

東京大学 工学部
電気電子工学科

平成 31 年度

卒業論文

イオン流速ベクトル分布計測のための
4 方向受光型ドップラーフィルタ
プローブアレイの開発

2020 年 2 月 7 日提出

指導教員 小野 靖 教授

03-180488 染谷 謙

目次

第 1 章	序論	1
1.1	核融合発電	1
1.2	核融合炉成立条件	2
1.3	核融合実験装置 —球状トカマク—	2
1.4	プラズマ合体法	3
1.5	磁気リコネクション	3
1.5.1	Sweet-Parker モデル	4
1.5.2	ガイド磁場による影響	6
1.6	本研究の目的	6
第 2 章	実験装置概要	7
2.1	球状トカマク合体実験装置 TS-6	7
2.2	プラズマ生成方法	8
2.3	r-z 平面磁気プローブアレイによるポロイダル磁場計測	9
第 3 章	4 方向受光型ドップラー分光プローブ	10
3.1	概要	10
3.2	測定原理	11
3.2.1	電磁波の放出	11
3.2.2	ドップラー効果	11
3.2.3	二次元ベクトル計測	12
3.2.4	衝立が受光器を兼ねる配置	12
3.2.5	多点計測	13
3.3	装置構成	13
3.4	作製方法	14
3.5	視野径試験	16
3.6	単点計測による予備実験	17
3.7	相対感度測定	19
第 4 章	実験	21
4.1	片側放電による評価	21

目次

4.2	プラズマ合体実験におけるイオンポロイダルフロー分布測定	22
第 5 章	まとめ	24
参考文献		25

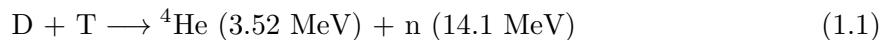
第1章

序論

1.1 核融合発電

現代に生きる人々にとって電力が不可欠であることは言うまでもない。途上国の発展や人口増加により益々電気エネルギーの需要は高まっており、この需要に応えるだけの安定した電力供給の確保は重要な課題である。電気エネルギーを生み出す(正しくは他のエネルギーから変換する)方法は多種多様であるが、現在主に使われている発電方式は火力発電、原子力発電、水力発電、太陽光発電といったところである。火力発電は現在最も使われている発電方式である。しかし、長年議論されている化石燃料の枯渇や地球温暖化の問題があり、今後予想される需要の拡大に対応することは現実的でない。原子力発電は燃料枯渇や温暖化の問題が小さく、火力発電に取って代わることが期待されていたが、2011年の福島第一原発事故に代表されるように一度事故が起きてしまうと甚大な被害をもたらすことや、高レベルの放射性廃棄物の処理の問題などのために近年は縮小傾向にある。水力発電には火力発電や原子力発電ほどの大きな発電容量はなく、太陽光発電は天候に左右されるため安定性に欠ける。以上のように、既存の発電方式だけでは今後の電気エネルギー需要の拡大に対応できない。そのため、豊富な資源を有し、安定的な供給が行えて、環境にやさしい新しい発電方式の一つとして核融合発電が考えられている。

核融合発電とは、核融合反応により生じる熱エネルギーを電気エネルギーに変換する発電方式のことである。核融合反応は、水素などの軽い原子核同士が結合して重い原子核になる時、その質量欠損が反応生成物の熱や運動エネルギーに変化する反応であり、太陽が46億年もの間、膨大な熱を放出し続けているのもこの反応のためである。発電に用いる上で有力と見られている核融合反応には重水素と三重水素が反応するDT反応があり、以下の反応式で表される。



この反応の反応物、すなわち燃料となる重水素と三重水素のうち、重水素は海水中の水素の0.015%として天然に膨大な量存在する。一方、三重水素はリチウムと中性子の以下の反応で生成することができる。



ここで用いるリチウムも海水中に豊富に存在していることから、核融合発電における燃料は地球上

に偏在することなく豊富に存在する。また、核融合発電では温暖化の原因となる温室効果ガスは発生しない。燃料のトリチウムが放射性物質であることや、核融合反応により発生した中性子により炉が放射化するという放射性リスクはあるが、原子炉で発生するような高レベルの放射性廃棄物は出ず、100年管理すれば材料として再利用できるレベルである。^[1] そして核融合反応は原子炉で用いられている核分裂反応のような連鎖反応では無いため、事故時に暴走することが無い。以上から、核融合発電が安定して行えるようになれば、基幹エネルギーとして増大する電力需要を賄えると考えられ、現在も世界中で研究開発が進められている。

1.2 核融合炉成立条件

式(1.1)の核融合反応を起こすためには、重水素とトリチウムの原子核を反応が起きる距離まで近づける必要がある。しかし、原子核は正に帯電しており、両者の間にはクーロン斥力が働くため、これに逆らって近づくには原子核が大きな運動エネルギーを持っている必要がある。まず考えられるのは加速器で発生した高速の重水素イオンと三重水素イオンを衝突させるという方法であるが、クーロン斥力が働くために衝突せずに散乱される確率が高く、この場合核融合反応はほとんど起きない。ここで重水素と三重水素を原子核と電子がバラバラかつ電気的に中性なプラズマ状態にすることを考える。超高温のプラズマは熱運動により等方的に大きな運動エネルギーをもつ。そして両者の密度を高めることで核融合反応が起きる距離まで近づく確率を上げることができる。このように重水素と三重水素のプラズマを高温、高密度である領域に閉じ込めることで核融合反応を反応エネルギーを利用できる程度に起こすことができる。プラズマの温度と密度に、「閉じ込め時間」と呼ばれるプラズマが閉じ込め領域から出ていくまでの時間を加えた3つが核融合炉成立を決定するパラメータであり、この成立条件をローソン条件と言う。^[2]

1.3 核融合実験装置—球状トカマク—

ローソン条件を満たして核融合炉を実現するには、プラズマを反応させるに足る温度の下で密度と閉じ込め時間の積をある下限値より大きくする必要がある。磁場による外力を用いてプラズマを装置内に長い時間閉じ込め、閉じ込め時間を高めることでローソン条件を満たす方式を磁気閉じ込め方式と呼ぶ。この方式には磁場配置により様々な装置が存在するが、閉じ込め性能が良く、盛んに研究が行われているのがトカマク型である。現在フランスに建設中で、国際協力によって核融合炉の実現を目指している国際熱核融合実験炉(ITER)もこのトカマク型である。トカマク型ではFig. 1.1(a)のように、ドーナツ状の真空容器内に、トロイダル磁場コイルによるトロイダル磁場と、プラズマ中に流すトロイダル電流によるポロイダル磁場を作り、螺旋状の磁場を形成してプラズマをトーラス型に閉じ込める。当研究室ではこのトカマクの中でも球状トカマクと呼ばれる方式を用いて研究を行なっている。球状トカマクはFig. 1.1(b)のように従来型トカマクと比べてアスペクト比(大半径/小半径)が小さいトカマクである。

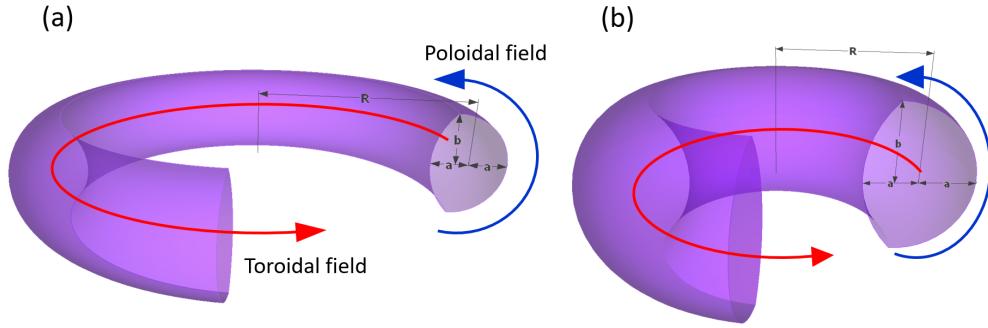


Fig. 1.1 従来式トカマク (a) 球状トカマク (b)

球状トカマクの利点は大きく2つあり、大型で巨額になりがちであるトカマクを、コンパクトにして費用を抑えることができる点と、高い β 値を得ることができる点である。ここで β 値は以下のように定義される。

$$\beta = \frac{P}{B^2/2\mu_0} = \frac{\text{プラズマ熱圧力}}{\text{磁気圧力}} \quad (1.4)$$

この式から分かるように、 β 値とはコイルによって生成する磁場の磁気圧力に対する、閉じ込められるプラズマの圧力である。プラズマ圧力はプラズマの密度と温度に比例するため、 β 値が大きいほど少ない磁場で高温高密度のプラズマを閉じ込めることができる。また、プラズマを閉じ込めるための磁場が大きいほどコイルの建造費と運転コストが大きくなるため、炉心プラズマの β 値が高いほど経済性が高くなる。 β 値の最大値 β_{\max} はトカマクの安定解析に基づくTroyonのスケーリング則によって以下のような関係があることが知られている。^[3]

$$\beta_{\max} \propto \frac{\kappa}{Aq_a} \quad (1.5)$$

κ は楕円度、 A はアスペクト比、 q_a はプラズマの安全係数である。この式からアスペクト比が小さい程 β_{\max} が大きくなることが分かり、アスペクト比が小さな球状トカマクは β 値が高く、経済性の高い炉であると言える。

