

目次

第1章	序論	1
1.1	背景	1
1.2	目的	4
第2章	原理	5
2.1	RF スラスタ	5
2.1	誘導結合プラズマ	5
2.2	推進原理	7
2.2.1	等エントロピー流れ	8
2.2.2	凍結流損失	9
2.3	エンタルピー変換効率	10
2.4	レーザー吸収分光法	11
2.5	ICOS(Integrated Cavity Output Spectroscopy)	15
2.5.1	光学キャビティ	15
2.5.2	ICOS	19
第3章	実験	22
3.1	実験概要	22
3.2	スラスタ	22
3.3	真空系	24
3.3.1	真空チャンバー	24
3.3.2	真空ポンプ	26
3.4	高周波伝送系	27
3.5	光学装置	29
3.5.1	半導体レーザー	31
3.5.2	エタロン	35
3.5.3	アイソレーター	35
第4章	実験結果	36
4.1	アルゴン吸収プロファイル	36
4.2	水吸収プロファイル	37
第5章	結論	39

第1章 序論

1.1 背景

天気予報やカーナビゲーションシステム、携帯電話等現在の我々の生活において欠かすことの出来ないものになっており、今後も更に宇宙の商業利用は活発化していくと考えられる。それに伴い、小型の商業用人工衛星に関する研究が進められている。

従来の大型衛星は重要なミッションを担うために失敗が許されず信頼性が重視されていた。そのため使用部品も宇宙環境に耐えうる高価な専用品でなければならず膨大な開発費用が高く、さらに耐久テスト等で開発期間も必要であった。特に衛星所有にかかる膨大な初期投資は企業の参入を難しくし、宇宙の商業利用の障害となっていた。

これに対して小型衛星は信頼性よりも低コスト・短期開発を目標としている。宇宙用部品に民生部品を流用することによって費用を抑え、また、先端技術を使用した部品を投入することも可能である。更に小型衛星はコンパクトで重量が軽いため一回打ち上げで複数の衛星を宇宙空間に輸送することができるという点でも有利である。このような衛星開発は宇宙ビジネスをさらに活性化し、我々の生活がより便利になるようなサービスが生まれることに繋がっていく。小型人工衛星の抱える問題とし、そのサイズの制約が挙げられる。省スペース化するために、多くは、モーメントムホイール⁽¹⁾や磁気トルカ⁽¹⁾、コールドガスジェット⁽¹⁾等の低性能のエンジンが搭載されているだけである。

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。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 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られる。

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。このため、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⁽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⁽¹⁾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図 2 に示す⁽²⁾。

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や惑星間航行用衛星に搭載される。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し推力を得るシステムである。RF スラスタは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という利点がある。さらに、ECR やヘリコンに必要な DC 磁界が不要であり、また、投入電力に対して推力が大きいことも特徴として挙げられる。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^{(3)・(4)}。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、本研究では推進剤にアルゴンやヒドラジン(N_2H_4)等ではなく水を用いる。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ため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く、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。三つ目にヒドラジンのように人体に有害でなく扱い易いことが挙げられる。



図 1 低軌道衛星 GOCE ©ESA

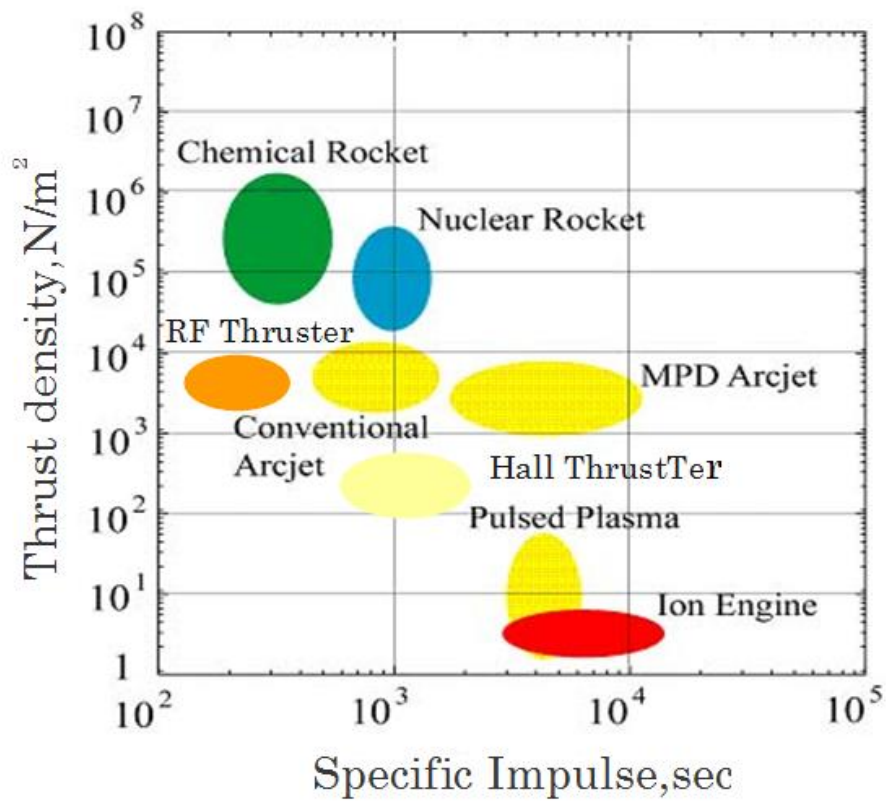


図 2 各種推進器の推力密度と比推力の関係

1.2 目的

我々の研究グループはこれまで水を推進剤とした高周波放電スラスタの研究、開発を行ってきたが、その推進効率は約 7%と低く実用化には程遠いものであった^{(5)・(6)}。スラスタ効率を改善するためにまず、スラスタのエネルギー収支を解明し損失の所在を明らかにする必要がある。現在までの研究によって、投入電力の大部分が熱損失となっている可能性が高いことが分かっているがその詳細は不明である。投入電力から運動エネルギーを取り出すまでに種々のプロセスがあるが、その中でも特にプラズマのエンタルピーを上昇させる際の効率が解明できれば損失の更なる細分化を行うことができる。本研究の目的は水プラズマのエンタルピー上昇を高精度で計測するため、レーザー吸収分光法を構築することである。

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、高速の排気ガスを噴射させて推力を得る装置である。このエンジンの概念図を図 3 に示す。主に以下の 2 つの領域により構成されている。

- ① 高周波を用いて推進剤を電離する
- 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。

Propellant gas

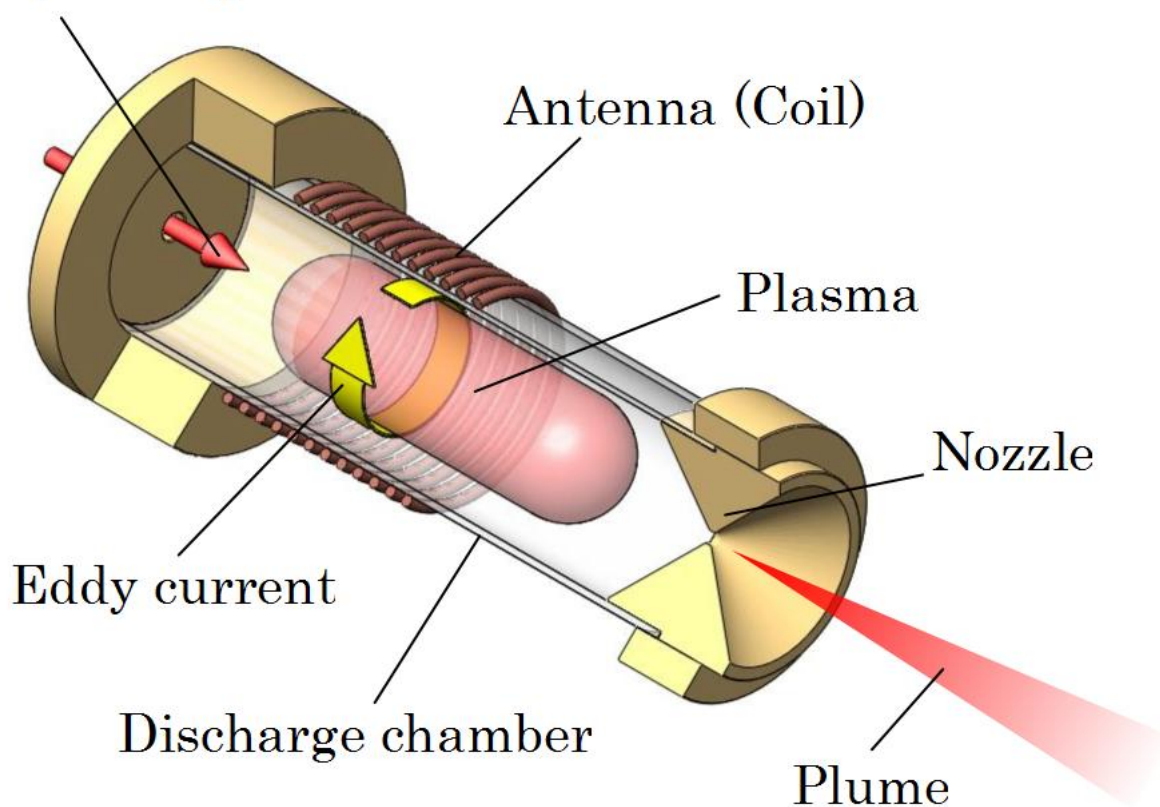


図 3 RF スラスタ概観図

2.1 誘導結合プラズマ

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。その原理と概念図を図 4 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、以下ようになる。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、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、推進剤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と呼ぶ。

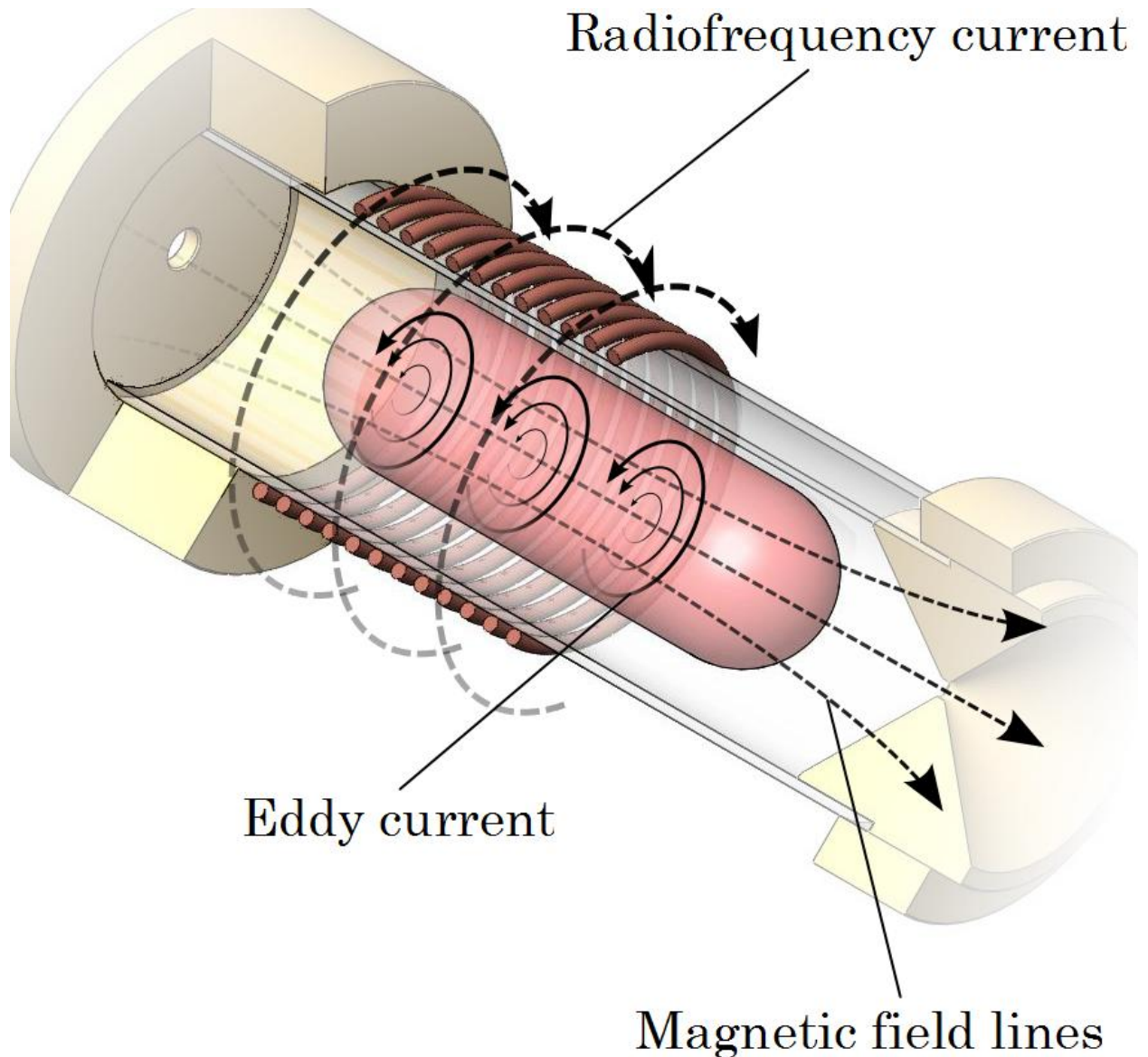


図 4 ICP 概念図

2.2 推進原理⁽⁵⁾

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。

2.2.1 等エントロピー流れ

\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、 $u_c^2/2 \ll h_c$ 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、

$$\frac{u_e^2}{2} = \int_{T_0}^T c_p(T') dT' \quad (2-7)$$

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。

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

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。

2.2.2 凍結流損失

式(2-8)で与えられる推力は、もっと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、気体はジュール加熱を受けると解離、電離するので、投入電力

