

電気推進機から排出されるイオンとガス密度分布計測

岩本, 政隆
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

<https://hdl.handle.net/2324/1938029>

出版情報：九州大学, 2017, 修士, 修士
バージョン：
権利関係：



平成29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

電気推進機から排出されるイオンとガス密度分布計測

氏 名

岩本 政隆

指導教員名

山本 直嗣

森田 太智

目次

第 1 章 序論	3
1.1 背景	3
1.2 研究目的	7
第 2 章 推進機	10
2.1 電気推進機	10
2.2 イオンスラスタ	11
2.2.1 作動原理	11
2.2.2 プラズマの生成	13
2.2.3 イオンビーム引き出し	13
2.2.4 イオンビームの中和	14
2.2.5 推進性能	14
第 3 章 レーリー散乱・トムソン散乱	16
3.1 光の散乱	16
3.2 レーリー散乱	16
3.3 トムソン散乱	20
3.3.1 協同トムソン散乱	23
3.3.2 非協同トムソン散乱	25
3.3.3 電子密度 n_e の算出	27
3.3.4 電子温度 T_e の算出	28
第 4 章 実験体系	31
4.1 実験装置	31

4.1.1	真空容器概要	31
4.1.2	レーザー源	32
4.1.3	トリプル分光器	32
4.1.4	小型マイクロ波放電式プラズマスラスタ	33
4.2	実験	35
4.2.1	実験装置	35
4.2.2	レーリー散乱計測	36
4.2.3	非協同トムソン散乱計測	38
第 5 章	実験結果・考察	41
5.1	信号の定義	41
5.2	校正実験	42
5.3	レーリー散乱実験結果・考察	43
5.3.1	フォトンカウンターのディスクリレベル設定	43
5.3.2	迷光の抑制	44
5.4	電気推進機から排出されるイオンと中性粒子密度計測	55
5.5	考察	58
第 6 章	結論と展望	61
参考文献		63
謝辞		65

第 1 章 序論

1.1 背景

1957 年にロシア（旧ソ連）が世界初の人工衛星「スプートニク 1 号」を打ち上げ、11 年後の 1969 年には「アポロ 11 号」が人類初の月面着陸を果たした。それから半世紀が経過しようとしている現在、人類は火星への有人探査の目標に向けて、宇宙開発を進めている。アポロ計画で使用された推進器はすべて化学推進によるものであるが、2010 年に 12 年もの歳月をかけて小惑星「イトカワ」から微粒子を持ち帰った小惑星探査機「はやぶさ」に使用されたのは、電気推進機である。化学推進は化学反応で得られる反応熱以上の推力を得ることは不可能であるので、使用される推進剤で排出速度が決定する。電気推進は、排出速度が推進剤ではなく電力に依存し、放電によってプラズマ化された推進剤ガスを電気の力（電気加熱・電磁力・静電力）によって加速・噴出し、その反作用で推進する。電気推進といえども推進剤は必要であり、電気さえあれば無限に推力が出るわけではない。電気のエネルギーを推進エネルギーに変換するので、その推力も得られる電力に見合ったものであり、化学推進によって地上から打ち上げるロケットが発生する巨大な力を生み出すわけではない。しかしながら、液体、固体等の化学推進に比べて高い比推力（＝ロケットエンジンが発生する推力/単位時間当たり消費する推進剤の重量）を得ることができ、推進剤の重量を削減することができるため衛星のペイロード比を増やすことができ、宇宙での長期ミッションに適している。また、衛星の小型化の促進や大型衛星の高効率化が期待できる。

電気推進機には推進器の加速方式によって大きく 3 つに分けられ、電熱加速型、電磁加速型、静電加速型がある [1]。それぞれの特色を生かして、惑星探査機の主推進機や静止衛星の姿勢制御用推進機での使用を目的としている。この中でも静電加速型のイオンスラスタは現在最も研究が進んでおり、高い比推力で 70～80% の高い推進効率を得ることができるため、すでに人工衛星の姿勢制御に用いられている。しかし、最近では宇宙ステーションや太陽発電衛星など、大型宇宙構造物の建造のための物質輸送、軌道遷移用など、比較的大きな推力を必要とする用途に電気推進機の利用が考えられており、それゆえ推進器の大

型化，大推力化が必要となる．イオンスラスタは静電気加速方式の推進機である．加速領域に存在する空間電位のため，空間電荷制限電流測によって推力密度の制限がある．このため推力を大きくするために口径を大きくする以外に改良方法がなく，グリッドの熱変形などの問題が新たに発生する恐れもある．また，アークジェット，MPD (Magnetoplasma-Dynamic) スラスタはそれぞれ電熱，電磁加速方式の推進機であり，原理的に推力密度を大きくすることが可能で大出力化が容易なため開発が進められているが，イオンスラスタに比べて推進効率が低く，電極の損耗などの問題も克服すべき課題として残っている．

イオンスラスタと同じ静電加速型のホールスラスタは，外部から印加した磁場とホール電流の相互作用によって生じる電界を利用してイオンを加速する方式のスラスタである．このため，イオンスラスタのような静電加速的な側面と，加速領域が電氣的に準中性に保たれるために空間電荷則に従わず高い推力密度が得られるという電磁加速的な側面も合わせ持っている．したがって，原理的には高推進効率かつ高推力密度を得ることが可能である．しかし，これまで得られている推進効率は 50% 程度であるが，またスラスタ内のプラズマ加速過程におけるプラズマの生成や損失，電界の形成といった諸現象の解明も十分にされてはおらず，その基本的設計方法は確立されていない [1] [2] [3]．

イオンスラスタおよびホールスラスタから排出されるビームは，推進剤が電離したイオンと推進剤が電離しなかった中性粒子，中和器から放出される電子で構成される．加速された高エネルギーイオンがビーム下流のブルーム領域内で運動する中性粒子の付近を通過する，又は衝突すると次に示される電荷交換反応を引き起こす [4]．



この過程で，ビーム中の高エネルギーイオンはゆっくり運動する中性粒子と，電荷を受け渡して，イオンは速い中性粒子を，中性粒子はゆっくりとした電荷交換イオン（以下 CEX イオン / Charge Exchange ion）を生じる．図 1.1 にイオンビームから CEX イオンが生じる模式図を示す．これらのゆっくり運動する CEX イオンはイオンビームを離れ，人工衛星表面と衝突すると相互作用し，スパッタリング現象を引き起こす．スパッタリング現象によって，太陽電池パネルの損傷，スパッタ粒子の堆積によるセンサーの性能低下など衛星の誤作動や

劣化を引き起こす原因の一つとなる可能性があり，長期ミッションに影響をきたす．一方，中和器は推進器全体を電気的中性に保つためにビーム中に電子を放出して加速された速いイオンとゆっくりとした CEX イオンを中和しているが，平均自由行程内に衛星機器などに接触するためランダムに広がる CEX を完全に中和することは難しい．そのため，長期間の宇宙空間での使用を予想している人工衛星にダメージを与える可能性のある CEX イオンと，CEX イオンになり得る中性粒子の挙動を把握しておく必要がある．

CEX イオンによる影響を調査するためには数値解析が用いられている．図 1.2 に「はやぶさ」が排出する中性粒子の密度分布の数値解析結果を示す．宇宙空間での作動を想定し，スラスタが一基と三基のものである．スラスタが三基のものがあるのは，実際に使用されたものが四基であるのでその軸対象となっているためである．上図より，シミュレーションにおける宇宙空間の中性粒子密度分布は，排出口から距離に比例して放射状に広がっているように確認できる．このような数値解析による解析結果はあるが，数値解析妥当性の検証のためにも実験における密度計測が必要である．しかし，残念ながら測定データはほとんどないのが現状である．

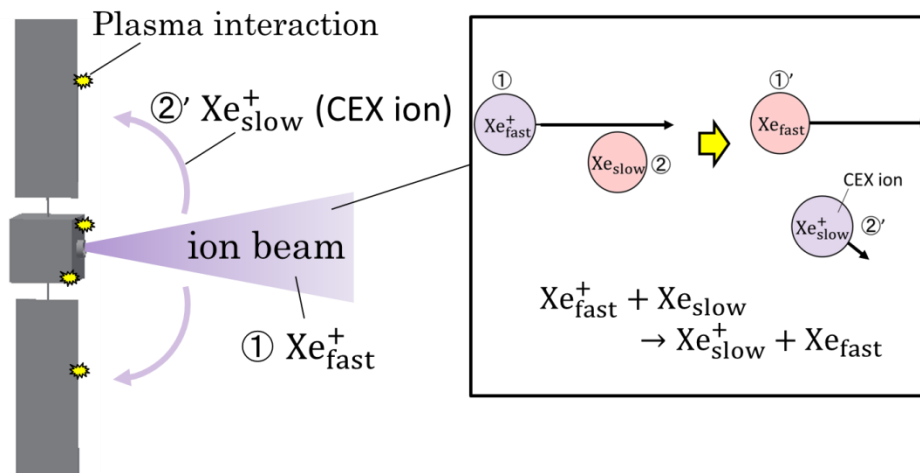
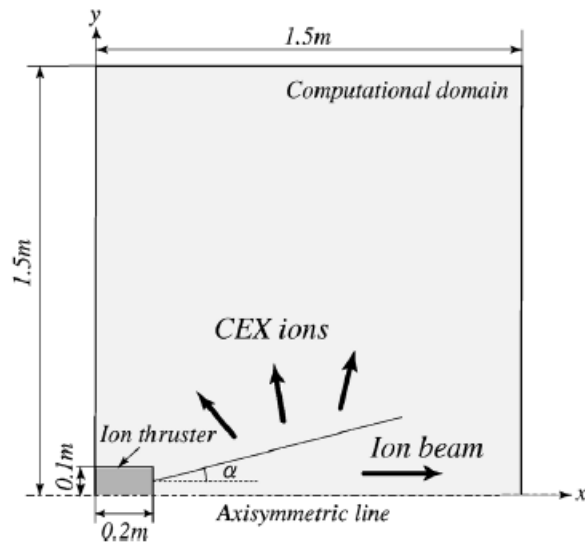
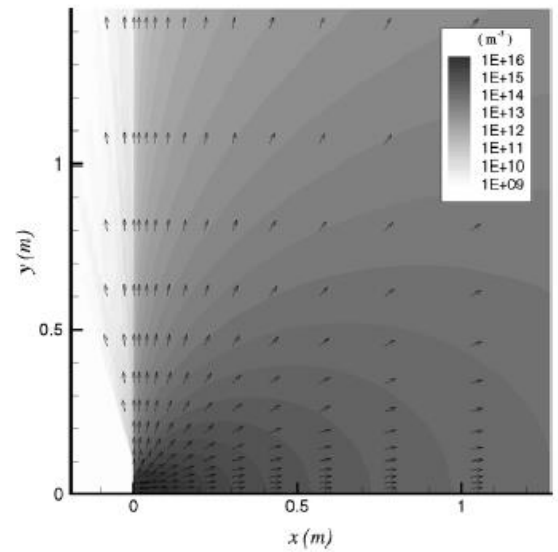


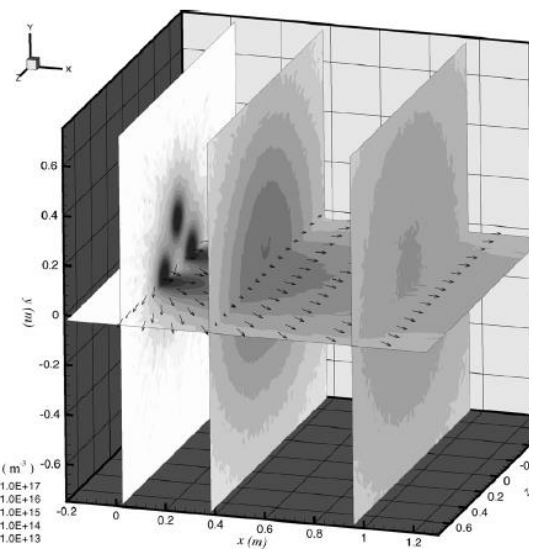
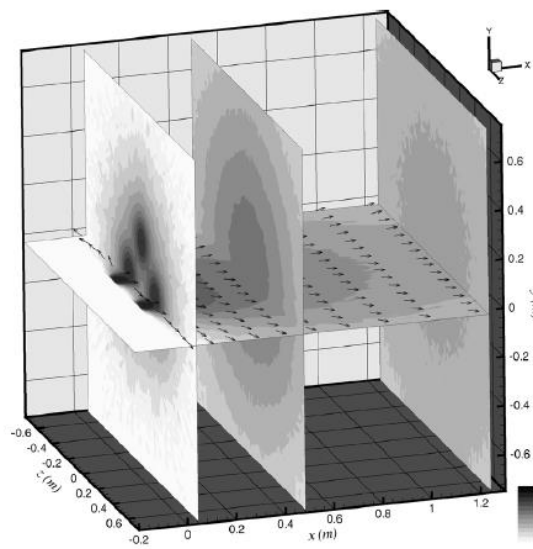
図 1.1 一基のイオンスラスタプルーム領域におけるプラズマ相互作用



設置場所



シミュレーション



シミュレーション (3 基)

図 1.2 イオンスラスタの中性粒子密度 [4]

一方、推進機の試験は地上の真空チャンバー内で行われるが、真空チャンバーない環境の宇宙空間作動時との違いが指摘されている。一つ目は、地上試験において宇宙空間作動時よりも中性粒子密度が高くなることが報告されている。これは、宇宙空間作動時は排出されたままの中性粒子が、地上試験において真空ポンプで排気していても存在し、チャンバー壁面と衝突・反射するからである。また、排出されたイオンも装置壁面に衝突すると中和され中性粒子に戻る

からである．二つ目は，真空チャンバー内の圧力が一様でないことである．これは，真空ポンプの排気速度の違いや配置によるものである．

そのため，中性粒子の密度分布は，宇宙空間を想定した上図のようなシミュレーションと地上試験における結果で違ったものになる．したがって，地上試験における電気推進機の推進性能や耐久性を担保するために，実験によって真空チャンバー内の中性粒子密度分布を計測し，その影響を定量的に調査する必要がある．

1.2 研究目的

イオンスラスタ，ホールスラスタの排気ビーム下流の中性粒子密度を測定するためには，気体の状態方程式 $PV = nRT$ から式変形をして

$$\frac{n}{V} = \frac{P}{RT} \quad [1/\text{m}^3] \quad (1-2)$$

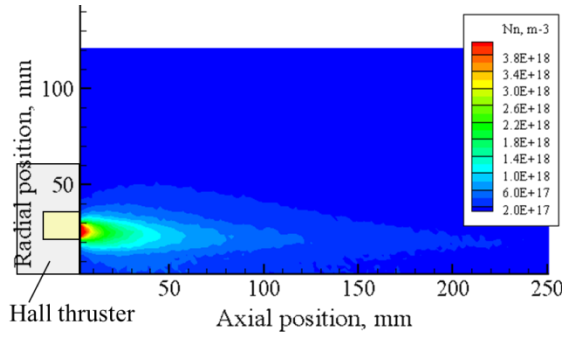
ここで， P は圧力 [Pa]． V は体積 [m^3]． n は分子量 [mol]． R は気体定数 $8.31 [\text{m}^2\text{kg}/\text{s}^2\text{Kmol}]$ ． T は温度 [K] である．密度を求めるには右辺の圧力，温度が分かればよい．温度は実験室の室温と同等であると考えられるので， $293 [\text{K}]$ 程度とする．ここで図 1.3 よりホールスラスタのプルーム領域（図の淡青色）の中性粒子密度は約 $4.0 \times 10^{18} [1/\text{m}^3]$ である [5]．この時の圧力の理論値は，アボガドロ数を $6.02 \times 10^{23} [1/\text{mol}]$ として，式 (1-2) より

$$4.0 \times 10^{18} = \frac{P \times 6.02 \times 10^{23}}{8.3 \times 293}$$

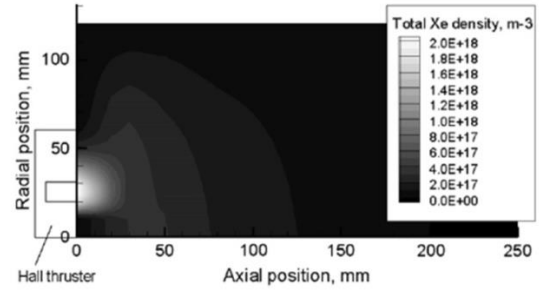
$$\therefore P = 1.62 \times 10^{-2} [\text{Pa}]$$

となる．

それゆえ， $10^{-2} [\text{Pa}]$ レベルで測ることができる受光系があればプルーム領域の中性粒子密度を求めることができる．



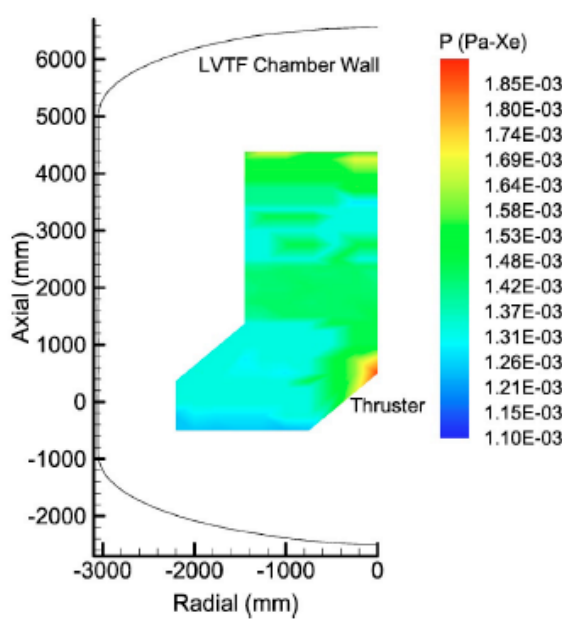
(a)



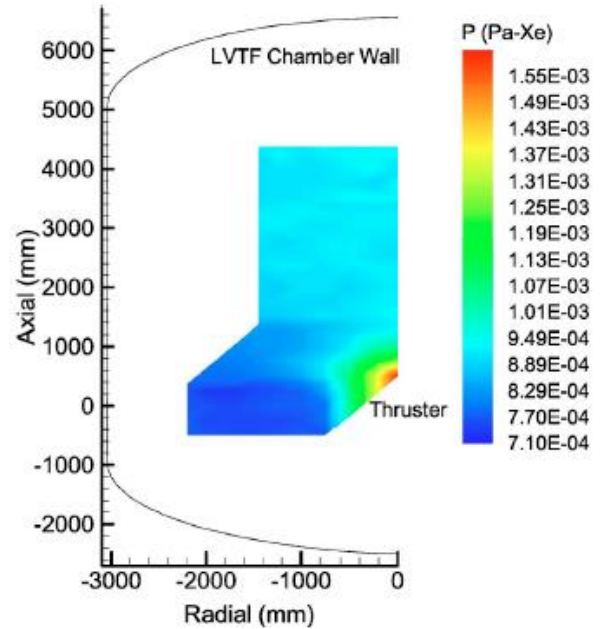
(b)

図 1.3 ホールスラスタ作動時の中性粒子密度分布 [3]

(a)数値解析結果, (b)吸収分光法による実験値



(a)



(b)

図 1.4 ホールスラスタプルーム領域の圧力マップ [6]

(a)Hot flow, (b)Cold flow

高真空における中性粒子の測定は電離真空計や薄膜圧力計による計測および電子線励起法などがある．図 1.4 はプルーム領域に 5 つのイオンゲージを配置して、二次元的にホールスラスタプルーム領域の圧力計測を行ったものである．実験時の諸元は、陽極流量 5.25 [mg/s]，陰極流量 0.92 [mg/s]，ポンプ排気速度 240000 [1/s]，動作圧力 4.5×10^{-4} [Pa]であり，(a)ホールスラスタを作動させた

時の圧力 (Hot flow) と(b)作動させずに測定した時の違いを示している。スラスタ中心軸の圧力プロファイルはプルーム圧力がスラスタ出口付近で最大値を取り、約 2 [m] 下流の背景圧力まで存在することを示している。また、スラスタ中心軸の軸方向の結果を(a)と(b)で比較すると、ホールスラスタ作動時と作動していないときの圧力はほとんど同じであることが分かる [6]。このようにイオンゲージ等を用いた中性粒子密度計測が報告されている。

しかし、圧力計を用いる場合は測定子を挿入する必要があり、密度の擾乱を与えてしまう。また電子線励起法は磁場中では測定が難しいこと、またプラズマ中ではプラズマを乱すため、この方法ではプラズマ中の正確な測定が困難である。それゆえ、非挿入型かつプラズマに擾乱を与えない計測法が必要である。そこで非接触の光学測定法の一つであるレーリー散乱法を用いて真空チャンバー内の中性粒子密度を測定する。過去に内野らが信号と迷光により決まる S/N 比の点から 10^{-1} [Pa] 以上の測定が可能と示した [7]。

本研究では、これを発展させてレーリー散乱の計測により中性粒子を高真空中で計測し、地上試験において真空チャンバー内で反射する中性粒子が電気推進機に及ぼす影響を検証するためのデータを集め解析することである。また、過去の検証から 10^{-1} [Pa] 以上の測定は可能としているので、 10^{-2} [Pa] まで計測の感度を上げることも本研究の目的である。

第 2 章 推進機

2.1 電気推進機

宇宙機の推進方式として、電気推進機と化学推進機の 2 種類がある.図 2.1 に主な推進器の推力密度と比推力の領域を示す. 図より、電気推進は化学エネルギーを推力に変換する化学推進と比較すると、推力密度は劣っているが燃費の良さを表す比推力（推力/(推進剤流量・重力加速度)）が約 10 倍あることが分かる. それゆえ、必要な燃料を大幅に減らすことが可能であり、人工衛星の姿勢制御や惑星間航行などの長期ミッションには適した推進方式として期待されている [8].

