

目次

第1章 序論.....	1
1.1 背景.....	1
1.2 研究目的.....	2
第2章 原理.....	5
2.1 RF スラスタ.....	5
2.2 誘導結合プラズマ(ICP)の原理.....	6
2.3 推進原理(気体力学的加速理論).....	8
2.3.1 等エントロピー流.....	8
2.4 エンタルピー変換効率.....	10
2.5 プラズマ電力伝達効率.....	11
2.5.1 校正直線.....	14
2.6 レーザー吸収分光法.....	16
2.6.1 レーザー吸収分光法の原理.....	16
2.6.2 プロファイルの広がり.....	20
2.6.2.1 ドップラー広がり.....	20
第3章 実験装置及び実験方法.....	22
3.1 真空系.....	22
3.2 RF スラスタ.....	25
3.3 高周波電源.....	27
3.4 I-V センサ.....	29
3.5 光学系.....	30
3.5.1 半導体レーザー.....	32
3.5.2 アイソレーター.....	33
3.5.3 エタロン.....	34
3.5.4 フォトディテクター.....	34
3.6 マスフローコントローラー.....	35
第4章 実験結果及び考察.....	37
4.1 プラズマ並進温度.....	37
4.1.1 測定結果.....	37
4.1.1.1 巻き数依存性、長さ依存性、インダクタンス依存性.....	37
4.1.1.2 放電管径依存性.....	40
4.1.1.3 線径依存性.....	42
4.2 伝達効率.....	44
4.2.1 測定結果.....	44
第5章 結論.....	47
参考文献.....	48
謝辞.....	50

第1章 序論

1.1 背景

現在、宇宙の商業利用は活発となっている。天気予報、カーナビなど、様々な分野で人工衛星が利用されている。その中で、小型の人工衛星に関する研究が進められている。その理由として、小型であるために開発期間が短くてすみ、最先端の技術が投入できること、低コストで人工衛星の製作が可能であること、一つのシステムを分散して打ち上げるためにリスクが軽減できることなどが挙げられる。しかしながら、そのサイズの制約のため、小型人工衛星の多くは、モーメントムホイール、磁気トルカ や、コールドガスジェット等の低性能のエンジンが搭載されているだけであるため、現状では、大型衛星にとって脅威とはなっていない⁽¹⁾。

人工衛星は月や太陽の引力の影響を受けて正規の衛星軌道上から外れることがあり、軌道上に戻すために推進器が必要となる。また、地球観測衛星において、任意の地点を観測するためには、軌道の変更が必要であり、さらに、低軌道衛星において、軌道維持には大気によるドラッグを補正する必要がある。Fig.1.1 に軌道修正の概念図を示す。これらの動作には、衛星自体にエンジンを搭載しなければならない。もし、小型人工衛星にエンジンを搭載することができたならば、小型衛星の機能を大幅に向上でき、従来の小型衛星では不可能であった長期間の地球観測や火星探査、また衛星自身が宇宙デブリとならないための自主廃棄なども可能となる。これらの用途として、小型衛星用の 100 W 程度で、10 mN クラスのエンジンの需要が今後増えると考える。

従来の化学推進ロケットは燃料と酸化剤を燃やして得た単位時間当たりのエンタルピー上昇を推進パワーに変換する。これと異なり、電気推進ロケットは太陽電池等からの電気エネルギーを推進剤に与えることで反力を得ようとするもので、比投入エンタルピーを任意に与えることができるため高性能なロケットエンジンとなる⁽¹⁾。また、電気推進ロケットは比推力が従来の化学推進に比べて大きいいため、推進剤の消費量を低減でき、ペイロード重量の増加や化学推進では達成できないような宇宙ミッションが可能となる。しかし、電気推進ロケットでは加速度は低いものしか得られないため、地上からの発射のように高重力場に打ち勝つ必要がある場合には適当でない。このシステムが最もよく機能を発揮するのは、宇宙空間など非常に小さい重力場においてである。電気推進システムを使った飛行計画はすべて宇宙空間で始まる⁽²⁾。

電気推進ロケットには推力を得るために様々な方法が用いられている。電氣的加熱を利用して高温ガスを製造し、空気力学的加速を行う電熱加速や、粒子を電離したうえで電磁力を直接作用させる電磁加速、静電力を作用させる静電加速と呼ばれるものである。このような推進原理の違いにより、排気速度、比推力⁽³⁾も異なってくる。それぞれの代表的電気推進ロケットの比推力と推力密度の関係を Fig.1.2 に示す⁽⁴⁾。

静電加速に代表されるイオンエンジンは推力密度こそ大きくないが、比推力が大きいいため長時間利用可能な南北姿勢制御用人工衛星、惑星間航行用衛星として用いられる。

また、軌道変更時などの短時間に大きな推力を必要としたときに用いられるものが、本研究の対象である RF(Radio Frequency)スラスタである。

RF スラスタとはアンテナであるコイルに高周波を流すことにより、渦電流を誘起し、推進剤をプラズマ化させる。それにより、エンタルピーを上昇させ、ノズルを用いて運動エネルギーに変化させ推力を得るシステムである。RF スラスタの利点としては、まず、アンテナを放電室の外に設置しているためイオンによる損傷が少なくすむこと。また、ECR やヘリコンに必要な DC 磁界が不要であること。そして投入電力に対して推力が大きいことである。このスラスタに関して、昔から様々な研究機関(NASA、QinetiQ,等)で研究開発が行われてきた⁽⁵⁾。また近年は、ICP が再突入を模擬できる高エンタルピー風洞として、様々な研究機関 (JAXA、NASA,等)で盛んに研究されている。この RF スラスタを小型化できれば、小型衛星の性能を格段に向上させることができる。

小型人工衛星にエンジンを搭載する上で最大の障壁となりうるサイズの制約を解決する手段として、本研究グループでは推進剤として水を用いることを最終目標としている。主な理由を3つ挙げると、一つ目は、水は常温で液体であるので、イオンエンジンの推進剤に使われる Ar や Xe のような希ガスより密度が大きいためエンジンシステムの容量を減らすことができる。二つ目は、我々に身近な物質であり安価で入手し易い。三つ目として、ヒドラジン(N_2H_4)のように人体に有害でなく扱い易いことが挙げられる。

1.2 研究目的

本研究グループでは小型人工衛星用ロケットエンジンとして RF スラスタの研究、開発を行ってきた。しかしながら、その効率は非常に低く、実用化には程遠かった⁽⁴⁾。そこで、RF スラスタの性能向上を図るために様々なアンテナを用いて、プラズマ内部の並進温度、伝達効率を計測することで、これらのパラメータが加熱流れに及ぼす影響を調査する。推進剤には、放電が安定しており計測しやすいアルゴンを用いた。

本論文は章構成となっており、以下に全体の構成を述べる。

第1章では、背景と研究目的についてすでに述べた。第2章では、RF スラスタ、誘導結合プラズマ(ICP)の原理、推進構造の原理、エンタルピー変換効率、プラズマ電力伝達効率、レーザー吸収分光法について述べる。第3章では、本実験で用いた実験装置及び実験方法、第4章では、実験結果及び考察、第5章では、結論を述べる。

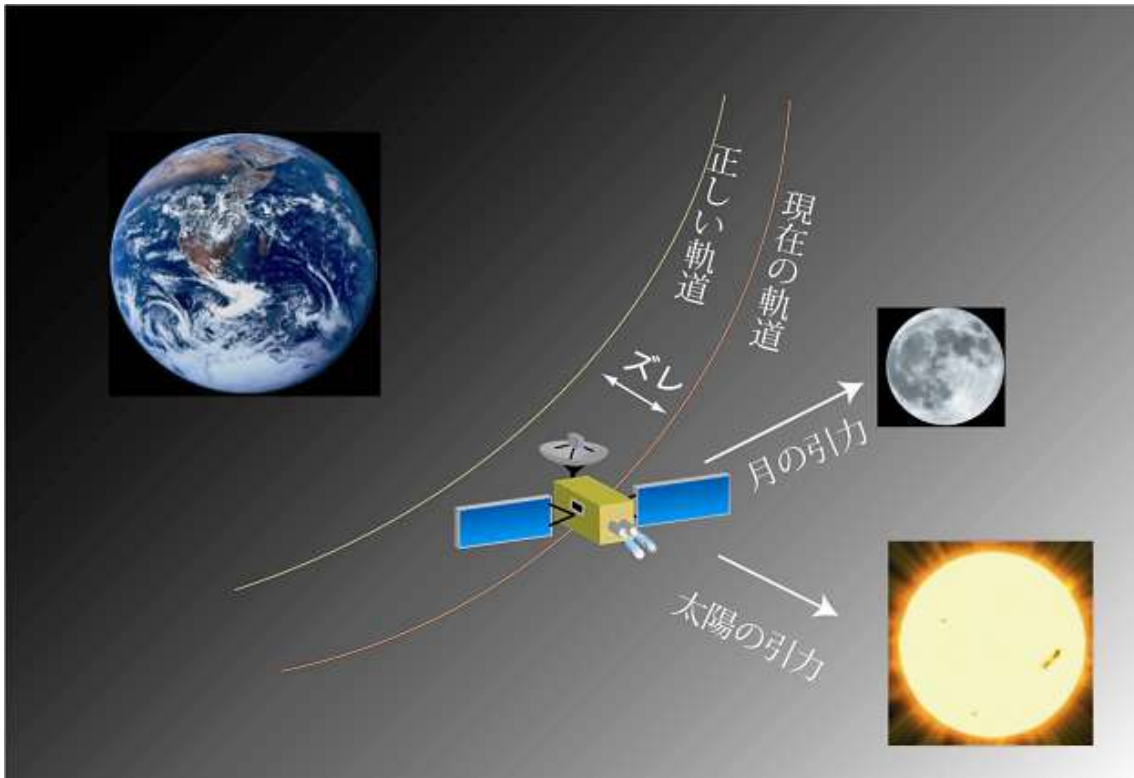


Fig.1.1 軌道修正概念図

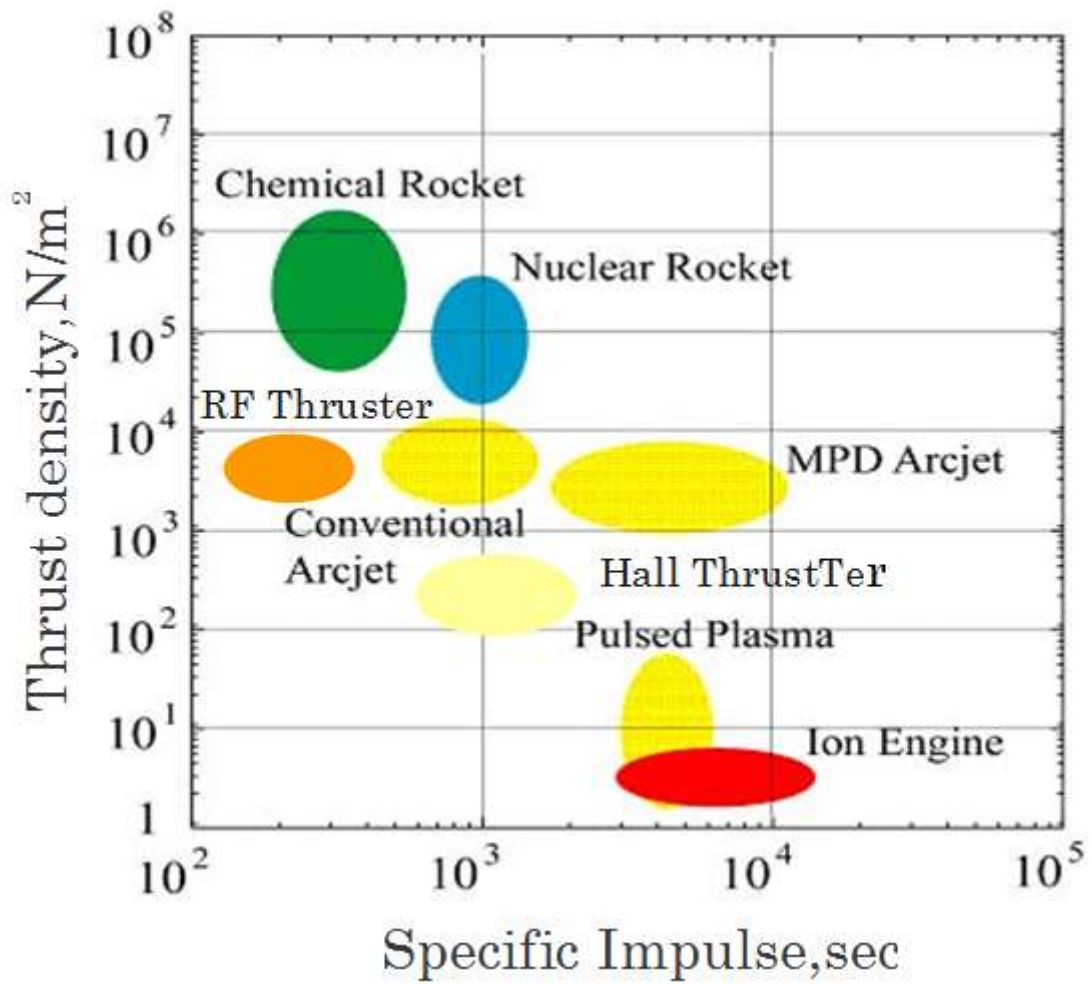


Fig.1.2 電気推進機の比推力と推力密度の関係

第2章 原理

2.1 RF スラスタ

RF スラスタは電気推進システムの一つであり、推進剤を高周波により加熱しプラズマ化させ、プラズマ化された推進剤がノズルによりエンタルピーを軸方向の運動エネルギーに変換し、高速の排気ガスを噴射させて推力を得る装置である。RF スラスタの概念図を Fig.2.1 に示す。RF スラスタは以下の2つの領域により構成されている。

