

博士論文

球状トカマクプラズマ合体の巨視的イオン加速・加熱機構
の解明

Elucidation of Global Ion Acceleration and Heating
Mechanism of Merging Spherical Tokamak Plasmas

電気系工学専攻 37207073 田中遥暁

指導教員 小野靖教授

提出日 2022年12月1日

概 要

高い β 値を持つ球状トカマクのプラズマ電流立ち上げ効率を高めるため、球状トカマク合体によるプラズマ加熱効率の向上・高 β プラズマの安定維持を目的として、プラズマ合体実験装置 TS-6 を用い、高ガイド磁場リコネクションのイオン加速・加熱機構の実験的検証・NBI の開発と TS-6 プラズマへの導入を行った。高ガイド磁場リコネクションにおいて生成する四重極状ポテンシャル構造とガイド磁場・リコネクション磁場との関係を明らかにすることで面内電場のイオン加速・加熱への影響を実験的に検証し、球状トカマク合体でのイオン加熱の素過程の理解を進めた。

まず、リコネクション拡散領域近傍に限定されていた従来のイオン温度計測システムを改良し、マルチスリット分光システムを取り入れることで、二つの合体プラズマをとらえた大域のかつ高精細な多チャンネルドップラー分光システムを開発し、セパトリクスを含めたグローバルなイオン温度計測が可能となった。高ガイド磁場リコネクションにおいて下流領域で高温イオンはセパトリクスに沿って広がっていることが確認され、磁力線をまたいだ熱拡散が抑制されていることが確認された。トカマク合体を用いた高ガイド磁場リコネクションにおいて、電流シート付近に留まらず、合体トカマクの広い領域で高温イオンが分布していることが確認されており、熱拡散のみならず四重極状ポテンシャルによる面内電場とガイド磁場に伴う $E \times B$ フローの熱化に伴うグローバル領域における加熱があると結論付けた。また、浮遊電位プローブを用いたポテンシャル計測において、四重極状ポテンシャル構造がポロイダル面広域に形成されていることが確認され、イオン温度分布と同様に径方向に非対称な構造を伴っていることが確認され、これはトカマクにおけるトロイダル効果によって理想 MHD 条件を保つために内径側で大きなポテンシャルが形成されていることが原因だと判明した。続いて、ポテンシャル・面内電場のガイド磁場・リコネクション磁場それぞれへの依存性を調査したところ、どちらの磁場についても正の相関を持つことが確認され、面内電場に伴う $E \times B$ フローの熱化に伴ってトカマク合体におけるガイド磁場リコネクションでのイオン加熱スケールリングが従来の実験結果と等しくなることが導かれた。また、アルゴンを用いたラーマー半径・質量比の大きいプラズマ実験において水素実験に比較して強力なイオン加熱が確認され、磁気エネルギーからプラズマエネルギーへの効率的な変換が起こっていることが確認された。更に、高精細イオン温度計測によって合体初期に形成される pull-type プラズモイドに伴うイオン分布の変化とプラズモイド消失に同期して急激なイオン加熱の発生が確認され、合体初期に形成されるプラズモイドがリコネクションの加速に関係していることが示唆された。

目次

第 1 章 序論	6
1.1 エネルギー危機と再生可能エネルギー	6
1.2 核融合発電	7
1.3 球状トカマク	10
1.3.1 ST-40 高磁場合体実験	12
1.4 磁気リコネクション	14
1.4.1 高速リコネクション	15
1.4.2 粒子加速・加熱メカニズム	17
1.4.3 ガイド磁場リコネクション	20
1.5 研究目的	22
第 2 章 実験装置と計測系	23
2.1 トーラスプラズマ合体装置 TS-6	23
2.2 TS-6 装置基礎計測系	26
2.2.1 2次元磁気プローブアレイ	26
2.2.2 ログスキーコイル	28
2.2.3 静電プローブ	29
第 3 章 巨視的・高精細 2 次元ドップラートモグラフィシステムの構築	31
3.1 ドップラー分光法によるイオン温度・流速計測法	31
3.1.1 プラズマ環境のスペクトルへの影響	32
3.2 コンピュータトモグラフィによる投影からの局所分布再構成	33
3.3 Abel 変換法による局所分布再構成原理	34
3.4 発光強度逆変換による局所イオン温度再構成	35
3.4.1 Abel 逆変換の解析手法	35
3.5 2 次元イオンドップラー分光計測のマルチチャンネル化	36
3.6 非点収差補正拡大光学系	39
3.7 288CH 分光システムの性能評価	41
3.8 分光計測で用いるライン	42
第 4 章 グローバルなイオン加熱と四重極状ポテンシャル	45
4.1 グローバルイオン加熱	45
4.2 面内電場とイオン加速・加熱	48
4.3 イオン加速・加熱の質量比依存性	53
4.4 合体初期の Pull-type プラズモイドの生成	56
4.5 本章のまとめ	59
第 5 章 結論	61

付 録 A ST 加熱・電流分布制御に向けた NBI の開発	62
A.1 球状トカマクへの NBI の導入と低コスト化	62
A.2 ワッシャーガン式 NBI の開発	64
A.2.1 ワッシャーガン	65
A.2.2 加速・減速電極	65
A.2.3 中性化セル	66
A.3 NBI ビーム特性	66
付 録 B 磁気リコネクションによる非熱的イオンエネルギー解析に向けた NPA 開発	70
B.1 トカマク合体における非熱的イオン	70
B.2 TS-6 装置用 NPA 開発	71

目 次

1.1	世界全体の発電設備容量の推移 [1]	6
1.2	(左図) 世界全体の再エネ発電容量 (右図) 単位平地面積当たりの太陽光発電容量 [1]	7
1.3	原子番号ごとの核子あたりの平均結合エネルギー [3]	7
1.4	トカマク型プラズマ概要	10
1.5	(a) トカマクと球状トカマク比較 (b) 球状トカマクの磁力線構造 [20]	11
1.6	ST、トカマク実験におけるトロイダル β 値。ITER, FNSF(ST 原型炉) の領域も記載。 [24]	12
1.7	ST-40 高磁場合体装置と合体中のプラズマ電流波形・磁気面 [25]	13
1.8	イオン温度のトロイダル磁場・ポロイダル磁場についての依存性 [25]	14
1.9	ST-40 高温超電導マグネット DEMO3 [25]	14
1.10	磁気リコネクション概念図	15
1.11	Sweet-Parker 理論における磁力線概念図 [32]	16
1.12	Petschek 理論における磁力線概念図 [32]	16
1.13	Hall リコネクションにおける概念図	17
1.14	MRX 装置におけるイオン流速と静電ポテンシャル計測結果 [47]	19
1.15	MST 装置におけるイオン加熱の質量依存性 [48]	20
1.16	フェルミ加速とリコネクション電場加速のガイド磁場依存性の運動論シミュレーション計算結果 [51]	21
1.17	ガイド磁場リコネクションでの四重極状静電ポテンシャル形成	22
2.1	TS-6 トーラスプラズマ合体装置断面図。左の写真は高速度カメラによる水素ガス放電時における合体の様子を表す。	23
2.2	左図：ワッシャーガン設計図。中央図：ワッシャーガン外観。右図：ワッシャーガン内観。	24
2.3	上図：ST 生成時における PF コイル電流とプラズマ電流波形。下図：ST 生成概略図。	26
2.4	TS-6 装置における磁気プローブ r-z 2 次元磁場プロファイル。	28
2.5	ロゴスキーコイル概略図。	29
2.6	21CH 浮遊電位プローブ回路写真と概略図	30
3.1	軸対象分布局所構造 $I(r)$ とその視線積分 $f(y)$	34
3.2	巨視的・高精細 288CH イオンドップラー分光法システム	36
3.3	マルチスリット分光法	37
3.4	非点収差補正拡大光学系	40
3.5	ICCD イメージ図。各 CH のガウシアン信号を r-z 平面に再配置し、再構成を行う。	41
3.6	開発した分光システムの逆線分散と装置関数例。	42
3.7	各種バルクイオン・原子と水素イオンにおけるエネルギー緩和時間。	43
4.1	ドップラー分光システムのトロイダル計測視野	45
4.2	合体初期～終期における高速度カメラ映像	46

4.3	(上から) プラズマ電流 I_p 、プライベートフラックス (赤) とコモンフラックス (黒)、コモンフラックスとプライベートフラックスの比、電流シート内部のトロイダル電流 j_t 、リコネクション電場 E_t	47
4.4	合体初期～中期における二次元イオン温度分布計測結果 (カラー) と磁気面 (実線)。赤丸は計測点を表す。	48
4.5	(a) 下流領域における二次元イオン温度分布計測結果 (b) 静電プローブによる二次元浮遊電位分布計測結果	49
4.6	左から沿磁力線方向電場のトロイダル成分、ポロイダル成分、両成分の和。	50
4.7	(左図) 沿磁力線方向電場、(中央) 面内電場とガイド磁場による $E \times B$ ドリフト速度、(右図) イオン温度を示す。	50
4.8	浮遊電位の Z 方向分布とポテンシャルギャップ	51
4.9	ポテンシャルギャップの (a) リコネクション磁場 (b) ガイド磁場比依存性	51
4.10	各々のリコネクション磁場に対する面内静電場 E_z の時間発展 (右図) とその計算地点 (左図)	52
4.11	(左) 低ガイド磁場比 (右) 高ガイド磁場比における面内電場 E_z の一次元分布とその時間発展 (上段から下段)	52
4.12	電流シート近接の下流領域における面内電場 E_z の (左) リコネクション磁場 (右) ガイド磁場比依存性	53
4.13	(上から) 軟 X 線発光強度 (黒) と下流領域における空間平均イオン温度 (赤)、コモンフラックス・プライベートフラックス比、リコネクション電場、ポテンシャルギャップ	54
4.14	リコネクション初期・中期における (上段) 軟 X 線発光強度 (下段) 浮遊電位の二次元分布	55
4.15	ST 合体中の二次元イオン温度分布。左が水素ガス、右がアルゴンガスを用いた実験結果。	56
4.16	各極性 (左: $B_t > 0$ 、右 $B_t < 0$) における TS-6 トカマク合体実験における 2 次元電流密度分布の時間発展。 B_T の反転に伴って電流シートの傾きが反転し、電流シートが分裂していくことが確認できる。 [67]	57
4.17	プラズマ電流 (上段) と早期合体時間における磁気面にみられる磁気島構造 (下段)	58
4.18	(左) 合体初期の磁気面の時間発展、(中央) 磁気軸付近の磁束の 1 次元分布の時間発展、(右) pull 型プラズモイドの生成・合体・消滅の概要図	58
4.19	(左) 2 次元イオン温度分布と磁気面 (a: $55\mu s$ 、b: $61\mu s$)、(右) 上からイオン温度、フラックス比、リコネクション電場の時間発展	59
4.20	高ガイド磁場リコネクションでの (左) 電子加速機構概要図、(右) グローバル・ローカルなイオン加速・加熱機構概要図	60
A.1	NBI 模式図	63
A.2	MAST トカマク合体実験におけるイオン温度と電子温度の空間分布	64
A.3	開発した TS-6 用 NBI の写真	64
A.4	NBI 用に開発下ワッシャーガンの一次・二次側電流波形	65
A.5	(上段) ファラデーカップの模式図と電場分布 (下段) 開発したコンパクトファラデーカップの写真	67
A.6	NBI 入射角度とその最適化のための MHD 平衡プラズマへの入射ビーム粒子軌道計算結果	68
A.7	異なるエネルギー・磁場環境下での軌道計算結果	69
B.1	MAST における NBI 入射前の合体・断熱圧縮オペレーションでの NPA 計測結果 [64]	70
B.2	TS-6 用に開発した NPA (左) と概要図 (右)	71
B.3	TS-6 用に開発した NPA のトロイダル方向視線	72
B.4	各々の入射エネルギーを持ったビーム粒子の軌道計算結果	72

B.5 NPA 電磁石性能確認。(左下)FEMで計算した磁束密度分布、(右上)(右下) ホールプローブ で計測した Y 方向 Z 方向の磁束密度実測値	73
--	----

第1章

序論

1.1 エネルギー危機と再生可能エネルギー

エネルギー危機・地球温暖化が憂慮される現代において再生可能エネルギー（再エネ）の導入が先進国を皮切りに急速に進んでいる。2015年には初めて発電設備容量ベースで再エネが石炭火力を上回り [1]、再エネは環境における側面だけでなく多様な発電主体による電源の分散化を可能にし、災害時・緊急事態におけるレジリエンスの向上という観点からも大きな意義を持つ。例えば、北海道胆振東部地震時、稚内市内は広域停電となったが、太陽光発電所は系統から自動解列を行って発電を継続し、蓄電池と合わせて近隣の施設に電力を供給し続けていたことから災害対策として活躍した。

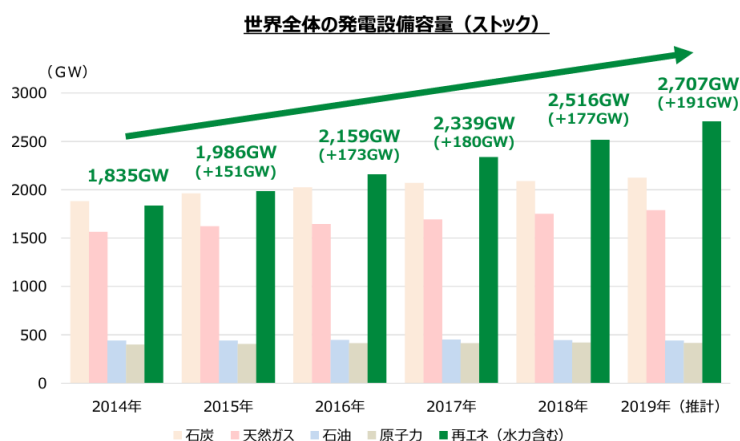


図 1.1: 世界全体の発電設備容量の推移 [1]

化石資源をほぼ全て海外からの輸入に頼っている日本では、東日本大震災からさらに大きく低下したエネルギー自給率向上のためにも再エネ導入は足早に進んでおり、再エネ導入容量は第6位、中でも国土面積当たりの太陽光導入量は主要国の中では最大である (図 1.1)。また、北海道や東北等風況の良い地域を主体として、洋上風力発電の大量導入・建設も始まっている。しかしながら、ドイツに比べて平地面積が半分、欧州の北海海域と比べて風況が悪い日本では太陽光発電施設の敷設量が限界を迎えるとともに、洋上風力における設備利用率・収益性がともに低くなり [2]、再エネ主体で安定した電力供給を維持することへの課題が見受けられる。つまり、こうした自然・地理的条件の差を鑑みつつ、いかにコストアップを抑えながらエネルギー自給率を高めていくか、再エネ大量導入に当たっては十分に検討していかなければならないと言える。

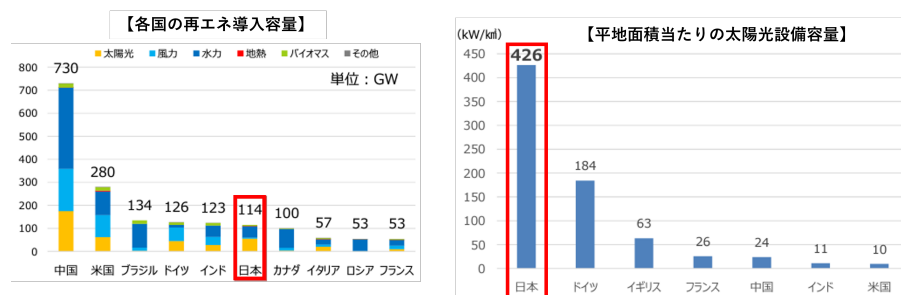


図 1.2: (左図) 世界全体の再エネ発電容量 (右図) 単位平地面積当たりの太陽光発電容量 [1]

1.2 核融合発電

こうした再生可能エネルギーの抱える問題に加えて、近年の地政学的状況も踏まえると安定供給可能で経済効率性・環境適合性が高く、なおかつ安全な ($3E + S$) エネルギー源の開発が深刻に望まれる。再生可能エネルギーや火力発電に代替し得る発電手法として核融合発電が挙げられる。核融合発電はその黎明期 (1950 年代～) から原子力の平和利用のシンボルとして世界的に研究が進められてきた。核融合エネルギーは原理的に二酸化炭素をはじめとする温室効果ガスを排出せず、水素の同位体である重水素とトリチウムを主な燃料とする核反応では莫大なエネルギーをほぼ無尽蔵に生み出すことができる理想的なエネルギー源として、その実用化は社会の発展・地球環境の持続に大きな意義を持つ。

核融合反応は原子力発電で発生する核分裂反応とは真逆の反応で、水素などの軽い原子核同士が衝突・融合し、ヘリウムなど新たな原子核を生成する反応で、反応によって失われた質量はアインシュタインのエネルギーと質量の等価式 $E = mc^2$ によると、エネルギーとして粒子の運動エネルギーもしくは放射エネルギーとして取り出される。軽い原子は核融合反応で重い原子へと変異し、重い原子は核分裂反応で軽い原子へと変異していき、こうした反応の違いは原子番号に関係した核の結合力の強さが決定している (図 1.3)。

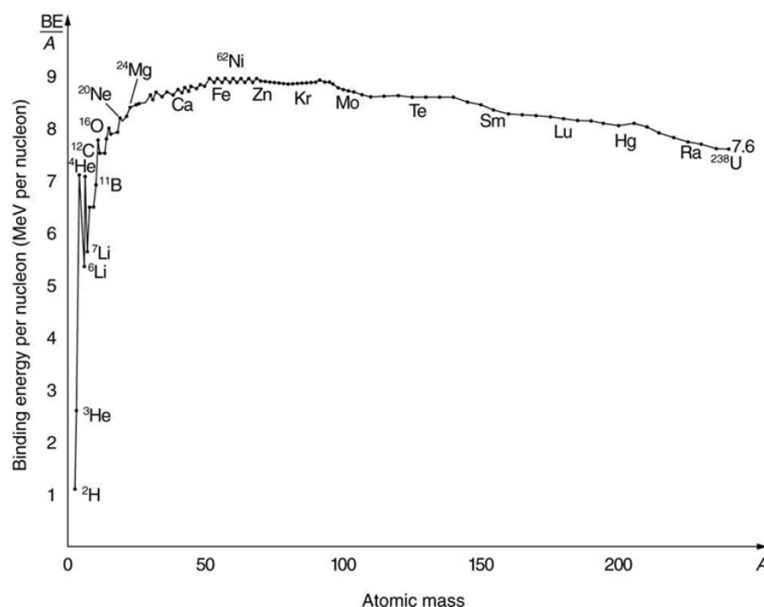


図 1.3: 原子番号ごとの核子あたりの平均結合エネルギー [3]

核融合反応は太陽などの恒星で絶え間なく起こり続けており、太陽はその誕生から数 10 億年もの間、およそ $4 \times 10^{26} [\text{W}]$ ものエネルギーを放射している。太陽のコアで発生している核融合反応は種々の水素同位

体間で起こっているが、その反応率は密度・温度に依存し、中でも重水素と参重水素（トリチウム）間での DT 反応 (式 1.1) が比較的低い温度において最も高い核融合反応断面積を持ち、実現可能な核融合炉燃料の候補として挙げられる。



発生した 17.6MeV のエネルギーはヘリウムイオン (α 粒子) と中性子の運動エネルギーとして取り出され、2 価の α 粒子は核融合プラズマを加熱し、中性子は炉壁に衝突し、ブランケット・熱交換器を通して熱エネルギーに変換された上で最終的にタービンにて電気エネルギーに変換される。余談であるが、近年の核融合炉工学の研究ではブランケットにおける数 100 度以上に及ぶ熱を利用してバイオマスエネルギーを水素や木炭として取り出すことでさらなるエネルギーの有効活用・核融合炉の経済性向上を目指す研究も盛んである [4]。

核融合反が起こるためには原子核間のクーロン力を乗り越えてトンネル効果によって原子核同士を近づける (10^{-15}m) 必要があるが、そのためには原子核に高速な運動エネルギーを与えなければならぬ。こうした高温のプラズマ粒子を一定時間・一定量閉じ込めることで核融合炉として運転するための指標として Lawson 条件 (式 1.2)

$$n\tau T \geq 10^{20}[\text{m}^{-3}] \times 1[\text{s}] \times 20[\text{keV}] \quad (1.2)$$

を満たす必要がある。

高温・高密度が求められる核融合反応では比較的条件的易しい DT 反応においてでさえ 1 億度という、太陽よりも高い温度が必要となる。こうした高いエネルギーを持つプラズマは太陽ではその強力な重力によって高密度に閉じ込められているが、地球上でこのような高温・高密度環境を達成するとなると磁場核融合・慣性核融合の大きく分けて二種類の方法がある。本論文では慣性核融合については触れないが、燃料の入った固体ペレットに四方八方からレーザーを当てて爆縮し、短時間で強力なエネルギーを取り出す慣性核融合では近年米国のローレンスリバモア国立研究所において行われた実験で 1.35MJ という記録的な量のエネルギーを発生させることに初めて成功するなど、飛躍的な進展が目覚ましい [5-7]。

また、Z ピンチと呼ばれる手法ではプラズマ電流自身が作る磁場によって圧縮し核融合反応点火温度まで加熱する手法であり、初期より提案されていた手法であったが、プラズマ電流の生み出すシンク不安定性を制御することが難しいという理由で敬遠されてきた。しかし近年、プラズマ電流に生じるせん断流が Z ピンチプラズマの安定化に大きく寄与することが解明され、米国 ZaP Energy の FuZE-Q 装置では 500kA を超える電流で低コスト・コンパクトかつスケーラブルな商用核融合発電炉実現に向けた研究が行われている [8,9]。

核融合点火温度の超高温においては原子は完全に電離しており磁力線に巻き付いて運動する。磁場閉じ込め核融合では外部磁場もしくはプラズマ電流の作る磁場を利用してプラズマの運動を制御し炉内に長時間閉じ込めることを目標としている。磁場閉じ込め核融合の研究は 1945 年英国のハーウェル研究所の ZETA 装置 [10] において萌芽し、100kA に及ぶプラズマ電流を記録し、米国・ロシアにおいても磁場閉じ込め核融合装置の開発が始まった。1973 年の石油危機も相まって、持続可能な核融合エネルギーへの注目が高まり、日本の JT-60 [11] や米国の TFTR [12]、英国の JET [13] といった大規模な磁場閉じ込め型核融合実験装置の建設が世界中で行われた。

磁場閉じ込め型核融合炉には大きく二つのタイプが存在し、DNA に似た二重らせん構造の超電導ヘリカルコイルを用いてねじれた磁力線でプラズマを閉じ込めるヘリカル方式 [14,15] と図 1.4 のような外部コイル・プラズマ電流による磁場を用いてねじれた磁場を生成し、トーラス状のプラズマを制御するトカマク方式がある。トカマクはその構造上、直線装置のように端が存在しないため閉じ込めにおいて有利な面があるほか、核融合炉として優れたパラメータを記録し、研究が比較的進んでいる。トロイダル磁場だけではプラズマはドリフト運動で装置壁へと運動していくため、プラズマ電流を誘導的に流すことで、ねじれた磁力線構造を生み出している。プラズマ電流を誘起するため、トカマクでは通常、中心にセンターソレノイド (CS) コイルが存在し、電流を流すことによって誘導起電力によりプラズマ電流を誘起・加熱 (オーム

加熱)を行う。しかしながら、プラズマ電流には外側に向かって広がる力(フープ力)が加わるため、これを抑えるための磁場も必要になり、平衡磁場(EF)コイルとして、縦磁場を外部から印加することでプラズマの膨張を抑制している。

以上3種類のコイルを用いて運転するトカマクだが、そのプラズマ電流はCSコイルに誘導されるため、トカマク型核融合炉はコイルの1次側の電流変化に依存した非定常運転に制限されてしまう。すなわち、核融合炉としての運転時間がコンデンサバンクやフライホイールからの電力供給によって制限されてしまう。核融合炉として定常運転をしていくためには、CSコイルに頼らない非誘導的な電流駆動手法が必要となり、現在主流な手法として開発されているのは超高速なエネルギーを持つ中性粒子をプラズマ内で電離させてプラズマ加熱を行う中性粒子ビーム入射(NBI)と電子サイクロトロン周波数帯とイオンサイクロトロン周波数帯などの高周波入射によるプラズマ加熱(RF)が存在し、例えばITERにおいてはNBI(33MW)、RF(40MW)と非常に大きなパワーを加えることでプラズマ電流の維持を目指している。

NBIは核融合プラズマ電流駆動・加熱におけるその高い信頼性と実績から最も主流の非誘導電流駆動手法として多くの研究施設において活用されている。核融合炉における実験領域では100keVを超えるビームエネルギーが必要で現在は高エネルギー領域での中性化効率の高い負イオンを用いたビーム開発が進められている。また、NBIはプラズマ加熱のみならず、プラズマ計測手法にも応用されており、例えばビーム粒子とイオンとの荷電交換を利用した分光計測などが有名である[16]。

電子サイクロトロン装置はプラズマ生成・電流立ち上げに加え、高閉じ込めモードであるHモード生成や安定な高ベータプラズマ維持のための新古典テアリングモード(NTM)制御に不可欠な装置であり[17]、とりわけNTM制御において局所電流分布制御の面から高効率に働く。

イオンサイクロトロン装置はJT-60、JETなどの装置で数MW数十MWのイオン加熱の実績を持ち[18]、高い信頼性を持つイオン加熱装置として応用されているとともに、イオンを選択的に加熱することができる特徴を生かし、核燃焼制御の手段としても有望である。

1960年代から本格的な研究が進められてきたトカマク装置であるが、核融合炉としてのパフォーマンス向上に向けいくつか大きな課題が挙げられる。一つ目は、そのポロイダル磁場生成に必要なプラズマ電流がプラズマ温度の低下による電気伝導度の減少により突如消失してしまう、ディスラプション現象で、それまでプラズマに蓄えられてきたMWに及ぶエネルギーが炉壁に解放されることで構造物表面の損傷を引き起こす。また、トカマク構造物に影響を及ぼす電磁力も非常に大きなものとなるほか、ディスラプションとともに垂直位置不安定性によるプラズマの垂直移動(VDE)を引き起こしてしまう。ディスラプションを事前に予知し、回避・緩和するための手法として近年、ニューラルネットワークを用いたディスラプション予測・制御といった研究[19]も行われている。ニューラルネットワークでは、複数からなる入力信号の組について、ディスラプション発生時および非発生時の各々の場合における信号変化のパターンを予め学習しておき、これを実際のトカマク運転に適用してディスラプションの発生の予測を行う。

次に、核融合炉の定常運転かつ高い核融合炉三重積のために粒子・エネルギー閉じ込め時間の長期化が重要となる。ITERやJETのような大型装置にみられるように、粒子やエネルギーが蓄えられる体積に比べ、散逸する面積は高々装置スケールの二乗に比例するので、大型の装置になるほど閉じ込め時間は長くなる。また、大規模で強力なNBIやRF加熱の登場によってHモードと呼ばれる、プラズマエッジ(ペデスタル部)に急峻な温度勾配を持った閉じ込め構造の出現によって従来までの低い閉じ込め時間(Lモード)に比べて飛躍的な閉じ込め改善が達成された。Hモードのペデスタル部以外にも内部輸送障壁(ITB)と呼ばれる、プラズマ粒子・エネルギー閉じ込めに大きな役割を果たすプラズマ構造が、ポロイダル方向の速度シアによって生成されることがわかっている。

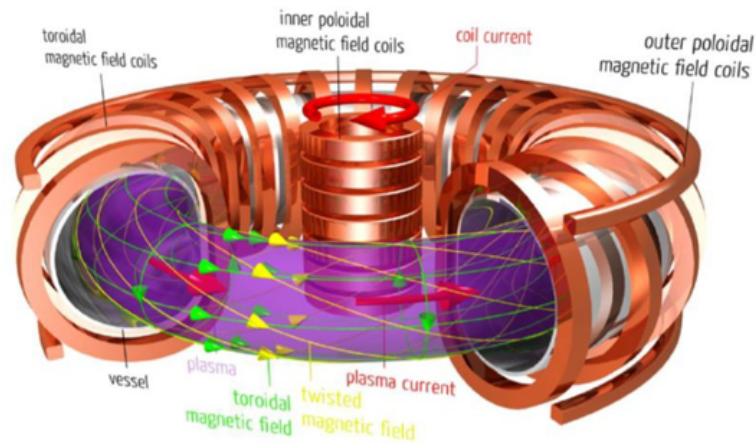


図 1.4: トカマク型プラズマ概要

1.3 球状トカマク

核融合炉の経済性を示す指標の一つが β 値と呼ばれる、磁気圧に対するプラズマ圧力の比である ($\beta = 2\mu_0 \langle p \rangle / B^2$)。 β 値が高ければ高いほど、一定の磁場でより高い圧力のプラズマを閉じ込めることができ、とりわけ核融合炉において比重の高いトロイダル磁場コイルを含めたコスト削減につながる。トカマクの β 値は MHD 不安定性であるバルーニングモードによる圧力限界からおおよそ 10%程度までに限られているが、アスペクト比 A (= プラズマ大半径/プラズマ小半径) を低く抑える他、高い楕円度・三角度を保持することによって安定限界 β 値は増加することが理論的にわかっている。特にアスペクト比を小さくすることで磁力線が安定な曲率を持つ内径側領域で周回する回数が増えることによってエッジ領域での安全係数 q 値が上昇し、MHD 不安定性が改善される。図 1.5 のような、こうしたコンパクトなトカマク構造を持つプラズマを球状トカマク (ST) と呼ぶ。