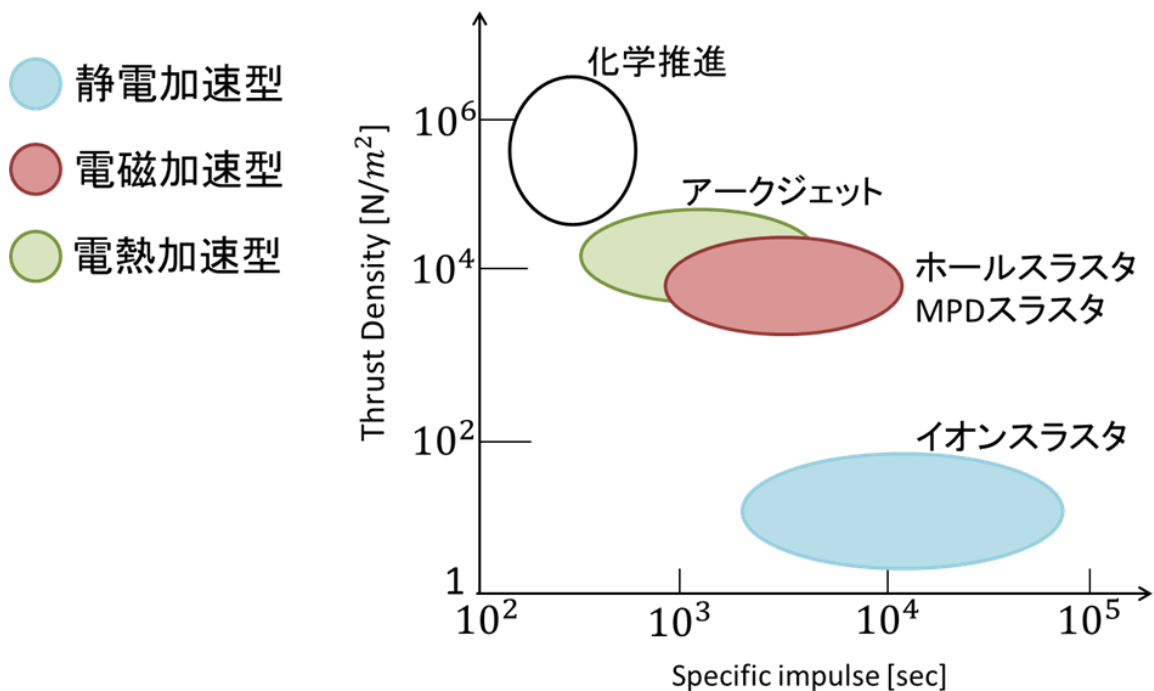


図 2.1 推進機の推力密度と比推力

電気推進機は推進剤の加速方式により電熱加速型、電磁加速型、静電加速型の 3 種類に大きく分けられる.

電熱加速型：推進剤をジュール加熱して生成した高エントロピーガスがノズルを介して空気力学的に加速され推力を得る

(アークジェット, レジストジェット)

電磁加速型：プラズマ化した推進剤を直行する電磁界によって発生するローレンツ力で加速して推力を得る

(MPD スラスタ, PPT (Pulse-Plasma-Thruster))

静電加速型：プラズマ化した推進剤中のイオンを推力方向に印加された電界により静電加速することで推力を得る

(イオンスラスタ, ホールスラスタ)

目的とするミッションにより, 必要とされる推力密度, 比推力が異なるので適切な推進方式を選択する必要がある. 電気推進機の主な特徴として以下の 3 点がある [9].

1. エネルギー源と推進剤を個別に調達し, 任意の割合で調合
2. 推進剤に化学的に不活性な物質を利用
3. 加熱や加速に電熱的, 静電的, 電磁的手法を応用

本研究では, 静電加速型のイオンスラスタについてのデータを検証する予定なので, 以下にスラスタの作動原理について示す.

2.2 イオンスラスタ

2.2.1 作動原理

イオンスラスタはアーク放電やマイクロ波などで推進剤を加熱・電離させてプラズマを生成し, 2 枚または 3 枚からなる多孔状の電極に約 1000—2000 V の高電圧を印加させてイオンを加速するという静電加速型の推進装置である [8]. イオンスラスタの物理過程は, プラズマ生成, イオンビーム引き出し, イ

オンビームの中和に大別することができる。また、イオンスラスタはスラスタのプラズマの生成方式によってその分類を行うことが多く、これまでに研究されてきているイオンスラスタは大きく次の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. 高周波誘導加速型：RF (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。

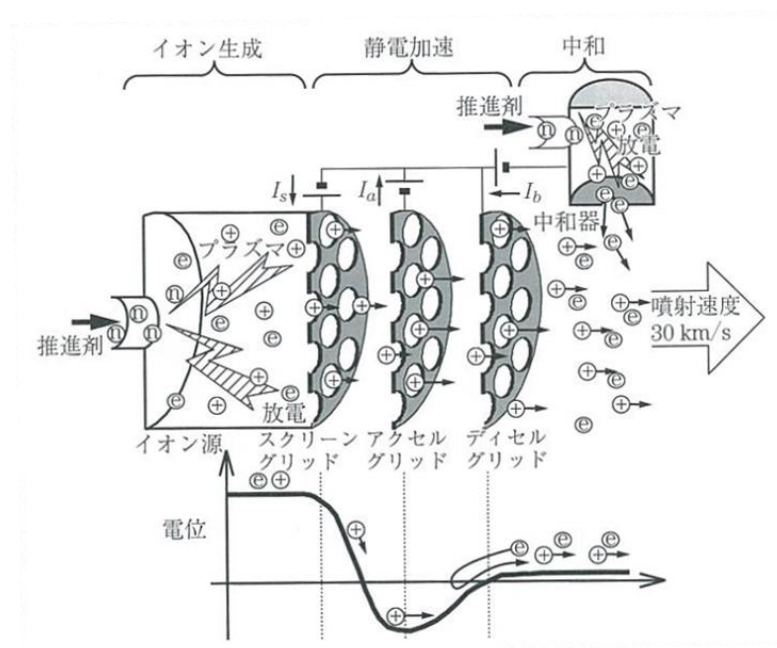


図 2.2.2 イオンスラスタの概略図 [10]

2.2.2 プラズマの生成

上記の 1~4 のプラズマ生成はすべて、磁力線によってプラズマを閉じ込めている。プラズマ中で電離した推進剤は、イオンと電子に分かれ、イオンを排出することで、反作用として推力を得る。

2.2.3 イオンビーム引き出し

イオンビームの引き出しは、プラズマ生成部で発生した正イオンを静電界によって加速することによって行われる。引き出し部は、プラズマに接するスクリーン電極と 1 [mm] 程度の短い間隙で平行に置かれる加速電極および減速電極で構成される。減速電極を用いない 2 枚電極システムで構成されることもある。各電極には内径 1-3 [mm] 程度の孔が多数開けられ、その開口率（孔の総面積が占める割合）は、スクリーン電極で約 70%，加速電極で約 25%，減速電極で 50-70%程度である。イオンビーム下流領域には中和器から放出された電子やイオンとスラスタから漏出した中性粒子との電離反応で生じた電子が存在し、ビームプラズマと呼ばれるイオンビームとそれを取り囲むようにプラズマが存在した状態が形成される。これらの電子が引き出し部を通過してプラズマ生成部へ逆流しないように、負の電位領域を形成している。この役割をするのが加速電極である。

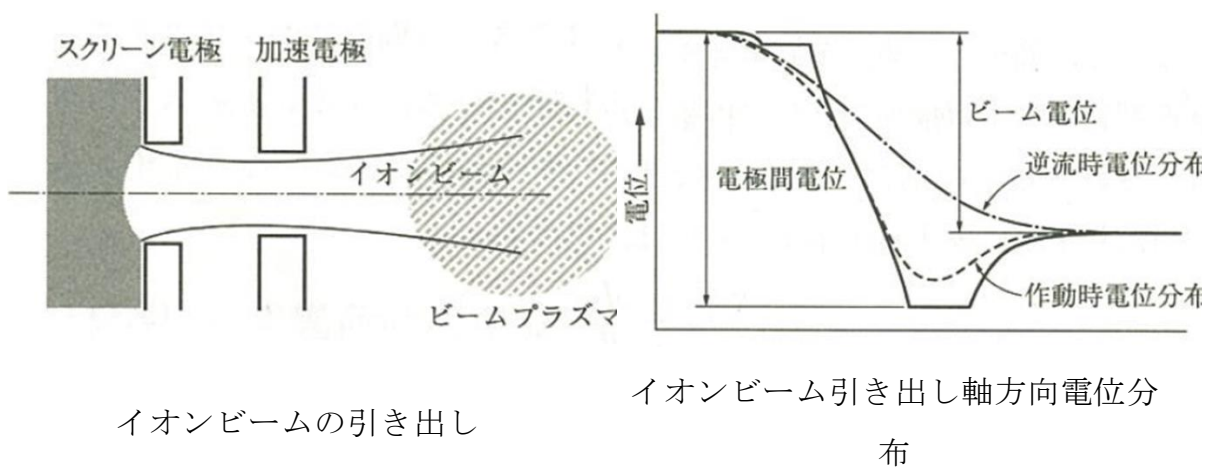


図 2.2.3 イオンビーム [8]

2.2.4 イオンビームの中和

イオンビームの中和はイオンスラスタ本体より外側に配置された中和器によって行われる。イオンスラスタが正イオンのみを噴出すればスラスタやそれを用いる宇宙機が負に帯電し、イオンは再び引き戻され、推力発生は不可能となる。このため、噴射したイオンと同数の電子を噴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。中和器の役割は電子の放出であり、もっとも簡単なものとして加熱したフィラメントを用いることもあるが、これは耐久性の面から短時間の実験用に限られる。したがって、実用上はホローカソードを用いるのが一般的である。

電極材料はモリブデンが使われることが多いが、最近ではカーボン複合素材が用いられることがある。電極の冷却は、他の構成要素と同様に熱伝導と輻射による冷却を基本としている。それゆえ、電極の表面温度はある程度上昇し熱膨張が見られるが、各電極は同一方向に若干湾曲させてこれによる変形に方向性をもたせ、電極間隙への影響を少なくしている。

2.2.5 推進性能

簡単のため、多価電離をしないスラスタの場合について考える。推進剤利用効率（推進剤として供給される粒子のうち、イオンビームとして排出される粒子の割合） η_u 、イオン生成コスト（ビームとなるイオン 1 個当たり生成に要するエネルギー）は、それぞれ次のように示される。

$$\eta_u = \frac{m_i J_b}{e \dot{m}} \quad (2-1)$$

$$\varepsilon_c = \frac{P_d}{J_b} \quad (2-2)$$

ここで、 m_i はイオン質量[kg]、 $\dot{m}$ は推進剤の質量流量[kg/s]、 J_b はビーム電流[A]、 P_d はプラズマ生成に要する電力[W]である。イオン生成コストは V 単位であるが、W/AまたはeV/ionで表わされるのが一般的である。中性粒子の推力への寄与がないとすると、推力は、次のようになる。

$$F = \dot{m}_i v_b = J_b \sqrt{\frac{2m_i V_b}{e}} \quad (2-3)$$

ただし、 $\dot{m}_i$ はイオンの流量[kg/s]、 v_d はイオンのビーム速度[m/s]、 V_b はビーム加速電圧[V]である．イオンスラスタに供給される電力はビーム加速とプラズマ生成に消費されるものとした場合、 $P_b = J_b \cdot V_b$ の関係を用いると、推進効率 η_t は、次のように示される．

$$\begin{aligned} \eta_t &= \frac{F^2/2\dot{m}}{P_b + P_d} = \frac{\eta_u}{1 + (\varepsilon_c/V_b)} \\ &= \frac{\eta_u}{1 + (2e\varepsilon_c/m_i g^2)(\eta_u/I_{SP})^2} \end{aligned} \quad (2-4)$$

ここで、 I_{SP} は比推力[s]である．推進効率は高比推力範囲においては極めて高く、比推力が増加するにつれて推進剤利用効率まで漸近するようになる．一方、比推力を低くしていくと推進効率は下がり、他の電気推進機より推進効率が劣ることになる．また、式(2-4)から、推進効率低下が顕著になるときの比推力は、 m_i によるので、一般にキセノンよりアルゴンの方が高い．

ここで式(2-1)より、イオンスラスタから排出される中性粒子の割合 η_n は次のように示される．

$$\eta_n = 1 - \eta_u \quad (2-5)$$

イオンスラスタの推進剤利用率は、約 90%²⁾ と示されているので、推進剤の約 10%が電離せずに中性粒子として排出される．

第 3 章 レーリー散乱・トムソン散乱

3.1 光の散乱

光や電波のような電磁波が，その波長と同程度以下の大きさの粒子に当たったとき，粒子から二次的な電磁波が発生して周囲に広がる現象を散乱という．散乱には大きく分けて三つの種類があり微粒子による散乱，電子による散乱，フォノンなどによる散乱がある．

- ・微粒子による散乱

- レーリー散乱：光の波長よりも小さい粒子による弾性散乱

- ミー散乱：光の波長よりも大きい粒子による散乱

- ・電子による散乱

- トムソン散乱：電子による長波長光の弾性散乱

- コンプトン散乱：電子による短波長光による非弾性散乱

- ・フォノンなどによる散乱

- ブリルアン散乱：音波や音響フォノンによる非弾性散乱

- ラマン散乱：光学フォノンによる非弾性散乱

本研究で電気推進機から排出される中性粒子のサイズは光の波長よりも十分小さいと考えられるので，中性粒子計測にはレーリー散乱を利用する．また，排出されるイオンと電子の密度は同程度であるのでイオン計測にはトムソン散乱を利用する．

3.2 レーリー散乱

レーリー散乱とは，光の波長と比べて非常に大きさが小さいサイズの粒子（光の波長の $1/10$ 以下）による光の散乱である．

図 3.1 にレーリー散乱の模式図を示す．粒子は素粒子のような極端に小さいものではなく，酸素や窒素分子，煙の粒子などある程度の大きさであり，全体

として電氣的に中性であると仮定する．また，粒子はより小さな荷電粒子（電子や陽イオンなど）から構成されており，外部電磁場の影響で電化分布が偏ることはあるが，金属のように自由電子が動き回る導体ではないとする．このような物体を一般に誘電体という．金属の中にもし時間的に変化しない電場が存在すると，自由電子が無限に加速されてしまい安定的に存在できないが，誘電体の中では正と負の構成要素がバランスしているために，そのような電場は存在しうる．

一方，粒子にぶつかる光は，時間的に変化する電場と磁場，その波動である．レーリー散乱の場合は光の波長 λ が非常に長いと仮定しているので，光速を c とすると $c = \nu\lambda$ より，光の振動数 ν は非常に小さい．この場合，光が粒子にぶつかるということは，粒子の近くで非常にゆっくりと変化する電場や磁場が存在するということである．

外部電磁場の影響で粒子を構成する荷電粒子は分布を変化させる．これを粒子が分極するという．外部電磁場（光）はゆっくりと変化するので，粒子の分極も時間的に変化する．変動する分極は新たな電磁場を発生させ，これが外に放出される光（散乱光）となる．電磁場の時間変動が極めてゆっくりであるため，分極の振動数と電磁場の振動数は同じであると考えてよい．

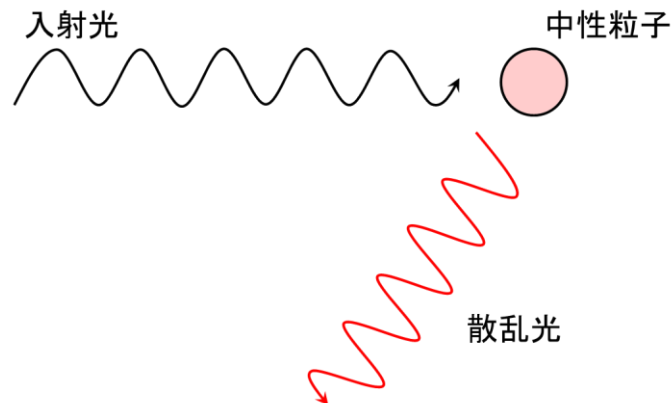


図 3.1 レーリー散乱

身近に見ることができるレーリー散乱の現象としては，昼間は空が青く見え，夕方に赤く見える現象である．レーリー散乱は，光の波長が短いほど空気分子は多くの光を散乱する．波長の短い青い光は，空気中を通過する際に何度も散乱して人の目に入る．それゆえ空は青く見える．一方，波長の長い赤い光は，あまり散乱をせずに空気を通過する．夕方に太陽光が地平線近くから地面を照

らす際は空気を通過する距離が長いため、青い光はほとんどなくなり赤い光だけが残る人の目に入る。それゆえ、夕日が赤く見える。



図 3.2 レーリー散乱による太陽光の散乱 [11]

電磁気学の基本方程式によれば、一般に加速度をもって運動する荷電粒子からは電磁場が発生する。分極した粒子は両端に電化が存在する短い棒のようなもので、その棒の長さが振動すれば加速した荷電粒子と同様に電磁場を発生する。それゆえ、時間的に変化する分極から発生する電磁場を計算によって求める必要がある [12] [13].

次に、外部電磁場（光）の影響によりどのような分極が起こるかを計算する。これは誘電体としての粒子の誘電率によって表わされる。誘電率はまた誘電体の屈折率により表わすことができる。

上記の 2 つを組み合わせ、発生する電磁場を入射する電磁場の関数として求める。これを用いて散乱の様子を、散乱断面積という量によって表現する。

レーリー散乱の散乱光子数は気体の分子密度 n_n に比例する [12] ので、散乱光子数を測定して中性粒子密度を求める。

図 3.3 の配置において、中性粒子密度 n_n の気体からのレーリー散乱光強度 $I_R(\Delta\lambda, \theta)$ は、

$$I_R(\Delta\lambda, \theta) \Delta\Omega \delta\lambda = I_0 n_n \Delta V d\sigma_R(\Delta\lambda, \theta) \Delta\Omega \delta\lambda \quad (3-1)$$

である．これを受光光子数 N_{ph} について解くと，レーリー散乱のパルスあたりの受光光子数 N_{ph} は次の式で表わされる．

$$N_{ph} = \left(\frac{I_0}{h\nu} \right) \Delta V n_n \sigma_R d\Omega \tau_L \eta \quad (3\cdot2)$$

ここで， I_0 は単位面積あたりのレーザーパワー[W/m²]， $h\nu$ はレーザーの1光子あたりのエネルギー[J]， ΔV は散乱体積[m³]， n_n は気体を構成する中性粒子の密度[1/m³]， σ_R はその中性粒子のレーリー散乱の微分断面積[m²/sr]， $d\Omega$ は受光立体角[sr]， τ_L はレーザーのパルス幅[s]， η は受光系の透過率， $\delta\lambda$ は微小波長幅である．式(3-1)より，右辺の n_n 以外の各因子の絶対値が既知ならば， N_{ph} の測定値から密度の絶対値 n_n が分かり，温度が既知（多くの場合常温と考えられる）ならば，絶対圧力 P （ $P = n_n k T$ k : ボルツマン定数， T : 絶対温度）が分かる． Δ をそれぞれの量の測定誤差とすると $\Delta P/P = \Delta n_n/n_n + \Delta T/T^2$ において，右辺の第二項は多くの場合容易に数%以内にできるので，左辺は右辺の第一項で決定できる．式(4-1)右辺の各因子の絶対値を得ることに，原理的困難はない． σ_R は，電子による散乱即ちトムソン散乱と同様，双極子放射によるので，散乱角依存性は両者とも同じになり，断面積のみが異なってきた，その比が文献に与えられている． $I_0 \cdot \tau_L$ はレーザーエネルギーとレーザースポットサイズの実測から， ΔV および $d\Omega$ は幾何学的配置から決まる値であり， η についても適当な光源を用いて実測可能である．

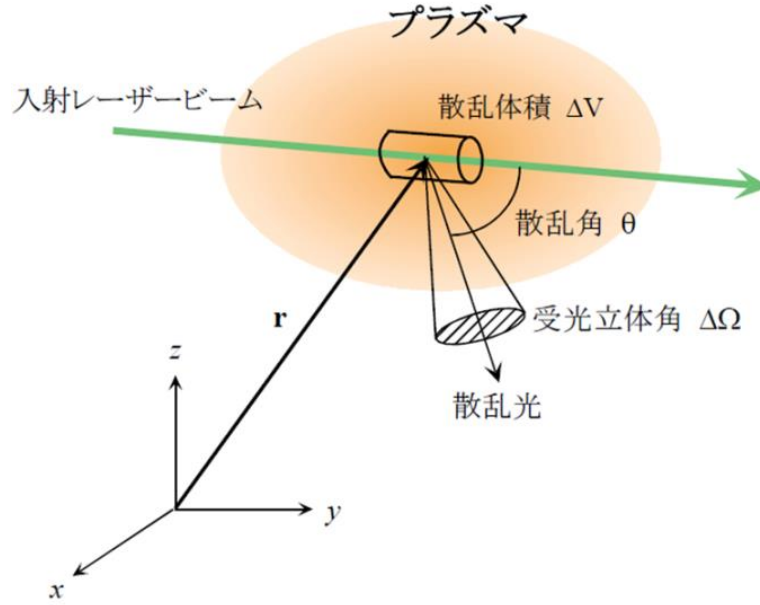


図 3.3 プラズマによるレーザー光の散乱の概念図 [14]

