

平成18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

水を用いた高周波放電型スラスタに関する研究

---

氏名 小川 真司

---

指導教員名 中島 秀紀 教授

---

# 目次

## 第1章 序論

1-1 背景	1
1-2 研究目的	4

## 第2章 高周波放電型スラスタの原理

2-1 高周波放電型スラスタ	7
2-2 誘導結合プラズマ (ICP) の原理	8
2-3 推進原理 (気体力学的加速理論)	10
2-3-1 等エントロピー流	10
2-3-2 準一次元ノズル流れ	13
2-3-3 推力係数	18
2-4 凍結流損失	20
2-5 RF スラスタの推進性能	21

## 第3章 実験装置

3-1 真空容器及び真空排気系	23
3-2-1 インピーダンスマッチング	28
3-2 高周波伝送系	27
3-3 RF スラスタ本体	30
3-3-1 プラズマ生成部 (放電室部)	30
3-3-2 ラバールノズル	31
3-4 推進剤供給系	32
3-4-1 推進剤タンクの内部構造	33
3-5 推力測定器系	34
3-5-1 測定原理	35
3-5-2 計測器系	38

## **第4章 実験結果及び考察**

4-1 流量測定	39
4-2 推力較正	40
4-3 推力測定	42
4-4 性能パラメーターの評価	44

## **第5章 結論**

謝辞	53
----	----

参考文献	56
------	----

# 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のみ、高高磁気トルカや、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。

### 姿勢制御系

『ぎんが』衛星の場合、主観測装置である大面積比例計数管が機械式 コリメータを利用して、視野が2度×4度(bottom-to-bottom)と広いため、衛星の姿勢制御としては、数分の1度が達成できれば十分であった。そこで、比較的簡単に三軸制御が実現でき、非常時にも待避姿勢への移行が容易なバイアスモーメントム方式が採用されている。

バイアスモーメントム方式では、Z軸方向に回転軸を持つモーメントムホイールが一台搭載され、このホイールが持つ角運動量で基本的に衛星の姿勢が維持される。一方、衛星構体には、主に重力傾斜による回転トルクが加わり、またホイールの軸受けによる摩擦力も加わるので、衛星自身の姿勢を維持する、つまり、衛星の角運動量を調整する機能が必要である。これは、磁気トルカによって行われる。

磁気トルカは、単純には電磁石で、地磁場との相互作用により衛星を回転させる力（トルク）が発生できるようになっている。磁気トルカによる角運動量調整は、発生トルクが小さくしかも近地球衛星でしか使えないものの（地球から離れるに従い磁場は急激に弱くなるため）、燃料が不要で構造が簡単という特徴を持つ。

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力が必要となる。また、地球観測衛星においては、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、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、エンジンを小型人工衛星に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 100W 程度で、10mN クラスのエンジンの需要が今後増えると考ええる。

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<sup>1)</sup>。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<sup>2)</sup>。電気推進の概念図を Fig.1-2 に示す。

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、比推力も異なってくる<sup>3)</sup>。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.1-3 に示す。

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、比推力が大きいため長時間利用可能な人工衛星の南北姿勢制御用として用いられる。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てすむこと。また、ECR やヘリコンに必要な DC 磁界が不要であること<sup>4)</sup>。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(GEC など)で研究開発が行われてきた。又、近年は、ICP は再投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)で研究開発が盛んである<sup>5)</sup>。

この RF スラスタを小型化できれば、小型衛星の ability 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、本研究では推進剤にアルゴンやヒドラジン等ではなく、水を用いる。その主な理由を 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のでエンジンシステムの容量を減らすことができる<sup>7)</sup>。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<sup>8)</sup>。

## 1-2 研究目的

本研究では、推進剤に水を用いた小型人工衛星の軌道変更用高周波放電型スラスタの開発を目的としている。スラスタ性能の一つとして推力を検討するために、本研究では推力測定装置の製作、調整、較正、実測も行った。また、本スラスタの推進性能として推力・比推力・推進効率を評価した。

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 スラスタの原理、推進原理(気体力学的加速理論)、推進性能、について述べる。第 3 章では、本実験で用いた実験装置、第 4 章では、実験結果および考察、第 5 章では、結論を述べる。

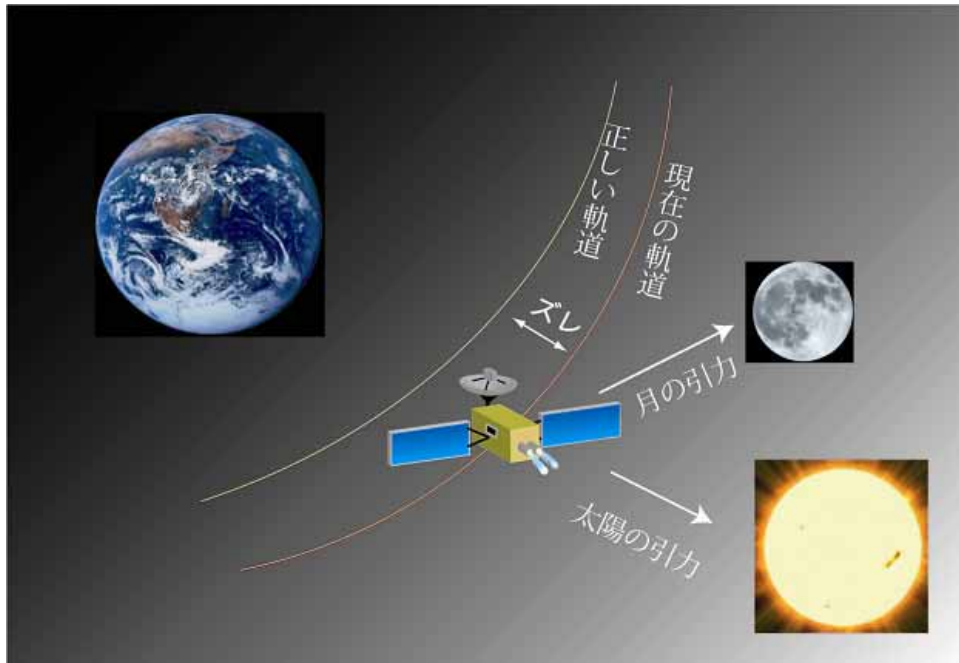


Fig.1-1 軌道修正概念図

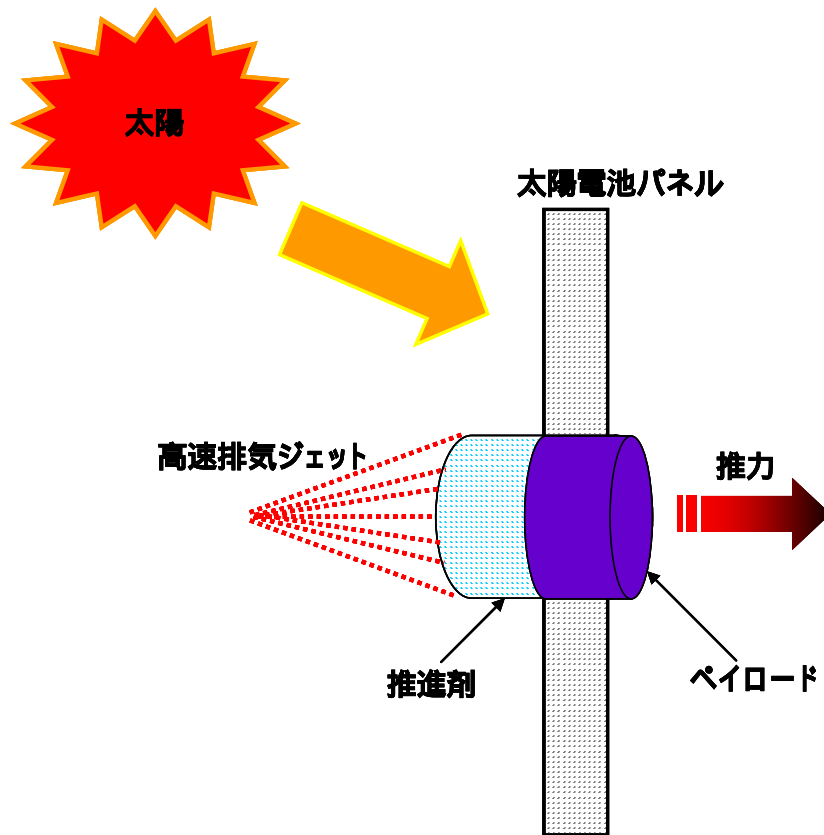


Fig.1-2 電気推進システムの概念図

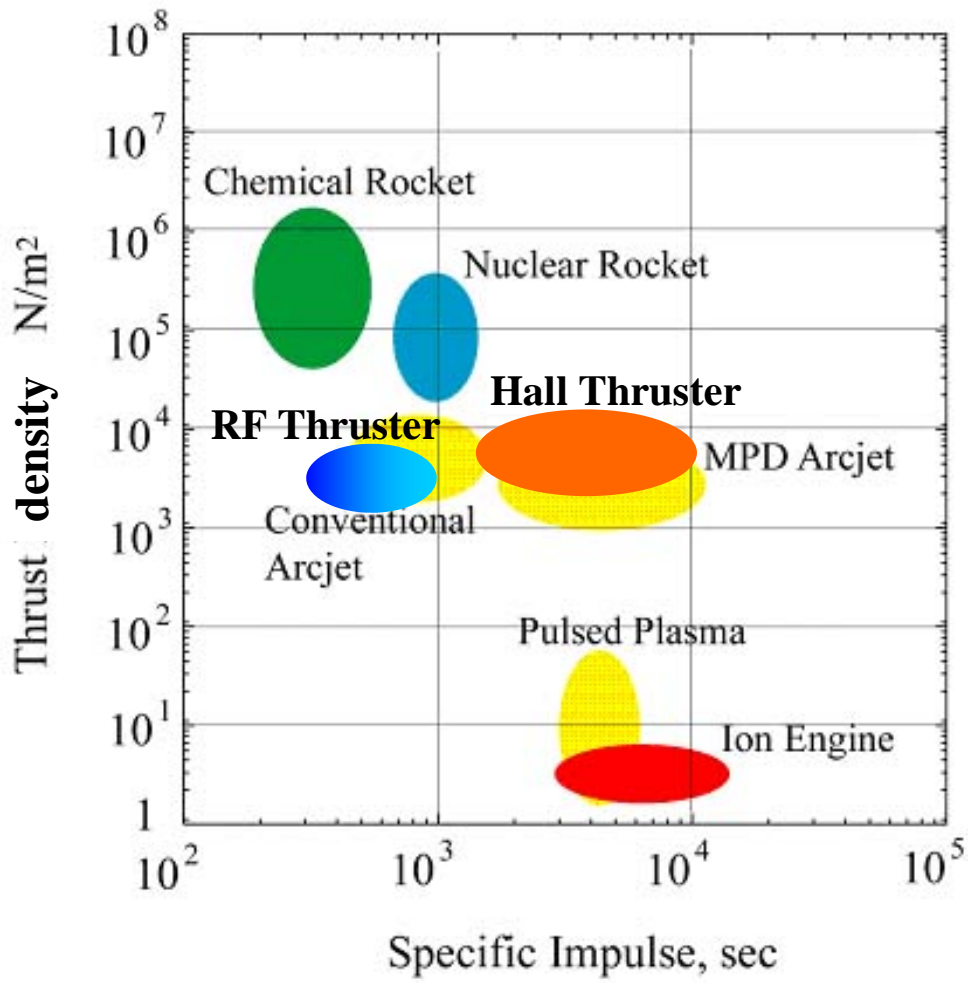


Fig.1-3 電気推進機の比推力と推力密度

## 第2章 高周波放電型スラスタの原理

### 2-1 高周波放電型スラスタ

高周波放電型スラスタ(以後 RF スラスタと表記)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、高速の排気ガスを噴射させて推力を得る装置である。このスラスタの概念図を Fig.2-1 に示す。主に以下の3つの領域により構成されている。

