

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 30 年度

修士論文

磁気圏型プラズマにおける  
粒子及びエネルギーバランスの評価

2019 年 1 月 29 日提出  
指導教員 吉田 善章 教授

47176089 桂 将太郎

## 要旨

惑星磁気圏では、自己組織化により高ベータのプラズマが安定的に存在していることが知られている。本研究ではこのような自己組織化プラズマの構造を解明するために、ダイポール磁場によりプラズマを閉じ込める磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1 を用いたプラズマ実験を行っている。また自己組織化プラズマの構造解明のための理論研究を行っている。

本研究の目的は、磁気圏型プラズマにおける粒子およびエネルギー循環を定量的に評価することである。この目的の下、粒子およびエネルギーバランスが非線形にカップリングしたバランスモデルを作成した。そしてこのバランスモデルと比較するパラメータを計測するために、RT-1 における実験計測を行った。実験計測では、分光計測による  $\text{He}^+$  や  $\text{C}^{2+}$  の温度計測、ポリクロメータを用いた低温電子(数 10eV)の温度・密度計測、反磁性信号を用いた高温電子(10keV $\sim$ )による  $\beta$  値の計測、干渉計による全電子密度計測、電離真空計を用いた中性ガス圧計測などが行われており、これらの観測値からプラズマ中の粒子バランス・エネルギーバランスを見積もることができる。またこれまでの研究結果より、up-hill 拡散によるベータトロン加熱過程と、中性粒子とイオン間の荷電交換反応過程が定常状態におけるプラズマの温度決定の支配的要因であるとわかった。これらの相互作用を考慮に含め、エネルギー・粒子バランスを self-consistent に評価する非線形モデルを定式化した。

モデル計算においては、up-hill 拡散による粒子輸送を考慮し、粒子バランスとエネルギーバランスをカップリングさせた 1 次元バランスモデルを作成した。このモデルでは荷電粒子は up-hill 拡散による粒子輸送でコイルに向かって一方向に輸送されるとし、最も内側の領域にある荷電粒子はこの粒子輸送によりコイルと衝突後中性化すると考えた。更に、プラズマ中の中性粒子はイオンとの荷電交換反応により、高エネルギー化することでプラズマ領域から吐き出されると考えた。モデル計算により得られた電子密度やイオン温度の径方向分布を実験計測より得られた電子密度やイオン温度の径方向と比較することでモデルの妥当性を示した。電子密度に関しては、プラズマ周辺領域においてはモデル計算と実験結果はよく一致していた。中心領域においては、モデル計算では実験計測結果に比べ鋭くピーキングする電子密度が得られ、中心部分に関しては干渉計の計測結果からモデル関数によりフィッティングした空間分布より高い電子密度となっていたが、比較可能な範囲に収まった。イオン温度に関しても全域で近い値が得られた。モデル計算の結果では、中性粒子密度は周辺領域から中心領域にかけて減少していた。これは主に荷電交換反応によりプラズマ内の中性粒子がプラズマ外に吐き出されることにより起きると考えている。 up-hill 拡

散による粒子輸送を 1 次元バランスモデルに組み込むことで, RT-1 プラズマの構造が説明可能であることが分かった.

## 目次

第1章 序論 .....	6
1.1 研究背景 .....	6
1.1.1 惑星磁気圏の自己組織化プラズマ .....	6
1.1.2 磁気圏型プラズマ RT-1 .....	7
1.2 研究目的と手法 .....	8
第2章 実験装置および計測装置 .....	9
2.1 磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1 .....	9
2.2 計測装置 .....	13
2.2.1 真空計 .....	13
2.2.2 ポリクロメータ .....	19
2.2.2.1 ポリクロメータの測定原理 .....	19
2.2.2.2 ポリクロメータの概要 .....	20
2.2.2.3 受光系 .....	22
2.2.2.4 ポリクロメータの校正とデータ解析 .....	24
2.2.3 干渉計 .....	25
2.2.3.1 干渉計の計測 .....	25
2.2.3.2 電子密度の空間分布再構成 .....	26
2.2.4 可視分光 .....	27
2.2.4.1 1m ツェルニーターナー型分光器 .....	27
2.2.4.2 受光系 .....	29
2.2.4.3 計測データの取得,校正及び解析 .....	30
2.2.5 反磁性信号計測システム .....	31
2.3 複合分子ポンプ排気速度計測 .....	31
2.4 ピエゾバルブによる中性ガス吸気量計測 .....	34
第3章 RT-1 における実験計測 .....	36
3.1 実験目的 .....	36
3.2 実験方法 .....	36
3.2.1 He プラズマ実験 .....	36
3.2.2 He プラズマガスパフ実験 .....	38
3.2.3 リザーバータンクを用いた He プラズマガスパフ実験 .....	40
3.3 実験結果 .....	43
3.3.1 He プラズマ実験 .....	43
3.3.1.1 ECH 加熱パワー依存性 .....	43
3.3.1.2 ガス圧依存性 .....	51
3.3.2 He プラズマガスパフ実験の計測結果 .....	55
3.3.3 リザーバータンクを用いた He プラズマガスパフ実験 .....	59

---

第4章 1次元粒子・エネルギーバランスのモデル計算.....	63
4.1 1次元粒子バランスモデル .....	63
4.2 1次元エネルギーバランスモデル .....	75
4.3 計算手法 .....	77
4.4 計算結果 .....	79
 第5章 結論 .....	82
 参考文献 .....	84
 謝辞 .....	86
 研究発表 .....	88

# 第 1 章 序論

## 1.1 研究背景

### 1.1.1 惑星磁気圏の自己組織化プラズマ

惑星の磁気圏には、高密度で高エネルギーなプラズマが自己組織化により、安定的かつ効率的に閉じ込められていることが知られている。プラズマの閉じ込め効率を評価する値として  $\beta$  値がある。 $\beta$  値はプラズマの熱圧力を磁場圧力で規格化したものであり、 $\beta = 2\mu/B^2$  で表される無次元量である。 $\beta$  値が高いほど、弱い磁場で高エネルギーのプラズマが効率的に閉じ込められていることを示す。磁気圏型プラズマが存在する代表例としてしばしば木星磁気圏が挙げられる。ダイポール磁場配位となっている木星磁気圏には局所  $\beta$  値が 1 を超えるような高  $\beta$  プラズマが存在していることが探査機 Voyager I, II による観測によって報告されている[1][2]。木星磁気圏プラズマの理論モデルに基づいたシミュレーション結果を図 1.1 [3] に示す。木星磁気圏のプラズマは、中心部分に高エネルギーの荷電粒子が高密度で存在している。このような自発的に密度ピークを生み出す構造は、自己組織化と呼ばれる。このように惑星磁気圏にみられる高  $\beta$  プラズマは、自己組織化によって非常に安定な状態で効率の良い閉じ込めを実現している。磁気圏型プラズマが開放系の中で、自己組織化によってどのような粒子およびエネルギー循環で存在しているかを明らかにする必要がある。このような磁気圏型プラズマの構造形成に関わる物理は、解明されていないものが多い。高  $\beta$  の自己組織化プラズマの構造を理解するためには、荷電粒子の反応素過程のみでなる up-hill 拡散による粒子輸送など磁気圏型プラズマ特有の物理現象を考慮する必要がある。

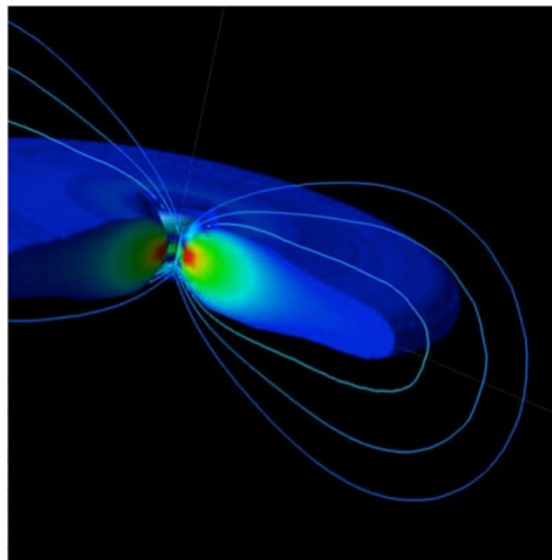


図 1.1 木星磁気圏プラズマの理論モデル[吉田・西浦研究室HP]

惑星磁気圏にみられる高 $\beta$ プラズマの閉じ込めは、工学的応用としては核融合発電分野への応用が期待されている。現在進められている核融合発電の研究において、将来的に期待されている発電方法が、反応過程において中性粒子の発生が少ない D-D 反応と中性子が発生しない D-He 反応を利用した先進的核融合である。これらの反応を達成するには、弱磁場中で高温のプラズマを閉じ込めることが理想的とされており、高 $\beta$ プラズマを安定的に閉じ込める必要がある。以上のように惑星磁気圏にみられる自己組織化した高 $\beta$ プラズマの構造を解明することは、天体プラズマの物理を理解するという自然科学的な立場と、先進核融合発電への応用としての工学的な立場の双方において非常に意義が大きい。

### 1.1.2 磁気圏型プラズマ RT-1

磁気圏型プラズマ実験装置 RT-1 は、惑星磁気圏を模倣したダイポール磁場中にプラズマを閉じ込めることで、磁気圏型プラズマの構造を解明することを目的とした装置である。RT-1 ではこれまでの実験において、局所 $\beta$ 値が 1 を超える高 $\beta$ プラズマの閉じ込めに成功している[4]そしてダイポール磁場中のプラズマにおいて予測されて[5]いた通り、up-hill 拡散（内向き拡散）によって、プラズマの内側において自発的にピーキングした電子密度分布が形成されることが確認されている[6]。図 1.2 に up-hill 拡散により電子がプラズマ内部でピーキングする様子を計測した結果を示す。図 1.2 からプラズマ周辺部分から中心部分へ向かって電子が移動している様子が見て取れる。このように自発的に密度勾配を形成する up-hill 拡散は、第 1 次近似として荷電粒子の磁化によるトポロジーの束縛によって引き起こされることが精緻化された理論[7]によってわかっており、その理論に基づいた確率論的モデルにおいて数値計算的にも確かめられている[8]。

この up-hill 拡散は、粒子移動を引き起こし内側にピーキングした電子密度を形成することで粒子バランスへ寄与しているのみならず、粒子移動に伴ってイオンを加熱するためエネルギーバランスにおいても重要な役割を果たしている。ダイポール磁場中において、サイクロトロン運動に伴う第 1 断熱不変量、磁力線に沿った運動（バウンス運動）に伴う第 2 断熱不変量、磁力線を横切る運動（ドリフト運動）に伴う第 3 断熱不変量の 3 つの断熱不変量が存在する。up-hill 拡散により、第 3 断熱不変量の保存の破れに伴う粒子移動によって、荷電粒子が加熱されることが分かっている[9]。RT-1 においては、磁場と直交するイオン温度成分を上昇させるベータトロン加熱が選択的に起きることでイオン温度非等方性が生じている。このように up-hill 拡散はベータトロン加熱により、プラズマ全体のエネルギーバランス決定に寄与している。

## 1.2 研究目的と手法

本研究は、実験計測とモデル計算により磁気圏型プラズマ実験装置 RT-1 における自己組織化プラズマの粒子およびエネルギー循環を定量的に理解し、更には実験で計測困難なパラメータ推定することを目的としている。RT-1 の超高ベータプラズマ ( $\beta=0.1\sim 1$ ) は、10KeV 程度の高エネルギー電子、10~100eV 程度の低エネルギー電子、10eV 程度のイオンで構成され、 $10^{17}[\text{m}^{-3}]$ 程度の密度を持つ。実験計測では干渉計、軟 X 線、可視分光( $\text{He}^+$ や  $\text{C}^{2+}$ )の多視線計測が行われており、これらの計測値から電子温度・密度やイオン温度の空間情報を得ることができる。RT-1 プラズマの構造は 0 次元的な反応過程のみならず、up-hill 拡散による粒子移動やイオン加熱などの機構により決定されている。このような物理過程を考慮にいたった粒子およびエネルギーバランスの非線形モデルを定式化し、モデル計算と実験計測を比較することで、RT-1 プラズマにおける粒子およびエネルギー循環を定量的に評価し、自己組織化プラズマの構造を決める物理を理解することを目的としている。



## 第2章 実験装置および計測装置

### 2.1 磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1

RT-1(Ring-Trap1)は、惑星磁気圏を模倣したダイポール磁場を発生させ、その中にプラズマを閉じ込める装置であり、木星などの惑星磁気圏にみられる高ベータの自己組織化プラズマの構造を解明することを目的とした実験装置である。図 2.1 に RT-1 の垂直方向の断面図を、図 2.2 に RT-1 の赤道面での断面図を示す。直径 2 m の真空容器の内部には、ダイポール磁場を発生させるリング状の超電導コイル（本研究では、浮上コイルと呼ぶ）が配置されている。浮上コイルは Bi-2223 高温超電導材を 2160 巻きにして、ステンレスケースの中に入れてある。ステンレスケースの外半径は 0.375m、内半径は 0.18m である。ステンレス鋼製のコイルケース内部には、励磁用の給電部（電流リード）や超伝導体を励磁するための永久電流スイッチ（PCS）、温度センサー、冷却ヘリウム流路（トランスファーチューブ）等が配置されている。

プラズマ実験に先立ち、浮上コイルは装置下部のメンテナンスポートにおいて 20K 以下まで冷却されたのち、外部電源を使用した直接給電により励磁され、永久電流モードとなる。励磁を終えた浮上コイルは、実験当日の午前中に再冷却され、午後の実験では冷却系（2 本のトランスファーチューブ）およびコイル計測・制御系（3 本の計測ピン）から分離され、昇降機を用いて装置赤道面（図 2.1 のコイルの位置）まで上昇させる。これらの一連の操作は真空容器の内部で実施される。真空容器の上部には大気側に常伝導体の吊り上げコイルが据え付けてあり、3 つのレーザーセンサーにより、赤道面に浮上コイルが安定して位置するように吊り上げコイル内の電流をフィードバック制御している。地磁気による不正磁場を補正するために、RT-1 の外周部に補正コイルが設置されている。（図 2.3）浮上コイルと吊り上げコイルに流れる電流によって図 2.1 のように磁気面が上方に引き伸ばされて Null 点を持つようなセパトリクス配位が形成される。プラズマ実験前には 2.45GHz のマグネトロンにより 300kW、1Hz を入射してヘリウムプラズマによる放電洗浄を実施し、Qmass（四重極型質量分析計）によって不純物レベルが低い状態を確認後、プラズマ実験を開始している。

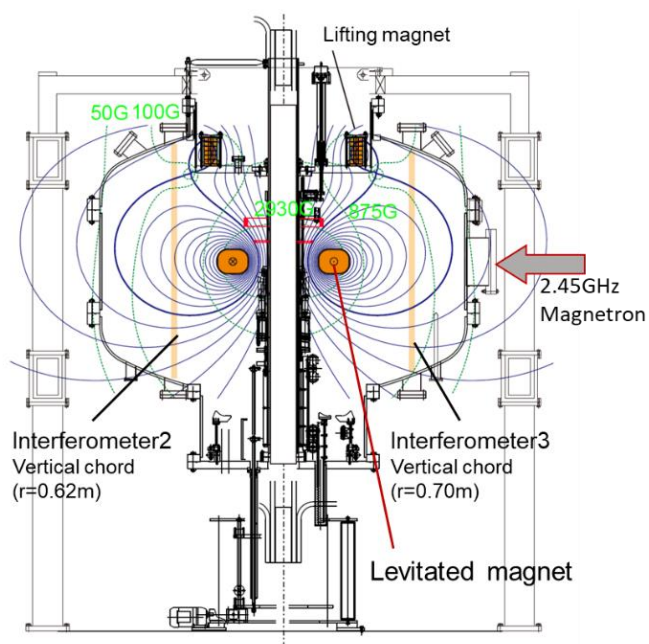


図 2.1 : RT-1 の垂直方向の断面図

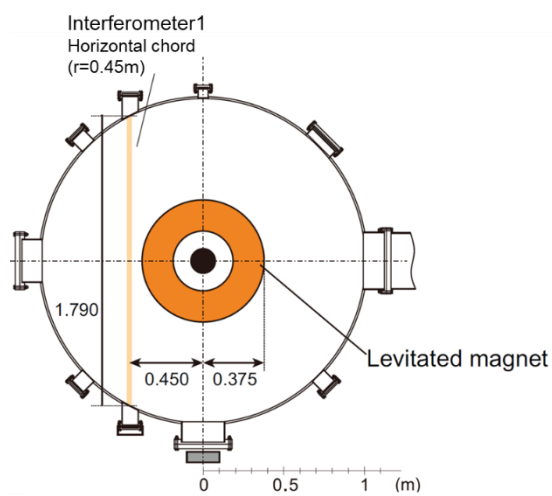


図 2.2 : RT-1 の赤道面での断面図

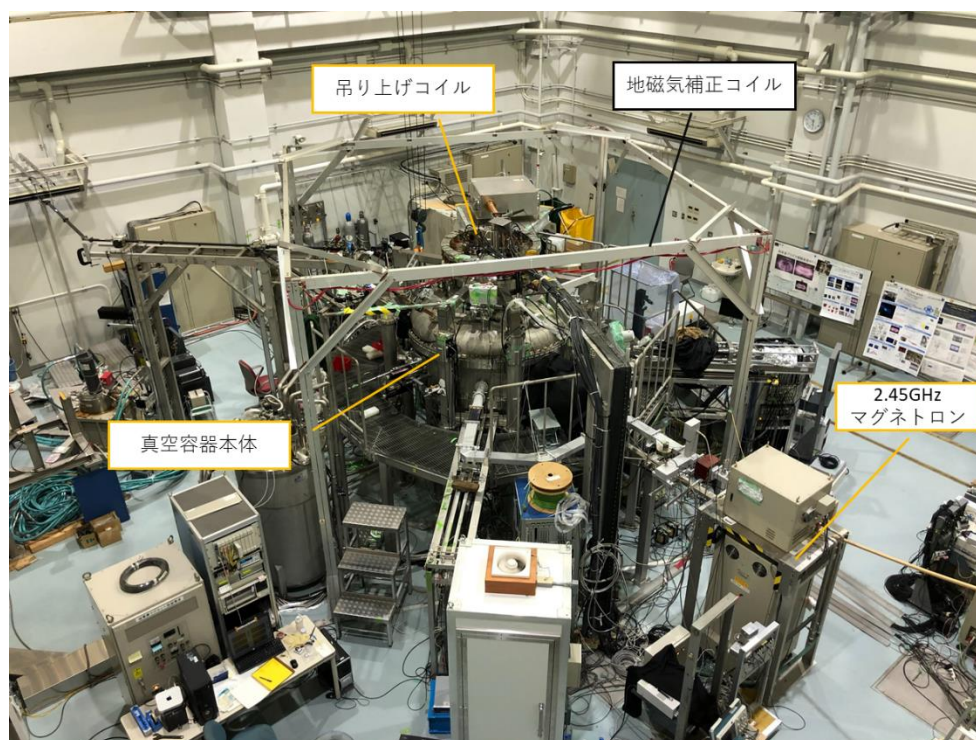


図 2.3 RT-1 の概観

RT-1 では、複合分子ポンプ (TG2400) 2 台を用いて、真空容器内の圧力は $10^{-6}$ Pa 前半程度まで到達させることができる。RT-1 でのプラズマ生成は ECRH のための 8.2GHz のクライストロン (最大出力 100kW, 放電時間 1s)・2.45GHz のマグネトロン (最大出力 20kW, 放電時間 2s)・ICRF のための RF 電源 (周波数帯 2~4MHz, 最大出力 10kW 程度) によって行われている。8.2GHz のクライストロンは 2017 年 6 月 30 日に故障したため、現在は 2.45GHz のマグネトロンによってプラズマを生成している。He プラズマ実験中の真空容器内の様子を図 2.4 に示す。浮上コイルには熱絶縁が施されており、無冷却状態で約 6 時間連続のプラズマ実験を実施することが可能である。その間の電流減衰は 1%以下である。プラズマ実験終了後は、浮上コイルはメンテナンスポートに回収され、消磁後に一晩再冷却を経て翌日のプラズマ実験が可能となる。



図 2.4 RT-1 の真空容器内部 (左:プラズマなし,右:プラズマあり)

RT-1 におけるガス吸気系は 2 つある. 1 つは定常的にガスを導入する吸気系である. この吸気系はソレノイドバルブを用いてガスボンベからガスを供給している. 基本的に RT-1 における実験では, 放電の 30 秒前からガスを真空容器内に導入し, 真空容器内ガス圧が定常状態になったのち, ECH によりプラズマ点火する. 1 秒間の放電終了後の 1 秒間はそれまでと同様に継続的にガスを真空容器内に供給し, 放電終了から 1 秒後に供給を停止する.

2 つ目は, ピエゾバルブにより瞬間的にガスの吸気する吸気系である. このピエゾバルブはピエゾ素子という圧電素子に電圧をかけることで瞬間的にガスを射出できる装置で, 主にプラズマに揺動を加える目的で使用される. ピエゾ素子には電圧を流している. 実験前にピエゾ素子に電流を流し, 圧電素子のエイジングを行う必要がある. 電圧を加える時間によって弁の解放時間 (5ms $\sim$ ) を制御することで導入するガス量を調節することができる. 弁の解放時間を 5ms 未満にしようとすると, 圧電素子が不安定になり, 供給ガス量の再現性が失われるため, 最低解放時間を 5ms とし, て実験を行っていた. RT-1 に導入されているソレノイドバルブとピエゾバルブの概観を図 2.5 に示す.

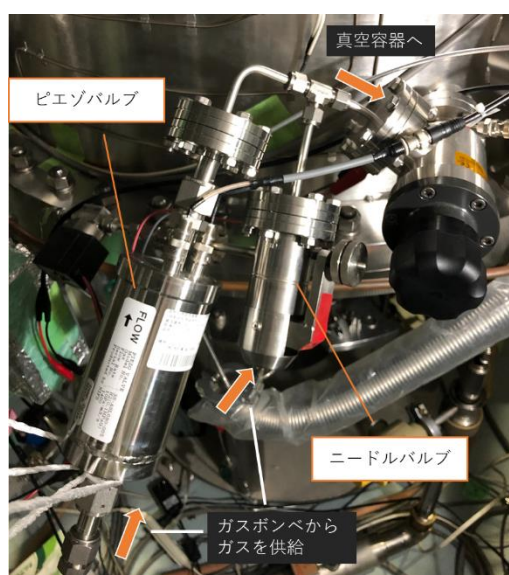


図 2.5 ニードルバルブとピエゾバルブの概観

RT-1 ではこれらのガス吸気系を組み合わせることでプラズマの閉じ込め実験を行っている。

## 2.2 計測装置

### 2.2.1 真空計

本研究では、真空計は ULVAC 社の model GI-N8 と Vista 社のワイドレンジゲージ CC-10 を用いた。ULVAC 社の真空計 GI-N8 は、B-A 型超高真空用測定子を用いて測定圧力範囲  $6.6 \times 10^{-1} \sim 4.0 \times 10^{-9} \text{Pa}$  を測定する熱陰極型電離真空計である。測定子は ULVAC 社の WIN-N3 イオンゲージを用いた。Vista 社の CC-10 は、クリスタルゲージとコールドカソードゲージ (CCG) の 2 種類の真空計を搭載した複合真空計で、センサーと回路が一体となっている。測定圧力範囲は  $1.0 \times 10^{-7} \sim 1.0 \times 10^5 \text{Pa}$  であり、測定圧力  $1.0 \times 10^{-7} \sim 0.5 \text{Pa}$  前後の範囲をコールドカソードゲージで、 $0.5 \text{Pa}$  前後  $\sim 1.0 \times 10^5 \text{Pa}$  の範囲をクリスタルゲージにより計測する。それぞれの真空計概観を図 2.6 に示す。



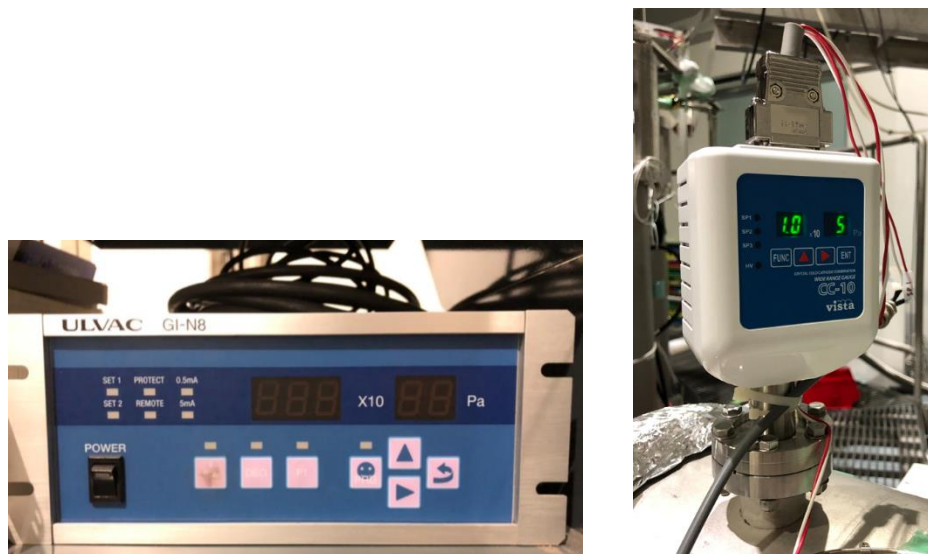


図 2.6 真空計の概観（左:GI-N8,右:CC-10）

電離真空計（熱陰極電離真空計・コールドカソードゲージ）と水晶真空計（クリスタルゲージ）の測定原理について記す。

#### ・電離真空計の測定原理

気体の圧力を直接測定する方法や熱伝導など気体の輸送現象を利用する方法では測定が難しい高真空・超高真空領域では、気体分子をイオン化して、その数（密度）を測定する真空計が開発されている。気体のイオン化に、放電を利用する冷陰極電離真空計（コールドカソードゲージ）と熱電子を利用する熱陰極電離真空計とがある。気体のイオン化確率が気体の種類によって異なることから、これらの真空計の感度には、気体種依存性がある。気体の輸送現象を利用する真空計同様、通常は窒素を被測定気体として校正されており、窒素以外の気体を測定する場合は、比感度係数を使って換算する必要がある。

#### ・GI-N8 熱陰極電離真空計

熱陰極電離真空計では、加熱したフィラメント（カソード）からの熱電子を加速して気体分子に衝突させてイオン化する。イオンの生成速度は熱電子と気体分子の衝突頻度によって決まり、この衝突頻度は気体の密度に比例することからイオン化により生成したイオンの数から気体分子の密度（気体の圧力）を得ることができる。B-A（Bayard-Alpert）型真空計は、イオンコレクターを細い金属線として真空計の中心軸に、カソードを格子状のグリッド（アノード）

の外側に配置した構造を持つ。カソードから放出された熱電子は、アノードとの電位差により加速され、気体分子をイオン化する。生成したイオンはイオンコレクターにより集められ、イオン電流として測定される。このイオン電流値から気体の圧力を得ることができる。本研究で使用している B-A 型測定子である WIN-N3 測定子の概観と電極配置図を図 2.7 に示す。

