平成１９年度

九州大学大学院 総合理工学府

先端エネルギー理工学専攻

修 士 論 文

論文名

30 W 級小型イオンスラスタの内部測定

氏　名　　近藤慎哉

指導教員名　　中島秀紀　教授

目次

第 1 章　序論　1

1.1　研究背景　1

1.2　目的　3

第 2 章　イオンスラスタ　5

2.1　イオンスラスタの作動原理　5

2.2　マイクロ波放電式イオンスラスタ　10

2.3　中和器　13

第 3 章　レーザートムソン散乱　14

3.1　レーザートムソン散乱の原理　14

3.2　電子温度と電子密度の算出方法　17

3.2.1　電子温度の算出　17

3.2.2　電子密度の算出　19

第 4 章　実験装置及び実験方法　20

4.1　真空排気系　20

4.1.1　小型真空容器　20

4.1.2　大型真空容器　21

4.2　マイクロ波伝送系　22

4.3　イオンスラスタ　23

4.3.1　可視化イオンスラスタ　23

4.3.2　イオンビーム引き出し　26

4.4　発光分光計測　28

4.5　レーザートムソン散乱　29

4.5.1　レーザートムソン散乱計測システム　29

4.5.2　レーザートムソン散乱測定に用いたイオンスラスタ　31

第 5 章　実験結果及び考察　33
5.1　可視化スラスタを用いた分光計測　33
5.1.1　作動ガス Ar での発光強度分布測定　34
5.1.1　作動ガス Xe での発光強度分布測定　39
5.2　レーザートムソン散乱測定　43
5.2.1　Kr を用いたレーザートムソン散乱測定　43
5.2.2　レーザートムソン散乱法による電子温度・密度の Kr ガス流量依存性　46
5.2.3　磁気チューブ領域でのレーザートムソン散乱測定　48
5.2.4　作動ガス Xe によるレーザートムソン散乱測定　49

第 6 章　結論　52

参考文献　53

謝辞　54

第 1 章　序論

1.1　研究背景 [(1)~(3)]

1957 年 10 月に当時のソビエト連邦により、人類初の人工衛星スプートニクが打ち上げられ、国の威信を懸けた宇宙開発が活発に行われるようになった。有人宇宙飛行、惑星探査、宇宙ステーションなど様々な国家的プロジェクトが行われ、今日の科学技術の進歩に大きく貢献した。しかしながらこのような大型プロジェクトは冷戦終結後、衰退し限られたものしか行われなくなってきた。国家予算の縮小、長期的な開発期間や失敗時の多大な損失などが原因である。そこで、これまでの大型プロジェクトとは別に、民間・大学レベルでも参入可能な小型プロジェクトへの取組みが活発化してきた。その代表的なものが小型衛星の開発である。

小型衛星とは、一般的に質量が数百キログラム程度の衛星を指す。小型衛星のメリットとして、開発期間の短縮や開発コストの削減が挙げられる。大型衛星では開発期間が 5～10 年以上、打上げコストが数百億～数千億円であったが、小型衛星では開発期間 3 年、コスト数億～数十億円程度である。開発サイクルが短縮されると、昨今の急速な民生技術開発に対応でき、タイムリーな宇宙開発が可能である。また、低コスト化により、挑戦的なプロジェクトも可能である。勿論、有人宇宙飛行などは小型衛星には向かないが、情報関連など商業的利用価値の高いプロジェクトにはその優位性が発揮できる。このような魅力的な小型衛星の開発は、現在様々な研究機関で行われている[(4),(5)]。しかしながら、小型衛星はそのサイズ故搭載できる推進機のサイズ及び搭載できる燃料量が限られ、様々なミッションに対応しようとすると燃費の良いエンジンが必要不可欠である。そこで、近年注目を集めているのが電気推進機の小型衛星への応用である。

電気推進機とは太陽電池等で得られた電気エネルギーで推進剤(燃料)をプラズマ化し、これを加速して推力を発生させるものである。その特徴として化学推進機より推力は小さいものの、燃費を意味する比推力が非常に高い。この電気推進の概念は、約 100 年前の 1906 年に Robert H. Goddard によって生み出された。また、Hermana Julius Oberth が、1929 年に発行された “*Wege zur Raumschiffahrt* (宇宙航行の方法)” の中で電気推進について著すなどその歴史はかなり古い。しかし、技術レベルが十分でなかった事や、ロケット打上げには

不向きだったことから化学推進よりも発展が遅れてしまった。その後、Ernst Stuhlinger や L. R. Shepherd, A. V. Cleaver などによって理論が発展し、様々な研究機関で本格的な実験が始まった。そして 1964 年、旧ソ連より打上げられた Zond-2 の姿勢制御に電気推進が実用化された。また、アメリカでは 1965 年打上げの Vela、日本では 1994 年打上げの ETS-VI で実用化された。その後も様々な衛星で実用化され、今後も益々その活躍の場は増えていくと予想される。

現在使用されている代表的な電気推進機はアークジェットスラスタや MPD (Magnet-Plasma-Dynamic)スラスタ、ホールスラスタ、そしてイオンスラスタである。イオンスラスタは他の電気推進機と比較しても比推力が高く、長期間の人工衛星の姿勢制御や惑星探査に適している。このようなイオンスラスタを小型化して、小型衛星に搭載できれば従来の小型衛星では不可能であった長期の地球観測やフォーメーションフライング、衛星の自己廃棄等が可能となる。フォーメーションフライングとは複数個の衛星が連携して大型衛星並のミッションを可能とするもので、故障した衛星は代わりを打上げれば良いのでリスクが軽減できる。フォーメーションフライングは精密な姿勢制御が必要なので、低推力かつ高比推力のイオンスラスタが適している。また、衛星の自己廃棄とは寿命を終えた衛星がスペースデブリ（宇宙のゴミ）とならないように軌道を地球へ向けて大気圏消滅を図る事である。デブリ問題は今後の宇宙開発の障害の一つで、デブリが衛星に衝突すると故障する恐れがある。この自己廃棄も高比推力が必要で、イオンスラスタが応用できる。

1.2　目的

当研究グループでは、小型人工衛星への搭載を目標に小型イオンスラスタの開発を行っている。昨年までの研究の結果を図 1-1 に示す。投入電力 8 W、推進剤 Xe、推進剤流量 0.2 mg/s において、推力 0.79 mN、推力密度 4.2 N/m^2、比推力 4,100 sec、推進剤利用効率 0.91、イオン生成コスト 610 W/A、推進効率 0.57 という高い推進性能が達成された[(6)]。ここで、推力、推力密度、推進剤利用効率、イオン生成コスト、比推力、推進効率は以下のように定義される。

・推力：イオンビーム噴出により発生する推進力
・推力密度：噴射口単位面積当たりの推力
・比推力：単位推進剤流量での推力発生持続時間
・推進剤利用効率：供給推進剤流量とイオンビーム流量の割合
・イオン生成コスト：イオンビームとなる 1 粒子を生成するのに要するエネルギー
・推進効率：投入した電力のうち推力発生の運動エネルギーに変換した割合

更なる性能向上を図るために、イオンスラスタ内部のプラズマ構造を測定してプラズマ生成と損失のメカニズムを理解することが重要である。一例として、図 1-2 にイオンスラスタの投入電力と推進性能の関係を示す。横軸はマイクロ波投入電力、縦軸は推進効率となっている。マイクロ波投入電力 10 W までは、投入電力の増加に伴い推進効率も上昇している。しかし投入電力 10 W をピークに、投入電力の増加に伴い、推進効率は低下している。最適値の存在を説明する物理メカニズムの解明には、イオンスラスタ内部のプラズマ構造を測定する必要がある。しかし、イオンスラスタのサイズが非常に小さく、プローブを挿入するとプラズマに擾乱を与えてしまうため、プラズマパラメータを測定するのが困難である。

そこで本研究では、非接触的な方法によって放電室内部のプラズマの測定を行うことを目的とする。

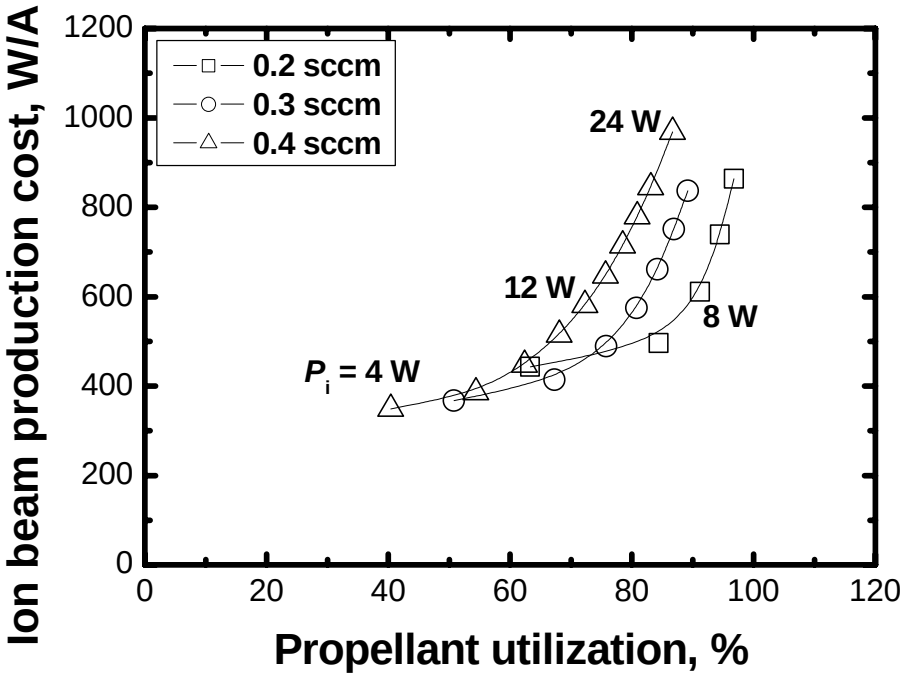


図 1-1　30 W 級イオンスラスタのイオン生成能

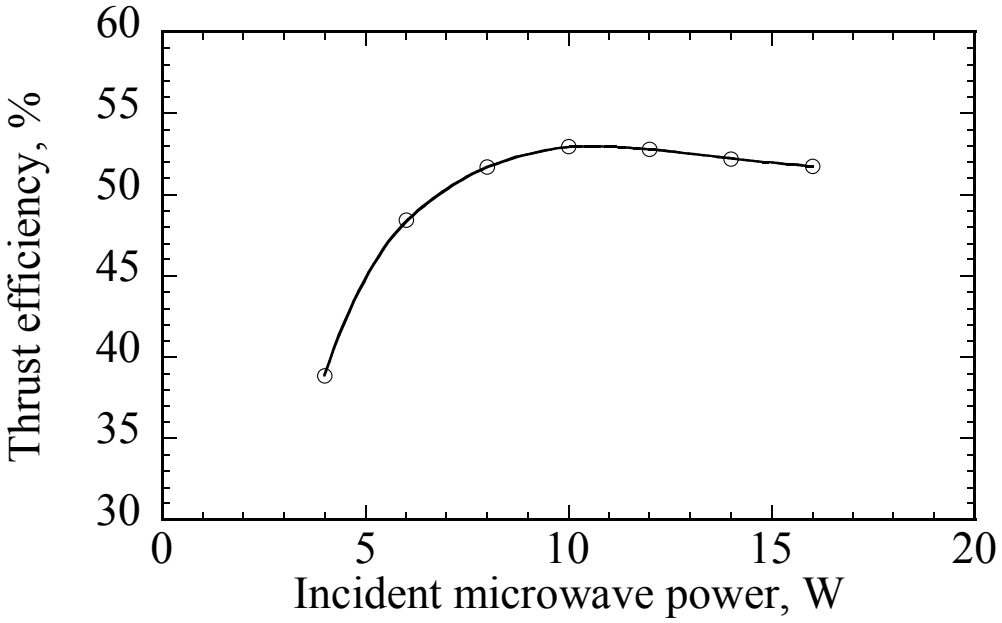


図 1-2　イオンスラスタの推進効率の投入電力依存性

第 2 章　イオンスラスタ

2.1　イオンスラスタの作動原理[3]

イオンスラスタの概念図を図 2-1 に示す。イオンスラスタはアーク放電やマイクロ波などで推進剤を加熱・電離させてプラズマを生成し、2 枚ないし 3 枚からなる多孔状の電極に 1000 V 程度の高電圧を印加させ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。イオンスラスタは主に 3 つの領域から構成されている。

① 推進剤を電離するイオン生成部　(Ionization)
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　(Acceleration)
③ 放出されたイオンビームを電気的に中和する中和部　(Neutralization)

これらの各過程はそれぞれイオン源、加速電極、中和器によって行われる。

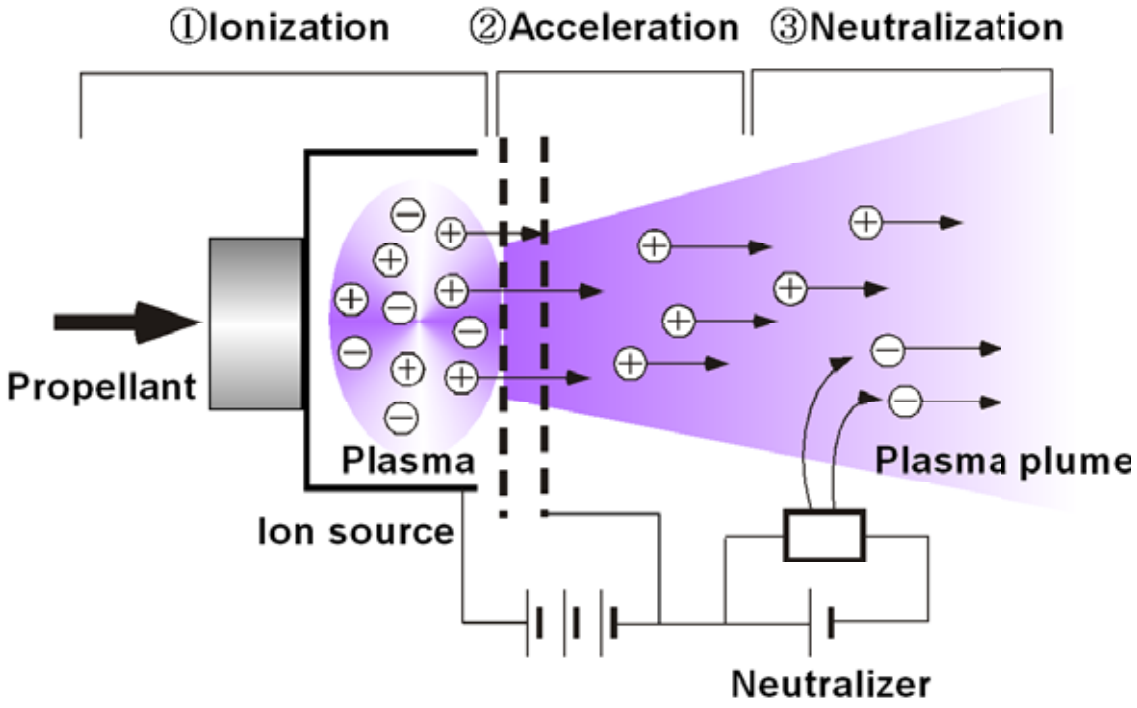


図 2-1　イオンスラスタの概念図

ここで、生成されたプラズマ及びそのビーム引き出しについて考えてみる。

プラズマは正イオンと電子の密度が等しく、正と負の空間電荷量が釣り合った電位的に安定な状態にある。プラズマの空間電位に対して負の電位を持つ電極が存在すると、空間電荷のバランスが崩れ電子は反発されて正イオンの空間電荷だけが存在するシースが形成される。プラズマ中の電子はイオンに比べて移動度が大きく、エネルギー分布を持っているため、イオンがプラズマから取り出されるときにはイオンは図 2-2 に示すような遷移領域を経てからイオンシース領域において加速される。このとき、プラズマから取り出されるイオン電流量のことをイオン飽和電流と呼ぶ。イオン飽和電流密度 J_{pi} はイオンシースが安定に存在する条件（Bohm の条件）から求めることができ、以下の式で表される。

$$J_{\mathrm{pi}} = en_{\mathrm{p}}\left(\frac{kT_{\mathrm{e}}}{m_{\mathrm{i}}}\right)^{1/2}\exp\left(-\frac{1}{2}\right) \tag{2-1}$$

ここで、e は素電荷、n_p はプラズマ密度、k は Boltzmann 定数 1.3807×10^{-23} J・K^{-1}、T_e は電子温度、m_i はイオンの質量である。

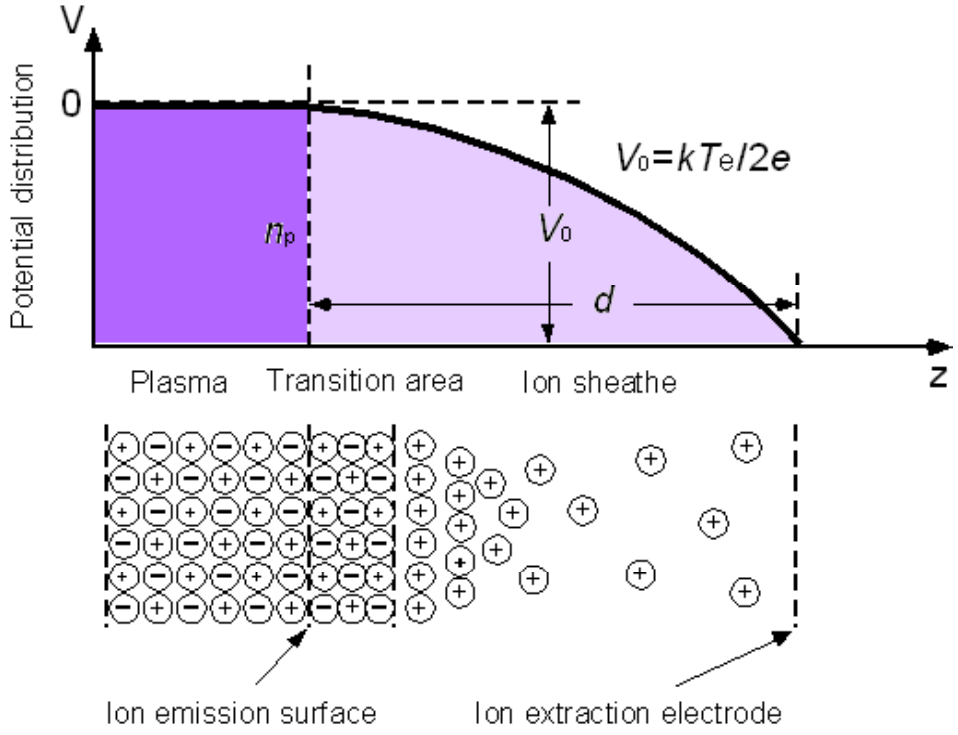


図 2-2　イオンシース領域への遷移

このようにプラズマからのイオン放出能力はプラズマ密度の 1 乗と電子温度の平方根に比例する。ただしプラズマからイオンを引き出す場合、イオン自らがもつ正の空間電荷により電界が変化し、その電界がイオンビーム電流量を制限する。図 2-3 に引き出されるイオンビーム量における、イオン引き出し系の空間電荷とプラズマ源でのイオン放出能力の関係を示す。この空間電荷に制限された電流値のことを空間電荷制限電流値といい、イオンシース領域において、電流密度 J_0 と電極間の印加電圧 V_0 を用いて以下のような関係式がある。

$$J_0 = \frac{4\varepsilon_0}{9}\left(\frac{2q}{m_i}\right)^{1/2}\frac{V_0^{3/2}}{d^2}\gamma \tag{2-2}$$

ここで、ε_0 は真空の誘電率、q は荷電粒子の電荷量、d は引き出し電極間隙、γ は空間電荷制限緩和係数（イオン引出し領域に電子による空間電荷中和がある場合に空間電荷制限電流が緩和されるときの係数で、1 以上の値をもつ）である。この式は Child-Langmuir の式と呼ばれ、荷電粒子ビームの加速進行方向に対して輸送する場合の最大電流密度を表す。