推進剤を電離する

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。

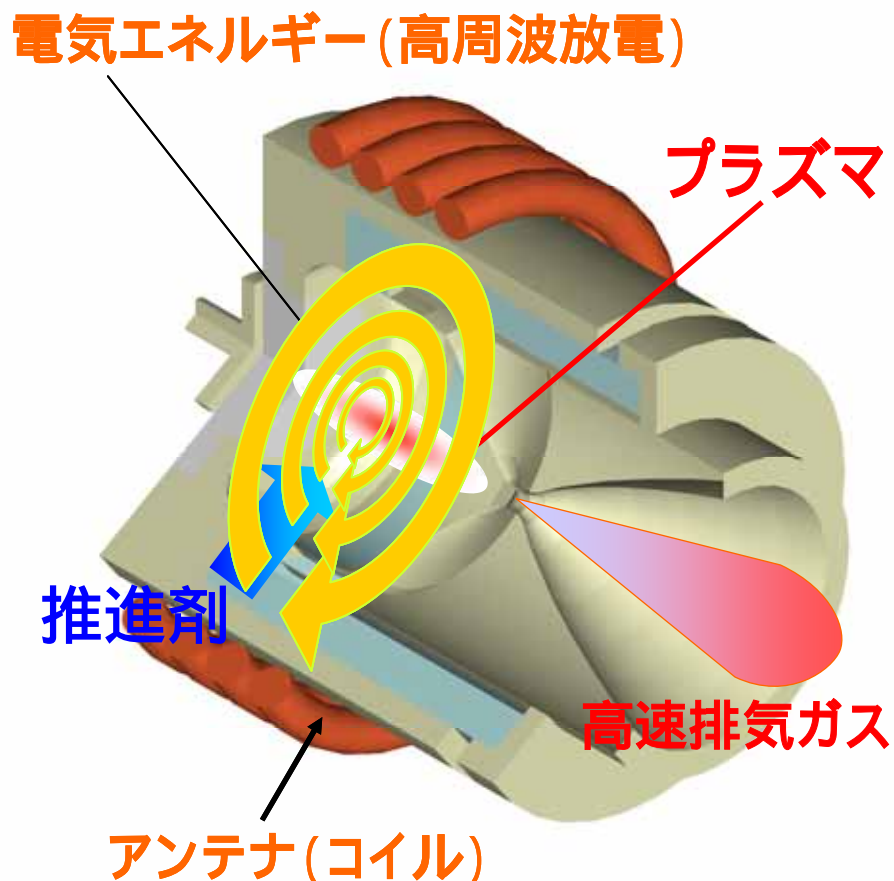


Fig.2-1 高周波放電型スラスタの概念図

## 2-2 誘導結合プラズマ(ICP)の原理<sup>3)</sup>

本研究ではプラズマ生成に ICP 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変化に比例した電界が放電管周回部に発生する。電子やイオン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、単位時間内における電子の発生量が消滅量より多くなると電子密度が急増し、放電管内にプラズマを形成する。プラズマができると電子はイオンとの再結合が進行するが、一方、プラズマガスは一定流速で高周波電界域を通過してイオンや電子が消失していく。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わけである。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型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) $\delta$ 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、 $\mu$  は透磁率、 $\sigma$  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、周波数が大きいく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(ICPs : Inductively Coupled Plasmas)と呼ぶ。

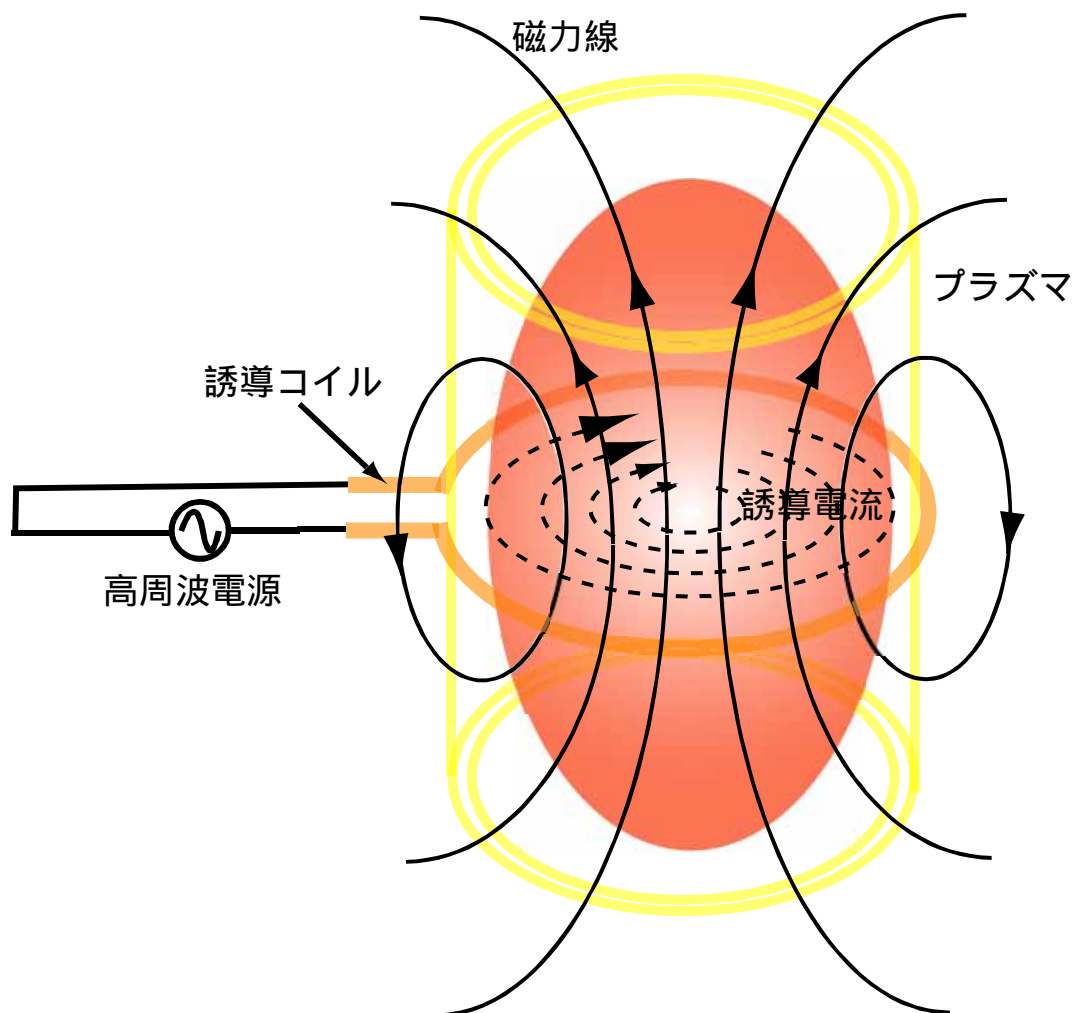


Fig.2-2 ICP の原理

## 2-3 推進原理(気体力学的加速理論)<sup>9)</sup>

ICP により生じた荷電粒子が導電率を高め、一層放電が起きやすい状態になる。そして、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。この時ジュール加熱により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速度が推力を生み出す。

### 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、 $p_\infty$  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。気体が熱量的完全気体(比熱一定の気体)であれば、 $h = c_p T$  ( $c_p$ : 定圧比熱、 $T$ : 温度) と書けるから式(2-4)は、

$$F = \dot{m} \sqrt{2c_p(T_c - T_e) + u_c^2} + A_e(p_e - p_\infty) \quad (2-5)$$

となる。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、

$$F = \dot{m} \sqrt{2c_p(T_c - T_e) + u_c^2} \quad (2-6)$$

と書く。式(2-6)に従って推力を求めるには、推進剤ガスのノズル出口温度を知る必要がある。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)と仮定すると、ノズル内の任意の点における温度  $T$ 、速度  $u$  に対してエネルギー式は、

$$c_p T_0 = c_p T + \frac{1}{2} u^2 \quad (2-7)$$

である。ここで  $T_0$  は貯気槽温度（岐点温度ともいう）である。式(2-7)の両辺を  $c_p$  で除し、音速  $a = \sqrt{\gamma RT}$ （ $\gamma$ :比熱比、 $R$ :気体定数）及びマッハ数  $M = u/a$  を用いると

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \quad (2-8)$$

となる。この流れを仮想的にせき止めて、速度をゼロとしたときの貯気槽状態に対する圧力及び密度をそれぞれ貯気槽圧力  $p_0$  及び貯気槽密度  $\rho_0$  とする。この貯気槽状態  $(T_0, p_0, \rho_0)$  より気体が流出し、状態  $(T, p, \rho)$  に達したとき、流れが等エントロピー流であれば、温度、圧力、密度の関係は等エントロピー関係式

$$\frac{T_0}{T} = \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{\gamma-1} \quad (2-9)$$

により与えられる。それゆえ、この関係と式(2-8)より

$$\frac{p_0}{p} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (2-10)$$

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (2-11)$$

を得る。

式(2-8)、(2-10)、(2-11)はノズル内の任意の点における流れのマッハ数  $M$  と温度  $T$ 、圧力  $p$ 、密度  $\rho$  との関係を与える。マッハ数はノズル形状が与えられて初めて決定される。

### 2-3-2 準一次元ノズル流れ

次にノズル形状を表すノズル断面積と流れの諸量との間の関係を説明する。断面積が変化するノズルのなかの定常な一次元等エントロピー流 (Fig.2-3) に対して、音速の定義式

$dp/d\rho = a^2$  を一次元定常運動方程式

$$u du + \frac{dp}{\rho} = 0 \quad (2-12)$$

に用いると

$$u du + a^2 \frac{d\rho}{\rho} = 0 \quad (2-13)$$

を得る。準一次元ノズル流れの連続式

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{du}{u} + \frac{dA}{A} = 0 \quad (2-14)$$

と式(2-13)から  $d\rho/\rho$  を消去すると

$$\frac{du}{u} \left( \frac{u^2}{a^2} - 1 \right) - \frac{dA}{A} = 0 \quad (2-15)$$

を得る。さらに  $M = u/a$  を用いると

$$\frac{du}{u}(M^2 - 1) = \frac{dA}{A} \quad (2-16)$$

となる。これより Table.2-1 に示す結果が得られる。

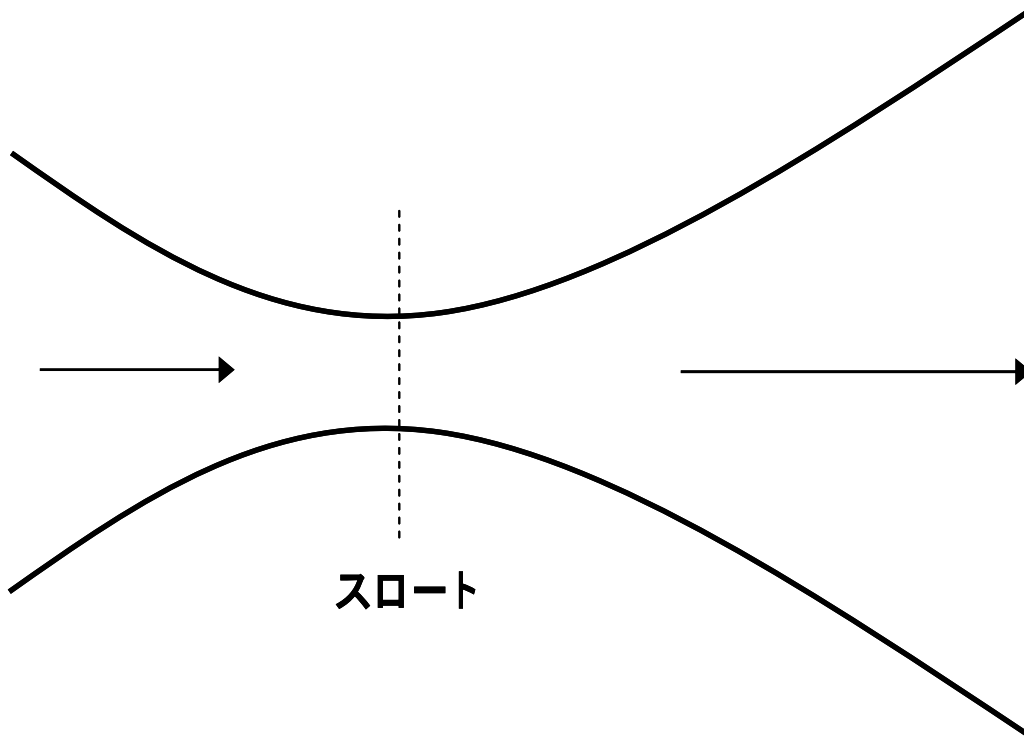


Fig.2-3 収縮・拡大ノズル内の流れ

Table.2-1 ノズル内流れの断面積と速度との関係

流れ	M	断面積	速度
亜音速	M<1	増加(dA>0)	減少(du<0)
		減少(dA<0)	増加(du>0)
超音速	M>1	増加(dA>0)	増加(du>0)
		減少(dA<0)	減少(du<0)

