

目次

第1章 序論

1.1 背景	1
1.2 研究目的	2

第2章 イオンエンジン

2.1 イオンエンジンの種類	3
2.2 作動原理	4
2.2.1 プラズマ生成	4
2.2.2 イオンビーム抽出	6
2.2.3 イオンビーム中和	10

第3章 故障原因

3.1 主な故障原因	11
3.2 スパッタリング	12
3.3 電荷交換イオンによるグリッド損耗	12
3.4 グリッドの損耗形状	13

第4章 CRDS

4.1 CRDS	16
4.2 原理	17
4.3 要求感度	28
4.4 光学キャビティの安定性	20
4.5 モードマッチング	21
4.5.1 縦モード	22
4.5.2 横モード	24

第5章 実験装置及び測定方法

5.1 真空排気系	26
5.2 イオンエンジン	27
5.3 高周波電源	29
5.4 光学系	
5.4.1 外部共振器半導体レーザー	30
5.4.2 アイソレーター	31
5.4.3 広帯域誘電体ミラー	31
5.4.4 ビームスプリッター	32
5.4.5 ファブリー・ペロー共振器	33
5.4.6 AOM (Acousto-Optic Modulator)	33

5.4.7 ファイバーカップラー	34
5.5 CRDS (装置)	36
第6章 実験結果	38
第7章 結論	41
参考文献	42
謝辞	

第1章 序論

1.1 背景

近年、月面探査計画や惑星探査計画が世界中で多数計画され実施されている。日本では宇宙航空研究開発機構（JAXA）が中心となって開発した宇宙探査機「はやぶさ」が、小惑星「イトカワ」への着陸、サンプルの採取に成功し、様々な問題がありながらも無事に地球へ帰還することに成功した。

宇宙開発が大いに注目が向けられている現代において、ミッションの多様化に応じて衛星の小型が進められている。小型化の利点として、開発期間の短縮やコストの削減⁽¹⁾が挙げられる。大型衛星の開発期間は5年から10年、コストは数百億円である。一方、小型衛星の開発期間は3年、コストは数億円から数十億円で打ち上げが可能である。しかし、小型化になると搭載できる推進剤の量が制限されるという問題が起こる。そこで無重力下で運用する推進機として、比推力が高い電気推進の開発が急速に取り組みられている。比推力とは、推進剤単位重量あたりに得られる推力のことである。

深宇宙に向かうには、地球の引力を振り切るための最小速度、すなわち第二宇宙速度（約 11.186km/s ）が必要である。しかし、比推力の高い電気推進は化学推進に比べ推力密度が非常に低いため、第二宇宙速度並みの速度増分を得るためにはオペレーション時間は必然的に長期になる。一度宇宙空間に出た衛星は定期的なメンテナンスや燃焼補給が困難なため、長期の安定作動が求められ、実用化には電気推進エンジンの寿命評価が必要となる。

寿命評価の方法としては、実際に電気推進エンジンを作動させる耐久性能試験⁽²⁾が行われているが、莫大な時間とコストが発生する。これらの負担を軽減させることを目的にJAXAにより、寿命評価試験を数値解析によって支援するイオンアクセルグリッド耐久認定用数値解析 JIEDI（JAXA Ion Engine Development Initiative）コードの研究開発が行われている⁽³⁾。日々コードの整備が行われているが、このコードを検証する実験データが不足しているのが現状である⁽⁴⁾。

故障の主な原因であるスパッタリングによるアクセルグリッドの損耗については3章で説明する。スパッタリング特性に関する情報は、アクセルグリッド劣化評価に重要な物性値である。スパッタ率等のデータ取得のために、分子動力学法を用いた数値解析や実験による計測が行われているが、表面荒さの影響等で十分なデータは得られていない。また、適用するスパッタモデルや再付着率に対しての十分な議論がなされていない。この議論を行うためには、様々な条件でのグリッドの損耗率のデータが必要である。しかしながら、損耗率の測定には多額の費用と時間がかかっていた。

1.2 研究目的

本研究では JIEDI コードの妥当性を示すため、アクセルグリットの損耗度合をほぼリアルタイムで測定できるシステムの構築を目的とし、JIEDI コードを検証するデータを取得する。電気推進エンジンは、他のものよりも高比推力 (図 1) であり、「はやぶさ」にも搭載されたイオンエンジンを使う。まずは、真空チャンバー内のイオンエンジン下流にターゲットとなるアルミターゲットを設置し、イオンエンジンから引き出されたイオンを照射し、スパッタされて出てくるアルミ原子の数密度を測定する。測定には吸収分光法の一つである CRDS (CAVITY RING DOWN SPECTROSCOPY) を用いる。ここで CRDS 寿命評価センサの妥当性が示された後、実際にイオンエンジンを作動させて、イオンエンジンの寿命評価を行う。アルミグリットを使った実験から始め、最終的には実機でも使用予定のカーボンでの測定を目標として行う。

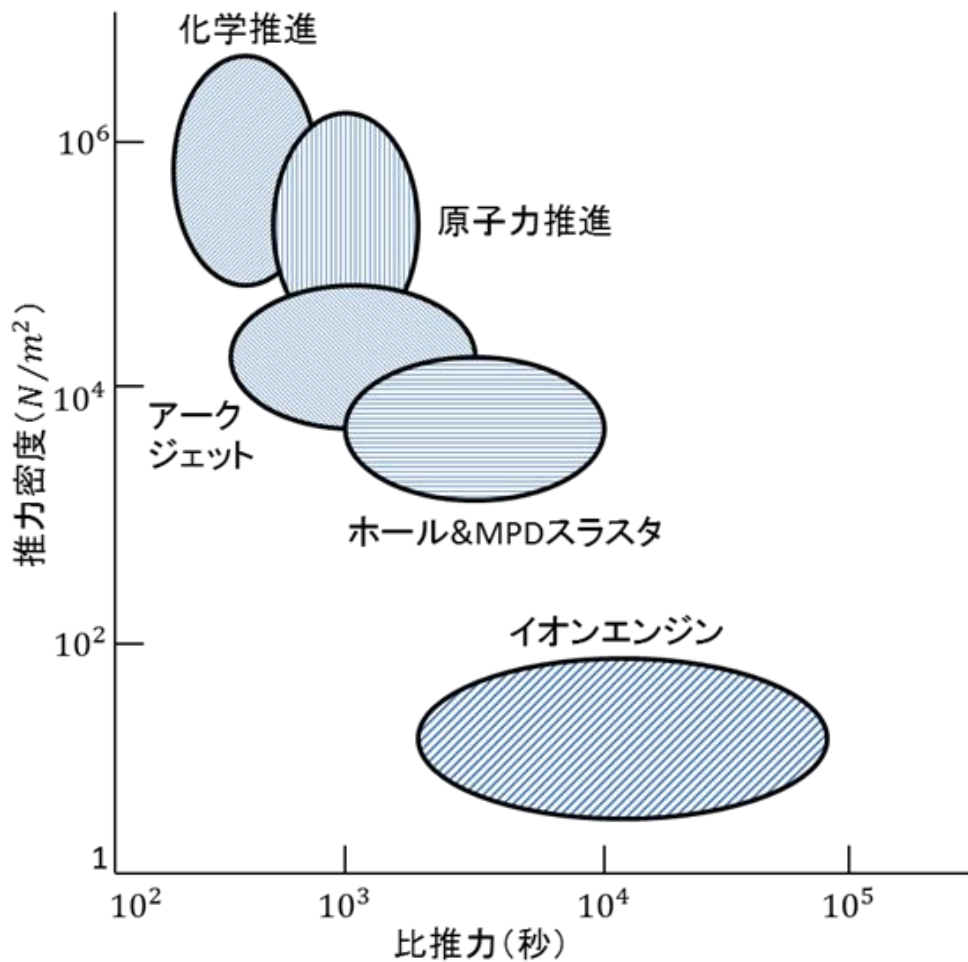


図 1 各種推進機の推力密度と推力の関係⁽⁵⁾

第2章 イオンエンジン原理

2.1 イオンエンジンの種類 (2)

イオンエンジンは電気推進機の一つであり、放電室内のプラズマのイオンを静電的に加速して推力を得ることから静電加速型推進機とも呼ばれる。イオンエンジンの物理過程は、①プラズマ生成、②イオンビーム抽出、③イオンビーム中和の三段階に分けることができ(図 2.1)、①のプラズマ生成の方式によってその分類を行うことが多い。これまでに研究されてきているイオンエンジンは大きく次の4種類に分類できる。

1. 直流放電型：プラズマの生成時に、熱陰極からの電子による電離衝突を用いる。
2. 高周波誘導加熱型：PF (Radio Frequency) 型とも呼ばれ、高周波を放電室外部から加えることで電子に電離衝突に必要なエネルギーを与えプラズマを生成する。
3. マイクロ波放電型：ECR (Electron Cyclotron Resonance) 型とも呼ばれ、マイクロ波により静磁場中の電子を共鳴的に加速・加熱することで、電子による電離衝突がなされる。
4. 接触電離型：推進剤よりも仕事関数の大きい物質に推進剤を接触させることでイオン生成を行う。

本研究では3のマイクロ波放電型イオンエンジンを使い実験を行う。この方式は「はやぶさ」にも採用されており、次の三つの特徴がある。

1. 放電室に電極を用いないことから、構造の簡略化ができる。また、寿命制限要因の電極損耗の心配がない。
2. ヒーターを用いないので予備加熱が不要となり、エンジンの迅速な作動が可能である。
3. 電力を送伝する際に基準電位を必要とせず、DC 絶縁を容易に行えることから、一台のマイクロ波電源で電位の異なるプラズマを複数生成できる。

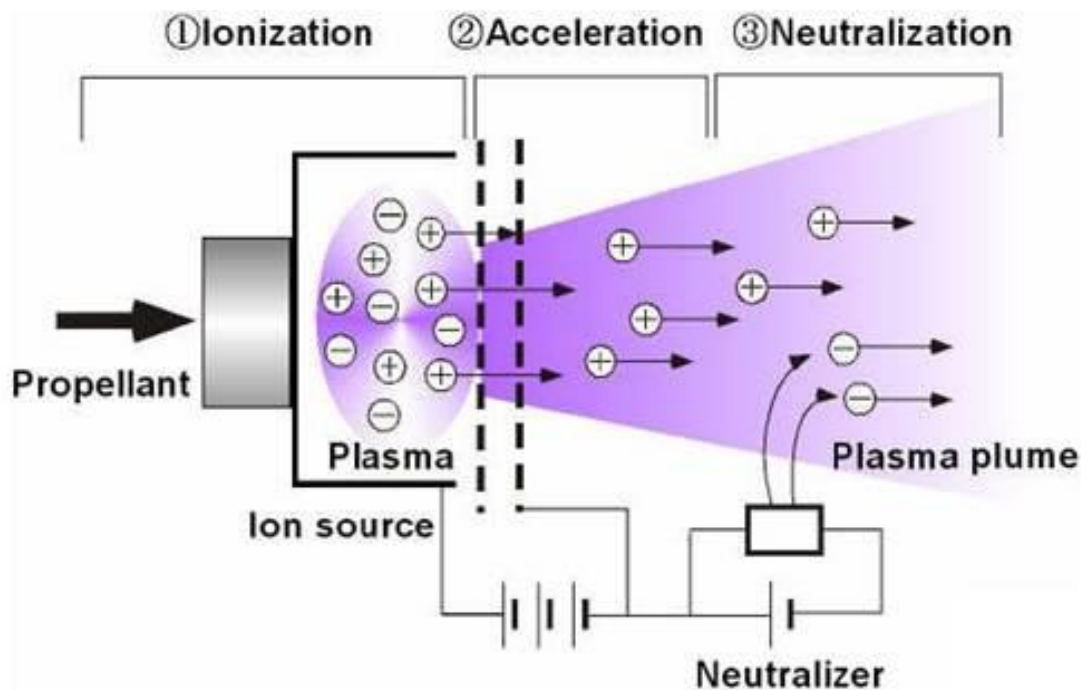


図 2.1 イオンエンジン概略図⁽⁵⁾

2.2 作動原理⁽⁶⁾

ここではイオンエンジンの作動原理について、前述した三段階の物理過程に分けて説明する。

2.2.1 プラズマ生成

気体状態の物質をさらに加熱すると、物質を構成する原子の電子が電離エネルギー以上のエネルギーを得て電離される。この電離された状態が「プラズマ状態」と呼ばれる。中性ガスとは異なり、プラズマは構成粒子のイオンと電子が電荷をもっているため、クーロン力で互いに作用しあい集団的な振る舞いを見せる。また、電子とイオンは大きな質量の違いはあるが、プラズマ中ではそれにも拘わらず電荷量は同程度であるため巨視的には中性である。

プラズマ生成部は推進機システムの第一段階であり、放電室内に推進剤を供給し、永久磁場で形成された磁場に補足された電子にマイクロ波電力を供給することでプラズマを生成し維持する。本研究で取り扱うイオンエンジンは電子サイクロトロン共鳴（ECR）加熱を利用し、熱エネルギーを持った電子にマイクロ波電力を供給することにより電離電圧以上にまで加速させ、中性子と衝突させることでプラズマを生成する。

サイクロトロン共鳴について説明する⁽⁷⁾。荷電粒子は磁場中でローレンツ力を受ける。この求心力のため磁力線をぐるぐる回転する運動が現れる。図 2.2 に示すように磁力線

に垂直な平面内で電子に速さ v を与えると、遠心力とローレンツ力の平衡式は

$$m_e \frac{v^2}{r} = evB \quad (2-1)$$

となる。添え字の“ e ”は電子を意味する。ここに r は円軌道の半径であり、ラーマー半径と呼ばれる。これより、

$$r = \frac{m_e v}{eB} \quad (2-2)$$

となる。磁場が強いほど、速度が小さいほどラーマー半径は小さくなる。サイクロトロン運動は、その運動によってできる磁場が外部磁場を打ち消す方向であるので、電子は磁場に対して右回りにサイクロトロン運動をする。サイクロトロン周波数は、

$$\omega_{ce} = \frac{v}{r} = \frac{eB}{m_e} \quad (2-3)$$

となる。空間的に一様な高周波電場の周波数が上記のサイクロトロン周波数に一致した場合、図 2.3 にあるように、電子はそのラーマー運動中に高周波電場によって連続的に加速され、高周波電場から効率よくエネルギーを受け取ることができる。これが電子サイクロトロン共鳴 (ECR) 現象である。ECR を発生させるために必要な磁束密度 B_{res} は、マイクロ波の電場の周波数を ω_{rf} ($=\omega_{ce}$) とすると次式となる。

$$B_{res} = \frac{m_e \omega_{rf}}{e} \quad (2-4)$$

この ECR に必要な磁場を満たす領域を ECR 層とする。本研究では 2.45GHz のマイクロ波を使用するので、ECR 層となる磁場密度は 87.6 mT となる。

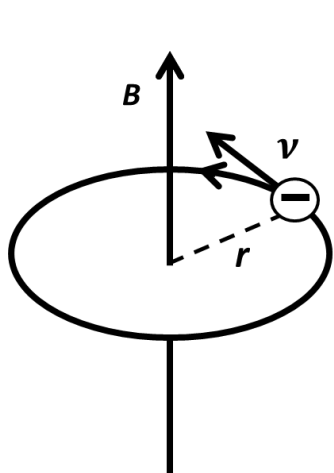


図 2.2 電子のラーマー運動

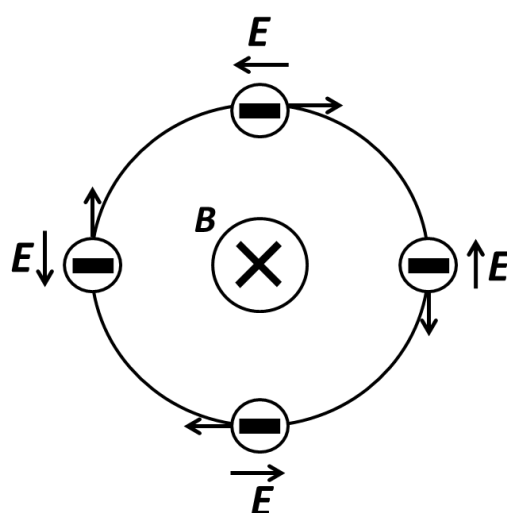


図 2.3 電子サイクロトロン共鳴

2.2.2 イオンビーム抽出

イオンの抽出・加速のため、グリッドと呼ばれる多孔電極によって形成されるグリッドシステム（図 2.4）によって、イオンに運動エネルギーを与え推力を得る。イオンエンジンの中でも最も電力を消費する重要な部分と位置づけられる。