- ① 推進剤を電離する
 - ② 電離された粒子を気体力学的に加速して推力を得る
- 上の各過程はそれぞれ放電室、ノズルにおいて行われる。

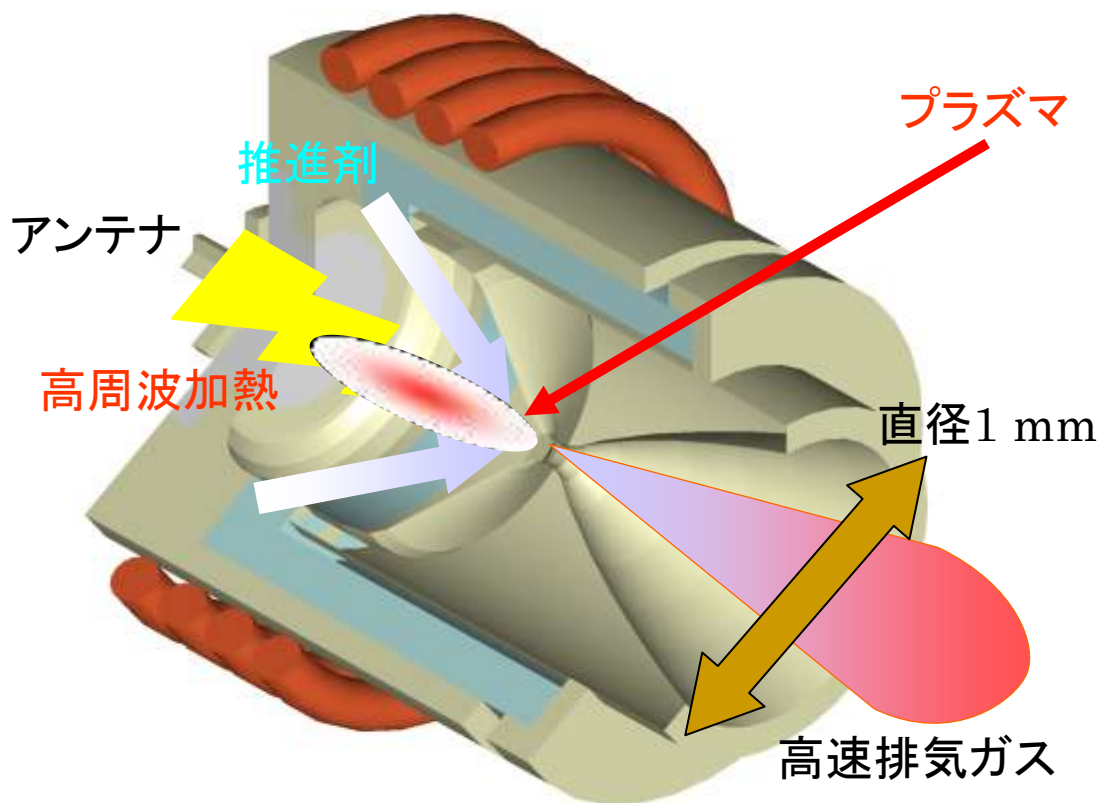


Fig.2.1 高周波放電スラスタの概念図

2.2 誘導結合プラズマ(ICP)の原理⁽⁶⁾

本研究ではプラズマ生成に ICP (Inductively Coupled Plasma) 放電を利用している。ICP の原理と概念図を Fig.2.2 に示す。ICP においてプラズマが生成される過程を考えると、以下のようなになる。高周波電流が誘導コイルの中を流れると磁力線は放電管内に楕円形の閉回路を形成して、放電管内に軸方向の高周波磁界が形成される。電磁誘導のため、この高周波磁界の時間微分に比例した電界が放電管周方向に発生する。電子はこの電界によって加速されると同時にガス分子との衝突を繰り返し、さらにその一部を電離する。そして、単位時間内における電子の発生量が消滅量より多くなり、電子密度が急増し、放電管内にプラズマを形成する。プラズマが出来ると電子とイオンの再結合が進行するが、一方で、推進剤ガスは一定流速で高周波電界域を通過するためイオンと電子は消失していく。ガス分子の電離によるイオンや電子の生成と消滅がつり合って放電が維持される。この衝突性の電力消費により、電力は電界からプラズマ表面近くの表皮深さ層内のプラズマ中の電子に伝達され、電子は衝突によりこの電力をガスに伝達する。このプラズマのガス流速や電力を適当に調節するとドーナツ状のプラズマが形成される。プラズマがドーナツになる現象は高周波電流の表皮効果によるものである。表皮効果(skin effect)は導体断面中の高周波電流密度が一様に分布せず、導体内部よりむしろ表面層に集中する現象である。この表皮層の厚さ(表皮深さ) δ は、

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma}} \quad (2-1)$$

で示される。ここで f は周波数、 μ は透磁率、 σ は伝導度である。すなわち、表皮深さは周波数の平方根の逆数に比例するので、周波数が高いほど表皮深さは小さくなり、電流は表面付近で流れやすくなる。このことは、中心部のドーナツの穴が周波数とともに大きくなることを示している。その結果、電流によるプラズマの加熱が周辺部で生じ、プラズマ中心部は、周辺部からの熱伝導や輻射で加熱される。以上のように、コイルに印加した誘導電流に起因する誘導電界を利用したプラズマ生成方式を誘導結合型プラズマ(ICP : Inductively Coupled Plasma)と呼ぶ。

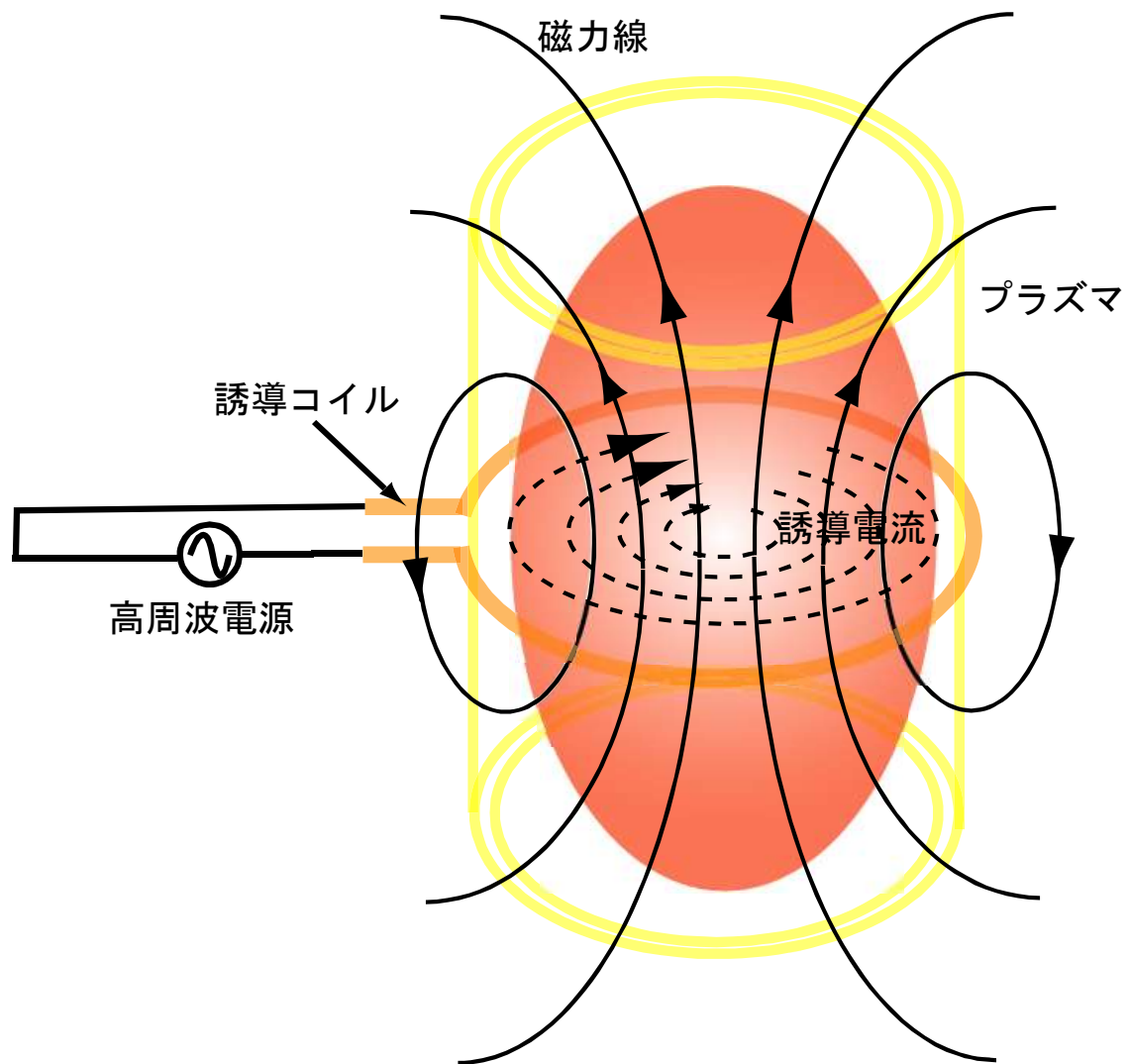


Fig.2.2 誘導結合プラズマ(ICP)の概念図

2.3 推進原理(気体力学的加速理論)⁽⁷⁾

推進剤ガスはジュール加熱により熱せられるとともに、分子振動励起、解離/電離が進行する。生成された高エンタルピー気体はノズルを通過して膨張する。この時、推進剤ガスが得た熱エネルギーは運動エネルギーに変換されて加速を受け、ノズル出口において高速流となる。このようにしてノズル出口で得られた高い圧力が推力を生み出す。

2.3.1 等エントロピー流

\dot{m} を推進剤ガス流量、 A_e をノズル出口面積、 u_e 及び p_e をそれぞれノズル出口における推進剤ガス速度及び圧力、 p_∞ を噴射ジェット周囲圧力とすれば、推力 F は、

$$F = \dot{m}u_e + A_e(p_e - p_\infty) \quad (2-2)$$

で与えられる。ノズル出口速度 u_e が高ければ、高い推力を生み出すことがわかる。この高い速度を得るために、推進剤ガスを高周波放電により加熱し、その熱エネルギーを軸方向の運動エネルギーに変換することが望まれる。推進剤ガスが高周波放電により温度 T_c まで加熱され、そのときの速度を u_c とする。ノズルを通過して膨張するとき、ノズル壁からの熱損失がない、すなわち等エントロピー流とみなせば、加熱後の状態(添え字 c)とノズル出口の状態(添え字 e)との間にエネルギー保存が成り立つので、 h をエンタルピーとすれば、

$$h_c + \frac{1}{2}u_c^2 = h_e + \frac{1}{2}u_e^2 \quad (2-3)$$

と表現できる。ノズルを通過して気体力学的に加速されると、加熱後のエンタルピー h_c が運動エネルギーに変換され、ノズル出口で推進剤ガスは高い速度 u_e をもつようになる。式(2-2)と(2-3)より

$$F = \dot{m}\sqrt{2(h_c - h_e) + u_c^2} + A_e(p_e - p_\infty) \quad (2-4)$$

を得る。

通常、推力への圧力寄与(上式の右辺第2項)は小さいので、これを省略して、

$$F = \dot{m}\sqrt{2c_p(h_c - h_e) + u_c^2} \quad (2-5)$$

と書く。ノズル断面は通常円であるので、軸対称流の取り扱いが必要であるが、まず、断面積が変化するノズル内の流れを一次元流として取り扱う。

推進剤ガスがノズル内を膨張するとき、もっているエネルギーがノズル壁を通して外へ逃げないとする断熱的な流れでは、推進剤ガスを熱量的完全気体(比熱一定)と仮定し、加熱後の推進剤ガスの運動エネルギーはエンタルピーに比べて十分小さい、すなわち、

$u_e^2/2 \ll h_c$ とすると、ノズル出口運動エネルギーは(2-3)式より次式で表される。

$$\frac{u_e^2}{2} = h_c - h_e \quad (2-6)$$

定圧比熱 c_p の完全気体の温度が T_0 から T まで上昇するとき、

$$\frac{u_e^2}{2} = \int_{T_0}^T c_p dT = c_p \Delta T \quad (2-7)$$

と変形できる。これより、推力 F は次式より求められる。

$$F = \dot{m} u_e = \dot{m} \sqrt{2c_p \Delta T} \quad (2-8)$$

また、 F_p を推進剤流量による推力、 F_w をプラズマ点火時の推力と定義すると、 F_{to} は次式で表される。

$$F = F_{to} = F_p + F_w \quad (2-9)$$

また、比推力を表す I_{sp} は、

$$I_{sp} = \frac{F_{to}}{\dot{m} g} \quad (2-10)$$

で表せる。ここで g は重力加速度である。推進効率 は次式で定義される。

$$\eta_t = \frac{\frac{1}{2} \dot{m} u_e^2}{P} = \frac{\frac{1}{2} \dot{m} v_{plasma}^2 - \frac{1}{2} \dot{m} v_{gas}^2}{P} = \frac{\frac{1}{2} \dot{m} \times \left(\frac{F_{total}}{\dot{m}} \right)^2 - \frac{1}{2} \dot{m} \times \left(\frac{F_p}{\dot{m}} \right)^2}{P} = \frac{F_{total}^2 - F_p^2}{2 \dot{m} P} \quad (2-11)$$

推進効率とは、投入電力がどれだけ推力に変換されたかをみる指標である。

- \dot{m} : 推進剤ガス流量
- A_e : ノズル出口面積
- u_e : ノズル出口における推進剤ガス速度
- p_e : ノズル出口における推進剤ガス圧力
- p_∞ : 噴射ジェット周囲圧力
- h_c : 加熱後のエンタルピー
- u_c : 加熱後の推進剤ガス速度
- F : 推力
- F_p : 推進剤流量による推力
- F_w : プラズマ点火時の推力
- I_{sp} : 比推力

g : 重力加速度
 η_t : 推進効率

2.4 エンタルピー変換効率⁽³⁾

エンタルピー変換効率とは、高周波電源からの投入電力、または、プラズマ消費電力が推進剤ガスのエンタルピー上昇にどの程度寄与しているかを見るための指標である。この変換効率 η_h 、 η_{ha} を以下のように定義する。並進温度よりこのエンタルピー変換効率を求める。

$$\eta_h = \frac{\dot{m}\Delta H}{P} \quad (2-12)$$

$$\eta_{ha} = \frac{\dot{m}\Delta H}{P_{abs}} \quad (2-13)$$

放電管内のガスを理想気体とみなすと、エンタルピーは定圧比熱と絶対温度の積で与えられるので、エンタルピー上昇 ΔH は

$$\Delta H = \int_{T_0}^T c_p(T') dT' \quad (2-14)$$

で表される。ここで、

ΔH : 単位質量流量当たりのエンタルピー上昇

P : 投入電力

P_{abs} : プラズマ消費電力

\dot{m} : 質量流量

T : 絶対温度

c_p : 定圧比熱

である。これにより、変換効率が求まる。

2.5 プラズマ電力伝達効率⁽⁸⁾

高周波からプラズマへのプラズマ電力伝達効率を次式で定義する。

$$\eta_p = \frac{P_{abs}}{P} \quad (2-15)$$

プラズマへの電力流を積分すると、次式が得られる。

$$p_{abs} = \frac{1}{2} \frac{J}{\sigma} 2\pi R l \delta_p \quad (2-16)$$

この式は、等価的に表皮深さ δ_p 内を流れる一様正弦波状電流密度の電力損を表す。ここで、 J は放電管壁付近のプラズマ端において誘導された周方向の RF 電流の振幅、 σ は導電率、 R はプラズマ半径、 l は巻いたコイルの全体幅である。