Fig.2-3 に示すような収縮・拡大部をもつノズル内の流れがいたるところで亜音速 ( $M < 1$ ) であれば、Table.2-1 に従って、流れは収縮部で増速され、スロート下流の拡大部で減速を受けるので、最大速度はスロートで得られる。流れがスロート下流の拡大部で超音速 ( $M > 1$ ) になるとき、スロートを通過すると、流れは亜音速から超音速へ連続的に変わるので、スロートでも  $du \neq 0$  である。それゆえ、式(2-16)よりスロート ( $dA=0$ ) で  $M=1$  となる。すなわち音速状態はスロート部でのみ存在し得る。

次に、ノズル内等エントロピー流の断面積とマッハ数、密度、温度、圧力との関係を考える。式(2-8)および式(2-10)、(2-11)より

$$\frac{dT}{T} = -\frac{(\gamma-1)M^2}{1+\frac{\gamma-1}{2}M^2} \frac{dM}{M} \quad (2-17)$$

$$\frac{dp}{p} = -\frac{\gamma M^2}{1+\frac{\gamma-1}{2}M^2} \frac{dM}{M} \quad (2-18)$$

$$\frac{d\rho}{\rho} = -\frac{M^2}{1+\frac{\gamma-1}{2}M^2} \frac{dM}{M} \quad (2-19)$$

を得る。一方、式(2-16)に  $u = aM$  を用い、その結果に式(2-17)を用い、整理すると、

$$\frac{dA}{A} = \frac{M^2-1}{1+\frac{\gamma-1}{2}M^2} \frac{dM}{M} \quad (2-20)$$

となる。式(2-20)を式(2-16)に用いると

$$\frac{du}{u} = \frac{1}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2} \frac{dM}{M} \quad (2-21)$$

となる。式(2-20)を任意の2つの断面1と2の間で積分すると

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{M_2}{M_1} \left[ \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2} \right]^{\frac{(\gamma+1)}{2(\gamma-1)}} \quad (2-22)$$

同様にして、

$$\frac{T_1}{T_2} = \left[ \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2} \right]^{-1} \quad (2-23)$$

$$\frac{p_1}{p_2} = \left[ \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2} \right]^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (2-24)$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \left[ \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2} \right]^{-\frac{1}{\gamma-1}} \quad (2-25)$$

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{M_1}{M_2} \left[ \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2-26)$$

を得る。上の断面積と流れの諸量との関係式は流れがノズル内いたるところで亜音速または超音速であっても、または一部亜音速、一部超音速であっても成立する。次にスロート部で流れの速度が音速になる場合を考える。式(2-22)~(2-26)において断面 1 をスロート断面 ( $M_1 = 1, A_1 = A^*$ )、断面 2 を任意断面 ( $M_2 = M, A_2 = A$ ) とすると

$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{M} \left[ \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2}{\frac{\gamma+1}{2}} \right]^{\frac{(\gamma+1)}{2(\gamma-1)}} \quad (2-27)$$

$$\frac{T}{T^*} = \frac{\frac{\gamma+1}{2}}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2} \quad (2-28)$$

$$\frac{p}{p^*} = \left[ \frac{\frac{\gamma+1}{2}}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (2-29)$$

$$\frac{\rho}{\rho^*} = \left[ \frac{\frac{\gamma+1}{2}}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (2-30)$$

$$\frac{u}{u^*} = M \left[ \frac{\frac{\gamma+1}{2}}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2-31)$$

の関係式が求められる。

### 2-3-3 推力係数

推力  $F$  は推力係数  $C_F$  でもって次のように表せる。

$$F = C_F A^* p_0 \quad (2-32)$$

ここで、 $A^*$  はノズルスロート断面積、 $p_0$  は貯気槽圧力である。準一次元ノズル流理論を用いて  $C_F$  を表すために、推進剤ガスのノズル出口速度  $u_e$  は式(2-7)より

$$u_e = \sqrt{2c_p(T_0 - T_e)} \quad (2-33)$$

により表すことができる。ただし、 $T_0$  は推進剤ガスの貯気槽温度、 $T_e$  はノズル出口温度である。推進剤ガスが熱量的に完全気体であれば

$c_p = \gamma R / \gamma - 1$  と書けるから、式(2-33)は

$$u_e = \sqrt{\frac{2\gamma RT_0}{\gamma-1} \left(1 - \frac{T_e}{T_0}\right)} = \sqrt{\frac{2\gamma RT_0}{\gamma-1} \left[1 - \left(\frac{p_e}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right]} \quad (2-34)$$

となる。式(2-34)で  $T_e/T_0$  に対して式(2-9)を用いた。流量  $\dot{m}$  を式(2-28)、

(2-30)を用いてノズルスロートで評価すると

$$\begin{aligned} \dot{m} &= A^* \rho^* a^* = A^* \rho^* \sqrt{\gamma R T^*} = A^* \rho_0 \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \sqrt{\gamma R \left( \frac{2}{\gamma+1} \right) T_0} \\ &= A^* \frac{p_0}{R T_0} \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \sqrt{\gamma R \left( \frac{2}{\gamma+1} \right) T_0} \end{aligned} \quad (2-35)$$

推力の式  $F = \dot{m} u_e$  に式(2-34)、(2-35)を用いると

$$F = A^* p_0 \left[ \frac{2\gamma^2}{\gamma-1} \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \left\{ 1 - \left( \frac{p_e}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right\} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2-36)$$

式(2-32)、(2-36)より

$$C_F = \left[ \frac{2\gamma^2}{\gamma-1} \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \left\{ 1 - \left( \frac{p_e}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right\} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2-37)$$

が導ける。

## 2-4 凍結流損失<sup>5)</sup>

式(2-6)で与えられる推力は、最も理想的な場合である。しかし、現実には推進剤ガスが分子気体の場合、気体は高周波加熱を受けると解離/電離するので、高周波パワーの一部は解離エネルギー、電離エネルギーに用いられる。また、回転・振動エネルギーを高めるためにも消費される。ノズル膨張の際、これらの解離/電離エネルギー及び回転/振動エネルギーも運動エネルギーに変換されるのが望ましい。解離/電離の逆反応、すなわち再結合反応の速度は、密度が高ければ大きい、ノズル膨張をして気体密度が非常に低くなると、再結合反応速度も小さくなり、その結果ノズル膨張により大きくなった推進剤ガス流速より小さくなる。そうすると、再結合反応が完了しないまま、すなわち反応が凍結したまま推進剤ガスはノズル出口に達し、解離/電離エネルギーは運動エネルギーに変換されないで、推進剤ガスに含まれてノズルより放出される。このように、解離/電離エネルギーが推力に寄与しない損失を凍結流損失と呼んでいる。回転/振動エネルギーについても同様のことがいえる。ノズル内を膨張するにつれて、並進エネルギーは運動エネルギーに変換されていき、そのエネルギーは減少していく。しかし、回転/振動エネルギーはいったん並進エネルギーに変換されてから運動エネルギーに変換される。この際、回転から並進へ、また振動から並進へのエネルギー移動速度は密度が高ければ大きい。解離/電離の場合と同じように、ノズル膨張により密度が低くなると、このエネルギー移動速度が小さくなり、推進剤ガスの速度より小さくなって、ほとんどエネルギー移動が行われないうまノズル出口に達する。その結果、この場合も回転/振動エネルギーが有効に推力に用いられなかったことになる。これも凍結流損失である。

## 2-5 RF スラスタの推進性能(性能評価パラメーター)

RF スラスタの推進性能を評価するための定義式を以下に記述する。条件として、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(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し、推進剤ガスを熱量的完全気体(比熱一定)と仮定する。

推力  $F$  : 単位 [N]

推力とは前述した内容と重複するが、 $\dot{m}$ 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、 $p_\infty$ を噴射ジェット周囲圧力とすると、推力  $F_{total}$  は、

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

と表現できる。この式の右辺の第1項目は運動量推力、第2項目は圧力推力と呼ばれる。電気推進の場合、ほとんどが真空環境下で作動し、また通常  $p_e \approx 0$  であるので、圧力推力は極めて小さい。

また、本 RF スラスタにおいては、推進剤流量による生ガス(水蒸気)推力を  $F_0$ 、プラズマ点火時の推力を  $F_w$  と定義すると、総推力  $F_{total}$  は次式で表される<sup>10)</sup>。

$$F_{total} = F_0 + F_w \quad (2-38)$$

比推力  $I_{sp}$  : 単位 [sec]

比推力とは1 kgの推進剤で1 Nの力を何秒出せるかを表したもので、次式で定義される。この秒数が大きいほど燃費性能に優れる。

$$I_{sp} = \frac{F_{total}}{m g} \quad (2-39)$$

ここで、 $g$  は海面上での重力加速度である。

推進効率  $\eta_t$  : 単位 [%]

電気推進機に投入した電力  $P$  がどれだけ推力(発生の運動エネルギー)に変換されたかを表すもので、以下の式で定義される。

$$\eta_t = \frac{\frac{1}{2} m u_e^2}{P} \quad (2-40)$$

また、排気速度  $u_e$  は

$$u_e = \frac{F}{m} \quad (2-41)$$

で与えられる。また、本 RF スラスタにおいて、式(2-40)は

$$\eta_t = \frac{\frac{1}{2} m u_e^2}{P} = \frac{\frac{1}{2} m v_{plasma}^2 - \frac{1}{2} m v_{gas}^2}{P} \quad (2-42)$$

となり、式(2-41)と合わせて式変形すると、最終的に

$$\begin{aligned} \eta_t &= \frac{\frac{1}{2} m u_e^2}{P} = \frac{\frac{1}{2} m v_{plasma}^2 - \frac{1}{2} m v_{gas}^2}{P} = \frac{\frac{1}{2} m \times \left( \frac{F_{total}}{m} \right)^2 - \frac{1}{2} m \times \left( \frac{F_0}{m} \right)^2}{P} \\ &= \frac{F_{total}^2 - F_0^2}{2 m P} \end{aligned} \quad (2-43)$$

が得られる。

## 第3章 実験装置

本研究で用いた実験装置の全体図を Fig.3-1 に示す。実験装置は主に真空容器及び真空排気系、高周波伝送系、RF スラスタ本体、推進剤供給系、推力測定器(計測器系含む)から構成されている。以下、それぞれの系統について説明する。

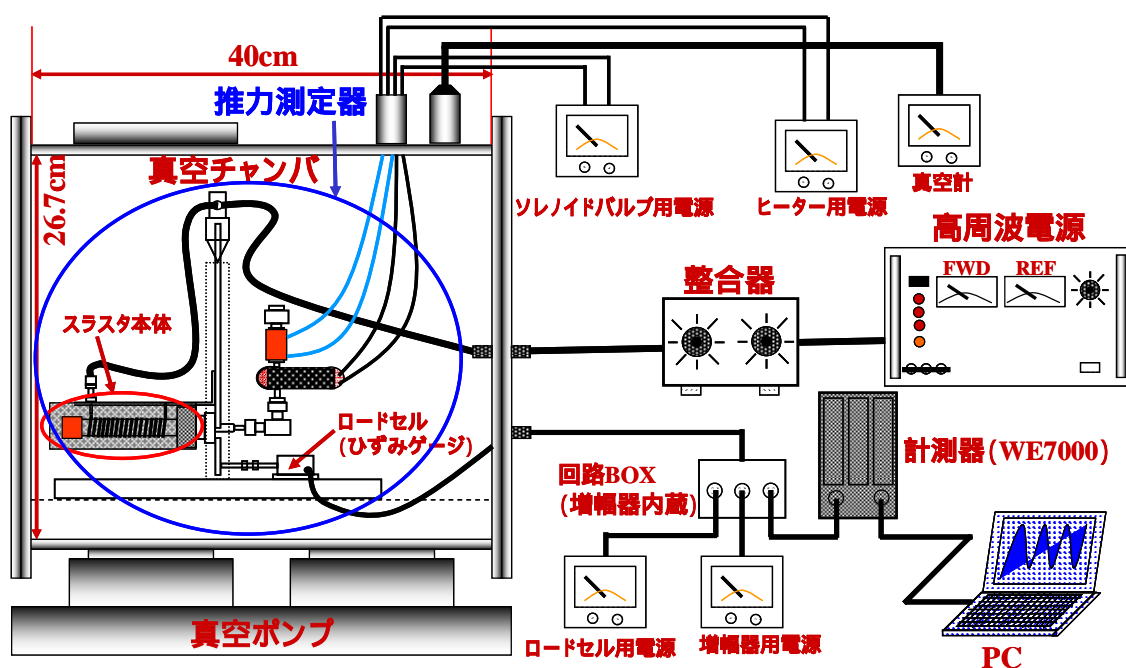


Fig.3-1 実験装置の全体図

### 3-1 真空容器及び真空排気系

本実験で用いた真空容器は内径 26.7 cm、長さ 40 cm の円筒型であり、材質はステンレスの中でも特に磁化しにくい SUS-316 でできている。真空容器には計 5 ヶ所の観測窓を設置しており、プラズマの生成を目視により確認することができる。また、容器下側には真空排気用のフランジが 2 つ設置されている。なお全実験を通してこの真空容器は電氣的に基準電位となっている。この真空容器の写真を Fig.3-2 に示す。

