

# 目次

## 第 1 章 序論

1-1 研究背景.....	3
1-2 マイクロ波放電式中和器の性能低下.....	5
1-3 研究目的.....	7

## 第 2 章 中和器

2-1 イオンエンジンの原理.....	8
2-2 マイクロ波放電式イオンエンジン.....	10
2-3 中和器	
2-3-1 中和器の概念.....	11
2-3-2 ホローカソード.....	13
2-3-3 マイクロ波放電式中和器.....	16
2-4 ECR プラズマ.....	18
2-5 磁気ミラー.....	21

## 第 3 章 レーザートムソン散乱法

3-1 レーザートムソン散乱法の原理.....	23
3-2 電子温度の算出.....	27
3-3 電子密度の算出.....	29

## 第 4 章 実験装置及び実験方法

4-1 真空容器.....	30
4-2 マイクロ波伝送系.....	32
4-3 制御系.....	33
4-4 計測用中和器	
4-4-1 外部計測用中和器.....	35
4-4-2 内部計測用中和器.....	38
4-5 レーザートムソン散乱計測.....	41

4-6	電子引き出し部.....	45	
<b>第5章 実験結果及び考察</b>			
5-1	中和器の外部計測結果及び考察.....	46	
5-2	中和器の内部計測結果及び考察.....	48	
<b>第6章 結論.....</b>			50
参考文献.....		51	
謝辞.....		54	

# 第 1 章 序論

## 1-1 研究背景 1,2,3,4,5,6,7

近年，人工衛星の利用や惑星探査といった宇宙開発が世界各国で実施されている．日本では，イオンエンジン $\mu 10$ を搭載した小惑星探査機「はやぶさ」が小惑星イトカワからサンプルを採取後，2010年に地球へ帰還に成功した．これにより，マイクロ波放電式イオンエンジンが世界で初めて実証され，その有用性を証明することができた．さらに2014年には，はやぶさの後継機「はやぶさ2」が打ち上げられ，地球から約3億km離れた小惑星リュウグウからのサンプルリターンの実現を目標として現在も運航を続けている．

イオンエンジンは，深宇宙探査以外にも人工衛星用のエンジンとして応用されている．1957年，旧ソ連により世界初の人工衛星「スプートニク1号」が打ち上げられた．それ以降，21世紀初頭までに数千もの人工衛星が打ち上げられおり，現代において天気予報やGPS機能など生活をする上で必要不可欠な存在となっている．人工衛星や宇宙ステーションなどは，地球が楕円球であること，空気抵抗の存在，太陽や月の引力による摂動があるなどの理由により，姿勢制御・軌道制御用として推進機を搭載している．現時点で，人工衛星の寿命を決定するのは機体の耐久性ではなく推進剤の枯渇であり，小型衛星においてはサイズの制約があるため，高燃費の推進機開発が必須となる．現在，高燃費の推進を実現するものとして利用されているのが電気推進である．

電気推進とは，電気エネルギーを推進剤に加えることで反力を得る推進機である．地球上からの打ち上げに使用される化学推進とは異なり，静電気力や電磁力を利用するため，化学推進に対し比推力（推進剤流量あたりの推力）を1桁以上大きくすることが可能である．それ故，推進剤の消費量を低減できるため，化学推進では達成できない長距離ミッションが可能となる．代表的な電気推進の例として，アークジェット，ホールスラスタ，イオンエンジンがある．特に，イオンエンジンは他の電気推進機に比べ比推力が高く，長期間の人工衛星の運用や深宇宙探査に適しており，その中でもマイクロ波放電式イオンエンジンは，プラズマ生成にマイクロ波を使用しており，長寿命という特徴を持つ．JAXAの宇宙科学研究所では1997年からの18000時間と2000年からの20000

時間の耐久試験が実施され、はやぶさのミッションにおいてイオンエンジン 4 台の積算で 40000 時間を達成し、世界一の実績を残した。

以上のように、マイクロ波放電式イオンエンジンは小型推進機としての信頼性や実用性が高まっており、はやぶさに代表されるように小型衛星への推進系の需要は年々増加している。最近では、観測における分解能の向上やセンサの小型化・低電力化が図られ、災害監視や地球観測など様々な分野への応用が期待されている。宇宙空間にある衛星の残骸であるスペースデブリには、地球近傍でのミッションが終了もしくは続行不可能と判断された場合、地球に向けて軌道を外し、大気圏で燃やす機能を搭載しているものがある。その機能の不具合が生じた場合、衛星は軌道を外れることはできないが、推進機を搭載している場合は軌道修正、姿勢制御を行うことができる。また、推進剤が枯渇した場合は地球の微重力により自動的に軌道を外れるため、衛星をスペースデブリにせず済む。現在、国際的な小型衛星の市場は活発化しており、今後、小型推進機の役割がより一層重要になると考えられる。以上より、マイクロ波放電式イオンエンジンは、高い信頼性や実用性に応えることができる小型推進として期待されている。

MUSES-C 計画におけるマイクロ波放電式イオンエンジン $\mu 10$ は、ミッション中、中和器に問題が発生した。中和器とは、電子を放出することでイオンを中和する装置であり、宇宙機が負に帯電することでイオンが逆流し、十分な推力が得られない事態を防ぐ。 $\mu 10$ は 1 つのエンジンで 14000 時間以上という最長作動実績を上げたが、劣化による不具合を見せた。4 機搭載された内の 1 機はイオン源の点火不良、残りの 3 機については中和器が想定より早く寿命を迎え、運用停止の危機に瀕した。しかし、バックアップ回路により、残る 1 機の中和器とイオン源を組み合わせたクロス運転を行うことで危機を脱出し、最終的に地球帰還を果たすことができた。この MUSES-C 計画の成功により、マイクロ波放電式イオンエンジンシステムの耐久性の高さが証明された。今後は、中和器の小型化や大型化といった様々な形状の中和器への応用が期待されており、現在でも引き続き研究が実施されている。

## 1-2 マイクロ波放電式中和器の性能低下<sup>8,9,10</sup>

小惑星探査機「はやぶさ」に搭載されたイオンエンジン  $\mu 10$  は、JAXA の宇宙科学研究所の電機推進工学部門にて研究開発されたマイクロ波放電式のイオンエンジンである。宇宙科学研究所でのマイクロ波放電式イオンエンジンの開発は 1980 年代に開始され、1989 年には 1 号機 Y-1 が完成した。その後、改良が重ねられた結果、2001 年には  $\mu 10$  において、推進剤利用効率 4 倍、イオン生成コスト 1/10 倍の性能向上に加え、20000 時間の耐久性を達成した。 $\mu 10$  に搭載された中和器は、従来の直流放電式ではなく、プラズマ化の際に電極を必要としないマイクロ波放電式を採用している。投入マイクロ波電力は 8 W、ガスは Xe を使用し、その流量は 0.5 sccm(standard cubic centimeter per minute : 標準状態における 1 分あたりの体積流量)であり、中和するための電子電流が、実際に推力を得るためにイオンを放出しているイオン源と同等の 135 mA で中和器電圧が 22 V 程度となる。

中和器の性能低下の原因としては、中和器電圧の上昇が挙げられる。中和器電圧が上昇すると、消費電力が増大するばかりでなく、最終的にはイオンエンジンが停止し、宇宙機を加速できなくなる。表 1-1 に、はやぶさの各スラスタ及び、耐久試験時の中和器の作動時間と電圧上昇値を示す。なお、中和器 A に関してはイオンエンジン A の不具合によりミッション終盤まで使用されなかったため記載していない。表 1-1 において、中和器 B 及び D における 80V の電圧上昇は、中和器電源の容量に等しい。中和器が電子源として機能するためには、任意の中和器電圧が必要であるが、これは十分な電圧を印加できなくなったことを意味しており、その結果、中和器 B と D は機能しなくなったと考えられている。図 1-1 に、はやぶさに搭載された中和器と、同じモデルでの耐久試験時の中和器の電圧、引き出し電子電流及びマイクロ波反射電力の指示値の変遷を示す。マイクロ波反射電力は指示値であるため、グラフ中に数値を示していないが、最終的には初期の反射の 10 倍程度に上昇している。

表 1-1 各中和器の作動時間と電圧上昇値

	中和器 B	中和器 C	中和器 D	耐久試験用中和器
運用時間[h]	10000	12000	10000	20000
電圧[V]	80	20	80	20

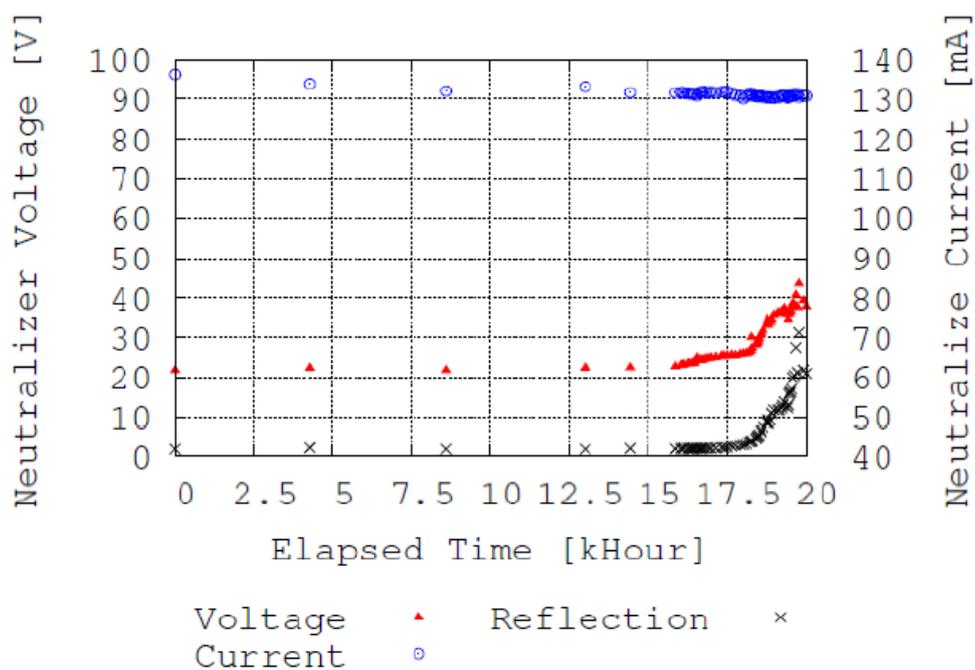


図 1-1 はやぶさにおける中和器の性能変移

(出典 マイクロ波放電式中和器の性能低下メカニズムとその実験的検証,  
STEP-2010-058)

### 1-3 研究目的 11,12,13,14,15,16

1-1 で述べたように、JAXA の宇宙科学研究所におけるイオンエンジンの耐久試験には、18000 時間や 20000 時間という膨大な時間に加え、年間数億円という莫大な費用がかかる。様々な電流要求を満たす中和器開発において、それらを各々耐久試験するのは多くのコストを要する。そこで、JAXA 及び当研究室では、コストを抑えるためにイオンエンジンの中和器のプラズマの物理現象を表したシミュレーションコードを開発している。そのコードの妥当性を検証するために、中和器のオリフィス出口付近及び放電室内部の電子温度や電子密度といったプラズマパラメータを計測する。プラズマパラメータの計測方法には、主としてプローブ計測法やレーザートムソン散乱法がある。プローブ計測法では、簡潔なシステムによりプラズマ中に短針を設置することでプラズマパラメータを計測することができるが、その短針によりプラズマに対し擾乱を与えるという問題がある。それに対し、レーザートムソン散乱法では、プラズマ中にレーザーを入射することで、プラズマに擾乱を与えることなくプラズマパラメータを計測することができる。以上より、当研究では、レーザートムソン散乱法を用いてプラズマパラメータの計測を行い、シミュレーションコードの妥当性の検証を行うことを目的とする。

## 第 2 章 中和器

### 2-1 イオンエンジンの原理<sup>17</sup>

イオンエンジンは、マイクロ波やアーク放電等により、キセノンやアルゴンといった推進剤を加熱・電離させプラズマを生成し、複数枚からなるグリッドと呼ばれる多孔状の電極に 1000~2000 V の電圧を印加してイオンを加速するという静電加速型の推進装置である。図 2-1 にイオンエンジンの概略図を示す。イオンエンジンの物理課程は、主に 3 つの領域により構成される。

- ①推進剤を電離するイオン生成部
- ②生成されたイオンを静電的に加速して推力を得る加速部
- ③放電されたイオンビームを電氣的に中和する中和部

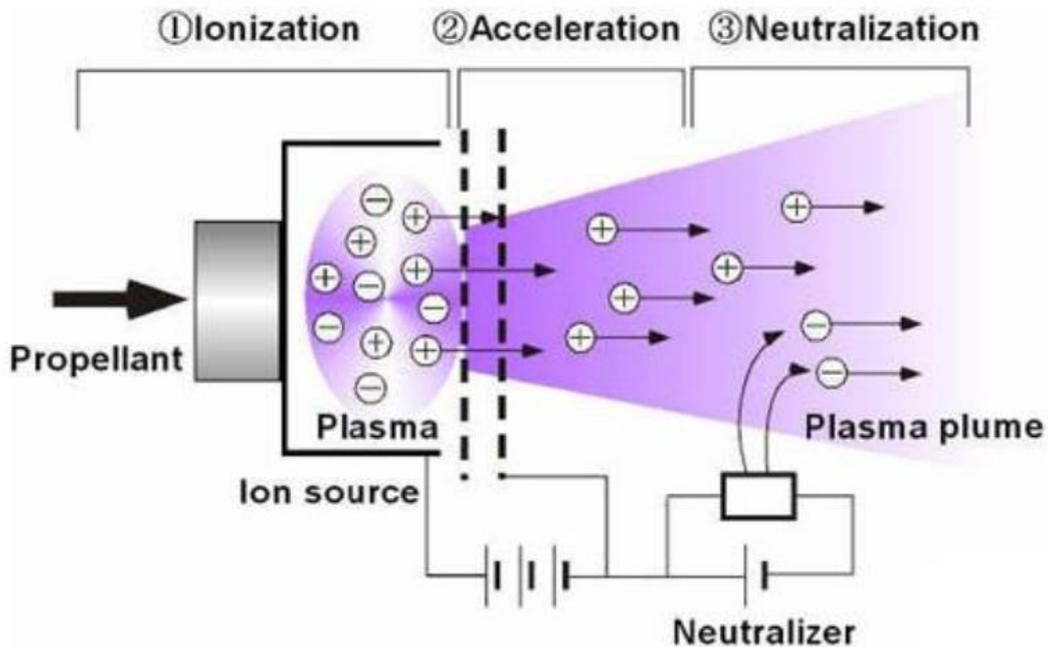


図 2-1 イオンエンジンの概略図

イオンエンジンにおいて、イオンビームの引き出しはプラズマ生成部で発生したイオンを静電界によって加速することによって行われる。イオンビームの引き出し部分は、プラズマに接するスクリーングリッドと1 mm程度の距離にあるアクセルグリッドにより構成される。場合により、減速用電極であるディセルグリッドを用いる3枚電極システムで構成されることもある。各グリッドには、内径1~3 mm程度の空孔が開けられており、各グリッドの開口率は、スクリーングリッドで約70%、アクセルグリッドで約25%、ディセルグリッドで約50~70%程度である。図2-2にイオンエンジンの電位分布を示す。イオンビームの下流領域には、イオンエンジンから漏れ出した中性粒子との電離反応で生じた電子や、中和器から放出された電子が存在している。また、イオンビームを取り囲むようにプラズマが存在した状態が形成されている。アクセルグリッドは、これらの電子が引き出し部を通り、プラズマ生成部に逆流するのを防ぐ役割を担う。