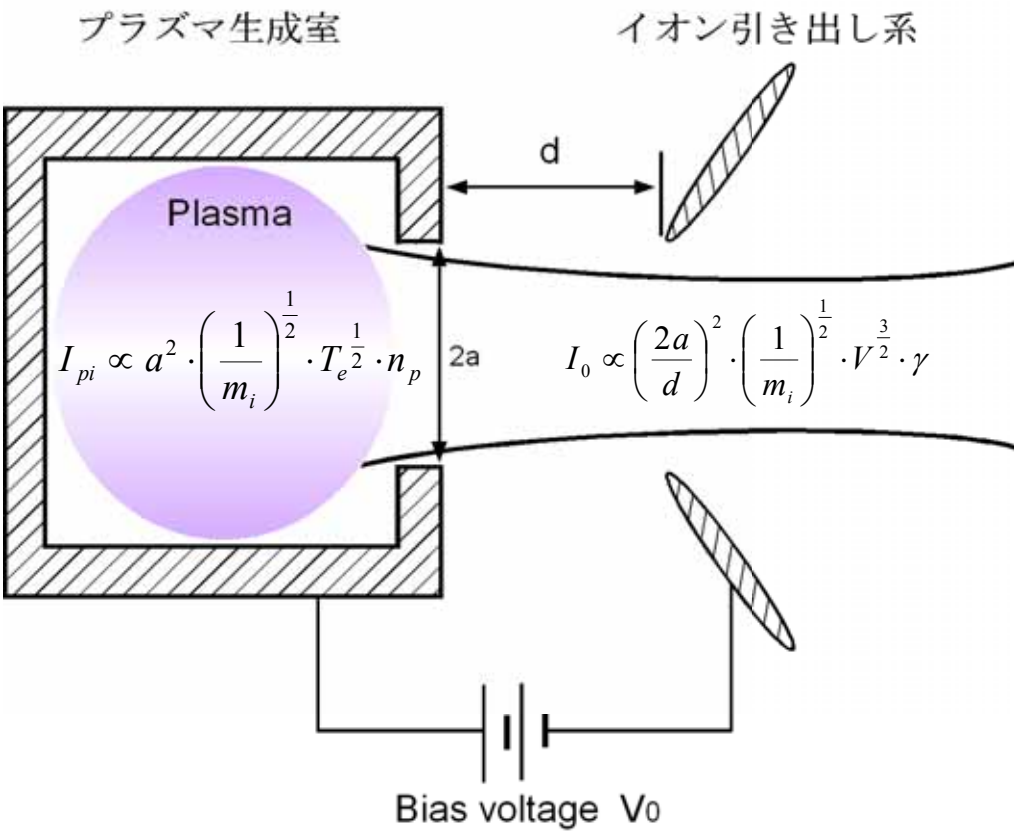


図 2-3　イオン源とイオンビーム引き出し

単孔から引き出し得る最大イオンビーム電流は、理想的には引き出し電圧の 3/2 乗に比例して増加する。しかし、イオンは質量が大きいために速度が遅く、空間電荷効果の制限を受けやすい。また、与えられた電極間隙に対して絶縁破壊電圧が存在することなどから、その上限値が存在する。そのため多量にイオンビームを得たい場合は、引き出す孔の数を増やせばよい。2 次元的に孔数を増やす方法が多孔電極引き出しであり、孔の数倍だけ電流を増すことができる。

イオンスラスタにおいて、イオンビームの引き出しはプラズマ生成部で発生した正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。引き出し部はプラズマに接するスクリーン電極と 1 mm 程度の短い間隙で平行に置かれる加速電極および減速電極で構成される。場合によっては、減速電極を用いない 2 枚電極システムで構成されることもある。各電極には内径 1-3 mm 程度の孔が多数あけられ、その開口率（孔の総面積が占める割合）は、スクリーン電極で約 70%、加速電極で約 25%、減速電極で 50-70%程度である。図 2-4 に 2 枚電極の場合での、1 組の孔から引き出されるイオンビームを示す。また、軸方向の電位分布の概略を図 2-5 に示す。イオンビームの下流領域には中和器から放出された電子やイオンとスラスタから漏出した中性粒子との電離反応で生じた電子が存在し、ビームプラズマと呼ばれるイオンビームと、それ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。これらの電子が引き出し部を通ってプラズマの生成部へ逆流しないように、図 2-5 に示されるように負の電位領域を形成している。この役割をするのが加速電極である。

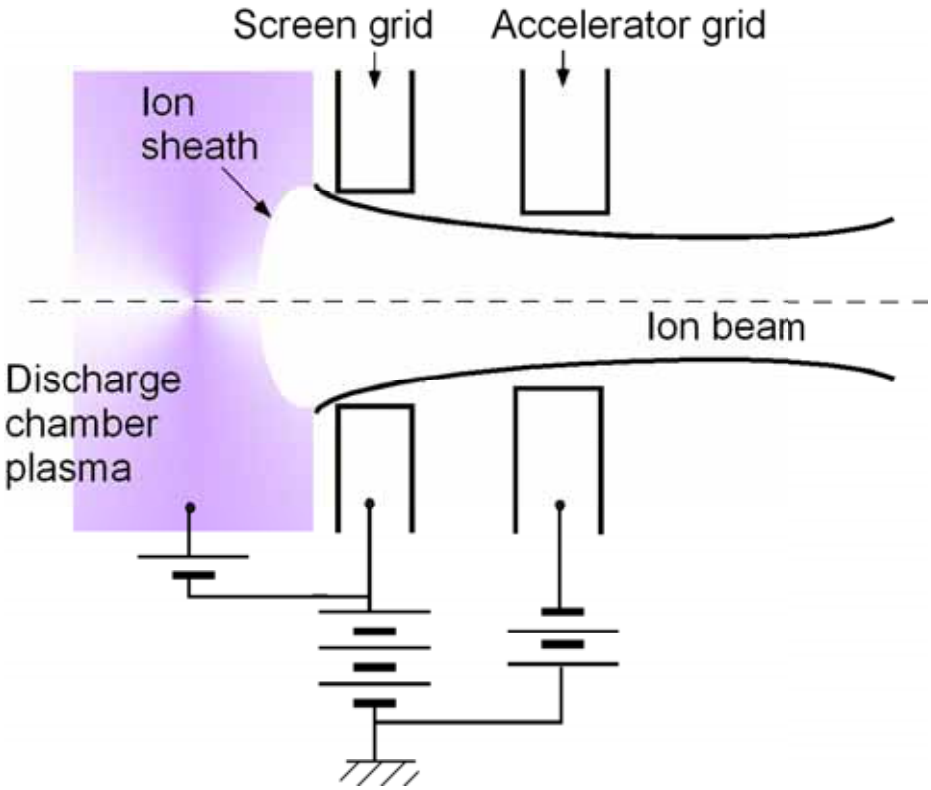


図2-4　単孔から抽出されるイオンビーム

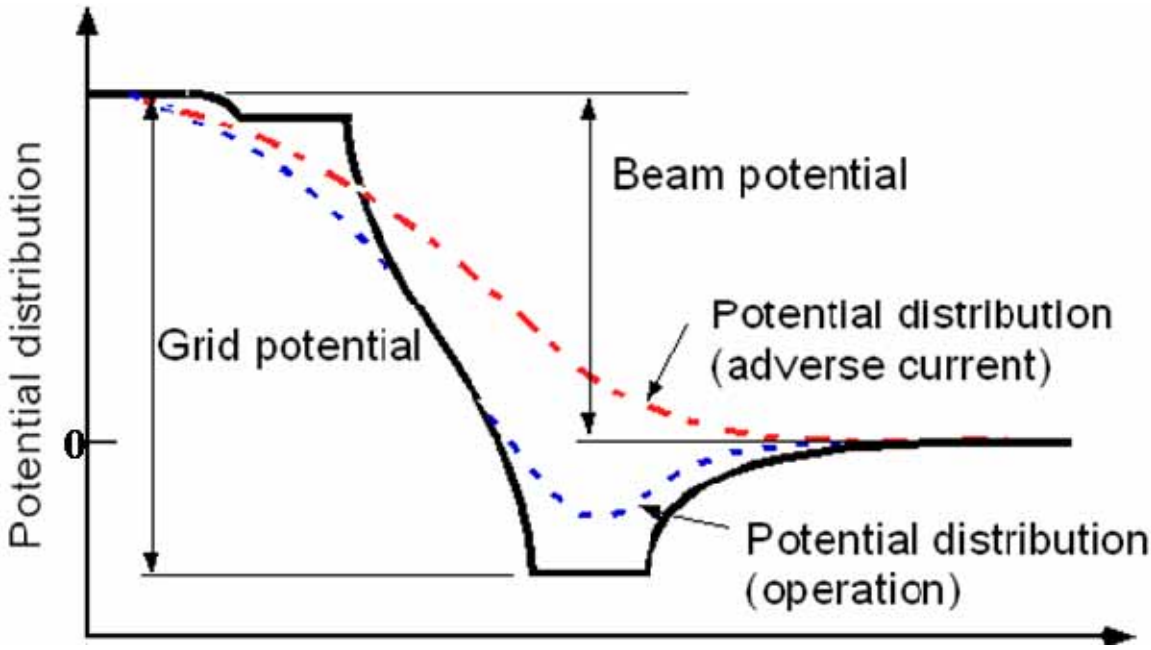


図2-5　イオンビーム引き出し軸方向電位分布

2.2　マイクロ波放電式イオンスラスタ

イオンスラスタ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大別される。直流放電式イオンスラスタの概念図を図2-6に、マイクロ波放電式イオンスラスタの概念図を図2-7に示す。実用化されているもので代表的な直流放電式のものはNASA（アメリカ航空宇宙局）のDeep Space 1（1998年打上げ）、マイクロ波放電式のものは宇宙科学研究所（現宇宙航空研究開発機構）のHAYABUSA（2003年打上げ)がある。現在イオンスラスタの主流となっている直流放電式イオンスラスタは、酸化バリウム等を含浸させた多孔質タングステンを内部物質とした陰極（ 図2-6のMain Cathode ）から電離電圧以上のエネルギーを持った1次電子を放電室内へ供給し、中性粒子（推進剤）と衝突させてプラズマを生成する。

マイクロ波放電式とはマイクロ波帯域の交流電界で電子を加速し、この電子が中性粒子と電離衝突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式をイオンスラスタに採用することで以下のようなメリットが得られる。

1. 放電用電極を必要としないのでスラスタの長寿命化と構造の簡略化が可能。
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イオン源・中和器プラズマの同時生成が可能。
3. 予備加熱が不要なので、スラスタの迅速なスタートが可能。

本研究ではこのような特長を持つマイクロ波放電式イオンスラスタの開発を行う。

マイクロ波電源の性能が直流放電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。そのため放電においてはECR（Electron Cyclotron Resonance：電子サイクロトロン共鳴）を利用し、電子の加熱効率を上げている。

小型マイクロ波放電式イオンエンジンの推進性能はこれまでのところ、サイズダウンに伴う壁面への衝突によるプラズマの損失の増加だけでなく、マイクロ波とプラズマのカップリングが悪いため、従来のエンジンに比べて劣っている[7]。このタイプのイオン源には、図 2-8 に示される磁気回路によって形成される磁気チューブとマイクロ波を放出するアンテナがある。磁気チューブは仮想カソードとして働き、捕らえられた電子は、電子サイク

ロトロン共鳴（ECR）によってエネルギーを受けて中性粒子をイオン化する[8]。効率よくマイクロ波のエネルギーをプラズマに伝達するためには、アンテナ近傍に高い電場が存在するので、アンテナと ECR 層を接するように配置すれば良い[9]。一方、イオン源の性能は、プラズマの磁場閉じ込めの影響も受ける。それ故、磁場形状は推進性能に影響を及ぼす。

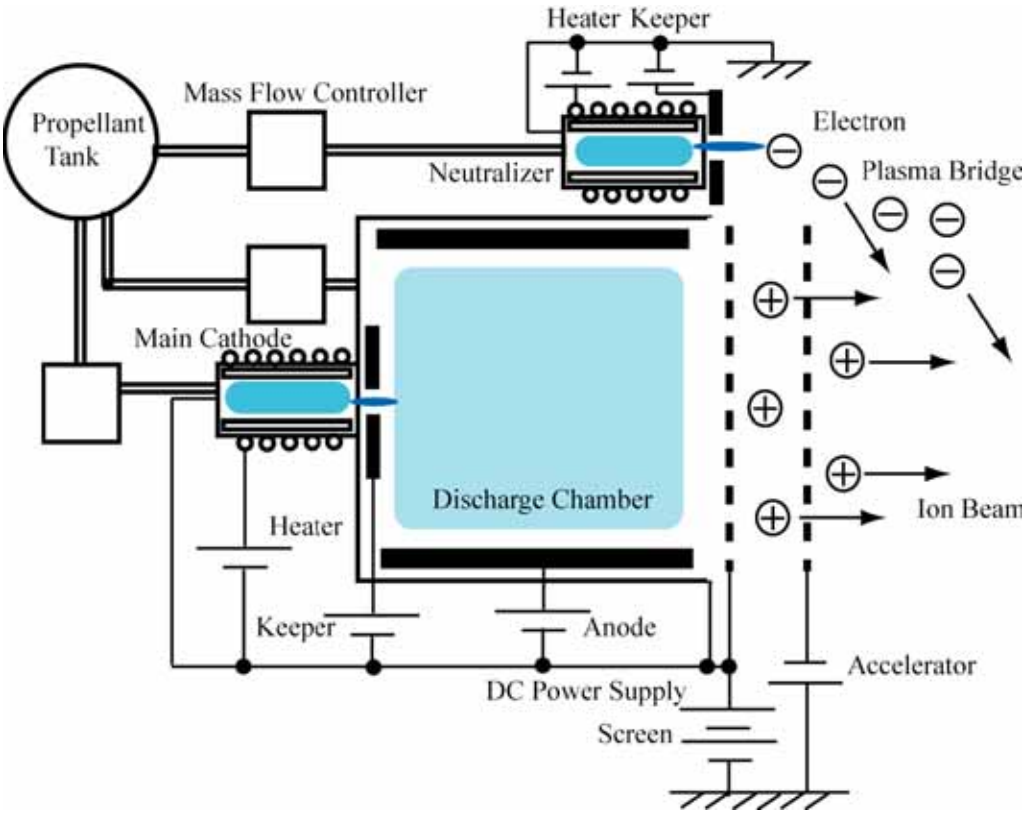


図 2-6　直流放電式イオンスラスタの概念図

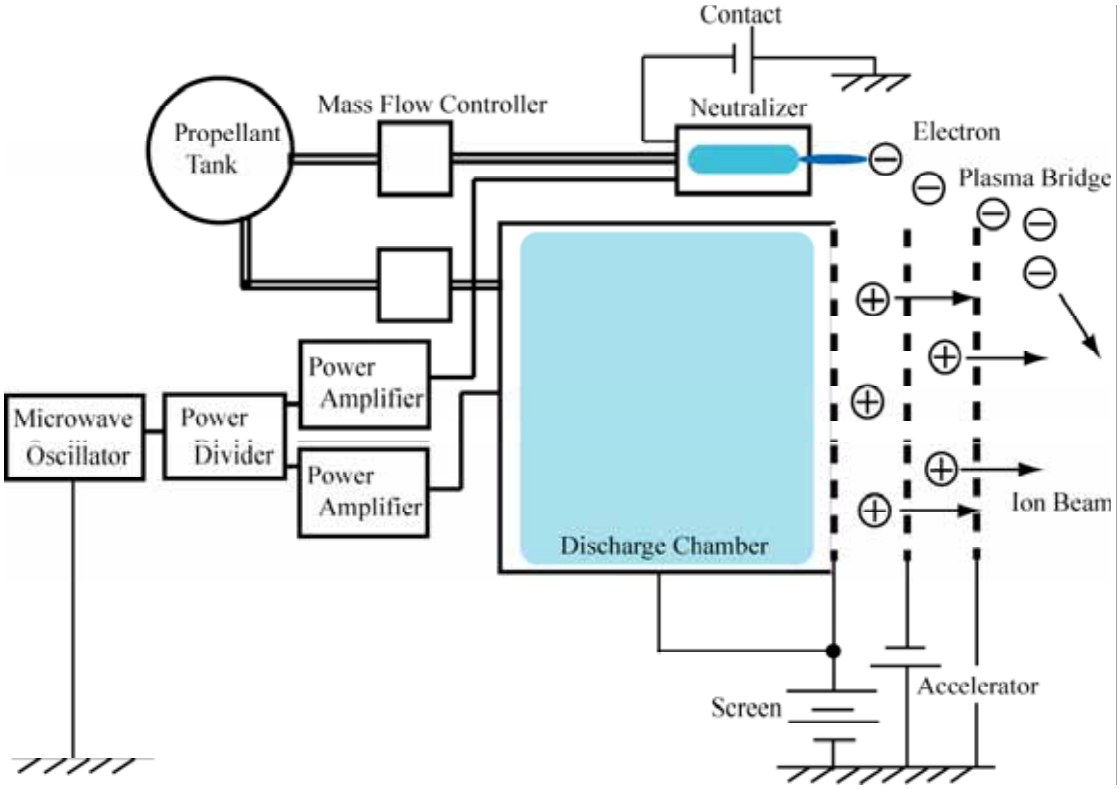


図 2-7　マイクロ波放電式イオンスラスタの概念図

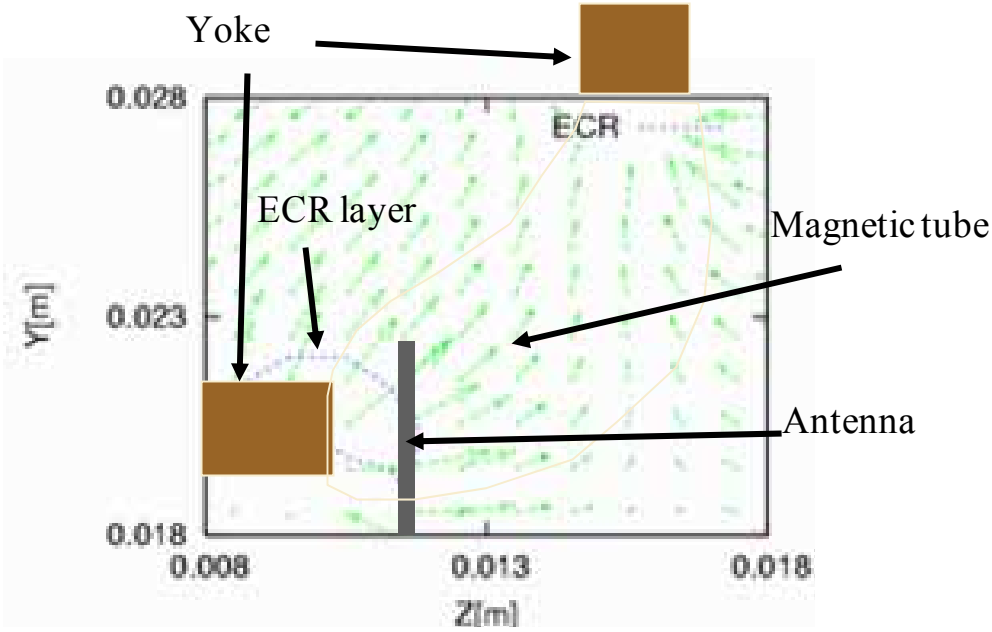


図 2-8　磁気チューブ

2.3　中和器

イオンビームの中和はイオンスラスタ本体より外側に配置された中和器によって行われる。イオンスラスタが正イオンのみを噴出すれば、スラスタやそれを用いる宇宙機は負に帯電するため，イオンは再び引き戻されることになり推力発生は不可能となる。このため、噴射したイオンと同数の電子を放出する必要があるが、その電流量は中和器やビームプラズマの電位のわずかな高低の変化によって、自動的かつ自然に行われ、特に積極的な制御を必要としない。また、外部へ放出される電子電流に対して内部壁面において電荷の補充がなされる。

現在、中和器として主にホローカソードと呼ばれる中空陰極が使用されている。ホローカソードの出口にはオリフィスが設けられ、ガス消費を小さくしてかつホローカソード内部のガス圧力（数 Torr）を維持する目的を担う。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 ℃程度の高温に維持して初めて熱電子を放出する。作動前には，外部ヒーターによって加熱されるが、一旦作動されると自己発熱に委ねられる。作動が長時間にわたると熱電子放出材が損耗し、カソード内部上流にできるバリウム化合物の堆積層が電極を覆うために熱電子放出率が落ちてくる。一方、作動中に堆積するバリウム化合物のため、スラスタの ON/OFF サイクルによって度重なる熱衝撃が加わるとヒーターの断線故障が起こりうる。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。