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、電離エネルギーおよび回転、振動エネルギーも運動エネルギーに変換されることが望ましい。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、つまり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たまま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いう。

2.3 エンタルピー変換効率

エンタルピー変換効率とは、高周波電源からの投入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 を以下のように定義する。電子温度よりこのエンタルピー変換効率を求める。

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

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

$$\Delta H = \int_{T_0}^T c_p(T')dT' \quad (2-13)$$

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 [J/Kg]

P : 投入電力 [W]

\dot{m} : 質量流量 [Kg/s]

T : 絶対温度 [K]

c_p : 定圧比熱 [J/Kg·K]

である。これにより、変換効率が求まる。

2.4 レーザー吸収分光法⁽⁷⁾

量子力学によると、古典的なメカニズムによって得られる原子核のまわりの無限の電子軌道のうち、実際に使われるのは特定の軌道に限られる。電子のある二準位のエネルギー差と等しいエネルギーをもったレーザー光を当てた場合、レーザーは吸収され、その準位間で電子の遷移が起こる。その吸収は後に述べるいくつかの理由からレーザーのエネルギー、つまり波長によってある程度広がりをもったものとなる。周波数によってレーザーの吸収率が変化する様子から、吸収した準位原子の密度、並進温度、流速といった情報を得ることが出来る。

レーザー光を吸収する媒体を通過する光の強度 I の変化は以下の式で表せる。

$$dI = -I\sigma_{ij}\left(N_i - \frac{g_i}{g_j}N_j\right)dx \quad (2-14)$$

ここで、 i, j はそれぞれ、上位、下位のエネルギー準位を表しており、 N_i, N_j は数密度、 g_i, g_j は統計銃率、 σ_{ij} は吸収断面積を表す。それぞれ E_i, E_j のエネルギー準位をもつ数密度 N_i, N_j が放射場との相互作用によってあまり変化しないとき出来る場合、 N_i, N_j は一定とみなすことが出来る。そのとき吸収強度はレーザー強度に比例する。すなわち、Liner Absorption となる。上式を x で積分すると、以下のように Liner Absorption についての Beer の法則が得られる。

$$I(x) = I_0 e^{-kx} \quad (2-15)$$

$$k(\nu) = \frac{1}{L_{eff}} \ln\left(\frac{I}{I_0}\right) \quad (2-16)$$

$$k = \sigma_{ij}\left(N_i - \frac{g_i}{g_j}N_j\right) \quad (2-17)$$

ここで、 k は吸収係数、 L_{eff} は有効プラズマ長である。

レーザー強度変化が吸収と誘導放出からなるとすると、全体での吸収は、以下の式で表すことができる。

$$k_\nu d\nu = \frac{h\nu}{c}(B_{ij}dN_i - B_{ji}dN_j) \quad (2-18)$$

ここで、 B_{ij}, B_{ji} はアインシュタインの B 係数であり、A 係数と以下の関係を満たしている。

$$\begin{aligned}
A_{ji} &= \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{g_i}{g_j} B_{ij} \\
&= \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{ji}
\end{aligned}
\tag{2-19}$$

(2-18)を積分し、積分吸収係数 K についての以下の式が得られる。

$$\begin{aligned}
K &\equiv \int_{-\infty}^{+\infty} k_\nu d\nu \\
&= \frac{c^2}{8\pi\nu^2} \frac{g_j}{g_i} A_{ji} N_i \left(1 - \frac{g_i}{g_j} \frac{N_j}{N_i} \right)
\end{aligned}
\tag{2-20}$$

N_i と N_j との間でボルツマン平衡が成立しているとすれば、以下が成り立つ。

$$N_j = \frac{g_j}{g_i} N_i \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right)
\tag{2-21}$$

但し、 E_{ij} は i 、 j 準位間のエネルギー差であり、 k はボルツマン定数、 T_e は電子励起温度を表す。(2-21)を(2-20)に代入すると

$$K = \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{g_j}{g_i} A_{ji} N_i \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{kT_e}\right) \right\}
\tag{2-22}$$

となる。これまでの研究⁽⁵⁾⁽⁶⁾から電子励起温度は約 2000~6000 K 程度であり、(2-22)の右辺第二項は無視できるほど小さいと概算でき、積分吸収係数は

$$K = \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{g_j}{g_i} A_{ji} N_i
\tag{2-23}$$

で与えられる。また上式を下順位の数密度について解けば

$$N_i = \frac{8\pi}{\lambda^2} \frac{g_i}{g_j} \frac{K}{A_{ji}}
\tag{2-24}$$

が得られる。

測定対象となる原子は特定の単一波長のみを吸収するはずである。しかし、実際の吸収プロファイルには原子の熱運動や励起の寿命、中性粒子・電子との衝突などにより広がりが生じる。これらの広がりは一広がりと呼ばれるローレンツ型の広がりと不均一広がりと呼ばれるガウス型の広がり分類できる。

種々ある広がりのうち、まず、本研究において一番支配的であったドップラー広がりについて説明する。図 5 のような熱運動する原子がレーザー光を吸収する過程を考える。光源の周波数を f_0 、原子の運動速度を v 、光速を c とすれば、運動中の原子から見たレーザー光の周波数 f は

$$f = f_0 \frac{c + \nu}{c} \quad (2-25)$$

となる。原子に吸収されるレーザー光は原子の運動速度によって異なり、熱運動に起因する分布を持つことになる。絶対温度 T の気体中に速度 ν で運動する粒子の存在確立はマクスウェル分布に従い、

$$p(\nu) = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m\nu^2}{2kT} \right) \quad (2-26)$$

である。但し m は粒子の質量、 k はボルツマン定数を表す。この分布はガウス形関数であり、計測によって得られた吸収プロファイルがこれと相似形と見なすことが出来ればプラズマ中の原子の温度を算出することが出来る。上式をさらに変形しレーザーの振動数 ν の関数と書き直すと

$$g(\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} \exp\left\{ -\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D} \right)^2 \right\} \quad (2-27)$$

となる。ここで $\Delta\nu_D$ は半値全幅であり、並進温度 T との関係は以下のようになる。

$$\Delta\nu_D = \frac{2\nu_0 \sqrt{\ln 2}}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (2-28)$$

$$T = \frac{m\lambda_0^2 \Delta\nu_D^2}{8 \ln 2} \quad (2-29)$$

次に、ローレンツ型の広がりについて説明する。ローレンツ型の広がりには、自然広がり、衝突広がり、シュタルク広がり、Power広がり、Transit-time広がりがある。

自然広がりとは原子が準位間遷移する際に有限の時間がかかることによって生じる広がりである。ハイゼンベルグの不確定原理によると、準位間エネルギー差と遷移時間には以下の関係がある。

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar \quad (2-30)$$

励起準位の寿命が $\Delta t = 1/A$ であることを考慮すると、周波数 $\Delta\nu_N$ の不確定性は次のように表せる。

$$\begin{aligned} \Delta\nu_N &= \frac{\Delta E}{h} \\ &= \frac{A}{2\pi} \end{aligned} \quad (2-31)$$

衝突広がりとは原子が雰囲気ガスとの衝突によって原子状態が乱されることが原因で生じるスペクトル線の広がりである。このとき、衝突には二種類のもので考えられる。一つは衝突誘起遷移であり、もう一つは位相変化衝突である。前者は原子準位間のエネルギー差が衝突する原子の持つ運動エネルギーと比べてそれほど大きくないとき衝突により原子間の遷移が誘発されることによって生じる。後者は原子の波動関数の位相が衝突によって変化することによって生じる。このプロファイルはローレンツ広がりとなり、この広がり半値全幅 $\Delta\nu_c$ は以下のように表される。

$$\Delta\nu_c = (C_1 + C_2 + 2C_{12})P \quad (2-32)$$

ここでは圧力であり、 C_1 、 C_2 は衝突誘起遷移に関するパラメータ、 C_{12} は位相変化衝突に関連するパラメータである。これらの3つのパラメータの値は実験的に原子（又は分子）の種類と温度によって1から30 MHz/torrの範囲にあることが分かっている。

シュタルク広がりとは外部電場の影響によって縮退が解けることによって生じる広がりである。シュタルク広がり半値全幅 $\Delta\nu_s$ は以下の式で表すことができる。

$$\Delta\nu_s = 1.0 \times \left\{ 1 + 1.75 \times 10^{-4} n_e^{1/4} \alpha \left(1 - 0.068 n_e^{1/6} T_e^{-1/2} \right) n_e w \cdot 10^5 \right\} \quad (2-33)$$

ここで、 w は電子衝突係数、 α はイオン広がり係数、 n_e は電子密度、 T_e は電子温度を表す。

Power広がりとはレーザーの強度が強くなる時、上述した線形性が適用できなくなり、線幅が広がることから生じる広がりである。これはローレンツ型であり、半値全幅 $\Delta\nu_p$ は次式により表せる。

$$\Delta\nu_p = \frac{1}{\pi} \sqrt{\gamma^2 + |x|^2} \quad (2-34)$$

ここで、 γ は衝突周波数、 $|x|$ はRabi周波数である。

Transit-time 広がりとはレーザー光を粒子が通過することによって生じる広がりである。このプロファイルはローレンツ型であり、半値全幅 $\Delta\nu_T$ は次の式で表すことができる。

$$\Delta\nu_T = \frac{v}{2\pi a} \quad (2-35)$$

ここで v は原子の速度であり、 a はレーザーのビーム直径である。⁽⁷⁾

本研究では、吸収プロファイルをフィッティングする際、ガウス型とローレンツ型の畳み込みである Voigt 関数でフィッティングを行った。

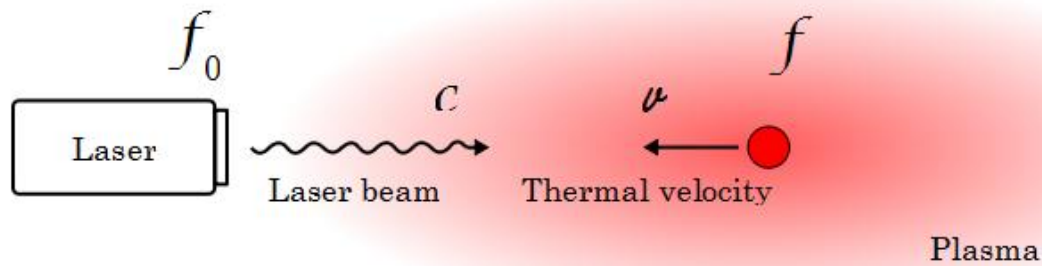


図 5 ドップラー広がり概念図

2.5 ICOS(Integrated Cavity Output Spectroscopy)

2.5.1 光学キャビティ

レーザーの光路上に 2 枚のミラーを設置したものをキャビティ⁽⁸⁾と呼ぶ。キャビティにレーザーを入射すると、大部分は反射してミラー同士の間を往復し、残りの一部はミラーを透過し漏れ出す。反射を繰り返すたびに数%づつ漏れ出し減衰して、最終的には全て透過する。反射率の高いミラーでは一回の反射で漏れ出す光はほんのわずかであるが、光速でキャビティ内を往復するため、実際は一瞬で減衰する。もし光の波長がキャビティ往復分の光路長の、整数分の一であれば透過光は干渉し互いに強め合い、そうでなければ打ち消し合う。