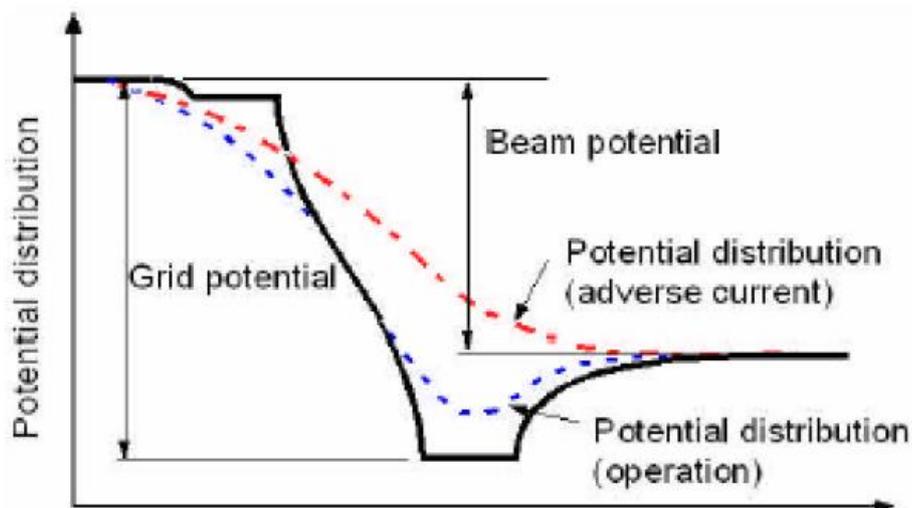


図 2-2 イオンエンジンの電位分布

## 2-2 マイクロ波放電式イオンエンジン 18,19,20

イオンエンジンは、プラズマの生成方法によって直流放電式、RF（Radio Frequency）誘導放電式、マイクロ波放電式等に分類される。マイクロ波放電とは、マイクロ波帯域の交流電場によって電子を加速し、中性粒子と衝突電離させることによる電子の増加によって気体がプラズマ化する放電を表す。図 2-3 にマイクロ波放電式イオンエンジンの概念図を示す。

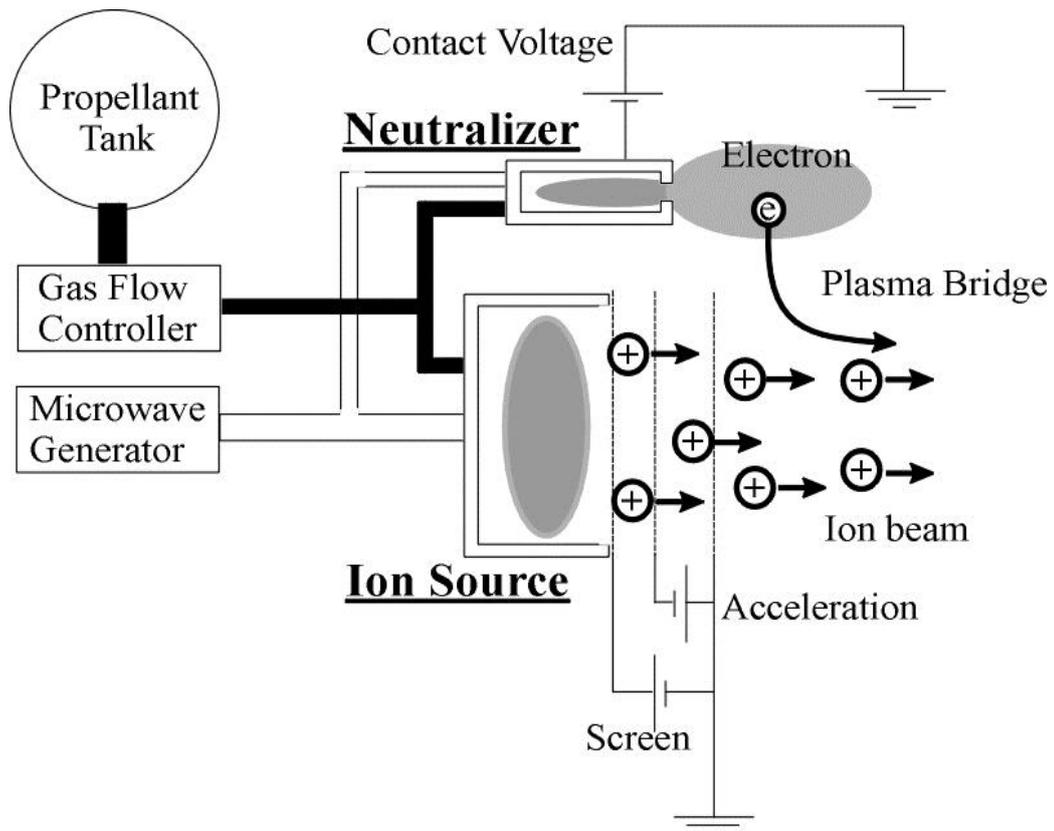


図 2-3 マイクロ波放電式イオンエンジンの概念図

## 2-3 中和器<sup>21,22</sup>

### 2-3-1 中和器の概念

イオンエンジンは、一定以上の推力を得るために数百 mA 程度のイオンビームを放出する。しかし、典型的なイオン推進宇宙機の電気容量は $10^{-9} F$ 以下であるため、イオンビームを中和しない場合、宇宙機には単位時間に式 2-1 のような負電位が付加される。

$$V_s = \frac{Q_s}{C_s} \quad (2-1)$$

ここで、 $V_s$  は宇宙機の電位、 $C_s$  は宇宙機の総電気容量、 $Q_s$  は宇宙機が帯びる電荷量であり、 $Q_s$  の時間変化はイオン電流  $I_b$  にほぼ等しい。具体例として  $C_s=20$  pF,  $I_b=200$  mA を考えると、宇宙機は 1 ms の間に -10 kV 帯電する。このような高い電位の帯電は、宇宙機内部での絶縁破壊、イオンビームが正の空間電場によって逆流し、宇宙機表面を直撃、損傷するといった悪影響を及ぼす。しかし、それらはイオンビームを電子ビームによって電氣的に中和することで防止できる。

イオンビームは、自身の空間電荷効果により、ビーム電流値の上限が存在する。これは、荷電粒子が接近した時に発生するクーロン斥力によるものであり、電子ビームを使用することで上限を取り除くことができる。このような目的で設けられた電子放出源を中和器と呼ぶ。中和器は、イオンビームが正の空間電場によって減速や反射、逆流しないようアクセラグリッドから離れすぎない適切な位置に置かれる。また、中和器は噴出したイオンと同数だけ電子を放出する必要があるが、その電流量は中和器の電位の変化によって自動的に制御されるため、特に積極的な制御を必要としない。

電子電流は、イオン電流と等価になるために十分な密度や速度で供給される必要がある。電子の供給方法として実用化されたものには、図 2-4 に示す 4 つの種類がある。

図 2-4(a)は、電子源がイオンビームの外側に置かれたものであり、イオンビームと電子源との電位差によって電子が引き出される。この方法は、与えられ

た電位差で十分な電子が供給された時のみ効果が表れる。電位差は、イオンがスパッタを起こさないように 20 V 程度に保つ必要がある。しかし、低密度のイオンビームに十分な電子放出を行うにはフィラメントに 50~100 V 以上の負バイアスを印加せねばならず、フィラメントの寿命が問題となる。

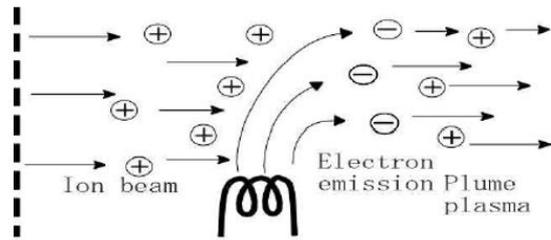
図 2-4(b)は、イオンビームの濃い位置にフィラメントを挿入するものであり、与えられた中和器の負バイアスでも十分な電位抽出が可能である。しかし、フィラメントはイオンビームの直撃を受けるため、スパッタによる損耗を避けられない。初期のイオンエンジンでは、これらのフィラメントが用いられてきたが、度重なる熱サイクルにより劣化が生じ、フィラメントの寿命が運行時間を制限するという問題があった。

フィラメント以外の別の方法として、図 2-4(c)のような電子銃を用いて適当な速度で電子を放出するものがある。しかし、この方法では、推進機の構造や電力の要求が大きくなる等の問題が生じやすい。

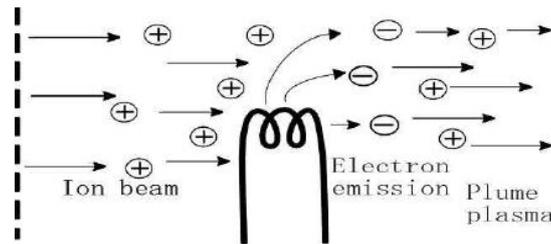
図 2-4(d)は、現在最も盛んに用いられている「プラズマブリッジ」を利用する方法であり、例としてマイクロ波放電型中和器やホローカソードがある。この場合、中和器内部の放電によって電子をあらかじめ抽出することで、プラズマブリッジを形成する。このようなプラズマブリッジを利用した電子放出源は、イオンビームの中和だけでなく、直流放電型イオンエンジンの主放電陰極としても使用されており、プラズマコンダクタとしては衛星の帯電中和やテザー衛星のプラズマブラシ等で幅広く応用されている。

### 2-3-2 ホローカソード

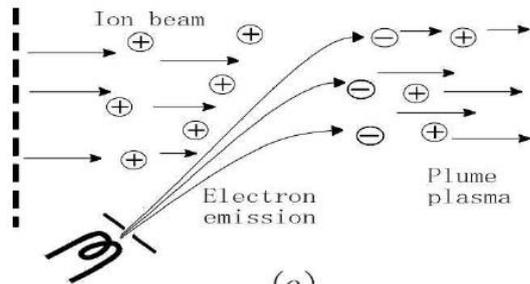
図 2-5 にホローカソードの概念図を示す。従来のイオンエンジンでは、主放電室内のイオン生成用の放電陰極及び中和器としてホローカソードを使用している。既に開発されているホローカソードは、推進剤流量 0.5 sccm 以下、電力 10 W 程度で 1 A 程度の電子放出が可能である。ホローカソードは、直径 10 mm 程度の筒状の形態をしており、直径 1 mm 程度のオリフィスを介して電子を放出する。オリフィスは、ガス消費を小さくし、ホローカソード内部のガス圧力を維持する役割を担う。熱電子放出電極には、バリウムを含有する化学物質を使用し、900~1000 °C 程度の高温を維持して初めて熱電子を放出する。ホローカソードの作動前は、外部ヒーターにより加熱されるが、一度作動すると自己発熱に委ねられる。作動が長時間に渡るとオリフィスが損耗し、カソード内部の上流にできるバリウム化合物の堆積層が電極を覆い、熱電子放出能力が落ちる。一方、作動中に堆積するバリウム化合物により、スラスタの ON/OFF サイクルにより度重なる熱衝撃が加わると、ヒーターの断線故障が生じる可能性がある。また、バリウム化合物電極は大気暴露や推進剤含有不純物により性能が損なわれるため、取り扱いに問題を伴う。プラズマ生成には、LaB6 陰極が使用される。LaB6 陰極は、金属材料であるタングステンなどに比べ熱電子放出に優れており、使用温度が低く抑えられ、消費電力を小さくできる。使用中に大気に曝露した場合でも熱電子放出電極は劣化せず、高密度のプラズマ生成には欠かせない材料として位置づけられている。



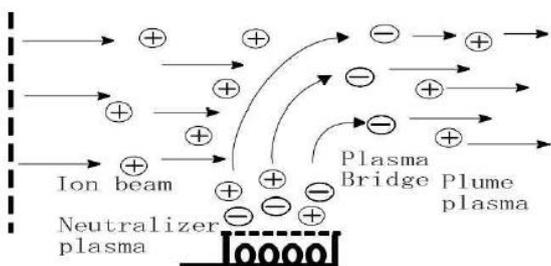
(a)



(b)



(c)



(d)

図 2-4 中和電子の供給方法

- (a) ビーム外からの熱電子放出 (b) ビーム中からの熱電子放出  
(c) 電子銃による電子放出 (d) プラズマブリッジを利用した電子放出

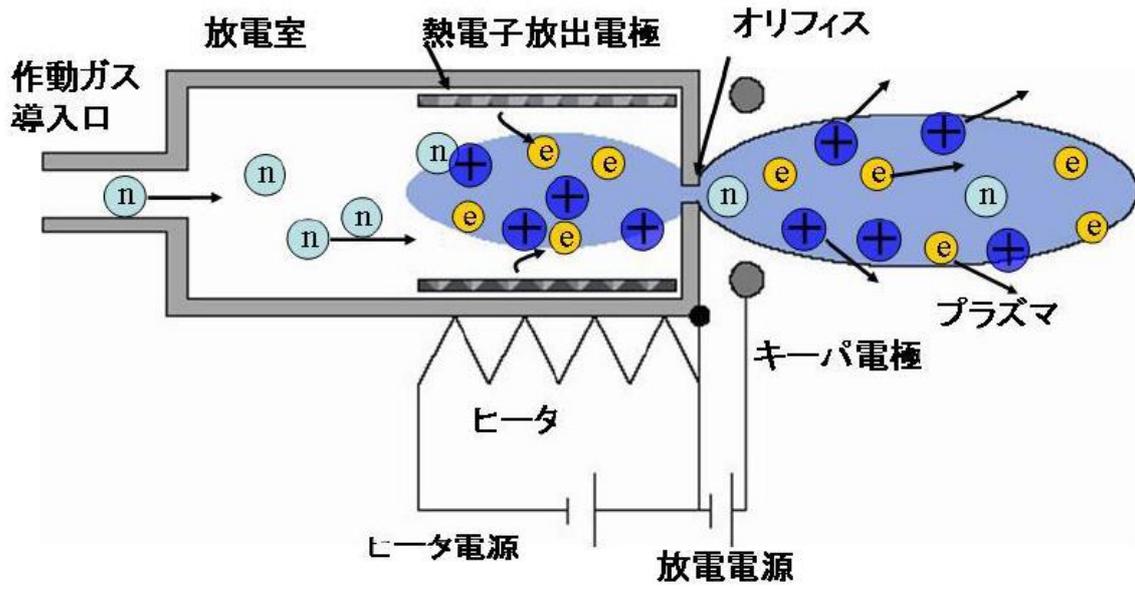


図 2-5 ホローカソードの概念図

### 2-3-3 マイクロ波放電式中和器

マイクロ波放電式イオンエンジンには、イオンビームに同量の電子を供給し、電氣的に中和する機能を果たす中和器が搭載される。これにより、宇宙機が負に帯電し、噴出したイオンを引き戻すことなく運行を継続することができる。もし中和器が故障し、衛星からイオンのみが放出されるとなると、イオンビームは抽出不可能となる。

一般的な直流放電式イオンエンジンには、中和器としてホローカソードが使用されており、エンジン本体と同様に、電極の損耗や電源構成の複雑化が故障の要因となっている。ヨーロッパで盛んに研究が行われている高周波放電式イオンエンジンにおいても中和器としてホローカソードが使用されているが、この問題は解決されていない。

以上のような直流放電式イオンエンジンに対し、マイクロ波放電式には以下のメリットがある。

①ヒーターを用いないため予備加熱が不要となり、素早い起動ができる。

②マイクロ波放電式イオンエンジン駆動用のマイクロ波電源が1台あれば、中和器のプラズマの同時生成が可能のため、システム構成の簡素化や信頼性の向上、衛星の重量軽減が図れる。

マイクロ波放電式中和器は、小惑星探査機「はやぶさ」に搭載され、十分な中和性能が得られた実績がある。当研究グループでもマイクロ波放電式イオンエンジンの開発を行ってきた。図 2-6 に当研究室で開発しているマイクロ波放電式中和器の外観を示す。

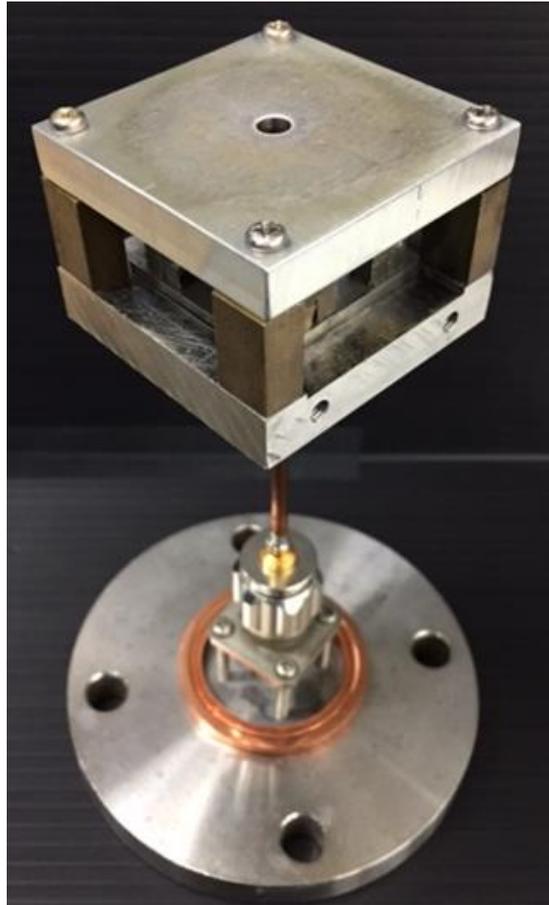


図 2-6 マイクロ波放電式中和器の外観

## 2-4 ECR プラズマ <sup>23,24,25,26</sup>

マイクロ波放電式イオンエンジンは、プラズマの生成に電子サイクロトロン共鳴 (Electron Cyclotron Resonance: ECR) を利用し、電子の加熱効率を上げている。図 2-7 に ECR の原理を、図 2-8 に ECR の概念図を示す。真空中に存在する荷電粒子は、磁場中でローレンツ力を受ける。この向心力により、磁力線に巻きつくようなサイクロトロン運動と呼ばれる回転運動が現れる。磁界における電子の運動方程式は、式 2-2 で表される。