マイクロ波放電式中和器は、イオン源と同様に ECR 加熱等でプラズマを生成し、中和を行う。この方式は、マイクロ波放電式イオンスラスタと同一のマイクロ波源を用いるので、エンジンシステムの簡素化が可能で信頼性も向上できる。この電源数の削減は、特に小型衛星において重要である。マイクロ波放電式中和器は既述した「HAYABUSA」に搭載されており、電流値及び耐久性は実証されている。しかし、本研究で扱うような小型イオンスラスタに対応するサイズの小型マイクロ波放電式中和器は実用レベルには達していない。

第 3 章　レーザートムソン散乱[10]

3.1　レーザートムソン散乱の原理

プラズマ中にレーザー光を入射させた時、プラズマ中の自由電子は、レーザー光の電場で強制振動させられる。その強制振動の結果、二次的な光が放射される。これが本研究で用いるレーザー光のトムソン散乱である。図 3-1 の配置において、入射レーザー光の波長をλ_i 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 $I_T(\Delta\lambda,\theta)$ [W/m^2] は、

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

と表せる。ここで、I_0 [W/m^2] は入射レーザー光の強度、n_e [m^{-3}] は電子密度、ΔV [m^3] は散乱体積、θ[rad] は入射レーザー進行方向からの散乱角、$\Delta\Omega$ [sr]は受光立体角を表している。比例係数 $\mathrm{d}\sigma_T(\Delta\lambda,\theta)$ [m^2/sr] は、自由電子が、θ 方向の単位立体角内で、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、トムソン散乱の微分散乱断面積と呼ばれ、次式で与えられる。

$$\mathrm{d}\sigma_T(\Delta\lambda,\theta) = r_0^{\,2}\left[1-\sin^2\theta\cos^2\xi\right]\cdot S(\Delta\lambda,\theta) \tag{3-2}$$

ここで、r_0 は電子の古典半径、θ は入射レーザー光の波数ベクトル $\boldsymbol{k_i}$ と散乱光の波数ベクトル $\boldsymbol{k_s}$ のなす角、ξは波数ベクトル $\boldsymbol{k_s}$ を x-z 平面に投影したベクトルと y 軸のなす角である。また、$S(\Delta\lambda,\theta)$ は動的形状因子とよばれ、分光スペクトルの形を表す。

(3-2) 式より、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 3-2 のような入射レーザー光の電界 $\boldsymbol{E_i}$ を軸方向とした異方性を示す。特に $\boldsymbol{E_i}$ 方向の散乱光強度は 0 になる。

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、散乱光強度は単純に 1 個の電子による散乱光強度を、散乱に寄与する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するならば、個々の電子による散乱波は、それらと π 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てしまう。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等の電子密度の揺動が存在し、散乱光は完全には打ち消されず、その観測が可能である。散乱光の電界の振幅は密度揺動の大きさに比例し、熱平衡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、二つの部分に分けて考えられる。一つは電子自身の熱運動によるもの、もう一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。

すなわち、

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

と書き表すことができる。$d\sigma_e(\Delta\lambda,\theta)$、$d\sigma_i(\Delta\lambda,\theta)$ はプラズマ条件（電子密度、電子温度、イオン温度などの値）と、散乱条件（使用レーザー波長と散乱角）によって決定される。

このとき、$d\sigma_e(\Delta\lambda,\theta)$ と $d\sigma_i(\Delta\lambda,\theta)$ と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、次式で定義する散乱パラメータ α を導入し、α の値による散乱スペクトルの変化について考える。

$$\alpha = \frac{1}{|\boldsymbol{k}|\lambda_D} \qquad \left[|\boldsymbol{k}| = |\boldsymbol{k}_s - \boldsymbol{k}_i| = \frac{4\pi}{\lambda_i}\sin\frac{\theta}{2} \right] \tag{3-4}$$

ここで、λ_D はプラズマのデバイ長である。

$\alpha \ll 1$ ではデバイ長が散乱に関係する波長（$1/|\boldsymbol{k}|$）よりも長くなるので、個々の電子が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ので、これを非協同的散乱（incoherent Thomson scattering）という。また、$\alpha \gtrsim 1$ 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。これを、イオンを遮蔽する電子群の協同的運動による散乱という意味で協同的散乱（collective Thomson scattering）という。

本研究で用いたレーザー（波長 532 nm）、散乱角（90°）およ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 $n_e = 10^{17} \sim 10^{18}$ m^{-3} では $\alpha \ll 1$ となり、散乱は非協同的散乱領域にある。

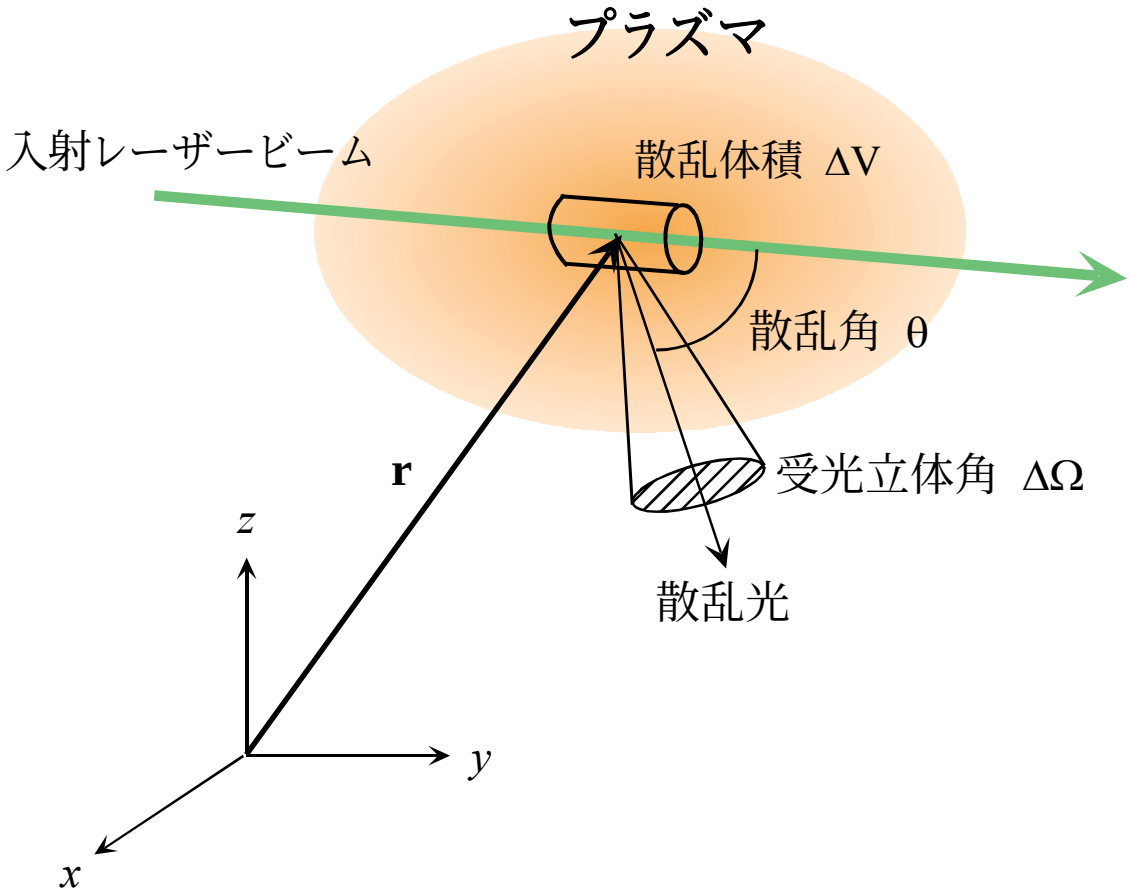


図 3-1　プラズマによるレーザー光の散乱の概念図

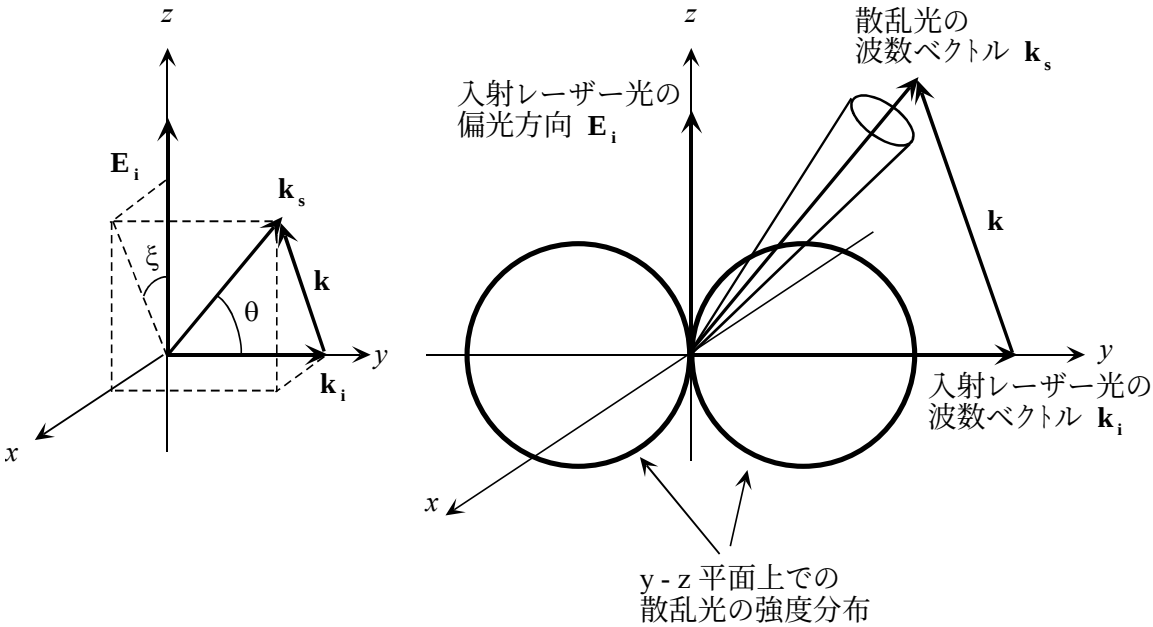


図 3-2　散乱光強度の角度分布

3.2 電子温度と電子密度の算出方法

3.2.1 電子温度の算出

前節で述べたように、イオンスラスタ放電室内プラズマからのトムソン散乱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拡がりを持つ。

ここで、熱速度 v を持った電子が位置 $\boldsymbol{r}$ に存在しているとする。その電子に波長λ_i のレーザー光が照射され、レーザー光が散乱される場合を考える。このときのドップラーシフト$\Delta\lambda$ は、

$$\Delta\lambda = 2\mathrm{v}\sin(\theta/2)\lambda_i / c \tag{3-5}$$

となる。

非協同的散乱の場合、前述のように、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すことができるので、(3-5) 式の関係を電子群に拡張することができる。(3-5) 式より、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。したがって、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クスウェル分布となる。このとき、そのスペクトル幅の拡がりを特徴づけるパラメータとして、電子温度が定義できる。

一次元のマクスウェル分布は電子温度を T_e [eV]、電子の質量を m_e [kg]、素電荷を e とすると、次式で表される。

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

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

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

となる。よって、トムソン散乱スペクトルの半値半幅$\Delta\lambda_{T,1/2}$ は、T_e および入射レーザー波長λ_iを用いて次のように表される。

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

しかし、実際に観測されるスペクトル $G(\Delta\lambda,\theta)$ は、真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り、次式で表される。

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

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

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

ただし、$\Delta\lambda_{I,1/2}$ は装置関数の半値半幅である。したがって、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(3-10) 式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る。さらに、(3-8) 式より電子温度が算出できる。

3.2.2　電子密度の算出

電子密度n_e [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が算出できる。しかし、I_0、ΔV、$d\Omega$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気体によるレイリー散乱光強度を観測して、受光系の絶対校正を行う。

中性粒子密度n_0 [m^{-3}] の気体からのレイリー散乱光強度$I_R(\Delta\lambda, \theta)$は、

$$I_R(\Delta\lambda,\theta)\,\Delta\Omega\delta\lambda = I_0\, n_0\, \Delta V\, \mathrm{d}\sigma_R(\Delta\lambda,\theta)\,\Delta\Omega\delta\lambda \tag{3-11}$$

で表される。ここで、$\mathrm{d}\sigma_R(\Delta\lambda, \theta)$はレイリー散乱の微分散乱断面積である。

よって、 (3-1) 式、(3-11) 式を n_eについて解くと

$$\begin{aligned} n_e &= n_0 \frac{\mathrm{d}\sigma_R(\Delta\lambda,\theta)}{\mathrm{d}\sigma_T(\Delta\lambda,\theta)} \frac{I_T(\Delta\lambda,\theta)}{I_R(\Delta\lambda,\theta)} \\ &= n_0 \frac{\mathrm{d}\sigma_R(\Delta\lambda=0,\theta)}{r_0^2[1-\sin^2\theta\cos^2\xi]} \frac{I_T(\Delta\lambda,\theta)}{I_R} \frac{1}{G(\Delta\lambda,\theta)} \end{aligned} \tag{3-12}$$

を得る。ただし、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は、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ため、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になる。

(3-12) 式において、アルゴンガスや窒素ガス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。

第 4 章　実験装置及び実験方法

4.1　真空排気系

4.1.1　小型真空容器

小型真空容器を用いた実験装置の概要図を図 4-1 に示す。小型真空容器は SUS 製で内径 267 mm, 長さ 400 mm の円筒型である。容器側面及び容器上部に計 5 ヶ所の観測窓を設置している。レーザートムソン散乱測定の際、容器側面の窓から、レーザーを入射し、容器上部の窓から、散乱光を観測できる。容器下側には真空排気用のフランジが設置されている。なお全実験を通してこの真空容器は電気的に基準電位となっている。以下に使用した真空排気装置を示す。

1. Rotary pump　　5.2 *l* / sec
2. Turbo molecular pump　　150 *l* / sec

Rotary pump は粗排気用として使用し、Turbo molecular pump を高真空用として用いる。推進剤 Ar ガス 1 sccm 流入時の背圧は 1.6×10^{-2} Pa であった。

図 4-1　実験装置写真（小型真空容器）

4.1.2　大型真空容器

大型型真空容器を用いた実験装置の概要図を図 4-2 に示す。大型真空容器は SUS 製で、内径 600 mm、長さ 1000 mm の円筒型である。真空容器には大小合わせて 11 箇所の穴が設けられ、それぞれスラスタ設置用、真空排気用、プローブ差込用、観察用となっている。また、この真空容器は全実験を通して電気的にアースされ、基準電位となっている。

以下に使用した真空排気装置を示す。

1. Rotary pump	5.2 *l* / sec: 2 台
2. Turbo molecular pump	300 *l* / sec
3. Cryo pump	2000 *l* / sec

Rotary pump は粗排気用、Turbo molecular pump と Cryo pump は高真空用に使用した。到達圧力は 9.3×10^{-4} Pa で、推進剤 Xe ガス 0.2 sccm 流入時の背圧は 1.6×10^{-3} Pa であった。

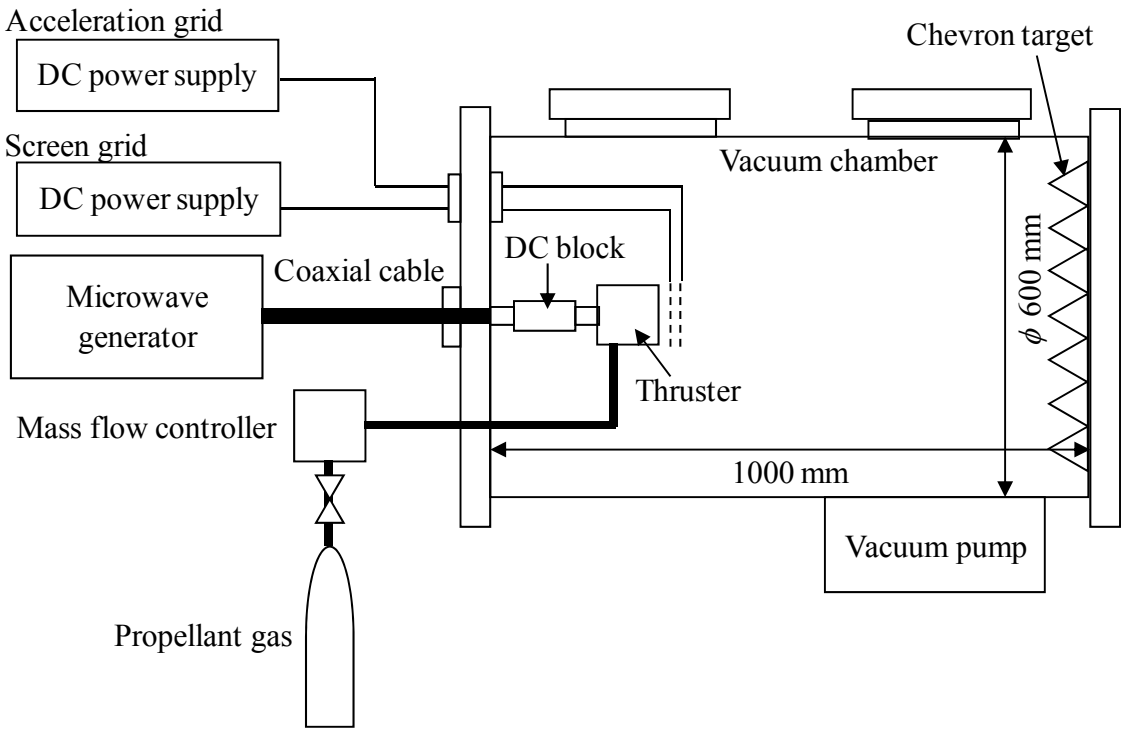


図 4-2　実験装置概略図（大型真空容器）

4.2　マイクロ波伝送系

本研究で使用したマイクロ波の周波数は2.45 GHzであるが、一般に2.45 GHzの発振に用いら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安定しないという特性を持つ。そのため、本研究では固体発振器により発振されたマイクロ波を固体アンプにより増幅する形式のものを使用した。

マイクロ波伝送系のフローチャートを図4-3に示す。マイクロ波は発振器から発振された後、フィルタを経てアンプによって増幅される。その後アイソレータ、方向性結合器を経て特性インピーダンス50 ΩのN型同軸ケーブルより出力される。真空容器内へはN型真空用コネクタを使用し、真空容器内でN型ケーブルからセミリジッドケーブルへと変換され、SMAコネクタを経て放電室内へ導入される。投入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より算出される。反射波はダミーロードにて熱として外部へ放出される。また、アンテナとの整合はマイクロ波電源から真空容器までのN型ケーブルの長さと真空容器からスラスタ部までのセミリジッドケーブルの長さを変化させて行っている。

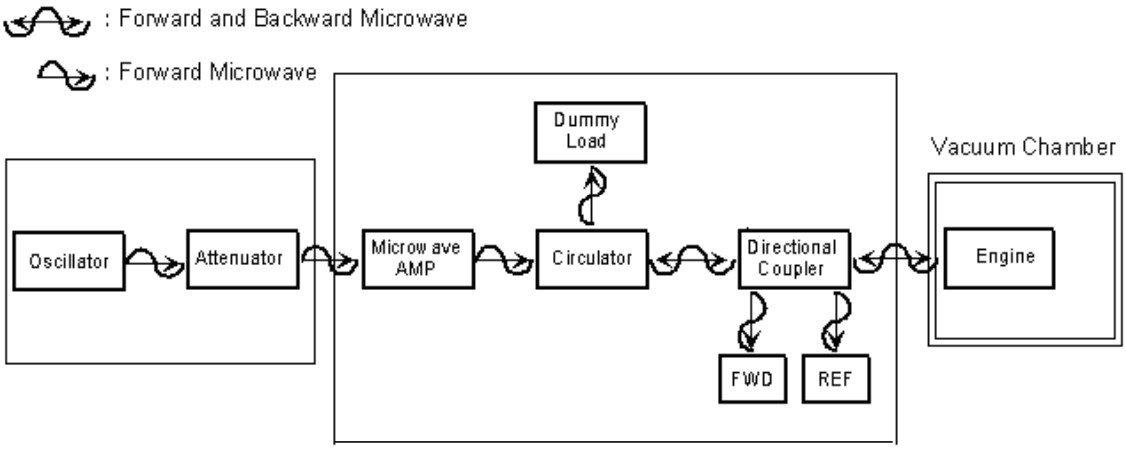


図4-3　マイクロ波伝送系のフローチャート

4.3　イオンスラスタ

4.3.1　可視化イオンスラスタ

図 4-4 に当研究室で開発してきたイオンスラスタの構成図を示す。Al 製円筒放電室の周囲に 4×4×12 mm の長手方向磁化磁石を複数個配置し、それらを軟鉄製ヨークで挟み込んで放電室内に磁気回路を形成させている。磁石は永久磁石の Sm-Co (サマリウムコバルト) を使用しており、この磁石は高い磁気特性を持ち、また温度特性に優れ高温での使用にも比較的向いている。磁石配置数 10 個の時の放電室内磁場配位を図 4-5 に示す。アンテナの近くに 2.45 GHz のマイクロ波に対応する ECR 層（87.5 mT）が形成されている。