光学キャビティはレーザーの光路によって図 6 のような on-axis キャビティと off-axis キャビティに分別できる。on-axis キャビティはキャビティの軸上にレーザー光を通過させ、常に一本の光路上を往復する。これに対し off-axis キャビティは入射角を付けたレーザーを入射し曲率を持つミラーで反射するため、光はキャビティ内のあらゆる光路を往復する。

本研究では off-axis を用いる。Off-axis キャビティの設計について説明する。キャビティは 2 枚のミラーの形状、配置によって構成させるが、感度の高い測定を行うためにはキャビティ内でのレーザー光のロスを押さえ、効率よく機能するように設計する必要がある。ロスの原因はレーザー光とキャビティの軸の角度が適切でないとき生じる。これを改善するには以下の 2 つの点を考慮する。

- キャビティ内を往復するレーザー光線は、最低でも 20~50 パス程度は、キャビティ壁に触れずに両端のミラー間を通過するよう幾何光学理論に基づいて設計する必要

がある。

- 屈折による大幅なロスを避けるため、二枚目のミラーに入射するレーザー光線の屈折パターンが、一枚目のミラーのパターンと同じになるように配置する必要がある。これはフレネル係数⁽¹⁰⁾ F が

$$F = \frac{a^2}{\lambda L} \geq 1 \quad (2-36)$$

を満たすことが条件となる。ここで a はミラー開口半径、 λ は波長、 L はミラー間距離である。

一般的には以下のようにキャビティのパラメータを選択する。

図 7 のようにそれぞれ曲率半径 R_1 、 R_2 を持つミラー1、ミラー2 が距離 L を隔てて置かれている。キャビティの内側が反射面で凹面加工が施されている。ミラー1 からレーザー光が入射してきたときのことを考える。単一横モードのレーザーにおいて、進行方向と垂直な面での強度分布は中心から半径方向にむかって減衰する形をとる。この強度が中心の強度の $1/e$ になる点と中心との距離をスポット半径といい、 w で表記する。ミラー1 に入射したレーザーのスポット w_1 半径は

$$w_1^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi} \right) \left(\frac{R_1^2 L}{R_1 + R_2 - L} \right) \left(\frac{R_2 - L}{R_1 - L} \right) \quad (2-37)$$

で与えられる。また、ミラー2 でのスポット半径 w_2 おいても上式の対称形の関係が成り立つ。焦点共有型のキャビティを設計する場合は(2-37)が $R_1=R_2=L$ の条件より

$$w_1 = w_2 = \left(\frac{\lambda L}{\pi} \right)^{1/2} \quad (2-38)$$

と書き直せる。

ビームのくびれ部の直径 w_0 は

$$w_0^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \left\{ \frac{L(R_1 - L)(R_2 - L)(R_1 + R_2 - L)}{(R_1 + R_2 - 2L)^2} \right\} \quad (2-39)$$

で与えられる。ここで $w_0^4 \geq 0$ である。そのため

$$(R_1 - L)(R_2 - L)(R_1 + R_2 - L) \geq 0$$

が成立しなければならない。この条件を満たさないキャビティでは入射したビームは反射を繰り返すうち次第に軸から遠ざかり、大きな屈折損失が生じ始め、不安定になる。また、凹面レンズを使用したキャビティの安定条件は 2 つのミラーの曲率半径の中心が (a)両方ともキャビティ内にある、(b)両方ともキャビティ外にある、(c)一点で重なる、ことである⁽⁹⁾ (図 8 参照)。これを考慮し一般的には

$$0 \leq \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \leq 1 \quad (2-40)$$

を満たすように設計される。また、(2-40)を図的に表現したのが図 9 である⁽⁹⁾。但し、図中の g_1, g_2 は以下で与えられる。

$$g_1 = 1 - \frac{L}{R_1} \quad (2-41)$$

$$g_2 = 1 - \frac{L}{R_2}$$

キャビティの状態が暗色で塗られた範囲内に入ることが安定条件となる。本研究では研究体系におけるキャビティのパラメータは図中の P 点である。

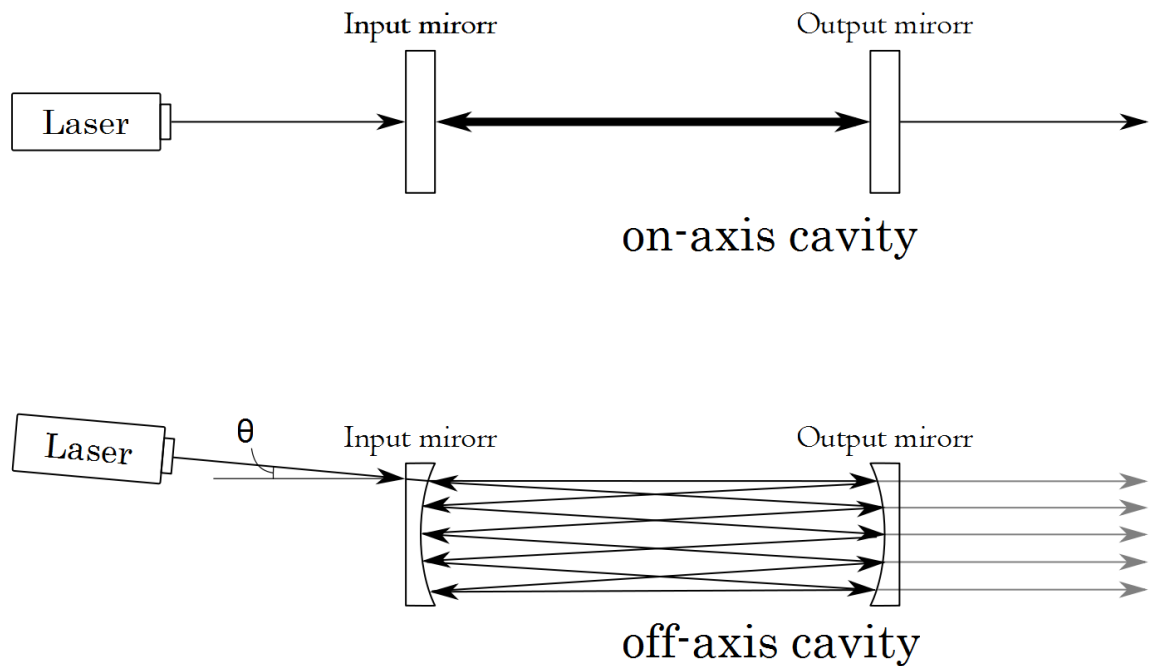


図 6 光学キャビティ概念図

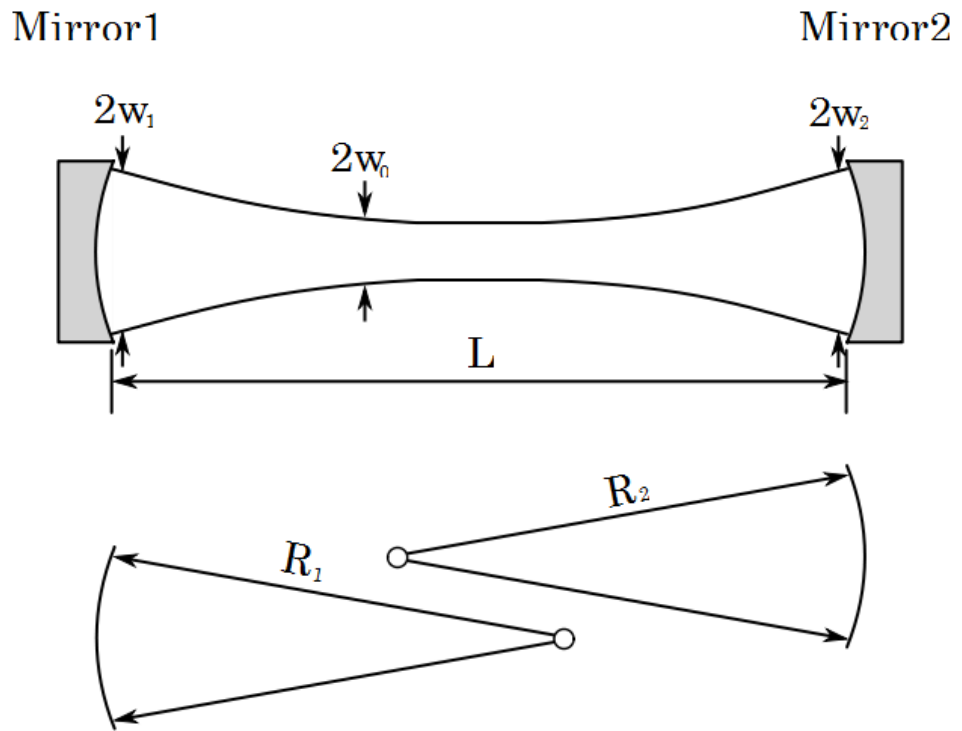


図 7 キャビティ設計概念図

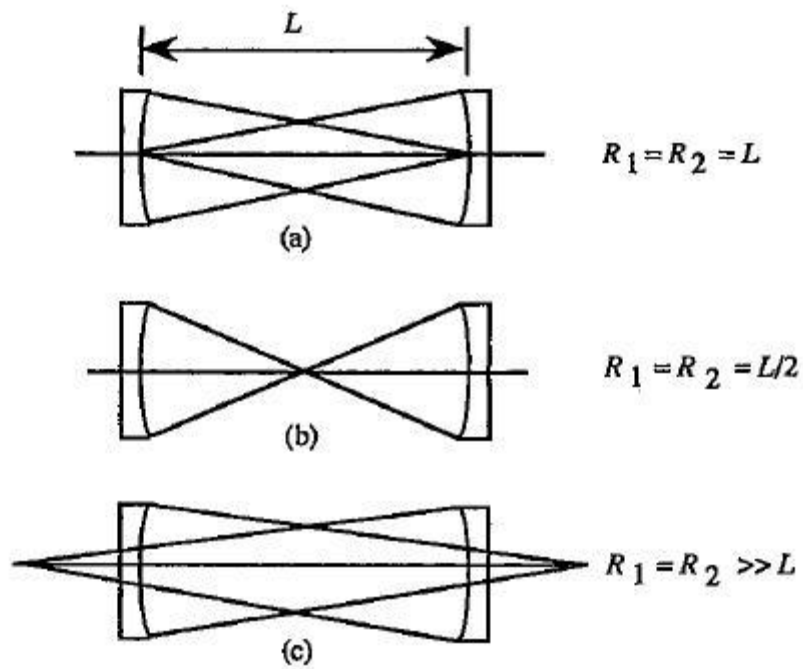


図 8 キャビティ安定条件概念図⁽⁹⁾

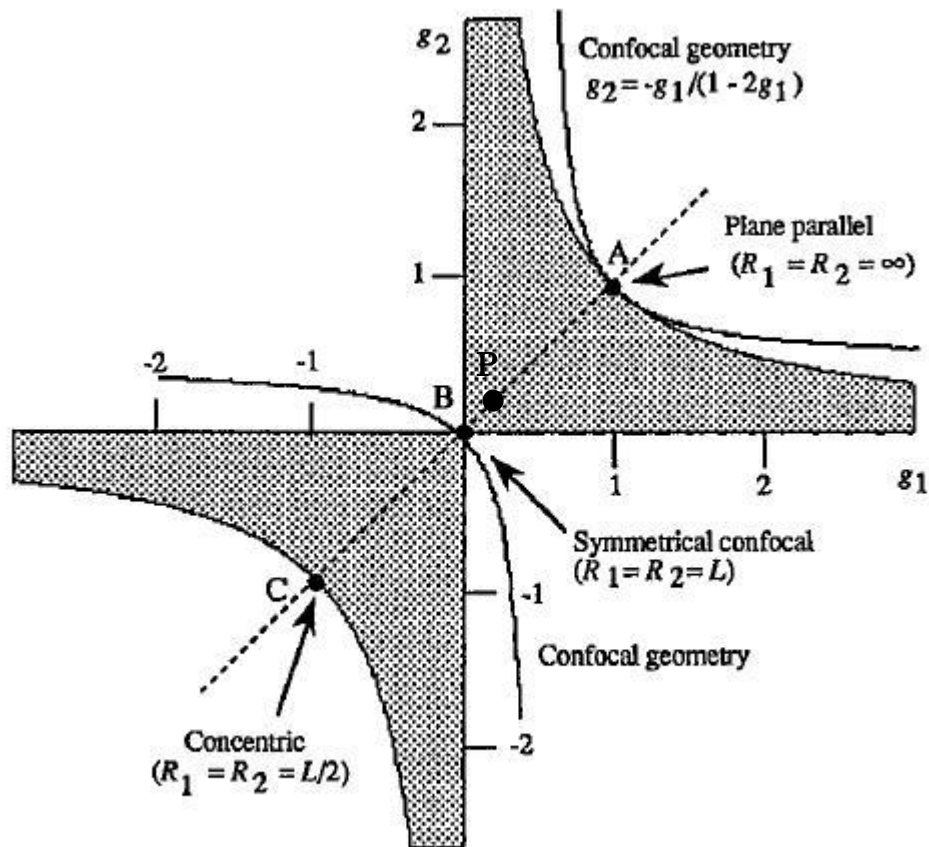


図 9 キャビティ安定設計図式⁽⁹⁾

2.5.2 ICOS

レーザー吸収分光法において測定感度はプラズマ中を通過するレーザーの光路長に依存するため、微量な吸収を高精度で測定するにはレーザー光路長を伸ばし吸収量を増やし S/N 比を上げることが有効である。ICOS(Integrated Cavity Output Spectroscopy) は off-axis キャビティ中にプラズマを生成し、レーザーを何度も往復させることで光路長を大幅に伸ばした高感度の吸収分光法である⁽¹¹⁾⁻⁽¹³⁾。