グリッドはイオンビーム上流からスクリーングリッド、アクセルグリッド、ディセルグリッドと称する。た、図 2.5 に本研究室で開発しているイオンエンジンのスクリーングリッドとアクセルグリッドを、表 2.1 にそれぞれのパラメーターを示す。プラズマに接するスクリーングリッドと 0.2 mm 程度の短い間隙で平行にアクセルグリッドおよびディセルグリッドが配置されている。ディセルグリッドを省略し、2 枚でグリッドシステムを構成する場合もある。スクリーングリッドにはプラズマ生成部とともに、千数百 V 程度の正の電圧が印加される。この時、プラズマは基準電位に対して千数百+数十 V のポテンシャルエネルギーを持つ。したがってスクリーングリッドはプラズマに対して数十 V 程度の負電荷を持つことになり、電子を遮りイオンを引き寄せてイオンシースを形成することで放出面を整える。イオンシースとはイオンが支配的な領域のことをさす。イオンはこのイオンシース領域で加速される。このとき、プラズマから引き出されるイオン電流量のことをイオン飽和電流と呼ぶ。イオン飽和電流密度 J_{pi} イオンシースが安定に存在する条件（Bohm の条件）から求めることができ、以下の式で表される⁽⁸⁾。

$$J_{pi} = en_p \left(\frac{kT_e}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \quad (2-5)$$

e は素電荷、 n_p はプラズマ密度、 k は Boltzman 定数 $1.3807 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ 、 T_e は電子温度、 m_i はイオンの質量である。このようにプラズマ放出能力はプラズマ密度と電子温度の平方根に比例する。ただしプラズマからイオンを引き出す場合、イオン自らがもつ正の空間電荷により電界が変化し、その電界がイオンビーム電流量を制限する。この空間電荷に制限された電流値のことを空間電荷制限電流値といい、イオンシース領域において、電流密度 J_0 と電極間の印加電圧 V_0 を用いて以下のような関係式がある。

$$J_0 = \frac{4\varepsilon_0}{9} \left(\frac{2q}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{V_0^{\frac{3}{2}}}{d^2} \gamma \quad (2-6)$$

ここで、 ε_0 は真空の誘電率、 q は荷電粒子の電荷量、 d は引き出し電極間隙、 γ は空間電荷制限緩和係数（イオン引き出し領域に電子による空間電荷中和がある場合に空間電荷制限電流が緩和されるとき係数、1 以上の値をもつ）である。上式はチャイルド・ラングミュアの式⁽⁹⁾と呼ばれ、荷電粒子ビームの加速進行方向に対して輸送する場合の最大電流密度を表す。この電流密度は、電位差の 1.5 乗に比例し、電極間距離の 2 乗に反比例する。すなわちグリッド間の空間を通過できる電流密度は、電位差および電極間距離によって制限されることを意味している。

イオンエンジンにおいて、イオンビームの引き出しはプラズマ生成部で発生した正イ

オンを静電界によって加速することによって行われる。アクセラグリッドには数百 V 程度の負の電圧が印加され、図 2.6 に示すような空間電位を形成する。ディセラーグリッドは宇宙機電位である。スクリーングリッドとアクセラグリッドの間の電位差によりいったん加速され、アクセラグリッドとディセラーグリッド間の逆電位勾配によっていくぶん減速して噴射される。この逆電位勾配は、下流からの電子の侵入を阻止する働きがある。

次に電位ポテンシャル ϕ の高低差から生み出される電界 E の空間において、質量 M 、電荷量 q の粒子に力 F が作用する場合を考える。力 F は次式のようになる。

$$E = -\text{grad}\phi \quad (2-7)$$

$$F = qE \quad (2-8)$$

この電荷の加速度 a は、

$$a = \frac{F}{M} = \frac{q}{M}E \quad (2-9)$$

であり、比電荷 q/M に比例する。電位差 $\Delta\phi$ によって加速された粒子の速度は、

$$\frac{1}{2}Mv^2 = q\Delta\phi \quad (2-10)$$

で表されるエネルギー等価式より、

$$v = \sqrt{2\frac{q}{M}\Delta\phi} \quad (2-11)$$

となり、比電荷および電位差の平方根に比例する。例えば本研究で使用する 1 価のキセノンイオンに 1500 V の電位差を与えた場合、その速度は約 47 km/s になる。このように高電圧に印加されて噴出したイオンの噴出速度は数十 km/s に達し、数千秒という高い比推力の達成が可能となる。

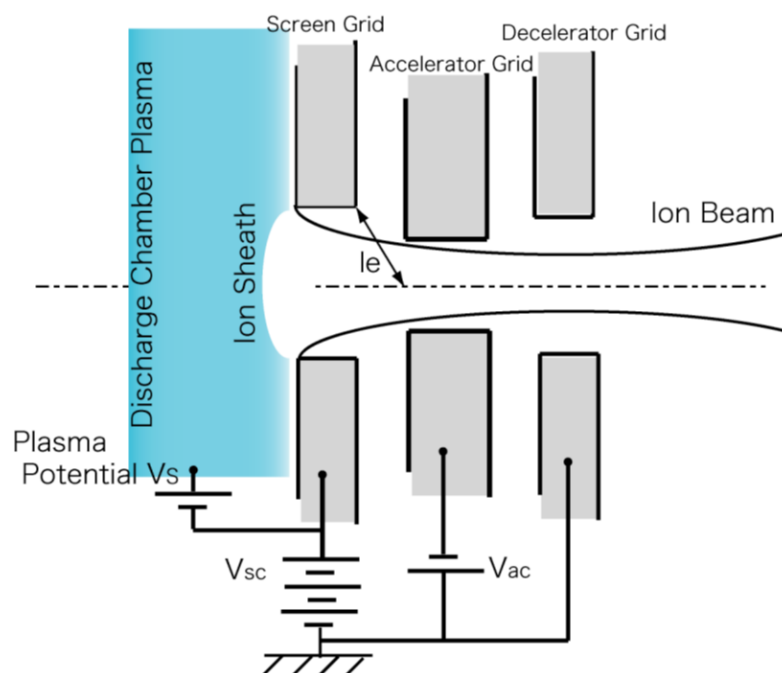


図 2.4 グリッドの孔一つからのイオンビーム抽出⁽¹⁰⁾

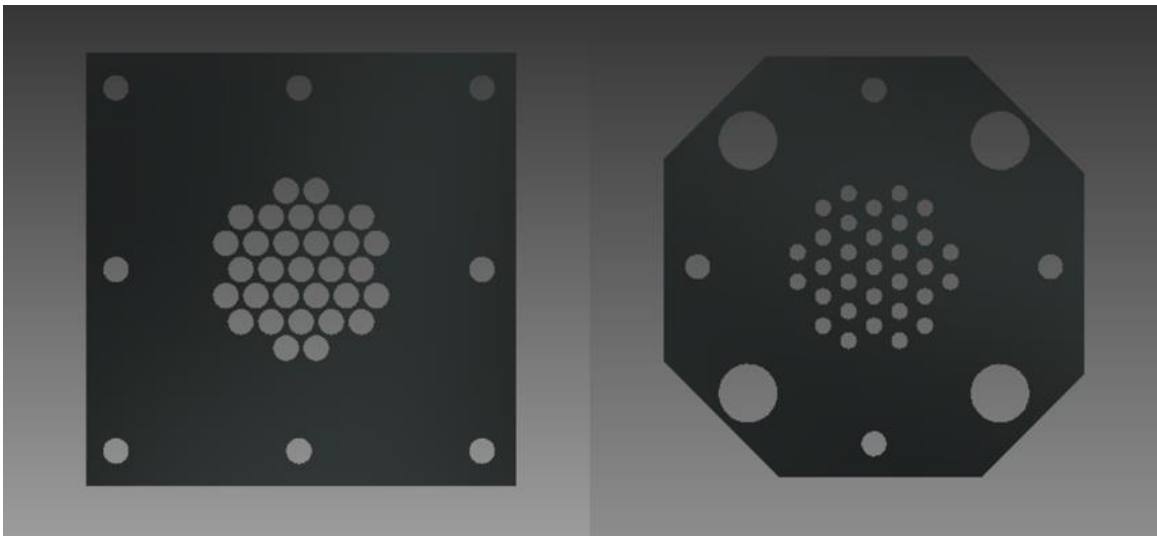


図 2.5 (左)スクリーングリッド (右)アクセルグリッド

表 2.1 Grid Parameters

	Screen	Accel
Aperture ratio	58.0[%]	19.7[%]
Hole diameter	1.2[mm]	0.7[mm]
Thickness	0.3[mm]	
Spacing of the hole	1.5[mm]	
Grid separation distance	0.2[mm]	

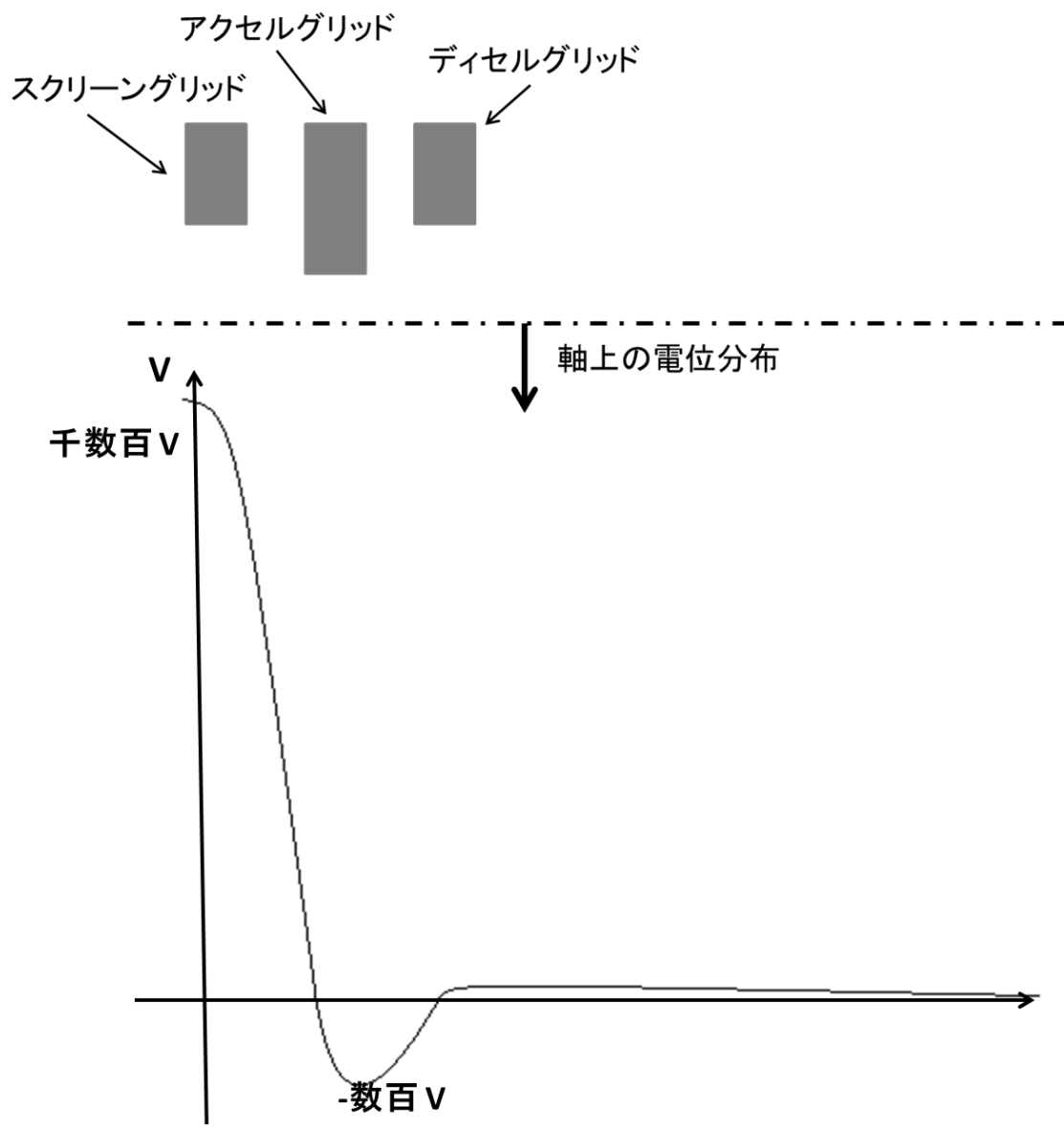


図 2.6 軸上電位分布⁽¹⁾

2.2.3 イオンビーム中和

イオンビームの中和はイオンエンジンの外部に設置された中和器によって行われる。イオンエンジンが正イオンのみ噴出すれば、エンジンは負に帯電してしまうため、イオンは引き戻され推力発生が不可能となる。このため、噴出したイオンと同数の電子を放出する必要があるが、その電流量は中和器やビームプラズマの電位のわずかな高低の変化によって、自動的かつ自然に行われ、特に積極的な制御を必要としない。また、外部へ放出される電子電流に対して内部壁面において電荷の補充がなされる。

マイクロ波放電式中和器は、イオン源と同様に ECR 加熱等でプラズマを生成し、中和を行う。この方法は、マイクロ波放電式イオンスラスタと同一のマイクロ波源を用いるので、エンジンシステムの簡素化が可能で信頼性も向上できる。この電源数の削減は、特に小型衛星において重要である。

マイクロ波放電式中和器は既述した「はやぶさ」に搭載された。このミッションの最中に中和器電圧の上昇、つまり中和器全体にかかる負の電圧が上昇によって機能停止に追い込まれたという問題が起こった。本研究室では、この問題を解決するための研究も行っている。

第3章 故障原因

3.1 主な故障原因

複数回実施された地上寿命試験の結果に基づいて、イオンエンジンのスラスタ本体の故障原因として、次の三つが特定されている⁽⁸⁾。

- ① 異物によるグリッド間の電氣的短絡、または絶縁劣化。
- ② 電荷交換イオン衝突によるアクセルグリッドの構造破壊。
- ③ アクセルグリッド孔径の拡大に起因する中和電子の逆流。

イオン源内の放電電極がスパッタリング浸食することで派生した粒子が①の原因となる。②と③の故障原因については、静電加速部での高速イオンが直接的に、または電荷交換反応により2次的に派生したイオンの衝突によるスパッタリング損耗が挙げられる。アクセルグリッドの損耗による孔の広がり、孔中心の空間電位の上昇を引き起こす。空間電位が下流の電子温度程度になると、イオンビーム下流の電子がイオン源内部に逆流する(図3.1)。イオンと電子の移動度の違いから、イオン源内部からイオンを引き出すよりも電子がイオン源内に進入するほうが容易であるため、電子電流が増加し、消費電力の増加、さらにこれが進行すると、イオン噴出による推力が電子の逆流に伴う推力にキャンセルされ、推力が発生しなくなり、作動停止となる。本研究では②と③の故障原因であるアクセルグリッドのスパッタリング損耗に焦点をあてる。

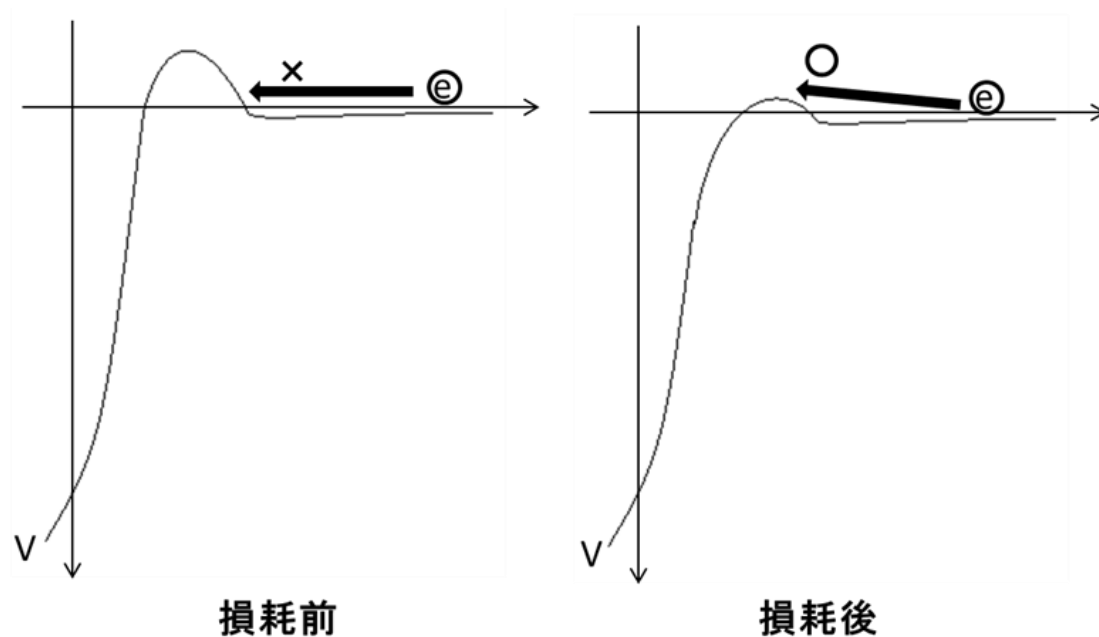


図 3.1 電子からみた軸上電位分布

3.2 スパッタリング

固体表面の原子間の結合エネルギーを上回る運動エネルギーをもった粒子が固体表面に入射すると、固体原子の結合が失われ、その表面から飛び出す。この現象をスパッタリングといい、入射イオン数に対するスパッタリング粒子数の比をスパッタリング率という。スパッタリング率は、入射イオンの種、エネルギー、入射角度、固体原子の結合エネルギー、固体表面温度などに依存する。