1.4 プラズマ合体法

合体法はコイル付近に2つの低ベータのSTを生成し、それらが互いに引き合うことから軸対称状態で合体を起こすものである。合体時、2つのSTの境界面に磁気リコネクションと呼ばれる現象が発生し、粒子が加速されることから瞬時にプラズマが加熱され、 β 値も急増する。その加熱パワーは概ね磁場の2乗に比例して増え、kGオーダーのリコネクション磁場で数MWから数十MWにもなる。これは大型NBIの加熱パワーに相当する。^[3]よってこの合体法を用いることで、NBIなどの高価な追加熱を省き、低コストで核融合炉を作ることが考えられている。

1.5 磁気リコネクション

磁気リコネクションとはFig. 1.2のように反平行な磁力線が近づくと磁力線がX状になって繋ぎ変わり、その後繋ぎ変わった磁力線が張力によってX点から離れる方向に加速される現象である。プラズマは磁力線に縛られて運動するため、磁気リコネクションが生じるとプラズマも加速さ

れてエネルギーを得る。(このプラズマの流れをアウトフローと呼ぶ) つまり磁気エネルギーがプラズマの運動エネルギーや熱エネルギーに変換される。磁気リコネクションは天体プラズマや従来のトカマク中においても起こる現象であり、その性質の理解は大変重要である。

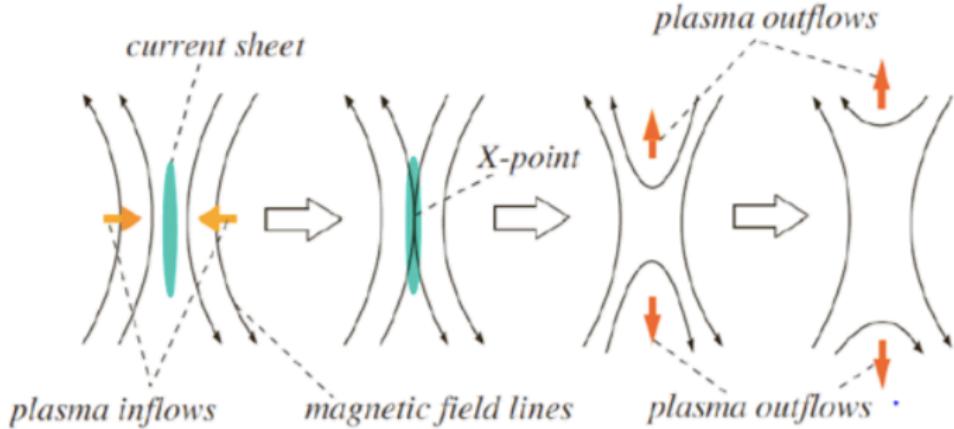


Fig. 1.2 磁気リコネクション概略図

1.5.1 Sweet-Parker モデル

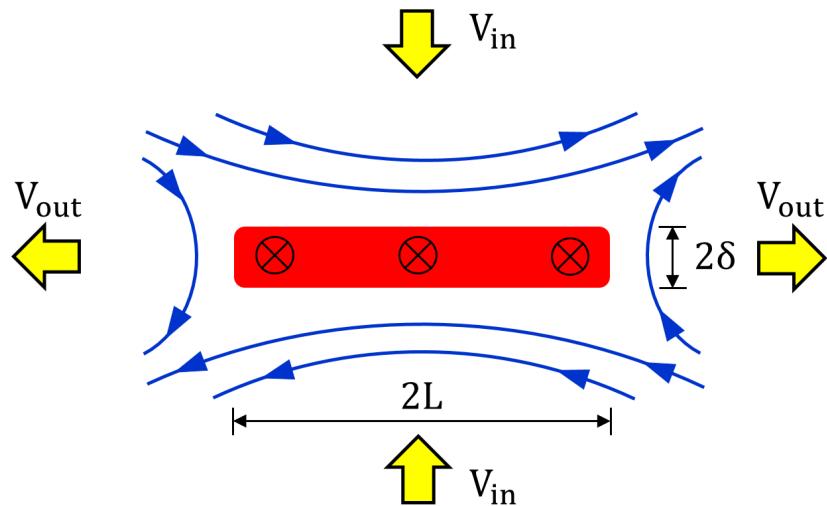


Fig. 1.3 Sweet-Parker モデルの概略図

磁気リコネクションの定量的評価を与えるモデルとして Sweet-Parker モデルと呼ばれるものがある。Sweet-Parker モデルでは磁力線の繋ぎかわりは 2 次元で生じると捉え、Fig. 1.3 の赤い長方形で示される幅 2δ 、長さ $2L(\delta \ll L)$ の電流シート（拡散領域と呼ばれる）にインフローが流れ込み、アウトフローが流れ出すと仮定することで拡散領域に流束の連続の式を適用し、インフロー速度 V_{in} とアウトフロー速度 V_{out} 、電気抵抗率 η の関係を導く。連続の式より

$$V_{in}L = V_{out}\delta \quad (1.6)$$

が成り立つ。また、オーム則より

$$\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{j} \quad (1.7)$$

が成り立つから、電流シートの外側では導電率は十分大きいとして、 $\eta \rightarrow 0$ とみなし、トロイダル成分を考えると

$$E_t = -V_{in} B_{rec} \quad (1.8)$$

となる。ここで B_{rec} はリコネクション磁場である。電流シートは十分薄いため内部の磁場は 0 と近似でき、電流シート内部では

$$E_t = \eta j_t \quad (1.9)$$

となる。また、変位電流を無視したマクスウェル方程式 $\mu_0 \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}$ を拡散領域で面積分すると

$$\mu_0 \int_S \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S} = \int_S \nabla \times \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} \quad (1.10)$$

$$\Leftrightarrow \mu_0 j_t \cdot 4\delta L = \int_C \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} \simeq B_{rec} \cdot 4L \quad (\because \delta \ll L) \quad (1.11)$$

$$\therefore j_t = \frac{B_{rec}}{\mu_0 \delta} \quad (1.12)$$

となる。以上から

$$V_{in} = \frac{\eta}{\mu_0 \delta} \quad (1.13)$$

が得られ、連続の式から

$$V_{in} = \sqrt{V_{out} \frac{\eta}{\mu_0 L}} \quad (1.14)$$

という関係が得られる。境界面、無限遠でのガス圧をそれぞれ p 、 p_0 とおくと、ベルヌーイの定理より

$$p - p_0 = \frac{\rho V_{out}^2}{2} \quad (1.15)$$

が成り立つ。ここでガス圧と磁気圧が釣り合うとすれば

$$p - p_0 = \frac{B_{rec}^2}{2\mu_0} \quad (1.16)$$

となる。故に

$$V_{out} = \frac{B_{rec}}{\sqrt{\mu_0 \rho}} \quad (1.17)$$

が得られる。これは Alfvén 速度 V_A に等しい。従って式 (1.14), (1.17) より

$$V_{in} = \sqrt{\frac{V_A \eta}{\mu_0 L}} = \frac{V_A}{\sqrt{S}} \quad (1.18)$$

が得られる。ここで $S = \mu_0 V_A L / \eta$ は Lundquist 数である。

1.5.2 ガイド磁場による影響

球状トカマク合体では、リコネクション磁場となるポロイダル磁場に加え、リコネクション磁場（ポロイダル磁場）に垂直なトロイダル磁場が存在し、これをガイド磁場と呼ぶ。(Fig. 1.4) ガイド磁場が存在しない場合、Sweet-Parker モデルで得られたようにアウトフロー速度は Alfvén 速度と等しいと見なせるが、ガイド磁場が存在する場合、ST 合体実験で Alfvén 速度の 70%～80%,^[4] 磁気圏プラズマ計測で 75% 前後^[5] というように、アウトフロー速度が Alfvén 速度より小さくなるという実験結果が報告されている。