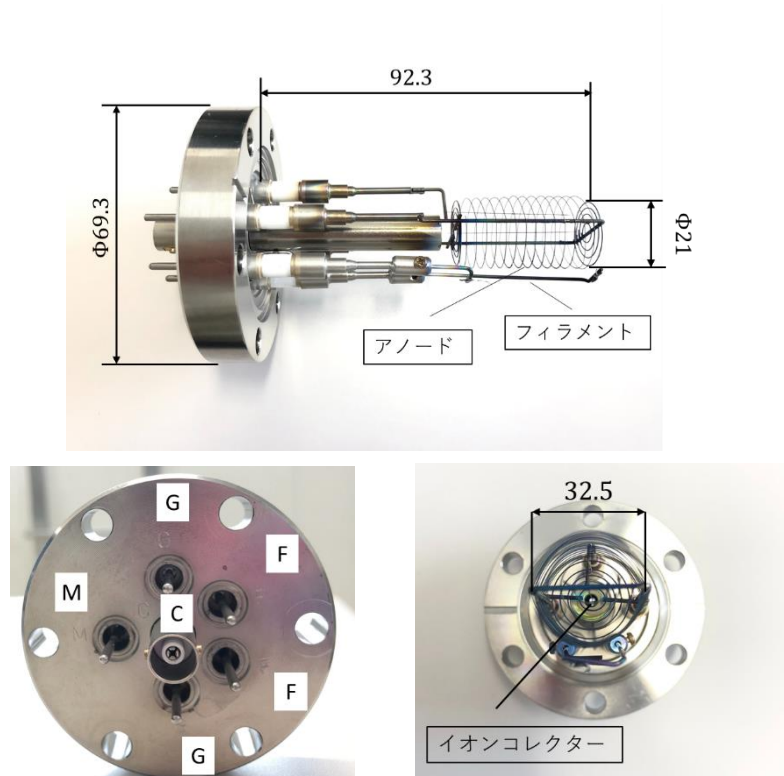


図 2.7 WIN-N3 測定子の概観と電極配置図

フィラメントから放出される熱電子の数（エミッション電流： $I_e$ ）と生成イオンの数（イオン電流： $I_i$ ）と気体分子の密度（圧力： $P$ ）の間に以下の関係が成り立つ。

$$I_i = S_{N_2} r I_e P \quad (2.1)$$

上式での  $S_{N_2}$  は窒素ガスの感度であり、 $r$  は窒素ガスを基準とした比感度係数である。本研究で使用している GI-N8 電離真空計における窒素ガスの感度は  $0.153 \text{ (Pa}^{-1}\text{)}$  であり、窒素ガスに対して正しい圧力を示すように調整されている。このため窒素ガス以外のガス雰囲気を測定するためには、表示された圧力測定値を比感度係数  $r$  で割る必要がある。GI-N8 真空計の  $N_2$  に対する主な気体の比感度係数を表 2.1[10]に示す

表 2.1 GI-N8 真空計の比感度係数

(k. Nakayama, H. Hojo, Jpn. J. Appl. Phys. Suppl. 2, pt. 1, 113(1974)より引用)

分子	電離真空計の比感度係数
He	0.221
Ar	1.34
$H_2$	0.491
$H_2O$	$1.25 \pm 0.44$
$N_2$	1.00

#### ・コールドカソードゲージ

放電の際の放電電流と気体圧力の関係を利用した真空計が冷陰極電離真空計である。放電を起こす空間に磁場を加え、より低圧まで放電を持続させる工夫がされている。熱陰極電離真空計と比べると放電電流と気体圧力の線形性は劣る場合が多いが、熱フィラメントを使用していないことから耐久性が高い。

#### ・水晶真空計（クリスタルゲージ）の測定原理

水晶真空計は、基本的には粘性真空計に分類される真空計であり、水晶振動子の表面における気体の摩擦抵抗が気体密度によって変化することを利用して、水晶振動子の共振インピーダンス変化から真空圧力の計測を行っている。原理的に熱に起因した問題がなく、大気圧近くにおいても熱伝導真空計よりも安定して信頼性の高い測定が可能である。

センサーとなる水晶振動子は X カット音叉形振動子である。この振動子を共振させると水晶の表面は周囲の気体分子との摩擦抵抗を受け、圧力が高いほど水晶の振動を維持するのに大きな電力を必要とする。すなわち圧力が高いほど共振インピーダンスが大きくなる。



インピーダンスの変化 $\Delta Z$  と圧力の関係は国分らにより理論的に解明されており,全圧力口結城を通じた以下の統一式が求められている[11].

$$\Delta Z = C(6\pi\eta'R + 3\pi R^2\sqrt{2\eta'\rho\omega}) \quad (2.1)$$

$\Delta Z$ : インピーダンス変化

$C$ : 定数

$R$ : 振動子の厚さ

$\rho$ : 気体密度

$\omega$ : 振動の角周波数

$\eta'$ は見かけの粘性率で,以下の式により定義されている

$$\eta' = \eta \frac{1}{1 + \frac{\zeta}{\varepsilon R}} \quad \zeta = \frac{\eta}{P} \sqrt{\frac{\pi R_0 T}{2M}} \quad (2.2)$$

$\eta$ : 粘性率

$\varepsilon$ : 数因子

$\zeta$ : すべり係数

$P$ : 圧力

$R_0$ : 気体定数

$T$ : 気体温度

$M$ : 気体の分子量

すべり係数が圧力に依存すること,また密度 $\rho$ が圧力に比例するので $\Delta Z$ は圧力に依存することになる.

CC-10 真空計における比感度係数は,真空容器内の定常状態時ガス圧の測定値が GI-N8 真空計と一致するように決定した.

#### ・真空計の設置位置

RT-1 における GI-N8 真空計と CC-10 真空計の設置位置を図 2.8 に示す.これまでの実験では,中性粒子ガス圧計測は排気ダクトに設置された CC-10 真空計のみで行われていたが,RT-1 プラズマにおける粒子・エネルギーバランスモデルを作成するにあたって,より正確に真空領域の中

性粒子密度を評価する必要がでてきたため、新たに真空容器下部壁面に GI-N8 真空計を導入して、真空領域の中性粒子密度を計測している。

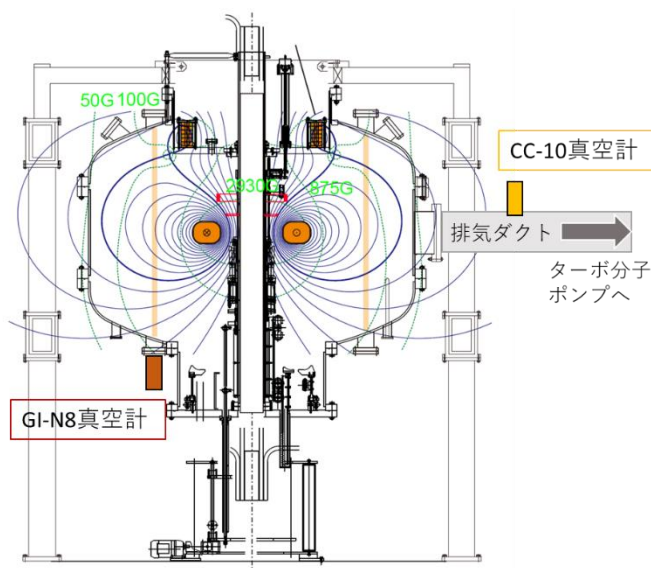


図 2.8 真空計の設置位置

GI-N8 真空計を設置した場所は、真空容器下部にあり真空容器内にある浮上コイルに近いので、励磁後は GI-N8 真空計が浮上コイルからの磁場の影響を受け、そのままでは正確な測定ができなかった。このため浮上コイルからの磁場を遮断する目的で、導入した GI-N8 真空計を全て覆うように、金属製の板でシールドをした。シールド設置後のイオンゲージの概観を図 2.9 に示す。



図 2.9 シールドをしたイオンゲージの概観

GI-N8 真空計を GI-N8 真空計の設置位置である真空容器下部と CC-10 真空計の設置位置である排気ダクト上部のそれぞれの位置に設置して、ガス圧の計測を行い、この 2 か所におけるガス圧の計測値は一致することを確認した。

プラズマ実験における中性ガスガスの計測には、主に GI-N8 真空計を運用している。これは GI-N8 真空計が CC-10 真空計に比べ時間分解能が良い計測ができるからである。プラズマ点火時や、プラズマ消滅時、ガスパフによる中性ガス添加時など、プラズマ実験中は急峻なガス圧変化が観測されている。これらの変化をできるだけ高い時間分解能で計測するために GI-N8 真空計を主に運用している。ただし、GI-N8 真空計はガス圧計測値のオーダーが変化した時、コンピュータ上に送られてくるデータがこのオーダー変化に対応していない。このため、CC-10 真空計を同時に運用し GI-N8 真空計の計測値と比較することで、このようなオーダーの変化時に正しい圧力が記録できるようにしている。

## 2.2.2 ポリクロメータ

### 2.2.2.1 ポリクロメータの測定原理

本研究で使用したポリクロメータは本研究室に所属されていた川面 洋平氏が作成された計測装置で、HeI 強度比法を用いて電子密度及び電子温度を計測する装置である。HeI 強度比法は実験により計測された複数のヘリウム中性スペクトルの強度比を衝突輻射モデル（CR モデル）によって計算されたスペクトルの占有密度（ポピュレーション）比と比較することで電子温度・密度を見積もる計測法である。

CR モデルでは電子衝突励起・脱励起など複数の素過程を含めたレート方程式を解き、定常状態におけるそれぞれの励起準位に対する占有率を求めることができる。本研究では、CR モデルは核融合研究所所有の ADAS プログラムを使って解かれたものを使用した。スペクトルの占有率は発光量とは異なるが、2 つのラインの占有率の比は計測で得られる発光量の比と等しくなることが示されている。一方、占有率の比は電子温度と電子密度に依存するので、占有率の比を取るラインペアが 2 つあれば計測された発光量の比から電子温度と電子密度を算出することができる。

しかし、2 つのラインペアの占有率の比から電子の温度と密度を算出する際には、2 つの占有率比の直交性に注意しなければならない、2 つのラインペアの占有率が得られても、それぞれの占

有率比の電子温度・密度に対する依存性が等しい場合は、解となる電子温度・密度が定まらない。理想的には電子温度のみに依存するライン比と電子密度のみに依存するライン比を選択することが望ましい。ただし、この依存性は電子温度・密度の絶対値によるので、測定したい電子の温度・密度領域において直交性の良いラインペアを2つ選ぶ必要がある。RT-1 プラズマの低温電子のパラメータ領域（密度  $\sim 10^{17} [\text{m}^{-3}]$  温度  $\sim 50 [\text{eV}]$ ）における直交性の良い2組のラインペアについての先行研究が行われている[12]。本研究では、直交性が良さと発光強度が高さから先行研究により選定された728nmと706nmのペアと447nmと388nmのペアの2つのラインペアを用いている。図2.10に電子密度依存と電子温度依存のそれぞれのラインペアを示す。これら2つのラインペアの電子温度と電子密度に対する依存性を示す。HeI 強度比のデータは ADAS database から取得されている。

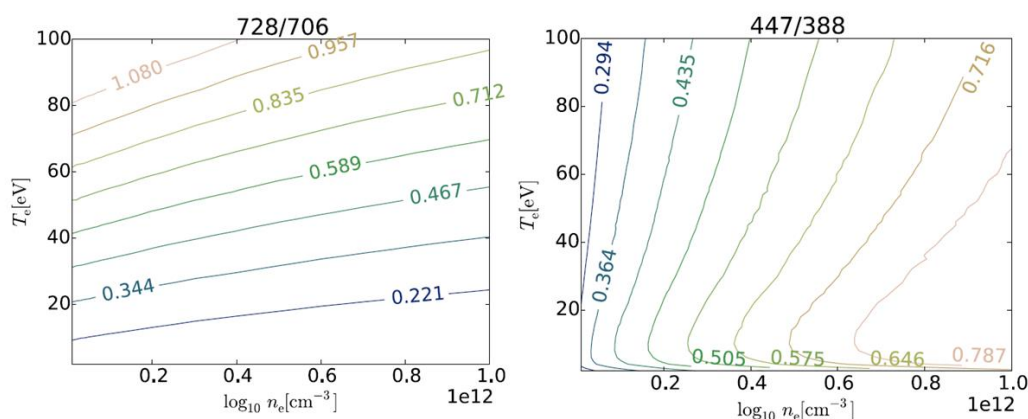


図 2.10 (左:電子密度依存ライン比, 右:電子温度依存ライン比)

### 2.2.2.2 ポリクロメータの概要

本研究で使用したポリクロメータには、シリコンフォトダイオードを使用している。電子温度・密度計測に用いる本ポリクロメータは、原理はトムソン散乱計測で使われているものとはほぼ同様である。しかしトムソン散乱計測で計測対象としている散乱光と異なり、HeI の中性ラインは発光強度が強いため、トムソン散乱計測で用いられる（アバランシェフォトダイオード）のような高感度検出器の代わりに、比較的安価な通常のフォトダイオードを用いている。

図 2.11 にポリクロメータの概要を示し,図 2.12 にアンプ回路を示す.フォトダイオードは電流源であるのでカレントアンプになっている.この回路の特性周波数は 1 kHz である.

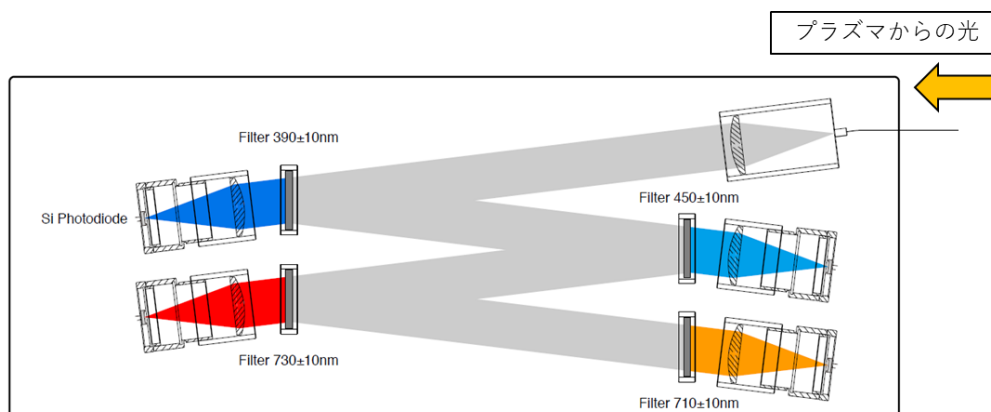


図 2.11 ポリクロメータ概要

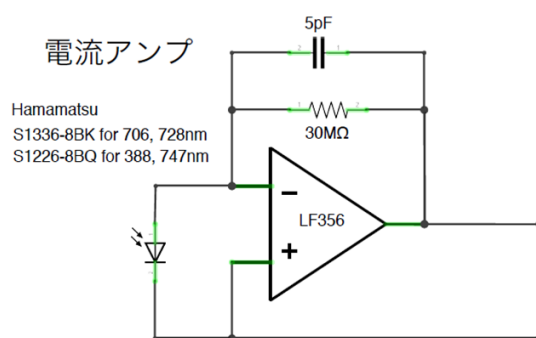


図 2.12 アンプ回路

これらの光学系をアルミのエンクロージャに取り付け,このエンクロージャを ECH などの電磁波から受けるノイズをカットするためのボックス内に配置してある.ポリクロメータの概観を図 2.13 に示す.電源装置とポリクロメータを繋ぐケーブルの接続部分は,アルミホイルによっておおわれているが,これはノイズカットの役割を果たしている.この接続部分は,電線がむき出しの状態となっており,ECH による電磁波がノイズとして計測信号に乗ってしまうため,このような措置を取っている.

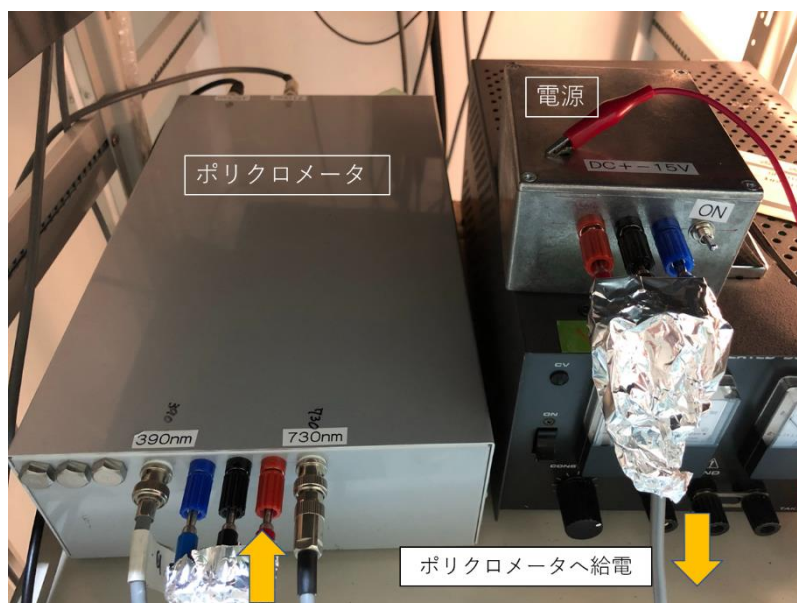


図 2.13 ポリクロメータの概観

### 2.2.2.3 受光系

ポリクロメータには、図 2.14 に示すようなファイバアレイを可視領域対応の光学窓に設置し、プラズマからの蛍光を導入している。この光学系を使用することで図 2.15 に示すような光路からの蛍光を得ることができ、径方向の発光強度や電子温度・密度の評価を行っている。両凸レンズをコリメータレンズとして使用し、平行光を焦点位置に集光させる。この焦点位置にファイバアレイを設置することで、1 つのレンズとファイバアレイで複数の航路の計測が可能になる。計測は図の P7 ポートからコイルに対し右方向へ設置して行った。計測できる光路に接する円の半径は、 $385[\text{mm}] \leq r \leq 785[\text{mm}]$  の範囲である。

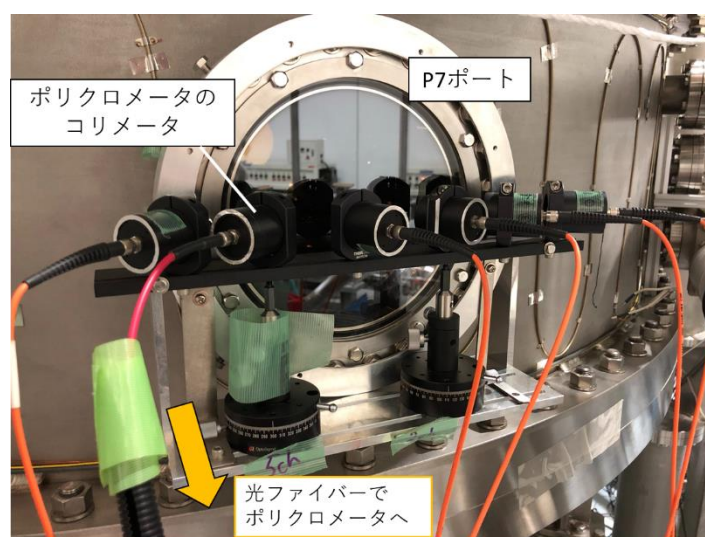


図 2.14 ポリクロメータ受光部

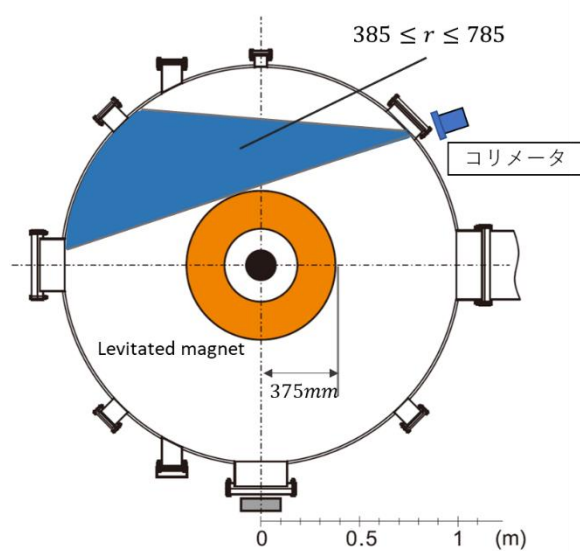


図 2.15 ポリクロメータの計測光



### 2.2.2.4 ポリクロメータの較正とデータ解析

較正はヘリウム標準光源を使い,ポリクロメータで検出した強度が分光器で計測した強度になるように係数をかけて行う.分光器で計測したスペクトルはガウシアンでフィッティングして面積を出し,ポリクロメータで計測した強度の時間発展は

$$|A \sin \omega t + \delta| \quad (2.2)$$

でフィッティングする.分光器により計測されたヘリウム標準光源スペクトルとポリクロメータにより計測したヘリウム標準光源スペクトルを図 2.16 と図 2.17 に示す.使用するラインペアの A の比が分光器で求めた面積の比になるように較正係数を定めた.表 2.2 に各波長における較正係数を示す.

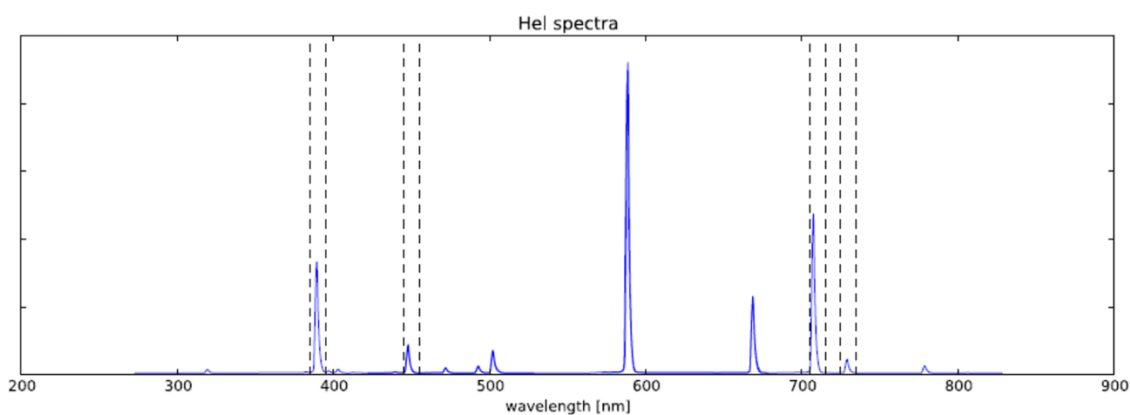


図 2.16 0.35m 分光器によるヘリウム標準光源スペクトル

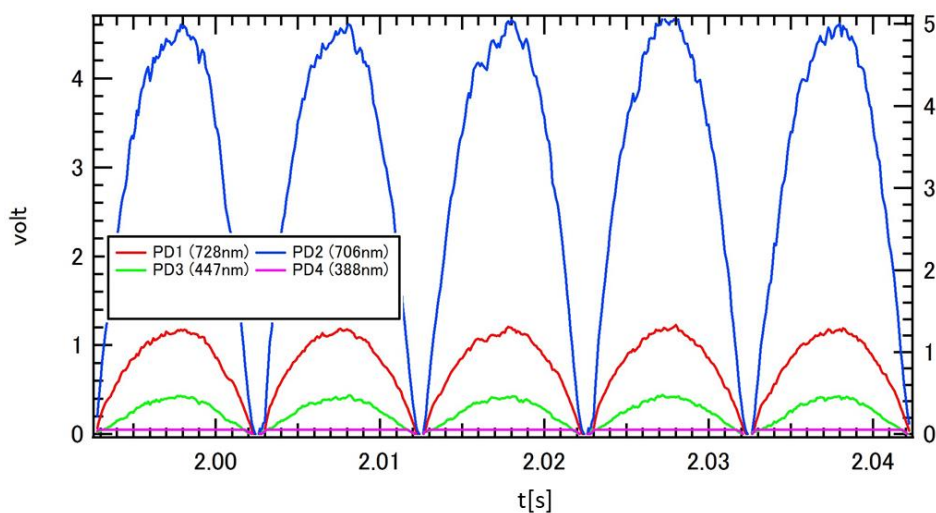


図 2.17 ポリクロメータによるヘリウム標準光源スペクトル



表 2.2 較正係数

波長	較正係数
728nm	1.000
706nm	2.510
447nm	4.927
388nm	1.239

データの取得は,Igorのマクロを使う.これは exp\_ep01 で使っているマクロに PD というマクロを加えたものだ.PD マクロはショット名を入力すると,当該ショットの WE7000 データを読み込み,オフセットを除き,1ms 程度の解像になるようにスムージングをかける.PD マクロを実行すると,フォトダイオードのデータを 4 つのファイルに書き出す.

次にこのファイルデータを invert\_ADAS.py という python プログラムで解析する.この解析コードは,PD マクロにより得たフォトダイオードのデータに較正係数をかけ,得られたライン比と ADAS から取得したヘリウム占有率データベースと比較することで,電子の温度・密度を求める.

## 2.2.3 干渉計

### 2.2.3.1 干渉計の計測

RT-1 ではミリ波干渉計 3 台で電子密度を計測している.ここでは Mach-Zehnder 干渉計を使っている.プラズマ中を通過したミリ波と真空中(ケーブル中)のミリ波は位相差を持ち,その干渉信号からプラズマ中の電子密度を見積もることができる.得られた電子密度は光路上の電子密度の線積分値になる[14].RT-1 では 3 台の干渉計を導入し,電子密度分布を得ている.

干渉計の計測視線は,水平方向に IF1( $r=450\text{mm}$ )と,垂直方向に IF2( $r=620\text{mm}$ ),IF3( $r=700\text{mm}$ )の計 3 視線で行った. $r$  は各計測視線に対してコイルの中心から降ろした垂線の長さである.

