

—修士論文—

2次元高精細ドップラー計測を用いた 磁気リコネクション加熱の実験的検証

平成29年 2月 3日提出

指導教官小野 靖 教授

東京大学工学系研究科 電気系工学専攻

37-156456 木村心

内容梗概

核融合は経済的な可能性や資源の豊富さ、高レベル放射性廃棄物を生み出さない事などから未来のエネルギーとして期待されている。その経済性を表す指標である β 値について、球状トカマクは高い値を持つことが知られている。この球状トカマクでのプラズマ核融合を実現する上でセンターソレノイドコイルを用いない初期プラズマの加熱が必要とされている。本研究室ではその手段としてプラズマの合体による磁気リコネクションを提案している。

プラズマ合体による磁気リコネクションをプラズマ核融合に応用する上で、その加熱機構やイオン温度分布を計測する事は不可欠である。本研究ではイオン温度分布を計測するための 96ch の多点計測によるドップラー計測を実現した。その計測系を用いてリコネクション磁場と直接の相関関係にある PF コイルの出力を増強する前後でのイオン加熱の比較を行った。

結果として、PF コイルの最大電流値を 15kA から 20kA に増強した場合に少なくともプラズマエッジにおいて、イオン加熱が 1eV から 4eV へと増加することを確認した。

目次

第一章	序論	1
第二章	実験装置概要	7
第三章	分光計測系	9
第四章	イオンドップラー計測	12
第五章	局所分布の再構成	15
第六章	実験条件	20
第七章	実験結果	22
第八章	結論	26

参考文献

謝辞

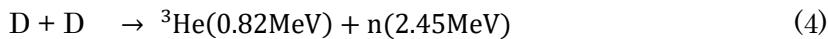
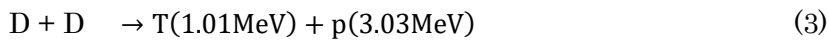
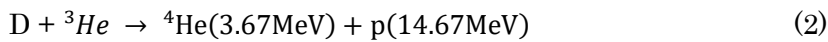
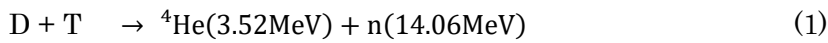
第一章

序論

1.1 プラズマ核融合

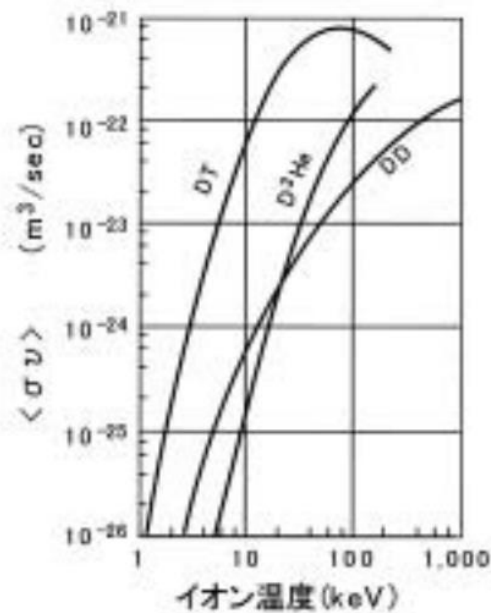
核融合はその経済的可能性や資源の豊富さ、高レベル放射能廃棄物を生み出さない事などから未来のエネルギーとして期待されている。

将来的に利用が可能と考えられている核融合反応には以下の物が挙げられる。



D は重水素、T は三重水素である。

核反応の反応率とイオン温度の関係は下のようになっている。



「よくわかる核融合のしくみ第一回 核融合炉の概要—そもそも核融合とは」上田良夫、井上多加志、栗原研一 より掲載[1]

Figure 1 熱平衡状態にあるDT,DHe,DDの核融合反応率

核融合を起こす為には電気的なポテンシャルを超えてイオンが衝突する必要があり、図1のとおり比較的低温領域で反応率の高いDT反応においても少なくとも10keVを超える高温の状態を必要とし、またDとTの頻繁な衝突を実現するために高い密度が求められ

る。そこで、高温でプラズマ化した D,T を磁場により閉じ込め、加熱するプラズマ核融合が有力視されている。他の核融合として、爆縮による慣性による閉じ込めを行うレーザー核融合や、静電力を用いた核融合などが考えられている。

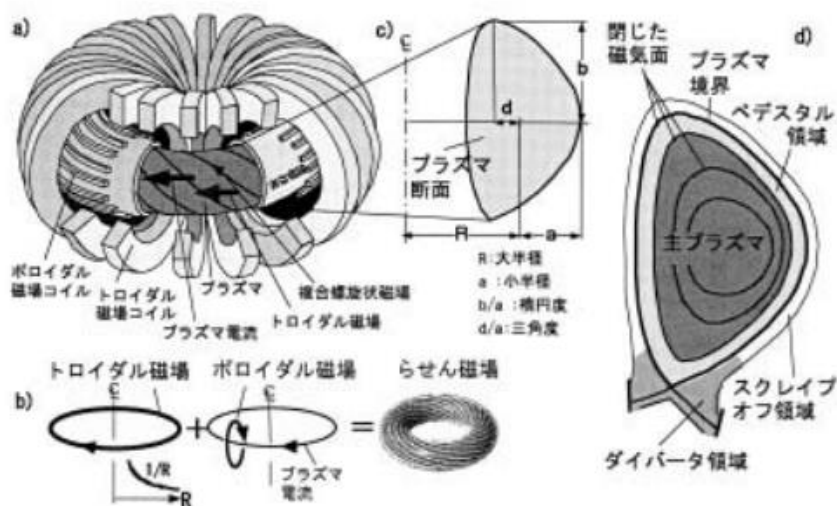
1.2 トカマク及び球状トカマク (ST)

イオンや電子はサイクロトロン運動をし、磁力線に巻き付くような運動をするので、プラズマを閉じ込めるには円環状の磁場を作ればよい。この磁場をトロイダル磁場という。しかし、実際に実現する円状の磁場には勾配が生じる。その磁場勾配によりイオンと電子はそれぞれ磁場に垂直な向きにドリフトする。その向きが反対である為に分極が生じ、結果プラズマ内に電界が発生する。電界と磁場の相互作用によりイオンと電子はドリフトし、結果的に閉じ込め領域から漏れてしまう。これら二つのドリフトは下式で表される。

$$\mathbf{v}_{\nabla B} = \frac{\epsilon_{\perp}}{qB} \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{B^2} \quad (5)$$

$$\mathbf{v}_E = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (6)$$

そこで、ポロイダル磁場と呼ばれる磁場を加え磁力線にひねりを加え分極を打ち消す。最終的に磁力線は二つの磁場が重なり合いらせん磁場を形成する。この様な磁場配位を実現する有力な炉の一つがトカマクである。トカマクではトロイダルコイルによりトロイダル磁場をプラズマ自身に流れる電流によりポロイダル磁場を得る。

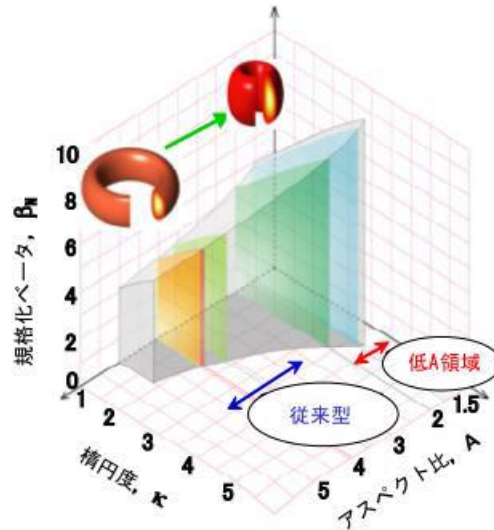


「よくわかる核融合のしくみ第一回 核融合炉の概要—そもそも核融合とは」上田良夫、井上多加志、栗原研一 より掲載[1]

Figure 2 トカマクの磁場構成 ; (a)コイルの基本構成(b)らせん磁場の成り立ち(c)プラズマ断面形成(d)プラズマ領域の構成

このプラズマを閉じ込める磁場の磁気圧とプラズマ自身の圧力の比を β 値といい、この β 値が高い事はより経済性の高い核融合炉を意味する。

この β 値とアスペクト比及び楕円度の関係は図のようになる。[2]



核融合炉実用化の技術課題と球状トカマク研究による解決の見通し」(球状トカマク調査委員会編)より掲載[2]

Figure 3 β 値と楕円度及びアスペクト比

上図より β 値を高くする過程で炉の形状がドーナツ形からくり抜いた球状に近くなってゆることが解る。これを球状トカマクといい、次世代の核融合炉として注目されている。

1.3 プラズマの加熱

核融合プラズマを実現し、また維持するためにはプラズマの加熱が不可欠である。加熱の手段としては中性粒子ビームの入射、プラズマ電流によるジュール熱、マイクロ波の駆動などが挙げられる。特に初期プラズマの立ち上げに用いられる手段としてトカマク中心部に設置されたセンターソレノイドコイルの電流を振ることによる誘導電流を用いた電流加熱がある。

しかし、ST は中心部にセンターソレノイドを設置する十分なスペースを持たないため別な加熱方式が求められる。本研究では、その加熱方法の一つとして磁気リコネクションを提案する。

1.4 磁気リコネクション

磁気リコネクションとは磁力線がつなぎ変わる現象である。一般にプラズマは高い導電率を持つため磁力線に拘束され一体となって動く。そして下図のように対向する磁力線が接近した場合、2本の磁力線が対峙する X ポイントにおいて紙面垂直方向に電流シートを

形成し磁力線のつなぎ変わりを妨げるといわれる。しかし、実際には粒子の衝突や非線形効果のためにプラズマが有限な抵抗をもつため、磁力線を横切る粒子が生じプラズマは一時、拘束から放れ磁力線がつなぎ変わる。