ICOS は、キャビティから漏れ出した無数のレーザー光の統合によって吸収プロファイルを得て、従来の吸収分光法と同様にプラズマを診断する。

測定された吸収は、全ての漏れ光を統合しているため、たとえ一つ一つの透過光における吸収量が微小であっても非常に大きくなる。

キャビティに入射したレーザー光の強度とキャビティ通過後レーザー光の強度積分値には以下の関係を持つ。

$$I = I_0 \exp(-kd_{icos}) \\ = \frac{R_{eff} \{1 - \exp(-kd_0)\}}{1 - R_{eff} \exp(-kd_0)} \quad (2-42)$$

但し I は透過したレーザーの強度、 I_0 は入射前のレーザーの強度、 k は吸収係数、 d_0 はプラズマの長さ、有効プラズマ長 d_{icos} は全てのパスで通過したプラズマ中の光路の積分値、 R_{eff} は有効反射率である。

ワンパス当たりの吸収量 kd_0 が 1 より十分小さければ、プラズマ通過回数は

$$\frac{d_{icos}}{d_0} \approx \frac{R_{eff}}{1 - R_{eff}} \quad (2-43)$$

と概算できる。(2-42)、(2-43)から吸収プロファイが得られる。

$$k(\nu) = \frac{1}{d_{icos}} \ln\left(\frac{I_0}{I}\right) \\ \approx \frac{1 - R_{eff}}{R_{eff} d_0} \ln\left(\frac{I_0}{I}\right) \quad (2-44)$$

また、(2-24)、(2-43)から測定する原子の下順位の数密度 N_i は

$$N_i = \frac{8\pi}{\lambda^2} \frac{g_i}{g_j} \frac{\int k(\nu) d\nu}{A_{ji}} \left(\frac{1}{d_{icos}} \right) \\ = \frac{8\pi}{\lambda^2} \frac{g_i}{g_j} \frac{\int k(\nu) d\nu}{A_{ji}} \left(\frac{1 - R_{eff}}{R_{eff} d_0} \right)$$

で得られる。

従来の吸収分光法ではレーザーを変調させつつプラズマに入射し、吸収の周波数特性を得る。しかし光学キャビティに同様にレーザーを入射すると、波長がキャビティ長の整数分の一になったときのみ干渉し観測され、一定間隔置きに立ち上がる針状の信号を含むプロファイルを得ることになる(図 10-a)。干渉の条件は、キャビティ長を L 、観測される光の波長を λ_i 、周波数を f_i とすれば

$$\lambda_i = \frac{2L}{n} \quad (2-45)$$

$$f_i = c \frac{n}{2L} \quad (2-46)$$

である。但し n は任意の整数、 c は光速である。また、観測される光の周波数差 Δf を FSR(Free Spectral Rang)といい、

$$\Delta f = f_{i+1} - f_i = \frac{c}{2L} \quad (2-47)$$

で求めることができる。これはキャビティの長さによって決定される値である。

関数フィッティングできるようなプロファイルを得るためには、入射レーザーの変調に重ね、FSRの数倍程度の範囲で高速な変調を加える必要がある。入射したレーザーは変調範囲内のそれぞれの共振周波数で干渉を生じ、中心波長付近の平均的な漏れ光の強度を観測することが出来る(図 10-b)。

ICOSで観測するのは特定の波長による吸収ではなく、特定波長付近の平均的な吸収である。そのため、CEAS等のon-axis型の計測法に比べて周波数分解能は劣るが、正確アライメントを要求されず、簡易に精密な計測が行えるという利点がある。

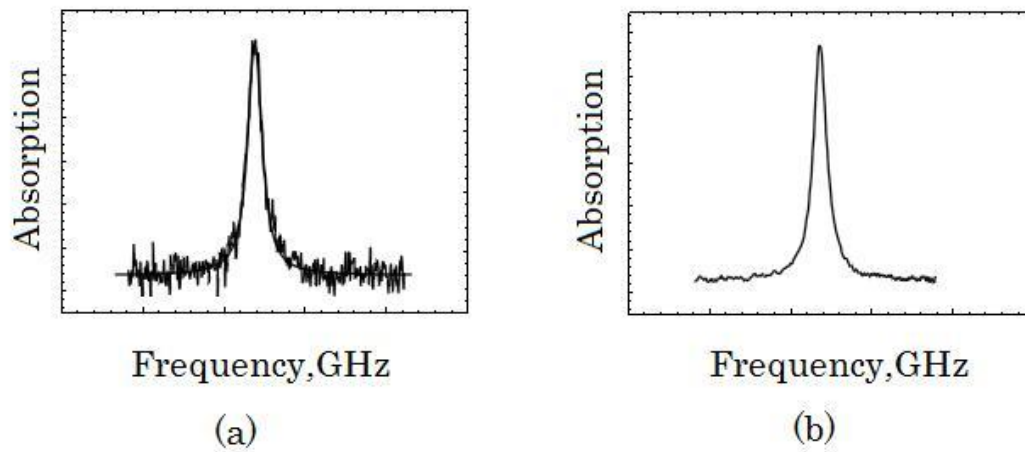


図 10 吸収プロファイル概観⁽¹¹⁾

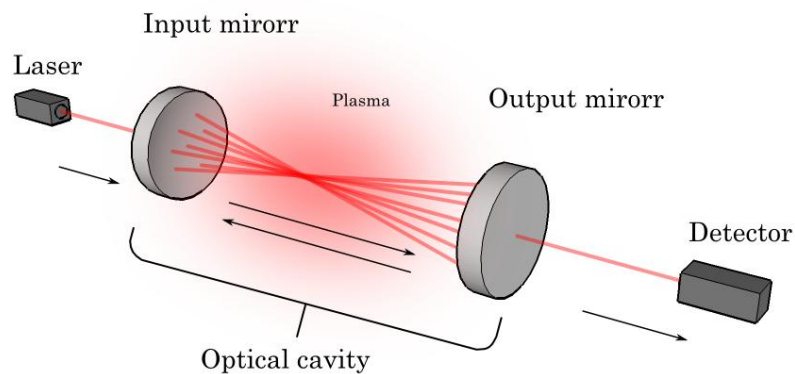


図 11 ICOS 概念図

第3章 実験

3.1 実験概要

本研究の目的は水プラズマを計測することである。しかし、水は常温で液体であるため、推進剤として放電室に投入する際に気化させる必要があり、流量の制御が容易ではない。ICPを生成するには流量の適正な制御が不可欠なので、計測するプラズマを安定的に維持するための障害となる。そこで、水プラズマ計測の前段階としてまず生成が簡単なアルゴンプラズマを計測し、次にアルゴンに水素を5%混合したアルゴン水素をプラズマ化してその中の水素原子を計測、そして最後に水プラズマ中の水素原子を測定するという流れをとった。

3.2 スラスタ

RF スラスタは放電管、タンク、バルブ、熱交換器、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、内径 15 mm、長さ 110 mm の石英管(耐熱温度 1000 K)を使用している。図 12 に RF スラスタの概観を示す。

アンテナは径 1 mm、22 巻の銅線を用いた。放電管に巻きつけるよう円筒型のアンテナを作成した。このアンテナから高周波電力を投入しプラズマを生成する。

水の流量は、ソレノイドバルブの開閉と、推進剤タンク巻いたヒーターの温度を変化、さらにニードルバルブの開閉で調整した。推進剤投入機構としては、ヒーターによりタンクの水を気化させた状態で放電管へ投入する。タンクの形状は水が液体のまま放電管に流入しないようサイフォン型を採用した。図 13 にタンク外観の写真を示す。

放電管内に投入するアルゴンガス・アルゴン水素ガスの流量制御には堀場エステック社製のマスフローコントローラ(SEC-4400)を使用した。ピエゾ式コントロールバルブ型であり、印加電圧を変化させることで流量を制御する。制御範囲 40 - 200 sccm、流量制御精度 ± 2 sccm である。図 14 にコントローラ外観の写真を示す。