### 2.2.3.2 電子密度の空間分布再構成

干渉計の計測値は線積分計測であるため、得られた3視線計測のデータを用いて、密度分布を再構成する必要がある。本研究では密度分布が磁束関数になっていると仮定することで、局所密度を再構成した。電子密度を再構成するためのモデル関数として式(2.3)を用いた。

$$n_e(r, z) = n_0 \times \exp \left( -a \left( \frac{\psi(r, z) - \psi(r_{max}, 0)}{\psi(1, 0)} \right)^2 \right) \left( \frac{B(r, z)}{B_0(r, z)} \right)^{-b} \quad (2.3)$$

$\psi(r, z)$ : 位置 $(r, z)$ における磁気面関数

$\psi(1, 0)$ : 真空壁( $r = 1.0\text{m}, z = 0.0\text{m}$ )での磁気面関数

$B(r, z)$ : 位置 $(r, z)$ での磁場の大きさ

$B_0(r, z)$ :  $\psi(r, z)$ 上で  $z = 0\text{m}$  を満たす点での磁場の大きさ

$n_0, a, b, r_{max}$ : フィッティングパラメータ

フィッティングパラメータを求める際は真空磁気面を使用している。

$\exp \left( -a \left( \frac{\psi(r, z) - \psi(r_{max}, 0)}{\psi(1, 0)} \right)^2 \right)$ の部分は磁気面に対し垂直方向の分布を決めており、 $\psi(r_{max}, 0)$ で最

大値を持つガウス関数である。 $a$  はピーキングの度合いを表している。 $\left( \frac{B(r, z)}{B_0(r, z)} \right)^{-b}$ は磁気面に対し

て平衡方向の分布を決めており、 $b$  は電子の磁気ミラー軌道効果の強さを表している。[15][16]

次にフィッティングパラメータ $n_0, a, b, r_{max}$ の決定方法について述べる。IF1 の干渉計から得られた線積分電子密度を $n_{IF1,i}$ 、モデルから得られた線積分電子密度を $n_{model,i}$ としたとき、各視線の誤差を式 2.4 に、それらの平均値を式 2.5 のように定義する。

$$error_{IF,i} = \left( \frac{n_{IF,i} - n_{model,i}}{n_{IF,i}} \right)^2 \quad (2.4)$$

$$error_{IF} = \frac{1}{I} \sum_i^I error_{IF,i} \quad (2.5)$$

$error_{IF}$ が最小となるフィッティングパラメータを大域的最適化手法の一つである微分進化法を用いて求めた。局所最小化が多い問題でも比較的、解をうまく求めることができる手法として知られている。

## 2.2.4 可視分光

本研究室では、イオン温度および流速を計測するために、1m のツェルニーターナー型分光器を用いている。本研究では、イオン温度についての情報を、この可視分光計測より得ている。

### 2.2.4.1 1m ツェルニーターナー型分光器

分散現象を利用して分光を行うものにもいくつか種類があるが、本研究ではツェルニーターナー(Czerny-Turner) 型の分光器を用いている。ツェルニーターナー型の分光器の概念図を図 2.18 に示す。入ロースリットから入った光をコリメータミラーでコリメートし、この方式の分散素子である回折格子に光をほぼ全面に入射させる。そして、回折格子から出てきた光を再びカメラミラーという凹面鏡によって結像させることにより各波長の強度を得ることができる。本研究で用いる 1m のツェルニーターナー型分光器の性能を表 2.3 に、CCD 検出器の性能を表 2.4 に示す。一般に、分光器は大きいほど分解能は高くなるが、F 値は大きくなる。また、グレー8 ティングによって波長範囲が決まり、刻線数によって分解能が決定される。この 1m の分光器は、その大きさから F 値が大きいものの波長分解能は  $0.012[\text{nm/pixel}]$  と高くなっている。

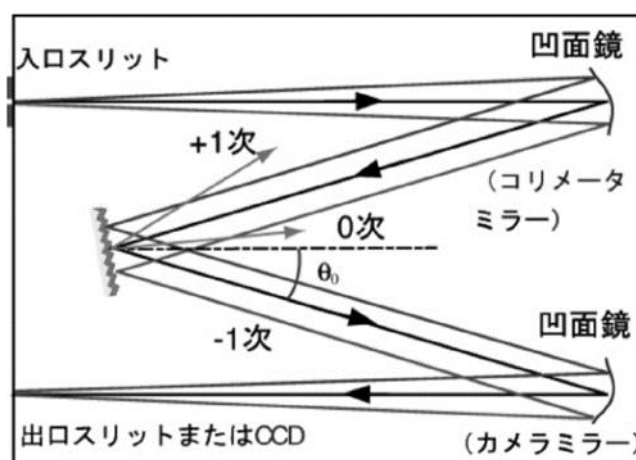


図 2.18 ツェルニーターナー型分光器の概念図 (S.Kada, J.Plasma Fusion Res. Vol.83, No.2(2007)

176-187 の図 1.より引用)

表 2.3 本研究で用いた 1m のツェルニーターナー型分光器の性能

ツェルニーターナー型分光器(1m)	
波長範囲[nm]	390 – 800
F 値	8.5
焦点距離[m]	1
波長分解能[nm]	0.01
逆線分解[nm/mm]	0.05
有効グレーティング面積[mm <sup>2</sup> ]	102 × 102
グレーティング刻線数[1/mm]	1800

表 2.4 本研究で用いた 1m のツェルニーターナー型分光器用 CCD 検出器の性能

Andor IDUS DV4204	
波長範囲[nm]	390 – 800
ピクセル数	1024 × 255
素子サイズ[μm]	26 × 26
冷却温度[°C]	–55

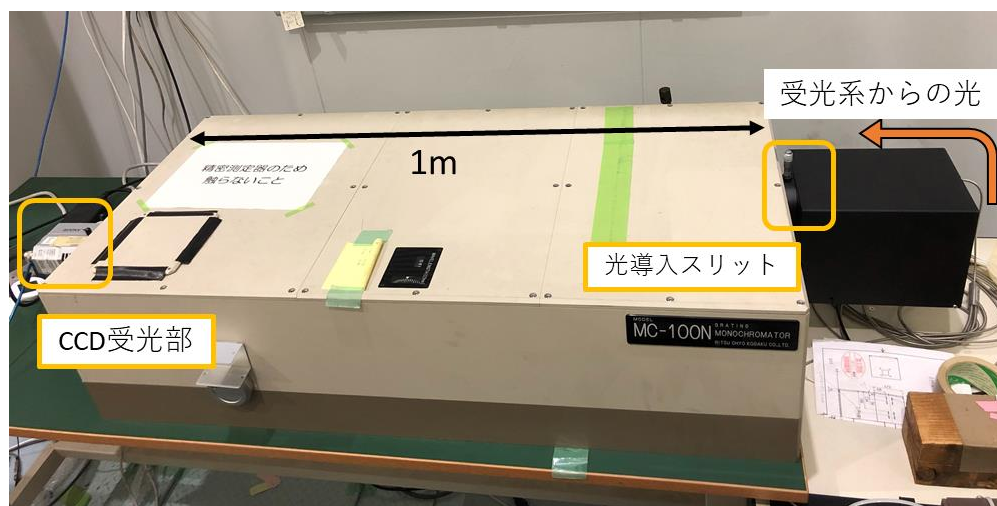


図 2.19 本研究で用いた 1m ツェルニーターナー型分光器

### 2.2.4.2 受光系

10 チャンネルのファイバアレイを用いて、赤道面( $z = 0[\text{m}]$ ) 上の水平方向 6 コード、赤道面を横切る斜め方向 4 コードの計 11 コードを用いて、プラズマからの可視光を分光器に導入している。ただし本研究においては、赤道面上の水平方向計測しか行っていないため、斜め方向 4 コードの説明は省略する。これらのコード上の光は、それぞれ  $\phi 22\text{mm}$ 、焦点距離  $25.6\text{mm}$  の石英製のコリメータレンズで集光されている。本研究では、水平方向のコードを用いて計測を行っている。水平方向の 6 チャンネル(ch1-5,ch6) 分の受光部を同じ光学窓に設置しており、そのうち ch2 は回転が可能になっている。Ch6 のみ別の光学窓に設置しているが、これは同じコードを ch5 と ch6 で真反対から計測する対向計測によって、イオン流速の 0 点計測を行うものである。

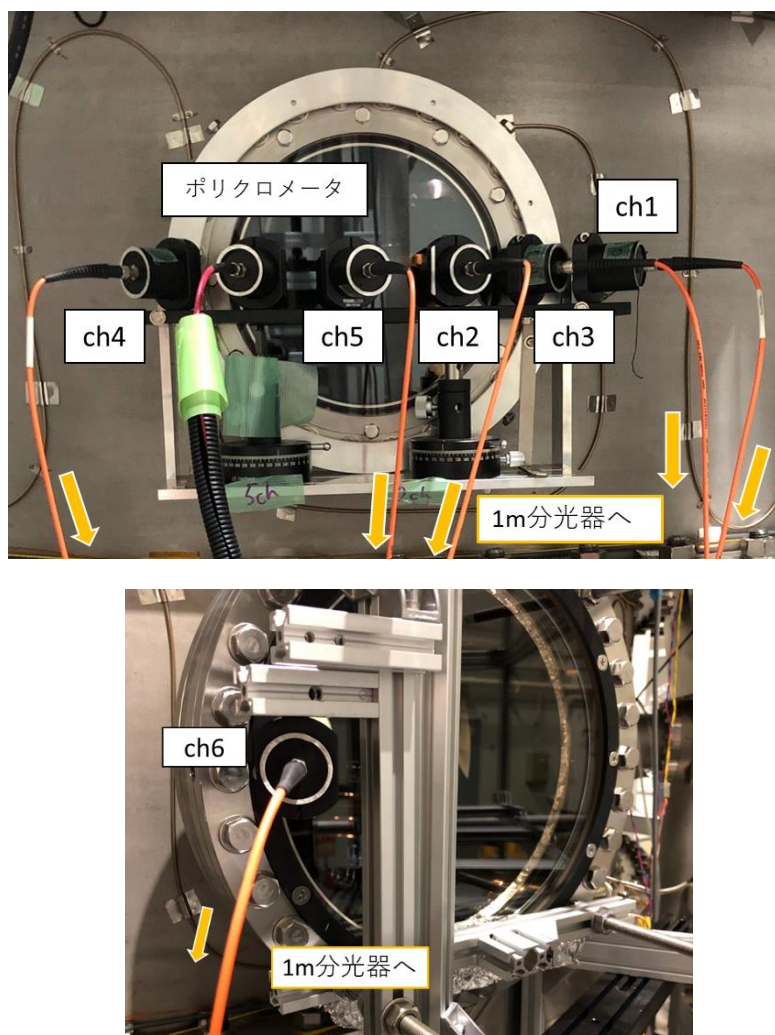


図 2.20 水平方向の 6 チャンネル分の受光部の写真

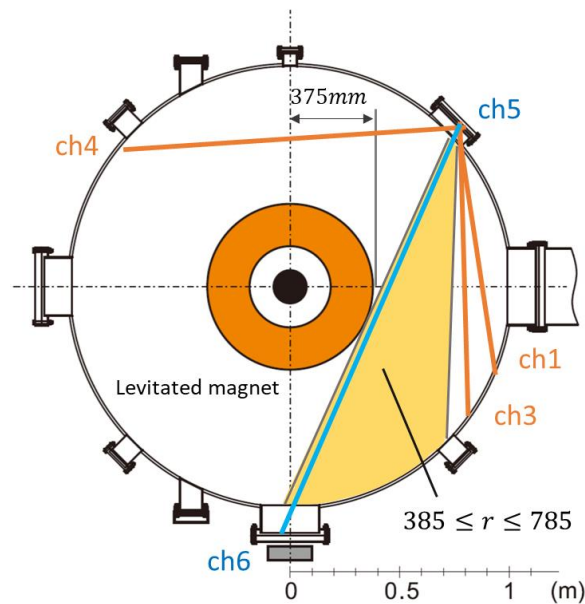


図 2.21 RT-1 赤道面における分光計測の計測視線

#### 2.2.4.3 計測データの取得,校正及び解析

1m 分光器の波長校正はネオンの標準光源を用いて、既知のスペクトルの情報から行う。RT-1 へ伸ばしている 10 チャンネルファイバアレイとは別に 1 チャンネル分を校正用チャンネルとして計 11 チャンネルの中で真ん中に来るように用意しておき、それを基準にして他のチャンネルを校正している。イオン温度計測の時には、ドップラー広がりを求める必要があるので、装置による広がり分である装置関数もこの校正用チャンネルを用いて求めることができる。標準光源からの光は広がりがないという仮定のもとで標準光源のスペクトルの広がり分を装置関数として計算する。8.2GHz のクライストロンが 2017 年 6 月 30 日に故障して以来、2.45GHz のマグネトロンによりプラズマ放電を行っている。2.45GHz のマグネトロンを安全に運用できる上限値である 18kW でプラズマ加熱を行っても、封入ガス圧が低い場合などを除いて  $\text{He}^+$  温度算出に必要なスペクトルが、1 ショットのみでは計測に十分な発光量が得られない場合が多い。このため、放電条件を固定して数ショット分のスペクトルを積算した計測データをフィッティングすることでイオン温度を算出する必要がある。更に 8.2GHz のクライストロンでは計測できていた  $\text{C}^{2+}$  の温度は、現在のマグネトロンで放電したプラズマでは、発光量がノイズレベルと同等程度しかなく全く計測できていない。

### 2.2.5 反磁性信号計測システム

RT-1 ではプラズマの反磁性信号を,真空容器側面に設置された 4 本のフラックスループにより計測している.それぞれのループの半径位置は $r = 1.01\text{m}$ であり,垂直位置は $z = \pm 0.20\text{m}$ , $z = \pm 0.36\text{m}$ である.RT-1 プラズマは吊り上げコイルからの磁場の影響で上下方向の対照性が弱いいため, $z = \pm 0.36$ では反磁性信号強度が大きくなる.本研究では,平衡計算を行うことでフラックスループにより計測された磁束変化とプラズマ圧力の関係を求めている.先行研究では,RTEQ コードによりプラズマの平衡計算を行い,この磁束変化とプラズマ圧力の関係の台頭性を実験的に検証している.[17]

本研究では,RT-1 プラズマの赤道面付近の構造に注目しているので,赤道面に近い $z = \pm 0.20\text{m}$ の 2 本のフラックスループにより得られた反磁性信号の平均値を計測結果とする.

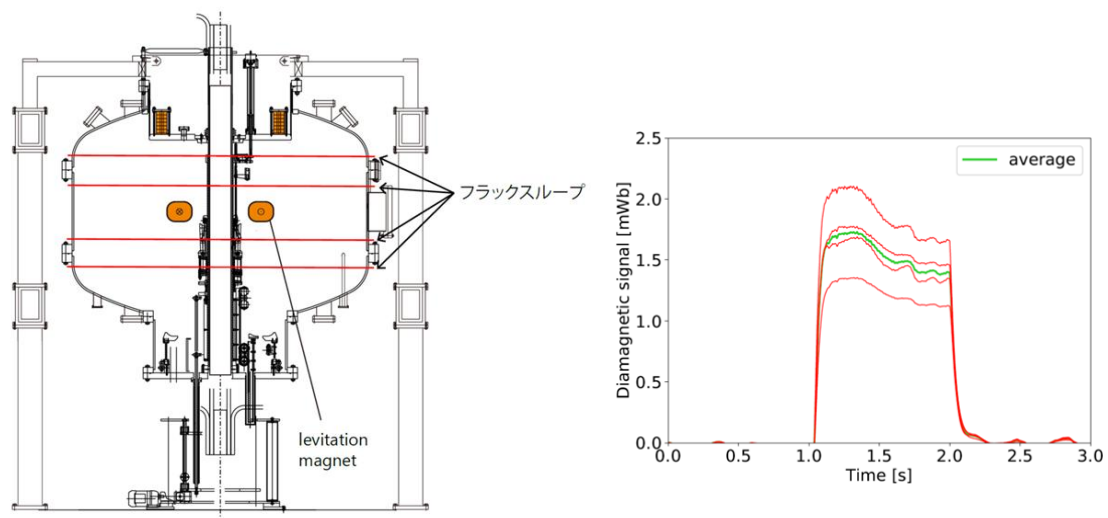


図 2.22 左:RT-1 における反磁性信号計測システム[17],  
右:4 本のフラックスループで計測された反磁性信号の波形とその平均値[[菅田]]

### 2.3 複合分子ポンプ排気速度計測

真空容器への中性ガスの吸気・排気も考慮に入れた粒子バランスモデルを作成するために, RT-1 におけるガスの実効排気速度を定量的に評価する実験を以下の手法で行った.2 台の複合分子ポンプを稼働させた状態で,ピエゾバルブを用いて瞬間的に真空容器内に中性ガスを吸気し,



ガス圧の変化を CC-10 真空計で計測した。ピエゾバルブの解放時間を 5ms, 10ms, 15ms の 3 つの異なる設定値で吸気を行い、異なる到達圧力において排気によるガス圧の減少曲線を以下の式(3.1)を用いてフィッティングすることで、実効的な排気速度を求めた。中性ガス種, He ガスにおいて以上の実験を行い、式(3.1)の  $\tau$  を求めた。

$$p = p_0 + A \exp\left(\frac{-(t - t_0)}{\tau}\right) \quad (3.1)$$

ただし,  $p_0$  はある時刻  $t_0$  における真空容器内圧力である。

複合分子ポンプの実効排気速度を  $S$ , 真空容器体積を  $V$  とすると式 (3.1) の  $\tau$  は,

$$\tau \equiv \frac{V}{S} \quad (3.2)$$

であるので、フィッティングから得られた  $\tau$  から実効排気速度を得ることができる。

ソレノイドバルブを用いた吸気速度は、ガス圧が定常になった時の吸気と排気のつり合いから求めた。

この実験におけるガス圧の計測波形を以下の図 3.5 に示す。

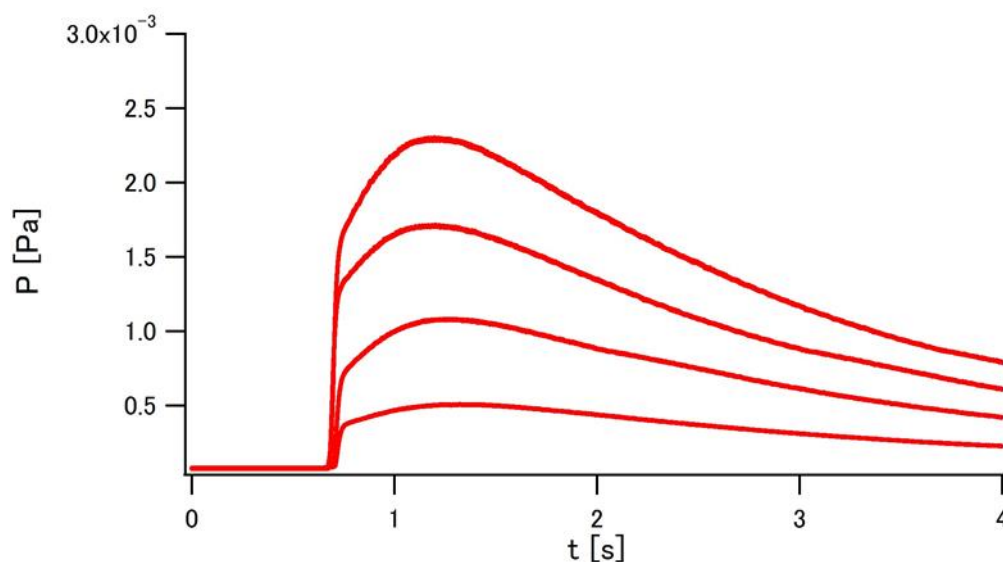


図 3.5 排気速度計測実験におけるガス圧の計測結果 (He)

CC-10 真空計により計測した He ガス圧減少曲線を式 (3.1) でフィッティングした結果を図 3.6 に、フィッティングにより求めたそれぞれの到達圧力に対する時定数  $\tau$  を表 3.6 に示す。



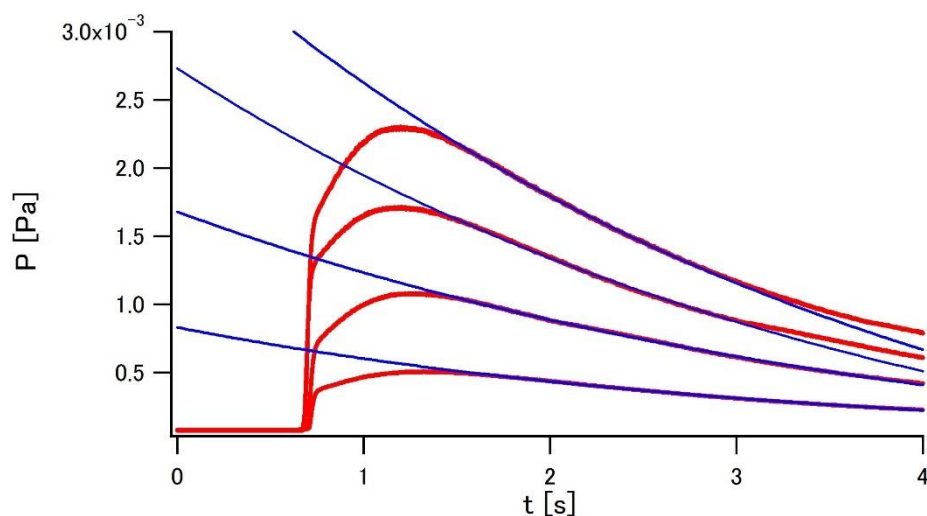


図 3.6 ガス圧の減少曲線のフィッティング結果（青色の曲線がフィッティング結果）

表 3.1 それぞれの到達圧力に対する時定数  $\tau$

到達圧力[mPa]	時定数 $\tau$ [s]
3.0	2.44
6.2	2.48
10.8	2.43
14.8	2.41

それぞれの到達圧力における排気速度の時定数  $\tau$  を平均した値を、排気速度の時定数  $\tau_0$  とした。

これより、 $\tau_0 = 2.44[\text{s}]$  と求まった。RT-1 の真空容器の体積  $V \cong 3[\text{m}^3]$  であるので、式 (3.2) より排気速度  $S$  は、 $S_{\text{He}} = 1.23[\text{m}^3/\text{s}]$  と求まった。

RT-1 に導入されている複合分子ポンプは、スペック上は 1 台当たりの排気速度は  $2400\text{m}^3/\text{s}$ （窒素ガス換算）である。RT-1 では、実験中この複合分子ポンプを 2 台運用して排気を行っている。スペック上は窒素ガス換算で  $4800\text{m}^3/\text{s}$  の排気速度がある。表 3.2 に RT-1 で使用している複合分子ポンプのガス換算表を示す。

表 3.2 複合分子ポンプのガス換算表

分子	換算係数
$\alpha$	0.20

換算係数を  $\alpha$ , 実効係数を  $\beta$ , スペック上の排気速度を  $S_0$  とすると, He ガスの実効排気速度  $S_{He}$  は,

$$S_{He} = \alpha \beta S_0 \quad (3.3)$$

であるので, 排気速度の実効係数  $\beta$  は, 実験結果と表 3.2, 式 (3.3) より,  $\beta=0.62$  となった.

以上の実験より, RT-1 における複合分子ポンプの He ガスに対する排気速度は,  $4800\text{m}^3/\text{s}$  であり, スペックの 60% の排気速度であることが分かった.

## 2.4 ピエゾバルブによる中性ガス吸気量計測

本研究室では, ピエゾガスパフを用いてプラズマ中に中性粒子を瞬間的に加え, プラズマに揺動を与えることで粒子輸送などの様々な現象の解析を行っている. これらのガスパフ実験をバランスモデルに組み込むために, ピエゾバルブによる中性粒子ガスの吸気を定量的に評価する実験を行った. 実験方法を以下に示す. RT-1 の排気ポンプを停止させ, 排気ダクトを閉鎖し, 真空容器を封じ切った状態でピエゾバルブを用いて中性ガスを真空容器内に瞬間的に吸気した. ピエゾバルブの解放時間を 5ms, 10ms, 15ms で吸気し, 吸気後の真空容器内の中性粒子ガス圧を CC-10 真空計で計測して, 一定となった到達ガス圧をその解放時間における供給ガス量とした. この実験を He ガスにおいて行った. 計測結果を図 3.3 に示す.

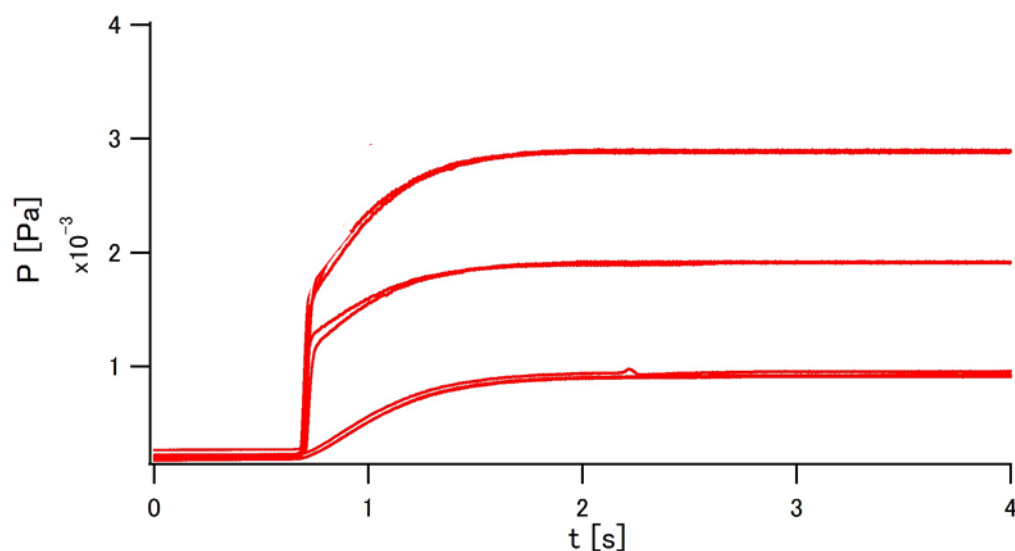


図 3.3 ガス圧計測結果

到達圧力が低い順から,ピエゾ素子への通電時間が,5ms,10ms,15ms である.計測結果から得られたピエゾバルブの解放時間と供給ガス圧の関係を表 3.3.