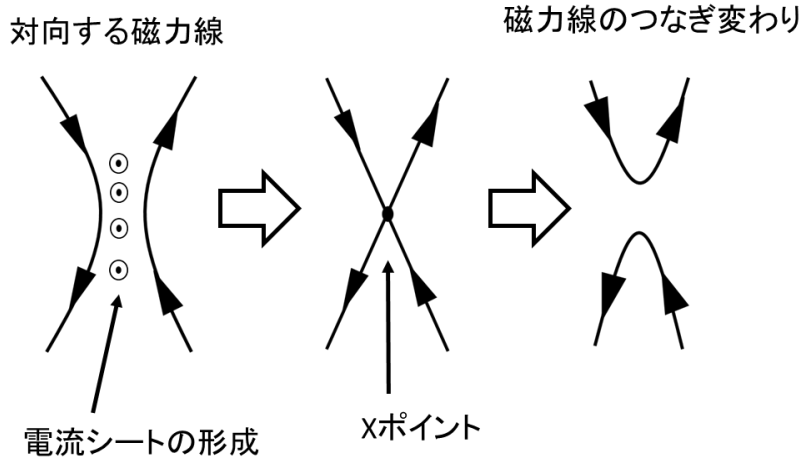


Figure 4 磁気リコネクションの様子

このとき、磁気エネルギーが解放され粒子が加速されるといわれている。

1.5 磁気リコネクションと加熱

磁気リコネクションを解釈する理論はいくつかあるが、ここではリコネクションの起こる拡散領域に電流シートが生成されることを仮定した Sweet-Parker モデル[3][4]に沿ってリコネクションと加熱の関係を述べる。

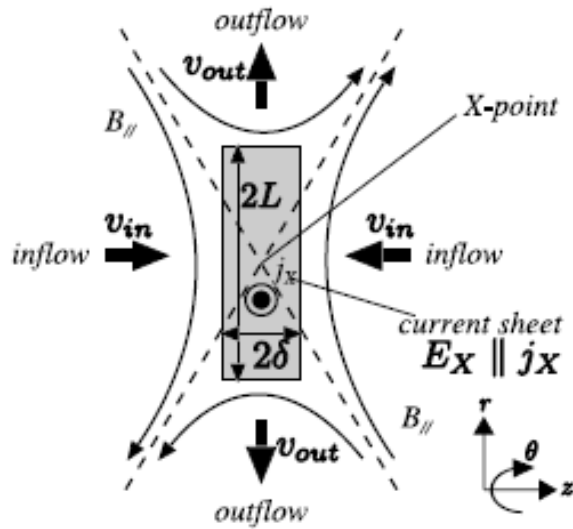


Figure 5 Sweet-Parker モデル

Z 方向から電流シートに流れるフローをインフロー v_{in} とし、r 方向に流れ出るフローをアウトフロー v_{out} とすると連続の式より下式を得る。

$$v_{in}L = v_{out}\delta \quad (7)$$

拡張されたオームの法則を適用し、

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{j} \quad (8)$$

のトロイダル方向成分を考える。電流シート外では導電率が十分大きいとして

$$E_t = -v_{in}B_r \quad (9)$$

となり、電流シート内部では磁場を 0 だと仮定し

$$E_t = \eta j_t \quad (10)$$

を得る。

また $\mu_0 \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}$ を電流シートの周りで積分し

$$j_t = \frac{B_r}{\mu_0 \delta} \quad (11)$$

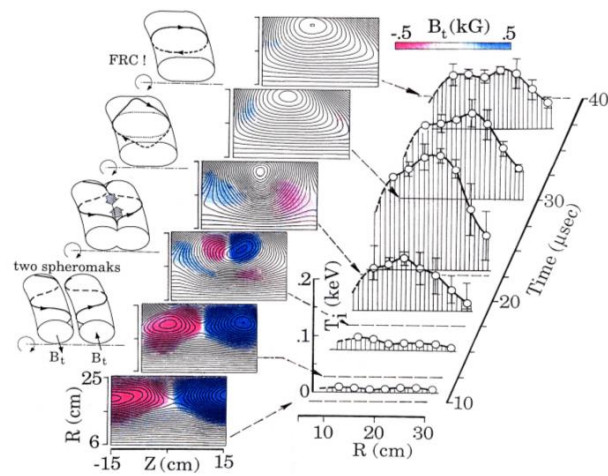
これに先ほどのオームの法則および連続の式を適用し

$$\begin{aligned} v_{in} &= \frac{\eta}{\mu_0 \delta} \\ &= \sqrt{v_{out} \frac{\eta}{\mu_0 L}} \end{aligned} \quad (12)$$

を得る。熱圧力と磁気圧がつり合っている場合、

$$\frac{B_r^2}{2\mu_0} = \frac{\rho v_{out}^2}{2} \quad (13)$$

このことからリコネクション磁場 B_r の二乗とアウトフロー v_{out} の二乗が比例することが解る。この、リコネクションにより加速されたイオンのフローが衝突や粘性の効果により全て加熱に変換された場合その温度上昇は運動エネルギー $\frac{1}{2}mv_{out}^2$ に比例し、すなわちリコネクション磁場の二乗に比例すると考えられる。実際過去に当研究室でリコネクション磁場とイオン温度の上昇の二乗則が確認されている。[5]



Y.Ono,M.Yamada,T.Akao,T.Tajima,and R.matsumoto”Ion Acceleration and Direct Ion Heating in Three-Component Magnetic Reconnection”より掲載

Figure 6 対向する磁場のつなぎ変わりと上昇するイオン温度[5]

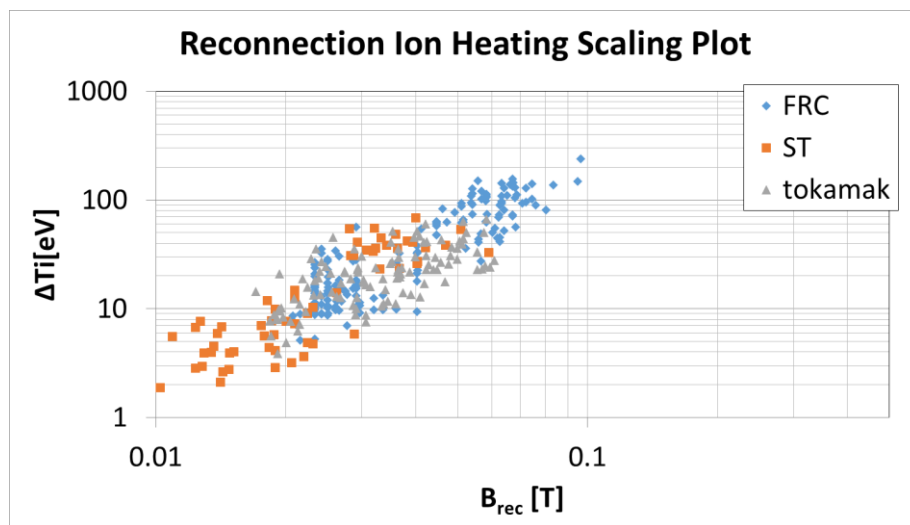


Figure 7 リコネクション磁場と加熱

1.6 研究目的

本研究ではリコネクション磁場やガイド磁場の強度、あるいはガス種など磁気リコネクションの条件を変化させ、リコネクションにおける加熱を検討する。その為に高精細のドップラー計測系を構築し、増強されたバンクでの実験を行った。

第二章

実験装置概要

2.1 プラズマ生成部

- TS-3 : 全長 1030[mm]、高さ 750[mm]の真空容器で両端に PF コイルを備える。装置両端でプラズマを生成し合体によるリコネクションを実現する。
- PF コイル : 誘導起電力により ST (球状トカマク) を生成し、トロイダル電流を誘起する。
- TF コイル : トロイダル磁場を生成する。プラズマが点いている時間スケールから見るとほぼ定常と見なせる。
- EF コイル : プラズマのフープ力を押しえつける。0.02 [T] のほぼ一様な磁場を定常で出力する。
- ポンプ : 真空を引くロータリーポンプとターボポンプが稼働し、 1×10^{-6} torr まで達する。
- 放電電極 : 予備電離により、ST プラズマが立ち上がりやすくする。
- ピエゾバルブ : 所定の時間だけバルブを開き、目的気体を ts3 に送る。これに同期してコイルを稼働する。
- バンク : 大容量のキャパシタで PF 用のバンクは 15kJ、TF 用のものは 100kJ のエネルギーを持つ。PF 用のものは今年 30kJ にアップグレードした。

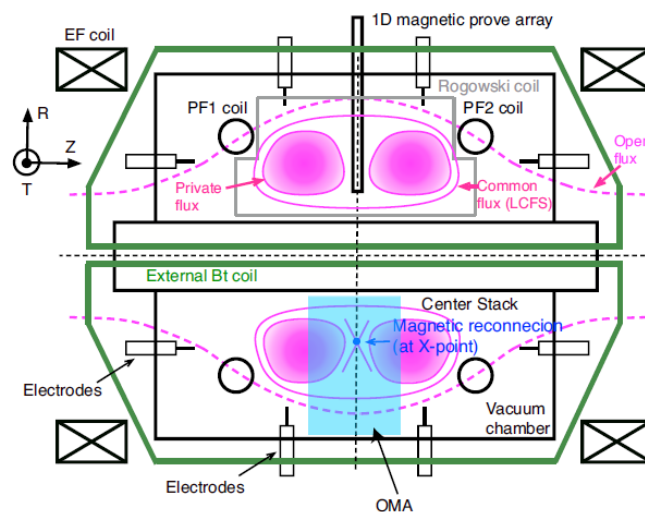


Figure 8 プラズマ合体装置 ts-3 の断面図

2.2 計測系

ロゴスキーコイル：PF コイルや TF コイルの入り線に巻くことでその電流値を計る。電流の変化により誘起される磁場による信号を積分するので直流の電流は測定できない。

磁気プローブ：ファラデーの法則により微小コイルに誘起された電圧を測定する事により磁場を測定する。今回は B_z （ポロイダルコイルに垂直な方向）を多点計測することにより磁気面を描く。