真空排気は、まず排気速度 5.21 l/sec をもつ油回転ポンプ(Fig.3-3)で粗引きを行う。臨界背圧 1 Torr 以下まで粗排気した後、排気速度 150 l/sec をもつメカニカルブースターポンプ(Fig.3-4)で  $5.2 \times 10^{-2}$  Torr(ガス未流入時の到達圧力) まで本引きする。RF スラスタ作動時の圧力は  $3.0 \times 10^{-1}$  Torr であった。なお、排気口は油回転ポンプで接続され、常に背圧が下げられた状態にある。真空容器と排気ポンプとは、ゲートバルブ(ターボ用)、リークバルブ、レデューサ(フランジ変換機)及びゴム管によって接続されている。また、容器内の圧力は大気圧から  $1.0 \times 10^{-2}$  Torr まではピラニ真空計(Fig.3-5)、 $5.0 \times 10^{-3}$  Torr 以下は電離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。

#### 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引きや、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。また、水のような液体を排気し続けると油に混ざり潤滑油として機能しなくなり、かつ気密性も悪化するため排気能力が著しく低下してしまい必要な到達圧力に達することができなくなる。本研究では水を推進剤として用いており、特に油が汚れやすいため頻繁に油交換をする必要があった。

#### 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油回転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。上記の説明から分かるように大気圧から排気するポンプではなく後段(大気側)に油回転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。

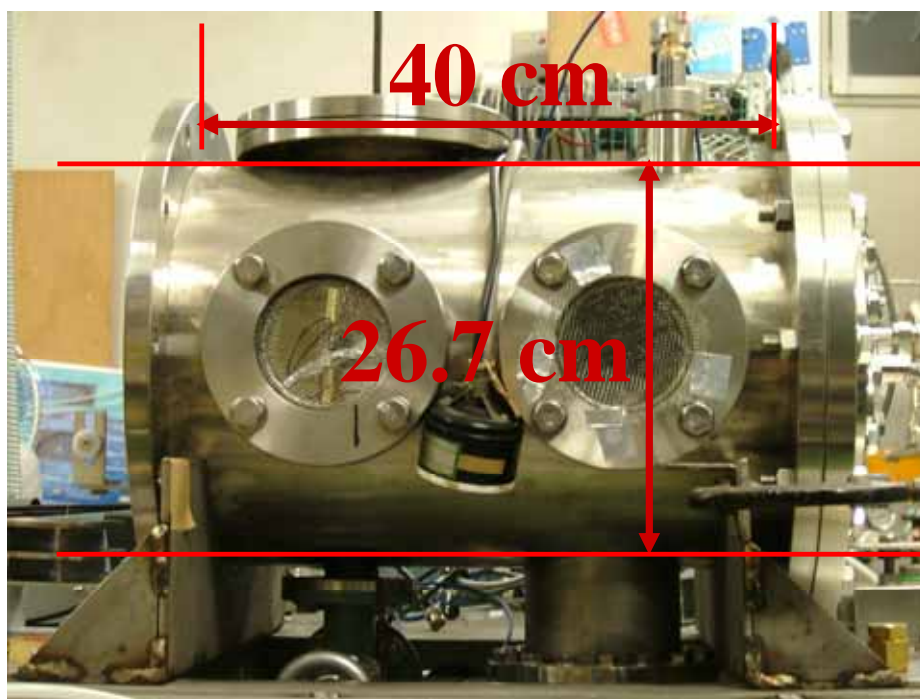


Fig.3-2 本実験で用いた真空容器



Fig.3-3 本実験で用いた油回転ポンプ



Fig.3-4 本実験で用いたメカニカルブースターポンプ



Fig.3-5 本実験で用いたピラニ真空計

## 3-2 高周波伝送系

本研究で使用した高周波電源(Fig.3-6)は周波数 3 MHz、最大出力 1.5 kW である。

高周波は発振器から発振された後、特性インピーダンス 50 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 SMA ケーブルへと変換され、SMA コネクタを経て RF スラスタ本体へと導入される。投入電力はパワーモニタ(Fig.3-7)により表示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。アンテナ(高周波コイル)とのインピーダンスマッチングは高周波電源と真空容器片面側にあるフランジに設置された N 型真空用コネクタとの間に配置された整合器(Fig.3-8)により行った。



Fig.3-6 本実験で用いた高周波電源



Fig.3-7 高周波電源のパワーモニタ



Fig.3-8 本実験で用いた整合器

### 3-2-1 インピーダンスマッチング

本実験で用いた高周波電源の出力インピーダンスは  $50 \Omega$  であり、電源から RF スラスタ本体のアンテナ(高周波コイル)までの接続に用いる伝送ケーブル(N-N型、N-SMA型、SMA-SMA型)と中継コネクタ(N-N型、SMA-SMA型)の特性インピーダンスはすべて  $50 \Omega$  のものを用いた。

プラズマ自身も  $0.5 \sim 1.5 \Omega$  と小さいながらもインピーダンスを持っているので、高周波電力を効率よくプラズマに伝播するには、電源とプラズマの間のインピーダンスマッチングを取る必要がある。実験では、プラズマ点火を行う前に予めアンテナと高周波電源との整合を整合器内の可変コンデンサーを調整して行なった。本実験で用いたインピーダンス整合回路を以下 Fig.3-9 に示す。

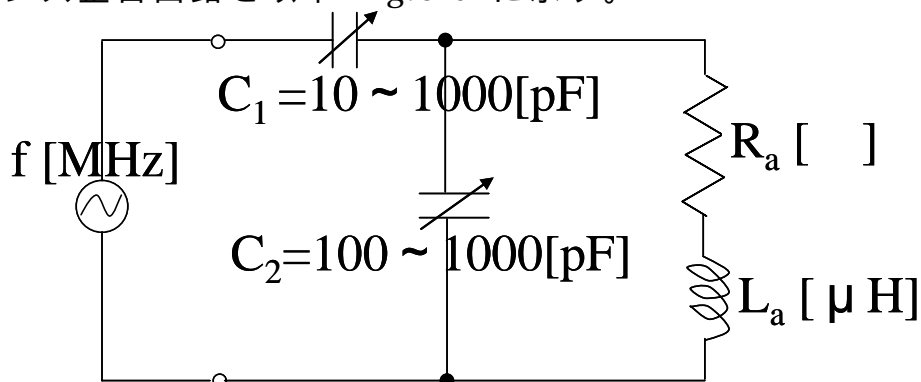


Fig.3-9 本実験で用いたインピーダンス整合回路

図中の  $C_1$  及び  $C_2$  の可変コンデンサーの容量を調整してマッチングさせる。前記 Fig.3-7 に示すように高周波電源には進行波電力計と反射波電力計の 2 つのメーターが取り付けられている。プラズマの点火時には、所定の高周波出力(進行波電力計の読み)に対して反射波出力が最小になるように、 $C_1$  と  $C_2$  の容量を調節する必要がある。一般に、2kW 以下の高周波出力では反射波は 10W 以下にできる。

ここで、本実験の体系でのインピーダンスマッチングの条件を考えてみたい。使用したアンテナ(Cu 製)、コイル直径 1.9cm、巻回数 25 ターン、コイル長さ 3.0cm であった。以下に示す計算式を用いてコイルのインダクタンス  $L_a[\mu H]$  を算出してみる。

$$L_a = \frac{\pi^2 D^2 N^2 K}{l} \times 10^{-3} [\mu H] \quad (3-1)$$

ただし、 $l$ :コイルの長さ [cm]、 $D$ :コイルの直径 [cm]、 $N$ :巻回数

$$K: \text{長岡係数} = \frac{2.25}{\left(2.25 + \frac{D}{l}\right)}$$

よって、 $L_a = 5.79[\mu H]$  と計算できる。また、 $R_a = 3.4 \times 10^{-2}[\Omega]$ 、 $f = 3.0[\text{MHz}]$  であることを考慮してインピーダンスマッチングの条件を計算すると、最終的に、

$$\begin{cases} C_1 = 12.7[pF] \\ C_2 = 473[pF] \end{cases} \quad (3-2)$$

と求められる。

### 3-3 RF スラスタ本体

まず、本実験で用いた RF スラスタ本体の写真を Fig.3-10 に示す。RF スラスタ本体は大きく放電室部(熱交換器含む)、アンテナ部、ラバールノズル部から構成される。なお、実験を行う際にはプラズマと高周波が容量性結合するのを低減させる目的で、スラスタの周囲に金網状のシールドを張った。

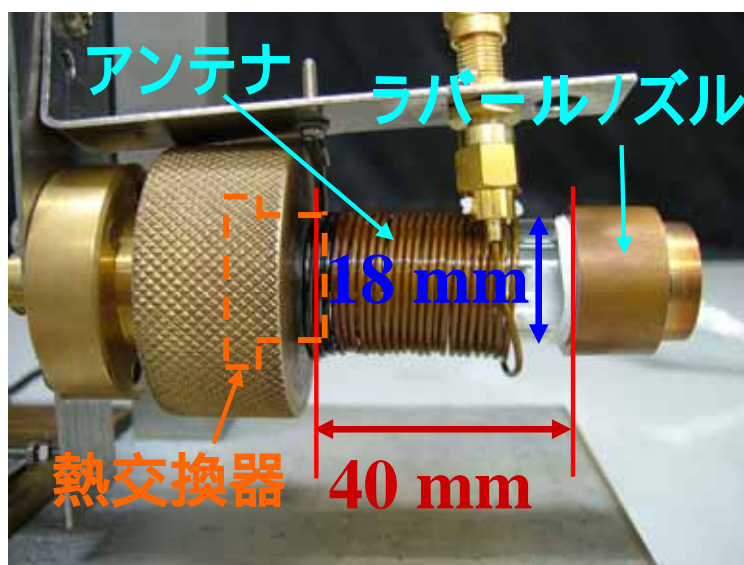


Fig.3-10 本実験で用いた RF スラスタ

#### 3-3-1 プラズマ生成部(放電室部)

放電室には内径 15mm、外径 18mm、長さ 70mm の円筒型パイレックスガラス製(融点約 500 )のものを用いた。熱交換器は円筒型ポーラス状カーボン(Fig.3-11)でできており、Fig.3-10 の点線部分に挿入されている。これは推進剤タンクから流入してくる水蒸気の流れを攪乱し、放電室での滞留時間を延ばしてプラズマになり易くさせるためである。アンテナの材質は銅製(直径 1mm)で、放電管を巻くように円筒型にし、このアンテナ(直径 1.9cm、巻回数 25 ターン、長さ 3.0cm)から高周波