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (2-2)$$

$m$  は電子の質量、 $\mathbf{v}$  は速度ベクトル、 $e$  は電荷量、 $\mathbf{B}$  は磁束密度を示す。この時の円軌道の半径  $r_L$  はラーマ半径と呼ばれ、式 2-3 で与えられる。

$$r_L = \frac{mv_{\perp}}{|e|B} \quad (2-3)$$

ここで、 $v_{\perp}$  は電子の磁束密度に対する垂直な速度成分の大きさを示す。プラズマを構成している荷電粒子は全て反磁性体であるため、サイクロトロン運動の回転方向は、外部磁場の向きに対して、荷電粒子の回転によってできる磁場が常に逆を向く方向である。つまり、電子は磁場に対して右回りの回転運動を行う。この回転運動の各周波数はサイクロトロン角周波数と呼ばれ、式 2-4 で表現される。

$$\omega_{ce} = \frac{|e|B}{m} \quad (2-4)$$

電子は電場と逆向きに加速されるため、磁場中の電子の回転方向と逆向きに回転する。回転する速さが等しい電場をかけると、電子は連続的に加速され、電場から効率的にエネルギーを受け取る。この現象をサイクロトロン共鳴現象

という。

ECR プラズマ発生装置は、同軸ケーブルを通して角周波数  $\omega_{rf}$  のマイクロ波を入射することによりプラズマを生成する。生成されたプラズマ中の電子は、サイクロトロン角周波数  $\omega_{ce}$  に従い、磁力線方向に向かって右回りの旋回運動を行う。一方で、強磁場側から入射したマイクロ波はプラズマ中に浸透し、電子サイクロトロン波と呼ばれる右回りの円偏波を励起する。この波は弱磁場側へ伝播し、角周波数が電子サイクロトロン角周波数と一致する層で急速に減少してマイクロ波から電子にエネルギーが吸収される。つまり、 $\omega_{ce}=\omega_{rf}$  の関係が成り立つ時に ECR が生じる。また、逆に、ECR を起こす時に必要な磁束密度の大きさを  $B_{res}$  とすれば、式 2-4 より式 2-5 が導かれる。

$$B_{res} = \frac{m\omega_{rf}}{|q|} \quad (2-5)$$

ECR によってエネルギーを増大させた電子は、磁力線に拘束されながら効率良く周辺の中性粒子との衝突電離を繰り返す。このようにして生成されたプラズマを ECR プラズマという。

当研究では、マイクロ波周波数が 2.45 GHz である。この時、ECR を起こすのに必要な磁場強度は、式 2-5 より 8.75 mT となる。

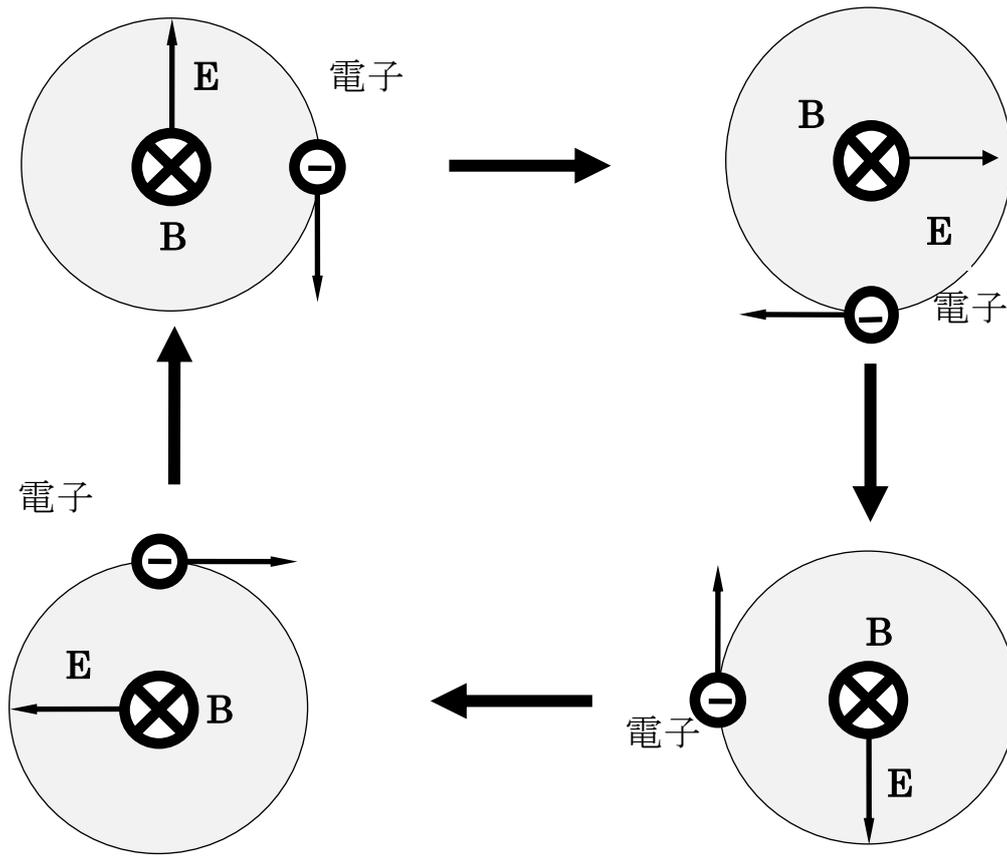


図 2-7 ECR の原理

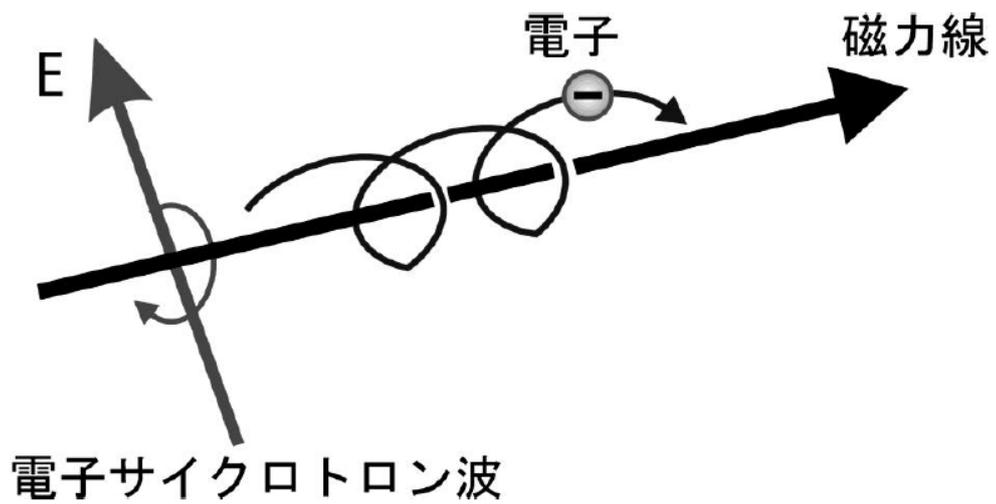


図 2-8 ECR の概念図

## 2-5 磁気ミラー<sup>8</sup>

ECRによって電子を加速することにおいて、電子を外に逃さずに効率よく加速させることができる理由に、磁気ミラーによる電子の閉じ込めがある。磁場に垂直な方向の荷電粒子の運動は、磁力線の周囲を回転する軌道を描く。ここでは、図 2-9 に示す磁力線がプラズマ中に存在する状況を考える。図 2-10 の点 O に旋回の中心を持ち、磁場に垂直で速度  $v_0$  を持つ粒子があるとする。この時、荷電粒子の運動エネルギーの保存より、速度  $v$  は式 2-6 のようになる。

$$\begin{aligned} v^2 &= v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2 \\ &= v_{\parallel,0}^2 + v_{\perp,0}^2 \\ &= v_0^2 \end{aligned} \tag{2-6}$$

また、磁場が緩やかに変化する場合、磁気モーメント  $\mu = \left(\frac{1}{2}\right)mv_{\perp}^2/B$  が一定に保たれていることを考慮すると、磁場強度が増加するに従い、速度の平行成分は減少していき、ある磁場強度で荷電粒子は磁場の弱い方向へ反射される。このような磁場による荷電粒子の反射を磁気ミラーと呼ぶ。 $\mu$  の一定性より、

$$\frac{\left(\frac{1}{2}\right)mv_{\perp,0}^2}{B_0} = \frac{\left(\frac{1}{2}\right)mv_0^2}{B} \tag{2-7}$$

である。また、

$$v_{\perp} = v \sin \theta = v_0 \sin \theta_0 \tag{2-8}$$

であることを考慮し、式 2-7 を式 2-8 に代入すると、

$$\frac{\sin \theta_0^2}{B_0} = \frac{\sin \theta^2}{B} \tag{2-9}$$

となる。よって、反射点での磁場強度は、 $v=0$  と  $\theta=90^\circ$  であるので、

$$B_{\text{ref}} = \frac{B_0}{\sin^2 \theta} \quad (2-10)$$

となる。

この磁気ミラーは，フロントヨーク及びアンテナ間で発生し，プラズマの点火をする際に用いられる。

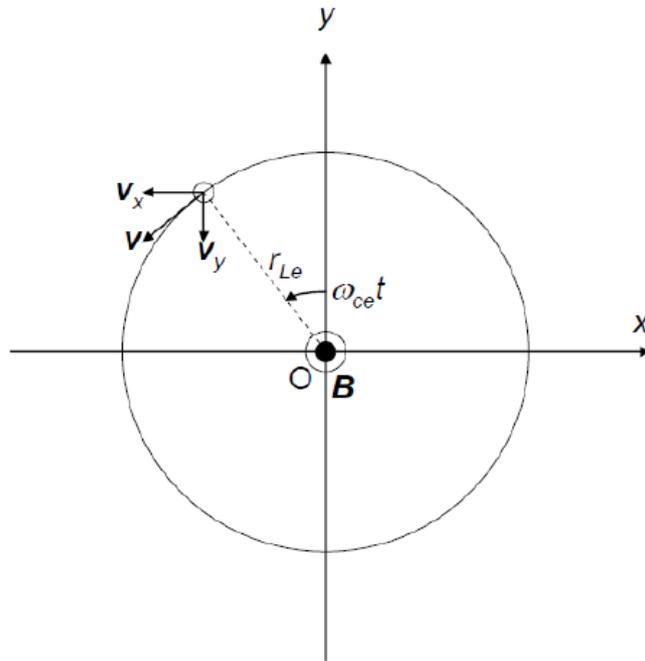


図 2-9 磁場による電子の回転

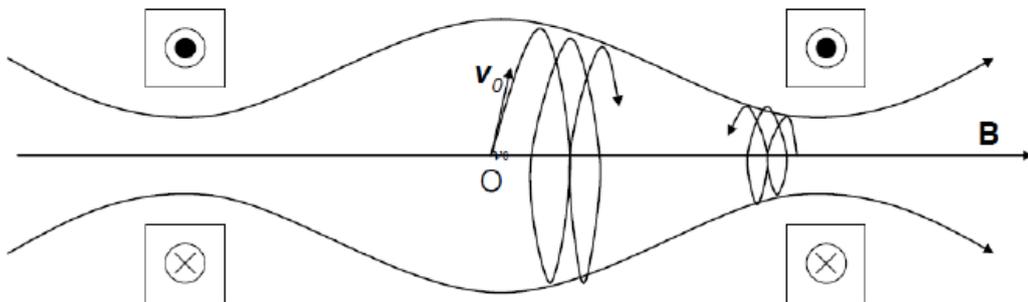


図 2-10 磁気ミラーによる粒子の閉じ込め

## 第 3 章 レーザートムソン散乱法 27,28,29,30

### 3-1 レーザートムソン散乱法の原理

プラズマ中にレーザー光を入射した時，自由電子はレーザー光の電場により強制振動し，その結果として二次的な光が放出される．この現象をレーザー光のトムソン散乱という．図 3-1 の配置において，入射レーザー光の波長を  $\lambda$  とした時，レーザー波長からの差波長  $\Delta\lambda$  において， $\delta\lambda$  の微小波長幅に散乱される光の強度  $I_T$  は，式 3-1 で表される．

$$I_T(\Delta\lambda, \theta)\Delta\Omega\delta\lambda = I_0 n_e \Delta V d\sigma_T(\Delta\lambda, \theta)\Delta\Omega\delta\lambda \quad (3-1)$$

ここで， $\theta$  は入射レーザー進行方向からの散乱角， $\Delta\Omega$  は受光立体角， $I_0$  は入射レーザー光の強度， $n_e$  は電子密度， $\Delta V$  は散乱体積， $d\sigma_T$  は比例定数を示している．比例係数  $d\sigma_T(\Delta\lambda, \theta)$  は，自由電子が  $\theta$  方向の単位体積角内で差波長  $\Delta\lambda$  での単位波長幅に散乱する断面積の次元を持つ量であり，トムソン散乱の部分散乱断面積と呼ばれている．トムソン散乱の部分散乱断面積  $d\sigma_T$  は，式 3-2 で与えられる．

$$d\sigma_T(\Delta\lambda, \theta) = r_0^2 [1 - \sin^2 \theta \cos^2 \xi] \cdot S(\Delta\lambda, \theta) \quad (3-2)$$

$r_0$  は電子の古典半径， $\theta$  は入射レーザー光の波数ベクトル  $\mathbf{k}_i$  と散乱光の波数ベクトル  $\mathbf{k}_s$  のなす角， $\xi$  は波数ベクトル  $\mathbf{k}_s$  を  $x$ - $z$  平面に投影したベクトルと  $y$  軸のなす角， $S(\Delta\lambda, \theta)$  は動的形状因子を示している．動的形状因子  $S(\Delta\lambda, \theta)$  は，分光スペクトルの形を表す．図 3-2 に理想的なトムソン散乱スペクトルを示す．

式 3-2 より，直線偏光したレーザー光の電子による散乱光強度の角度分布は，図 3-3 のような入射レーザー光の電場を軸方向とした異方性を示す．

等方的なプラズマにレーザー光を入射して，その中の電子により散乱される場合を考える．その際，散乱光強度は単純に 1 個の電子による散乱光強度を電子数倍したものとしては表されない．もし，電子が空間的に完全に一様に分布であると仮定すると，個々の電子による散乱波は，それらと  $\pi$  だけ位相の異な

る同じ強度の散乱光の存在により打ち消される．実際のプラズマにおいて，平均電子密度分布は空間的に一様であっても熱揺動といった電子密度の揺動が存在し，散乱光は完全には打ち消されないため，散乱光の観測は可能である．散乱光の電場の振幅は密度揺動の大きさに比例し，熱平行にある系では密度揺動の大きさの 2 乗が平均電子密度に比例するため，散乱光強度は平均電子密度に比例する．

電子の熱的密度揺動は，2 種類に分けて考えられる．1 つは電子自身の熱運動によるもの，もう 1 つは個々のイオンがデバイ遮蔽により電子群に遮蔽された状態で熱運動し，それに追従する電子群の密度揺動によるものである．前者の微分散乱断面積を電子項  $d\sigma_e(\Delta\lambda, \theta)$  と呼び，後者をイオン項  $d\sigma_i(\Delta\lambda, \theta)$  と呼ぶ．以上より，電子の熱的密度揺動は，式 3-3 で表すことができる．

$$d\sigma_T(\Delta\lambda, \theta) = d\sigma_e(\Delta\lambda, \theta) + d\sigma_i(\Delta\lambda, \theta) \quad (3-3)$$