プラズマへの投入電力 P は次式より得られる。

$$P = \frac{1}{2} V_{RF} I_{RF} \cos \phi \quad (2-17)$$

V_{RF} 、 I_{RF} 、 ϕ 、はそれぞれ I-V センサにより計測して得られる。回路全体のインピーダンスは次式で得られる。

$$Z_s = \frac{\tilde{V}_{RF}}{\tilde{I}_{RF}} = R_e + I_m \quad (2-18)$$

$$R_e = Z_s \cos \phi \quad I_m = Z_s \sin \phi \quad (2-19)$$

次式を誘導される全 RF 電流の振幅とする。

$$I_p = J l \delta_p \quad (2-20)$$

プラズマ抵抗 R_p は次式から得られる。

$$R_p = \frac{R_e - R_{coil}}{N^2} \quad (2-21)$$

ここで N はコイルの巻数である。

プラズマ・インダクタンス L_p は $\Phi = L_p I_p$ を用いて求められる。ここで、 Φ は表皮電流と交叉する全磁束である。 $H = J \delta_p$ を表皮電流によって生じる磁界とすれば、回路をモデル化 (Fig.2.3) することができる。この変成器のインダクタンス・マトリックスを次式で定義する。

$$\tilde{V}_{RF} = j\omega L_{11} \tilde{I}_{RF} + j\omega L_{12} \tilde{I}_p \quad (2-22)$$

$$\tilde{V}_p = j\omega L_{21} \tilde{I}_{RF} + j\omega L_{22} \tilde{I}_p \quad (2-23)$$

ここで ω は投入周波数である。インダクタンス・マトリックスはそれぞれ次式で表すことができる。

$$L_{11} = \frac{\mu\pi b^2 N^2}{l} \quad (2-24)$$

$$L_{12} = L_{21} = \frac{\mu\pi R^2 N}{l} \quad (2-25)$$

$$L_{22} = L_p = \frac{\mu\pi R^2}{l} \quad (2-26)$$

ここで、 μ は自由空間の透磁率、 b はコイル半径である。

(2-22)(2-23)式を連立方程式として解くと、 I_p は次のように得られる。

$$\tilde{I}_p = I_{p0} e^{-i(\varphi_1 + \pi/2)} \quad (2-27)$$

ただし、

$$I_{p0} = \frac{L_{12} v_0}{\sqrt{L_{11}^2 R^2 + \omega^2 (L_{11} L_{22} - L_{12}^2)^2}} \quad (2-28)$$

$$\varphi_1 = \tan^{-1} \frac{R L_1}{\omega (L_{12}^2 - L_{11} L_{22})} \quad (2-29)$$

(2-23)式において、 $V_p = -I_p R_p$ の関係を用いて、(2-22)式に代入すると、コイル端で見たインピーダンス Z_s について次式のように表せる。

$$Z_s = \frac{\tilde{V}_{RF}}{\tilde{I}_{RF}} = j\omega L_{11} + \frac{\omega^2 L_{12}^2}{R_p + j\omega L_p} \quad (2-30)$$

$\delta_p < R$ の場合、(2-21)(2-26)式から明らかなように、 $R_p^2 < \omega^2 L_p^2$ である。したがって、(2-30)式の分母を展開すると次式が得られる。

$$Z_s = \frac{2\pi R}{\sigma \delta_p} N^2 + j\omega \frac{\mu\pi R^2 N}{l} \left(\frac{b^2}{R^2} - 1 \right) \quad (2-31)$$

(2-19)(2-31)式よりプラズマ半径が次式によって得られる。

$$R = \sqrt{b^2 - \frac{I_m l}{\omega\mu\pi N^2}} \quad (2-32)$$

(2-19)(2-21)(2-31)(2-32)式より R_p が求まる。よって、電力伝達効率は

$$\eta_p = \frac{P_{abs}}{P} = \frac{I_p^2 R_p}{2P} \quad (2-33)$$

以上の計算により、電力伝達効率が求まる。

η_p : 電力伝達効率
 P_{abs} : プラズマ消費電力

- P : 投入電力
- J : 周方向の RF 電流の振幅
- σ : 導電率
- R : プラズマ半径
- l : コイルの全体幅
- δ_p : 表皮深さ
- V_{RF} : 回路に流れた電圧
- I_{RF} : 回路に流れた電流
- ϕ : 電圧に対する電流の位相差
- Z_s : 回路全体のインピーダンス
- R_e : レジスタンス
- I_m : リアクタンス
- R_p : プラズマ抵抗
- N : コイルの巻き数
- L_p : プラズマ・インダクタンス
- Φ : 表皮電流と交叉する全磁束
- H : 表皮電流によって生じる磁界
- ω : 投入周波数
- μ : 自由空間の透磁率
- b : コイル半径

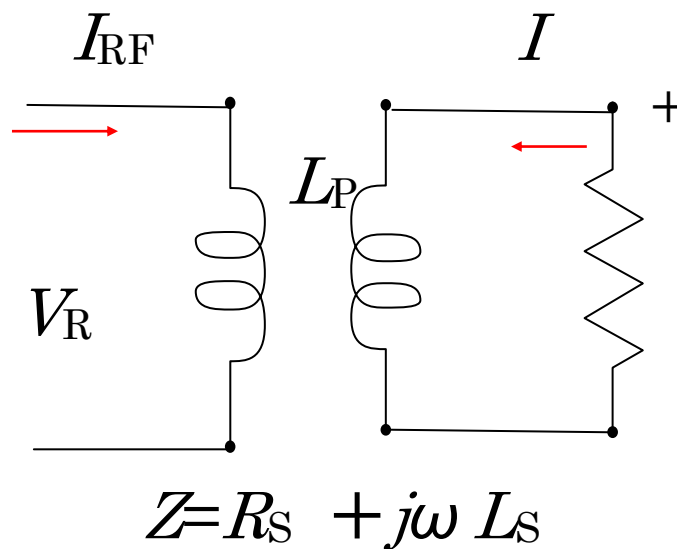


Fig.2.3 ICP 放電の変成器結合形等価回路

2.5.1 校正直線

プラズマへの投入電力 P は次式より得られる。

$$P = \frac{1}{2} V_{RF} I_{RF} \cos \phi \quad (2-34)$$

V_{RF} 、 I_{RF} 、 ϕ 、それぞれを I-V センサにより計測し、オシロスコープを用いて出力した。校正のために 50Ω の抵抗を接続して、 60 W 、 100 W 、 150 W 、 200 W 、 250 W の電力を投入した。それぞれ 5 回ずつ計測しフィッティングした V_0 、 I_0 の値により、投入電力 $P=1/2I_0^2R_p$ 、 $P=1/2I_0V_0$ の関係式より校正係数 α 、 β を次式より求めた。

$$\alpha = \frac{V_e}{V_0} \quad (2-35)$$

$$\beta = \frac{I_e}{I_0} \quad (2-36)$$

この校正係数をプロットし校正曲線を得た。それぞれの校正曲線を Fig.2.4 に示す。この校正曲線の傾きより校正係数

$$\begin{aligned} \alpha' &= 7351.1 \\ \beta' &= 100.2 \end{aligned} \quad (2-37)$$

が得られた。

またフィッティングした位相差の平均より、

$$\phi = 0.34454 \quad (2-38)$$

が得られた。

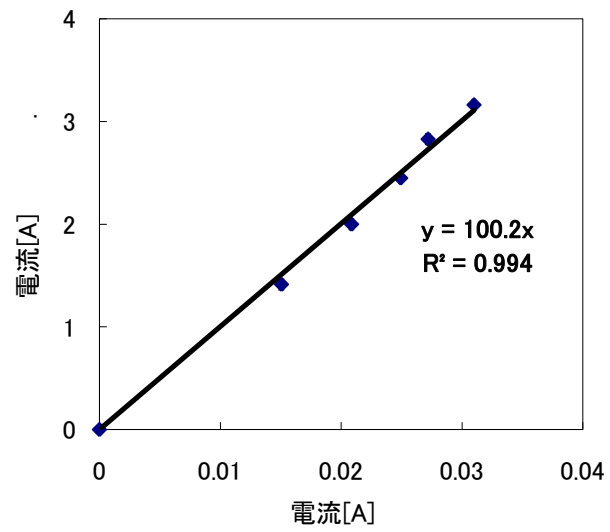
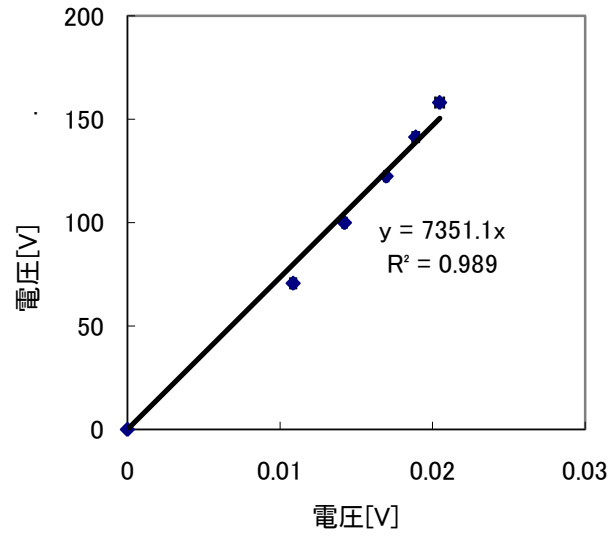


Fig.2.4 電圧、電流の校正曲線

2.6 レーザー吸収分光法⁽⁹⁾

レーザー吸収分光法は、分子や原子が特定の波長を吸収するという性質を利用した分光法である。これを模式図で説明すると Fig.2.5 のようになる。この図は最外殻にある電子に、ある特定のエネルギー(波長)を持った光子、つまり、レーザー光をぶつけて電子に光子を吸収させている状態をあらわしている。光子を吸収した電子は光子の持ったエネルギー分だけエネルギー準位が高くなる。一方、レーザー光は原子に吸収された分だけレーザー強度が弱くなる。このレーザー強度が弱くなった様子をあらわしている図が Fig.2.6 である。この図では時間とともにレーザーの波長が変化しているのだが、ある特定波長の周りにおける程度の広がりを持ちつつ、レーザー強度が弱くなっている様子がはっきりとわかる。この図におけるフリンジ状の信号はエタロンの信号でピークとピークの間で、ある一定の値だけレーザー光の周波数が変わっているということがわかるようになっている。

Fig.2.6 に示す図中の Absorption signal は吸収分光法で得られる典型的な吸収プロファイルであるが、これを吸収係数のグラフにしたものが Fig.2.7 である。次の節ではレーザー吸収分光法に関する一般的な原理について説明する。

2.6.1 レーザー吸収分光法の原理

振動数 ν 、強度 I_0 のレーザー光が x 軸に沿って一様な吸収媒質を通過するとき、距離 L だけ進んだところでの強度 I は以下の式で表わされる。

$$I(\nu) = I_0(\nu) \exp[-\alpha(\nu)L] \quad (2-39)$$

この式における吸収係数 $\alpha(\nu)$ は次の式で与えられる。

$$\alpha(\nu) = \left(n_1 - n_2 \frac{g_1}{g_2} \right) \frac{h\nu_0}{c} B_{12} f(\nu) \quad (2-40)$$

ここで、

- n_1, n_2 : 上下準位の密度
- g_1, g_2 : 統計重率
- B_{12} : アインシュタインの B 係数
- ν_0 : 吸収遷移の中心振動数
- $f(\nu)$: 吸収遷移のスペクトルプロファイル

である。 $f(\nu)$ が以下のようにガウス形のドップラープロファイルであるとする。

$$f(\nu) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\Delta\nu_D\sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{2\sqrt{\ln 2}(\nu-\nu_0)}{\Delta\nu_D}\right)^2\right] \quad (2-41)$$

レーザー線幅 $\Delta\nu_L$ が粒子の吸収線幅 $\Delta\nu_D$ より十分狭い場合($\Delta\nu_L \ll \Delta\nu_D$)、下準位密度 n_1 に対して上準位の n_2 を無視できるとする。この場合、線中心 ν_0 での吸収係数 α_0 は次の式で与えられる。

$$\alpha_0 = \frac{2}{\Delta\nu_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{c^2}{8\pi\nu_0^2} \frac{g_2}{g_1} n_1 A_{21} \quad (2-42)$$

振動数 ν_0 のレーザーを用いて、線中心での I_0 と I を測定することにより $\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = -\alpha_0 L$ から α_0 が求まり、式(2-42)から下準位の密度 n_1 を決定できる。なお、レーザー吸収で生成された n_2 による I の飽和が無視できるためには、 I_0 が飽和パラメータ $S \ll 1$ の条件を満たすように十分弱くなければならない。