ドップラー計測系：96 点での分光計測により、イオン温度や発光の r - z 分布を測定する。本研究で主に用いられたドップラー計測の分光計測系を次章に記す。

第三章

分光計測系

既存の計測視線は 8(r 方向)×4(z 方向)の 32 チャンネルであったが、本研究で使用する計測系では 16(r 方向)×6(z 方向)の 96 チャンネルでの計測を実現した。

計測系の全体図を簡単に下に記した。

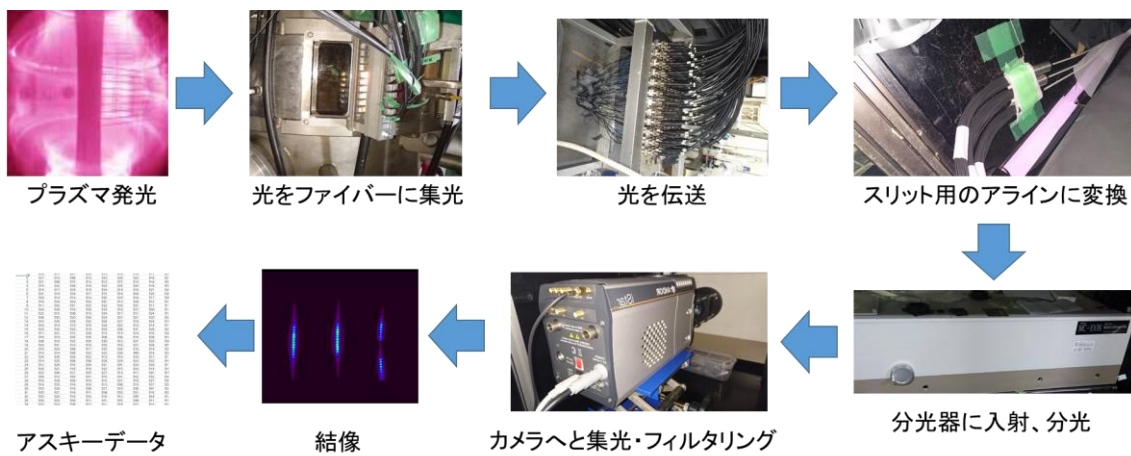


Figure 9 分光計測系の全体図

まず、プラズマを取り込むスリットを小型化し、集光用のレンズを 16 本のファイバーで共有した。

ファイバーを束ねるスリットを製作



アップグレード
視線数増加



以前のスリット



Figure 10 小型化されたスリット (左上) と統一されたレンズ (右)

また、スリット入射する列を3列にし、取り込めるチャンネル数を3倍にした。

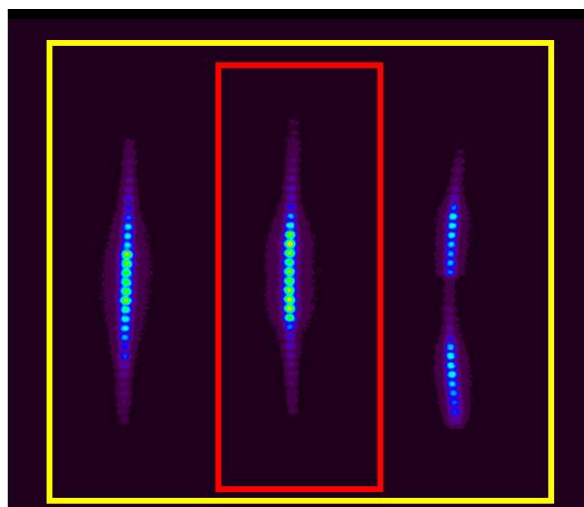


Figure 11 従来利用していた 32 チャンネル (赤枠) と
現在利用している 96 チャンネル (黄枠)

これらの分光計を組むにあたり、ファイバーの入射口とレンズの間の焦点距離を合わせるレンズボックスと、計測視線を定めるホルダーが一体となった構造物を設計し作成した。

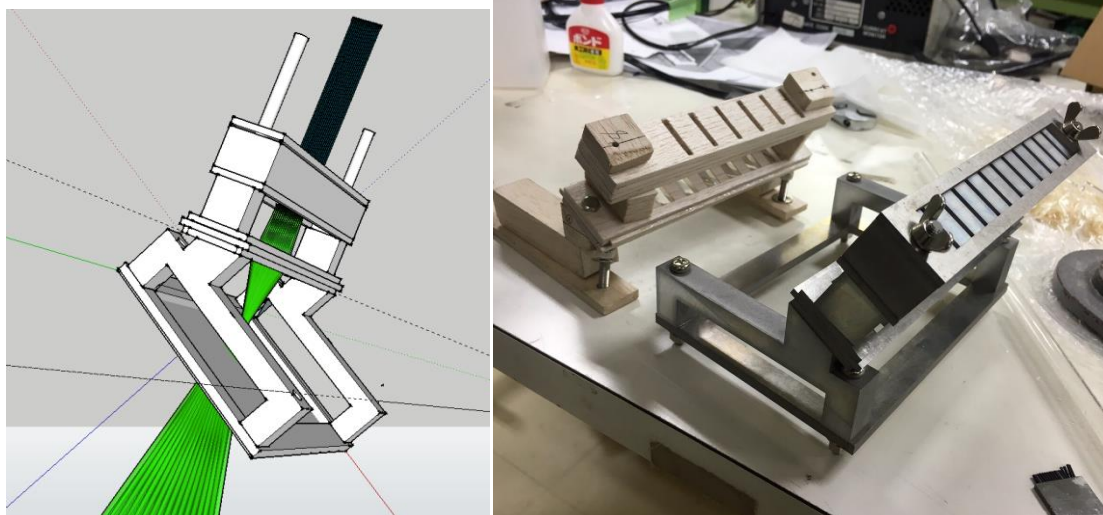


Figure 12 3DCADによる一体型ホルダーの設計図(左)と実際に作成したホルダー(右)

また、解析の際に計測パスの座標が必要となるのでその位置を設計図を確認するとともにレーザーを入射した際のパスによっても確認した。

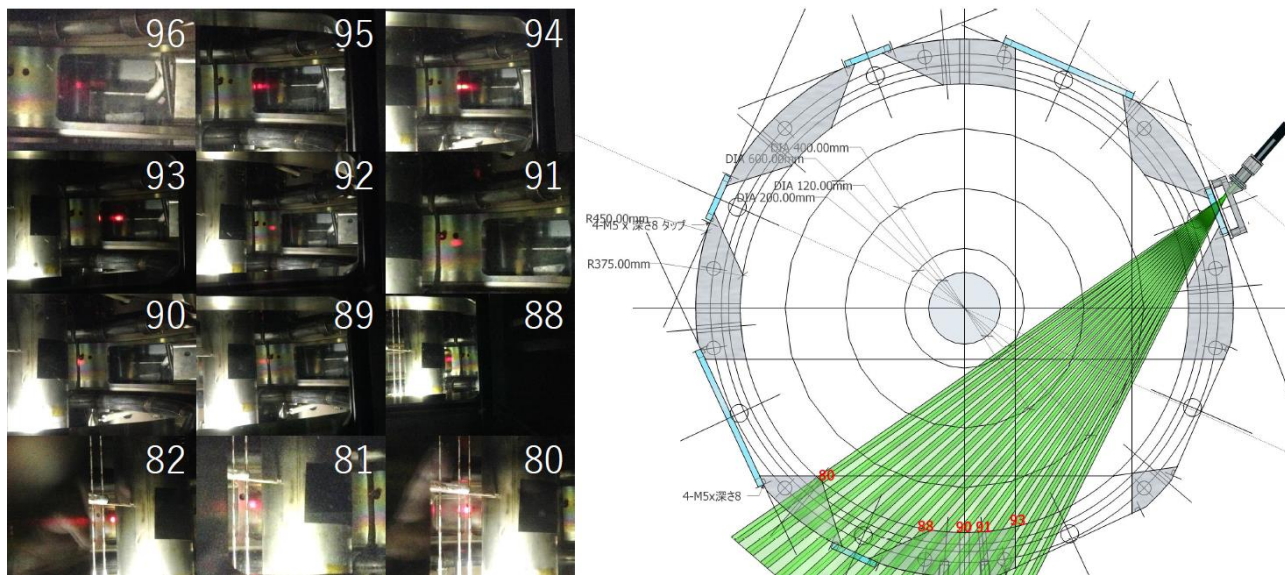


Figure 13 計測位置の確認のようす

第四章

イオンドップラー計測

この章ではドップラー計測によるイオン温度計測の原理、および視線積分された信号データから局所分布を求める過程を記す。

電子が励起するとき、その原子種や励起準位から決定される固有の波長の光を放出するが、イオンが速度 v で動いているとき、ドップラー効果により波長がシフトする。

そのシフト量は下のようになる。

$$\Delta\lambda = \frac{v}{c}\lambda \quad (14)$$

結果、波長ごとの発光強度 $I(\lambda)$ はイオンランダムな熱運動に対応し、下のようになる。

$$I(\lambda) = \frac{Kn_0}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\lambda-\lambda_0}{\sigma}\right)^2\right] \quad (15)$$

イオンの速度分布がマクスウェル分布に従っているとき、この関数の全半値幅 $\Delta\lambda_{1/2} = 2\sigma\sqrt{2\ln 2}$ を用いてイオンの温度は下のように表される。A はイオンの原子量である。

$$T_i = 1.69 \times 10^8 A \left(\frac{\Delta\lambda_{1/2}}{\lambda_0}\right)^2 \text{ [eV]} \quad (16)$$

このように計測するイオンの原子量に応じて波長のドップラー広がりがあり、また同じ原子種であっても計測する波長ラインに応じて広がりがあることが知られている。[6]