電子項とイオン項は，プラズマ条件（電子密度や電子温度などの値）と，散乱条件（レーザー波長や散乱角）によって決定される．この時，電子項とイオン項の大小関係によって散乱スペクトルが大きく異なる．そこで，式 3-4 を定義する散乱パラメータ  $\alpha$  を導入し， $\alpha$  の値による散乱スペクトルの変化について考える．

$$\alpha = \frac{1}{|k|\lambda_D} \quad \left[ |k| = |k_s - k_i| = \frac{4\pi}{\lambda_i} \sin \frac{\theta}{2} \right] \quad (3-4)$$

ここで， $\lambda_D$  はプラズマのデバイ長を表す． $\alpha \ll 1$  の場合，デバイ長が散乱に関係する波長  $1/|k|$  よりも長くなるため，個々の電子は独立に散乱に寄与する．その結果，電子の熱運動の影響が強く反映され，電子項が優勢でイオン項は無視できる．この場合，プラズマによる散乱断面積は電子の個々の熱運動によって決まるため，これを非協同的散乱 (incoherent Thomson scattering) という．また， $\alpha \geq 1$  では電子の集団的な運動の影響が現れ，イオン項が支配的になる．イオンを遮蔽する電子群の協同的運動により散乱されるため，協同的散乱

(collective Thomson scattering) という。

当研究で用いたレーザー（波長 532 nm）、散乱角（ $90^\circ$ ）及びプラズマの典型的な電子温度  $T_e=0.1\sim 10$  eV, 電子密度  $n_e=10^{18}\sim 10^{19}$   $m^{-3}$  では  $\alpha \ll 1$  となり, 散乱は非協同的散乱領域にある。それ故, 当研究では非協同的散乱により, 電子温度, 電子密度の計測を行った。

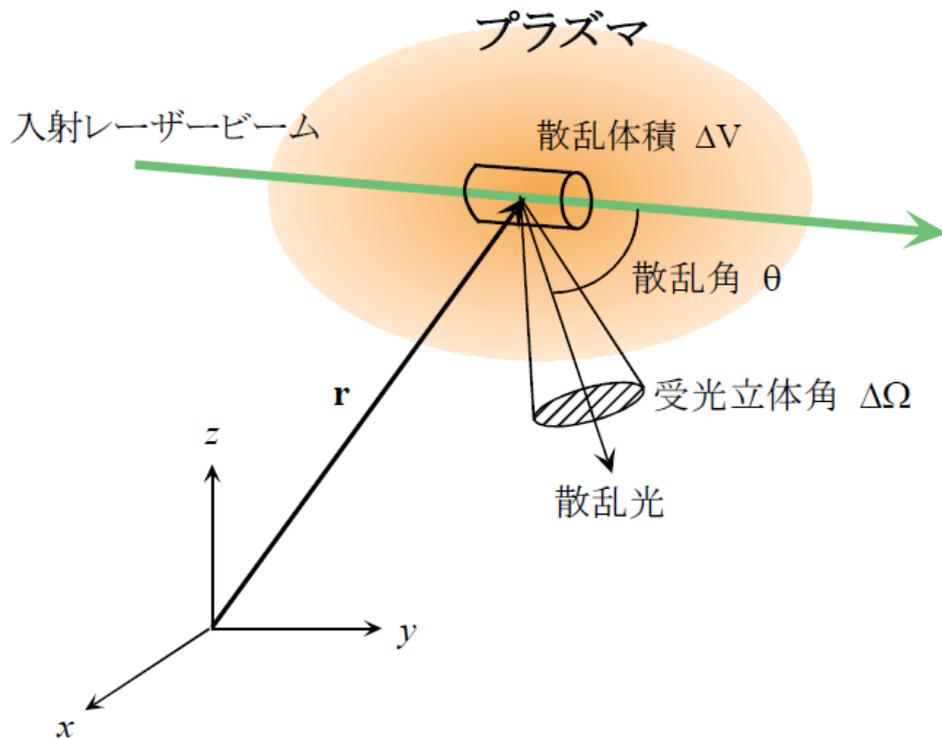


図 3-1 プラズマによるレーザー光の散乱の概念図

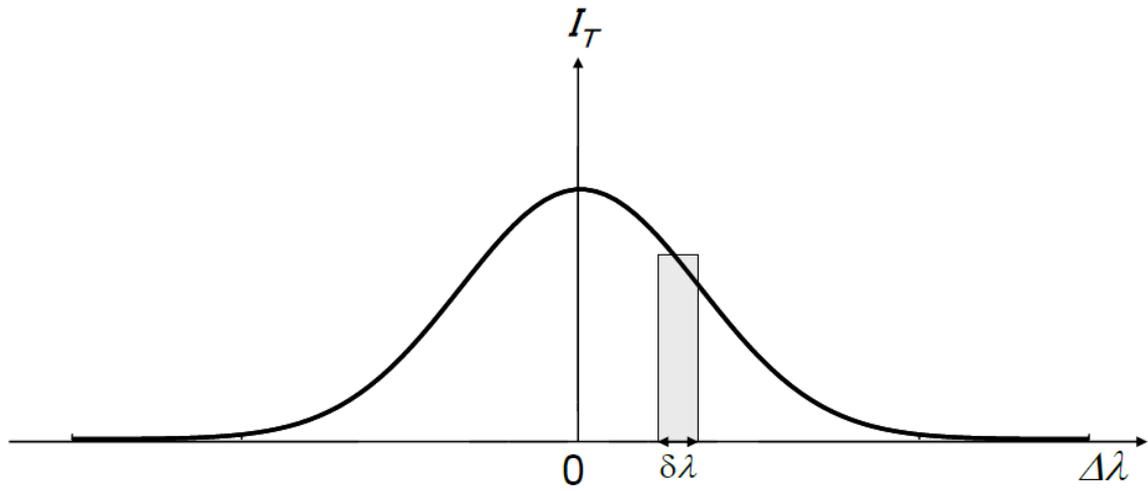


図 3-2 理想的なトムソン散乱スペクトル

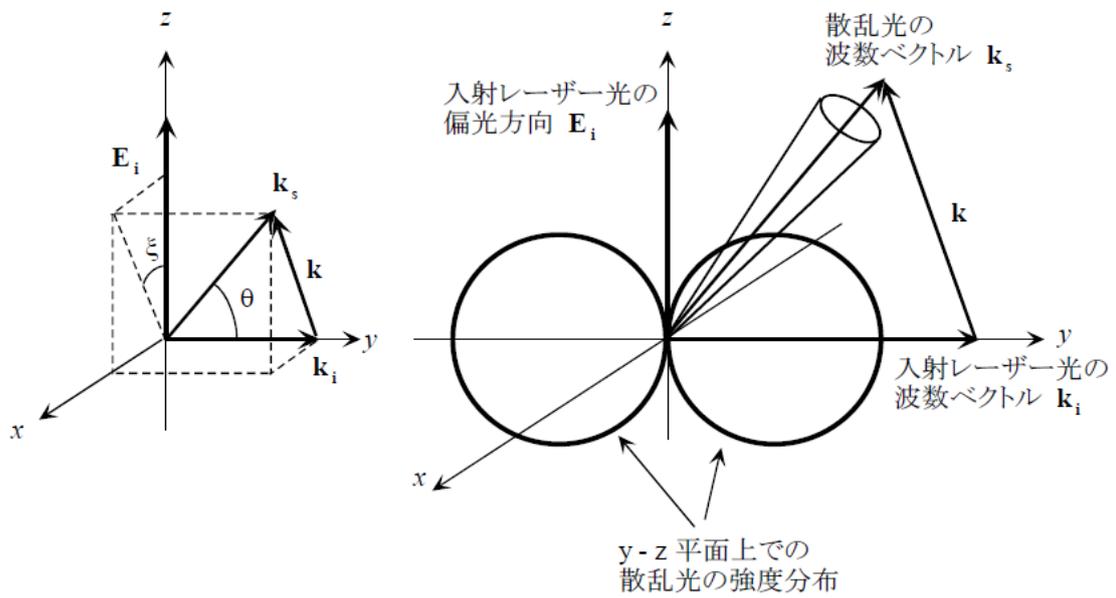


図 3-3 散乱光強度の角度分布

### 3-2 電子温度の算出

前節で述べたように、マイクロ波放電によるトムソン散乱では、非協同的散乱によって生じる。この時、プラズマ中の自由電子は熱運動をしているため、トムソン散乱スペクトルはドップラー広がりを持つ。

ここで、熱速度  $v$  を持った電子が位置  $r$  に存在しているとする。その電子に波長  $\lambda_i$  のレーザー光を照射し、レーザー光が散乱される場合を考える。この時、ドップラーシフト  $\Delta\lambda$  は、式 3-5 で表される。

$$\Delta\lambda = 2v \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \frac{\lambda_i}{c} \quad (3-5)$$

非協同的散乱の場合、電子群による散乱は個々の電子による散乱の重ね合わせとして表せるため、式 3-5 の関係を電子群に拡張することができる。式 3-5 より、散乱光のドップラーシフト  $\Delta\lambda$  と電子の熱速度  $v$  は比例関係にあるため、トムソン散乱の分光スペクトル形状は、一次元の電子速度分布関数を表す。トムソン散乱のスペクトルがガウス型分布している時、電子の速度分布はマックスウェル分布となる。この時、そのスペクトル幅の広がりの特徴づけるパラメータとして、電子温度が定義できる。

一次元の Maxwell 分布は、電子温度を  $T_e$  [eV]、電子質量を  $m_e$  [kg]、素粒子を  $e$  [C] とすると、式 3-6 で表される。

$$f(v)dv = \left(\frac{m_e}{2\pi e T_e}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{f m_e v^2}{2e T_e}\right) dv \quad (3-6)$$

式 3-5 と式 3-6 より、トムソン散乱の動的形状因子  $S(\Delta\lambda, \theta)$  は、

$$S(\Delta\lambda, \theta)d(\Delta\lambda) = \left(\frac{m_e}{2\pi e T_e}\right)^{1/2} \left(\frac{c}{2\lambda_i \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}\right) \exp\left\{-\frac{m_e}{2e T_e} \left(\frac{c}{2\lambda_i \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}\right)^2\right\} d(\Delta\lambda) \quad (3-7)$$

となる。式 3-7 より、トムソン散乱スペクトルの半値半幅 $\Delta\lambda_{T,1/2}$ は、電子温度  $T_e$  , 入射レーザーの波長  $\lambda_i$  を用いて式 3-8 のように表される。

$$\Delta\lambda_{T,1/2} = \frac{2\lambda_i \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}{c} \sqrt{\frac{2eT_e \ln 2}{m_e}} \quad (3-8)$$

しかし、実際に観測されるスペクトル  $G(\Delta\lambda, \theta)$  は、本来のトムソン散乱スペクトル  $S(\Delta\lambda, \theta)$  と分光器の装置関数  $F_I(\Delta\lambda)$  とのコンボリューションとなるため、式 3-9 により表される。

$$G(\Delta\lambda, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \{S(\Delta\lambda_i, \theta) \cdot F_I(\Delta\lambda_i - \Delta\lambda)\} d(\Delta\lambda_i) \quad (3-9)$$

特に、 $F_I(\Delta\lambda)$  がガウス分布の場合、 $G(\Delta\lambda, \theta)$  も式 3-10 のようなガウス分布となる。

$$G(\Delta\lambda, \theta) = \frac{\left(\Delta\lambda_{I,1/2}\right)}{\sqrt{\left(\Delta\lambda_{T,1/2}\right)^2 + \left(\Delta\lambda_{I,1/2}\right)^2}} \exp\left\{-\ln 2 \frac{(\Delta\lambda)^2}{\left(\Delta\lambda_{T,1/2}\right)^2 + \left(\Delta\lambda_{I,1/2}\right)^2}\right\} \quad (3-10)$$

ここで、 $\Delta\lambda_{I,1/2}$  は装置関数の半値半幅を表す。測定スペクトル  $G(\Delta\lambda, \theta)$  がガウス分布ならば、そのスペクトル幅から式 3-10 を用いて装置関数幅を差し引くことで、トムソン散乱スペクトルの半値半幅が求まり、式 3-8 より電子温度は

$$T_e = \left(\Delta\lambda_{T,1/2}\right)^2 \left(\frac{c}{2\lambda_i \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}\right)^2 \frac{m_e}{2e \ln 2} \quad (3-11)$$

で表すことができる。

### 3-3 電子密度の算出

電子密度  $n_e$  [ $\text{m}^{-3}$ ] のプラズマからのトムソン散乱光強度  $I_T(\Delta\lambda, \theta)$  は、式 3-1 において電子密度以外の値が既知であれば、トムソン散乱光強度から電子密度を算出できる。しかし、入射レーザー光強度、散乱体積、受光立体角の絶対値を精度よく測定することは困難である。そこで、トムソン散乱実験と同様の実験配置下で、レイリー散乱断面積が既知の窒素によるレイリー散乱光強度を観測し、受光系の絶対較正を行う。中性粒子密度  $n_0$  [ $\text{m}^{-3}$ ] の気体からのレイリー散乱光強度  $I_R(\Delta\lambda, \theta)$  は、式 3-12 で表される。

$$I_R(\Delta\lambda, \theta)\Delta\Omega\delta\lambda = I_0 n_0 \Delta V d\sigma_R(\Delta\lambda, \theta)\Delta\Omega\delta\lambda \quad (3-12)$$

ここで、 $d\sigma_R(\Delta\lambda, \theta)$  はレイリー散乱の微分散乱断面積である。よって、式 3-2、式 3-12 を電子密度について解くと、式 3-13 が得られる。

$$\begin{aligned} n_e &= n_0 \frac{d\sigma_R(\Delta\lambda, \theta) I_T(\Delta\lambda, \theta)}{d\sigma_T(\Delta\lambda, \theta) I_R(\Delta\lambda, \theta)} \\ &= n_0 \frac{d\sigma_R(\Delta\lambda = 0, \theta)}{r_0^2 [1 - \sin^2 \theta \cos^2 \xi]} \frac{I_T(\Delta\lambda, \theta)}{I_R} \frac{1}{G(\Delta\lambda, \theta)} \end{aligned} \quad (3-13)$$

ここで、 $I_R$  はレーザー波長でのレイリー散乱信号強度である。レイリー散乱光のドップラー拡がり、トムソン散乱光のドップラー拡がりに比べて無視できる程小さい。それ故、レーザー波長での散乱光強度を測定することで全散乱波長をカバーすることができる。

式 3-13 において、アルゴンや酸素、窒素などのレイリー散乱の微分断面積と、トムソン散乱の微分断面積の比は既知である。したがって、密度が既知の中性粒子からのレイリー散乱信号を観測した後、トムソン散乱信号強度を測定することで電子密度が求まる。当研究では、窒素によるレイリー散乱を計測しているが、ルビーレーザー（波長 694.3 nm）で計測された窒素の散乱断面積の比  $\sigma_T/\sigma_R$  はそれぞれ 380 であった。この結果を波長 532 nm での微分断面積の比に換算すると 131 となり、この値で電子密度を算出することができる。

## 第 4 章 実験装置及び実験方法

### 4-1 真空容器<sup>31,32</sup>

レーザートムソン散乱法による計測で使用した真空容器の外観を図 4-1 に、真空容器内の様子を図 4-2 に示す。この真空容器はステンレス製であり、内径 267 mm、長さ 400 mm の円筒型である。真空容器には計 6 ヶ所の観測窓を設置している。計測の際、容器側面の窓からレーザーを入射し、容器上部の窓から散乱光を観測した。容器下側には、真空排気用のフランジと散乱光を観測する軸を調整するためのアライメント用レーザーを通す窓が設置されている。

真空排気には、ロータリーポンプ及びターボ分子ポンプを用いる。ロータリーポンプは粗排気用として用いられ、排気速度は 5.2 l/sec である。ロータリーポンプによって 100 Pa 以下まで粗排気が行われた後、排気速度 150 l/sec のターボ分子ポンプで本引きを行う。排出口は油回転ポンプによって、常に背圧は下げられている。到達圧力は、ガス未流入時に  $9.3 \times 10^{-5}$  Pa である。