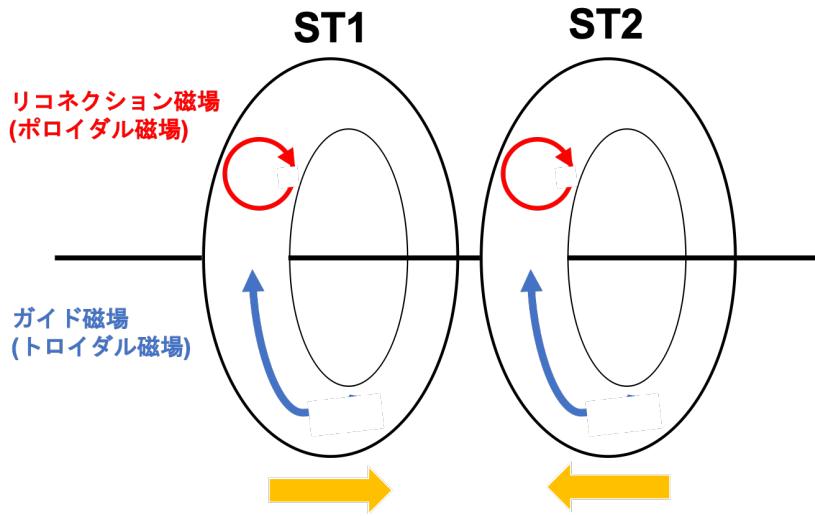


Fig. 1.4 リコネクション磁場とガイド磁場

1.6 本研究の目的

経済的な核融合炉として球状トカマク型 (ST) が注目されている。また、合体法により高価な追加熱を用いずに高 β なプラズマを立ち上げることが考えられている。しかし、ここで加熱の大役を担う磁気リコネクション現象は、エネルギー変換の過程やリコネクション磁場やガイド磁場といったパラメータに対する依存性に未解明な点が多く残されおり、加熱の要因と考えられる電流シート付近に局在するイオンアウトフローの計測には本研究室で用いられている光を視線積分するトモグラフィ計測^[6] は使えず、直接分布計測する手法が求められている。そこで本研究では、少ない外乱で直接フローベクトルの分布計測ができるイオン流速計を新たに開発する。そして、これを用いて ST 合体実験において磁気リコネクションによって変化するポロイダルイオンフローをベクトル分布計測し、磁気リコネクションのエネルギー変換過程を考察する。

第 2 章

実験装置概要

2.1 球状トカマク合体実験装置 TS-6

本研究ではプラズマ合体装置として TS-6(Fig. 2.1) を使用する.

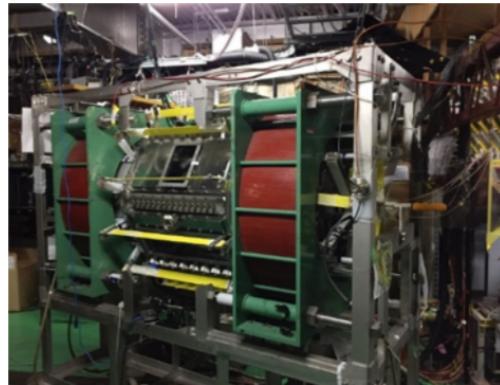


Fig. 2.1 球状トカマク合体実験装置 TS-6

TS-6 の断面図は Fig. 2.2 のようになっており、以下の要素で構成される.

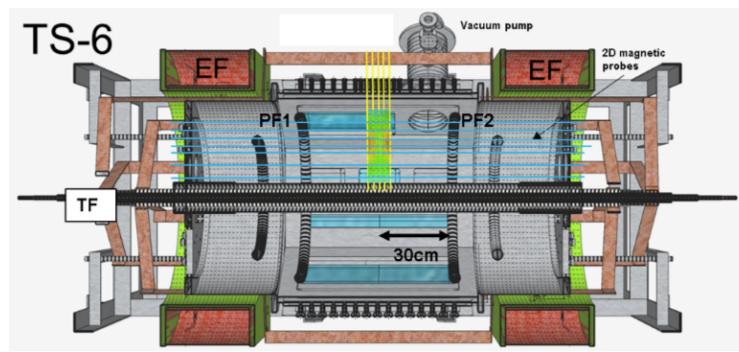


Fig. 2.2 TS-6 断面図

真空容器

全長 1440mm, 内径 750mm のステンレス製円筒容器である. ロータリーポンプ, ターボ分子ポンプにより 2.0×10^{-5} Torr まで真空を引くことができる.

直流放電電極

真空容器内に投入したガスをグロー放電させ、予備電離として予め中性ガスを電離させてプラズマを生成するための電極である。2本で1組になっており、およそ2kVの電圧をかけてグロー放電を起こす。

ポロイダル磁場コイル (PF コイル)

真空容器内の左右に2つ設置されており、ポロイダル磁場を生成する。今回の実験ではPFコイルが使用できなかったため、同じく左右に2つ設置されたセパレーションコイルでポロイダル磁場を発生させた。

トロイダル磁場コイル (TF コイル)

中心軸に設置されたセンターソレノイドコイルを通り真空容器を取り囲むように軸対象に12ループ設置されており、トロイダル磁場を生成する。

平衡磁場コイル (EF コイル)

真空容器外の左右に2つ設置されており、プラズマのトロイダル電流によるフーパ力を抑えるための軸方向の磁場を生成する。

センターソレノイドコイル (CS コイル)

中心軸に設置されたソレノイドコイルで、誘導起電力によりプラズマ中にトロイダル電流を誘起することができる。本実験では使用しない。

2.2 プラズマ生成方法

プラズマの生成・合体方法の概略を示す。

1. 真空ポンプにより真空容器内を真空にする。
2. EF コイルにより平衡磁場を作り真空容器内にガス (H_2 , He, Ar) を注入して予備電離を行う。
3. TF コイルによりトロイダル磁場を作る。
4. TF コイルの電流値が最大になる辺りで PF コイルを用いてポロイダル磁場を作る。
5. PF コイル電流の立ち下がりによりプラズマのトロイダル電流を誘起し、左右にトーラスプラズマを生成する。
6. PF コイルに流れる電流とプラズマに流れる電流の斥力によって2つのプラズマが真空容器中央部に押し出される。
7. 2つのトーラスプラズマが真空容器中央部で合体し、その際磁気リコネクションにより急速に温度が上がり、1つの高温プラズマが生成される。

2.3 r-z 平面磁気プローブアレイによるポロイダル磁場計測

TS-6 内部には磁場測定用の磁気プローブアレイが複数本挿入されており、各点で B_z を計測できる。磁気プローブはピックアップコイルにより磁場の時間変化による誘導起電力を積分することで磁場を測定するものである。以下に計測原理を示す。コイルの巻き数を N 、面積を S として、磁場 B における信号は

$$V_{coil}(t) = -NS \frac{dB(t)}{dt} \quad (2.1)$$

となる。また、RC 積分器で積分することにより

$$V_{int}(t) = -\frac{1}{RC} \int V_{coil}(t) dt = \frac{NS}{RC} B(t) \quad (2.2)$$

として得られる。この積分により信号が小さくなるため、RC 積分後オペアンプを用いた非反転増幅回路を設け、信号を增幅させてデジタイザに入力する。また、軸対称性 $\partial/\partial\theta = 0$ を仮定することで

$$\Phi(r, z) = \int 2\pi r B_z(r, z) dr \quad (2.3)$$

が成り立つため、計測した B_z からポロイダル磁束 $\Phi(r, z)$ を計算できる。ポロイダル磁束から

$$B_r(r, z) = -\frac{1}{2\pi r} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (2.4)$$

により径方向磁場 B_r を求められる。また式 (2.3) より

$$B_z(r, z) = \frac{1}{2\pi r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} \quad (2.5)$$

も成り立つことから、ポロイダル磁束の等高線はポロイダル磁場の磁力線となる。よって $\Phi(r, z)$ を計算し、等高線をプロットすることでポロイダル磁場の磁力線を描画することができる。

第3章

4方向受光型ドップラーフォトプローブ

3.1 概要

ドップラーフォトプローブとは真空容器中に挿入し、プラズマ中のイオンから放出される電磁波のスペクトルを観測することでイオン流速視野方向成分を計測するため、光ファイバーやレンズからなるプローブのことである。^[7] 石川氏による先行研究に見られるように、1本のプローブを挿入して1点でのイオン流速視野方向成分を計測するのが一般的だが、プリンストン大学のMRX装置では同一平面上の4方向から受光することで局所ベクトル計測を行うことのできるプローブが開発されている。(Fig. 3.1) しかしその特殊な形状のため与える外乱は大きく、また同時計測できるのは依然として1点に限られている。

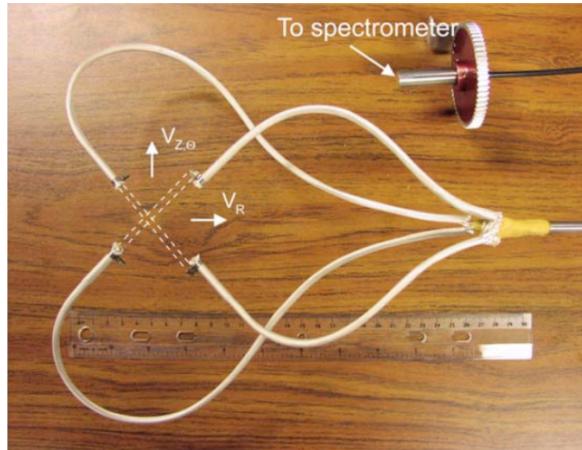


Fig. 3.1 MRX IDS probe^[8]