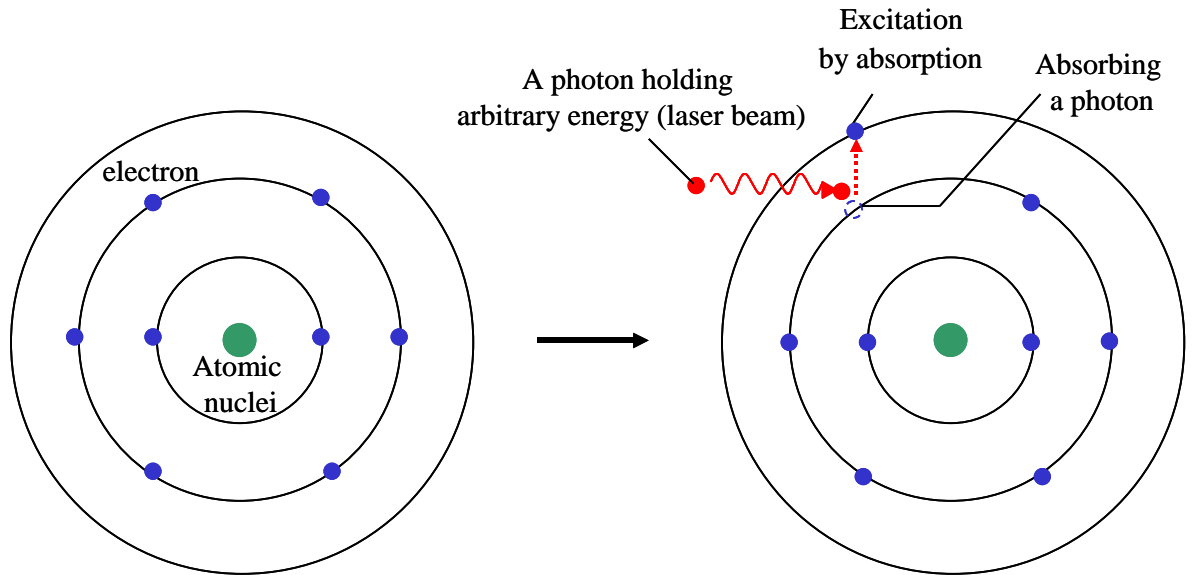


Fig.2.5 レーザー吸収分光法の概念

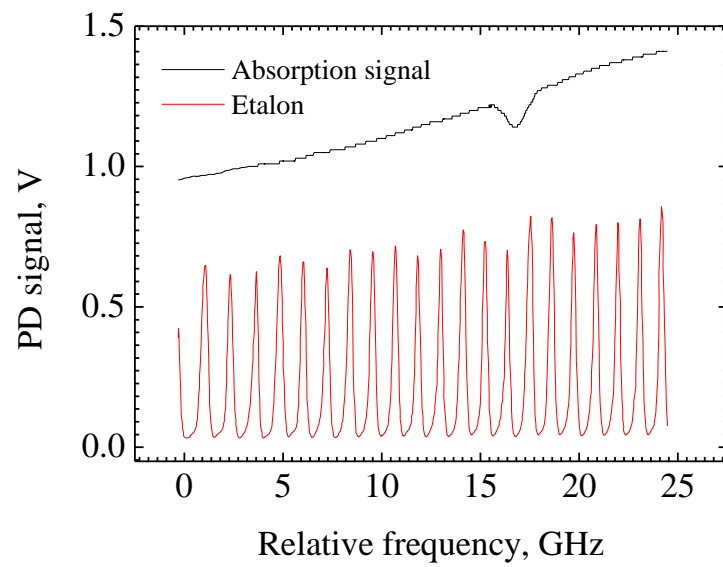


Fig.2.6 吸収およびエタロン信号

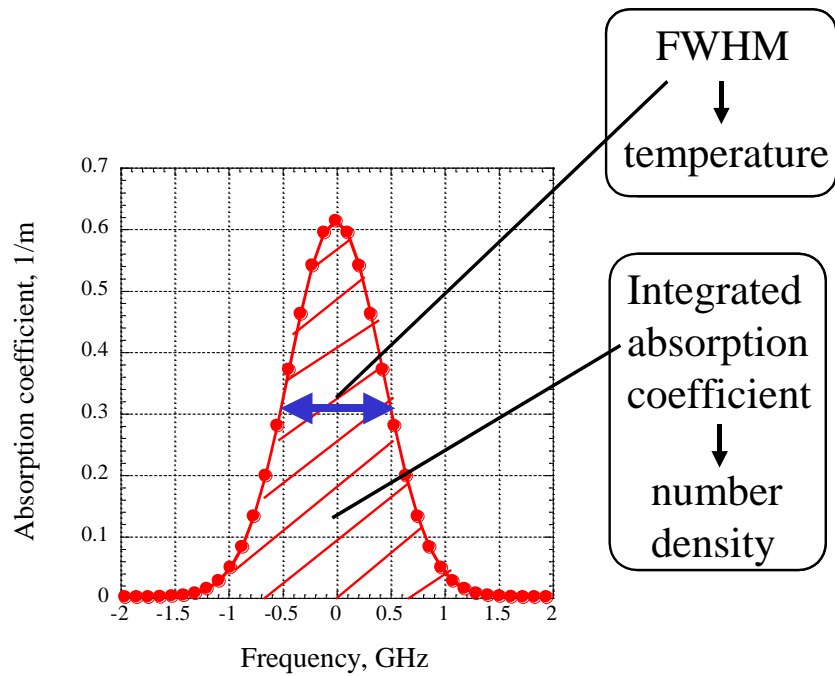


Fig.2.7 吸収係数のグラフ

2.6.2 プロファイルの広がり

レーザー吸収分光法において、レーザーの光子を気体が吸収する際、エネルギー準位 E_1 から E_2 の 2 準位間遷移であるのでそのエネルギー分にあたるレーザーの単一波長を吸収するはずである。しかし、実際の吸収プロファイルは様々な原因によってある程度の広がりを持つことになる。その原因には、励起した原子の励起準位にいることのできる寿命の長さであったり、励起原子の中性粒子や電子との衝突であったり、励起原子の熱運動などがある。これらの広がりには 2 つのタイプに分けられ、1 つ目は均一広がりと呼ばれるローレンツ型の広がり、2 つ目は不均一広がりと呼ばれるガウス型の広がりである。ここで、均一広がりと不均一広がりについての説明を加えておく。均一広がりとは、幅のある吸収帯の中のどの周波数帯においても全ての原子が等しい確率でその光を吸収するとき、その吸収線は均一広がりを持つという。一方、不均一広がりとは、ある一部の原子のみがその周波数の光を吸収でき、他の異なる原子は異なる周波数の光を吸収するときに吸収線がもつ広がりのことという。

本実験の条件下ではドップラー広がり が 支配的であり、ローレンツ成分がほとんど見られなかったため、吸収プロファイルをフィッティングする際、ガウス関数を用いた。

次の節ではドップラー広がりとその理論について説明する。

2.6.2.1 ドップラー広がり

これは、レーザー中の光子を吸収する気体が熱運動しているために、ドップラー効果によって吸収する周波数がずれるために起こる広がりである。ある励起原子が静止状態である場合の吸収周波数を ν_0 とする。その原子が速度 v で熱運動しているとする、この原子が吸収する周波数 ν_v は ν_0 から $d\nu$ だけずれ、次のようになる。

$$\nu_v = \nu_0 + d\nu \quad (2-43)$$

また、光のドップラー効果より、 c を光速として

$$\nu_v = \frac{c+v}{c} \nu_0 \quad (2-44)$$

(2-43)(2-44)式を連立して、

$$d\nu = \nu_0 \frac{v}{c} \quad (2-45)$$

となる。ところで、励起原子がマクスウェル速度分布をしているとすると、ある速度 v を持つ原子の確率密度関数は

$$p(\nu) = \left(\frac{M_A}{2\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left[-\frac{M_A \nu^2}{2kT}\right] d\nu \quad (2-46)$$

となる。ただし、 M_A は原子1個の質量、 k はボルツマン定数、 T は絶対温度である。また、吸収プロファイルがガウス型を持つ場合そのプロファイルは次のようになる。

$$g(\nu) = \frac{1}{\pi^{1/2} \Delta\nu_D} \exp\left[-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}\right)^2\right] \quad (2-47)$$

ここで、 $\Delta\nu_D$ はドップラー広がりと呼ばれる。(2-46)式の $\nu - \nu_0$ の部分に(2-45)式を代入し、(2-46)(2-47)式が相似形であることを考慮すると次のような関係式が得られる。

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{M_A}} \quad (2-48)$$

また、ドップラー広がりをあらわすスペクトル線の半値全幅 $\Delta\nu_{FWHM}$ (full width at half maximum)は $2\sqrt{\ln 2} \Delta\nu_D$ であるので、半値全幅と温度の関係は次のようになる。

$$\Delta\nu_{FWHM} = \frac{2\sqrt{\ln 2} \cdot \nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{M_A}} \quad (2-49)$$

したがって、ドップラー広がりから求められる温度は次のようになる。

$$T = \frac{c^2 \cdot \Delta\nu_{FWHM}^2 M_A}{8 \ln 2 \cdot k \cdot \nu_0^2} \quad (2-50)$$

つまり、吸収分光法で求められる温度というのはこのドップラー広がりから得られる。

第3章 実験装置及び実験方法

3.1 真空系

(1)参照セル

フランジに外径 15 mm の放電管(石英製)を直接接合して、真空状態にした。真空排気は排気速度 310 l/min をもつロータリーポンプのみで行なった。参照セルは放電管に生成するプラズマ気体の組成を一定に保つのが目的であり、真空引きは 10^{-2} torr 以下まで排気してからプラズマの点火を行なった。駆動周波数は 10 MHz である。参照セル外観を Fig.3.1 に示す。

(2)真空チャンバ

チャンバに放電管を直接接合し、真空状態にした。真空排気はロータリーポンプとメカニカルブースターポンプで行った。全実験を通してこのチャンバを用いて行った。実験装置外観を Fig.3.2 に示す。

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 733 l/min である。ロータリーポンプによって臨界背圧 0.1 Torr 以下まで粗排気した後、メカニカルブースターポンプを本引き用として用いる。メカニカルブースターポンプの排気速度は 6250 l/min である。排気口はロータリーポンプで接続され、常に背圧が下げられた状態にある。

真空チャンバと排気ポンプとは、リークバルブ、レデューサ（フランジ変換機）によって接続されている。また、容器内の圧力は熱電対真空計により計測される。

以下に、本実験で使用した各ポンプの特徴について簡潔に説明する。

①ロータリーポンプ

ロータリーポンプ (Rotary Pump) は、回転する内部の板が気体をかき出すように排気する真空ポンプの一種である。超高真空を必要とするチャンバの粗挽きや、背圧を維持するための補助ポンプとして使われる。到達真空度は 10^{-1} Pa (10^{-3} Torr) 程度である。油を密閉のために用いるが、この油が真空装置には大敵となるため、高真空を要求される装置と接続する場合はフィルタなどを挟む必要がある。使用すると油は徐々に減っていくため、定期的に油を交換する必要がある。Fig.3.3 にロータリーポンプの写真を示す。

②メカニカルブースターポンプ

メカニカルブースターポンプは、ケーシング内にある 2 個のマユ型ロータが、その軸端の駆動ギアにより互いに反対方向に同期回転するようになっている。吸気口から入った気体はケーシングとロータ間の空間に閉じ込められ、ロータの回転で排気口側に排出され、後段の補助ポンプで大気中に放出される。ロータはロータ同士およびケーシングとわずかな隙間 (0.1~0.3 mm) を保って回転するので、ロータ室内には、潤滑油を必要

としない。したがって、オイルフリーな真空排気が可能である。また、ロータを高速回転することができ、ケーシングとの間に摩擦の心配もない。メカニカルブースターポンプは、粗引ポンプと組み合わせて使用することにより粗引ポンプの排気速度の落ち込む領域を大幅にアップさせることができる。メカニカルブースターポンプの名前の由来はロータリーポンプと油拡散ポンプの作動領域の中間で作動する蒸気噴射型のブースターポンプに対して、機械的なブースターポンプと呼んだのに発している。これでも分かるように、大気から排気するポンプではなく後段（大気側）にロータリーポンプを設けて使用される。中、低真空領域(1Pa~1000Pa) でガス負荷の大きな雰囲気形成に主に使用される。下にロータリーポンプ、上にメカニカルブースターポンプをもつポンプの写真を Fig.3.4 に示す。