以下に、実験で使用した各ポンプの特徴について述べる。

#### ①ロータリーポンプ

油回転真空ポンプとも呼ばれており、回転する板が気体をかき出すように排気する機能を有する。超高真空を必要とする真空容器の粗引き用や、背圧を維持するための補助用として用いられる。到達真空度は、 $10^{-1}$  Pa 程度である。

#### ②ターボ分子ポンプ

固定された羽翼と回転するものを交互に設けて回転させることで、気体分子を一方向に移動させ、高真空まで排気できるポンプである。大気を単独で引くことはできないので、 $10^{-1} \sim 10^{-6}$  Pa の真空度を達成するには、ロータリーポンプを併用する必要がある。

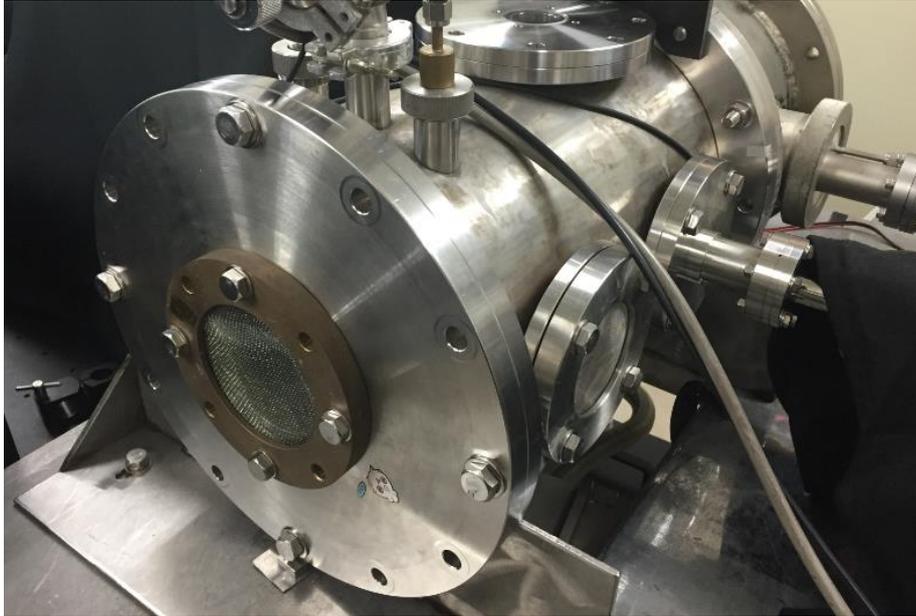


図 4-1 真空容器の外観

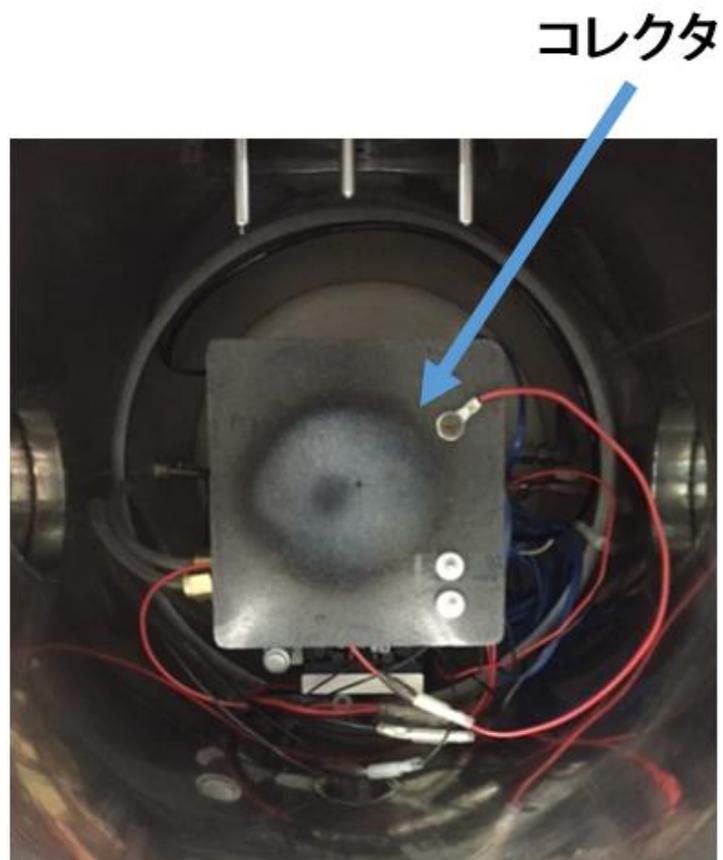


図 4-2 真空容器内の様子

## 4-2 マイクロ波伝送系 33,34

当研究で使用したマイクロ波信号源と増幅器の周波数は 2.45 GHz である。一般的に 2.45 GHz の発振に使用されるマグネトロン管のマイクロ波電源の場合、低電力領域では発振が不安定である。それ故、当研究では固体発振器により発振されたマイクロ波をアンプで増幅する体系を採用した。

図 4-3 にマイクロ波伝送系のフローチャートを示す。マイクロ波は発振された後、フィルタを介してアンプにより増幅される。そして、アイソレータ、方向性結合器を通り、特性インピーダンスが  $50 \Omega$  の N 型ケーブルにより出力される。中和器に投入された電力は、パワーモニタにより計測された入射波と反射波の差により算出される。計測の際に生じた反射波は、ダミーロードで熱として外部へ放出される。

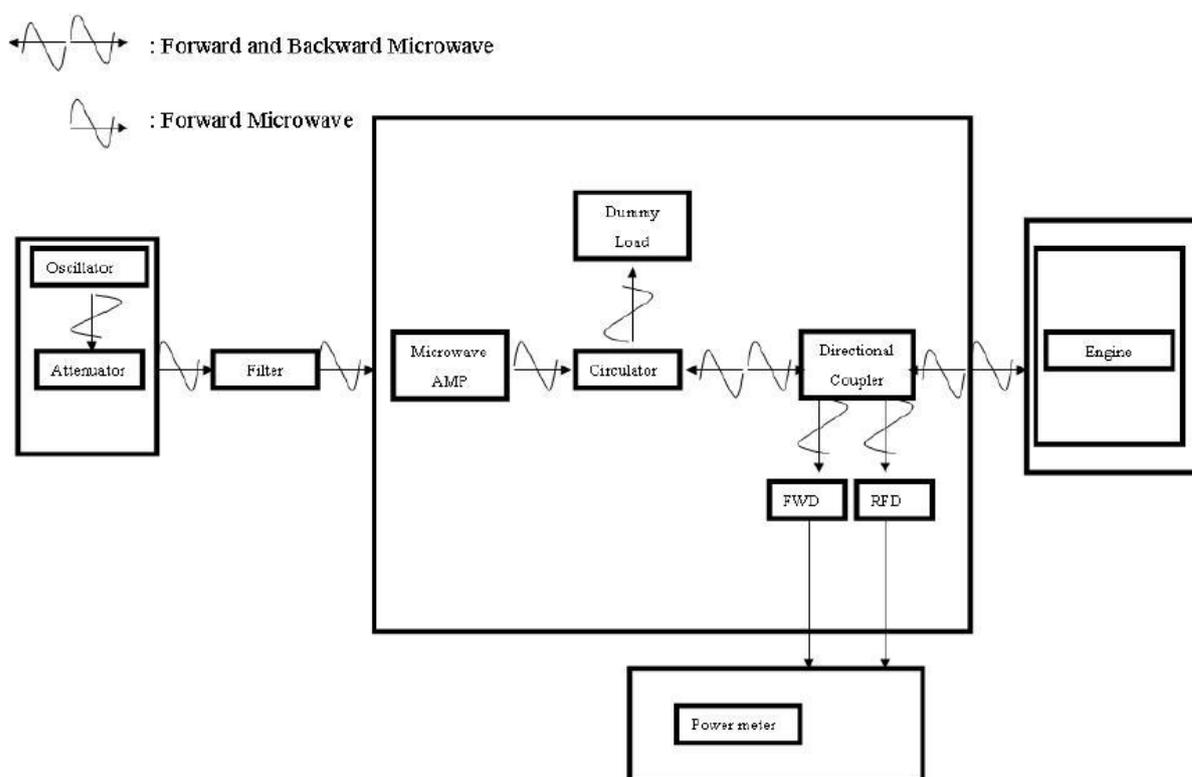


図 4-3 マイクロ波伝送系のフローチャート

### 4-3 制御系 <sup>35,36</sup>

実験でプラズマを点火する際、プラズマの温度や作動ガスの変化により、マイクロ波投入電力が揺らぐという問題がある。それ故、マイクロ波投入電力を一定に保つために電力を制御する必要がある。そこで、当研究では LabVIEW と DAQ を組み合わせて、PID 制御を利用した計測制御システムを構築した。

#### ①LabVIEW (Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench)

グラフィック型言語によってプログラミングできる開発環境であり、計測用として利用される。この開発環境では、関数にあたる VI を表すアイコンをウィンドウ平面上に配置し、VI 間に配線をすることでデータフローを表す。

#### ②DAQ (Data Acquisition)

測定と制御を行うハードウェア部品であり、パソコンに組み込むことで A/D 変換、D/A 変換、デジタル信号の入出力、デジタル信号のクロック信号源の出力やクロック数を計測できるカウンタ/タイマ機能を搭載している。

#### ③PID 制御(Proportional-Integral-Derivative Controller)

フィードバック制御の一種であり、現在値と設定値の偏差に比例した出力を出す比例動作、その偏差の積算値に比例した出力を出す積分動作、その偏差の差に比例した出力を出す微分動作の和を出力し、目標値に向けて制御することである。操作量  $u$  は式 4-1 で表される。

$$u(t) = K \left( e(t) + \frac{1}{T_I} \int_0^t e(t) dt + T_D \frac{de(t)}{dt} \right) \quad (4-1)$$

$t$  は時間、 $K$  は比例ゲイン、 $e$  は偏差、 $T_I$  は積分ゲイン、 $T_D$  は微分ゲインを表す。これらの値を調整することで、種々の動作が可能である。PID 制御のブロック線図は図 4-4 で表される。この PID 制御により、マイクロ波投入電力を 8 W に保つようにした。

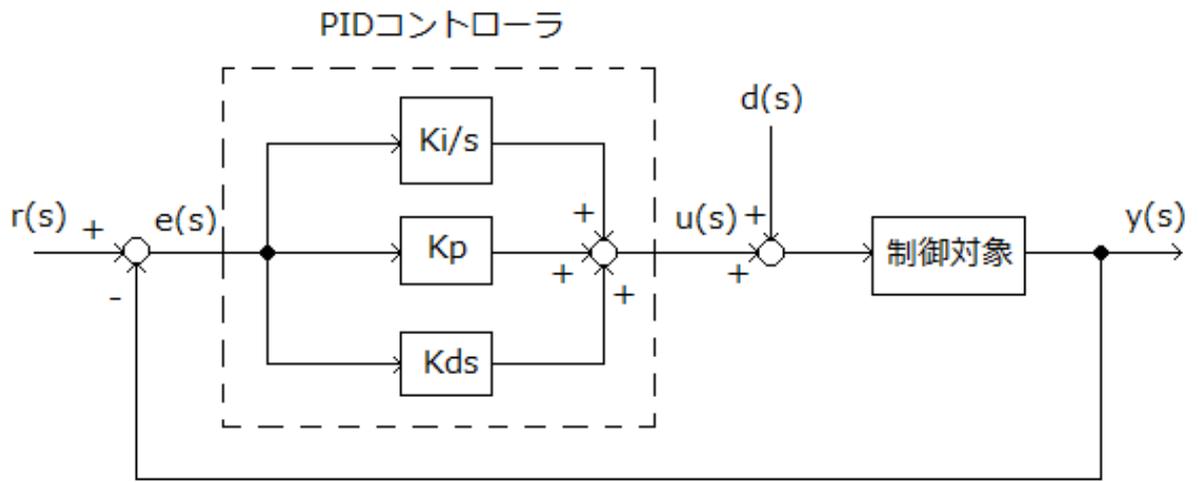


図 4-4 PID 制御のブロック線図

#### 4-4 計測用中和器<sup>8,21</sup>

当研究では、中和器のプラズマ状態を表したシミュレーションの妥当性検証のために、中和器の外部及び内部のプラズマ状態の計測を行った。以下、各計測用中和器について説明する。

##### 4-4-1 外部計測用中和器

図 4-5 に外部計測用中和器の外観、図 4-6 にその構造、図 4-7 に使用したアンテナの外観を示す。放電室は内径が 18 mm、高さが 12 mm で、材料にはアルミを用いた。放電室の周りには、4 mm×4 mm×12 mm のサマリウムコバルト磁石を配置し、アンテナ付近において 200 mT 程度の磁場を出すようにした。また、フロントヨークとバックヨークにより、サマリウムコバルト磁石を挟み込むことで磁場回路を形成した。実験では、マイクロ波投入電力は 8 W、マイクロ波周波数は 2.45 GHz とし、作動ガスにはキセノンを用いた。フロントヨークの中心にオリフィスを空け、そこから電子を引き出すようにした。オリフィス径は 5 mm、オリフィス厚さ 8 mm である。バックヨークの中心には、SMA コネクタを接続し、それを介してマイクロ波を投入するようにした。アンテナは L 字型のものを使用し、材料にはモリブデンを用いた。モリブデンを採用した理由としては、スパッタされにくいという利点を持つためである。この外部計測用中和器を用いて、レーザートムソン散乱法により中和器後方 1 cm の散乱光を計測した。

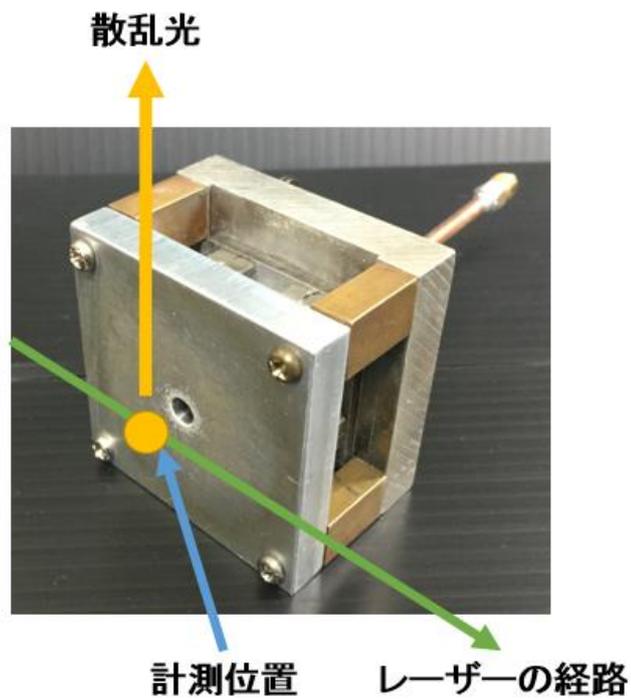


図 4-5 外部計測用の中和器の外観

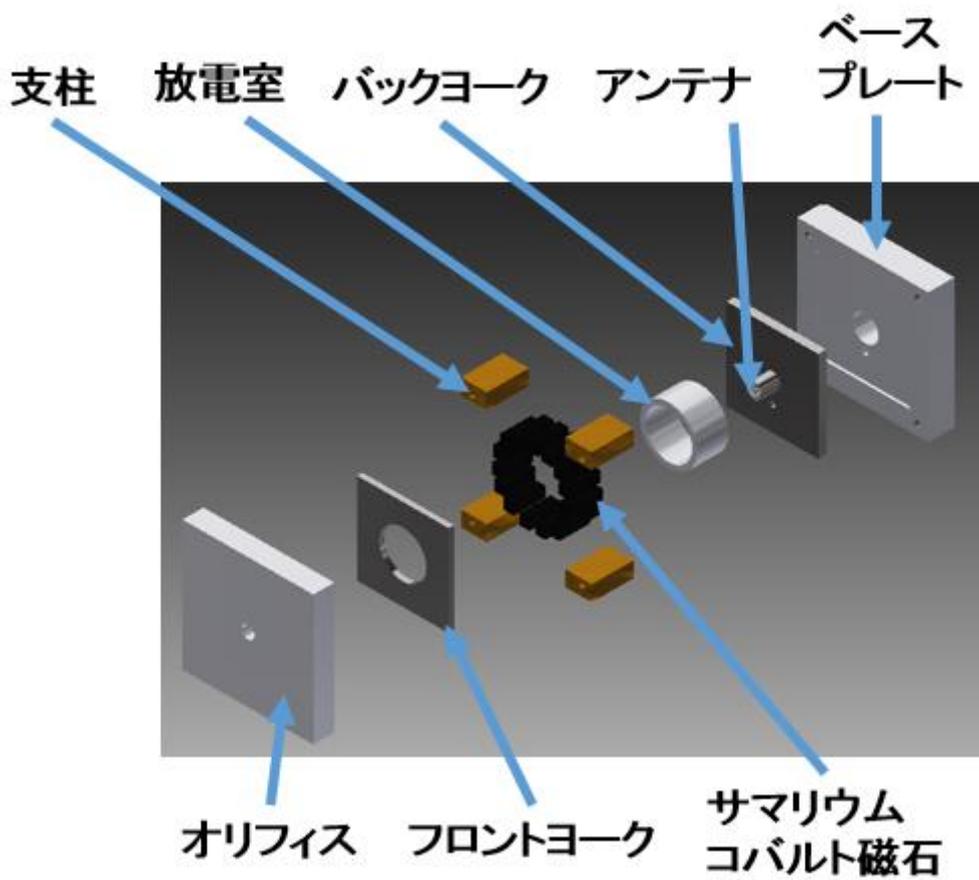


図 4-6 外部計測用中和器の構造



図 4-7 アンテナの外観

#### 4-4-2 内部計測用中和器

図 4-8 に内部計測用中和器の外観, 図 4-9 にその構造, 図 4-10 に放電室形状, 図 4-11 に使用したブリュスターウィンドウの外観を示す. 内部計測用中和器の放電室の材料には, カーボンを用いた. カーボンを用いたのは, 主に以下の 2 点の理由によるものである.