3.3 トムソン散乱

トムソン散乱とは古典力学的に考察可能な自由荷電粒子による電磁波の散乱である。

図 3.4 に示されるようにプラズマ中にレーザー光を入射させると，プラズマ中の自由荷電粒子はレーザー光の電場で強制振動させられ，二次的な光が放出される．これがレーザー光によるトムソン散乱光である．放射によって失われるエネルギーは古典力学において，電界によって加速された荷電粒子から放射されるエネルギーと同じである．電子の質量はイオンの質量と比較して圧倒的に小さいため，電磁波による加速度は電子がイオンと比較して圧倒的に大きい．それゆえ，通常は電子からのトムソン散乱のみが計測される．

図 3.3 の配置において，入射レーザー光の波長を λ としたとき，レーザー波長からの差波長 $\Delta\lambda$ において， $\delta\lambda$ の微小波長幅に散乱される光の強度 I_T は以下の式で表わされる．

$$I_T(\Delta\lambda, \theta)\Delta\Omega\delta\lambda = I_0 n_e \Delta V d\sigma_T(\Delta\lambda, \theta)\Delta\Omega\delta\lambda \quad (3-3)$$

ここで、 n_e は電子密度、 $d\sigma_T$ はトムソン散乱の部分散乱断面積であり、他の諸元は前項のレーリー散乱計測と同じである。比例定数 $d\sigma_T(\Delta\lambda, \theta)$ は、自由電子が θ 方向の単位体積角内で差波長 $\Delta\lambda$ での単位波長幅に散乱する断面積の次元を持つ量であり、トムソン散乱の部分散乱断面積と呼ばれる。トムソン散乱の部分散乱断面積 $d\sigma_T$ は以下の式で表わされる。

$$d\sigma_T(\Delta\lambda, \theta) = r_0^2 [1 - \sin^2 \theta \cos^2 \xi] \cdot S(\Delta\lambda, \theta) \quad (3-4)$$

ここで、 r_0 は電子の古典半径、図 4.8 に示すように θ は入射レーザー光の波数ベクトル k_i と散乱光の波数ベクトル k_s のなす角、 ξ は波数ベクトル k_s を $\mathbf{x}$ - $\mathbf{y}$ 平面に投影したベクトルと $\mathbf{y}$ 軸のなす角、 $S(\Delta\lambda, \theta)$ は分光スペクトルを示す動的形状因子を表している [14]。図 3.5 に理想的なトムソン散乱のスペクトルを示す。式 (3-4) より直線偏光したレーザー光の電子による散乱光強度の角度分布は、図 3.6 のような入射レーザー光の電場を軸方向とした異方性を示す。

東方的なプラズマにレーザー光を入射して、その中の電子により散乱される場合を考える。その際、散乱光強度は単純に 1 個の電子による散乱光強度を電子数倍したものとして表れない。もし、電子が空間的に完全に一様に分布であるとすると、個々の電子による散乱波はそれらと π だけ位相の異なる同じ強度の散乱光の存在により打ち消される。実際のプラズマにおいて、平均電子密度分布は空間的に一様であっても熱運動といった電子密度の揺動存在し、散乱光は完全には打ち消されないため、散乱光の観測は可能である。散乱光の電場の振動は密度揺動の大きさに比例し、熱平行にある系では密度揺動の大きさの 2 乗が平均電子密度に比例するため、散乱光強度は平均電子密度に比例する。

電子の熱的密度揺動は、2 種類に分けて考えられる。1 つは電子自身の熱運動によるもの、もう 1 つは個々のイオンがデバイ遮蔽により電子群に遮蔽された状態で熱運動し、それに追従する電子群の密度揺動によるものである。前者の微分散乱断面積を電子項 $d\sigma_e(\Delta\lambda, \theta)$ と呼び、後者をイオン項 $d\sigma_i(\Delta\lambda, \theta)$ と呼ぶ。以上より、電子の熱的密度揺動は、以下の式で表すことができる。

$$d\sigma_T(\Delta\lambda, \theta) = d\sigma_e(\Delta\lambda, \theta) + d\sigma_i(\Delta\lambda, \theta) \quad (3-5)$$

電子項とイオン項は、プラズマ条件（電子密度や電子温度などの値）と、散乱条件（レーザー波長や散乱角）によって決定される．この時、電子項とイオン項の大小関係によって散乱スペクトルが大きく異なる．そこで、式（3-6）を定義する散乱パラメータ α を導入し、 α の値による散乱スペクトルの変化によって“協同トムソン散乱”と“非協同トムソン散乱”で定義される [15].

$$\alpha = \frac{1}{|k|\lambda_D} \quad \left[|k| = |k_s - k_i| = \frac{4\pi}{\lambda_i} \sin \frac{\theta}{2} \right] \quad (3-6)$$

ここで、 k は計測対象波数であり、 λ_D はデバイ長、 k_s は散乱波数と k_i は入射波数、 θ は散乱角である．

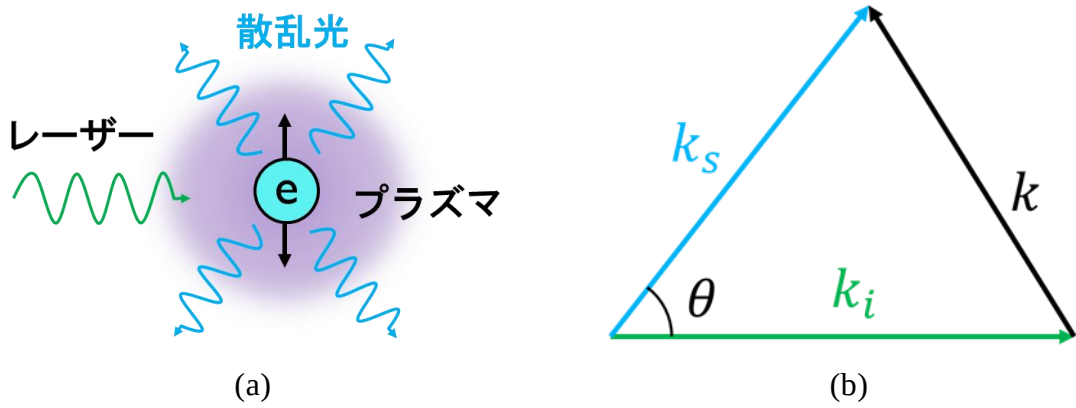


図 3.4 トムソン散乱
(a)概要，(b)散乱ベクトル

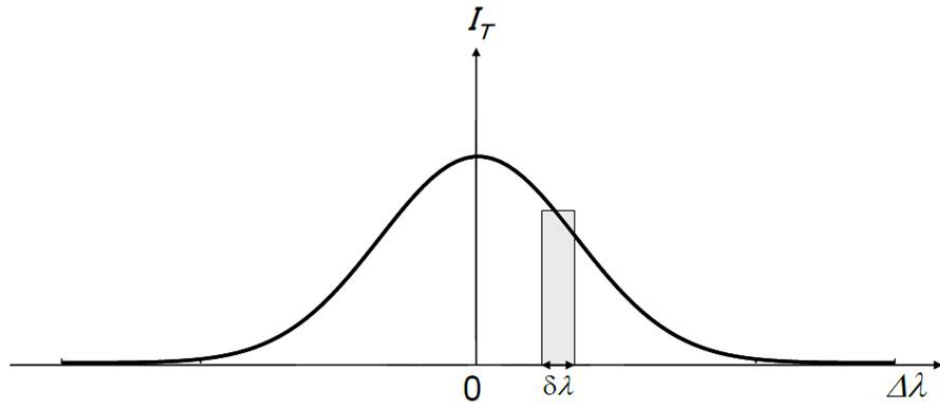


図 3.5 理想的なトムソン散乱スペクトル [14]

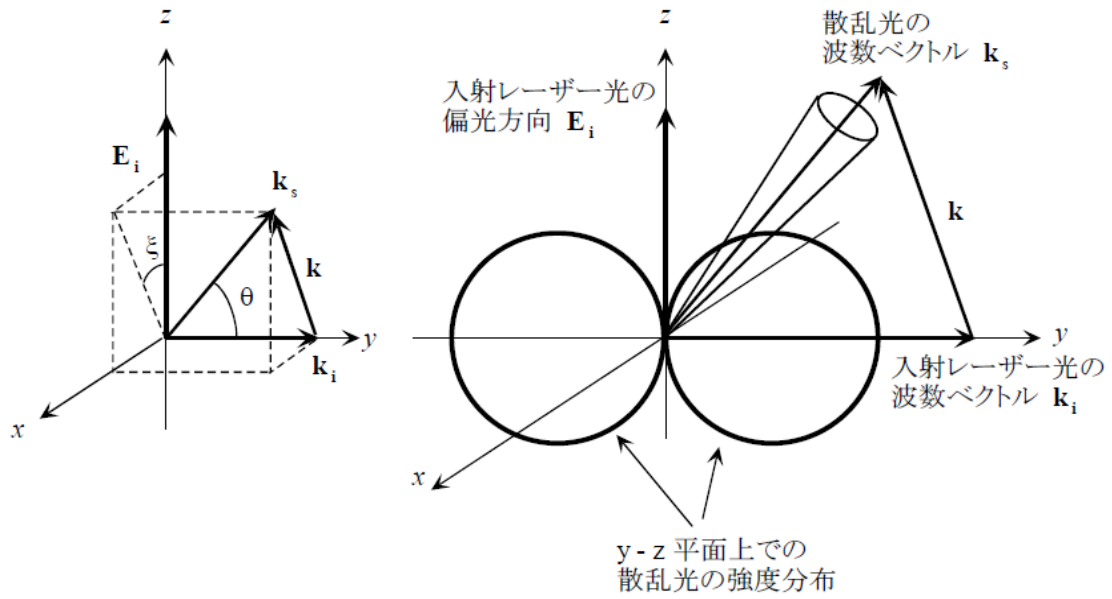


図 3.6 散乱光強度の角度分布 [14]

3.3.1 協同トムソン散乱

$\alpha > 1$ の領域においては，電子の集団的な運動の影響が現れ，イオン項が支配的となる．協同トムソン散乱は，イオンの熱運動に追随する電子の運動によるものと，プラズマ中の不安定性によるものの二つに大別される．

(1)イオンの熱運動に追随する電子の運動によるもの

イオンを遮蔽する電子群の共同的な電子の運動による散乱である [16] [17]．図 3.7 に協同トムソン散乱の概要について示す．青が電子であり，赤がイオンである．図(a)のようにプラズマ中でイオンはランダムな動きをしているが，電子はデバイ遮蔽によりイオンの電荷を中性にするように遮蔽し，イオンに追随して運動する．電子は非常に細かいスケールで見るとランダムに動き回っているが，大きなスケールで見るとイオンのランダムな動きに追随して集団的に運動している．入射する電磁波（レーザー）に反応するのはイオンではなく電子だけなので，直接イオンを観測することができない．それゆえ，イオンの熱振動に追随する電子による振動を観測することで，イオン温度，イオン密度を計測することができる．協同トムソン散乱で観測されたデータは，電子，イオン

双方の情報を持つため，電子については別の手法（トムソン，干渉計）で計測した物を使えばイオンの情報だけをフィッティングできる．また，デバイ長より長いスケールの運動により散乱するため，温度と密度を求めることで温度と密度の関数であるデバイ長が分かり，非協同散乱との区別ができる．

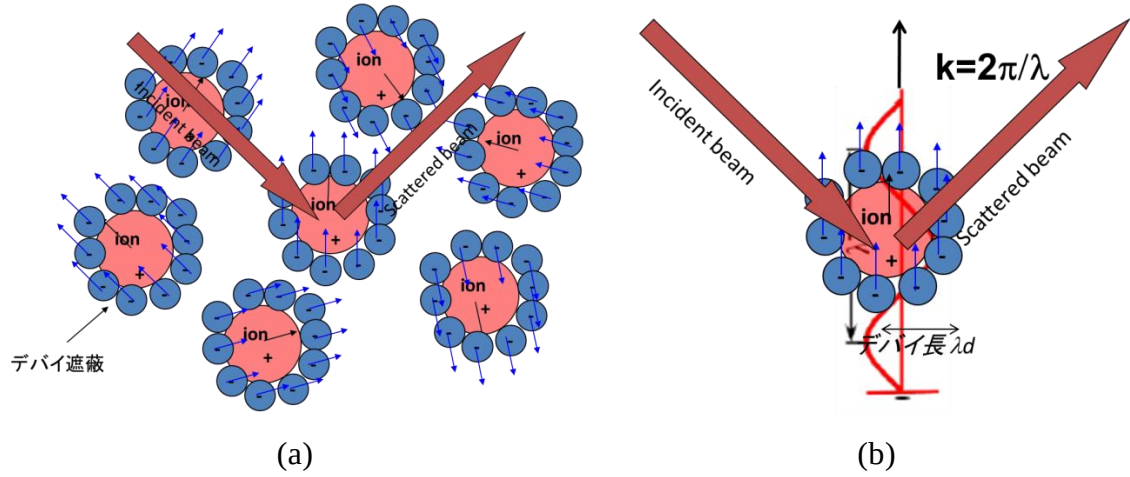


図 3.7 協同トムソン散乱 [16]

(a)概要，(b)デバイ長との比較

協同トムソン散乱は，協同運動による電子群の波による散乱と解釈することができるため，入射電磁波と散乱電磁波の間に式(3-6)の条件 $\alpha > 1$ （ブラッグ条件）が成り立つとき散乱信号は強く現れる．それゆえ，入射電磁波の波数と散乱角が計測する波（イオンの熱運動に追従する電子の粗密波）の波数を決め，波数が決まれば波長が決まる．協同トムソン散乱において，計測するプラズマの揺動はデバイ長よりも長い波長であるので，観測された波長によって協同トムソン散乱だと分かる．図 3.8 にブラッグ条件をとるときの散乱角 θ_s について示す．

$$\delta_x = 2\lambda_p \cos\left(\frac{\theta_s}{2}\right) = \lambda_i \quad (3-7)$$

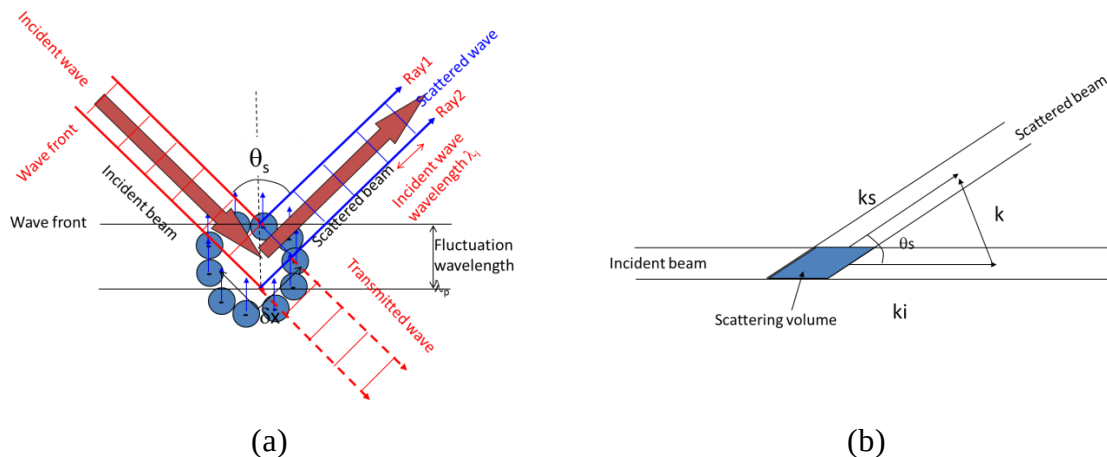


図 3.8 散乱角 [16]

(a) ブラッグ条件のための散乱角 θ_s , (b) 散乱体積

散乱角 θ_s は入射電磁波の波数，検出器の位置で決まる．散乱角が空間分解能を決め，散乱角が 90 度のとき散乱体積は最も小さくなり空間分解能が最もよくなる．通常適切な空間分解を得るためには 10 度以上の散乱角が必要である．

(2) プラズマ中の不安定性によるもの

協同トムソン散乱は，電子の協同運動によるブラッグ条件を満たすときに信号を取得する [16] [17]．電子の協同運動はイオンの熱運動だけでなくプラズマ中の不安定性による揺らぎである場合も計測対象となるため，これらの不安定性揺らぎはプラズマの閉じ込め性能の劣化に関与すると考えられる．

イオンの熱運動による散乱信号は極めて微小であり，入射信号が 10^{-12} 程度であるのに対して，不安定による揺らぎは $10^{-3} \sim 10^{-4}$ 程度で数 100 [mW-W] のレーザーで十分散乱計測可能である．これらの不安定性が大きくなると干渉計の位相計測からも計測できる．

3.3.2 非協同トムソン散乱

$\alpha < 1$ においては，デバイ長が散乱に関係する波長 ($1/|k|$) よりも長くなるので，個々の電子が独立に散乱に寄与する．その結果，電子は熱運動によりランダムに運動し，熱運動の影響が強く反映され，電子項が優勢でイオン項は無視

できる．この場合，プラズマによる散乱断面積は電子の個々の熱運動によって決まり，これを非協同トムソン散乱と呼ぶ [15] [16] [17]．図 3.9 に非協同トムソン散乱の概要について示す．プラズマ中の自由電子は熱運動しているため，非協同トムソン散乱スペクトルはレーザー光からドップラーシフトしている．それゆえ，散乱スペクトルは電子の速度分布を表す．非協同トムソン散乱の散乱光強度は電子密度に比例し，ドップラー広がりを持つ散乱スペクトルの広がり電子の速度分布関数に対応しており，半値幅が電子温度の平方根に比例するため，散乱光を測定することでプラズマ中の電子温度，電子密度を計測することができる．一般的にトムソン散乱というと暗に非協同トムソン散乱を指すことが多い．

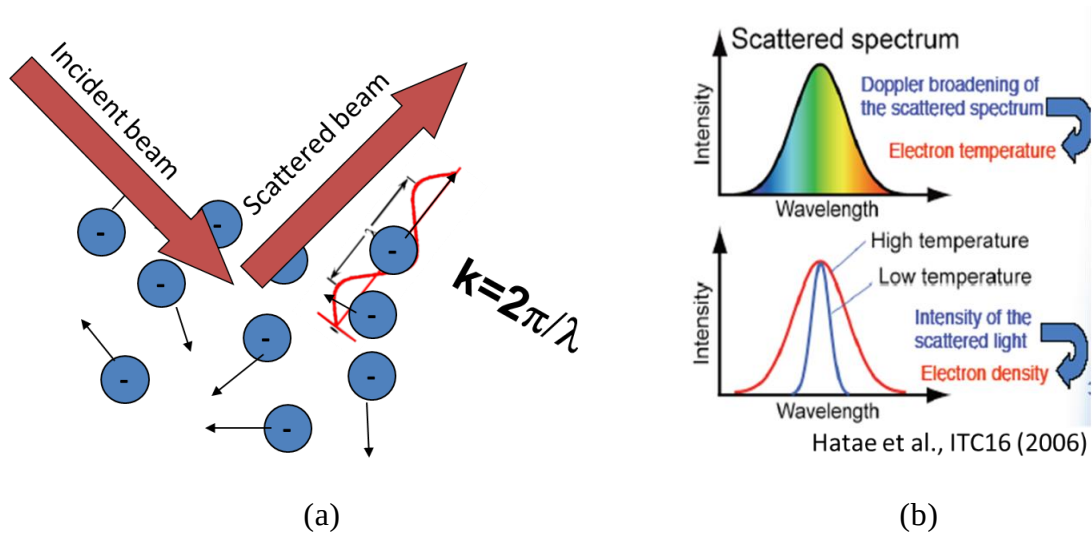


図 3.9 非協同トムソン散乱 [16]

(a) 概要，(b)散乱光スペクトル

非協同トムソン散乱の問題点は密度の絶対値計測である．散乱光強度はレーザーのパワーの揺らぎ，光軸のゆれ，検出器の感度の変化によっても変化し，電子密度の絶対値を決定するには較正実験が必要である．

信号強度を電子密度の絶対値に変換するのは困難であり，以下の 2 つのどちらかを利用して絶対値に校正する．

(1)ガス散乱により校正係数を求める

水素ガスのラマン散乱，水素分子の振動，回転準位とのエネルギーのやり取りによる散乱．窒素ガスによるレーリー散乱，窒素ガス分子による散乱等を用いてあらかじめ校正係数を換算する．

(2)積分値の比較

校正実験は技術的に容易でないときは，相対分布は正しいと仮定し，測定した密度分布の積分値と同軸の干渉計による積分密度（精度高）を比較して校正係数を決める．

本研究で用いた波長 532 [nm] のレーザー，散乱角 90° ，プローブ計測により得られている電子密度 ($0.2 \sim 2 \times 10^{18} [\text{m}^{-3}]$) と電子温度 ($1 \sim 5 [\text{eV}]$) では $\alpha \ll 1$ となるので，散乱は非協同トムソン散乱領域にあると考えられる．アルゴンガスによるレーリー散乱を用いて校正した．

3.3.3 電子密度 n_e の算出

電子密度 n_e のプラズマからのトムソン散乱光強度 $I_T(\Delta\lambda, \theta)$ は，式 (3-3) において電子密度以外の値が既知であれば，トムソン散乱光強度から電子密度を算出できる．しかし，入射レーザー光強度，散乱体積，受光立体角の絶対値を精度よく測定することは困難である．そこで，トムソン散乱実験と同様の実験配置下で，レーリー散乱断面積が既知の窒素によるレーリー散乱光強度を観測し，受光系の絶対校正を行う．中性粒子密度 n_n の気体からのレーリー散乱光強度 $I_R(\Delta\lambda, \theta)$ は，次式で表される．

$$I_R(\Delta\lambda, \theta) \Delta\Omega \delta\lambda = I_0 n_0 \Delta V d\sigma_R(\Delta\lambda, \theta) \Delta\Omega \delta\lambda \quad (3-8)$$