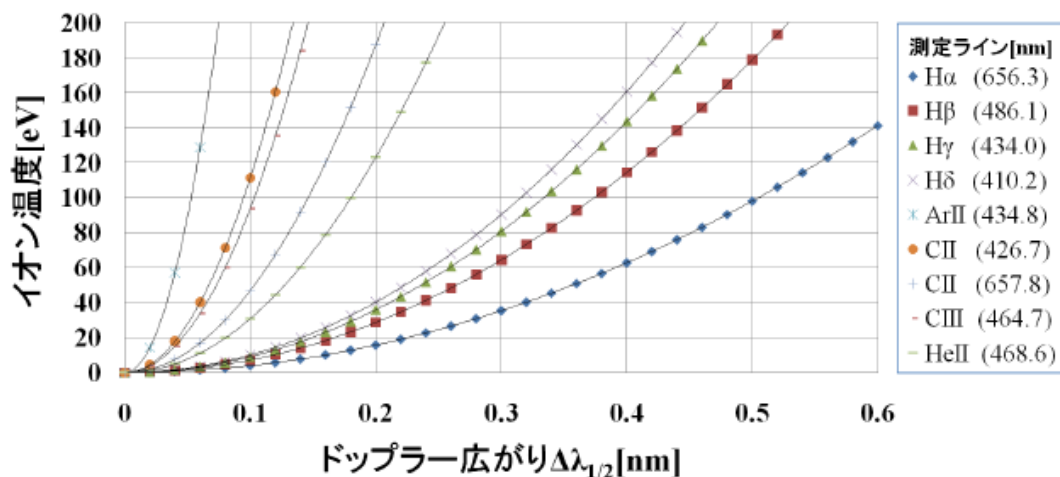


Figure 14 ライン毎のドップラー広がり

スペクトルの広がりからイオン温度が求まる一方で、そのシフトを観測することでイオンのフローを求めることが出来る。

フローを v とすると、その発光強度 $I(\lambda)$ は下記のようになる。

$$I(\lambda) = \frac{Kn_0}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\lambda-\lambda_0(1-\frac{v}{c})}{\sigma}\right)^2\right] \quad (17)$$

なお、 v は観測者に近づく方向を正としている。つまり、近づく場合はブルーシフト遠ざかる場合はレッドシフトを所以说える。

この、波長方向のシフトや広がり は回折格子を経ることで計測用の ICCD カメラの横方向の広がりに対応するわけであるが、計測対象の絶対温度や速度を正確に知るためにはカメラの横方向への 1bit が波長方向の何 nm に対応するか知る必要がある。そこで、波長とカメラ上での尺度の比率を知るために隣り合った既知の波長ラインを入射する。下に記す図では Ar のランプを入射し左から順に 425.9362nm、426.6286nm、427.2169nm のラインを結像している。例えば 425.9362nm と 426.6286nm の間 が 122pixel であれば 1pixel あたりの波長は 0.0049nm となる。

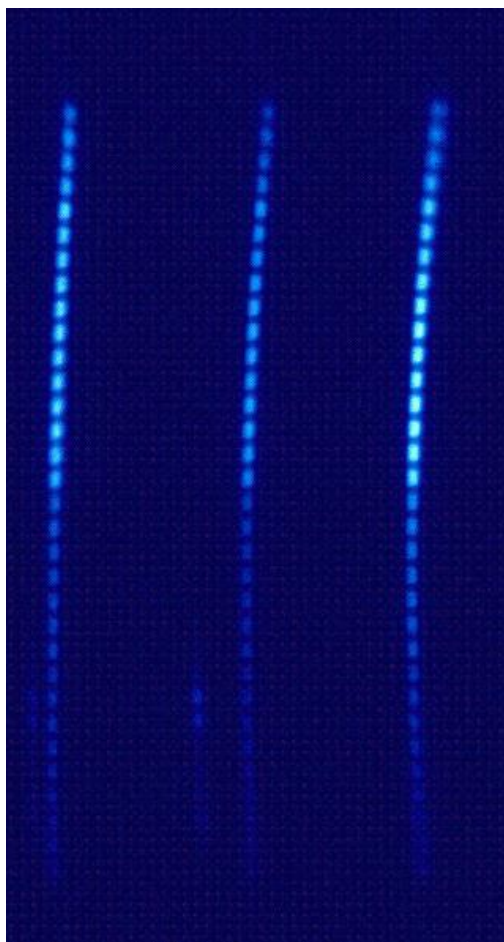


Figure 15 波長校正に用いた Ar ライン、左から順に 425.9362nm、426.6286nm、427.2169nm

この波長と結像位置の関係を逆線分散といい、その比率 $\left|\frac{d\lambda}{dx}\right|$ は下の式で表される。

$$\left|\frac{d\lambda}{dx}\right| = \frac{m}{|m|} \frac{d\lambda}{dx} = \frac{1}{f} \left(\sqrt{\left(\frac{\cos\theta_0 \cos c}{10^{-6}mg}\right)^2 - \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2} + \frac{m}{|m|} \frac{\lambda}{2} \tan\theta_0 \right) \quad (18)$$

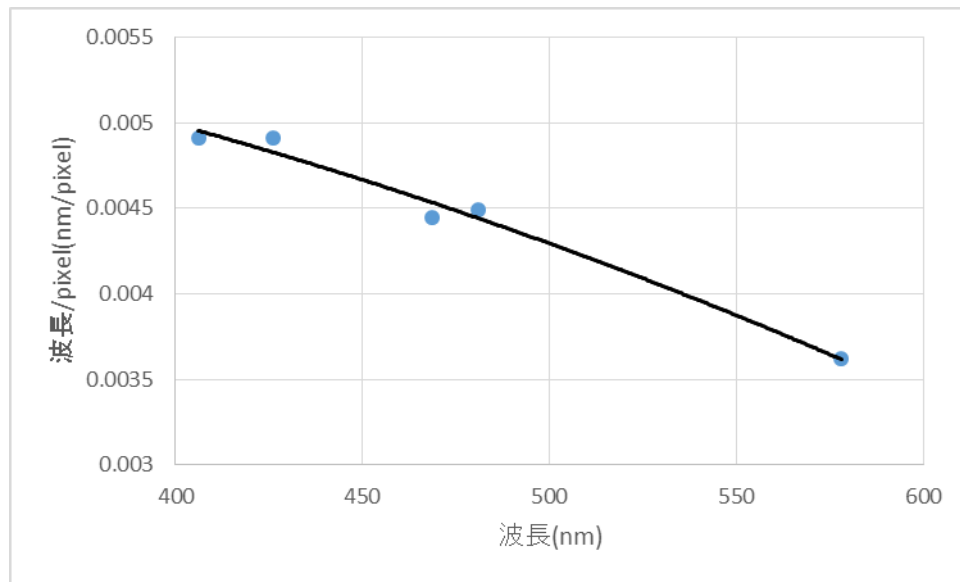


Figure 16 逆線分散

今回は、Ar の 426nm 付近の値と Hg の 577nm 付近の値を結び線形補間したものを逆線分散として利用した。

第五章

局所分布の再構成

次に視線積分された信号データを局所分布へと変換する手法を述べる。

真空容器の外から窓→レンズ→ファイバーといったようにプラズマの光を集光する場合、視線方向に積分された信号を計測する事になる。このままではプラズマの温度やフローの局所分布が解らないので、視線積分された局所発光分布を多くの計測信号から再構成する必要がある。そこで、用いられるのが CT (コンピュータトモグラフィ) の技術であり主に医療現場などで用いられている。本研究では、ST プラズマの軸対称性を仮定し、それを利用したアーベル変換を用いた。

計測される視線積分済みの信号 $f(y)$ は局所発光分布 $I(r)$ が視線方向に足し上げられたものなので下記のようになる。[7]

$$\begin{aligned} f(y) &= \int_{-\sqrt{R^2-y^2}}^{\sqrt{R^2-y^2}} I(r) dx \\ &= 2 \int_y^R \frac{I(r)rdr}{\sqrt{r^2-y^2}} \end{aligned} \tag{19}$$

この変換をアーベル変換といい、反転公式を用いる事で下記のアーベル逆変換が導かれる。

$$I(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{df(y)}{dy} \frac{dy}{\sqrt{y^2-r^2}} \tag{20}$$

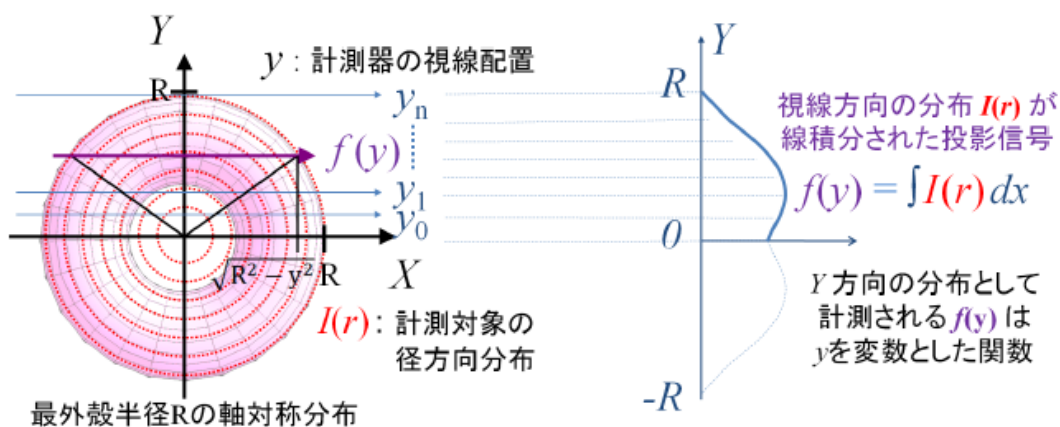


Figure 17 アーベル変換のイメージ図

このアーベル逆変換を用いて局所発光分布及び温度分布を求める。局所分布の為に視線点数を把握するため仮想データを視線積分された信号から再構成するシミュレーションを

用いた。その結果を下に記す。

$f(y, \lambda)$ から $I(y, \lambda)$ を再構成する場合、計測視線点数が少ないと $I(y, \lambda)$ が正確に再現されない。TS-3Uでは96点での計測を予定しており、この点数のうちどれだけを二次元分布に直し、どれだけを正確なアーベル変換の為に計測視線に回すかを決定する必要がある。

局所値 $I(r)$ の分布を様々に仮定し、計測視線数とアーベル変換の再現の程度を考察できる。
[8]