表 3.3 ピエゾバルブ解放時間と供給ガス圧

ピエゾバルブ解放時間[ms]	供給ガス圧[mPa]
5	5.9
10	11.6
15	18.2

## 第3章 RT-1における実験計測

### 3.1 実験目的

本研究における実験計測の目的は、RT-1 プラズマにおける粒子・エネルギーバランスモデルを構築するにあたって必要となるパラメータを定量的に評価することである。RT-1 プラズマの粒子・エネルギーバランスにおいて重要なパラメータであることが示唆されている中性粒子密度は、これまで十分な計測が行われていなかった。そこで真空容器下部壁面に新たに GI-N8 真空計を導入することで測定を行った。低温電子温度は、ポリクロメータにより多視線計測を行い、その空間分布計測を行った。その他のパラメータに関しても、計測結果を示す。まずこれらの実験手法を提示した後、それぞれの実験結果を示す。

### 3.2 実験方法

#### 3.2.1 He プラズマ実験

RT-1 におけるプラズマ実験は、ECH によって 1 秒間のプラズマ放電を行う。プラズマ実験中は、複合分子ポンプによって真空容器内を常に排気している。この排気によりガスを吸気していない状態では、真空容器内のガス圧力は  $10^{-6}$ Pa 程度に保たれている。He プラズマ実験においては、ECH を入射しプラズマを発生させる 30 秒前から、ソレノイドバルブを用いてガスボンベから He ガスを定常的に吸気する。吸気開始から約 20 秒で真空容器内の He ガス圧が定常状態となる。この定常状態でのガス圧をプラズマ実験における封入ガス圧と呼ぶ。ECH 入射 1 秒前を  $t=0$ s とする。 $t=1$ s(ガス吸気開始から 30 秒後)において、ガス圧が一定となっている真空容器内に ECH を入射してプラズマ放電を行う。ECH を 1 秒間入射した後、 $t=2$ s において ECH 入射を停止しとともにプラズマが消滅する。更に ECH 停止から 1 秒後の  $t=3$ s においてソレノイドバルブからの He ガスの吸気を停止する。封入ガス圧は、ソレノイドバルブの設定値を変更することで、吸気するガス圧力を設定することで調整できる。

He プラズマパラメータの ECH 入射パワーと封入ガス圧への依存性を調べる実験を行った。封入ガス圧を、3.0[mPa], 4.1[mPa], 5.9[mPa], 17.7[mPa], 29.5[mPa] (He 換算) の 5 パターンの設定値とし、それぞれのガス圧において ECH 入射パワーを 5[kW], 7[kW], 10[kW], 12[kW], 17[kW] と変化させてそれぞれの放電条件における He ガス圧の時間変化、温度が 10eV 前後の低温電子温度計測、干渉計による電子密度計測、diamag loop によるプラズマのエネルギー計測を行った。

He ガス圧の時間変化は、真空容器壁面に導入した GI-N8 真空計を主に運用して計測し、補助として排気ダクトに設置された CC-10 真空計も運用した。GI-N8 真空計と CC-10 真空計による He ガス圧計測波形を図 3.1 に示す。

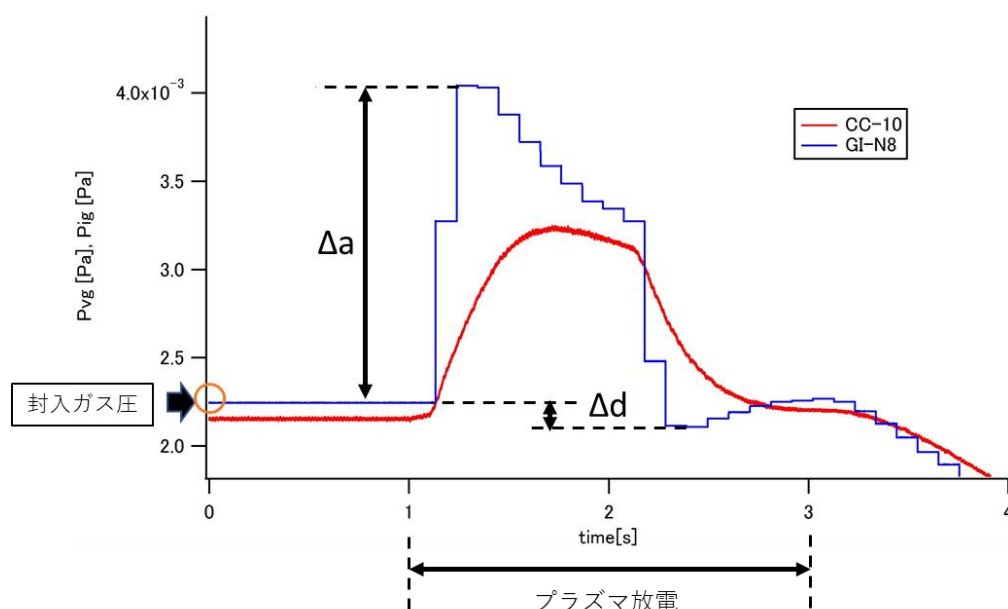


図 3.1 He プラズマ実験における He ガス圧計測波形の一例

ガス圧計測波形において、青色の実線は GI-N8 真空計によるガス圧計測波形で、赤色の実線は CC-10 真空計によるガス圧計測波形である。以後、ガス圧計測波形は同様の方式に従って示していく。GI-N8 真空計はデータの処理が 0.1 秒ごとであるためこのような階段状になる。プラズマ点火時以後において、CC-10 真空計と GI-N8 真空計の値が大きく異なっているが、これは計測器設置位置による違いではない、CC-10 真空計は、内部に積分器が搭載されており、計測ガス圧を時間平均したような計測結果となる。このため、ガス圧変化の激しい点 ( $t=1\text{s}$  のプラズマ点火時と  $t=2\text{s}$  のプラズマ消滅時) においては、計測値に差が出てしまう。先ほども示したが、ガス圧の計測値は GI-N8 真空計の計測結果を利用する。

図 3.1 の計測波形を見ると、 $t=1\text{s}$  のプラズマ点火時にガス圧が急激に増加し、 $t=2\text{s}$  のプラズマ消滅時にガス圧は急激に低下し、封入ガス圧以下で極小値を迎えた後、 $t=3\text{s}$  でソレノイドバルブによるガス供給が停止するまでの間、徐々に増加していることがわかる。本実験では、このプラズマ点火時と消滅時のガス圧変化に注目して計測を行った。図 3.1 に示すように、プラズマ点火時のガス圧の封入ガス圧からの増加量を  $a$ 、プラズマ消失時におけるガス圧計測値の極小値の封入ガス圧との差を  $d$  とし、このふたつの値が封入ガス圧と ECH 入射パワーにどのように依存するかを計測

により明らかにした。更に、浮上コイルを磁気浮上させた場合とサポートにより支持されている場合において ECH 入射パワーを変化させ、それぞれの場合における  $\Delta a, \Delta d$  値の ECH 入射パワーへの依存性を計測した。

低温電子温度の計測は、ポリクロメータを用いて行った。プラズマの全領域の低温電子温度の情報を得るために、計測視線は、 $r=535\text{mm}$  に固定して計測を行った。可視分光器による  $\text{He}^+$  温度の計測は、計測視線  $r=576$  に固定して行った。反磁性信号計測については 4 視線計測をおこなっていたが、計測結果に関しては RT-1 プラズマの赤道面に近い 2 視線におけるデータについて議論する。

### 3.2.2 He プラズマガスパフ実験

ガスパフ実験では、ソレノイドバルブによって封入したガスで生成したプラズマ放電中にピエゾバルブを用いて He ガスを瞬間的に吸気することでプラズマに揺動を与える実験である。この揺動に対するプラズマパラメータの応答をみることで、RT-1 プラズマの構造への理解を深めることを目的として行われる。ガスパフ実験では、まず通常の He プラズマ実験と同様の方法でソレノイドバルブからガスを封入し、真空容器内でガス圧が定常状態となっている時に ECH を入射しプラズマ放電を行う。プラズマが生成されている  $t=1\text{s}\sim 2\text{s}$  の間に、ピエゾバルブを用いて、He ガスを瞬間的に吸気する。ECH 停止後は通常の He プラズマ実験と同様に、 $t=3\text{s}$  においてソレノイドバルブからの吸気を停止する。複合分子ポンプによる排気は常に行われている。

本実験の放電条件は、ソレノイドバルブによる封入ガス圧が  $1.9\text{mPa}$  と  $5.1\text{mPa}$  の 2 パターンで ECH 入射パワーは  $17\text{kW}$  固定である。プラズマ放電中 ( $t=1\sim 2\text{s}$ ) において、ピエゾバルブを用いたガスパフの入射タイミングを  $t=1.2, 1.3, 1.4, 1.5, 1.6, 1.7\text{s}$  と変えて、それぞれのタイミングによるプラズマのパラメータの応答を計測した。ピエゾバルブの解放時間は  $5\text{ms}$  で固定した。

He プラズマ実験同様に、GI-N8 真空計と CC-10 真空計で He ガス圧を計測した。ガスパフ実験における He ガス圧の計測波形を図 3.2 に示す。

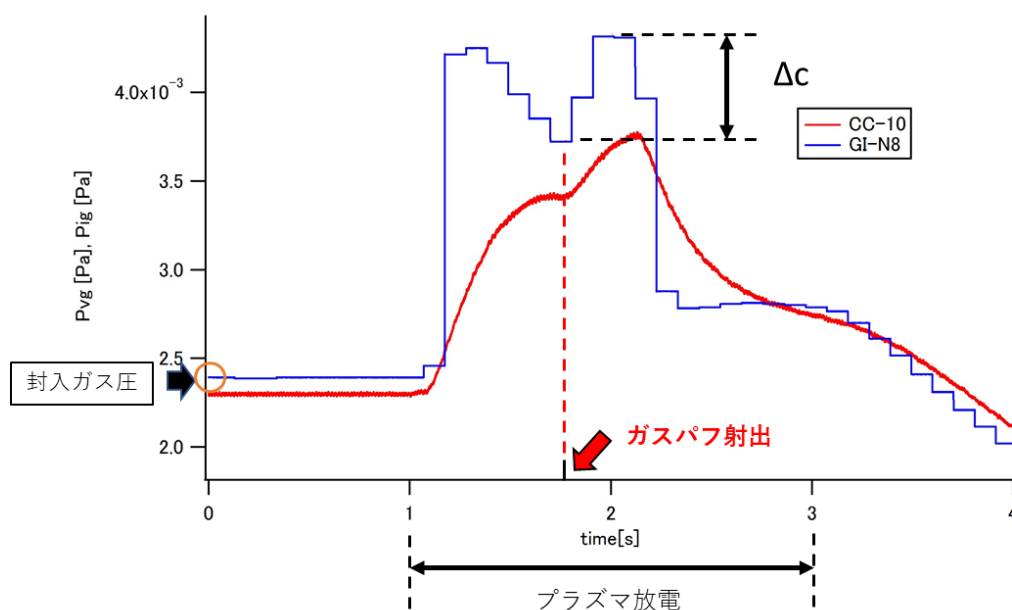


図 3.2 He プラズマガスパフ実験における He ガス圧計測波形の一例

図 3.2 で示されているように、ガスパフ射出直後に He ガス圧上昇している。このガスパフによる He ガス圧の変化量を  $\Delta c$  として、この値が封入ガス圧やガスパフの射出タイミングにどのように依存しているかを計測した。

低温電子温度の計測は、ポリクロメータを用いて行った。プラズマの全領域の低温電子温度の情報を得るために、計測視線は、 $r=535\text{mm}$  に固定して計測を行った。可視分光器による  $\text{He}^+$  温度の計測は、計測視線  $r=576$  に固定して行った。反磁性信号については 4 視線計測をおこなっていたが、計測結果に関しては RT-1 プラズマの赤道面に近い 2 視線におけるデータについて議論する。

### 3.2.3 リザーバータンクを用いた He プラズマガスパフ実験

本実験は、磁気圏型プラズマ RT-1 において観測されている up-hill 拡散を、ガスパフによる揺動を加えた後の状況下で観測することを目的として行った。3.2.2 で記したガスパフ実験では、ソレノイドバルブからの He ガス吸気とピエゾバルブを用いたガス吸気は共にガスボンベから直接 He ガスをソレノイドバルブとピエゾバルブへ供給することで行われている。ピエゾバルブに内蔵された圧電素子であるピエゾ素子は、電圧をかける時間が短すぎる場合、電圧に対する応答が不安定になり、再現性が確保できなくなるという性質がある。このため電圧を加える時間を 5ms 以上の条件で運用していた。更に、ガスボンベから直接ガスをピエゾバルブに送っていたため、ガス圧を調整することができず、射出する中性ガス圧を 2.5mPa 未満に低下させることができなかった。しかしガスパフによる供給ガス圧が 2.5mPa でも、ガスパフ前後でプラズマの  $\beta$  値が 50%程度変化しており、プラズマの構造が大きく変わってしまっていた。up-hill 拡散を観測するために、プラズマの構造をなるべく維持した状態で、揺動を加えるために、ガスパフによる中性ガス供給量を少なくする必要が生じた。このため本実験では、ガスボンベの代わりに図 3.3 に示すリザーダタンクから He ガスをピエゾバルブに供給することで、ピエゾバルブに吸気される He ガス圧を下げ、ガスパフによる He ガス供給量を減らした。

ピエゾバルブとガスボンベの間にリザーバータンクを導入したことで、リザーダタンク内に充填する He ガスの圧力を調節し、ガスパフにより吸気される中性粒子の量を制御できるようにした。リザーバータンク内の He ガス圧は、図 3.4 に示す真空計により計測していた。ピエゾバルブとソレノイドバルブへのボンベからの吸気系は図 3.3 の黄色の円で示した箇所で繋がっており、切り離すことができない。このため本実験ではソレノイドバルブから供給するプラズマ生成用の封入ガスもリザーバータンクから供給した。ソレノイドバルブから供給する封入ガスは、ガスパフと比較すると消費するガス量が非常に多い。このためリザーダタンク内の He ガスを消費することでタンク内のガス圧が減少し、ピエゾバルブへ吸気するガス圧が低下することで、ガスパフにより吸気する中性粒子の量が減り、実験の再現性が損なわれる恐れがあった。このためプラズマを 10 ショット打つたびに、ガスボンベからリザーダタンクへ He ガスを吸気してリザーバータンク内のガス圧が減少しないようにした。



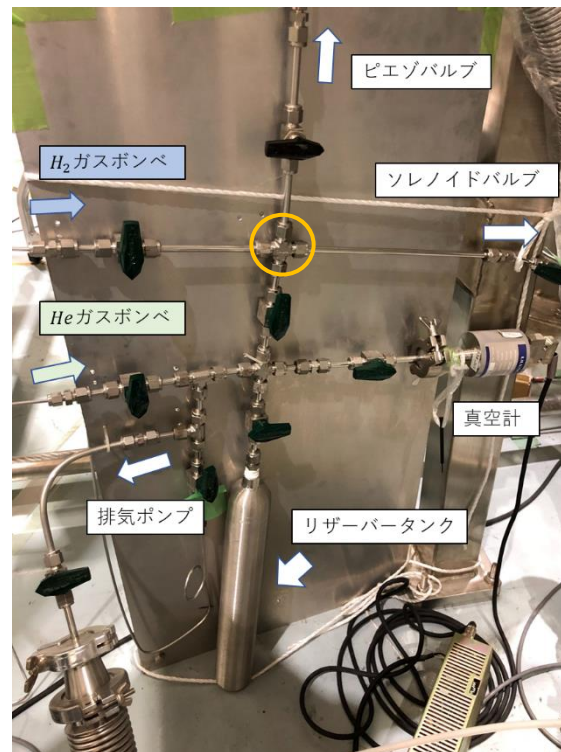


図 3.3 リザーブタンクとガス吸気系の概観



図 3.4 リザーバタンク内のガス圧を計測する真空計

真空中にガスパフをして、ソレノイドバルブからの封入ガスとガスパフによるガス圧増加量が計測に適するようにソレノイドバルブからの流入量とリザーバータンク内圧力を調整した。リザーバータンク内のガス圧が  $3.4 \times 10^4 [Pa]$  と  $5.0 \times 10^4 [Pa]$  (図 3.7 に示した真空計の読み値) の 2 つの実験条件において、ガスパフ実験を行いガスパフによる揺動後に up hill 拡散現象の観測実験を行った。ピエゾガスパフの解放時間は、5ms で行った。

GI-N8 真空計と CC-10 真空計を用いて、3.2.2 で示した He プラズマガスパフ実験同様に、図 3.2 に示した  $\Delta c$  について計測を行った。ポリクロメータでは、計測視線を  $379 \leq r[mm] \leq 820$  の範囲で多視線計測を行った。反磁性信号に関しては、 $z=0$  の赤道面に近い 2 視線の計測結果について示す。

またリザーバータンクからピエゾバルブを用いて吸気された He ガス量を評価する実験も行った。真空容器内にピエゾガスパフを用いて、リザーバータンクから He ガスを吸気し、吸気後の真空容器内の He ガス圧を GI-N8 真空計を用いて計測した。計測されたガス圧の最大値をガスパフによる He ガス吸気量とした。この実験をリザーバータンク内の He ガス圧が  $3.4 \times 10^4 [Pa]$  と  $5.0 \times 10^4 [Pa]$  (図 3.7 に示した真空計の読み値) において行った。ガスパフの解放時間は 5ms とした。

## 3.3 実験結果

### 3.3.1 He プラズマ実験

#### 3.3.1.1 ECH 加熱パワー依存性

GI-N8 真空計により計測された図 3.1 に示した a と d 値の計測結果の ECH 入射パワーへの依存性をそれぞれ図 3.5, 図 3.6, 図 3.7, 図 3.8 に示す.

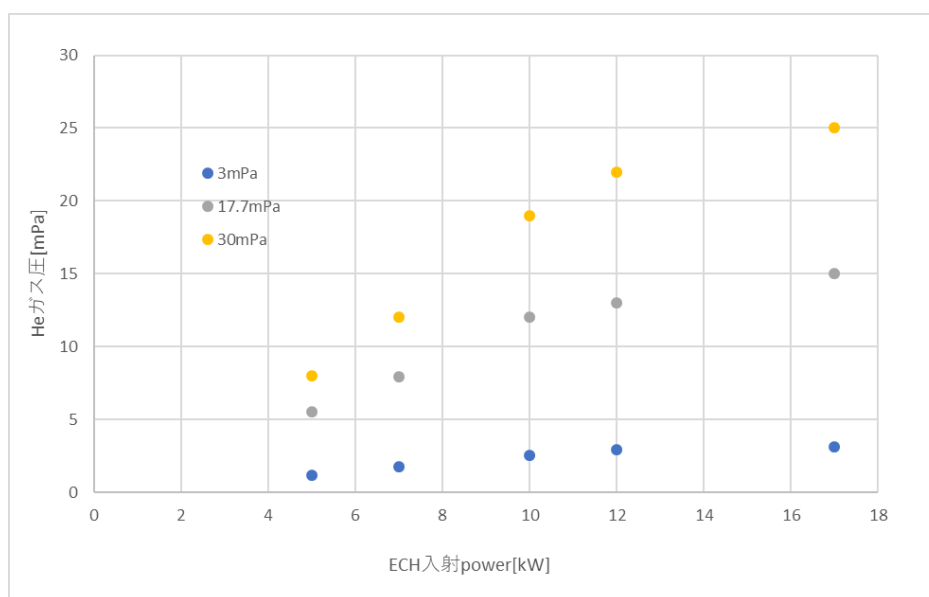


図 3.5  $\Delta a$  値の ECH 入射パワー依存性

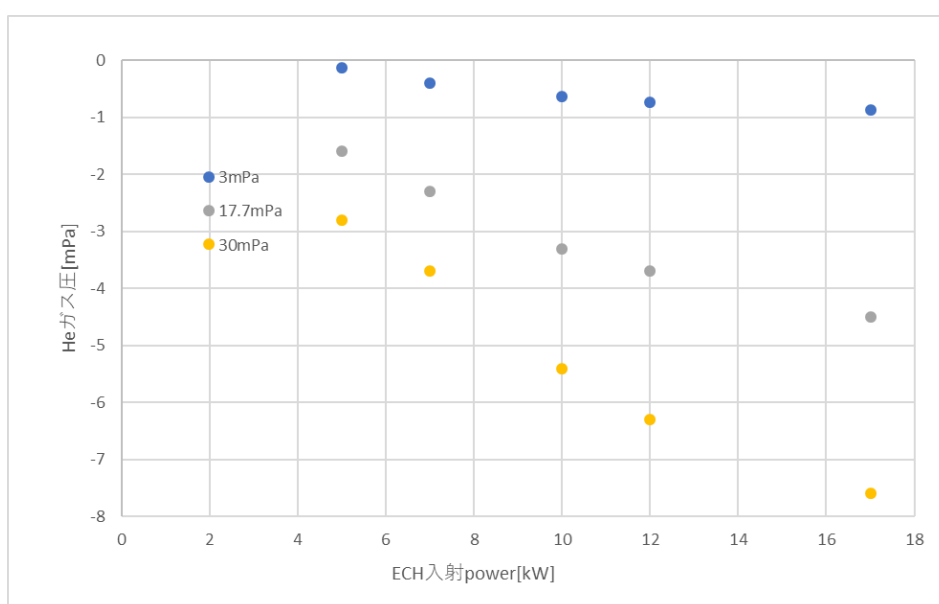


図 3.6  $\Delta d$  値の ECH 入射パワー依存性

図 3.5,図 3.6 を見ると,プラズマ点火時の真空領域の中性粒子密度増加量 $\Delta a$ とプラズマ消滅時の封入ガス圧からの減少量 $\Delta d$ は ECH 入射パワーの変化に対して同様な依存性を示していることがわかる.増加量  $a$  は,ECH 入射パワーの増加に伴い増加し,減少量  $d$  の絶対値も ECH 入射パワーの増加に伴って増加している. $\Delta a, \Delta d$  値共に ECH 入射パワーの増加に伴い,変化の傾きが緩やかになっていることがわかる.

浮上コイルが磁気浮上している場合とサポートにより支持されている場合における,値 $\Delta a, \Delta d$ の ECH 入射パワーへの依存性を図 3.7 に示す.

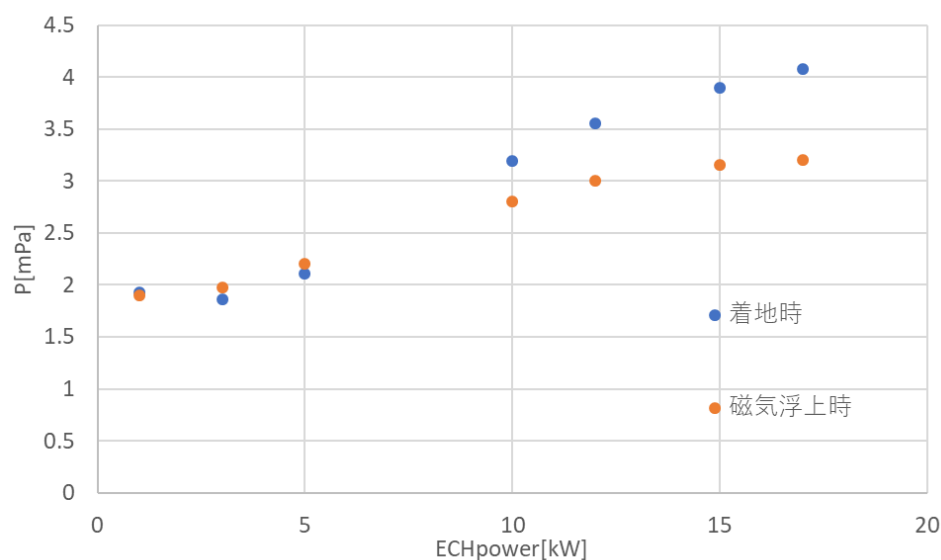


図 3.7 着地時と浮上時の値 $\Delta a, \Delta d$ の ECH パワー依存性

図 3.9 から,コイルがサポートにより支持されている着地状態の方が,磁気浮上している状態より,プラズマ点火時の中性ガス圧の増加幅が大きくなった.

干渉計の計測波形の一例を次の図 3.10 に示す。

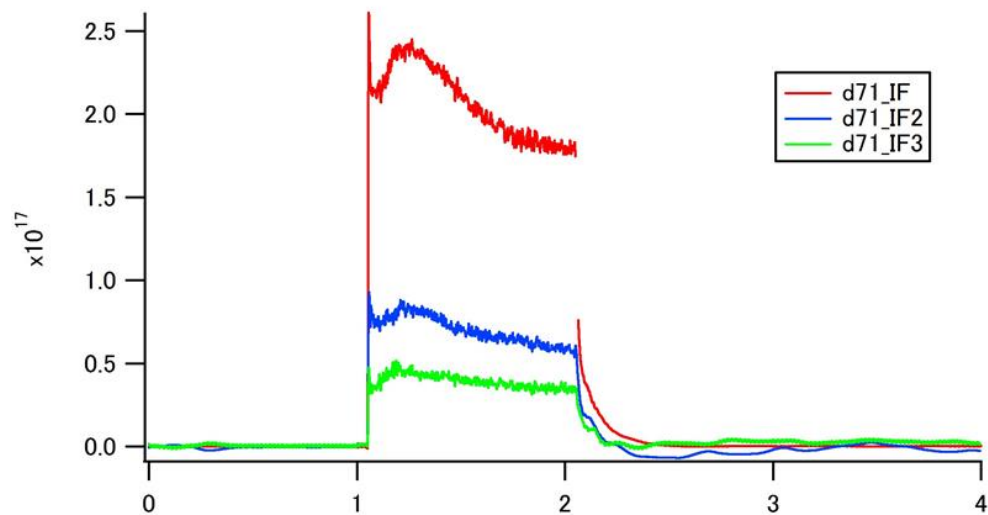


図 3.8 He プラズマ実験における干渉計計測波形

この計測波形は、干渉計により計測された電子密度の線積分値となっている。IF1 はプラズマ全体を通過する計測視線である。このためプラズマ全体の電子密度の情報が含まれていると考えることができる。IF1 において顕著であるが、電子密度はプラズマ添加後すぐに上昇、最大値を迎え、その後緩やかに減少する。これは、真空計により計測されるガス圧の時間変化（＝中性粒子密度の時間変化）と非常によく似ている。<sup>3</sup> 視線の干渉計により計測された電子密度の最大値の、ECH 入射パワーへの依存性を図 3.9～図 3.11 に示す。

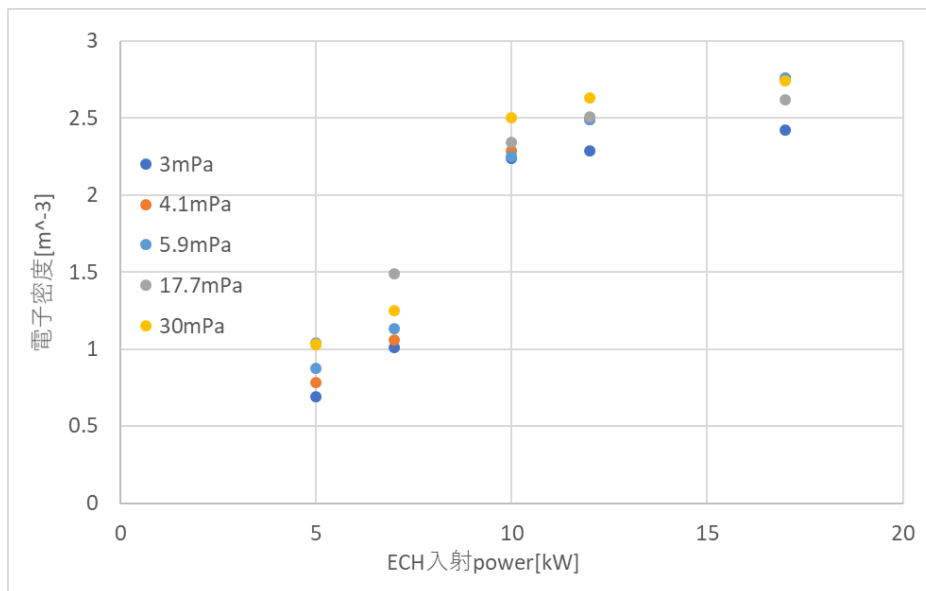


図 3.9 干渉計 IF1 で計測された視線積分された電子密度の最大値の ECH 入射パワー依存性

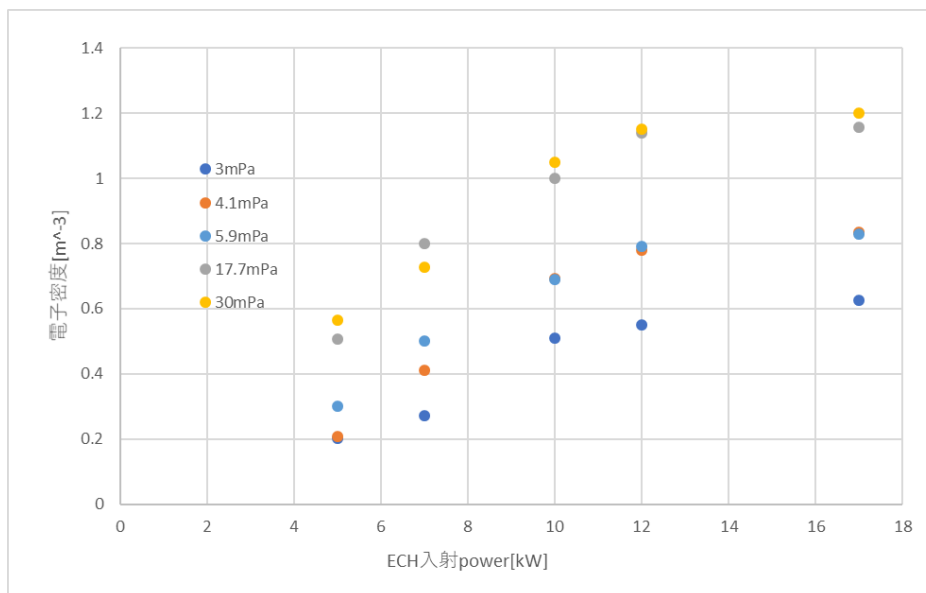


図 3.10 干渉計 IF2 で計測された視線積分された電子密度の最大値の ECH 入射パワー依存性

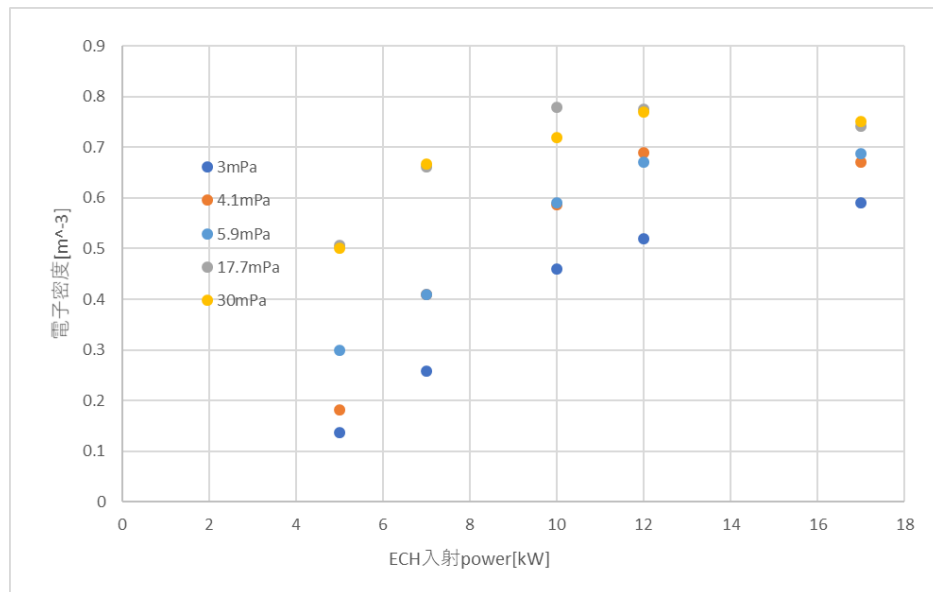


図 3.11 干渉計 IF3 で計測された視線積分された電子密度の最大値の ECH 入射パワー依存性

図 3.9～図 3.11 を見ると、ECH 入射パワーが 10kW 以下の領域では、プラズマ中心部および周辺部共に電子密度が ECH 加熱パワーの増加に伴い単調に増加していることがわかる。しかし、ECH 入射パワーが 10kW より大きい領域においては、すべての計測視線上で ECH の入射パワーが増加しても、電子密度の増加が横ばいになっていることがわかる。