イオンエンジンの場合には、イオンビーム起源の高速粒子がグリッドに衝突することで損耗が生じ、その衝突の形態（衝突粒子）はいくつかの種類に分けることができる。グリッド損耗の原因として考えられる衝突粒子の種類を表 3.1 にまとめる。

表 3.1 グリッド損耗の原因になりうる衝突粒子⁽¹²⁾

直接衝突イオン	ビームレットそのものの発散またはクロスオーバーによる衝突イオン。
電荷交換イオン	ビームイオンと中性粒子との電荷交換衝突により生じる低速イオン。負の電界に引き寄せられて加速電極に衝突する。グリッド表面に対して垂直に近い角度で衝突する割合が高い。
電荷交換中性粒子	ビームイオンと中性粒子との電荷交換衝突により生じる高速中性粒子。上流側で生成された場合には、加速電極および減速電極に衝突する可能性あり。
弾性散乱イオン	ビームイオンと中性粒子との弾性衝突により速度が変化した高速イオン。上流側で比較的多く生成され、下流方向への速度を有しているため、加速および減速電極の内壁に浅い角度で衝突する割合が高い。
弾性散乱中性粒子	ビームイオンと中性粒子との弾性衝突により速度が変化した高速中性粒子。上流側で比較的多く生成され、下流方向への速度を有しているため、加速および減速電極の内壁に浅い角度で衝突する割合が高い。

3.3 電荷交換イオンによるグリッド損耗⁽¹¹⁾

電荷交換イオンによるアクセルグリッドの損耗はイオンエンジンの作動が続く限りおき続け原理的に防ぐことはできないため、イオンエンジンの耐久性を決定する大きな因子となる。

イオンエンジンでは放電室でプラズマを生成するが、その際にすべての推進剤がプラズマ生成に用いられるわけではない。プラズマ生成に使われなかった推進剤はイオン化されず電氣的に中性なままグリッドを通り抜ける。その中性粒子とグリッド間で加速された高エネルギーの主流ビームが電荷交換衝突をおこし低エネルギーの電荷交換イオ

ンが生じる。

$$X_{fast}^+ + X_{slow}^0 = X_{slow}^+ + X_{fast}^0 \quad (3-1)$$

一般に電荷交換衝突過程ではイオンの持った運動量は交換されないため、生成したばかりの電荷交換イオンのエネルギーは中性粒子の熱速度程度のエネルギーであり極めて低い。この低エネルギーの電荷交換イオンはアクセラグリッドに向かって加速され、グリッドに衝突し表面原子を弾き飛ばしグリッドに損耗を与える。

電荷交換イオンはイオンビームが加速される領域のすべてにおいて存在するが、スクリーングリッドの近くで生成した電荷交換イオンについては発散しながら加速され、アクセラグリッドやディセルグリッドの内壁に損耗を与える (図 3.2 の a)。また、アクセラグリッド周囲で電位の井戸が出来るが、そこで生成した電荷交換イオンはアクセラグリッドに引き寄せられる (図 3.2 の b)。アクセラグリッド (3 枚グリッドシステムではディセルグリッド) よりも下流ではビームの収束により中和プラズマに対して数ボルト高い領域ができるため、その領域よりも上流で生成した電荷交換イオンはグリッド方向に加速される。この領域内部で生成された電荷交換イオンは半径方向に加速され、主流ビームにはじかれながらグリッド方向に向かうと考えられる (図 3.2 の c)。宇宙空間における作動では中性粒子は放電室から漏れ出てくるものだけであり、下流方向の速度成分を持っているため、中和プラズマより数ボルト高い領域をこえた電荷交換イオンはそのまま下流に流れていく (図 3.2 の e)。一方、地上試験においては真空容器中に残る中性粒子が存在し、それらは様々な速度方向をもって分布している。これらの中性粒子のうちグリッド方向に向かうものもある割合で存在し、それら中性粒子とイオンビームが衝突することでグリッド方向に向かう電荷交換イオンが生じる。これらの電荷交換イオンは、ビームとビームとの間の電位の低い領域を通過してグリッド方向に向かっていくと考えられ (図 3.2 の d)、グリッドに衝突して損耗を起こす。

3.4 グリッドの損耗形状

図 2.5 のイオンビーム加速部の孔一対についてみた場合の軸上電位分布からわかるように、スクリーングリッドからアクセラグリッドにかけて電位が下がり、ディセルグリッドにより電位が上がり周囲のプラズマ電位まで回復しているため、アクセラグリッドにおいて電位が最小値となり、電荷交換イオンが最も集中しやすくなっていることが分かる。損耗形状は 2 枚グリッドシステムと 3 枚グリッドシステムで異なる。

2 枚グリッドシステムに見られる損耗形状を図 3.3 に示す。孔と孔の間の 6 角形の頂点部分の酷く損耗を受けている領域を“Pits&Grooves”と呼ぶ⁽¹¹⁾。これは主としてアクセラグリッド下流側で生成した電荷交換イオン (図 3.2 の d) やアクセラグリッド上流で生成した電荷交換イオン (図 3.2 の b) がアクセラグリッド下流に回り込んで衝突することにより起こる。Pits&Grooves 領域は主流ビームに囲まれた領域であり周囲と

比較して電位が低いため電荷交換イオンが集まりやすい。3枚グリッドシステムではディセルグリッドがアクセラグリッド下流で生成した電荷交換イオンが、アクセラグリッドに向かってくるのを遮るため、Pits&Grooves 領域での損耗は起こらない。また、アクセラグリッド上流部分で生成した電荷交換イオンが発散しながら加速され衝突することで、孔径が広がるような損耗を受ける。

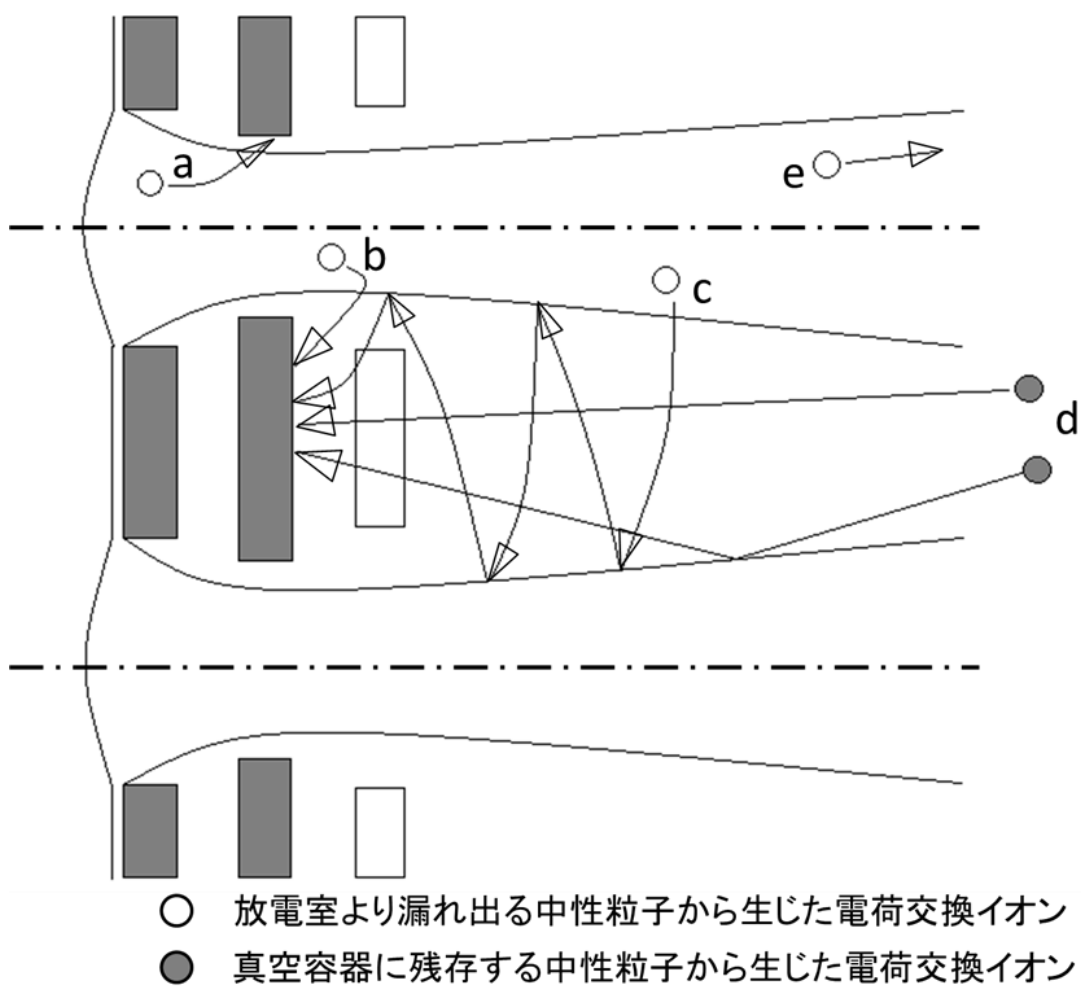


図 3.2 電荷交換イオンの軌道概略図⁽¹¹⁾

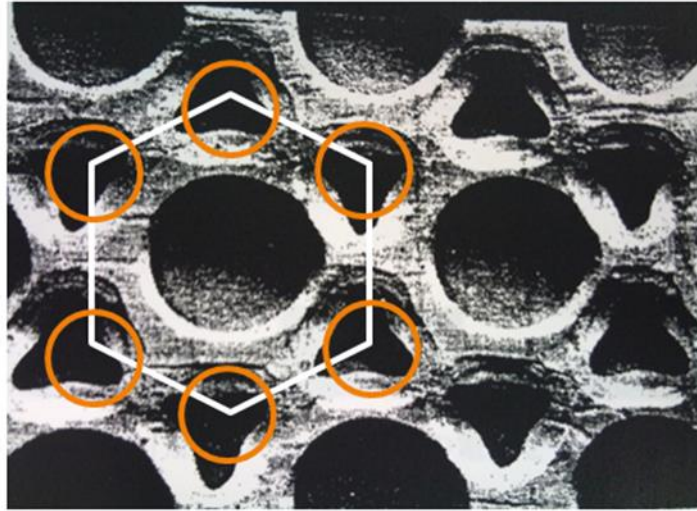
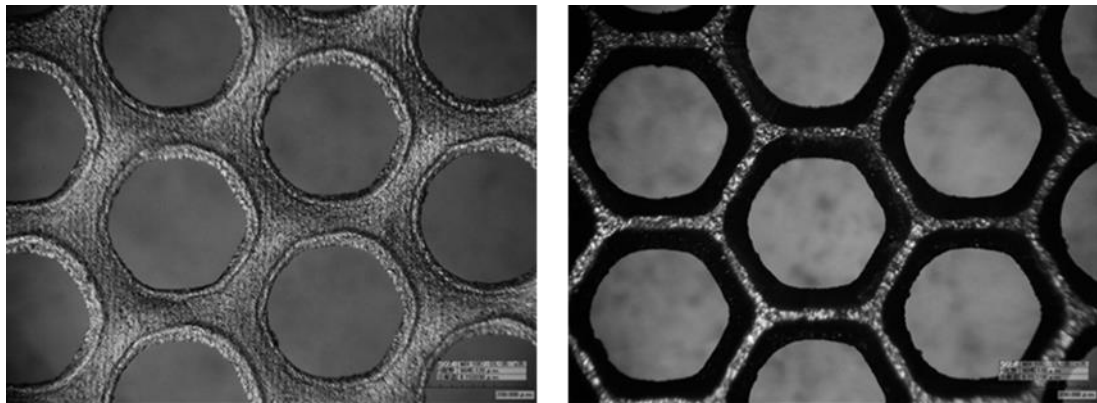


図 3.3 Pits&Grooves 領域における損耗形状⁽¹¹⁾



グリッド上流側面

グリッド下流面

図 3.4 3 枚グリッドシステムにおける損耗形状⁽¹³⁾

第4章 CRDS

4.1 CRDS

図 4.1 に CRDS の概念図を示す。レーザー光は 2 枚の高反射ミラーで構成された光学キャビティーに閉じ込められ、数千回反射を繰り返す。反射率が 99.99%以上になると、プローブ光の光路長が数 km にもなり、非常に感度のよいレーザー吸収分光法となる。キャビティーリングダウン分光法 (CRDS) は、レーザー誘起蛍光法(LIF)と違い、較正なしに絶対密度の測定が可能で、リアルタイムでイオンエンジンの寿命を予測することが可能となる。その他の CRDS の利点を次に示す。

1. 従来の吸収分光法では最高感度 10^{-4} /path だったのに比べ、99.99%のミラーを使えば、感度が 10^{-8} /path までの高感度測定が可能である。
2. 光学キャビティー内の検出光の減衰寿命の測定をしているため、レーザー光のショットごとの強度変動があっても計測は原理的に影響を受けない。従来の吸収分光法や LIF 法では、検出光強度の変動によって強く影響を受けるため、これらの手法と比較して有利である。
3. 測定系の全圧が高い条件でも測定が可能である。LIF においては低圧条件でしか使えない。

不利な点としては、光学系の調整が困難であり、一度崩れてしまうと感度が大きく変わってしまうことと、ミラーの反射率にもよるが、従来の吸収法やレーザー誘起蛍光法などにおいて、検出用光源からくる光のすべての波長範囲で波長掃引が可能だが、CRDS においては、検出用波長可変レーザーを掃引できる波長範囲は紫外・可視域では約 10nm 位であることである。後者は、高反射ミラーの使用可能波長範囲が狭いことによる。また、長時間の試験を行う場合、検出試料などがミラーに付着することで、反射率が低下し、十分な光路長を稼ぐことができないという問題も起こる。

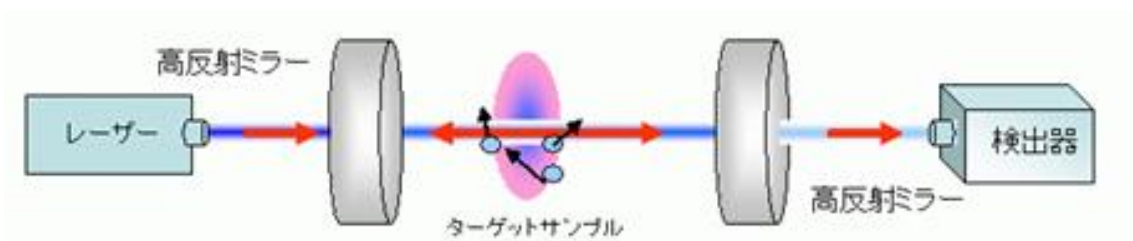


図 4.1 CRDS の概念図

4.2 原理

2枚の高反射率ミラーで構成された光学キャビティの外部からレーザー光を注入し、キャビティ内に進入した光は、片方のミラーに到達すると、わずかに光を外部に漏らしながら反射する。検出器は高反射ミラーの後ろに設置されており、このわずかに外部に漏れる光を測定する。キャビティ内に原子があるのとないのでは、光の減衰時間が異なるため、この時間差から、単位時間当たりの損耗量を測定する。光の強度は指数関数的に減衰していき、その減衰率 $S(t, \nu)$ は次式のように表される。

$$S(t, \nu) = S_0 \exp[-t/\tau(\nu)] \quad (4-1)$$

$$1/\tau(\nu) = \frac{c}{l} \left[\int k(x, \nu) dx + (1 - R) \right] \quad (4-2)$$

ここで ν はレーザーの周波数、 τ はリングダウン時間、 c は光速、 l はキャビティの長さ、 x はビーム方向、 k は吸収係数、 $1 - R$ はミラーのロス(散乱、キャビティロス)である。吸収される物質の線密度はリングダウンタイムの変化から計算できる。吸収体が長さ l_{abs} の柱状態では均一であるとする、 $\int k(X, \nu) dX$ は $k(\nu)l_{abs}$ となる。測定されたリングダウンシグナルは指数関数でフィッティングされ、リングダウンタイム τ が求まる。キャビティ内にスパッタ粒子がない時のリングダウンタイムを τ_0 とすると、 τ と τ_0 からスパッタ粒子の吸収度 $Abs(\nu)$ と吸収係数が求まる。

$$\tau_0 = \frac{L}{c \cdot (1 - R)} \quad (4-3)$$

$$Abs(\nu) = \int k(x, \nu) dx = \frac{l}{c} \left[\frac{1}{\tau} - \frac{1}{\tau_0} \right] \quad (4-4)$$