そこで本研究では、この構造を2本のガラス管内に組み込むことで外乱を抑え、管方向に計測パターンを配列することで直線上の複数点での同時計測が行えるプローブ対を開発する。(Fig. 3.2)

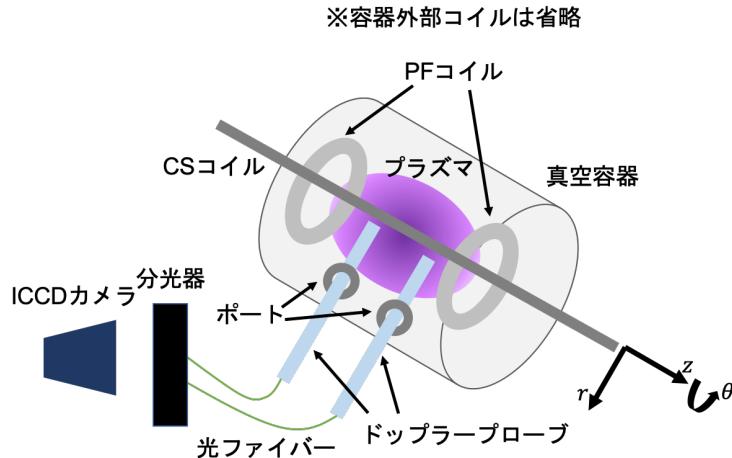


Fig. 3.2 ドップラープローブの概略図

3.2 測定原理

3.2.1 電磁波の放出

高温プラズマ中のイオンは遷移状態にあり、高準位の電子を持つ。Fig. 3.3 のようにこれが低準位に遷移する際にエネルギー差に相当する波長の電磁波が放出される。よってイオンが静止しているれば Fig. 3.4 のようなピークを持ったスペクトルが観測される。

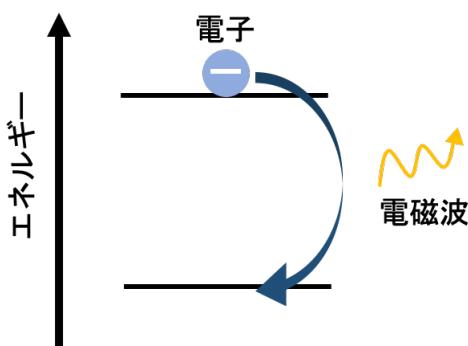


Fig. 3.3 電磁波の放出

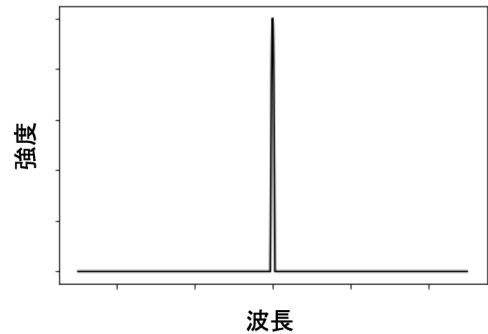


Fig. 3.4 放出光のスペクトル

3.2.2 ドップラー効果

実際には、波源であるイオンは高速で運動しているため、音波においてよく取り扱われるドップラー効果がこの電磁波に対しても起き、波長が変化する。イオンは微視的には等方的な熱運動を、巨視的にはある方向に流速を持つため、マクスウェル分布を仮定すると実際に観測されるスペクトルは Fig. 3.5 のようになり、

$$I(\lambda) = A \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\lambda - \lambda_0 - \Delta\lambda}{\sigma} \right)^2 \right] \quad (3.1)$$

と表すことができる。ドップラーシフト $\Delta\lambda$ と線スペクトル λ_0 , 流速の観測方向成分 v の間には c を真空中の光速として

$$\Delta\lambda = \frac{v}{c} \lambda_0 \quad (3.2)$$

という関係が成り立つため、ドップラーシフトから流速の観測方向成分を得ることができる。

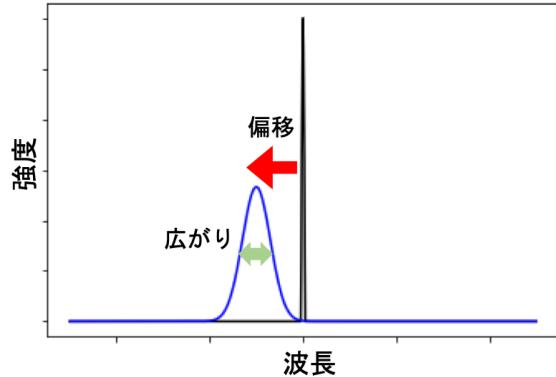


Fig. 3.5 イオンの運動によるスペクトルの変化

3.2.3 二次元ベクトル計測

流速はベクトル量であり、ある方向から得たスペクトルからはその視線方向の速度の情報しか得られない。(測定対象の速さは光速の1万分の1程度であるため、横ドップラー効果は考慮しなくて良い)Fig. 3.6 のように線型独立な二方向から受光することで、平面上での二次元流速ベクトルが得られる。

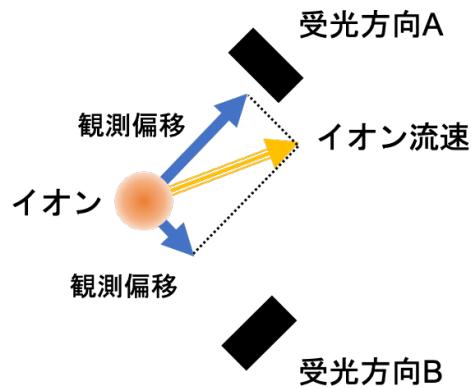


Fig. 3.6 2次元計測の原理

3.2.4 衝立が受光器を兼ねる配置

局所計測を行うためには、受光範囲を制限する衝立を受光対象の奥に置くことが必要である。この衝立に受光器を兼ねさせる。受光器が観測できるのはドップラー効果が反映されたスペクトルで

あり、ピーク波長の偏移幅を知るために予めイオンが静止していた場合のピーク波長の分光器対応位置を観測対象の線スペクトルごとに知っておく必要があるが、Fig. 3.7 のように観測対象を挟むように受光器兼衝立を設置することで、片側では赤方偏移を、もう一方では青方偏移を観測でき、それぞれの偏移幅は等しく符号は逆になるから、Fig. 3.8 のように両者のピーク波長差の半分から偏移幅を得ることができる。

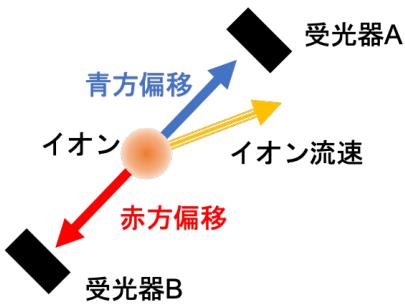


Fig. 3.7 衝立が受光器を兼ねる配置

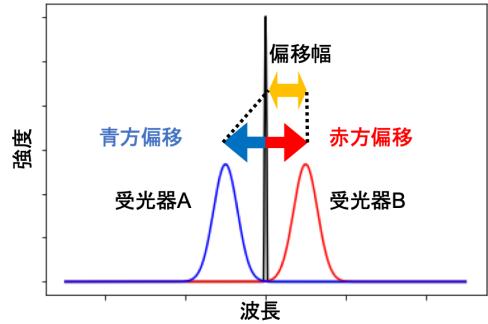


Fig. 3.8 各受光器での観測スペクトル

3.2.5 多点計測

以上の原理を踏まえた4点での受光配置をFig. 3.9のように2本のガラス管内に配列することで外乱の少ない多点計測を行う。

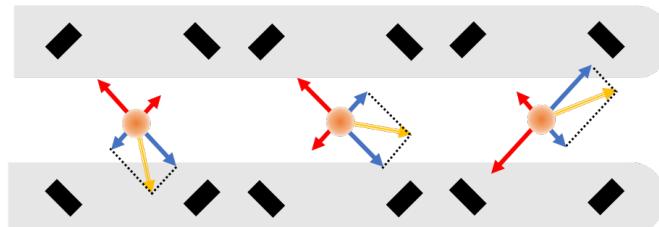


Fig. 3.9 複数点同時計測

3.3 装置構成

TS-6の $\phi = 10\text{mm}$ ポートを使用するため、外径10mm、内径8mmのガラス管を使用する。その内部に $2 \times 2 \times n$ (計測点数)箇所の受光器を設置する。以下簡単のため1点計測の場合を説明する。受光器として一辺5mmの直角プリズムをFig. 3.10のようにガラス管に対して 45° で入射するよう4箇所配置する。その反射光を光ファイバーで別々に真空容器外の分光器まで導き、トリガをかけて任意の時刻で分光器の後ろに設置したICCDカメラのシャッターを切る。得られたデータにガウスフィットティングをかけて各受光器で得られたスペクトルの偏移幅を算出し、二次元流速ベクトルに変換する。