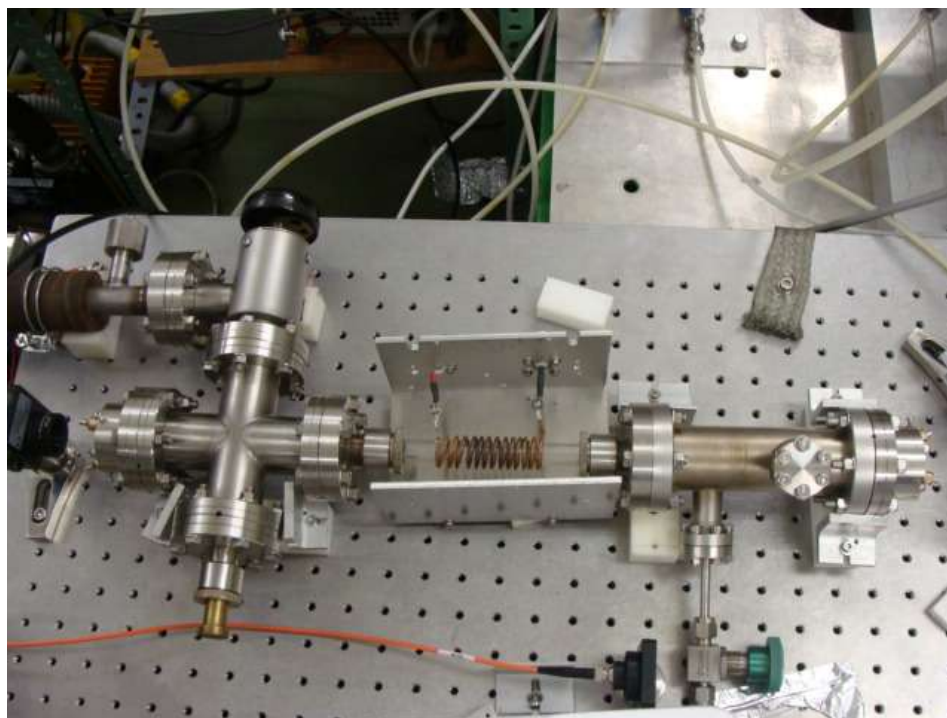


Fig.3.1 参照セル外観

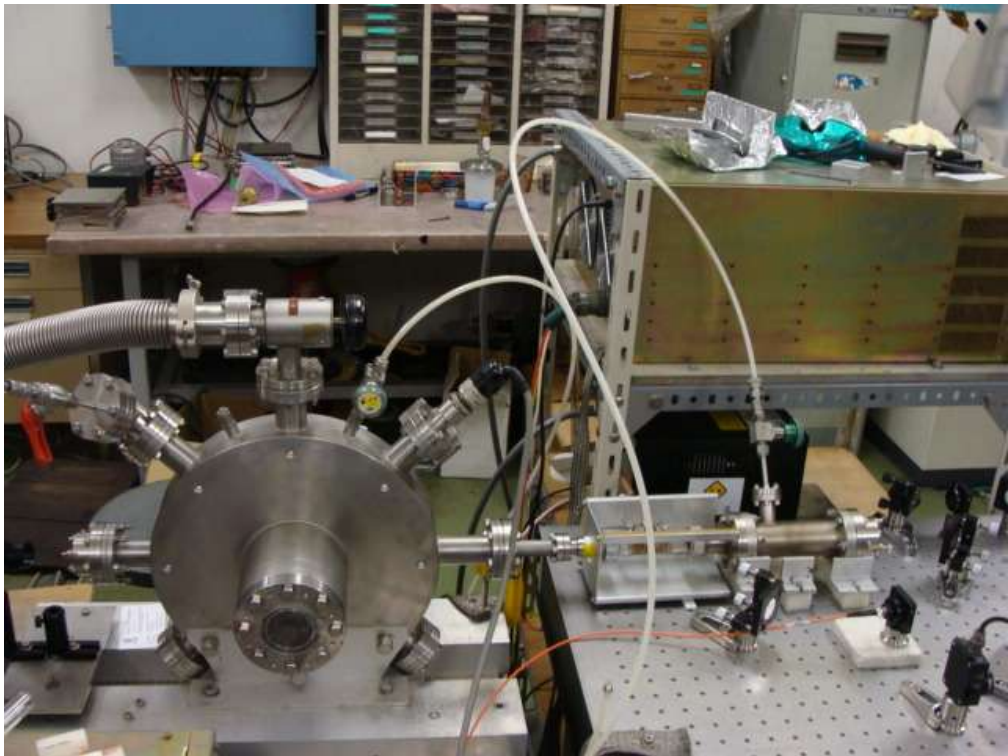


Fig.3.2 実験装置外観



Fig.3.3 ロータリーポンプ

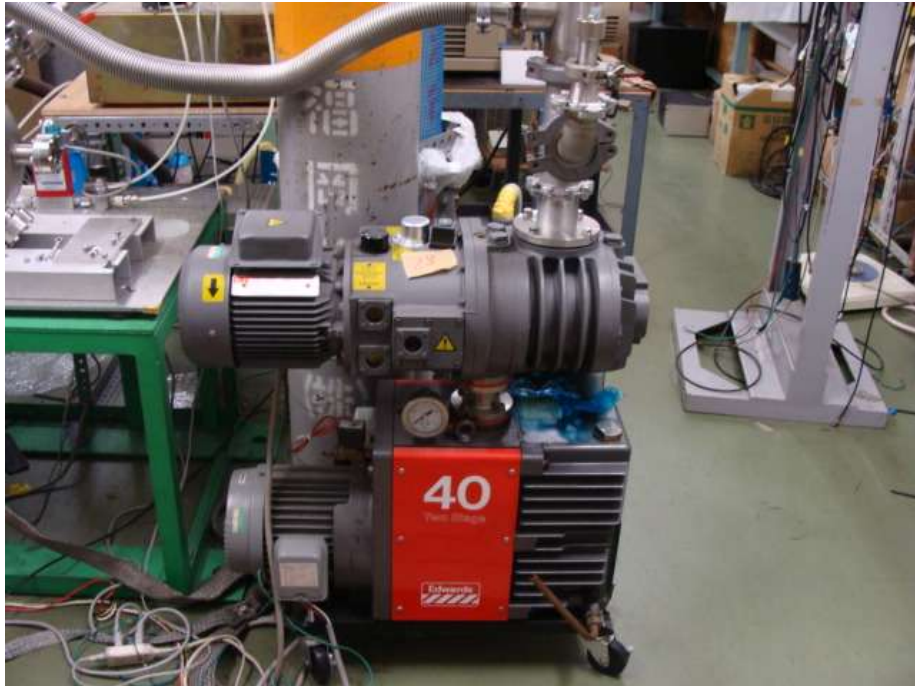


Fig.3.4 ロータリーポンプ兼メカニカルブースターポンプ

3.2 RF スラスタ

RF スラスタはチャンバ、放電管、アンテナによって構成されている。

放電管部分には外径 18 mm、長さ 150 mm の石英管と、外径 30 mm、長さ 250 mm の石英管を用いた。

アンテナには銅線を使用して、Table.3.1 に示す 6 つのアンテナを用いた。6 つとも、放電管に巻きつけるよう円筒型のアンテナを作成した。インダクタンスの値は実測値である。アンテナに高周波電力を投入しプラズマ生成を図った。

アルゴンの推進剤流量調整には、マスフローコントローラーを用いて調整した。また、放電管内の圧力を調整するため、チャンバとの間にオリフィスを取り付けた。オリフィスは銅製で中心部に直径 1 mm の穴が開けてあるものを用いた。この穴をノズル部分の仮想スロートとした。Fig.3.5 にオリフィスの写真を示す。

Table.3.1

	線径(mm)	放電管 外径(mm)	巻き数	長さ(mm)	インダクタンス(μ H)
No.1	1	30	12	41	2.6
No.2	1	30	15	41	4.5
No.3	1	30	15	92	2.6
No.4	1	30	14	44	3.5
No.5	1	18	24	53	3.5
No.6	1.5	30	14	49	3.5

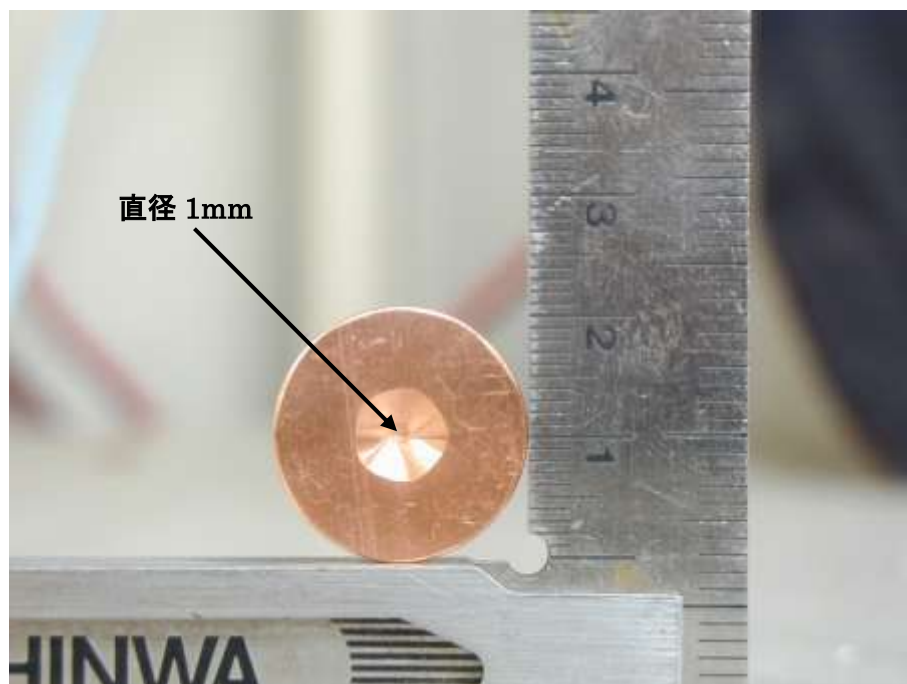


Fig.3.5 オリフィス形状

3.3 高周波電源

本研究で用いた周波数帯は 3 MHz である。周波数はファンクションジェネレーターを用いて調整した。投入電力はパワーモニタにより表示された入射波と反射波の差より算出される。アンテナとの整合は高周波電源とアンテナの間に入れた整合器内の可変コンデンサーを調整して行なった。高周波電源を Fig.3.6 に、ファンクションジェネレーターを Fig.3.7 に、整合器を Fig.3.8 に示す。ダイヤルを回すことにより、コンデンサーのキャパシタンスを変化させた。コンデンサーの可動範囲は、10~1000 pF である。整合回路を Fig.3.9 に示す。



Fig.3.6 高周波電源



Fig.3.7 ファンクションジェネレーター

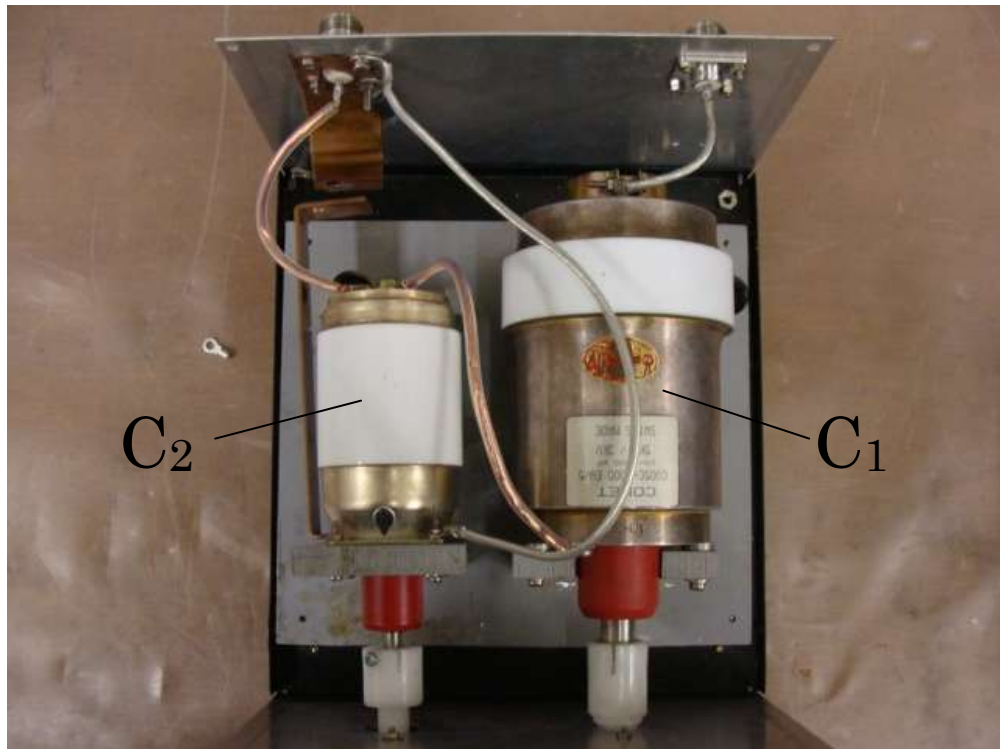


Fig.3.8 整合器外観

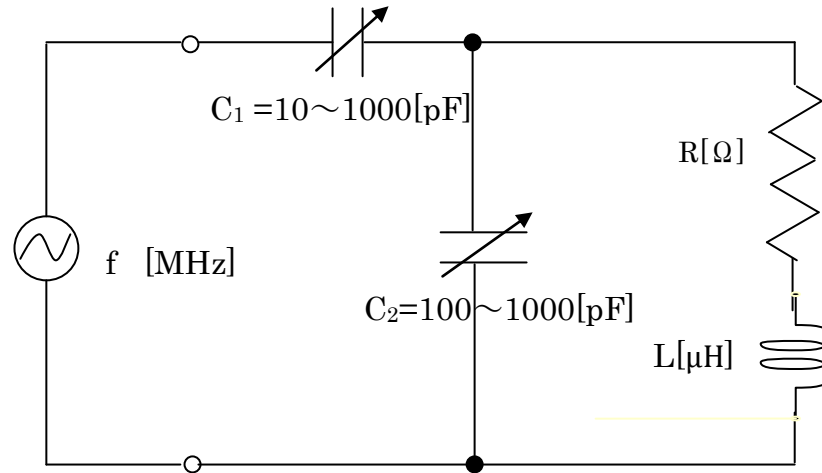


Fig.3.9 整合回路

3.4 I-V センサ

高周波電源とアンテナとの間に I-V センサを介すことにより、アンテナに投入された電圧、電流、位相差を計測した。I-V センサはセンサ内の銅線を流れる電流がビオ・サバールの法則より誘導磁場を発生させる。その磁場がループ内に作る電圧から電流が計測される。電圧は銅線とセンサおよびグラウンドでコンデンサを形成し、センサの電位は、高周波電圧と以下の式で表されるような相関関係となる。

$$V_M = V_{RF} \frac{50}{\frac{-j}{\omega C} + 50} \quad (3-1)$$

電圧、電流、それぞれの値はオシロスコープによって出力した。I-V センサの外観を Fig.3.10 に示す。



Fig.3.10 I-V センサ外観

3.5 光学系

Fig.3.11 に光学系をセットアップした写真を示す。また、光学系概念図を Fig.3.12 に示す。半導体レーザーから出力されるレーザービームはまず、2 つのミラーを介してアイソレーターに挿入する。アイソレーターを通過した光は、ビームスプリッターにより 4 つの光に分けられる。1 つ目は放電管、バンドパスフィルターを通りフォトディテクターで検出される。2 つ目はエタロンを通った後、フォトディテクターで受光される。3 つ目は分光器へ受光される。4 つ目は参照セルを通りフォトディテクターで検出される。受光された光の信号は全てパソコンで記録される。

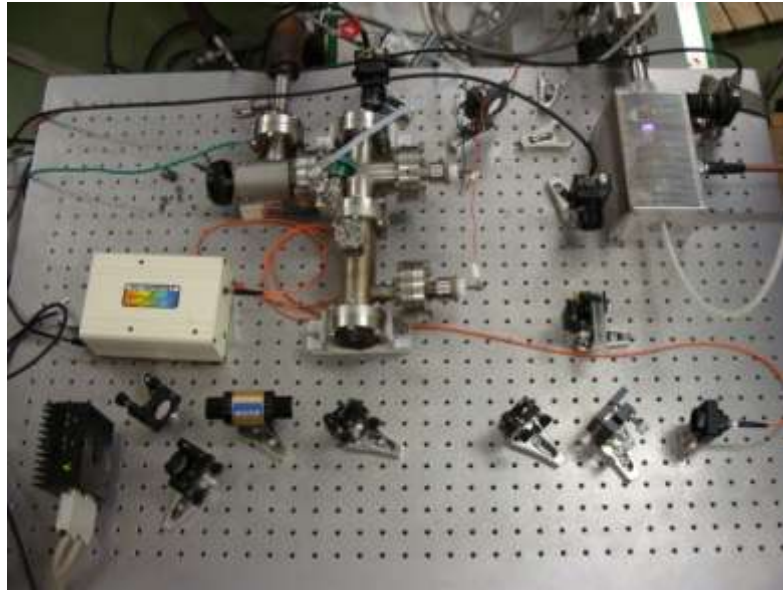


Fig.3.11 光学装置写真

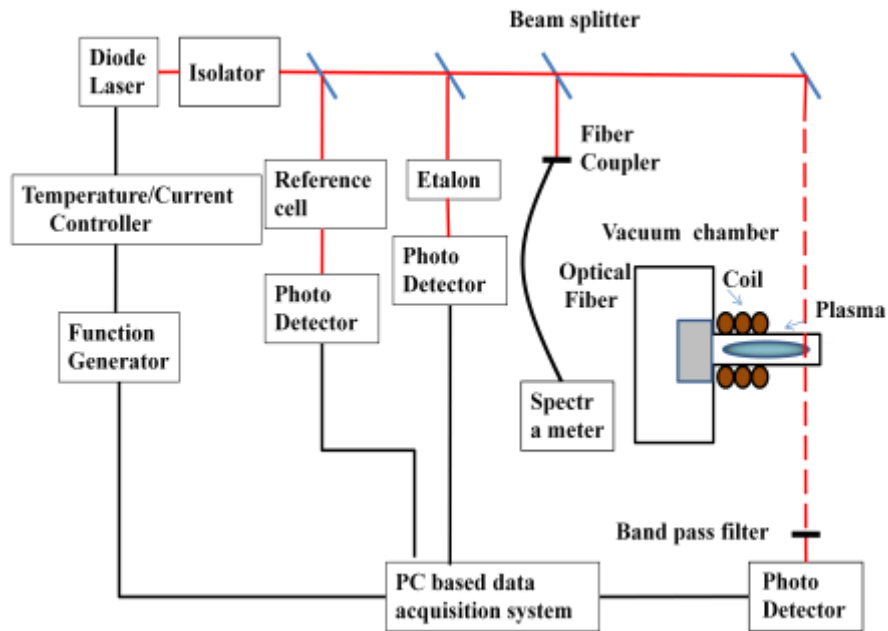


Fig.3.12 光学系概念图

3.5.1 半導体レーザー

半導体レーザーの特徴として、電流を流す分だけ発振するため、使用が簡便であることや発光効率が良いなどの長所と、大電流にダイオードが耐えられないため光強度をあまり大きく出来ない等の短所が挙げられる。