レーザーの周波数を解析し、得られた吸収度のプロファイルを積分することにより、レーザーの通り道上で積分された下順位の線密度 $\int N_i dx$ が以下の式で導かれ、損耗率が求められることが可能となる。

$$\int N_i dx = \frac{\nu_{ki}^2}{c^2} 8\pi \frac{g_i}{g_k} \frac{1}{A_{ki}} \left(\int Abs(\nu) d\nu \right) \quad (4-5)$$

g_i と g_k はそれぞれ、エネルギー準位 i 、 k における統計重率、 ν_{ki} は遷移周波数、 A_{ki} はアインシュタイン A 係数である。

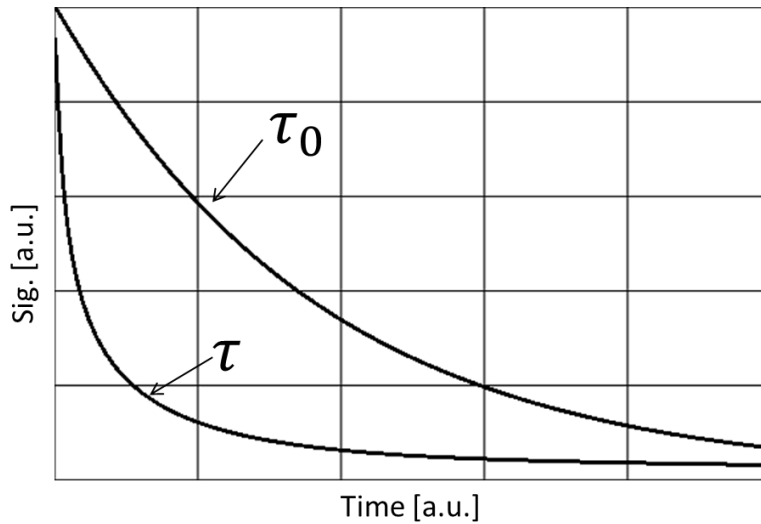


図 4.2 リングダウンタイム

4.3 要求感度

本研究の目的は本研究室で開発している小型イオンエンジンから排出されるスパッタ原子の観察である。この観察に必要な感度を以下の方法で求めた。

JIEDI コードの計算結果を使い、測定の際にスパッタ粒子がない時のリングダウンタイム τ_0 のばらつきを、どの程度制限すればいいか検証する。表 4.2 の作動条件における、JIEDI コードの単位時間当たりのスパッタ粒子数の時間変化の計算結果を図 4.3 に示す。

表 4.2 作動条件

推進剤	Xe
グリッド素材	カーボン
スクリーングリッド電圧	1000 [V]
アクセルグリッド電圧	-150 [V]
一孔あたりの電流	0.1319×10^{-3} [A]
放電電圧	30 [V]
電子温度	2 [eV]
再付着率	0.78
二価電離イオン比	0.1
推進剤利用効率	0.85

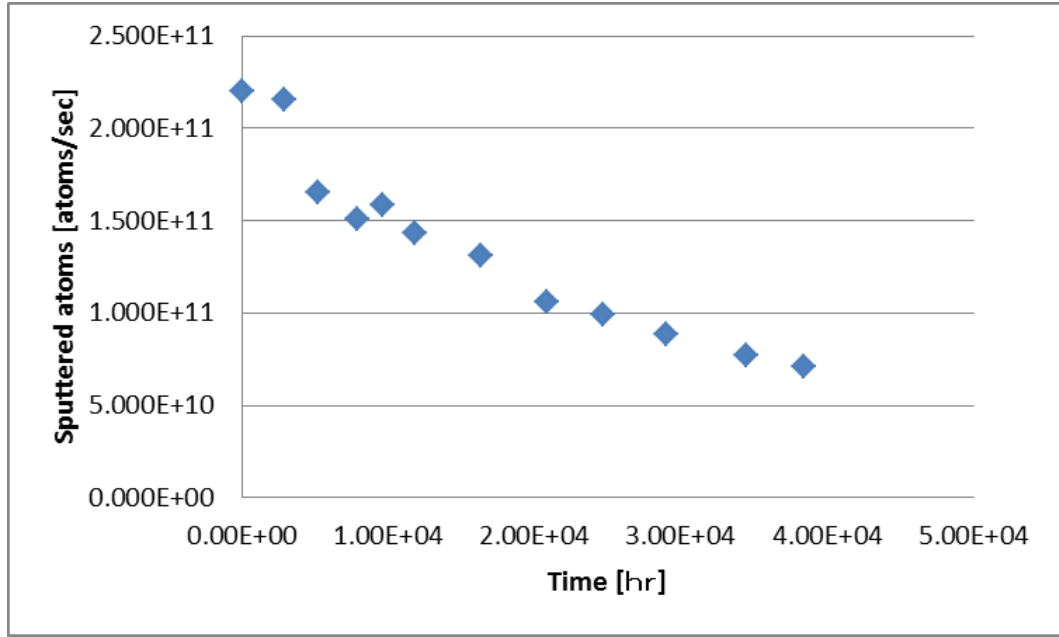


図 4.3 単位時間のスパッタ原子数

動作開始時の単位時間当たりのスパッタ粒子数 2.20×10^{11} [atoms/s]から逆算し、数密度 $\int N_i dx$ [atoms/m²]を求める。JIEDI コードでは、カーボンをグリッド素材としているため、アルミとカーボンのスパッタ率の比から、およそのアルミの単位時間当たりのスパッタ粒子数 1.65×10^{11} [atoms/s]を算出した。イオンエンジンと測定光路の間の距離は 5 cm、スパッタ粒子の広がり角は粒子のエネルギーを考慮し 12° とし、スパッタされたアルミの速度は、CSU の A.Yalin らによるとトンプソン分布関数に従い、その平均値は 4900 [m/s]⁽²⁷⁾である (図 4.4)。イオンエンジンから出てくるスパッタ粒子は等速運動していると仮定して、単位時間に計算領域を通過する粒子数から数密度を出した。

$$\int N_i dx = 1.95 \times 10^{10} \quad (4-6)$$

この数密度を検出するために必要な高反射ミラーの反射率に対するキャビティの減衰時間のばらつきの許容範囲を表 4.3 に示す。イオンエンジンから排出されるスパッタ原子を検出するためには、表 4.3 の条件を満たす必要がある。

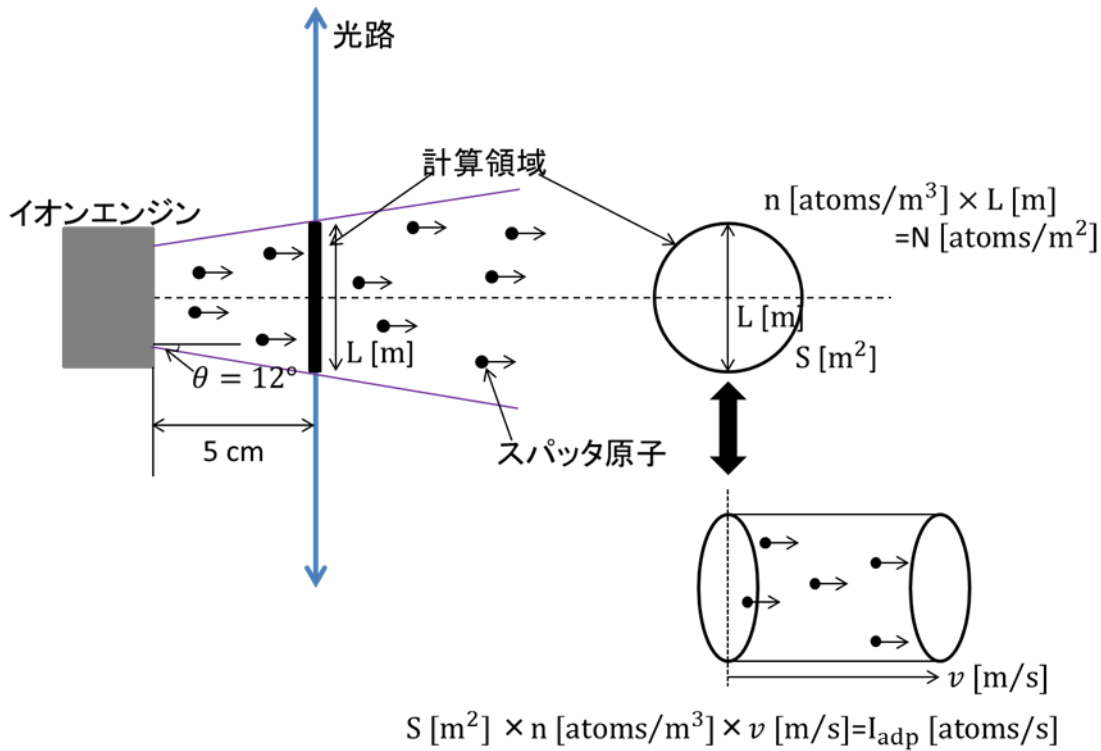


図 4.4 計算の概略図

表 4.3 計算結果

反射率[%]	$\tau_0 [s]$	$\Delta\tau/\tau_0$
99.95	3.67×10^{-6}	7.95×10^{-4}
99.99	1.83×10^{-5}	3.97×10^{-3}
99.995	3.67×10^{-5}	7.95×10^{-3}
99.999	1.83×10^{-4}	3.97×10^{-2}

4.4 光学キャビティの安定性

光学キャビティはレーザー源やエタロン等に使われており、CRDSにおいては、測定光路長を得るために重要な役割を果たす。光学キャビティは光を閉じられた空間に閉じ込めることが可能である。CRDSでは二枚の高反射ミラーを対になるように設置し、光学キャビティを形成する。

往復を繰り返した光は経路や角度にばらつきが生じるため、安定したキャビティを形成するためにはそれらを制限する必要がある。二つのミラーで形成されるキャビティ

一は次にあげるパラメーターで比較的容易に議論することができる⁽¹⁵⁾。 g -パラメーターはキャビティの長さを L 、ミラーの曲率半径を r とすると次のように表される。

$$g = 1 - \frac{L}{r} \quad (4-7)$$

キャビティの安定条件は、二つのミラーのそれぞれの g -パラメーターの積で次のように表される。

$$0 \leq g_1 \cdot g_2 \leq 1 \quad (4-8)$$

例えば、二枚の曲率半径 1 m のミラーで形成されたキャビティでは、そのキャビティの長さを 2 m 以下にすると安定条件を満たす。本研究では曲率半径 1m のミラーを使い、キャビティの長さを 55 cm としている。

もう一つの重要なパラメーターとしてフィネス F がある。キャビティの実を表す指標であり、自由スペクトル領域 (FSR) とキャビティ長によって決まる半値全幅 (FWHM) の比でもある (図 4.5)。それぞれのミラーの反射率を R_1 、 R_2 とすると F は次式のようになる。

$$F = \frac{\pi(R_1 R_2)^{1/4}}{1 - \sqrt{R_1 R_2}} \quad (4-9)$$

本研究で設計したキャビティのフィネスは 6281、FSR は 0.27 GHz であるので、FWHM は 43 kHz となり、本研究で使用するレーザーの線幅 1 MHz よりも小さいことがわかる。これはカップリング効率が悪いことを示しているため、透過光が微弱になる。そのため、光電子増幅管 (PMT、浜松ホトニクス社製、R9110) を使い、光を検出する。

4.5 モードマッチング⁽¹⁵⁾

ノイズのないリングダウンシグナルを検出するために、キャビティへのレーザーの結合が重要となり、光学キャビティのスペクトルモード構造について考える必要がある。結合方法は一般的に、①比較的線幅の広いレーザー源を使い複数のキャビティモードを励起させる方法、②光学的操作を行い、線幅の狭いレーザーをシングル基本キャビティモードに結合させる方法と二つに分けられる。

前者は特別な操作を必要としないが、エネルギー結合効率がとても低くなる。また、キャビティモードは互いに直交しているため、干渉し合うことはないが、アラインメントのずれや検出器のサイズ、吸収粒子の空間的ばらつきなどの実験的要因によって直交性が崩れ、モード間で干渉し合うようになる。これによってモードビーティングが起こり、リングダウンシグナルの誤差や測定感度の減少が生じる (図 4.6)。

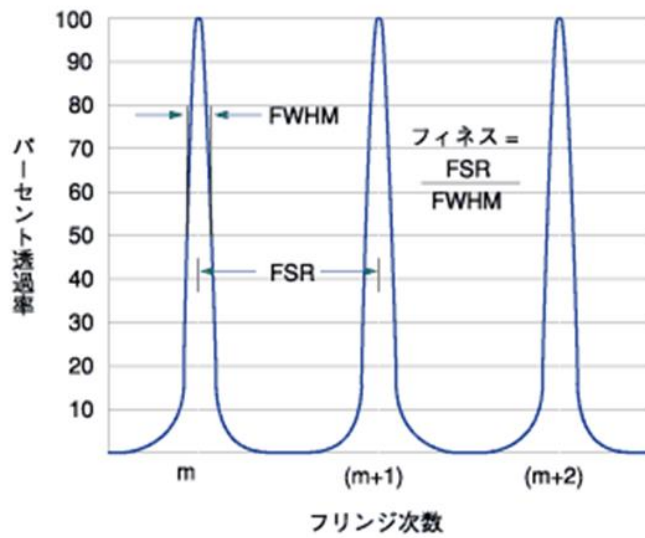


図 4.5 フィネス

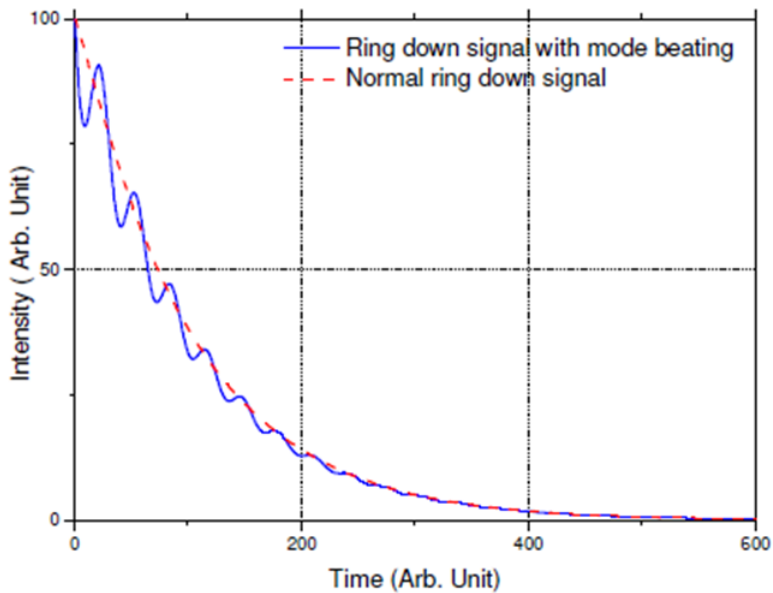


図 4.6 モードビーティング(15)

4.5.1 縦モード(21)

レーザービームの波面はほとんど球面波に近く、波面の曲率半径に近い曲率半径を持つ球面鏡を2枚向かい合せて置いたとすれば、その中でレーザーが共振する。共振した時の周波数は、一往復した時の位相変化が 2π の整数倍であれば、元の波面と実質的に同じ位相であり強めあう。光の波長を λ 、共振器長を L とすると、その条件は

$$2\pi \frac{2L}{\lambda} = 2\pi q \quad (4-10)$$

ここで、 q は整数である。このとき

$$\frac{\lambda}{2} q = L \quad (4-11)$$

すなわち半波長の q 倍が共振器長と一致しており、定在波が立っている状態であることがわかる (図 4.7)。光速を c とし

$$v = \frac{c}{2L} q \quad (4-12)$$

光の波長は nm 程度であり、実際の共振器長よりも小さく q はかなりの大きな数になる。この時図 4.8 のように多数の共振周波数が並び、 q に応じて、縦モードが決まる。その周波数間隔は $c/2L$ になっており、自由スペクトル領域 (FSR) という。