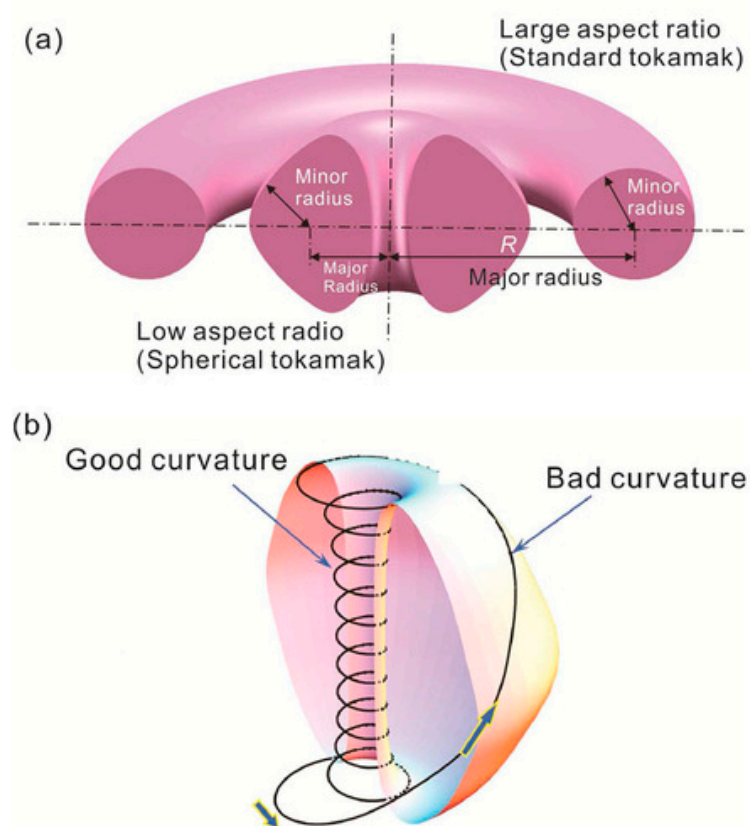


図 1.5: (a) トカマクと球状トカマク比較 (b) 球状トカマクの磁力線構造 [20]

低いアスペクト比を有する ST はトカマクに比べて高い β 値を持つ他、安定性や閉じ込め性能が高く、さらにブートストラップ電流と呼ばれる自発電流の比率も高くなり、大変魅力的な性質を持つ。英国カラム研究所で 1990 年に建設された START(Small Tight Aspect Ratio Tokamak) による 40%に及ぶ高い β 値に端を発し [21]、続く MAST(Mega Amp Spherical Tokamak) や米国プリンストンプラズマ研究所の NSTX(National Spherical Tokamka eXperiment) といった大型 ST においても同様の高い β 値や MA クラスのプラズマ電流を記録している [22, 23]。

図 1.6 に示されるように、MAST、NSTX をはじめとした ST はトカマクと比べて高い規格化 β 値 ($\beta_N: \beta = \beta_N \times I_p / a B_T$ (I_p, a, B_T はそれぞれプラズマ電流、小半径、トロイダル磁場)) を有しており、原型炉・商用炉を見据えたさらなる圧力・電流分布最適化に向けて、規格化 β 値 ~ 8 、ブートストラップ電流 $f_{BS} \sim 90\%$ を目指し、NBI や電子バーンスタイン波 (EBW) による加熱・電流駆動が行われている。

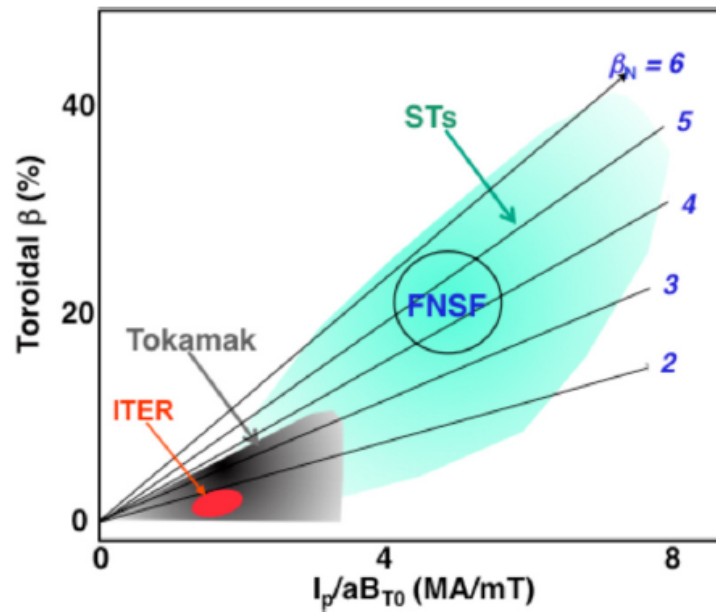


図 1.6: ST、トカマク実験におけるトロイダル β 値。ITER, FNSF(ST 原型炉) の領域も記載。[24]

図 1.2 で触れたように、トカマクではプラズマ電流の立ち上げにおいて CS コイルによる誘導起電力を用いていたが、プラズマ温度の上昇に伴いその加熱効率は減少していくことに加え、球状トカマクの場合、低アスペクト比でコンパクトな構造からセンターソレノイド無し (CS-free) でのプラズマ電流立ち上げを行う必要がある。

CS-free な ST プラズマスタートアップ手法は多岐にわたり、以下に主な手法と例を示す。

RF

ECH, EBW, LH(低域混成波) の周波数帯の高周波加熱によるプラズマ立ち上げ手法 (70kA)。: MAST, QUEST

同軸ヘリシティ入射 (CHI)

電極間の放電電流とトロイダル磁場によるローレンツ力によって急激にプラズマ立ち上げを行う (200kA) :NSTX, HIST

プラズマ合体・合体圧縮

二つのトーラスプラズマを合体・圧縮することで急激なプラズマ加熱を行う (400kA) : MAST, ST-40, TS-6, UTST

1.3.1 ST-40 高磁場合体実験

トカマクの非誘導加熱手法として NBI や RF といった手法が上記で述べられていたが、高価かつ加熱パワーのロスが大きいため商用炉としての加熱効率が低いと言える。一方で CS-free な ST プラズマ立ち上げ手法において、プラズマ合体・圧縮法は次節で説明する磁気リコネクションによるエネルギー変換 (90%) を応用し、加熱によるエネルギーロスを低く抑えたまま急激なプラズマ加熱・電流駆動を可能とする。英国の核融合ベンチャー Tokamak Energy 社ではプラズマ合体・圧縮法を取り入れた上で、高温超電導マグネット (HTS) による強力なトロイダル磁場 ($B_T \sim 3\text{T}$) を合わせることで超高 β ST の生成そして 2030 年代までの商用核融合実現を目指している。

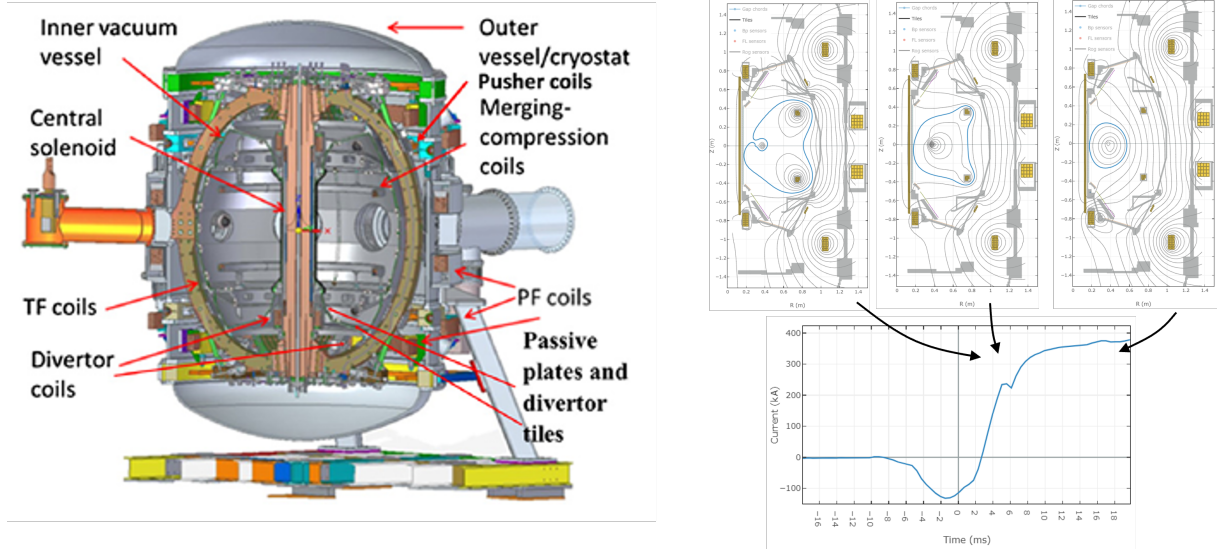


図 1.7: ST-40 高磁場合体装置と合体中のプラズマ電流波形・磁気面 [25]

図 1.7 にあらわされるように、ST-40 装置では上下に生成された二つの ST を装置中央にて合体させることで電子密度 $n_e \sim 10^{20} \text{m}^{-3}$ 、イオン温度 $T_i \sim 10 \text{keV}$ といった、今までの START や MAST を遥にしのぐ超高 β ST の生成・維持に成功している。ST-40 高磁場実験装置のパラメータは次の通りである。

大半径 R 0.4-0.6m

アスペクト比 R/a 1.6-1.8

プラズマ電流 I_p 2MA

パルス時間 1-2s

プラズマ合体によるイオン加熱は東京大学 TS シリーズ装置や START,MAST における結果からも予測されたようにリコネクション磁場の 2 乗に比例しており、また、トロイダル磁場の増加に伴い閉じ込め性能が上昇することでイオン温度も上昇している。(図 1.8)。特に ST-40 で使用された高温超電導マグネットによって従来の ST ではアクセスできなかった磁場領域で実験が可能となっており、図 1.8 に示されるように、合体後のフラットトップ電流領域のイオン温度については、 $B_T = 1.5 \text{T}$ を超える領域では Artsmovich の式 1.3 とかけはねれて、非線形的にイオン温度の急激な上昇が確認されている。

$$T_i(0) = 0.6(I_p B_t R_0^2 < n >)^{1/3} A_i^{-1/2} \text{keV} \quad (1.3)$$

すなわち、トロイダル磁場の増加に伴いさらなる高い閉じ込めモードへ遷移したことが確認されたとと言える [25]。

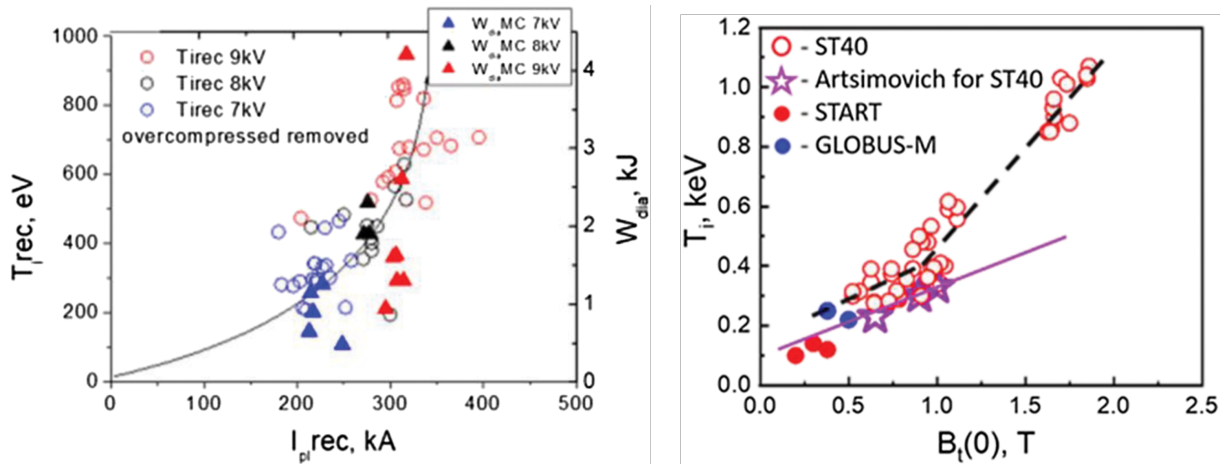


図 1.8: イオン温度のトロイダル磁場・ポロイダル磁場についての依存性 [25]

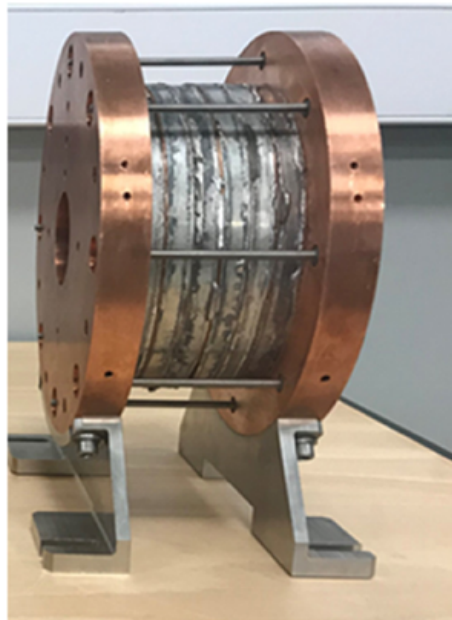


図 1.9: ST-40 高温超電導マグネット DEMO3 [25]

1.4 磁気リコネクション

太陽では太陽フレアやコロナ質量放出 (CME) といった突発的な現象が発生している [28]。こうした強烈な太陽活動は太陽風を介して磁気嵐となって地球磁気圏に影響を及ぼし、人工衛星に損傷を起こし、地球上の電気システムの停電をもたらす危惧すべき現象である。太陽におけるこうした急激なエネルギー放出の原因として考えられている現象が、磁気リコネクションである。

磁気リコネクションは太陽のみならず地球磁気圏 [26, 27] やブラックホールや降着円盤 [29]、そして研究室プラズマでも観測される、磁場のつなぎ変わりに伴う磁場-プラズマ間のエネルギー変換現象である。例えば、地球磁気圏尾部で発生する磁気リコネクションは 12000km (ラーマー半径の 2 倍) にもおよぶ分厚いプラズマシートにおいて磁場のつなぎ変わりが発生し、地球夜側の北向きの磁力線に沿って高エネルギー粒子が地球磁極へ流れ込み、高度数 100km においてオーロラとなって観測される。また、核融合プラ

ズマにおいて、Sawtooth 現象として軟 X 線信号の規則的な振動を伴う電子温度の内部崩壊現象においても磁気リコネクションが重要となっている [30]。

理想的な磁気流体力学 (MHD) の枠組みではプラズマは完全導体として扱われ、磁場に巻き付いて (凍結して) 運動する。言い換えれば、磁力線は常にプラズマと一緒に運動すると言える。しかしながら、反平行の磁力線の接近に伴って非 MHD 的な効果が磁力線間に発生し、図 1.10 で表される電流シート内部において各々の磁力線に凍結していたプラズマの拡散が起こり最終的に磁力線のつなぎ変わりが発生、つまり磁場のトポロジーが変化する。新たにつなぎ変わった磁力線は大きな曲率を有しており、リコネクション下流領域に向かって素早く引き伸ばされ、それによって再度凍結したプラズマも下流領域に向かって加速される。

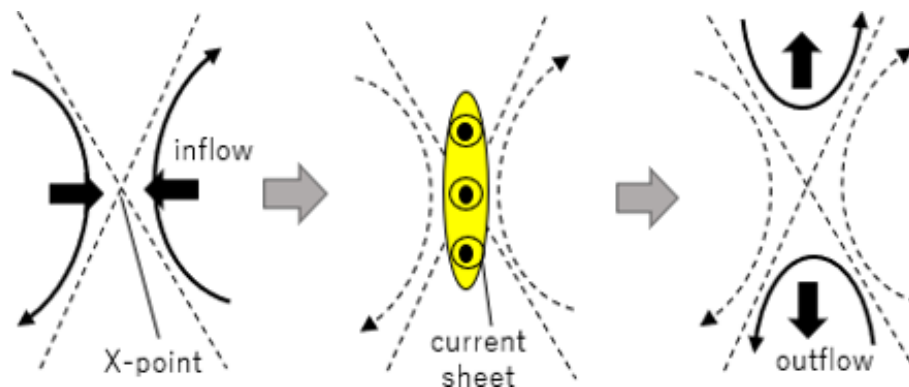


図 1.10: 磁気リコネクション概念図

磁気リコネクションによるプラズマへのエネルギー変換は短時間で急激に起こるため、太陽フレア等宇宙における突発的な天体現象の鍵として観測・理論・実験を交えながら研究が進められている。しかしながら、磁気リコネクションでは電流シート内のイオンスケールから電子スケールまで異なるローカルなプラズマ・磁力線の運動が引き金となる一方でプラズマ全体にわたるグローバルなエネルギー変換を内包しているため、各々のスケールかつスケールの結合までを踏まえてリコネクション物理を解き明かすには未解明な問題が残る。この節では磁気リコネクションの時間スケールを巡る理論やプラズマへのエネルギー変換、そしてガイド磁場リコネクションにおける研究を踏まえ、基本的な理論をおさえていく。

1.4.1 高速リコネクション

高速リコネクションに関する問題は Speitzer 抵抗と MHD 理論に則った古典的な Sweet-Parker 理論によって堰を切られた。理想 MHD の枠組みにおいてはプラズマは磁力線に凍結し、磁力線のつなぎ変わりは発生しないが、電流シートにおける抵抗の存在によって磁力線は拡散し、つなぎ変わることが可能となる。しかしながら、抵抗拡散における典型的な時間スケール $\tau_D = L^2 \mu_0 / \eta$ (L, μ_0, η はそれぞれ特性長、真空透磁率、プラズマの抵抗) は典型的な太陽フレアにおいて 10^{14} s と、実際の観測時間 (10^3 s) に比べ果てしなく長いスケールになってしまう。

そこで Sweet-Parker モデル [31] では図 1.11 に表されるように細く引きのばされた電流シート (幅 δ 、長さ L 、 $\delta \ll L$) を想定し磁力線はこの電流シート内でのみ拡散されると仮定した。Sweet-Parker 理論では二次元かつ定常リコネクションを想定しておりプラズマは非圧縮性で、磁場拡散時間は $\tau_{SP} = (\tau_D \tau_A)^{1/2}$ ($\tau_A = L/V_A$: アルヴェン時間) となり、ランキスト数 $S = L \mu_0 V_A / \eta$ を用いて、 $\tau_{SP} = \sqrt{S} \tau_A$ と表せる。しかしながら、天体プラズマにおいてランキスト数 S は非常に大きな値 (太陽フレアのプラズマで $S \sim 10^{14}$) を示し、Sweet-Parker 理論だけでは十分に太陽フレアにおける高速リコネクションを説明することができなかった。

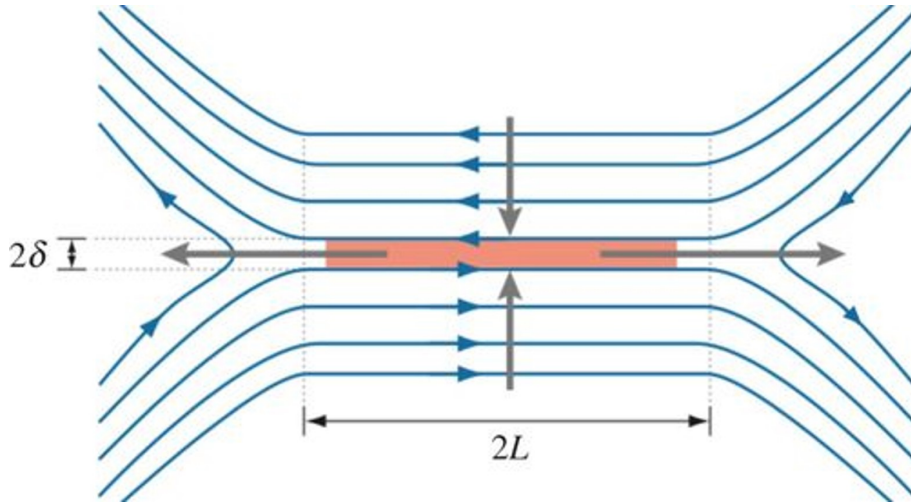


図 1.11: Sweet-Parker 理論における磁力線概念図 [32]

そこで Petschek [33] は図 1.12 にあるように下流においてスローショック構造を導入し短い拡散領域を仮定することで上流一下流領域を隔てる二つのショック構造においてプラズマのインフローをアウトフローへ変換するモデルを考案した。このモデルにおいて拡散領域は Sweet-Parker モデルのように薄く引き伸ばされた、2つの Y 字型構造ではなく、短い X 字構造を持つ。Petschek モデルで計算される磁場拡散時間は大きく短縮され、 $\tau_P = (\ln S)\tau_A$ と、アルヴェン時間の数パーセントの領域に至ることから、20 年近くにわたって広く参考にされてきた。

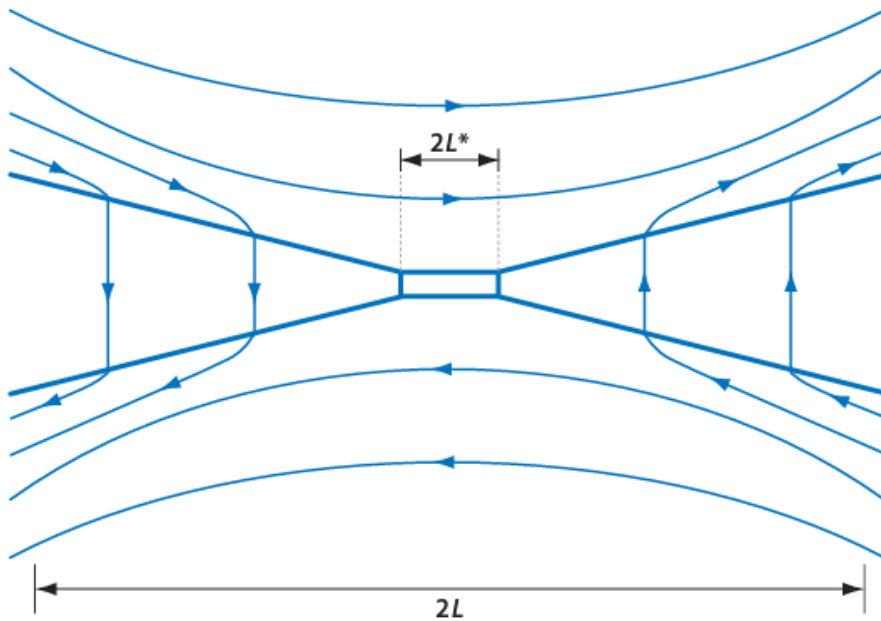


図 1.12: Petschek 理論における磁力線概念図 [32]

しかしながら、後の研究において Petschek モデルは数アルヴェン時間で Sweet-Parker モデルの定常状態に戻ってしまうことが確認され [34]、Petschek モデルのシート構造は拡散領域において異常抵抗が存在する場合において維持されることが明らかにされた。さらに、こうした MHD シミュレーションによる反論のみならず、地球磁気圏・研究室プラズマでの観測からも、高速リコネクションは無衝突プラズマにお

いても観測されることから、抵抗性 MHD の枠組みだけでは高速リコネクションを説明することができないことがわかってきた。

無衝突プラズマにおける磁気リコネクションによる高速リコネクション機構を説明する上で重要な効果として (i) 拡散領域内の静電・電磁場の揺動による不安定性に伴う異常抵抗、(ii) イオンと電子の軌道のずれに伴う Hall 効果がある。

電流駆動型のプラズマ不安定によって励起されたプラズマ波動と粒子の散乱過程に起因する異常抵抗は、イオン音波や低周波混成帯域の波 (LHDI) などが候補として挙げられ、天体プラズマ・研究室プラズマ両方において観測されている [35, 36]。しかし、地球磁気圏プラズマシートでは、イオン温度が電子温度より高く、イオンと電子の相対速度が電子温度を超えることはないので、イオン音波は電気抵抗に寄与する可能性は少なく、また LHDI は磁気中性線で減衰することが知られており、異常抵抗に寄与する原理は明らかになっていない。

Hall 効果による高速リコネクションでは、イオンと電子のスキン長の違いから、電子スキン長のスケールではイオンは非磁化となりイオンと電子の慣性の違いによって分極電場やホール電流の構造が生じる (図 1.13)。イオン拡散領域内 (イオンスケール長) においては電子は磁化されているので磁力線に沿った電子のインフロー・アウトフローの運動はホール電流を生み出し、イオン拡散領域内において強力なローレンツ力 $J \times B$ を発生させる。米国プリンストン大学の MRX 装置を含む研究室プラズマにおける実験ではこうした電子電流に伴う四重極状のリコネクション面外磁場構造が観測され、Hall 効果の存在が明らかになるとともに、Hall 効果に伴う高速リコネクション ($V_i \sim 0.1V_A$, V_i : インフロー速度) がシミュレーションにおいても確認された。

Hall 効果によるリコネクションの高速化の理由としては、イオン拡散領域でのイオンと電子のデカップリングによってイオンのアウトフロー領域が Sweet-Parker モデルの電流シートと比較して幅広くなっていることによると考えられる。

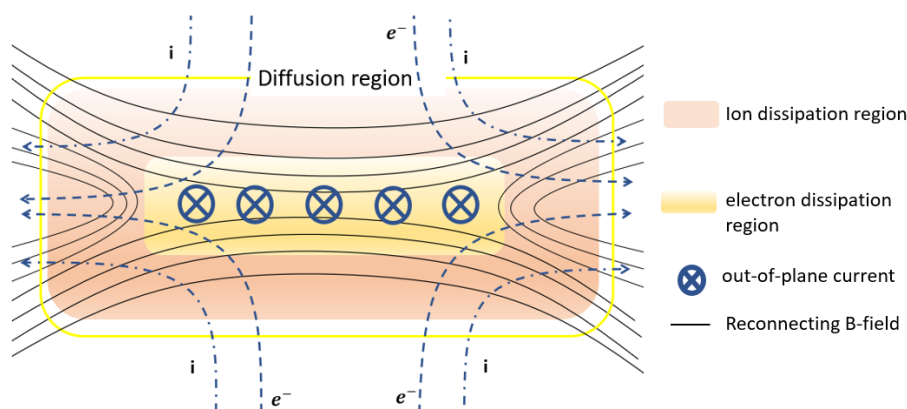


図 1.13: Hall リコネクションにおける概念図

1.4.2 粒子加速・加熱メカニズム

太陽フレア・CME や降着円盤、活動銀河等、宇宙プラズマ観測では数 MeV 領域にわたる硬 X 線から数 GeV～数 TeV に及ぶ γ 線放射が確認されている。こうした高エネルギー粒子の生成は、もちろん種々の粒子加速モデルが提案されているが、主要な要因の一つとして磁気リコネクションによる粒子加速が考えられており、各々のスケールで高エネルギー粒子生成のメカニズムを解明するための研究が進められている。

磁気リコネクションでは電流シート内部において誘導電場 E_{ind} がリコネクション面垂直方向に形成される。 E_{ind} による直接粒子加速では電流シート内部でのメアンダリング運動や Speiser 運動を介して高エ

エネルギー粒子は生成されうるが、すべての粒子が X 点付近を通過するわけではないため、大規模な粒子加速のメカニズムとしては当てはまりにくい。

続いて、電流シート近傍における Hall 効果に伴う面内静電場による粒子加速が挙げられる。強力な面内電場とそのポテンシャル井戸によって電子はセパトリクス内にとどまり、その間にリコネクション電場によって十分な加速を受けることで MeV 領域の高エネルギー電子が生成される (波乗り) [39]。さらに、J. Egedal [40] らはセパトリクス付近で拘束された電子が磁力線に平行成分の電場によって大規模な加速を受けることで、地球磁気圏で観測されている非等方的な速度分布を再現することに成功している。

上記の加速機構以外にも、多数の X 点が存在する乱流リコネクションでの磁気島生成に伴う電子加速がある。磁気島内部では熱的プラズマが補足されるが、高エネルギー粒子は磁気島の外側に分布しており、そうした高エネルギー粒子が X 点下流におけるアルヴェン速度オーダーのリコネクションジェットとの正面衝突を起こすことで、古典的なフェルミ加速モデルと同様な原理で著しく高い加速効率をもたらす。また、複数できた磁気島同士が合体を起こすことによって二つの磁気島間にできた電流シート下流で非等方的温度を持った高エネルギー粒子が生成されることもシミュレーションによって確認されている [41]。

太陽フレアをはじめとする天体プラズマにおける高エネルギー粒子生成メカニズムで支配的な機構がどれなのか、未だ明らかではないが、こうした磁気リコネクションによる高エネルギー粒子生成は実験室プラズマでも多数観測されており、例えば MAST におけるプラズマ合体実験では速度分布関数のテイル成分に当たる高エネルギーイオンが観測されている他 [42]、スワースモア大学の装置 SSX においてもバルクイオン温度を遥に超える高速イオン成分が確認された。[43]

電子加熱

古典的な Sweet-Parker モデルでは、電子は電流シート内部でのオーム加熱によって加熱を受け、実験室プラズマにおいても X 点付近にピークした電子温度分布が確認されている [44]。また、X 点近傍でオーム加熱を受けた電子は最終的に下流領域でイオンとエネルギー緩和を通じて複数のピークを持った温度分布に至る [45]。

一方で無衝突プラズマにおいては、強い電磁揺動に伴う波動-粒子間の相互作用による電子加熱やミラー磁場に拘束された電子の平行磁場による加熱等、非古典的な電子加熱も観測されている。

イオン加熱

磁気リコネクションの下流領域ではイオンはアルヴェン速度オーダーのアウトフローをもって排出される。イオン拡散領域ではイオンは Hall 効果に伴う面内方向の静電場によってエネルギーを獲得し、X 点そして下流領域に生成されるポテンシャル井戸に向かって加速される。Hall 効果に伴うポテンシャル井戸構造は 2 段階構造になっており、電流シートから下流領域に向かうにしたがってセパトリクスに沿うようにポテンシャル井戸の大きさは広がっていく。面内電場による直接的なイオンの加速の検証のため、ポテンシャル構造・イオン速度の計測が MRX 装置で行われており (図 1.14)、磁気圏での観測や数値シミュレーションにおいても Hall 効果に伴う面内電場の重要性が検証されている。