次にポリクロメータによる低温電子温度・密度の計測結果について記す。He プラズマ実験における低温電子温度・密度の計測結果を図 3.12 に示す。

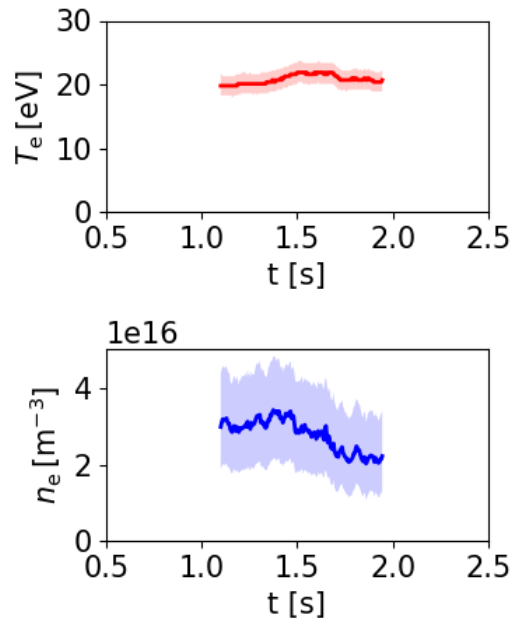


図 3.12 ポリクロメータによる低温電子温度・密度の計測結果

図 3.12 に示すように、現在の RT-1 プラズマのパラメータにおいては、低温電子の温度は精度よく計測が可能であるが、低温電子の密度に関しては、エラーバーが非常に大きく正確な計測ができていないと考えられる。図 3.37 に先ほど示した、RT-1 で使用している HeI ライン比における電子密度依存のグラフを示す。

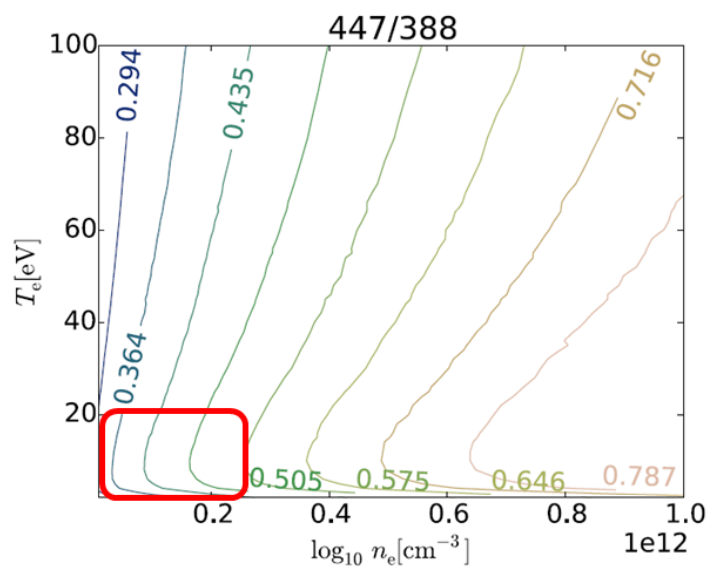


図 3.13 ポリクロメータの電子密度依存ライン比



図 3.13 において赤枠で示した領域が 2.45GHz の ECH を用いて放電を行った際の RT-1 プラズマにおけるパラメータ領域である。赤枠で示した領域内では直交性が失われており、ライン比の計測結果から電子密度を精度良く求められていない。これらのことを踏まえてポリクロによる低温電子の計測結果は、低温電子温度のみを議論の対象とする。低温電子温度の計測結果を図 3.14 に示す。

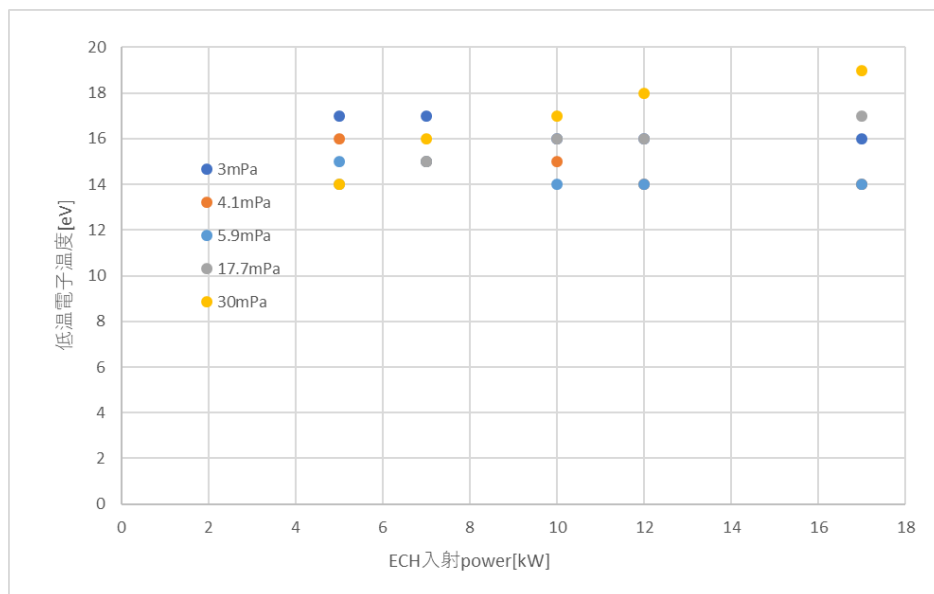


図 3.14 低温電子温度の ECH 入射パワー依存性

反磁性信号の最大値の ECH 入射パワーへの依存性の計測結果を図 3.15 に示す。

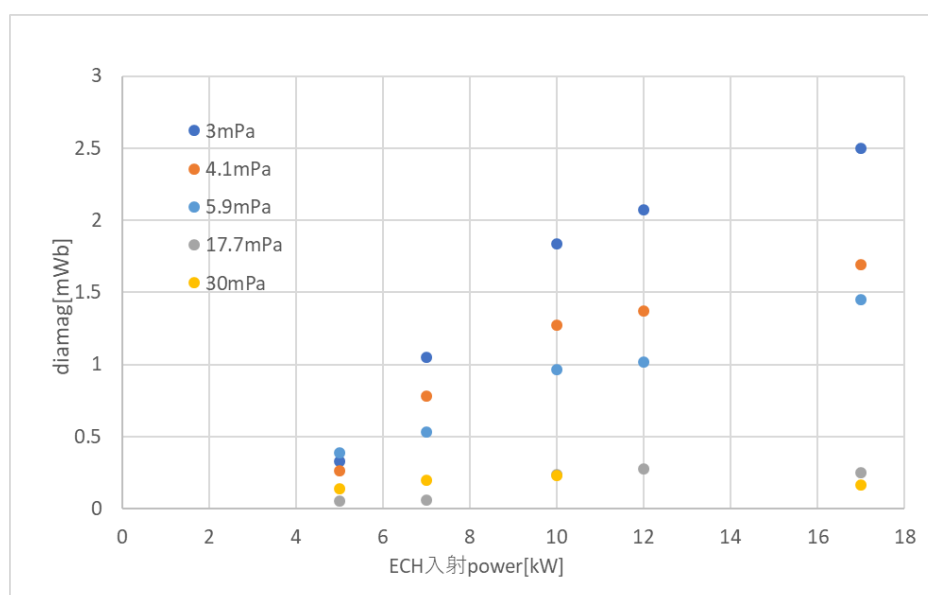


図 3.15 反磁性信号の ECH 入射パワー依存性

図 3.15 の結果を見ると、反磁性信号の値は封入ガス圧が比較的低くない場合（5.9mPa 以下）では、ECH 入射パワーの増加に伴って増加することが分かった。封入ガス圧が高くない場合は、高温電子のエネルギーは、ECH の入射パワーに依存している。

反磁性信号の計測結果とポリクロメータによる低温電子温度の計測結果を比較すると、高温電子が持つ封入ガス圧と ECH 入射パワーへの応答の性質は、低温電子のそれらとは全く異なっていることがわかる。このことから高温電子と低温電子は、ほとんどカップリングしておらず、それぞれほぼ独立のバランスで成り立っていると考えられる。

### 3.3.1.2 ガス圧依存性

GI-N8 真空計により計測された図 3.1 に示した $\Delta a$  と $\Delta d$  値の計測結果の封入ガス圧への依存性をそれぞれ図 3.16,図 3.17 に示す.

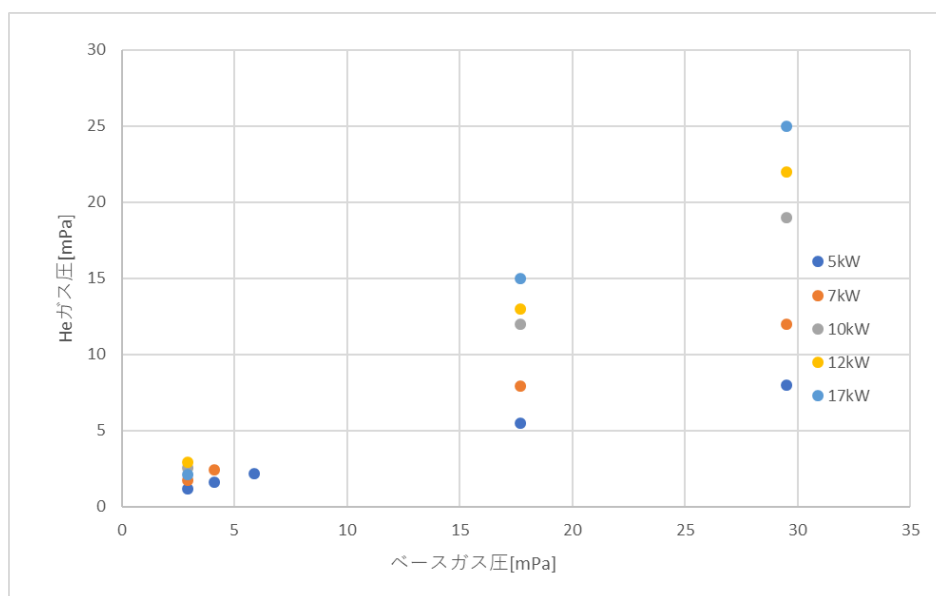


図 3.16  $\Delta a$  値の封入ガス圧依存性

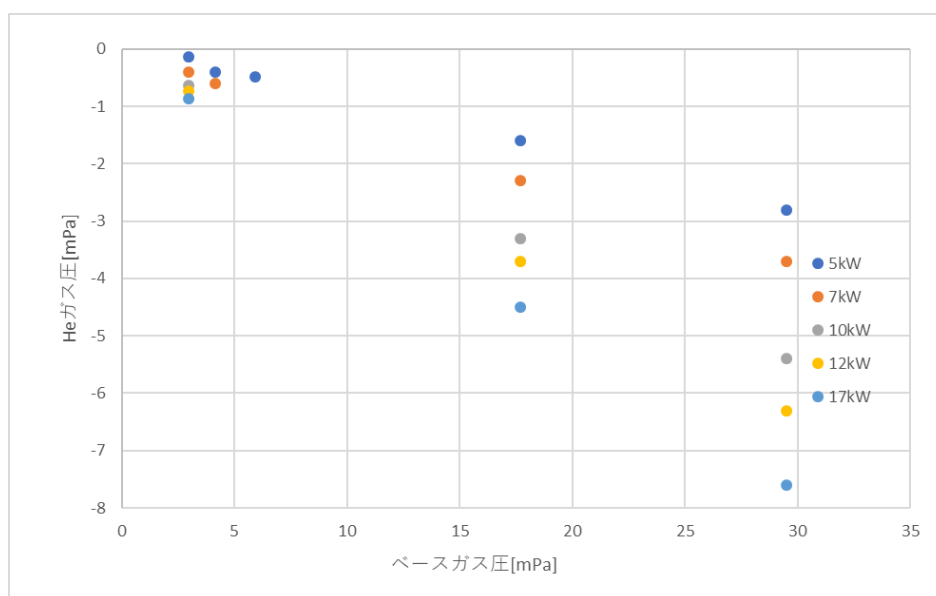


図 3.17  $\Delta d$  値の封入ガス圧依存性

封入ガス圧への依存性に関して,図 3.16 図 3.17 を見ると, $\Delta a$ , $\Delta d$  共にガス圧の増加に対してほぼ線形に変化していることがわかる.

3 視線の干渉計により計測された電子密度の最大値の封入ガス圧への依存性を図 3.18～図 3.20 に示す。

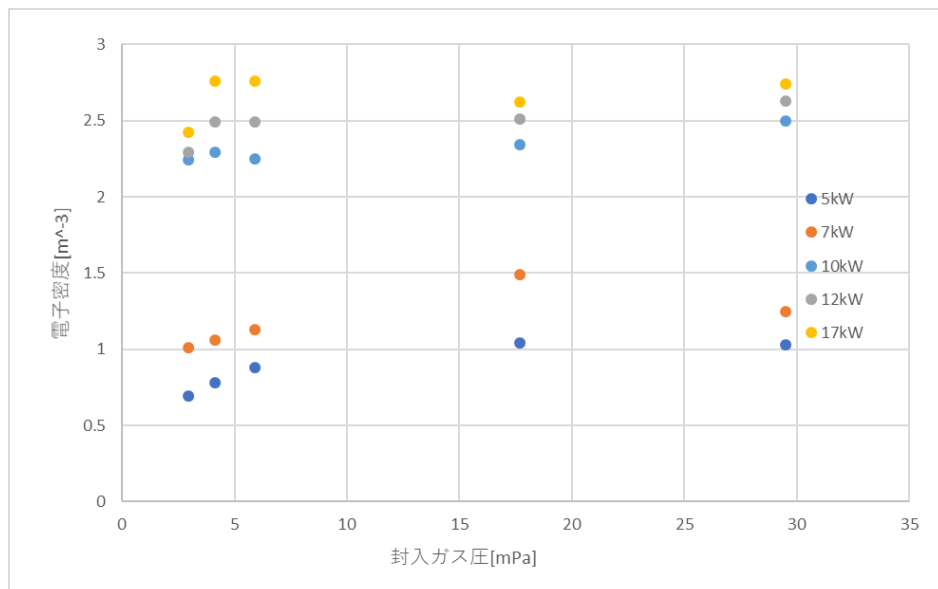


図 3.18 干渉計 IF1 で計測された視線積分された電子密度の最大値の封入ガス圧依存性

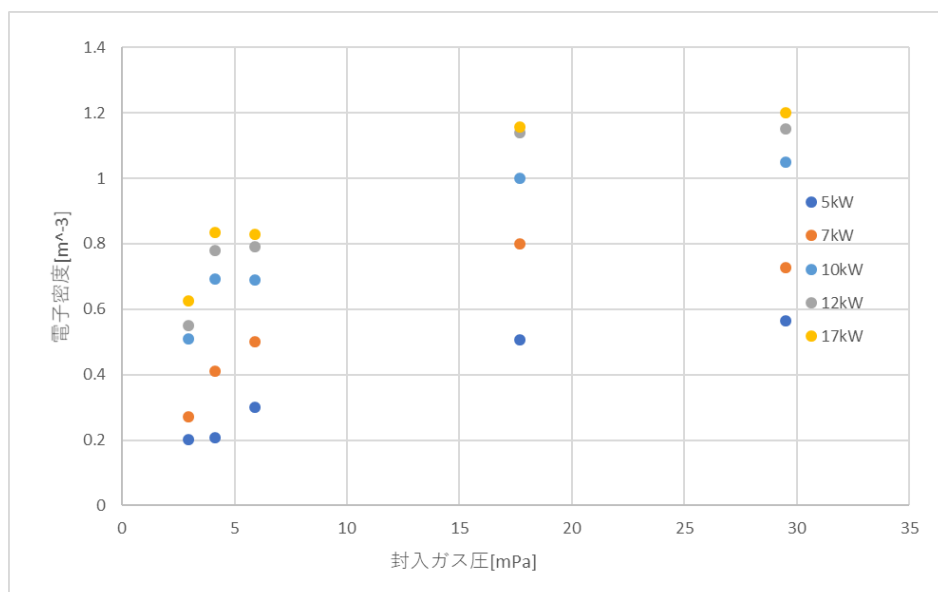


図 3.19 干渉計 IF2 で計測された視線積分された電子密度の最大値の封入ガス圧依存性

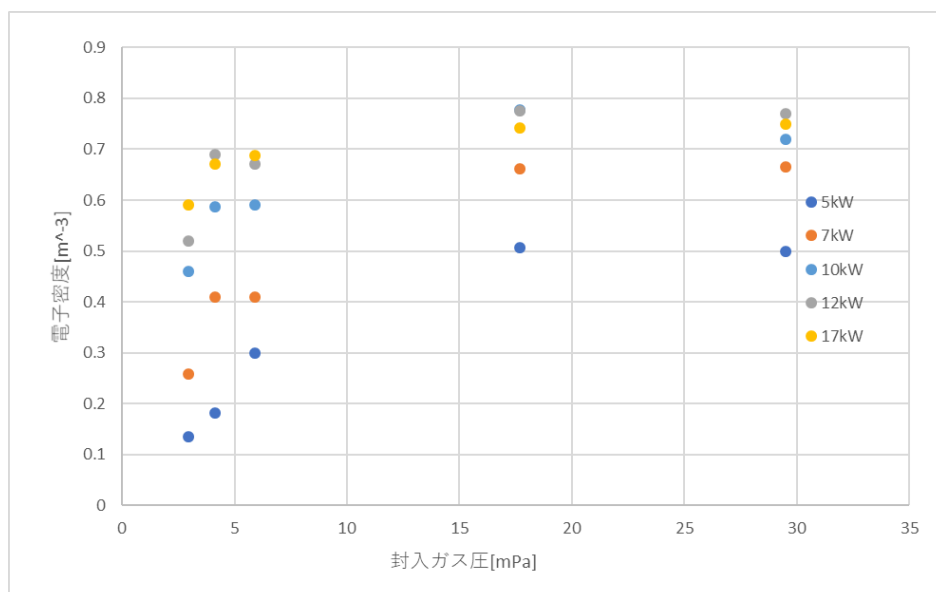


図 3.20 干渉計 IF3 で計測された視線積分された電子密度の最大値の封入ガス圧依存性

電子密度の計測結果を見ると電子密度の最大値は封入ガス圧にはあまり依存していない。つまり電子密度は、真空領域における中性粒子密度の大きさで決まっているわけではないということになる。

ポリクロメータにより計測された低温電子温度の計測結果を図 3.21 に示す。

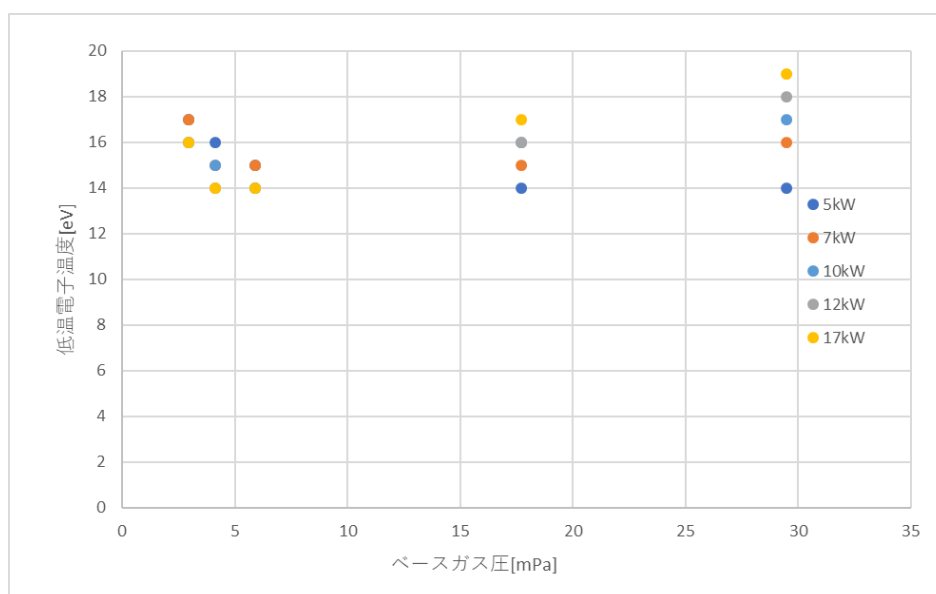


図 3.21 低温電子温度の封入ガス圧依存性

低温電子温度は、ベースガス圧にも顕著に依存せず、15eV～20eV の範囲にあることが分かった。

反磁性信号の計測の結果を示す

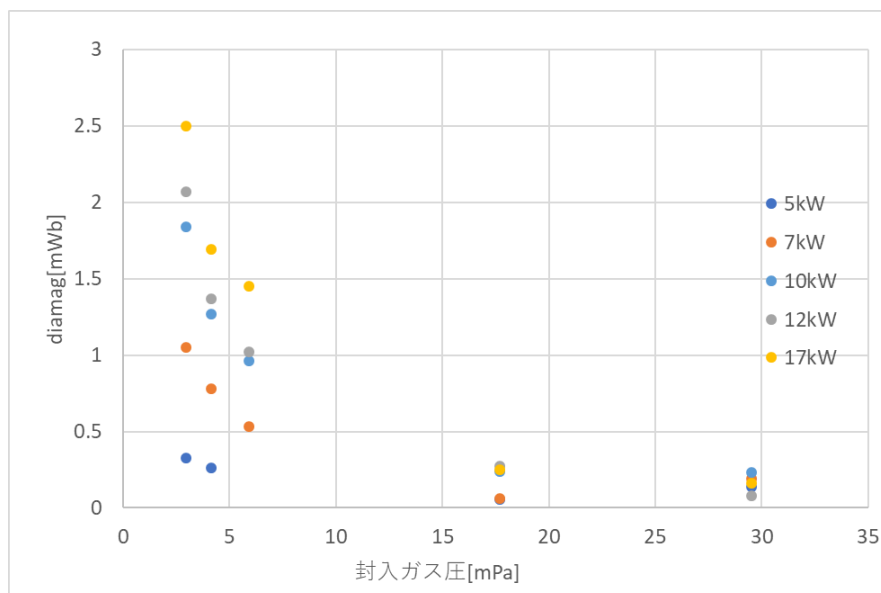


図 3.22 反磁性信号の封入ガス圧依存性

図 3.22 の結果を見ると、反磁性信号の値は封入ガス圧の増加に伴って指数関数的に減少していることがわかる。反磁性信号は封入ガス圧に強く依存しており、封入ガス圧が高くなって中性粒子密度が増加すると高温電子がほとんど生成されなくなることがわかった。

ECH 入射パワーへの依存性と同様に、反磁性信号の計測結果とポリクロメータによる低温電子温度の計測結果を比較すると、高温電子が持つ封入ガス圧と ECH 入射パワーへの応答の性質は、低温電子のそれらとは全く異なっていることがわかる。このことから高温電子と低温電子は、ほとんどカップリングしておらず、それぞれほぼ独立のバランスで成り立っていると考えられる。

### 3.3.2 He プラズマガスパフ実験の計測結果

ソレノイドバルブによる封入ガス圧が 1.9mPa と 5.1mPa のそれぞれの場合において、ピエゾバルブを用いたガスパフの入射タイミングを  $t=1.2\text{s}$  から 0.1s 刻みに  $t=1.7\text{s}$  まで変えたときの、図 3.2 における値  $c$  とガスパフ直後の到達ガス圧を図 3.23 に示す。

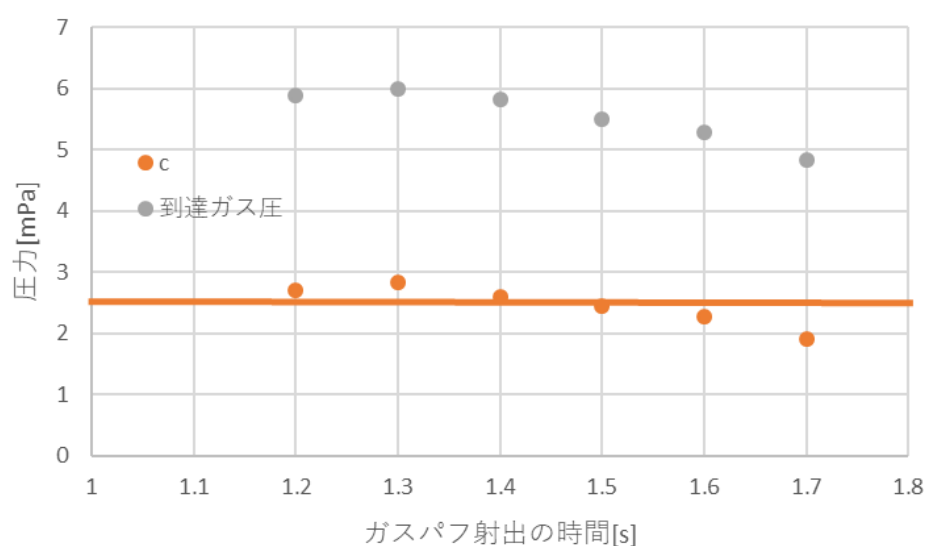


図 3.23 ガスパフにより増加した He ガス圧の ECH パワー依存性（封入ガス圧 1.9mPa）

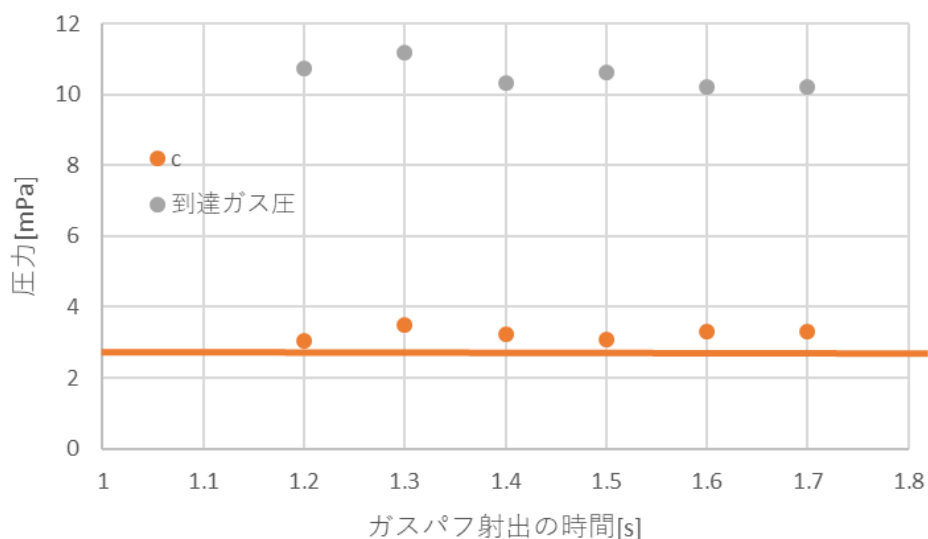


図 3.24 ガスパフにより増加した He ガス圧の ECH パワー依存性（封入ガス圧 5.1mPa）

図 3.24, 図 3.25 上にあるオレンジ色の直線は, 真空中に同条件のガスパフを射出した時の到達ガス圧であり, ガスパフにより射出された He ガス圧力を示している. ガスパフの射出する時間にかかわらず,  $c$  値はほぼ真空中にガスパフで供給した He ガス圧力と一致している. このことからガスパフにより供給された  $He^0$  粒子のほとんどは, 電離によってプラズマにトラップされずに真空容器壁面に到達していることがわかった.