- ①光の反射率が小さく, 放電室内壁から迷光の影響を抑えられるため.
- ②熱膨張係数が小さく, 作動時に発生する熱により変形しにくいため.

レーザートムソン散乱計測を行うために, 放電室にはレーザー用の穴を開けた. その穴による圧力の低下を防ぐために, 放電室上部にウィンドウを, レーザーの通り道にブリュスターウィンドウを取り付けた. 放電室内のプラズマの空間分布を見るために, 中和器の中心軸上の点, 磁気ミラー間の点, 放電室壁面付近の点を測定できるように設計した. また, 中和器を長時間使用すると, スパッタ粒子がウィンドウに付着し, 正しい計測ができなくなることが予想された. それ故, 中和器の上部にはアダプタを取り付けて, ウィンドウにスパッタ粒子が付着しにくくした. ブリュスターウィンドウも同様に, 放電室から距離を置くことで粒子の付着を防止し, より正確な計測ができるよう工夫した. 放電室については, 外部計測用中和器と同様に高さ 12 mm, 直径 18 mm とし, 作動ガスにはキセノンを採用した. アンテナには, L字型のものを使用した.

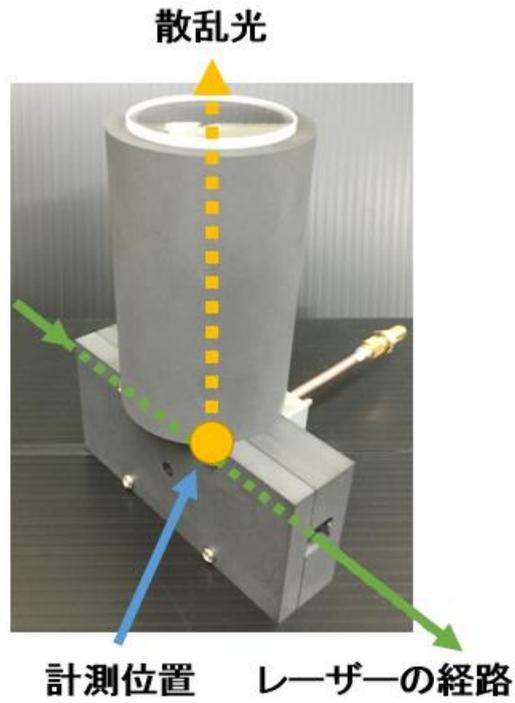


図 4-8 内部計測用中和器の外観

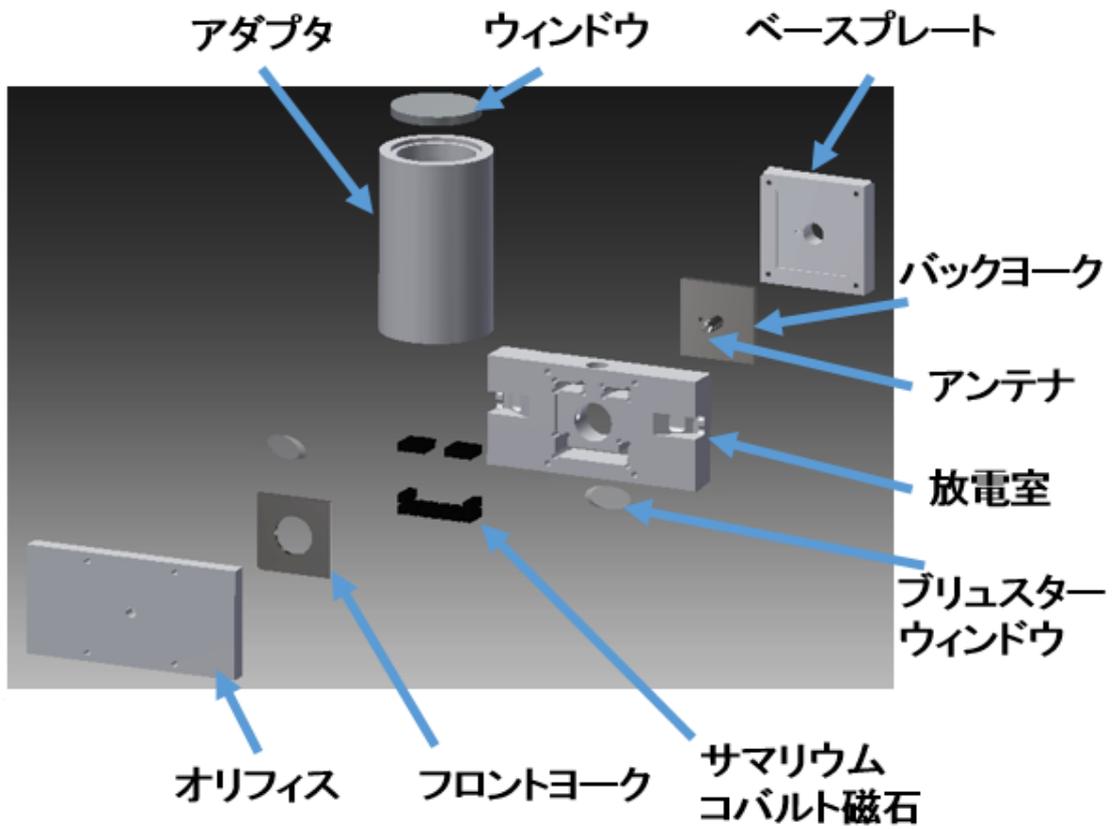


図 4-9 内部計測用中和器の構造

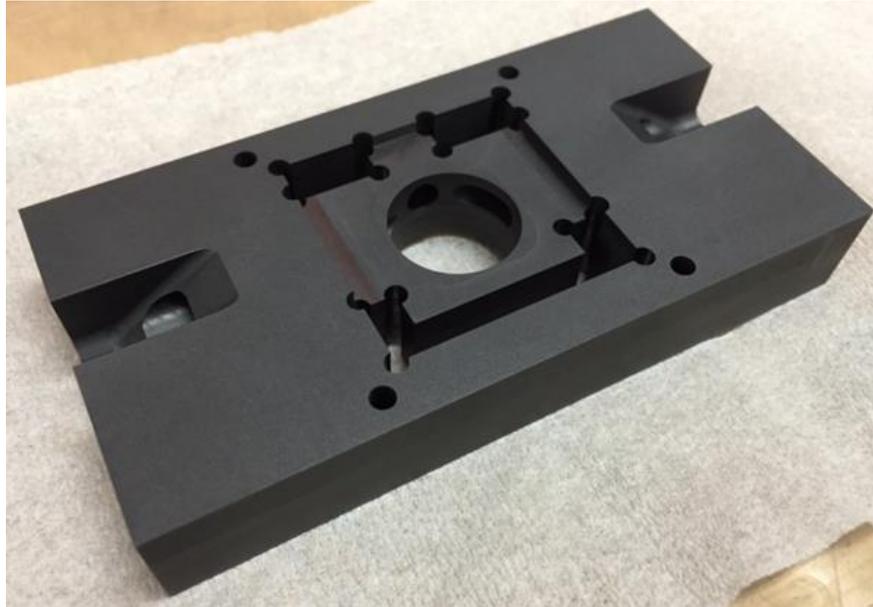


図 4-10 内部計測用中和器の放電室形状



図 4-11 ブリュスターウィンドウの外観

#### 4-5 レーザートムソン散乱計測<sup>37</sup>

図 4-12 にレーザートムソン散乱測定に用いた実験装置の概念図を、図 4-13 に実験装置の写真を示す。計測用光源として Nd:YAG レーザーの第 2 高調波(波長 532 nm) を使用した。入射間隔は 10 Hz, パルス幅は 10 ns, 入射レーザー光強度は 100 mJ, カウント数は 5000 とした。レーザーは集光レンズを通過させて、放電室内部に入射した。窒素ガスによるレイリー散乱の空間プロファイルから、焦点のサイズは 200  $\mu\text{m}$  と算出した。f=200 mm と f=220 mm の 2 枚のレンズを通すことで、プラズマからの散乱光は、トリプル分光器入り口のスリットに結像した。散乱体積は、レーザービームの大きさ 200  $\mu\text{m}$ , スリットの高さ 3 mm, 分光器の入射スリットの幅 100  $\mu\text{m}$  より、0.06  $\text{mm}^3$  という結果になった。散乱光はトリプル分光器を通過させた後、光電子増倍管を用いて計測した。

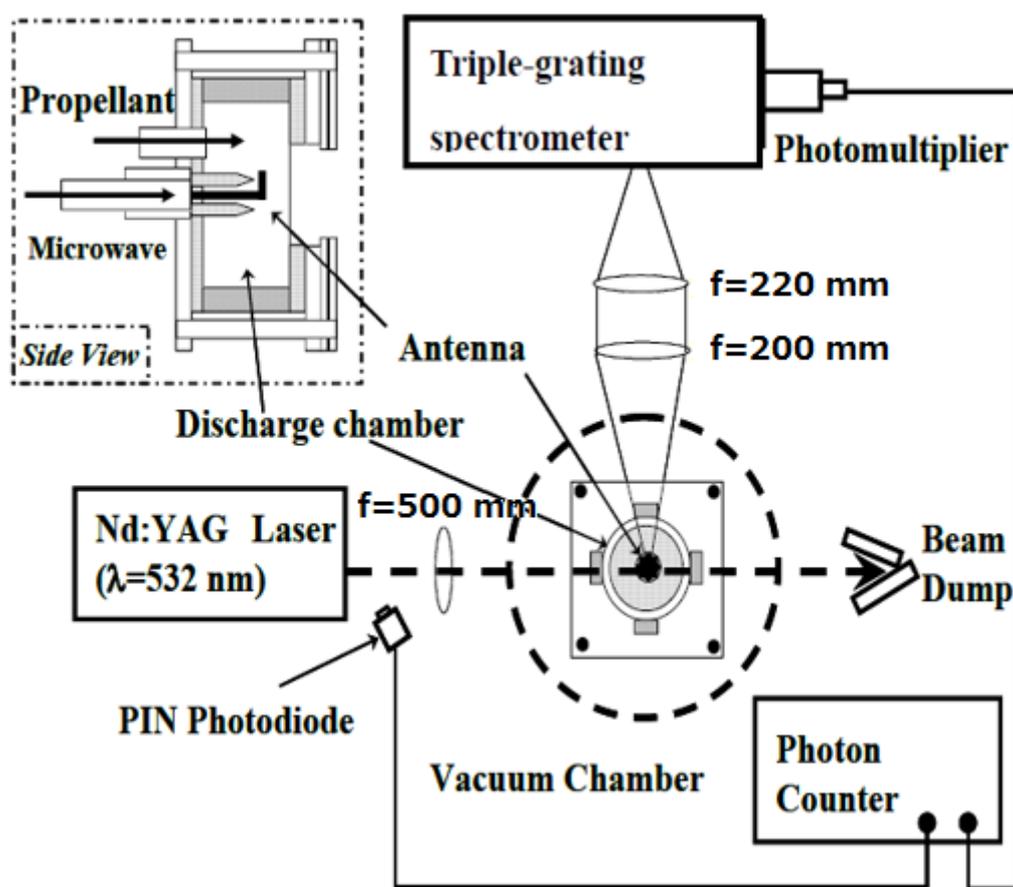


図 4-12 レーザートムソン散乱測定システムの概念図

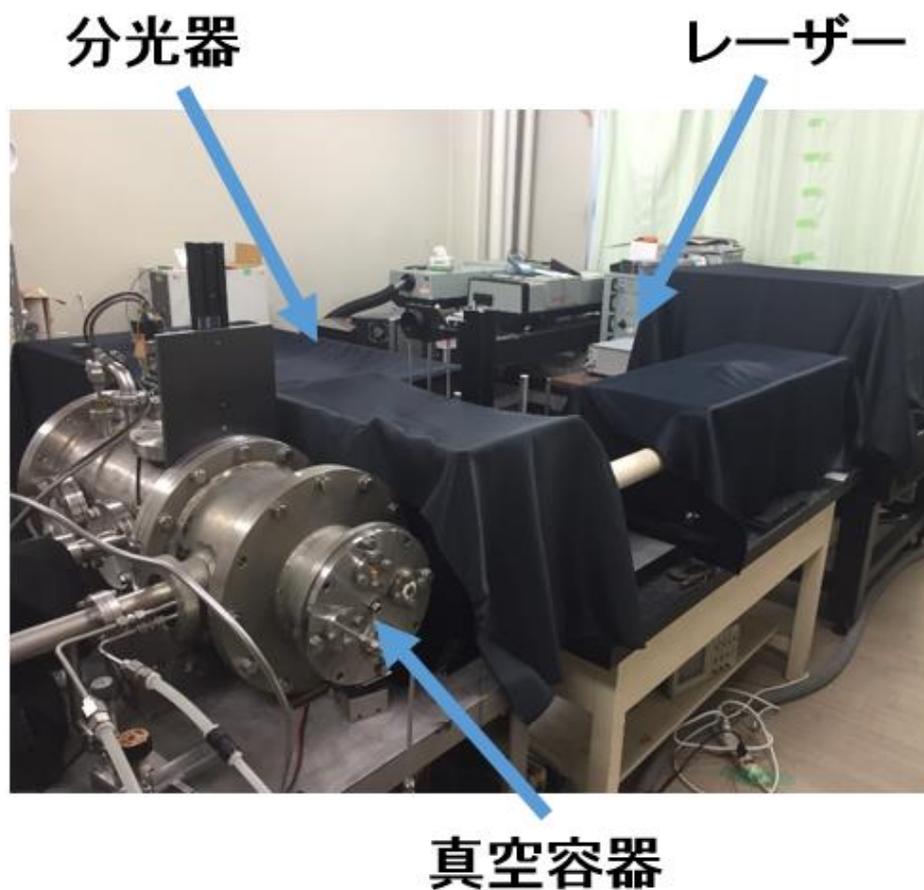


図 4-13 レーザートムソン散乱測定の実験装置

トムソン散乱光は、フォトンカウンティングレベルの非常に微弱なものと予想されるため、初めにレーザー1ショットあたりに観測可能なトムソン散乱信号強度の評価を行う。受光系の透過率を考慮すると、受光立体角内に入ってくる散乱光子数は 4-2 で表現される。

$$N_s = \left( \frac{E_L}{S} \right) \frac{1}{h\nu_i} n_e S' l \sigma_T \eta \Delta\Omega \quad (4-2)$$

