるラグランジアンの運動方程式は次のようになる。

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{\partial L}{\partial \dot{r}} \right] = \frac{\partial L}{\partial r} \quad (5-3)$$

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} \right] = \frac{\partial L}{\partial \theta} = 0 \quad (5-4)$$

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{\partial L}{\partial \dot{z}} \right] = \frac{\partial L}{\partial z} \quad (5-5)$$

式(5-2)を(5-3)-(5-5)に代入し、整理するとそれぞれ次のような式が得られる。

$$m \frac{dv_r}{dt} = m \frac{v_\theta^2}{r} - e \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial(rA_\theta)}{\partial r} \quad (5-6)$$

$$p_\theta = mr^2 \dot{\theta} - erA_\theta = \text{const.} \quad (5-7)$$

$$m \frac{dv_z}{dt} = -e \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial(rA_\theta)}{\partial z} \quad (5-8)$$

ここで p_θ は角運動量である。

ハミルトンの運動方程式のハミルトニアンは円筒座標系では

$$H = \frac{1}{2m} \left((p_r - qA_r)^2 + \frac{(p_\theta - qA_\theta)^2}{r^2} + (p_z - qA_z)^2 \right) \quad (5-9)$$

となる。ここで p_i は一般座標を $q_i=i, (i=r, \theta, z)$ としたときの運動量 $p_i \equiv \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}$ である。 \mathbf{A} が時刻 t に依存

しないとき H は保存量でありエネルギー保存則を表す³²。

カスプ磁場のベクトルポテンシャル \mathbf{A} として、ビケットフェンス磁場の解析解³³を用いることにすると $\mathbf{A}=(A_r, A_\theta, A_z)$ は以下のようになる。

$$A_r = 0 \quad (5-10)$$

$$A_\theta = B_m \frac{d}{\pi} \sin\left(\frac{\pi z}{d}\right) \exp\left(-\frac{\pi(R-r)}{d}\right) \quad (5-11)$$

$$A_z = 0$$

ここで、 B_m は磁石表面での磁束密度、 d は磁石間隔、 R は放電室半径である。磁石表面の (5-12)

カスプの位置は $(r, z) = (R, 0)$ と $(r, z) = (R, d)$ である。

このときエネルギー保存則は

$$\frac{m}{2}(\dot{r}^2 + \dot{z}^2) + \frac{\left(p_\theta - eB_m \frac{d}{\pi} \sin\left(\frac{\pi z}{d}\right) \exp\left(-\frac{\pi(R-r)}{d}\right) \right)^2}{2mr^2} = W \left(= \frac{mv_{\perp 0}^2}{2} \right) \quad (5-13)$$

となる。これは

$$X = \frac{\left(p_\theta - eB_m \frac{d}{\pi} \sin\left(\frac{\pi z}{d}\right) \exp\left(-\frac{\pi(R-r)}{d}\right) \right)^2}{2mr^2} \quad (5-14)$$

のポテンシャルを持つ電子の軌道であり、電子の軌道の範囲は

$$\left\{ \frac{p_\theta - eB_m \frac{d}{\pi} \sin\left(\frac{\pi z}{d}\right) \exp\left(-\frac{\pi(R-r)}{d}\right) \right\}^2 < \frac{mv_{\perp 0}^2}{2} \quad (5-15)$$

となり、初期条件として角運動量 p_θ と速度 v_0 が与えられれば、電子の軌道範囲を求めることができる。

図5-1に磁場ベクトルポテンシャルを、図5-2に磁束密度を、図5-3-図5-6に $B_m = 0.4\text{T}$ 、 $d = 0.02\text{m}$ 、 $R = 0.05\text{m}$ のときのいくつかの初期位置での計算例を示す。いずれの場合も電子温度 T_e を 10eV とし、初期速度は熱速度 v_{th} とした。

$$v_0 = v_{th} = \sqrt{\frac{3\kappa T_e}{m}} \quad (5-16)$$

初期角運動量を決定する v_θ は磁力線に垂直な二次元平面内の平均速度 $v_{\perp e}$ に等しいとして、

$$v_\theta = v_{\perp e} = \sqrt{\frac{2\kappa T_e}{m}} \quad (5-17)$$

により求めている。ここで、 κ はボルツマン定数である。

図5-3-図5-6の計算例では、本研究の実験で用いた5.9GHzのマイクロ波による共鳴磁場0.21Tを想定し、この等磁束密度線($r = 0.0459$)上のある点から電子を出発させたときの軌道領域を求めている。図5-3は、ECR磁場上の磁石と磁石の中間点($r, z) = (0.0459, 0.01)$)を初期位置としたものである。

これを見ると明らかなように電子は約 $50 \mu\text{m}$ のラーマー半径で完全に磁力線に沿った動きをしている。電子の初期位置を磁石と磁石の中間点から徐々にカスプ側にずらしても電子の軌道範囲の増大は小さいが、初期位置がカスプにかなり近づくると図 5-4や図 5-5にみられるように、電子の軌道範囲は急激に広がり始める。これはラーマー半径の増大に対応している。初期位置のカスプからの距離が、磁石間隔の 0.25%である図 5-6では完全に放電室の中心軸まで電子が到達する。

これらの計算例から、ECR 磁場で発生した電子はそのほとんどが放電室壁面に近い強磁場領域に閉じ込められ、カスプ近傍の極少数の電子のみが放電室中央に到達でき、その割合は ECR 磁場で均一に電子が分布すると仮定した場合で電子全体の 0.5%過ぎないことが分かった。98%の電子は放電室半径 R のうち $0.5R$ – $1.0R$ の外周部に存在する。この ECR 磁場で発生した電子が外周部のみに留まるという傾向は、放電室の口径を大きくすればするほど顕著になる。カスプ付近で特に大量の高エネルギー電子が生成するというメカニズムが存在しない限り、放電室中央に高エネルギー電子が大量に存在することは有り得ないといえる。高エネルギー電子が強磁場領域から放電室中央に拡散するためには、ある程度以上頻繁な中性原子との衝突がなければならず、通常のスラスタの作動条件である 0.1 mTorr – 0.5 mTorr 程度の ECR 放電では、高エネルギー電子は強磁場領域に閉じ込められていると考えられる。

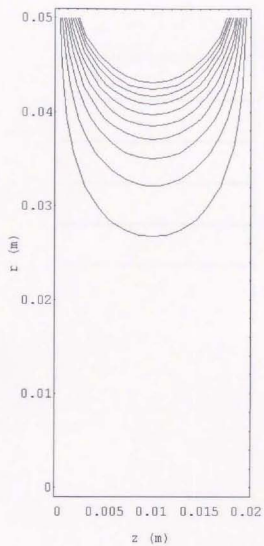


図 5-1 ピケットフェンスの解析解による磁場形状(ポテンシャル)

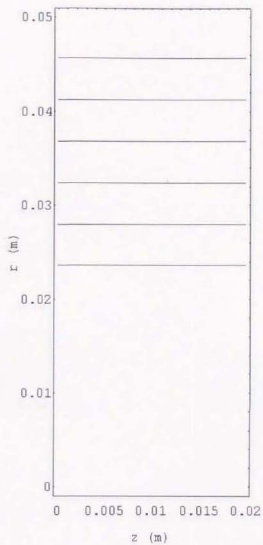


図 5-2 ビケットフェンスの解析解による磁束密度
 磁石表面($r=0.05$)で 0.4 T、放電室中央に向かって 0.2, 0.1, 0.05, 0.025, 0.0125, 0.00625 T

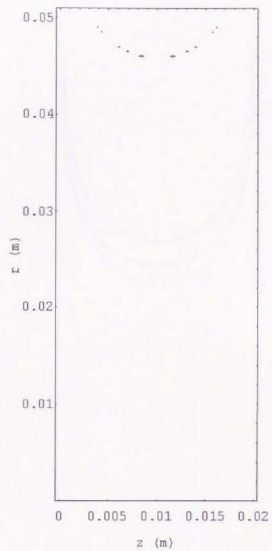


図 5-3 電子軌道の領域
初期位置 $(r, z) = (0.0459, 0.01)$

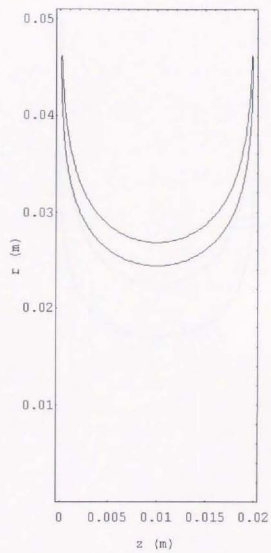


図 5-4 電子軌道の領域
初期位置 $(r, z) = (0.0459, 0.0198)$

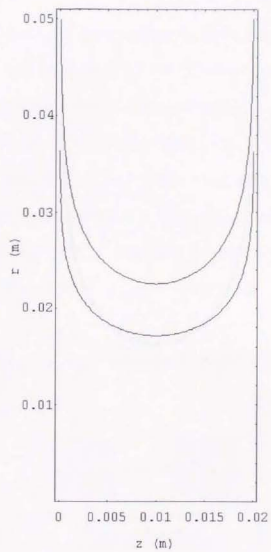


図 5-5 電子軌道の領域
初期位置 $(r, z)=(0.0459, 0.0199)$

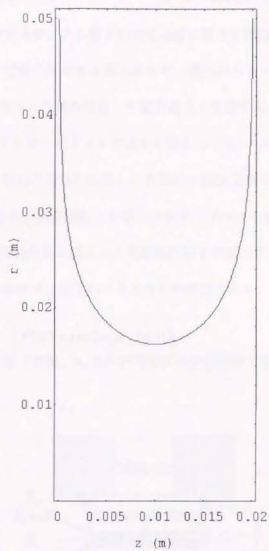


図 5-6 電子軌道の領域
初期位置(r, z)=(0.0459, 0.01995)

5.2. 高エネルギー電子のエネルギー分布関数計算モデル

ここではミラー磁場内の往復運動による電子の加速過程に関する理論¹⁴を修正して、イオンプラズマのカusp磁場に適用し、電離に関与する高エネルギー電子のエネルギー分布を求めるモデルを構築する。図5-7に示すようなカusp間の湾曲した磁力線上を往復する一つの電子が、一度 ECR 領域を通過することに ΔE のエネルギーをマイクロ波から得るとする。エネルギーの吸収は共鳴層の中のみで行われると仮定する。磁石表面から出発して2箇所の ECR 領域を通過してから、もう一方の磁石表面に到達するまでに電子が螺旋運動しながら飛行する平均的な距離として図中の L を考える。長さ L を飛行する間に非弾性衝突を起こして電離電圧以下の低エネルギー電子になることなく、高エネルギーのまま生き残る確率 P は電子のエネルギーの関数であり、

$$P(E) = \exp(-n_0 \sigma_{in}(E)L) \quad (5-18)$$

で表される。ここで n_0 は中性原子密度、 σ_{in} は非弾性衝突の総断面積で電子のエネルギーの関数である。

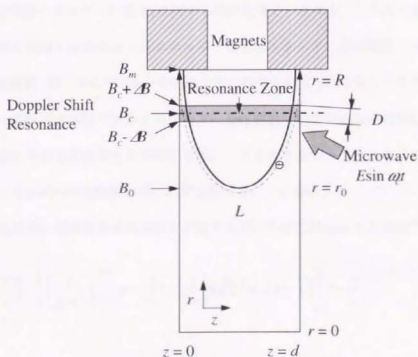


図5-7 高エネルギー電子エネルギー分布関数予測モデル

ECR領域を n 回通過した後の電子のエネルギーを E_n とする。ECR領域を n 回目通過したときに電子がマイクロ波電界から得るエネルギーを $\Delta E(E_{n-1})$ とすると、

$$E_n = \sum_{k=0}^{n-1} \Delta E(E_k) \quad (5-19)$$

がなりたつ。

初期エネルギーが 0 eV の電子が、あるエネルギー E_n まで加熱される確率 f は

$$f(E_n) = \{1 - P(E_n)\} \prod_{k=0}^{n-1} P(E_k) \quad (5-20)$$

で表される。一回の ECR 通過に対応する電子の飛行距離は $L/2$ であることから、式(5-19)の L を $L/2$ で置き換えたものを(5-20)に代入して

$$\begin{aligned} f(E_n) &= \left\{1 - \exp\left(-n_0 \frac{L}{2} \sigma_m(E_n)\right)\right\} \prod_{k=0}^{n-1} \exp\left(-n_0 \frac{L}{2} \sigma_m(E_k)\right) \\ &= \left\{1 - \exp\left(-\frac{1}{2} n_0 L \sigma_m(E_n)\right)\right\} \exp\left(-\frac{1}{2} n_0 L \sum_{k=0}^{n-1} \sigma_m(E_k)\right) \end{aligned} \quad (5-21)$$

が得られる。

この f は離散的なエネルギーの値 E_n に対する確率分布といえるが、これを任意のエネルギー E で定義される連続関数とみなせば、高エネルギー電子のエネルギー分布関数に相当するものとみてよい。この連続関数 f はエネルギー 0 から無限大まで積分すれば 1 になることはその定義から自明である。したがって以下の議論で求めるエネルギー分布関数は電子の総数が規格化されており、異なる計算条件で求めた分布関数同士を比較する際に、あるエネルギーを持つ電子の数を直接比較することはできず、もっぱら分布関数の形のみを議論することになる。

さて、非弾性衝突の断面積は実験値も存在するが、今回は Dugan らの文献⁴⁸ にならって次式

$$\sigma_m(E) = \frac{M\sigma_0}{U_i^2} \frac{1}{x} \left(\frac{x}{x+1}\right)^{3/2} \left[y + \frac{2}{3} \left(1 - \frac{y}{2x}\right) \ln(2.7 + \sqrt{x-y}) \right] \left(1 - \frac{y}{x}\right)^{(s+2)(s+1)} \text{ cm}^2 \quad (5-22)$$

を用いる。ここで

$$x = \frac{E}{U_i}, \quad y = \frac{U_j}{U_i} \quad (5-23)$$

であり、 M は最外殻電子数、 σ_0 は定数で $6.51 \times 10^{14} \text{ (cm}^2\text{)(eV}^2\text{)}$ 、 U_i はイオン化エネルギー、 U_1 は第一励起準位(最も基底状態に近い励起準位)のポテンシャルである。Arの場合 $M = 8$ 、 $U_i = 15.76 \text{ eV}$ 、 $U_1 = 11.7 \text{ eV}$ であり、計算結果は図5-8に示すとおりである。