まず、中心部にピークを仮定し、視線計測点数を変化させながら再構成の様子を見た。下図のとおり、計測点数を増やすことで再構成の質が向上することが確認された。

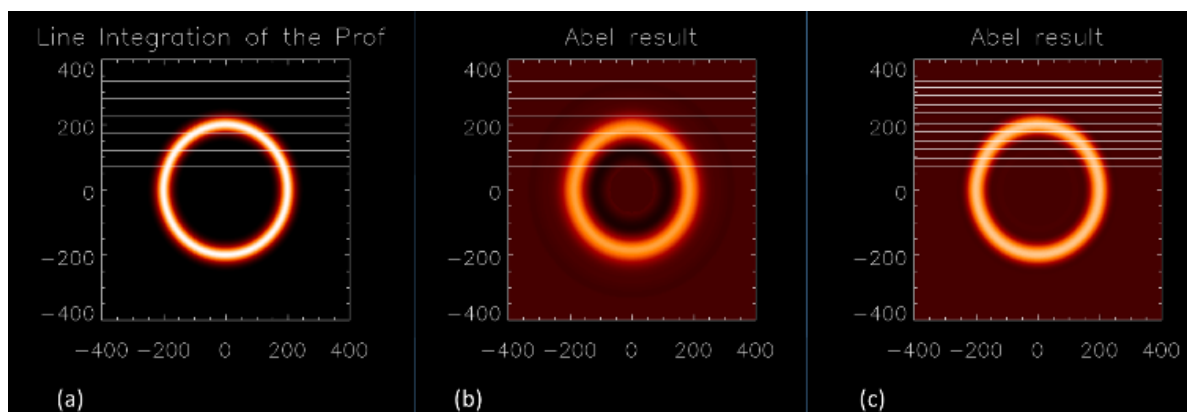


Figure 18 シングルピークにおける、(a)仮定した局所値の分布,(b)視線点数5での再構成,(c)視線点数10での再構成

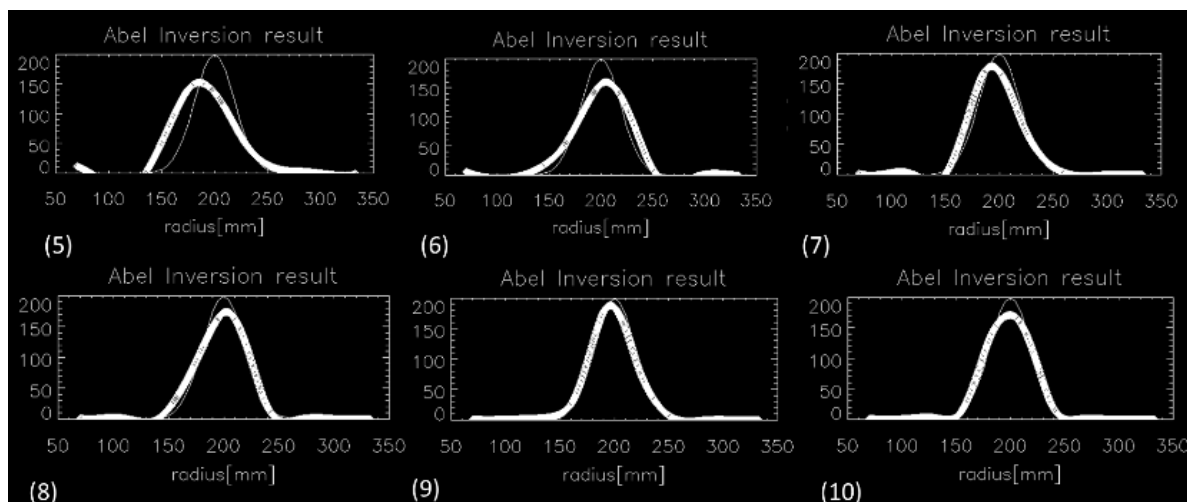


Figure 19 シングルピークにおける、(n)計測視線数nでの再構成した局所値(太線)と元の局所値(細線)のr方向分布

次にピーク点が二つある様な分布において同様の考察を行った。

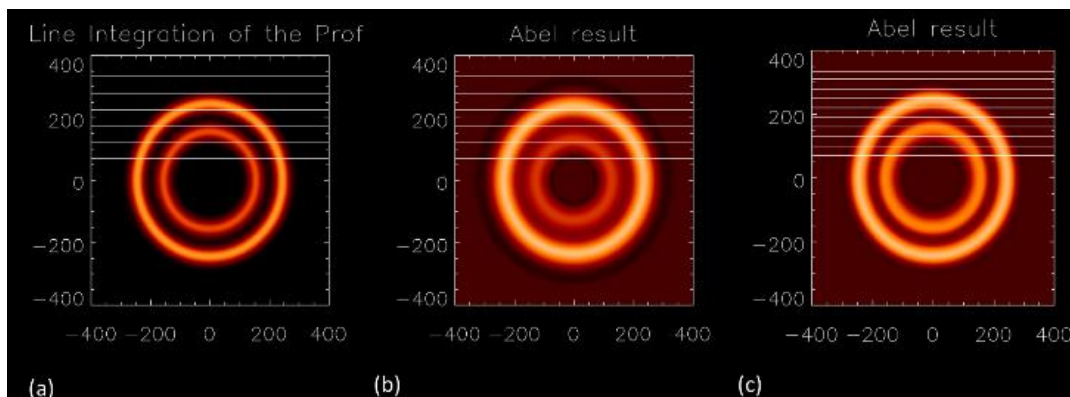


Figure 20 ダブルピークにおける、(a)仮定した局所値の分布,(b)視線点数 5 での再構成,(c)視線点数 10 での再構成

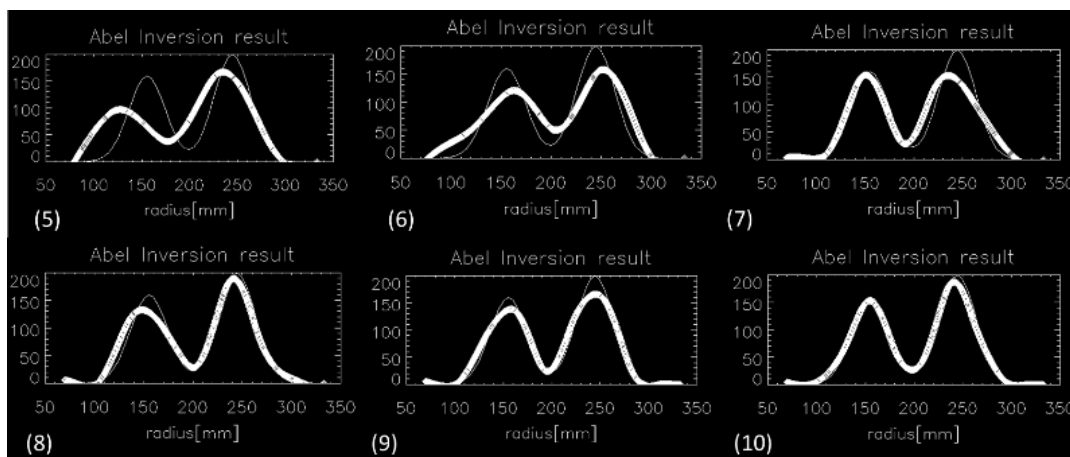


Figure 21 ダブルピークにおける、(n)計測視線数 n での再構成した局所値（太線）と元の局所値（細線）の r 方向分布

シングルピーク、ダブルピークともに視線点数が7を下回ると段々と校正値が崩れるが、かろうじて元の形を保っている。

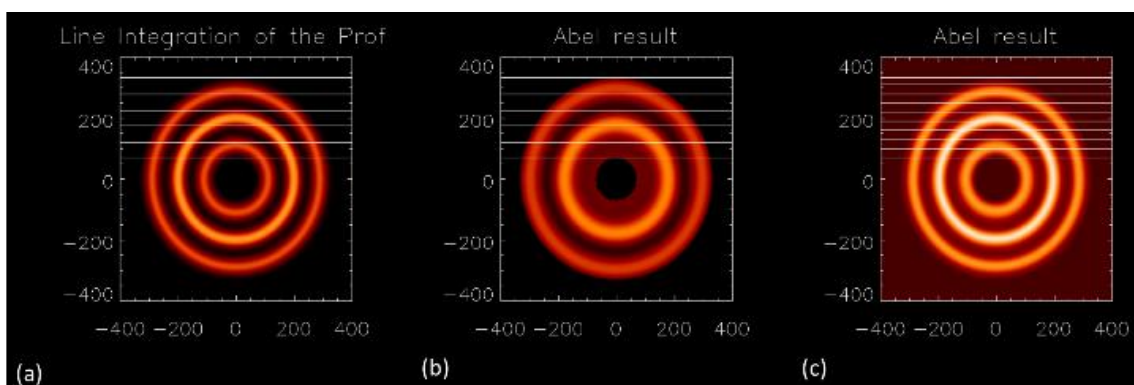


Figure 22 ダブルピークにおける、(a)仮定した局所値の分布,(b)視線点数 5 での再構成,(c)視線点数 10 での再構成

最近の測定ではトリプルピークと思われる発光も見られているので、トリプルピークについても同様の作業を行った。

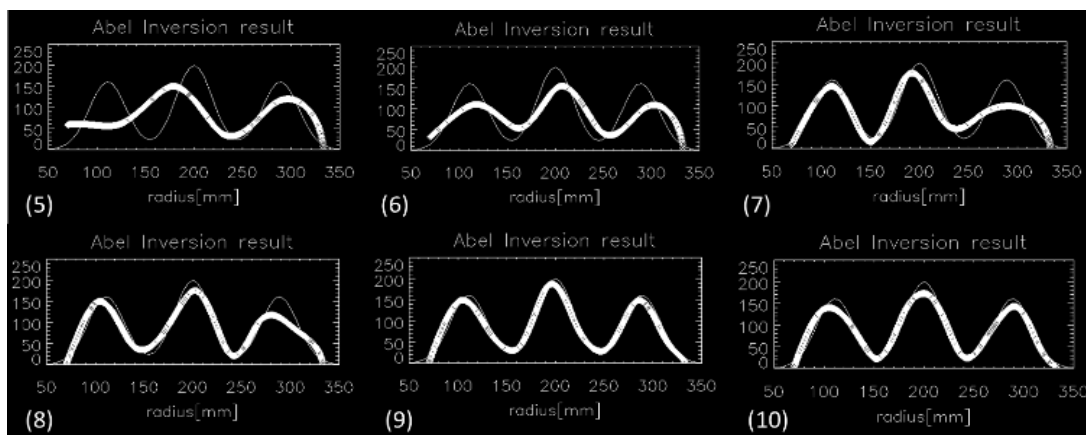


Figure 23 トリプルピークにおける、 (n) 計測視線数 n での再構成した局所値（太線）と元の局所値（細線）の r 方向分布

トリプルピークでは8点を下回ると徐々に分布が崩れ、5点ではダブルピークのような分布となってしまう。

実際の計測では下図のようにピークが内側から外側まで様々に分布する場合は考えられる。そこで、ピーク値を110から260まで変化させた場合の変換の様子を視線点数7において確認した。