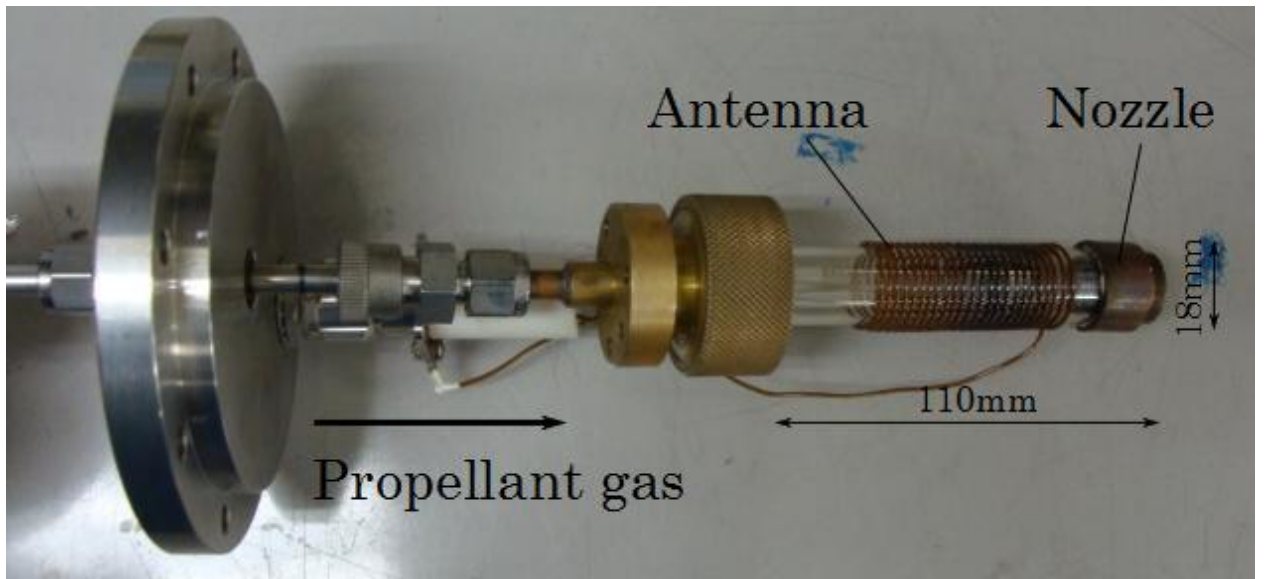


図 12 RF スラスタ概観写真

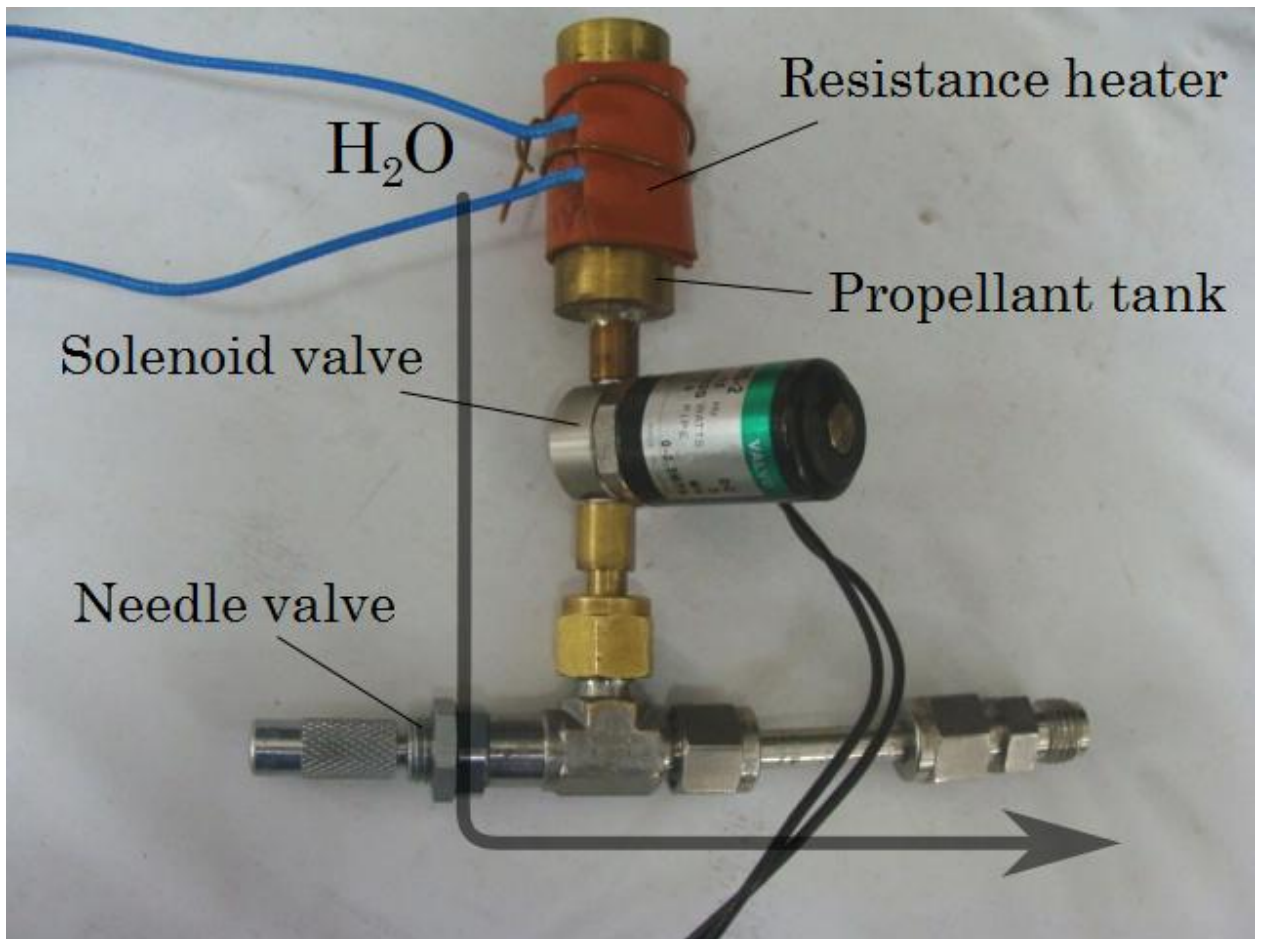


図 13 水流量制御用タンク写真



図 14 マスフローコントローラ写真

3.3 真空系

3.3.1 真空チャンバー

小型の真空チャンバーに放電管を直接接続し、真空状態にした。今回の実験での真空引き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、 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。実験装置外観を図 15 に、取り付け放電管の写真図 16 を示す。

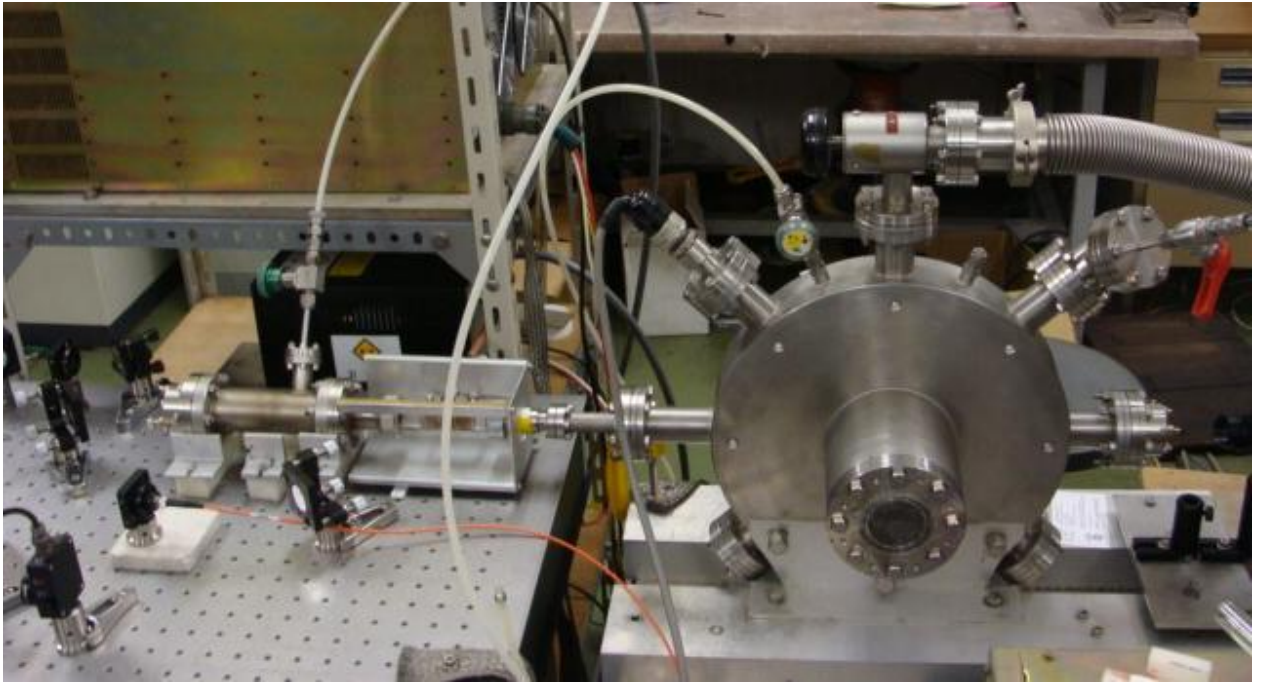


图 15 真空系装置概観

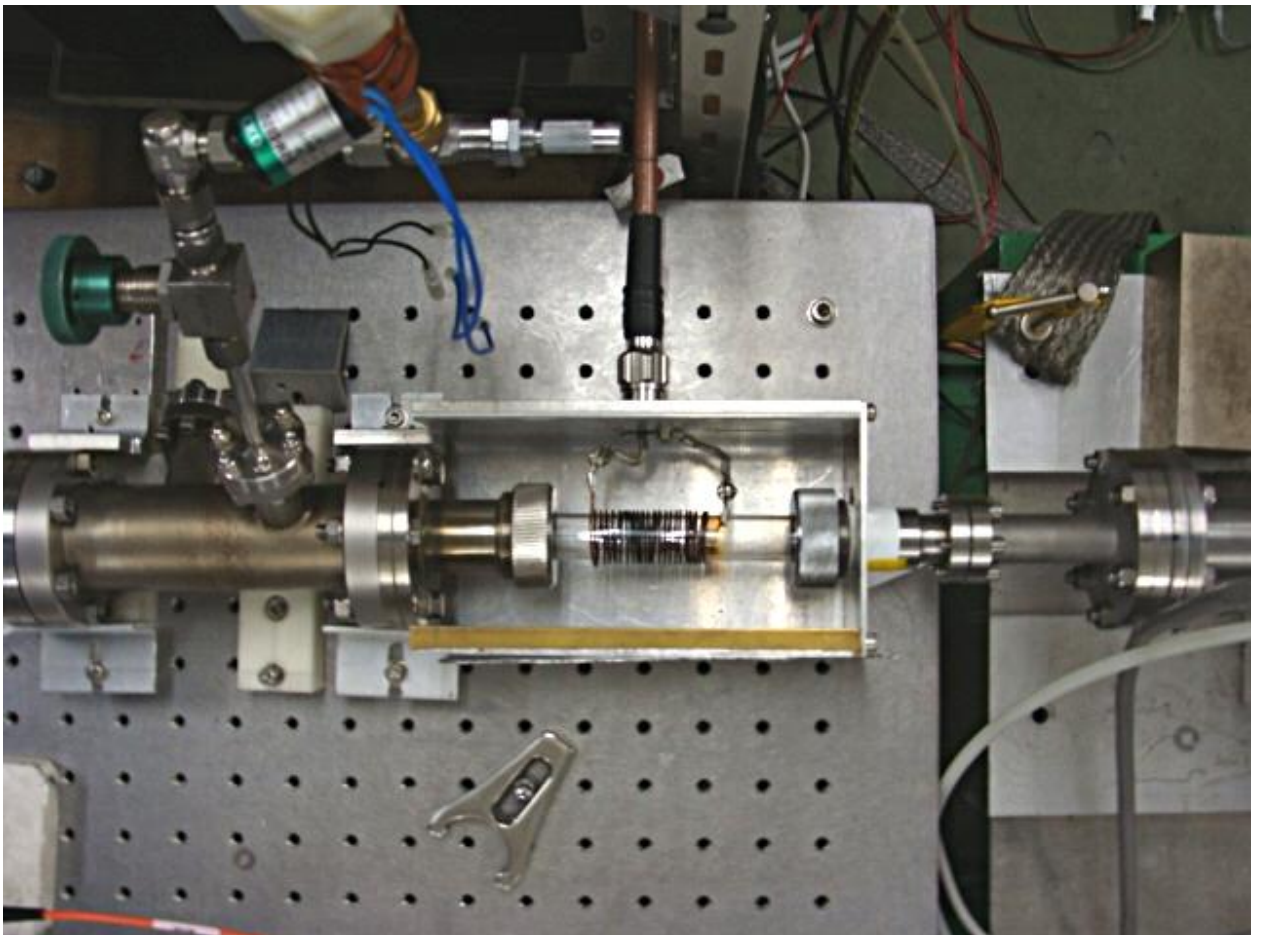


图 16 放電管写真

3.3.2 真空ポンプ

真空を引くため、ロータリーポンプとメカニカルブースターを併用して使った。

ロータリーポンプは、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ーの粗挽きや、背圧を維持するための補助ポンプとして使われる。

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。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(1 Pa~1000 Pa)でガス負荷の大きな雰囲気形成に主に使用される。

本研究ではロータリーポンプに Edwards 社製の E2M40 (実行排気速度 733 L/min、到達圧力 10^{-1} Pa) をメカニカルブースターポンプには同社製の EH250 (設計排気速度 375 m³/h) を使用した。設置したポンプの写真を図 17 に示す。下側(大気側)がロータリーポンプ、上側(チャンバー側)がメカニカルブースターでポンプである。



図 17 ロータリーポンプ(下)とメカニカルブースターポンプ(上)写真

3.4 高周波伝送系

本研究で用いた周波数帯は 3 MHz である。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。回路は特性インピーダンス $50 \ \Omega$ として動作する。スラスタ内のアンテナ形状やスラスタ点火時の誘導結合プラズマによって生じる整合のズレについては、高周波電源とアンテナ間に設けたマッチングボックス内のダイヤル式可変コンデンサーにて補正する。マッチングボックス外観写真を図 19 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、 C_1 が $10 \sim 1000 \text{ pF}$ 、 C_2 が $100 \sim 1000 \text{ pF}$ である。整合回路・スラスタの等価回路を含む高周波伝送系全体の概略図を図 18 に、インピーダンス整合器の写真を図 19 に示す。