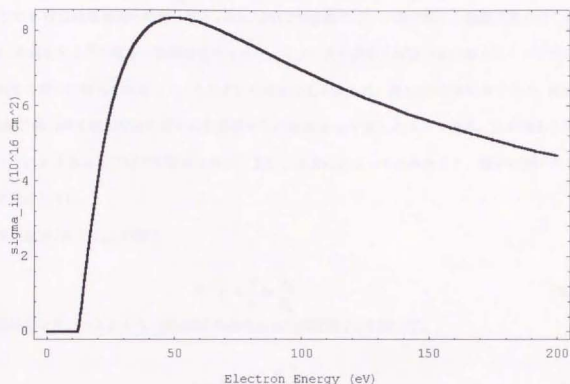


図5-8 アルゴン原子の非弾性衝突総断面積

式(5-21)中の L については、実際にルンゲ・クッタ法でカusp磁場中の電子の運動方程式(5-6)~(5-8)を数値的に解いて求めた。ここでも磁場はビケットフェンスの解析解(式(5-10)~(5-12))を用いた。電子の初期位置はある磁力線上の磁石と磁石の中央の面上とし、その磁力線の最大磁場 B_m (磁石表面上)と最小磁場 B_0 (初期位置)の比、すなわちミラー比に応じて磁石表面で電子が反射される条件を満たすように初期速度を決定した。以下に詳細を述べる。

磁力線の中央($B=B_0$)で $v_{\perp} = v_{\perp 0}$ 、 $v_{\parallel} = v_{\parallel 0}$ の電子は、反射点(磁石表面 $B=B_m$)で $v_{\perp} = v'_{\perp}$ 、 $v_{\parallel} = 0$ を持つ。磁気モーメント μ の不変性により

$$\frac{1}{2} m v_{\perp 0}^2 / B_0 = \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 / B_m \quad (5-24)$$

となり、エネルギー保存則から

$$v_1^2 = v_{10}^2 + v_{00}^2 \equiv v_0^2 \quad (5-25)$$

となる。これから次式が得られる。

$$\frac{B_m}{B_0} = \frac{v_{10}^2}{v_1^2} = \frac{v_{10}^2}{v_0^2} \equiv \sin^2 \theta \quad (5-26)$$

ここで θ は弱磁場領域の初期位置 $(r, z) = (r_0, d/2)$ での軌道のピッチ角である。数値計算ではこの式 (5-26) を満たすように電子の初期速度を与えた。ミラー比の異なる複数の磁力線について異なる初期速度の電子の軌道を計算して、それぞれの場合の L を求めた。図 5-9 は計算結果である。縦軸に L 、横軸に磁力線を最弱磁場位置の磁石表面からの距離 $(R-r_0)$ で表したものである。この図から明らかなように L は $R-r_0$ とほぼ比例関係にある。また L は $R-r_0$ によってのみ決まり、電子の持つエネルギーに依存しない。

ミラー比 B_m/B_0 と r_0 との間に

$$R-r_0 = \frac{d}{\pi} \ln \frac{B_m}{B_0} \quad (5-27)$$

なる関係がなりたつことから、図 5-9 から得られる比例定数 2.1 を用いて、

$$L = 2.1 \left(\frac{d}{\pi} \ln \frac{B_m}{B_0} \right) \quad (5-28)$$

と表せる。

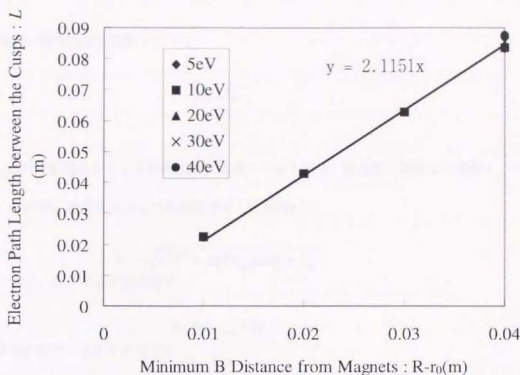


図 5-9 ECR 領域間を電子が飛行する距離

最後に E_n および $\Delta E(E_n)$ を計算する方法を考える。電子エネルギーが 0 であれば ECR 磁場を持つ無限に薄い面でのみ電子の加熱が行われる。しかし、加熱されて電子エネルギーが大きくなるとドップラー・シフトした周波数でサイクロトロン減衰が起り、共鳴磁場から若干ずれた磁場でも電子が加熱されるようになる³⁵。この加熱領域の広がりには磁束密度の広がり ΔB で表せば

$$\Delta B = \frac{\Delta\omega}{2.8 \times 10^{10}} = \frac{kv_{je}}{2.8 \times 10^{10}} = \frac{kv_0}{2.8 \times 10^{10}} \sqrt{\frac{B_m - B_c}{B_m}} = \frac{7.26 \times 10^5}{2.8 \times 10^{10}} k \sqrt{\frac{B_m - B_c}{B_m}} E_n \quad (5-29)$$

となり電子エネルギー E_n の関数である事が分かる。ここで $\Delta\omega$ は共鳴角周波数のサイクロトロン角周波数 ω_c からのずれを表し、 k は加熱領域でのマイクロ波の波数である。

ミラー比 B_m/B_0 の磁力線が、 $B - \Delta B < B < B + \Delta B$ の範囲を通過する長さ D は導出過程は複雑なため省略するが、

$$D = \frac{d}{\pi} \ln \frac{B_m d^2 \sqrt{-B_0^2 + (B_c + \Delta B(E_n))^2} + B_m d^2 (B_c + \Delta B(E_n))}{B_m d^2 \sqrt{-B_0^2 + (B_c - \Delta B(E_n))^2} + B_m d^2 (B_c - \Delta B(E_n))} \quad (5-30)$$

となる。

加熱領域内の電子の滞在時間 T は

$$T = \frac{D}{v_{He}} \quad (5-31)$$

である。

振幅 E_{microw}^0 の回転電場を有する加熱領域に電場とのなす角 ϕ 、磁力線に垂直な初速度 $v_{\perp c}$ で入射した電子は、磁力線に垂直な方向にのみ加速されて出射時には、

$$v_{\perp} = \sqrt{a^2 T^2 + 2aTv_{\perp c} \cos\phi + v_{\perp c}^2} \quad (5-32)$$

なる速度を持つ。ここで a は加速度で

$$a = eE_{\text{microw}} / m \quad (5-33)$$

である。最適の角度で入射する電子は

$$\Delta v = v_{\perp} - v_{\perp c} = aT \quad (5-34)$$

だけの速度の増分、すなわち

$$\Delta E = mv_{\perp c} \Delta v = 2maD \frac{v_{\perp c}}{v_{He}} = 2maD \sqrt{\frac{B_{\perp}}{B_m - B_c}} \quad (5-35)$$

なるエネルギー増分を得る。式(5-30)から明らかなように、 D は電子のエネルギー E_n の関数であるから ΔE も E_n の関数である。

式(5-29)、(5-30)、(5-35)と、

$$E_n = E_{n-1} + \Delta E(E_{n-1}) \quad (5-36)$$

とから、 E_n を計算することができる。ただし E_0 として U_f を用いることとする。これは $0 < E < U_f$ では電子がエネルギーを失うメカニズムが本モデルでは考慮されていないため、 $E < U_f$ の電子が $E = U_f$ まで加熱される確率が 100% であることによる。

この計算では式(5-29)中に現れるマイクロ波の波数 k が必要となる。残念ながらこれまでのところイオンスラスタに限らず、カスプ磁場を用いた ECR イオン源内の波数の情報は報告されていない。今回の計算では、電子エネルギー分布が現実的な値となるように、波数 k の値を 10 m^{-1} と設定した。この値は共鳴が起きている場所の値としては小さ過ぎる恐れがある。冷たいプラズマ(電子温

度 $T_e=0$)の波動理論では共鳴点とは k が無限大になる点のことである。ミラー磁場中のサイクロトロン減衰に関する実験^{36,37}や数値計算³⁸の結果によると、 k は 200 ~ 800 程度の値になり得る。もともと本モデルでは電子加熱を電子の回転運動がマイクロ波の位相と最適な関係にあると仮定しているため、加熱効果を大きく見積もりすぎている。この過大に評価した加熱効果を k を小さく見積もることで、リーズナブルな程度に調整していることになる。このように ΔB ひいては ΔE の評価には曖昧な点が残るが、加熱点での磁場勾配が小さいほどマイクロ波の吸収が大きいことが広く知られており³⁹、この磁場勾配を式 (5-30) で考慮した本モデルは、簡易モデルとしてはこれで十分であると言える。

共鳴磁場が $B_c = 0.21$ [T]、ミラー比が $B_m/B_0 = 0.4/0.15$ の場合の計算結果を図 5-10 ~ 図 5-15 に示す。図 5-10 はドップラーシフト共鳴による共鳴磁場の広がり ΔB を式 (5-29) にしたがって求めたものである。この結果と式 (5-30) から共鳴磁場の磁力線に沿った厚み D を計算した結果が図 5-11 である。図 5-12 は式 (5-35) を用いて電子が一回の ECR 領域通過で得るエネルギー ΔE を電子のエネルギー E_e の関数として計算したものである。この結果から式 (5-36) を使って ECR 領域の通過回数 n と電子エネルギー E_e の関係を計算したものが図 5-13 である。以上全ての結果を用いて式 (5-21) から電子エネルギー分布関数を計算すると、放電圧力 0.1 mTorr の場合は図 5-14 に示すとおりになり、放電圧力 1.0 mTorr の場合は図 5-15 のようになる。図 5-14 と図 5-15 を比べれば、放電圧力が電子エネルギー分布関数に与える影響が良く分かる。放電圧力が低いときは電子の加熱を妨げる効果が小さいので、エネルギー分布は高エネルギー側に伸び、高エネルギー尾部を形成する。逆に放電圧力が高いときは非弾性衝突による冷却効果が大きく、分布のピーク位置が低エネルギー側に移動するとともに、高エネルギー側の伸びが大幅に減少する。

次により弱磁場側を通る別の磁力線上での計算結果を示す。図 5-16 と図 5-17 はミラー比が $B_m/B_0 = 0.4/0.05$ の場合のもの、図 5-18 と図 5-19 は $B_m/B_0 = 0.4/0.01$ の場合のものであり、放電圧力を 0.1 mTorr と 1.0 mTorr の二通りで計算している。同一放電圧力の計算結果を比較すると、ミラー比が大きい、すなわち弱磁場側を通る磁力線上ではエネルギー分布は高エネルギー側に伸びにいいことが分かる。これは電子の加熱率が非弾性衝突の頻度に比べて小さいことに起因する。

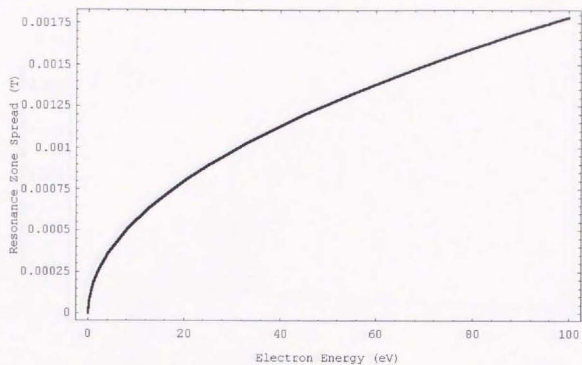


図 5-10 ドップラーシフト共鳴による共鳴磁場の広がり ΔB
 ($B_0 = 0.21$ T, $B_H/B_0 = 0.4/0.15$)

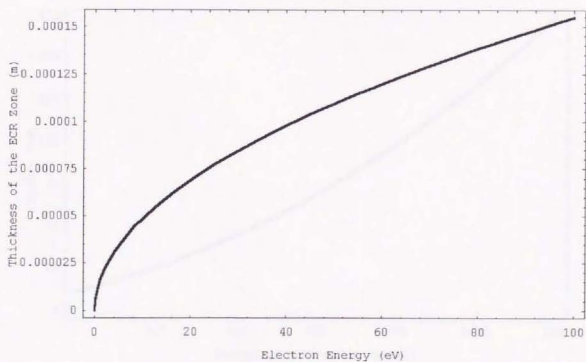


図 5-11 ECR 領域の磁力線に沿った厚み D
 ($B_0 = 0.21$ T, $B_H/B_0 = 0.4/0.15$)

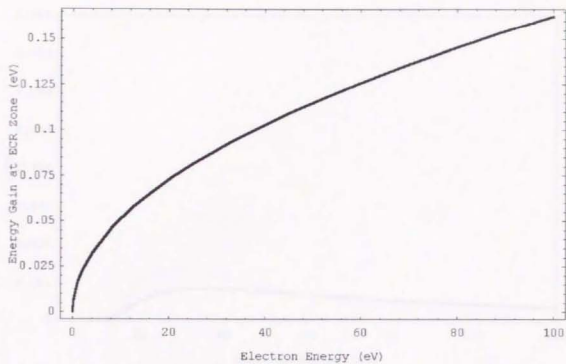


図 5-12 電子が一回の ECR 領域通過で得るエネルギー $\Delta E(E)$
 $(B_c = 0.21 \text{ T}, B_m/B_c = 0.4/0.15)$

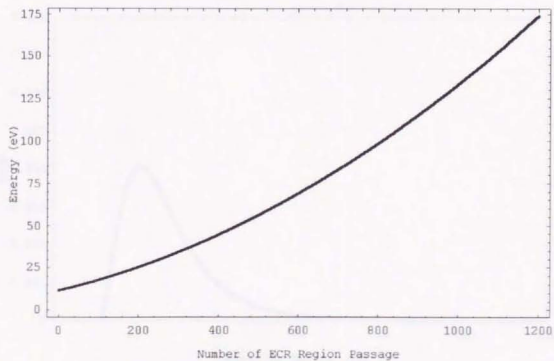


図 5-13 ECR 領域の通過回数 n と電子エネルギー E_n
 $(B_c = 0.21 \text{ T}, B_m/B_c = 0.4/0.15)$

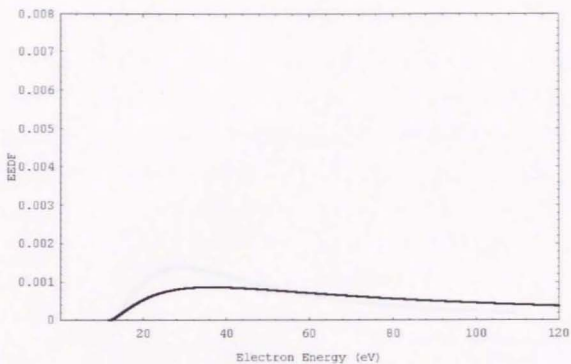


図 5-14 高エネルギー電子のエネルギー分布関数
 $(B_c = 0.21 \text{ T}, B_m/B_0 = 0.4/0.15, 0.1 \text{ mTorr})$

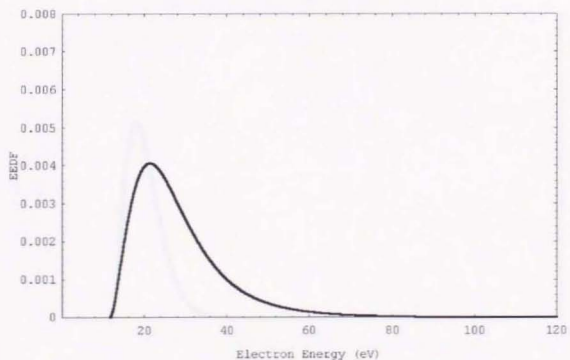


図 5-15 高エネルギー電子のエネルギー分布関数
 $(B_c = 0.21 \text{ T}, B_m/B_0 = 0.4/0.15, 1.0 \text{ mTorr})$