次に封入ガス圧 1.9mPa における干渉計による電子密度の線積分値のガスパフ直前の計測値とガスパフ直後の計測値のガスパフ射出タイミングへの依存性を計測視線 (IF1, IF3) ごとに図 3.25, 図 3.26 に示す.

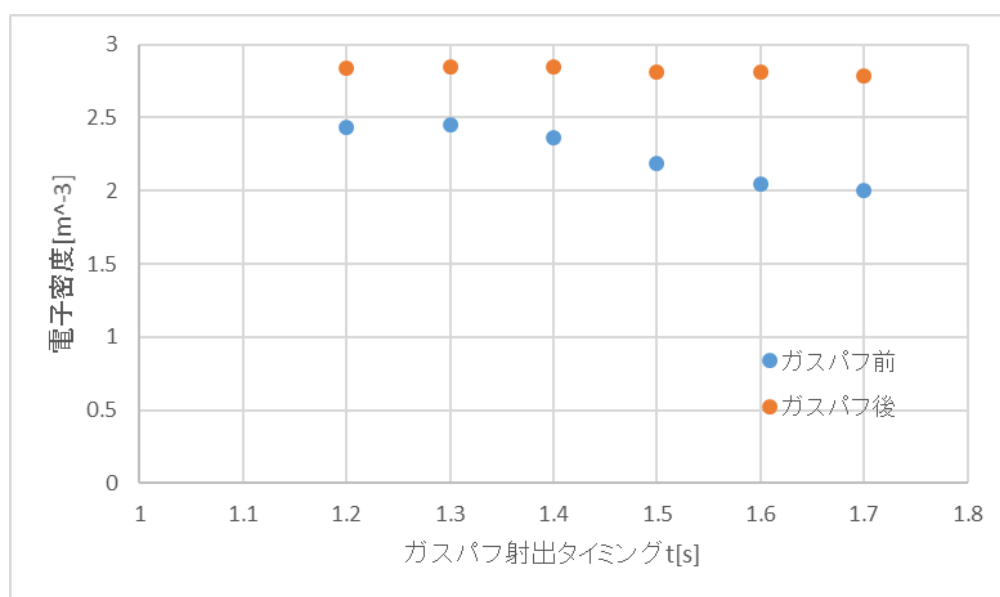


図 3.25 干渉計 IF1 による電子密度の線積分値のガスパフ直前と直後の比較



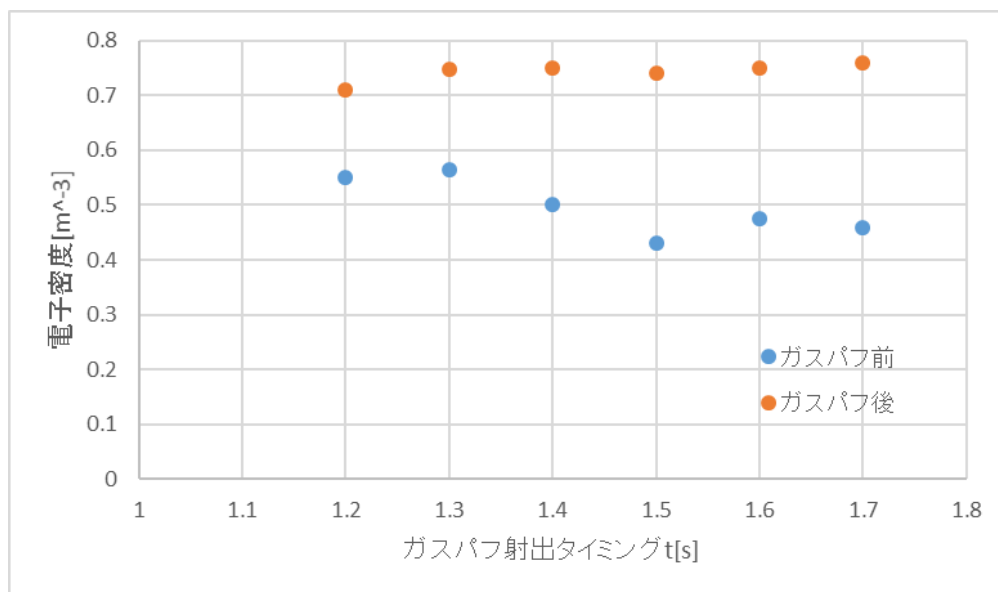


図 3.26 干渉計 IF3 による電子密度の線積分値のガスパフ直前と直後の比較

図 3.25, 図 3.26 を見ると, ガスパフ直前の電子密度の計測値は, IF1 と IF3 のどちらの計測視線においてもガスパフ射出タイミングによって異なっているが, ガスパフ直後の電子密度の計測値は, どちらの計測視線ともガスパフ射出タイミングに依存せずほぼ一定の値となっている. このことから, ガスパフにより He ガスを添加される直前の電子密度が異なれど, ガスパフ後に生成されるプラズマの電子密度の空間構造は一定であることがわかった.

封入ガス圧が 5.1mPa の時, ガスパフによる電子密度の変化は観測されなかった.

次に反磁性信号の計測結果について記す.ガスパフ直前とガスパフ直後の反磁性信号の計測値をそれぞれのガスパフ射出タイミングに対してプロットしたグラフを図 3.27 に示す.

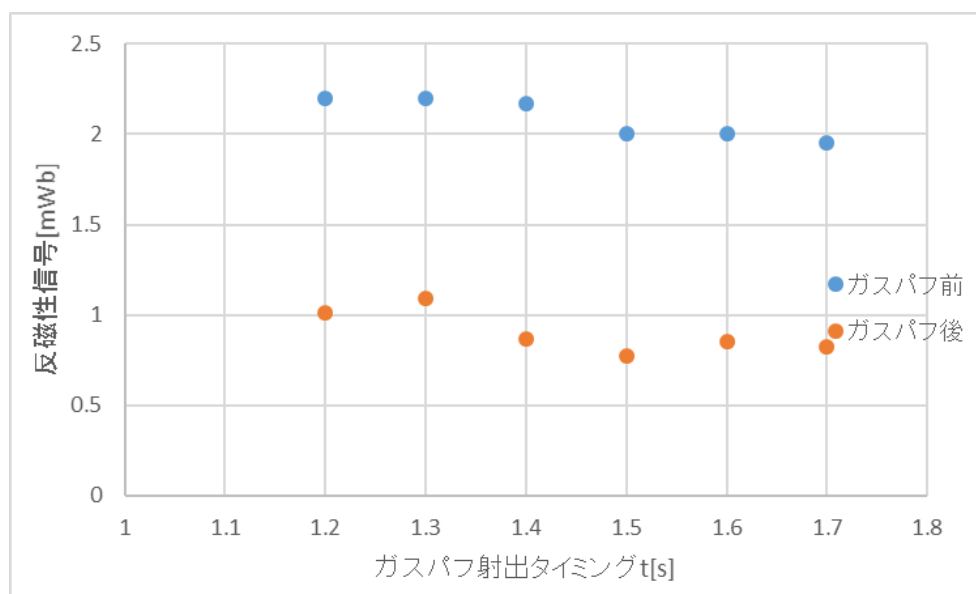


図 3.27 反磁性信号のガスパフ直前と直後の計測値のガスパフ射出タイミングへの依存性

図 3.27 をみるとガスパフ射出時間によらず,50%~60%減少していることがわかる.この結果から,ガスパフ後は高温電子の多くが消滅しており,ガスパフ前後でプラズマの構造が変わっていると考えられる.

### 3.3.3 リザーバタンクを用いた He プラズマガスパフ実験

封入ガス圧 2.2mPa, ECH 入射パワーを 17 kW の条件下で,  $t=1.7\text{ms}$  にガスパフで 0.56mPa ガスを供給した. この時の干渉計による電子密度の視線積分値の計測結果を図 3.28 に示す

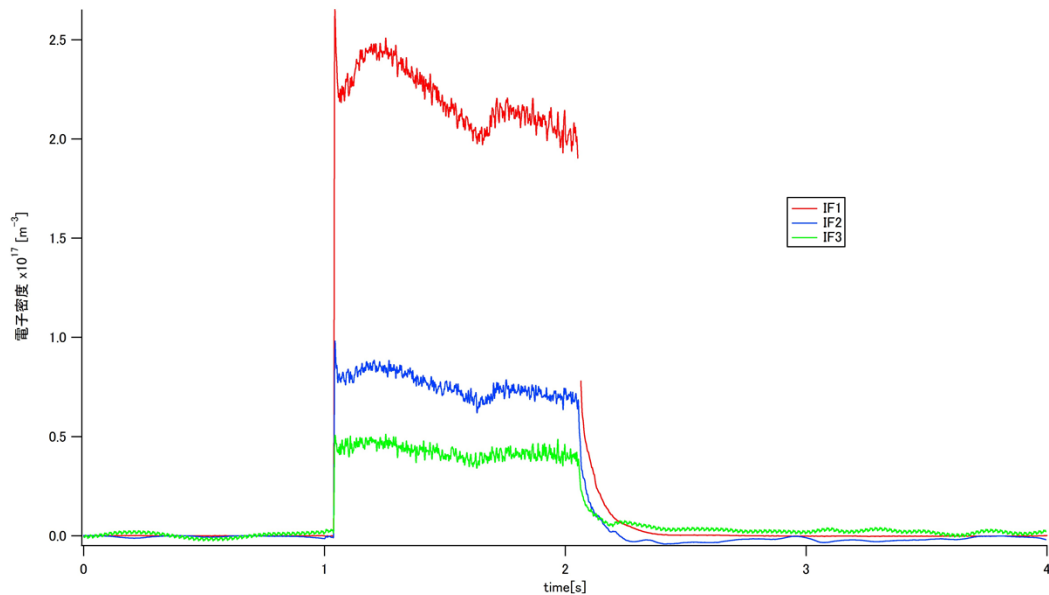


図 3.28 干渉計 3 視線それぞれの電子密度の視線積分値

ガスパフを射出後, IF1 による電子密度の計測値が最大値を迎えた時刻  $t=1.71\text{s}$  から  $t=1.75\text{s}$  において, 干渉計で得られた電子密度の線積分値から, 第 2 章で紹介した方法を利用して電子密度の再構成を行った. それぞれの時刻における電子密度の再構成結果を図 3.29 に示す. 更に  $t=1.75\text{s}$  と  $t=1.71\text{s}$  の電子密度再構成結果の差を図 3.30 に示す.

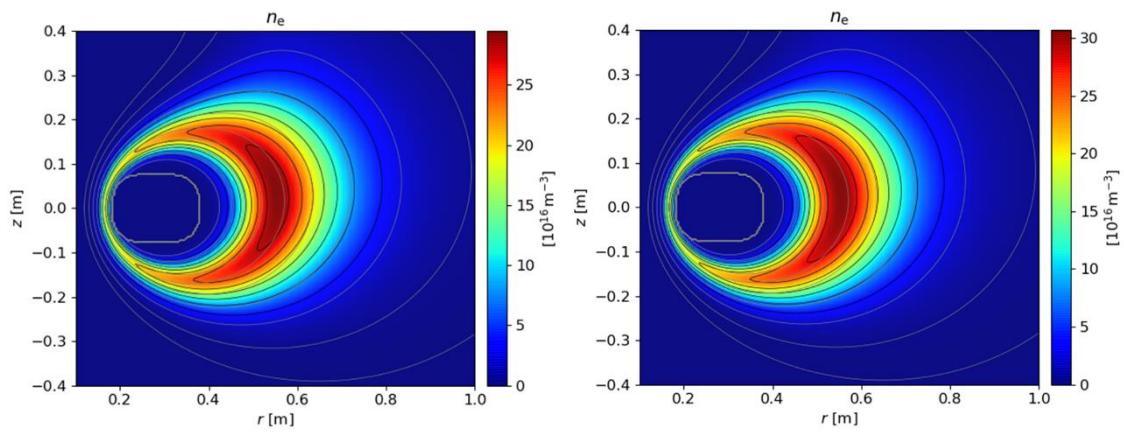


図 3.29 左 :  $t=1.71\text{s}$ , 右 :  $t=1.75\text{s}$  における電子密度再構成結果

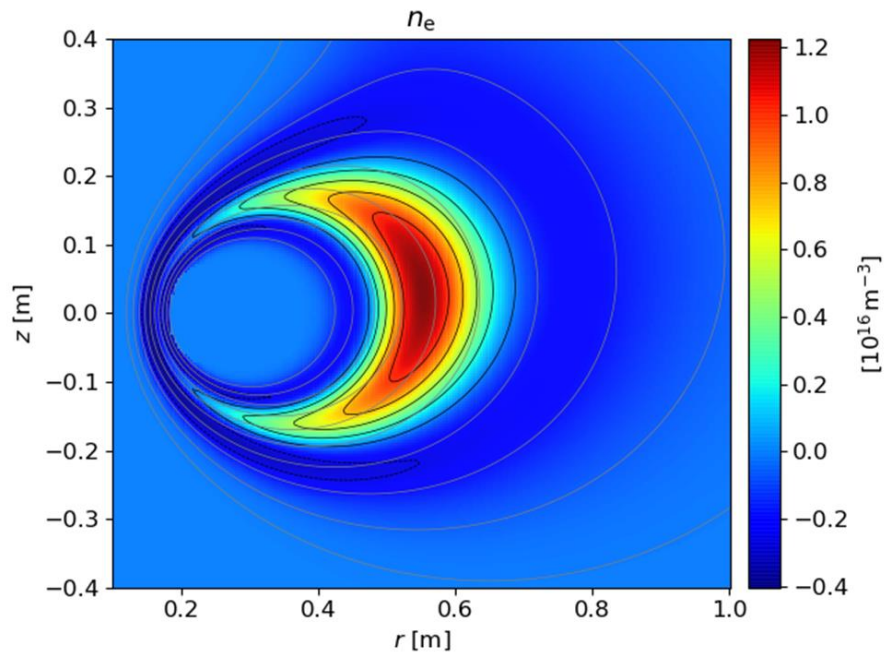


図 3.30 ( 電子密度 [ $t=1.75\text{s}$ ] ) - ( 電子密度 [ $t=1.71\text{s}$ ] )

図 3.30 を見ると、ガスパフ後 0.4 秒間において、プラズマの周辺部から中心部へ電子が移動している様子がわかる。以上の実験結果よりガスパフによっても up-hill 拡散が観測できた。

ガスパフ前とガスパフ後のポリクロメータによる電子温度計測結果を図 3.31 に示す。

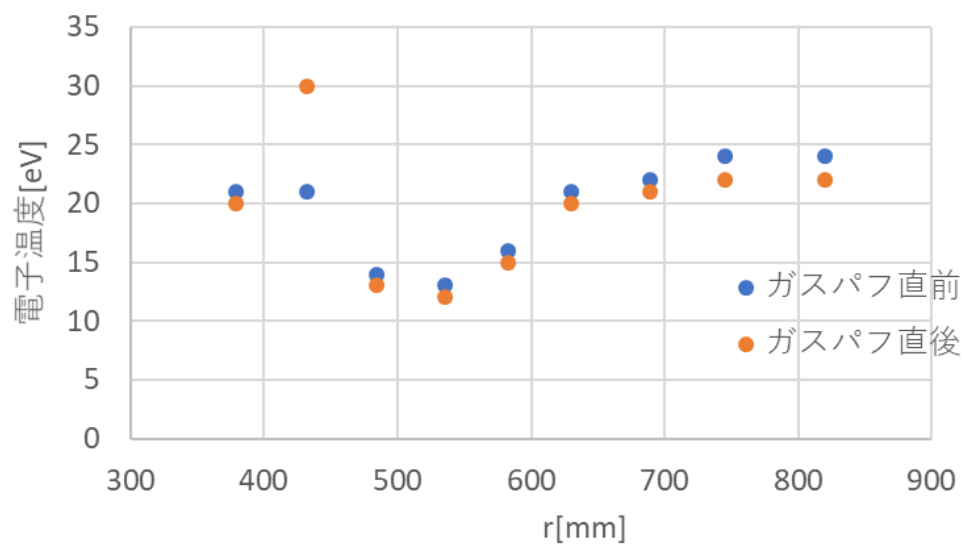


図 3.31 ポリクロメータによる多視線電子温度計測結果（視線積分値）

次に可視分光器による $He^+$ 温度の多視線計測の結果を図 3.32 に示す。

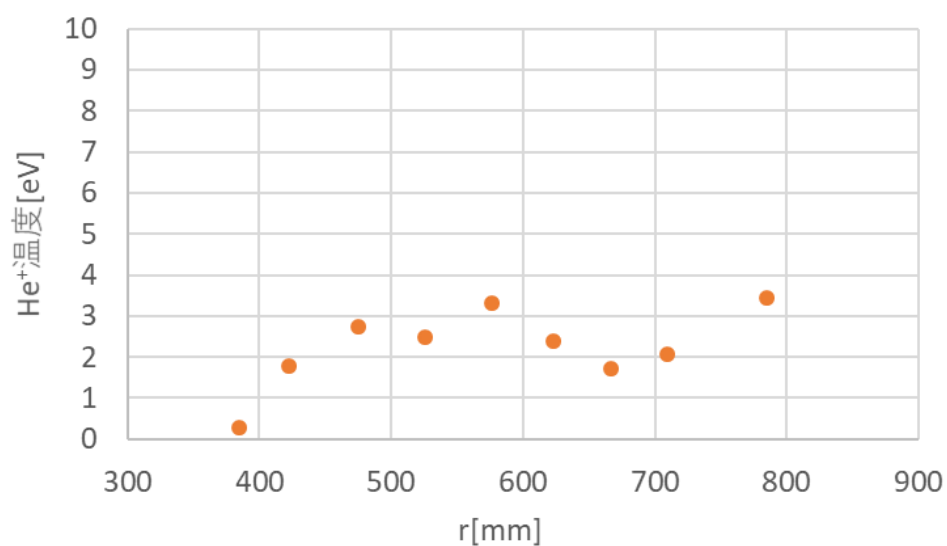


図 3.32 可視分光器による $He^+$ 温度の多視線計測の結果（視線積分値）

低温電子とイオンは強くカップリングしているため、温度分布に相関がみられると考えられるが、図 3.31 と図 3.32 を比較するとポリクロメータにより計測された低温電子温度分布と可視分光器によるイオン温度の径方向分布に相関がみられない。原因の一つとして考えられるのは、両計測とも視線積分された計測結果をそのまま径方向分布として捉えていることが挙げられる。これらの視線積分値からローカルデータを得るためには、本来ならばポリクロメータであれば He 中性粒子の密度分布、可視分光器による計測であれば  $He^+$  の密度分布を考慮する必要がある、かつ共に立体角の影響を考慮する必要がある。特に中性粒子密度はプラズマ周辺領域に局在している可能性が指摘されており、ポリクロメータはこの中性粒子が局在化したプラズマ周辺部のみを計測している可能性が挙げられる。立体角などを考慮して分光計測により得られた線積分値をローカルな値にする試みは現在はまだ研究室において試行錯誤の段階である。

## 第4章 1次元粒子・エネルギーバランスのモデル計算

### 4.1 1次元粒子バランスモデル

本研究においては,RT-1 真空容器へのガスの吸気・排気も考慮にいたれた開放系における粒子バランスモデルを作成した.当モデルでは,RT-1 の系全体を真空領域とプラズマ領域に分け,更にプラズマ領域を磁気面に沿って径方向に4つの領域に分けた.簡単のため,すべての領域の幅は0.1mとしている.系全体におけるバランスモデルの概念図を図 4.2 に示す.真空領域に吸気された中性粒子は拡散により,プラズマ領域内に侵入し,電離される.荷電粒子は,プラズマ中で電離や再結合などの反応素過程を経つつ,up-hill 拡散によって周辺領域から中心領域へと輸送される.最もコイルに近い中心領域に到達した荷電粒子は,最終的にコイルに衝突することで消滅し,中性粒子となって真空領域へ供給される.真空領域の中性粒子は,常に一定の速度でポンプにより排気されている.以上のような粒子循環のモデルを作成した.領域ごとに細かく粒子バランスモデルを説明する.

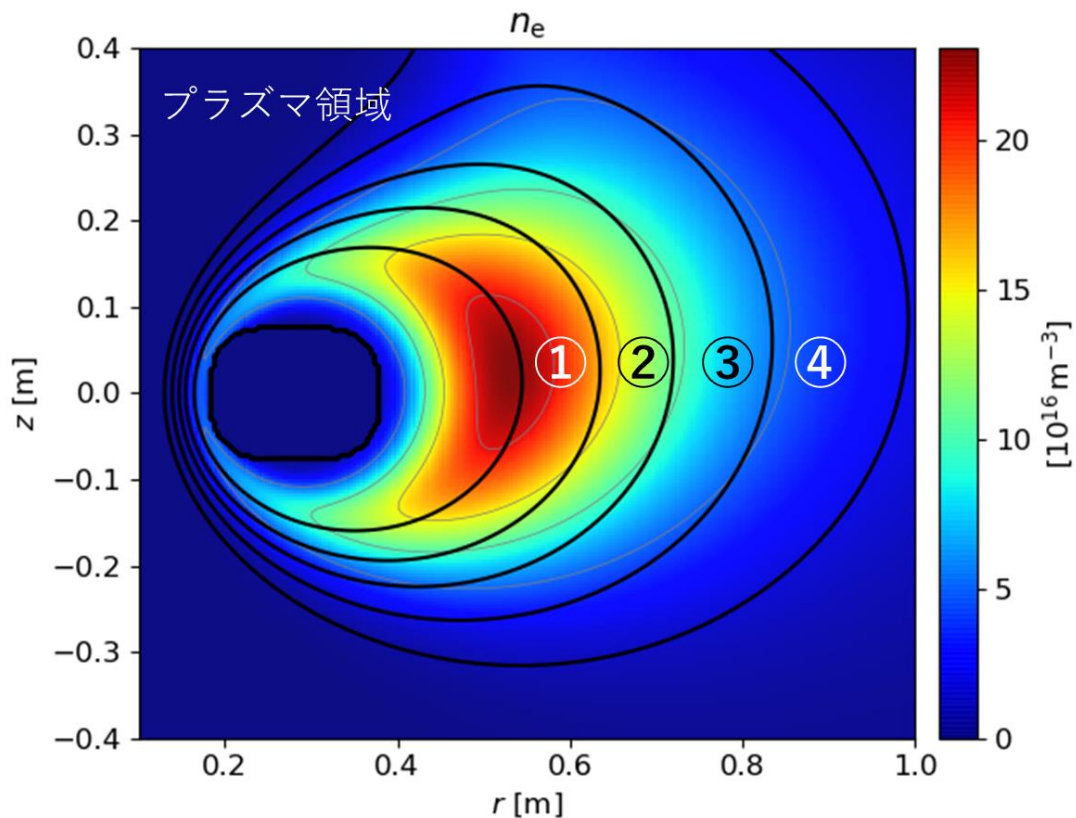


図 4.1 プラズマ領域の区分

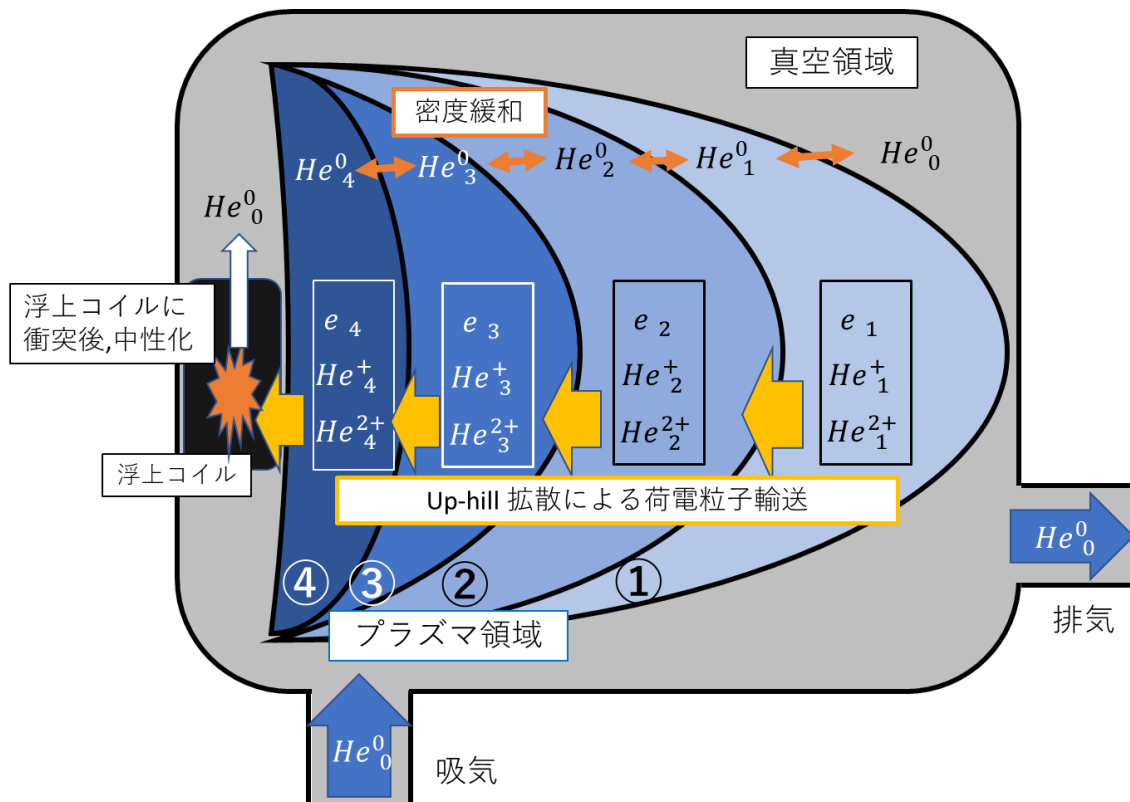


図 4.2 系全体のバランスモデルの概念図

真空領域における粒子バランスモデルの概念図を図 4.2 に示す.真空領域へは,ニードルバルブによってガスが供給されており,ターボ分子ポンプにより常にガスが排気されている.またガスパフ実験においては,ピエゾガスパフから中性ガスが瞬間的に供給される.ターボ分子ポンプによる排気速度は,第 3 章で記した,排気速度実験により求めた実効排気速度を用いている.第 3 章でも記したが,ターボ分子ポンプを 2 台稼働させた状態での単位時間あたりに排気される中性粒子密度は,真空容器内の中性粒子密度を  $N$  とすると,



$$\frac{S \alpha \beta}{V} N \text{ [m}^{-3}\text{/s]} \quad (4.12)$$

$S$  : 排気速度[m<sup>3</sup>/s]

$\alpha$  : 比感度係数

$\beta$  : 実効係数

$V$  : 真空容器の体積

である.ニードルバルブによるガスの吸気速度は常に一定であり,プラズマが無い時に,ニードルバルブによる吸気速度とターボ分子ポンプによる排気速度がつり合った定常状態から求めた.定常状態でのガス圧を $N_0$ とすると,定常状態における排気速度とのつり合いから,吸気速度は,

$$\frac{S \alpha \beta}{V} N_0 \text{ [m}^{-3}\text{/s]} \quad (4.13)$$

真空領域における粒子バランスモデルの概念図を図 4.2 に示す.中性粒子は真空容器内では室温(300k)における音速(1000m/s)で飛んでいる.各領域の幅は,0.1m であるので,中性粒子は拡散により時定数 $\tau = 0.1\text{ms}$ で隣り合う領域間で密度緩和を起こす.吸気と壁からのリサイクリングにより真空領域に供給された中性粒子は,ポンプによって排気されると共に,拡散に伴う密度緩和( $\tau=0.1\text{ms}$ )によりプラズマ領域へと侵入する.のちに詳しく説明するが,プラズマ領域内において反応素過程により生成した RT-1 プラズマにおけるイオン温度(10eV) 程度のエネルギーを持った中性粒子がプラズマ領域から真空領域に放出される.この高いエネルギーを持った中性粒子は,真空容器壁面に衝突することで熱緩和を受け,室温における音速程度のエネルギーを持つ中性粒子となるため,真空領域における中性粒子供給源と考えられる.真空領域における中性粒子密度はこれらの過程がバランスすることで決定されていると考えた.実験計測においては,真空容器壁面に設置した GI-N8 真空計と排気ダクトに設置された CC-10 真空計により,真空領域の中性粒子密度は計測されている.