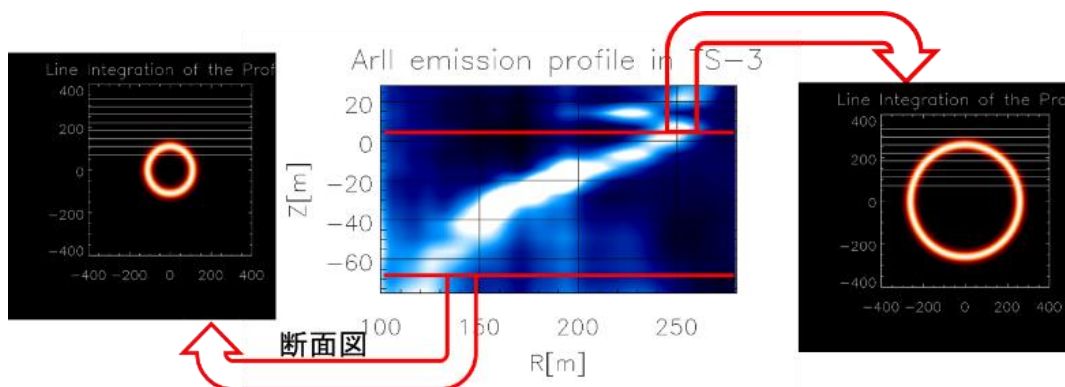


Figure 24 実際の測定データと各 z 座標での断面での分布

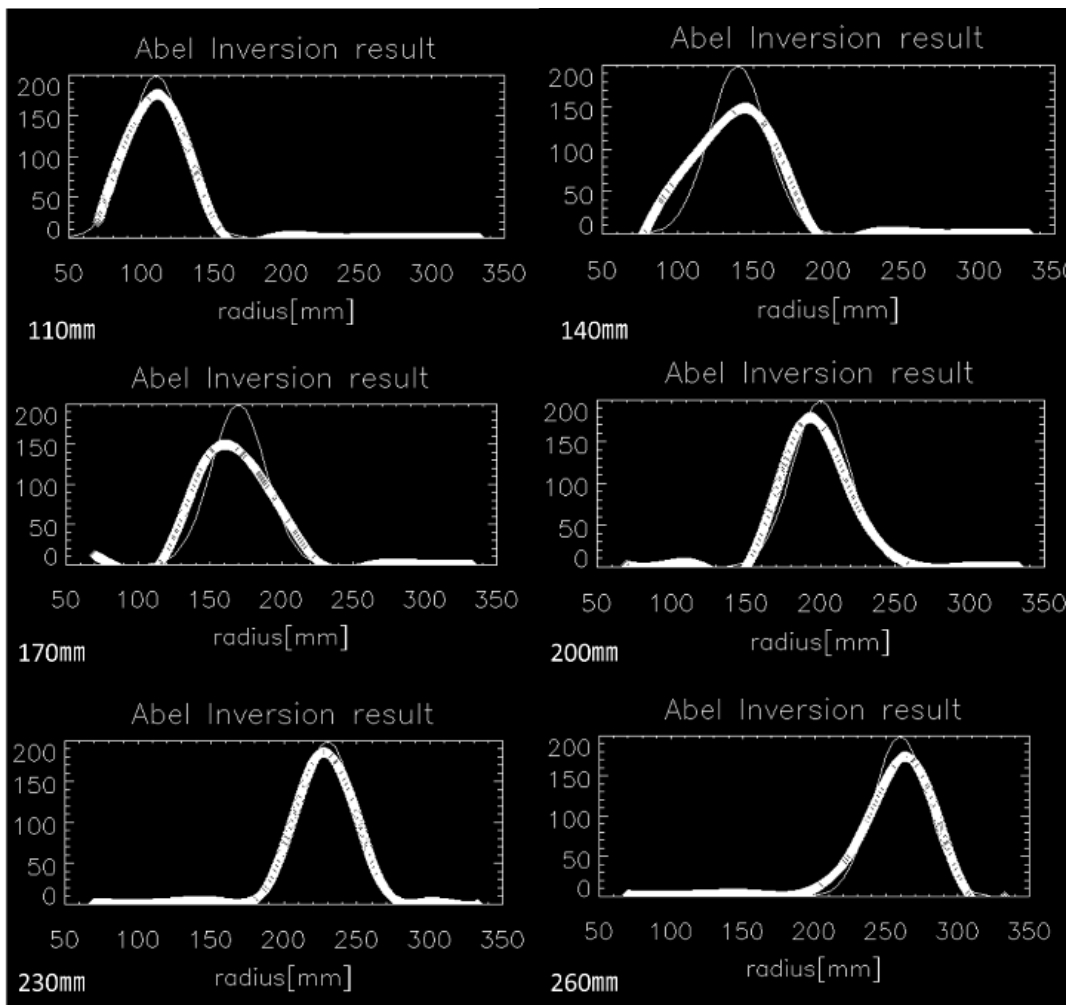


Figure 25 ピーク値を変化させたときの変換結果

結果、ピーク値が変化した場合でも視線点数 7 で概ね分布を追える事が解った。またダブルピーク、シングルピークでは 7 点、トリプルピークでは 8 点以上の視線点数が望ましいと考えられる。本研究では 1 視線あたり 16 点という高精細な計測を実現したが、以上の考察より 1 視線あたりの計測点を 8 点とし、z 方向の解像度を上げる、あるいは他の角度から計測視線を入れるなどの応用が考えられる。

第六章

実験条件

本研究では二つのポロイダルコイルを用いて二つのプラズマを立ち上げプラズマを合体する。故にこのポロイダルコイルの出力はリコネクションによる加熱に正の相関を持つと考えられる。

本研究では、この PF コイル用のバンクを増強し比較を行った。増強の前後でのスペックを下に記す。

Table 1 バンク増強前後でのスペック

	バンク変更前	バンク変更後
バンク容量	18.75uF	37.5uF
コイル電流 (最大値)	15kA	20kA
印加電圧	35kV	35kV
コイル電流周期	113us	191us

実際に水素プラズマの合体をした際の電流波形は下のようになる。

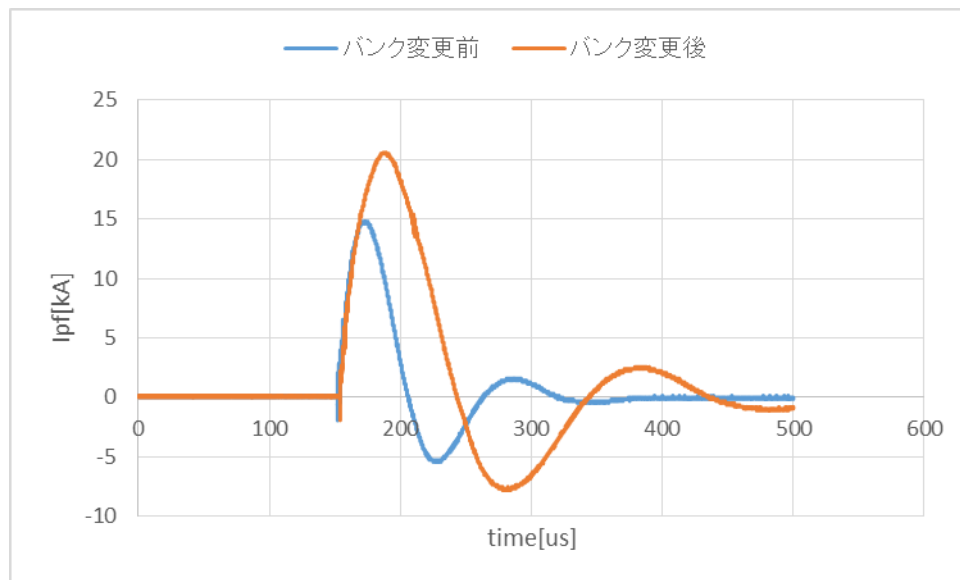


Figure 26 バンク増強前後での PF コイル電流波形

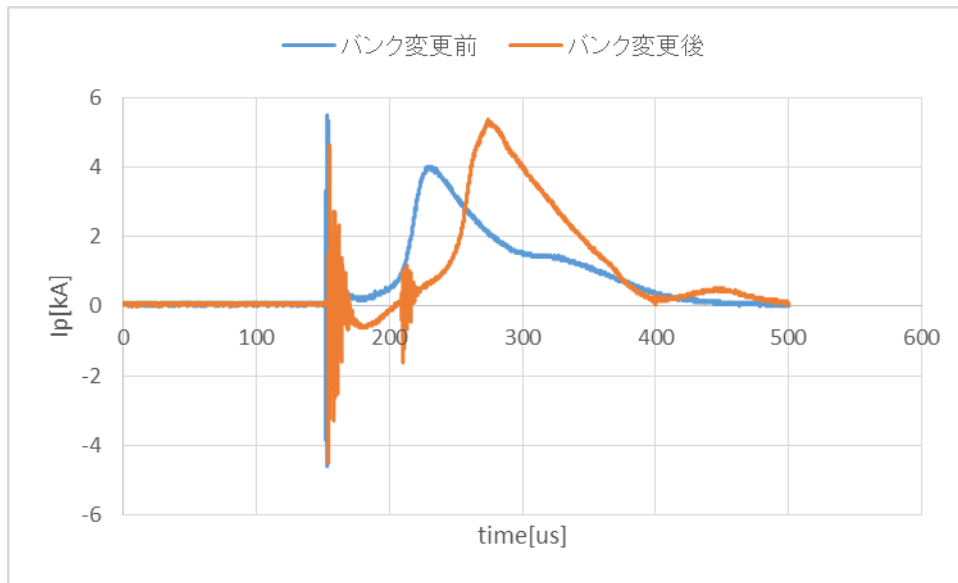


Figure 27 バンク増強前後でのポロイダル方向のプラズマ電流

第七章

実験結果

プラズマ合体装置 ts-3 のアップグレードの前後でリコネクション加熱の変化の比較を行った。それと同時に新分光計測系によるイオン温度計測の試験運用を兼ねた。バンク増強前の発光分布と磁場分布は下に記すようになった。分光計測系での計測ラインは 486.133nm の $H\beta$ ラインを用いた。