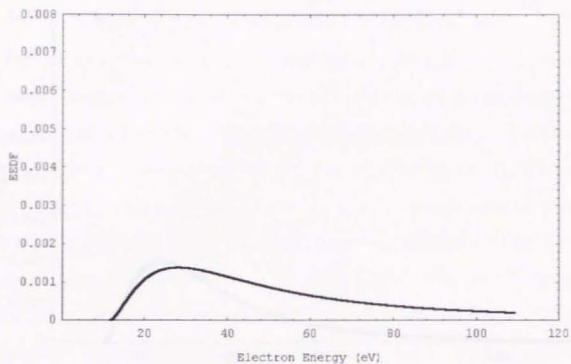


図 5-16 高エネルギー電子のエネルギー分布関数
 $(B_c = 0.21 \text{ T}, B_p/B_0 = 0.4/0.05, 0.1 \text{ mTorr})$

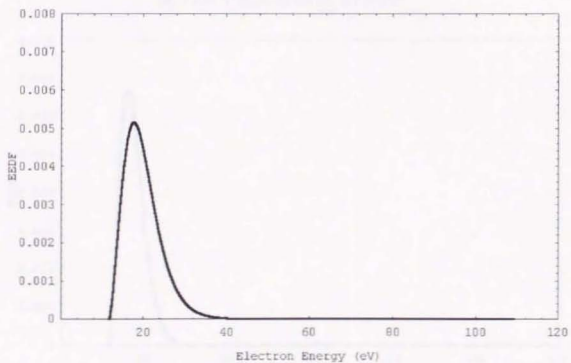


図 5-17 高エネルギー電子のエネルギー分布関数
 $(B_c = 0.21 \text{ T}, B_p/B_0 = 0.4/0.05, 1.0 \text{ mTorr})$

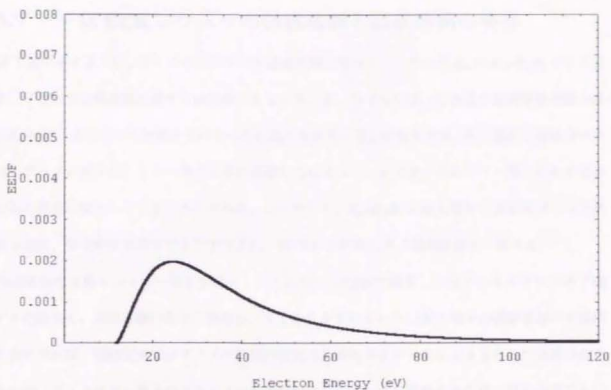


図 5-18 高エネルギー電子のエネルギー分布関数
 $(B_c = 0.21 \text{ T}, B_m/B_c = 0.4/0.01, 0.1 \text{ mTorr})$

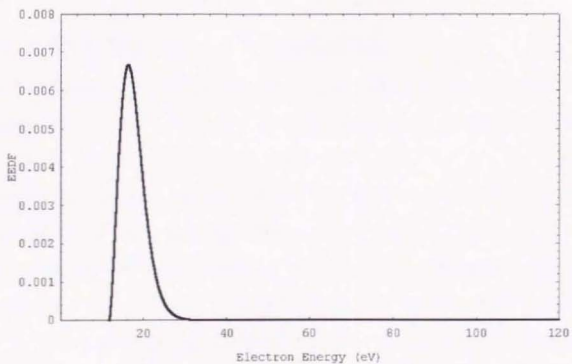


図 5-19 高エネルギー電子のエネルギー分布関数
 $(B_c = 0.21 \text{ T}, B_m/B_c = 0.4/0.01, 1.0 \text{ mTorr})$

5.3.アーチ状 ECR プラズマの強磁場側と弱磁場側の境界

図 5-20に示すように、アーチ状プラズマの強磁場側の境界は、ミラー比 R_m が $R_m=B_p/B_c$ となる磁力線、すなわち共鳴磁場に接する磁力線であると言える。なぜならば、これより強磁場側の磁力線 ($R_m < B_p/B_c$) は、共鳴による加熱を受けないため高エネルギー電子が発生せず、特に磁場に垂直なエネルギーが小さい電子は、ミラー比が小さい領域ではロスコーンが大きいのでミラー閉じ込めを受けずに磁石表面に損失してしまうからである。したがって、 $R_m=B_p/B_c$ の磁力線から強磁場側では急激に電子温度、電子密度が減少すると予想され、第3章の自然放光の観測結果と一致する。

弱磁場側では高エネルギー電子が発生しにくいという5.2節で構築した電子エネルギー分布予測モデルの結果と、弱磁場側の電子の密度は小さくなりやすいという5.1節の電子の運動領域の考察結果を合わせれば、弱磁場側ではプラズマ特性の変化は比較的ゆるやかではっきりとした境界は存在しないが、高エネルギー電子のエネルギー分布が低エネルギー側に移動するため、電子全体でみた電子温度は徐々に低下し、電子密度は急激に低下すると考えられる。これは3.2節の考察結果と一致する。

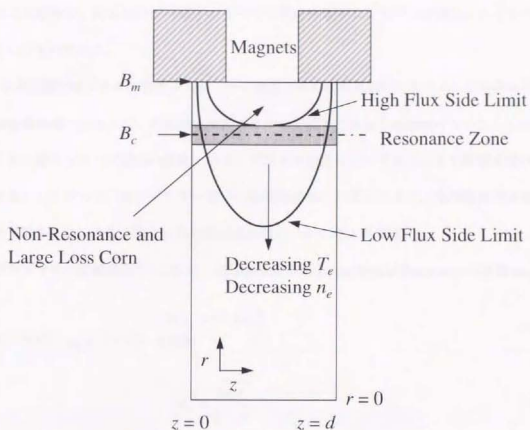


図 5-20 アーチ状 ECR プラズマの強磁場側と弱磁場側の境界

5.4. プラズマ密度増大による共鳴領域の移動

これまでの議論は、マイクロ波による電子の加熱がいわゆる ECR 磁場($B=B_c$)付近のみで行われることを前提としていた。しかしこれだけでは、発光分布の高輝度位置、すなわち高エネルギー電子の密度分布が電力や圧力とともに移動することを説明できない。

同様の発光分布の位置変化を Namura¹⁹らも報告している。彼らはこの原因として後述する高域混成波共鳴と高エネルギー電子の弱磁場領域への流入の二つが考えられるとしている。

電子の弱磁場領域への流入は二つの現象により顕著となる。一つめは、弱磁場領域では電子のラーマー半径が大きくなるため、中性原子との一度の衝突で電子のドリフト中心が移動する距離が大きくなる、すなわち磁力線に垂直な方向の電子の移動度が大きいために起こるというものである。これは圧力が高い場合に起こりやすい。もう一つは圧力が低い場合でマイクロ波の投入電力が大き

いときに起こる現象で、高エネルギー電子のラーマー半径が電子エネルギーの増大にもなって大きくなるというものである。

Namuraらの実験ではプラズマ密度がカットオフ密度よりもかなり低かったため、この高エネルギー電子の弱磁場領域への流入が、高域混成波共鳴よりも支配的であると結論付けていた。しかし、本研究のイオン源のプロープ測定の結果からは、プラズマ密度はカットオフにより制限を受けているとみられる。したがって、高エネルギー電子の弱磁場領域への流入以上に、高域混成波共鳴の影響が強いと予想される。そこで以下に高域混成波共鳴について考えてみる。

冷たいプラズマ中の波動理論³²によれば、高域混成波共鳴(Upper Hybrid Resonance)周波数 ω_{UH} は

$$\omega_{UH}^2 = \omega_c^2 + \omega_p^2 \quad (5-37)$$

で表される、ただし ω_p はプラズマ周波数

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m}} \quad (5-38)$$

であり、 ω_c はサイクロトロン周波数

$$\omega_c = \frac{eB}{m} \quad (5-39)$$

である。ここで ϵ_0 は真空中の誘電率である。 n_e は電子密度の関数であり、 ω_c は磁場の関数であることから、高域混成波の共鳴条件を満たす磁場と電子密度の組み合わせが求まる。図 5-21にマイクロ波周波数が 5.9 GHz の場合の共鳴条件を示す。

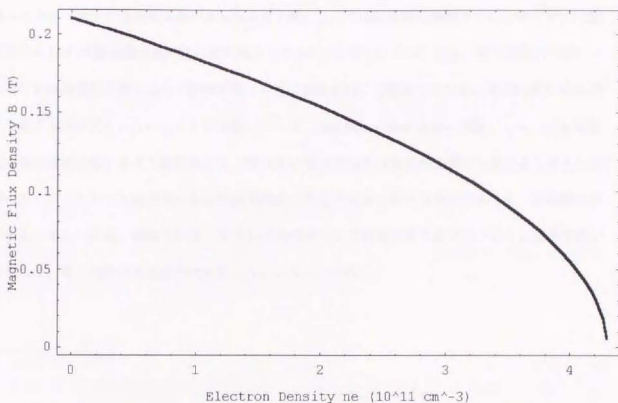


図 5-21 高域混成波共鳴条件を満たす電子密度と磁場強度の関係($\omega_{UH} = 5.9 \text{ GHz}$)

この図 5-21 から明らかなように、電子密度が 0 のときは共鳴条件は ECR そのものであるが、電子密度が増大するにつれて共鳴磁場が弱磁場側にシフトしていく。電子密度がカットオフ密度 $4.3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ に達すると共鳴磁場が 0 になり、これ以上の密度上昇が望めないことが分かる。

プラズマの発光分布で高輝度を示す磁力線が接する等磁束密度線の値が、高域混成波共鳴が最も顕著な磁場強度であると考えられる。発光分布を見ると、高輝度の磁力線はプローブ測定での電子密度が低い条件では、0.2 T 付近にとどまっているのに対し、放電圧力や放電電力が増大して密度が上昇する条件では 0.05 T までの弱磁場領域に移動する。図 5-21 によれば、これは電子密度が $0.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ から $4.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ まで増大したことに対応する。残念ながら光学視測窓の位置でのプローブ測定結果がプローブの擾乱のため信頼できないため、発光分布から予測した密度との比較はできない。しかしプローブ測定で密度の上限がカットオフに対応することが分かっており、しかもプローブ測定で密度上昇が確認された条件のもとで発光領域が弱磁場側に移動していることから、高域混成波共鳴が最も有力であることは確かである。

高エネルギー電子の高密度領域が高域混成波共鳴によって弱磁場側に移動するにも関わらず、3.2節の考察によれば ECR 磁場付近が常に最も電子エネルギーが高い。このことは、電子密度の上昇にともなって高域混成波共鳴によって弱磁場側での電子加熱が起り始めてもなお、強磁場側の ECR 磁場でも電子加熱が行われていることを示唆している。加熱領域が弱磁場側に移動しても、ECR 磁場付近の電子密度は低いままで維持されて、図 5-21 の低密度時の共鳴条件を満たし続けると考えれば説明がつく。すなわち加熱領域は特定の磁場強度に対応する薄い層状の曲面ではなく、広範囲の領域に渡ると考えられる。極論すれば、図 5-21 の条件が全ての磁場強度で成り立つように電子密度が分布すれば、電子加熱は放電室全域で起こることである。

6.性能の評価と性能改善の試み

6.1.ECR型イオンスラスターの推進性能

ここでは、本研究で用いた ECR イオン源のイオンスラスターとしての推進性能を求め、何が推進性能を制限する原因になっており、何を改善すべきかを考察する。

6.1.1.性能曲線

プラズマ源の性能を評価する際イオン生成コスト(ビームイオン生成コスト)を用いる。

イオン生成コスト e_p = 放電電力 / 引き出しイオン電流値 (V)
また、イオンスラスターとしての性能評価には推進剤利用効率も重要である。

推進剤利用効率 η_p = 引き出しビーム電流値 / 推進剤流量電流換算値
今回のプラズマ源では引出電極による加速は行えなえず、推進剤流量についても背圧による逆流効果があるため、流量制御器の読みをそのまま使うわけにいかない。引き出しビーム電流値はイオンコレクタ電流に開口率の補正を加えれば求まる。中性原子のグリッドからの流出量はガス温度を適当に仮定して放電室内圧力から求まる値を用いる。したがって中性原子やイオンに対する、加速電極系の透過率(主にグリッドの開口率で決まる値)を適当に想定すれば、イオンビーム加速を行った場合の推進剤利用効率が推定できる。

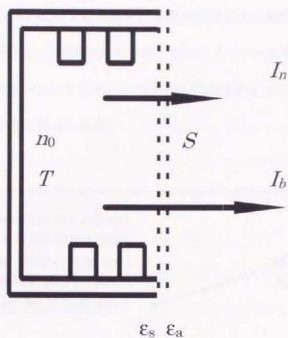


図 6-1 推進剤利用効率推算モデル

イオンビーム電流を I_b 、中性原子の流出量の電流換算値を I_n とすると、推進剤利用効率は定義により

$$\eta = \frac{I_b}{I_b + I_n} \quad (6-40)$$

のように表される。イオンビーム電流は実験で使用したイオンコレクタとして働くグリッドに流れ込む電流 I_g を用いて

$$I_n = \epsilon_s I_g \quad (6-41)$$

から得られる。ここで、 ϵ_s は想定するスクリーングリッドの開口率である。

中性原子の流出量はガス温度 T (K)のときの中性原子の速さの算術平均 $\langle v_0 \rangle$ を用いて以下のように表せる。

$$I_n = \frac{1}{4} e n_0 \langle v_0 \rangle \epsilon_a S = \frac{1}{4} e n_0 \sqrt{\frac{8\kappa T}{\pi M}} \epsilon_a S \quad (6-42)$$

ここで e は電子の電荷量、 n_0 は数密度、 T は温度、 ϵ_a は想定するアクセラグリッド開口率、 S はグリッド位置での放電室断面積、 M は中性原子の原子量、 κ はボルツマン定数である。今回の計算では $\epsilon_s=0.7$ 、 $\epsilon_a=0.25$ 、 $S=0.08^2 \text{ m}^2$ 、 $T=500 \text{ K}$ と仮定する。

式(6-41)、(6-42)を式(6-40)に代入して求めた推進剤利用効率を横軸に、イオン生成コストを縦軸にとったものを図6-2に示す。この種のグラフはイオンスラスターの性能曲線と呼ばれる。このグラフは右下の点ほど性能が良いことを示す。この図には本研究で行った同一イオン源でのECR放電と直流(DC)放電の両方の結果を載せてある。