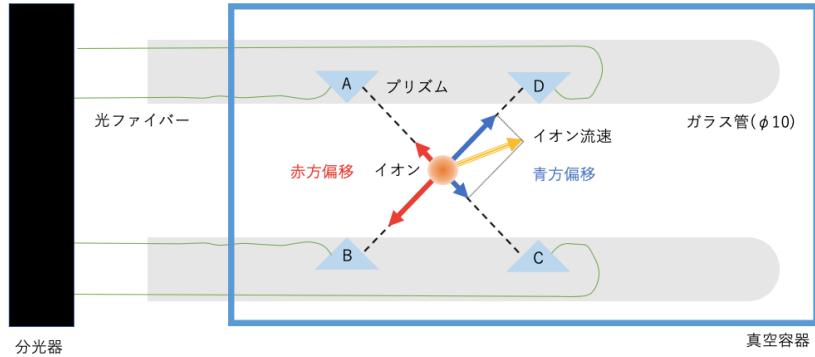


Fig. 3.10 プローブ内部の構成 (1)

3.4 作製方法

1点計測の場合を作製し、計測が行えることが確認できたら計測点数を増やすという流れで進めた。まずプリズムとファイバーを正しい位置と向きでガラス管内に固定するためのプリズムホルダーの開発を、3DCAD ソフトと 3D プリンターを用いて行った。作製したホルダーを用いて光の導通試験を行ったところ、Fig. 3.11 のように計測側に光が通ることが確認できた。一方で、Fig. 3.12 のように裏側でもガラス管壁での反射光が見えた。

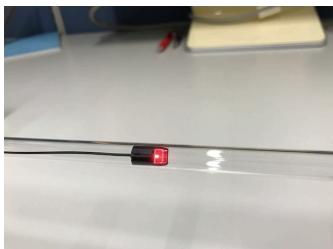


Fig. 3.11 導通試験 (計測側)



Fig. 3.12 導通試験 (裏側)

光の逆進性から、これは計測時にも裏面からの光が混入することを意味する。反射率は入射角に依存し、フレネルの式から空気とガラスの境界での入射角と反射率の関係は Fig. 3.13 のようになる。^[9] また、Fig. 3.14 のようにガラス管の口から見て奥側のプリズムに繋がるファイバーの曲げ半径に無理があることが分かった。

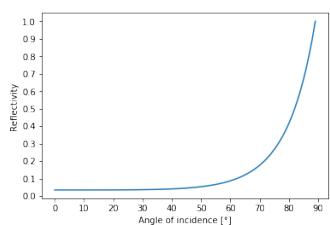


Fig. 3.13 反射率と入射角の関係

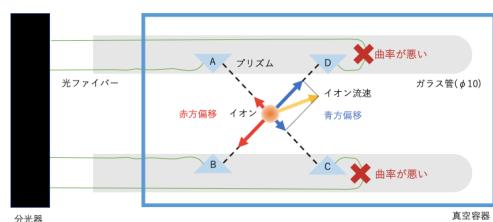


Fig. 3.14 プローブの曲げ半径

以上 2 点をふまえてプリズムの配置を Fig. 3.15 のように変更した。この構成では入射角を小さ

くすることができ、ファイバーの曲げ半径の問題も解消できた。

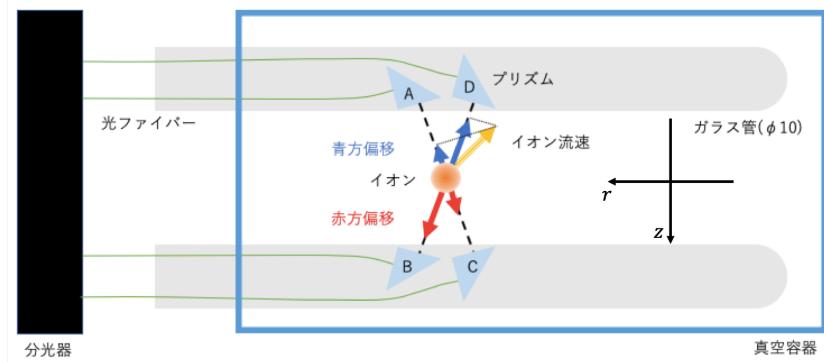


Fig. 3.15 プローブ内部の構成 (2)

しかし、内径 8mm のガラス管の中に一辺 5mm の直角プリズムを入れるため、物理的制約のために入射角がかなり小さい範囲 (7° 以下) に限定されてしまった。入射角を θ とし、Fig. 3.16 のような $\alpha\beta$ 成分の rz 成分への座標変換を考えると

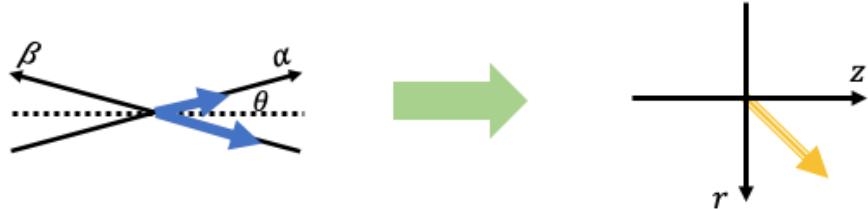


Fig. 3.16 座標変換

$$\begin{pmatrix} v_\alpha \\ v_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ -\cos \theta & -\sin \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_z \\ v_r \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

$$\Leftrightarrow \begin{pmatrix} v_z \\ v_r \end{pmatrix} = -\frac{1}{2 \sin \theta \cos \theta} \begin{pmatrix} -\sin \theta & \sin \theta \\ \cos \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_\alpha \\ v_\beta \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

$$\therefore \begin{cases} v_z = \frac{1}{2 \cos \theta} (v_\alpha - v_\beta) \\ v_r = -\frac{1}{2 \sin \theta} (v_\alpha + v_\beta) \end{cases} \quad (3.5)$$

となり、以上のような誤差の伝播が生じる。入射角が小さいと $1/\sin \theta$ の値が大きくなり、 $\theta < 7^\circ$ の条件では 45° 入射の時に比べて誤差が 10 倍以上となる。よってより大きい入射角を取れるようにするため、物理的制約のより小さい、反射面 $3\text{mm} \times 3\text{mm}$ 、厚さ 1mm のミラーをプリズムの代わりに使用することとした。ミラーを使った構成が Fig. 3.17 である。反射損失や誤差の拡大を考慮し、ガラス管に対する入射角は 15° とし、プリズムの時と同様に 3DCAD ソフトと 3D プリンターを用いてミラーホルダーを製作した。(Fig. 3.18, Fig. 3.19) ポート間距離と入射角から二つのミラーの距離は確定するため、一つのホルダーに二つのミラーが入る構造とした。二つのミラーと

二本のファイバーを二つのパーツで挟みこみ、接着して固定を行う。これによってミラーの角度、ファイバーの受光方向、ミラー間距離が固定される。このようにしてミラー A とミラー D を固定した一つのグループを作り、ガラス管内に入れ、このグループが管内で回転しないようにファイバーをガラス壁面にテープで固定することで一本のプローブができる。ミラー B とミラー C についても同様の手順で固定することでプローブ対として単点計測ドップラーフォトプローブが完成する。また、ホルダーには凹凸が上下につけてあり、この凹凸をはめ込むことで容易に多点計測化が可能である。計測点間の距離はファイバーの曲率の制約内で最も短い 5cm とした。ファイバーをホルダーの脇からガラス管外へ通すための物理的制約から計測点数は 5 点とした。

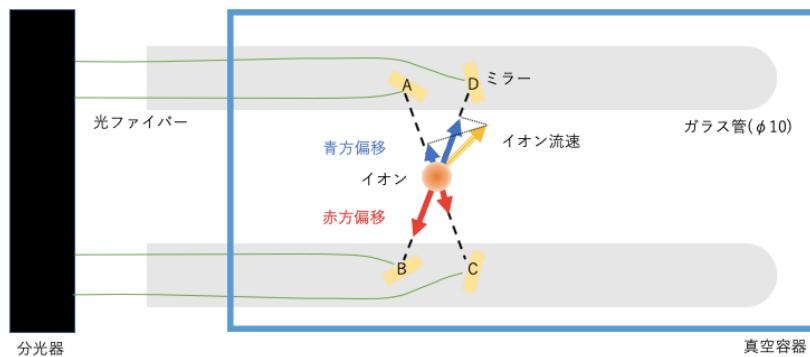


Fig. 3.17 プローブ内部の構成 (3)

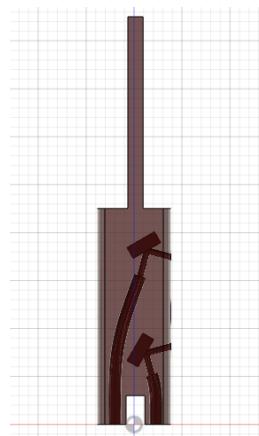


Fig. 3.18 ミラー ホルダー (正面図)