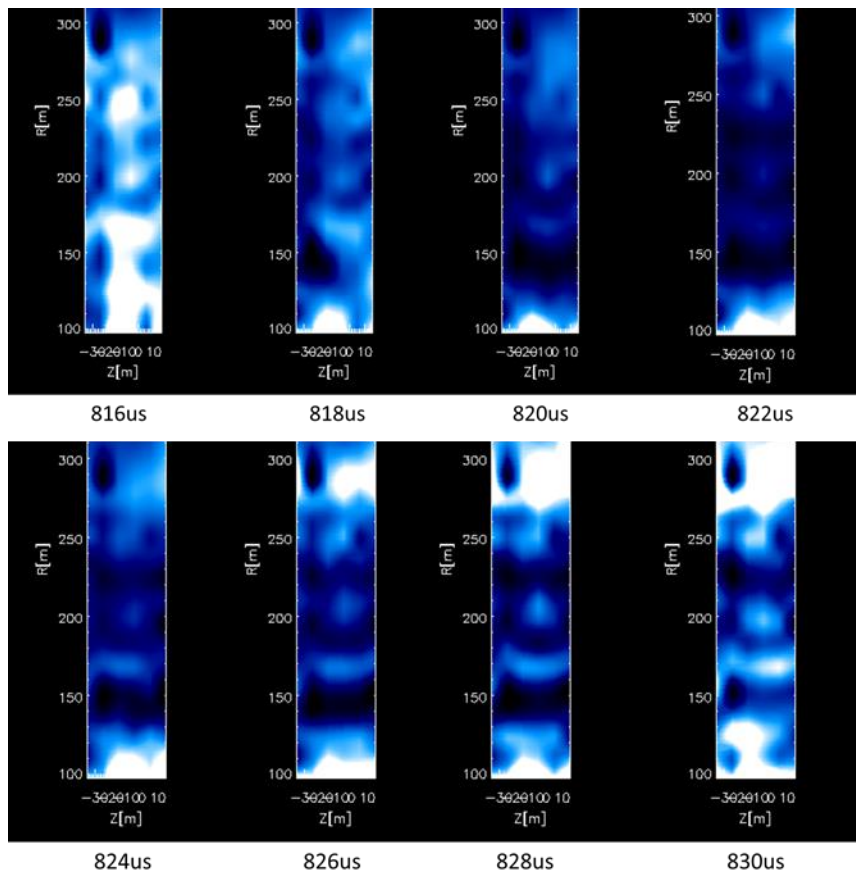


Figure 28 リコネクション前後での発光分布 (バンク増強前)

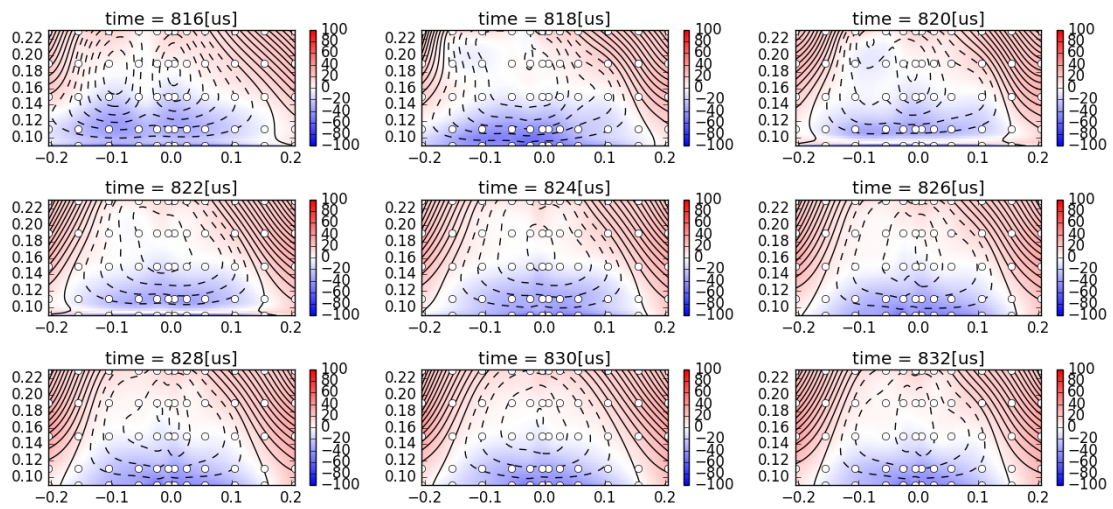


Figure 29 リコネクション前後での磁場分布

磁場分布から 818us 前後で $z = -5[\text{mm}]$ を中心としてプラズマが合体していることが解る。発光分布については x 点付近で発光した後、加熱により中心のプラズマは電離度が上がり発光が減り、プラズマエッジのみが発光している事が読み取れる。実際の温度変化を見るために、下に記す $z = -5\text{m}$, $r > 273.79\text{mm}$ の範囲でのドップラー広がり解析した。当該範囲ではプラズマエッジの発光が支配的であり、疑似的に $r = 273.79\text{mm}$ 局所温度計測とみなせる。

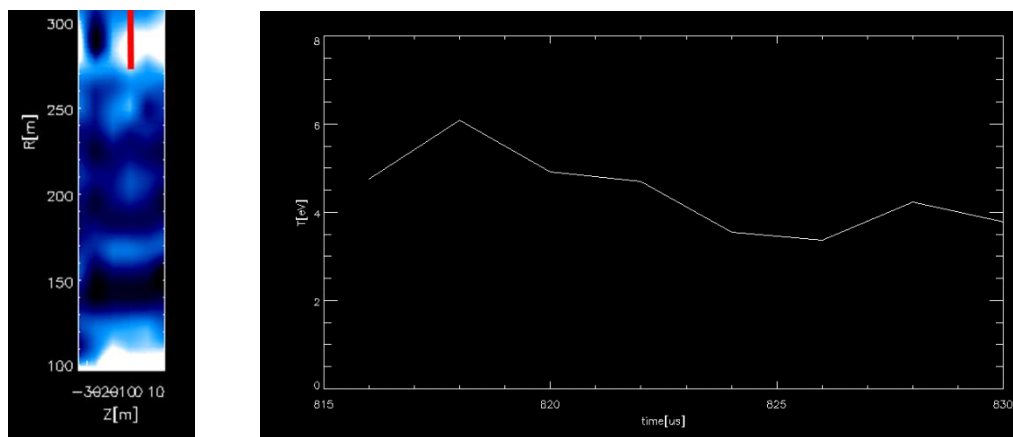


Figure 30 温度計測を行った範囲 (左図の赤線) 及び温度分布の変化 (右図)

温度変化を見ると 818us のリコネクションによりプラズマが 5eV から 6eV へ加熱されていることが解る。これはプラズマエッジでの計測なので、中心部ではより大きなリコネクション加熱が起きている事が予想される。しかし、現状のH β ラインでは電離度が高く中心部のドップラー計測は困難であるので、新しい手法或いは計測ラインの開発が期待されている。

次に、バンク増強後の計測結果を考察する。リコネクション前後での発光分布及び磁場分布は下図のようになる。

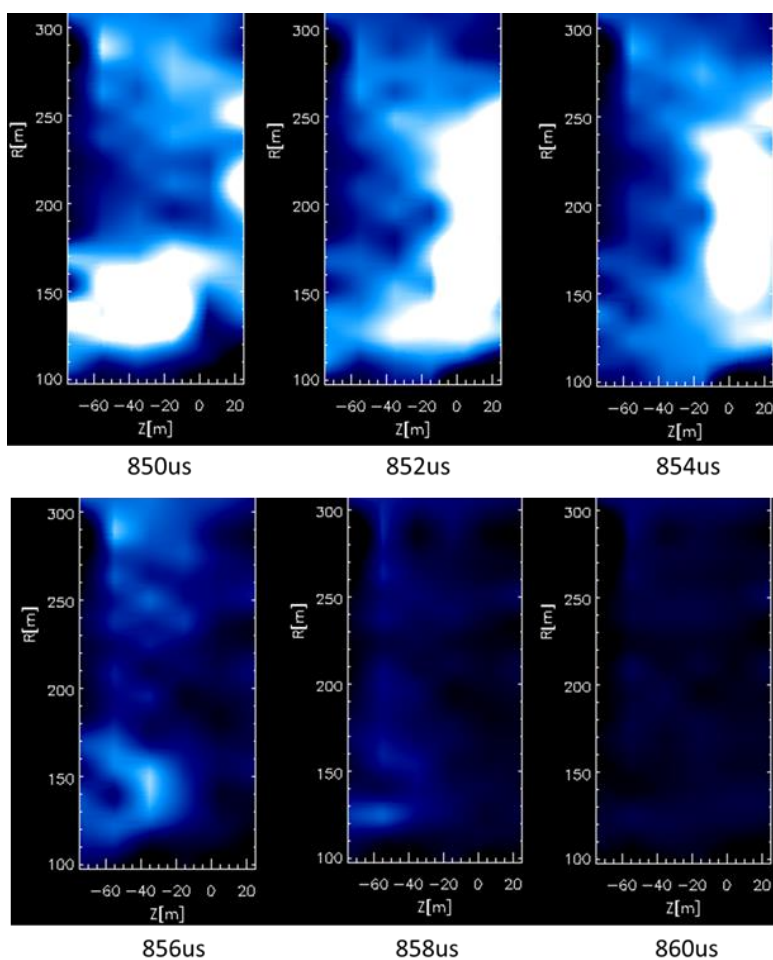


Figure 31 リコネクション前後での発光分布 (バンク増強後)