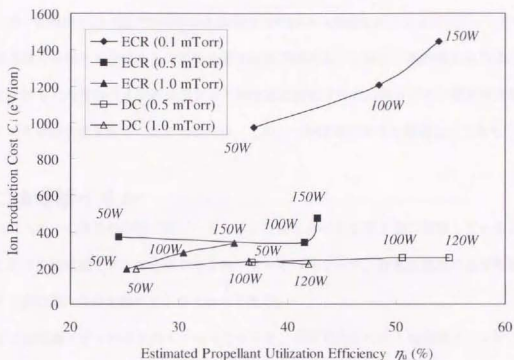


図6-2 イオン源の推定性能曲線

図6-2より、このイオン源のECR型イオンスラスターとしての代表性能は0.5 mTorr, 100 Wの放電条件での $\epsilon_{\text{e}} = 340 \text{ eV/ion}$, $\eta_{\text{e}} = 42\%$ であるといえる。放電圧力が低く、放電電力が大きくなるに従いイオン生成コストが上昇することが分かる。放電圧力が一定であれば放電電力の上昇ともなって推進剤利用効率が増加するが、恐らくは利用効率の上限が存在する。

次にECR放電と直流放電との比較を行う。同一放電圧力で比較すると、明らかに直流放電のほうがイオン生成コストと推進剤利用効率の両方で勝っている。これは直流放電の場合は熱陰極が放電室中央にあり、濃いプラズマがグリッド付近にかけて存在することによる。本研究のプローブ測定

の結果からも分かるように、ECR放電ではプラズマ生成が、グリッドから離れたECR領域で行われているため、グリッド付近でのイオン電流が小さく、性能がうまく発揮されていない。

通常のビーム抽出を加速電極で行った場合の性能曲線は、推進剤流量と加速電圧を一定に保ったまま、放電電力を変化させることで描かれる。この場合、利用効率が高くなるほど作動点ごとに放電室内の圧力は低下する。本節で行った見積もりでは、このような状況を完全に模擬することは困難であるため、放電圧力が一定で放電電力を変化させた場合の曲線を描くことにした。したがって、通常の性能曲線とは描き方が異なることに注意する必要がある。しかし、本研究の目的は、フライト用として設計された他のイオンスラスタとの性能比較ではなく、同一イオン源での放電方式や作動条件による性能変化を知ることであるため、このような評価方法でも問題ないであろう。

6.1.2.二価電離イオン

イオンスラスタの通常の作動ではビームイオンはほとんど全てが1価に電離していることが望ましい。これは多価電離イオンが推進効率を低下させるのみならず、放電室壁面や加速電極にダメージを与えて推進器の寿命を縮めてしまうからである。

ビームが2価電離イオンのみを含んでいるとすると、単位電流あたり1価電離イオンビームの半分の質量流量と $\sqrt{2}$ 倍の排気速度を持つので、この2価電離イオンのビームは $1/\sqrt{2}$ の推進力しか発生しないことになる。ゆえに、2価電離イオンが推進効率に与える影響は次式で表される。

$$a = \frac{1 + \lambda / \sqrt{2}}{1 + \lambda} \quad (6-43)$$

ここで λ はビーム中の2価イオンと1価イオンの比である。

λ を測定して a を求めるために、イオン源に対向させて真空チャンバーのフランジに配置した四重極質量分析器を用いた。この四重極質量分析器の使用可能圧力範囲は 1×10^{-4} Torr ~ 2×10^{-11} Torrである。

比較のため直流放電での測定も行った。陰極用のタングステンフィラメントの電子放出能が十分でなかったため、0.1 mTorrでは放電電圧を40V以上に上げない限り放電が不可能であった。スバッ

タによる放電室の損耗を避けるため、この実験では放電圧力を 0.2 mTorr に設定して 2 価イオンの測定を行った。

図 6-3 はビーム中に占める 2 価イオンの割合と放電パワーの関係を示したものである。放電パワーに関らず 2 価イオンは全イオンの 9~13% を占めている。 a を計算すると約 0.96 となり、推進効率の低下は 4% 程度にすぎないことが分かる。

ECR イオン源は地上では低圧放電を行って多価イオン源として用いられることも多い。10 価以上の多価イオンが得られることも多い。今回の測定で宇宙推進用としては 0.1 mTorr 以上の放電圧力であれば、直流放電と同程度の 2 価イオンしか生成せず、推進効率の低下はほとんど問題ないことが分かった。

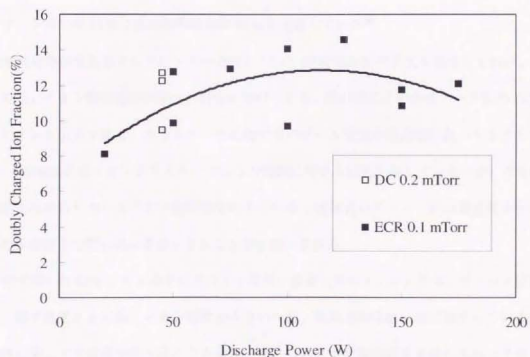


図 6-3 2 価イオンの割合と放電電力

6.1.3. 推進効率

これまでに得たイオン生成コスト、推進剤利用効率、2 価イオンを考慮して推進効率を求めると、

$$\eta_{thr} = \frac{\eta_e \alpha}{1 + C_i / V_b} = \frac{0.42 \times 0.96}{1 + 340 / 1200} = 0.42 \times 0.96 \times 0.79 = 0.32 \quad (6-44)$$

となる。

推進効率に最も大きく影響するのは推進剤利用効率である。推進剤利用効率はグリッドの設計に大きく依存している。本研究ではビーム加速をして推進剤利用効率を計算したわけではないため、推進剤利用効率の値そのものはあくまで推定値である。一般に、利用効率を高くするためにはイオン電流が多く取れる領域にグリッドを配置し、スクリーングリッドの開口率を大きくしてなるべく多くのイオンを引き出し、アクセルグリッドの開口率をなるべく小さくして中性原子の流出を抑えることが大切である。MUSES-C用イオンスラスタのプロトタイプモデルでは、耐久性にすぐれ熱変形しにくい炭素繊維の複合材を使ったビーム加速系を用いている。円錐台形の放電室により ECR プラズマとグリッドの位置関係を試行錯誤により最適化し、スクリーングリッド開口率 67%、アクセルグリッド開口率 24% で推進剤利用効率 90% を達成している⁴⁰。

推進剤利用効率を左右するグリッドの設計について ECR 型特有の工夫を施すとすれば、半径方向に均一でないイオン飽和電流分布への対応が挙げられる。磁石間にまたがるアーチ状の ECR プラズマからイオンを引出す場合、スラスタ中心軸付近のビーム電流が周辺部に比べて小さくなる傾向がある。MUSES-C用イオンスラスタではこの問題に対する対処を施していないが、さらに推進剤利用効率を高めるためにはイオン飽和電流の小さい中心軸付近のグリッド穴の最適化を行って、その付近の中性原子の閉じ込めを良くすることが効果的である。

本研究で用いた ECR イオン源ではグリッド配置が最適化されていないため、グリッド位置での電子密度、電子温度ともに低くイオン電流が小さいため、利用効率は低い値に留まっている。グリッドの設計に関しては電荷交換反応による遅いイオンが起す電極損耗を考慮に入れたイオンビーム軌道解析が盛んに行われているが、こういったグリッドの設計技術はプラズマ生成部の放電方式によらず汎用性のあるものであり、本研究で取り扱う範囲を超える。以下の考察では ECR 型ならではの問題点として直流放電に比べイオン生成コストが若干低い点に注目し、その改善方法について考えることにする。ECR 型ではマイクロ波電源の効率が、マグネトロンで 80%、クライストロンで

70%、進行波管(TWT)で60%程度と直流電源に比べて低い。現在マイクロ波の増幅および発振は、しだいに半導体素子が主役になってきている⁴¹。半導体素子を用いることで電源の容積を非常に小さくすることが可能となるが、大電力が得られにくいことと、発振効率がせいぜい50%止まりであることから、現時でイオンスラスタ用の電源として採用することは難しい。これらの電源効率の効果を考慮すると、イオン生成コストが直流放電型よりさらに劣っていると見える。このようにイオン生成コストが改善することがECR放電ならではの重要課題であり、これをまず改善した後にグリッドの設計を最適化することで推進剤利用効率も大幅に改善されるはずである。

6.2. 放電性能評価モデル

ここではECR型イオンスラスタの性能曲線を予測するためのモデルを作成する。基本となるのは直流放電型イオンスラスタを想定したBrophyのモデル⁴²である。Brophyのモデルでは、プラズマへ投入されるエネルギーは放電電圧に相当するエネルギーを持った一次電子が担うとされている。これをECR放電中の高エネルギー電子に置き換えて考える。すなわち、放電室中の電子を便宜的に低温電子と高温電子の二つのグループに分類し、それぞれに代表的なエネルギーとして温度 T_c 、 T_h を与える。ECR加熱により低温電子の一部が高温電子に移行するとし、このとき加熱された電子が得るエネルギーをプラズマへの電力投入とみなす。

このモデルにより推進剤流量や、推進剤の種類、高エネルギー電子のエネルギー、イオン引き出し率、加速電極の中性ガス透過率、高エネルギー電子の閉じ込め等によって性能がどう変化するかを計算することができる。

ビームイオン生成コストはビームイオン一個当たり消費された放電パワーであり、放電パワーを P ビーム電流を J_B として、

$$\epsilon_B = \frac{P}{J_B} \quad (6-45)$$

のように定義される。同様にして放電室内部の全てのイオンを生成するのに消費された放電パワーをイオン一個当たりで考えると、

$$\epsilon_p = \frac{P}{J_p} \quad (6-46)$$

となり、これをプラズマイオン生成コストという。

放電室内で生成したイオンのうちビームとなって引き出されるものの割合をイオン引き出し率 f_B と呼び、

$$f_B = \frac{J_B}{J_p} \quad (6-47)$$

で定義する。式(6-45)~(6-47)より

$$\epsilon_B = \frac{\epsilon_p}{f_B} \quad (6-48)$$

が成り立つ。この式から分かるようにビームイオン生成コスト ϵ_B はプラズマイオン生成コスト ϵ_p とイオン引き出し率 f_B から求まる。

プラズマイオン生成コスト ϵ_p は以下の複数の現象によるエネルギー損失を含んでいる。

1. 電離に貢献しうる高エネルギー電子が壁やスクリーングリッドに衝突して失われること。
2. 電離に貢献しない低エネルギー電子が壁やスクリーングリッドに衝突して失われること。
3. 原子の励起
4. 電離
5. イオンの励起 (無視できるほど小さい)

プラズマイオン生成コストを推進剤利用効率の関数として表わすために、放電室プラズマについて図6-4のようなパワーバランスを考える。

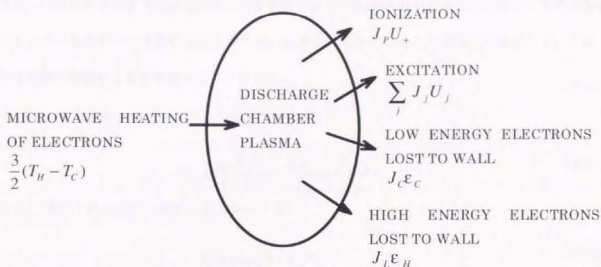


図 6-4 放電パワーバランス

単位時間に J_H の電流に相当する電子だけが低温状態から高温状態へと移行するとして、パワーバランスを考慮するとエネルギー保存則は

$$P = J_H \left(\frac{3}{2} T_H - \frac{3}{2} T_C \right) = J_p U_+ + \sum_j J_j U_j + J_L \epsilon_C + J_L \epsilon_H \quad (6-49)$$

のようになる。

シースを通過して壁面に損失する電子が運び去るエネルギーは、およそ熱エネルギーの 2 倍程度⁴³ であるから、

$$P = J_H \left(\frac{1}{2} \epsilon_H - \frac{1}{2} \epsilon_C \right) = J_p U_+ + \sum_j J_j U_j + J_L \epsilon_C + J_L \epsilon_H \quad (6-50)$$

と書き直せる。

電子は 2 つの温度 ϵ_C, ϵ_H で表わされるとする。これはあくまでモデルを簡単にするためである。実際の ECR プラズマのプロープ測定によると電子のエネルギー分布関数が 2 温度的である場合⁴⁴ もあれば、マクスウェル分布に近い分布である場合や、低エネルギー部と高エネルギー尾部の欠けた形²⁶ などイオン源によって様々である。本モデルのベースになった Brophy のモデルは直流放電プラズマ内に放電電圧のエネルギーを持つ一次電子の存在を仮定しているが、プロープ測定でこのような電子が観測される場合もあればそうでない場合もある。それにも関わらず作動パラメータがイオンズ

ラスターの性能をどのように変化させるかを考察する上で Brophy のモデルは大変役立つものと評価されている。本モデルではどのようにして T_c , T_H が決まるかということは敢えて無視して、これらがどう性能に影響するかを考察することにする。

式 (6-50) の両辺を J_p で割って式 (6-46) を用いると

$$\varepsilon_p = U_+ + \sum_j \frac{J_j U_j}{J_p} + \frac{J_c \varepsilon_c}{J_p} + \frac{J_H \varepsilon_H}{J_p} \quad (6-51)$$

となる。 j 番目の励起準位に励起されるレートは

$$J_j = en_0 n_{v_r} \langle \sigma_{j, v_r} \rangle V_p \quad (6-52)$$

のように表わされる。ここで $\langle \sigma_{j, v_r} \rangle$ は原子の基底状態から j 番目の励起準位に直接励起される励起断面積と電子の速度分布関数の積を全ての電子速度範囲で積分したものである。同様にしてイオン生成レートは

$$J_p = en_0 n_{v_r} \langle \sigma_{+, v_r} \rangle V_p \quad (6-53)$$

で表わされる。式 (6-52) と式 (6-53) を式 (6-51) に代入して、

$$\varepsilon_p = \varepsilon_0 + \frac{J_c \varepsilon_c}{J_p} + \frac{J_H \varepsilon_H}{J_p} \quad (6-54)$$

が得られる。ただし

$$\varepsilon_0 \equiv U_+ + \sum_j \frac{\langle \sigma_{j, v_r} \rangle U_j}{\langle \sigma_{+, v_r} \rangle} \quad (6-55)$$

である。このパラメーターはイオン化と励起に消費されたエネルギーを説明するものであり、具体的な計算方法については Dugan らの文献⁴⁵に詳しい。

式 (6-46) と式 (6-50) より

$$J_H / J_p = \frac{2\varepsilon_p}{\varepsilon_H - \varepsilon_c} \quad (6-56)$$

であるから、

$$\frac{J_H \varepsilon_H}{J_p} = \frac{J_H}{J_p} \frac{2\varepsilon_p}{\varepsilon_H - \varepsilon_c} = \varepsilon_p \quad (6-57)$$