図 4-4 に示している従来のイオンスラスタでは、放電室内部の様子を観察できないので、図 4-6 に示す可視化イオンラスタを作成した。放電室を従来の Al からガラスにすることで、図 4-7 に示すように、放電室内部のプラズマを撮影することができた。

アンテナはモリブデン (Mo) 製で、SMA コネクタ (female) によって固定されており、マイクロ波電力を放電室内部に伝え放電を起こすものである。アンテナの形状は、過去の研究において最も性能の良かった星形のものを用いた[6]。なお、HAYABUSA に搭載されたマイクロ波放電式中和器にもアンテナが用いられており、その耐久性は実証済みである。

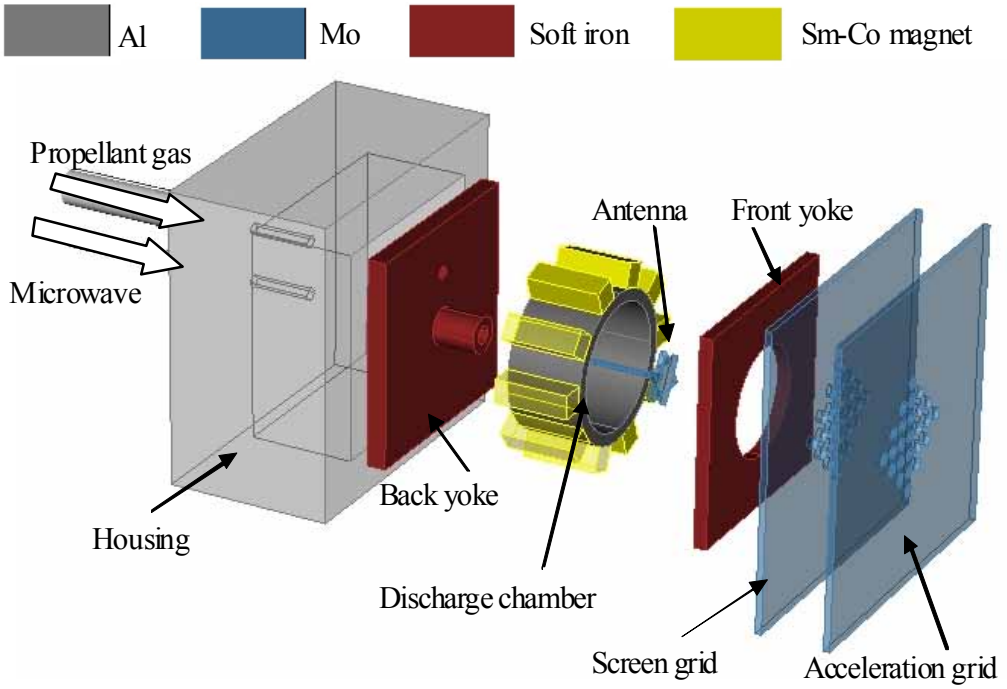


図 4-4　イオンスラスタの構成図

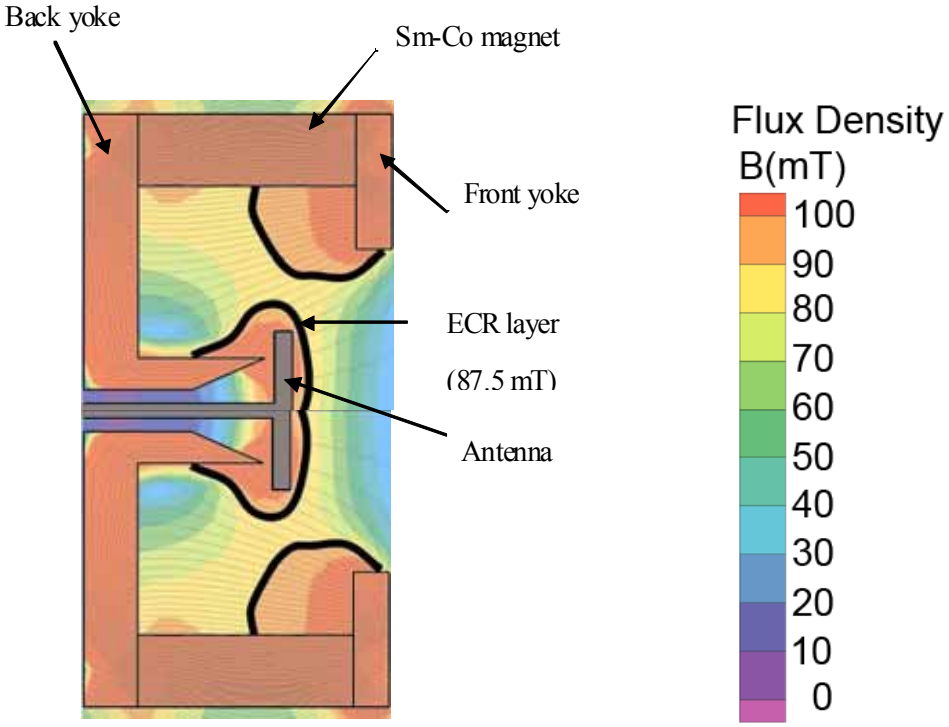


図 4-5　放電室内磁場配位（磁石配置数 10 個）

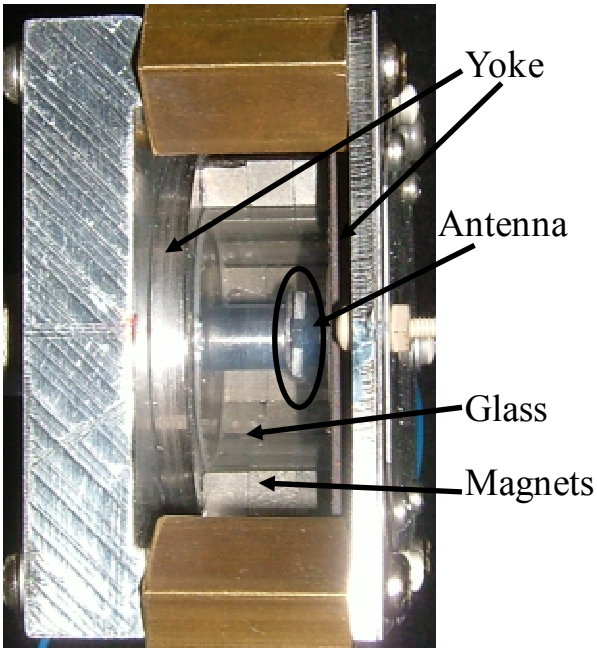


図 4-6　可視化イオンスラスタ

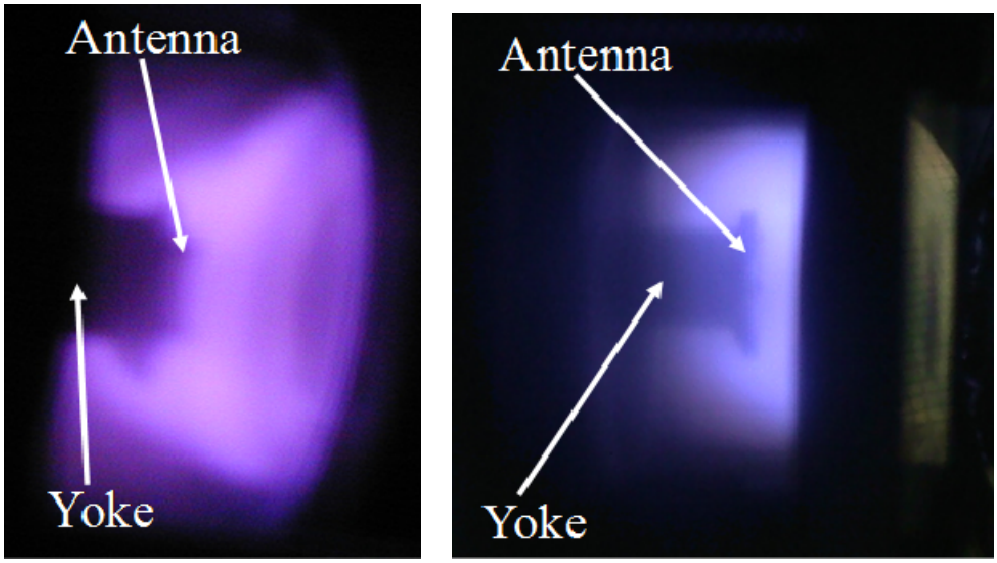


図 4-7　放電室内プラズマの写真

4.3.2　イオンビーム引き出し

図 4-8 に本研究で行ったイオンビーム引き出し実験の概念図を、引き出しに用いたグリッドの写真を図 4-9 に、グリッドパラメータを表 4-1 に示す。実際にイオンビームを抽出した時の写真を図 4-10 に示す。ポテンシャル差によって抽出されたイオンビームは、グリッド用 DC 電源に流れる電流値をそれぞれ差し引くことによって算出した。

$$I_b = I_s - I_a \tag{4-1}$$

ここで、I_s はスクリーングリッド用電源に流れる電流、I_a はアクセルグリッド用電源に流れる電流である。この電流値は、スラスタ前方約 50 cm に設置したイオンコレクタによって測定された電流値とほぼ一致することは確認済みである[7]。

推進剤には Kr、Xe を用いた。また、フィラメントカソードを中和器として使用した時、得られる電流値にほとんど影響が見られなかったので、スラスタ単体試験で評価した。

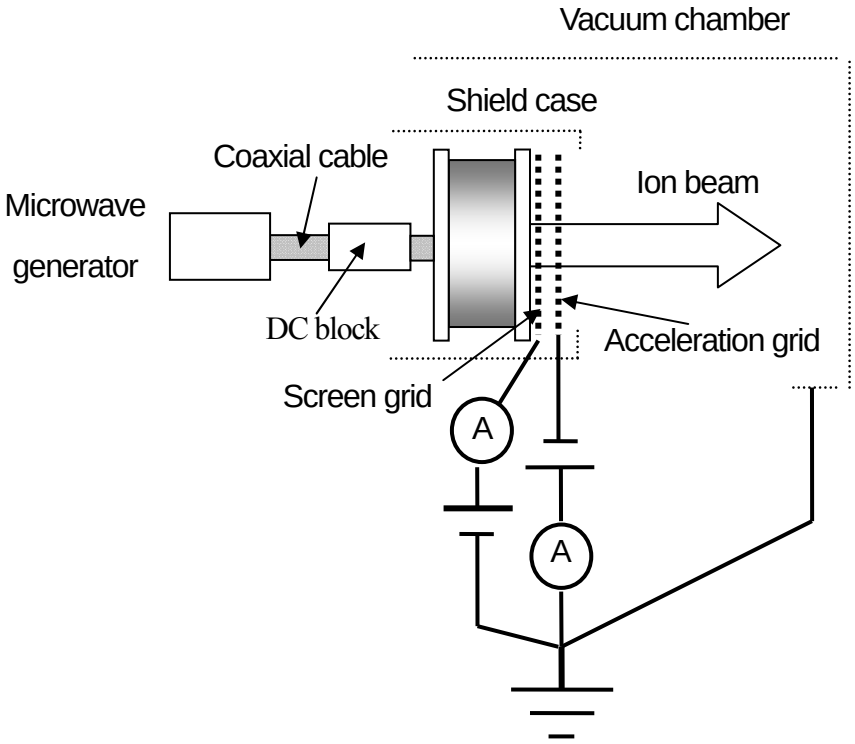


図 4-8　イオンビーム引き出し実験概念図

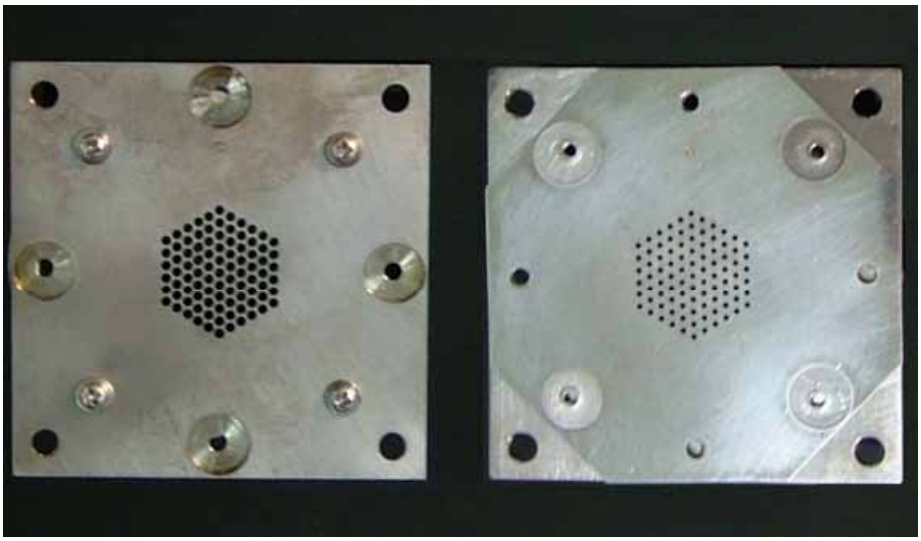


図 4-9　グリッドの写真

(左:スクリーングリッド、右:アクセルグリッド)

表 4-1　グリッドパラメータ

Parameter	Screen	Acceleration
Open area ratio, %	51	16
Hole diameter, mm	1.20	0.70
Thickness, mm	0.30	
Hole pitch, mm	1.20	
Material	Molybdenum	
Beam area, mm	16 in diameter	
Grid gap, mm	0.2	
Number of holes	91	

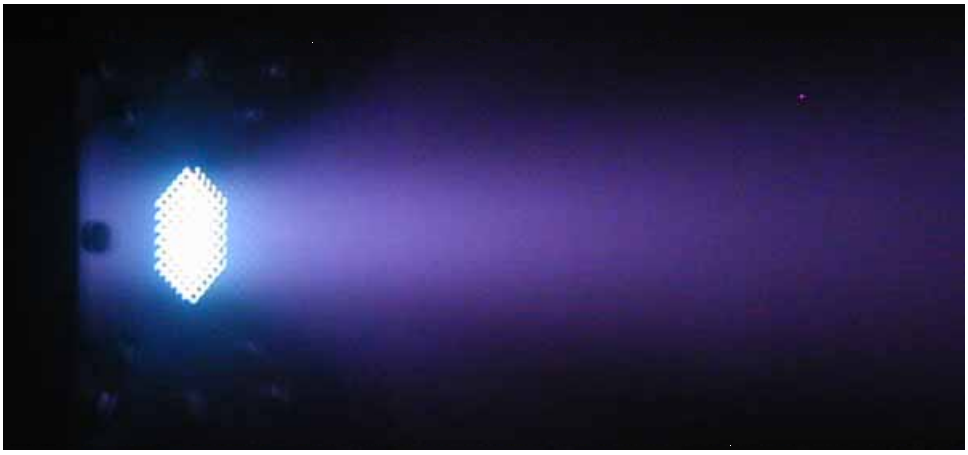


図 4-10　イオンビーム抽出

4.4 発光分光計測

発光分光計測実験装置の概念図を図 4-11 に示す。イオンスラスタからの発光を、2 枚のレンズとスリットを通すことによって平行光のみをバンドパスフィルターを通して電子冷却型 CCD カメラ（QImaging,Retiga2000R）を用いて撮影した。作動ガスには Ar と Xe を用いた。Ar での計測には小型真空容器を、Xe での計測には大型真空容器を用いた。作動ガス Ar では中心波長 500±2 nm、半値全幅 10±2 nm のバンドパスフィルターを、Xe では中心波長 488±0.2 nm、半値全幅 1±0.2 nm のバンドパスフィルターを使用した。500 nm の諸スペクトル係数を表 4-2 に、488 nm の諸スペクトル係数を表 4-3 に示す[11]。

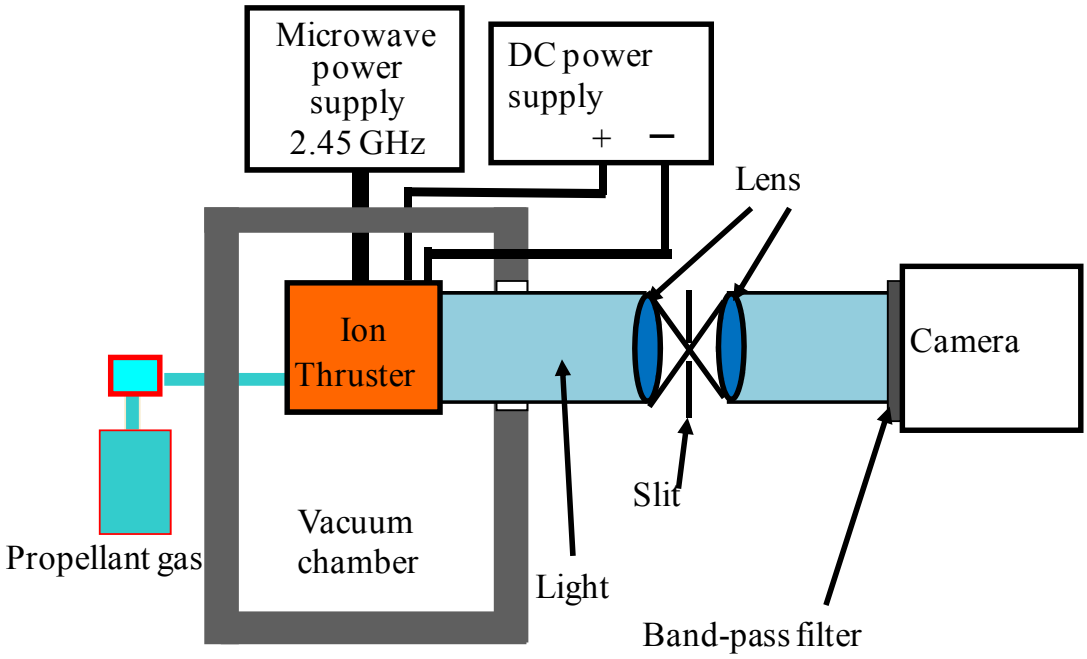


図 4-11　発光分光計測概念図

表 4-2　500 nm 付近のスペクトル諸係数

	wavelength, nm	A_{ki}, s^{-1}	E_i, eV		E_k, eV	Configurations	g_i		g_k
Ar II	496.50	3.9×10^7	17.27	-	19.76	$3s^23p^4(^3P)4s$- $3s^23p^4(^3P)4p$	2	-	4
Ar II	500.93	1.5×10^7	16.75	-	19.22	$3s^23p^4(^3P)4s$- $3s^23p^4(^3P)4p$	4	-	6
Ar II	506.20	2.2×10^7	16.81	-	19.26	$3s^23p^4(^3P)4s$- $3s^23p^4(^3P)4p$	2	-	4

表 4-3　488 nm 付近のスペクトル諸係数

	wavelength, nm	A_{ki}, s^{-1}	E_i, eV		E_k, eV	Configurations	g_i		g_k
Xe II	487.650	6.3×10^7	13.58	-	16.12	$5p^4(^1D_2)6s$ - $5p^4(^1D_2)6p$	6	-	8

4.5 レーザートムソン散乱

4.5.1　レーザートムソン散乱計測システム

図 4-12 にレーザートムソン散乱測定実験装置の概念図を示す。計測用光源には Nd:YAG レーザーの第 2 高調波（波長 532 nm）を用いた。入射レーザー光強度は 150 mJ、入射間隔 10 Hz、パルス幅は 6 ns、ビーム拡がり角は 0.6 mrad であった。レーザーは集光レンズ（焦点距離 f = 300 mm）を通過させて放電室内部に入射した。300 Torr の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 0.08 mm と見積もられた。プラズマからの散乱光は f = 350 mm と f = 250 mm の 2 枚のレンズを通すことによって、ダブル分光器入り口のスリットに結像した。散乱体積は分光器の入射スリット幅、スリット高さ、レーザービームサイズから 0.08×0.1×1 mm^3 であると求められた。受光立体角は 0.025 Sr である。散乱光は、ダブル分光器を通過させ、光電子増倍管（浜松ホトニクス, R943-02, 量子効率～10%）を用いて検出した。