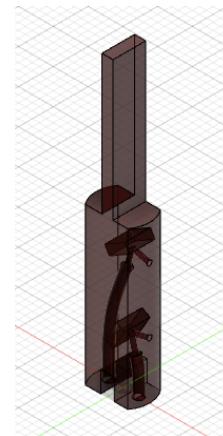


Fig. 3.19 ミラー ホルダー (斜視図)

3.5 視野径試験

今回作製したドップラーフォトプローブでは、外乱を抑えるために細いガラス管内に受光器を組み込んだため、コリメートレンズなどによる光ファイバーへの集光構造を省いてある。よって、光ファイバーにはある開口角で広がった範囲の光が入ることになる。この範囲が対向するガラス管によって遮ることのできる範囲に収まっているかを調べるため、径を連続的に変えることのできる絞りを He ランプと積分球を用いた均質な光源の前に設置し、視野径を測る試験を行った。(Fig. 3.20, Fig. 3.21)

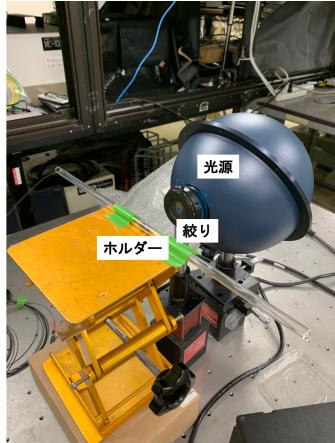


Fig. 3.20 視野径試験装置図

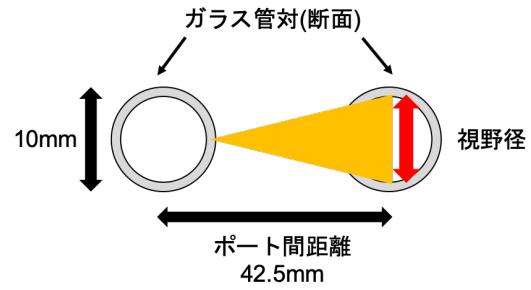


Fig. 3.21 視野径試験概念図

絞りの直径を r_1 mmとした場合の感光値と r_2 mmとした場合の感光値の差をとり ($r_1 > r_2$), r_2 mm~ r_1 mmの円環状の仮想光源による感光値として示したのが Fig. 3.22 である. (a) で感光が確認できることから視野径は 8mm 以下であり, (b), (c) で感光が確認できることから 7mm 以上であることが分かる. よって、対抗するガラス管は衝立として機能することが確認できた.

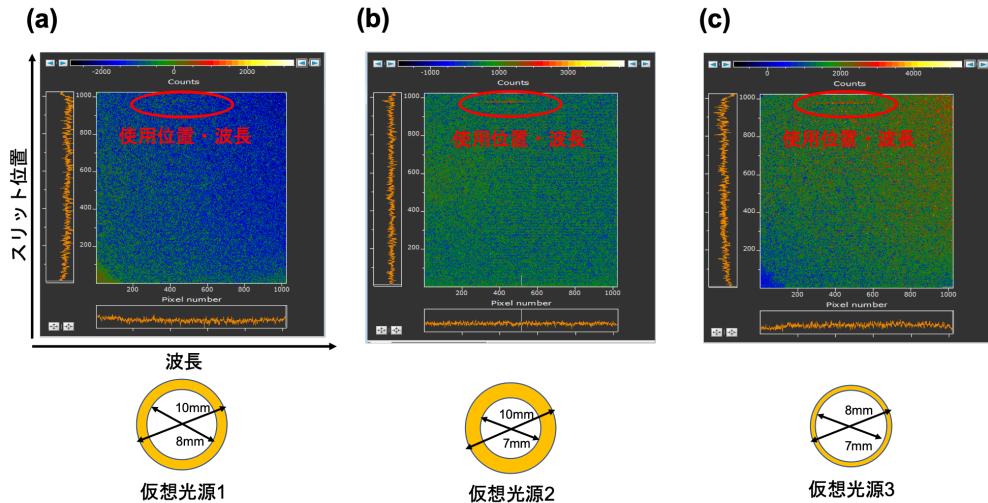


Fig. 3.22 仮想光源による感光値 (a) 仮想光源 1(8mm～10mm), (b) 仮想光源 2(7mm～10mm), (c) 仮想光源 3(7mm～8mm)

3.6 単点計測による予備実験

単点計測ドップラープローブが完成した段階で、流速測定が行えるか予備実験を行った. Fig. 3.23 のように TS-6 内にプローブを挿入し、Ar プラズマの合体実験を行った. オペレーションの詳細は Tab. 3.1 の通りである.

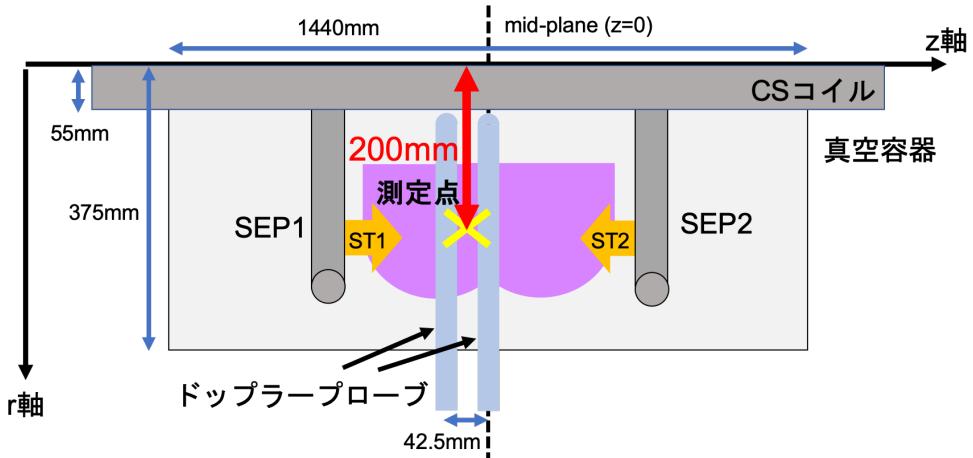


Fig. 3.23 予備実験装置図

Tab. 3.1 オペレーション詳細

SEP コイル 1 充電電圧	39kV
SEP コイル 2 充電電圧	39kV
TF コイル充電電圧	3kV
EF コイル電流	150A

露光時間を変化させて同じオペレーションを4回行った結果、それぞれでのICCD感光値はFig. 3.24のようになった。感度の悪い受光器があったが、ガウスフィットティングをかけて流速ベクトルを計算したところ、Fig. 3.25のようになった。この実験を行った段階ではまだポロイダル磁場計測が行えなかったため、磁力線の変化との比較はできないが、(a)から(b)になるとイオン流速の方向が外側へ変化し、絶対値も5倍程度まで増加したことから、470μs辺りで磁気リコネクションが生じ、イオンのポロイダルアウトフローが放出されたと考えられる。これは条件の近い先行研究での磁気リコネクション発生時間とも一致する。^[10]

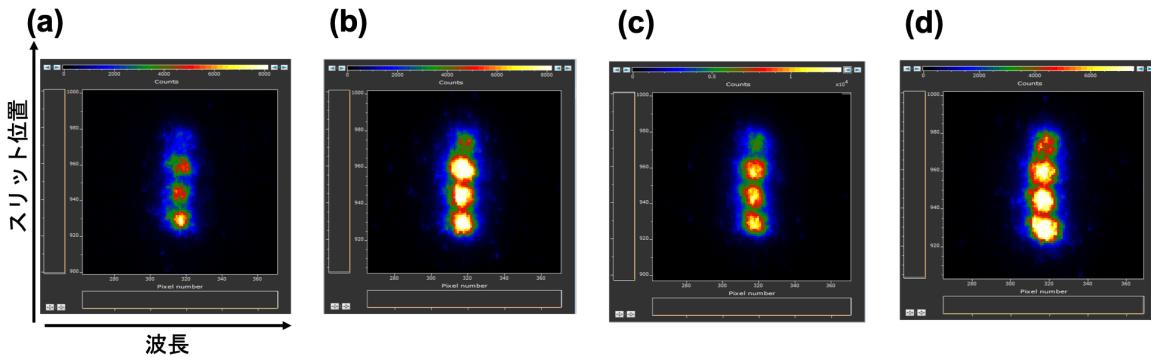


Fig. 3.24 予備実験感光値 (露光時間 : (a)465~470μs, (b)470~475μs, (c)475~480μs, (d)480~485μs)