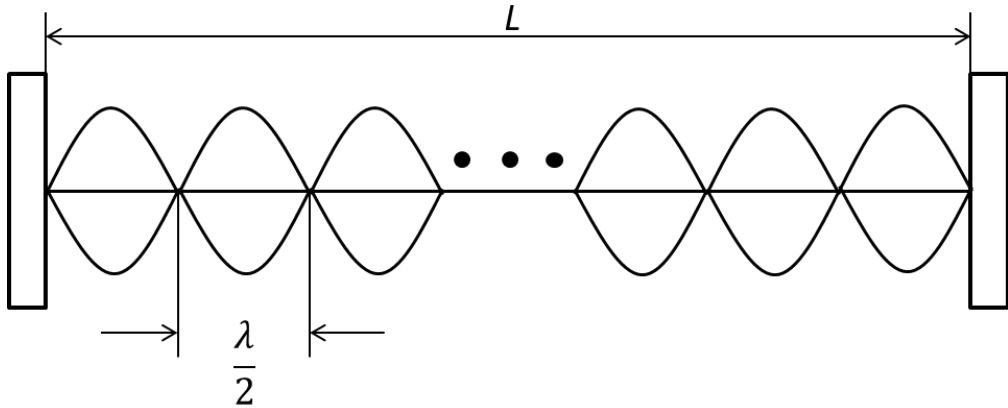


図 4.7 共振器の定在波の分布

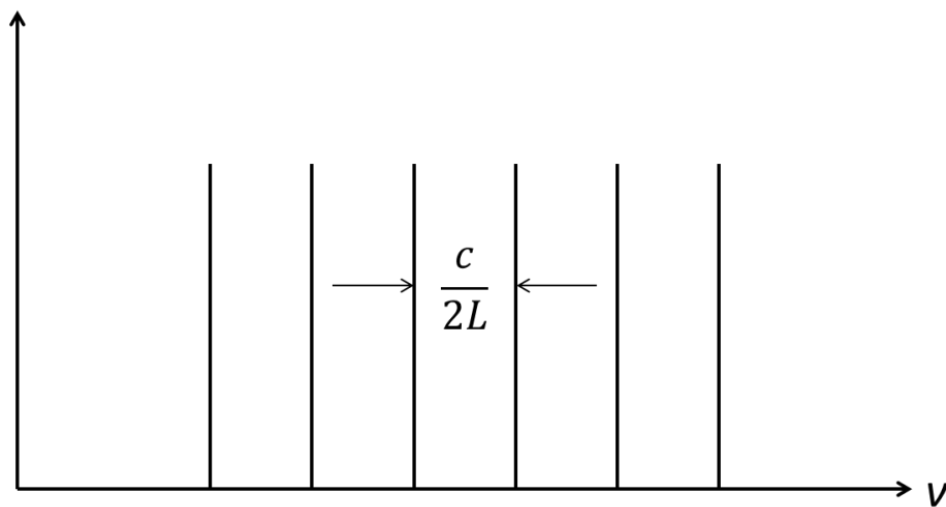


図 4.8 共振器の縦モード

4.5.2 横モード

一般にレーザーという一本の細い光線をイメージするが、実際、発振器から出てきた出力の断面をみると多くの模様が観測される（図 4.9）。これを横モードと呼ぶ。

横モードは TEM という言い方をあてて、TEM₀₀、TEM₀₁、TEM₁₁ と表し、これでおよそのビーム断面形状を特定している。TEM とは、Transverse Electro Magnetic モード (T = 横方向、E = 電気、M = 磁気) の略で、電磁波の伝搬する横モード (Transverse mode) を示す。TEM_m_n に付けられている m と n の添え字は、m が E モード成分を表し n が M モード成分を示して、互いに直角の成分となる。m はビーム断面を水平に切る本数で、n は垂直に切る本数である。従って TEM₀₀ では、ガウス分布を持った一塊のビーム断面形状になり、TEM₀₁ では上下に二つにビームが分かれた形状となる。

横モードは共振波長の影響を与える。TEM_m_n モードに対する共振条件は、ビームが最小になる点を原点にとり、反射鏡が z_1 (< 0) 及び z_2 (> 0) の位置にあるとし、共振器長を $L = z_1 - z_2$ とすると⁽²¹⁾

$$\frac{2\pi L}{\lambda} - (m + n + 1) \left(\tan^{-1} \frac{z_2}{z_0} - \tan^{-1} \frac{z_1}{z_0} \right) = q\pi \quad (4-13)$$

$$z_0 = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} \quad (4-14)$$

z_0 は出射光でのレーザーのスポットサイズである。波長 λ は $(m + n)$ 応じてわずかに短くなる。これにより、キャビティから透過するレーザーの共振状態に統一性がなくなり、リングダウンタイムにばらつきが生じる。

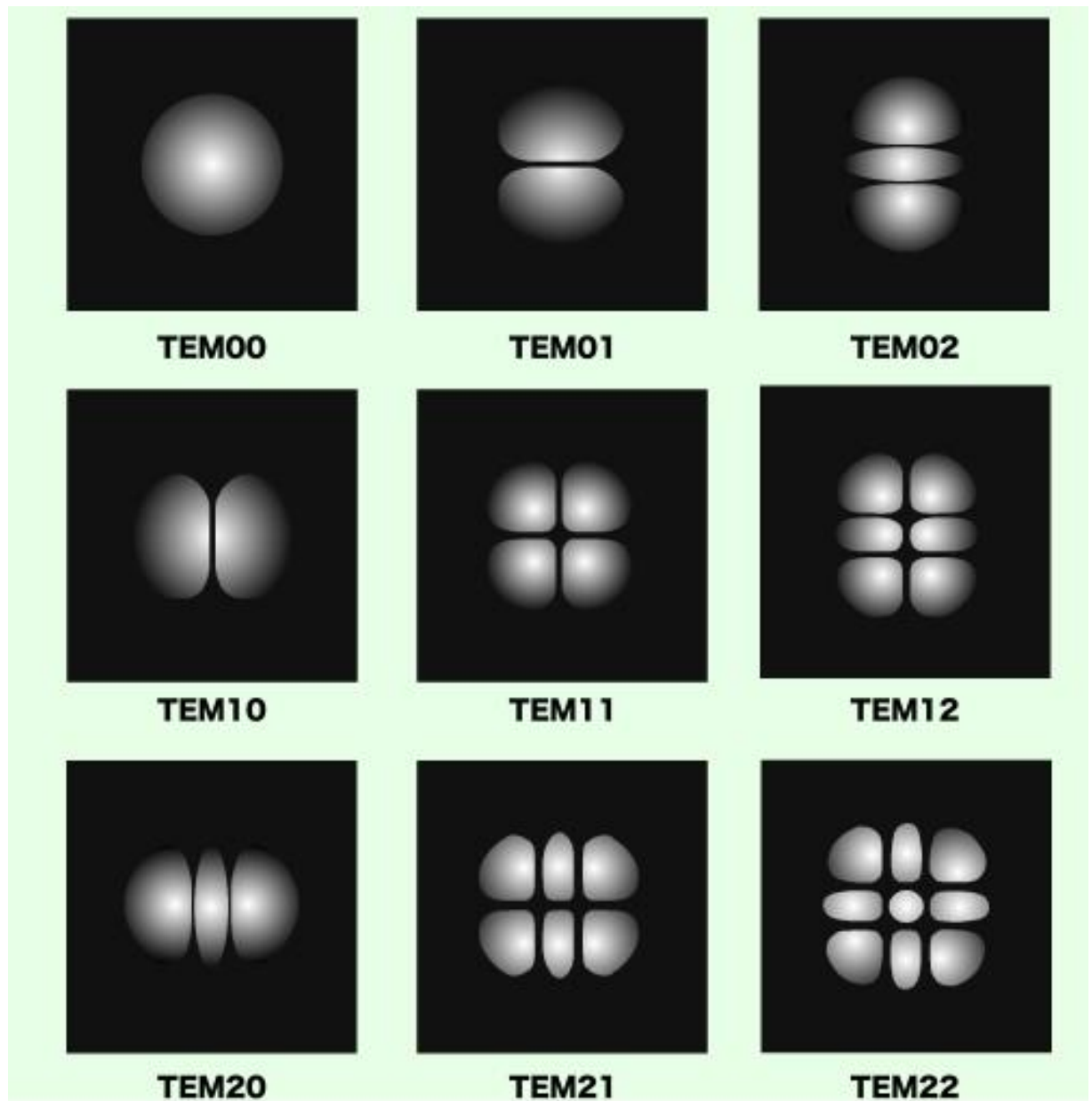


図 4.9 TEM モードの例⁽²⁴⁾

第5章 実験装置

5.1 真空排気系

宇宙空間の真空環境や熱環境を模擬するために、真空系を用いる。また、真空引きをすることによって放電管に生成するプラズマ気体の組成を一定に保つことができる。本実験に用いた真空容器を図 5.1 に示す。直径 1.0 m、長さ 1.2 m のステンレス製円筒容器で、電氣的にアースされており基準電位を保っている。以下に実験に用いた真空ポンプの特徴について述べる。

① ロータリーポンプ（油回転真空ポンプ）

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。

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。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）に油回転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。

今回用いたポンプは EDWARDS 社製のロータリーポンプ EH250 (733 L/min、到達圧力 10^{-1} Pa)、メカニカルブースターポンプ E2M40（設計排気速度 375 m^3/h ）の二つのポンプを組み合わせたもので、同時に起働させ大気圧から排気が可能となる。

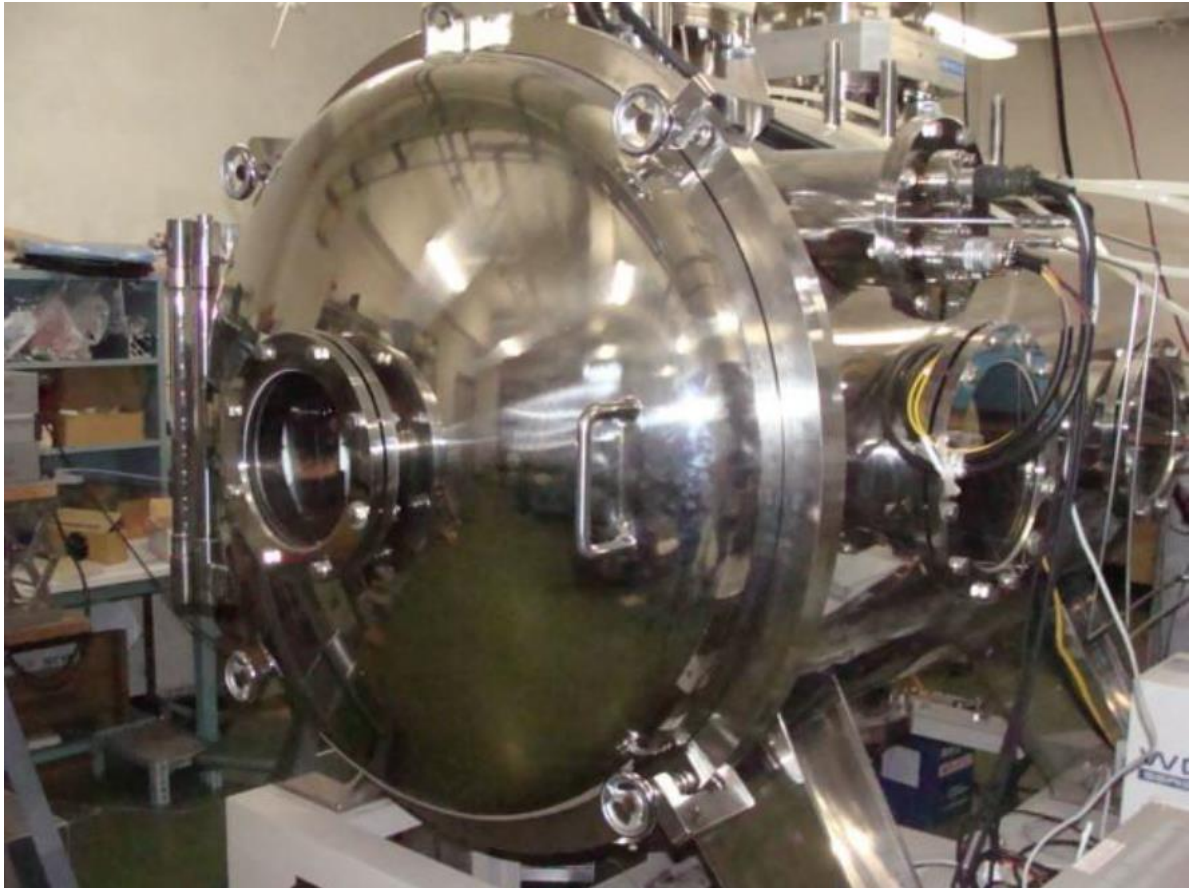


図 5.1 真空容器

5.2 イオンエンジン

図 5.2 に本研究で使用したスラスタの写真を、図 5.3 にその構成図を示す。外観は $50 \times 50 \text{ mm}$ の箱型となっている。Al 製円筒放電室の周囲に $4 \times 4 \times 12 \text{ mm}$ の長手方向磁化磁石を複数設置し、それらを軟鉄製ヨークで挟み込んで放電室内に磁気回路を形成させている。放電室のサイズは、直径 $\phi 21 \text{ mm}$ 高さ 12 mm である。磁石数を変更することで内部磁場を変更することができる。磁石は永久磁石のサマリウムコバルト (Sm-Co) を使用しており、この磁石は脆くて欠けやすいが、高い磁気特性を持ち、また温度特性に優れ高温での使用にも比較的向いている。アンテナは SMA コネクタ (female) によって固定されており、マイクロ波電力を放電室内部に伝えている。このアンテナには、モリブデン (Mo) 製の星型アンテナを使用している。過去の研究からこの形状のアンテナが最もカップリングが良いとわかっている⁽¹⁶⁾。

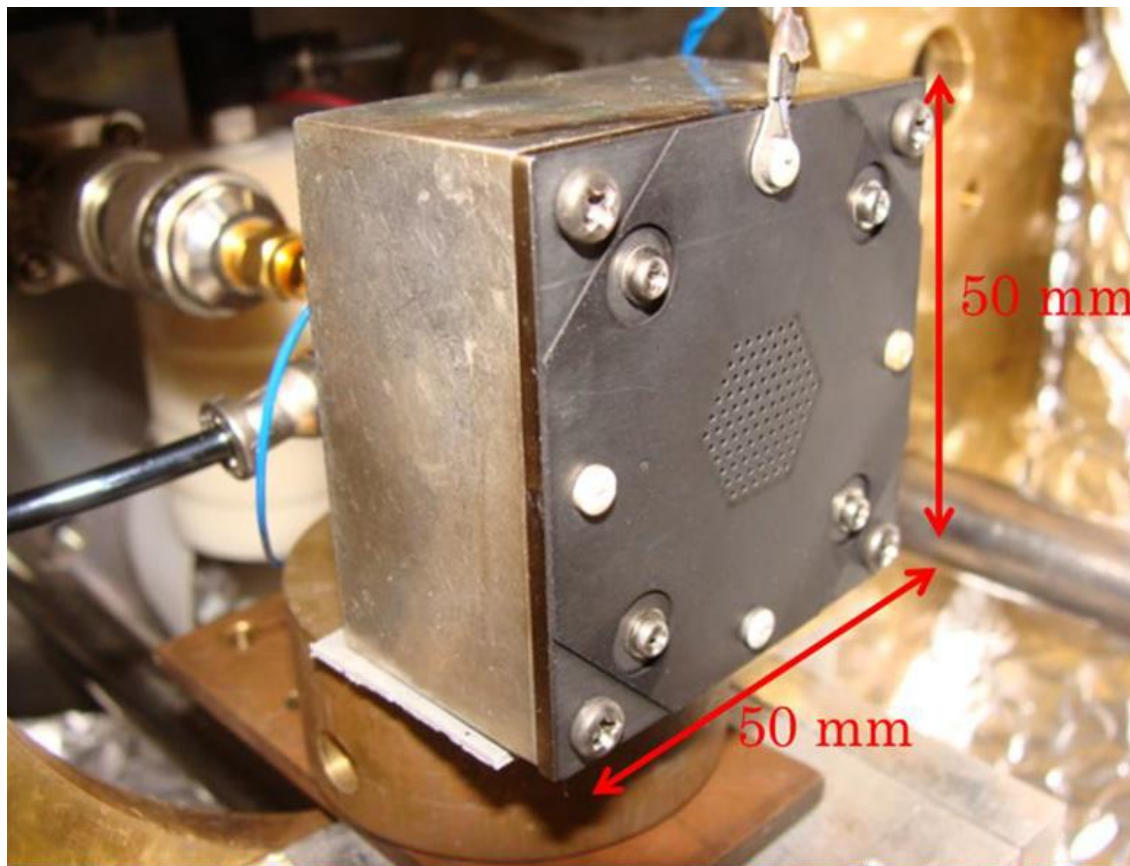


図 5.2 イオンエンジンの外観

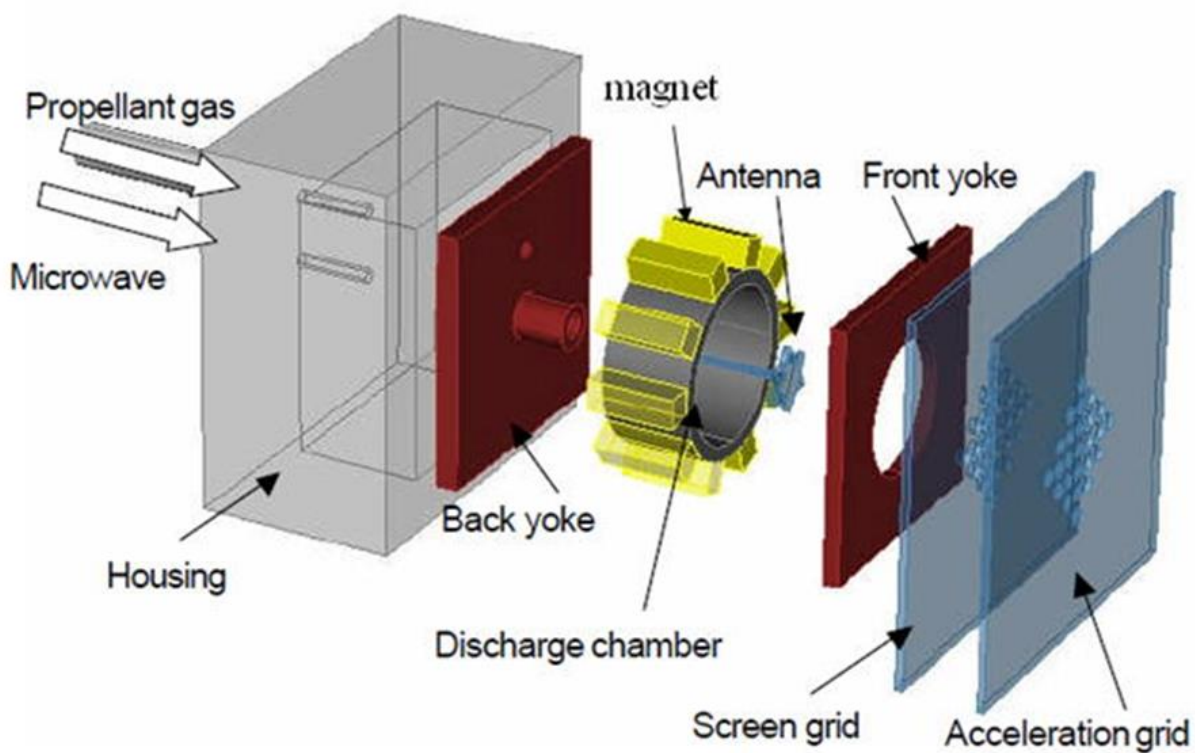


図 5.3 イオンエンジン構成図⁽¹⁷⁾

5.3 任意波形発生装置

本研究で用いた任意波形発生装置としてエヌエフ回路設計ブロック社製の WF1946 を用いた。周波数範囲：10 nHz～15 MHz の信号を発生させることができ、今回の実験で用いた周波数帯は 3 MHz である。高周波は BNC ケーブルを介して任意波形発生装置へ投入される。