トムソン散乱の光子数は以下のように記述される。

$$N_s = \frac{E_L/S}{h\nu} n_e S' \ell \sigma_T \Delta\Omega \eta \tag{4-2}$$

典型的な実験値（E_L=100 mJ、$h\nu$=4×10^{-19} J、λ=532 nm、S'=S、ℓ =0.001 m、σ_T=9×10^{-30} m^2/sr、$\Delta\Omega$=10^{-3} sr、η=0.1）を代入することにより、

$$N_s = 2\times10^{-19} N_e \tag{4-3}$$

が得られる。

(4-3) 式から、電子密度が 10^{18} m^{-3} だと仮定すると、検出されるトムソン散乱の光子数は、1 ショット当たり約 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、フォトンカウンティング法を用いた。トムソン散乱信号は、レーザーを 5000 ショット入射させてフォトンカウンター（Stanford Research Systems Inc., SR430）を用いて検出した。

レーザーの焦点位置がアンテナ及び放電室内壁面に近く、放電室が小さいため、レーザートムソン散乱信号に対して壁面からの迷光が大きくなってしまう。この状況を改善するために、磁石、放電室、アンテナなど放電室内を全て黒く塗り、ダブル分光器（f = 575 mm）を用いて迷光を除去した。使用したダブル分光器の迷光リジェクション能力を図 4-13 に示す。図 4-13 に示される様に、ダブル分光器の、$\Delta\lambda$ = 1 mm での迷光リジェクション性能は 10^7 であった。この結果、レーザートムソン散乱信号を検出することができた。

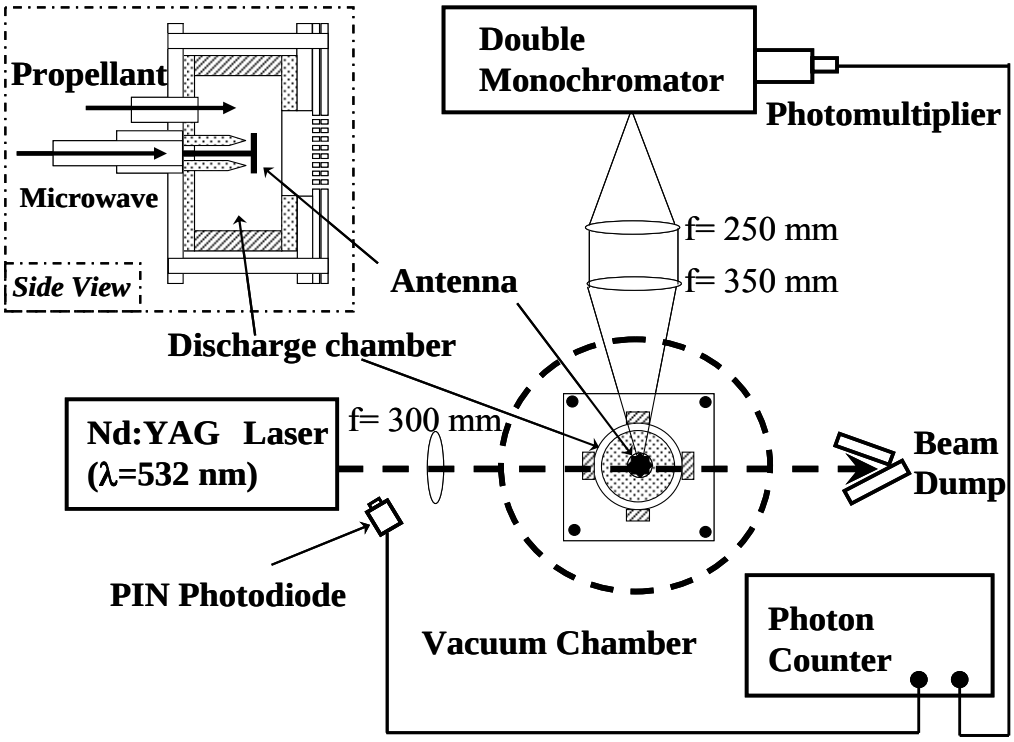


図 4-12　レーザートムソン散乱測定概念図

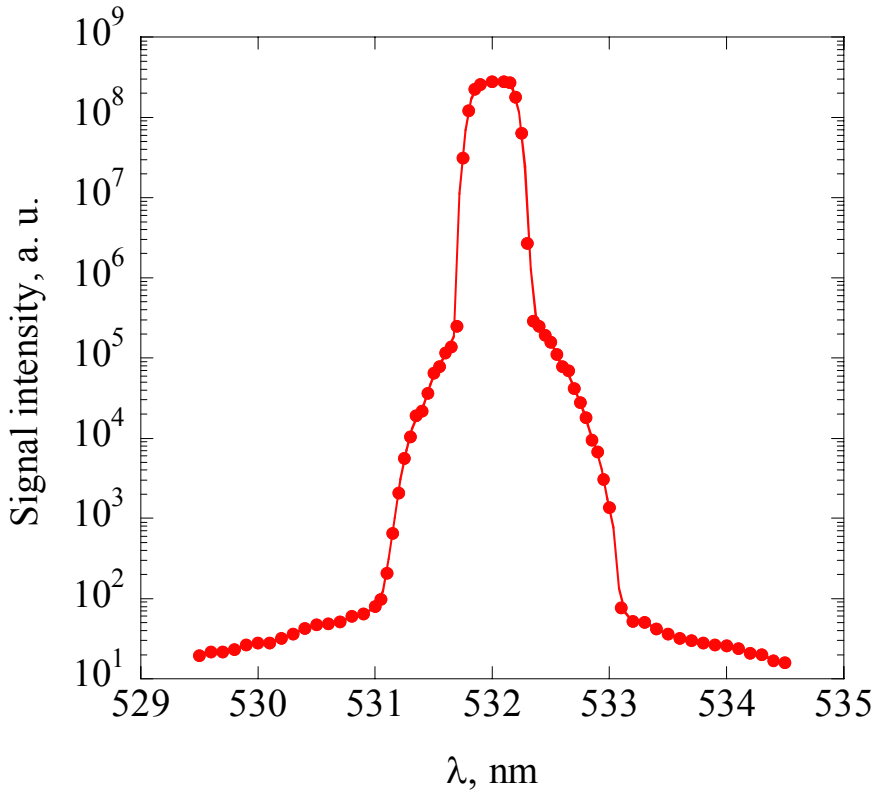


図 4-13　ダブル分光器の迷光リジェクション性能

4.5.2　レーザートムソン散乱測定に用いたイオンスラスタ

レーザートムソン散乱測定に用いたイオンスラスタを図 4-14 に、レーザートムソン散乱測定に使用した放電室を図 4-15 に示す。レーザートムソン散乱測定は、可視化スラスタにレーザートムソン散乱測定用放電室を設置して行われた。図 4-15 (a)、(b)にそれぞれ示す。図 4-15 (a) の放電室の材料は銅で、図 4-15 (b) の放電室のカーボン製である。図 4-15 (a) の放電室には、レーザーを入射するためにϕ=2 mm の穴を 2 ヶ所、散乱光を測定するために、レーザー光の入射方向と垂直な向きにϕ=5 mm の穴を開けている。図 4-15 (b) の放電室にはϕ=2 mm の穴を 2 ヶ所、散乱光を測定するために、レーザー光の入射方向と垂直な向きにϕ=3 mm の穴を開けている。

それぞれの放電室における測定位置を、図 4-16 に示す。測定位置は図 4-15 (a)の放電室ではアンテナの中心から下流 2 mm の位置、図 4-15 (b) の放電室では、アンテナから下流に 3 mm、アンテナ中心から半径方向に 7 mm の位置となっており、この位置は磁気チューブ領域となっている。なお、レーザートムソン散乱測定は、小型真空容器を用いて行われた。

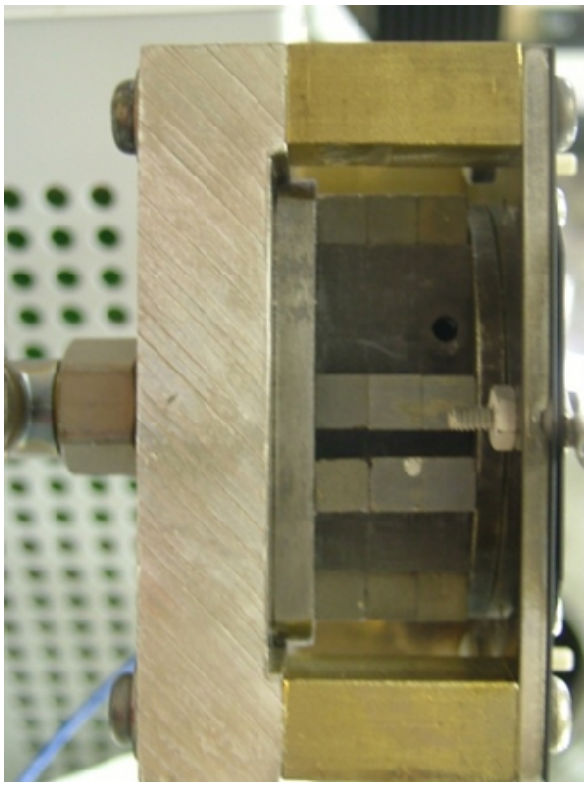
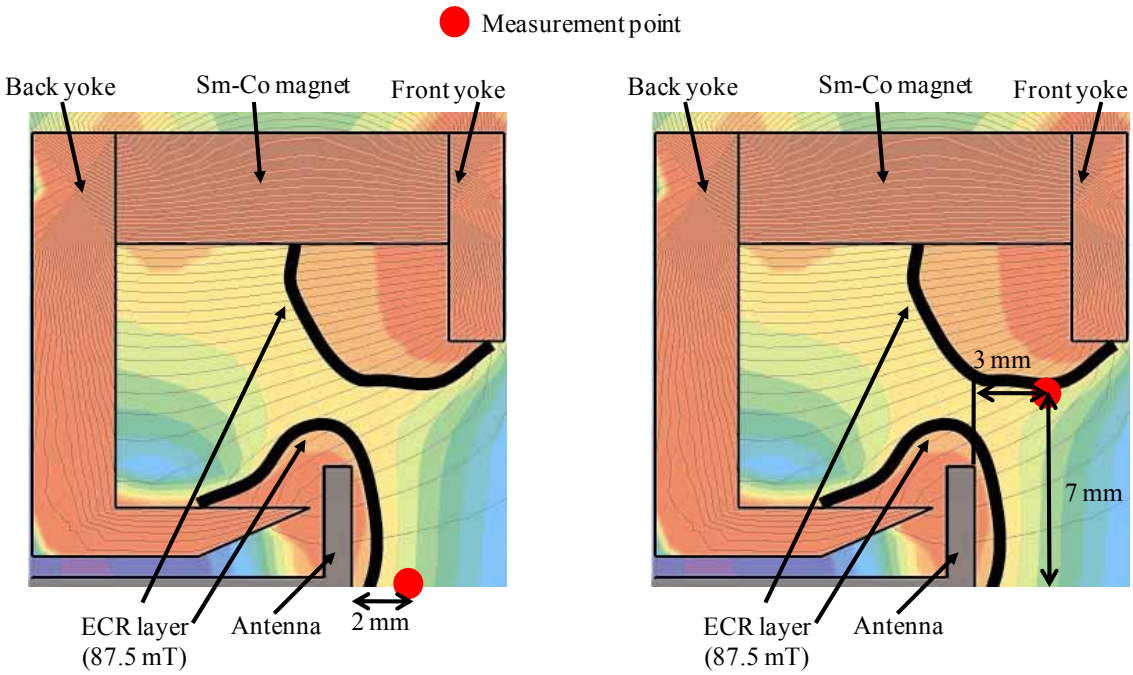


図 4-14　レーザートムソン散乱測定イオンスラスタ

(a)　　(b)

図 4-15　レーザートムソン散乱に用いた放電室

(a)アンテナ中心前方測定用　　(b)磁気チューブ領域測定用



(a)　　(b)

図 4-16　レーザートムソン散乱測定位置

(a)　アンテナ中心前方　　(b)　磁気チューブ領域

第 5 章　実験結果及び考察

5.1　可視化スラスタを用いた分光計測

放電室の材料の違いによる性能への影響があるか調べるために、アルミとガラス、それぞれの放電室で、設置磁石数や推進剤流量などの実験条件を同じにしてイオンビーム引き出し実験を行った。その結果を図 5-1 に示す。推進剤流量は 0.4 sccm、ビーム引き出し電圧は 1,000 V である。図 5-1 から分かるように、それぞれの放電室におけるイオンビーム電流値はほぼ一致した。このことから、放電室を従来のアルミニウムからガラスに変更したことによる放電室内部のプラズマへ与える影響は、小さいものだと考えられる。

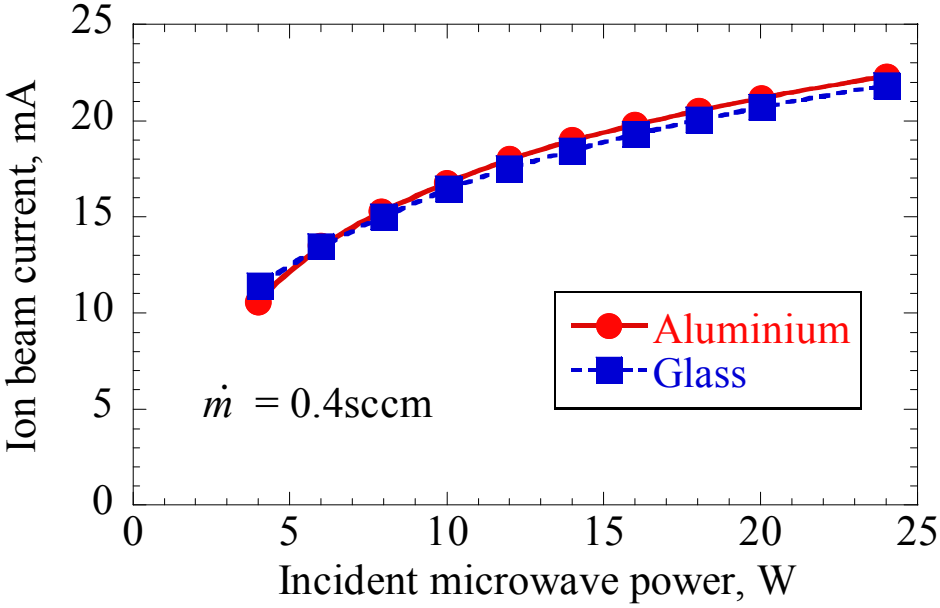


図 5-1　アルミニウム、ガラス、それぞれの放電室におけるビーム電流値
（設置磁石数 10 個、推進剤 Xe、推進剤流量 0.4 sccm）

5.1.1　作動ガス Ar での発光強度分布測定

作動ガス Ar、流量 1.2 sccm、マイクロ波投入電力 8, 12 W、ビーム引き出しなしで発光強度分布を求めた。Ar での発光分光測定では小型真空容器を使用した。図 5-2 に、マイクロ波投入電力 12 W での放電室内の発光の様子を示す。この発光写真から、y 軸方向に発光強度 $I(y)$を数値化して取り出し、フィッティングした。ただし、放電室内の発光強度は z 軸に対し線対称であると仮定している。しかし、この写真から得られる発光強度 $I(y)$ は図 5-3 に示すように、積分値になってしまう。そこで、半径方向の発光強度分布を得るために、フィッティングした関数にアーベル変換を行う必要がある。

観測された発光強度は以下の (5-1) 式のように表現される。

$$\ln I(y) = -2\int_{y}^{\sqrt{r^2-y^2}} \frac{k(r)\cdot r}{\sqrt{r^2-y^2}}dr \tag{5-1}$$

また、アーベル変換は以下の (5-2) 式のように表わされる。

$$k(r) = \frac{1}{\pi}\int_{r}^{R} \frac{d\left(\ln I(y)\right)}{dy}\frac{dy}{\sqrt{y^2-r^2}} \tag{5-2}$$

フィッティングには、様々な次数の関数を検討した結果、以下の (5-3) 式の 10 次の偶関数を用いることにした。

$$\ln I(y) = a + by^2 + cy^4 + dy^6 + ey^8 + fy^{10} \tag{5-3}$$

(5-2) 式を、(5-3) 式に関して解析的に解くことができ、16 次の解まで表 5-1 に示す。

図 5-4 のフィッティング関数をアーベル変換することにより、図 5-5 のように半径方向の発光強度を得ることができる。図 5-6、5-7 に示すような半径方向の発光強度分布を得ることが出来る。投入電力 8 W、12 W での、アンテナからフロントヨークまでの位置の半径方向発光強度分布を図 5-6、5-7 にそれぞれ示す。図 5-6、5-7 から磁気チューブ領域での発光が強く、この領域でプラズマが生成されていると考えられる。

投入電力 12 W では 8 W より発光が強く、投入電力の増加に伴いプラズマ密度が増加すると考えられる。また、フロントヨーク近くの磁気チューブ外の領域において、8 W では全く発光が見られなかったが、12 W では強く発光している。このことから、投入電力の増加に伴い、磁気チューブ領域外でのプラズマ生成が増加し、その結果フロントヨークなどでの損失が増えると考えられる。以上の理由により、30 W 級小型イオンスラスタの投入電力に最適値が存在すると考えられる。

ただし、図 4-4 の写真ではホーン状に発光している。しかし図 5-6、5-7 では、図 4-4 では発光が弱い放電室中央部でも発光が強くなっている。これは、図 5-4 の元の測定値にノイズが大きく、フィッティング関数とずれているためであると考えられる。そのため、フィッティング方法を改善する必要がある[12]。