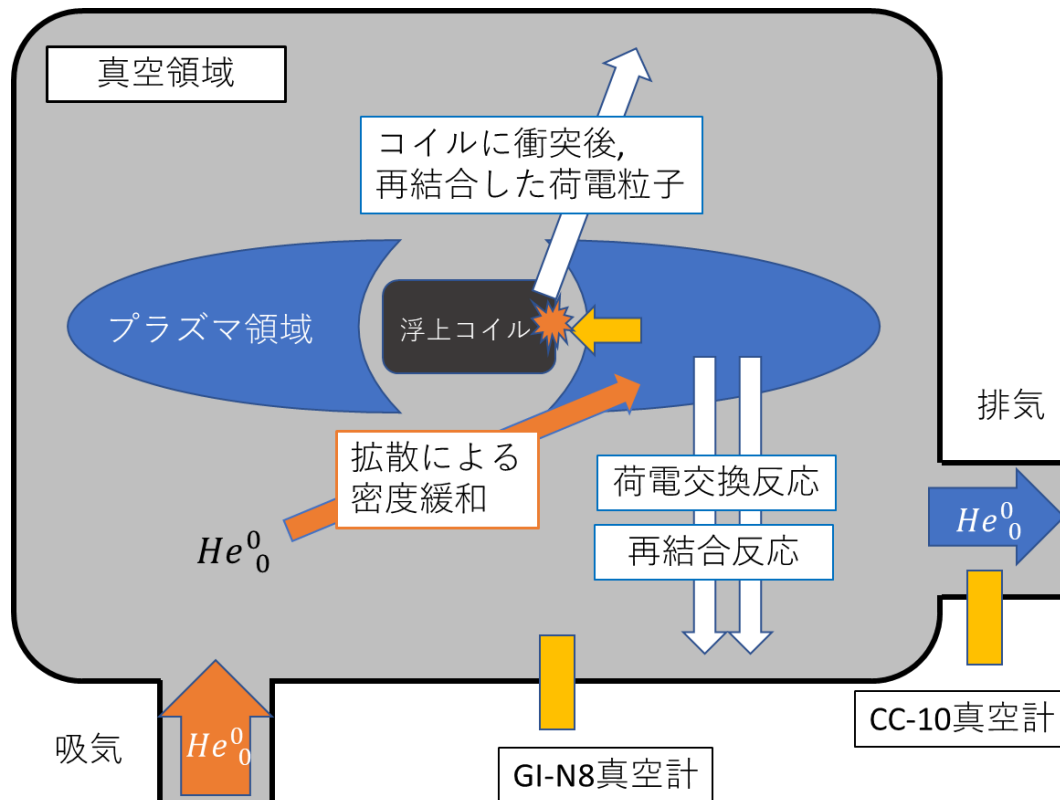


図 4.2 真空領域における粒子バランスモデル

次にプラズマ領域における粒子バランスについて述べる.プラズマ領域における粒子バランスの概念図を図 4.3 に示す.

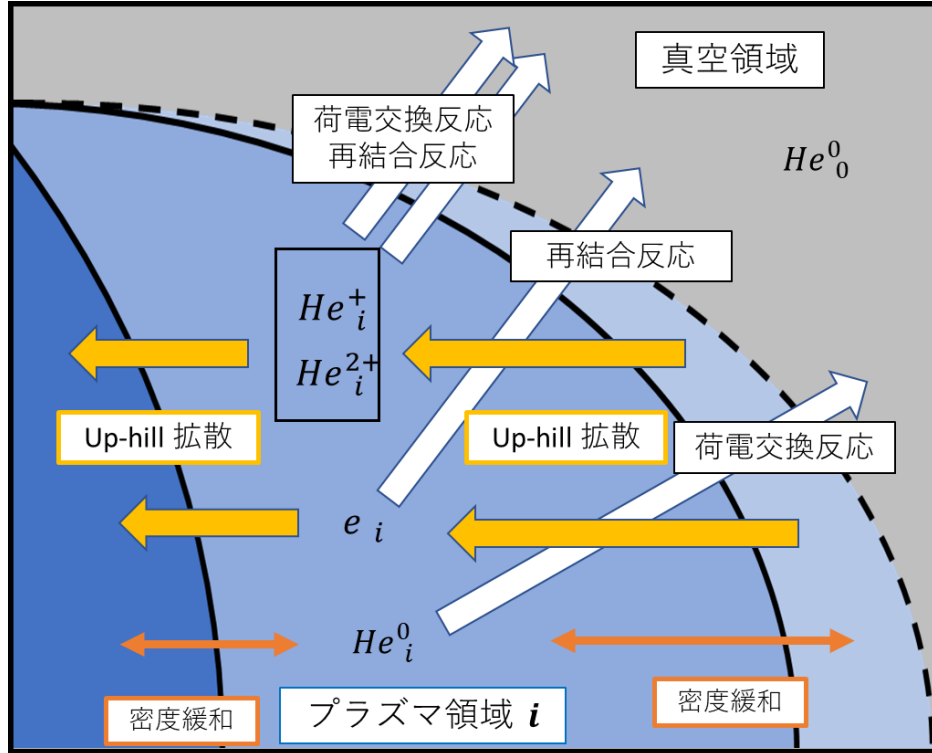


図 4.3 プラズマ領域における粒子バランスモデル

中性粒子は、拡散により隣り合うプラズマ領域（または真空領域）との間で密度緩和を起こす。プラズマ中における反応素過程の反応式を以下に示す。中性粒子の消滅項としては、電離がある。電子は生成項として中性粒子（ $He^0$ ）と $He^+$ の電離があり、消滅項としては $He^{2+}$ と $He^+$ の再結合反応がある。イオンについては、 $He^+$ の生成項は、 $He^0$ の電離、消滅項は $He^+$ の電離と再結合反応がある。



中性粒子とイオン間で起こる荷電交換反応の粒子バランスへの寄与を考える。 $He^+$ と $He^0$ 、 $He^{2+}$ と $He^0$ のそれぞれが起こす荷電交換反応の反応式と概念図を図 4.2 と図 4.3 に示す。 $He^+$ と $He^0$ が荷電交換反応を起こした場合、10eV 程度のエネルギーを持つ $He^+$ と室温における音速程度のエネルギーを持つ $He^0$ が消滅し、音速程度のエネルギーを持つ $He^+$ と 10eV 程度のエ

エネルギーを持つ $He^0$ が生成する.この荷電交換反応により発生した高温の中性粒子は,瞬時にプラズマ領域から飛び出し,真空容器壁に衝突することで熱緩和を起し,再び音速程度のエネルギーを持った $He^0$ として,真空領域に供給される.荷電交換反応で生成した音速程度のエネルギーを持ったイオンは,周辺のイオンや電子により瞬時に熱緩和を受け,10eV 程度のエネルギーを持ったイオンとしてプラズマ内に残る.以上より $He^0$ と $He^+$ の荷電交換反応によりプラズマ内の中性粒子密度が減少し, $He^+$ 密度は変化しないと考えられる.同様に $He^{2+}$ と $He^0$ の荷電交換反応について考える. $He^{2+}$ と $He^0$ の荷電交換反応は,single charge exchange(SCX)とdouble charge exchange(DCX)がある.SCXでは, $He^{2+}$ (10eV程度)と $He^0$ (音速)が消滅し, $He^+$ (数eV)と $He^+$ (音速)が生成される. $He^+$ (音速)は, $He^+$ と $He^0$ の荷電交換反応と同様に,周辺のイオンと電子により瞬時に熱緩和を受け, $He^+$ (数eV)となる.つまり,SCXでは,プラズマ内の $He^{2+}$ と $He^0$ の密度が減少し, $He^{2+}$ が2つ生成される.DCXでは, $He^{2+}$ (数eV)と $He^0$ (音速)が消滅し, $He^0$ (数eV)と $He^{2+}$ (音速)が生成される.数eVのエネルギーの中性粒子は,プラズマ内から逸脱する. $He^{2+}$ (音速)は,周辺の電子とイオンからの熱緩和を受け, $He^{2+}$ (数eV)となる.結果としてDCXにより,プラズマ内の中性粒子密度が減少する.



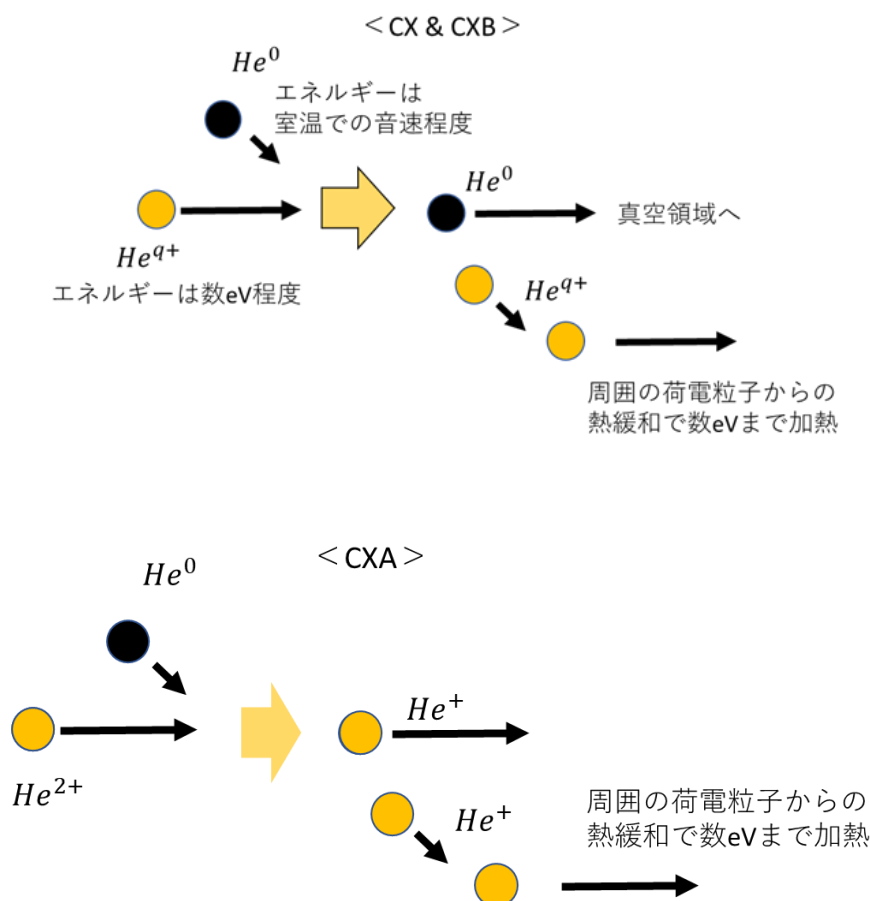


図 4.3 荷電交換反応の概念図

よって、 $He^+$ と $He^0$ が起こす荷電交換反応は、プラズマ中の中性粒子の減少項となり、 $He^{2+}$ と $He^0$ が起こす single charge exchange は、プラズマ中の中性粒子と $He^{2+}$ の消滅項となり、 $He^+$ を2つ生成する項となる。double charge exchange は、プラズマ中の中性粒子の減少項となる。

更にプラズマ中の荷電粒子は、以上のような反応素過程を経つつ、up-hill 拡散により周辺領域から中心領域へと輸送される。この粒子輸送の速度を  $v$  とすると、各プラズマ領域の幅は 0.1m であるので、荷電粒子は緩和時間  $\tau = 0.1/v[s]$  で外側のプラズマ領域から供給されつつ、内側の領域へと損失していることになる。最もコイルに近い内側のプラズマ領域においては、荷電粒子は up-hill 拡散によってコイルに衝突することで消滅し、中性粒子となって真空領域に供給される。

Up-hill 拡散によって荷電粒子が領域間を輸送される効果や,中性粒子が領域間を移動する効果を考慮する場合には,各領域ごとに体積が異なる効果を考慮する必要がある.それぞれの領域における体積を計算した結果を表 4.2 に示す.

表 4.2 各領域の体積

真空領域 V0	$0.232 \pi \text{ [m}^3\text{]}$
プラズマ領域 1 V1	$0.0628 \pi \text{ [m}^3\text{]}$
プラズマ領域 2 V2	$0.0516 \pi \text{ [m}^3\text{]}$
プラズマ領域 3 V3	$0.0272 \pi \text{ [m}^3\text{]}$
プラズマ領域 4 V4	$0.0128 \pi \text{ [m}^3\text{]}$

実験計測においては,干渉計によって 3 計測視線において電子密度が計測されている.これらの視線積分された計測結果をガウシアンによりフィッティングすることで再構成した電子密度の空間分布を得ることもできる.

素過程の反応速度定数は,NIFS の database に掲載されているものを用いた.計算に使用した素過程の反応速度定数を図 4.4 のグラフに示す.

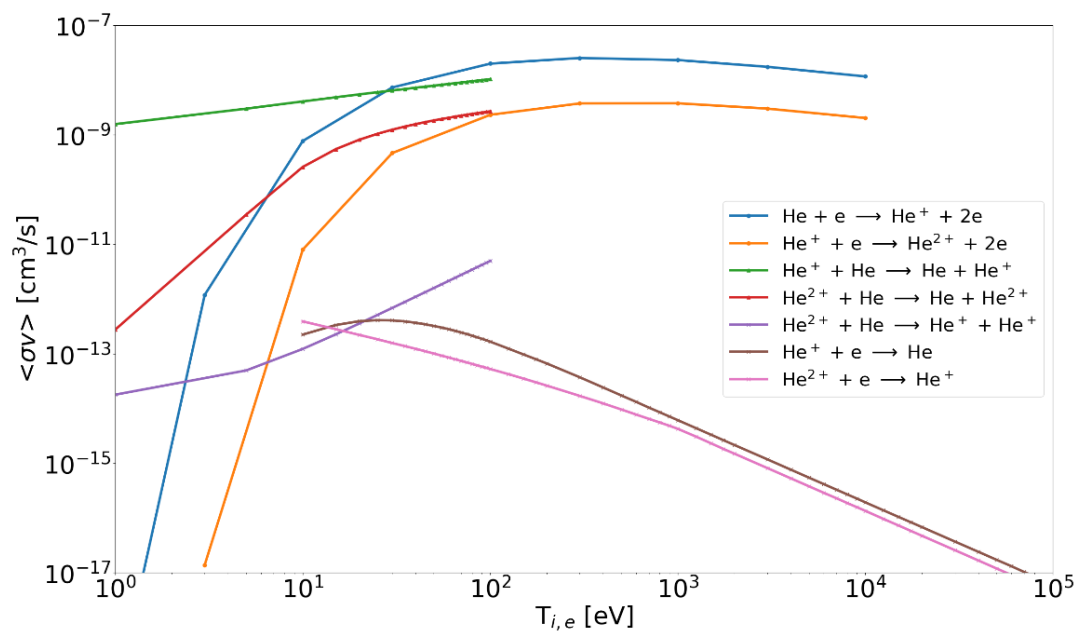


図 4.4 素過程の反応速度定数

グラフに示す横軸は、電離反応と再結合反応の速度定数に関しては、電子のエネルギーを示しており、荷電交換反応の速度定数に関しては、イオンのエネルギーを示している。

真空領域とプラズマ 4 領域における粒子バランスモデルを定式化した方程式を領域ごとに示す。

• 真空領域

$$\begin{aligned} \frac{dn_{He^0,0}}{dt} = & n_{paff} + \frac{S\alpha\beta}{V}n_{He^0} - \frac{S\alpha\beta}{V}n_{He^0,0} - \frac{n_{He^0,0} - n_{He^0,1}}{\tau_{nHe^0}} \\ & + \sum_{i=1}^4 (n_{He^0,i}n_{He^+,i} \langle \sigma v \rangle_{cx,i} + n_{He^0,i}n_{He^{2+},i} \langle \sigma v \rangle_{cxB,i} \\ & + n_{e,i}n_{He^+,i} \langle \sigma v \rangle_{rec,i})(V_i/V_v) \end{aligned} \quad (4.21)$$

• プラズマ閉じ込め領域①

$$\begin{aligned} \frac{dn_{He^0,1}}{dt} = & \frac{n_{He^0,0} - n_{He^0,1}}{\tau_{nHe^0}} - \frac{n_{He^0,1} - n_{He^0,2}}{\tau_{nHe^0}} - n_{He^0,1}n_{e,1} \langle \sigma v \rangle_{SHe_{01},1} \\ & - n_{He^0,1}n_{He^+,1} \langle \sigma v \rangle_{CX,1} - n_{He^0,1}n_{He^{2+},1} \langle \sigma v \rangle_{CXB,1} \end{aligned} \quad (4.22)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_{He^+,1}}{dt} = & n_{He^0,1}n_{e,1} \langle \sigma v \rangle_{SHe_{01},1} + n_{He^0,1}n_{He^{2+},1} \langle \sigma v \rangle_{CXA,1} \\ & - n_{e,1}n_{He^+,1} \langle \sigma v \rangle_{SHe_{12},1} - n_{e,1}n_{He^+,1} \langle \sigma v \rangle_{aHe_{10},1} \\ & + n_{e,1}n_{He^{2+},1} \langle \sigma v \rangle_{aHe_{21},1} - \frac{n_{He^+,1}}{\tau_{nHe^+,1}} \end{aligned} \quad (4.23)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_{He^{2+},1}}{dt} = & -n_{He^0,1}n_{He^{2+},1} \langle \sigma v \rangle_{CXA,1} + n_{e,1}n_{He^+,1} \langle \sigma v \rangle_{SHe_{12},1} \\ & - n_{e,1}n_{He^{2+},1} \langle \sigma v \rangle_{aHe_{21},1} - \frac{n_{He^{2+},1}}{\tau_{nHe^{2+},1}} \end{aligned} \quad (4.24)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_{e,1}}{dt} = & n_{He^0,1}n_{e,1} \langle \sigma v \rangle_{SHe_{01},1} + n_{e,1}n_{He^+,1} \langle \sigma v \rangle_{SHe_{12},1} - n_{e,1}n_{He^+,1} \langle \sigma v \rangle_{aHe_{10},1} \\ & - n_{e,1}n_{He^{2+},1} \langle \sigma v \rangle_{aHe_{21},1} - \frac{n_{e,1}}{\tau_{ne,1}} \end{aligned} \quad (4.25)$$

• プラズマ閉じ込め領域②

$$\begin{aligned} \frac{dn_{He^0,2}}{dt} = & \frac{n_{He^0,1} - n_{He^0,2}}{\tau_{nHe^0}} - \frac{n_{He^0,2} - n_{He^0,3}}{\tau_{nHe^0}} - n_{He^0,2}n_{e,2} \langle \sigma v \rangle_{SHe_{01},2} \\ & - n_{He^0,2}n_{He^+,2} \langle \sigma v \rangle_{CX,2} - n_{He^0,2}n_{He^{2+},2} \langle \sigma v \rangle_{CXB,2} \end{aligned} \quad (4.22)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_{He^+,2}}{dt} = & n_{He^0,2}n_{e,2} \langle \sigma v \rangle_{SHe_{01},2} + n_{He^0,2}n_{He^{2+},2} \langle \sigma v \rangle_{CXA,2} \\ & - n_{e,2}n_{He^+,2} \langle \sigma v \rangle_{SHe_{12},2} - n_{e,2}n_{He^+,2} \langle \sigma v \rangle_{aHe_{10},2} \\ & + n_{e,2}n_{He^{2+},2} \langle \sigma v \rangle_{aHe_{21},2} - \frac{n_{He^+,2}}{\tau_{nHe^+,2}} + \frac{n_{He^+,1}}{\tau_{nHe^+,1}} \frac{V_1}{V_2} \end{aligned} \quad (4.23)$$



$$\begin{aligned} \frac{dn_{He^{2+},2}}{dt} = & -n_{He^0,2}n_{He^{2+},2} \langle \sigma v \rangle_{CXA,2} + n_{e,2}n_{He^+,2} \langle \sigma v \rangle_{SHe_{12},2} \\ & - n_{e,2}n_{He^{2+},2} \langle \sigma v \rangle_{aHe_{21},2} - \frac{n_{He^{2+},2}}{\tau_{nHe^{2+},2}} + \frac{n_{He^{2+},1}}{\tau_{nHe^{2+},1}} \frac{V_1}{V_2} \end{aligned} \quad (4.24)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_{e,2}}{dt} = & n_{He^0,2}n_{e,2} \langle \sigma v \rangle_{SHe_{01},2} + n_{e,2}n_{He^+,2} \langle \sigma v \rangle_{SHe_{12},2} - n_{e,2}n_{He^+,2} \langle \sigma v \rangle_{aHe_{10},2} \\ & - n_{e,2}n_{He^{2+},2} \langle \sigma v \rangle_{aHe_{21},2} - \frac{n_{e,2}}{\tau_{ne,2}} + \frac{n_{e,1}}{\tau_{ne,1}} \frac{V_1}{V_2} \end{aligned} \quad (4.25)$$

• プラズマ閉じ込め領域③

$$\begin{aligned} \frac{dn_{He^0,3}}{dt} = & \frac{n_{He^0,2} - n_{He^0,3}}{\tau_{nHe^0}} - \frac{n_{He^0,3} - n_{He^0,4}}{\tau_{nHe^0}} - n_{He^0,3}n_{e,3} \langle \sigma v \rangle_{SHe_{01},3} \\ & - n_{He^0,3}n_{He^+,3} \langle \sigma v \rangle_{CX,3} - n_{He^0,3}n_{He^{2+},3} \langle \sigma v \rangle_{CXB,3} \end{aligned} \quad (4.22)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_{He^+,3}}{dt} = & n_{He^0,3}n_{e,3} \langle \sigma v \rangle_{SHe_{01},3} + n_{He^0,3}n_{He^{2+},3} \langle \sigma v \rangle_{CXA,3} \\ & - n_{e,3}n_{He^+,3} \langle \sigma v \rangle_{SHe_{12},3} - n_{e,3}n_{He^+,3} \langle \sigma v \rangle_{aHe_{10},3} \\ & + n_{e,3}n_{He^{2+},3} \langle \sigma v \rangle_{aHe_{21},3} - \frac{n_{He^+,3}}{\tau_{nHe^+,3}} + \frac{n_{He^+,2}}{\tau_{nHe^+,2}} \frac{V_2}{V_3} \end{aligned} \quad (4.23)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_{He^{2+},3}}{dt} = & -n_{He^0,3}n_{He^{2+},3} \langle \sigma v \rangle_{CXA,3} + n_{e,3}n_{He^+,3} \langle \sigma v \rangle_{SHe_{12},3} \\ & - n_{e,3}n_{He^{2+},3} \langle \sigma v \rangle_{aHe_{21},3} - \frac{n_{He^{2+},3}}{\tau_{nHe^{2+},3}} + \frac{n_{He^{2+},2}}{\tau_{nHe^{2+},2}} \frac{V_2}{V_3} \end{aligned} \quad (4.24)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_{e,3}}{dt} = & n_{He^0,3}n_{e,3} \langle \sigma v \rangle_{SHe_{01},3} + n_{e,3}n_{He^+,3} \langle \sigma v \rangle_{SHe_{12},3} - n_{e,3}n_{He^+,3} \langle \sigma v \rangle_{aHe_{10},3} \\ & - n_{e,3}n_{He^{2+},3} \langle \sigma v \rangle_{aHe_{21},3} - \frac{n_{e,3}}{\tau_{ne,3}} + \frac{n_{e,2}}{\tau_{ne,2}} \frac{V_2}{V_3} \end{aligned} \quad (4.25)$$

• プラズマ閉じ込め領域④

$$\begin{aligned} \frac{dn_{He^0,4}}{dt} = & \frac{n_{He^0,3} - n_{He^0,4}}{\tau_{nHe^0}} - n_{He^0,4}n_{e,4} \langle \sigma v \rangle_{SHe_{01},4} - n_{He^0,4}n_{He^+,4} \langle \sigma v \rangle_{CX,4} \\ & - n_{He^0,4}n_{He^{2+},4} \langle \sigma v \rangle_{CXB,4} \end{aligned} \quad (4.22)$$

$$\begin{aligned}
\frac{dn_{He^+,4}}{dt} = & n_{He^0,4}n_{e,4} \langle \sigma v \rangle_{SHe_{01},4} + n_{He^0,4}n_{He^{2+},4} \langle \sigma v \rangle_{CXA,4} \\
& - n_{e,4}n_{He^+,4} \langle \sigma v \rangle_{SHe_{12},4} - n_{e,4}n_{He^+,4} \langle \sigma v \rangle_{aHe_{10},4} \\
& + n_{e,4}n_{He^{2+},4} \langle \sigma v \rangle_{aHe_{21},4} - \frac{n_{He^+,4}}{\tau_{nHe^+,4}} + \frac{n_{He^+,3}}{\tau_{nHe^+,3}} \frac{V_3}{V_4}
\end{aligned} \tag{4.23}$$

$$\begin{aligned}
\frac{dn_{He^{2+},4}}{dt} = & -n_{He^0,4}n_{He^{2+},4} \langle \sigma v \rangle_{CXA,4} + n_{e,4}n_{He^+,4} \langle \sigma v \rangle_{SHe_{12},4} \\
& - n_{e,4}n_{He^{2+},4} \langle \sigma v \rangle_{aHe_{21},4} - \frac{n_{He^{2+},4}}{\tau_{nHe^{2+},4}} + \frac{n_{He^{2+},3}}{\tau_{nHe^{2+},3}} \frac{V_3}{V_4}
\end{aligned} \tag{4.24}$$

$$\begin{aligned}
\frac{dn_{e,4}}{dt} = & n_{He^0,4}n_{e,4} \langle \sigma v \rangle_{SHe_{01},4} + n_{e,4}n_{He^+,4} \langle \sigma v \rangle_{SHe_{12},4} - n_{e,4}n_{He^+,4} \langle \sigma v \rangle_{aHe_{10},4} \\
& - n_{e,4}n_{He^{2+},4} \langle \sigma v \rangle_{aHe_{21},4} - \frac{n_{e,4}}{\tau_{ne,4}} + \frac{n_{e,3}}{\tau_{ne,3}} \frac{V_3}{V_4}
\end{aligned} \tag{4.25}$$