5.4 光学系

本実験の光学系の光学キャビティにレーザーを結合するまでの概略図を図 5.4 に示す。本実験で使用した光学機器については、レーザーの光路に沿って順に説明していく。

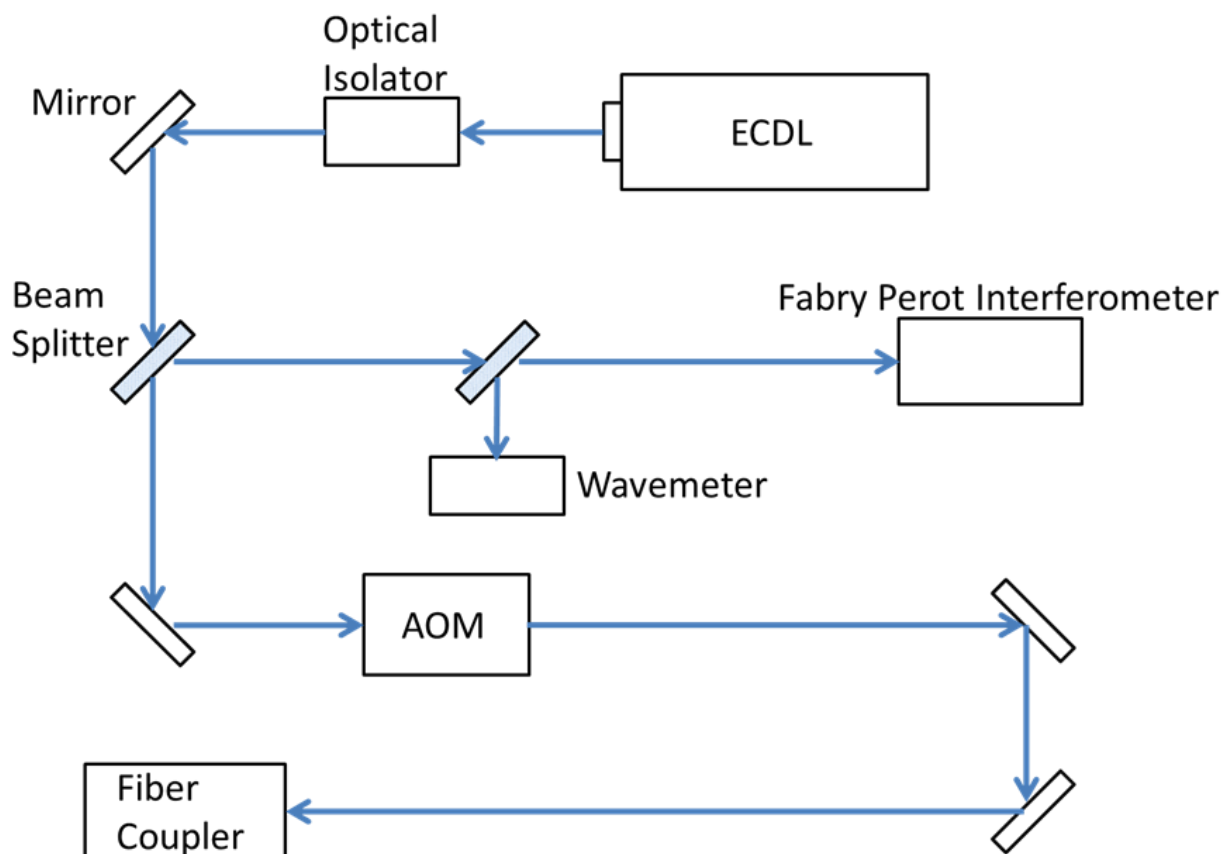


図 5.4 光路概略図

5.4.1 外部共振器半導体レーザー (ECDL)

本研究では TOPTICA 社の DL pro を用いる (図 5.5)。モードホップフリーのチューニング範囲は約 20GHz、線幅は 1MHz である。

図 5.6 に内部構造の概略図を示す。コリメートレンズと回折格子によって構成されている共振器が内蔵されており、ダイオードレーザーによって発振されたレーザーを増幅する。回折格子には PZT (圧電素子：電界を印加することで形状が変化する。) が接続しているため、電圧を変化させることで共振器の長さが変化し発信周波数を変えることが可能である (~50 GHz)。なお、電圧はレーザーの電源で変化させる。スパッタされた粒子は個々のエネルギーをもっているため、ドップラーシフトが生じる。損耗量の精度を上げるため PZT に印加される電圧を変えながらレーザーを発振し、周波数を振りながら測定を行う。



図 5.5 外部共振器半導体レーザー (ECDL)

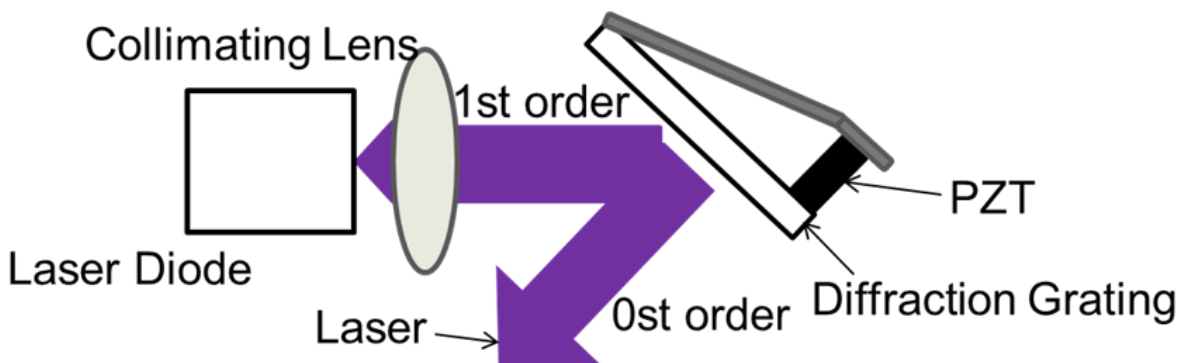


図 5.6 内部構造の概略図

5.4.2 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を使用した。順方向ではレーザー光は入力ポラライザを透過すると、偏光、非偏光に関わらず全て 0° 直線偏光になる。次にファラデーローテータロッドで偏光面が 45° 回転される。最後に光学軸 45° に設定された出力ポラライザを透過する。逆方向において、フィードバック光は再度アイソレーターに入り、出力ポラライザにより 45° でポラライズされる。次にローテータロッドを透過し、さらに 45° 回転する。すなわちフォワードモード時と合わせて 90° 回転された光が入力ポラライザへ入るため、入力ポラライザで消光され、レーザーシステムへの戻り光を防ぐことができる。

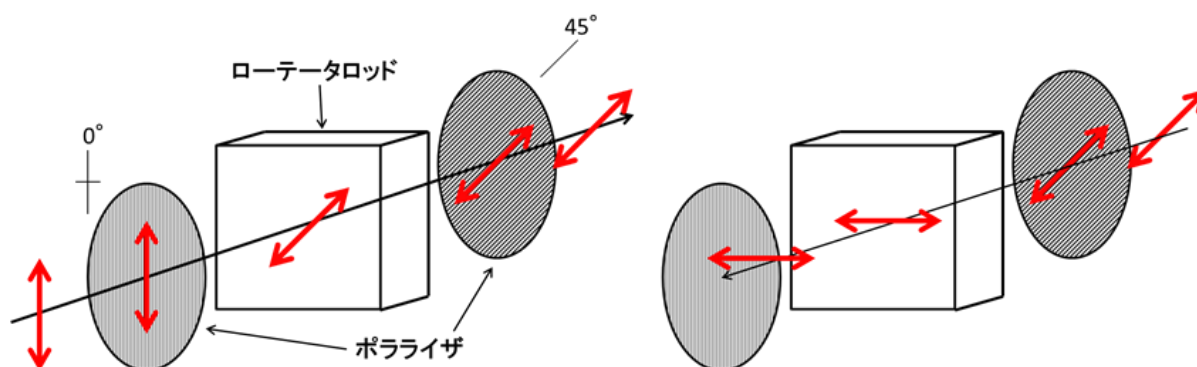


図 5.7 アイソレーター内部構造概略図

5.4.3 広帯域誘電体ミラー

本実験では広帯域誘電体ミラーとして THORLABS 社の BB1-E02 を使う。日常使用されている鏡ではガラス表面の反射などのため 10%以上の損失が生じるため、レーザー専用の鏡が必要となる。

広帯域誘電体ミラーとは、石英などの基盤の上に誘電体薄膜と呼ばれる透明な膜を、屈折率の高いものとそれより低いものを交互にコーティングし、厚さをそれぞれ $1/4$ 波長になるようにしたものである⁽¹⁸⁾。図 5.8 に入射角 45° におけるミラーの波長に対する反射率を示す。図からわかるように、偏光状態によらず波長領域 $400\sim 750\text{nm}$ において 99%の反射率をもつ。

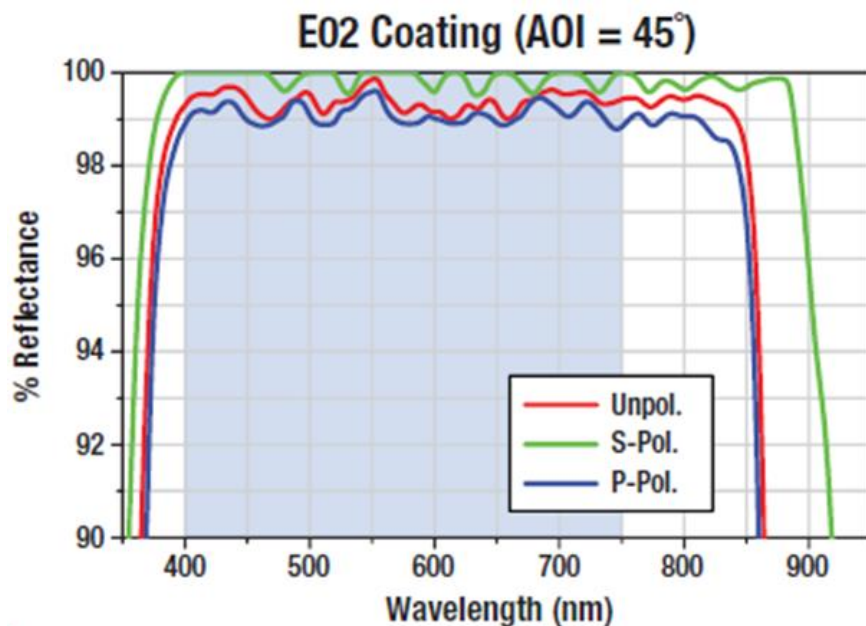


図 5.8 波長に対する反射率⁽¹⁹⁾

5.4.4 ビームスプリッター

ビームスプリッターとは、光束を二つに分割する装置である。ビームスプリッターに入射したレーザーの一部は反射し、一部は透過する。本実験では THORLABS 社の BP133 と BP108 を使った。図 5.9 にそれぞれの特性を示す。装置の配置はレーザーの進行方向から見て BP133 を手前に、BP108 奥に設置している。

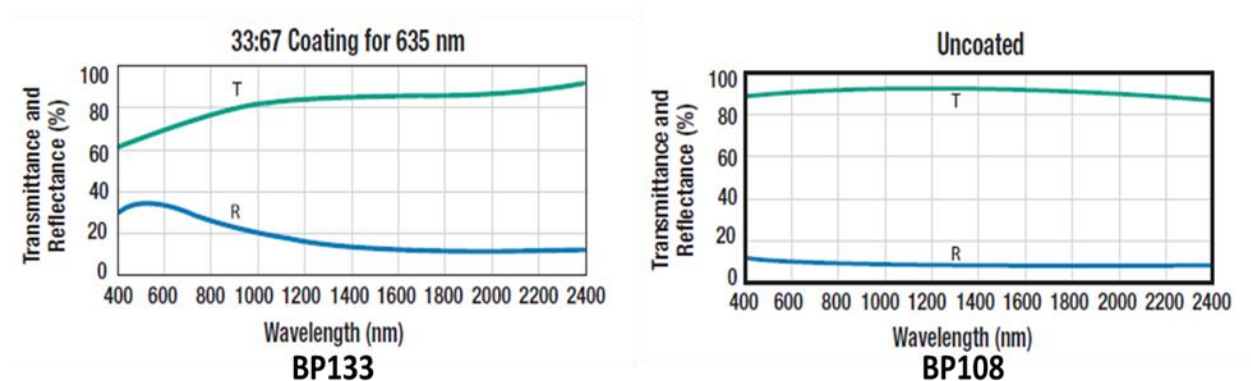


図 5.9 ビームスプリッター特性⁽¹⁹⁾

5.4.5 ファブリー・ペロー共振器

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ファブリー・ペロー共振器より得られた信号である。実験では、レーザー発振器から発信されたレーザーの周波数の変化を見るためにファブリー・ペロー共振器を用いる。

ファブリー・ペロー共振器は、2枚の平面鏡を平行に配置し共振器を形成させたものである。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、光が透過する。波長掃引を行うと、フリンジ状の信号が観測され、その間隔 FSR (Free Spectral Range) は、共振器長に依存する。今回用いたファブリー・ペロー共振器は THORLABS 社の SA200 で、FSR が 1.5 GHz のものを用いた。