が成り立つ。

比 J_L/J_H は ECR プラズマ中の高エネルギー電子のうち非弾性衝突を起こすことなく直接放電室壁面へ失われるものの割合を示しており、生存方程式から

$$J_L/J_H = \exp[-\sigma_0 n_0 l_r] \quad (6-58)$$

で表される。ここで l_r は、非弾性衝突が起こらないと仮定したときに、高エネルギー電子が壁面へ失われるまでに放電室内を飛行する平均的な距離である。これを高エネルギー電子の閉じ込め長さといい、モンテカルロ法を使った計算により求めることができる。また σ_0 は各種非弾性衝突の断面積を合計したものである。

式(6-57)と式(6-58)を式(6-54)に代入して

$$\varepsilon_p = \varepsilon_0 + \frac{J_C \varepsilon_C}{J_p} + \frac{2\varepsilon_H}{\varepsilon_H - \varepsilon_C} \varepsilon_p \exp[-\sigma_0 n_0 l_r] \quad (6-59)$$

が得られる。

壁に到達した低エネルギー電子と高エネルギー電子の電流の和は、単位時間あたりのプラズマ生成量に等しいことから、電流保存則

$$J_p = J_L + J_C \quad (6-60)$$

が成り立つ。これを用いて

$$\begin{aligned} J_C/J_p &= 1 - J_L/J_p = 1 - \frac{J_H}{J_p} \cdot \frac{J_L}{J_H} \\ &= 1 - \frac{2\varepsilon_p}{\varepsilon_H - \varepsilon_C} \exp[-\sigma_0 n_0 l_r] \end{aligned} \quad (6-61)$$

が得られ、式(6-59)は

$$\begin{aligned} \varepsilon_p &= \varepsilon_0 + \left(1 - \frac{2\varepsilon_p}{\varepsilon_H - \varepsilon_C} \exp[-\sigma_0 n_0 l_r]\right) \varepsilon_C + \frac{2\varepsilon_H}{\varepsilon_H - \varepsilon_C} \varepsilon_p \exp[-\sigma_0 n_0 l_r] \\ &= \varepsilon_0 + \varepsilon_C + \varepsilon_p \exp[-\sigma_0 n_0 l_r] \left(\frac{2\varepsilon_C}{\varepsilon_H - \varepsilon_C} + \frac{2\varepsilon_H}{\varepsilon_H - \varepsilon_C} \right) \\ &= \varepsilon_0 + \varepsilon_C + 2\varepsilon_p \exp[-\sigma_0 n_0 l_r] \end{aligned} \quad (6-62)$$

のようになる。

したがってプラズマイオン生成コストは

$$\varepsilon_p = (\varepsilon_0 + \varepsilon_C) \{1 - 2 \exp[-\sigma_0 n_0 l_r]\}^{-1} \quad (6-63)$$

となること分かる。この式の中の $\{1 - 2 \exp[-\sigma_0 n_0 l_e]\}^{-1}$ は高エネルギー電子が壁に失われる前に非弾性衝突を起こす割合を表している。

中性原子の密度 n_0 を推進剤流量 \dot{m} と推進剤利用効率 η_u とに結び付けるために放電室に流入、流出する粒子の流量保存側を考えると

$$\dot{m} = J_B + \dot{n}_0 \quad (6-64)$$

が成り立つ。グリッドから流出する中性原子の流量 \dot{n}_0 は

$$\dot{n}_0 = 1/4 n_0 e v_0 A_g \Phi_0 \quad (6-65)$$

で与えられる。ここで v_0 は中性原子の熱速度、 A_g はグリッド面積、 Φ_0 は中性原子のグリッド透過率である。式(6-64)と式(6-65)を組み合わせると、

$$n_0 = [4\dot{m}(1 - \eta_u)] / e v_0 A_g \Phi_0 \quad (6-66)$$

が得られる、ただし推進剤利用効率の定義

$$\eta_u \equiv J_B / \dot{m} \quad (6-67)$$

を用いた。

こうして式(6-63)は

$$\epsilon_p = \epsilon_p^* \{1 - 2 \exp[-C_0 \dot{m}(1 - \eta_u)]\}^{-1} \quad (6-68)$$

と変形される。ここで

$$C_0 = 4\sigma_0 l_e / e v_0 A_g \Phi_0 \quad (6-69)$$

であり、

$$\epsilon_p^* = \epsilon_0 + \epsilon_c \quad (6-70)$$

である。

式(6-68)はプラズマイオン生成コストを推進剤利用効率の関数として簡単に計算することを可能にしてくれる。直流放電の場合は作動条件による C_0 や ϵ_p^* の変化が少ないことが実験的に知られており、これらのパラメーターはあるスラスト率についてはほぼ一定とみなせる。しかし、ECR 放電では作動条件によって電子のエネルギー状態が大きく変化するため、閉じ込め長さ l_e は変化してしまう。平川らによれば、ECR 放電の場合の高エネルギー電子はエネルギーを得るにしがってラ

マー半径が大きくなり、ついには磁石表面に衝突してその寿命を終える確率が高い。したがって閉じ込め長さは高エネルギー電子ほど短くなる⁴⁶。本モデルでは ϵ_e を低エネルギー電子の代表的なエネルギーとしているため、 ϵ_p^* についてはほぼ一定とみなせるだろう。

式(4-26)を式(4-6)に代入することでビームイオン生成コストが

$$\epsilon_B = \frac{\epsilon_p^*}{f_B \{1 - 2\exp[-C_0 \dot{m}(1 - \eta_e)]\}} \quad (6-71)$$

のように計算される。次の6.3節で述べるが、ECR放電では作動条件によって f_B が大きく変化することが本研究の実験結果で明らかになっており、Blophy が行ったような C_0 や \dot{m} 、 ϵ_p^* 、 f_B をパラメトリックに変化させたときの関数 $\epsilon_B = \epsilon_B(\eta_e)$ についての議論は ECR 放電の放電性能の特徴を説明する方法としては十分ではない。しかしながら、式(6-71)は基本的に直流放電型と同様な関数であり、高エネルギー電子の閉じ込め長さやイオン引き出し率がビームイオン生成コストに与える影響が ECR 型においても同様であることを示している。

6.3. イオン壁面損失とイオン生成コストの関係

第3章と第4章のプラズマ診断により、ECR放電では高密度、高電子温度領域が磁石に近い場所に存在することが分かった。これは、グリッドからイオンビームとして引き出されるイオンに比べて、磁石表面や放電室壁面へのイオンの損失量が多くなることを示唆している。そこで、壁面損失電流をより正確に評価するために磁石表面でのイオン飽和電流分布を、ECR放電と直流放電の両方について2.9節で説明した壁面損失測定用プローブで測定した。

図6-5は0.1 mTorrの放電圧力の場合の壁面損失電流の分布である。磁石の表面に位置するカスプからの距離が5 mm以下の場所ではほぼ平坦な分布を示し、磁石間の領域では電流が減少していることが分かる。損失電流の分布は次に示す放電圧力が高いときに比べてピーク値は低いものの、広範囲に分布するため電流値の合計はかなり大きい。放電電力が増加するにつれて、損失電流も増加するが分布形状はほとんど変化しない。イオン電流の取拾面が磁石表面から2 mm浮いているため、実際

に磁石表面に損失する電流の分布は図 6-5の結果よりはカスプ領域に集中した形になっているだろう。

放電圧力がより高い場合の結果を図 6-6と図 6-7に示す。0.1 mTorrの場合に比べて、分布がカスプに集中している。カスプ部分のピーク電流が大きだけでなく、カスプからの距離が5 mm以上の磁石間の領域での電流値が0.1 mTorrの場合に比べて小さいことが分かる。これは既に述べたように、プラズマの分布自体が放電圧力が高まるに従って徐々に弱磁場側を通る磁力線上に移動するためである。このように放電圧力が低くない場合でも、放電電力が25 Wと小さい場合には放電圧力が低い場合と同様比較的平坦な分布になる。これはプラズマがECR磁場に接する磁力線上に分布するためであり、発光分布から予測されるとおりである。

図 6-8は直流放電を行った場合のイオン損失電流分布である。ECR放電に比べてイオン損失分布の広がり、トータルの損失電流ともに、半分以下であることが分かる。これは図 3-1の発光分布の比較からも予想される結果である。

無磁場領域からのプラズマの拡散をカスプ磁場で抑制する際のイオン飽和電流分布については、Leungらによって詳細に測定されている³³。彼らがピケットフェンス型イオン源を用いて得た実験式によれば、イオン飽和電流分布の半値幅はイオンと電子のハイブリッドラーマー半径(=イオンと電子のラーマー半径の積の平方根)の4倍であり、磁場強度と電子温度の関数である。荒川らがカスプ磁場型イオンスラスタで行った実験結果⁴⁷はこのLeungの式とはほぼ一致し、放電条件による変化が少ないことが報告されている。これは直流放電での電子温度が放電条件によりさほど変化しないことによると言える。本実験での直流放電のイオン飽和電流分布は、直流放電型イオンスラスタに比べてより大型の磁石で強磁場を形成しているにもかかわらず、Leungの式で予想される値より若干大きくなった。これはフィラメントカソードのループが大きかったため、一次電子の一部が強磁場領域に入り込んだことによるとと思われる。このように本実験でも直流放電はイオン損失がカスプ磁場によって十分に抑制されていることが分かった。これに対し、ECR型での磁場によるイオン損失抑制効果が小さいことが明らかとなった。

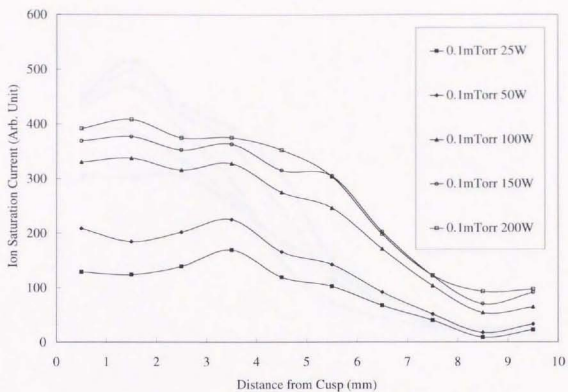


図 6-5 ECR 放電のイオン損失分布(0.1 mTorr)

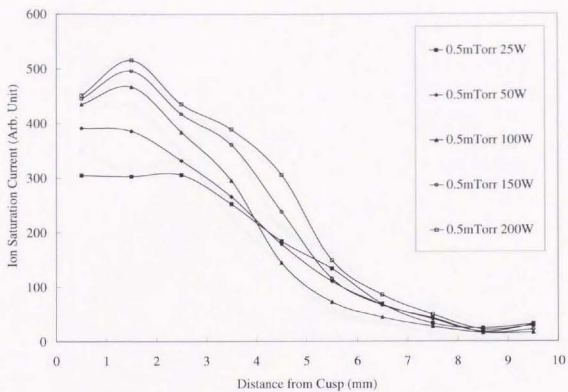


図 6-6 ECR 放電のイオン損失分布(0.5 Torr)

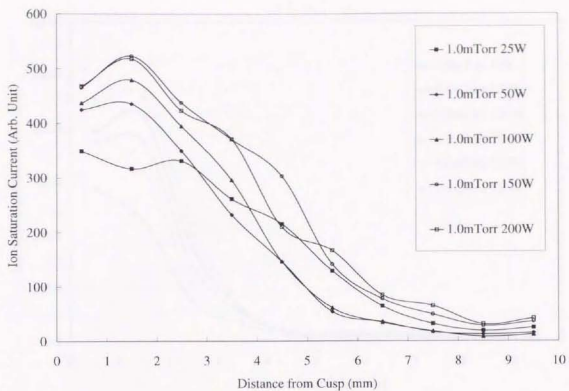


図 6-7 ECR 放電のイオン損失分布(1.0 mTorr)

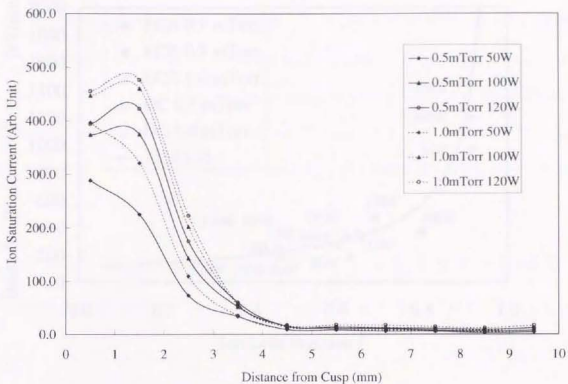


図 6-8 直流放電のイオン損失分布

次に、分割電極上でのイオン損失分布が他の磁石表面すべてで成り立つと仮定して、全損失量を見積もった。これと、イオン源性能測定で測ったビーム電流からイオン損失率 $f_{\text{壁面損失イオン}}$ の全生成イオンに対する割合 $= 1-f_{\text{壁}}$ が計算できる。これとイオン生成コストとの関係プロットしたものが、図 6-9 である。

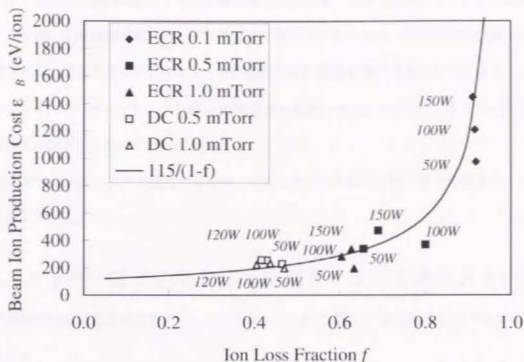


図 6-9 イオン生成コストとイオン損失率の関係

図 6-9 から、ECR 放電でのイオン損失率の高さが見て取れる。しかし、ECR 放電と直流放電は共通の理論曲線

$$\epsilon_B = \frac{\epsilon_p}{1-f} \quad (6-72)$$

でフィッティングされることから、この式のプラズマイオン生成コスト ϵ_p が $\pm 50\%$ の範囲ではほぼ同レベルといえる。ただし、この式(6-72)は式(6-48)に $f_B = 1-f$ を代入したものである。 ϵ_p は放電室内の全生成イオンを作り出すのに必要な平均的なエネルギーを表しており、これが両方の放電方式でそれほど大きな違いがないことが分かった。このことから、ECR 放電はプラズマの生成能力自体が劣っているわけではなく、生成したプラズマをうまく引き出せていないことが、イオン生成コストを高めているということが言えよう。

放電用の電源が投入した電力は直流放電の場合は明らかに一次電子が受け取っているが、ECR 放電の場合はマイクロ波のパワーがプラズマに吸収される以外にも放電室壁面でジュール熱として失われることが懸念されていた。ECR による電子の共鳴加熱を利用しない非共鳴型のマイクロ波放電

の場合、カップリング効率が最悪で10%程度に落ち込むため、イオン生成コストが非常に高くなってしまうことが、宇宙科学研究所のマイクロ波放電型イオンスラスタ試作機(YOSHINO-I)の結果⁸から予想される。プラズマイオン生成コストが直流放電と ECR 放電で大差ないことから、このマイクロ波のプラズマへのカップリング効率は ECR 放電の場合はほぼ100%に近く、カップリング損失を考慮する必要はほとんど無いと思われる。