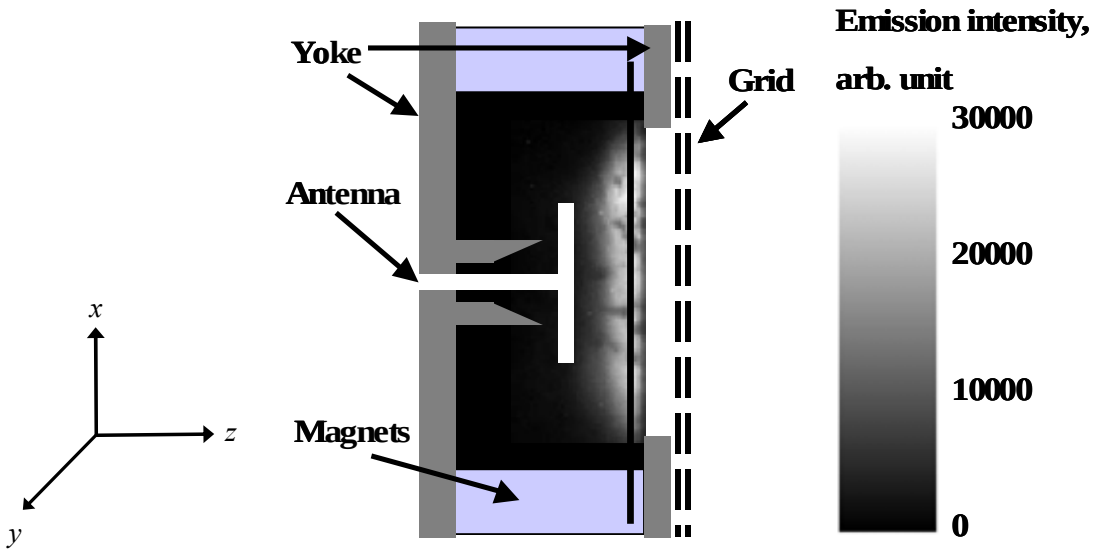


図 5-2　作動ガス Ar での放電室内発光写真

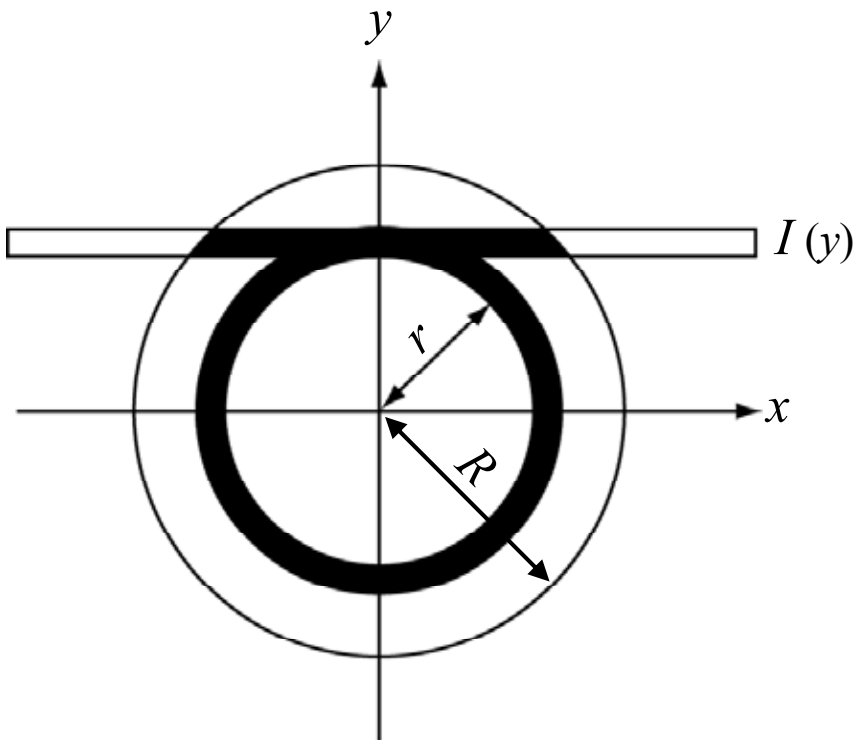


図 5-3　アーベル変換

表 5-1　アーベル積分

Integrand	Result
$\int \frac{2z}{\sqrt{y^2-r^2}}dy$	$2\sqrt{y^2-r^2}$
$\int \frac{4y^3}{\sqrt{y^2-r^2}}dy$	$4\left(r^2\sqrt{y^2-r^2}+\frac{1}{3}\left(y^2-r^2\right)^{2/3}\right)$
$\int \frac{6y^5}{\sqrt{y^2-r^2}}dy$	$6\sqrt{y^2-r^2}\left(\frac{8}{15}r^4+\frac{4}{15}r^2y^2+\frac{1}{5}y^4\right)$
$\int \frac{8y^7}{\sqrt{y^2-r^2}}dy$	$8\sqrt{y^2-r^2}\left(\frac{16}{35}r^6+\frac{8}{35}r^4y^2+\frac{6}{35}r^2y^4+\frac{1}{7}y^6\right)$
$\int \frac{10y^9}{\sqrt{y^2-r^2}}dy$	$10\sqrt{y^2-r^2}\left(\begin{array}{l}\frac{128}{315}r^8+\frac{64}{315}r^6y^2+\frac{16}{105}r^4y^4\\+\frac{8}{63}r^2y^6+\frac{1}{9}y^8\end{array}\right)$
$\int \frac{12y^{11}}{\sqrt{y^2-r^2}}dy$	$12\sqrt{y^2-r^2}\left(\begin{array}{l}\frac{256}{693}r^{10}+\frac{128}{693}r^8y^2+\frac{32}{231}r^6y^4\\+\frac{80}{693}r^4y^6+\frac{10}{99}r^2y^8+\frac{1}{11}y^{10}\end{array}\right)$
$\int \frac{14y^{13}}{\sqrt{y^2-r^2}}dy$	$14\sqrt{y^2-r^2}\left(\begin{array}{l}\frac{1024}{3003}r^{12}+\frac{512}{3003}r^{10}y^2+\frac{128}{1001}r^8y^4\\+\frac{320}{3003}r^6y^6+\frac{40}{429}r^4y^8+\frac{12}{143}r^2y^{10}\\+\frac{1}{13}y^{12}\end{array}\right)$
$\int \frac{16y^{15}}{\sqrt{y^2-r^2}}dy$	$16\sqrt{y^2-r^2}\left(\begin{array}{l}\frac{2048}{6435}r^{14}+\frac{1024}{6435}r^{12}y^2+\frac{256}{2145}r^{10}y^4\\+\frac{128}{1287}r^8y^6+\frac{112}{1287}r^6y^8+\frac{56}{715}r^4y^{10}\\+\frac{14}{195}r^2y^{12}+\frac{1}{15}y^{14}\end{array}\right)$

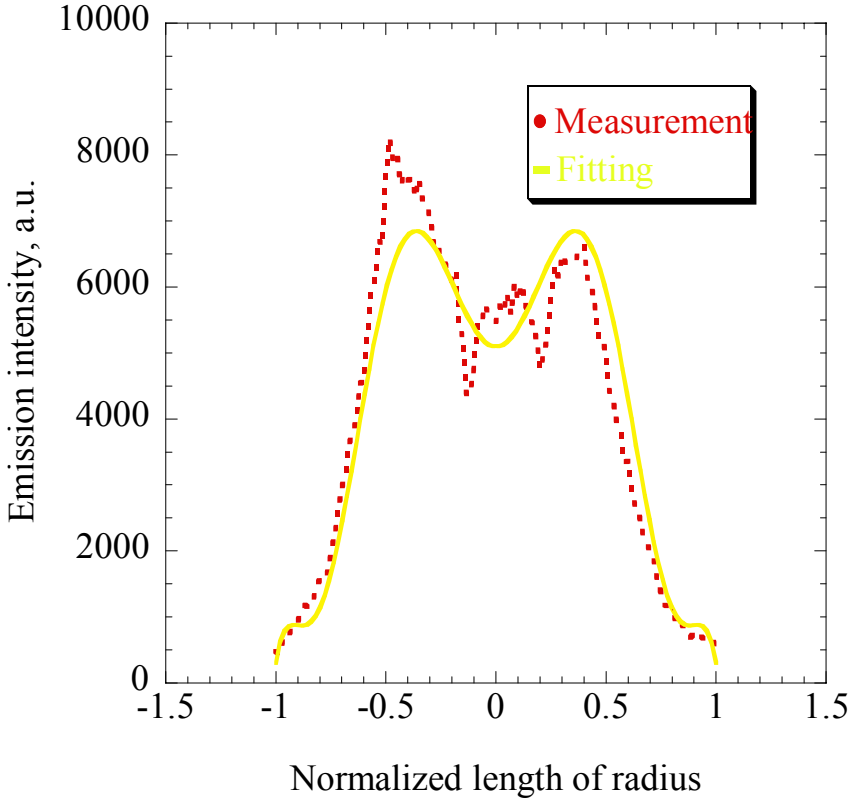


図 5-4　作動ガス Ar での 10 次偶関数による発光強度のフィッティング

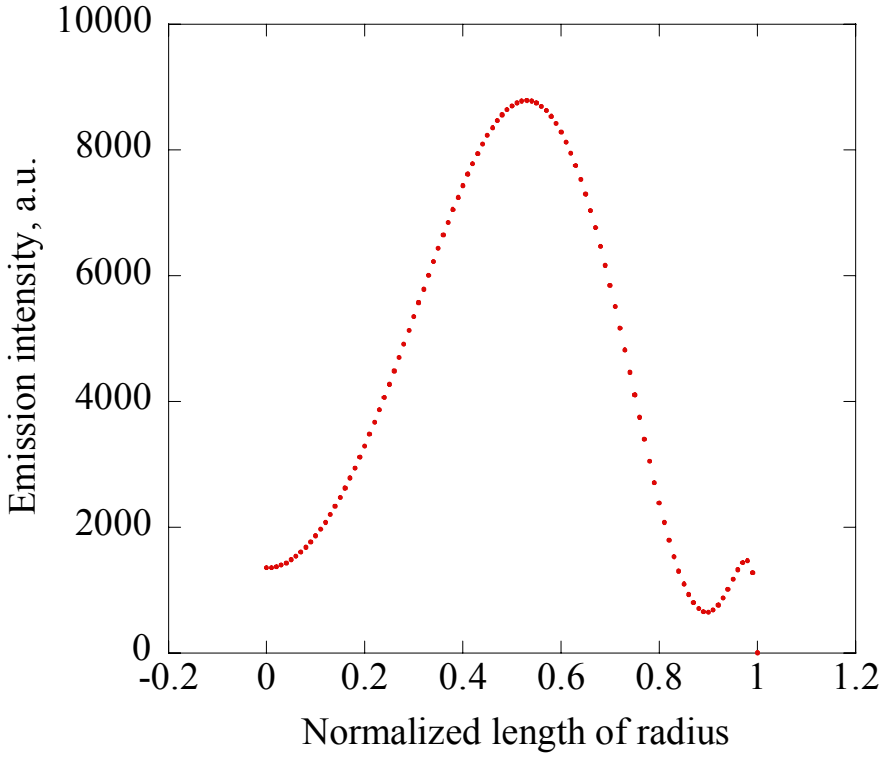


図 5-5　作動ガス Ar での半径方向放電室内発光強度

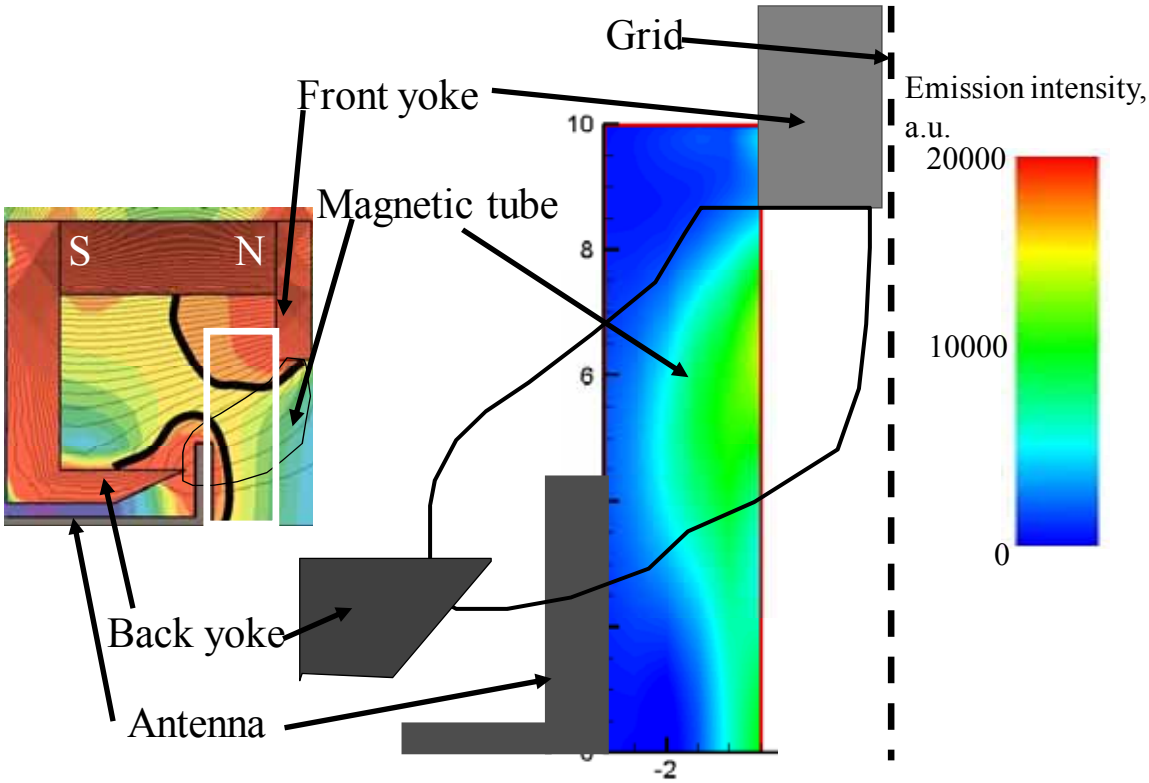


図 5-6　作動ガス Ar、投入電力 8 W での放電室内半径方向発光強度分布

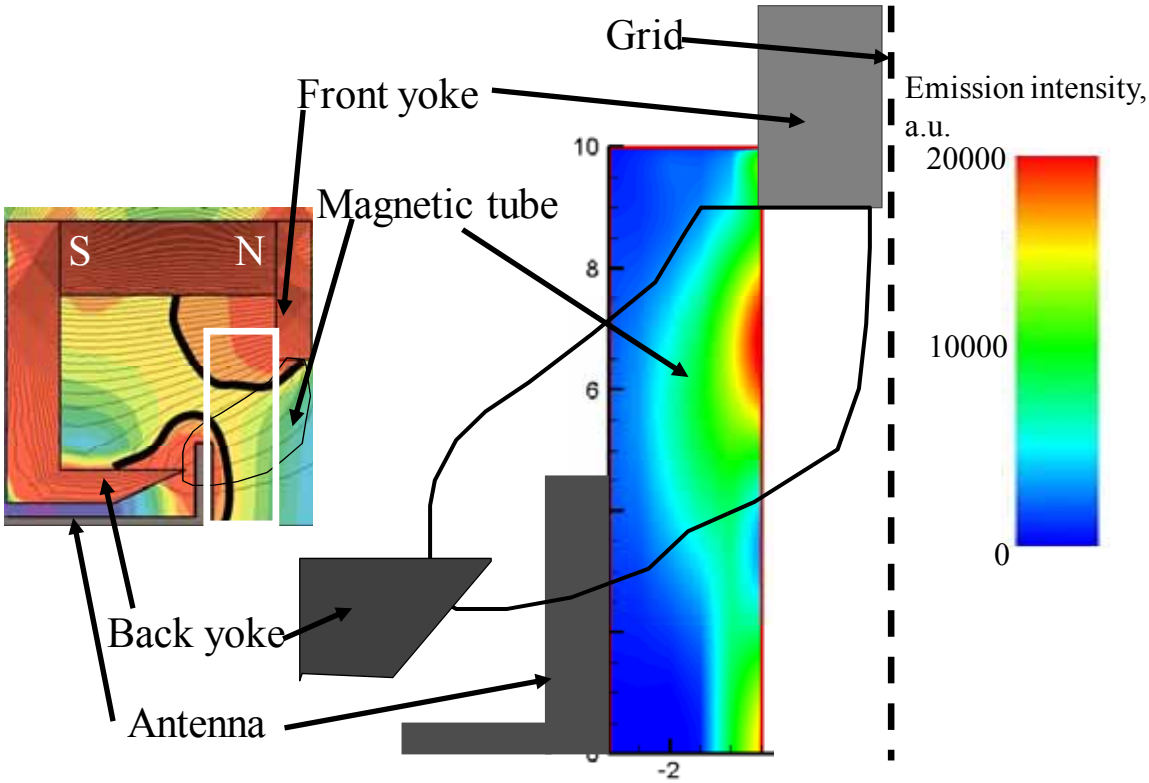


図 5-7　作動ガス Ar、投入電力 12　W での放電室内半径方向発光強度分布

5.1.2　作動ガス Xe での発光強度分布測定

作動ガス Xe においては、流量 0.3 sccm、マイクロ波投入電力 8 W、ビーム引き出し電圧 1,000 V という条件で発光分光測定を行った。作動ガス Xe においては、大型真空容器を使用した。図 5-8 に、放電室内の発光写真を示す。作動ガス Ar での測定と同様の方法で半径方向発光強度分布を求めた。図 5-4 では、フィッティングの精度があまり良くなかったので、次数を変更して偶関数を用いたフィッティングを行った。

フィッティングには最も精度の良かった、以下の (5-3) 式に示される 16 次の偶関数を用いた。

$$\ln I(y) = a + by^2 + cy^4 + dy^6 + ey^8 + fy^{10} + gy^{12} + hy^{14} + jy^{16} \tag{5-3}$$

発光強度は z 軸に対して線対称であると仮定しているため、放電室上半分の発光強度のみ取り出して、フィッティングをおこなった。その結果を図 5-9 に示す。図 5-4 に比べ、フィッティングの精度が良くなっていることがわかる。

表 5-1 を用い図 5-9 のフィッティング関数をアーベル変換することにより、図 5-10 に示される作動ガス Xe での半径方向放電室内発光強度が得られる。アンテナからフロントヨークまでの位置の、半径方向の発光強度分布を図 5-11 に示す。図 5-11 においても磁気チューブ領域での発光が強くなっている。図 5-6、5-7 の Ar の結果と比較して、磁気チューブ領域外でも発光が強く見られ、フロントヨーク付近で発光が強く、損失が大きいと推測される。

図 5-11 で、作動ガス Xe においても、磁気チューブ領域で発光が強いことが確認された。しかし、半径方向に発光の強い領域が広がっている。また、半径方向に局所的に発光が強くなっており、アンテナ付近では発光が非常に弱くなっている。そのため、磁気チューブ領域全体で発光が強いとは言えない結果となった。

半径方向に発光の強い領域が広がっている原因としては、

1. 中性粒子密度が大きいため、拡散で中心までプラズマが広がっている。
2. グリッドからイオンが引き出されているので、密度勾配で中心にも流れる。
3. フィッティングに用いた偶関数が壁面近く（図 5-10 中の半径方向が 1 に近い領域）で極値を持つため、壁面近くの発光強度に誤差が生じる。

といった点が挙げられる。

また、ｚ方向に発光の強い領域が短いのは、

1. 損失がヨークおよびアンテナであるので、その周りは必然的にプラズマ密度、温度が下がり、発光が弱くなる。
2. 磁石が強すぎて、バックヨーク付近の電子が追い返されている。それに伴いアンテナ付近のプラズマ密度は大きくなく、このような結果になった。
3. 光学系が完璧でないため、完全な平行光を集めているのではないため、端に行くと影の部分がでてきて、光の強度は下がる。
4. スラスタが光学軸と完全に垂直でないため、影の部分が生じてしまう。
5. カメラと反対側のガラスで、反射する光を考えた時、反射量は半径方向中心が最大であるため、半径方向中心の発光強度が下がる。
6. カメラの画像と実際の位置関係が違う（熱等で変わってしまった）。

などの理由が考えられる。

半径方向に発光の強い領域が広がっていること、z 方向に発光の強い領域が短い原因として、上に挙げたことがそれぞれ原因として考えられる。しかし、どれが原因なのかを現在特定することはできない。そのため、放電室内磁場配位の変化による発光強度分布の測定を行い、アンテナ、ヨーク付近の発光強度の変化を見ることによって、この原因を調べる。また、光学系の設計を見直す必要がある。