半導体レーザーは温度制御型レーザーダイオードマウント(TCLDM9/ Thorlab,inc)により波長を変化させながら発振させ、波長に対してどの程度レーザー光が吸収されたかを検出できるようにした。今回の実験では周期 2 秒、振幅 30 GHz で掃引した。使用するレーザーダイオードの発振波長の選定を行うため、事前に発光分光法により測定するプラズマの発光スペクトルを測定した。Table.3.2 にアルゴン原子の遷移データを、Fig.3.13 にアルゴンのスペクトルを示す。これを踏まえ今回の実験では、830 nm 帯 GaAlAs レーザーダイオード(HL8325G/Opnext Japan,inc.)を用いた。Fig.3.14 に温度制御型レーザーダイオードマウントの写真を示す。

Table.3.2

元素	波長 [nm]	A[s ⁻¹]	E _i [eV]	E _k [eV]	準位
Ar	826.5	1.5E+07	11.828	13.33	3s ² 3p ⁵ (² P _{1/2})4s - 3s ² 3p ⁵ (² P _{1/2})4p

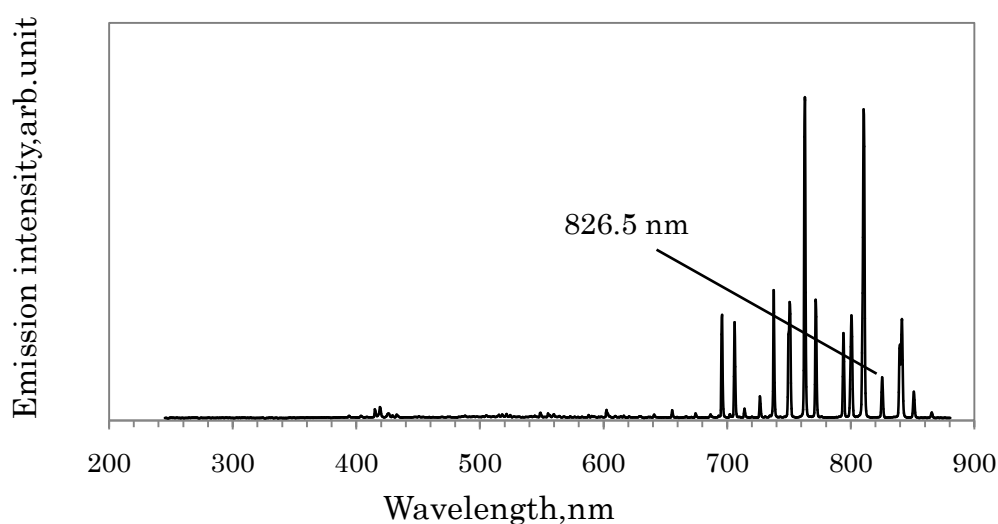


Fig.3.13 アルゴンプラズマの発光強度分布



Fig.3.14 温度制御型レーザーダイオードマウント

3.5.2 アイソレーター

レーザーヘッドから出力された光が光学系の中のどこかで反射して再び共振器に戻り、ノイズの源となるのを防ぐためアイソレーター(IO-3-850-HP/Thorlab,inc)を使用した。アイソレーターを通った後のレーザー光は出力が落ちてしまうため、できるだけレーザー光の強度が落ちないようにアイソレーターを設置する必要がある。Fig.3.15 にアイソレーターの写真を示す。



Fig.3.15 アイソレーター

3.5.3 エタロン

レーザー吸収分光測定において、得られた時系列データを周波数に変換する際に、周波数の基準となるのがエタロンより得られた信号である。つまり、エタロンはある一定の時間にレーザーの周波数がどれだけ変わったかがわかるものさしの役目をする。ここでいう周波数というのはレーザー光の周波数である。片方よりレーザー光を入射し、その波長がエタロンの共振器長の整数倍になったとき、光が透過し、反対側のディテクターで受光されるようになっている。今回の実験ではサイズ 10x10x90mm、FSR 30、中心波長 830 nm のエタロン(FS solid etalon/ EKSPLA,inc)を使用した。Fig.3.16 にエタロンの写真を示す。

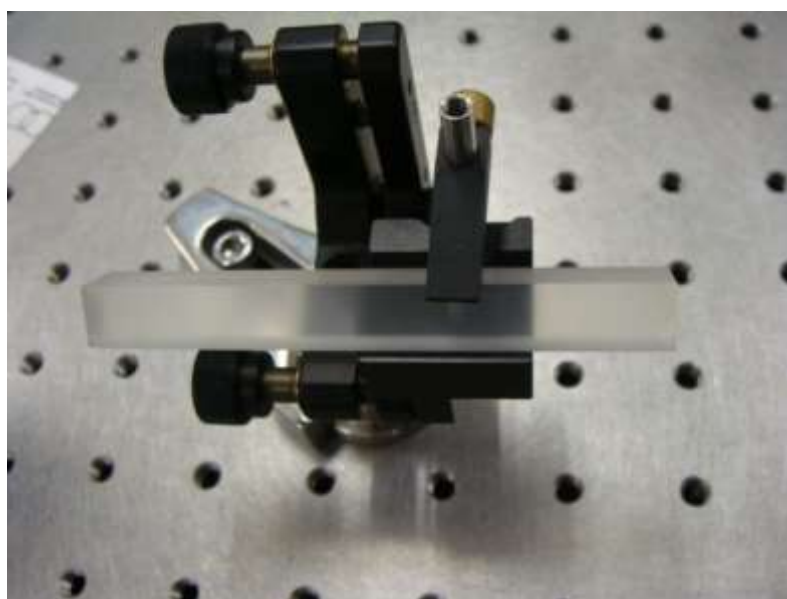


Fig.3.16 エタロン

3.5.4 フォトディテクター

レーザーヘッドから出力された光を受け取るためフォトディテクター (DET36A/Thorlab,inc)を使用した。高感度のため、蛍光灯の光も受光してしまい、ノイズ源となる。そのため、フォトディテクターの前面にバンドパスフィルターを装着しノイズを少なくした。Fig.3.17 にフォトディテクターの写真を示す。

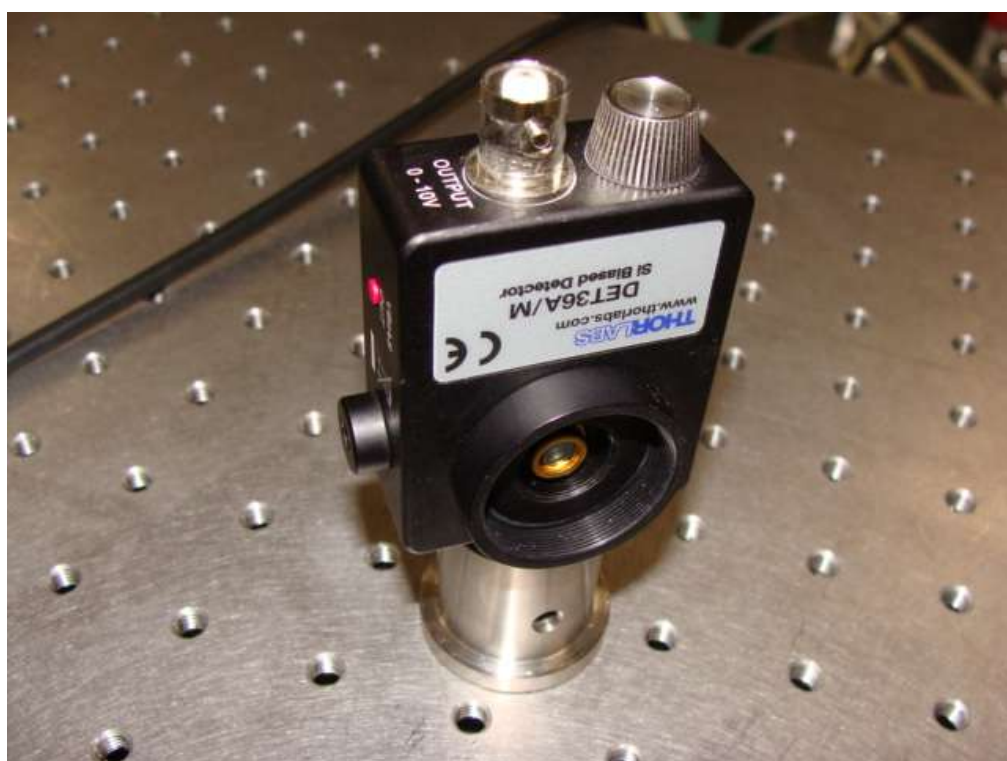


Fig.3.17 フォトディテクター

3.6 マスフローコントローラー

マスフローコントローラーとは、流体の質量流量を計測することにより高精度で安定した流体計測・制御が可能な機器である。また、流量制御を行うので、環境温度や使用圧力等の変化による補正を行う必要がない。実験では、堀場エステック社製のマスフローコントローラー(SEC-4400)を使用した。ピエゾ式コントロールバルブ型であり、流量制御精度 ± 2 sccm である。このマスフローコントローラーを用いてアルゴンガスの流量調整を行った。Fig.3.18 にマスフローコントローラーの写真を示す。



Fig.3.18 マスフローコントローラー

第4章 実験結果及び考察

4.1 プラズマ並進温度

4.1.1 測定結果

4.1.1.1 巻き数依存性、長さ依存性、インダクタンス依存性

駆動周波数 3 MHz、アルゴン流量 40 sccm、オリフィス径 1 mm の実験条件の下で行った。巻き数依存性では、Table.3.1 に示す No.1、No.2 の 2 つのアンテナを使用した。Fig.4.1 に巻き数依存における並進温度対投入電力の関係を示す。Fig.4.1 より、150 W において、12 巻きでは 2000 K、15 巻きでは 1500K である。他の投入電力においても、アンテナ巻き数の少ないほうが並進温度は高いことがわかる。

長さ依存性では、Table.3.1 に示す No.2、No.3 の 2 つのアンテナを使用した。Fig.4.2 に長さ依存における並進温度対投入電力の関係を示す。Fig.4.2 より、150 W において、アンテナ長が 41 mm では 1500 K、92 mm では 2000 K である。他の投入電力においても、アンテナ長の長いほうが並進温度は高いことがわかる。

インダクタンス依存性では、Table.3.1 に示す No.1、No.3 の 2 つのアンテナを使用した。Fig.4.3 にインダクタンス依存における並進温度対投入電力の関係を示す。Fig.4.3 より、150 W において、12 巻き、15 巻きのどちらも 2000 K である。他の投入電力においても、ほとんど値は変わらないことがわかる。

以上をふまえて、並進温度はインダクタンスに依存し、インダクタンスの小さいほうが並進温度は高いことがわかる。

回路全体のインピーダンスは(2-18)式より、

$$Z_s = \frac{\tilde{V}_{RF}}{\tilde{I}_{RF}} = R_e + I_m = R_s + j\omega L_s \quad (4-1)$$

である。よって、(2-31)式より、

$$R_s = \frac{2\pi R}{\sigma l \delta_p} N^2 \quad (4-2)$$

$$L_s = \frac{\mu\pi R^2 N}{l} \left(\frac{b^2}{R^2} - 1 \right) \quad (4-3)$$

である。また、パワーバランスの式、

$$P_{\text{abs}} = \frac{1}{2} |\tilde{I}_{RF}|^2 R_s \quad (4-4)$$

により必要な RF 電流が求まり、RF 電圧は

$$\widetilde{V}_{RF} = \widetilde{I}_{RF} |Z_s| \quad (4-5)$$

から求められる。また、シース長は次式で与えられる。

$$s_m \cong \left(\frac{0.82\epsilon_0}{en_s u_B} \right)^2 \left(\frac{2e}{M} \right) \frac{V_{rf}^3}{(b-R)^3} \quad (4-6)$$

(4-1)~(4-6)より、

$$s_m \cong \left(\frac{0.82\epsilon_0}{en_s u_B} \right)^2 \left(\frac{2e}{M} \right) \frac{1}{(b-R)^3} \left(\frac{2P_{abs}}{R_s} \right)^{\frac{3}{2}} (R_s^2 + \omega^2 L_s^2)^{\frac{3}{2}} \quad (4-7)$$

となる。 P_{abs} が一定の場合、(4-7)より $\partial s_m / \partial L_s > 0$ とわかる。つまり、インダクタンスが大きくなるとシース長を増加させてしまう。シース長が大きいとイオン・エネルギー損失が増え、密度が低下して一般に放電パラメータが悪くなる⁽¹⁰⁾。これより、インダクタンスの小さいほうが並進温度は高いと考えられる。