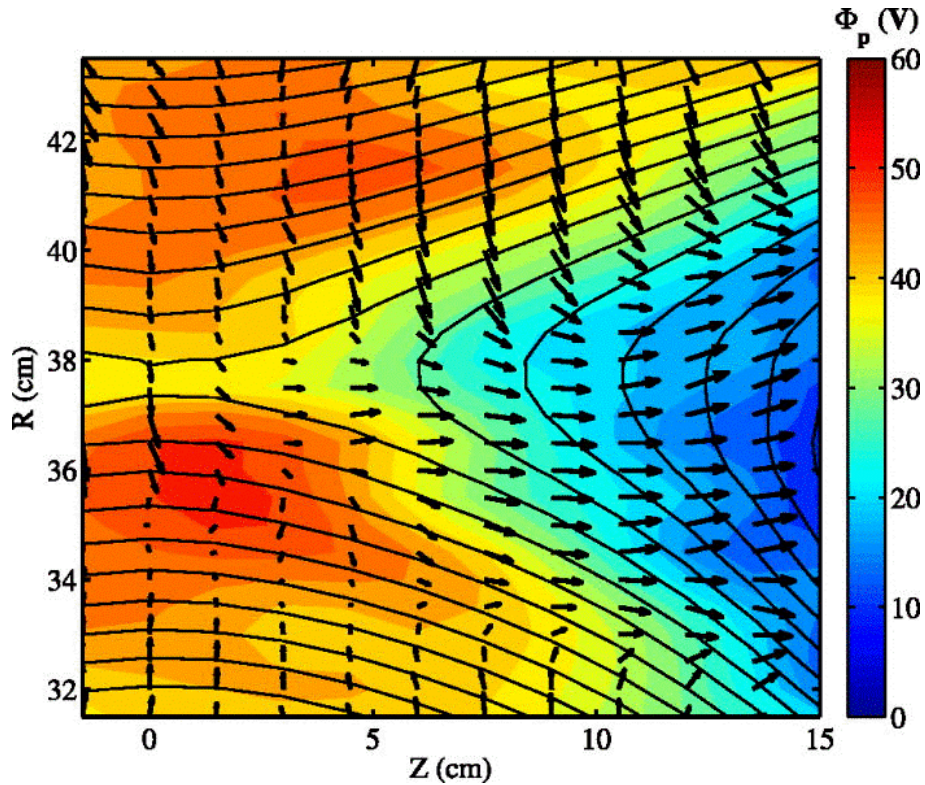


図 1.14: MRX 装置におけるイオン流速と静電ポテンシャル計測結果 [47]

磁気リコネクションによるイオン加熱は多くの実験装置、観測によって確認されてきており、マサチューセッツ工科大学の VTF (Versatile Toroidal Facility) 装置におけるリコネクション実験では数 eV のイオン加熱が面内電場によって現れており（電子温度 20 eV に比較して小規模の加熱にはなるが）[46]、プリンストン大学 MRX 装置では面内電場で加速を受けたイオンが高温・高密度の下流領域で非古典的なイオン加熱—イオンの再磁化と衝突効果—によってイオン加熱が生じることが実験・シミュレーション両方で確認された [47]。すなわち、磁場の強い下流領域に向かって加速を受けたイオンが再び磁化されることで下流領域に滞在する時間が長くなり、高密度領域で衝突をくり返し加熱されていく。

ウィスコンシン大学の MST 装置では RFP プラズマによる磁気リコネクションでのイオン加熱を分光計測で検証しており、図 1.15 に示されるように異なる質量比を持つイオンのイオン加熱特性を調査し、質量の平方根に依存したイオン加熱が行われることが確認された。これは、テアリング不安定性によって生じたランダムな磁力線構造によるイオンの $E \times B$ ドリフト方向の強い乱雑さによる加熱だと結論づけられている。

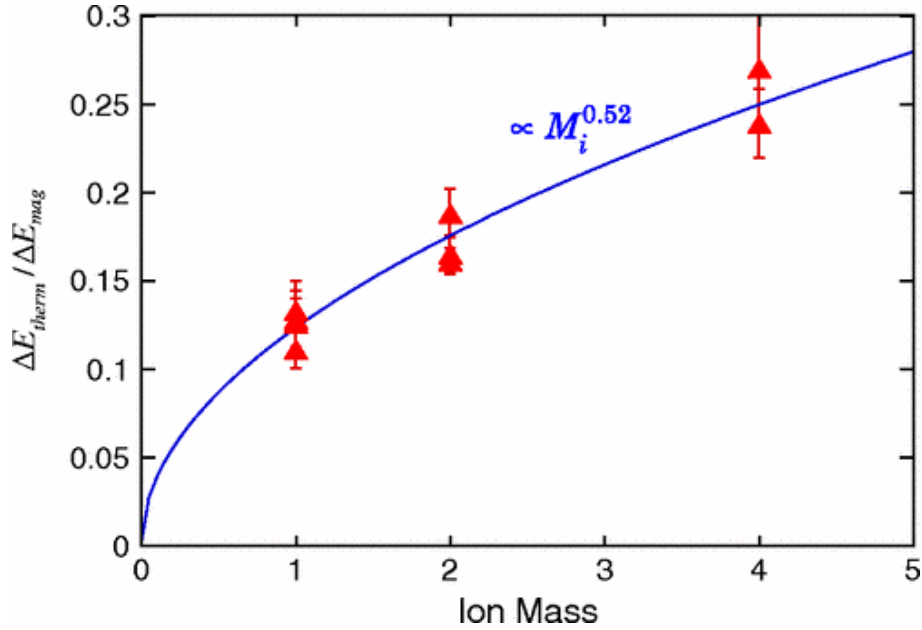


図 1.15: MST 装置におけるイオン加熱の質量依存性 [48]

東京大学 TS-3 装置におけるプラズマ合体を通じたりコネクションによるイオン加熱では、イオンは下流領域において存在するフローシアに起因した粘性加熱を受けることで熱化される他、アルヴェン速度のアウトフローが下流領域におけるファストショック構造により熱化されると結論付けられている。下流領域においてはショック面を境に磁場・電子密度の上昇が起こっており、アウトフローの急激な減衰 (1/3) が TS-6 のみならず MAST においてもこうしたショック加熱が確認されている。

さらに最近では、セパトリクス付近の非磁化イオンが突然面内電場による直接加速を受けることでセパトリクスをまたいで下流領域に侵入し、再び磁化されることで熱化される、“ピックアップ加熱” [49] による質量に依存したイオン加熱の存在もシミュレーションで提案されている。

以上、磁気リコネクションにおけるイオン加熱機構は様々でマイクロ・グローバルスケールで複数の加熱物理が介在しているが、重要なのは磁気リコネクションによるイオン加熱エネルギーはつなぎ変わる磁場 B_{rec} に依存して増大するという点である。磁気リコネクションにおいて、イオンは下流領域に向かってアルヴェン速度 V_A オーダーのアウトフロー速度を持つため、イオン温度は密度一定のもとでリコネクション磁場 B_{rec} の二乗に比例して大きくなる。リコネクションによるイオン加熱におけるこのスケーリング特性はリコネクション時間より十分長いプラズマ閉じ込め条件下においてプラズマサイズによらず普遍的であるという点で原型炉・商用炉に向けてもプラズマスタートアップ手法として有効であると言える [50]。

1.4.3 ガイド磁場リコネクション

上記で述べてきたリコネクションは主に同一平面上にある反平行な磁力線のつなぎ換えを議論してきたが、実際の地球磁気圏や太陽フレア、トカマクでの磁気リコネクションではリコネクション面とは垂直方向の成分を持った磁力線構造でのリコネクションが一般的である。このように磁力線が3次元構造を持った磁気リコネクションをガイド磁場リコネクションと呼び、ゼロガイド磁場の場合に比べて異なる粒子加速・加熱過程を持つ。

ゼロガイド磁場の場合にはイオン・電子は各々の拡散領域において非磁化となって Hall 効果に伴う電子電流によって四重極状の磁場構造の生成や、電流シート内側に落ち込むように静電ポテンシャルが生成されることによる面内電場によってイオンは強力に加速され下流領域にて再び磁化・熱化が起こる。また、

リコネクションによる誘導電場は磁力線垂直方向に存在するので電子は上流からドリフト運動で電流シートに侵入し、磁力線に沿ってバウンス運動をくり返ししながら徐々にリコネクション電場で加速し、最終的には非磁化領域で大きく加速されたのち排出される。

一方でガイド磁場リコネクションでは電子・イオンは基本的に電流シートでさえ磁化されており、ガイド磁場に平行方向の沿磁力線成分のリコネクション電場の存在により電子は速やかに直接加速される。ゼロガイド磁場～低ガイド磁場 ($B_g/B_{rec} \leq 1$) では優位であったフェルミ加速もガイド磁場の増加に伴いその効果は小さくなっていき、沿磁力線成分のリコネクション電場による電子加速が優位になっていく図 1.16。そのため、電子へのエネルギー変換は磁力線に垂直方向よりも平行方向が強くなっていく [51, 52]。

沿磁力線方向への電子加速・加熱が優勢になっていく一方で、高ガイド磁場リコネクションにおいても磁場に垂直方向の電子へのエネルギー変換はある程度大きな量を示し、特にX点近傍の数電子ラーマー半径程度の領域では沿磁力線方向の電場による荷電分離に起因した分極ドリフト・曲率ドリフトによる電子加速機構が存在している [53]。また、ガイド磁場リコネクションの磁場の三次元構造を考慮した数値シミュレーションでは、フラックスループの長さが一定値を超えることでキンク不安定性がリコネクション面で活発になり、高エネルギー電子がフラックスループ間を渡り歩き、フェルミ加速が効果を発揮していくことも示されている。[54]

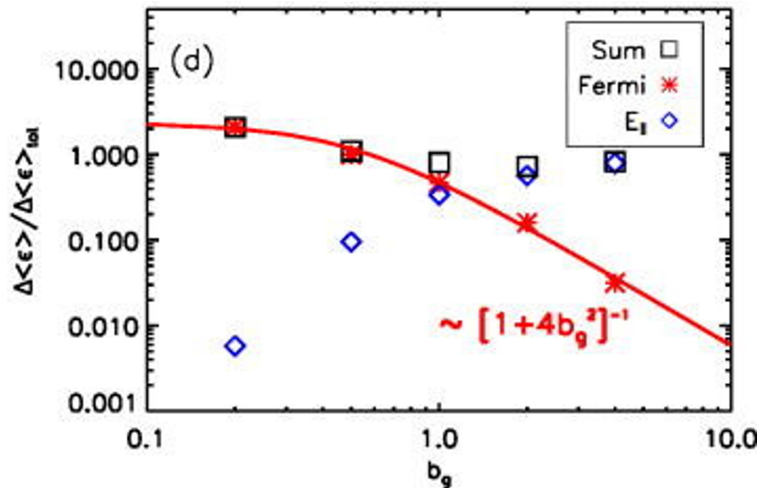


図 1.16: フェルミ加速とリコネクション電場加速のガイド磁場依存性の運動論シミュレーション計算結果 [51]

イオンも沿磁力線方向にリコネクション電場によって加速を受けるが、電子と比べリコネクション電場による加速に敏感ではないため両者が分離し、Hall 効果となって荷電分離を引き起こす。リコネクション電場で生じた分極は図 1.17 に表されるように、X 点の右上・左下で負、左上・右下で正のポテンシャル構造を持つ四重極状の静電ポテンシャル構造を生成し、静電ポテンシャルに起因したリコネクション面内電場はリコネクション電場よりも数倍大きな値を持つ。

イオンも電子と同様にリコネクション領域全体でほとんど磁化されているため、そのアウトフローは静電ポテンシャルに伴う面内電場による $E \times B$ フローによる垂直方向の加速が優勢となる。すなわち、ゼロガイド磁場リコネクションではイオンは拡散領域において生じる静電ポテンシャルで直接加速され、下流領域へと排出されたのに対して、高ガイド磁場リコネクションでは四重極状静電ポテンシャル構造に起因した面内電場からエネルギーを得ていると考えられる。

このようにイオンは磁力線と垂直方向に加速・加熱を受けると主張されているが、MMS による磁気圏シースのガイド磁場リコネクション探査ではイオンの下流領域における強い沿磁力線方向加熱が観測されており [55]、イオンのエネルギー獲得手法を各成分で分析していく必要がある。

いずれにせよ、四重極状ポテンシャル構造は電流シート周辺に留まらず、セパトリクスを含んだリコ

ネクション面内全体、トカマク合体では二つのトカマクを大きく含んだ広域に生成されていることが確認されており [56]、イオンの加熱領域もグローバルな領域で広がっている [57] ことが近年確認されてきていることから、ガイド磁場リコネクションのエネルギー変換過程を詳細かつ総合的に明らかにする必要がある。

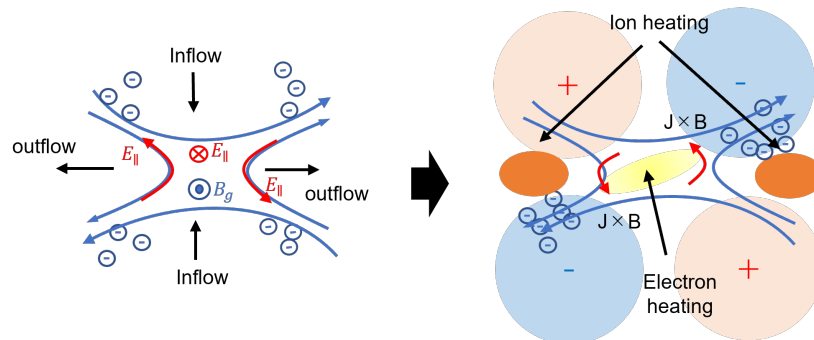


図 1.17: ガイド磁場リコネクションでの四重極状静電ポテンシャル形成

1.5 研究目的

ガイド磁場リコネクションに特徴的なプラズマの加速・加熱原理の検証が進められている中で、電流シート内部・周辺のローカルな物理に焦点が当てられている一方で、グローバルスケールでの場の構造・粒子へのエネルギー変換については明らかにすべき必要がある。なぜなら、ガイド磁場リコネクションを応用したトカマク合体による ST プラズマ立ち上げ手法においてプラズマ電流・圧力分布を最適化しながら超高 β ST の生成を目指すためにはこうしたグローバルなプラズマ加熱、とりわけイオンのエネルギー変換過程を把握することが重要である。さらに、合体加熱によるトカマク炉の運転において、加熱されたイオンの巨視的な熱輸送の挙動を明らかにすることはエネルギー閉じ込めのみならず、装置内のコイルの損傷を回避するためのオペレーション開拓にもつながる。

高 β ST 生成に向けた、トカマク合体によるガイド磁場リコネクション加熱において明らかにすべき点として、以下のことが挙げられる。

- (1) 高ガイド磁場リコネクションによるイオン加速・加熱は従来のスラブモデルで表される、電流シートに局在したローカルな現象であるか
- (2) 高ガイド磁場リコネクションのイオン加熱スケーリング則を担うイオンの加速物理の詳細
- (3) 高ガイド磁場リコネクションにおける非熱的イオンの生成原理
- (4) 高ガイド磁場 ST への NBI 入射によるリコネクション速度の制御・プラズマ安定維持可能性

上記のテーマにそって本研究では TS-6 トカマク合体装置を用いた実験により、ガイド磁場リコネクションにおける巨視的なイオン加速・加熱機構を明らかにすることを目的とする。

主な研究目的をいかに挙げる。

- (1) グローバルな四重極状静電ポテンシャル構造に伴う面内電場の巨視的なイオン加速・加熱に対する影響の調査
- (2) ガイド磁場リコネクションにおける高エネルギーイオン生成の観測とバルク・テイルイオンを含んだイオンのエネルギー解析
- (3) トカマク合体で生成した高 β ST の維持を目標とした高エネルギー効率な NBI システムの開発と NBI の有効性の吟味

第2章 実験装置と計測系

トカマク合体をによる高ガイド磁場リコネクション実験は東京大学 TS-6 装置を用いて行った。本章では TS-6 装置のコイル・電源・実験オペレーションの詳細に加えて、プラズマの基礎パラメータ計測のための磁気プローブや静電プローブといった基礎計測系の原理・実装方法について説明する。

2.1 トーラスプラズマ合体装置 TS-6

本研究で用いる TS-6 装置はプラズマ大半径 $R \sim 200\text{mm}$ 、アスペクト比 $A \sim 1.5$ 程度あり、ST や Spheromak を生成し合体することが可能である。図 2.1 にその概要を示すが、上下軸方向に PF スイングによって生成された二つのトーラスプラズマが同方向の電流で互いに引き合い、装置中央にて合体し磁気リコネクションが起こり最終的には一つの高温度プラズマを形成する。TS-6 は旧装置 TS-3 の真空容器に光学系計測充実のために観測窓を増設するとともに、より効率的なプラズマ合体を行うために軸方向に拡大して再構築したものである。加えて、TF のリターンがケーブル式から銅バーに変更することで強度が増し、より高電圧での放電オペレーションが可能となったため高いトロイダル磁場（ガイド磁場）を印加することができる。すなわち、高ガイド磁場磁気リコネクション実験開拓が容易になったとともに、高いトロイダル磁場で生成された ST をいっそう安定化することができる。

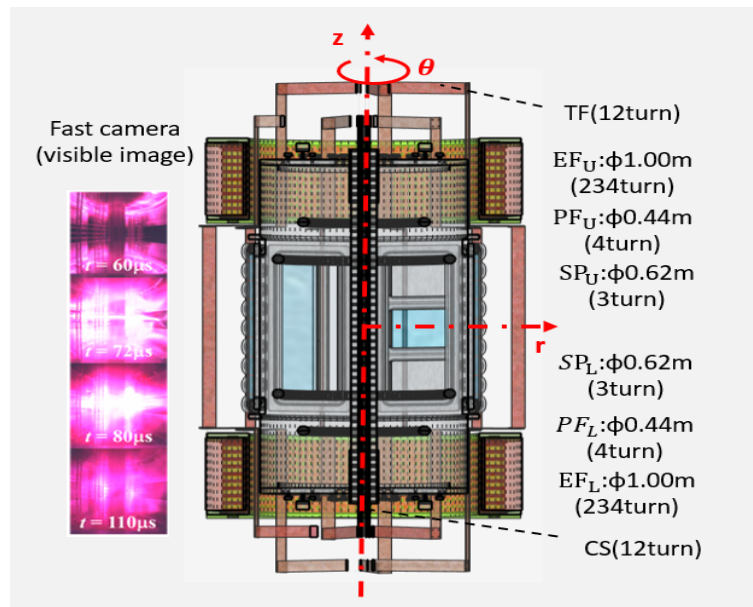


図 2.1: TS-6 トーラスプラズマ合体装置断面図。左の写真は高速度カメラによる水素ガス放電時における合体の様子を表す。

TS-6 真空容器は全長 1440mm、内径 750mm の円筒容器であり、不純物の混入を防ぐため、ステンレス製となっている。内部にはトーラスプラズマ生成のためのポロイダル磁場コイル (PF) コイル、プラズマを

内部に押し込めるためのセパレーションコイル (SP) が各々二つずつ固定されている。本研究では片方の PF コイル放電に異常があったため、代わりにセパレーションコイルを用いて PF スイングを行い、初期プラズマを生成した。容器外部には、トロイダル磁場コイル (TF)、プラズマのフープ力による膨張を抑え、安定に維持をする平衡磁場コイル (EF) が設置されている。

真空容器および真空排気系

TS-6 の真空容器は全長 1440mm 内径 750mm の円筒形ステンレス鋼でできている。真空排気系はターボ分子ポンプ (TMP) 一つとロータリーポンプが三つ (TMP 接続一つと差動排気用二つ) からなり。ピラニー真空計と電離真空計によって内部の真空度を測定している、(最高真空度: 1.4×10^{-6} Torr)

ガス封入系とワッシャーガン

ワッシャーガンはアノード・カソード各電極と放電路に設置されたワッシャーから構成される。ワッシャー部は導体のステンレスワッシャー・絶縁ワッシャーが交互に重なった構造になっており、このワッシャーが設置されている部分にガスを供給しアノードカソード間に高電圧を印加することでアーク放電が起きてプラズマが生成される。生成されたプラズマは放電路うちで自身で作る電流と磁場のローレンツ力によって射出される。通常時はワッシャーガンはガスの放出口として機能し、装置の軸方向に両端から挿入されセパレーションコイル付近に噴出するよう設置されている。本実験ではワッシャーガンによる放電は行っていないが図 2.2 にワッシャーガンの概要図を示す。



図 2.2: 左図：ワッシャーガン設計図。中央図：ワッシャーガン外観。右図：ワッシャーガン内観。

直流放電電極

放電電極によって真空容器内部に封入したガスをグロー放電させ、あらかじめ中性ガスを予備電離させておくために用いる。PF スイングによる電流立ち上げの際により安定なトラスプラズマを生成するための補助電極として用いる。二本でペアになっており、およそ 2kV の電圧をかけて使用する。

ポロイダル磁場コイル (PF)

真空容器で Spheromak 生成時にプラズマに電流を誘起するためのコイルで、平均半径 220mm、4 ターン巻かれており、0.3mm のステンレス被膜でおおわれている。この PF コイルが装置側に二つあり各高速バンクに直列で接続されており、周期は $100\mu\text{s}$ 、最大 39kV までの充電が可能である。この PF コイルは上記のような電流駆動以外にも補助的なバイアス磁界を発生するほか、異方向電流駆動による磁場配位の軸方向圧縮にも用いられる。

トロイダル磁場コイル (TF)

真空容器の中心対称軸上に存在する直線上の導体と真空容器外部を取り巻くリターン用の導体からなる 12 ターンのトロイダル磁場コイルである。PF コイルとは異なって周期が 2.3ms と長く、最大値を迎える付近で PF コイルを放電させることで外部トロイダル磁場印加中にプラズマ合体を行う。

平衡磁場コイル (EF)

トーラス状プラズマが自身のフープ力によって広がっていくのを抑制するために外部から平衡磁場を印加するコイル。外径 1033mm、内径 830mm あり。巻き数 234 ターンの水冷式コイルが軸方向両端に設置されており、プラズマの生成される部分におよそ 0.02T ほどのほぼ一様な中心軸方向の磁場を与えている。

セパレーションコイル (SP)

外径 310mm、3 ターンのコイルで構造は PF コイルと同様であり、プラズマのトロイダル電流と逆方向の電流を流すことでプラズマを装置壁から離す役割を担う。本実験においては PF コイル放電異常のためこのセパレーションコイルを PF コイルの代わりに用いた。

センターソレノイドコイル (CS)

真空容器中心軸上に挿入されている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流すことができ、プラズマを長時間維持することができる。本実験では使用していない。

これらのコイルに流れる大電流を供給するための電源としてコンデンサバンクと直流電源を以下のよう

に分担して使用する。

高速コンデンサバンク

容量 18.75 μ F、定格電圧 40kV のコンデンサバンクでクローバスイッチを備えている。本実験では PF(SP) コイル二つに接続して用いている。クローバ回路によって放電電流を制御し、合体時の PF によるプッシュをコントロールすることが原理上可能であるが本実験においてはクローバスイッチ時に生じるスパイク電圧がアースを装置にとっている静電プローブ計測系に与える影響が大きかったため使用していない。

中速コンデンサバンク

容量 250 μ F、定格電圧 20kV のコンデンサバンクであり、主に CS コイルに接続して用いるほか、将来的には高磁場実験に伴い PF コイル電源として増設する予定である。

低速コンデンサバンク

容量 850 μ F、定格電圧 10kV のコンデンサバンクであ、TF コイル用に使用する。

直流電源

50V、150A の直流電源。EF コイルに用いる。

予備電離系

3kV、3A の直流電源を用いて種プラズマの生成と電極放電の促進のため主放電のおよそ 2s 前に電極間でグロー放電を行う。

TS-6 装置は独立に二つのトーラスプラズマを中心軸両側に同時生成し、それらを装置中心 (midplane : $z = 0$) で合体させることができる。二つのトーラスプラズマ接触面において磁気リコネクションが誘起され装置中心軸対象に X 点が形成される。以下に TS-6 トーラスプラズマ合体実験での全体的な手法を説明する。手順にあるアルファベット表記は図 2.3 の各フェイズに相当する。

1. ロータリーポンプ・TMP を用いて真空容器内の基礎真空を 1.0×10^{-5} Torr 程度にする。

2. PF・TF コイルそれぞれ各放電電圧まで充電を行う。
3. 充電が完了したらガスバルブを開いてガスを入れるとともに直流放電による予備電離を開始・EF コイルによる一様平衡磁場形成を行う。
4. コンデンサバンク制御盤に放電トリガを入れると同時に計測を開始する。計測開始からの絶対時間は磁場計測用の2次元磁気プローブアレイのデジタイザ取り込み開始時間を絶対時間 $t = 0$ とする。
5. TF コイル用コンデンサバンクが放電し外部トロイダル磁場がプラズマに印加される ($t = 50\mu\text{s}$)。
6. TF 電流がおよそ最大になる時刻 ($t = 400\mu\text{s}$) で PF コイル用コンデンサバンク放電開始しポロイダル磁場を生成する。(a)
7. PF 電流の立ち下げに伴いプラズマにトロイダル電流を誘導する。(b)
8. 立ち下がった PF 電流の極性が反転するに伴い、反転電流による反発力でプラズマは収縮し磁束の再結合によって PF コイルから切り離され midplane に向かって押し出される。(c)
9. 双方の PF コイルから押し出された二つの ST は midplane にて衝突・磁場のつなぎ変わりを経て一つの ST へと緩和される。

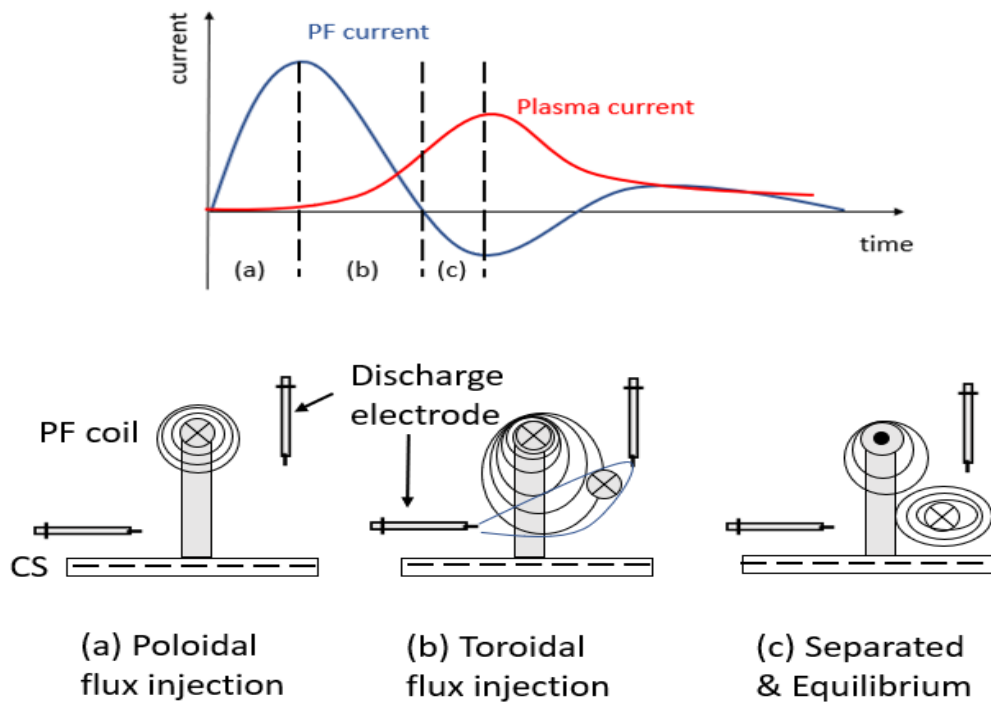


図 2.3: 上図：ST 生成時における PF コイル電流とプラズマ電流波形。下図：ST 生成概略図。

2.2 TS-6 装置基礎計測系

2.2.1 2次元磁気プローブアレイ

TS-6 装置内で生成されるプラズマの状態の基礎計測系としてピックアップコイルを用いた2次元磁気プローブアレイが備わっており、TS-6 装置に配置された各コイルを貫く磁束の時間変化を電気信号としてと

らえることによって本実験では磁場の軸方向成分 (B_z) を測定している。

ピックアップコイルは外径 2mm、線形 0.05mm であり。コイルの巻き数は 300 ターンとなる、これを $z = 0$ を中心として z 方向に対象に並べたものをガラス管に挿入し、真空容器内に配置している。

実際の計測に先立ち、感度構成として、ピックアップコイルを磁場が既知であるヘルムホルツコイル内に配置し、

$$B_0 = xV_{out} \quad (2.1)$$

を満たす x を調べる。ここで B_0 はヘルムホルツコイルに 10kHz の正弦波電流を通電することで発生する磁場の振幅、 V_{out} はその時のピックアップコイル両端の電位差を表す。ここで、プローブの断面積を S 、巻き数を N とすると、磁場の瞬時値 $B(t)$ とプローブ出力電圧 V_{out} との関係は

$$V_{out} = -NS \frac{dB(t)}{dt} = |j\omega_0 NS B_0| \quad (2.2)$$

となり、 $\omega_0 = 2\pi \times 10^4$ だから、

$$x = \frac{1}{2\pi \times 10^4 NS} \quad (2.3)$$

となる。したがって計測される磁場の瞬時的値は

$$\begin{aligned} B(t) &= \frac{1}{NS\omega} V_{out} \\ &= \frac{x 2\pi \times 10^4}{\omega} V_{out} \end{aligned} \quad (2.4)$$

であらわされるので、 $B(t)$ が x によって記述され、 NS の値の個体差が補正できる。また、時定数 RC の積分器にピックアップコイルを接続した場合の出力電圧 V_{int} は $\omega RC \gg 1$ において。

$$\begin{aligned} B(t) &= \int \frac{1}{NS\omega} V_{out} dt \\ &= \int \frac{x 2\pi \times 10^4}{\omega} V_{out} dt \\ &= x 2\pi \times 10^4 \cdot RC \cdot V_{int} \end{aligned} \quad (2.5)$$

と導出され、計測磁場の大きさを得られる。時定数は 10ms としており、計測対象であるプラズマは μs オーダーであるので時定数は十分に大きい。TS-6 装置内部に配置された 2 次元磁気プローブアレイによって計測された信号は受動積分回路を通り増幅回路で増幅された後デジタイザに入力され、パーソナルコンピュータによってワークステーションに送られ計算機処理される。

得られた磁場データ B_z を r 方向に積分することでポロイダル磁束 ψ を計算できる (式 2.6)。

$$\psi(r, z) = \int_{r_{min}}^r 2\pi r' B_z(r', z) dr' \quad (2.6)$$

配位の軸対象性を仮定することで、このようにして求めた ψ の等高線は磁気面 (r - z 平面における磁力線) を表しており、トーラス配位のポロイダル断面における磁場の形状を見ることができる。同様に、 B_r 磁場成分も式 2.7 によって計算できる。

$$B_r(r, z) = -\frac{1}{2\pi r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (2.7)$$