を投入した。



Fig.3-11 ポーラス状カーボンの SEM 写真

### 3-3-2 ラバールノズル

本実験で用いたラバールノズルの写真を以下 Fig.3-12 に示す。材質は銅製(融点約 1084.4 )で中心部に直径 1.2mm のスロート(長さ 2mm)が開けてある。ラバールノズルは、このスロート部分で流れをチョークさせ、ノズルを通して急速に膨張しながら推進剤ガスが得た熱エネルギーを運動エネルギーへと変換させる(空気力学的加速)役目を果たす。なお、実験を行う際には PX ガラス管との接触部分にシールテープを巻いてはめ込み、気密性を保持した。

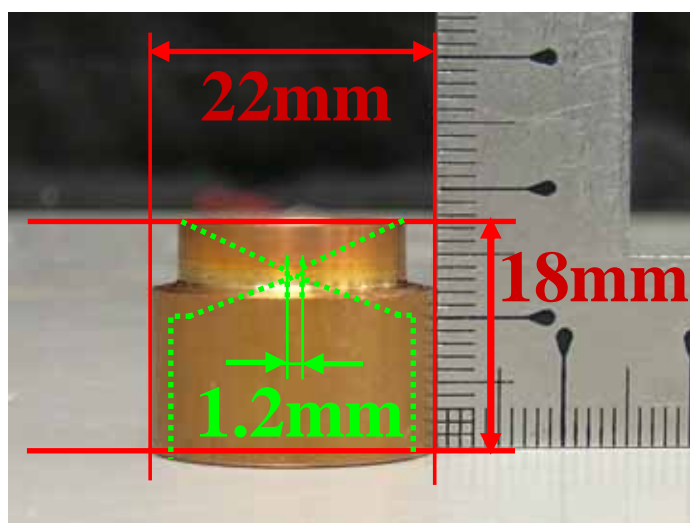


Fig.3-12 本実験で用いたラバールノズル(Cu 製)

### 3-4 推進剤供給系

初めに、ニードルバルブによるコンダクタンスの調整で流量調整を試みたが、バルブの開度によっては水が液体のまま放電室に流入してしまうことがあり一定流量の供給が困難で制御ができなかった。そこで、水の蒸気圧の温度依存性(Fig.3-13)に着目し、推進剤タンクに巻き付けたヒーターとソレノイドバルブの on/off 操作によって調整を試みた。本実験で使用した推進剤供給系の写真を以下 Fig.3-14 に示す。

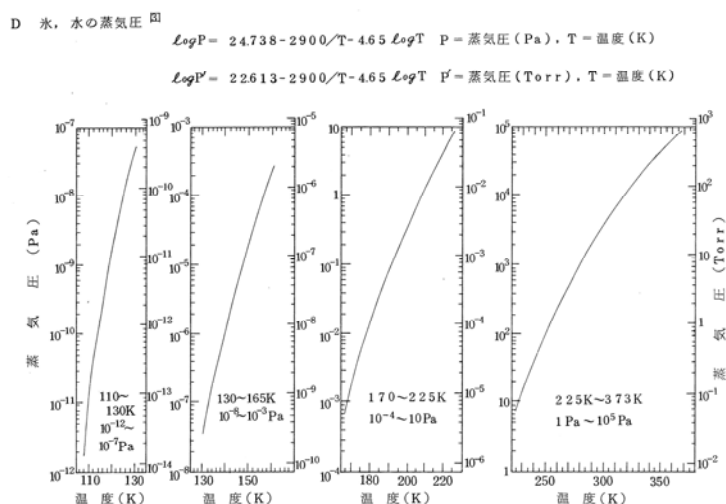


Fig.3-13 水の蒸気圧曲線

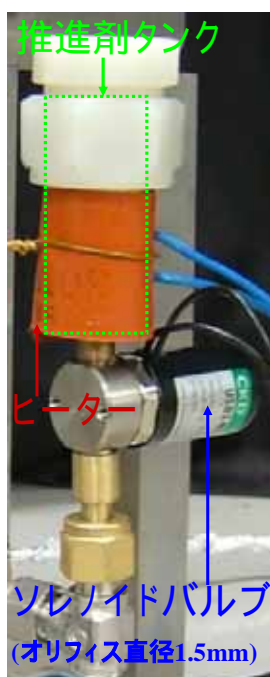


Fig.3-14 本実験で用いた推進剤供給系

### 3-4-1 推進剤タンクの内部構造

水の蒸気圧の温度依存性を利用するにあたってタンクの形状をコーヒーマーカーなどに用いられるサイフォン方式のような構造にしてみた(Fig.3-15)。このような構造にすることにより、液体の水は水位が低いので中央の管まで到達できないが、ヒーター温度で水の蒸気圧を調整し、気化した水蒸気は流れる(Fig.3-16)という仕組みになっている。

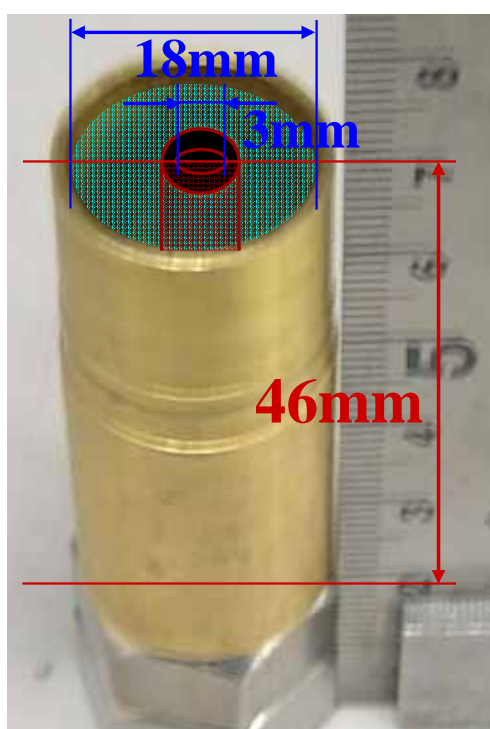


Fig.3-15 タンクの寸法

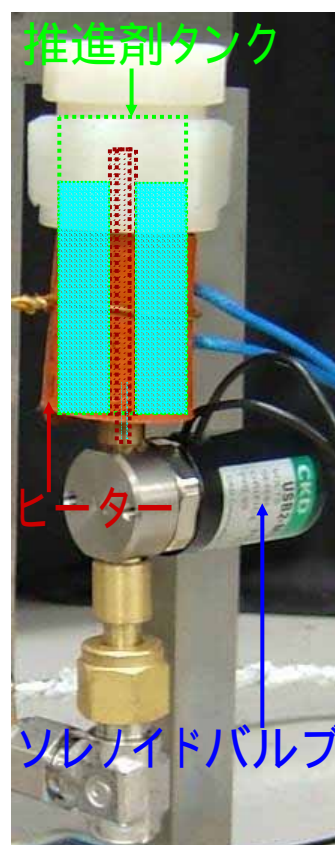


Fig.3-16 タンクの内部構造

### 3-5 推力測定器系(計測器系含む)

まず、Fig.3-17 に推力測定装置を真空容器に設置した様子、及び Fig.3-18 に振り子式スタンドの写真を示す。この振り子式スラストスタンドの寸法は内径 26.7cm の真空容器に入るように設計を行った。圧力から見積もった場合 3mN~10mN の範囲であったため、本装置の目標値として主にその範囲を設定した。本測定装置には振り子式を採用し、作動時の変位をロードセル(ひずみゲージ)によって計測した。

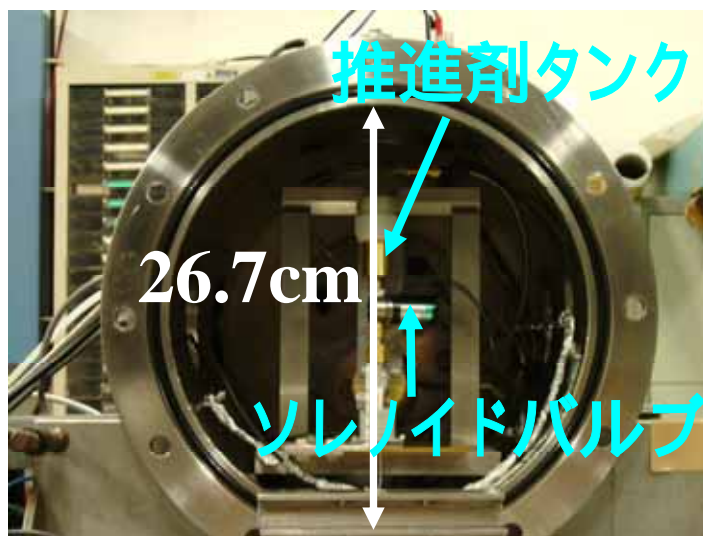


Fig.3-17 真空容器設置写真

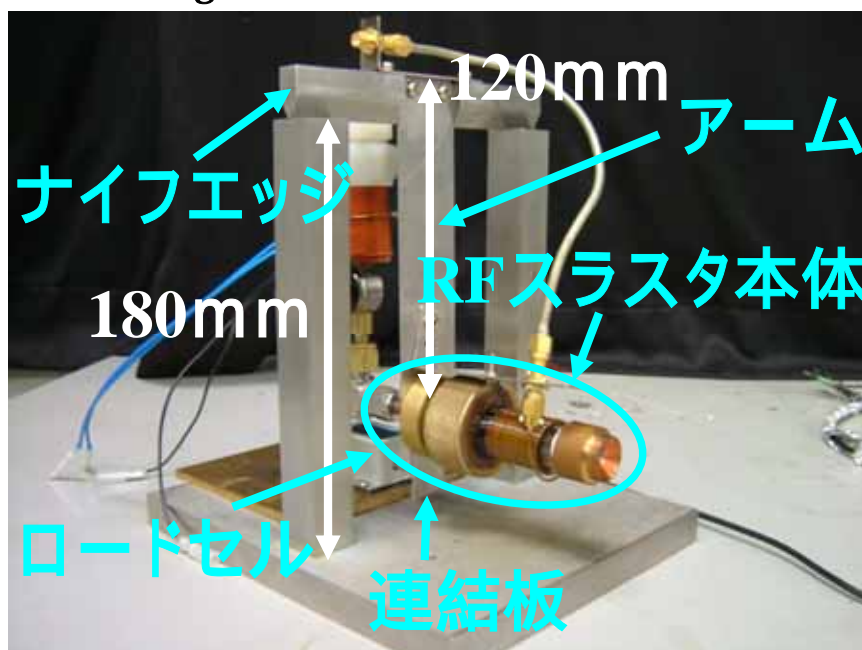


Fig.3-18 振り子式スタンド

### 3-5-1 測定原理

まず、この装置による測定原理を Fig.3-19 に示し、流れを説明する。

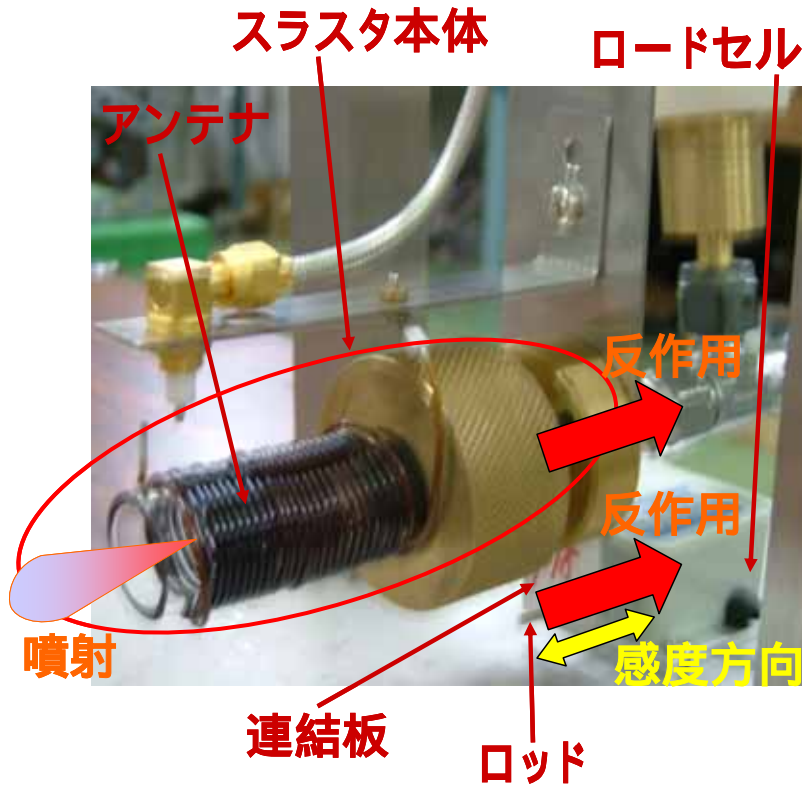


Fig.3-19 振り子式スタンドの測定原理

1. 推力発生により、振り子上のスラスタ本体が動く。
2. 連結板によりスラスタ本体の変位がロッドを通じてロードセルに伝達される。
3. ロッドの変位量を電圧へと変換し、ロードセル信号として計測する。