ECR 型のイオン生成コストを低減するには、このイオン損失率を可能な限り低減することが重要であると考えられる。

6.4. 高エネルギー電子の閉じ込め時間とイオン生成コストの関係

カusp磁場型の直流放電方式のイオンスラスタについて荒川ら⁹の提唱するモデルでは、イオン生成コストは

$$\begin{aligned} \epsilon_B &= V_d \left[\frac{A_i}{A_k} \left(\frac{1}{\langle \sigma v \rangle_{en}} \tau \frac{1}{n_0} + \frac{\langle \sigma v \rangle_m}{\langle \sigma v \rangle_{en}} \right) + 1 + \frac{A_s}{A_k} \right] \\ &= \frac{a}{p} + b \\ &= \frac{c}{\dot{m}} + d \end{aligned} \quad (6-73)$$

で表される。ここで V_d は放電電圧、 A_i は放電室内部の壁面やグリッドの総面積、 A_s は背面壁の面積、 A_k はグリッド面積、 $\langle \sigma v \rangle_{en}$ は電離反応係数、 $\langle \sigma v \rangle_m$ は一次電子が中性原子との非弾性衝突によってエネルギーを失い電離能力のない熱電子になる反応係数、 τ は一次電子の閉じ込め時間、 n_0 は中性原子密度、 p は放電圧力、 \dot{m} は推進剤流量で、 a, b, c は定数である。このモデルによれば、放電電圧と放電電流を一定に保って推進剤流量のみを変化させたときのイオンコストを推進剤流量の逆数に対してプロットすれば、直線上に乗ることになる。彼らはこのモデルが実験結果と一致すると報告している。

上のモデルの導出方法を ECR 型に適用することはできない。しかし、直流放電での放電電圧に相当するものとして ECR 放電での高エネルギー電子の代表的なエネルギーを考えれば、似たような傾向が実験的に得られる可能性はある。

そこで本研究のイオン源について ECR 放電と直流放電時のイオンコストをそれぞれ放電圧力の逆数に対してプロットしてみたのが図 6-10 である。放電圧力のサンプル数が ECR 放電で 3 通り直流放電で 2 通りと少ないが、ECR 放電でも放電電力が大きいときは直流放電と同様に直線的なプロットとなることが分かる。50 W, 0.5 mTorr のデータを除外すれば、すべてのデータがほぼ同じ傾きの直線上に乗る。また、その直線の傾きは直流放電のそれに比べてやや大きい。

すでに 6.1 節や 6.3 節で述べたように、ECR 型のイオンスラスタでは放電圧力によって電子温度やイオン損失率が変化してしまうため、荒川らのモデルでの V_d や $\langle \sigma v \rangle_{ion}$, $\langle \sigma v \rangle_m$, A/A_E に相当する値が一定でなくなり、プロットが直線からずれる原因となる。しかし、仮に電子温度やイオン損失率が同程度に維持されていて、なおかつこのプロットの傾きが小さくなったとすれば、それは高エネルギー電子の閉じ込め時間が改善されたことを表すと言える。このように、高エネルギー電子の閉じ込め能力が放電性能に与える影響は、条件付きながら、直流放電でのモデルからの類推でイオン生成コスト-放電圧力の逆数のプロットにより評価できる。

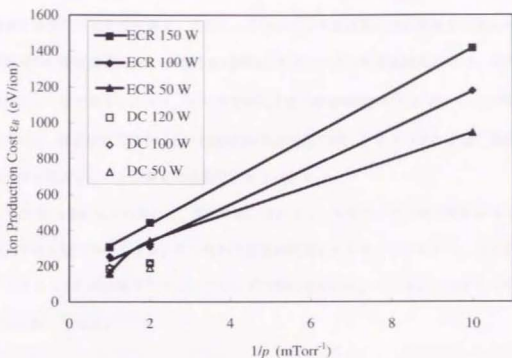


図 6-10 イオン生成コストと放電圧力の逆数との関係

6.5. 放電条件とイオン生成コストとの相関

分光測定とプローブ測定で得られたプラズマの特性から、放電条件がどのようにイオン生成コストに影響するかをここで整理しておく。性能曲線(図 6-2)とイオン損失率(図 6-10)のほか、発光分布の放電条件依存性(図 3-3、図 3-4、図 3-5)や発光分布から求めた電子の加熱状態の分布に関する考察や、放電性能評価モデル(式(6-71))などこれまでの議論のすべてを考慮する。

6.5.1. 放電圧力とイオン生成コスト

一般に放電圧力が 0.1 mTorr のように低い場合は、実際のイオンスラスターの作動条件としては推進剤利用効率が高い条件に相当する。このような場合、電子と原子の衝突頻度が減少するため、ECR 領域で生成した高エネルギー電子は中性原子を電離することなく壁に逃走する確率が高くなる。このため式(6-71)の分母のうち指数関数を含む部分の影響でビームイオン生成コストは上昇する。この効果は直流放電型と共通である。ECR 型の場合は図 6-10 から明らかなように、放電圧力が低い場

合にイオン損失率が非常に大きくなる。これは内部診断の結果から分かるように、ECR プラズマが強磁場領域に局在化するためである。さらに、このような圧力のもとで放電電力を増大させると、推進剤利用効率の増大は望めるものの(図 6-2参照)、イオンコストの増大は免れない。このときイオン損失率はほぼ一定であることから、コストの増大は電子温度の増大にもなって ϵ_p^* が増大するためと考えられる。推進剤利用効率の高い作動条件(低放電圧力)で、イオンコストを低く維持するにはイオン損失率を低減することが最も効果的であるといえる。

放電圧力が 0.5 mTorr 以上の場合、直流放電には及ばないもののイオン損失率が小さくなるためイオンコストは大幅に小さくなる。その代わり推進剤利用効率が低くなりやすく、これを補うにはスクリーングリッドの開口率とアクセルグリッドの開口率の比をより大きくせねばならず加速電極の設計がより厳しくなる。

6.5.2. 放電電力とイオン生成コスト

放電電力の増大にもなってイオン生成コストも増大する。これは電力に比例した電子密度の増大が得られにくいこと、高エネルギー電子が多く発生して持ち去るエネルギーが増大することによる。また、高エネルギー電子ほど閉じ込め長さが短いこともコストを増大させる。0.1 mTorr や 1.0 mTorr のように、放電圧力が低い場合と高い場合はイオン損失率への放電電力の影響は少ないが、0.3 ~ 0.5 mTorr のような中程度の圧力範囲では、放電電力によってイオン損失率やプラズマイオン生成コストが複雑に変化するため、図 6-2 にみられるように一般の直流放電型イオンスラスターの性能曲線の knee point に似た折れ曲がりが生じる。この付近の作動条件がイオンスラスターの最適作動条件となるため、中程度の圧力範囲での性能を詳しく調べることでスラスターの作動点を決め、場合によってはさらにスラスター設計を見直す必要がある。

6.6. グリッド位置の移動によるイオン生成コストの低減

これまでの実験から ECR 放電の場合は直流放電に比べてカスプ磁場によるイオンの閉じ込め効果が小さいことが分かった。壁面へのイオン損失を低減するには、マイクロ波の周波数を小さくする

ことで共鳴磁場の磁束密度を小さくし、プラズマ生成領域を弱磁場側に移動させることが考えられるが、10 cm 級のイオンスラスタでは現在の 4-6 GHz 以下の周波数のマイクロ波を導入することはマイクロ波の波長と放電室の大きさの関係から無理がある。また、ECR 放電で得られるプラズマ密度は直流放電よりも低い傾向がある上に、本研究でも明らかになったとおりカットオフにより制限されるため現状よりも周波数を低くすることは、推進剤利用効率を高く維持することをますます困難にする。現在用いている SmCo 以上の強い磁石が利用できない限り、マイクロ波の周波数を一定に保って、なおかつ磁石へのイオン損失電流を小さくすることはほとんど不可能と思われる。

直流放電型ではイオンを静電的に閉じこめる方法として、カスプとカスプの間に電子回収用の中間電極を用意して、そこに壁陽極よりも 4V 程度高い電圧を与えることでカスプに補足された電子を吸収し、その周辺の空間電位を上昇させイオンを反発するという工夫が試みられている⁴⁷。この方法でイオン生成コストは通常型の 278 eV/ion から 229 eV/ion まで下がる。残念ながら ECR ではカスプに補足された電子こそが重要であり、それを中間電極で吸収してしまうわけにはいかない。「磁場による閉じ込め + 静電的な閉じ込め」という方法でイオン損失を減らすことは ECR 型では難しい。

しかし、たとえ損失量そのものは減らせなくても、ビームとして引出す量を最大になるように設計することで損失の割合を低減することは可能である。そこで、ビーム電流の増大をはかるべく、グリッドの位置を従来よりも 15 mm 上流側に移動し、ECR 領域に近づけてみた。

その結果、図 6-11 に示すように放電圧力が小さいときのイオン生成コストが、従来の放電室に比べて 2 割程度低減された。放電圧力が高い領域でコストが増加したのは、内部のプラズマとマイクロ波電界の分布に変化が生じたためと思われるが、イオンスラスタの推進剤利用効率が高い領域は、圧力にして 0.3 mTorr 以下に相当するため、これらの低い圧力で作動する限り、今回の高い放電圧力での性能劣化は問題にならない。

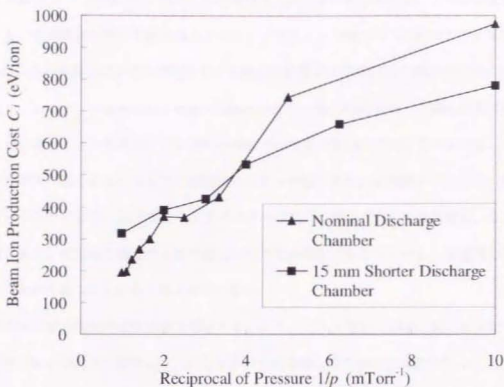


図 6-11 放電室の長さの変化にともなうイオン生成コストの変化

6.7. 磁石表面の電位制御によるイオン生成コストの低減

6.1節と6.4節で述べたようにイオン生成コストを決定する要因としては、イオン壁面損失率 f のほかに、電離反応に関する高エネルギー電子の閉じ込め時間 τ (または閉じ込め長さ λ_c)がある。 τ が小さいということは、電離反応を起こす前に電子が壁面に損失するか、電離反応以外の衝突を起こしてエネルギーを失うことを意味する。イオン生成コストを低減するには、イオン損失率の低減(=イオン引き出し率の増大)だけでなく τ を大きくすることも有効である。

直流放電型イオンラスターでは陰極から放出した一次電子を閉じこめるために最低でも2つの手段を用いているといえる。一つは放電室半径方向の拡散を抑制するためのカスプ磁場もしくは発散磁場(カウフマン型)であり、もう一つはスクリーングリッドをなるべくカソードに近い電位まで下げることである。後者はイオンのスパッタによるグリッド寿命の制限につながっている。このほかの工夫として発表されているものに、壁陽極ではなくリング陽極をカスプとカスプの間に設けると

いうことがある⁹⁾。これは6.5節で紹介した中間電極と全く同じ形であるが、この中間電極そのものを陽極とし、本来陽極であった壁全体をスクリーングリッドと同じように負にしてしまうものである。これにより一次電子ばかりか熱電子までも壁から反発されて閉じ込め時間が大幅に10倍程度も改善される。このリング陽極はある程度の表面積がないと強い磁石を使った場合放電自体が不安定になるらしいが、イオン生成コストは278 eV/ionだったものが221 eV/ionまで下がる。これは磁場によるプラズマの閉じ込めに加えて、静電的にイオンや電子の流れを制御することで、性能の向上を測るということである。EXP型イオンスラスタは研究の歴史が浅いことに加え、もともと無電極の放電であり、放電室を構成する壁や磁石はすべて同電位であることから、静電的な手法で性能改善を行うという試みはこれまでなされていない。

本研究では、磁石表面の電位状態を制御することで、イオン損失の抑制と電子を反発することによる電子閉じ込めの向上を期待して、いくつかの工夫を施した性能改善実験を行った。

磁石表面の状態は以下の3通りである。

1. 従来通り磁石をプラズマにさらした状態。
2. 磁石表面を絶縁材のテープで覆う。
3. 磁石表面を絶縁材のテープで覆いその上に導電性テープをはる。このテープを内部電極とし、様々な電位にバイアスする。

6.7.1.内部電極の浮動によるコスト低減効果

まず始めに、全ての磁石上に内部電極を設けた状態で、各電極を浮動にした時の性能の変化を調べた結果を表6-1に示す。

表 6-1 内部電極浮動実験結果(50 W, 0.1 mTorr)

Case	Status	Magnet 1 V_{w1} (V)	Magnet 2 V_{w2} (V)	Magnet 3 V_{w3} (V)	Ion Beam Production Cost (eV/ion)
0	All GND	0	0	0	775
1	1 Floating	0.6	0	0	775
2	2 Floating	0	-1.65	0	776
3	3 Floating	0	0	-1.65	760
4	1, 2 Floating	0.6	-1.7	0	778
5	2, 3 Floating	0	-14	-13.8	859
6	1, 3 Floating	0.5	0	-1.7	762
7	All Floating	0	0.6	-13.7	851
8	All Floating	-10.5	-17.5	-17.9	1012

これらの場合のイオンビーム生成コストの測定結果は、マイクロ波の整合の具合によってばらつき(いくつものモードと思われる)が存在し、内部電極をすべて接地した場合で 700 eV/ion, 775 eV/ion, 850 eV/ion という 3 つの典型的な結果が得られている。これは恐らく放電室内部の表面状態を大きく左右する電極が取り付けられたことによる、マイクロ波の電界強度分布への悪影響であろう。これらのモードのうち、もっとも再現の容易な 775 eV/ion のモードについて内部電極の電気的な接続状態を変えてコストを測定した。この実験は、電極を浮動にすることでその場所での高エネルギー電子のロスを減少させることをねらったものであるが、結論から言うと思ったほどの効果が得られなればかりか、性能が悪化する場合もあった。

最も状態の変化がコストに与える影響が小さいのが電極 1(Base Plate 上の磁石列)であった。これは Case 0 & Case 1, Case 2 & Case 4, Case 3 & Case 6, Case 5 & Case 7 の比較から明らかである。電子温度分布測定の結果によると、最上流の磁石 1 の近傍には高温電子がみられない。このため内部電極は浮動にしたときに電子ほとんど集めず、むしろイオンを集めて若干正に帯電する傾向がある。

逆にわずかながら確実に再現性を持ってコストが改善されるのが、電極 3(グリッドに近い側の磁石列)を浮動にした場合である。今回の測定には前述の 3 つの放電モードのばらつきがあるにもかかわらず、すべての場合において電極 3 を浮動にすることは、モード間のコストのばらつきを下回る程度ではあるものの、確実にイオンコストを 10-15 eV/ion 程度低減することが分かった。