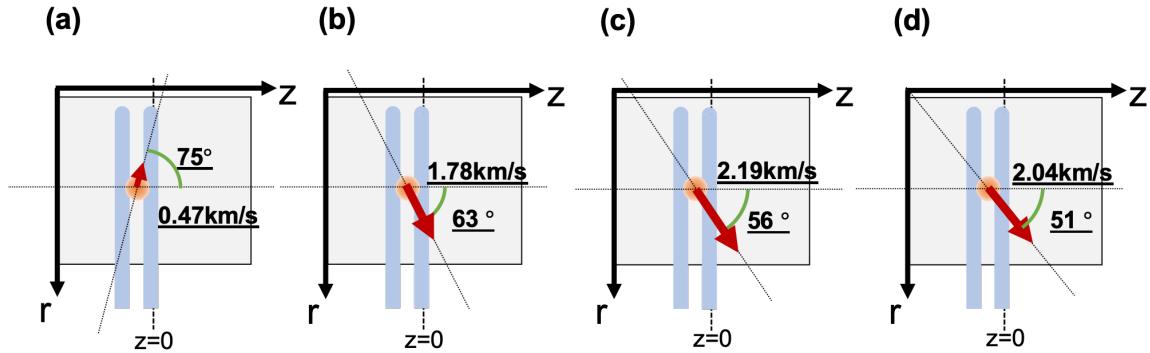


Fig. 3.25 予備実験イオン流速 (露光時間 : (a)465~470μs, (b)470~475μs, (c)475~480μs, (d)480~485μs)

3.7 相対感度測定

単点計測の際に感度の悪い受光器が確認された。感度の悪い受光器は SN 比が下がり、フィーティングの精度が悪かったため、ホルダーを配列してしまう前に予め各受光器の相対感度を測定することとした。作製した 10 個のホルダーの上側と下側それぞれの視野方向に He ランプと積分球を用いて均質な光を照射し、ICCD カメラの感光強度から相対感度を計算した結果、Tab. 3.2 のようになった。これらを 2×5 に配列する際に、より感度差の少ないペアを組み、特に精度の高い測定を行いたい X 点 ($r \simeq 20\text{cm}$) 付近に感度の高いペアを配置するようにした結果が Tab. 3.3 である。

Tab. 3.2 相対感度測定結果

ホルダー番号	上側相対感度 [a.u.]	下側相対感度 [a.u.]
1	3.88	5.60
2	5.98	3.36
3	4.77	2.97
4	5.63	5.51
5	4.32	3.81
6	5.64	2.82
7	3.27	2.72
8	6.07	5.94
9	6.81	3.60
10	5.36	2.80

Tab. 3.3 ホルダーの配列位置

中心からの距離 [cm]	ガラス管 1	ガラス管 2
10	ホルダー 5	ホルダー 7
15	ホルダー 1	ホルダー 6
20	ホルダー 2	ホルダー 9
25	ホルダー 4	ホルダー 8
30	ホルダー 3	ホルダー 10

これに従って配列を行い、5点計測ドップラーフォトプローブが完成した。(Fig. 3.26) 真空容器の中には半径 5.5cm の CS コイルが入っているため、ガラス管の先が CS コイルに当たった時に $r = 10\text{cm}, 15\text{cm}, 20\text{cm}, 25\text{cm}, 30\text{cm}$ で計測が行えるようにホルダーアレイをガラス管内に配置した。

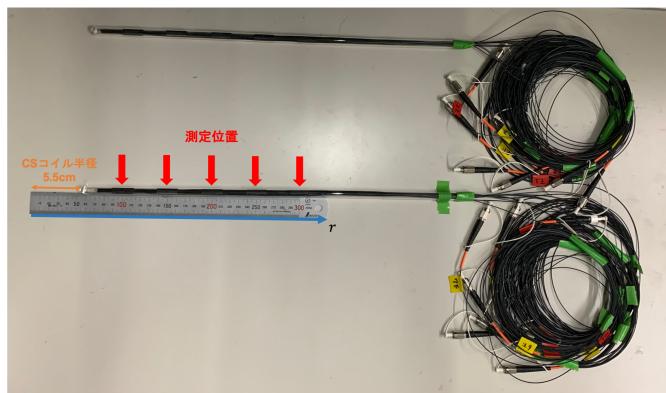


Fig. 3.26 5点計測ドップラーフォトプローブ

第4章

実験

先行研究^[6]から、本実験では分光計測に適した水素原子スペクトル H_{β} 線 (486.133nm) を流速測定に使用することとした。

4.1 片側放電による評価

片側のセパレーションコイルのみプラズマを点け、 $z=0$ 方向に押し出すことで z 方向に流れるプラズマを作ることができる。この流速を測定することで測定法の信頼性を評価した。完全導体流においては流体と磁力線は一体となって運動するため、^[2] 磁気プローブによって測定した磁力線の時間変化 Fig. 4.1 からイオンの流速を見積もることができ、赤く示した磁力線の運動を見ると、 z 方向の流速は負の方向に数 km/s と推測できる。

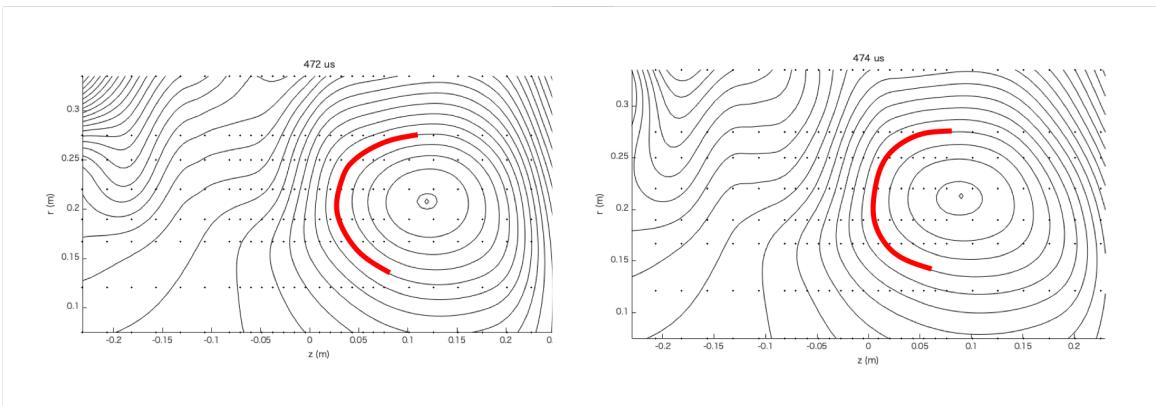


Fig. 4.1 磁力線の時間変化

ドップラープローブによるイオン流速ベクトル分布測定の結果 (露光時間 470~475μs) は Fig. 4.2 のようになった。光量の問題で分光結果のフィッティングが上手く行かなかったチャンネルを除いたため、3 点の表示となっている。青く示した磁力線付近での z 方向成分は磁力線から見積もった値に一致する値が得られ、今回開発したドップラープローブがイオン流速計測に使用できることが確認できた。

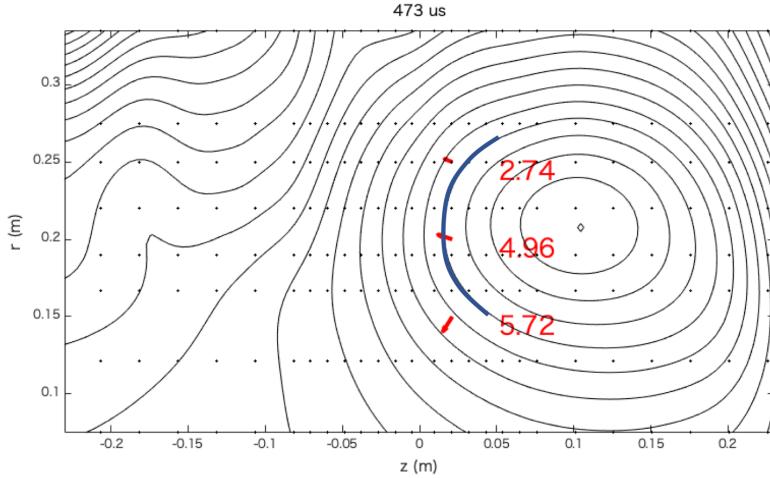


Fig. 4.2 片側放電におけるイオン流速ベクトル [km/s]

4.2 プラズマ合体実験におけるイオンポロイダルフロー分布測定

予備実験で用いたのと同じオペレーション Tab. 3.1(ただし使用ガスは異なる)でのポロイダルイオンフローを、開発したドップラープローブを用いて計測したところ Fig. 4.3 のようになった。ICCD の露光時間は $3\mu s$ とした。使用ポートを変更して実験することで、 $z = \pm 21.25\text{mm}$ の二通りで計測を行い、同じ図の上に表示している。また、今回もフィッティングの精度が悪かった計測点を除いた。