本実験では、RF スラスタに電力を供給する高周波ケーブルの弾性が振り子の運動を減衰させるダンパーの役目を果たしている<sup>11)</sup>。また、本推力測定装置の特性を Table.3-1 に示す。この振り子式スタンドの固有振動数は 1.4Hz となっており、周囲の振動源からの共振の影響はないと考えられる。

Table.3-1 推力測定器の特性

アーム長さ	120mm
スラスタ重量	550g
固有振動数	1.4Hz
3mN時	0.08mm

Table.3-1 の 4 行目に関して説明すると、これは以下 Fig.3-20 に示すような振り子の釣り合いの関係から求めた。RF スラスタ稼動時、つまり推力  $F[N]$  を発生時に、平衡位置から微小角  $\theta[rad]$  だけ変位している状態での力の釣り合いを考える。Fig.3-19 を見てわかるように、RF スラスタには推力・スラスタ重量・振子の張力の 3 力により釣り合っていることがわかる。そこで、成分分解した場合の力の釣り合いを考えると、

$$\text{水平方向: } F = T \sin \theta \quad (3-3)$$

$$\text{重力方向: } Mg = T \cos \theta \quad (3-4)$$

の 2 式が得られるので、この 2 式から

$$\tan \theta = \frac{F}{Mg} \quad (3-5)$$

が得られる。よって、変位量  $x$  は

$$x = 120[mm] \times \tan \theta = 120[mm] \times \frac{F[N]}{Mg[N]} \quad (3-6)$$

と表現できる。

ここで、推力:  $F = 3.0[mN]$ 、スラスト重量:  $Mg[mN] = 0.55[kg] \times 9.8[m/s^2] \times 10^3$  の数値を式(3-6)に代入すると、

$$x = 0.08[mm] \quad (3-7)$$

が得られたことになる。

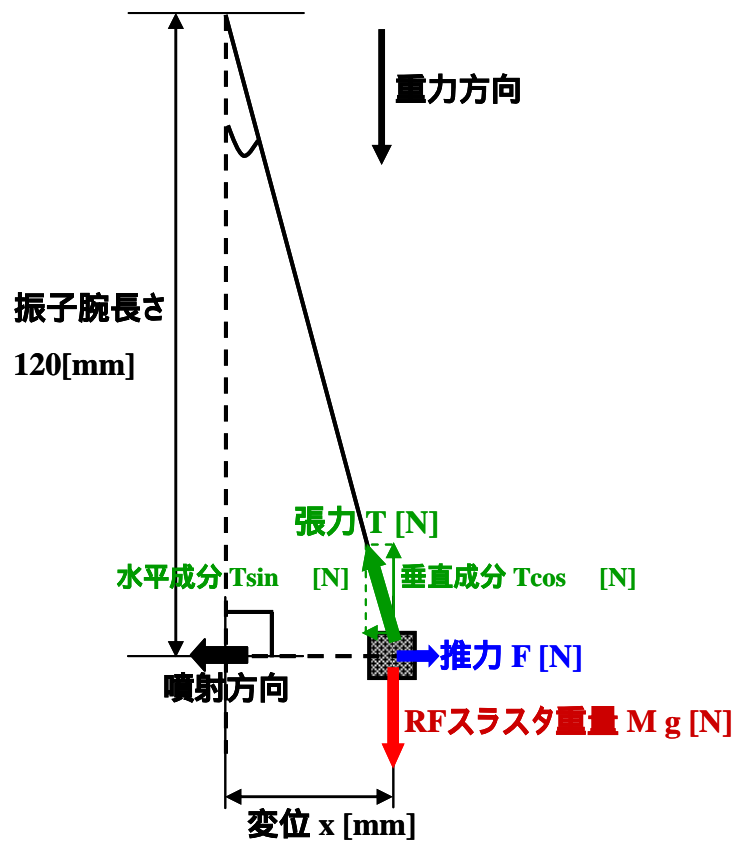


Fig.3-20 振子の釣合い

### 3-5-2 計測器系

ロードセル信号が推力へと変換される計測器系の模式図を Fig.3-21 に示す。

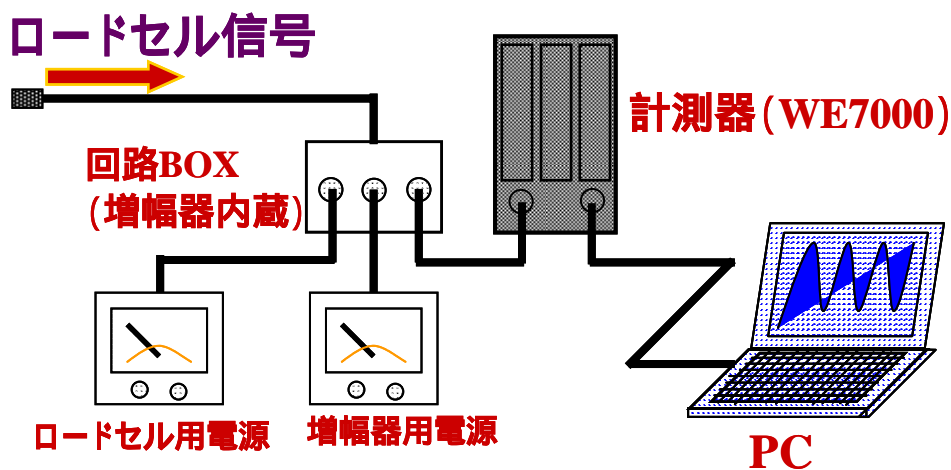


Fig.3-21 計測器系の模式図

ロードセルの定格出力は  $1.5\text{mV/V}$  であり、出力が小さいためアンプ(増幅率  $10^2$  倍)を通して信号を増幅して実験を行った。また、ロードセルには S/N 比を向上させるために、方形波を入れている。なお、PC で信号をモニターする際に  $50\text{Hz}$  のローパスフィルターをかけ、ノイズをカットした。

## 第4章 実験結果及び考察

推進剤に水を用いた RF スラスタの推進性能として推力・比推力・推進効率を評価するにあたり、まず流量測定、推力較正、推力測定、の実験を行い、最終的にそれらのデータを用いて性能パラメーターの評価を行った。以下、上記の順序で説明を進めていく。

### 4-1 流量測定

流量  $m[\text{mg}/\text{sec}]$  は、4-4 での性能パラメーターの評価を行う際に比推力、推進効率を算出する時に必要となる実験パラメーターである。実験の手順としては、まず推進剤タンクの 3/4 程度まで水を満たし、ナイロン製のキャップを締める。そこで、タンク全体の重量(タンクとキャップの重量は予め測定している)を電子秤で測定しておく。次いで、ヒーターを巻き付ける。その後は、推力測定器を真空容器の中に設置し、真空引きをしてからソレノイドバルブ(オリフィス直径 1.5mm) + ヒーターを on にしたと同時にストップウォッチで計測を開始する。その後は、同じ条件を保つためにプラズマを点火させ、30分経過した後ソレノイドバルブ + ヒーターを off にしたと同時にストップウォッチを停止し、計測を終わる。同様にして電子秤で重量を測定し、その差から流量測定を行った。なお、上記の操作をヒーターの電力を変化させながら繰り返し行った。その結果を Fig.4-1 に示す。グラフを見て分かるように良好な直線性が得られ、流量制御ができたといえる。なお、流量が 3.8[mg/s]においてはプラズマが点火しなかったため、4-4 では性能パラメーターには入れていない。

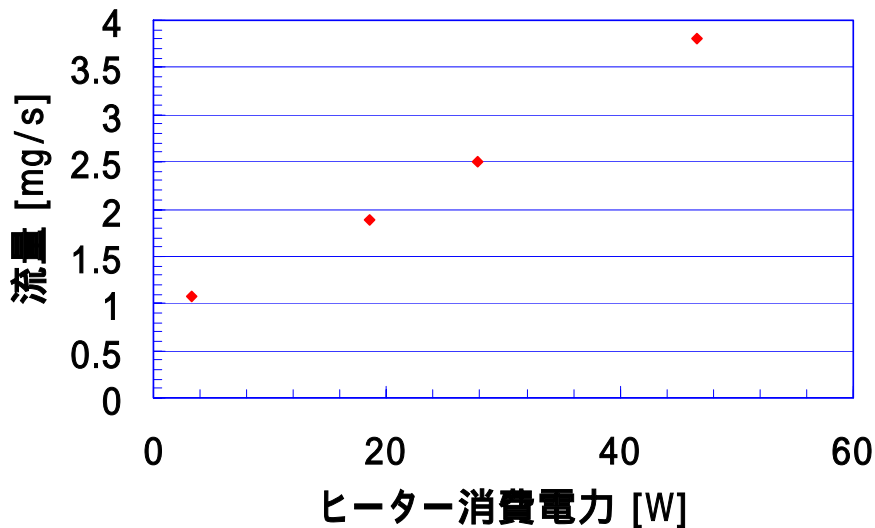


Fig.4-1 実験装置の全体図

## 4-2 推力較正

Fig.4-2 に推力較正を行うときの模式図を、及び Fig.4-3 に実際の写真を示す。本実験では、較正を行うにあたって実際の推力を模擬するためにスラスタ本体の水平方向に滑車を設置し、その先に正確に重さがわかっている分銅を載せている。荷重をかけていない状態から 0.2g、0.5g、1.0g、2.0g と分銅を載せかえて、各々荷重をかける前後の電圧を計測していく。この一連の操作を、推力測定を行う前毎に合計 10 回繰り返し行った。Fig.4-4 にロードセル信号の時間変化を示す。この

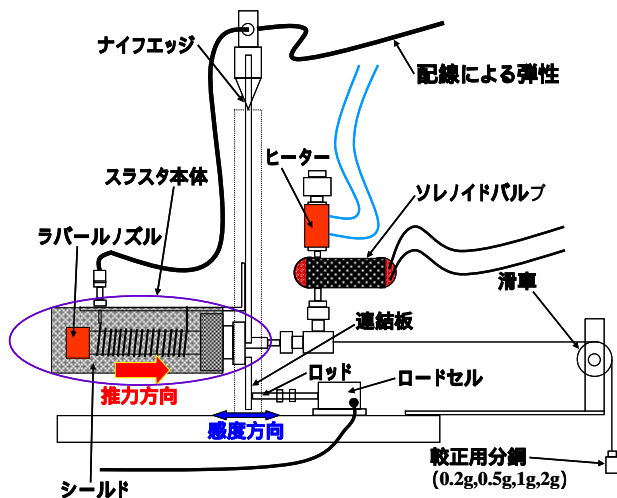


Fig.4-2 推力較正の模式図

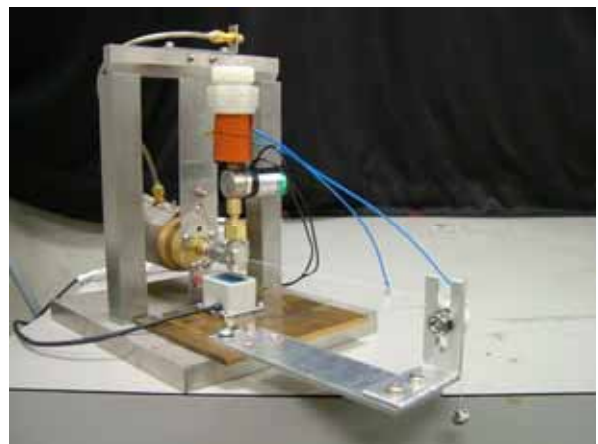


Fig.4-3 推力較正時の外観

グラフからわかるようにドリフトもほとんど見られなかった。

10回繰り返して得られたデータの平均値から推力較正を行った結果を Fig.4-5 及び Fig.4-6 に示す。グラフを見てわかるように、両者の間には良好な直線関係があり、数値処理することによって出力電圧から推力を求めることができる。最小二乗法によれば、出力電圧  $V_{out}[mV]$  と推力  $F_{thrust}[mN]$  の間には、 $F_{thrust} = 1.7097 \times V_{out}$  の関係がある。