ここで， $d\sigma_R(\Delta\lambda, \theta)$ はレーリー散乱の微分散乱断面積である．よって，式 (3-4)，式 (3-8) を電子密度について解くと，式 (3-9) が得られる．

$$n_e = n_0 \frac{d\sigma_R(\Delta\lambda, \theta) I_T(\Delta\lambda, \theta)}{d\sigma_T(\Delta\lambda, \theta) I_R(\Delta\lambda, \theta)} = n_0 \frac{d\sigma_R(\Delta\lambda = 0, \theta)}{r_0^2 [1 - \sin^2 \theta \cos^2 \xi]} \frac{I_T(\Delta\lambda, \theta)}{I_R} \frac{1}{G(\Delta\lambda, \theta)} \quad (3-9)$$

ここで、 I_R はレーザー波長でのレーリー散乱信号強度である．レーリー散乱光のドップラー広がり、トムソン散乱光のドップラー広がり比べて無視できる程小さい．それ故、レーザー波長での散乱光強度を測定することで全散乱波長をカバーすることができる．

式 (3-9) において、アルゴンや酸素、窒素などのレーリー散乱の微分断面積と、トムソン散乱の微分断面積の比は既知である．したがって、密度が既知の中性粒子からのレーリー散乱信号を観測した後、トムソン散乱信号強度を測定することで電子密度が求まる．本研究では、アルゴンによるレーリー散乱を計測しているが、トムソン散乱の微分断面積を σ_T とすれば、アルゴンガスの場合、Nd:YAG レーザー波長 (532 [nm]) で $\sigma_T/\sigma_R=147$ であり、この値で電子密度を算出することができる．

3.3.4 電子温度 T_e の算出

前節で述べたように、マイクロ波放電によるトムソン散乱では、非協同的散乱によって生じる．この時、プラズマ中の自由電子は熱運動をしているため、トムソン散乱スペクトルはドップラー広がりを持つ．

ここで、熱速度 v を持った電子が位置 $\mathbf{r}$ に存在しているとする．その電子に波長 λ_i のレーザー光を照射し、レーザー光が散乱される場合を考える．この時、ドップラーシフト $\Delta\lambda$ は、次式で表される．

$$\Delta\lambda = 2v \sin \frac{(\theta)}{2} \frac{\lambda_i}{c} \quad (3-10)$$

非協同的散乱の場合、電子群による散乱は個々の電子による散乱の重ね合わせとして表せるため、式 (3-10) の関係を電子群に拡張することができる．式 (3-10) より、散乱光のドップラーシフト $\Delta\lambda$ と電子の熱速度 v は比例関係にあ

るため、トムソン散乱の分光スペクトル形状は、一次元の電子速度分布関数を表す。トムソン散乱のスペクトルがガウス型分布している時、電子の速度分布は Maxwell 分布となる。この時、そのスペクトル幅の広がりの特徴づけるパラメータとして、電子温度が定義できる。

一次元の Maxwell 分布は、電子温度を T_e [eV]、電子質量を m_e [kg]、素粒子を e [C]とすると、式 (3-11) で表される。

$$f(v)dv = \left(\frac{m_e}{2\pi e T_e}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{f m_e v^2}{2e T_e}\right) dv \quad (3-11)$$

式 (3-10) と式 (3-11) より、トムソン散乱の動的形状因子 $S(\Delta\lambda, \theta)$ は、

$$S(\Delta\lambda, \theta)d(\Delta\lambda) = \left(\frac{m_e}{2\pi e T_e}\right)^{1/2} \left(\frac{c}{2\lambda_i \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}\right) \exp\left\{-\frac{m_e}{2e T_e} \left(\frac{c}{2\lambda_i \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}\right)^2\right\} d(\Delta\lambda) \quad (3-12)$$

となる。式 (3-12) より、トムソン散乱スペクトルの半値半幅 $\Delta\lambda_{T,1/2}$ は、電子温度 T_e 、入射レーザーの波長 λ_i を用いて次式のように表される。

$$\Delta\lambda_{T,1/2} = \frac{2\lambda_i \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}{c} \sqrt{\frac{2e T_e \ln 2}{m_e}} \quad (3-13)$$

しかし、実際に観測されるスペクトル $G(\Delta\lambda, \theta)$ は、本来のトムソン散乱スペクトル $S(\Delta\lambda, \theta)$ と分光器の装置関数 $F_1(\Delta\lambda)$ とのコンボリューションとなるため、次式により表される。

$$G(\Delta\lambda, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \{S(\Delta\lambda_l, \theta) \cdot F_1(\Delta\lambda_l - \Delta\lambda)\} d(\Delta\lambda_l) \quad (3-14)$$

特に、 $F_1(\Delta\lambda)$ がガウス分布の場合、 $G(\Delta\lambda, \theta)$ も式 (3-15) のようなガウス分布と

なる.

$$G(\Delta\lambda, \theta) = \frac{(\Delta\lambda_{T,1/2})}{\sqrt{(\Delta\lambda_{T,1/2})^2 + (\Delta\lambda_{T,1/2})^2}} \exp \left\{ -\ln 2 \frac{(\Delta\lambda)^2}{(\Delta\lambda_{T,1/2})^2 + (\Delta\lambda_{T,1/2})^2} \right\} \quad (3-15)$$

ここで, $\Delta\lambda_{T,1/2}$ は装置関数の半値半幅を表す. 測定スペクトル $G(\Delta\lambda, \theta)$ がガウス分布ならば, そのスペクトル幅から式(3-15)を用いて装置関数幅を差し引くことで, トムソン散乱スペクトルの半値半幅が求まり, 式(3-13)より電子温度は

$$T_e = (\Delta\lambda_{T,1/2})^2 \left(\frac{c}{2\lambda_i \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \right)^2 \frac{m_e}{2e\ln 2} \quad (3-16)$$

と表すことができる.

第 4 章 実験体系

4.1 実験装置

4.1.1 真空容器概要

真空容器は、高さ 420 [mm]、幅 1350 [mm]、奥行 470 [mm] のステンレス製真空チャンバーで、全実験を通して電氣的にアースされ、基準電位となっている。また、容器側面及び容器上部に計 4 ヶ所の観測窓を設置している。正面の大きなフランジを開閉するたびに 1~3 [mm] 程度計測点のずれが生じた。そのため側面窓の一つをチタン平板フランジに変更し、ほとんどの実験装置を側面穴から設置した。使用した真空システムの概念図を図 4.1 に示す。

- ・ロータリーポンプ 1 台（排気速度 500 L/sec）
- ・ターボ分子ポンプ 1 台（排気速度 190 L/sec）

粗排気用にロータリーポンプ（DSP500）、高真空用にロータリーポンプとターボ分子ポンプ（PT-150）をそれぞれ使用した。圧力の計測には、大気圧~ 1.0×10^{-1} [Pa]にはクリスタルゲージ（M-320XG）と表示器（A-NET M-390）を用いた。 $1.0 \times 10^{-1} \sim 1.0 \times 10^{-6}$ [Pa] にはミニチュアゲージ測定球（MG-2M）と表示機（IONIZATION GAUGE M-431HG）を用いた。中~高真空領域で圧力を正確に決定するため、流量計を用いてターボ分子ポンプの排気速度との平衡が取れるようにした。なお、使用していた日立製 SFC280ERC-4S が不調を起こしたので途中から KOFLOC 製 3660 を使用した。

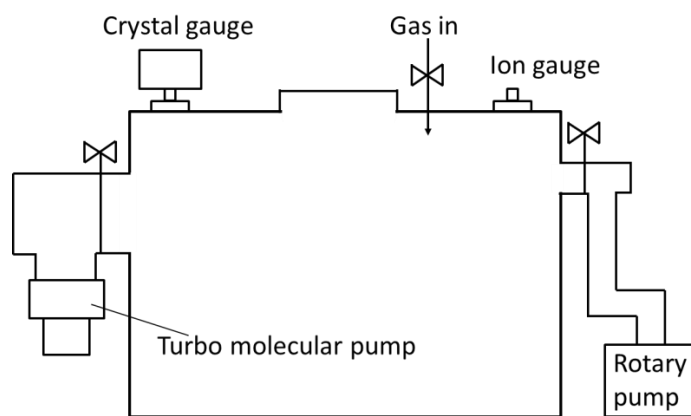


図 4.1 真空システムの概念図

4.1.2 レーザー源

本研究では、Nd:YAG Laser を用いて計測を行った．レーザーは Ekspla 社製 NL231 Laser を使用した．表 4.1 にレーザーの性能を示す．

表 4.1 Nd:YAG laser の性能

波長	パルス幅	繰り返し周波数	エネルギー最大値	ビーム広がり角
532 [nm]	3 [ns]	50 [Hz]	100 [mJ]	0.6 [mrad]

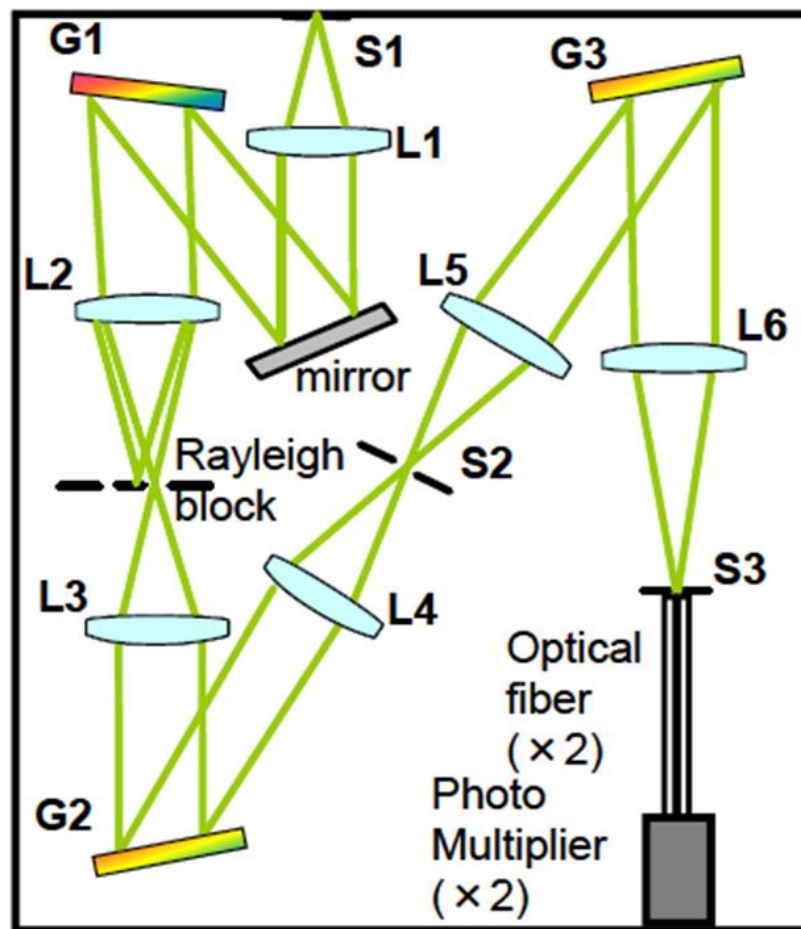
4.1.3 トリプル分光器

迷光を減らすためにトリプル分光器 [14]を用いた．図 4.3 に概略図を示す．トリプル分光器は低迷光回折格子 3 枚，アクロマートレンズ 6 枚，アルミ平板ミラー1 枚，レーリーストップ，中間スリットにより構成される．

入ロスリットを通過しトリプル分光器に入射した光は，レンズ L1 により平行光となる．その光は回折格子 G1 で分散され，トムソン散乱を計測する場合レンズ L2 によりレーリーストップ上に集光される．レーリーストップは厚さ 0.05 [mm]のタンゲステン板に，中央の幅 0.4 [mm]の部分を残して，その両端に高さ 10 [mm], 幅 5 [mm]の 2 つの四角い穴をあけた逆スリット型の構造をしている．中央の幅には，レーザー波長を遮光する役割がある．

1 段目の分光部の逆洗分散は 3.8 [nm/mm]となる．レンズ L2 の焦点距離は 220 [mm]，格子定数 d は $1/1.2 \times 10^6$ ，回折角 θ は 4.3° ，回折次数 m は 1 である．遮光の波長幅は，上記の逆線分散 3.8 [nm/mm]と遮光部の幅 0.4 [mm]で決まり，レーザー波長からの差波長 $\Delta\lambda = \pm 0.76$ [nm]以内の光が完全に遮蔽される．差波長 $\Delta\lambda = 0.76$ [nm]より広がった光は，レーリー遮光版を通過し，レンズ L3 で平行光となった後，回折格子 G2 でその分散が打ち消される．その後，レンズ L4 で集光され，中間スリット（幅 200 [μm]，高さ制限なし）を通過する．

レンズ L5 によって平行光となった光は，回折格子 G3 で再び分散される．中間スリット後の 2 枚のレンズ L5 ($f=220$ [mm])，L6 ($f=500$ [mm]) は焦点距離 f に 2.27 倍の差があるため，中間スリットの 2.27 倍の像が波長分解され，観測面上に結像される．



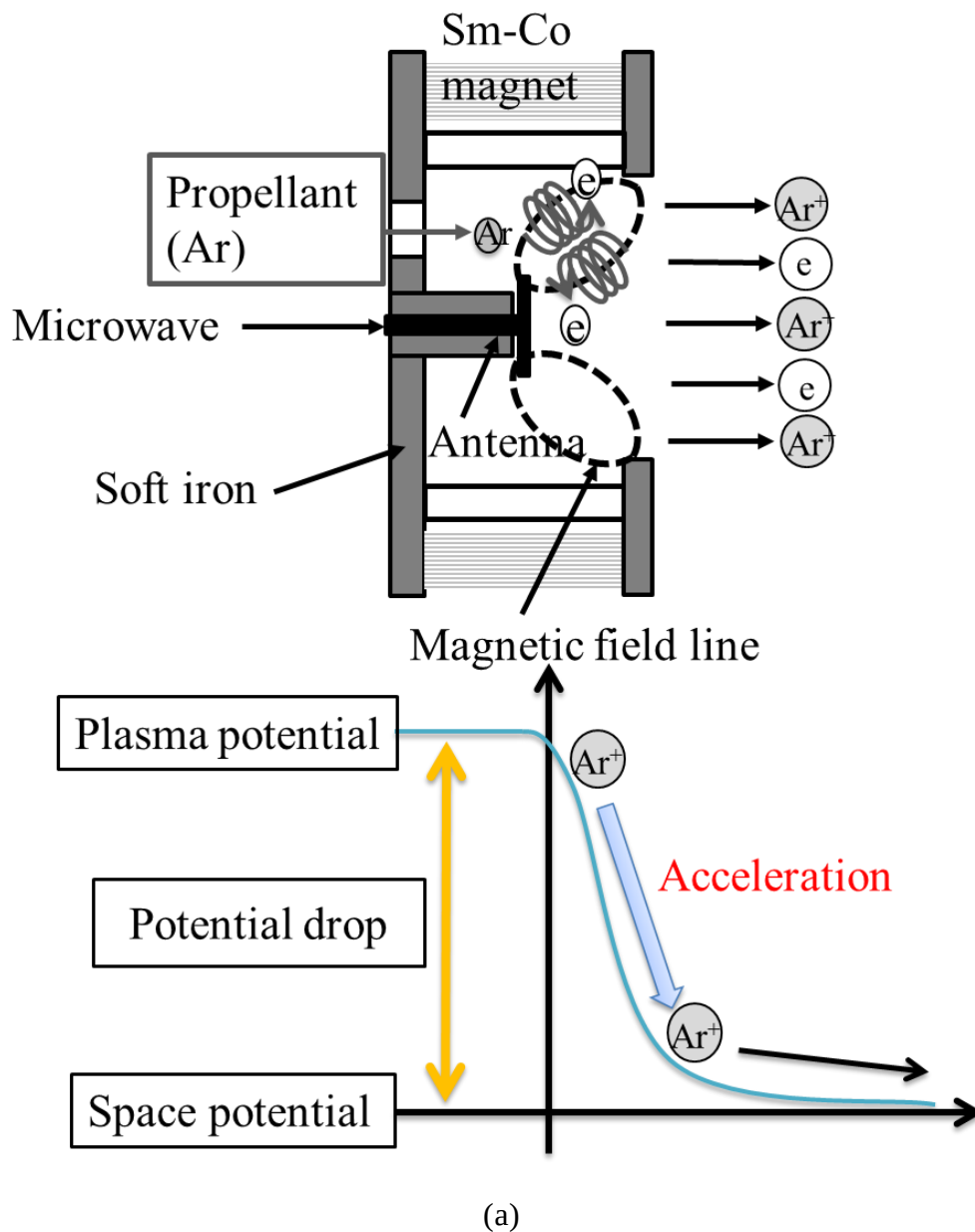
S1~3:スリット
G1~3:回折格子
L1~6 :レンズ

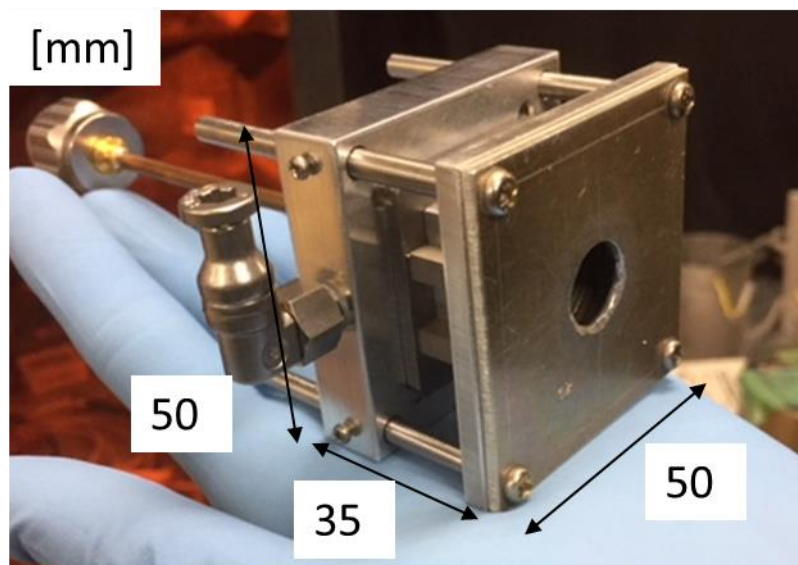
図 4.3 トリプル分光器の概略図 [14]

4.1.4 小型マイクロ波放電式プラズマスラスタ

電気推進機から排出されるイオンと中性粒子密度測定には，本研究室の牛尾らが開発中の小型マイクロ波放電式プラズマスラスタを用いた [18] [19]. 図 4.4 に使用するスラスタの模式図と写真を示す．マイクロ波により電子を加熱加速し，磁気ミラー間で電子はトラップされる．この磁気構造は磁気チューブと呼ばれる．電子はマイクロ波からエネルギーを受け取り，推進剤粒子（Ar）と衝突して推進剤原子をイオン化する．放電室の電位が宇宙空間の電位と同じに保

たれていれば，スラスタ内部のプラズマ電位と宇宙空間電位（0V）の電位差によりイオンは加速・排出される．電子については，磁気チューブ内で高エネルギーを持ったものが電位差を乗り越えてイオンと共に排出される．これにより推進機から排出されるビームは中性に保たれるため，ビーム中のイオンと電子の密度は同じであると考えられる．表 4.2 にこれまで計測された推進機の性能を示す．





(b)

図 4.4 マイクロ波放電式プラズマスラスタ [18] [19]

(a)概要, (b)実物と寸法

表 4.2 小型マイクロ波放電式プラズマスラスタ性能 [19]

投入電力	[W]	10	20	32
イオンビーム電流	[mA]	24.2	66.0	105
推力	[μ N]	61	167	280
比推力	[sec]	75	206	345
推進剤利用効率	[%]	12	33	53

4.2 実験

4.2.1 実験装置

本研究では中性粒子密度計測にレーリー散乱を，イオン密度計測にトムソン散乱を利用する．実験装置の概略を図 4.5 に示す．気体を流入して圧力が平衡になってから計測した．レーザーからのビームは凸レンズ，ブリュスターウインドウ，真空チャンバー内を通過し，右側のブリュスターウインドウを抜けてビームダンプに達する．レーザー源から出力されたビームは波長板（WPH05M-532，マウント：PRM1/M）を用いて計測にふさわしい強度に偏光した．また，レーザー光は偏光子（GL-10A，マウント：SM1PM10）を用いて水平に偏

光しているように配置し，入射前にパワーメーター（AstralAA30）を用いて強度を計測した．このレーザー入射方向と偏光方向の両方に対して 90° の方向（上方向）から凸レンズを通して散乱光を受光し，トリプル分光器（逆線分散 1.76 [nm/mm]），光電子増倍管（R943-02）を用いて，信号をオシロスコープ（62XI-A）およびフォトンカウンティング（SR430 multi-channel scaler）で測定した． 10^{-3} [Pa] 領域の圧力測定を目標としているため，入出射窓やレーザー光モニター等に起因する迷光を極力抑えられるように，バッフル，ビームダンパーなどの配置には特に配慮した．また，排気系にはロータリーポンプとターボ分子ポンプを用い，真空チャンバーの到達真空度は 4.0×10^{-3} [Pa] (3.0×10^{-5} [Torr]) であった．