$N_s$  は散乱光子数，  $E_L$  レーザーのエネルギー，  $\Delta\Omega$  は散乱光のレーザービーム

に沿う長さ、 $\sigma_T$  はトムソン散乱の微分散乱断面積を全波長領域で積分した値を表す。  $E_L/h\nu_i$  を入射光子数とすると、典型的な実験値 ( $E_L=50$  mJ,  $h\nu_i=4 \times 10^{-19}$  J,  $\lambda=532$  nm,  $S'=S$ ,  $l=0.001$  m,  $\sigma_T=9 \times 10^{-30}$  m<sup>2</sup>/sr,  $\Delta\Omega=10^{-3}$  sr,  $\eta=0.1$ ) を代入することで、式 4-3 を得る。

$$N_s = 2 \times 10^{-19} N_e \quad (4-3)$$

電子密度が  $10^{18}$  m<sup>-3</sup> であると仮定すると、検出されるトムソン散乱の光子数は、式 4-2 より 1 ショットあたり約 0.02 となる。算出されたトムソン散乱光子数が非常に小さいため、レーザーを 5000 ショット入射し、積算するようにした。また、トリプル分光器を透過した光は、光電子倍增管により電気信号に変え、フォトンカウンターで検出した。

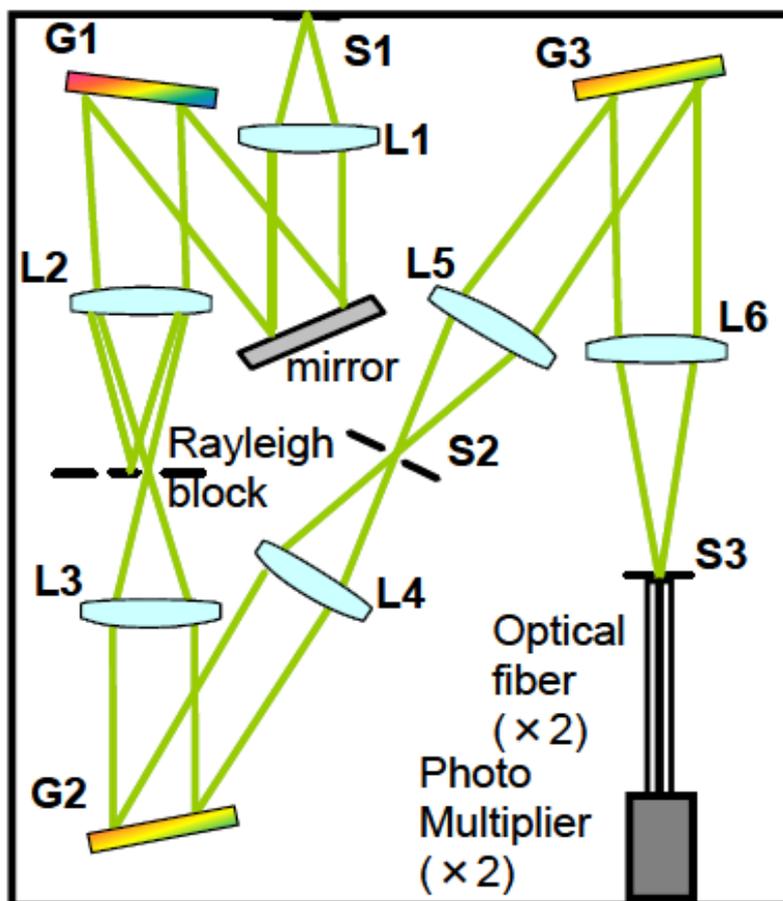
ここで、迷光を低減するために用いたトリプル分光器について説明する。図 4-14 にトリプル分光器の概略図を示す。トリプル分光器は低迷光回折格子 3 枚、アクロマートレンズ 6 枚、アルミ平面ミラー 1 枚、レイリー遮光板及び中間スリットにより構成される。

入り口スリットを通してトリプル分光器内に入ってきた光は、レンズ L1 により平行光となる。その光は回折格子 G1 で分散され、レンズ L2 によりレイリー遮光板面上に再び集光される。レイリー遮光板は、厚さ 0.05 mm のタングステン板に、中央の幅 0.4 mm の部分を残して、その両端に高さ 10 mm、幅 5 mm の 2 つの四角い穴を空けた逆スリット型の構造をしている。中央の幅には、レーザー波長を遮光する役割がある。

1 段目の分光部の逆線分散は 3.8 nm/mm となる。レンズ L2 の焦点距離  $f$  は 220 mm、格子定数  $d$  は  $1/1.2 \times 10^6$ 、回折角  $\theta$  は  $4.3^\circ$ 、回折次数  $m$  は 1 である。遮光の波長幅は、上記の逆線分散 3.8 nm/mm と遮光部の幅 0.4 mm で決まり、レーザー波長からの差波長  $\Delta\lambda = \pm 0.76$  nm 以内の光が完全に遮蔽される。差波長  $\Delta\lambda = 0.76$  nm より広がった光は、レイリー遮光版を通過し、レンズ L3 で平行光となった後、回折格子 G2 でその分散が打ち消される。その後、レンズ L4 で集光され、中間スリット（幅 200  $\mu$ m、高さ制限なし）を通過する。

レンズ L5 によって平行光となった光は、回折格子 G3 で再び分散される。中

間スリット後の2枚のレンズL5 ( $f=220\text{ mm}$ ), L6 ( $f=500\text{ mm}$ ) は焦点距離  $f$  に2.27倍の差があるため, 中間スリットの2.27倍の像が波長分解され, 観測面上に結像される.



S1~3:スリット  
G1~3:回折格子  
L1~6:レンズ

図 4-14 トリプル分光器の概念図

#### 4-6 電子引き出し部 <sup>38</sup>

図 4-15 に中和器より電子を抽出した実験体系を示す。中和器はイオンエンジンがイオンビームを排出する際に生じる電位の高低差により、中和器内部で生成したプラズマから電子を引き出し、中和を行う仕組みになっている。

その仕組みに基づき中和器より電子を引き出すために、コレクタをオリフィスプレートとの 5 cm 前に設置する。コレクタは中和器と絶縁させ、中和器に対し直流電源にて正に印加する。この時、中和器と真空容器は同電位となっている。コレクタに印加する電圧は 0 V~70 V とし、プラズマを計測する時は 50 V 一定とした。

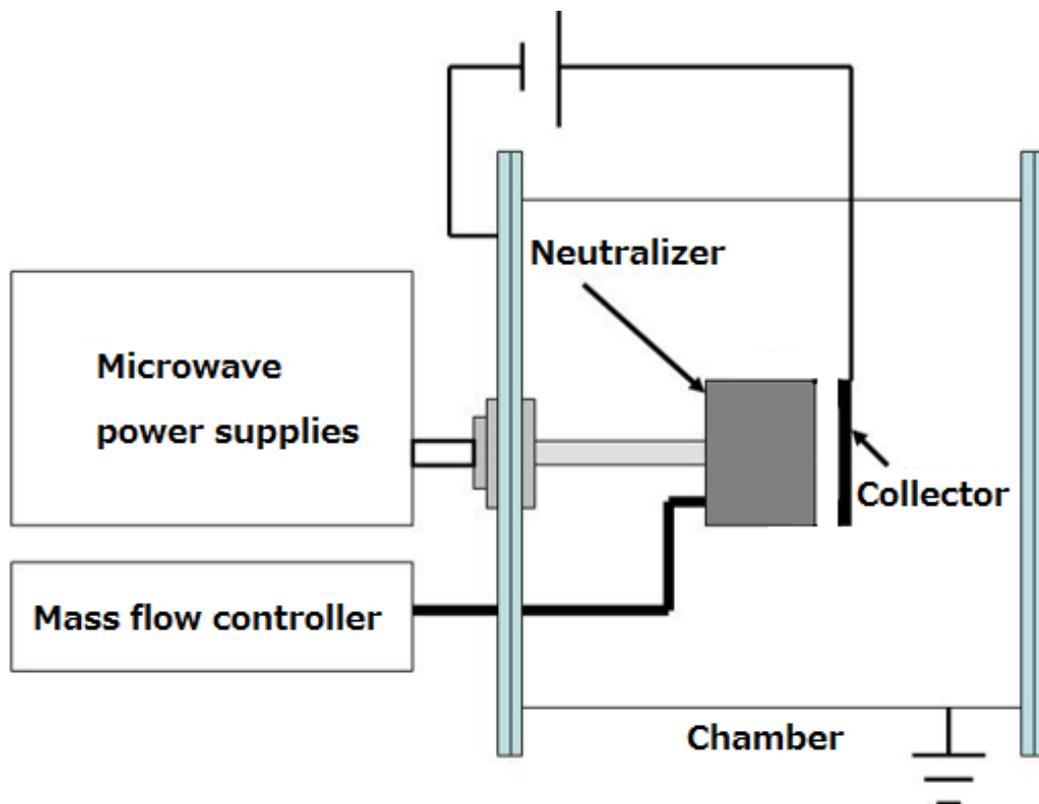


図 4-15 真空容器の概略図

## 第 5 章 実験結果及び考察

### 5-1 中和器の外部計測結果及び考察

前述の条件に基づき，中和器外部のプラズマ計測を実施した．図 5-1 に中和器外部のプラズマ計測のスペクトル解析結果を，図 5-2 に中和器の外部計測における圧力-ショット数依存性を示す．

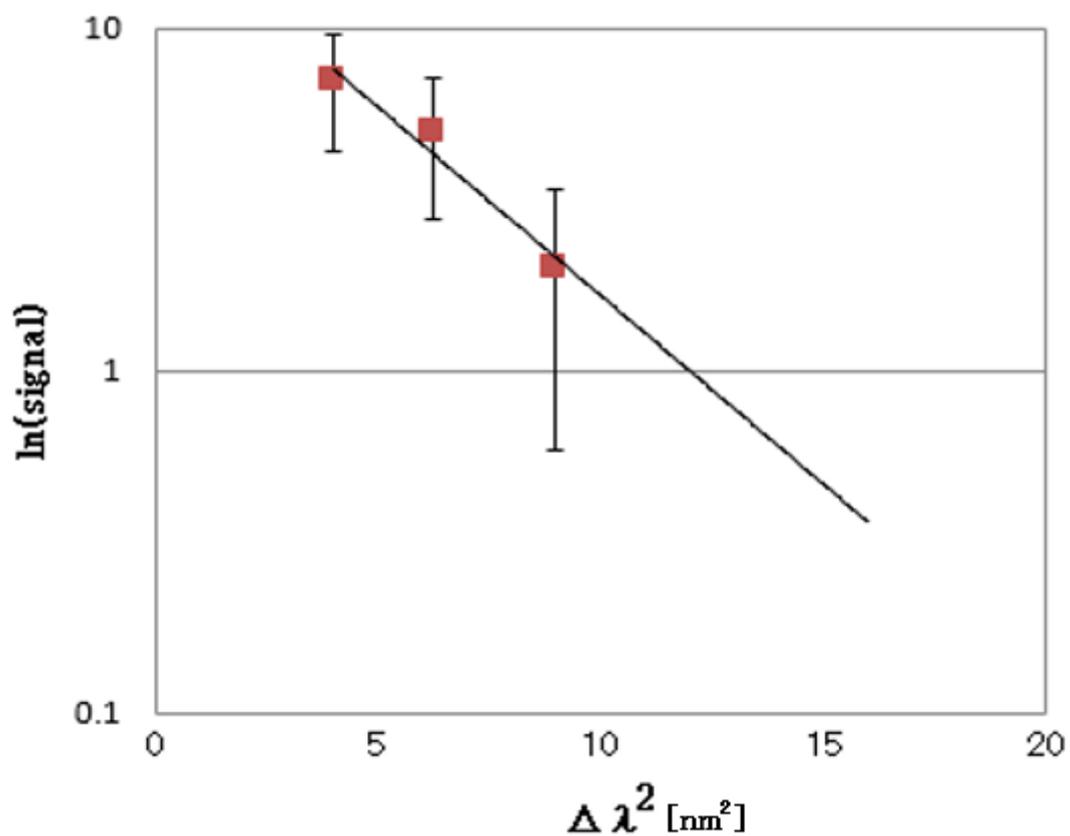


図 5-1 中和器外部のプラズマ計測のスペクトル解析結果

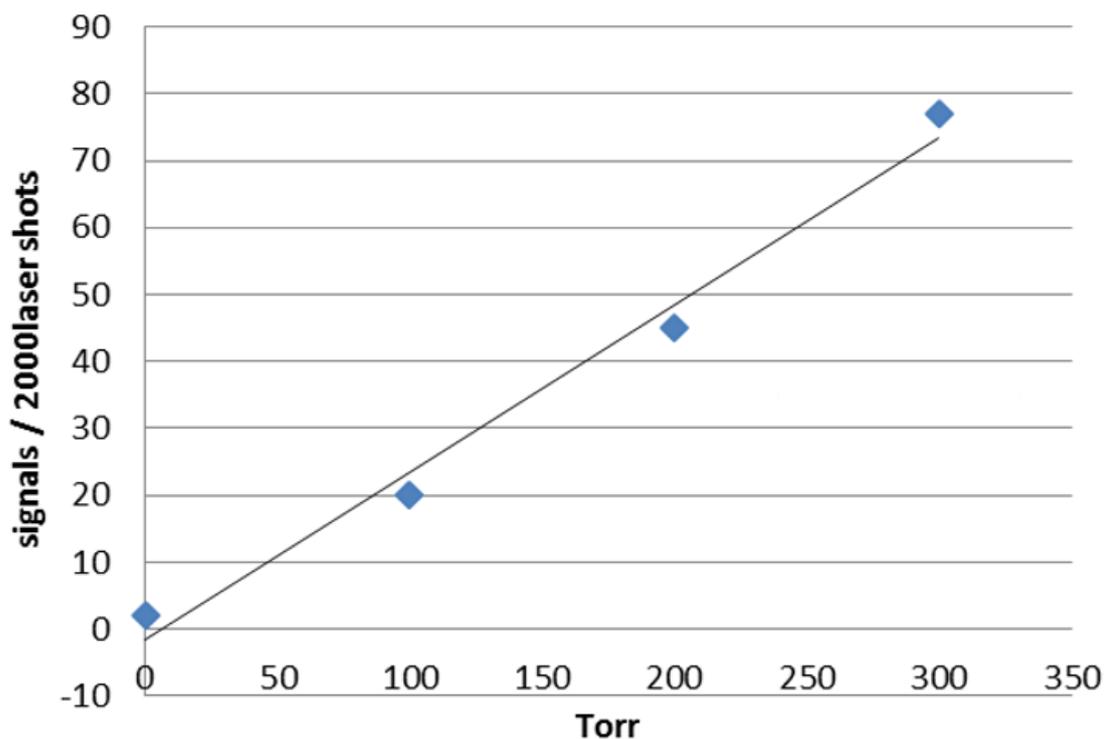


図 5-2 中和器の外部計測における圧力-ショット数依存性

これらのデータより、電子温度は 1.8 eV、電子密度は  $2.2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  という計算結果が得られた。エラーバーを考慮したところ、電子温度は最大で 2.3 eV、最小で 1.3 eV、電子密度は最大で  $2.6 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 、最小で  $1.8 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  となった。この誤差の原因としては、今回の実験は 5000 ショットで行ったが、トムソン散乱計測で得られたカウント数が少なく、統計数が不足しているためであると考えられる。

## 5-2 中和器の内部計測結果及び考察

内部計測実験の際、カーボンの熱膨張もしくはレーザー強度に耐え切れなかったことによりブリュスターウィンドウが破損したため、今回の実験ではブリュスターウィンドウを使用せずに計測を実施した。図 5-3 に中和器内部のプラズマ計測のスペクトル解析結果、図 5-4 に中和器の内部計測における圧力・ショット数依存性を示す。