また、アンテナより上流でも放電室内発光強度分布を求めることができるように、フィッティング関数、アーベル変換を改善する必要がある。

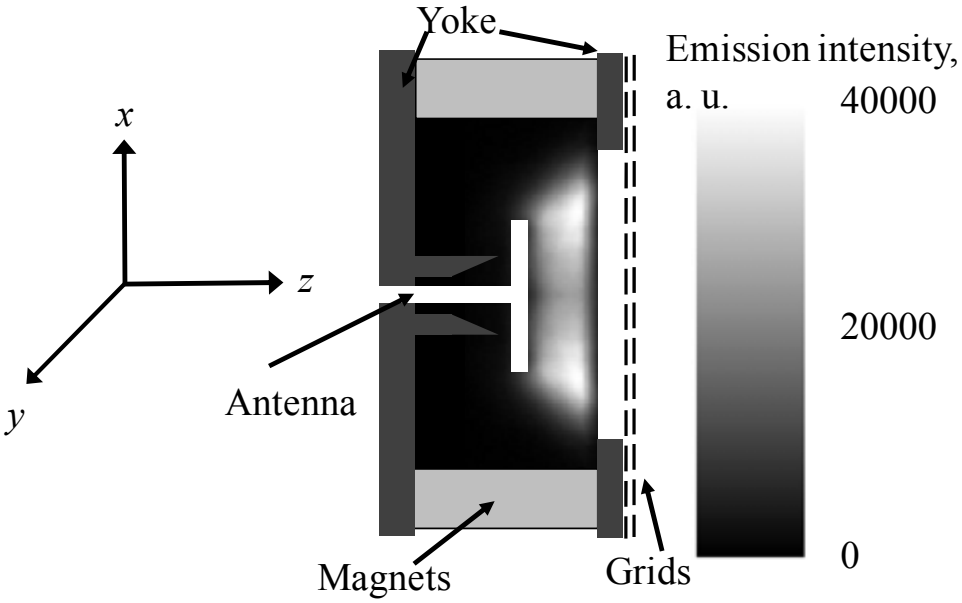


図 5-8　作動ガス Xe での放電室内発光写真

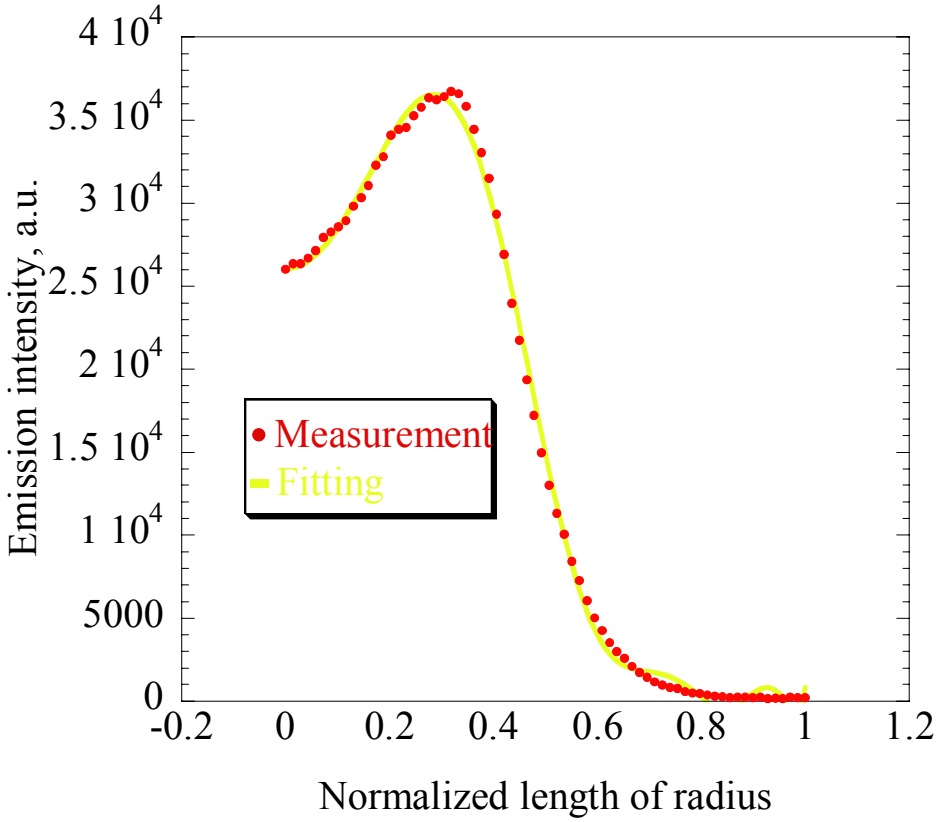


図 5-9　作動ガス Xe での 16 次偶関数による発光強度のフィッティング

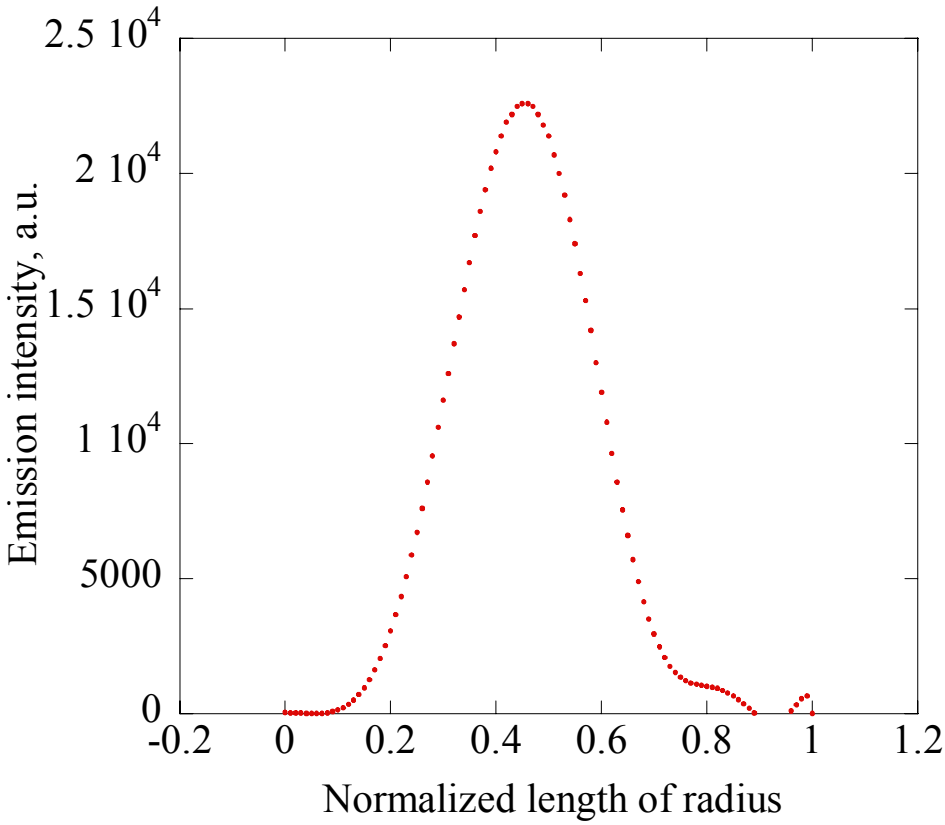


図 5-10　作動ガス Xe での半径方向放電室内発光強度

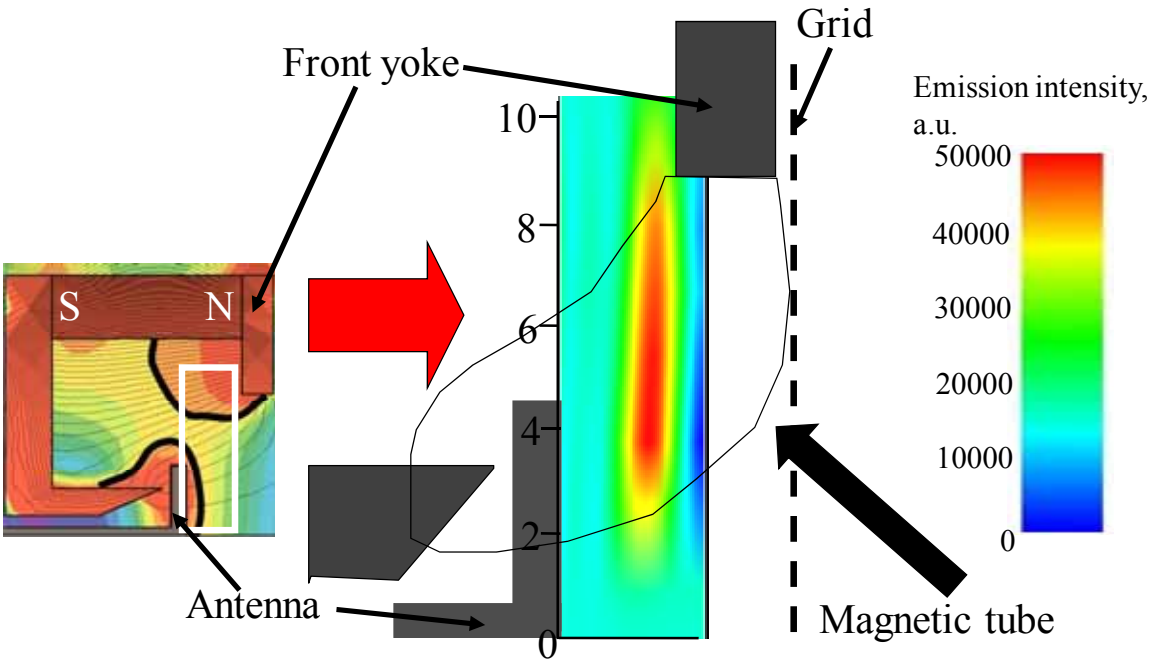


図 5-11　作動ガス Xe での放電室内半径方向発光強度分布

5.2　レーザートムソン散乱測定

5.2.1　Kr を用いたレーザートムソン散乱測定

図 5-12 に測定位置がアンテナ中心前方、推進剤 Kr、作動ガス流量 2.5 sccm、ビーム引き出しなし、投入電力 8 W 及び 16 W におけるトムソン散乱スペクトルを示す。図の横軸はレーザー波長からの差波長の 2 乗 $(\Delta\lambda)^2$ を、縦軸には散乱光光子数を対数軸で示している。図のスペクトルが直線となることから、電子エネルギー分布関数はマクスウェル分布である。この図から求めた電子温度・密度はそれぞれ、投入電力 8 W では 2.9±0.5 eV、(1.1 ±0.2)×10^{18} m^{-3}、16 W では 3.1±0.7 eV、(2.4±0.3)×10^{18} m^{-3} であった。投入電力の増加に伴い、電子温度はほとんど変わらず密度の増加がみられた。図 5-6、5-7 に示された投入電力の増加に伴う発光強度の増加はこの密度の増加によるものである。また、測定された (1.1±0.2)×10^{18} m^{-3} という電子密度は、従来のイオンスラスタと比較して数倍高い[13]。そのために、当研究グループが開発している小型イオンスラスタは 7.5 N/m^2 という高い推力密度を達成できると示された。

次に、観察された信号が、レーザートムソン散乱信号であるかを確認するために、入射レーザー強度と散乱信号の関係を調べた。その結果を図 5-13 に示す。測定波長は $(\Delta\lambda)^2$= 4 で入射レーザー光強度 E_L は 30～150 mJ であった。この図から、散乱信号数は、レーザー光強度の増加に伴い線形に増加している。このことから、観察された信号はレーザートムソン散乱信号であり、またレーザーによるプラズマの擾乱が起こっていないことが確認された。

このレーザートムソン散乱計測の妥当性について考えてみる。(2-1) 式のボームの条件を用いて、イオンビーム電流値は以下のように表わされる。

$$I_{\mathrm{b}} = en_e \exp\left(-\frac{1}{2}\right) S \sqrt{\frac{kT_{\mathrm{e}}}{m_{\mathrm{i}}}} \tag{5-4}$$

ここで I_b はイオンビーム電流値、S はイオンビーム引き出し面積である。m_i = 1.4×10^{-25} kg、S = 1.0×10^{-4} m^2 と、マイクロ波投入電力 8 W での測定結果 T_e =2.9 eV、n_e= 1.1×10^{18} をそれぞれ (5-3) に代入することによって I_b = 25 mA が得られる。また、投入電力 12 W の結果 T_e =3.1 eV、n_e= 2.4×10^{18} m^{-3} を(5-4) 式に代入すると I_b = 55 mA が得られる。推進剤流量などのレーザートムソン散乱測定と同じ条件でのイオンビーム電流値測定結果を図 5-14 に示す。イオンビーム電流値は、マイクロ波投入電力 8 W では 23 mA、マイクロ波投入電力

16 W では 38 mA である。レーザートムソン散乱測定から算出される電流値と、ビーム引き出しによって得られた電流値の比較を表 5-2 に示す。レーザートムソン散乱測定での結果から算出したものとよい一致を示した。それ故、このレーザートムソン散乱測定の結果は妥当だと言える。

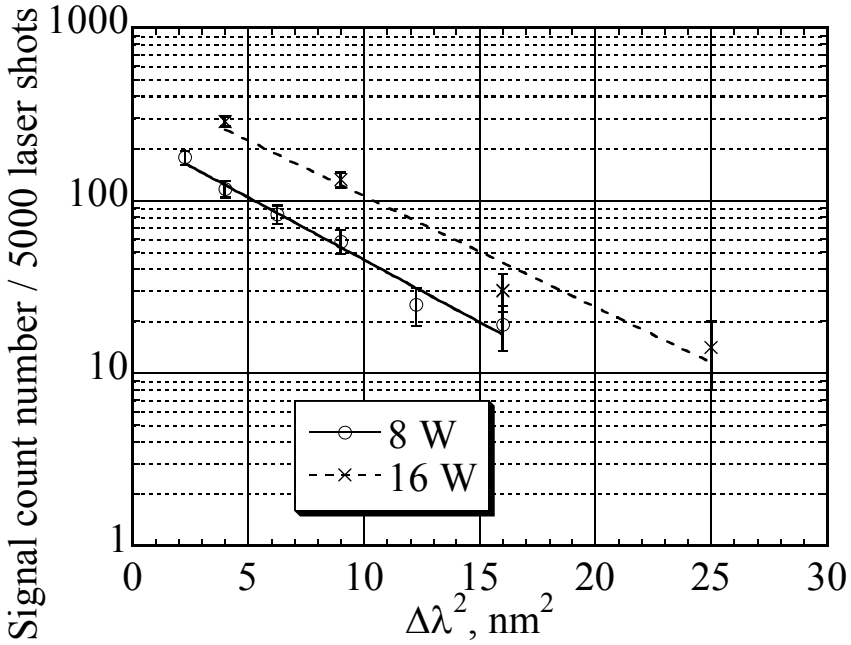


図 5-12　トムソン散乱スペクトル

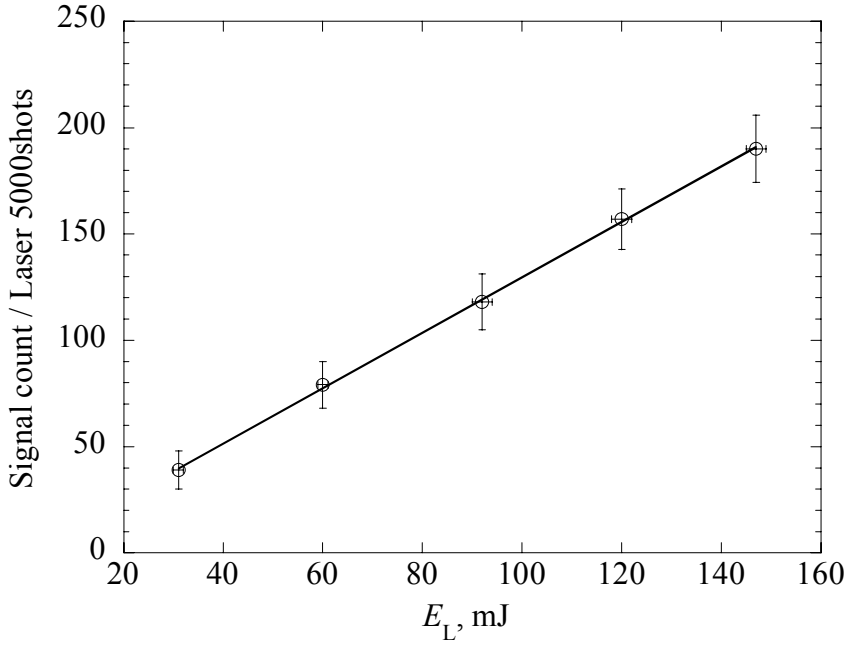


図 5-13　レーザーエネルギーと散乱光強度の関係

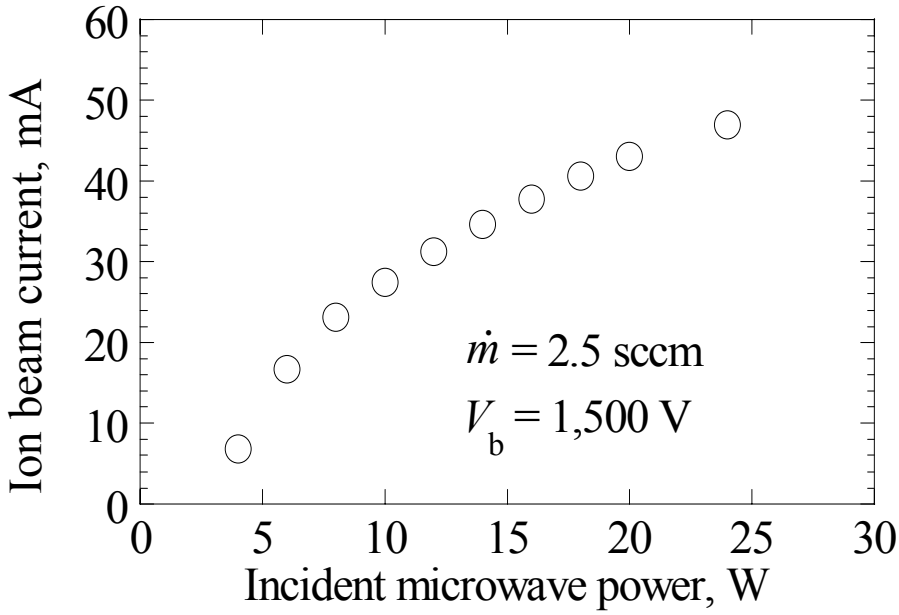


図 5-14　トムソン散乱測定時の条件におけるイオンビーム電流値

（推進剤 Kr、推進剤流量 2.5 sccm、ビーム引き出し電圧 1,500 V）

表 5-2　レーザートムソン散乱測定から算出した電流値と引き出し実験値との比較

Incident power	Estimation by LTS	Experimental
8 W	25 mA	23 mA
16 W	55 mA	38 mA

5.2.2 レーザートムソン散乱法による電子温度・密度の Kr ガス流量依存性の測定

作動ガスに Kr を用い、流量 2.5 sccm においてレーザートムソン散乱測定を行い、その結果の妥当性も示された。しかしこのイオンスラスタは、実際には 0.2 ～ 0.4 sccm の範囲の流量での運用を想定されており、2.5 sccm という流量は大きすぎる。しかし、流量を小さくしていくとトムソン散乱信号数が少なくなり、その測定結果の信頼性を損ねてしまう可能性がある。

そこで、流量を小さくしていき、流量がどの程度であれば、レーザートムソン散乱測定を行えるか確認するため、また、電子温度・密度の流量依存性を測定するために、マイクロ波投入電力 $P_i = 8$ W において、作動ガスの流量を 0.3 ～ 2.5 sccm の範囲でレーザートムソン散乱測定を行った。測定位置はアンテナ中心前方で、$\Delta\lambda = 3.5$までの領域で測定を行った。その結果を図 5-15 に示す。作動ガス流量 1.2 sccm、1.6 sccm、2.5 sccm において、電子密度・温度はそれぞれ、$(8.0\pm2.0)\times10^{17}$ m^{-3}、2.16±1.0 eV、$(1.54\pm0.2)\times10^{18}$ m^{-3}、1.54±0.3 eV、$(1.8\pm0.4)\times10^{18}$ m^{-3}、1.05±0.2 eV であった。この結果から、流量が増えるに従い、電子密度は増加し、電子温度は減少していることがわかる。流量の増加に伴い電子密度が増加した理由として、流量が増えると放電室内の中性粒子密度が増加するため、それに伴って電子密度も増加するためだと考えられる。また、流量の増加に伴い電子温度が減少するのは、電子密度が増加したため、電子 1 個当たりに与えるエネルギーが小さくなったことが原因だと考えられる。

また、作動ガス流量 1.2 sccm、1.6 sccm、2.5 sccm でのイオンビーム引き出し電流値を図 5-16 に示す。電流値は、ガス流量 1.2、1.6、2.5 sccm においてそれぞれ、16.2 mA、17.2 mA、18.6 mA であった。流量の増加による電子密度の増加に伴い、電流値も増加していることが確認できる。

なお、作動ガス流量を 1.2 sccm より小さくすると、観測されるトムソン散乱光光子数があまりにも小さくなったため、電子温度・密度を評価することができなかった。

また、ガス流量 2.5 sccm において、T_e =1.05±0.2 eV、n_e= $(1.8\pm0.4)\times10^{18}$ m^{-3} であり、前節の結果（T_e =2.9±0.5 eV、n_e= $(1.1\pm0.2)\times10^{18}$）と大きく違っている。これは、どちらかの測定において、測定位置がずれていることやアンテナ挿入位置が違ったことなどが原因として考えられるが、原因を特定することはできなかった。