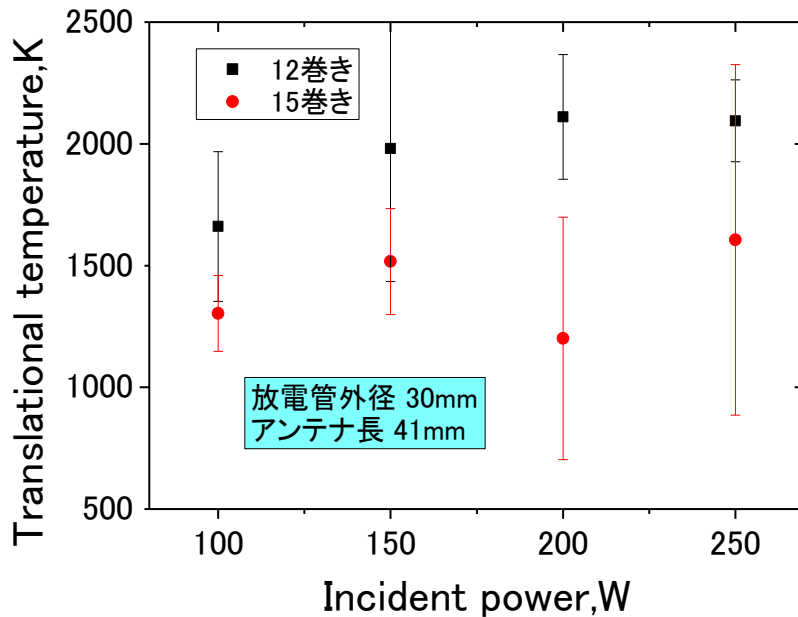


Fig.4.1 巻き数依存における並進温度対投入電力の関係

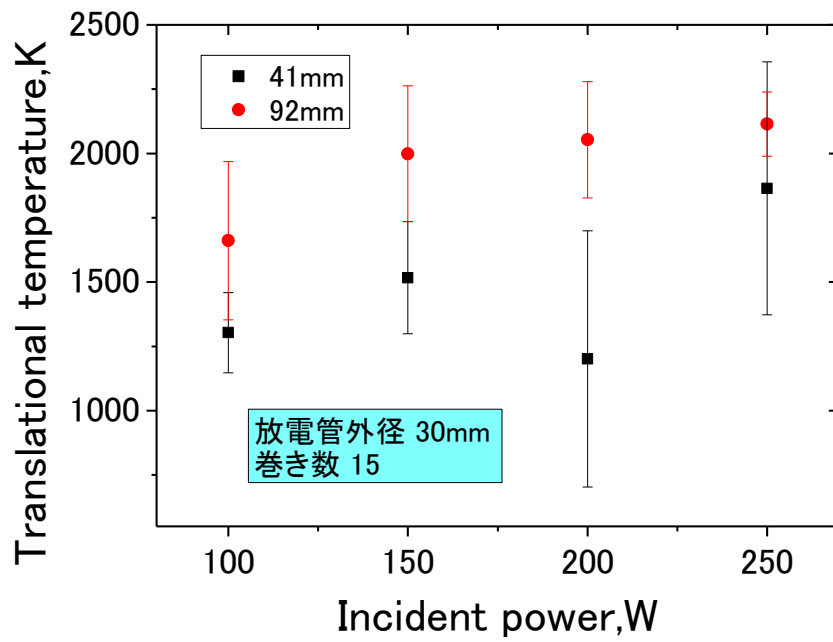


Fig.4.2 長さ依存における並進温度対投入電力の関係

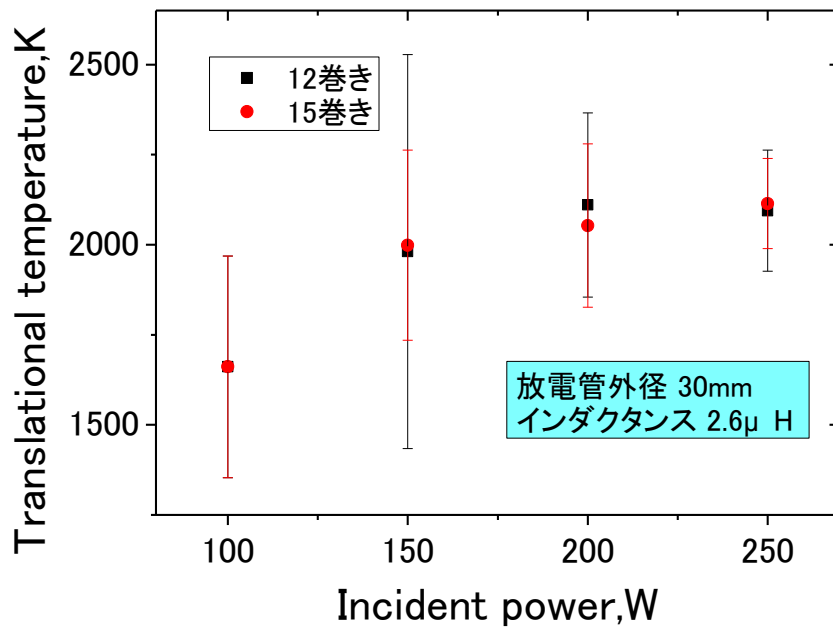


Fig.4.3 インダクタンス依存における並進温度対投入電力の関係

4.1.1.2 放電管径依存性

4.1.1.1 より並進温度はインダクタンスに依存することがわかったので、次に、インダクタンスは等しいが、放電管径の違う 2 つのアンテナを使用して実験、解析を行った。駆動周波数 3 MHz、アルゴン流量 20 sccm、オリフィス径 1 mm の実験条件の下で行った。アンテナには Table.3.1 に示す No.4、No.5 の 2 つを使用した。Fig.4.4 に放電管の外径の違いにおける並進温度対投入電力の関係を示す。また、放電管の外径 30 mm におけるプラズマ写真を Fig.4.5 に、放電管の外径 18 mm におけるプラズマ写真を Fig.4.6 に示す。

Fig.4.4 より、放電管の外径 18 mm のほうが並進温度は低いことがわかる。周波数 3 MHz の場合、プラズマの表皮深さは約 9 mm である。これは、次式によって与えられる。

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma}} \quad (4-8)$$

$$f : 3 \times 10^6 \text{ Hz}$$

$$\mu : 4\pi \times 10^{-9} \text{ H/cm}$$

$$\sigma : 10 \text{ mhos/cm}$$

一般に、表皮深さの 1.5 倍のプラズマ半径が最適である⁽¹⁰⁾。3 MHz では、アンテナ直径が 28 mm ほどが最適であり、放電管の外径 18 mm では表皮深さ 9 mm を包みこめない。そのため、放電管の外径 18 mm ではプラズマのカップリングが低下し、並進温度は低いと考えられる。

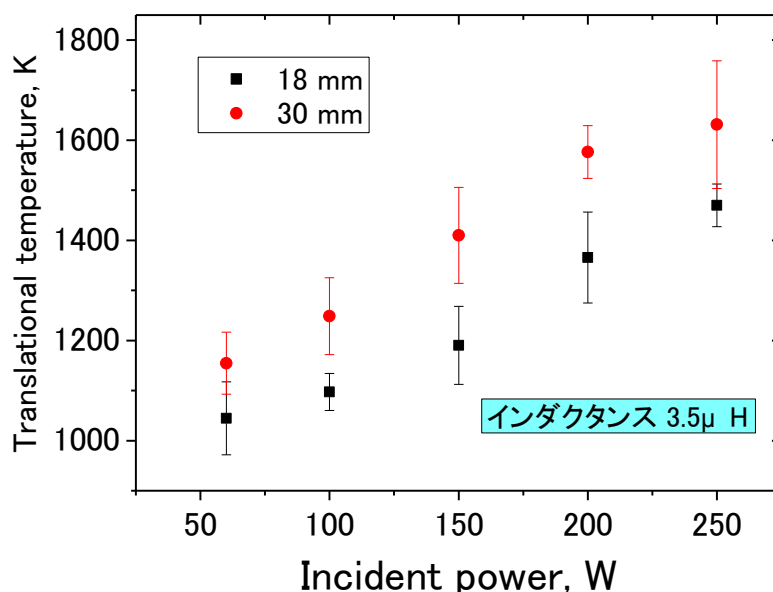


Fig.4.4 放電管径依存における並進温度対投入電力の関係

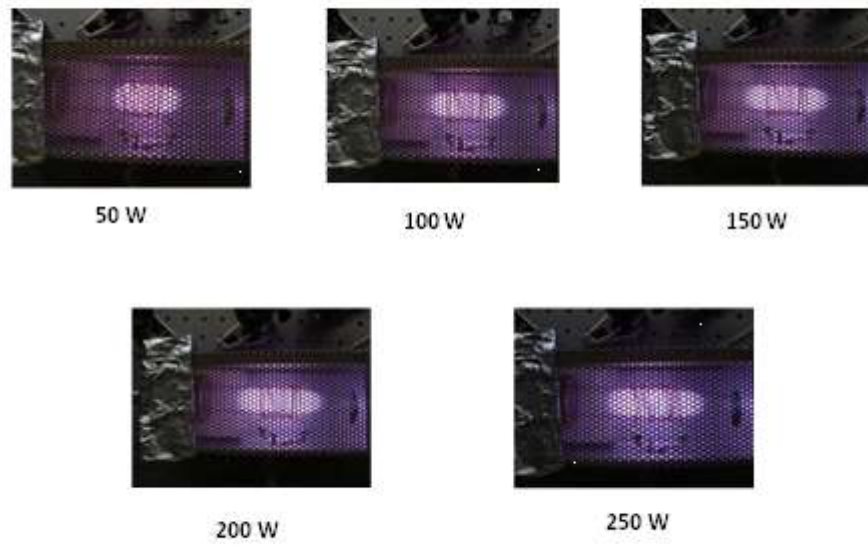


Fig.4.5 放電管外径 30 mm、銅線の太さ 1.0 mm におけるプラズマ写真



Fig.4.6 放電管外径 18 mm、銅線の太さ 1.0 mm におけるプラズマ写真

4.1.1.3 線径依存性

インダクタンスは等しいが、銅線の太さ(以下、線径と呼ぶ)の違う 2 つのアンテナを使用して実験、解析を行った。駆動周波数 3 MHz、アルゴン流量 20 sccm、オリフィス径 1 mm の実験条件の下で行った。アンテナには Table.3.1 に示す No.4、No.6 の 2 つを使用した。Fig.4.7 に線径の違いにおける並進温度対投入電力の関係を示す。また、線径 1.5 mm におけるプラズマ写真を Fig.4.8 に示す。

Fig.4.7 より、線径の細いほうが並進温度は高いことがわかる。一般に、プラズマ半径と誘導コイル半径の比が 1 に近いほどプラズマのカップリングが増加し並進温度は高くなる⁽¹⁰⁾。これより、線径の細いほうがプラズマ半径と誘導コイル半径の比が 1 に近いいため、並進温度は高くなったと考えられる。

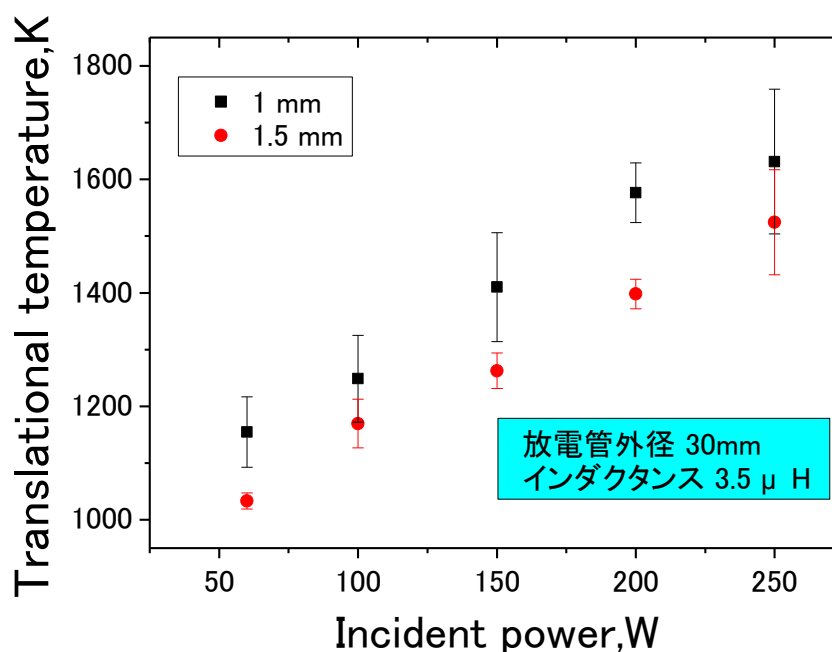


Fig.4.7 線径の違いにおける並進温度対投入電力の関係

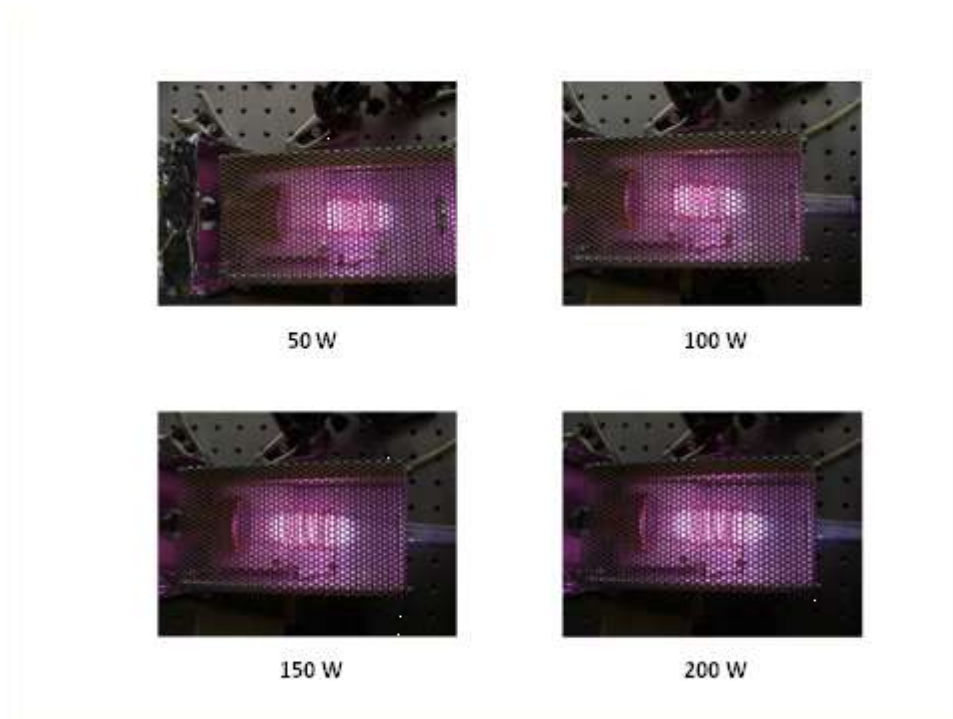


Fig.4.8 放電管外径 30 mm、線径 1.5 mm におけるプラズマ写真

4.2 伝達効率

4.2.1 測定結果

Table.3.1 に示す No.4、No.5、No.6 の 3 つを使用して、放電管の外径、線径の違いによる電力伝達効率を測った。駆動周波数 3 MHz、アルゴン流量 20 sccm、オリフィス径 1 mm の実験条件の下で行った。Fig.4.9 に投入電力対電力伝達効率を示す。