加えて、計算した磁場分布に Faraday's law、Ampere's law を用いてトロイダル電流密度、さらにはトロイダル電場を求めることができる (式 2.9)。

$$j_t(r, z) = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) \quad (2.8)$$

$$E_t(r, z) = -\frac{1}{2\pi r} \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (2.9)$$

以上の原理によって得られた磁場計測結果として図 2.4 に TS-6 プラズマ合体における実際の磁気面の時間発展を示す。黒の実線がポロイダル磁力線、カラーコンターがポロイダル磁束の等高線を示す。初期に生成された 2 つのプラズマは合体に伴って 1 つのプラズマの緩和していく様子が確認できる。TS-6 装置ではこの磁気プローブアレイによる計測を基礎計測系として用いる、

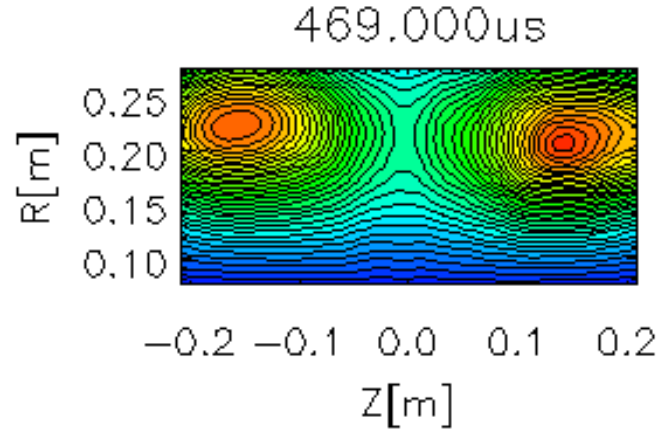


図 2.4: TS-6 装置における磁気プローブ r-z 2 次元磁場プロファイル。

2.2.2 ログスキーコイル

ログスキーコイルは PF・TF コイルや電源から導体壁に流れる電流を非接触で計測するために用いる。また装置内部にはプラズマ電流計測のための I_p ログスキーも設置してある。ログスキーコイルは図 2.5 のようにソレノイドコイルを環状にした構造をしており、コイル中心を貫く電流が変化することでソレノイドコイル内の磁束が変化することで端子間に誘導起電力が発生し、それを検出することで電流値を求めることができる。以下に計算過程を示す。

コイルの巻き数 N 、コイルの断面積を A とするとコイル内を通過する磁束 ϕ は

$$\phi = N \oint_l \int_A d\mathbf{A} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} \quad (2.10)$$

と表せ、Ampere's law より

$$\phi = N\mu_0 AI \quad (2.11)$$

となる。したがってログスキーコイルの誘導起電力 V_{out} は

$$V_{out} = \frac{\partial \phi}{\partial t} = N\mu_0 A \frac{\partial I}{\partial t} \quad (2.12)$$

と書いてこの V_{out} を積分することにより電流値 $I(t)$ が求まる。

$$I(t) = \frac{1}{N\mu_0 A} \int_0^t V_{out}(t') dt' \quad (2.13)$$

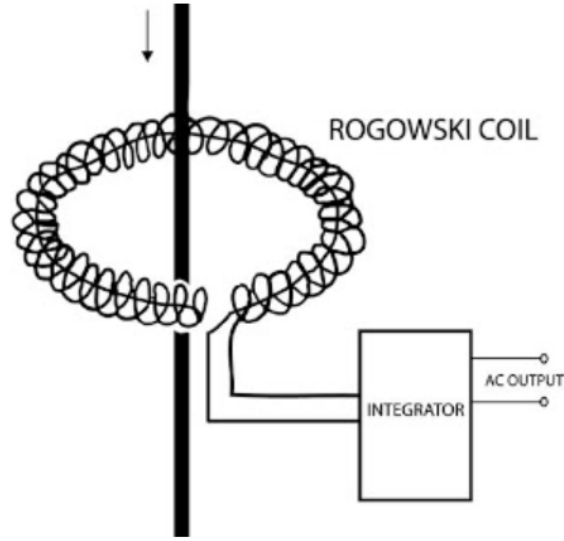


図 2.5: ロゴスキーコイル概略図。

ロゴスキーコイルでは各々のコイルに流れる電流計測のみならず、装置内部のポロイダル面に設置することでトカマク合体中でのトロイダル方向のプラズマ電流を計測することが可能で、本研究においてもステンレス管に内装したプラズマ電流用ロゴスキーコイルを導入している。

2.2.3 静電プローブ

1章で述べたようなガイド磁場リコネクションで特徴的な静電ポテンシャル構造を図るために静電プローブを開発した。トカマクポロイダル面の広い領域で発生する四重極状ポテンシャルを計測するために、図 2.6 に示すような 21 チャンネル浮遊電位プローブを開発している。

浮遊電位 ϕ_f はプラズマ中にある探針に流れ込む電子電流とイオン電流が釣り合うことで電流がゼロになるときの電位を表しており、この浮遊電位を用いて静電ポテンシャル ϕ_p は

$$\phi_p = \phi_f + \frac{\kappa T_e}{e} \left[\frac{1}{2} - \ln \left(\frac{Z_i n_i}{n_e} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \right) \right] \quad (2.14)$$

で表される。 $(\kappa, T_e, e, Z_i, n_{e,i}, m_{e,i})$ はそれぞれボルツマン係数、電子温度、素電荷、イオン化数、電子・イオン密度と質量)

式 2.14 より、静電ポテンシャルは浮遊電位のみならず電子温度・密度にも依存するため、浮遊電位のみから求めることはできないが、先行研究 [56] より、磁気リコネクション中ではX点近傍の電子拡散領域のみにおいて電子温度勾配が存在することから、本研究では静電ポテンシャルの勾配を浮遊電位の勾配と近似した上で面内電場を求めている。

$\phi 10\text{mm}$ のガラス管に $\phi 0.9\text{mm}$ の SUS 線を耐真空接着剤（トールシール）をそれぞれの探針間隔を 15mm になる用の固定した。計測範囲は軸方向に $-0.15\text{m} \leq Z \leq 0.15\text{m}$ であり、この 1 次元浮遊電位プローブを径方向にスイープ ($\Delta R \sim 20\text{mm}$) することで二次元ポロイダル面内計測を行っている。

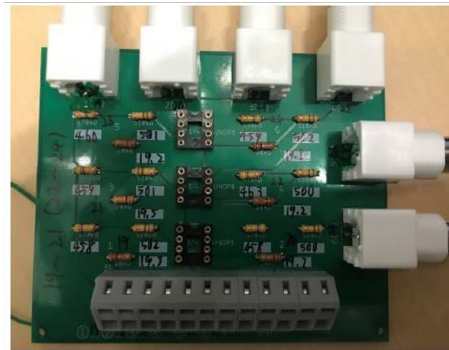
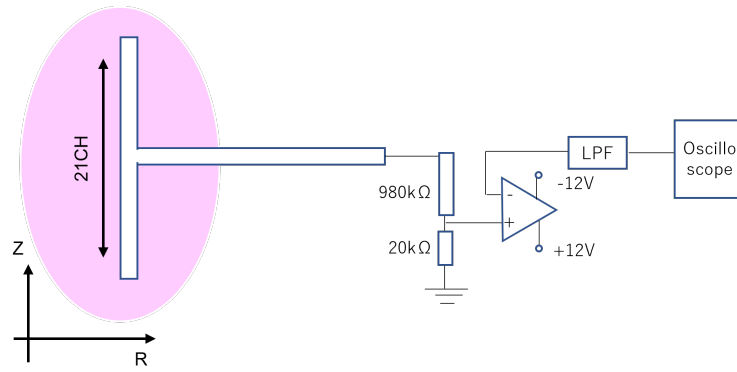


図 2.6: 21CH 浮遊電位プローブ回路写真と概略図

得られた浮遊電位（プローブ線とアース線の電位差）は $980\text{k}\Omega$ と $20\text{k}\Omega$ 抵抗で $1/50$ 分圧した後、Texas Instruments 社製 LF412CN のボルテージフォロワを用いたバッファ回路を介して電圧をオシロスコープで計測している。差動プローブは高価であることに加えて、先行研究 [56] から、分圧抵抗とその同軸部分の容量成分でローパスフィルタ回路を作ってしまうことやゼロ点のドリフトが危惧されたので本研究ではボルテージフォロワを用いている。

第3章

巨視的・高精細2次元ドップラートモグラフィシステムの構築

高温プラズマを対象としたプラズマ計測ではプローブ挿入によるプラズマ温度の低下等、プラズマに与える影響を最小限にするため、温度・速度分布の計測においてはプラズマ発光を利用した分光計測等の非接触手法が基本となる。本章ではグローバルかつ高精細な2次元イオン温度計測ドップラー計測の原理および、再構成方法、計測システムの設計、そして開発した計測システムの性能評価結果について述べる。

3.1 ドップラー分光法によるイオン温度・流速計測法

プラズマ中の励起状態にある電子が電磁波を放出して低エネルギーの準位へ遷移するときに放出する電磁波は、その準位差に対応した固有の周波数あるいは波長 λ_0 を持ち、線スペクトルとして計測される。この線スペクトルは観測者に対して放射源となるイオンが速度 v で動くとき、ドップラー効果による波長シフトを反映し、真空中の高速を c とすると、

$$\Delta\lambda = \frac{v}{c}\lambda_0 \quad (3.1)$$

で記述される $\Delta\lambda$ だけ観測波長がもとの波長 λ_0 に対してずれる。

このドップラーシフトのもととなる速度 v と $\Delta\lambda$ は比例関係にあるため、プラズマのような多数のイオンが集団運動する系においては (TS-6 では $n_i \sim n_e = 1 \times 10^{20} m^{-3}$ 程度)、実際に観測されるスペクトルは、イオンのランダムな熱運動を記述する速度分布関数の形状を反映する。このような分布を利用し分布関数のバルクドップラーシフトからイオン流速・ドップラー平均幅からイオン温度を得るのがドップラー計測と呼ばれる計測法になる。

Maxwell 分布のプラズマを観測した場合、得られるスペクトルは、

$$I(\lambda) = \frac{\epsilon_0}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\sigma} \right)^2 \right] \quad (3.2)$$

となる。ところが、各々の原子は微小な振動数で発光しており、それらの発光分布はローレンツ分布、

$$L(\lambda) = \frac{\gamma}{\pi} [(\lambda - \lambda_0)^2 + \gamma^2]^{-1} \quad (3.3)$$

で表される。ここで γ は発光広がりを決定するスケール項を表す。したがって、各々の速度分布を持つ原子群にローレンツ分布をあてはめ、ガウシアン分布を持つ確率分布を掛け合わせる（畳み込み）を行うことで最終的な速度分布（フォクト分布）を示す。

$$I(\lambda) = \frac{\epsilon_0\gamma}{\pi\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\lambda' - \lambda_0}{\sigma} \right)^2 \right]}{(\lambda' - \lambda_0)^2 + \gamma^2} d\lambda' \quad (3.4)$$

ガウシアン分布の半値幅は σ 、ローレンツ分布の半値幅（自然広がり）は 2γ で与えられるが、自然広がり励起原子の寿命に反比例する ($\Delta E \Delta t \leq \hbar/2$)。可視光領域で用いる典型的な励起寿命は短く ($10^{-9}s$)、必然的にローレンツ分布の半値幅はガウシアン分布による広がり比べて無視できるほど小さい。

したがって、発光分布はガウス関数によるフィッティング可能な形をしており、スペクトル解析により得られた中心波長のシフト量に関して式 3.1 を用いると流速が、全平均幅 $\Delta\lambda_{\frac{1}{2}} = 2\sigma\sqrt{2\ln 2}$ を Maxwell 分布と比較すると、原子量 A のイオン温度 $T_i[eV]$ が、

$$T_i = 1,69 \times 10^8 A \left(\frac{\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}}{\lambda_0} \right)^2 [eV] \quad (3.5)$$

として求まる。式 3.5 が示すように、ドップラー広がり大きさは同じ温度であっても計測対象のイオン種によって異なり、また、同種イオン種であっても計測に用いる線スペクトルの波長 λ_0 によってドップラー広がり大きさが異なることから、計測に用いる分光器の分解能にあったラインの選定が必要である。

3.1.1 プラズマ環境のスペクトルへの影響

ドップラー分光で用いるプラズマ発光はプラズマの周囲環境によって影響を受ける。電場や磁場の存在は磁気量子数 m の分岐を引き起こし、スペクトル幅が広がる。強力な磁場環境下では $\Delta E_{Zeeman} = m\mu_0 B$ で与えられるゼーマン分裂が発生し、強力な電場環境下ではシュタルク分裂が発生する。TS-6 の電場・磁場条件下 (E kV/m, B 0.02 – 0.2T) では両者の広がりは無視できるスケールである。このほかに、NBI 入射によるビーム粒子と磁場の相互関係による生じる誘導電場 ($E_{v \times B}$) によるスペクトルの分岐（モーショナルシュタルク効果）の影響などがプラズマ分光において考えられる。モーショナルシュタルク効果 (MSE) を用いることでプラズマ中の磁場揺動分布を計測する手法などが存在する。

電磁場が及ぼすプラズマ発光への影響以外にも、衝突によるスペクトルの微細構造の変化 (同主量子数 n における方位量子数 l の変化) や、有限ラーマー半径効果に伴うイオンの発光 分布のずれ等 (対象視線領域の発光が違う環境におけるイオンの分布を表してしまう) がプラズマ発光への影響として考えられる。本研究では対象となる空間スケール (0.1m 1m) に比べてイオンのラーマー半径 (数 mm～数十 mm) は小さいのでラーマー半径に伴う発光分布のずれは無視している。

ドップラー計測で局所計測を可能とするための手段としては、レーザー誘起蛍光法 (LIF) や中性粒子ビームを用いてビーム入射視線上の荷電交換反応 (Charge exchange) によって生成されたイオンの発光を観測するビームプローブ法と呼ばれる能動的な計測があげられる [16]。

LIF はレーザーなどの短波長高原で計測対象に含まれる特定の分子を励起して、その分子から自然放出する蛍光を観察する手法で、荷電交換中性粒子によるプラズマ容器壁やダイバータなどのスパッタリング機構を調査するのに応用されている。

CXRS は中性粒子ビームラインに局在したイオンの荷電交換反応による再結合・輻射から、ビームラインと計測光学視線の交差した点におけるイオン温度・流速の計測が可能となり、大型研究所をはじめとして核融合プラズマにおける非接触式イオン温度・流速計測として高い信頼性を持つ。

しかしながら、LIF は大気圧プラズマのような高密度プラズマや定常プラズマでなければ十分な発光を得ることは難しく、CXRS は一般に加熱装置として用いられる中性粒子ビーム (NBI) の入射範囲に限界があるためプラズマ全体の発光をとらえた全体的な計測は難しい。米国プリンストン大学における MRX 装置では代案としてプラズマ中に直接光ファイバーの入ったガラス管プローブ挿入して局所点での発光を集光する IDSP (Ion Dynamics Spectroscopic Probe) による計測が試みられたが、接触計測のために使用対称が低温プラズマに限られる上に、その擾乱はプラズマ電流を 20% 程度減衰させてしまうとの報告もあり、加熱の絶対値が重要となる磁気リコネクション加熱の計測へは問題である。そこでプラズマへの擾乱とは無関係に広く計測視野を確保可能な計測方法として本研究ではコンピュータトモグラフィによる再構成法を応用したドップラー計測法を採用する。

3.2 コンピュータトモグラフィによる投影からの局所分布再構成

コンピュータトモグラフィ(Computer Tomography:CT)を用いた再構成法は、測定対象の物質に直接触れることなく、外部で投影された対象物の断面像を数値計算によって逆投影・再構成する計測手法である。CTの原理を使えば光線、X線、超音波などから目的に応じた照射線を選んで物体にあらゆる方向から照射し、物体を通過した後の投影データを観測することによって物体内の目的とする物理量の分布をこの投影データから再生することができ、医療用、非破壊検査など、幅広い目的に用いられている。

コンピュータトモグラフィの原理は、例えばX線トモグラフィで以下の式のようにあらわされる。物体のある断面のX線吸収率の分布を $g(\mathbf{r})$ とするとその断面上の直線 L に沿ってX線を入射し、入射強度を I_0 、逆側から出てくるX線の強度を I とすると、

$$I = I_0 \exp\left(-\int_L g(\mathbf{r}) d\mathbf{l}\right) \quad (3.6)$$

となり、 $f_L = \ln(I_0/I)$ とすると

$$f_L = -\int_L g(\mathbf{r}) d\mathbf{l} \quad (3.7)$$

と表すことができ、視線 L に沿った微小単位 $d\mathbf{l}$ の積分系によって計測機で得られる吸収率が定義される。この積分方程式は単独では解くことができないが、視線積分路 f_L をいくつかの測定によって求められれば、式3.7の逆変換によって局所分布 $g(\mathbf{r})$ を求めることができる。このように、投影データを用いて逆変換によって局所分布 $g(\mathbf{r})$ を得ることを再構成するという。

プラズマ診断において、コンピュータトモグラフィによる計測を行うにあたり、測定時間の短さ(TS-6におけるプラズマの寿命数 $10\mu s$)、信号が微弱であることや、観測窓の幾何学的制約や計測器のハードウェア事情による検出器数の制限など数々の問題がある、そのため、プラズマの内部構造における対称性や、分布がなめらかであることなどを用いてプラズマ診断に効果的な方法がいくつか開発されてきた。代表的な再構成計算法は(1)再構成の離散的定式化に基づく代数的手法と(2)観測データから確率分布の尤度を最大化する統計的手法、そして(3)級数展開に基づいた解析的な手法の三つに分類される。

1. 代数的手法

代数的手法は、最初にある答えを仮定し、実際の問題の解答に近くなるように繰り返し修正を行う方法である。具体的には、求めたい断面を微小分割し、あらかじめ適当に仮定しておいた分布と画像の大きさとの掛け算による線積分と実際に測定された線積分を比べてその整合性を反復計算によって高めていく、逐次計算法である。ART法(Algebraic Reconstruction Method; 代数的再生法)やそれを改良したMEM法(Maximum Entropy inversion Method; 最大エントロピー法)などがある。最大エントロピー法では、画像のエントロピーを像の滑らかさの指標として定義し、これを最大にするような分布をLagrange未定乗数法により求めていくという方法である。代数的手法は被写体の滑らかさ、装置の分解能などを事前に組み込める柔軟性を有するが、基本的に少数投影や雑音に弱く、検出器や各検出器当たりの検出素子の数が少ないと良い構成像が得られないなどの欠点がある。

2. 統計的手法

近年、最尤(Maximum-Likelihood)推定に基づいた統計的画像再構成法が登場し、その手法は多方面に展開されている。最尤推定(ML)法では統計的な変動を含む観測データからそのデータを生起させたパラメータ(母数)を点推定する方法で、具体的には観測データのノイズ分布に基づいて尤度と呼ばれる観測データの生起確率分布を求め、尤度を最大化するパラメータをもって推定値とする。また、投影をいくつかのサブセットに分割しておき各サブセットで順投影、逆投影、比較、更新を行って一回の反復で画像の更新を増やして早く収束させる手法(OS-EM法)も有名である。

3. 解析的手法

東映データから元の被写体へ逆変換する理論的手法が得られておりその理論に基づいて再構成を行う手法。測定対象の軸対象性を仮定することによる Abel 変換法、測定対象の分布 $g(\mathbf{r})$ を級数であらわすことにより解く Cormack 法や Fourier-Bessel 法などがある、本論文ではこのうち Abel 法による再構成法を採用している。

3.3 Abel 変換法による局所分布再構成原理

Abel 変換法は再構成対象となる断面における物理量の分布の軸対象性を仮定することによって、視線積分された計測値の逆変換から局所分布を再構成する手法である、再構成対象となる局所分布を r の関数として $I(r)$ で記述すると、XY 平面上で $Y = y$ に配置された計測器で局所分布が視線積分されて計測される状況は図 3.1 に示すような X 方向の線積分 $f(y) = \int I(r)dx$ に対応する。

ここで、図 3.1 に示すように、軸対象分布の視線積分区間は、分布のエッジの位置である R および、計測器配置 y によって、 $[-\sqrt{R^2 - y^2}, \sqrt{R^2 - y^2}]$ で記述できるので、

$$f(y) = \int_{-\sqrt{R^2 - y^2}}^{\sqrt{R^2 - y^2}} I(r)dx = 2 \int_y^R \frac{I(r)dr}{\sqrt{y^2 - r^2}} \quad (3.8)$$

となり、反転公式を用いると、

$$I(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{\partial I(y)}{\partial y} \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \quad (3.9)$$

が導かれる。したがって、最終的には局所分布 $I(r)$ が再構成したい各々の位置 r における y および $f(y)$ の関数として記述されることになる。位置 y は計測系の位置を表すとともに、 $f(y)$ は各計測によって決まる既知の量であるから、式 3.9 によって局所分布が再構成される。

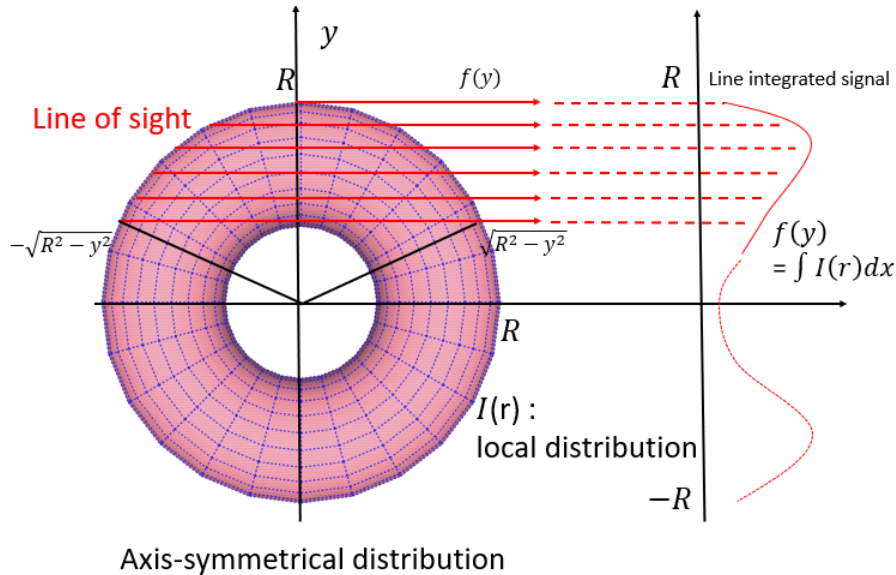


図 3.1: 軸対象分布局所構造 $I(r)$ とその視線積分 $f(y)$

3.4 発光強度逆変換による局所イオン温度再構成

コンピュータトモグラフィによる逆変換は、再構成手法により異なるが、いずれも視線積分された計測値 $f(y)$ を基として計算を行う。しかし、ドップラー計測は発光スペクトルの全平均幅とバルクドップラーシフトをガウスフィッティングによって求める計測であり、視線積分された計測信号から求まる温度や流速は視線方向の発光強度の重み付き平均であるため、これらの計測データを逆変換しても局所分布を再構成したことはない。計測された発光スペクトルは局所発光スペクトルの各波長（エネルギーに対応）における発光強度が積分されたものであるため逆変換は各波長における発光強度に対して行う。

ここで、視線積分方向を x 、計測コードの配置座標を y 、プラズマエッジの径方向位置を R とすると、各波長ごとの軸対称発光 $I(r, \lambda)$ の積分は、プラズマが光学的に薄く視線上の再吸収が無視できる場合、

$$f(y, \lambda) = \int_{-\sqrt{R^2-y^2}}^{\sqrt{R^2-y^2}} I(r, \lambda) dx \quad (3.10)$$

で記述されるので、積分された計測スペクトルの各波長ごとの発光強度 $f(r, \lambda)$ について λ を固定して逆変換を適用し、

$$I(r, \lambda) = \int_r^R \frac{\partial I(y, \lambda)}{\partial y} \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \quad (3.11)$$

として、プラズマ内部の発光スペクトルの径方向分布が再構成される。したがって得られた局所発光スペクトルをガウスフィッティングによって解析すると、局所イオン温度と流速を得ることができる。

3.4.1 Abel 逆変換の解析手法

ここで、本研究の実験結果に式 3.11 で表される Abel 変換・逆変換の適用手順を示す。各計測視線位置 y_i 、波長 λ_k における視線積分信号は、式 3.10 より。

$$f(y_i, \lambda_k) = \int_{-\sqrt{R^2-y_i^2}}^{\sqrt{R^2-y_i^2}} I(r, \lambda_k) dx \quad (3.12)$$

で表される。Abel 変換の数値計算においては、わずかに数点の離散点滴計測では数値積分に不具合が生じるため、径方向 $R_{min} \leq y \leq R_{edge}$ に補間（Delauney 三角補間）を施し、

$$I(r_n, \lambda_k) = -\frac{1}{\pi} \sum_{m=n+1}^M \frac{\delta f(y_m, \lambda_k)}{\delta y} \frac{\delta y}{\sqrt{y_m^2 - r_n^2}} \quad (3.13)$$

として逆変換を実行する。Abel 変換は $y_m = r_n$ のグリッドが発散する広義積分のため、数値計算においては発散防止に向けて $m = n$ を除外して積分を実行しているが、この矛盾は補間点数が少ないと顕著に表れることに注意が必要である。この広義積分の処理に関しては、Balandin が 2003 年に提案した $\int (y^2 - r^2)^{-\frac{1}{2}} dy = \ln(y + \sqrt{y^2 - r^2})$ なる解析解を用いて発散項を分離する手法も有効である [58]。

$$I(r_n, \lambda_k) = -\frac{1}{\pi} \sum_{m=n}^M \frac{\delta f(y_m, \lambda_k)}{\delta y} \frac{\delta y}{\sqrt{y_m^2 - r_n^2}} = \frac{1}{\pi} \sum_{m=n}^M \frac{\delta f(y_m, \lambda_k)}{\delta y} \ln \left[\frac{y_{m+1}(1 + \sqrt{1 - r_n^2/y_{m+1}^2})}{y_m(1 + \sqrt{1 - r_n^2/y_m^2})} \right] \quad (3.14)$$

プラズマ合体による発光スペクトル形状は必ずしも Maxwell 分布になるとは限らず、流速の影響によってスペクトル形状がガウシアンから離れることもありうる。流速の影響を考慮し、2 次モーメントを利用した温度計測法も存在する。しかしながら、流速の再構成精度によってはスペクトルの 2 次モーメントへの影響は大きく（2 乗）効いてくるため、非圧縮条件が仮定できない流速が視線上に存在する時には注意が必要である。

したがって、圧縮性流れを他計測器 (IDSP、Mach プローブ等) と連携したうえで 2 次モーメント手法の校正を行うもしくは圧縮性流れが見えない視線を工夫するなどの計測改善が必要となる。

3.5 2次元イオンドップラー分光計測のマルチチャンネル化

本研究では図 3.2 に示すような多チャンネル光ファイバーアレイを用いた 2 次元投影式の分光システムを開発した。

軸対象トラスプラズマを対称として、トロイダル方向への接線視線から投影した場合において、各投影 $f(y, \theta, z_k)$ ごとに Abel 変換を用いて再構成した局所発光スペクトル分布 $I(r, \theta, z_k)$ の集合 $I(r, \theta, z)$ から、ポロイダル ($r-z$) 断面の 2 次元イオン温度分布を獲得している。

分光計測において分光器入射スリットで落とした 1 次元方向を分光器内のグレーティングで分散させて波長方向に割り当てることによって計測次元は制約されるため、スリットを複数列設けたマルチスリットを導入することによってすべての光ファイバーを空間方向・波長方向に分解可能な分光システム構築を可能としている。

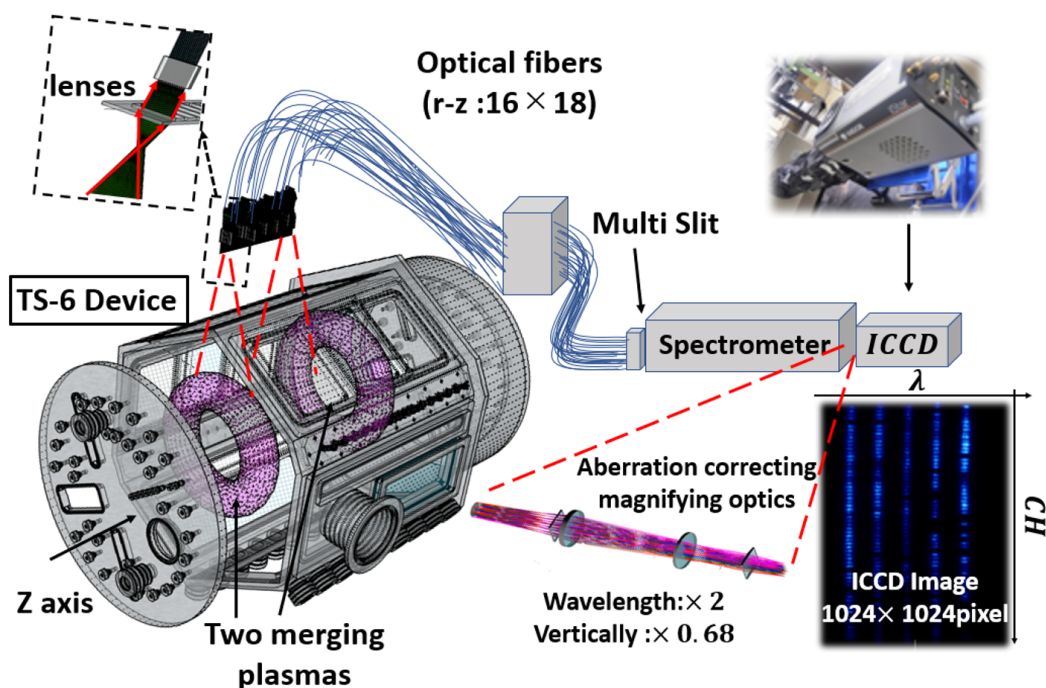


図 3.2: 巨視的・高精細 288CH イオンドップラー分光法システム

TS-6 装置から放射されたスペクトルは各視線で積分され 16 × 18 本の光ファイバーに接続された集光光学系（焦点距離 30mm、幅 7.5mm、直径 25mm）を通過して光ファイバーへと導かれる。装置側光ファイバー（コア径 485 μm 、クラッド 500 μm 、NA=0.5）に入射した放射スペクトルはコネクタ部分を介して石英ファイバー（コア径 200 μm 、クラッド 240 μm 、NA=0.2）へと入射し、マルチスリット（スリット数 64 × 5、スリット幅 50 μm ）へと集められる。各ファイバー間の距離はファイバー穴径 250 μm に対して建て 300 μm 、横 1mm でありビーム径は 3.6mm となる。分光器は Czerny-Turners 分光器 (f=1000mm、g=1800L/mm) を用いており、入射したスペクトルは最初に球面ミラーで反射されグレーティングで波長ごとに分解された後、再び二つ目の球面ミラーによって反射を受けたのち出射スリットへと反射される。非点収差補正拡大光学系を経て ICCD カメラへと結像される。このシステムを用いることにより、光ファイバーで伝送可能な波長帯では分光器手前への伝送過程で 1 次元に変換可能なので、入射スリットによる 1 次元の制約から解放される。