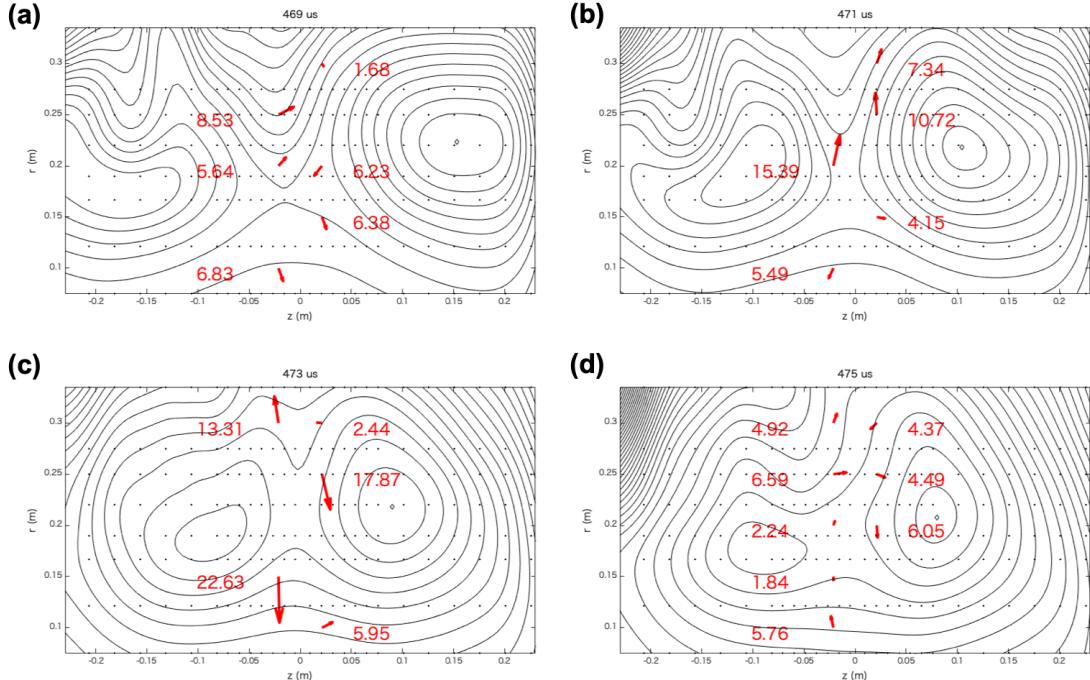


Fig. 4.3 プラズマ合体実験におけるイオン流速ベクトル [km/s] とポロイダル磁場

Fig. 4.3 から、(a) 磁力線と共に左右から中心方向に入ってきたイオンは、(b)(c) 上下方向に放出され、(d) その後流速の絶対値は再び小さくなつたと言える。本実験でガス圧は 8mTorr、リコネクション磁場は 56mT であったので、アルヴェン速度は 74.9km/s と計算される。実験で測定された最高速度は Fig. 4.3(c) 中の 22.6km/s であり、これはアルヴェン速度の 30% に当たる。

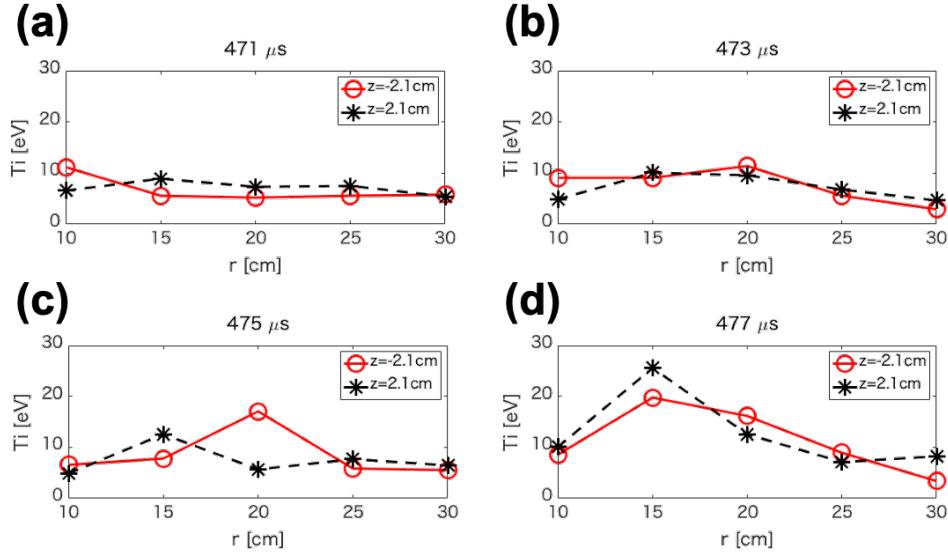


Fig. 4.4 イオン温度径方向分布の時間変化

観測スペクトルの広がりからイオン温度系方向分布の時間変化を計算すると、Fig. 4.4 のようになった。(c) を見ると $475\mu\text{s}$ で $r=20\text{cm}$ において温度が 6eV 程度上昇していることが分かり、(d) を見るとその後 $r=15, 20\text{cm}$ にいてさらに 12eV 程度温度上昇が起きていることが分かる。従って Fig. 4.3(d) において流速が減衰したのは、イオン同士の衝突などにより流速が温度に変換する熱化が起きたためと考えられる。また、この熱化は X 点の内側で見られ、温度上昇が見られる位置が内側へ移動したことから、内向きのアウトフローによりエネルギーが内側方向へ伝わっていったと考えられる。ここで流速の運動エネルギーと温度上昇のエネルギーを評価する。流速の運動エネルギーはイオン質量を m_i 、流速を $v_{flow} = 22.6\text{km/s}$ として

$$\frac{1}{2}m_i v_{flow}^2 = 4.3 \times 10^{-19}\text{J} \quad (4.1)$$

$$= 2.7\text{eV} \quad (4.2)$$

である。

実験では $480\mu\text{s}$ まで ICCD のトリガを変化させて分光計測を行ったが、 $476\mu\text{s}$ 以降では温度の上昇によりスペクトルが広がることで SN 比が悪くなり、フィッティングが行えない点が多く流速を計測することができなかった。また、本実験でガス圧は 8mTorr、リコネクション磁場は 56mT であったので、アルヴェン速度は 74.9km/s と計算される。実験で測定された最高速度は Fig. 4.3(c) 中の 22.6km/s である。これはアルヴェン速度の 30% に当たり、先行研究^{[4][5]}で得られている値(70~80%)の半分ほどということになる。今後ガス種や磁場の大きさを変化させて計測を行い、依存性を調査する必要がある。

第5章

まとめ

本研究では、プラズマ合体によるアウトフローを外乱を抑えてベクトル分布計測するために、新しい流速計の開発を行い、作製したプローブの評価とプラズマ合体実験でのイオンポロイダルフロー分布測定を行った。以下にその詳細を示す。

4 方向受光型ドップラーフィルタ分光プローブの開発

- プリンストン大学による先行研究^[8]を参考に、対面、直交した4方向の受光によるベクトル計測を行う構造を、平行した2本のガラス管内に作ることを試みたが、ガラス管壁での反射損失やガラス管内に入れ込む上でのファイバーの曲げ半径の限界といった、ガラス管を使用することによる制約から、直交しない視野で計測した後に二次元ベクトルに変換する手法に切り替え、ミラーと3Dプリンターで作製したホルダーを用いることでガラス管内に4方向受光構造を作り込み、分光計測することに成功した。
- ガラス管内により細かく多くのホルダーを正確に配列するため、配列の容易なホルダーの形状を考案し、5cm間隔で5点計測が行えるプローブを完成させた。

イオン流速ベクトル分布計測

- 片側放電によって生成した一方向に流れるプラズマのイオン流速を作製したプローブで測定し、磁気プローブによって計測した磁力線の動きと比較することでプローブによる流速計測の信頼性を確認することができた。
- 作製、評価を行ったプローブを合体実験で使用してイオンポロイダルフロー分布計測を行い、磁気リコネクションによるアウトフローとその後の熱緩和を確認することができた。観測できた最高速度はアルヴェン速度の30%であった。

参考文献

- [1] 野田哲二 「核融合システムの放射化評価と先進低放射化材料技術開発の展望」 プラズマ核融合学会誌 5月【7 9 - 5】
- [2] 関口忠 「現代プラズマ理工学」 オーム社 (1979)
- [3] 小野靖 「球状トカマクの実用炉への展望」 プラズマ核融合学会誌 80 卷 (2004)11 号 小特集 2-1
- [4] Y.Ono et al. "Ion and Electron Heating Characteristics of Magnetic Reconnection in a Two Flux Loop Merging Experiment" PRL 107, 185001 (2011)
- [5] T.D.Phan et al. "Ion bulk heating in magnetic reconnection exhausts at Earth's magnetopause: Dependence on the inflow Alfvén speed and magnetic shear angle" Geophysical Research Letters 10.1002/2014GL061547
- [6] 田辺博士 「ドップラー分光トモグラフィを用いた 2 次元局所イオン温度・流速計の開発」
- [7] 石川裕貴 「局所発光分光計測を用いた高ガイド磁場リコネクション中のイオン加速・加熱の検証」
- [8] Alexey Kuritsyn et al. "Local measurements of plasma ion dynamics with optical probes" Rev. Sci. Instrum. 77, 10F112 (2006)
- [9] 鶴田匡夫 「応用光学 I」 培風館 (1990)
- [10] 秋光萌 「プリント回路基板を用いた 2 次元高精細磁気プローブシステムの開発」