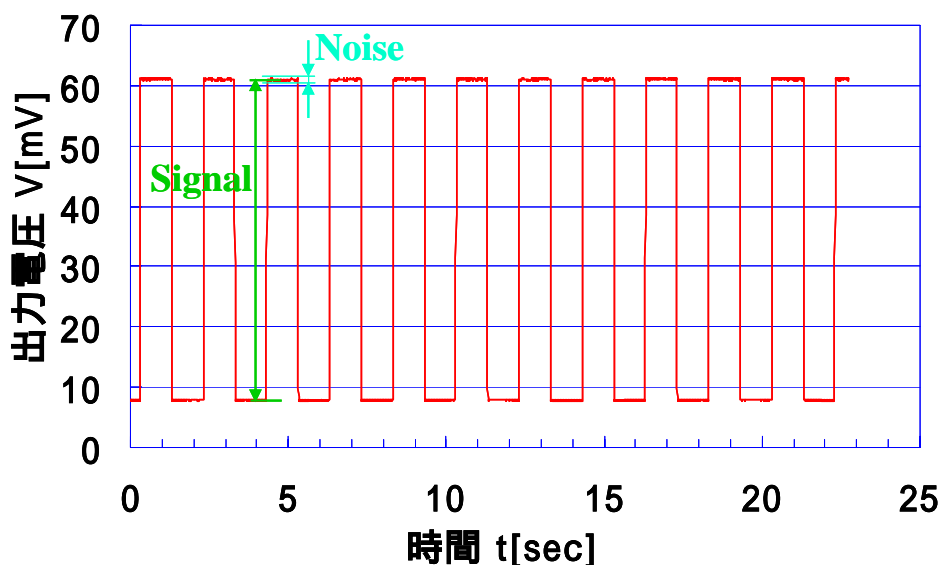


Fig.4-4 ロードセル信号の時間変化

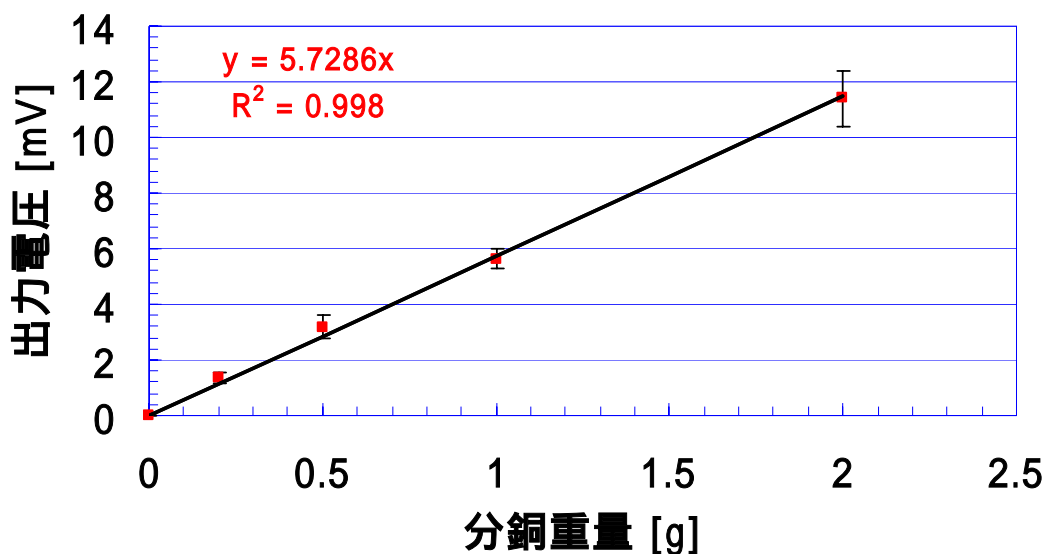


Fig.4-5 推力較正直線 1

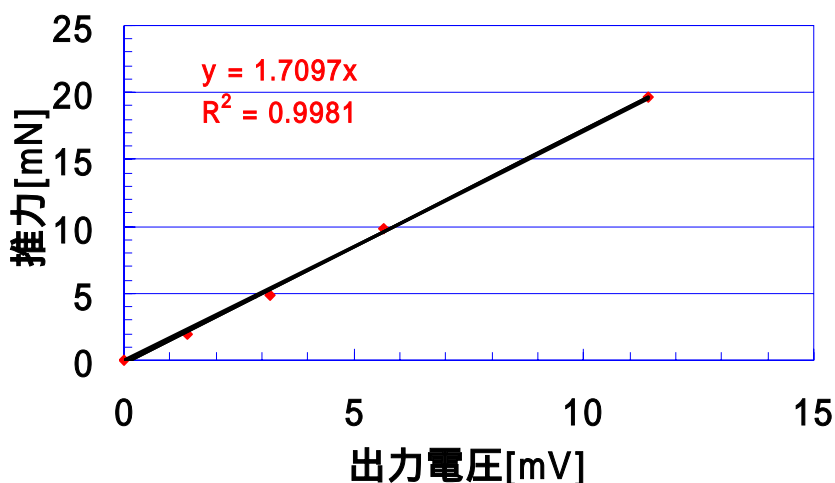


Fig.4-6 推力較正直線 2

### 誤差評価

この測定装置の誤差としては以下のような誤差要因が考えられる。まず第 1 に、それぞれの分銅を載せた時の標準偏差は 0.2g の分銅を載せたとき 0.20[mV]、0.5g では 0.41[mV]、1.0g では 0.33[mV]、2.0g では 1.01[mV]であったため、誤差はそれぞれに対して 14.5%、12.9%、6.0%、8.8%であった。第 2 に、出力信号幅(Signal)が 49.56[mV]で、雑音幅(Noise)が 0.13[mV]なので、S/N 比(Fig.4-4 参照)は 367 であったため、これに起因する誤差は 0.27[%]となり無視できることがわかる。第 3 に、直線フィッティング誤差に関して  $R^2$  は 0.998 なので無視できる。

よって、以上のことから 2.0mN の推力発生時に誤差は約 14[%]であり、10mN では約 6[%]と算出された。

### 4-3 推力測定

まず、推力測定時の実験パラメーターを Table.4-1 に示す。Table.4-1 のような条件の下で、ヒーター電力により流量を変化させて推力測定を行った。

Table.4-1 推力測定時の実験パラメーター

**駆動周波数:3MHz**

**高周波電力:100W**

**ノズルスロート直径:1.2mm**

**流量:1.07、1.88、2.5mg/s**

実験の手順としては、タンク全体の重量(タンクとキャップの重量は予め測定している)を電子秤で測定しておく。次いで、ヒーターを巻き付ける。その後は、推力測定器を真空容器の中に設置し、真空引きを行う。そして、

ソレノイドバルブ off の状態での出力電圧を計測(この値が基準)  
ソレノイドバルブを on にし、その時の出力電圧を計測  
ソレノイドバルブを on にしたまま、高周波電力を 100W 投入し  
その時の出力電圧を計測  
ソレノイドバルブを on にしたまま、高周波電力を 0W まで下げ、  
その時の出力電圧を計測  
ソレノイドバルブを off にし、その時の出力電圧を計測

ヒーター電力により流量を変化させながら同様の手順で計測を繰り返し行った。上記の手順で採取したデータのうち

- の電圧値を・・・生ガス(水蒸気)推力
- の電圧値を・・・R F 推力

と定義した。

#### 4-4 性能パラメータの評価 (推力係数の決定・・・理論値との比較)

まず、推力係数を計算するためにスロート部で流れの速度が音速になる場合を考える。スロート断面 ( $M_1=1, A_1=A^*$ )、任意断面をノズル出口断面 ( $M_2=M_e, A_2=A$ ) とすると、第2章で示した。

$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{M_e} \left[ \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_e^2}{\frac{\gamma+1}{2}} \right]^{\frac{(\gamma+1)}{2(\gamma-1)}} \quad (2-27)$$

ここで、 $M_e = f\left(\frac{A}{A^*}\right)$  とおくと、

$$\frac{p_e}{p_0} = \left[ \frac{\frac{\gamma+1}{2}}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_e^2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = \left[ \frac{\frac{\gamma+1}{2}}{1 + \frac{\gamma-1}{2} f^2} \right] \quad (2-29)$$

の2式から、 $\left(\frac{p_e}{p_0}\right)$  について整理すると、

$$\frac{p_e}{p_0} = \left[ \frac{1}{M_e^2} \frac{1}{\left(\frac{A}{A^*}\right)^2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma+1}} = \left[ \frac{1}{f^2} \frac{1}{\left(\frac{A}{A^*}\right)^2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma+1}}$$

が得られるので、この式を(2-27)に代入してみると最終的に

$$\begin{aligned}
C_F &= \left[ \frac{2\gamma^2}{\gamma-1} \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \left\{ 1 - \left( \frac{p_e}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right\} \right]^{\frac{1}{2}} \\
&= \left( \frac{2\gamma^2}{\gamma-1} \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \left[ 1 - \left\{ \frac{1}{M_e^2} \frac{1}{\left( \frac{A}{A^*} \right)^2} \right\}^{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \right] \right)^{\frac{1}{2}} \\
&= \left( \frac{2\gamma^2}{\gamma-1} \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \left[ 1 - \left\{ \frac{1}{f^2} \frac{1}{\left( \frac{A}{A^*} \right)^2} \right\}^{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \right] \right)^{\frac{1}{2}}
\end{aligned} \tag{2-37}$$

という式が導かれる。この式から  $C_F$  を決定するには、 $\gamma$  と  $\left( \frac{A}{A^*} \right)$  がわかればよい。ここで、今回の実験で使用したラバールノズル (Cu 製) を Fig.4-7 に示す。この寸法を用いて  $C_F$  の値を算出した。つまり、

$$\left( \frac{A}{A^*} \right) = \left( \frac{17}{1.2} \right)^2 = 200.69$$

とした。そして、この値を式(2-27)に用いてノズル出口マッハ数  $M_e$  を求めると

$$M_e = 6.996$$

となることがわかる。これらの値と水の  $\gamma$  値:1.33 から <sup>12)</sup>

$$C_F(H_2O) = 1.782$$

と決定できる。

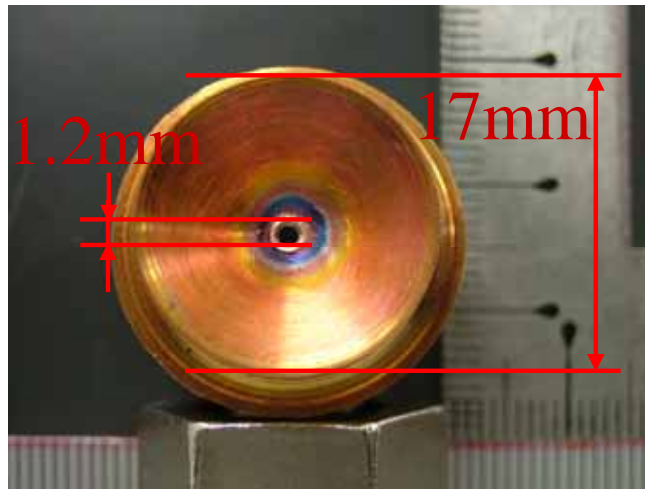


Fig.4-7 本実験で用いたラバーノズル

実験で測定した流量、及び推力の値を用いて 2-5 で示した性能パラメータの定義式から比推力、推進効率を算出した。

条件として、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（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し、推進剤ガスを熱量的完全気体（比熱一定）と仮定した。

推力  $F$  : 単位 [N]

推力とは前述した内容と重複するが、 $\dot{m}$ 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、 $p_\infty$ を噴射ジェット周囲圧力とすると、推力  $F_{total}$  は、

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

と表現できる。この式の右辺の第 1 項目は運動量推力、第 2 項目は圧力推力と呼ばれる。電気推進の場合、ほとんどが真空環境下で作動し、また通常  $p_e \approx 0$  であるので、圧力推力は極めて小さい。