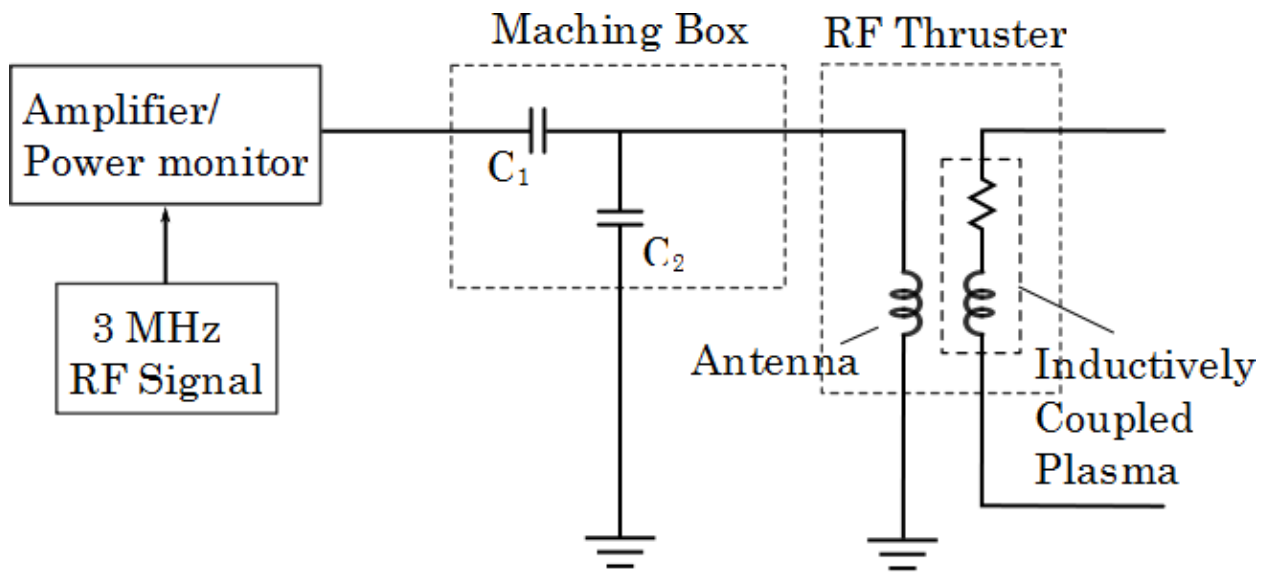


図 18 高周波伝送系概略図

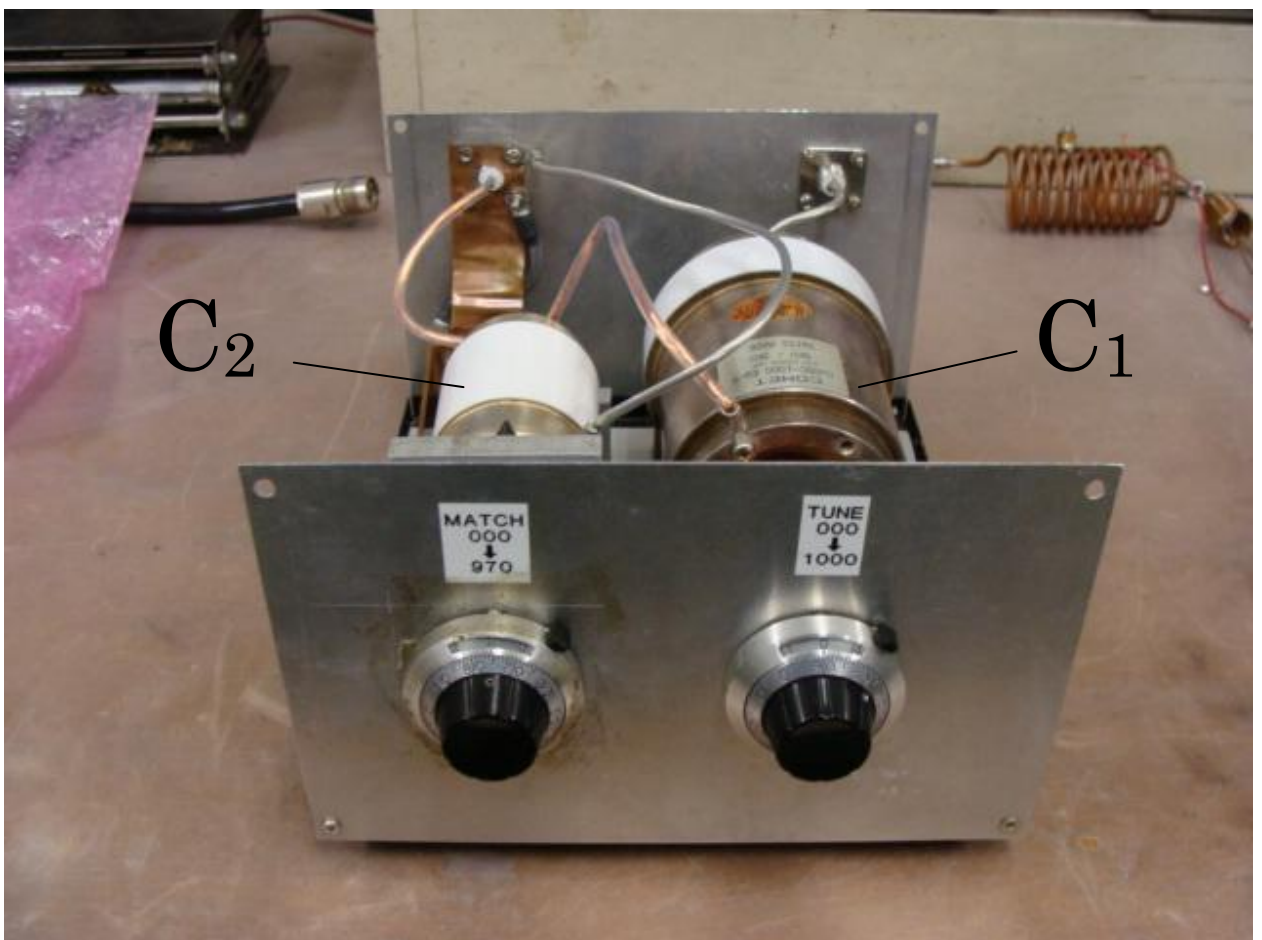


図 19 インピーダンス整合器

3.5 光学装置

レーザー吸収分光法で用いた光学装置の概要を図 20 に、ICOS で用いた光学装置の概観を図 21 に示す。吸収プロファイル、つまり入射レーザーの周波数と吸収量の関係を得るためには、レーザーの波長を変化させながら発振させた。波長の変化については次項で述べる。

レーザーはビームスプリッターを用いて 3 つに分けられ、1 つ目は、エタロンに投入し、相対周波数の算出に用いた。2 つ目は、分光器へ投入され、3 つ目は RF プラズマを通過してフォトディテクタによって検出される。プラズマ発光や実験室内の照明等の外乱はバンドパスフィルタを用いてカットした。全てのシグナルは PC ベース計測器 (WE7000/Yokogawa Co.) を用いて保存した。

ICOS で用いた光学キャビティは真空チャンバーの両端に 2 枚の高反射ミラー (OptiSource/反射率 0.9993, 中心波長 660 nm, 曲率半径 1 m) を取り付けて形成した。キャビティ長は 822 mm であり、FSR は 182.9 MHz である。

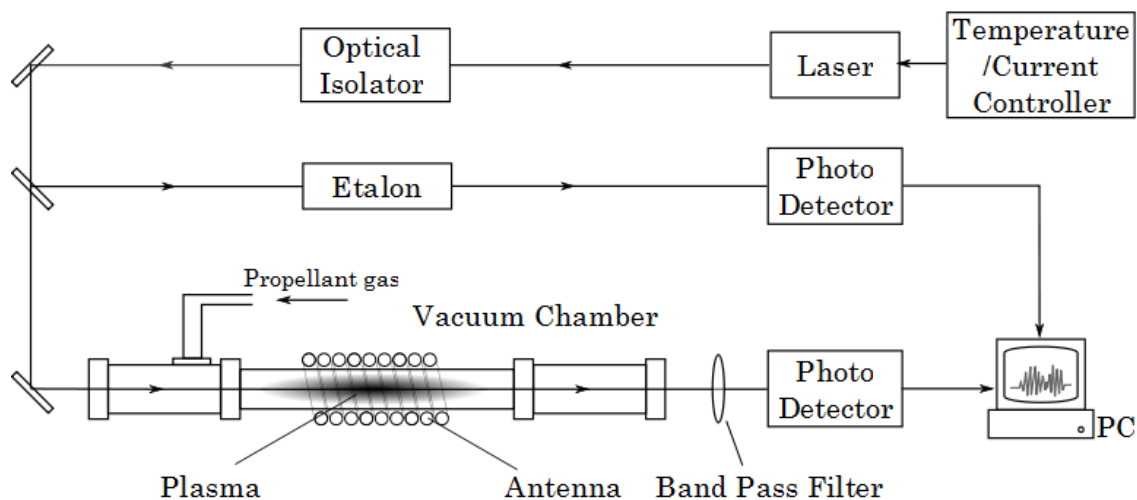


図 20 吸収分光法実験装置概観

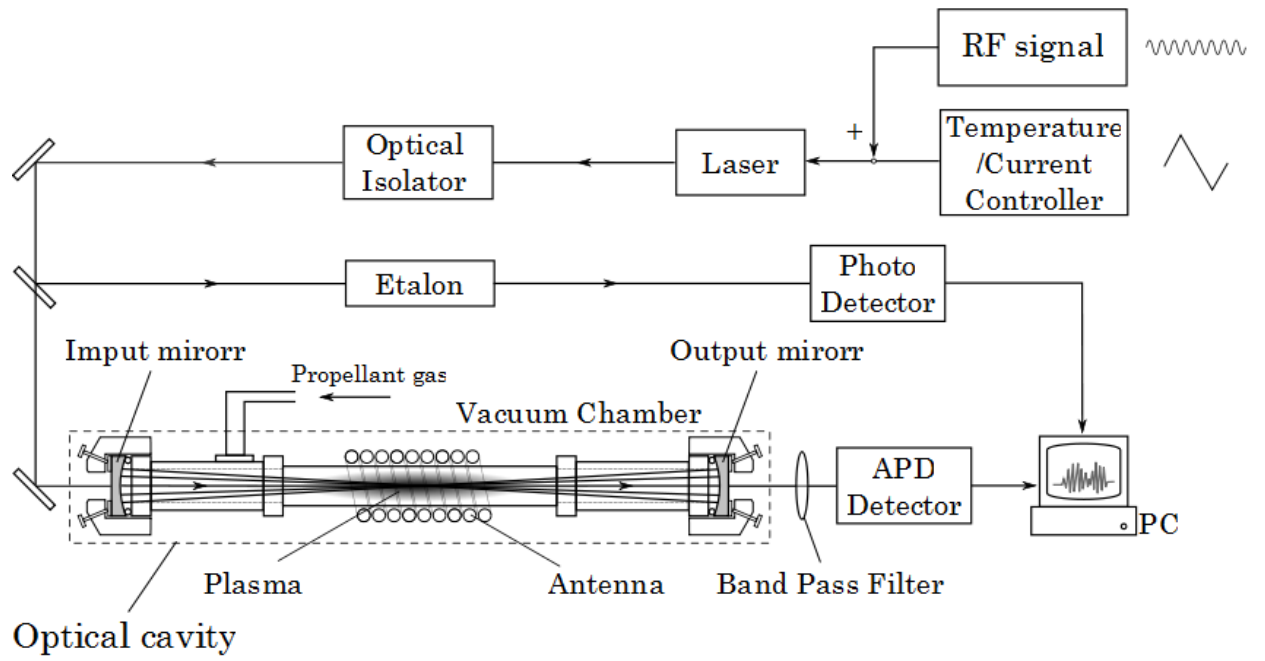


图 21 ICOS 实验装置概観

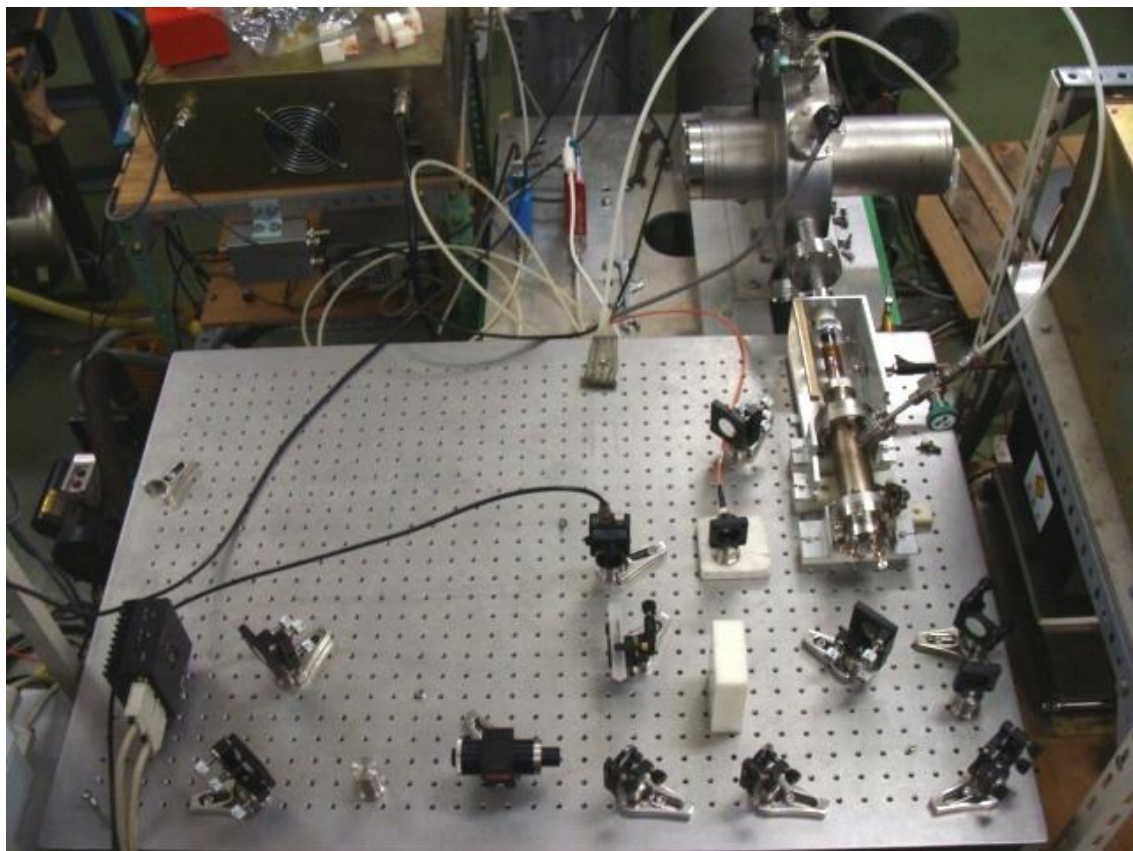


图 22 光学系概観

3.5.1 半導体レーザー

可変波長レーザー発振器として半導体レーザーを用いた。半導体レーザーには

- 電流を流すだけ発振するため、使用が簡便である。
- 発光効率が良い。
- 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。
- 単色性や干渉性が他のレーザーに劣る等の短所が挙げられる。