最悪の性能になるのは、電極 2, 3 をともに浮動にした場合 (Case 5, Case 7, Case 8) である。全てを浮動にした場合については、同じセッティングでも場合によって (Case 7 と Case 8) でかなり異なった浮動電位分布が得られた。これはプラズマの電位の基準となる壁面がイオンコレクタだけになってしまったため、プラズマ電位分布がはっきりと定まらないことに起因すると考えられる。コストが高い場合は電極 3 が大きく負に帯電することが共通している。性能の劣化は電子電流の回収が妨げられすぎたことが原因でグリッドでのイオン電流の引出が困難になったためと考えられる。

今回用いた内部電極は磁石表面を覆ってしまうものであったため、内部電極を電離エネルギー以上のエネルギーを持つ電子を反発するに十分なほど大きく負に帯電させることはできなかった。高エネルギー電子の存在領域に限り非常に局部的に浮動にすることができれば、電子の閉じ込めを良くすることができるであろう。しかし、内部電極の幅を細くすることでこれを実現するためには周方向にプラズマが均一に分布しており、磁石表面での電子エネルギー分布が既知である必要がある。プラズマの分布変化に柔軟に対処して、磁石表面を局部的に負に帯電させるには、今回のような電極を用いるのではなく磁石表面を絶縁物で覆い、それを露出させたほうが良いと思われる。そうした場合の結果は 6.7.3 節で紹介する。

6.7.2. 内部電極のバイアスによるコスト低減効果

内部電極を浮動にすることによる電極電位の低下が十分でなかったため、三つの電極から一つだけを選んで外部から電圧をかけてみた。実験中はビーム電流をモニターし、これが極大になるように電圧を設定した。その結果、放電圧力によって効果の程度が異なるものの、電極 1 を負 (-18 V)、または電極 2 を正 (+30 ~ +60 V)、または電極 3 を負 (-10 ~ -20 V) に設定すれば最大で 120 eV/ion ものコスト低減が可能となった。電源を複数使ってこれらの電極を独立にバイアスすればさらにコストを下げられる可能性もある。この直流電源による入力電力はそれぞれの電極について 1 W, 3~18 W, 1 W 程度であるため、マイクロ波との合計電力は 50 W より大きくなっている。マイクロ波だけで 50 W から 60~70 W にパワーアップした場合はコストが上昇する傾向があることが分かっているため、実

際の性能改善量は、(特に放電圧力が高いときは、)見た目以上に大きい。具体的なコストの値については次の節で紹介する。

6.7.3.磁石表面の絶縁によるコスト低減効果

6.7.1の実験から磁石表面を導体で覆いそれを浮動にするだけではコストの低減が見込めないことが分かった。また、6.7.2の実験から直流電源を追加することで、性能が改善する場合があることが分かった。この ECR 放電に直流放電を重畳した場合で、最高の性能を発揮できる作動条件を調べるべく、磁石 1, 3 をカプトンテープで絶縁し、内部電極 2 のみを正にバイアスした実験を行った。また内部電極 2 を接地した場合や、磁石 2 も含めてすべての磁石表面を絶縁した場合のコストも測定した。

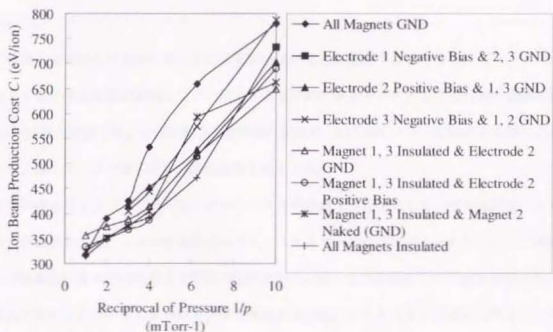


図 6-12 内部電極のバイアス、磁石表面の絶縁によるイオン生成コストの低減

図 6-12 に 6.7.2 節の結果を含めた実験結果を示す。どの場合も放電圧力によってコストが大きく変化するが、その変化の具合は圧力によっては直線的でなく、磁石表面の状態による性能変化も複雑であり、どの場合が最も優れているというふうには、にわかには決めがたい。しかしここにあげた

結果をみると、推進剤利用効率の高い場合の作動範囲に相当する 0.1-0.3 mTorr では、いずれの工夫もある程度のコスト低減効果があることが分かる。その低減効果は圧力によって異なり、低圧時に有利なもの、高圧時に有利なものなど様々である。

全体的に見て 1,3 の磁石列については、接地した内部電極もしくは露出した磁石を用いるよりは、表面を絶縁物で覆う方が性能が良いことが分かる。0.1, 0.16 mTorr など圧力が低いときは電極をバイアスする効果は、磁石表面を絶縁する効果に及ばない。0.25, 0.33, 0.5 mTorr の中程度からやや高い圧力では 1,3 を絶縁し 2 をバイアスした場合がもっともコストが小さくなっているものの、すべての磁石表面を絶縁した場合との差はごくわずかである。ただし前述のように電極 2 をバイアスした場合は放電電力の合計が 2 割以上大きくなっているため、それにとまなうコスト上昇が本来あることを考えれば、見た目以上の性能改善があるといえる。1.0 mTorr というイオンスラスタとしての通常の作動範囲を超える高い放電圧力時には、従来のすべての磁石がむき出し(GND)の状態が一番性能が良かった。

磁石表面の静電的な状態が性能に与える影響は次のように説明できるだろう。

上流と下流の磁石表面の絶縁により、流入する電子のエネルギーに応じて局所的に絶縁材表面が -40V 以下に負に帯電する。これが電子を静電的に反発し、磁石間のミラー磁場による閉じ込めと合わさって、高エネルギー電子の閉じ込め時間を長くする。

真ん中の磁石を正にバイアスすることで、コストが低減する理由として、その場所でのイオン損失の低下があげられる。これは直流放電型イオンスラスタで過去に試みられた、リング状の内部電極や内部陽極による性能改善方法と同じ理屈である。真ん中の磁石は二つの ECR 領域からのイオンの流入を受けるため、この正のバイアスの効果が他の磁石よりも大きいと考えられる。このバイアスはイオン損失を低減する反面、高エネルギー電子の損失を増大する危険性ははらんでおり、これが性能の劣化につながる要因にもなる。事実、バイアス電圧を 80V 以上にすると放電が突如停止してしまう。これは ECR 領域の電子が電極に失われるためと、静電的に加速されすぎて電離衝突の断面積を失って電離に寄与しなくなるためと思われる。

6.7.4.まとめ

これまでのマイクロ波放電を利用したイオンスラスタでは、全ての磁石を壁やスクリーングリッドと同電位(GND)にしてきたが、これはイオン生成コストを下げるという観点からは決して好ましくないことが分かった。イオンビーム生成コストを低減するには、どの圧力レンジで作動させるかによって磁石の表面の電気的状態をいろいろ検討すべきである。どんな圧力レンジでも万能と言えるような方法はなく、シミュレーションであらかじめ性能を予測することもできないため、どの磁石の表面を絶縁すべきかを試行錯誤で検討する必要がある。

直流電源を追加して2列目の磁石だけを正にバイアスすることは今回の結果では、場合によっては電極表面の絶縁を上回るイオンコストの改善を可能にした。しかし、イオンスラスタのシステムとしては電源個数を増やすことは ECR 型のメリットを損なうことになる。今回実現した程度のコスト低減量であれば、搭載電源を増やすデメリットのほうが大きく、全ての磁石表面を絶縁材で覆う方法のほうが優れていると言える。

しかしながら、今後イオンスラスタのハイパワー化を目指すとき、ECR と直流のハイブリッド型の放電も試みる価値があるだろう。本実験で得られたイオンコストの改善だけでなく、放電用電源効率の向上につながるからである。これは ECR 領域のプラズマを陰極(カソード)として扱う放電の一種であり、この種のイオン源の研究は 89 年に日立のグループが発表している⁴⁸。従来型の電子衝撃型イオンスラスタのうちホローカソードを用いるものは、やはりこのプラズマカソードを利用した放電と言える。

内部電極の浮動、バイアスおよび磁石表面の絶縁による性能向上の原因を完全に説明するには、放電室内のイオン、電子それぞれの流れを把握しなければならず、実験だけで解明するのは難しいと思われる。今後のプラズマシミュレーションの技術の発展が期待される。

6.8.スラスタ設計のための指針

ECR 型イオンスラスタを設計するとき、二つのアプローチが存在する。一つは既に述べたように、永久磁石の近くに生成するほぼカットオフ密度に等しい高密度、高電子温度のプラズマに、加

速電極をなるべく近づけて性能の向上を図るものである。これは放電室直径が10 cm程度(電力にして300 W級)の比較的小型のイオンスラスタを開発していくなかで生まれた考え方といえる。この方針に従って設計されたスラスタの特徴としては、グリッド位置でのプラズマの均一性に乏しく、特に中心軸上でのビーム電流値が小さくなりがらであることがあげられる。このため、推進剤利用効率を最大にするためにはグリッドの中心に近づくほど穴の口径を小さくするなどの最適化が必要となる。MUSES-C用の ECR 型イオンスラスタはテーバー状の放電室を採用することで、プラズマ生成領域をグリッドに近づける工夫をしており、イオン生成コスト 250 eV/ion、推進剤利用効率 90 %を達成している。このスラスタのグリッドの中央部の開口率を小さくするなどの最適化と、本研究で有効性が確かめられた放電室内壁の絶縁を併用すれば、さらなる性能向上が見込める。直流放電型のスラスタでも10 cmクラスの小型のスラスタではイオン生成コスト 200 eV/ion以下を達成することは難しく、このクラスの ECR 型イオンスラスタの性能は直流放電型と比べても遜色ないものになるだろう。マイクロ波電源の性能が向上すれば、システムの単純性と合わせて ECR 型がますます有利になり、広く活用されていくと思われる。

今後、30 cmクラス等の大型スラスタを設計する場合に、強磁場領域のプラズマをすぐさま引出すという同様の方針で設計するとどのようになるだろうか。放電室側壁の磁石列だけでは放電室中央に濃いプラズマが生成できないため、図 6-13の左のイラストのように上流側の背面壁上に同心円状の磁石列を何列も並べることになるだろう。こうした場合、複数のアーチ状 ECR プラズマが存在することになるが、本研究で明らかになったとおり、これらのプラズマの密度や電子温度などの特性が均一になる保証はなく、場合によっては特定の磁石列の間でしかプラズマが生成しないということにもなりかねない。また、カusp磁場を用いた直流放電型イオンスラスタの特徴として大型にするほど性能が向上するという点があげられるが、ECR 型でこのようなやり方のままスラスタを大型化しても、プラズマ生成領域は放電室の直径に比例してしか増大しないため、単に小型のスラスタをクラスター化すると同じで大型化によるさらなる性能の向上は期待できない。このように本研究で行ったような放電室長を短くする、または放電室をテーバー状にしてプラズマ生成領域をグリッドに近づけるというやり方で大型化するには、解決すべき問題がまだあると思われる。

が、うまく各部分の ECR プラズマにマイクロ波パワーを均等に分配するようなマイクロ波導入方法を確立できれば、スケーリング則が単純であることから、様々なサイズのスラスタを容易に設計できるようになるだろう。

これに対して、本研究では試みていないが、電気推進²⁹やプロセス用イオン源³⁴の分野で行われているもう一つのアプローチが存在する。それは同じく永久磁石で磁場を形成するものであるが、直流放電型のリングカスプイオンスラスタに近い磁石配置を採用するものである。すなわち、先の強磁場領域でプラズマ生成するタイプと異なり、マイクロ波導入部の磁石を除けば磁石列どうしの間隔を比較的大きく取るなどして、放電室中央部に大きな弱磁場領域を持たせるのである。放電室の上流部分のマイクロ波導入部に近い磁石で高エネルギー電子を作り、それを下流の弱磁場領域に導いて大きな体積を利用して、均一なプラズマを作るというわけである。この手法ではプラズマ密度が小さくなることが避けがたいため、推進剤利用効率を高く維持することが困難と思われる。将来、より高い周波数のマイクロ波電源の効率が向上すれば、マイクロ波周波数を高くすることで高密度プラズマを生成して利用効率の改善が可能となるだろう。密度を犠牲にする代わりにプラズマの均一性は高まるため、グリッドの設計が容易になる。また、イオン電流密度が低いことからグリッドの寿命を長くできるという見方もできる。このタイプのイオン源で加速電極を用いてイオンビームを抽出して性能を取得したものはまだないが、本研究と同様グリッドで回収したイオン電流から見積もったイオン生成コストは 30 cm クラスのイオン源で 150 eV/ion 程度とかなり良い値を記録している。こうした弱磁場領域でのプラズマ生成によりイオンコストを低減させる手法は、弱磁場領域の体積を稼げる大型スラスタでならでのものであり、さきの強磁場領域のみでプラズマ生成するタイプとどちらが有利になるか、今後の研究が注目される。

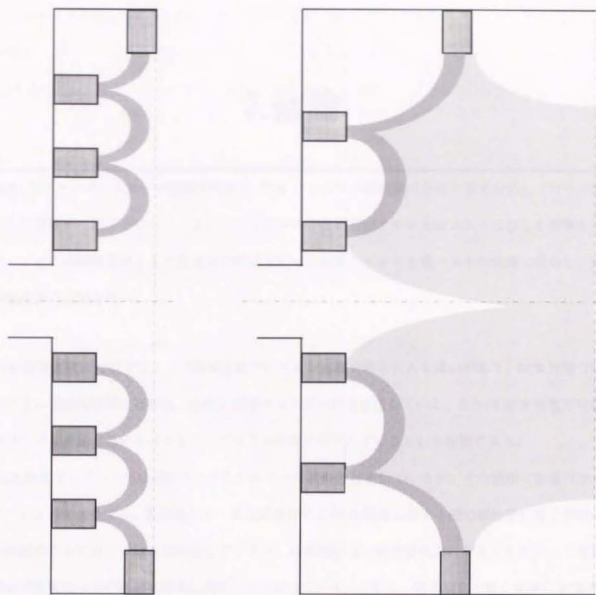


図 6-13 ECR 型イオンスラスタ大型化の概念図
 強磁場・高イオン電流密度タイプ(左)と弱磁場・低イオン電流密度タイプ(右)

7. 結論

ECR 型イオンスラスタの放電室内部の ECR プラズマの物理量の分布を発光分光とプローブ測定により実験的に明らかにした。また、プラズマの分布状態がイオン生成コストに与える影響を調べた。これらの結果を踏まえて放電室の改良を行った結果、イオン生成コストの低減に成功し、推進性能改善の指針を得た。

ECR 放電と直流放電ではカusp磁場領域でのイオン密度分布に大きな違いがあり、ECR 放電では磁石に近い強磁場領域に高密度、高電子温度のプラズマが局在化している。これは ECR 放電では磁場がプラズマの閉じ込めだけでなく、プラズマ生成に寄与しているという証拠である。