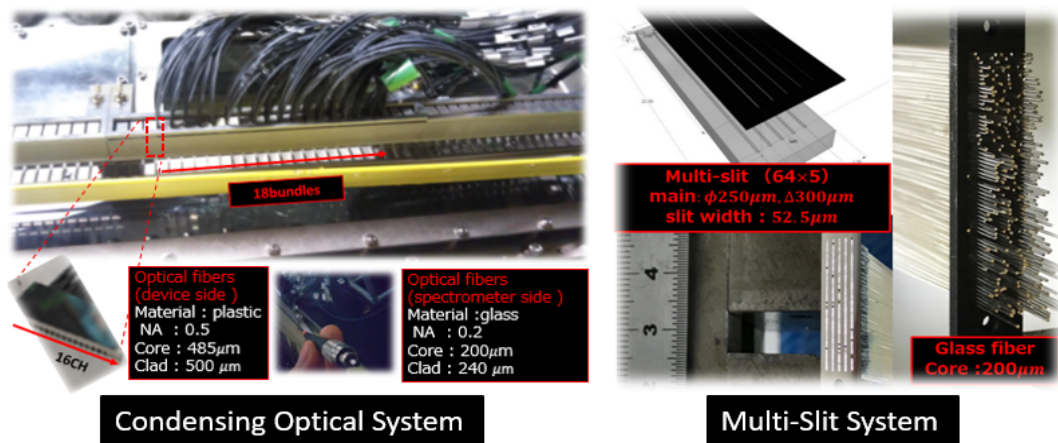


図 3.3: マルチスリット分光法

さらに図 3.2 の新システムでは従来の 35CH による計測を大きく凌駕する 288CH の多チャンネル化を実現させるため図 3.3 で示されるマルチスリットを応用して各々の視線における発光スペクトルの空間的に独立した投影像を得ることが可能となった。従来の計測手法では約 30mm 程度の空間分解能で、電流シートを介した上流・下流領域を隔てた微細領域の解析を行うことができなかったのに対し、新システムではレーザー径程度（10mm）と空間分解能向上でミクロスケールでのイオン加熱機構の議論が可能となっている。また、マルチスリットを用いることでチャンネル数を維持しつつも大口径の光ファイバーを入射することができるため、スリット幅の調節によって光量の最大化も図った。

分光器のスリットは広ければ広いほど光ファイバーからの入射光を取り入れることが可能となって光量が大きくなる。一方でスリット幅が広くなるにしたがって装置幅も広くなり、その形は長方形から遠ざかってしまうことで分解能の低減につながり、全体的なパフォーマンスを損なう。プラズマ発光はプラズマエッジ部の低温部分の発光と、コア部の高温部分の発光が混ざっているため、装置幅をできる限り小さく最適化することでこれら二つのスペクトルを分解することが可能であるため、十分な光量を担保しつつも、できるだけ小さいスリット幅に調整する必要がある。

本研究で用いるマルチスリットでは以上を考慮し、マルチスリットへの入射光ファイバーのスペックではダミーコード無しでもファイバー間のギャップを十分に設けることが可能なので十分に光量が確保されたシステムとなっている。

光量

分光システムにおいて最大の光量を獲得するためには NA、f-number を調整し、最適なレンズやファイバーを選択する必要がある。例えば、隣接した二つのレンズ間において一つ目のレンズの出射側の瞳径は二つ目の入射側瞳径に近くしなければならないし、二つ目のレンズの f-number は一つ目のレンズのそれと同じもしくは小さくする必要がある。

光学システムのスループット効率を決定する重要な指標として光子束と発光体の関係を表したエテンデュがある。エテンデュの定義は発光体の面積と入射光の立体角である。均一な発光量 B の十分大きな紙の一部分 $d\Sigma$ から等方的に（角度 2π ）出た光を ICCD カメラに収束するとする。部分面積 $d\Sigma$ 、から部分立体角 $d\Omega$ をもって発光する発光量は

$$d^2 \epsilon = Bd\Sigma d\Omega \quad (3.15)$$

より、

$$\epsilon = B \int_{\Omega} \int_{Sigma} d\Sigma d\Omega \quad (3.16)$$

発光は等方的かつ均一かつ、入射瞳に比べて発光領域が小さい場合、エテンデュ G は最終的には発光領域 Σ と立体角 Ω の積になる。

ここで錐体の頂点から角度 θ をなす立体角は

$$\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta} \sin\theta d\theta d\phi = 2\pi(1 - \cos\theta) \quad (3.17)$$

とあらわされ、近似 (θ が大きい) において最終的に $\Omega \simeq \pi(NA)^2$ と導くことができる。

ICCD カメラ

CCD カメラの原理としてはシリコン基板表面酸化膜上に設けられた多数の電極間に異なる電圧を加えることで MOS 構造のキャパシタで電荷の保持・転送を行う。各電極間の電圧を適切に制御することでバケツリレー式に電荷の転送を行い、二次元的に配置された受光部のフォトダイオードと転送部を通じてパルス的に画素を読み出す。

センサーに光子が入射すると光電効果によって光電子が生じ、ポテンシャルウェルに蓄積される。本質的には一つの光子に対して一つの光電子が生まれるはずだが、現実的にはそうはならず、入射光子あたりの光電子生成割合を量子効率と言う。CCD カメラは高い量子効率を有し (50%)、特に最近のシステムでは基盤を薄くしたり裏側入射型 (back-illuminated type) の構造を用いることによってより高い量子効率が実現可能となっている。

一方で、入射光が多すぎるとポテンシャルウェルに入り切らないほどの光電子が生じた場合、近隣のピクセルまで光電子があふれ出る現象 (ブルーミング) が起こるため、フィルタをつけたり、カメラの露光時間を調節するなどして対策する必要がある。

また、CCD に光が入射していない状況でさえ各ピクセルには周囲の熱によって励起された電子の運動によって電荷が蓄積することがあり、暗電流として認識されている。暗電流は温度に強く比例するため、一般的に計測時にはカメラを十分にクーリングすることで暗電流の影響を軽減する必要がある。

上記のような性質を持つ ICCD カメラを用いた計測ではカメラ独自のノイズが加わり、大きく三つのノイズが存在する。一つ目は、CCD の出力アンプに起因する読み出しノイズで、読み出しノイズは基本的に、高速度ビデオのように阻止の動作周波数が高いほど増加する傾向がある。二つ目は暗電流によって発生するノイズで露光中に取得される暗電子の量のばらつきがダークショットノイズとしてカウントされる。三つめは光子がピクセルに達する際に起こる統計的ノイズであるフォトンショットノイズがある。完全に均一であると思われる入射光にも強度に差があり、各々の原子の発光は一般に平均化されている。実際にはどの原子がどのタイミングで発光しているかを知ることは困難で、したがって発光過程はポアソン分布として統計的にとらえることができる。ポアソン確率分布はある事象 n が平均 $1/\tau$ で起こる中である時間 Δt の間に起こる可能性を

$$P(n, 1/\tau, \Delta t) = \frac{e^{-\Delta t/\tau} (\Delta t/\tau)^n}{n!} P(n, \lambda) = \frac{e^{-\lambda} \lambda^n}{n!} \quad (3.18)$$

ここで $\lambda = \Delta t/\tau$ 、入射する光子数の平均を表す。ポアソン分布の確率変数は λ で、事象 (光子の発生) の数が増えるにつれポアソン分布は正規分布に近づく。分散は光子数の平方根で表されるため、事象の数が増えるにしたがって (光子数が多い) S/N 比は大きくなっていく。

上記三つのノイズの他にはピクセルの空間的な不均一性に起因する固定パターンノイズなどがある。

3.6 非点収差補正拡大光学系

光学計測において、光軸付近を通る光は一般的に安価な BK7 や石英のレンズを用いてそのピントのずれを調整可能である。しかし、いわゆる「収差」と呼ばれる影響が原因となるものはレンズをどこにおいても焦点が合わず、各々の収差の妥協点に帰結せざるを得ない。その場合は光線追跡 (Ray tracing) を通して光の出射位置や波長・レンズの特性などに由来する総合的な収差を小さくしていくことが重要である。本研究で採用したマルチチャンネル分光法では、分光器の出射スリットから放出されたスペクトルは ICCD カメラまで結像するまでの間図 3.4 に示される拡大光学系を通過して上で述べた収差を補正している。

一般にマルチチャンネルに展開するにしたがって、光軸から離れた位置から出射された光ほど光軸との交点は進行方向に大きくずれてしまう (球面収差)。このような像面の曲がりを防ぐためにはペッツヴァール和 $\sum_i \frac{1}{n_i f_i}$ (n_i : i 番目のレンズの屈折率) を 0 に近づけるような設計をする必要があり、これを無視してすべて正の曲率をもつレンズだけで光学系を組んでしまうと球面収差の効果が蓄積されて結像面に大きな影響を与えてしまう。簡易な解決策としてカメラレンズの使用や瞳を用いて光軸以外の光をカットすることなどがあげられるが、前者は光学系内部にブラックボックスを作ってしまうことにより総合的な光線追跡ができなくなり、後者は単純にスペクトルの光量を削ってしまうため露光時間の限られるプラズマ分光計測には適当ではない。

光学設計上注意すべき他の主な収差としては色収差と非点収差があげられる。色収差は光の各波長ごとの屈折率の違いから引き起こされる収差で、例えば、焦点距離公称値 40mm の BK 平凸レンズでは、He-Ne レーザーの波長 (632.8nm) で 40.3mm、He-Cd レーザーの波長 (441.6nm) では 39.5mm となる。システム構築後に波長を変化させる分光計測では、ダイヤルを回すたびに収差が変化しては都合が悪いた、設計 d n 階で光学系に凸レンズと凹レンズの組み合わせレンズを購入し、2 波長間のアクロマート (色消し) 機能をもったレンズをもちいて色収差を取り除くことが望ましい。非点収差はスリット縦方向 (空間方向) とスリット横方向 (波長方向) とでスリットから出射される位置が異なるためにそれぞれの平面で焦点を結ぶ位置がずれることに伴う収差である。特に縦方向はファイバーバンドルの非光軸部分から出射される光のずれが蓄積するため、出射スリット位置で焦点位置がずれやすい。こうした非点収差は拡大光学系によって最終的な補正を受けて結像されるため波長方向・空間方向それぞれの倍率を絶妙に調整した光学系の設計が求められる。

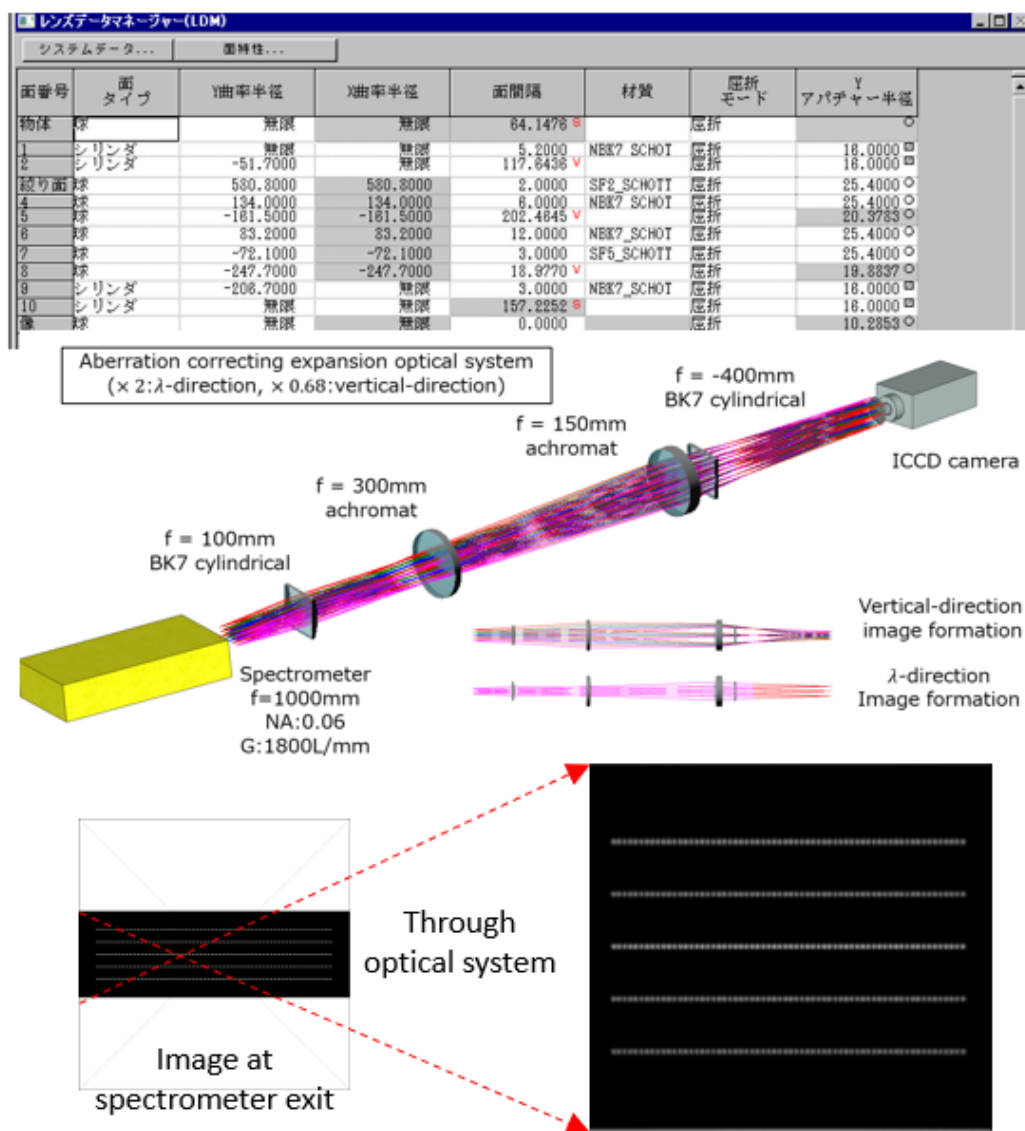


図 3.4: 非点収差補正拡大光学系

本研究で設計された拡大光学系を図3.4に示す。2枚のアクロマートレンズ（焦点距離 $f = 150\text{mm}$ 、 300mm ）によって色収差を補正するとともに、2枚のシリンダリカルレンズ（BK7、焦点距離 $f = 100\text{mm}$ 、 -400mm ）によってそれぞれ波長方向に2倍、空間方向に0.68倍倍率を調整されたあと結像面に到達する。実際の光線追跡の計算はNikonが用いる光学設計ソフトCODEVを用いており、結像面の実際の像の歪曲度や焦点位置などを確認しながら各ファイバー間のクロストークを極力抑えながらシミュレーションを行っている。

図3.5に実際に拡大光学系を経てICCDから結像されたスペクトルのイメージを示す。空間方向（縦） $64 \times$ 波長方向（横）5の径320のスリットから出射されたスペクトルがICCDカメラの結像面に映し出されている。各コードの光ファイバーで得られたスペクトル信号強度は計算機上でTS-6装置でのr-z計測地点に再配置された後でAbel変換を用いた再構成による2次元局所発光分布を導くことができる。

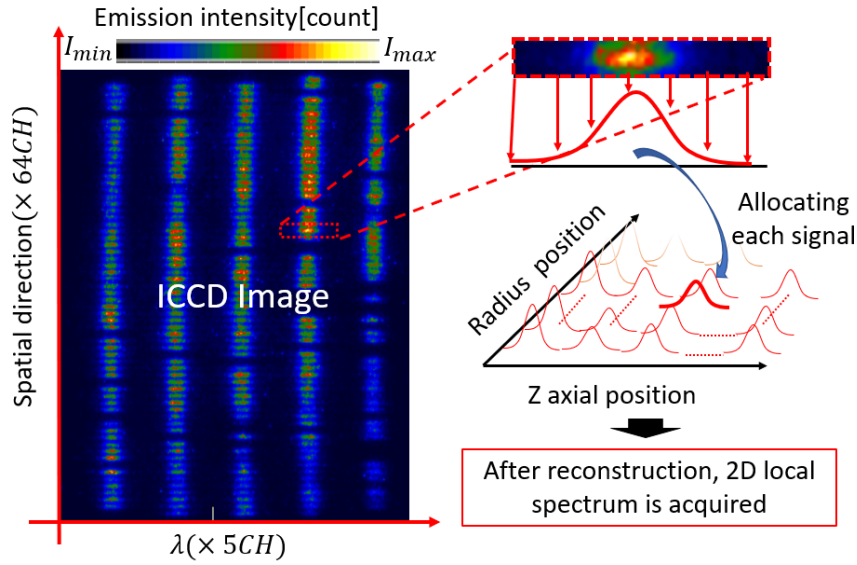


図 3.5: ICCD イメージ図。各 CH のガウシアン信号を r-z 平面に再配置し、再構成を行う。

3.7 288CH 分光システムの性能評価

本研究で用いる分光システムをセットアップ後、アライメントを行い。その後分光システム全体の性能を評価するためにスペクトル校正を行った。校正対象としては分光システムの逆線分散、各チャンネルごとに装置関数、そして相対感度となる。

その分光器の特性を決めるパラメーターとして検出器面単位長さ当たりの観測波長を与える逆線分散 (reciprocal linear dispersion) $d\lambda/dx$ [nm/mm] がある。焦点距離 f [m]、グレーティング刻線数 g [grooves/mm]、回折次数 m 、光軸に対する煽り角 ϵ 、グレーティング法線に対する入射角と反射角それぞれの和を $2\theta_0$ として逆線分散は以下の式であらわされる。

$$\left| \frac{d\lambda}{dx} \right| = \frac{m}{|m|} \frac{d\lambda}{dx} \quad (3.19)$$

$$= \frac{1}{f} \left(\sqrt{\left(\frac{\cos\theta_0 \cos\epsilon}{mg \cdot 10^{-6}} \right)^2 - \left(\frac{\lambda}{2} \right)^2} + \frac{m}{|m|} \frac{\lambda}{2} \tan\theta_0 \right) \quad (3.20)$$

逆線分散を実測するにあたり θ_0 と f をフリーパラメータとして $d\lambda$ のわかっている 2 重項（あるいは近接する 2 本の輝線）に対して dx をいくつかの波長領域において測定し、フィッティングを行えばよい。図 3.6 にその結果を示す。光源として Xe、Hg、H ランプを用いて軸上の像について測定を行った。

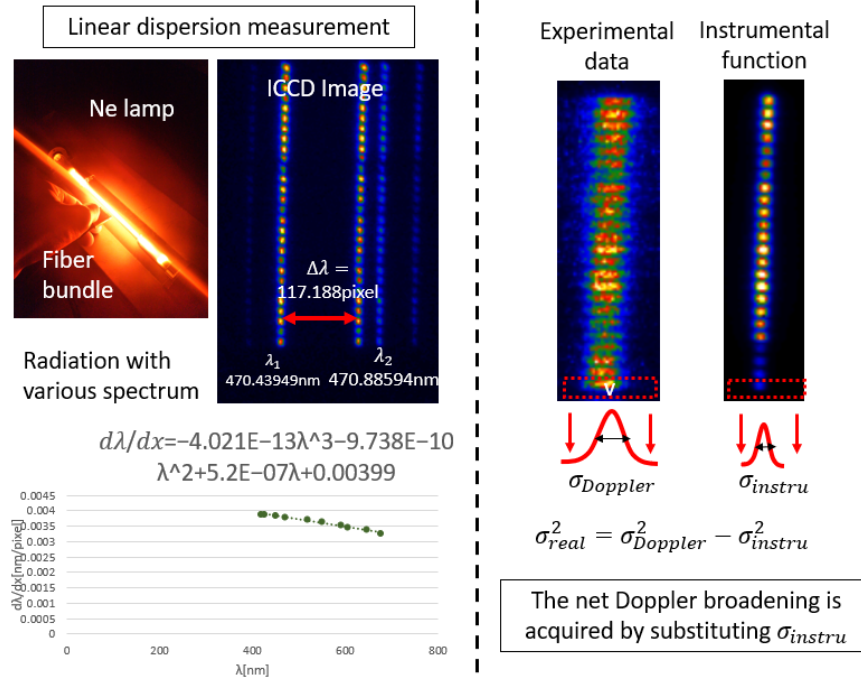


図 3.6: 開発した分光システムの逆線分散と装置関数例。

また、分光器システム固有の応答として前項に述べたように、入射スリットの幅や収差などに起因する装置関数による広がりがあり、ドップラー幅とは異なる広がりを出力するため、真のスペクトルを得るためには装置関数をデコンボリューションしなければならない。一般的に装置関数は各波長・チャンネルによって異なってくるので計測波長に近い低圧放電ランプ（Xe ランプなど）や YAG レーザーを用いてを計測する。スペクトルがガウス分布同士の場合は単に広がり の 2 乗の差の平方根をとればよい。実際に本システムで計測した装置関数は H_{α} (656.3nm) $\sim 4 - 6$ [pixel]、ArII(480.6nm) $\sim 3 - 5$ [pixel] であった。

また、ファイバーごとの特性に起因した計測信号の感度のばらつきを抑えるために積分球を用いて一般的な面光源からの光を集光させることで相対感度構成を行った。相対感度に球面光源を使用し、連続光のうち HeI(471.3nm) のラインを用いた。特に光軸から離れた CH では分光器内でグレーティングにあたる光量が落ちるため、相対感度を測って補正する必要がある。

3.8 分光計測で用いるライン

イオン温度計測に用いる可視光線スペクトルラインの選定は計測粒子のエネルギー帯の一致と十分な発光量を獲得するため、計測に用いる線スペクトルを放射する粒子とバルクイオンとのエネルギー緩和時間をもとに行う。イオンーイオン、イオンー不純物イオン、イオンー中性原子のエネルギー緩和時間は以下の式で決定できる [59]。まず、粒子 t と粒子 b のエネルギー緩和時間は

$$\tau_E^{tb} = \frac{3\sqrt{2}\pi\epsilon_0^2 m_t m_b}{n_b Z_t^2 Z_b^2 e^4 \ln \Lambda} \left(\frac{T_t}{m_t} + \frac{T_b}{m_b} \right)^{\frac{3}{2}} [s] \quad (3.21)$$

と表現できる。これを用いてイオンーイオン、イオンー不純物イオン、イオンー中性原子同士についてまとめると。

1. イオン-イオン衝突

$$\tau_{ii} = \frac{3\sqrt{2}\pi\epsilon_0^2 A_i^2 m_p^2}{n_i Z_i^4 e^4 \ln\Lambda} \left(\frac{T_t}{m_t} + \frac{T_b}{m_b} \right)^{\frac{3}{2}} = 7.35 \times 10^{12} \frac{\sqrt{A_i} T_i^{3/2}}{n_i Z_i^4 \ln\Lambda} \quad (3.22)$$

3. イオン-不純物イオン衝突

$$\tau_{ic} = \frac{3\sqrt{2}\pi\epsilon_0^2 A_i A_c m_p^2}{n_i^c Z_i^2 Z_c^2 e^4 \ln\Lambda} \left(\frac{T_i}{A_i m_p} + \frac{T_c}{A_c m_c} \right)^{\frac{3}{2}} = 7.35 \times 10^{12} \frac{(A_c T_i + A_i T_c)^{3/2}}{n_i^c Z_i^2 Z_c^2 \sqrt{A_i A_c} \ln\Lambda} \quad (3.23)$$

4. イオン-中性原子衝突

$$\tau_{in} = \frac{1}{n_i \sigma^* v_{th}} \quad (3.24)$$

ただし Z はイオンの価数、 A は原子量、 T_i はイオン温度、 n は密度、 v_{th} はイオンの熱速度、 n_i^c は不純物イオン密度、 σ^* は水素イオン-水素原子間における



の荷電交換反応の衝突断面積である。緩和時間の概算値の計算にあたり、代入する各パラメータの値は、TS-6 装置のオペレーション領域を参考として、 $T_i^{H^+} = 10, 100[eV]$ 、 $n_i = 1 \times 10^{20}[m^{-3}]$ 、 $n_i^c = 1 \times 10^{19}[m^{-3}]$ 、 $v_{th} = 50[km/s]$ 、 $\sigma = 3.0 \times 10^{-19}[m^2]$ を用いた。なお $\ln\Lambda$ はクーロン対数であり $\Lambda = 10$ で計算を行っている。

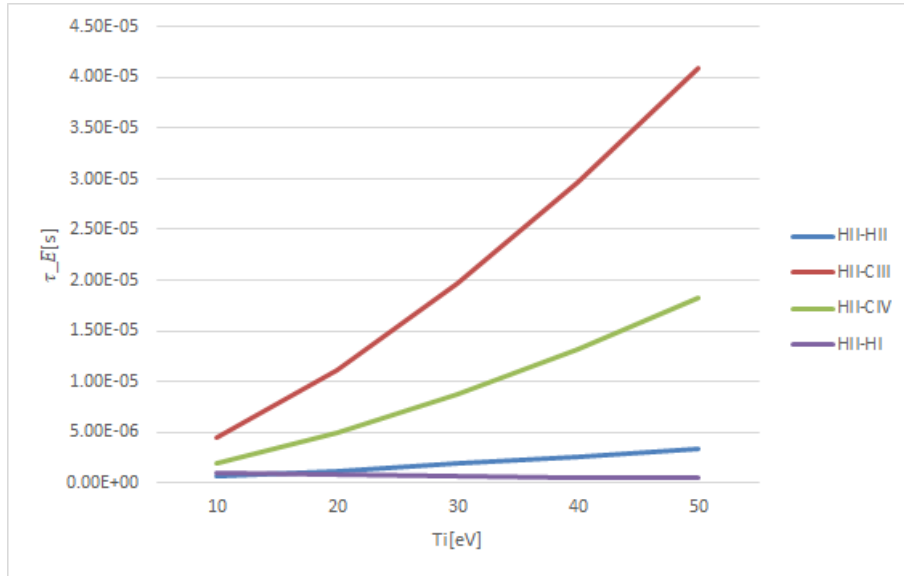


図 3.7: 各種バルクイオン・原子と水素イオンにおけるエネルギー緩和時間。

図 3.7 にバルク中のイオンが 10eV であるとき、計測に用いる放射源となる粒子の初期の水素イオン温度とエネルギー緩和時間との関係を示すとともに、水素イオンと原子との荷電交換反応によるエネルギー緩和時間も示してある。TS-6 によるプラズマ合体を用いた磁気リコネクション実験は合体開始からは配位形成・崩壊まで $100\mu s$ に満たない高速のパルス実験であり、計測に用いる IDDC カメラの露光時間以内にイオンのエネルギーがマクスウェル分布をして平衡に達していなければならない。したがって上で求めたエネルギー緩和時間より計測に用いるスペクトルを選定する。まず、炭素イオンとの緩和時間はどの場合においても ICCD 露光時間 $3\mu s$ 程度を超えているので不純物イオン温度を水素温度とみなすことは TS-6 実験に

おいてはできない。次に、水素イオン同士の衝突では緩和時間は短いものの、この衝突過程で放射される発光スペクトルは可視光領域を逸脱しており本研究の分光システムでは計測することが不可能である。

最終的に残った水素イオンー水素原子間の荷電交換反応によるエネルギー緩和時間は $1\mu s$ 以下である程度エネルギー緩和をしているとみなし、計測スペクトルに用いた。

第4章 グローバルなイオン加熱と四重極状ポテンシャル

本章では 3 章で紹介した巨視的・高精細ドップラー分光システム・静電プローブを用いて計測したイオン温度・浮遊電位をもとに TS-6 トカマク合体実験におけるイオン加速・加熱過程を調査する。

4.1 グローバルイオン加熱

まず初めに水素ガス放電で生成したプラズマ（密度 $n_e \sim 4 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$ ）における実験結果を示す。ドップラー分光法の視線はトロイダル方向で計測範囲は $0.076\text{m} \leq R \leq 0.270\text{m}$ を 16 本の光ファイバーによる視線で分割して計測している。ファンビームの集光径は $2 \times NA \times f = 3.6\text{mm}$ となる（図 4.1）。

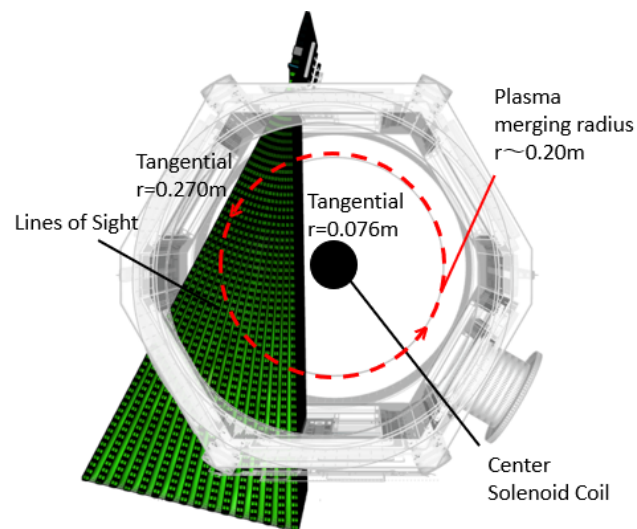


図 4.1: ドップラー分光システムのトロイダル計測視野

図 4.2 に高速度カメラによる合体初期～終期におけるプラズマの発光を示す。PF コイルの電流スイングによって上下に生成された二つのトーラス状プラズマが装置中央にて合体し、合体面で強烈な発光を示していることが確認できる。磁気リコネクションによるプラズマ加熱が落ち着いた後には、最終的に軸方向に長い構造を持った高 β 球状トカマクが生成される。