等の特徴がある⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾。

半導体レーザーはダイオードに電圧を印加しレーザー光を発振させるが、そのレーザーダイオードの選定について説明する。まず、本実験で使用するレーザー光は波長の線幅が細くなければならない。さらに強度の空間分布も一様である必要がある。よってたてシングルモード・横シングルモードを採用する。使用するダイオードの条件として、発振する光が測定対象原子に吸収されるものなければならない。吸収分光法は原子そのものを測定するのではなく原子の遷移を測定するが、高感度の計測を行うにはプラズマ中でその遷移がどの程度行われているかの情報を知り、吸収が起きやすい波長のレーザーダイオードを選択する必要がある。そのため、分光器によりプラズマ中の発光スペクトルを計測した。これは吸収と逆過程の遷移である蛍光がプラズマ中でどの程度行われているかを調べるものである。

図 23 はアルゴンプラズマの発光スペクトルである。826.5 nm のラインが確認できる。発光の量は他のラインよりも少ないが、このラインは準安定準位への遷移であるため、遷移先の順位にあるアルゴン原子のプラズマ中の数密度は高いと考えられる。この遷移を測定対象とし、発振波長帯が適当である日本オプネクスト株式会社製の HL8325G (中心波長 830nm) を使用した。この遷移の詳細を表 1 に示す。

図 24 は水プラズマのスペクトルである。本来水プラズマ中には H、O、OH 等の原子・分子が存在するが、今回の実験体系で生成するプラズマ中には H の発光スペクトルである 656.3 nm のラインしか確認できなかった。そのため、この付近の発振波長帯を持つレーザーダイオードとして日本オプネクスト株式会社製の HL6512MG (中心波長 658 nm) を採用した。このラインについての詳細を表 1 に示す。分光器の分解能は 0.5 nm であるため図 24 の発光プロファイルは一本のラインに見えるが、実際は表 1 のように 7 本のスペクトルが含まれている。

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.)にレーザー電流/温度制御コントローラ(LDC205C/Thorlab, TED200C/Thorlab inc.)から信号を入力することで発振させる。吸収プロファイルをえるためには、吸収波長付近で

レーザーの波長を時間的に変化させながら発振させる必要がある。これを実現するため、まず温度制御により大まかに目標の波長付近まで持って行き、その状態で電流を時間変化させ目的の波長範囲内で振りながら計測を行った。このときの電流制御はレーザー電流制御コントローラを更に外部から PC ベース計測器(WE7000/Yokogawa Co.)にて行った。本研究ではこのシステムで掃引周波数 0.5 Hz、振幅 30 GHz で変調しながら入射させ吸収プロファイルを得た。但し、ICOS においては電流制御コントローラからの信号に加え、PC ベース計測器より周波数 1MHz の高周波を上乗せした信号をマウントに送り、レーザーの波長を約 0.7 pm の振幅で高速変調しながら発振させた。

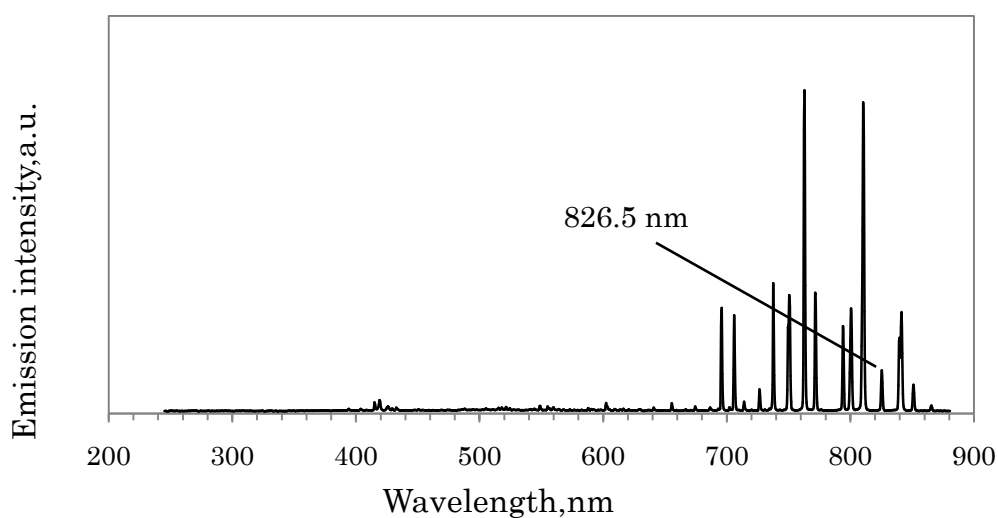


図 23 Ar プラズマ発光強度分布

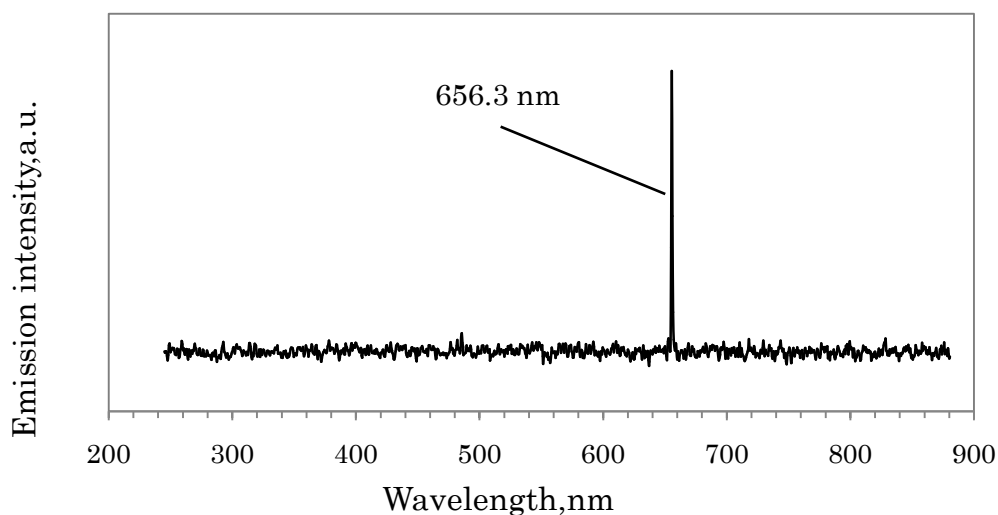


図 24 水プラズマ発光強度分布

表 1 各原子ターゲットスペクトルの遷移データ

元素	波長 λ [nm]	A 係数 [s^{-1}]	統計重率 $g_i - g_k$	遷移準位
Ar	826.4522	1.53e+07	3 - 3	$3s^23p^5(^2P_{1/2})4s - 3s^23p^5(^2P_{1/2})4p$
H	656.27096	5.388e+07	2 - 4	$2p - 3d$
H	656.27247	2.245e+07	2 - 4	$2s - 3p$
H	656.27517	2.104e+06	2 - 2	$2p - 3s$
H	656.27714	2.245e+07	2 - 2	$2s - 3p$
H	656.28516	6.465e+07	4 - 6	$2p - 3d$
H	656.28672	1.078e+07	4 - 4	$2p - 3d$
H	656.29093	4.209e+06	4 - 2	$2p - 3s$

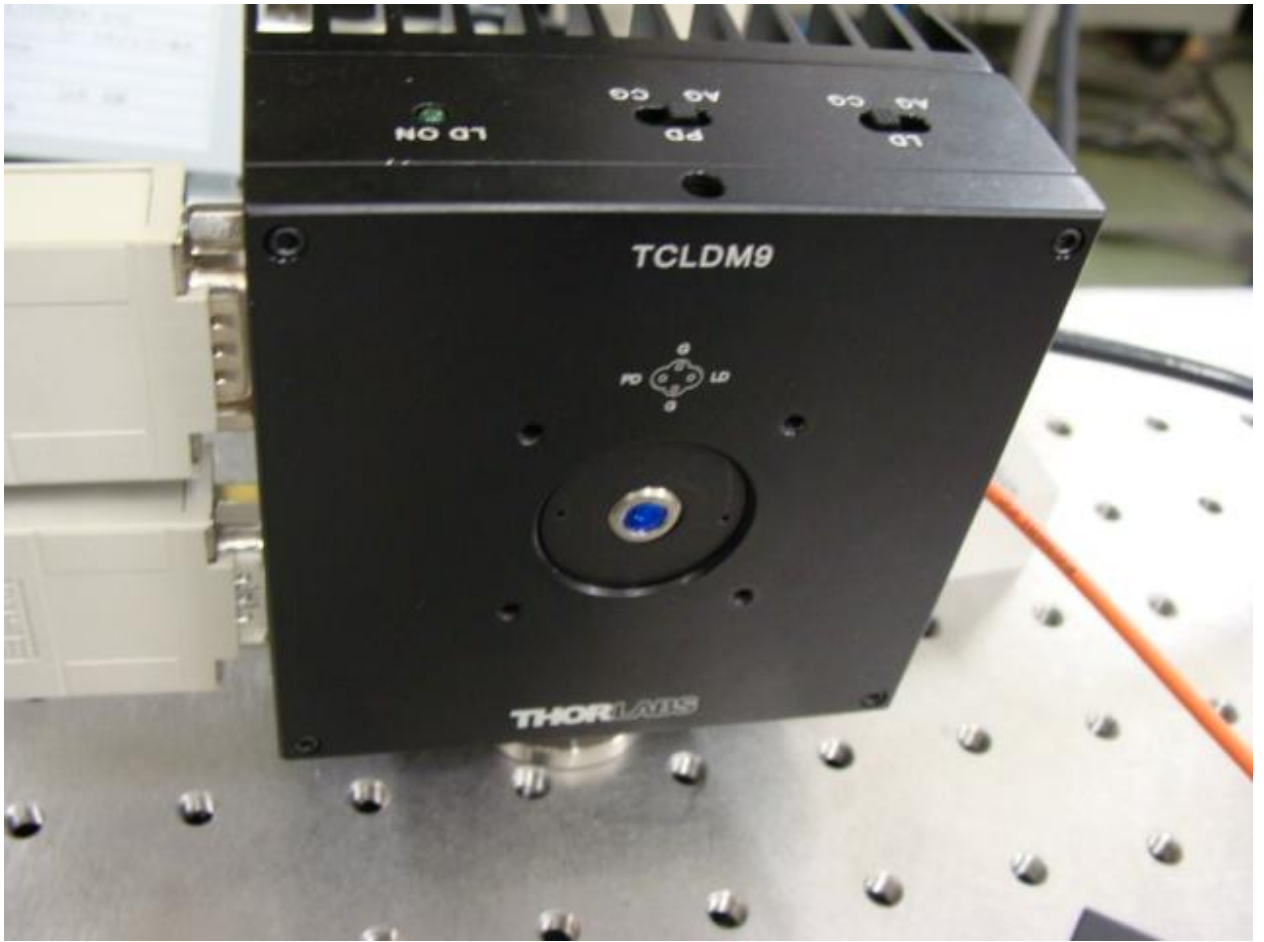


図 25 温度制御型レーザーダイオードマウント



図 26 レーザーダイオード

3.5.2 エタロン

レーザー強度は時系列で測定され、これを原子の速度分布に変換し温度を算出する。原子の速度は吸収されたレーザーの周波数と対応しているので、時系列を周波数系列に変換する必要がある。EKSPLA 社製の融解石英製のソリッドエタロンを使用した。表 2 に詳細を示す。