Fig.4.9 より放電管径 30 mm のほうが 18 mm より電力伝達効率が良いことがわかる。これは 4.1.1.2 と同様に、放電管の外径 18 mm ではプラズマのカップリングが低下し、電力伝達効率が低いと考えられる。

また、線径の細いほうが太いほうより電力伝達効率が良いことがわかる。これは 4.1.1.3 と同様に、線径の細いほうがプラズマ半径と誘導コイル半径の比が 1 に近いいため、電力伝達効率は高いと考えられる。

次に、プラズマ並進温度、プラズマ電力伝達効率より得られた結果から、回路損失を考慮し、エンタルピー変換効率(η_{ha})を測った。Fig.4.10 に投入電力対エンタルピー変換効率(η_{ha})を示す。

Fig.4.9、Fig.4.10 より、投入電力 250 W において、30 mm と 30 mm(太)、18 mm の電力伝達効率の差は約 10 % と大きいにも関わらず、エンタルピー変換効率(η_{ha})の差はほとんどないことがわかる。これより、放電管径、線径による並進温度の差はプラズマのカップリング効率によるとわかった。

最後に、放電管の外径、線径の違いによるエンタルピー変換効率(η_h)を測った。Fig.4.11 に投入電力対エンタルピー変換効率(η_h)を示す。

Fig.4.11 より、放電管径 30 mm、線径 1 mm のアンテナ(No.4)が 1 番エンタルピー変換効率(η_h)は良いことがわかる。これは、No.4 のアンテナの電力伝達効率が一番よかったからである。また、投入電力が増加するにつれ、変換効率は減少していることがわかる。変換効率が減少した原因として、投入電力が増加したことにより、放電管壁への損失熱が上昇したこと、輻射熱損失が大きくなったことが挙げられる。

Fig.4.9～Fig.4.11 より、エンタルピー変換効率(η_h)の差は電力伝達効率に依ることがわかった。また、1 % 以下とかなり悪いエンタルピー変換効率(η_{ha})を上げることで RF スラスタの性能向上を図ることができるとわかった。

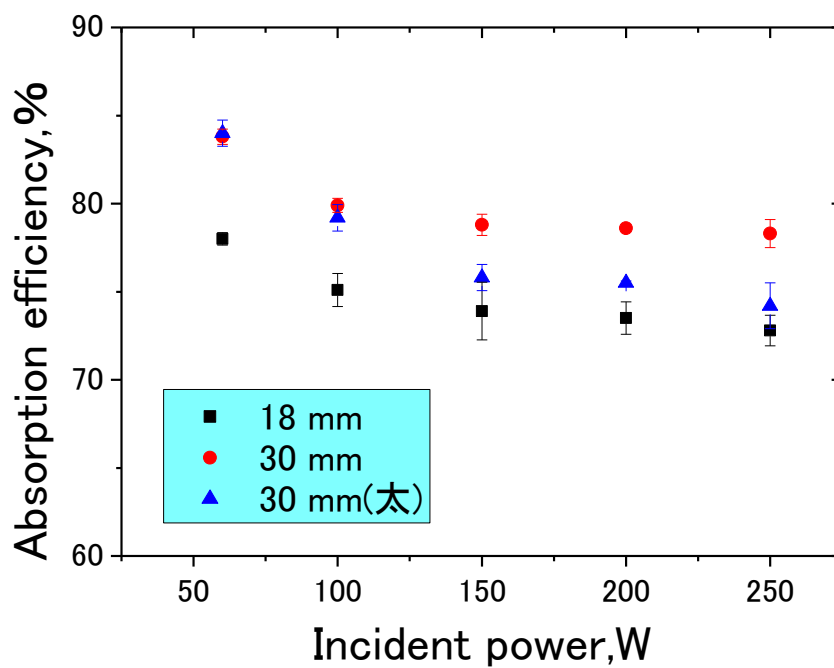


Fig.4.9 投入電力対電力伝達効率

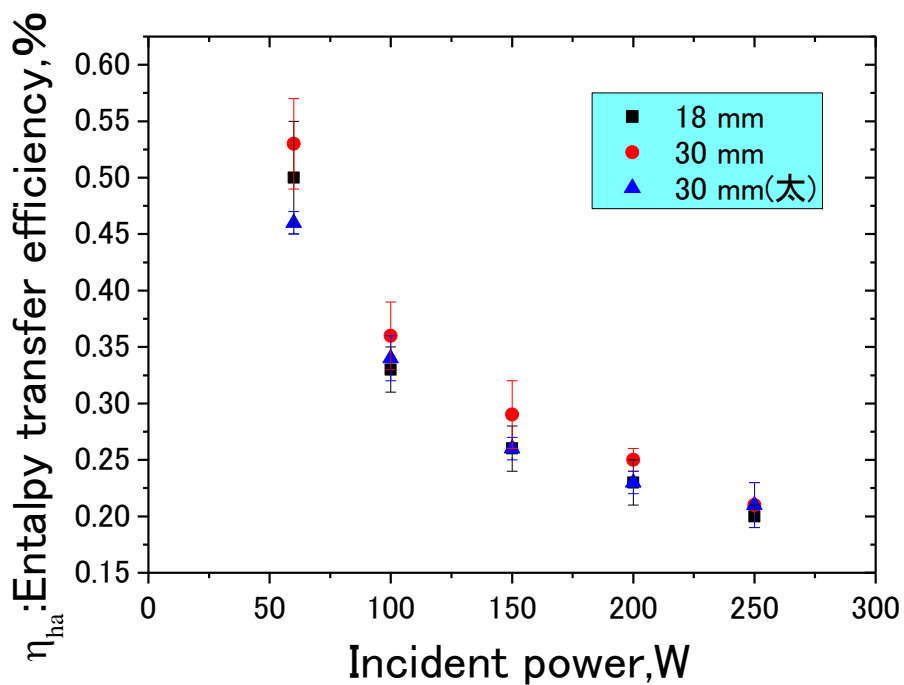


Fig.4.10 投入電力対エンタルピー変換効率(η_{ha})

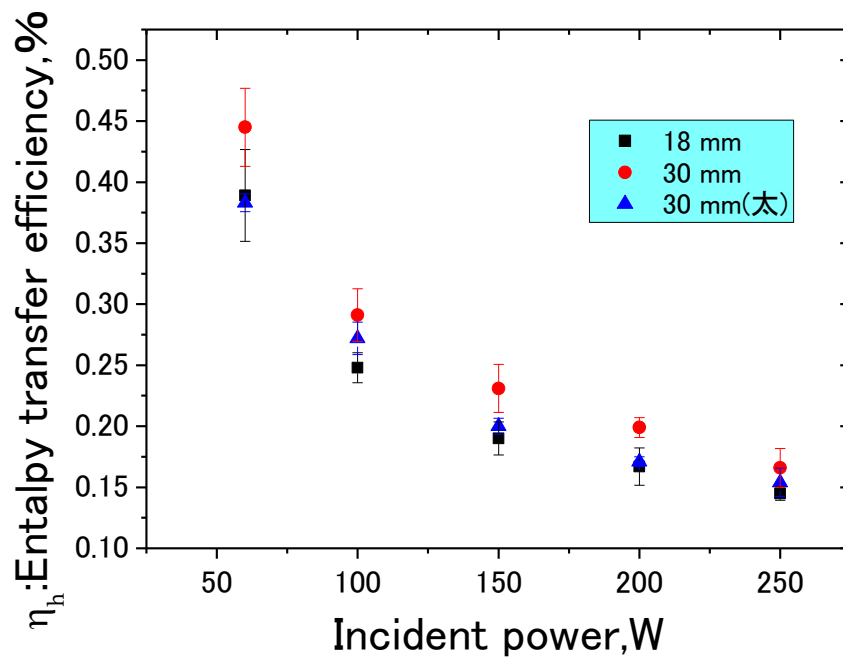


Fig.4.11 投入電力対エンタルピー変換効率(η_h)

第5章 結論

RF スラスタの性能向上を図るために様々なアンテナを用いて、プラズマ内部の並進温度、伝達効率を計測することで、これらのパラメータが加熱流れに及ぼす影響を調査した。

1. 巻き数依存性、長さ依存性、インダクタンス依存性を調査した。駆動周波数 3 MHz、投入電力 150 W での並進温度は、Table.3.1 における No.1 のアンテナは 2000K、No.2 のアンテナは 1500K、No.3 のアンテナは 2000K であった。4.1.1.1 の結果より、並進温度はインダクタンスに依存し、インダクタンスの小さいほうが並進温度は高いことがわかった。
2. インダクタンスは同じにして、放電管径依存性、線径依存性を調査した。駆動周波数 3 MHz、投入電力 150 W での並進温度は、Table.3.1 における No.4 のアンテナは 1400K、No.5 のアンテナは 1200K、No.6 のアンテナは 1250K であった。4.1.1.2、4.1.1.3 の結果より、放電管径は太いほうが、そして、線径は細いほうが並進温度は高いことがわかった。また、投入電力が増加するにつれ並進温度は上昇している。
3. 放電管径、線径の違いによる伝達効率を調査した。駆動周波数 3 MHz、投入電力 150 W での電力伝達効率・エンタルピー変換効率(η_{ha})・(η_h)は、Table.3.1 における No.4 のアンテナは 79%・0.29%・0.23%、No.5 のアンテナは 74%・0.25%・0.19%、No.6 のアンテナは 76%・0.25%・0.20% であった。4.2 の結果より、エンタルピー変換効率(η_h)の差は電力伝達効率に依り、エンタルピー変換効率(η_{ha})を上げることで RF スラスタの性能向上を図ることができるとわかった。

これより、駆動周波数 3 MHz の下では、並進温度が高く、伝達効率も良い、アンテナ径 1 mm、放電管径 30 mm、巻き数 14、長さ 44 mm のアンテナ(Table.3.1 における No.4)が No.4~No.6 のアンテナの中で 1 番良いアンテナであることがわかった。

これからの課題として、並進温度が推力に寄与するため、同じ投入電力で並進温度の高いアンテナを用いることが重要である。そのためには、マッチングの取れる範囲内で

- ① インダクタンスは小さい
- ② 線径は細い

以上のようなアンテナを用いることで 1.2 倍程度の改善が見込めると考えられる。

今回の実験では 2 つの放電管を使用して放電管径依存性の調査を行い、放電管の外径 30 mm のほうが良いという結果を得た。しかし、その他の放電管では調査を行っていないため、駆動周波数 3 MHz の下ではどの程度の放電管径が最適かはわからない。そのため、その他の放電管を使用して調査を行う必要があると思われる。

また、1 %以下とかなり悪いエンタルピー変換効率(η_{ha})を上げるために改善をする必要がある。

参考文献

- (1)栗木恭一,荒川義博,“電気推進ロケット入門”,東京大学出版(2003).
- (2)ジョージ P.サットン,望月昌 監訳,“ロケット推進工学”,山海堂(1995).
- (3)大宅将史,“RF スラスタのエネルギー収支に関する研究”,2006 年九州大学卒業論文 (2007).
- (4)小川真司,“水を用いた高周波放電型スラスタに関する研究”,2006 年九州大学修士論文 (2007).
- (5)Cheryl M. COLLINGWOOD,and Michael H. CORBETT, “Development of a Differential Radio Frequency Ion Thruster for Precision Spacecraft Control”, J. Plasma Fusion Res. SERIES Vol. 8 (2009).
- (6)原口紘,“ICP 発光分析の基礎と応用”,講談社(1986).
- (7)松尾一泰,“圧縮性流体力学”,理工学社(1994).
- (8)Michael A. Lieberman, Allan J. Lichtenberg,堀勝,佐藤久明 監訳,“プラズマ/プロセスの原理”,ED リサーチ社(2001).
- (9)プラズマ・核融合学会,“プラズマの生成と診断”,コロナ社(2004).
- (10)M.I.Boulos, “Thermal Plasmas:Technology And Applications”Industrial Plasma Developments(1983).
- (11)村岡克紀,前田三男,“プラズマと気体のレーザー応用計測”,産業図書(1995).
- (12)Y. Takubo, Y. Takasugi, and M. Yamamoto, “Laser-induced fluorescence spectroscopy for the determination of the absolute and spatial distribution of Si atoms in a SiH₄-He-Ar glow discharge”, Journal of Applied Physics 64(3) (1998).
- (13)Leroy Brewer,et al., “RESULTS OF A PRELIMINARY,HIGH POWER RF THRUSTER TEST”,AIAA-2382(1989).
- (14)Jeffrey R.Hopkins,et al., “Design and Testing of a Low Power Radio-Frequency Electrothermal Thruster”IEPC-168(2009).

- (15) Thomas S. Rutledge, et al., "Design and Initial Tests of a Low Power Radio-Frequency Electrothermal Thruster" AIAA-4537(2008).
- (16) Attila J. Lengyel and Richard E. Wirz, "Miniature Value for Xenon Thrusters" AIAA-5085(2008).

謝辞

成績が悪く、お世話をかけてばかりだったにも関わらず、私を暖かく見守ってくださった中島秀紀教授に深く感謝致します。グループこそ違いましたが、鋭い御指摘及び貴重な御助言を掛けて頂いた渡辺幸信准教授に深く感謝致します。

研究室における些細なことから研究に関することまで様々なことを教えて下さった山本直嗣助教に深く感謝致します。また、明るく楽しく、快適な研究環境を与えて下さった大神めぐみ秘書に深く感謝致します。

同じ RF スラスタグループでは、私の質問にいつも基本的なことから発展的なことまで優しく、的確に教えて頂き、実験、論文だけでなくありとあらゆることまで助けて頂いた大宅将史氏に深く感謝致します。

研究室における充実した生活を与えて頂き、様々なアドバイスをくださった安部晋一郎氏、小谷優介氏、新谷将氏、内藤有紀氏、前野旭弘氏、江崎徹氏、栗田知明氏、西山貴章氏、花屋倫生氏、平山嵩祐氏に深く感謝致します。また、同じ学部生として共に励み、頑張ってきた下川床潤氏、杉田健策氏、安永将人氏に深く感謝致します。

最後に、大学生活をかけがえのない素晴らしいものにして下さった友人達、そして、常に影ながら支えて下さった家族に深く感謝致します。