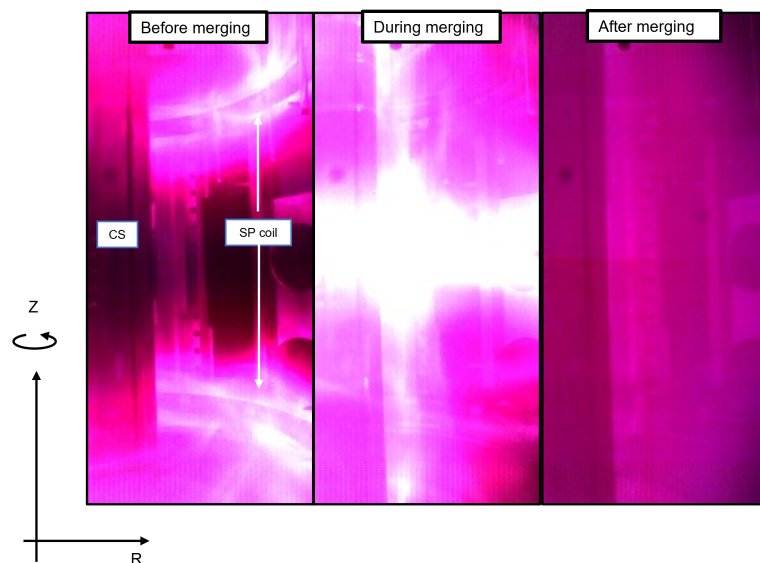


図 4.2: 合体初期～終期における高速度カメラ映像

トカマク合体によるガイド磁場リコネクション過程のプラズマ電流の立ち上がりは図 4.3(a) に示されるように、PF コイルの極性が反転するタイミング ($t \sim 50\mu\text{s}$) からその電流値が増大しおよそ $t \sim 80\mu\text{s}$ で極大を迎えている。この時間帯では真空装置上下に生成された二つのトカマクプラズマの磁束（プライベートフラックス）は磁気リコネクションを経て新しい配位の磁束（コモンフラックス）へと変換され、最終的に一つの磁気面へと緩和される。ポロイダル磁気面の空間的变化から計算されるトロイダル方向の電流はシート内部で合体トカマク電流と逆極性の成分を一時的に発生し、極大を迎えるタイミング ($t \sim 65\mu\text{s}$) でリコネクション電場 E_t もピークを迎えている。

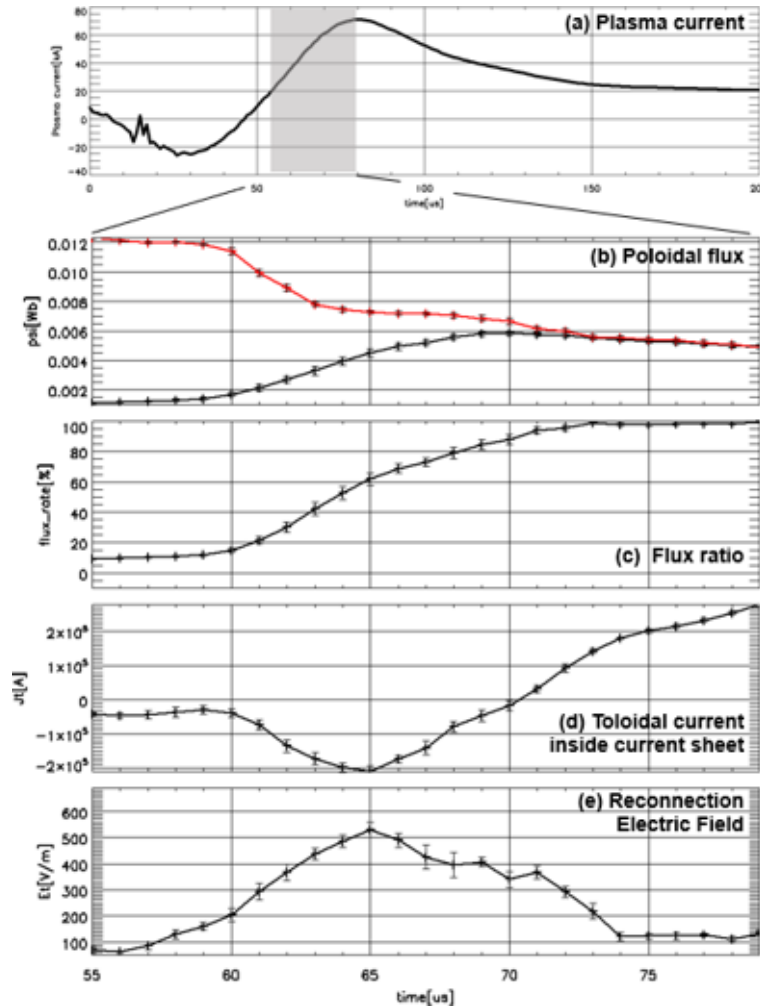


図 4.3: (上から) プラズマ電流 I_p 、プライベートフラックス (赤) とコモンフラックス (黒)、コモンフラックスとプライベートフラックスの比、電流シート内部のトロイダル電流 j_t 、リコネクション電場 E_t

図 4.4 に合体中での二次元イオン温度プロファイルとポロイダル磁気面の時間発展を示す。トカマク合体に伴う磁気リコネクションで $R \sim 0.22\text{m}$ 辺りに X 点が形成され、下流領域で急激なイオン加熱が生じていることがわかる。高温イオン領域は下流領域広くにわたり、セパトリクスに沿ってトカマクのわき ($-0.15\text{m} \leq Z \leq 0.15\text{m}$) に至るまで加熱されていることがわかる。イオンは下流領域においてアルヴェン速度のオーダー ($V_A \sim 50\text{km/s}$, $B_{\text{rec}} \sim 0.023\text{T}$) の熱速度 ($V_{th} \sim 30\text{km/s}$) を持つ。

本研究のイオンドップラー分光計測システムでは真空壁近く ($R \sim 0.3\text{m}$) まで計測視野をもち、プラズマ全体を包括した計測が可能となる運びだったが、真空容器内の PF コイルの端子間で放電が起こる事故があり、代わりに SP コイルを用いて合体を駆動しているため、外側から磁場配位を制御するコイルが欠損し、プラズマが外側へ広がってしまっている。そのため、磁気リコネクション後半ではプラズマの外側まで十分にイオン温度計測が行うことができなかった。しかしながら、それでもイオンの加熱領域は外径側と比較して内径側で強く加熱されていることが明らかで、径方向に熱エネルギーの非対称性を持っていることがわかる。トカマクでは内径側に強いトロイダル磁場を持つため、上流から流入してきたアウトフローが磁気モーメントを保ったまま断熱圧縮を起こしていることが考えられるほか、強く磁化されたアウトフローがプラズマ・中性粒子密度の高い下流領域において衝突をくり返し熱化していることが原因と考えられる。

セパトリクス広くにわたって高温イオン領域が広がっているイオン温度分布より、磁気面垂直方向への熱拡散が制限されていることがわかる。実際、Braginskii の熱輸送の式 4.4 で表される磁力線平行方向・

垂直方向の熱拡散係数の比 ($\chi_{parallel}/\chi_{perp} \sim 2(\omega_i\tau_i)^2$) を計算すると下流領域で大きな値 ($50 \sim 300 > 1$) をとっており、トロイダル磁場によって熱エネルギーの閉じ込めが改善されていることがわかる [57]。

$$q = -\chi_{\parallel}\nabla_{\parallel}T_i - \chi_{\perp}\nabla_{\perp}T_i + \chi_{\times}b \times \nabla_{\perp}T_i \quad (4.1)$$

$$\chi_{\parallel} = 3.9 \frac{nT_i}{m_i} \quad (4.2)$$

$$\chi_{\perp} = 2 \frac{nT_i}{m_i\omega_i^2\tau_i} \quad (4.3)$$

$$\chi_{\times} = 2 \frac{5nT_i}{2m_i\omega_i} \quad (4.4)$$

しかしながら、仮に下流領域合体面 ($Z = 0$) 付近に流れ込むイオンのアウトフローが熱化され、磁気面平行方向へ熱伝導していると考え、20eV 程度のエネルギーをもったイオンの熱速度 $V_{th} \sim 17\text{km/s}$ では $5\mu\text{s}$ のインターバルでもせいぜい Z 方向に 80mm 程度しか伝搬することができず、セパトロクス広範囲に広がる高温イオン分布を説明できない。

したがって、この領域 (例えば図 4.4(C) の黒枠部) では上流から直接下流へアウトフロー ($E \times B$ フロー) が流れ込み熱化していると考え。

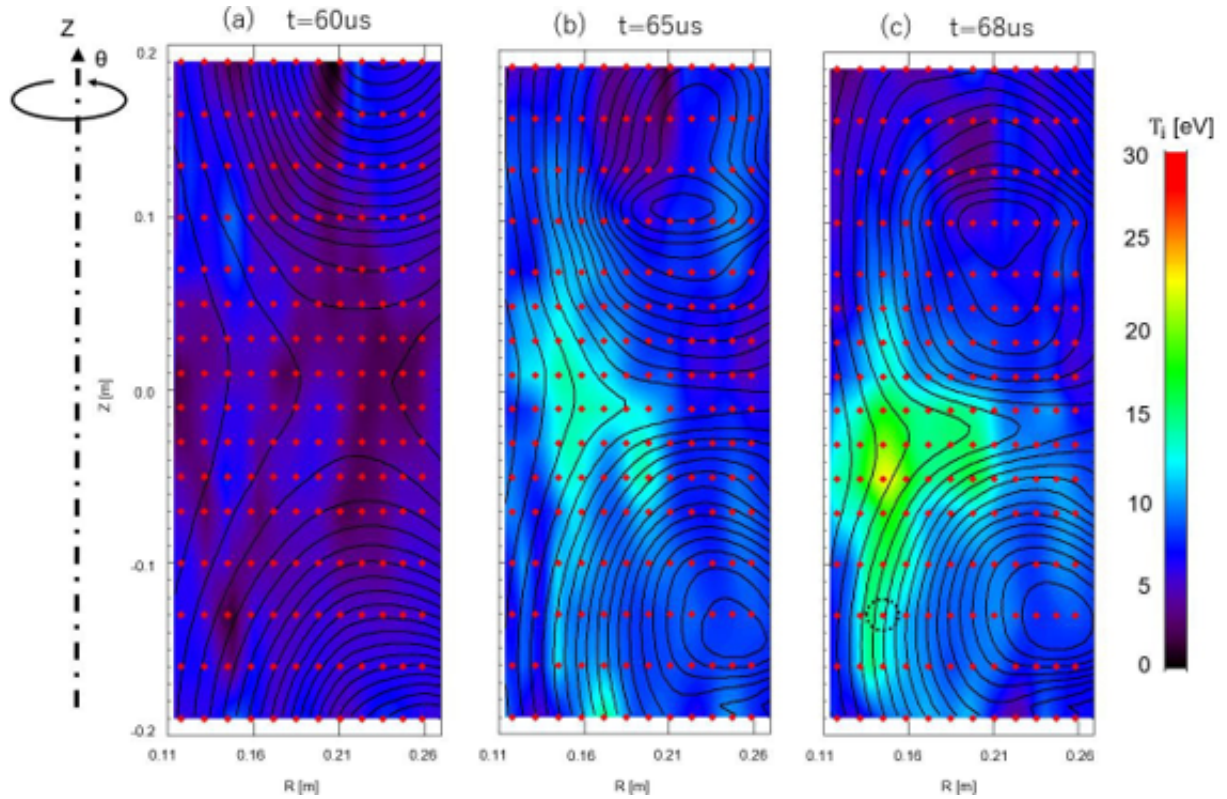


図 4.4: 合体初期～中期における二次元イオン温度分布計測結果（カラー）と磁気面（実線）。赤丸は計測点を表す。

4.2 面内電場とイオン加速・加熱

本節ではガイド磁場リコネクションで特徴的な四重極状のポテンシャル構造とその面内静電場がイオンの加速・加熱過程に与える影響を考察する。

図 4.5 では水素ガス実験における下流領域のイオン温度の詳細な二次元分布と静電プローブで測った浮遊電位の二次元分布を示している。イオン温度は特に合体面付近の下流領域で加熱が大きく見られ、 $t = 68\mu s$ あたりでピークの加熱を経た後で磁気面全体に拡散していく。浮遊電位分布は早期から四重極状ポテンシャル構造を形成しており、そのポテンシャルの深さは外径側と比較して、内径側で深くなっている。これは内外でトロイダル磁場の大きさが異なるため、トロイダル方向の沿磁力線電場成分 $E_t \cdot B_t$ が強くなる内径側で理想 MHD 条件 ($E \cdot B = 0$) の破れが顕著に発生しているため、それを相殺するために面内電場の沿磁力線成分 $E_p \cdot B_p$ が成長していると考えられる。実際、 $R=0.12m$ で計算して見ると $E_t \cdot B_t$ $60[V/m \cdot T]$ に対し、 E_p $2000V/m$, $B_p \simeq B_z \sim 0.03T$ で $E_t \cdot B_t - E_p \cdot B_p \simeq 0$ となり、下流領域において理想 MHD 条件を満たす。

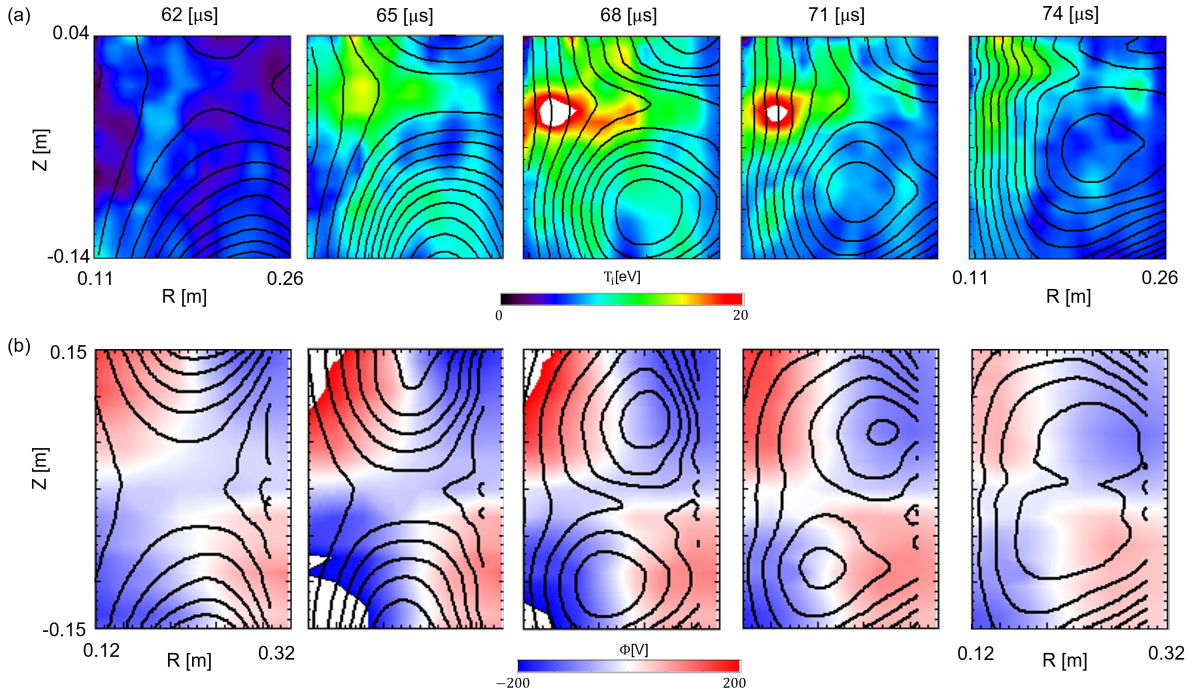


図 4.5: (a) 下流領域における二次元イオン温度分布計測結果 (b) 静電プローブによる二次元浮遊電位分布計測結果

また、図 4.6 に示されるように電流シート付近に生成されるリコネクション電場によるトロイダル方向の沿磁力線方向の電場に対してポロイダル成分を持つ静電場による沿磁力線方向電場が発達していることが確認され、これらの和はX点近傍を除いて $E_{\parallel}=0$ になるよう生成されていることがわかる。X点近傍では理想 MHD 条件が崩壊しており、トロイダル方向電場によるイオン加速が引き起こされる [57]。

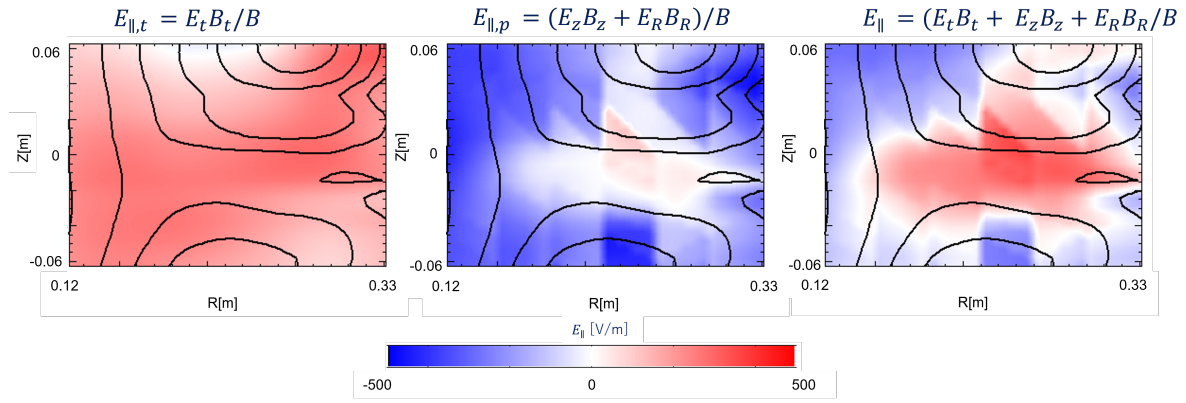


図 4.6: 左から沿磁力線方向電場のトロイダル成分、ポロイダル成分、両成分の和。

ここで電流シート近傍下流領域の局所的なイオン加熱に焦点を当てる。図 4.7、図 4.7 で示されるように沿磁力線成分の電場は電流シート近傍にわたって主にリコネクション電場によって生成される。イオンは図 4.7 に示されるように面内電場とガイド磁場による $E_p \times B_t$ ドリフトによってこの領域に流入し、沿磁力線方向の電場によって加速を受けたのち下流領域に排出される。しかしながら $E_p \times B_t$ ドリフト速度 ($\sim 20\text{km/s}$) で電流シートを横切るイオンは電流シートを横切る時間はわずか ($\sim 3\mu\text{s}$) で数 10eV 程度まで加速をされた後下流領域で加熱される。こうして加速されたイオンは図 4.7 で示されるように下流領域で局所的に強い加熱が生じていることが確認される。

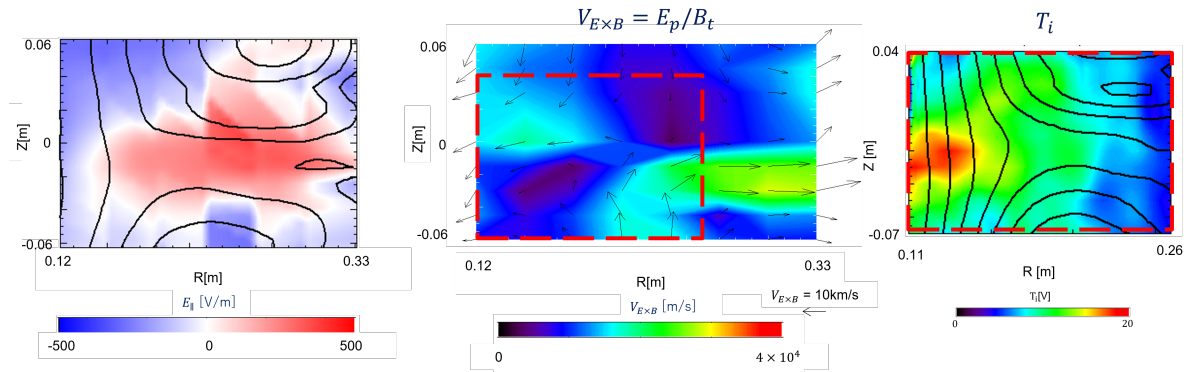


図 4.7: (左図) 沿磁力線方向電場、(中央) 面内電場とガイド磁場による $E \times B$ ドリフト速度、(右図) イオン温度を示す。

続いて、ガイド磁場リコネクションによる理想 MHD 条件の維持のために成長する四重極状ポテンシャル構造が磁気リコネクションの磁場パラメータとどのような関係があるのか明らかにするために、ポテンシャルの深さ、そして面内電場の磁場依存性を調査した。図 4.8 に図示するように、ポテンシャルギャップ $\Delta\Phi$ を浮遊電位分布の極大・極小値の差と定義し、 $\Delta\Phi$ を異なるリコネクション磁場 B_{rec} 、ガイド磁場比 B_g/B_{rec} に対して計測し、プロットした。実験結果ではすべてのパラメータ領域で極大・極小値は内径側に存在し、軸方向 (Z 方向) にその大きさは飽和していたことから、内径側 ($R = 0.10\text{-}0.12\text{m}$) での軸方向飽和位置での値を採用した。

図 4.8 にみられるように、結果として $\Delta\Phi$ はリコネクション磁場 B_{rec} 、ガイド磁場比 B_g/B_{rec} 両方に正の相関を持つことが確認された。ここで、リコネクション磁場、ガイド磁場比を変えた場合はそれぞれガイド磁場 $B_g: 0.14\text{T}$ 、リコネクション磁場 $B_{rec}: 0.017\text{ } 0.020\text{T}$ で実験条件を一定に調整したうえで実験を行った。

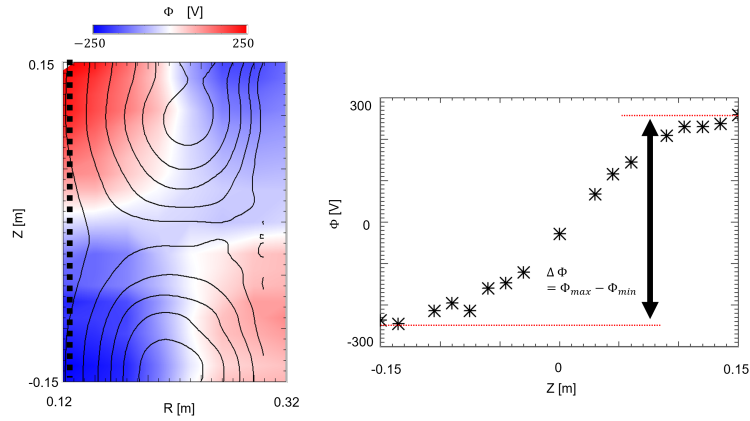


図 4.8: 浮遊電位の Z 方向分布とポテンシャルギャップ

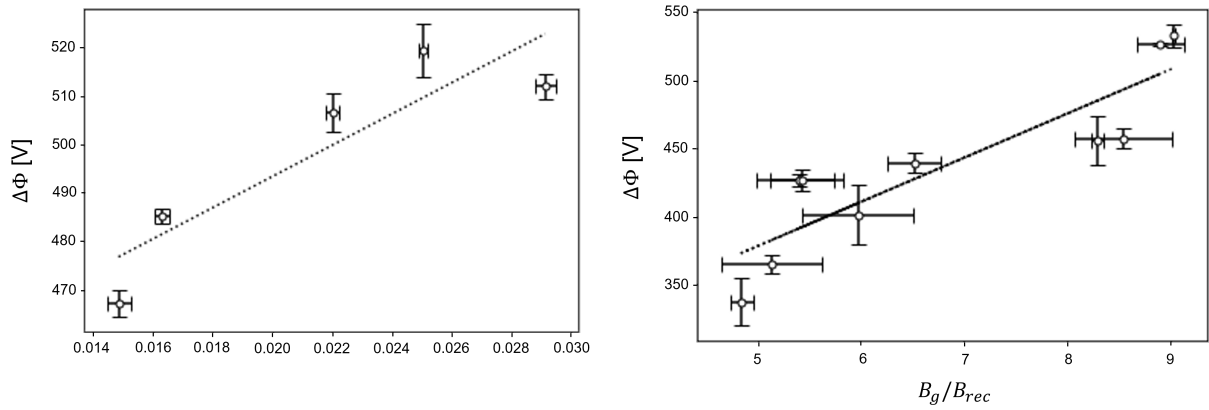


図 4.9: ポテンシャルギャップの (a) リコネクション磁場 (b) ガイド磁場比依存性

続いて、静電ポテンシャルに起因した面内電場特性を調べるにあたって、電場の計算位置を特定した。図 4.5, 図 4.8, 図 4.9 から確認できるように面内電場は電流シート近傍のみならず下流領域広範囲にわたって存在するが、リコネクションで加速された直後のイオンのエネルギーの熱化を考えると、電流シート近傍の下流領域 ($R=0.18\text{m}$) で計算を行った。図 4.10 右図に左図の赤丸で示された領域での面内電場 E_z の時間発展をそれぞれ異なるリコネクション磁場条件下で行った実験結果を示す。リコネクション磁場の増大に伴って E_z のピーク値の増大がみられるが、その依存度は時間によって異なる。

また、図 4.11 は異なるガイド磁場比での E_z の一次元分布の時間発展を示すが、その大きさのピークはおおよそ磁気中性面 ($Z=0\text{m}$) に存在している。

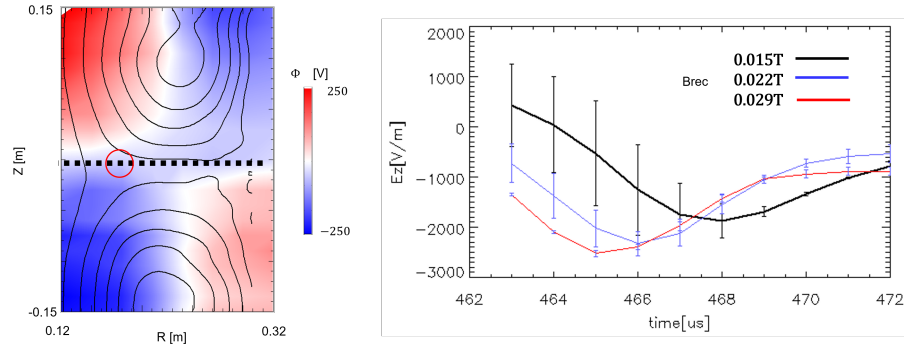


図 4.10: 各々のリコネクション磁場に対する面内静電場 E_z の時間発展 (右図) とその計算地点 (左図)

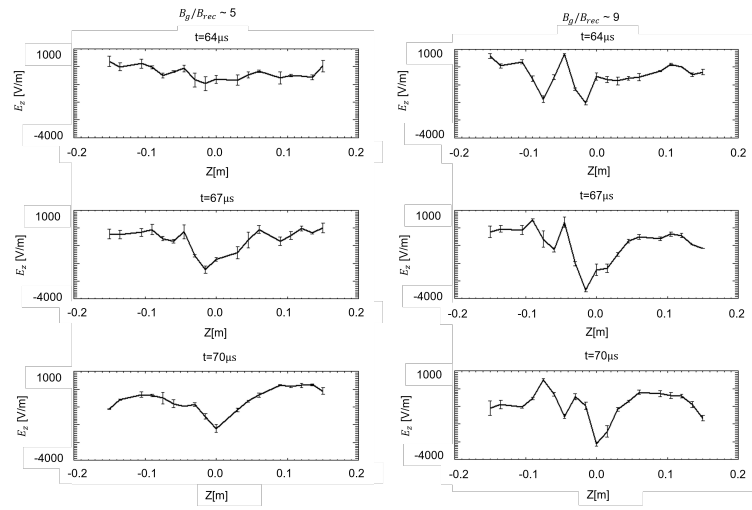


図 4.11: (左) 低ガイド磁場比 (右) 高ガイド磁場比における面内電場 E_z の一次元分布とその時間発展 (上段から下段)

以上より、面内電場の計算位置として $(Z, R) = (0, 0.18)$ の点を採用し、時間はリコネクション電場がピーク値を示し磁場のつながり変わりが盛んな時間帯 ($t = 67\mu s$) として、 $\Delta\Phi$ と同様に面内電場を異なるリコネクション磁場・ガイド磁場比で計算した図を図 4.12 に示す。リコネクション磁場に関して高磁場側でやや飛び値を持つが、この計測領域で面内電場の大きさはどちらの磁場にも正の相関を持つ。

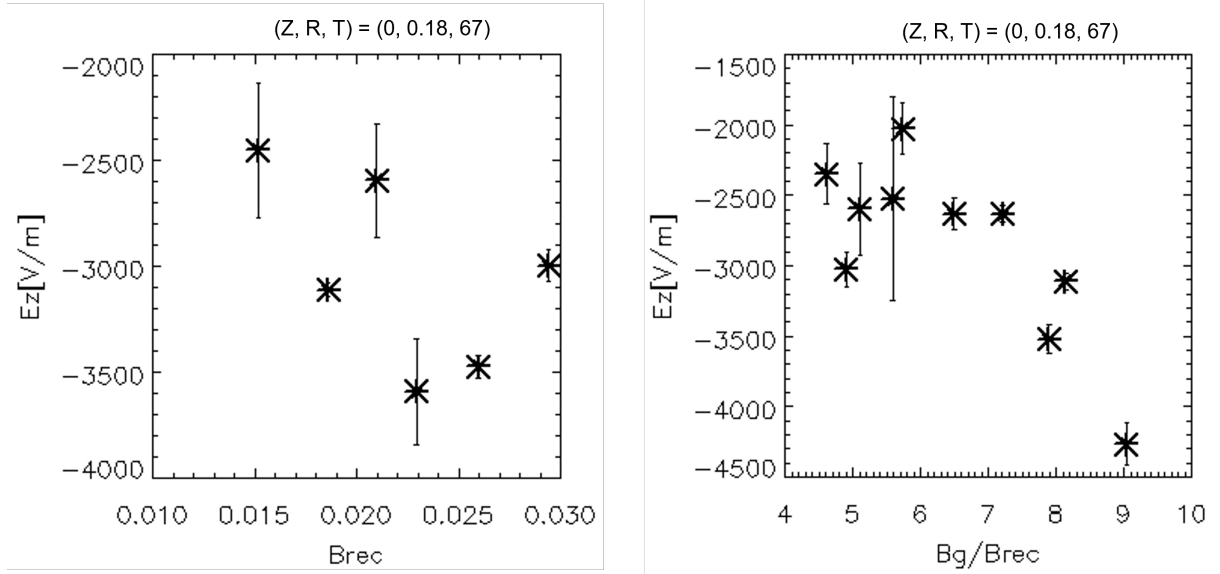


図 4.12: 電流シート近接の下流領域における面内電場 E_z の (左) リコネクション磁場 (右) ガイド磁場比依存性

これらの結果を踏まえて、静電ポテンシャル・静電場によるイオンへのエネルギー変換について考察していく。

静電ポテンシャルの深さ、そして面内静電場の大きさが各々の磁場に比例するとすると

$$\Delta\Phi \propto B_{rec}B_g \quad (4.5)$$

$$E_{st} \propto B_{rec}B_g \quad (4.6)$$

下流領域において、イオンのアウトフローは主に $E \times B$ フローが支配的である。イオン加熱がこうしたアウトフローの粘性加熱・ファストショック構造による加熱によるとすると、そのエネルギーは

$$\Delta T_i \propto v_i^2 \simeq \left(\frac{E_{st}}{B_g}\right)^2 \propto B_{rec}^2 \quad (4.7)$$