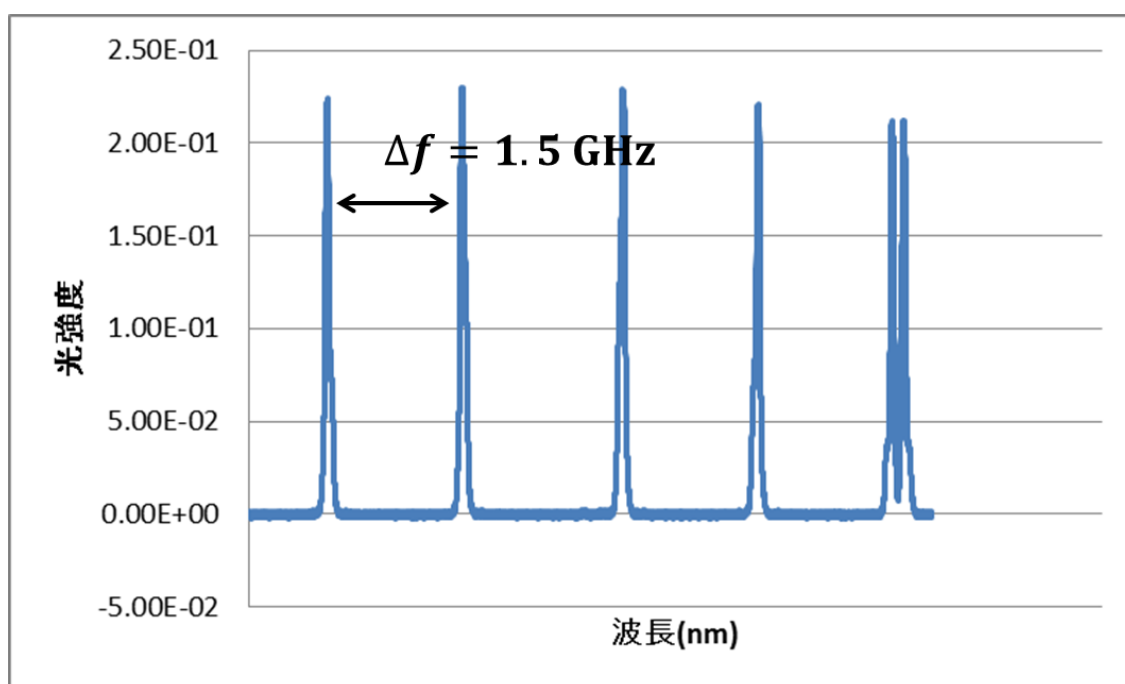


図 5.10 ファブリー・ペロー共振器の透過光強度

5.4.6 AOM (Acousto-Optic Modulator)

光弾性が起こりやすい結晶を超音波で振動させると、屈折率の周期的な大小が生じ、回折格子ができる。この現象のことを音響光学効果⁽²⁰⁾といい、AOM は音響光学効果によって光を回折させる素子である。圧電素子に高周波電圧を加えて超音波を発生させ、超音波の波長に等しい間隔の回折格子が生じ、格子に対して斜めに入射した光がブラッグ反射 (ブラッグ反射 : 短波長の電磁波が、結晶格子面で受ける反射で、ブラッグの法則が満足されているところに現れる。) をうけて回折される (図 5.11)。本実験では

ISOMET 社の 1206C-2-1002 を使用した。

ノイズのないリングダウン現象を生じさせるために、リングダウンシグナルが出ている間はレーザーのキャビティへの入射を止める必要がある。実験では CW (Continuous Wave) レーザーを使っているため、AOM をオプティカルスイッチとして使用した。回折光の一次光をキャビティに入射するように光路を調整すると、高周波電源の ON/OFF でキャビティへの入射の ON/OFF を切り替えることが可能となる。AOM のスイッチ速度はおよそ 10~100ns で、CW-CRDS 装置に十分な速さといえる⁽¹⁵⁾。

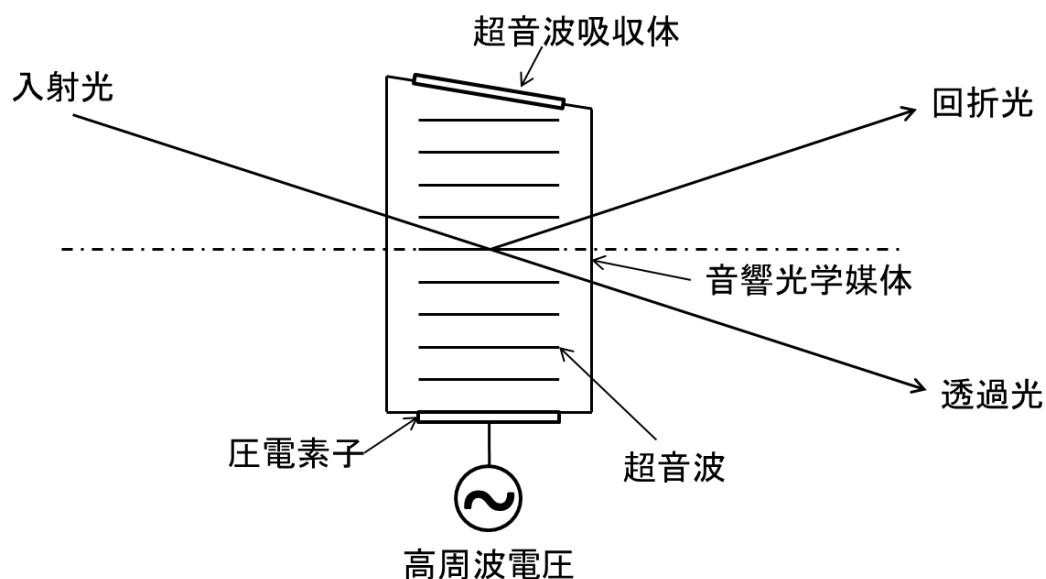


図 5.11 AOM の構成⁽²¹⁾

5.4.7 ファイバーカプラー

真空容器外部のレーザーを容器内に接続させるために PM (Polarization-Maintaining) ファイバーを使う。PM ファイバーは THORLABS 社の PM-S405-HP を、ファイバーカプラーは同社の K6X を使用した。

キャビティに使われるミラーは偏光の角度によってその反射率が変わってくるので、測定精度を高めるためにキャビティに結合するレーザーの偏光面をそろえる必要がある。PM ファイバーは、コアに非軸対象な応力を加えることで、ファイバーに複屈折を誘起させる。複屈折のランダムな揺らぎが光の偏光を大きく変えないように、デザインを工夫して意図的に大きな複屈折を持つように設計されている (図 5.12)。PM-S405-HP は PANDA 型の断面をもつ。

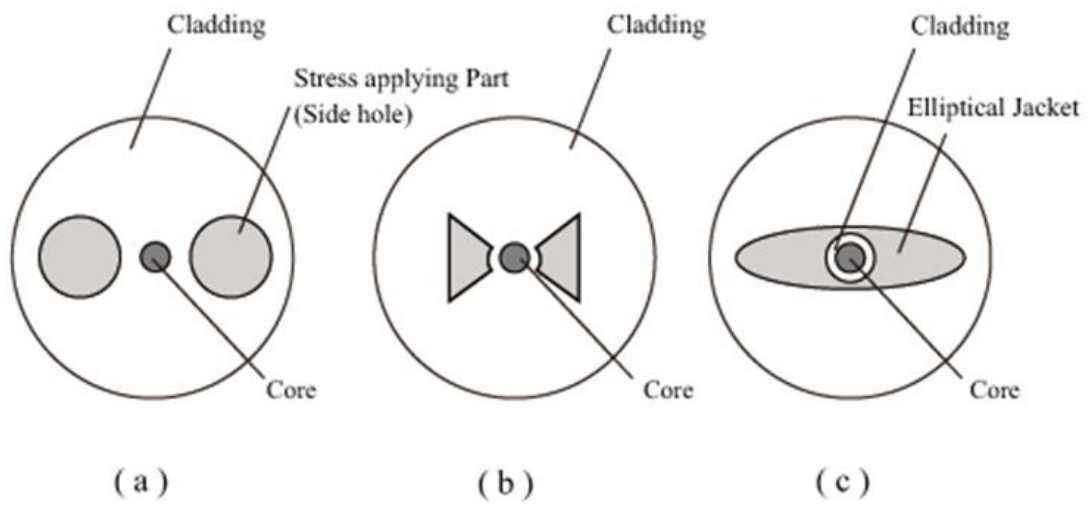


図 5.12 PM ファイバーの断面(a)PANDA, (b)ボウタイ型(Bow-tie), (c)楕円ジャケット型(Elliptical Jacket)⁽²²⁾

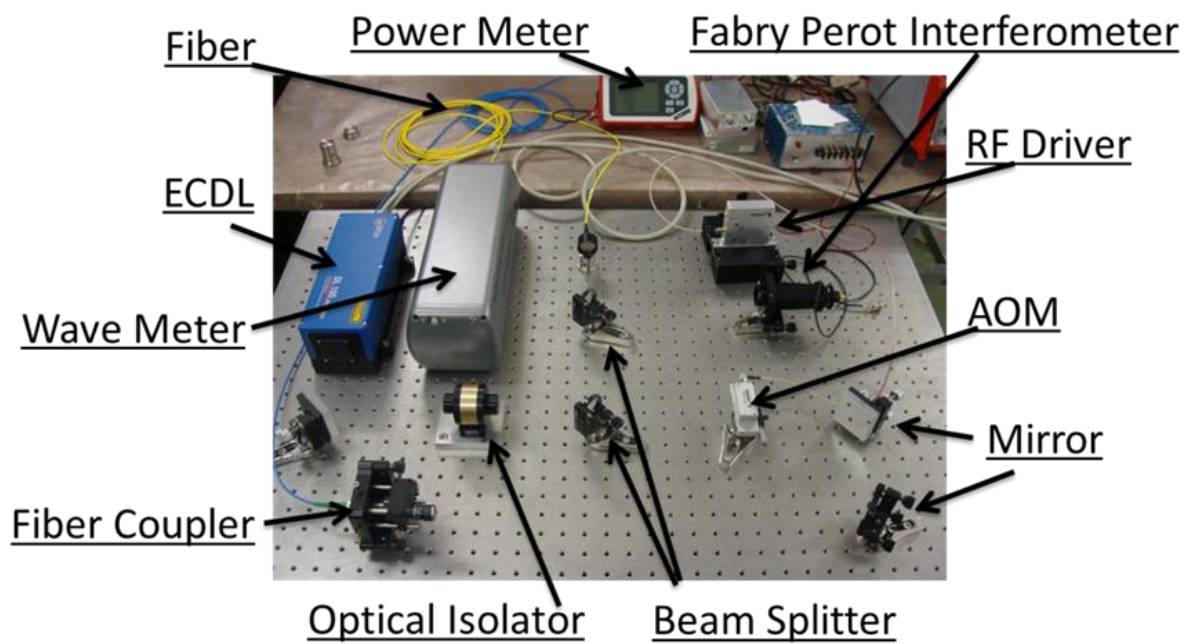


図 5.13 光学系装置

5.5 CRDS (装置)

図 5.14 に装置の外観を示す。装置はイオンビームに長時間さらされることにより、熱を帯びる。熱膨張によるレーザーのアラインメントのずれを防ぐため、素材としてカーボンを使用した。カーボンは熱伝導率が高く、また金属に比べ熱膨張率が低い（組成によるが $4.0\sim 7.0\times 10^{-7}/\text{K}$ 程度）。さらに、スパッタされた粒子の付着による高反射ミラーの反射率の低下を防ぐためにアイリス（図 5.15）を設置した。

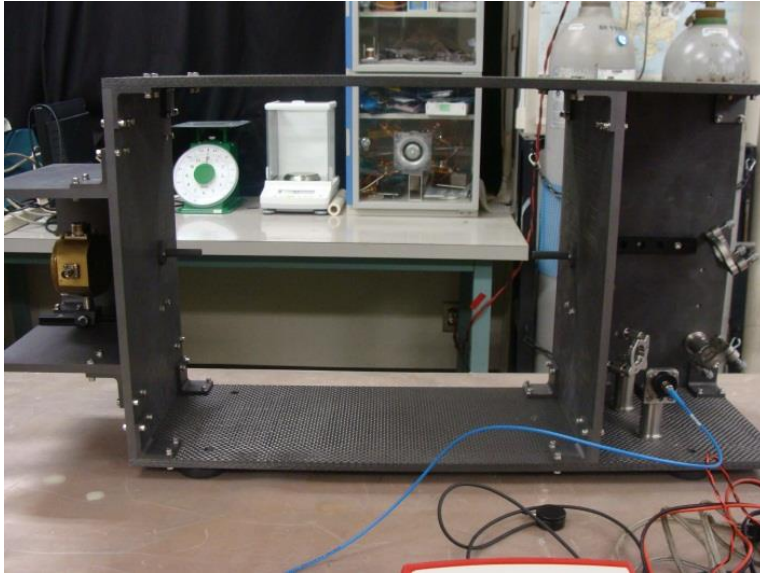


図 5.14 CRDS の装置の外観



図 5.15 アイリス

CRDS 装置のレーザー接続部を図 5.15、概略図を図 5.16 に示す。PM ファイバーから出るレーザーは広がり（開口数： $\text{NA}=0.12$ ）を持つため、ファイバーポートを使いレーザーの広がりを制限している。ファイバーポートは THORLABS 社の PAF-X-11-A を使用した。ファイバーポートには焦点距離が 11 mm の非球面レンズが内蔵されており、レンズとファイバーの距離が調整可能である。安定した光学キャビティを形成するために、キャビティ長 55 cm の半分の位置にビームウェイトがくるように調節する必要がある。この調整をファイバーポートによって行なった。

キャビティーを透過したレーザーは光電子増幅管に導入し信号を検出する。フォトカプラは「光を連結する」という意味があり、内部に光を出す LED と光を受ける素子（フォトトランジスタ）が入っている。光で信号を伝えることで、電圧が違う回路同士で信号を伝えたり、光を遮断することでスイッチのような用途に使われたりする⁽²³⁾。本実験では受光器にレーザーが入った時に AOM の回折が生じ、受光器の中のレーザーが空になった時に回折が生じるように回路を作成した。

High Reflective Mirror

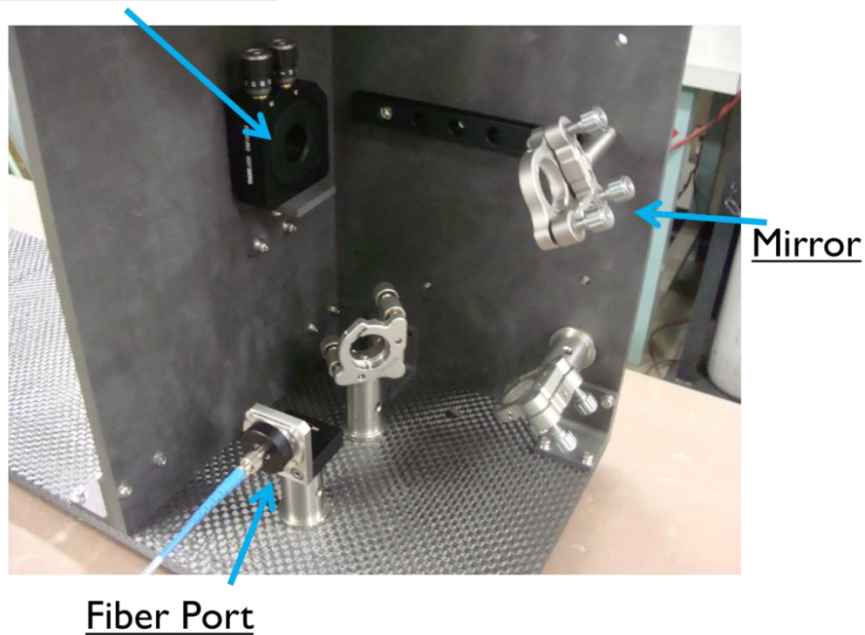


図 5.15 レーザー接続部

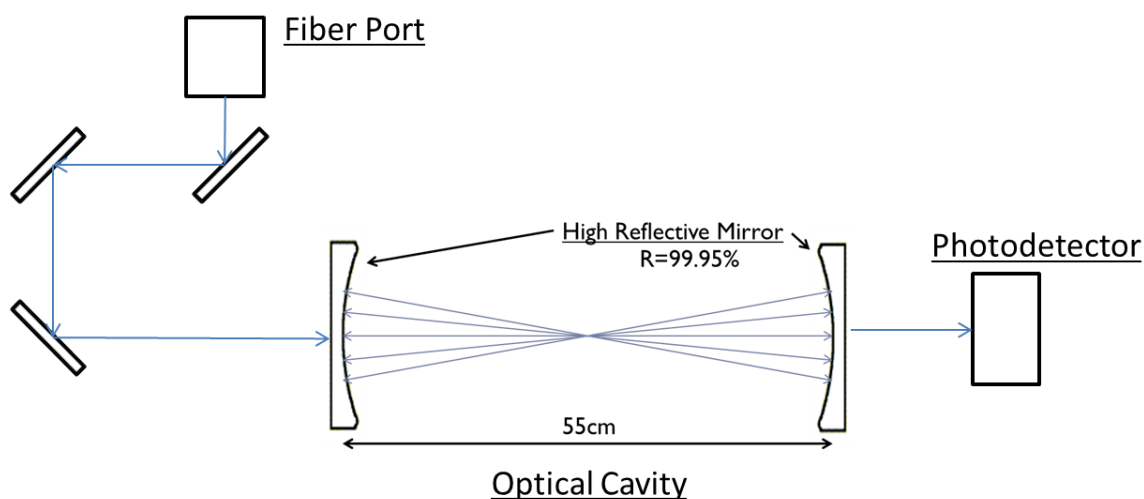


図 5.16 CRDS 装置概略図

第6章 実験結果

実器でも使用されているカーボンでの測定の前に、計測のしやすいアルミでの測定を行い CRDS の妥当性を検証する。150 eV のエネルギーをもつ Xe^+ に対する Al と C のスパッタ率はそれぞれ 0.15、0.02 であるので、カーボンに比べアルミの方が検出しやすいと考える⁽²⁶⁾。アルミの吸収ライン (Al I: 統計重率 g_i, g_k はそれぞれ 2、A 係数は $4.93 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ 、 $3s^23p \ ^2P^\circ \rightarrow 3s^24s \ ^2S$)⁽²⁵⁾ を測定するため、波長を 394.5 nm (vacuum) で掃引した。また、吸収サンプルのドップラーシフトや超微細構造を考慮し、波長を 394.505~394.512 nm (vacuum) で変化させた (図 6.1)。ドップラーシフトとは、吸収サンプル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ことによって起こるスペクトルの広がりのことであり、超微細構造は、原子核の角運動量によって生ずる原子スペクトル線の細かな分裂のことである。