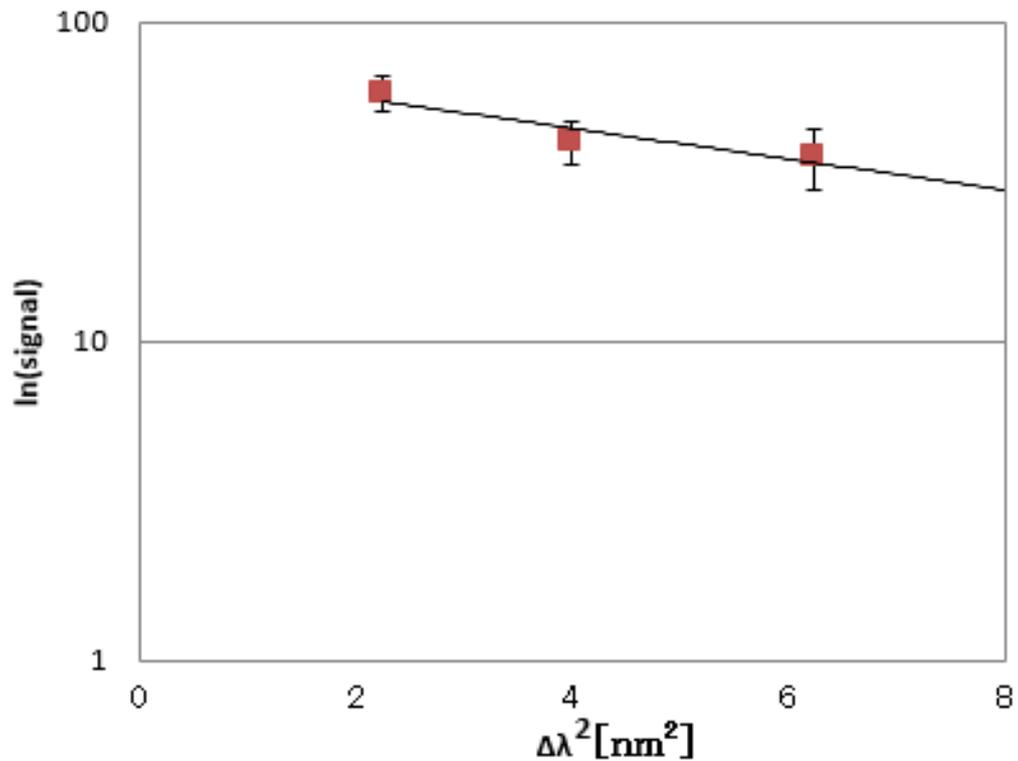


図 5-3 中和器内部のプラズマ計測のスペクトル解析結果

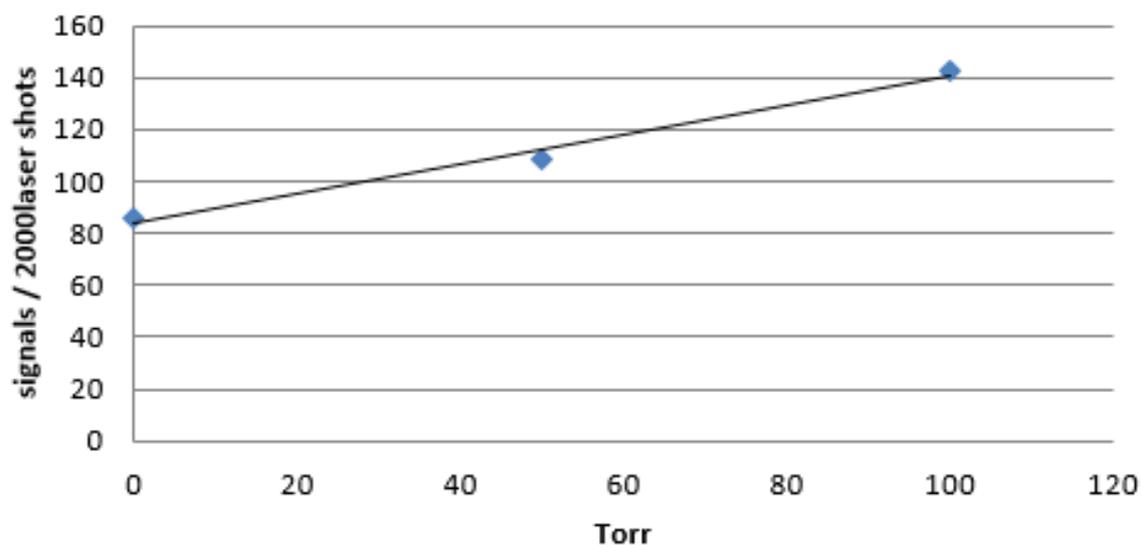


図 5-4 中和器の内部計測における圧力・ショット数依存性

これらのデータより，中和器内部の電子温度は  $2.7 \text{ eV}$ ，電子密度は  $8.4 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  というデータが得られた．但し，差波長の二乗が  $9 \text{ nm}^2$  以降では，カウント数が小さくなるという問題が生じた．この原因としては迷光が挙げられており，今後実験を行う際は今まで以上に迷光の影響を抑えた計測システムの構築が必要不可欠である．また，ブリュスターウィンドウに関しては，周囲の部品と同じ大きさにすると周囲の部品が膨張により破損し，逆に小さすぎると周囲の部品との隙間により固定できなくなるというトレードオフの状態に陥っていた．そのため，膨張による破損を防ぐために，厚さが薄く，面積の広いウィンドウを用いる，もしくはレーザーの焦点の位置との距離を遠ざけることで単位面積当たりのレーザーのエネルギーを下げるといった対策を講じる必要があると考えられる．

## 第6章 結論

当研究では、中和器のプラズマ状態を表したシミュレーションの妥当性検証に必要である電子温度、電子密度を取得することを目的として、レーザートムソン散乱法を用いて中和器外部及び内部のプラズマ計測を実施した。

### (1)中和器外部のプラズマ計測

中和器後方 1 cm において、レーザートムソン散乱法を用いてプラズマの計測実験を実施した。その結果、中和器外部のプラズマの電子温度、電子密度を計測することができた。プローブ計測とのデータ比較したところ、電子温度についてはプローブでは 8 eV、トムソン散乱では 1.8 eV であり、電子密度に関してはプローブでは  $5.0 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ 、トムソン散乱では  $2.2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  となっており、それぞれ値に約 4.4 倍の差が見られた。今回得られたデータには、計測結果のエラーバーが大きいという問題があった。この原因は、得られたカウント数が少なく、統計数が不足していたためであり、今後実験する際はエラーバーを小さくするためにショット数を増やすといった対策が必要である。

### (2)中和器内部のプラズマ計測

内部計測用中和器を使用して、中和器内部のプラズマ計測実験を実施した。計測位置には、迷光を一番低く抑えられた測定箇所である磁気ミラー付近を選択した。実験の結果、中和器内部のプラズマの電子温度、電子密度のデータを取得することができた。先行研究のデータと比較したところ、電子温度については今回の実験では 2.7 eV、先行研究では 5.0 eV であり、電子密度については今回の実験では  $8.4 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 、先行研究では  $1.1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  であった。但し、今回の実験では、迷光による影響で近似曲線を大きく外れているカウント数が存在したため、今後は迷光をより一層抑えた計測体系を構築する必要があると考えられる。また、今回の実験ではブリュスターウィンドウが破損したため、今後はその厚さを薄くし面積を広くする、もしくはレーザーの焦点位置から遠ざけてレーザーのエネルギー密度を小さくするといった対策を講じることでブリュスターウィンドウの破損を防ぎ、計測制度を上げる必要がある。

## 参考文献

1. 高木靖彦, 平田成, 橘省吾, 中村良介, 吉川真, “はやぶさ 2 : 経緯と計画概要”, 日本惑星科学会誌 Vol.19, No.1, pp.48-55, 2010
2. 吉川真, “小惑星探査ミッション「はやぶさ」の成果と今後の小天体探査計画”, 電子情報通信学会, pp.37-42, 2010
3. 細田聡史, 國中均, “イオンエンジンによる小惑星探査機「はやぶさ」の帰還運用”, J. Plasma Fusion Res. Vol.86, No.5, pp.282-292, 2010
4. E. Y. Choueiri, “A Critical History of Electric Propulsion: The First 50 Years (1906-1956)”, Journal of Propulsion and Power, Vol.20, No.2, pp.193-199, 2004
5. 都木恭一朗, 國中均, 船木一幸, 清水幸夫, 西山和孝, “MUSES-C 小惑星探査用イオンエンジンシステムの開発”, 日本真空協会, pp.336-341, 2002
6. 山本直嗣, 平岡義章, 中島秀紀, “小型マイクロ波放電型中和器の性能向上に関する研究”, 日本航空宇宙学会論文集 Vol.62, No.4, pp.123-128, 2014
7. 茂原正道, 鳥山芳夫, “衛星設計入門”, 培風館, pp.1-36, 2002
8. 前田優士, “イオンエンジンにおけるマイクロ波放電式中和器の寿命評価に関する研究”, 九州大学学士論文, 2013
9. 栗木恭一, 荒川義博, “電機推進ロケット入門”, 東京大学出版会, pp.95-98, 2003
10. 國中均, “無電極マイクロ波放電式イオンスラスタの研究・開発”, 宇宙航空宇宙学会誌第 46 巻第 530 号, pp.174-180, 1998
11. 楠田将士, “マイクロ波放電式中和器の引き出し電流電圧特性解析”, 九州大学修士論文, pp.1-16, 2014
12. 窪田健一, 渡邊祐樹, 山本直嗣, 中島秀紀, 宮坂武志, 船木一幸, “マイクロ波放電式中和器の電子引出に関する 3 次元 Hybrid-PIC 解析”, 日本航空宇宙学会論文集 Vol.63, No.5, pp.197-203, 2015
13. K. Kubota, H. Watanabe, N. Yamamoto, H. Nakashima, T. Miyasaka, I. Hunaki, “Numerical Simulation of Microwave Neutralizer Including Ion’s Kinetic Effects”, AIAA-2014-3831, AIAA Propulsion and Energy,

- Cleveland, July 28-30, pp.1-11, 2014
14. 増井博一, “マイクロ波放電型宇宙推進用プラズマ源に関する数値解析”, 九州大学修士論文, pp.1-9, 2005
  15. 笹川裕太郎, “数値解析によるマイクロ波放電式中和器の性能評価”, 九州大学修士論文, pp.1-14, 2013
  16. 金川隆保, “マイクロ波放電式小型イオンエンジンの数値解析”, 九州大学修士論文, pp.1-8, 2007
  17. Wataru Ohmichi, Hitoshi Kuninaka, “Performance Degradation of a Spacecraft Electron Cyclotron Resonance Neutralizer and Its Mitigation”, *Journal of Propulsion and Power* Vol.30, No.5, pp.1368-1372, 2014
  18. 江崎徹, “推進剤にアルゴンを用いた小型イオンスラスタの性能向上に関する研究”, 九州大学学士論文, pp.1-23, 2008
  19. 小野寺範義, 竹ヶ原春貴, 西山和孝, 船木一幸, 國中均, “マイクロ波放電型中和器の電子放出機構”, *日本航空宇宙学会論文集*, 第 49 巻, 第 564 号, pp.27-31, 2001
  20. 三好誠, “Ar を推進剤として用いるイオンエンジンの開発”, 九州大学修士論文, pp.1-9, 2007
  21. 鶴浩平, “マイクロ波放電式中和器の性能向上に関する研究”, 九州大学修士論文, pp.1-38, 2009
  22. 高木誠, “高密度プラズマ生成のための高性能 LaB6 陰極の試作・開発”, *名古屋大学工学研究科・工学部 技術部 技法* Vol.7, pp.9-12, 2004
  23. 高村秀一, “プラズマ理工学入門”, 森北出版株式会社, pp.91-104, 1997
  24. 佐鳥新, 船木一幸, 國中均, “マイクロ波中和器の放電室内部測定”, *日本航空宇宙学会誌*, pp.197-201, 1998
  25. V. E. ゴラント, A. P. ジリンスキー, I. E. サハロフ, “プラズマ物理学の基礎”, 現代工学社, pp.224-257, 1983
  26. Francis F. Chen, “プラズマ物理入門”, 丸善株式会社, pp.276-279, 2002
  27. 電気学会・マイクロ波プラズマ調査専門委員会, “マイクロ波プラズマの技術”, オーム社, pp.18-21, 2003

28. 富田健太郎, “協同的トムソン散乱法を用いた高気圧マイクロプラズマの診断法の開発”, pp.1-41, 2013
29. 波多江仰紀, 吉田英俊, 山内俊彦, 内藤磨, “JT-60U, JFT-2M における非協同トムソン散乱”, The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research, pp.868-873, 2000
30. 村岡克紀, “レーザートムソン散乱法の概要”, The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research, pp.860-862, 2000
31. 杉田健策, “小型マイクロ波放電式イオンスラスターのマイクロ波周波数依存性”, 九州大学修士論文, pp.1-22, 2011
32. 谷所正彦, “マイクロ波放電型中和器の基礎研究”, 九州大学修士論文, pp.1-31, 2005
33. 近岡貴行, “小型衛星用イオンスラスターの開発”, 九州大学修士論文, pp.1-31, 2006
34. 山本直嗣, 近藤慎哉, 近岡貴行, 金川隆保, 中島秀紀, “小型イオンスラスターの推進性能における形状依存性”, 日本航空宇宙学会論文集, Vol.56, No.655, pp.383-390, 2008
35. 小澤哲也, “LabVIEW データ集録プログラミング”, 森北出版株式会社, pp.1-6, 2008
36. 計測制御のための LabVIEW グラフィックプログラミング入門, pp.195-208, 1995
37. Teppei Tsuru, Shinya Kando, Naoji Yamamoto, Hideki Nakashima, “Development of Miniature Microwave Discharge Neutralizer for Miniature Ion Thruster”, Transactions of the Japan society for aeronautical and space sciences, space technology Japan Vol.7 No.ists26, pp.1-4, 2009
38. Toru Ezaki, Naoji Yamamoto, Teppei Tsuru, Yusuke Kotani, Hideki Nakashima, Naoto Yamasaki, Kentaro Tomita, Kiichiro Uchino, “Plasma Properties in a Miniature Microwave Discharge Ion Thruster”, Trans. JSASS Aerospace Tech. Japan Vol.8, ists27, pp.55-59, 2010

## 謝辞

まず初めに、子どもの頃からの夢だった宇宙開発分野の研究に携わる機会を与えてくださった中島秀紀名誉教授に感謝します。インターンシップや留学の時間を与えてくださり、夢だった JAXA での学会発表のために長時間実験に協力していただき、そして自分自身で考えることの大切さを教えてくださった山本直嗣准教授に深く感謝します。レーザートムソン散乱法に関する基礎知識をわかりやすく教えてくださり、文章の添削の協力をしていただいた森田太智助教に感謝します。研究で使用した分光器を製作していただいた豊田健太郎氏に感謝します。日頃から楽しく話をしてくださり、研究室を明るくしていただいた馬渡隆子氏に感謝します。

研究室の皆様、2年間本当にありがとうございました。実験の精度を上げるための調整に何度も協力してくれた上、実験に必要な材料の加工の手伝いにも快く手伝い、一緒に遊びに行くなどプライベートでも仲良くしていただいた岩本政隆氏に深く感謝します。いつも隣の席でイオンエンジンの性能向上を目的として、共にシミュレーションに関する研究で力を入れた奥田雄氏、サッカーやソフトボールでのテクニックを教えてくれて、さらにボーリングと一緒に 24 ゲームをした川島諒祐氏、共に筑紫テニスクラブに所属し、テニスの練習をする機会や試合に挑戦するチャンスを与えてくれた山口敦氏、中和器点火実験の際に終始協力し、さらに登山という楽しみを教えてくれた牛尾康一氏、共に学校近くのラーメン屋へ食べに行き、他のレアなラーメン屋さんへも連れて行ってくれた高瀬紘平氏、英会話の練習の機会を与えてくれて、スピーキング能力の改善に協力してくれた Parsa 氏、英語の試験で目標点を達したお祝いとして、共に美味しい焼肉で舌鼓を打った上野文輔氏、研究に対する強い情熱を持ち、宇宙関連の知識を中心にいつも適切なアドバイスをしていただいた枝本雅史氏、エントリーシート作成の際に、的確な添削をしていただいた江川雄亮氏、サバイバルという自分の知らない世界を教えてくれて、さらにギターを演奏していただいた市丸智裕氏、筋トレという趣味を持ち、ジムで様々なトレーニング方法をレクチャーしていただいた三浦智之氏、私の誕生日の飲み会に 2 年とも参加し、毎年お祝いしていただいた飯島健介氏、レーザートムソン散乱法に関す

る知識を共有し、同じ実験室で共に作業をした板谷佑太郎氏、喫煙所を通るたびに話しかけてくれて、いつも何かとフォローしてくれた川原友太郎氏、LabVIEW で解決できないことがあった時、共に問題に立ち向かった淵上大貴氏、時折中国語を教えていただいた李後毅氏、ミーティングでの話し合いや日頃の研究の際、研究に関するアドバイスをしていただいた齋藤直哉氏には、大変お世話になりました。

また、既に卒業された伊藤匠氏、坂井寿光氏、木邊厚視氏、楠田将士氏、田中啓介氏に感謝します。