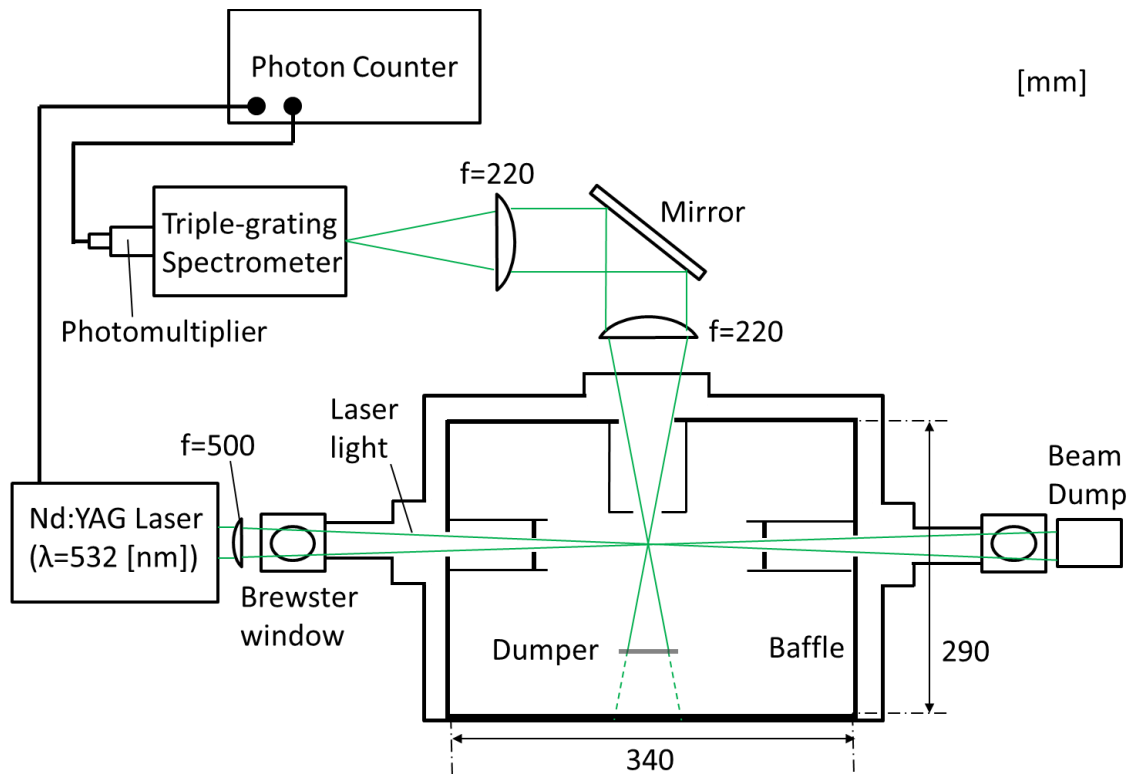


図 4.5 実験装置概略

4.2.2 レーリー散乱計測

計測用光源として Nd:YAG パルスレーザーの第 2 高調波（波長 532 nm）を使用した．入射間隔は 50 [Hz]，パルス幅は 3 [ns]，入射レーザー光強度は 10 [mJ]，カウント数は 5000 [shots]とした．レーザーは集光レンズを通過させて，チャンバーに入射した．アルゴンガスによるレーリー散乱の空間プロファイル

から、焦点のサイズは 200 [μm] と算出した。f=220 [mm]と f=220 [mm]（又は f=50 [mm]）の 2 枚のレンズを通すことで、プラズマからの散乱光は、トリプル分光器入り口のスリットに結像した。散乱体積は、レーザービームの大きさ 200 [μm]，スリットの高さ 3 [mm]，分光器の入射スリットの幅 150 [μm] より、0.05 [mm^3]という結果になった。散乱光はトリプル分光器を通過させた後、光電子増倍管を用いて計測した。

計測する光子数と中性粒子密度（圧力）の関係は以下の通りである。

- ①真空チャンバーにガスを注入し、ガス注入速度とポンプによる排気速度が平衡になった後にレーザーを入射し、出力を計測する。
- ②フォトンカウンティングによる出力は、トリガー信号からの時間ごとに計測される [20]。出力の内、密度が高くなるにつれて増える時間幅をレーリー散乱による信号と定義する。
- ③各密度の信号を計測し、近似直線の傾きと切片により決まる S/N 比によってどの密度まで計測可能な装置なのかを判断する。

また、プラズマ中ではレーリー散乱以外にトムソン散乱とプラズマによる発光が同時に計測される。図 4.6 に予想される出力の内訳を示す。レーリー散乱の信号は波長依存性が小さく、入射波長 532 [nm] を中心に ± 0.8 [nm] あたりまで信号が存在する。非協同トムソン散乱による信号は 532 [nm] を中心にガウス分布を取り、プローブ計測で得られているイオンビーム中の電子密度 [19]を代入すると 528.5~535.5 [nm] に信号が存在していると考えられる。プラズマ発光の信号は、532 [nm] 付近では 528.69, 530.95, 531.77, 534.56 [nm] で存在するが信号は非常に小さい。出力の中からレーリー散乱による信号のみを抽出するためにトムソン散乱とプラズマ発光を計測し、その差分から中性粒子密度を算出する。

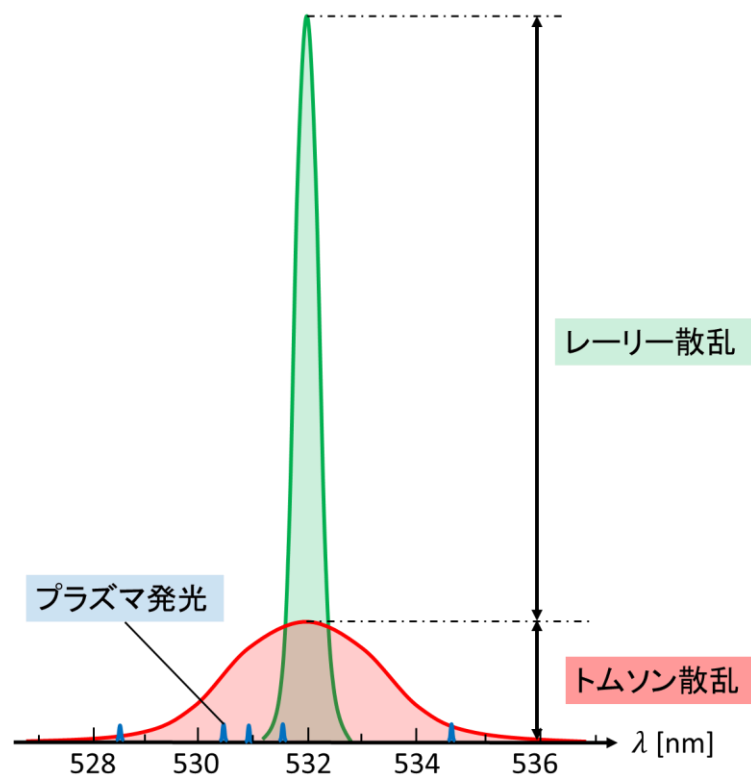


図 4.7 プラズマ中での計測時による出力内訳

4.2.3 非協同トムソン散乱計測

図 4.8 にレーザートムソン散乱測定に用いた実験装置の概念図を示す．入射レーザー光強度，カウント数以外の諸元はレーリー散乱のものと同じである．入射レーザー光強度 50 [mJ]，カウント数は 20000 [shots] である．以下にトムソン散乱の計測手法を示す．

- ①トムソン散乱実験前にレーリー散乱を計測し，分光器内の光学ファイバー（図 4.8 の S3）の位置を入射レーザー波長（532 [nm]）に合わせて，各圧力の信号を測定し，圧力と信号が比例関係にあるかを確認する．
- ②プラズマを点火し，532 [nm] から 0.5 [nm] 毎の波長が計測できるようにマイクロメータを使用してファイバーを移動させて計測する．この際，プラズマ点火時以外に，ガス供給なし，ガス供給するがプラズマ点火はしない条件で計測して迷光を定義する．
- ③トムソン散乱測定後にファイバー位置を 532 [nm] に戻し，圧力ごとの信号を再び測定する．実験前後のレーリー散乱計測の結果を平均して電子密度，

電子温度換算の校正値として使用する.

トムソン散乱光は, フォトンカウンティングレベルの非常に微弱なものと予想されるため, 初めにレーザー1 ショットあたりに観測可能なトムソン散乱信号強度の評価を行う. 受光系の透過率を考慮すると, 受光立体角内に入ってくる散乱光子数は式 (4-1) で表現される [14].

$$N_s = \left(\frac{E_L}{S} \right) n_e S' l \sigma_T \eta \Delta \Omega \quad (4-1)$$

N_s は散乱光子数, E_L レーザーのエネルギー, ΔL は散乱光のレーザービームに沿う長さ, σ_T はトムソン散乱の微分散乱断面積を全波長領域で積分した値を表す. $E_L/h\nu_i$ を入射光子数とすると, 典型的実験値 ($E_L=50$ [mJ], $h\nu_i=4 \times 10^{-19}$ [J], $\lambda=532$ [nm], $S'=S$, $l=0.001$ [m], $\sigma_T=9 \times 10^{-30}$ [m²/sr], $\Delta\Omega=10^{-3}$ [sr], $\eta=0.1$)³⁾ を代入することで, 式 (4-2) を得る.

$$N_s = 1.125 \times 10^{-19} N_e \quad (4-2)$$

電子密度が 10^{18} m^{-3} であると仮定すると, 検出されるトムソン散乱の光子数は, 式 (4-2) より 1 ショットあたり 0.1125 となる. 算出されたトムソン散乱光子数が非常に小さいため, レーザーを 20000 ショット入射し, 積算するようにした. また, トリプル分光器を透過した光は, 光電子倍增管により電気信号に変え, フォトンカウンターで検出した.

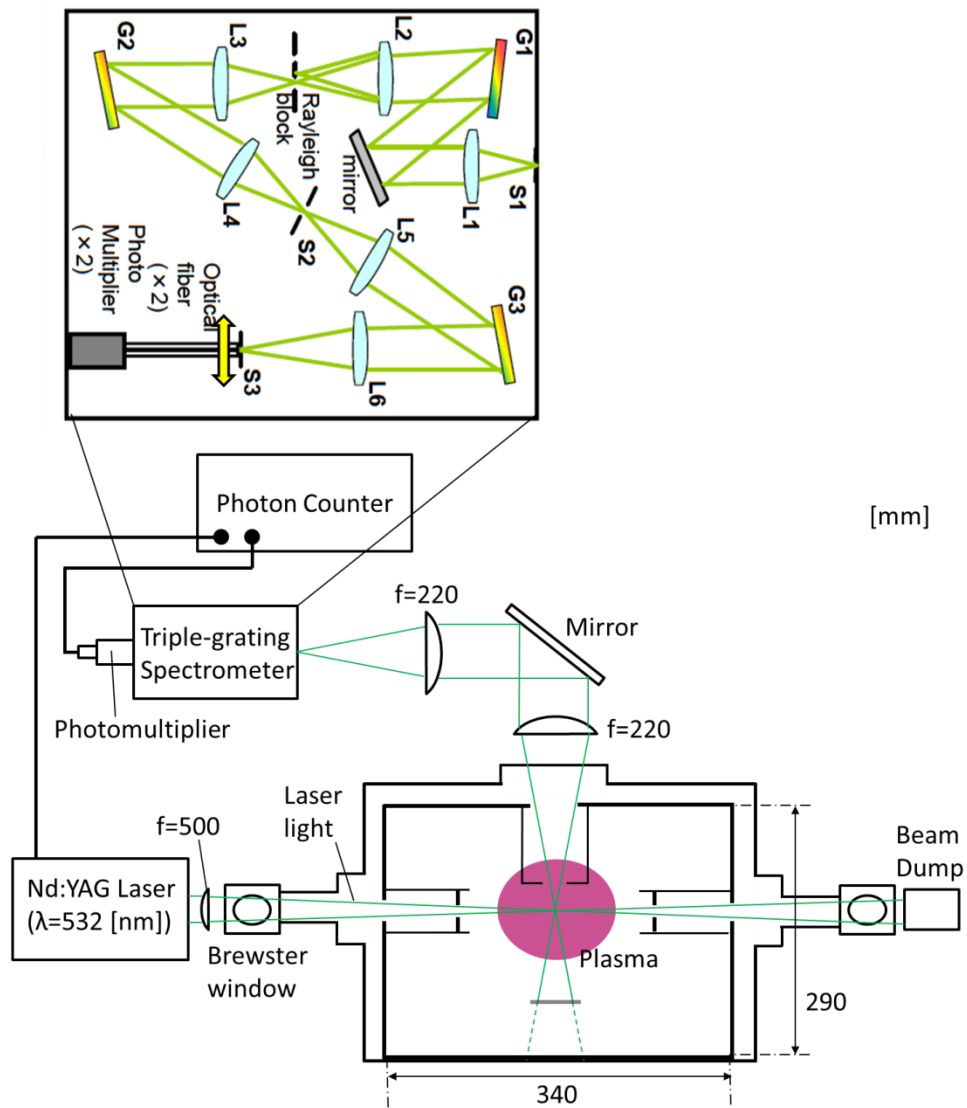


図 4.8 トムソン散乱計測システム概略

第 5 章 実験結果・考察

5.1 信号の定義

本実験ではレーザー源のトリガー信号からの時間ごとの光子数を計測した。レーリー散乱信号は圧力に比例するので、圧力が最も低い 4.0×10^{-3} [Pa] における出力を“迷光”と定義し、圧力を上昇させた時に最も出力が増加している時間幅を信号と定義する。図 5.1 に気体なし (4.0×10^{-3} [Pa]) と気体あり (1.3×10^{-2} [Pa]) の場合のレーリー散乱測定結果を示す。トリガーからの時間が 100~105 [ns] と 105~110 [ns] 領域で出力が大きく増加しており、この時間幅にレーリー散乱の信号が存在すると考えられる。信号は、迷光を同時に観測し、気体を封入した時の出力から気体を封入していないときの出力を差し引いたもの（図の赤領域）を信号と定義する。

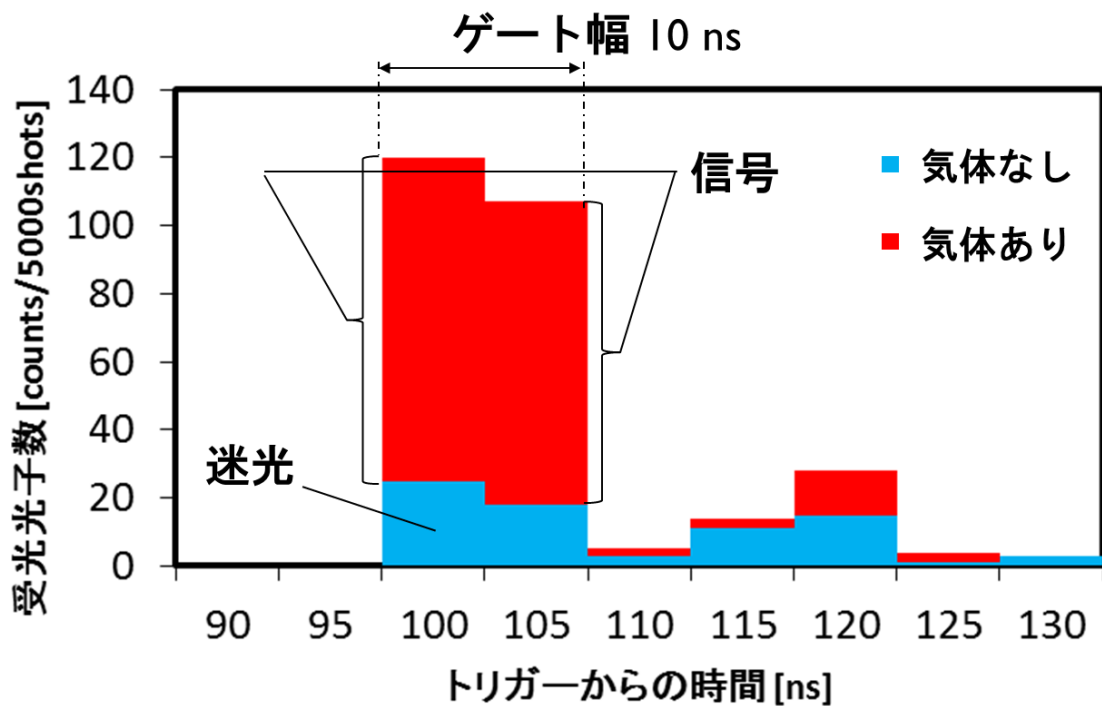


図 5.1 信号の定義

5.2 校正実験

本論文で提案するレーリー散乱を用いた真空度標準は本装置の絶対校正を3節で述べた式(3-2)の個々の因子の校正を通して行う。ここで、まず本法の原理的可能性と検出下限を確かめるため、ある一点での圧力値を絶対圧力の基準として本装置を校正する方法を採用した。すなわちクリスタルゲージ真空計およびイオンゲージ真空計の大気圧 $\sim 10^{-3}$ [Pa] 近辺での絶対値が正しいことを仮定し、その圧力を圧力基準とした。

実験装置の設置等で真空容器のフランジを開閉するたびに振動が生じるため、計測点がずれることで散乱光による信号強度にばらつきが生じる。そこで、実験を始める前に 1.3×10^4 [Pa] の高い圧力で校正実験を行った。入射レーザーエネルギー50 [mJ]、オシロスコープを用いて信号強度を計測し、最も出力が大きくなるよう最終レンズの位置調整を毎回行った。また、実験圧力領域での信号の線形依存を確認するため、 $1.0 \times 10^{-1} \sim 4.0 \times 10^4$ [Pa] (0 $\sim$ 300 [Torr]) でのレーリー散乱を計測し、大気圧 $\sim$ 低真空での信号が比例しているかどうかを確認した。この際、多量の光が光電子増倍管に入射し、ダメージを与えるのを避けるため、OD5 (光量 $1/10^5$) の ND (Neutral Density) フィルターを分光器に入射する直前に設置した。設置真空チャンバーフランジの開閉による振動に対応するため、スラスタ等実験装置を設置した後、中 $\sim$ 高真空での信号をフォトンカウンターにより計測し校正を行った。この後、本実験であるスラスタ稼働時の中 $\sim$ 高真空でのレーリー散乱計測を行った。

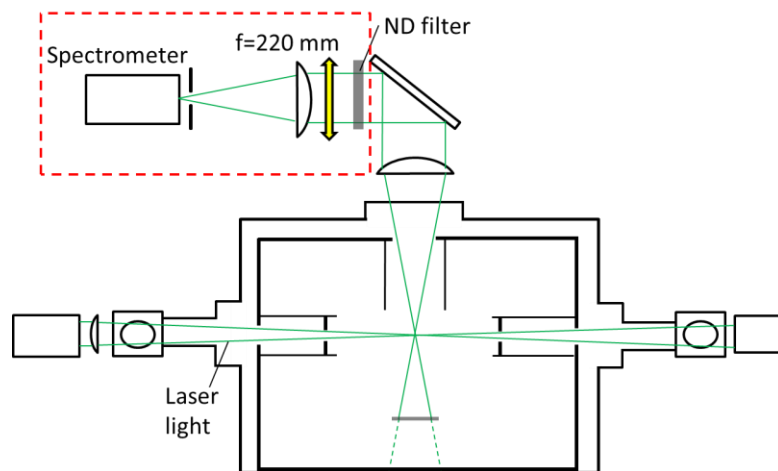


図 5.2 校正実験時の最終レンズ調整と ND フィルター位置

5.3 レーリー散乱実験結果・考察

5.3.1 フォトンカウンターのディスクリレベル設定

実験を行う前にチャンバー内から送られる光による出力と、電氣的なノイズを区別し、最も安定して出力が表示できるようにするためにフォトンカウンターのディスクリレベルを設定した。図 5.3 に示すように、フォトンカウンター出力の安定領域を調べるために各ディスクリレベルにおける出力を計測し、出力が過度に増加する領域と安定領域、減少する領域を計測した。実験における諸元を表 5.1 に、トリガーからの時間遅れで現れる各ディスクリレベルの出力を時間幅で積算した結果を図 5.4 に示す。

図 5.3 において横軸はディスクリ電圧、縦軸は現れる信号を表す。ディスクリミネーションとは検出された電圧パルスと、ある電圧レベルを比較し、それ以下の電圧パルスをすべてカットすることである。ディスクリミネーションは、ディスクリ電圧をいくらにするかで決定され、図の赤丸領域のように電圧が小さいと電圧パルスの立ち上がりをもろに検出してしまい、電氣的なノイズが大きくなる。また、図の青丸領域のようにディスクリ電圧が大きすぎるとノイズと共に信号もカットしてしまい、検出される信号が小さくなる。フォトンカウンターは図の緑丸のようなディスクリ電圧の安定領域を持ち、実験前にディスクリ電圧を安定領域内に設定する必要がある。