測定的第一段階として、吸収サンプルのない時のリングダウンタイム τ_0 を計測した。本実験ではキャビティー長が 55 cm で、反射率が 99.95% なので τ_0 の理論値は 3.67 μs となる。

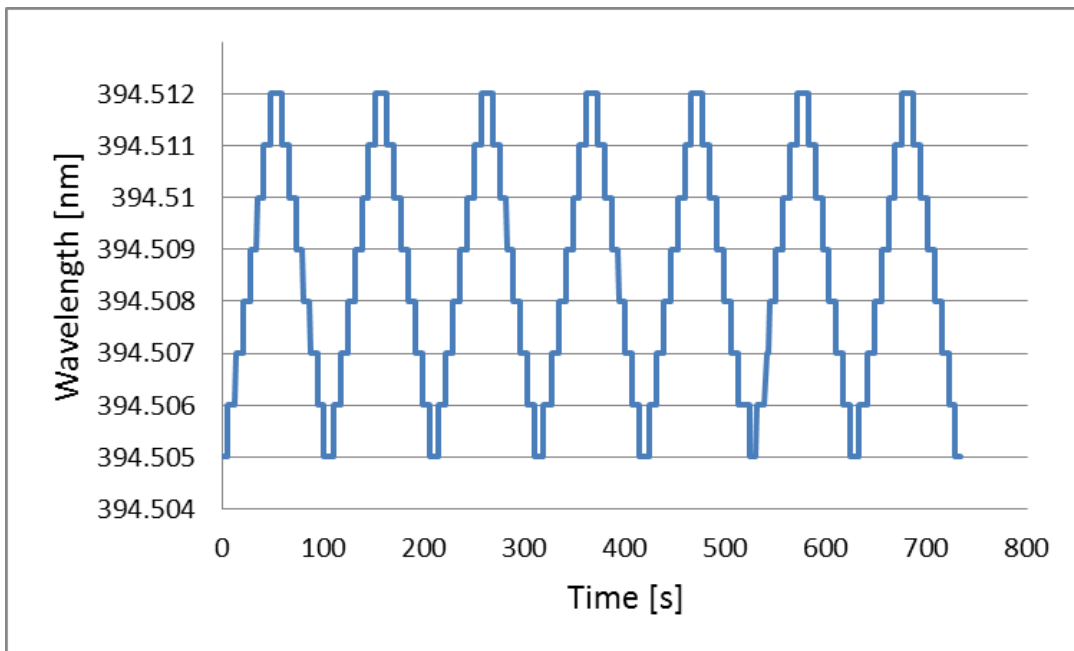


図 6.1 Displacement of Wavelength

CRDS のキャビティーを透過したレーザー (AOM は常時 ON) と、ファブリー・ペローからの信号を図 6.2 に示す。1.5 GHz ごとに信号だすファブリー・ペローに対して、キャビティーは 0.27 GHz (FSR) ごとに信号をだす。およそファブリー・ペローの FSR を 5 等分する間隔でキャビティーの信号 (TEM_{00} による信号) を検出するのが理想的であるが、図を見て分かるように、高次横モードも共振している。

この共振条件で実際に吸収サンプルがない時のリングダウンタイムを計測した。検出

する透過光はオシロスコープでモニタリングした。オシロスコープで閾値以上の信号を検出すると AOM を駆動している高周波が停止しレーザー光は遮断される。このとき APD で計測した減衰信号を図 6.3 に示す。指数関数のフィッティングによって得られたリングダウンタイムは $1.66 \mu\text{s}$ となり、理論値との大きな誤差が生じた。この実験値は反射率が 99.89% のミラーを使用としたときと同値であり、光路長が短くなり、感度が低下していることがわかる。原因としては、レーザーのアラインメントのずれや、大気分子などによるレイリー散乱、高次横モードの共振などが考えられる。

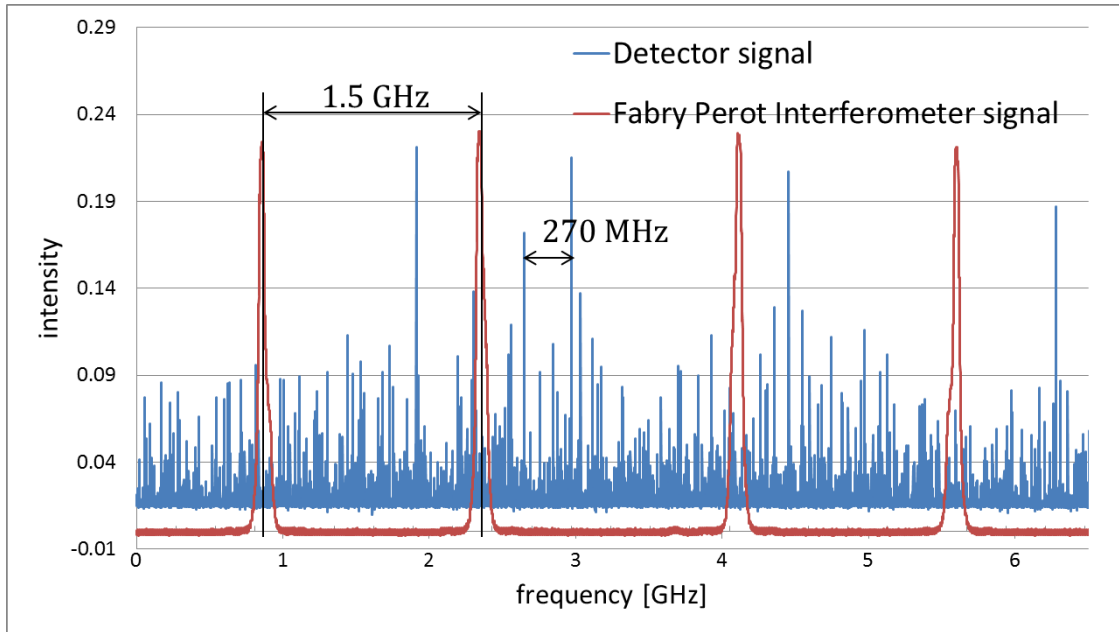


図 6.2 Detector signal

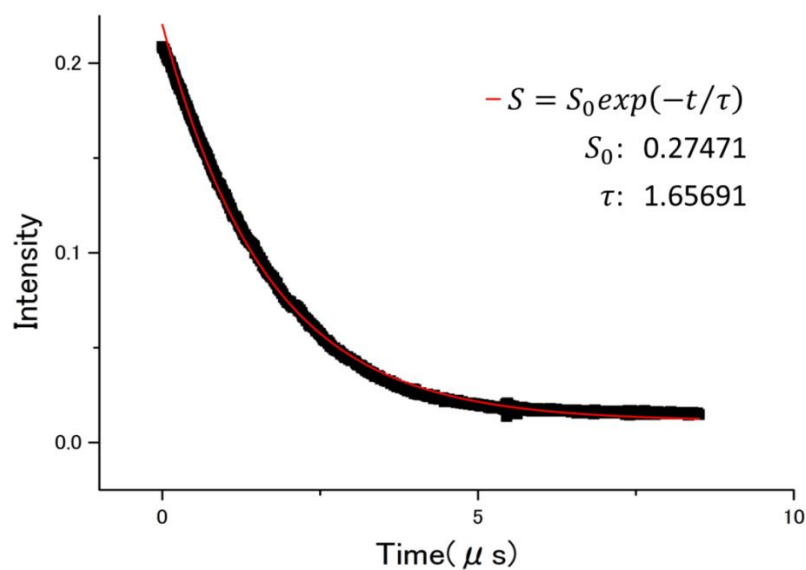


図 6.3 ring down time

τ_0 が 1.66 μs の時において、4 章で行った検証を行う。JIEDI コードの作動条件は 4 章と同じとする。検証を行う際、数密度は以下のように式を変形し求める。

$$\frac{1}{\tau} - \frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{\tau_0} \left(\frac{1}{\tau/\tau_0} - 1 \right) \quad (6-1)$$

$\tau = \tau_0 - \Delta\tau$ とおくと

$$\frac{1}{\tau_0} \left(\frac{1}{\tau/\tau_0} - 1 \right) = \frac{1}{\tau_0} \left(\frac{1}{\frac{\tau_0 - \Delta\tau}{\tau_0}} - 1 \right) \quad (6-2)$$

ここで $\Delta\tau/\tau_0 \ll 1$ なので、テイラー展開より

$$\cong \frac{1}{\tau_0} \left\{ 1 + \frac{\Delta\tau}{\tau_0} - 1 \right\} \quad (6-3)$$

$$= \frac{1}{\tau_0} \left(\frac{\Delta\tau}{\tau_0} \right) \quad (6-4)$$

従って、式 (4-5) は

$$\int N_i dx = \frac{v_{ki}^2}{c^2} 8\pi \frac{g_i}{g_k} \frac{1}{A_{ki}} \left\{ \int \frac{l}{c} \frac{1}{\tau_0} \left(\frac{\Delta\tau}{\tau_0} \right) dv \right\} \quad (6-5)$$

と変形できる。

測定時の共振条件における τ_0 のばらつきの標準偏差 σ [s]は次のようになった。

$$\sigma = 2.15 \times 10^{-8} \quad (6-6)$$

$\Delta\tau = \sigma$ であるので、

$$\frac{\sigma}{\tau_0} = 1.30 \times 10^{-2} \quad (6-7)$$

よって

$$\int N_i dx = \frac{v_{ki}^2}{c^2} 8\pi \frac{g_i}{g_k} \frac{1}{A_{ki}} \left\{ \int \frac{l}{c} \frac{1}{\tau_0} \left(\frac{\sigma}{\tau_0} \right) dv \right\} = 3.99 \times 10^{10} \quad (6-8)$$

となり、JIEDI コードからの測定値である式 (4-13)

$$\int N_i dx = 1.95 \times 10^{10} \quad (4-13)$$

と比較すると、式 (6-8) の値の方が大きいため、このままでの感度では十分とは言えないことがわかる。

ばらつきの比を 1.3%とした場合、必要とされる τ_0 は 5.98 μs となり、反射率 99.95% のミラーの理論値 τ_0 を超えるため、反射率 99.99%以上のミラーに変更しなければならない。また、 τ_0 を 1.66 μs のままで測定するには、 σ/τ_0 が 3.60×10^{-4} 以下にならなければならない、 σ が 5.97×10^{-10} s を超えないように制限する必要がある。このように、 σ/τ_0 のオーダーを下げるために、ミラーの反射率を上げ、 τ_0 を伸ばすか、アラインメントを調整してばらつきを制限する必要があることがわかった。

第7章 結論

本研究では、イオンエンジンのアクセルグリッドの損耗率をリアルタイムで測定するためのシステムを構築した。実際に吸収サンプルの数密度を測定することはできなかったが、指数関数的に減衰していくリングダウンタイムを測定できたので、光学系システムが問題なく作動していることが確認できた。

計測によって得られたリングダウンタイムは $1.66 \mu\text{s}$ であり、理論値の $3.67 \mu\text{s}$ と大きな誤差が生じた。原因としては、レーザーのアラインメントのずれや、大気分子などによるレイリー散乱、高次横モードの共振などが考えられる。

これを用いて測定を行う予定であるが、測定感度に問題があるために σ/τ_0 のオーダーを下げる必要があることがわかった。方法として、次の2つが挙げられる。

1. ばらつきの比を 1.3%とした場合：ミラーの反射率 99.99%以上のものにし、 τ_0 を $5.98 \mu\text{s}$ まで伸ばす。
2. τ_0 を $1.66 \mu\text{s}$ のままで測定する場合：レーザーを調整してばらつきが、 5.97×10^{-10} s を超えないように制限する。

参考文献

- (1) 衛星設計コンテスト実行委員会 監修 茂原正道・鳥山芳夫 共編“衛星設計入門” 培風館(2002) pp304-305
- (2) 國中均 “「はやぶさ」小惑星探査機に搭載されたマイクロ波放電式イオンエンジン” プラズマ核融合学会 Vol.82 No.5(2005) pp300-305
- (3) 國中均 “イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI (JAXA Ion Engine Development Initiatives) ツールの研究開発” イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI(JAXA Ion Engine Development Initiatives)ツールの研究開発ワークショップ 2006 年度報告書(2007), pp5-9
- (4) 船木一幸 他 “JIEDI ツール開発上の課題と 2007 年度の活動方針” イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI(JAXA Ion Engine Development Initiatives)ツールの研究開発ワークショップ 2006 年度報告書(2007), pp75-79
- (5) 栗木恭一 荒川義博 “電気推進ロケット入門” 東京大学出版会(2003) pp21
- (6) <http://art.aees.kyushu-u.ac.jp/research/Ion/principle.html>
- (7) 高村秀一 “プラズマ理工学入門” 森北出版株式会社(2006) pp95-97
- (8) 荒川義博 監修 國中均 中山宜典 西山和孝 著 “宇宙工学シリーズ 8 イオンエンジンによる動力航行” コロナ社(2006) pp10-11,60
- (9) 石川順三 “荷電粒子ビーム工学” コロナ社(2001)
- (10) 宮本尚使 博士論文 “マイクロ波放電型イオンスラスタの性能向上に関する実験的研究” (2005)
- (11) 中野正勝 博士論文 “電気推進のシステム解析と性能評価” (1999) pp49-54
- (12) 大川恭志 他 “グリッド損耗評価試験技術の現状” イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI(JAXA Ion Engine Development Initiatives)ツールの研究開発ワークショップ 2006 年度報告書(2007), pp13-19
- (13) 碓井美由紀 他 “イオン加速グリッドの損耗形状測定” イオン加速グリッド耐久認定用数値解析 JIEDI(JAXA Ion Engine Development Initiatives)ツールの研究開発ワークショップ 2006 年度報告書(2007), pp28-31
- (14) 川崎昌博 他 “キャビティレーザリングダウン分光法”
- (15) Lei Tao “CONTINUOUS-WAVE CAVITY RING DOWN SPECTROSCOPY SENSOR FOR HALL THRUSTER EROSION MEASUREMENT” In Partial Fulfillment of Requirements For the Degree of Philosophy Colorado State University Fort Collins, Colorado(2011)
- (16) 笠岳幸、修士論文、“マイクロ波放電型イオンエンジンのアンテナ設計最適化に向けた電磁波伝播解析”
- (17) <http://art.aees.kyushu-u.ac.jp/research/ECR/microengine.html>
- (18) 小林春洋 “今日からモノ知りシリーズ トコトンやさしいレーザの本” 日刊工業

- 新聞社(2006) pp48-49
- (19) “ソーラボジヤパン総合カタログ Vol.21” (2011) pp769,848-849
 - (20) http://htanaka.net/tanaka_hp/science/optics/aom.html
 - (21) 岡田龍雄 “EE Text 光エレクトロニクス” 株式会社 オーム社(2012) pp44-46,48
 - (22) <http://optipedia.info/fiberlaser/fiber/pmf/pmf/>
 - (23) 木村誠聡 “「電子回路」のキホン” ソフトバンク クリエイティブ株式会社(2011) pp54
 - (24) <http://www.anfoworld.com/lasers.html>
 - (25) <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>
 - (26) 株式会社アルバック 編 “新版 真空ハンドブック” 株式会社オーム社(2008) pp257
 - (27) Azer P. Yalin, Vijaya “Determination of Number Density and Velocity of Sputtered Particles by Cavity Ring-Down Spectroscopy” the 29th International Electric Conference, Princeton University(2005) pp1-13

謝辞

初めに、貴重な研究の場を与えてくださった中島秀紀教授に深く感謝致します。お忙しい中、時間を作っていただき、研究や論文作成に関して理解できるまで何度も熱心に御指導してくださった山本直嗣准教授に深く感謝致します。事務的な手続きなど、快適な研究環境を提供してくださった大神めぐみ事務補佐員、馬渡隆子事務補佐員に深く感謝致します。

同じイオンエンジンに関する研究を進めていた中村祐輔氏、平野賢治氏、豊田裕司氏、レーザーを使った測定を行っていた秀平靖磨氏に、研究に関して助言をくださったことを深く感謝致します。また、充実した研究室生活を提供してくださった日永智之氏、廣池匠哉氏、笹川裕太郎氏、富永宙志氏、本場のカレーを振舞ってくれた Indranuj DEY 氏、同じ学年で共に励まし合ってきた楠田将士氏、湯上尚之氏に深く感謝致します。

最後に私を見守り支えてくださった家族に深く感謝致します。