と表され、すなわちプラズマ合体におけるイオン加熱のスケーリング則と矛盾しない。したがって、ガイド磁場リコネクションにおけるイオンへのエネルギー変換は四重極ポテンシャル構造に伴う面内電場からの $E \times B$ フローによる加速・加熱が貢献していると考えられる。

4.3 イオン加速・加熱の質量比依存性

ガイド磁場リコネクションにおける四重極状静電ポテンシャル形成過程において沿磁力線方向へのリコネクション電場による直接的電子加速が一つの要因として挙げられる [55, 56]。ガイド磁場の増加に伴い、リコネクション電場は広い領域で電子を直接加速していくため、高エネルギー電子の生成につながり、実際トカマク合体による磁気リコネクション実験においても電流シート～下流領域にかけて高エネルギー電子が観測されている [60]。本節ではこうした高エネルギー電子の生成とポテンシャル生成の関係を調べるため、軟 X 線計測を踏まえてアルゴンプラズマ放電実験を行うとともに、質量比の異なるイオンの面内電場による加速・加熱機構を調べる。

図 1.5 にアルゴンガス放電実験における軟 X 線発光強度とイオン温度、コモンフラックスの割合、そしてリコネクション電場とポテンシャルギャップの時間発展を示す。コモンフラックスの増加に伴って、リコ

ネクション電場も増加し、軟X線信号強度もピークを迎える。軟X線信号は図 4.14 の二次元発光分布の赤い点線枠で表される電流シート近傍の発光強度の最大値をプロットしており、第 1 章で述べたような、高ガイド磁場 ($B_g/B_{rec} \sim 5$) リコネクションによるリコネクション電場による直接加速による高エネルギー電子が生成されていると考える。

一方で、高エネルギー電子生成のピーク終了後もポテンシャルは増え続けているとともに、軟X線発光分布の強度はポテンシャルの負の領域と一致しているとはいいがたく、一般的に研究室リコネクションでは高エネルギー電子のポピュレーションはバルク電子に比べて小さいので、四重極ポテンシャル形成はバルク電子が理想 MHD 条件保持のために生成していると考ええる。

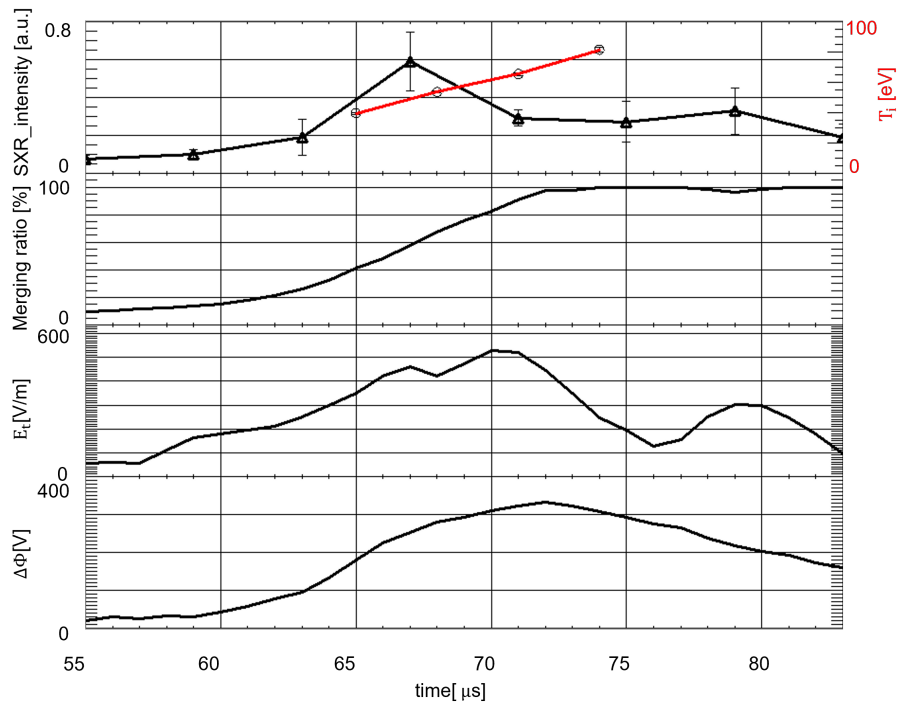


図 4.13: (上から) 軟 X 線発光強度 (黒) と下流領域における空間平均イオン温度 (赤)、コモンフラックス・プライベートフラックス比、リコネクション電場、ポテンシャルギャップ

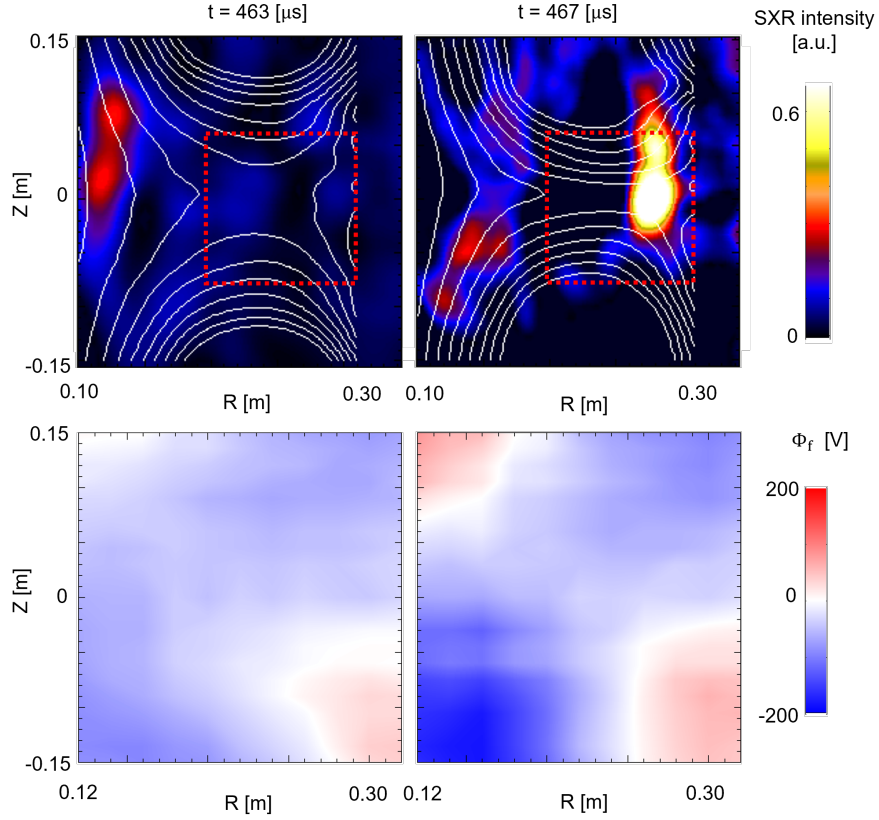


図 4.14: リコネクション初期・中期における（上段）軟 X 線発光強度（下段）浮遊電位の二次元分布

イオン加熱について図 4.13(a) のイオン温度の時間発展を見ると、水素実験と同スケールのリコネクション磁場 ($B_{rec} \sim 0.03T$)・密度 ($n_e \sim 5 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$) であるのにも関わらず、下流領域での平均イオン温度が 80eV を超えており、強力な加熱が生じていることがわかる。実際に図 4.15 において水素ガスでの実験とアルゴンガスを用いた実験におけるイオン温度分布を比較してみても、下流領域で磁気面に沿って広範囲で強力なイオン加熱が生じていることが明らかである。静電ポテンシャルの深さ $\Delta\Phi$ も $300 \sim 400 \text{V}$ 程度で水素の場合と少し小さい程度で、リコネクション電場 $E_t \sim 500 \text{V/m}$ 、 $E \times B$ ドリフト速度 $V_{E \times B} \sim 10 \text{km/s}$ と大きく変わらない。

ここで前節で考察したように、アルゴンの場合におけるリコネクション電場による沿磁力線方向の加速を考えてみる。沿磁力線成分電場によるある時間 Δt 内における速度の増加分 Δv_i は

$$\Delta v_i = \frac{qE_{\parallel}}{m_i} \Delta t \simeq \frac{qE_{\parallel}}{m_i} \frac{L}{v_{E \times B}} \quad (4.8)$$

$$(4.9)$$

と表され、最終的に下流領域で熱化された場合のイオン温度増加分 ΔT_i は

$$\Delta T_i \propto m_i \Delta v_i^2 \propto m_i^{-1} \left(\frac{E_{\parallel}}{v_{E \times B}} L \right)^2 \quad (4.10)$$

$$(4.11)$$

となる。ここで、 E_{\parallel} 、 m_i 、 L 、 $v_{E \times B}$ はそれぞれ沿磁力線方向電場、イオン質量、電流シート長さ、 $E \times B$ ドリフト速度を表す。ここで面内電場に比べてリコネクション電場は小さいため、主に面内電場によるドリフト速度を考慮している。結果としては、沿磁力線成分電場とドリフト速度が同程度の実験においてはイオン加熱 ΔT_i が質量に反比例するという結果になってしまうため、アルゴンガスの場合電流シート近傍のリ

コネクション電場による沿磁力線方向の加速は優位ではないと考えられる。実際アルゴンは水素と比べてラーマー半径が大きく ($\rho \sim 10 - 20\text{mm}$)、電流シートを介さずにセパトリクスをまたいで上流から下流に向けて運動するイオンがほとんどであると考えられる。

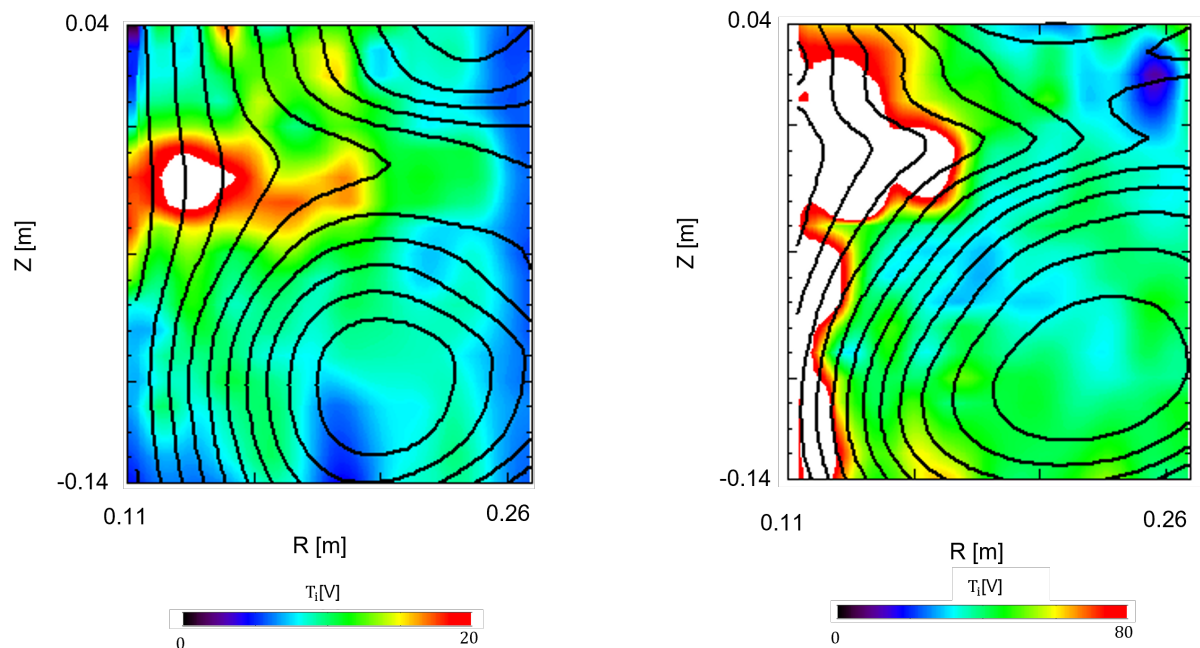


図 4.15: ST 合体中の二次元イオン温度分布。左が水素ガス、右がアルゴンガスを用いた実験結果。

水素と比較して質量の大きいアルゴンプラズマを用いた実験において強力なイオン加熱が得られたことから、高ガイド磁場リコネクションでは質量に依存して、磁気エネルギーからプラズマのエネルギーへの変換が効率よく発生していると考えられる。質量比の大きなプラズマにおいて面内電場によるイオン加速が下流領域のローカル・グローバルスケールでどう異なっているかを明らかにするために直接フロー計測を行う必要があるが、ドップラープローブを含んだフロー計測は計測領域が現在合体面近傍にしか存在しないため、セパトリクス付近で直接フローを計測することによって明らかにする必要がある。

4.4 合体初期の Pull-type プラズモイドの生成

プラズモイドは磁気島とも呼ばれるように、閉じた磁力線で囲まれるプラズマの塊と言え、電流シートが圧縮され薄く引き伸ばされることにより発生するテアリング不安定性や、動的なインフローの駆動によって不均一な磁場構造が生成することによる電流シートの乱れから発生し、天体プラズマにおける高速リコネクションの原因とも考えられている。実験室プラズマにおいてもその構造は確認されており、TS-6 装置においても、合体中に電流シート領域においていくつもの微細な X 点を形成し、電流の塊となって観測されています 4.16。こうしたプラズモイドが下流領域に排出されるとき、一気にプラズマの加熱が起こる。

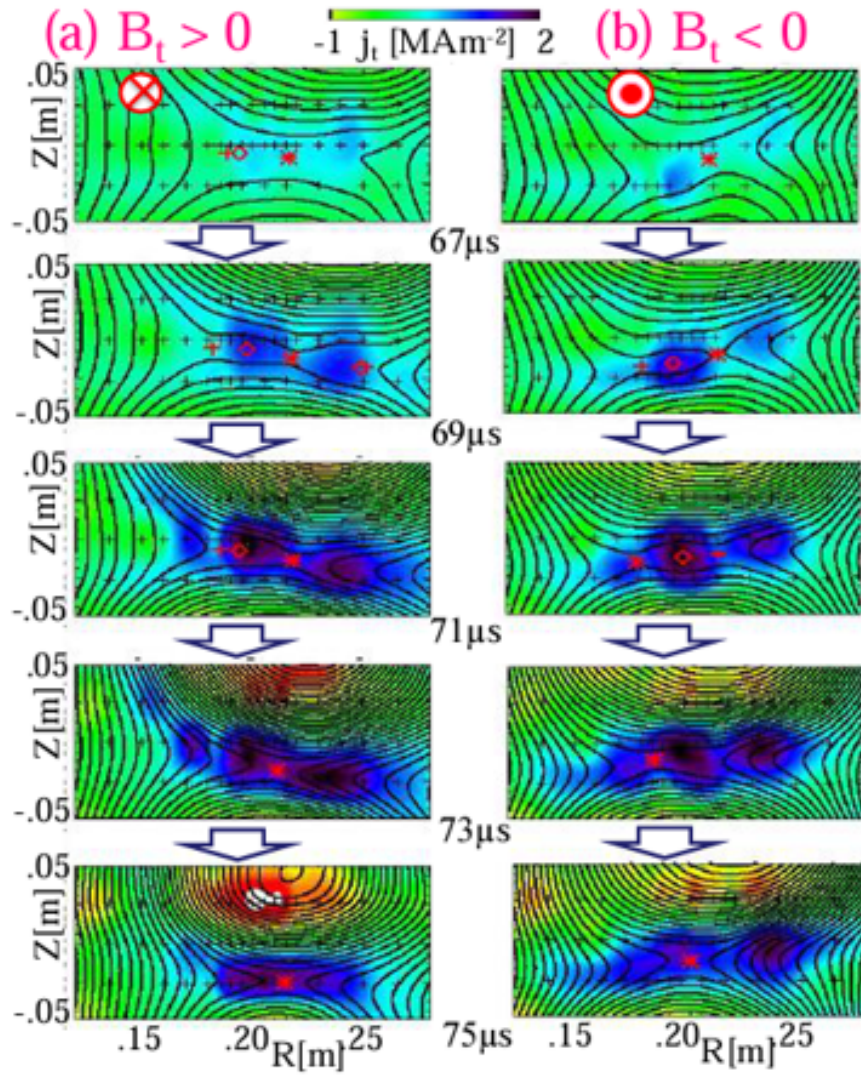


図 4.16: 各極性 (左: $B_t > 0$ 、右 $B_t < 0$) における TS-6 トカマク合体実験における 2 次元電流密度分布の時間発展。 B_T の反転に伴って電流シートの傾きが反転し、電流シートが分裂していくことが確認できる。[67]

一方で本論文で注目するのは合体初期に片方のプラズマから自発的に生成するプラズモイドで、先ほどの電流シートが押しつぶされることによる push 型のもとは違い、pull 型のプラズモイドと呼ばれる。まだ合体の始まらない初期 ($t \sim 50 \mu\text{s}$) において合体プラズマの間に片方のプラズマから発生したプラズモイドはどんどん大きくなり、一つの独立した磁気島構造 (pull 型プラズモイド) を形成する。両側トカマクの接近に伴って、最終的にプラズモイドは合体プラズマに吸収され、メインの合体が駆動される。

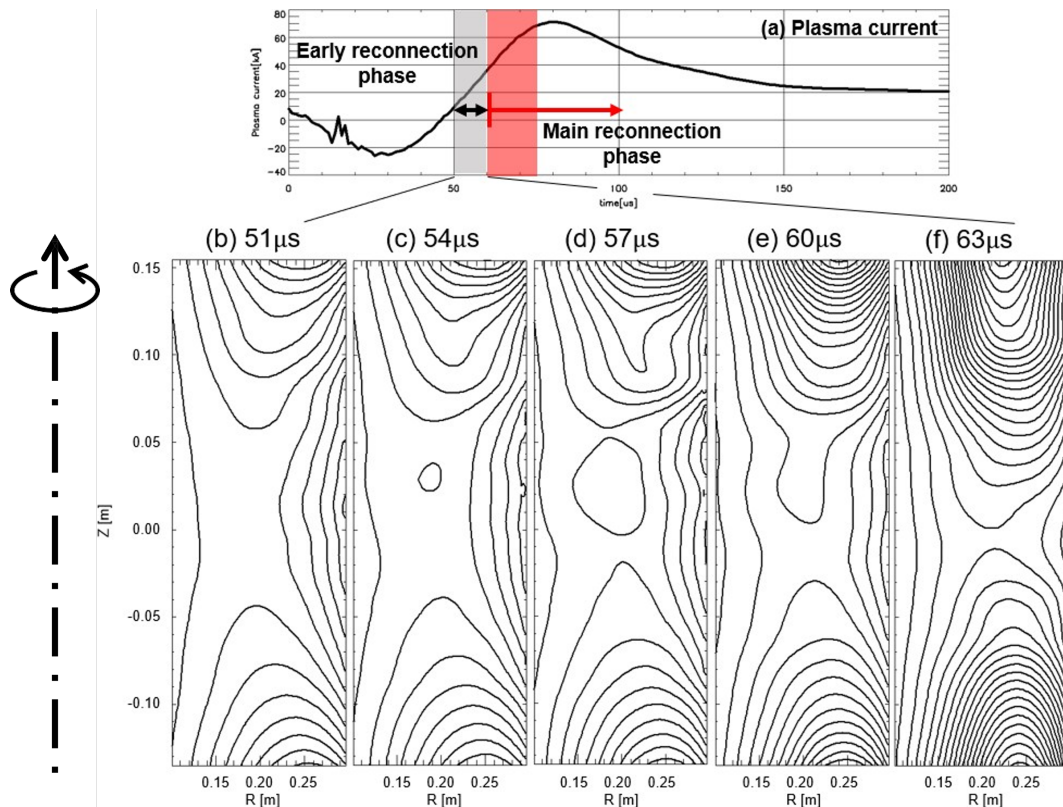


図 4.17: プラズマ電流 (上段) と早期合体時間における磁気面にみられる磁気島構造 (下段)

磁気島の細部構造に注目すると、図 4.18(左) でみられるように合体トカマク中央で生成された磁気島では二つの磁気島が存在していることがわかる。図 4.18(中央) の磁気軸付近で径方向に積分された磁束の一次元図より、左右のトカマクから分裂してできた二つの磁気島が磁気中性面にて合体し、最終的に両側のトカマクと再度合体をして吸収されていくというプロセスを経ていることが推測される。すなわち、pull 型プラズモイドの生成によって、(i) 磁気中性面、(ii) トカマクプラズモイド間で小さい磁束ながら ($\sim 1/50\Psi_{private}$)、複数の磁気リコネクションを伴っていることがわかる。

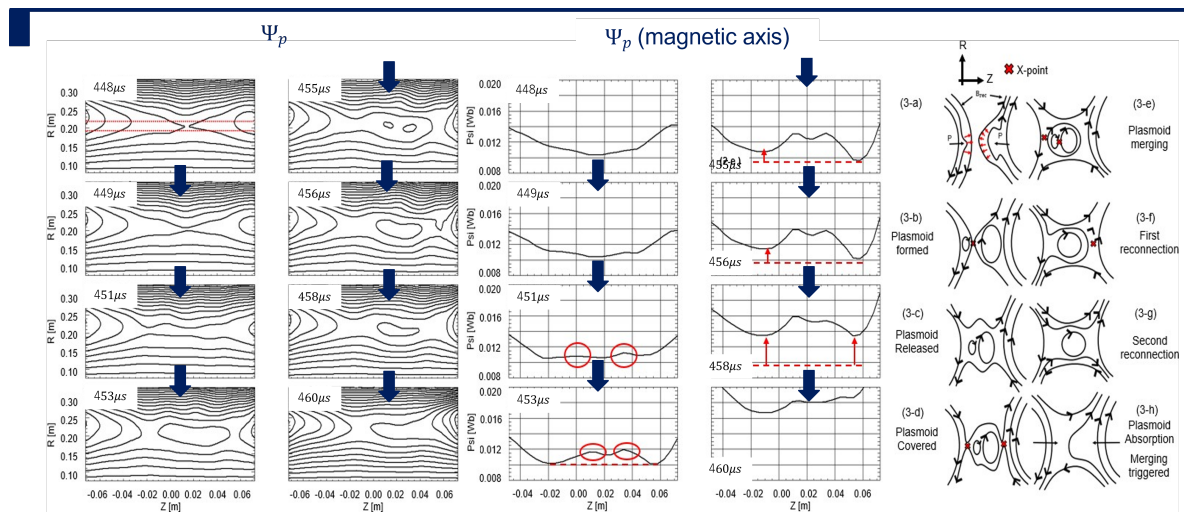


図 4.18: (左) 合体初期の磁気面の時間発展、(中央) 磁気軸付近の磁束の 1 次元分布の時間発展、(右) pull 型プラズモイドの生成・合体・消滅の概要図

上記で述べた pull 型プラズモイドとメインのリコネクション・イオン加熱にどのような関係があるのか、高精細ドップラーイオン温度計測システムを用いて計測した。図 4.19 左図はプラズモイド生成時間・消失時間における 2 次元イオン温度分布を表している。 $t = 55\mu\text{s}$ においてプラズモイドと合体プラズマとの間に二つの X 点が形成されており、イオンの比較的高温の部分は X 点の両側に分布していることがわかる。ポロイダル面におけるイオン流速の計測が不足しているためアウトフローの熱化であるとは言い切れず、合体トカマクから流入してきたイオンである可能性もあるが、プラズモイド周辺に分布しているのはいずれかの理由によるものと考えられる。

合体が進行するにつれ、プラズモイドは +Z 側のプラズマに吸収された後、イオンの急激な加熱が下流領域において生じている。また、フラックス比やリコネクション電場もこれに伴い急上昇していることから、プラズモイド両側にて磁束のパイルアップを行うことで push 型プラズモイド同様に瞬間的なリコネクション駆動を行う効果があると推測する。また、複数の X 点を形成することで拡散領域が拡大され、リコネクションを高速化している可能性がある。

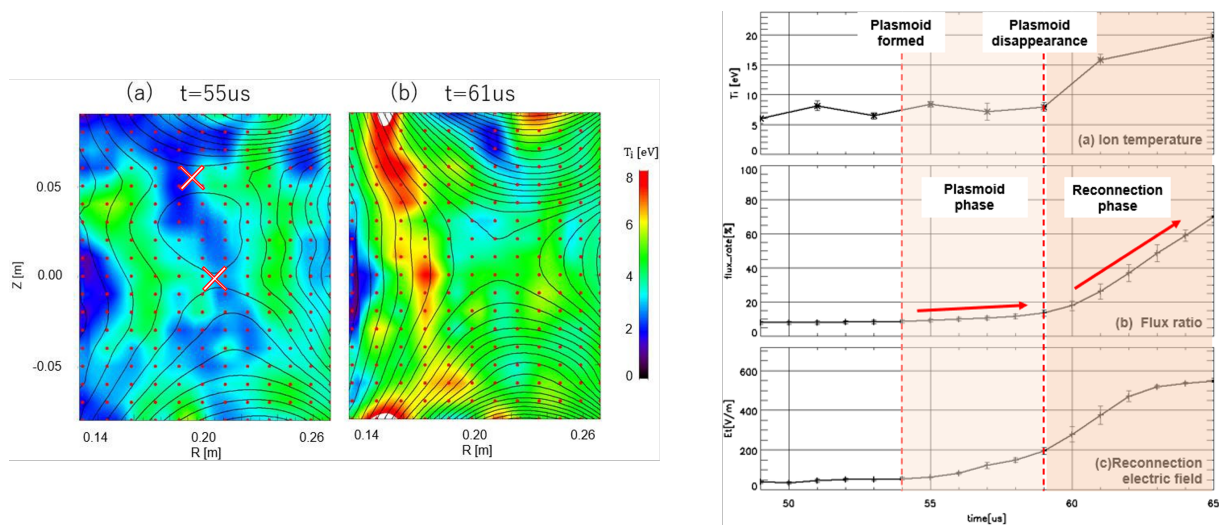


図 4.19: (左) 2 次元イオン温度分布と磁気面 (a: $55\mu\text{s}$, b: $61\mu\text{s}$)、(右) 上からイオン温度、フラックス比、リコネクション電場の時間発展

4.5 本章のまとめ

本章では開発した巨視的・高精細ドップラー分光システム・静電プローブを用いて計測したイオン温度・浮遊電位をもとに従来までの拡散領域内に留まらない合体領域広範囲で起こるイオン加速・加熱機構について調査した。

- トカマク合体において、電流シートを通過して下流領域にて加熱されたイオンは高ガイド磁場効果によって磁力線垂直方向への熱拡散が抑制され、トカマク内側にて磁気面によって熱伝導する。
- トカマク合体を用いた高ガイド磁場リコネクションにおいて、電流シート付近に留まらず、合体トカマクの広い領域で高温イオンが分布していることが確認されており、熱拡散のみならず四重極状ポテンシャルによる面内電場とガイド磁場に伴う $E \times B$ フローの熱化に伴うグローバル領域における加熱があると結論付けた。
- 四重極状ポテンシャルは合体トカマクの裏側にまで広く分布しており。ポテンシャルの深さとそれに付随する面内電場はリコネクション磁場・ガイド磁場比双方に正の相関を持

つことが確認された。これより、イオンのアウトフローが熱化することによる磁気リコネクションにおけるイオン加熱のスケーリング則に適合することが示された。

- アルゴンを用いたラーマー半径・質量比の大きいプラズマ実験において水素実験に比較して強力なイオン加熱が確認され、磁気エネルギーからプラズマエネルギーへの効率的な変換が起こっていることが確認された。
- トカマク合体初期においてブル型プラズモイドの生成・消滅が確認され、複数の X 点が生じることによって拡散領域を拡大し、リコネクションを高速化する可能性があるとともに、プラズモイド消滅に同期してイオン加熱が駆動されていることが確認された。

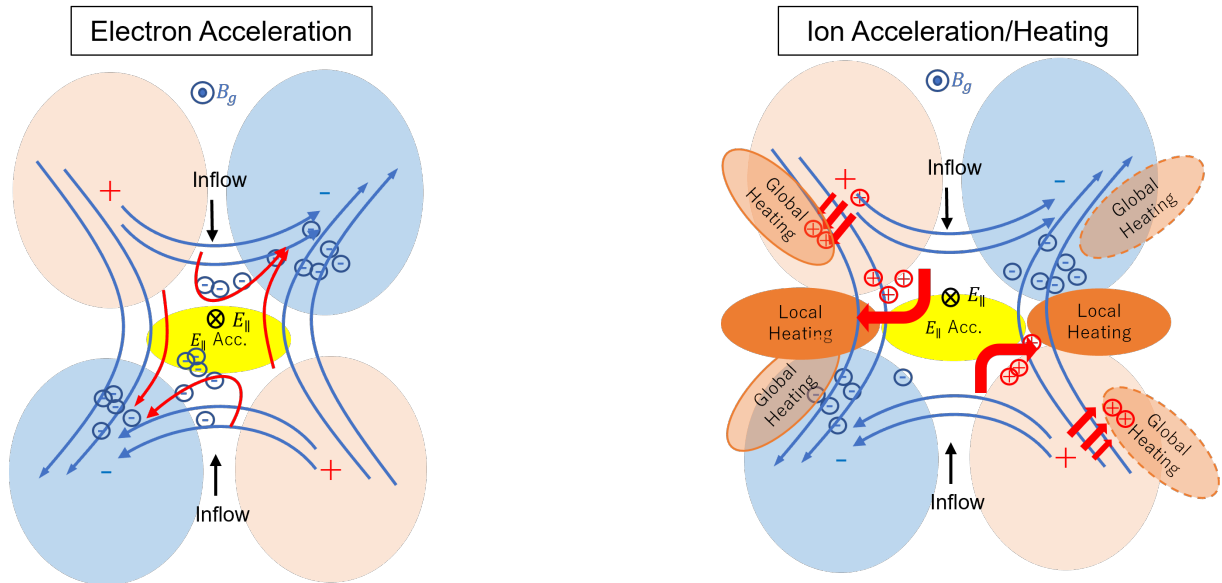


図 4.20: 高ガイド磁場リコネクションでの (左) 電子加速機構概要図、(右) グローバル・ローカルなイオン加速・加熱機構概要図

第5章 結論

高い β 値を持つ球状トカマクのプラズマ電流立ち上げ効率を高めるため、球状トカマク合体によるプラズマ加熱効率の向上・高 β プラズマの安定維持を目的として、プラズマ合体実験装置 TS-6 を用い、高ガイド磁場リコネクションのイオン加速・加熱機構の実験的検証・NBI の開発と TS-6 プラズマへの導入を行った。