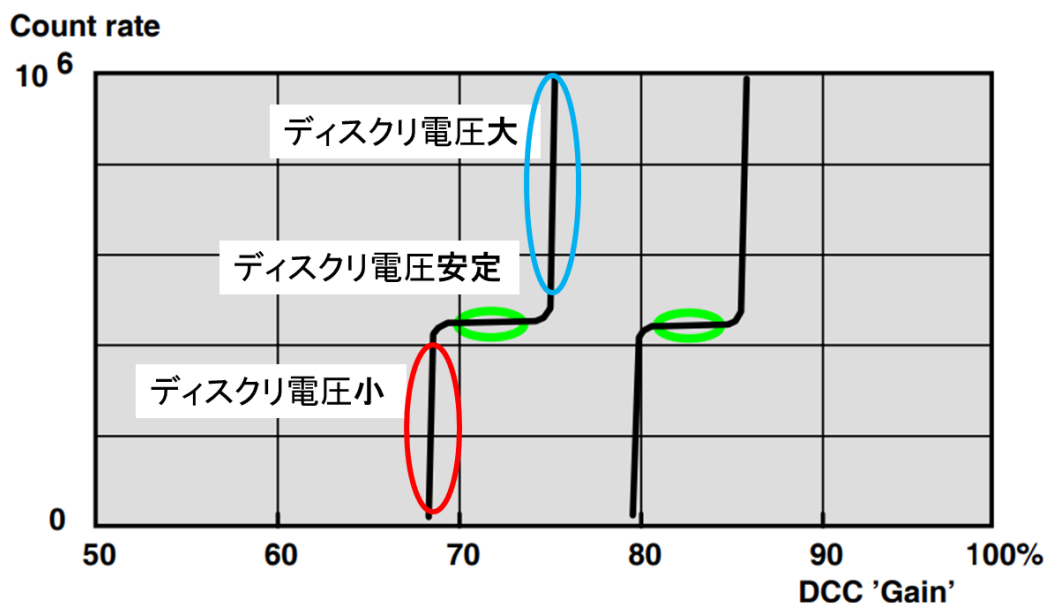


図 5.3 ディスクリレベルの定義 [21]

表 5.1 実験時の各諸元

レーザー強度	10 [mJ]
スリット幅	150 [μm]
カウント数	5000 [shots]

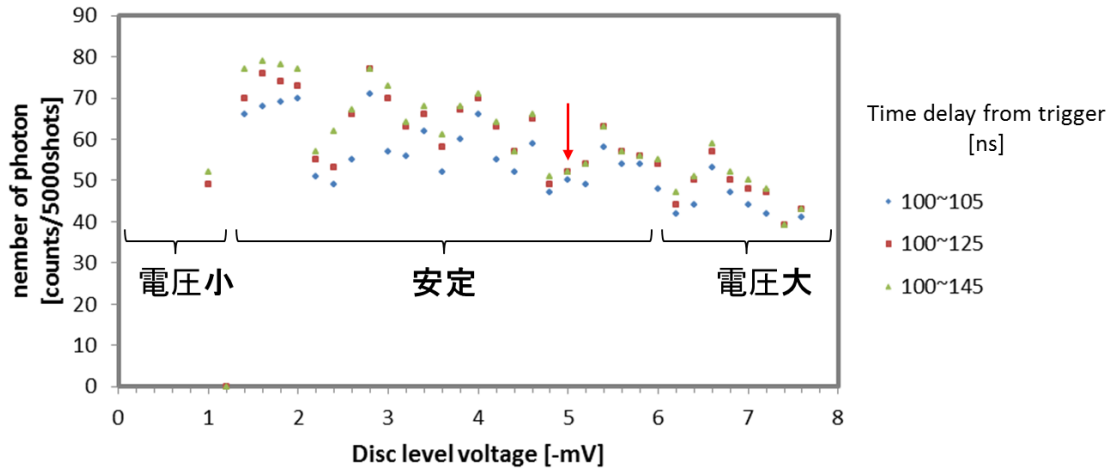


図 5.4 レーザー照射時の各ディスクリレベルの出力

結果より，-1 [mV] 程度で過度の上昇し，-1.2～-6.4 [mV] 程度で安定し，-6.6 [mV] 以降減少していることが分かる．安定領域の中でもディスクリレベル電圧が-5 [mV] の時に 100～105 [ns] から 100～145 [ns] の時間幅における出力を積算した値はばらつきが少なく，最も安定していると分かる．よってディスクリレベル電圧を以後-5 [mV] と設定した．

5.3.2 迷光の抑制

10^{-3} [Pa] 近辺の圧力計測を可能とするため，迷光の抑制を図った．図 5.4 に示すように，迷光はレンズがフォーカスしている領域に反射光や回折光など散乱光以外の光が侵入した時にそれらの像を拾うことによって観測される．よって，散乱光を集光するレンズのフォーカス領域に入る余分な光を物理的にカットする目的でいくつかの工夫をした．

- (1) レーザー光路を覆い，外部に光が漏れないようにした．
- (2) 主ビームのみを通し，ステンレス壁よりも反射率が 1/100 である炭素素材を用いて計測部を覆う形状のバッフルとフォーカスしている像の影響が大きいと考えられるチャンバー下部に AR (Anti Reflection) コーティングを施した ND フィルターを設置した．
- (3) ビームダンパーとしての効果向上のため，ND フィルターの枚数を増やした．
- (4) 側面からの光を除くため，シールドとアイリスを設置した．
- (5) 散乱光信号を増加させるため，焦点距離の短いレンズに変更し，入射エネルギーを変更した．

散乱体積までのバッフルとアイリスは，主ビームに触れず，レンズや入射窓による反射光を遮る．散乱体積の後のバッフルとアイリスは，その前のバッフルを通過した光をすべて抜けさせると同時に，それ以降の窓やビームダンプからの反射光の計測部への戻りを遮る．バッフルの位置とアイリスの絞り具合によっては反射光と回折光が多く発生するため，迷光を極力抑制するため注意深く設置した．

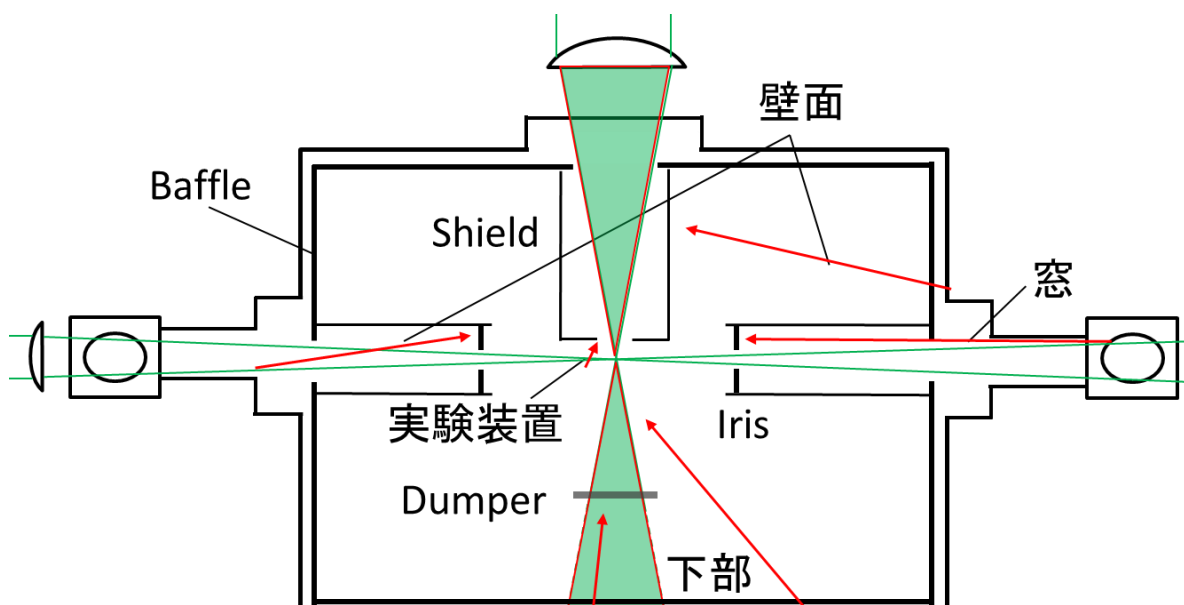


図 5.5 フォーカスしている視野に侵入する反射光と回折光

(1) レーザー光路を覆い，真空容器外部から発生する迷光の抑制

レーザー光は距離に比例してわずかにビームが広がり，広がった光が光学定盤や室内の壁面などに乱反射することで迷光となる．これらの迷光が分光器に入射し，観測されるのを防ぐため，レーザー光路を覆う装置を作成し，設置した．図 5.5 に装置の写真を，図 5.6 に装置設置後のレーリー散乱結果を示す．

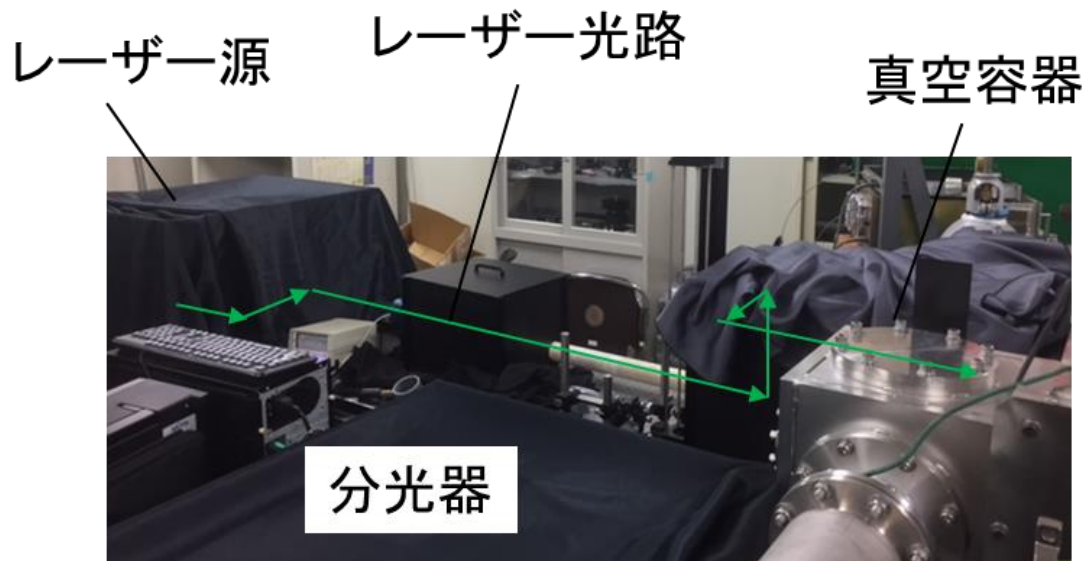
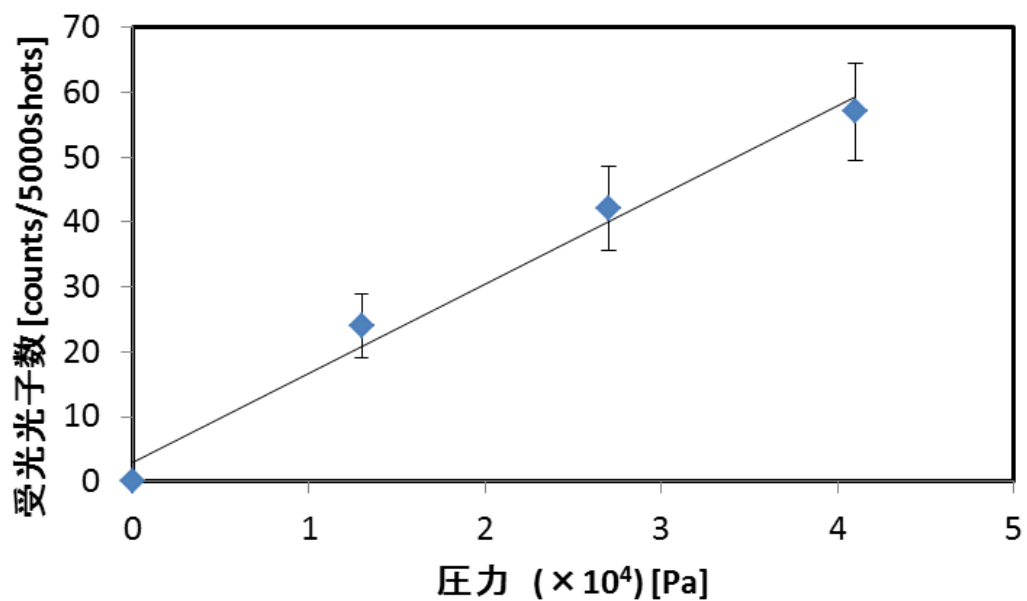
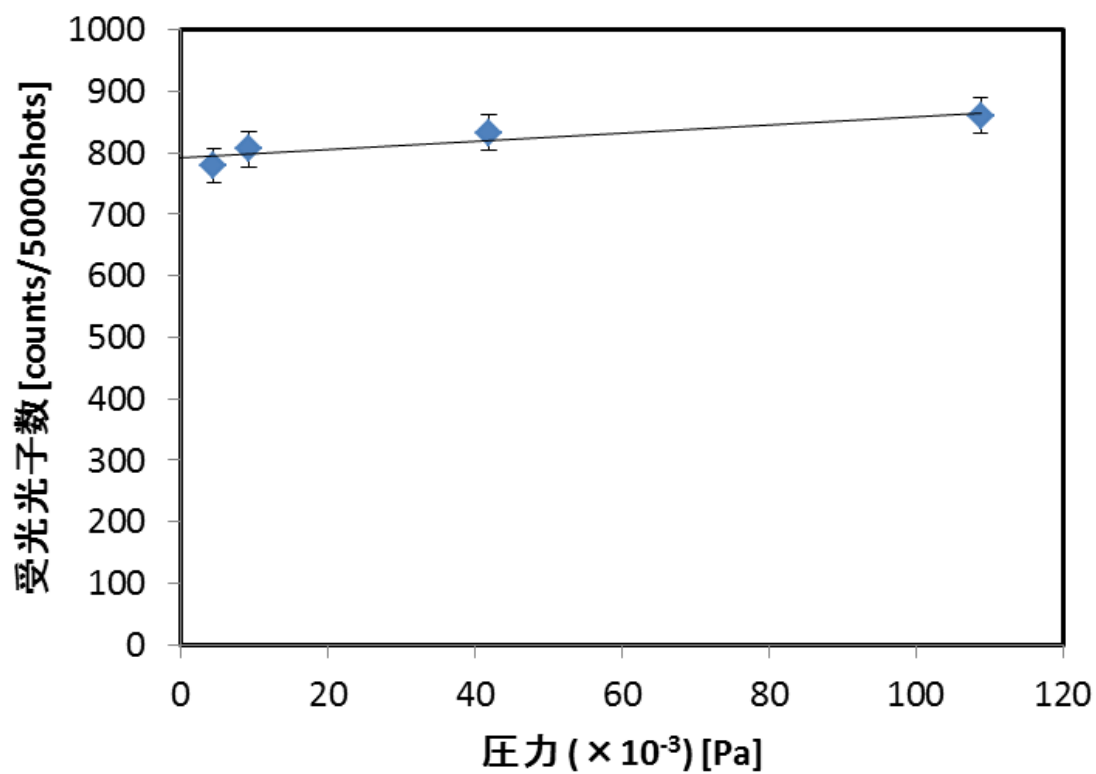


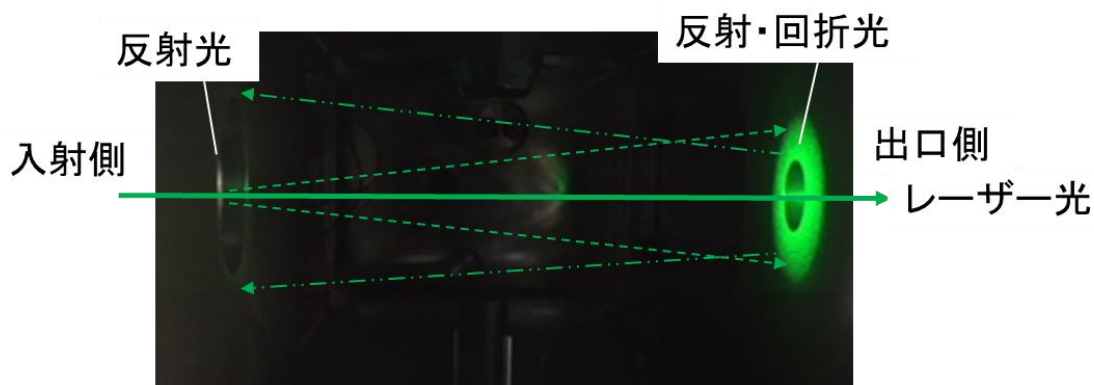
図 5.6 レーザー光路から外部に光が漏れ出ない装置



(a)



(b)



(c)

図 5.7 真空容器外部のレーザー光路を覆う装置の影響
 (a)低真空レーリー散乱結果, (b)高真空レーリー散乱結果,
 (c)真空容器内で反射・回折する迷光

レーリー散乱の信号は、近似直線の傾きが受光系の感度を、切片が迷光を示している。

(a)の結果より、信号が圧力に比例していることが分かる。これにより大気圧～低真空領域のレーリー散乱計測が可能であると確認できた。

(b)の結果は信号が圧力に比例しておらず、迷光が多いために信号のエラーバーが大きい。これは、受光系の感度と迷光の抑制が高真空におけるレーリー散乱計測には不十分であることを示している。

(c)は真空チャンバー内部の写真であり、目視で確認可能なほど反射・回折光が現れている。レーザー光入射側のブリュスター窓と円筒型フランジを通過する際に反射、回折した光が出口側に強く現れている。また、これらの光が出口側の壁面で反射し、入射側の壁面に反射光として薄く表れていることが確認できる。

大気圧～低真空領域を計測する際は校正実験時のように ND フィルターを設置しているため、散乱による信号と迷光がともに $1/10^5$ に抑えられている。それゆえ(a)の結果のように、真空チャンバー内の反射光の影響は少ないと考えられる。しかし、中真空～高真空領域を計測する場合は ND フィルターを設置しない。そのため、反射・回折光が図 5.4 に示すようにレンズがフォーカスしている領域に無視できないほど多量に存在することが(b)のような迷光の多さに強く関係していると考えられる。

(2) バッフルとビームダンパーの設置

真空チャンバー内で反射・回折している光を減らすため、図 5.7 に示すように炭素素材のバッフルが計測部を囲うように設置した。計測点に近い位置に物があると迷光が発生しやすくなるため、バッフルの寸法は真空チャンバー壁面にできるだけ近づけるよう設計した。炭素素材はステンレス素材よりも反射率が $1/100$ であるため、設置前よりも反射光を減らすことができると考えられる。バッフルには主ビームのみを通すように直径 4 [mm] の穴と散乱光を観測する穴のほか、シールド、アイリス、ND フィルターを固定するマウント用および、電気推進器を設置するために必要な治具を固定するネジ穴が開いている。また、真空チャンバー内部下面にフォーカスしている領域の影響が大きいと考えられたので [7]、ビームダンパーとして OD6 の AR コーティングをした ND フィルターを設置した。図 5.8 にバッフルとビームダンパー設置後のレーリー散乱結果を示す。

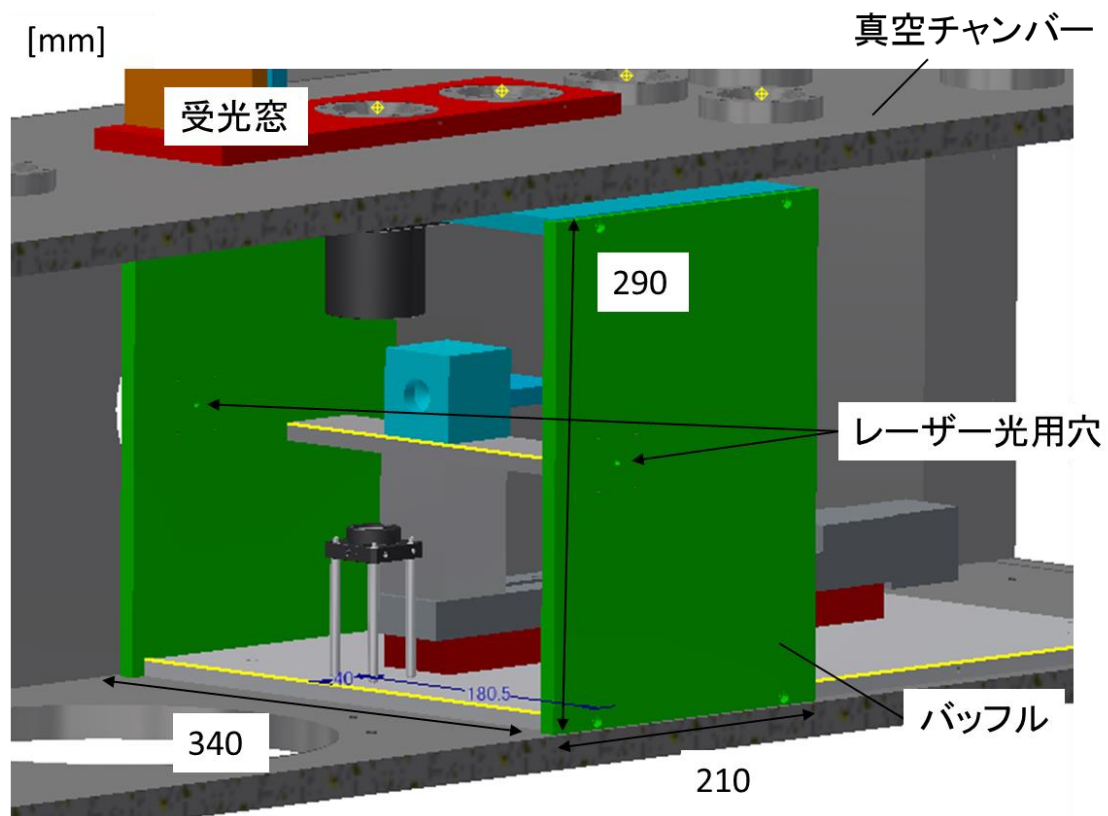


図 5.8 バッフル装置概要

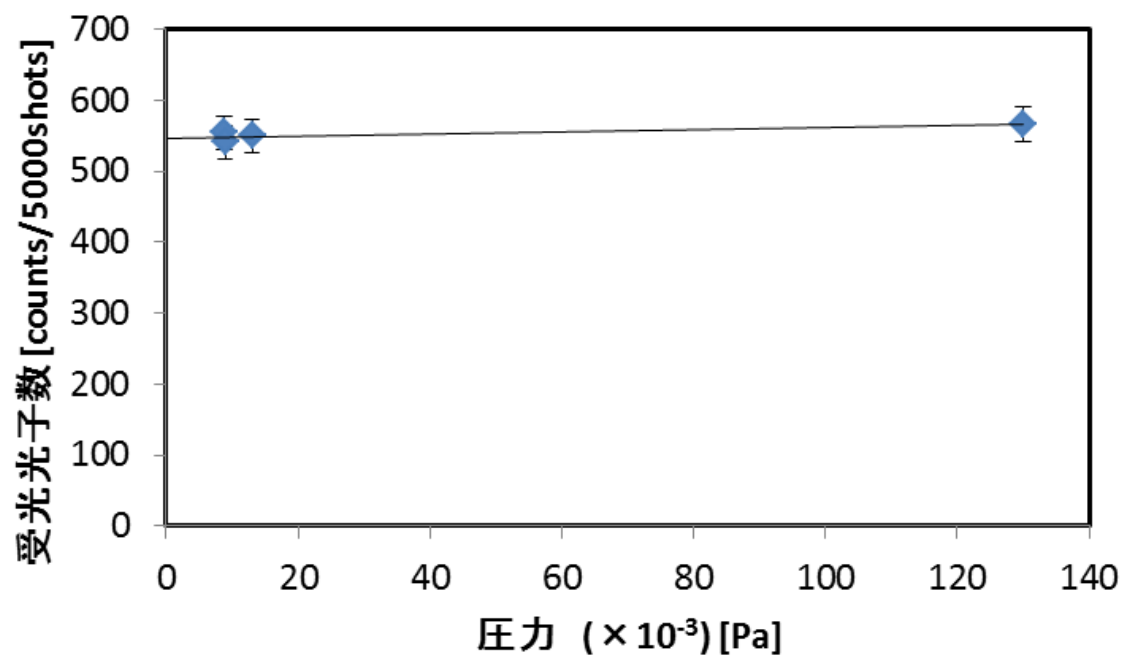


図 5.9 バッフル，ビームダンパー設置後のレーリー散乱結果

図 5.9 の結果より，バッフルとビームダンパーを設置したことで高真空における迷光が 780 から 550 [counts] に減少しており，装置の効果が確認できた．また， 10^0 [Pa] 台の圧力に信号が比例しており，低真空領域でのレーリー散乱計測が可能なが示された．しかしながら中～高真空領域において迷光が大きく，圧力の増加に伴う微小な信号の増加が不確かとなっている．