ECR 放電でのプラズマは磁石間にまたがるアーチ状の分布をしているが、その様相は放電パラメータによって変化する。低放電圧力・低放電電力では ECR 磁場に接する磁力線付近に電子密度と電子温度がともに高い領域が局在化しているが、高放電圧力・高放電電力になるにしたがって高密度領域が放電室中央の弱磁場領域に向かって広がっていく。しかし、電子温度が高い領域は ECR 磁場に接するように通過する磁力線上にとどまり、そのピークの値が変わることがあっても、その位置が移動することはない。このように電子密度の高い領域が強磁場側から弱磁場側に向かって移動する現象は高域混成波共鳴で説明できる。

ECR 放電ではプラズマ生成部が強磁場領域に存在するため、同様のリングカusp磁場を持つ直流放電に比べて、磁石表面でのイオン損失分布の広がり、トータルの損失電流が大きい。放電室の設計が適切でない場合、全生成イオンに占める損失イオンの割合(イオン損失率)が6-9割と非常に大きくなり、イオン生成コストを大きくしてしまう。

加速電極を ECR 領域付近のイオン飽和電流の大きい場所に近づけることで、イオンの引き出し効率を高め、すなわちイオン損失率を低減してイオンコストを下げることができた。このことから、ECR 型イオンスラスターの放電室は、直流放電型のそれと異なり、軸方向にはなるべく短く設計すべきであることが分かった。

さらに、最上流と最下流の磁石列については表面を絶縁物で覆うことで ECR 領域の電子の閉じ込めを改善しイオン生成コストを低減できることが分かった。また、2つの ECR 領域に挟まれる中央の磁石列については、放電圧力に応じて、磁石をプラズマに露出させるか、表面を絶縁物で覆うか、表面に取り付けた内部電極を正に大きくバイアスするかを選択することで、イオン生成コストを最小にすることができた。

イオンコスト低減に内部電極のバイアスは有効であるものの、ECR 型イオンスラスターの利点である電源数の低減による単純化に反する。しかしながら、内部電極をバイアスするという一種の ECR 放電と直流放電の重ね合わせは、放電用電源の効率を改善することになるため、将来のスラスターの大型の際には一考に値する。これに対し磁石表面を絶縁する方式は、比較的簡単に実現できる上に ECR 型が持つ利点を何一つ損なわないため、ぜひとも採用すべきである。

8. 付録

8.1. イオン源図面



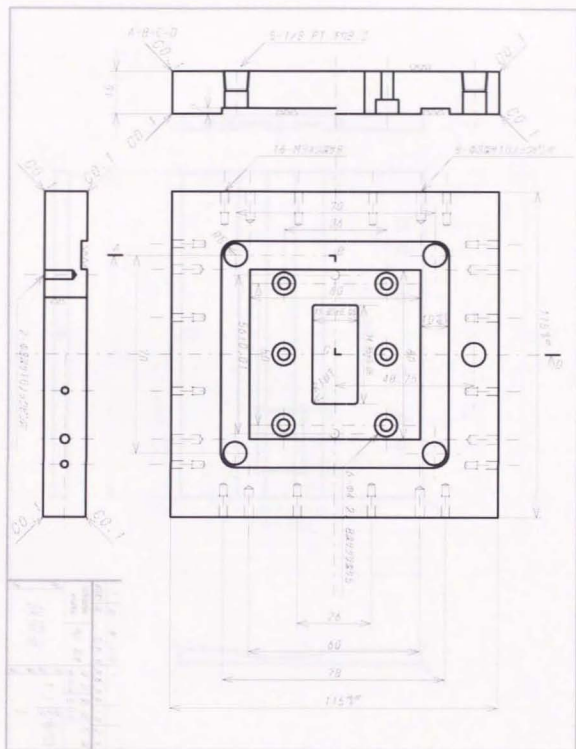


图 8-1 放电室底板

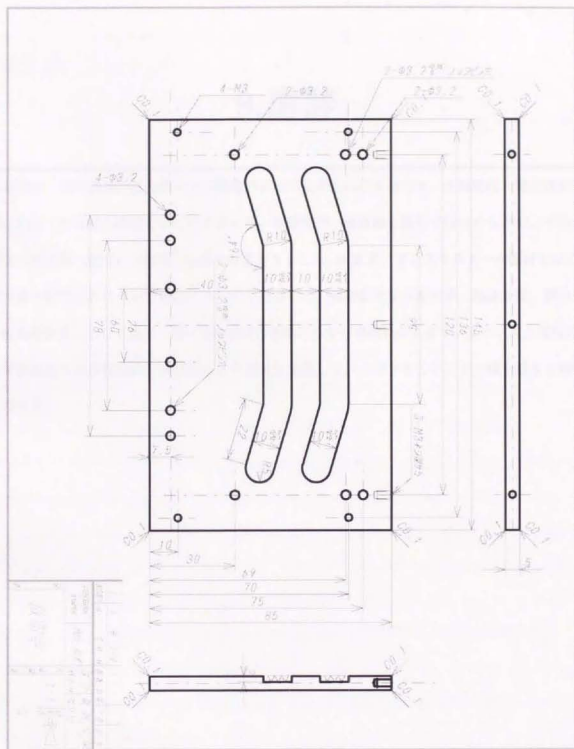


图 8-5 放电室下板

9. 謝辞

本研究は、荒川義博教授の多大なご指導のもとに完成されたものです。学部時代と博士課程の4年間、数多くの有益な助言をいただきました。本研究の一部は修士課程で行ったもので、宇宙科学研究所の栗木恭一教授に2年間ご指導をたまわりました。ECR型イオンスラスタの設計をはじめ、実験方法や研究方針について相談にのってくださった、栗木研究室の都木恭一郎助教授、國中均助手、佐島新助手、そして荒川・栗木両研究室の皆様から感謝いたします。また、博士課程の間、日本学術振興会には特別研究員制度により研究を支援していただきました。この場を借りてお礼申しあげます。

参考文献

- ¹ Robert L. Sackheim, "Electric Propulsion: The Next Real Breakthrough in Space Transportation," IEPC-93-061.
- ² J.E.Pollard, "Electric Propulsion Flight Experience and Technology Readiness," AIAA-93-2221.
- ³ S.Shimada, et al. "Ion engine system for north-south station keeping of Engineering Test Satellite VI," AIAA-87-1005.
- ⁴ Kaufman,H.R., NASA TN D-585, 1961.
- ⁵ Groh,K.H. et al., "Development Status of RIT Ion Engines," AIAA-90-2671.
- ⁶ Root,J. et al., "Recent Work on a Microwave Ion Source," IEPC-84-90.
- ⁷ 佐島新, 「マイクロ波による電気推進イオン源」, 東京大学大学院工学系研究科修士論文.
- ⁸ 堀内康男, 「マイクロ波放電イオンズラスター」, 東京大学大学院工学系研究科修士論文.
- ⁹ 「小惑星サンプルリターン計画書」, 宇宙科学研究所小惑星探査ワーキンググループ 1994年3月.
- ¹⁰ H.Kuninaka et al., "Development of Ion Thruster System for Interplanetary Missions," IEPC-93-198.
- ¹¹ Nishiyama, K., Satori, S., Kuninaka, H., Kuriki, K. and Wegmann, Th, "Plasma Diagnostics inside a Microwave Discharge Ion Thruster using Tunable Laser Diodes," *24th International Electric Propulsion Conference*, September 13-17, 1995, Moscow, IEPC 95-196.
- ¹² 西山和孝, 「マイクロ波放電型イオンズラスター」, 東京大学大学院工学系研究科修士論文.
- ¹³ Stix, T. H., "The Theory of Plasma Waves," McGraw-Hill, Inc., 1962.
- ¹⁴ Yasaka, Y., et al., "Two-dimensional Modeling of Electron Cyclotron Resonance Plasma Production," *J. Appl. Phys.*, Vol. 72, No. 7, 1992.
- ¹⁵ Gopinath, V. P. and Grotjohm, T. A., "Three-Dimensional Electromagnetic PIC Model of a Compact ECR Plasma Source," *IEEE Transaction on Plasma Science*, Vol. 23, No. 4, 1995.
- ¹⁶ 市村智, 「電子サイクロトロン共鳴型マイクロ波イオンズラスター」, 東京大学大学院工学系研究科修士論文.

- ¹⁷ Ivanov, Yu. A., Lebedev, Yu. A. and Polak L. S., "Probe Measurements in a Microwave Discharge," *Sov. Phys. Tech. Phys.*, Vol. 21, No. 7, July 1976.
- ¹⁸ Chen, F. F., "Plasma Diagnostic Techniques," Chapter 4., Academic Press, 1965.
- ¹⁹ Namura, T., et al., "Effects of Permanent Magnet Arrangements and Antenna Locations on the Generation of Multicusp Electron Cyclotron Resonance Plasma," *Rev. Sci. Instrum.* Vol. 63, No. 1, 1992.
- ²⁰ Yamamoto, M., Sato, T. and Takubo, T., "Optical emission spectroscopy for the determination of electron energy distribution function in a He-Ar glow discharge plasma," *J. Spectrosc. Soc. Japan (Bunko Kenkyu)*, Vol. 38, pp. 300-303, 1989.
- ²¹ Heddle, D. W. O. and Gallagher, Jean W., "Measurements of electron impact optical excitation functions," *Reviews of Modern Physics*, Vol. 61, No. 2, April 1989.
- ²² Ballou, James K. et al., "Electron-Impact Excitation of the Argon Atom," *Physical Review A*, Vol. 8, No. 4, October 1973.
- ²³ Tsurubuchi, S. et al., "Electron-impact emission cross section of Ar," *J. Phys. B*, Vol. 29, 1996.
- ²⁴ Latimer, I. D. and John, R. M. St. "Simultaneous Excitation and Ionization of Argon by Electrons to the Upper Laser States of Ar," *Physical Review A*, Vol. 1, No. 6, June 1970.
- ²⁵ Feltsan, P. V. and Povch, M. M., "Excitation of Argon Ions by Electron-Atom Collisions," *Optics and Spectroscopy*, Vol. XXVIII, No. 2, February 1970.
- ²⁶ Maeda, M. and Amemiya, H., "Electron Cyclotron Resonance Plasma in Multicusp Magnets with Axial Magnetic Plugging," *Rev. Sci. Instrum.* Vol. 65, No. 12, December 1994.
- ²⁷ Arakawa, Y. and Hamatani, Ch., "Reduction of Plasma Loss to Discharge Chamber Walls in a Ring-Cusp Ion Thruster," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 3, No. 1, January-February, 1987, pp. 90-91.
- ²⁸ Samukawa, S., Nakamura, T., Ishida, T. and Ishitani, A., "Optimally Stable Electron Cyclotron Resonance Plasma Generation and Essential Points for Compact Plasma Source," *Jpn. J. Appl. Phys.* Vol. 31 (1992) pp. 4348-4356.
- ²⁹ Yoshida, H. and Sugawara, T., "Ion Beam Production Cost of a Xenon Cusp Ion Thruster," *AIAA-87-1077, 19th International Electric Propulsion Conference*, Colorado Springs, Colorado, May 11-13, 1987.

- ³⁰ Arakawa, Y. and Hamatani, C. "Analysis of Plasma Loss in a Ring-Cusp Ion Thruster." AIAA-87-1079, *19th International Electric Propulsion Conference*, Colorado Springs, Colorado, May 11-13, 1987.
- ³¹ Hirakawa, M. and Arakawa, Y., "Plasma Particle Simulation in Cusped Ion Thrusters," IEPC-93-242, *23rd International Electric Propulsion Conference*, Seattle, WA, September 13-16, 1993.
- ³² 宮本健郎, 「プラズマ物理入門」, 岩波書店, 1991.
- ³³ Leung, K. N., Hershkowitz, Noah, and MacKenzie, K. R., "Plasma Confinement by Localized Cusps," *The Physics of Fluids*, Vol. 19, No. 7, July 1976.
- ³⁴ Kawamura, T., et al., "Stochastic Model of Electron-Cyclotron Heating in a Magnetic Mirror," *Nuclear Fusion*, Vol. 11, 1971.
- ³⁵ Tokar, Robert L., and Gary, S. Peter, "The Whistler Mode in a Vlasov Plasma," *Physics of Fluids*, Vol. 28, No. 4, 1985.
- ³⁶ McVey, B. and Scharer, J., "Measurement of Collisionless Electron-Cyclotron Damping along a Weak Magnetic Beach," *Physical Review Letters*, Vol. 31, No. 1, 1973.
- ³⁷ Tanaka, M, et al., "Overdense Plasma Production Using Electron Cyclotron Waves," *Journal of The Physical Society of Japan*, Vol. 60, No. 5, May, 1991.
- ³⁸ Muta, H., et al. "One-Dimensional Simulation of Microwave Propagation in Electron Cyclotron Resonance Plasmas," *Jpn. J. Appl. Phys.* Vol. 36, Part 1, No. 2, 1997.
- ³⁹ Canobbio, E., "Gyroresonant Particle Acceleration in a Non-Uniform Magnetstatic Field," *Nuclear Fusion*, Vol. 9, 1969.
- ⁴⁰ Satori, S., Kuminaka, H. and Kuriki, K., "300 Hours Endurance Test of Microwave Ion Thruster," IEPC 95-89, *24th International Electric Propulsion Conference*, Moscow, Russia, September 19-23, 1995.
- ⁴¹ 安部英太郎, 「マイクロ波」, 東京大学出版会, 1983.
- ⁴² Brophy, J. R. and Wilbur, P. J., "Simple Performance Model for Ring and Line Cusp Ion Thrusters," *AIAA Journal*, Vol. 23, No. 11, 1985.
- ⁴³ 浜谷千波, 「カスプ磁場型イオンスラスタにおけるプラズマ解析」, 東京大学, 博士論文, 1989.

-
- ⁴⁴ 市村智、他、「永久磁石を使用した ECR イオン源プラズマのプロープ測定」、電気学会プラズマ研究会、EP-94-91、1994 年。
- ⁴⁵ Dugan, J. V. and Sovie, R. J., "Volume Ion Production Costs in Tenuous Plasmas: A General Atom Theory and Detailed Results for Helium, Argon, and Cesium," NASA TN D-4150, 1967.
- ⁴⁶ 平川美晴、他、「マイクロ波放電式イオンスラスタ放電室のプラズマ解析」、第 41 回宇宙科学技術連合講演会、97-11-1、1997 年 10 月 22 日。
- ⁴⁷ 荒川義博、浜谷千波、岩崎晃、「カスプ磁場を用いたイオンスラスタの放電プラズマ」、日本航空宇宙学会誌、第 34 巻、第 392 号、1986 年 9 月。
- ⁴⁸ Hakamata, Y., Iga, T., Natsui, K. and Sato, T., "Bucket Type Ion Source Using A Microwave Plasma Cathode." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B37/38 (1989) 143-146.
- ⁴⁹ Goede, H., "30-cm Electron Cyclotron Plasma Generator," Journal of Spacecraft, Vol. 24, No. 5, 1987.