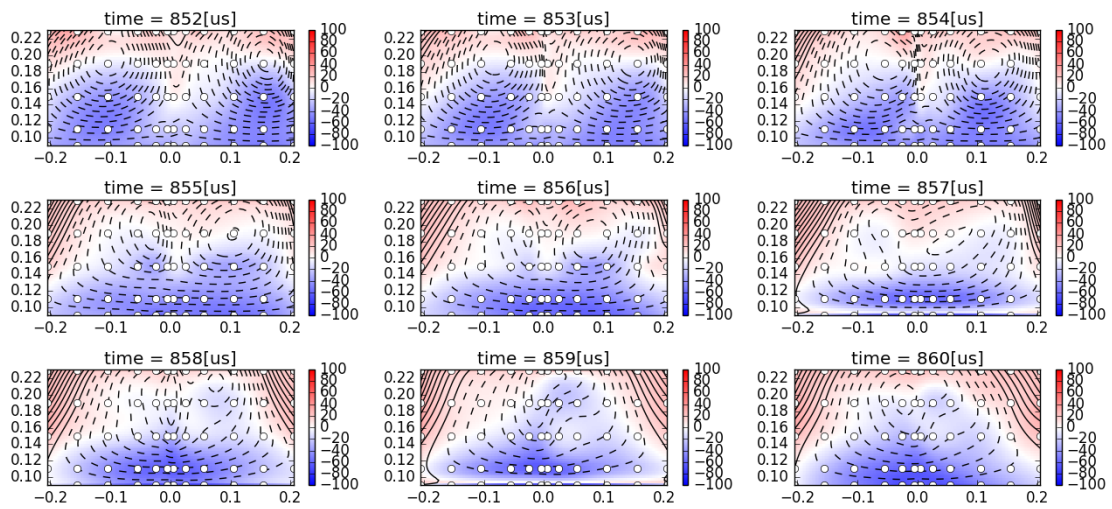


Figure 32 リコネクション前後での磁場分布 (バンク増強後)

磁場分布と発光分布から、856us 前後でリコネクションが起き、プラズマが加熱され、やはり電離度に伴い中心部の発光が減少している事が読み取れる。バンク増強前と同様にプラズマエッジの温度計測を行うと下のようになった。

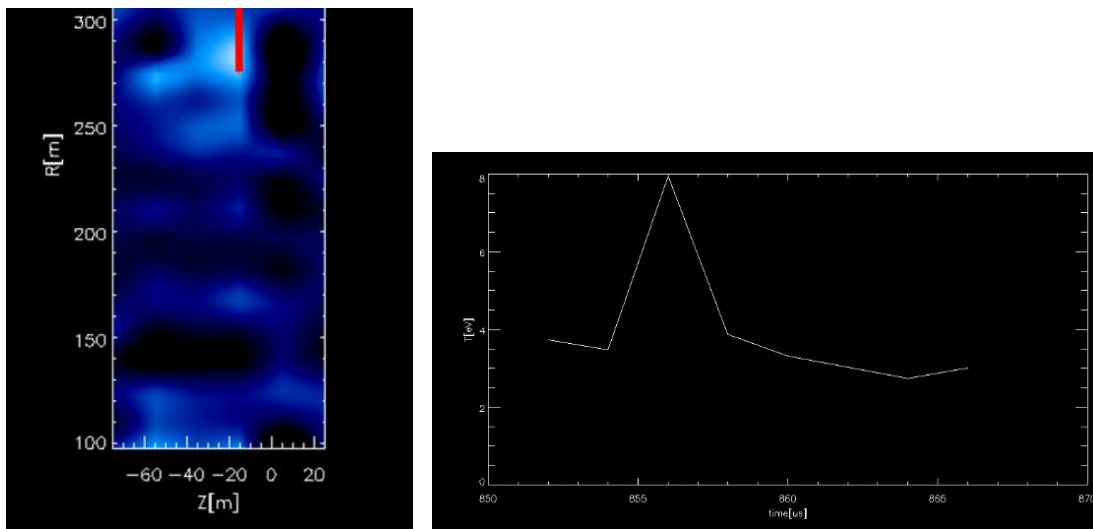


Figure 33 温度計測を行った範囲 (左図の赤線) 及び温度分布の変化 (右図)

結果リコネクションの前後で4eV から 8eV に加熱が観測された。バンク増強前の測定と同じくプラズマエッジでの測定であるので、中心部はより多くの加熱がなされていることが予想される。

第八章

結論

本研究では高精細ドップラー計測の実現と、それによるリコネクション加熱の検証を行った。

リコネクションによりバンク増強前は 1eV の増強後は 4eV の加熱がプラズマエッジにおいて確認された。またそれに伴い、中心部の発光は減少した。

今後の展望として、中心部の温度再構成を可能にする手法が期待される。その手段としては混合ガスの使用、計測ラインの新規開拓、あるいは NBI ドップラー計測などが挙げられる。

参考文献

[1] 上田良夫、井上多加志、栗原研一（2004）“よくわかる核融合のしくみ 第一回 核融合炉の概要—そもそも核融合炉とは” 日本原子力学会誌, vol46, No12(2004)

[2] 球状トカマク調査専門委員会（2008）“核融合炉実用化の技術課題と球状トカマク研究による解決の見通し”

[3] P.A.Sweet. *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*. Cambridge University Press, New York, 1958.

[4] E. N. Parker. Sweet's mechanism for merging magnetic fields in conducting fluids. *Journal of Geophysical Research*, Vol. 62, No. 4, p. 509, 1957.

[5] Y. Ono, M. Yamada, T. Akao, T. Tajima, and R. Matsumoto “Ion Acceleration and Direct Ion Heating in Three-Component Magnetic Reconnection” *Phys. Rev. Lett.* 76, 3328- Published 29 April 1996

[6] プラズマ核融合学会, 「プラズマ診断の基礎」, 名古屋大学出版会 (1990)

[7] 篠原広之, 坂口和也, 橋本雄幸, 「Excel による画像再構成入門」, 医療科学社 (2007)

[8] 田辺博士, 「ドップラー分光トモグラフィーを用いた2次元局所イオン温度・流速計の開発」 東京大学修士論文 (2010)

発表文献

1. 木村心*, 川浪雅史, 石田俊介, 中井龍馬, 田辺博士, 小野靖「高磁場トカマク合体加熱実験 TS-U と高出力中性粒子ビーム装置の開発」電気学会口頭発表 (2016)

2. KokoroKimura,MasahumiKawanami, ShunsukeIshida,NakaiSoma,TanabeHiroshi, OnoYasushi “Developments of High-Field Merging Experiment TS-U and High-Power Neutral Beam Injector” magnetic reconnection(2016)

謝辞

本研究を行うにあたりその場と機会を与えてくださった小野靖教授に深く感謝いたします。また、我々のような若年層に至るまで直接ご指導をいただき時には一緒に実働していただき、ありがとうございます。井通暁准教授にはファーストバンクの故障などの八方塞がりの状況で何度もご助力をいただいた事、今でも鮮明に覚えております。助教の田辺博士さんには普段の研究室生活から研究の指導に至るまで大変にお世話になりました。いつも純粋に私の指導のために大変な時間を割かせてしまっていることが申し訳なくなるほどに丁寧に指導いただきました。また、装置の故障や不測の事態で我々学生が精神的にくじけそうな時もいつも明るく励まして下さいました。田辺博士さんの研究人生の繁栄を切にお祈りしております。博士3年の神納康宏さんには毎週金曜日の輪講の度に様々な助言をいただきましたこと深く感謝いたします。神納さんの助言無くしては私の修士論文はおそらく完成しなかったと思います。博士2年の小池秀弥さんには同じ研究班として伴に行動させていただきました。気さくにコミュニケーションを取りつつも作業を牽引して下さりありがとうございます。博士1年の西田賢人さんは自分の研究とは全く関係ない作業であっても私が困っているときはそっと助言してくれたこと忘れません。また、自主ゼミなどの学ぶ機会を与えて下さりありがとうございます。博士1年の姫野さんには実験や作業などで多くのご助力をいただきました。同 M2 の石田俊介君には私生活、研究生活ともにお世話になりました。何かとミスが多い私にいつも注意喚起して下さり、また時として鬱々としてしまう研究生活にいつも楽しげな風を吹き込んでくれました。B4 の成田穂さんとは共同で多くの作業をさせて頂きました。初めての研究でいっぱいであるのに、私や周りの人を気遣ってくれたこと感謝します。B4 の高畑宣史君は実験中や作業中困難に面したとき寧ろアドバイスを貰うくらいに頼りになる後輩でした。はんだや配線の手際もよく勤勉な B4 の彼を皆が頼りにしていました。同 B4 の横山達也君には研究や実験でとてもお世話になりました。彼無くしては TS-3 の二次元磁気プローブ計測は無しえなかったように思えます。また、彼と共有する昼ご飯はとても楽しかったです。

その他にも実験装置の不具合の度に相談に乗ってくださった秀島さん、無茶な要望に真摯に付き合ってくくださった工作室の内田さん、柏の皆様など多くの方に支えていただいた事ここに感謝いたします。

最後に今後の小野靖研究室の益々の繁栄を祈り謝辞を締めくくらせていただきます。