(3) ビームダンパーの効果を増やす．

散乱光集光レンズがフォーカスしている領域の中で像を結ぶ位置に存在するビームダンパーの効果をより確実なものにするため ND フィルターの枚数を増やした．設置していた AR コーティング OD6 の ND フィルターに加え，OD4 の ND フィルターを設置した．これにより光量を $1/10^6 \times 1/10^4 = 1/10^{10}$ に減らすことが可能である．図 5.10 に設置後の結果を示す．なお，流量計の不調により， $10^{-2} \sim 10^{-1}$ [Pa] 台の圧力の安定が得られなかったため，圧力を安定させることができた 100 [Pa] 台までの結果を載せる．

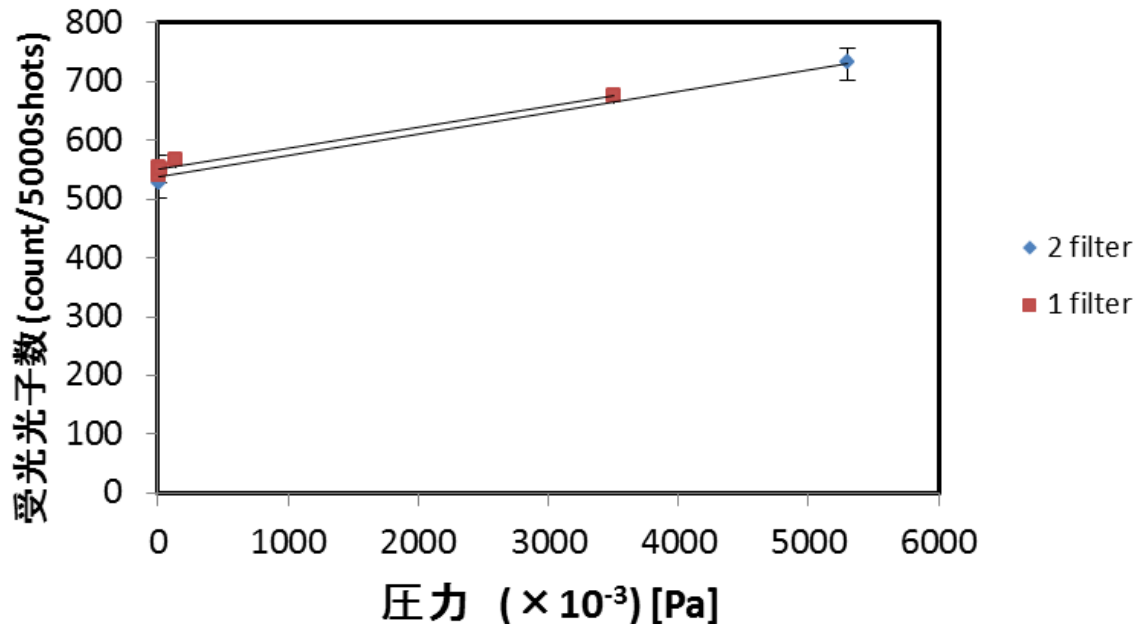


図 5.10 ND フィルター二枚設置後のレーリー散乱結果

結果より，迷光が少しだけ減少し，効果があったことが確認できた．しかしながら，大きな改善は見られなかった．この時点での S/N 比による検出限界は

$3.76 \times 10^{21} [\text{m}^{-3}]$ である.

(4) 側面からの反射・回折光の除去

バッフルを用いても除去できていない反射・散乱光を除去するため図 5.4 に示すようにレンズチューブを組み合わせて集光レンズのフォーカス位置にシールドを作り, レーザー光を集光している位置にアイリスを用いた. シールドは立体角を考慮し, 散乱光に触れないように設計した. アイリスを用いて主ビームのみを通すように光を絞った. 図 5.11 に設置後のレーリー散乱結果を示す. また, 不調であった流量計の日立製 SAM280ERC-4S を KOFLOC 製 3660 に変更した.

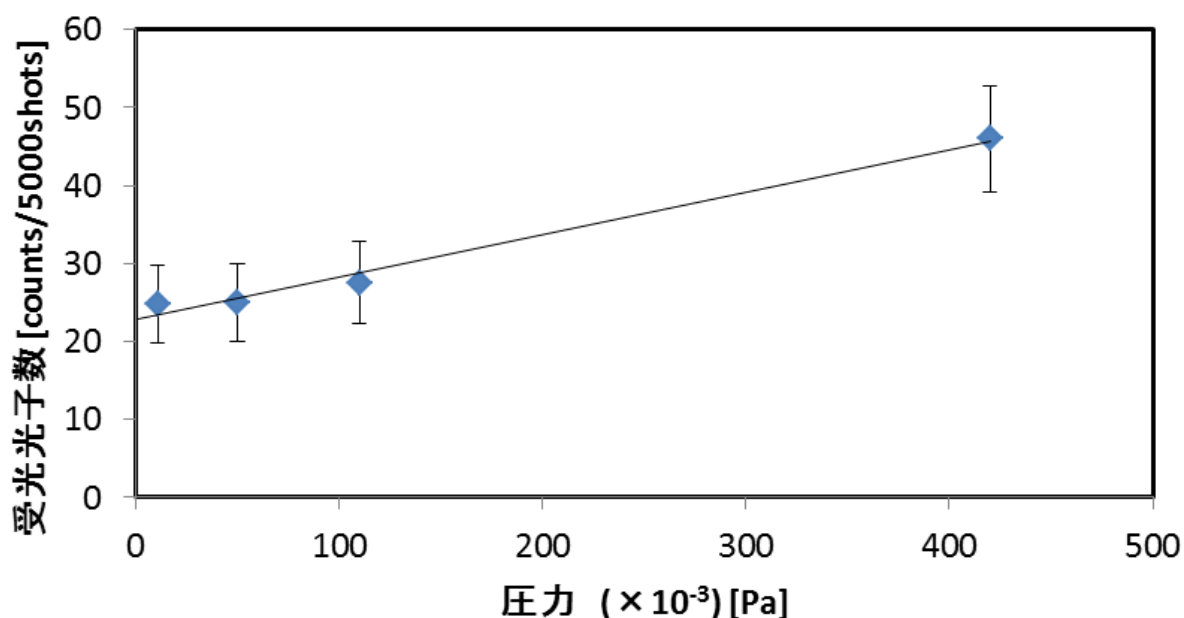


図 5.11 シールド・アイリス設置後のレーリー散乱結果

集光レンズがフォーカスしている領域に侵入する光を減らしたことにより, 迷光が大きく減少し, S/N 比により $10^{-1} [\text{Pa}]$ 台まで計測可能なことが示された. この時点での検出限界密度は $1.05 \times 10^{20} [\text{m}^{-3}]$ である.

(5) S/N 比増加のための立体角の増加と入射エネルギー変更

(1)~(4)において迷光を物理的に減らす工夫をした. さらなる S/N 比の改善を目的として以下の二つの工夫を行った.

①焦点深度の浅いレンズへの変更

図 5.12 に示すようにレンズによる視野領域を狭め、散乱体積中の信号のみを検出するために、レンズ L1 ($d=50.8$ [mm], $f=220$ [mm]) からレンズ L2 ($d=25.4$ [mm], $f=50$ [mm]) に変更した。この際、シールドもレンズ L2 用に変更した。焦点深度は以下の計算で求めることができる [22]。

$$(\text{焦点深度}) = \pm \varepsilon F \quad (5-1)$$

ここで、 ε は許容錯乱円形 [μm]、 F は絞り値 [F] である。 F の計算は式(5-2)の通りである [23]。

$$F = \frac{f}{\phi} \quad (5-2)$$

ここで、 f は焦点距離 [mm]、 ϕ は有効口径 [mm] である。使用していた $f=200$ [mm] と $f=50$ [mm] の許容錯乱円形はそれぞれ 147 [μm]、17 [μm] である [24]。また、レンズ径はそれぞれ 2 [inch] と 1 [inch] であり、シールドはレンズの視野に重ならないように設置しているので、有効口径はレンズ径と同じである。各焦点深度は、表 5.2 のようになる。

表 5.2 各レンズの焦点深度

$f=220$	± 32.3 [mm]
$f=50$	± 0.85 [mm]

これにより、焦点が短いレンズを用いた方が焦点深度を浅くすることができ、上手く焦点を合わせることができれば、集光レンズの視野に侵入する迷光を減らすことができる。図 5.13 にレンズを変更した後の結果を示す。

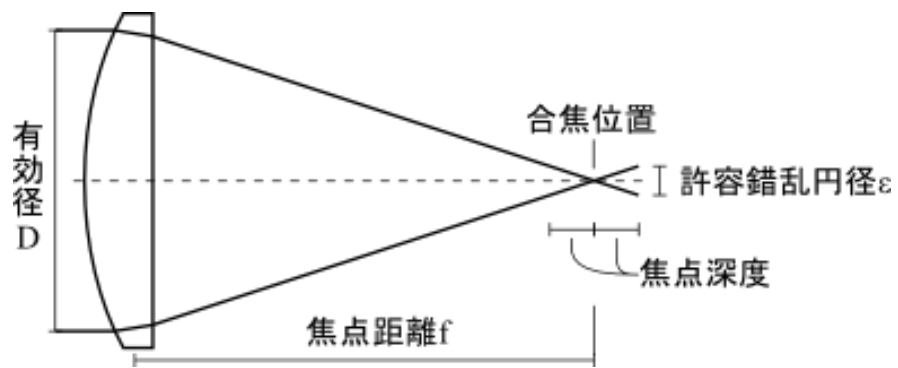
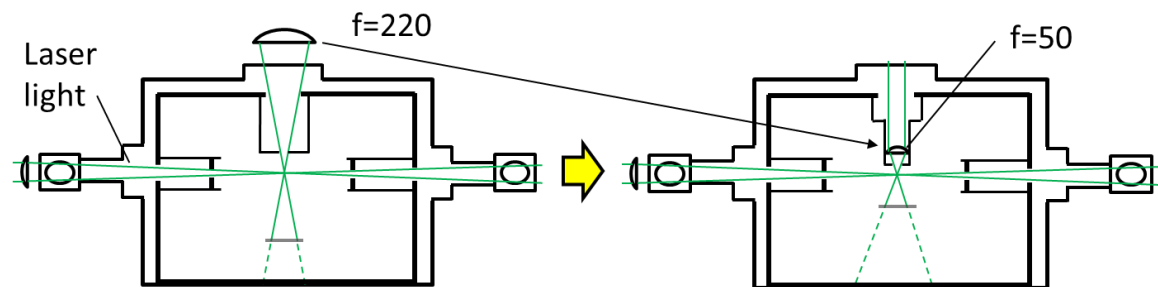
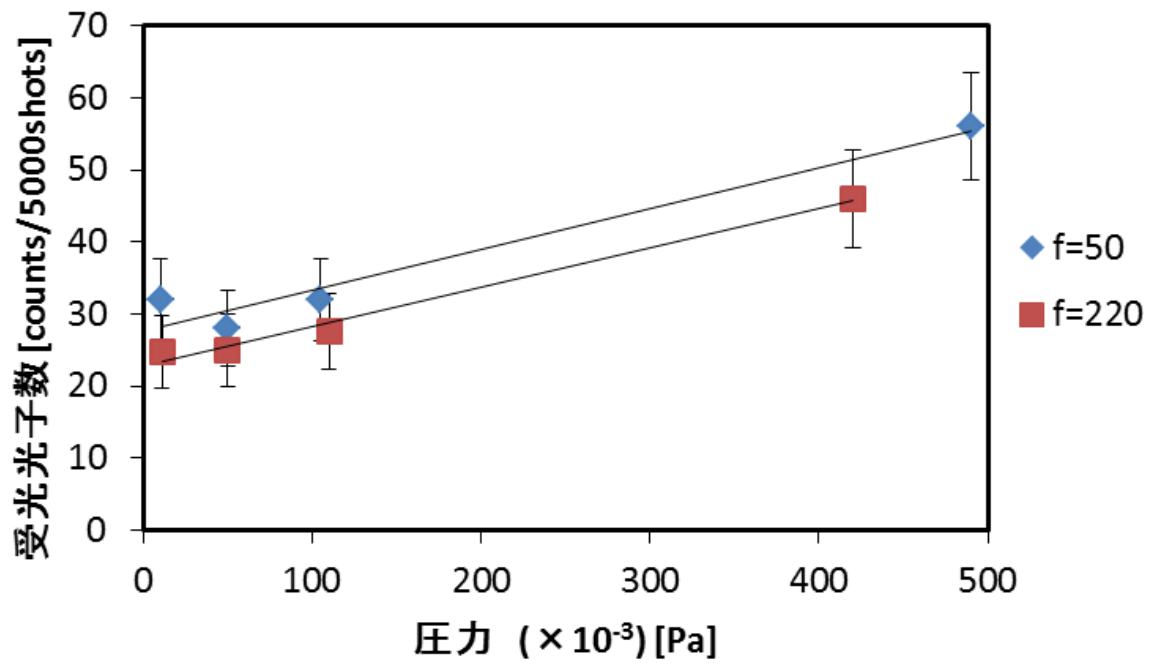


図 5.12 焦点深度の浅いものへの変更 [22]



(a)



(b)

図 5.13 焦点深度の浅いレンズ変更後のレーリー散乱結果

(a)変更後装置概要, (b)レーリー散乱結果

レンズを変更したことで、目立った変化は見られなかった．これは、焦点を短くしたことで倍率がおおよそ 4 倍になり、分光器内のスリットも 4 倍にしなければならないが、分光器内の光を収束し光電子増倍管に送るファイバー径が 500 [μm] であり、スリットを広げても効果が薄く、散乱光を部分的にファイバーに入れることができなかったためであると考ええる．本実験で用いた分光器の場合、 $f=50$ [mm] レンズを使用したとき、集めた光をすべてファイバー径内に収めるために適切なファイバー径は、1500 [μm] である．また、焦点深度が浅く、少しのずれが集めることのできる散乱光の増減に大きく影響してしまうためであると考ええる．

信号と迷光が共に増加しているのは、レンズを変更する際、受光側から真空容器内に光を入れ、より入念に散乱スポットを調整したため、観測できる光量が増えたためだと考えられる．レンズを変更したことにより、検出下限は 1.4×10^{20} [m^{-3}] となった．

②入射エネルギーの変更

入射するエネルギー強度も信号の増加に寄与する．それゆえ、入射エネルギーを 10～50 [mJ] に変更して計測を行った．図 5.14 に変更後の概要とレーリー散乱結果を示す．

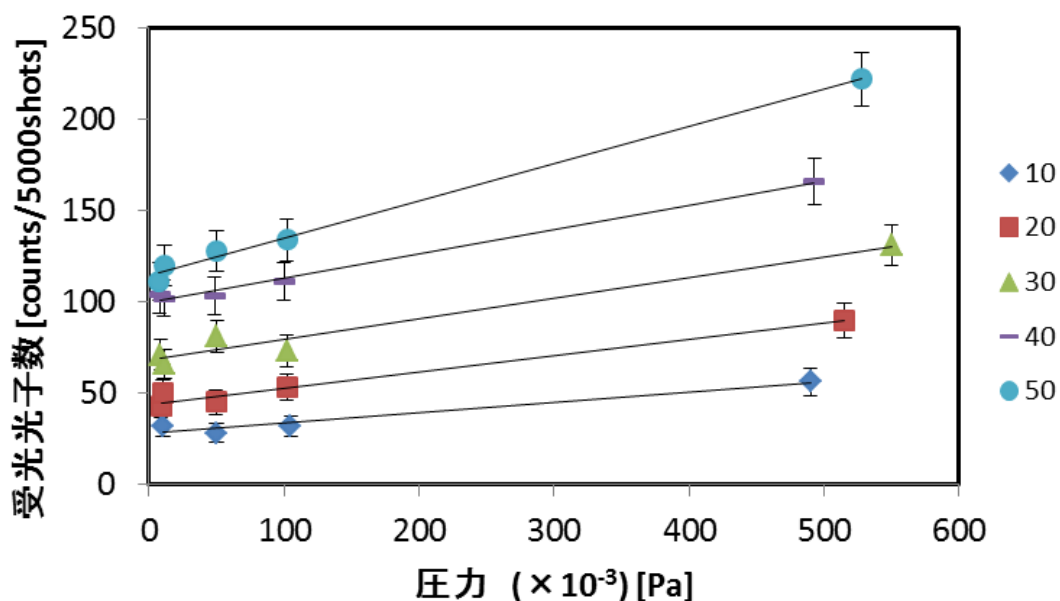


図 5.14 入射エネルギーごとのレーリー散乱結果

各入射エネルギー強度で比較した場合、信号を増やすことに成功したが、同時に迷光も微量ながら増加した。これは、入射レーザーのエネルギーが大きいと、チャンバー内で反射光や回折光が生まれる確率が大きくなるためであると考ええる。

S/N 比により 20 [mJ] 時のものが最も良い性能が確認できた。20 [mJ] を用いた場合、この装置の検出下限は 1.15×10^{20} [m⁻³] である。

5.4 電気推進機から排出されるイオンと中性粒子密度計測

作成した計測装置を用いて電気推進機のプルーム領域における中性粒子密度を計測した。また、真空容器を開閉するたびに計測点が 10 [μm] ～1 [mm] 程度ずれるため、計測点を多くとる必要がある実験において、極力開閉を少なくするために以下のような工夫を用いた。図 5.15 に示すようにトラバース装置を用いて電気推進機を移動させることができる。これにより、一度の実験で連続的に計測が可能である。

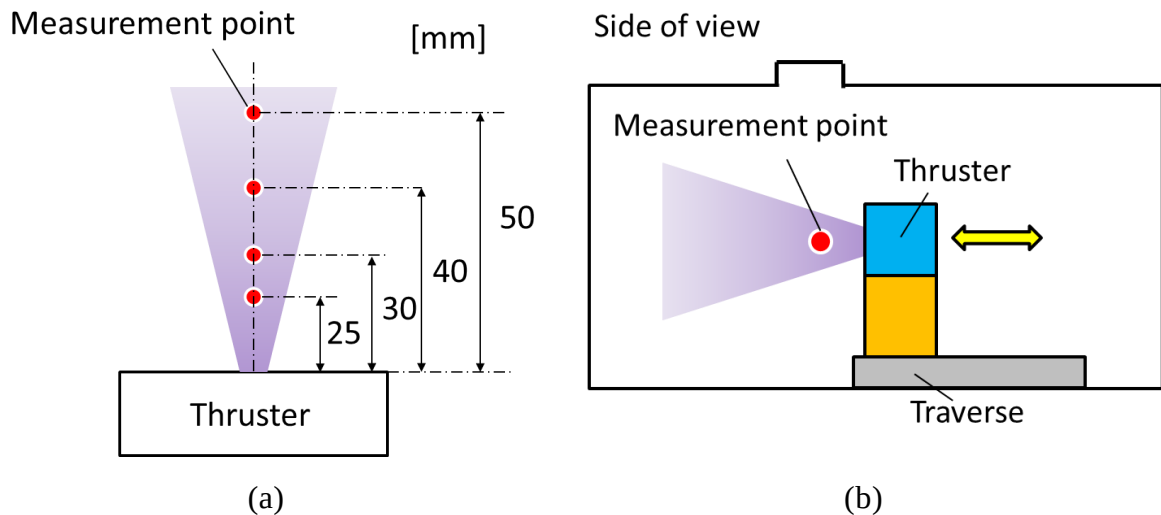


図 5.15 実験装置

(a)計測点, (b)概略

実験時のスラスタの諸元は表 5.3 のとおりである．図 5.16 に波長ごとで得られた信号の結果を示す．実験時，スラスタ排出口から 25 [mm] 地点でしかトムソン散乱信号を確認できなかった．電子とイオンの密度は検出限界を超える密度の薄さであると考えられる．それゆえ，プラズマをつけた状態でスラスタ排出口から 25～50 [mm] のプルーム領域のレーリー散乱を計測し，中性粒子密度を算出した．なお，25 [mm] 地点の結果は算出した中性粒子密度から得られた電子密度を差し引いたものである．図 5.17 にスラスタからの距離ごとの中性粒子密度の結果を示す．