また、本 RF スラスタにおいては、推進剤流量による生ガス(水蒸気) 推力を  $F_0$ 、プラズマ点火時の推力を  $F_W$  と定義すると、総推力  $F_{total}$  は次式で表される。

$$F_{total} = F_0 + F_W \quad (2-38)$$

比推力  $I_{sp}$  : 単位 [sec]

比推力とは 1 kg の推進剤で 1 N の力を何秒出せるかを表したもので、次式で定義される。この秒数が大きいほど燃費性能に優れる。

$$I_{sp} = \frac{F_{total}}{m g} \quad (2-39)$$

ここで、 $g$  は海面上での重力加速度である。

推進効率  $\eta_t$  : 単位 [%]

電気推進機に投入した電力  $P$  がどれだけ推力(発生の運動エネルギー)に変換されたかを表すもので、以下の式で定義される。

$$\eta_t = \frac{\frac{1}{2} m u_e^2}{P} \quad (2-40)$$

また、排気速度  $u_e$  は

$$u_e = \frac{F}{m} \quad (2-41)$$

で与えられる。また、本 RF スラスタにおいて、式(2-40)は

$$\eta_t = \frac{\frac{1}{2} m u_e^2}{P} = \frac{\frac{1}{2} m v_{plasma}^2 - \frac{1}{2} m v_{gas}^2}{P} \quad (2-42)$$

となり、式(2-41)と合わせて式変形すると、最終的に

$$\eta_t = \frac{\frac{1}{2} m u_e^2}{P} = \frac{\frac{1}{2} m v_{plasma}^2 - \frac{1}{2} m v_{gas}^2}{P} = \frac{\frac{1}{2} m \times \left( \frac{F_{total}}{m} \right)^2 - \frac{1}{2} m \times \left( \frac{F_0}{m} \right)^2}{P} \quad (2-43)$$

$$= \frac{F_{total}^2 - F_0^2}{2 m P}$$

が得られる。

以上の式を用いて測定結果と、それを基に算出した性能パラメータを Table.4-2 に示す。

Table.4-2 性能評価パラメータ

実験パラメータ	投入電力: $P [W]$	100	100	100
	流量: $m [mg/sec]$	1.07	1.88	2.5
測定結果	生ガス(水蒸気)推力: $F_0 [mN]$	1.43 ± 0.20	2.17 ± 0.31	3.86 ± 0.55
	RF推力: $F_w [mN]$	2.17 ± 0.31	3.97 ± 0.57	2.29 ± 0.33
	総推力: $F_{total} [mN] = F_0 + F_w$	3.6 ± 0.52	6.14 ± 0.79	6.15 ± 0.79
性能評価パラメータ	比推力: $I_{sp} [sec] = \frac{F_{total}}{m g}$	341	333	251
	推進効率: $\eta_t [\%] = \frac{F_{total}^2 - F_0^2}{2 m P}$	5.07	8.77	4.58

最初に、投入電力 100 W、推進剤流量 1.88 mg/s で推力 6.14[mN] 発生時の RF スラスタ写真を Fig.4-9(Fig.4-8 は停止時)に示す。

まず、流量が 1.07[mg/s]から 1.88[mg/s]に増加した時の性能評価パラメータの変化について考察すると、比推力にはほぼ差がないのに

推進効率は向上している。これはプラズマ温度自体にほとんど変化はないが、流量増加分がプラズマから効率よく熱を吸収(エンタルピー上昇)し、さらにその分が運動エネルギーに変換されたためだと考えられる。また、流量 2.5[mg/s]において推進効率が低くなったのは、高周波電力 100W に対して流量が増加し過ぎると単位流量当たりのエンタルピー上昇が減少し、プラズマと高周波の結合効率が悪くなるからである。これは Table.4-2 に示すように、生ガス(水蒸気)推力が RF 推力を上回っており、投入電力が生ガス温度の上昇に十分寄与していないことを意味する。このことは実験において他の流量と比較して、ソレノイドバルブを on にしてからプラズマ生成時の輝度が明らかに低かったことから分かる。

また、背景で言及した General Electric Company(GEC)の RF スラスタの性能と比較して、推進効率が低くなっているがその要因としては、完全な誘導性結合プラズマ(Fig.4-10)ではなく、一部が容量性結合(Fig.4-11)していること、及び凍結流損失も大きいと考えられる。電気推進一般で推進剤としてよく用いられる希ガス類(Ar・Xe)は単原子分子であるため、解離エネルギーによる凍結流損失はないが、水は 3 原子分子であるために解離エネルギーとして投入電力の一部が費やされる。一例として Fig.4-12 に流量:1.07[mg/s]の時の RF スラスタのパワーフローを示す<sup>13)</sup>。加えて、実験後にノズルを観察してみると Fig.4-7 の写真を見てもわかるようにスロート部が外側に毛羽立っている様子が観察された。このことから、推進剤ガスがノズル膨張する際に流れが剥離してしまい適正な膨張が成されていないことが予測される。これがノズル損失にあたる。

また、本実験では流量制御にヒーターを使用したため、厳密には  $\eta_i$  の分母の  $P$  にこれが加算されるので推進効率はさらに低下する。この点を改善するために今後はプラズマからの輻射熱や誘導性コイルで発生する熱を回収(中空コイルの内部にタンク内の水を通し循環させる)し、ヒーターの消費電力を低減する必要がある。他の改善点として、パワーフローに示される回路損失が挙げられる。この部分は投入電力 100W

に対して 25W と、1/4 にあたる量が回路損失として失われていることになる。この分を減少させるために、容量性から誘導性へ結合しやすいような放電室形状の変更や、アンテナの最適化を行う必要がある。



Fig.4-8 RF スラスタ停止時



Fig.4-9 RF スラスタ稼動時



Fig.4-10 誘導性結合プラズマ

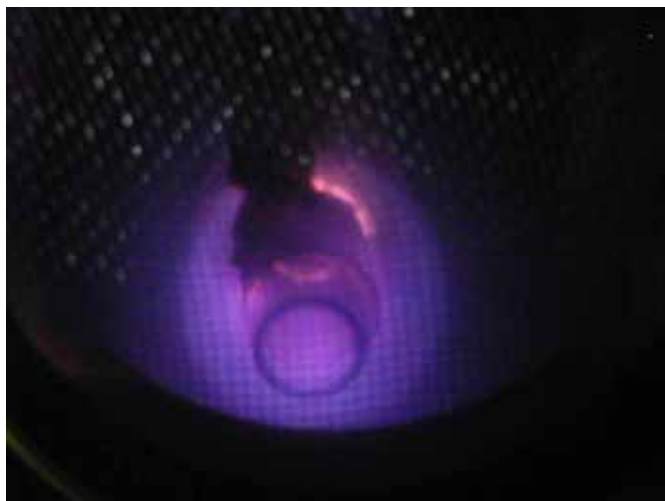


Fig.4-11 容量性結合プラズマ

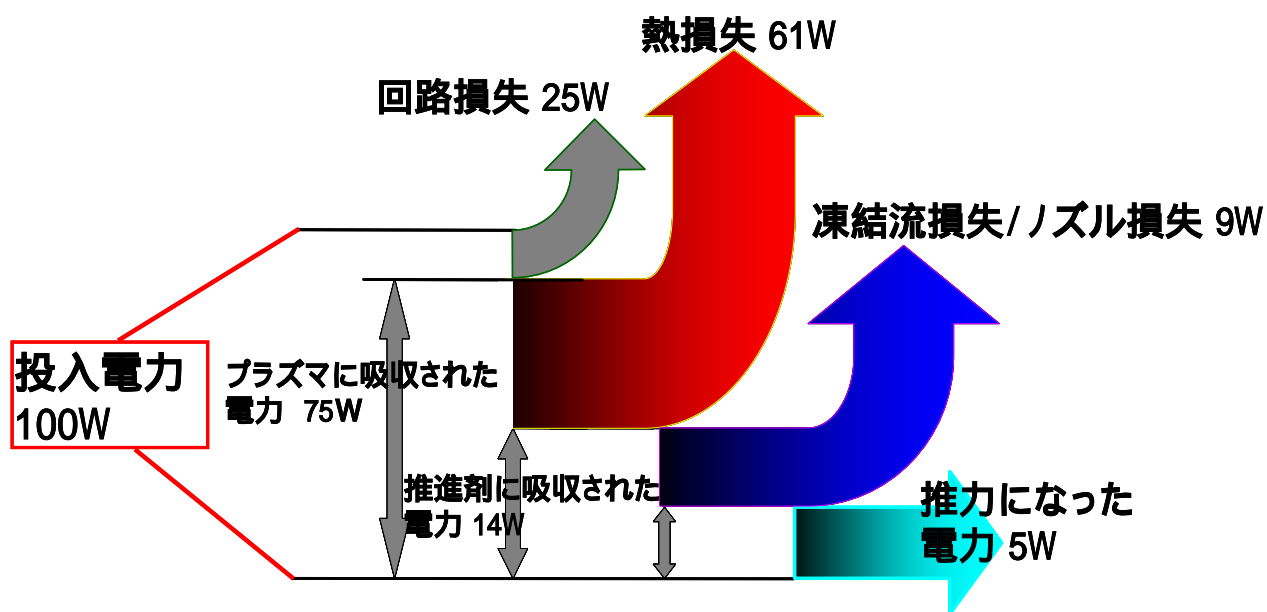


Fig.4-12 水 RF スラスタのパワーフロー (流量:1.07[mg/s])

## 第5章 結論

本研究では、小型人工衛星用の高周波放電型スラスタの開発を目的としてきた。そして、本論文では RF スラスタの試作機を製作、推力測定及び流量制御、そしてスラスタの性能評価までを行った。

本研究の結論を以下にまとめる。

1. RF スラスタ(スラスタ直径 18mm)の試作機を製作した。
2. 推力測定装置の製作・調整をして推力較正を行った。その結果、本推力測定装置は十分な直線性が得られ、誤差は 6~14% 程度であることが分かった。
3. 水の蒸気圧の温度依存性に着目し、推進剤タンクに巻き付けたヒーター、及びソレノイドバルブを用いて流量調整を試みたところ制御することができた。
4. 直径 18mm において、投入電力 100W、流量 1.88mg/s の時、推力:6.14[mN]、比推力:333[s]、推進効率:8.77[%]を得た。
5. 本実験では流量制御にヒーターを使用したため、厳密には  $\eta_t$  の分母の  $P$  にこれが加算されるので推進効率は上記の値よりも低下する。この点を改善するために今後はプラズマからの輻射熱や誘導性コイルで発生する熱を回収(中空コイルの内部にタンク内の水を通し循環させる)し、ヒーターの消費電力を低減する必要があることが判明した。

## 参考文献

- 1) Lynn B Olson, “OPERATION OF A 50 WATT RF PLASMA THRUSTER”,AIAA-3903(2001)
- 2) 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).
- 3) 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).
- 4) Leroy Brewer,et al., “RESULTS OF A PRELIMINARY,HIGH POWER RF THRUSTER TEST”,AIAA-2382(1989)
- 5) 高間良樹,綿貫忠晴,鈴木宏二郎,“誘導結合プラズマによる高エンタルピー流生成実験”
- 6) 原口紘,“ICP 発光分析の基礎と応用”,講談社(1986).
- 7) John E.Brandenburg,John Kline,and Daniel Sullivan, “ The Microwave Electro-Thermal(MET) Thruster Using Water Vapor Propellant”,IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL.33,NO.2,(2005)
- 8) Jochen Wilms,et al., “Conceptual Design of Synergistic Propulsion System for the International Space Station (ISS)”,IEPC-170(2001).
- 9) 松尾一泰,“圧縮性流体力学”,理工学社(1994).
- 10) Kevin D.Diament,Byron L.Zeigler,Ronald B.Cohen, “TUNABLE MICROWAVE ELECTROTHERMAL THRUSTER PERFORMANCE ON WATER”, AIAA-5150(2003)
- 11) 宮崎勝弘,早川幸男,北村正治,“14 cm キセノンイオンエンジンの推力測定試験”, 航空宇宙技術研究所報告 VOL.1282(1995)
- 12) 伊藤猛宏,山下宏幸,“工業熱力学(1)”,コロナ社(1988)

13)大宅将史,“RF スラスタのエネルギー収支に関する研究”,2006 年卒業論文(2007)