## 4.2 1次元エネルギーバランスモデル

粒子バランスモデルを説明する際に記した 4 つのプラズマ領域それぞれの領域内におけるエネルギーバランスの考え方は、同じである。プラズマ中の高温電子(10KeV<sup>~</sup>)は、電子サイクロトロン共鳴加熱 (ECH) からエネルギーを供給され、低温電子との温度緩和と各種イオンとの温度緩和によりエネルギーを損失し、また粒子輸送に伴う粒子損失によりエネルギーを失う。低温電子は、ECH と高温電子との温度緩和によりエネルギーを得て、イオンサイクロトロン共鳴加熱 (ICH) を行わない条件下では、各種イオンとの温度緩和によりエネルギーを損失する。また粒子輸送に伴う粒子損失によりエネルギーを失う。プラズマ中のイオンは、高温電子や低温電子との間の温度緩和によりエネルギーを供給され、中性粒子との荷電交換反応と粒子輸送に伴う粒子損失によりエネルギーを失う。更にイオンは、up-hill 拡散により生じるベータトロン加熱に伴って、磁力線に垂直な温度成分のみが選択的に加熱される。このベータトロン加熱項は、装置中心からの距離が  $r$  [m]で、その場所における磁場強度が  $B$  [T]、イオン温度が  $T_{ion}$ 、up-hill 拡散による粒子移動速度が  $V_r$  [m/s]である場合、以下の式によって表される。

$$T_{ion} V_r \frac{d \ln B}{dr} \quad (4.21)$$

荷電粒子  $i$  が荷電粒子  $j$  によって受けるエネルギー緩和は、荷電粒子  $i, j$  のエネルギーを  $T_i, T_j$  として、エネルギー緩和時間を  $\tau_{ij}$  とすると単位時間当たり

$$\frac{T_j - T_i}{\tau_{ij}} \text{ [eV/s]} \quad (4.22)$$

である。エネルギー緩和時間  $\tau_{ij}$  は、以下の式によって計算される値を用いている。

$$\tau_{ij} = \frac{3\sqrt{2} \pi^{\frac{3}{2}} \varepsilon_0^2 m_i m_j}{n_j e^4 z_i^2 z_j^2 \ln \Lambda} \left( \frac{T_i e}{m_i} + \frac{T_j e}{m_j} \right)^{\frac{3}{2}} \text{ [s]} \quad (4.22)$$

$e$  : 電気素量

$m_i, m_j$  : 荷電粒子  $i, j$  1 つ当たりの質量 [kg]

$n_j$  : 荷電粒子  $j$  の密度 [ $m^{-3}$ ]

$\varepsilon_0$  : 真空の誘電率

$z_i, z_j$  : 荷電粒子  $i, j$  の電荷

$\ln \Lambda$  : クーロン対数

RT-1 プラズマにおいては、 $\ln \Lambda \cong 14$  としている。

実験計測においては、高温電子温度を軟 X 線計測により計測、低温電子温度を HeI ライン強度比法を用いたポリクロメータにより計測、He<sup>+</sup>の温度を可視分光器とコヒーレンスイメージング分光により計測、C<sup>2+</sup>の温度を可視分光器により計測している。

プラズマ閉じ込め領域におけるエネルギーバランスを定式化したものを以下に示す。

・プラズマ閉じ込め領域  $i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ )

$$\begin{aligned} \frac{dT_{He^+,i}}{dt} = & \frac{T_{e,i} - T_{He^+,i}}{\tau_{He^+_{e,i}}} + \frac{T_{He^{2+},i} - T_{He^+,i}}{\tau_{He^+_{He^{2+},i}}} \\ & - (n_{e,i} \langle \sigma v \rangle_{aHe_{10,i}} + n_{He^0,i} \langle \sigma v \rangle_{CX,i}) T_{He^+,i} + T_{He^+,i} V_{r,i} \frac{d \ln B_i}{dr_i} \end{aligned} \quad (4.25)$$

$$\begin{aligned} \frac{dT_{He^{2+},i}}{dt} = & \frac{T_{e,i} - T_{He^{2+},i}}{\tau_{He^{2+}_{e,i}}} + \frac{T_{He^+,i} - T_{He^{2+},i}}{\tau_{He^{2+}_{He^+,i}}} \\ & - (n_{He^0,i} \langle \sigma v \rangle_{CXA,i} + n_{He^0,i} \langle \sigma v \rangle_{CXB,i}) T_{He^{2+},i} + T_{He^{2+},i} V_{r,i} \frac{d \ln B_i}{dr_i} \end{aligned} \quad (4.25)$$

$$\begin{aligned} \frac{dT_{C^{2+},i}}{dt} = & \frac{T_{e,i} - T_{C^{2+},i}}{\tau_{C^{2+}_{e,i}}} + \frac{T_{He^+,i} - T_{C^{2+},i}}{\tau_{C^{2+}_{He^+,i}}} + \frac{T_{He^{2+},i} - T_{C^{2+},i}}{\tau_{C^{2+}_{He^{2+},i}}} - T_{C^{2+},i} n_{He^0,i} \langle \sigma v \rangle_{CXC,i} \\ & + T_{C^{2+},i} V_{r,i} \frac{d \ln B_i}{dr_i} \end{aligned} \quad (4.25)$$

エネルギーバランスモデルにおいて、隣り合う領域にある粒子間での熱緩和は考慮していない。ただし、粒子移動に伴うエネルギーの伝達は、考慮に含めている。

今回のモデル計算では、電子温度の時間発展方程式は解かず、ポリクロメータによる計測結果を参考値とした定数として与えている。電子のエネルギーバランスを解くためには、各領域における電子への電子サイクロトロン共鳴加熱による入射パワーを評価する必要があり、モデルが複雑になることを避けた。電子サイクロトロン共鳴加熱のマイクロ波の電子への吸収率評価は、同研究室の森君が現在評価するシミュレーションを行っている。

### 4.3 計算手法

本研究においては,上で説明した粒子バランス方程式とエネルギーバランス方程式をカップリングさせた方程式を解いている.コードは python を用いて書いている.

計算ステップは, $\Delta t = 1 \times 10^{-5}[\text{s}]$ 刻みとし,封入ガス圧を  $p[\text{Pa}]$ としたときの,初期値を次の表 4.3 に示す.

表 4.3 封入ガス圧  $p[\text{Pa}]$ とした時の初期値

$n_{e,i} = 1.0 \times 10^{16}[\text{m}^{-3}]$
$n_{\text{He}^+,i} = n_{e,i}[\text{m}^{-3}]$
$n_{\text{He}^{2+},i} = 0[\text{m}^{-3}]$
$n_{\text{He}^0,0} = \frac{p}{RT_{\text{He}^0}} N_A[\text{m}^{-3}]$
$n_{\text{He}^0,i} = n_{\text{He}^0,0} - (n_{\text{He}^+,i} + n_{\text{He}^{2+},i})[\text{m}^{-3}]$

ただし表 4.3 において  $i = 1, 2, 3, 4$  とする.

計算の流れを以下に示す.

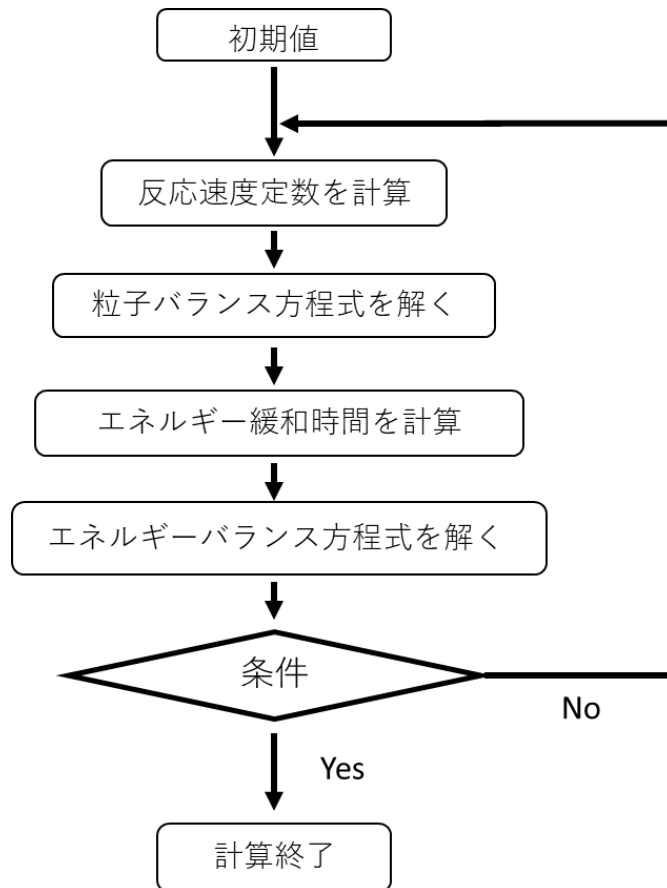


図 4.6 計算手順

各ステップ毎の方程式の解が平衡に達したものを最終的なモデル計算の結果とした.

#### 4.4 計算結果

作成した1次元粒子・エネルギーバランスモデルを用いて,第3章の3.4.5の実験をモデル計算する.電子温度を第3章の3.4.5で示した実験計測結果の値を定数として,それぞれの領域における電子密度,イオン温度( $He^+, He^{2+}$ ),イオンの密度( $He^+, He^{2+}$ )を計算した.モデル計算を行う際に定数として与えた up-hill 拡散による粒子輸送速度と低温電子温度を次の表 4.3 に示す.ただし,粒子輸送はコイル方向への輸送を正方向としている.低温電子温度は,3.4.5 で示したポリクロメータにより計測された電子温度を利用し,粒子輸送速度は,パラメータとして変化させた際に最も実験結果に近くなった値を用いた.

表 4.3 各領域における up-hill 拡散による粒子輸送速度と低温電子温度

r[mm]	粒子輸送速度[m/s]	低温電子温度[eV]
550	230	20
650	210	15
750	200	10
850	190	10

モデル計算の結果を示す.

表 4.4. モデル計算結果

領域	電子密度 $\times 10^{17}[m^{-3}]$	$He^+$ 密度 $\times 10^{17}[m^{-3}]$	$He^{2+}$ 密度 $\times 10^{17}[m^{-3}]$	$He^0$ 密度 $\times 10^{17}[m^{-3}]$	$He^+$ 温度[eV]	$He^{2+}$ 温度[eV]
真空領域				6.68		
プラズマ 領域①	0.59	0.585	0.0002	6.32	1.23	1.26
プラズマ 領域②	1.56	1.54	0.0015	5.16	2.48	2.55
プラズマ 領域③	5.44	5.85	0.134	4.08	5.30	5.46
プラズマ 領域④	14.0	13.3	0.377	3.14	9.75	9.95

モデル計算の結果と、第3章の3.4.5で示した実験結果の比較を以下で行う。

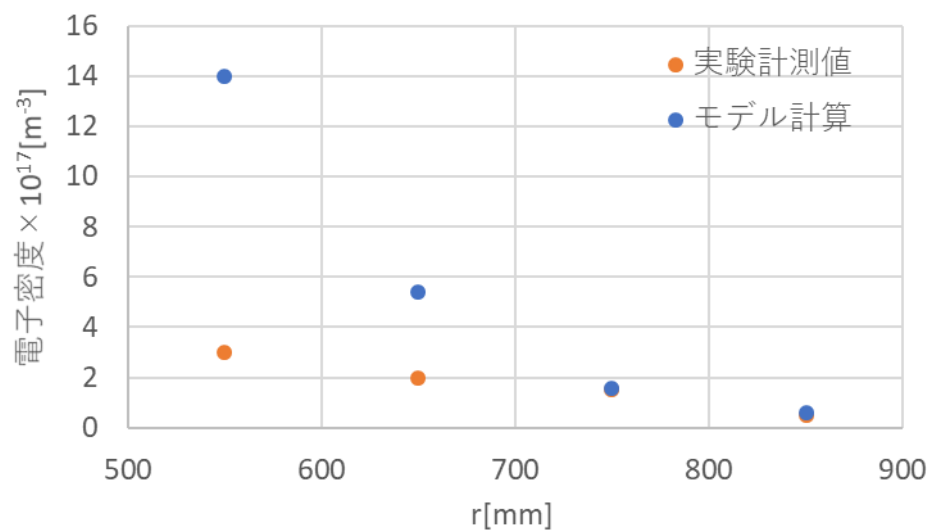


図 4.7 電子密度の実験計測値とモデル計算結果の比較

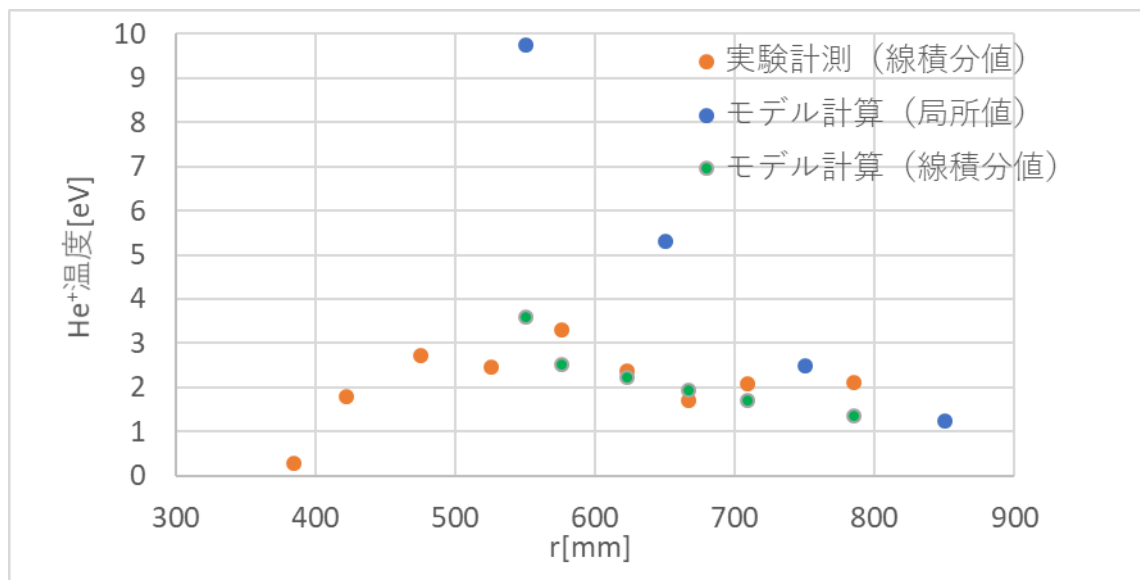


図 4.8  $He^+$  温度の実験計測値とモデル計算結果の比較



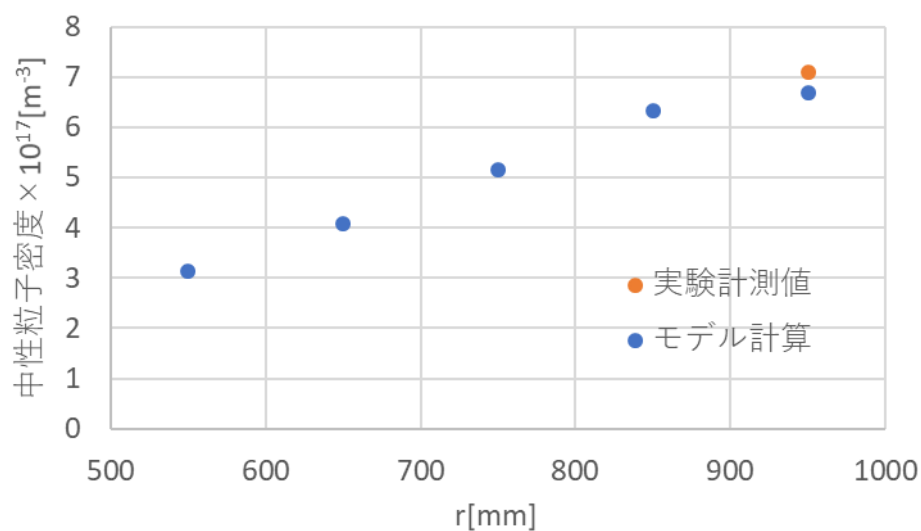


図 4.9 中性粒子密度 ( $He^0$ ) の実験計測値とモデル計算結果の比較

電子密度は、プラズマ周辺部ではよく一致しているが、中心部では計算結果の電子密度が高くなった。実験結果は、3 視線のみの計測からローカル値を再構成しているため、中心部分において精度が高いとは言えない。磁気圏プラズマは中心部での密度ピークが非常にシャープであるという理論予測もされており、現在開発中のトムソン散乱計測によってローカル値計測を行う必要がある。イオン温度は、計算結果のローカル値を視線積分値に再構成した結果と、実験結果がよく一致している。

## 第5章 結論

計算結果の章のはじめにおいて、up-hill 拡散による粒子輸送速度を与えた。実際にはこれらの粒子輸送速度は、パラメータとして様々な値として与えて計算を行い、計算結果が実験計測結果と比較可能となる粒子輸送速度を up-hill 拡散による粒子輸送速度として与え、表 4.4 における計算結果を得た。先にも示したが、本モデルにおいて up-hill 拡散の粒子輸送は、粒子バランスにおける各領域の荷電粒子密度を決定し、かつ最も内側の領域（プラズマ領域④）においては、コイルとの衝突により、荷電粒子を損失させる役割をしている。またエネルギーバランスにおいては、ベータトロン加熱によりイオンを加熱にする役割を果たす。本モデルにおける粒子輸送速度は、この最も内側の領域における荷電粒子損失速度とイオン加熱のバランスにより決めた。つまり、プラズマ領域④における粒子輸送速度を大きくするとこの領域における荷電粒子密度の増加は抑えられるが、プラズマ領域④では  $\frac{d\ln B}{dr}$  が大きいいためベータトロン加熱の効果が強くかかるため、イオン温度が過剰に高くなる。粒子輸送速度を小さくするとイオン温度が発散することはないが、電子密度が実験計測値の 10 倍以上となり、RT-1 プラズマの構造と異なってくる。よって電子密度とイオン温度が共に RT-1 プラズマにおける実験計測パラメータと比較可能となる粒子移動速度を決定した。

以上のような条件下で決定した up-hill 拡散による粒子輸送速度を用いて計算したモデル計算結果と実験計測値を比較し、考察をする。図 4.7 に示す通り、電子密度はプラズマ周辺部分においては実験計測値とモデル計算の値は非常によく一致していることがわかる。しかしプラズマ中心部においては、モデル計算結果の電子密度が実験計測値から得た電子密度より多くなっている。つまり、干渉計により計測された電子密度の視線積分値から 2.2.3.2. に示す方法でフィッティングを行い得られた電子密度の空間分布より、バランスモデルから得られた電子密度の空間分布の方がプラズマ中心部において、電子密度が鋭くピーキングした分布となることを表している。磁気圏プラズマにおいては、電子密度がプラズマ中心部で鋭いピークを持っているという学説もあり、干渉計の計測結果から得られたフィッティングにより得られた電子密度の空間分布は、微分進化法によりパラメータを決めてはいるが、そのフィッティングパラメータが少し変化するとピーキングの度合いは大きく変化するため、モデル計算により得られた電子密度の空間分布のようにピーキングが鋭くなることは考えうる。プラズマ中心部における電子密度のローカル値に関しては、現在開発段階であるトムソン散乱計測により実験計測でより精度よく求めることで、更なる検討をする必要がある。

図 4.8 を見ると、モデル計算においてイオン温度はプラズマ中心部に向かうにつれて高くなっている。本モデルにおいてイオンの周辺部分の温度が中心部分に比べて低くなる要因は 2 つあ

る.1 つは,図 4.9 に示す通り本モデルでは,プラズマ周辺部分の中性粒子密度が中心部分におけるそれより 3 倍近く高いため,周辺部では荷電交換反応によるエネルギーロスタームが非常に強く効く.更にプラズマ周辺部では, $\frac{d\ln B}{dr}$ の値が小さいため,ベータトロン加熱の効果がエネルギーバランスにおいて支配的とならない.これらの理由よりプラズマ周辺部のイオン温度はプラズマ中心部に比べて低くなっている.実験計測の結果と,局所値である計算結果を線積分値に変化した後のイオン温度の計測視線分布は非常によく一致した.

上で少しふれたが,図 4.9 に示すように本モデルにおいて,中性粒子密度は真空領域からプラズマ中心部へかけて減少していき,プラズマ中心部と真空領域では中性粒子密度は 3 倍ほど異なっている.このようになる主たる理由は,プラズマ中で中性粒子がイオンと荷電交換反応を起こすことで中性粒子が数 eV のエネルギーを持つ高温の中性粒子となることで,プラズマ領域内から真空領域へ吐き出されることにより起きる.図 4.4 においてバランスモデルで考慮している各反応の,反応速度定数をグラフ化しているように  $He^+$  と中性粒子の荷電交換反応の反応速度定数が,RT-1 プラズマにおけるパラメータ領域では最も大きく中性粒子の電離速度定数より 1 オーダー大きい.このため荷電交換反応が強く働くことでプラズマ内の中性粒子を高温エネルギー化してプラズマ領域外へ吐き出すために,図 4.9 に示すように密度に勾配が生まれる.これは,第 3 章の 3.4.5 でも触れた通り,RT-1 プラズマにおいてはプラズマ周辺部での中性粒子密度が高くなっているという予想が正しいことを示唆している.

結論として,up-hill 拡散による粒子輸送とそれに伴うベータトロン加熱を考慮に含めた 1 次元粒子・エネルギーバランスによって磁気圏型プラズマ RT-1 の構造を説明することが可能である.ただし,RT-1 プラズマにおける荷電粒子の温度や密度のローカル値を実験計測により算出し,モデル計算結果と比較することで,本バランスモデルの妥当性を更に検討していく必要は残されている.

## 参考文献

- [1] S. M. Krimigis, et al., Science 206, 977 (1979).
- [2] L. J. Lanzerotti, et al., Science 257, 1518 (1992).
- [3] プラズマ理工学講座 吉田・西浦研究室 HP,  
<http://www.ppl.k.u-tokyo.ac.jp/research.html>
- [4] 菅田徹也, 東京大学大学院修士論文 (2018)
- [5] A. Hasegawa, Comments on Plasma Physics and Controlled Fusion 21, 21025528 (1987).
- [6] H. Saitoh, Z. Yoshida, J. Morikawa, et al, Nuclear Fusion 51, 063034 (2011).
- [7] N. Sato, Z. Yoshida, and Y. Kawazura, Plasma and Fusion Research 11, 2401009 (2016).
- [8] Y. Kawazura, Z. Yoshida, M. Nishiura, et al, Physics of Plasmas 22, 112503 (2015).
- [9] 高橋典孝 東京大学大学院修士論文 (2017)
- [10] K. Nakayama, H. Hojo, Proc.6<sup>th</sup> Internal. Vacuum Congr. (1974),  
Jpn. J. Appl. Phys. Suppl. 2, pt. 1, 113(1974)
- [11] 大迫信治 水晶真空計の特性と応用  
[https://www.jstage.jst.go.jp/article/jcsj/41/3/41\\_3\\_113/\\_pdf](https://www.jstage.jst.go.jp/article/jcsj/41/3/41_3_113/_pdf))
- [12] Kashyap Ankur master' s thesis of The University Of Tokyo Graduate School (2016)
- [13] I. H. Hutchinson, 'Principles of Plasma Diagnostics Second Edition', Cambridge University Press(2002)

[14] S.Kada, J.Plasma Fusion Res. Vol.83,No.2(2007) .

[15] 中塚正崇, 東京大学大学院修士論文(2017)

[16] H.Saitoh, et al. Physics of Plasmas 21, 082511(2014)

## 謝辞

本論文を作成するにあたり、吉田先生、西浦先生、斎藤先生、鋤持さん、川面さん、白幡さん、菅田さん、中村さん、森君、横田君には大変お世話になりました。研究室の生活においては、佐藤さんや相原君、秘書の北山さんに大変お世話になりました。吉田・西浦研究室の皆様深く感謝いたします。研究室以外の多くの方々にも様々な形で協力して頂きました。この場を借りて心よりお礼申し上げます。

吉田先生には2年間の研究生生活を全面的にサポートしていただきました。私の考えをいつも真摯に聞いてくださり、その考えを発展させるアドバイスを教授してくださいました。厳しい指導と共に、私の研究に対して理解と信頼、期待を示してくださったことは、常に私の研究に対するモチベーションとなっていました。研究に関してのみでなく、昼食時などの日常的な場面においても、吉田先生の鋭い洞察と思慮深さに感銘を受け、多くの刺激を得ておりました。吉田先生の執筆された非線形科学とプラズマ物理の領域に関するコラムを拝見させていただいた時から、吉田先生は私にとって憧れの存在であり、吉田先生のご指導のもと、2年間の研究生生活を送れたことは私の中で特別な時間となりました。大変感謝しております。吉田先生から教わったこと今後の人生の糧としていきたいと思います。

実験や計測データの解析、学会発表準備などにおいて、西浦先生や鋤持さんには大変お世話になりました。計測データの解析に行き詰った時や、モデル作成において行き詰った時、西浦先生と鋤持さんに手厚くサポートしていただきました。私達の研究をサポートするために夜遅くまで研究室に残ってくださり、様々なアドバイスをしていただきました。斎藤先生は半年間だけでしたが、実験において大変お世話になりました。斎藤先生が実験環境を良くしようと努力してくださっておかげで、とてもスムーズに研究を進ませることができました。大変感謝しております。

先輩である佐藤さん、菅田さん、白幡さんには研究の相談から私生活に関してまで様々な場面でお世話になりました。佐藤さんは、唯一理論解析室で研究生生活を共にさせていただいておりました。クールながらも懸命にパソコンに向かい研究を進める姿に憧れを抱いておりました。ご卒業後、佐藤さんが譲ってくださって座席に座るたびに、頑張ろうと思えたことを覚えています。白幡さんは、吉田研究室の直属の先輩として、入学当初からお世話になっていました。白幡さんの研究への集中力と情熱にはいつも刺激を受けていました。菅田さんには実験に関して様々なことを教わりました。菅田さんが苦勞されながら課題を解

決する姿を見て、自分も頑張ろうと思いました。白幡さんと菅田さんには、研究面だけでなく本当に様々な面でサポートして頂きました。お二方の存在は私にとって非常に大きかったです。

中村さんは唯一の同期として 2 年間の研究生生活を共にしたパートナーです。お互い研究が非常に苦しい時期がありました。そのようなときにお互いの苦しみを理解し合いサポートし合える大切な存在でした。2018 年の春の学会前に二人で夜遅くまで研究室で格闘をしたことや、息抜きに少し遠くまで足を延ばして食事をとりに行ったことは忘れません。2 年間本当にありがとうございました。

横田君と森君、そして相原君、彼らは尊敬ができる後輩でした。三人とも研究にとっても熱心で、夜遅くまで研究室に残り自分の研究に取り組む姿は、素晴らしいものでした。皆それぞれに自分の専門分野を持ち、私に知識を享受してくれました。また彼らの存在で研究室が非常に明るいものとなっていたように思われます。彼らのおかげで研究室に来るのが楽しみでした、ありがとうございます。

秘書の北山さんは事務的な手続きをしてくださるのみでなく、日頃から私達学生のことを気にしてくださり、非常に暖かく見守ってくださいました。北山さんがお越しになる曜日の研究室はどこか暖かみにあふれていたように感じます。北山さんのサポートに大変感謝しております。

ポリクロメータに関しては、川面さんに多くのことを教授して頂きました。また Zeeman 効果の計算に関しては、四竈先生にも非常にお世話になりました。この場を借りて心よりお礼申し上げます。

吉田先生を始め、皆様の存在なくして本研究を完成させることはできませんでした。大変感謝しております。誠にありがとうございました。

## 研究発表

[1] 桂 将太郎, 吉田 善章, 西浦 正樹, 釧持 尚輝, 管田 徹也, 中村 香織,  
川面 洋平

“磁気圏型プラズマにおける、高エネルギー電子、低エネルギー電子、イオンのエネルギーバランス”

日本物理学会 第73回年次大会, 東京理科大学野田キャンパス (2018.3.22)

[2] 桂 将太郎, 吉田 善章, 西浦 正樹, 釧持 尚輝, 中村 香織, 森敬洋,  
横田 侑己, 川面 洋平

“磁気圏型プラズマにおける電子のエネルギーバランス”

日本物理学会 第74回年次大会, 同志社大学京田辺キャンパス (2018.9.2)

(発表予定)

[3] 桂 将太郎, 吉田 善章, 西浦 正樹, 斎藤 晴彦, 釧持 尚輝, 中村 香織, 森  
敬洋, 横田 侑己, 川面 洋平

“磁気圏型プラズマ RT-1 における粒子輸送の実験的解析”

日本物理学会 第75回年次大会 14aK309-8 九州大学伊都キャンパス (2019.3.14)