表 5.3 スラスタ稼働時の諸元

投入電力	25 [W]
推進剤 (Ar) 流量	2.8 [sccm]
オリフィス径	5 [mm]

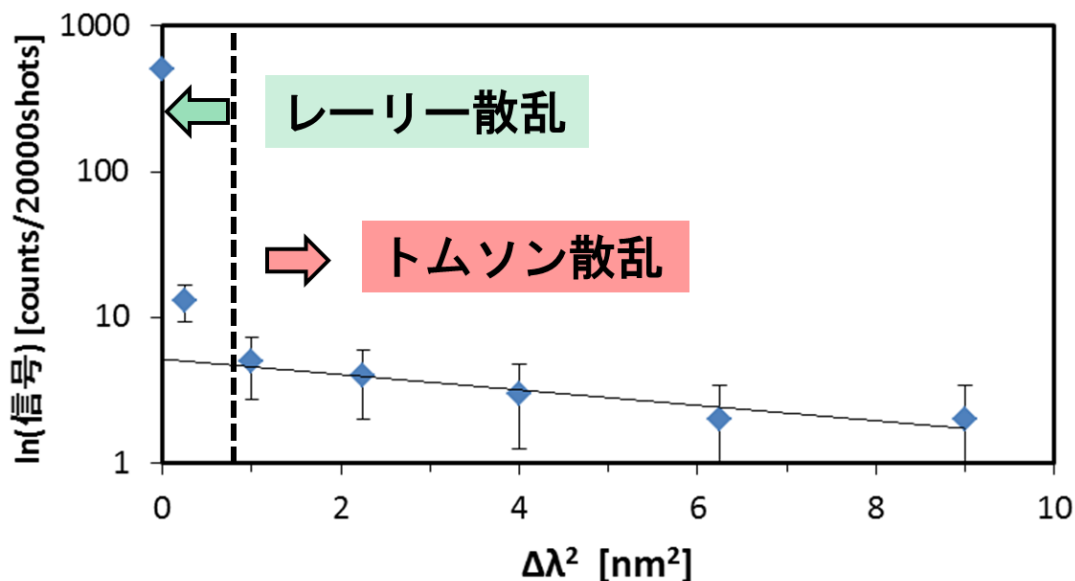


図 5.16 スラスタから 25 [mm] 下流領域の信号強度

スラスタ排出口から 25 [mm] 地点において非協同トムソン散乱を確認した．横軸は入射波長（532 [nm]）からの差波長の二乗であり，縦軸は信号の対数である．レーリー散乱信号の半値幅（400 [μm]）から，レーリー散乱による信号

は 532 [nm] から差波長 ± 0.9 [nm] 程度まで存在すると考えられる．それゆえ，差波長 1 [nm] 以上をトムソン散乱信号であると定義した．トムソン散乱信号は指数近似直線上に存在しているので，ガウス分布を取っていると考えられる．得られた近似直線から，

$$n_e = 1.4 \pm 1.1 \times 10^{17} \quad [\text{m}^{-3}]$$

$$T_e = 3.7 \pm 1 \quad [\text{eV}]$$

を得る．流量と真空度からスラスタ放電室内部の中性粒子密度と電離度はそれぞれ $10^{20} [\text{m}^{-3}]$ ，1 [%]程度 [19]であり，今回得られた電子密度，電子温度は妥当であると言える．プローブ計測によって得られたデータ [19]と比較すると，今回得られたデータはプローブ計測よりも低密度，高温である．これは，プローブの周りに形成されるシースの影響によるものであると考えられる．

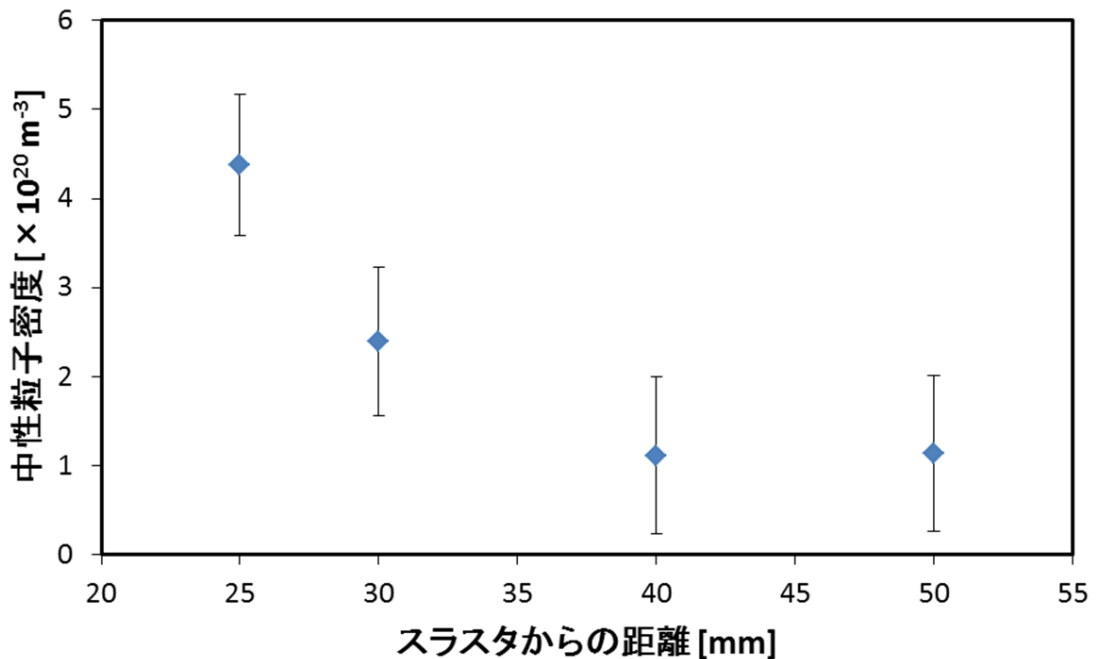


図 5.17 電気推進器プルーム領域の中性粒子密度

スラスタ排出口からの距離に伴い中性粒子密度が減少していることが確認でき，プルーム領域の中性粒子密度は $10^{20} [\text{m}^{-3}]$ 程度であると推測できる．スラスタに近いほど中性粒子密度が高くなっているのは，ガス供給源に近いほど中性粒子が多く存在すると考えられるからである．また，スラスタから 40 [mm] 以上離れるとほとんど差異が無いように見える．これは，約 40 [mm] から中性粒

子は排出されきってしまうためであると考えられる．しかし，検出下限に近い領域でありエラーバーが大きいため，計測装置の精度向上が求められる．

5.5 考察

迷光を除去する工夫を用いたことで先行研究の検出下限である 1.5×10^{20} [m⁻³] を超える装置の作成に成功した．しかしながら迷光の影響や信号の少なさはこれ以上の精度向上に問題である．それゆえ，(a)さらに迷光を減少させる，(b)信号を増加させる，(c)高真空領域の圧力制御が必要がある．

(a) 迷光の減少について

今回物理的に迷光を減少させる工夫をしたが，計測点から迷光除去装置を離し過ぎるとフォーカス領域に侵入する迷光をカットできず，近すぎると装置自体が迷光の原因になってしまうという問題が残った．最も影響が少ない位置に設置しても迷光は存在するため，信号と迷光を分けて検出するための工夫が必要である．そこで，パルス幅の短いレーザーを用いる方法を提案する．過去に本著者の研究においてパルス幅を 8 [ns] から 3 [ns] の短いレーザーを用いることによって信号と迷光を区別する試みがなされた [7]．

この方法を用いるに当たり追加で必要な装置は以下の 3 つである．

- ・短パルス（ピコ秒）レーザー
- ・ピコ秒を時間分解可能な検出器
- ・ピコ秒を時間分解して表示可能な表示器

レーザーが 1 パルスに進む距離は $T_{1pulse} \times c = L$ で示され，パルス幅を短くするほど 1 ショットでの進む光路が短くなる．図 5.15 にパルス幅 3 [ns] と 35 [ps] を用い，窓で反射光が発生した時の光路差の違いを示す．1 パルスの間に測定点（図の赤丸）で散乱が起き，光路差が生まれ，それらが反射や回折することで迷光となる．パルス幅 3 [ns]，35 [ps] のものを用いた場合，光路差はそれぞれ 900 [mm]，10 [mm] である．チャンバー内の大きさや測定点と実験装置の距

離がこの光路差よりも大きい場合、チャンバーの壁面や窓、実験装置からの反射・回折光は考えなくても差し支えない。しかし、本研究で用いたチャンバーや実験装置が測定点と近い位置に存在する場合、光路差間で生まれる光を低減、又は散乱光と区別する必要がある。本論文では迷光を物理的にカットすることについて述べた。散乱光と迷光を区別するためには、トリガー信号からの時間遅れで散乱光を検出する実験において、この光路が真空チャンバーの径や他の実験装置との距離より短いと、反射光や回折光は散乱光と区別して検出されるはずである。図に示すようにパルス幅 35 [ps] のレーザーを用いた場合、1 パルス間の光路差が劇的に小さくなり、測定点から半径 10 [mm] の球内より外側で発生する光を理論上区別することができる。

パルス幅の短いレーザーの方が信号と迷光を区別できるが、それらを検出、表示することも必要である。本実験では最少時間幅が 5 [ns] の検出器・表示器を用いたが、この装置を用いた場合パルス幅 35 [ps] のレーザーを用いても信号と迷光を区別して表示できない。それゆえ、パルス幅が短いレーザーを用いる場合は、それを時間的に検出可能な装置を用いることが絶対である。

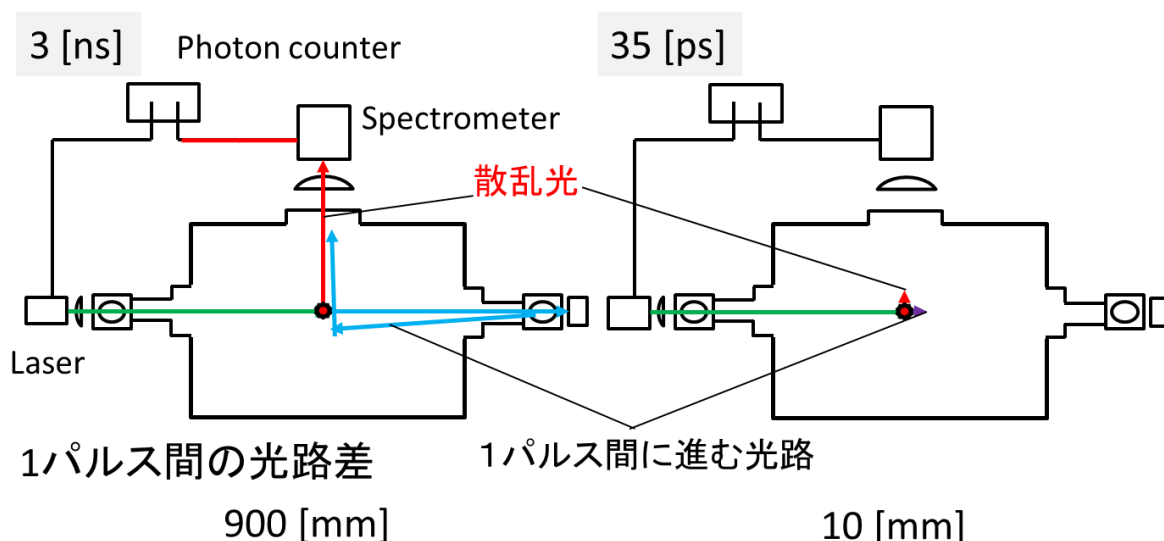


図 5.18 異なるパルス幅を用いた場合の 1 パルス間の光路差の違い

(b) 信号の増加について

レーリー散乱の散乱係数は

$$k_s = \frac{2\pi^5}{3} n \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 \frac{d^6}{\lambda^4}$$

で示される．入射波長 λ が 1/2 になると信号は 16 倍になる．それゆえ，波長が短いレーザーを用いれば信号が増えると推察される．

(c)高真空領域の圧力制御について

今回用いた流量計のコントロールで制御可能な流量は 0.15 [sccm] であり，最高到達圧力は 1.02×10^{-2} [Pa] であった．より高真空な条件で制御するにはさらに細かく制御可能な流量計が必要であると考ええる．

第 6 章 結論と展望

本研究では、電気推進機のプルーム領域における中性粒子密度を計測するための準備として、レーリー散乱を 10^{-1} [Pa] まで計測できる実験装置を作成し、検証した。

- ・パルス幅 3 ns のレーザー源を用いて 10^{-1} [Pa] 台 ($1.05 \sim 1.15 \times 10^{20}$ [m⁻³]) まで計測できる実験体系を作成し、正常に計測できることを確認した。
- ・作成した装置を用いてプラズマ中での中性粒子密度と電子密度を同時に計測した。
- ・小型マイクロ波放電式イオンスラストを用いて排出口から 25～50 [mm] のプルーム領域の中性粒子密度分布を計測した。
- ・小型マイクロ波放電式イオンスラストから 25 [mm] 離れたプルーム領域の電子密度・電子温度計測に成功した。
- ・パルス幅がより短いレーザーとその際を検出可能な検出器、 10^{-3} [Pa] 台の流量制御が可能な流量計を用いれば、 10^{-3} [Pa] レベルの計測が可能であると推測される。
- ・レーリー散乱計測時に 1.3×10^4 [Pa] 付近まではうまく測定できているが、それ以上の圧力では集光位置で中性粒子がプラズマ化しているため、測定ができていない。
- ・ビームは距離に比例して若干径が大きくなるが、レーザー強度を上げると、ビームの周りの光が強くなりバッフルやアイリスの径よりも大きくなる時があり、反射光の原因の一つとなっている。

- ・ 四角型真空容器を用いたが，実験装置を設置するために開閉しなければならないフランジは非常に吸着力が強かった．これを開閉するために成人男子 3 人以上により力づくで開ける方法を取った．しかし，開閉の振動による計測点のずれは 2～4 [mm]程度であり，振動誤差 50 [μm] を想定して設計された装置では計測ができないほど光学系がずらしてしまうという問題があった．その都度光学系を再設定したが，計測された値に誤差が生じた．

現在の状態では，この真空容器はマイクロメートルオーダーの繊細な設定が要求される光学計測に適していないので，台座を改良し振動を抑える必要がある．

参考文献

1. 桑野寛久. マイクロ波放電を用いた二段階加速式ホールスラスタに関する実験的研究. 出版地不明 : 九州大学大学院博士論文, 2006.
2. ホールスラスタの性能とプラズマ加速過程. 小紫公也, 荒川義博. 465, 日本航空宇宙学会誌, 第 40 巻, 第 465 号, 第 40 巻.
3. Charge exchange ion number density distribution in Hall thruster plume. Yokota Shigeru. 1 : Vacuum, 2008 年, 第 83 巻.
4. DSMC-PIC Analysis of a Plume from MUSES-C Ion Engines. Hyakutake Toru. 出版地不明 : TRANSACTIONS OF THE JAPAN SOCIETY FOR AERONAUTICAL AND SPACE SCIENCES, 2003 年.
5. Shigeru Yokota. Diagnostics of Hall Thruster Plume by Laser Absorption Spectroscopy. 出版地不明 : American Institute of Aeronautics, 2006.
6. Gallimore L. R. Walker , Alec D. Mitchell. Neutral density map of Hall thruster plume expansion in a vacuum chamber. 出版地不明 : AIP Review of Scientific Instruments, 2005.
7. 岩本政隆. ホールスラスタのプルーム領域の物理量計測 : 九州大学卒業論文, 2015.
8. 栗木恭一, 荒川義博. 電気推進ロケット入門. 出版地不明 : 東京大学出版会, 2003.
9. 北村正治, 竹ヶ原春貴. イオンエンジンの現状と展望. 出版地不明 : 日本航空宇宙学会誌, 1998.
10. 國中均 他. イオンエンジンによる動力航行. 出版地不明 : 株式会社コロナ社, 2006.
11. 光と色の話 第一部. シーシーエス株式会社 H P. (オンライン) シーシーエス株式会社 . (引用 日 : 2017 年 12 月 26 日 .)
https://www.ccs-inc.co.jp/guide/column/light_color/vol21.html.
12. レーザー光のレーリー散乱による中真空領域の圧力測定. 迫田忠則. 3, 第 31 回真空に関する連合講演会プロシーディングス, 1991 年, 第 34 巻.
13. 宋一兵. レーリー散乱による中真空領域の実用真空計の検討. J-STAGE, 1994.
14. 中野和彦. イオンエンジン中和器のプラズマ計測. 九州大学修士論文, 2015.
15. 山本直嗣, 他. レーザートムソン散乱法による小型マイクロ波放電型イオンエンジンにおけるプラズマ状態の測定. 出版地不明 : JAXA, 2010.
16. 田中謙治. 講義、および講演資料. 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 田中謙治研究室. (オンライン) (引用日: 2016 年 8 月 23 日.)
<http://www.cis-trans.jp/nifs/lecture.html>.
17. 田中謙治. プラズマ夏の学校 磁気閉じ込めプラズマの粒子輸送. 九州大学 総合理工学府 先端エネルギー専攻 田中謙治研究室. (オンライン) (引用日: 2016 年 8 月 23 日.)
<http://www.cis-trans.jp/nifs/pdf/lecture008.pdf>.
18. 牛尾康一. マイクロ波放電を用いた新しい小型推進器の開発. 出版地不明 : 九州大学卒業論文, , 2013.
19. 牛尾康一. Ion Acceleration mechanism of a miniture microwave discharge plasma thruster.九州大学大学院修士論文, 2015.
20. SheppardL. Promislow , Annna J.Curtis. Time-resolved electron beam fluorescence for measuring neutral particles in EP plasmas. IEPC-2017-30, 2017.
21. 浜松フォトニクス株式会社. The HPM-100-40 Hybrid Detector. 浜松フォトニクス株式会社 HP. (オンライン) (引用日: 2018 年 1 月 11 日.)
<http://www.becker-hickl.com/pdf/hpm-appnote03.pdf>.
22. 株式会社光響. 焦点深度と被写界深度. Optipedia. (オンライン) 株式会社光響, 2015 年 . (引用日: 2018 年 2 月 28 日.)
<http://optipedia.info/opt-index/light-wave/lens-basic/focal-depth/>.
23. Wikipedia. F 値. Wikipedia. (オンライン) 2016 年 10 月 25 日. (引用日: 2018 年 3 月 1 日.) <https://ja.wikipedia.org/wiki/F%E5%80%A4>.
24. THORLABS. マウント無しアクロマティック複レンズ、AR コーティング : 400~700 nm. THORLABS. (オンライン) THORLABS, 2018 年. (引用日: 2018 年 3 月 2 日.)
https://www.thorlabs.co.jp/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=120.
25. NarisawaNakayama and KenichiYoshinori. Neutral Density Measurement of Ion Thruster with Differential Pressure Gauge. 出版地不明 : J-STAGE, 2014.
26. 鶴哲平. マイクロ波放電式中和器の性能向上に関する研究. 九州大学大学院修士論文, 2008.
27. 村岡克紀. プラズマと気体のレーザ応用計測. 出版地不明 : 産業図書, 1995.

謝辞

はじめに、宇宙推進の研究に携わる機会を与えてくださると共に、ミーティングでは研究の様々な助言をいただいた山本直嗣教授に深く感謝致します。研究を進めていく中で、未熟な私にいつも親切に丁寧にご指導いただき、昼食によく誘っていただいた森田太智助教授に深く感謝致します。事務的な手続き等で研究生活を支えてくださった馬渡隆子事務補佐員と大内田映子事務補佐員に深く感謝致します。

明るく充実した研究室での生活を送らせていただいた研究室の皆様に感謝致します。研究・ミーティングの様々な点で丁寧にアドバイスをいただいた齋藤直哉氏、牛尾康一氏、江川雄亮氏、枝本雅史氏、パルサ・アリ・ユセフィアン氏、池田凌氏、長野公勇、児島富彦氏、竹末一平氏、大坪正和氏、長島圭祐氏、黒江雄貴氏、高木真理子氏、丸井一生氏に感謝致します。同期として2年間、公私共に楽しく充実した時間を過ごしてきた板谷佑太郎氏、川原友太郎氏、小山智樹氏、福本湧氏、淵上太貴氏に感謝致します。また、研究を進めていく中で、お世話になった多くの方々に感謝致します。私に関わった全ての方のおかげで研究を行うことができました。最後に、いつも温かく見守ってくれた両親に感謝致します。