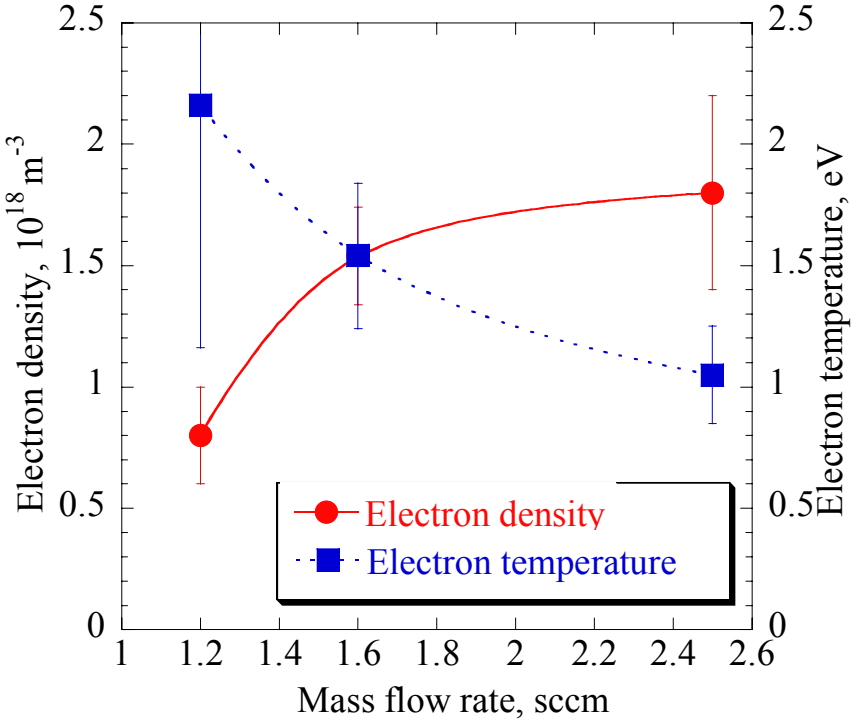


図 5-15　作動ガス Kr における電子温度・密度のガス流量依存性

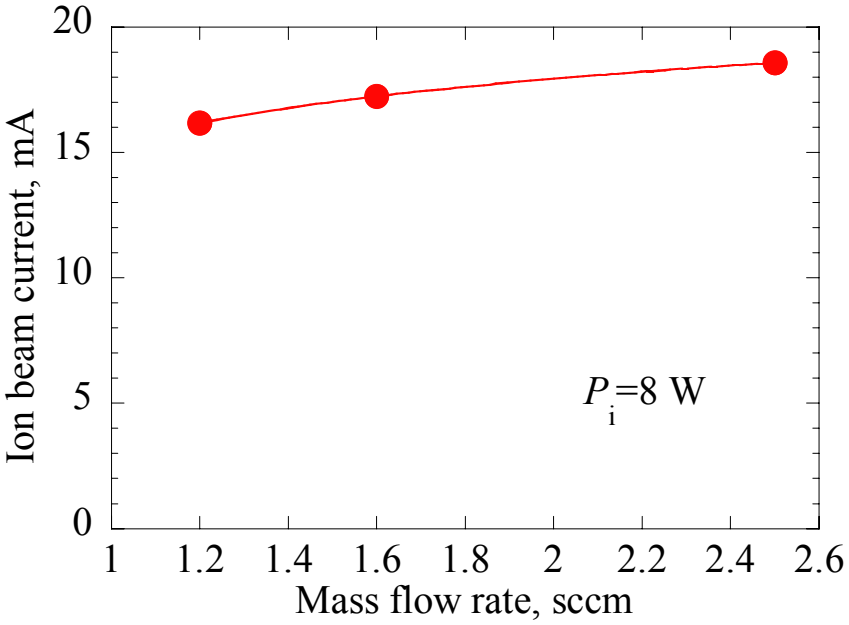


図 5-16　作動ガス Kr におけるイオンビーム電流値の推進剤流量依存性

5.2.3　磁気チューブ領域でのレーザートムソン散乱測定

図 5-17 に、磁気チューブ領域での作動ガス流量 2.5 sccm、マイクロ波投入電力 8 W でのトムソン散乱スペクトルを示す。電子温度・密度はそれぞれ $T_e = 1.5 \pm 0.5$ eV、$n_e = (2.3 \pm 0.2) \times 10^{18}$ m^{-3} であった。また、ガス流量 0.8 sccm においてもレーザートムソン散乱測定を行い、その結果、電子温度 $T_e = 3.5 \pm 1.5$ eV、電子密度 $n_e = (9.4 \pm 4) \times 10^{17}$ m^{-3} が得られた。

アンテナ中心位置及び磁気チューブ領域での作動ガス流量 2.5 sccm における電子温度・密度の比較を表 5-3 に示す。

表 5-3 より、アンテナ中心位置での測定値と比較して、電子温度は低く、電子密度は高いことがわかる。磁気チューブ領域で、電子密度が高いことから、発光強度分布測定で示されたように、磁気チューブ領域で主にプラズマが生成されていることが確認された。また、電子温度が低いのは、プラズマ生成が盛んであるため、磁気チューブ領域の電子が中性粒子に多くのエネルギーを与えるためだと考えられる。

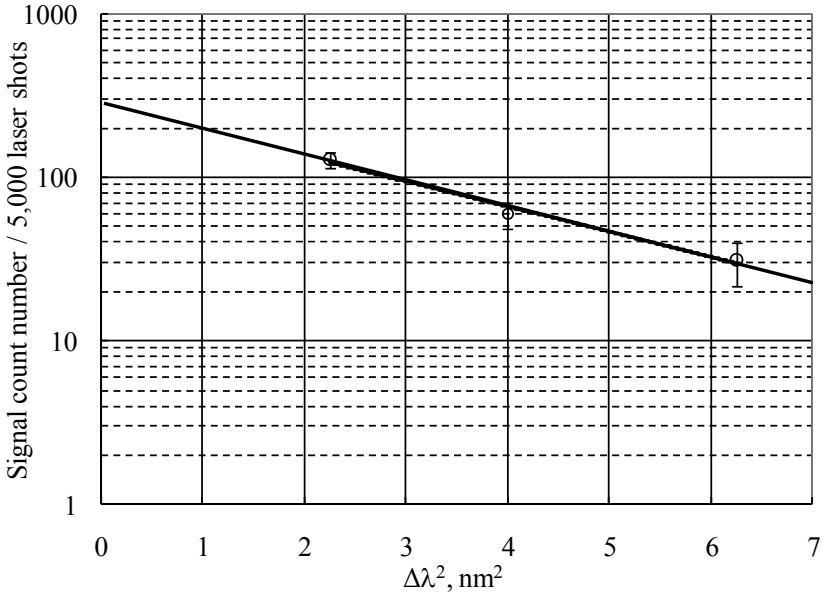


図 5-17　磁気チューブ領域でのトムソン散乱スペクトル

表 5-3　アンテナ前方、磁気チューブ領域での電子温度・密度

	Electron temperature, eV	Electron density, m^{-3}
In front of antenna	2.9±0.5	(1.1±0.2)×10^{18}
Magnetic tube area	1.5±0.5	(2.3±0.2)×10^{18}

5.2.4　作動ガス Xe によるレーザートムソン散乱測定

前節まで、作動ガス Kr でレーザートムソン散乱測定を行ってきた。しかし、実際にスラスタを運転させる際には、推進剤に Xe を使用することを想定している。そこで、作動ガス Xe においてアンテナ前方 2 mm の位置においてレーザートムソン散乱法による測定を行った。ガス流量 2.5 sccm でのトムソン散乱スペクトルを図 5-18 に示す。

トムソン散乱スペクトルが直線に乗っていることが分かる。ガス流量 0.4 ～ 2.5 sccm での電子温度・密度の測定結果を図 5-19 に示す。Kr の時と同様に、推進剤が増えると電子温度が低下し、電子密度が増加する傾向が見られた。ただし、推進剤流量 1.6 sccm において、電子温度・密度ともに極大値になっている。図 5-20 に推進剤 Xe、ビーム引き出し電圧 1,000 V、推進剤流量 0.4 ～ 2.5 sccm でのイオンビーム引き出し実験の結果を示す。この図から、推進剤流量が増加するに従って、イオンビーム電流値も増加しており、推進剤流量 1.6 sccm で極大値を示すことはなかった。そのため、今回行った作動ガス Xe によるレーザートムソン散乱測定に何か問題点があり、信頼性のある測定が行えなかった可能性がある。

作動ガス Xe でのレーザートムソン散乱測定には、Kr などの希ガスと比較して、入射レーザーによる Xe の擾乱が起こりやすく測定が困難になるということが報告されている[10]。そこで、図 5-13 のように、レーザーによる擾乱が作動ガス Xe の時に起こるか調べた。図 5-21 にレーザーエネルギーと散乱光強度の関係を示す。測定波長は $(\Delta\lambda)^2 = 4$ で入射レーザー光強度は 37～135 mJ であった。この図から、散乱信号数は、レーザー光強度の増加に伴い線形に増加しているとは言い難い。そのため、レーザーによる擾乱が起こっている可能性がある。

今後 Xe で測定を行う際、レーザーの出力エネルギーを抑えて測定を行うなど、擾乱を防いで測定を行う方法を取る必要がある。ただし、入射レーザー強度を弱くすると、観測されるトムソン散乱信号数が減少してしまうため、散乱信号数を増やす方法を考えていく必要がある。

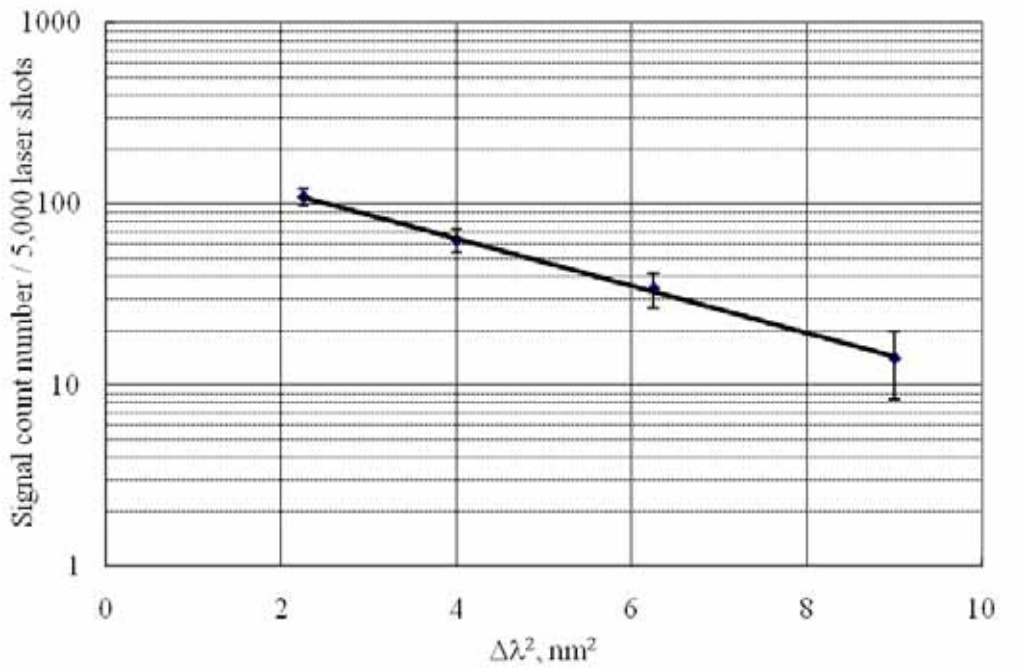


図 5-18　Xe でのアンテナ前方位置でのトムソン散乱スペクトル

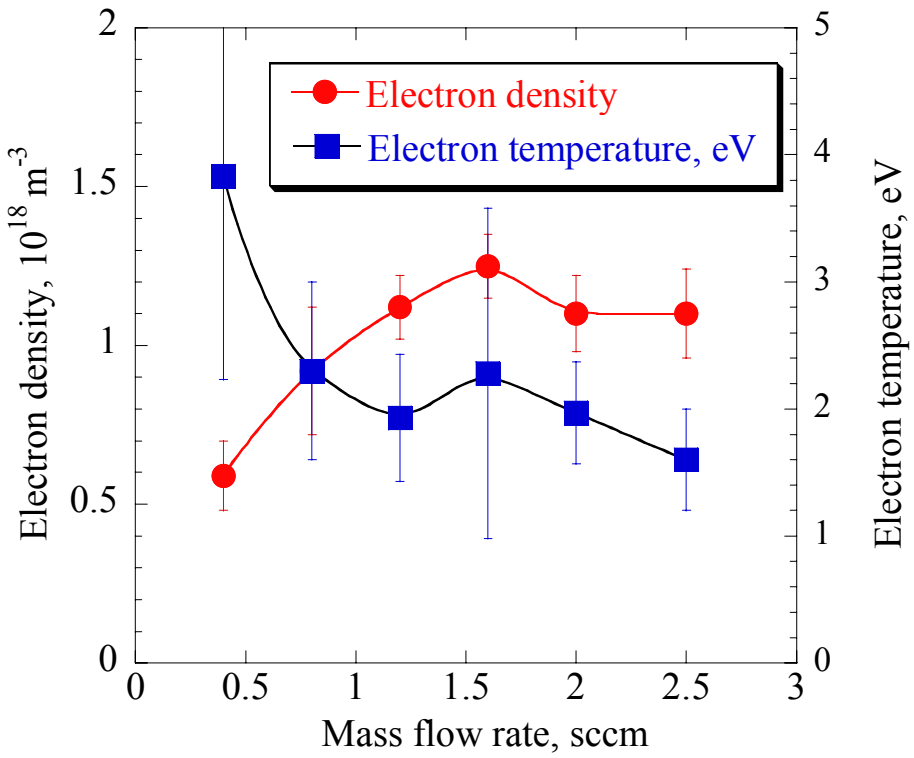


図 5-19　作動ガス Xe における電子温度・密度のガス流量依存性

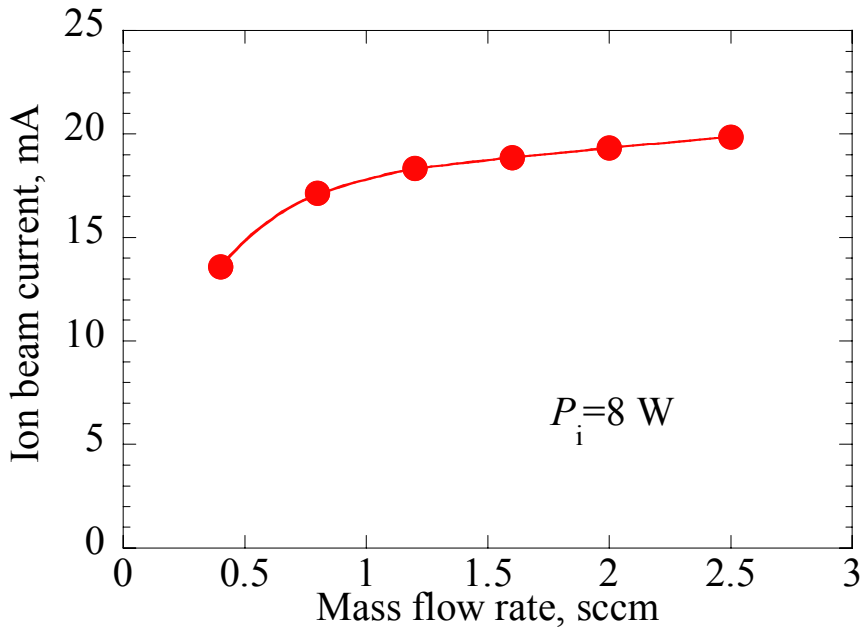


図 5-20　作動ガス Xe におけるイオンビーム電流値の推進剤流量依存性

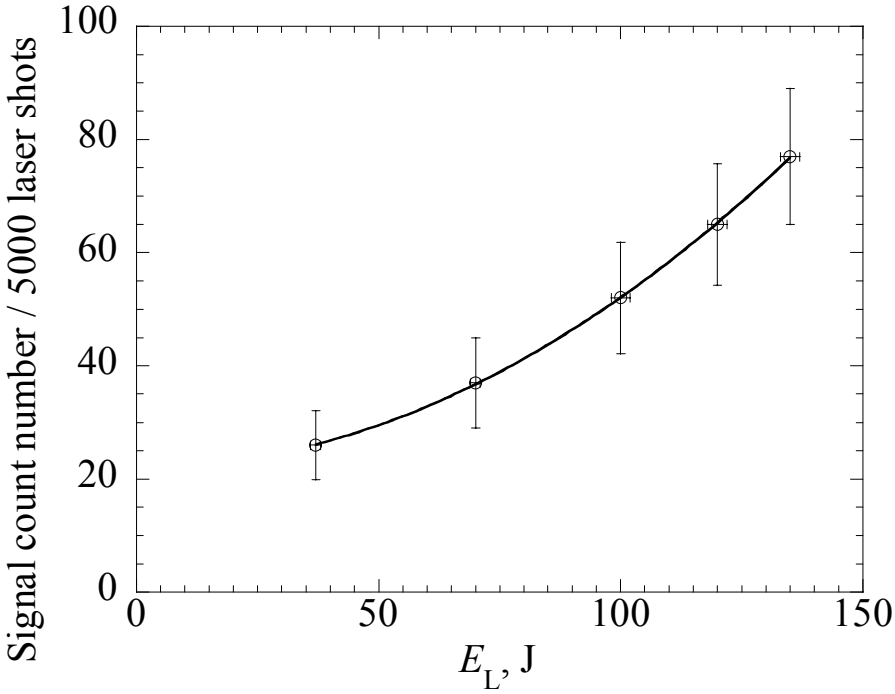


図 5-21　作動ガス Xe でのレーザーエネルギーと散乱光強度の関係

第 6 章　結論

本研究では、小型イオンスラスタのプラズマ生成・損失機構を解明するために、可視化イオンスラスタを用いた発光強度分布計測、レーザートムソン散乱測定の 2 つの非接触的な光学手法を用いて、30 W 級小型イオンスラスタの内部測定を行った。以下に、得られた結論を示す。

(1)　発光強度分布測定

アンテナからフロントヨークまでの領域で、半径方向放電室内発光強度分布を求めた。その結果、磁気チューブ領域で主にプラズマが生成されることが確認され、投入電力の増加に伴い、発光強度も増加した。また、投入電力を増加させると、磁気チューブ領域外でも発光が強くなった。このことから、投入電力の増加に伴い、磁気チューブ領域外でのプラズマ生成が増加し、その結果フロントヨークなどでの損失が増えると考えられる。以上の理由により、30 W 級小型イオンスラスタの投入電力に最適値が存在すると考えられる。

(2)　レーザートムソン散乱測定

世界で初めて、レーザートムソン散乱法による電気推進機内部のプラズマ測定に成功した。その結果から、小型イオンスラスタ放電室内では高密度のプラズマが生成されることが確認された。30 W 級小型イオンスラスタは、高密度プラズマを生成できるために、7.5 N/m^2 という非常に高い推力密度を達成できることが分かった。

アンテナ前方の位置と磁気チューブ領域で、電子密度・温度を測定し、その結果から、発光強度分布測定で示されたように、磁気チューブ領域でプラズマが生成されていることが確認できた。

また、イオンビーム引き出し実験の結果と比較した結果、レーザートムソン散乱の結果から算出した電流値は引き出し実験値と良い一致を示し、レーザートムソン散乱測定の妥当性を示すことができた。

参考文献

(1) 茂原正道, 鳥山芳夫, “衛星設計入門”, 培風館, 2006.

(2) Choueiri, E. Y., “A Critical History of Electric Propulsion: The First 50 Years (1906-1956)”, *Journal of Propulsion and Power*, Vol.20, No 2, 2004, pp.193-202.

(3) 栗木恭一, 荒木義博, “電気推進ロケット入門”, 東京大学出版会, 2003.

(4) Kato, M., Takayama, S., Nakamura, U., Yoshihara, K. and Hashimoto, H., “Road Map of Small Satellite in JAXA”, 56th International Astronautics Congress paper IAC-05.B5.6.B.01, 2005.

(5) Imazu, T., Tanaka, Y., Hirayama, H. and Hanada, T., “Applying a Simple Control Law to Deploy Space Tether on a Micro Tethered Satellite”, the 25th International Symposium on Space Technology and Science, 2006-s-15, 2006.

(6) 近岡貴行, “小型衛星用イオンスラスタの開発”, 平成 18 年度九州大学修士論文.

(7) Takao, Y., Miyamoto, T., Kataharada, H., Nakashima, H., Masui, H., Kai, T., Ijiri, H., Mori, and Y., Yamamoto, N., “Development of Small-Scale Ion Thruster Utilizing Microwave Discharge Plasma,” Proceedings of the 24th International Symposium on Space Technology and Science, ed. by J. Onodera, Japan Society for Aeronautical and Space Sciences and Organizing Committee of the 24th ISTS, Tokyo, Japan, 2004, pp. 161-166.

(8) Funaki, I., Kuninaka, H., Toki, K., “Plasma Characterization of a 10-cm Diameter Microwave Discharge Ion Thruster,” Journal of Propulsion and Power, Vol. 20, No. 4, 2004, pp. 718-726.

(9) Masui, H., Tashiro, Y., Yamamoto, N., Nakashima, H. and Funaki, I., “Analysis of the electron and microwave behavior in microwave discharge neutralizer,” Transactions of The Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, (to be published)

(10) 野口康幸, “プラズマディスプレイ用マイクロ波放電内の電子挙動のレーザー散乱法のよる研究”, 平成 13 年度九州大学博士論文

(11) NIST Atomic Spectra Database, http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main_asd

(12) James P. H., Steve S., Scott M. S. and M.L. Brake, “A reconstruction algorithm for a spatially resolved plasma optical emission spectroscopy sensor,” Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer 68 (2001) 101-115

(13) Herman, D., A., and Gallimore, A.,D., “Interrogation of Discharge Chamber Plasma Structure of an Ion Engine Using a High-Speed Probe Positioning System,” AIAA paper-2003-5162(2005).