表 2 エタロンの詳細表

測定元素	中心波長	長さ	フィネス	FSR
H	670 nm	90 mm	30±3	1.1436
Ar	830 nm	90 mm	30±3	1.1464

3.5.3 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、発振波長が不安定になるのを防ぐためアイソレーターを使用した。アルゴン原子の計測には Thorlab 社製の IO-3-850HF を、水素原子の計測には ISOWAVE 社製の I-67T-5M を使用した。

第4章 実験結果

4.1 アルゴン吸収プロファイル

図 27 は吸収分光法により得られたアルゴンプラズマ中のアルゴン原子の吸収プロファイルに Voigt 関数をフィッティングしたものである。このとき補正 R^2 は 0.99948 であり、高い精度でフィッティングが成功している。このプロファイルの半値全幅のガウス関数成分は 0.94823 であり、並進温度は 532.1 K と算出できた。さらに、使用したラインの下準位のポピュレーションは $9.123 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ であると算出できた。本研究の実験体系にて、アルゴンプラズマ中のアルゴン原子が測定できることが分かった。

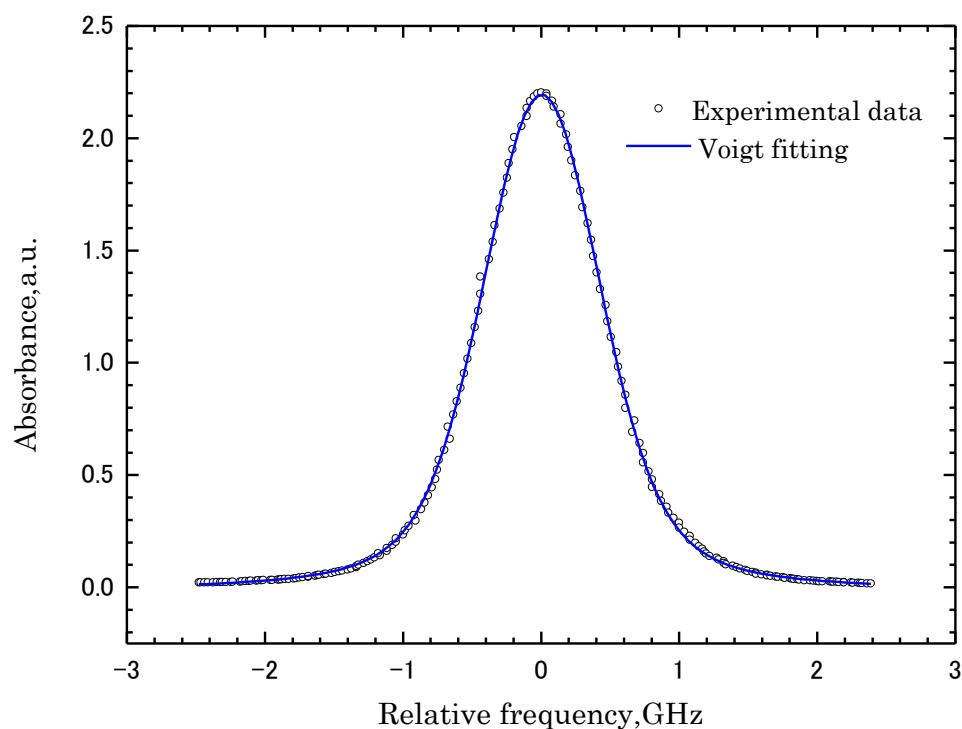


図 27 Ar 吸収プロファイル

4.2 水吸収プロファイル

前項の実験体系から推進剤と、レーザーダイオード、を変更しアルゴン水素中の水素原子の測定を試みた。しかし、吸収波長付近でレーザーの吸収が見られず、プロファイルが得られなかった。これはアルゴン原子の測定に用いた準安定準位からの遷移に比べ、測定対象となるラインもつ準位の原子の数密度が低かったため、本体系では吸収がノイズに埋もれてしまい、拾いきれなかったのだと考えられる。このとき、S/N 比は約 1200 程度であった。しかしながら、実際問題として、1%以上の吸収が得られなければピークを同定できないため、これをもとに、吸収が感知できる最低限のポピュレーションを概算すると、本実験体系における吸収分光法による計測の限界は $2.06 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ であった。水素原子の測定にはさらに高感度の計測法を利用する必要があるとわかった。

測定の感度を上げるために、光学キャビティを形成し、ICOS で水プラズマ中の水素原子計測を行った。得られたプロファイルに Gauss 関数をフィッティングしたものを図 28 に示す。ただし、表 1 で挙げたように、656.3 nm 付近の 7 本のラインの和でフィッティング関数を定義している。使用した全てのラインの下準位のエネルギーはほとんど同じであると仮定している。このとき補正 R^2 は 0.95985 であり、S/N 比は 22 であった。また、半値全幅は 8.1102 であり、並進温度は 583.8 K と算出できた。さらに、使用したそれぞれのラインの下準位のポピュレーションは $7.115 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$ と算出された。算出はプラズマ長を 6.8 cm、高反射ミラーの有効反射率を 99.93%として計算している。吸収が感知できる最低限のポピュレーションを概算し、本実験体系における ICOS による計測の限界は $3.32 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ であると推定した。これは上述の吸収分光法の検知限界の約 640 分の 1 である。

ICOS のプロファイルは吸収分光法に比べプロファイル全体に乱れが見られる。この原因として、ICOS に用いたレーザー強度を検出するセンサの感度が高く実験室内の照明やプラズマ発光等を拾ってしまったこと、また、吸収量に約 2 倍の差があり S/N 比が小さくなったことが挙げられる。前者についてはセンサをレーザー以外の光源から隔離し、外乱を完全に遮断することで解決できると考えられる。

次に解析について評価する。吸収分光法におけるフィッティングはデータ分析・グラフ作成ソフトウェア Origin (株式会社ライトストーン) を使用し Voigt 関数でフィッティングした。水素の吸収プロファイルは上述のように 656.3 nm 付近の 7 本の和で観測されるため、これに定数項を加えた 8 項の関数を使用する必要がある。そのため、Origin に搭載されるフィッティングツールでは関数が複雑化し適切な値に収束しなかった。これを解決するため、Excel のソルバー

機能と VBA を併用し Voigt 関数より単純な Gauss 関数の和によるフィッティングアルゴリズムを作成した。よって、今回の解析で算出した並進温度、原子数密度はドップラー広がりが十分支配的であると仮定した値である。本来、プラズマ中の水素の広がりにはガウス型以外のローレンツ型の広がりも持っている。そのため正確な温度・密度算出のために、Voigt 関数によるフィッティング法を新たに開発する必要がある。

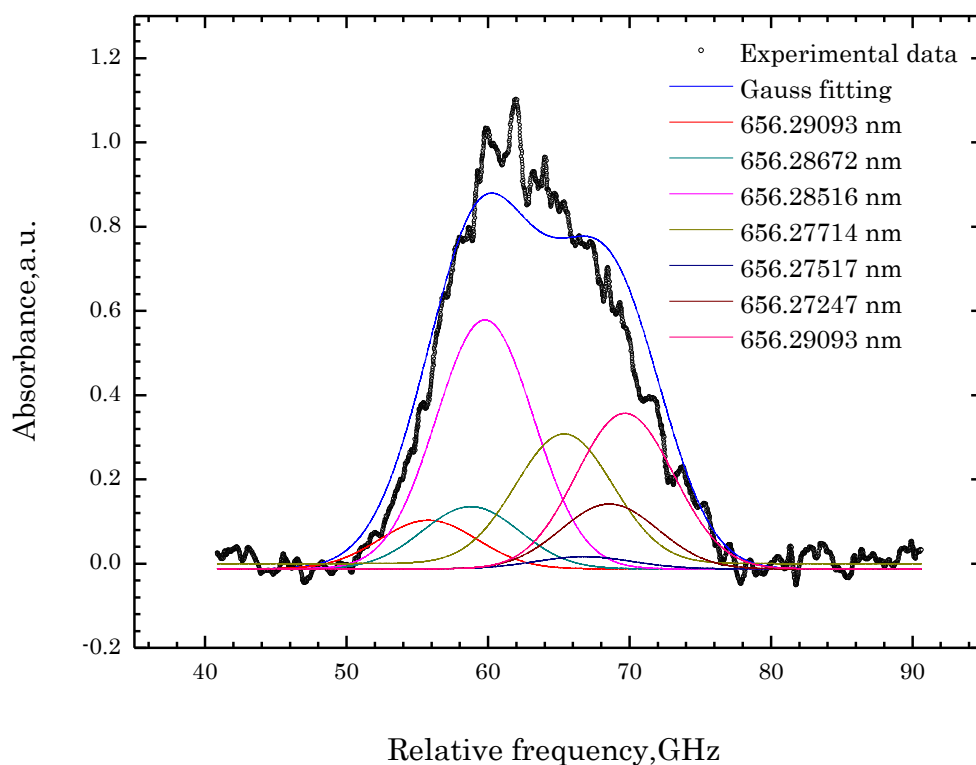


図 28 水素原子吸収プロファイル

第5章 結論

- 吸収分光法の計測システムを構築し、アルゴン原子の吸収プロファイルを得た。
- アルゴンプラズマ中のアルゴン原子の並進温度、数密度が算出できた。
- ICOS による計測システムを構築し、水素の吸収プロファイルを得た。
- 水プラズマ中の水素原子の並進温度、数密度が算出できた。また、さらに正確な算出のため、Voigt 関数によってフィッティングを行う必要がある。
- 本実験体系での水素計測において、吸収分光法と ICOS の検知限界の概算値を比較すると ICOS の感度は吸収分光法よりも 10^3 のオーダーで高いことがわかった。

参考文献

- (1) 茂原正道 鳥山芳夫: “衛星設計入門”, 2002
- (2) 栗木恭一 荒川義博: “電気推進ロケット入門”, 2003
- (3) Cheryl M. COLLINGWOOD Michael H. CORBETT : “Development of a Differential Radio Frequency Ion Thruster for Precision Spacecraft Control”, J. Plasma Fusion Res. SERIES Vol. 8 (2009)
- (4) John R. Anderson et al.: “DESIGN AND TESTING OF A FULLERENE RF ION ENGINE” , AIAA-2664(1995)
- (5) 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年修士論文(2007)
- (6) 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)
- (7) 池本智之: “原子状酸素源としてのアーク加熱風洞の開発”, 東京大学大学院 新領域創成科学研究科 基盤科学研究系 先端エネルギー工学専攻 平成17年度 修士論文(2006)
- (8) Alan Corney: “Atomic and Laser Spectroscopy” , 1987
- (9) Kenneth W. Busch Marinna A. Busch: “Cavity-Ringdown Spectroscopy An Ultratrace-Absorption Measurement Technique” , 1999
- (10) 久保田広: “波動光学”, 1971
- (11) U.B. Paul: “Infrared cavity ringdown and integrated cavity output spectroscopy for trace species monitoring” , Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering-4577(2002)
- (12) Anthony O’Keefe, James J. Scherer, Joshua B. Paul: “cw Integrated cavity output spectroscopy” , Chemical Physics Letters 307(1999)
- (13) Makoto Matsui et al. , Vacuum 83 (2009) 21-24p
- (14) 潮秀樹: “図解入門よくわかる光学とレーザーの基本と仕組み” , 2005
- (15) 佐藤博保: “レーザー化学” , 2003
- (16) 山本学 村山精一: “プラズマの分光計測” , 1995
- (17) Manish Gupta et al. , Chemical Physics Letters 418(2006)11-14p
- (18) Anthony O’Keefe et la. , Chemical Physics Letters 307(1999)343-349p

謝辞

本研究を進めるにあたって、数多くの方々にお世話になりました。

中島秀紀教授には研究に対する指導、アドバイスを与えていただき、深く感謝いたします。また、渡辺幸信准教授には研究の場を与えていただき、深く感謝いたします。本研究を直接指導して頂き、さまざまな助言を頂きました山本直嗣助教授に深く感謝いたします。いつも研究室の雰囲気をも明るくしてくださった大神めぐみ秘書に深く感謝いたします。

研究について方向性などさまざまなアドバイスを頂いた M2 の大宅将史先輩に感謝いたします。研究は異なりましたが中島研究室の皆さんには公私共々いろいろとお世話になりました。この場を借りて深く感謝いたします。