リコネクション拡散領域近傍に限定されていた従来のイオン温度計測システムを改良し、マルチスリット分光システムを取り入れることで、二つの合体プラズマをとらえた大域のかつ高精細な多チャンネルドップラー分光システムを開発のもと、合体トカマク全体を含めたグローバルなイオン温度計測が可能となった。高ガイド磁場リコネクションにおいて下流領域で高温イオンはセパトリクスに沿って広がっていることが確認され、磁力線をまたいだ熱拡散が抑制されていることが確認された。また、磁力線に沿った熱拡散では説明できないグローバル領域のイオン加熱は上流から下流へセパトリクスをまたいで流入するフローが熱化されていることが示唆された。

また、浮遊電位プローブを用いたポテンシャル計測において、四重極状ポテンシャル構造がポロイダル面広域に形成されていることが確認され、イオン温度分布と同様に径方向に非対称な構造を伴っていることが確認され、これはトカマクにおけるトロイダル効果によって理想 MHD 条件を保つために内径側で大きなポテンシャルが形成されていることが原因だと判明し、実際に電流シート内部を除いた領域では沿磁力線方向の電場を打ち消すようにポテンシャルが形成された。続いて、ポテンシャルの大きさそして面内静電場のガイド磁場・リコネクション磁場それぞれへの依存性を調査したところ、どちらの磁場についても正の相関を持つことが確認され、このことから解析的な式変形を用いて、トカマク合体におけるガイド磁場リコネクションでのイオン加熱スケリングが従来の実験結果と等しくなることが導かれた。すなわち、面内電場による $E \times B$ フローが熱化されることによって B_{rec}^2 のイオン加熱が生じると結論づけた。

質量の大きなガスによる ST 合体では水素の場合と同スケールのリコネクション電場・面内電場が成長する一方で下流領域にわたって強力なイオン加熱が確認された。アルゴンプラズマのようにラーマー半径が大きなイオンでは電流シート内部での沿磁力線方向の加速を受けるイオンは少なく、面内電場によるドリフト運動で上流から下流へ運動する中で磁場エネルギーからプラズマエネルギーへの効率的な変換がなされていることが示唆された。

最後に、ST 合体初期の時間において、プル型のプラズモイドが合体プラズマ間での生成・消滅が観測され、複数の X 点が生じることによって拡散領域を拡大し、リコネクションを高速化する可能性があるとともに、プラズモイド消滅に同期してイオン加熱が駆動されていることが確認された。

付 録 A ST 加熱・電流分布制御に向けた NBI の開発

中性粒子ビーム入射 (NBI) 装置は世界中の核融合プラズマ装置で導入されているプラズマ加熱・電流駆動手法の一つであり、プラズマの電流維持や電流・圧力分布の制御によって不安定性を抑制する効果がある。電荷をもったイオンビームはプラズマ内部に侵入する前に閉じ込め磁場によって進路を曲げられ、プラズマ加熱ができないため、装置の前で荷電交換を行いイオンビームを中性化することによってプラズマ内部までビームを入射することができる。

NBI は大型トカマクのみならず、球状トカマクやコンパクトトロイドなどでも導入が行われており、英国 MAST では NBI による閉じ込めモードの改善 (L-H モード遷移) やイオン温度・電子温度の倍増が観測された。米国 TAE の C-2W 装置の FRC 実験では 20MW にも及ぶ強力な NBI システムによって FRC を低 n MHD モードにおいて安定化させ、1.5keV のプラズマを磁場散逸時間を大きく超える 9ms 程度の維持に成功している [66]。これは、高エネルギーイオンの入射による有限ラーマー半径効果やイオンシアフローの駆動による MHD 安定化が効果を発揮していると考えられている。

NBI が効果的なプラズマ加熱に貢献する一方で、ST という、比較的閉じ込め磁場の弱いプラズマ配位への高エネルギービーム粒子の入射による不安定性の励起は課題となる。入射イオンは超アルヴェン速度となっており、アルヴェン固有周波数帯の不安定性や内部キンクモードに起因したフィッシュボーン不安定性等の閉じ込めを低減するモードの励起を引き起こす。ST における高速イオン入射によるモードの安定化についての研究は未だ研究途上であり、磁気リコネクションで生じた高エネルギーイオンのバルク電子・イオンに及ぼす影響を調査することは意義がある。さらには、NBI によってラーマー半径の大きな高エネルギーイオンを電流シートに入射することによって運動論的效果によるリコネクションの高速化の駆動を目指した研究についても、ST 合体によるイオン加熱最適化という側面から興味深いと言える。

本章では、プラズマ合体装置において生成された超高 β ST への NBI 入射を行うことで生成 ST を電流・圧力分布の制御を通して MHD 安定化を目標とし、低コストかつメンテナンスが用意なワッシャーガン型 NBI システムの開発とそれを用いた TS-6 装置における ST/FRC への中性粒子入射実験について述べる。

A.1 球状トカマクへの NBI の導入と低コスト化

NBI 装置は一般的に図 A.1 に示すように水素 (重水素) を封入したイオン源で放電 (または高周波入射) し大電流イオンを生成し電極でイオンを加速かつ収束することでイオンビームを引き出す。引き出されたイオンビームは中性化セル内に充てんされた中性ガスによる荷電交換反応 (またはレーザー入射による光中性化反応) によって中性粒子ビームへと変換される。変換されたビームはイオンダンプでビームの質を高めたのちプラズマへと入射される。大型研究装置ではプラズマ加熱のため 100keV を超えるエネルギーのビームを打ち込むため、中性化効率が正イオンだとエネルギーに応じて減少してしまうためイオン源に負イオンが用いられるが、本研究では入射イオンは 10keV 程度なので水素の正イオンプラズマを用いている。

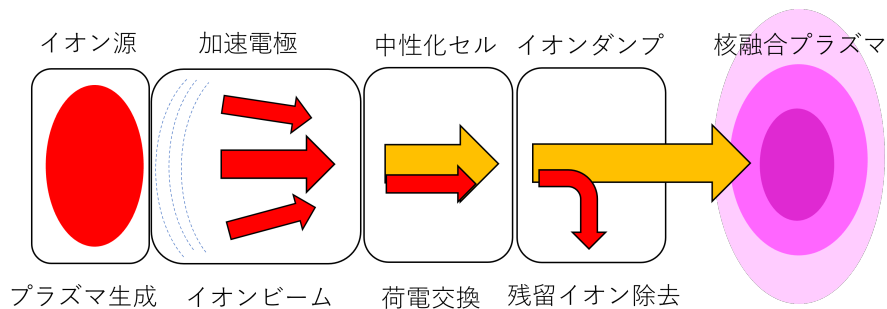


図 A.1: NBI 模式図

従来の NBI 装置ではイオン源として高周波入射やフィラメントによるアーク放電を用いている。フィラメントによる方式は NBI のイオン源として信頼性が高く、世界中の装置において高い実績を持つ。フィラメントに定電流（一本あたり 100A 程度）を約 10 秒間通電することで十分な熱電子を放出させ中性粒子との衝突によってプラズマを生成する。ところがフィラメントの通電時間の調整は難しく、長すぎるとフィラメントの損耗を引き起こし、短すぎると特定のフィラメントにおいてアーク電圧が低くなりアーキングが発生してしまう。フィラメントに用いられるタングステンの寿命は短く、1 年に 2 回のメンテナンスが想定される。また、フィラメント余熱用には大容量の定電流源が必要となり、投入エネルギーに対するプラズマの生成効率が低く、所望のビームエネルギー引き出しに対してエネルギーコストが高くなってしまいうなど、将来的な核融合炉において NBI を含めて高コスト化につながってしまう。

メンテナンスフリーかつ低コストでビーム用イオン生成を行う手法として最近では高周波放電によるプラズマ生成が主流となる。高周波放電プラズマでは MHz GHz 帯の電磁波を用いることで大口径のプラズマを簡単に生成できるメリットがあり、低ガス圧領域においても効率的にイオン生成が行えるようになっている。

こうした RF による NBI 用イオン生成では RF 入射のための大がかりな施設が新たに必要となるほか新設にあたってコストもかかる。本研究ではそもそも合体プラズマの寿命が数 $100\mu s$ オーダーであるため、ワッシャーガンを応用したイオン源を用いて、短パルスではあるが、大容量電流源や RF 装置の要らない、低コストかつメンテナンスフリーのイオン源を採用した。ガスパフによってガスをワッシャーガン内に供給し、ワッシャー両端にパルス高電圧を加えることで容易にプラズマを生成し、電圧・ガス圧を制御することでイオン源プラズマの制御が比較的容易に操作することができる。ワッシャーガンの構造は 2.2 にもある通り、放電路に交互に積み重なった絶縁ワッシャーと金属ワッシャーの内部で沿面放電を起こすことによってプラズマが生成され、出口に向かってプラズマが出射される。こうしたワッシャーガンによるプラズマ放電は米国ウィスコンシン大学の球状トカマク PEGASUS 装置のヘリシティ入射実験 (LHI) においても採用され、150kA もの非誘導型プラズマ電流のスタートアップに成功している。[61]

ワッシャーガン式のイオン源を用いた NBI 開発は既に東京大学 TS-4 装置における FRC 実験で開発されており、フィラメント方式と比較した場合。加速電圧：15kV、ビーム電流 20A 程度で 1ms 程度のビーム引き出しにおいてフィラメント式でおよそ 100kJ、ワッシャーガン式で約 1kJ と 100 倍も高いエネルギー効率でビーム引き出しに成功している。

図 A.2 の MAST でのトカマク合体実験における磁気リコネクションでの電子・イオン加熱分布をみると、電子は X 点近傍にて高い温度を持った後で下流領域のイオンとエネルギー緩和を起こして広い領域で加熱され、最終的に径方向に三つのピークを持った分布を示す。より高いガイド磁場を用いた実験においてはこうした高い電子加熱が期待される。本研究では TS-6 において、より高磁場かつ高い電子温度が期待されることから NBI ターゲットとして最適なプラズマ環境であると考えられる TS-6 装置への NBI 導入を目指し、ワッシャーガン式 NBI の開発を新たに行う。

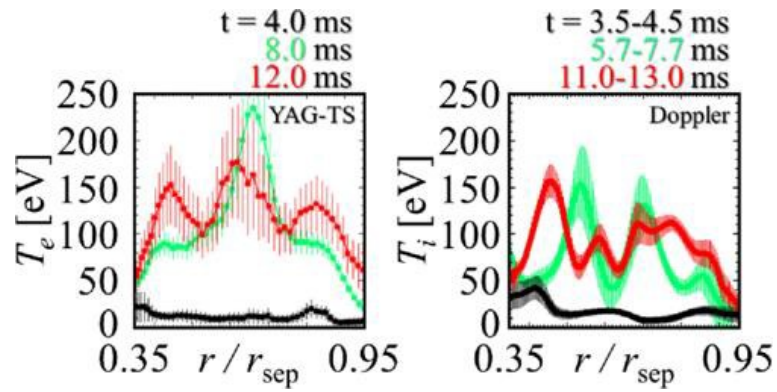


図 A.2: MAST トカマク合体実験におけるイオン温度と電子温度の空間分布

A.2 ワッシャーガン式 NBI の開発

図 A.3 に TS-6 へと導入が完了した、本研究において開発した NBI 装置を示す。永久磁石によるカスプ状の閉じ込め磁場構造をもつイオン源容器内にワッシャーガンからプラズマを供給し、加速電極において加速した後、得られたビームイオンを中性化セル部によって中性粒子ビームに変換した後 TS-6 装置へと入射させる。

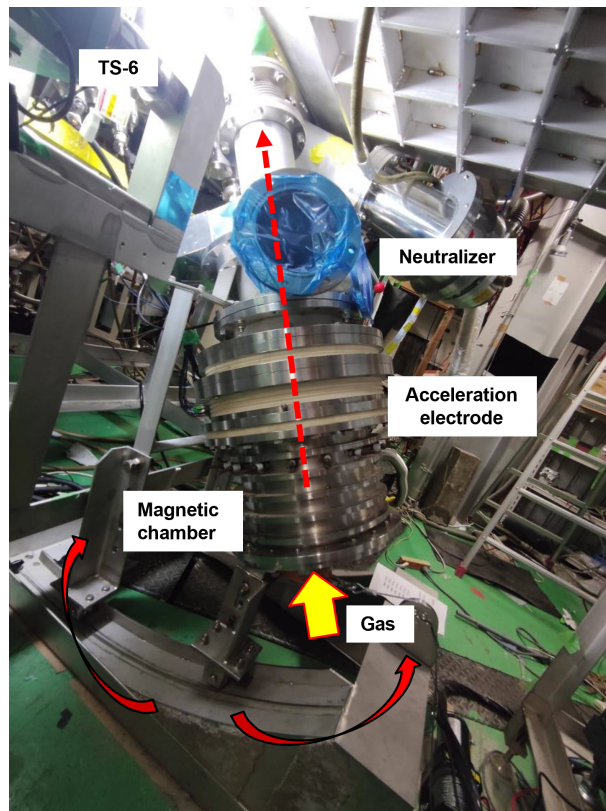


図 A.3: 開発した TS-6 用 NBI の写真

A.2.1 ワッシャーガン

イオン源に用いたワッシャーガンはアノード・カソードの各電極 (SUS 製の円盤状電極) と放電路に交互に設置された SUS 製の金属ワッシャー (内径 14.5mm, 外径 19.5mm, 厚さ 1.9mm) とセラミック製の絶縁ワッシャーから成る。交互に設置されたワッシャーからなる放電路へとガスが供給され、アノード・カソード間にパルス状の高電圧を印加することによってプラズマを生成する。生成されたプラズマは放電路内で自身が作る電流とその電流によって生成される自己磁場によるローレンツ力によってイオン源容器内へと射出される [63]。

ワッシャーガンの放電のためにアノード・カソード間に加えるパルス状高電圧を生成するため、はしご回路 (Pulse Forming Network) を採用している。このはしご回路の出力波形の特性として、パルス幅: $\tau \simeq 2N\sqrt{LC}$ 、出力電圧: $V = \frac{R}{Z+R}V_0$ 、出力電流: $I = \frac{V_0}{Z+R}$ が与えられる。ここで N ははしご回路の段数、 Z は特性インピーダンス、 V_0 は充電電圧、 R は負荷インピーダンス、 L, C は一段辺りのインダクタンス、キャパシタンスを示す。本研究で用いるはしご回路は $N = 10$ 段で、 $L = 30\mu H$ 、 $C = 300\mu F$ でパルス幅は $\tau \simeq 1.9ms$ となる。はしご回路の保護を目的として、ワッシャーガンには絶縁トランスを介して接続されている。

ワッシャーガン放電路に入射させる水素ガスはフレキシブルチューブから高真空用電磁弁 (CKD 製 HVB-112-6N-5) を介してパルスの入射される。軌道電力は 24V 直流電源を接続し、トランジスタを用いてスイッチングすることによって電磁弁の開閉を制御している。電磁弁の開閉時間は National Instruments 製デジタル波形生成モジュール (PXI 6541) を用いて、Labview によって制御している。図 A.4 に実際に開発下ワッシャーガンのはしご回路側 (一次)、ワッシャーガン側 (二次) の放電波形を示す。本研究でつないだはしご回路のコンデンサバンクが内部で短絡する事故があり、最終的には $N = 7$ の比較的短い放電時間になっていることに注意が必要である。

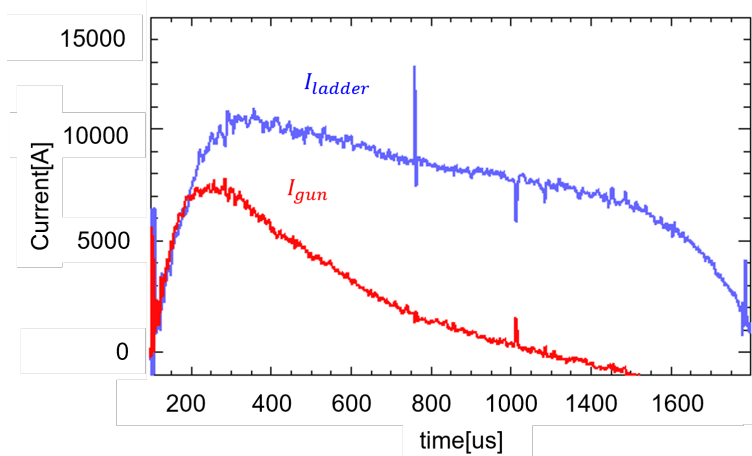


図 A.4: NBI 用に開発下ワッシャーガンの一次・二次側電流波形

A.2.2 加速・減速電極

イオン引き出し用の加速・減速電極は三枚の多孔性電極板からなり、それぞれの電極は有効直径 220mm、厚さ 1.5mm のタフピッチ銅製で、イオン源容器に近い方から順に加速電極・減速電極・設置電極となっており、それぞれ 20kV、-3kV、0V の電圧が印加可能である。それぞれの電極形状は凹型で曲率中心は接地電極面から 900mm の位置に焦点を結ぶよう設計されている。高速に加速されたイオンは中性粒子と衝突し、電離によって生成された電子は加速電極に向かった逆方向に加速されることによって電極を損傷させてしまうが、減速電極に負の電圧を印加することによって電子の逆流を防いでいる。

加速電極用電源には IGBT 半導体スイッチ (三菱電機製 CM600HA-24H) を使用したコンデンサバンクを用いている。IGBT スイッチによってコンデンサは素早く立ち上がり放電し、ビーム放電後には完全放電することなしに任意の時間で放電を停止できる。コンデンサは合成静電容量が $415\mu F$ 、充電エネルギーが 53kJ 、メインスイッチには 10 個の IGBT を直列に接続したモジュールを 2 セット用意している。本研究では遠隔制御盤から加速電極バンクへの光信号をパルス維持するための回路が不調であったため、新たに Arduino を用いて所望のパルス幅を維持するための指令を光信号で伝送している。最大定格電圧が $\text{DC}18\text{kV}$ で最小パルス幅が $10\mu s$ となる。[63]

減速電極電源は高電圧電源を用いて高電圧用オイルコンデンサに充電することによって電圧降下を抑えながら減速電極に電圧を印加している。

A.2.3 中性化セル

イオン源から引き出したイオンビームは中性化セル内で荷電交換を行うことによって中性粒子ビームに変換され、装置へと入射される。水素ビームの場合、荷電交換反応は

$$H^+ + H_2^0 = H^0 + H_2^+ \quad (\text{A.1})$$

で表され、 10keV 程度の正イオンビーム電流に対し、中性化効率は 90% 程度ある。本研究ではトカマクプラズマ壁周辺に高い密度をもって中性ガスが存在しているので、この中性ガスを利用して中性化させることを考えている。TS-6 装置はガス密度 10^{20}m^{-3} 程度となっており、 15keV と比較的低いイオンエネルギーにおいては平均自由行程が $1/n\sigma \sim 10\text{cm}$ 程度となっており、装置入射までに十分に中性化されうると考える。

A.3 NBI ビーム特性

開発した NBI システムのビーム電流密度を計測するためファラデーカップ (A.5) をもちいてビーム電流密度計測を行った。従来のファラデーカップは入射したイオン粒子によって生じる二次電子が逃げ出すのを防ぐため、エレクトロンリペラグリッドを含むグリッドを何枚も備えた構造になっており、体積をとるほか複雑な構造となっている。

本研究では図 A.5 に示すようにインナーカップとアウターカップから成るシンプルな構造のファラデーカップを開発し、アウターカップに負の電圧を印加することによって生成された二次電子の軌道を変え、インナーカップ内に補足されるようにしている [62]。アウターカップには高々 -60V 程度の電圧を印加することで 20keV のイオンビーム入射によって生成される二次電子 ($E_e \sim 44\text{eV}$) を十分に補足できると考える。インナーカップに流れた電流はロゴスキーコイルによってオシロスコープで計測される。

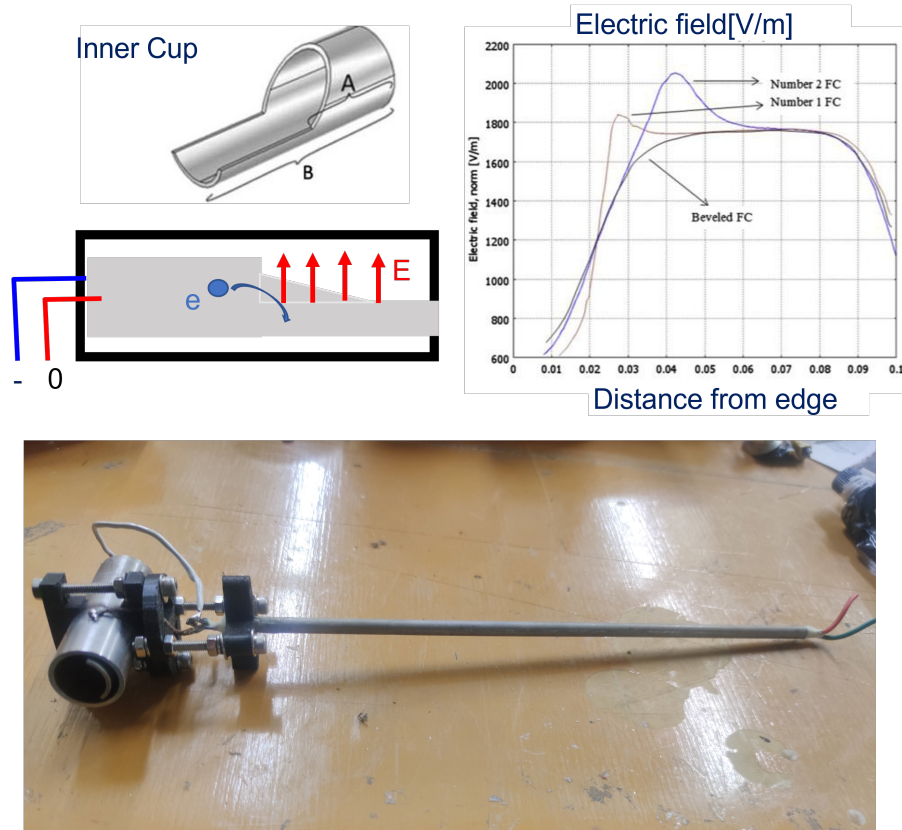


図 A.5: (上段) ファラデーカップの模式図と電場分布 (下段) 開発したコンパクトファラデーカップの写真

TS-6 への NBI の入射角度は装置間に設定したベローズによって $\Delta\theta \sim 15^\circ$ 程度調整できるようになっている。NBI 入射角度を最適化するために ST へ入射された NBI ビーム粒子の軌道計算を行った。まず図 A.6 右に示すように ST のトロイダル磁束を変化させた上でポロイダル磁束と圧力関数を設定し、Grad-Shavranov 方程式より平衡解を計算した。ここで、実験より得られたデータを参考とし、プラズマ電流 $I_p \sim 100\text{kA}$ 、平衡磁場電流 $I_{EF} \sim 150\text{A}$ とした上で TF コイルへの電流 $I_{TF} : 150\text{kA} \sim 250\text{kA}$ 、ビームエネルギー $v_b : 5\text{keV} \sim 15\text{keV}$ と変化させて軌道計算を行った。用いた計算コードは現東京都立大学教授鈴木敬久氏が開発したものを現東京大学井通暁教授が TS-4 装置ように改造したものである。

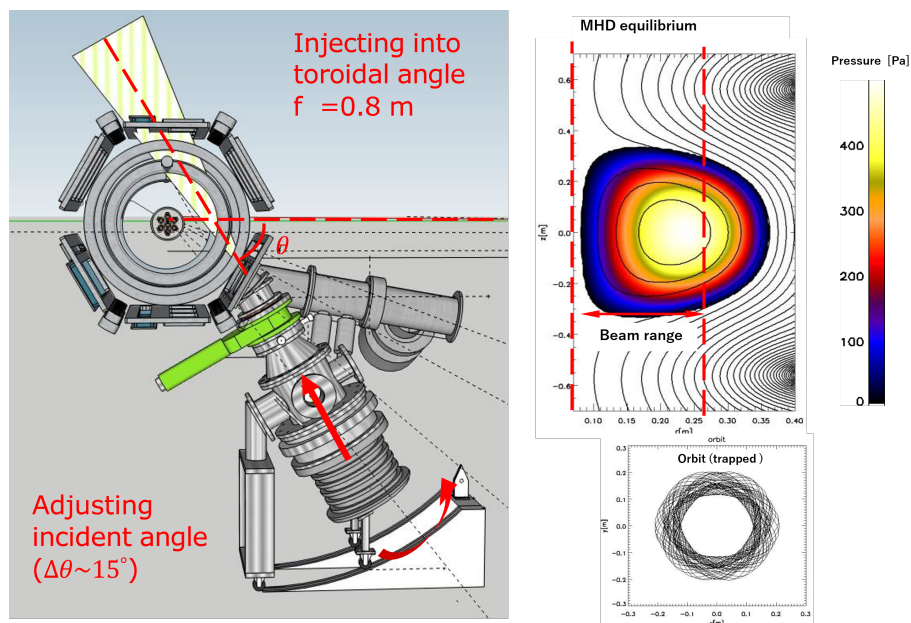


図 A.6: NBI 入射角度とその最適化のための MHD 平衡プラズマへの入射ビーム粒子軌道計算結果

結果として、大きな差は見られないものの、入射角度 θ が小さい領域（すなわちトカマク内径側）において比較的多くの中性粒子がプラズマ内で電離し、閉じ込められることが判明した。また、ビーム粒子のエネルギーが大きくなるにつれて閉じ込め率が小さくなることから、10keV 程度の低いビームエネルギーにおいて実験を行うのが最適と考える。さらに、トロイダル磁束については計算範囲内ではビーム粒子閉じ込めについて優位な差はないと考えられる。

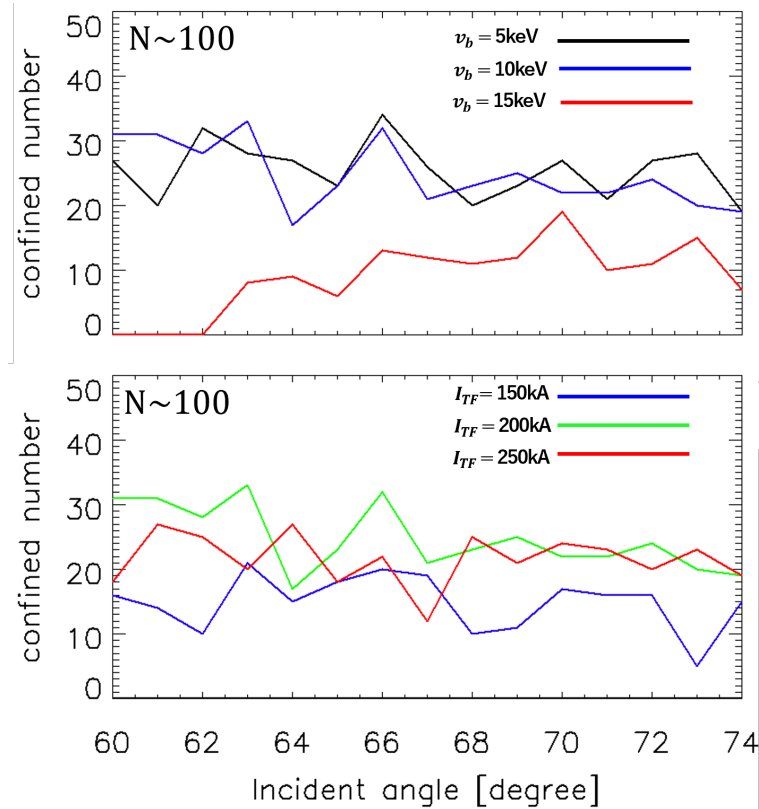


図 A.7: 異なるエネルギー・磁場環境下での軌道計算結果

NBI 組み立ての際に電極間絶縁セラミックに亀裂が走り、真空状態が悪化したため新たに PEAK 製の絶縁フランジを設ける等予想外に問題が生じたが、NBI は既に TS-6 装置にインストール済みで真空度も $1 \times 10^{-5} \text{Torr}$ と TS-6 装置と同等以下まで低いことに成功しているので、電極間に電圧を印加のもとビーム引き出し・ビーム性能の解析をファラデーカップを用いて進める。

所望のビーム引き出し (数 10A, 10keV) に成功した後、TS-6ST 合体による高ガイド磁場リコネクションへの導入を行い、ポロイダル磁束増大・維持を検証していく。

付 録 B 磁気リコネクションによる非熱的イオンエネルギー解析に向けたNPA 開発

B.1 トカマク合体における非熱的イオン

大型トカマク装置のみならず、球状トカマクへの NBI 入射や RF 加熱が導入される中で、アルヴェン速度を超える非熱的イオンの存在が確認されており [64]、こうした高エネルギー成分の粒子はアルヴェン固有モードを励起し、粒子閉じ込めやエネルギー閉じ込めの悪化につながる。例えば米国 NSTX 装置ではグローバルアルヴェン固有モード (GAE) が励起されることでコア部の電子エネルギー閉じ込めに影響を及ぼしている [65]

天体プラズマや研究室プラズマにおいて、1 章でも述べたように磁気リコネクションによるバルクイオンの加熱とは別に、テイル部分の高エネルギー成分のイオンが観測されている。英国 MAST 装置におけるトカマク合体・断熱圧縮でも NBI などの外部加熱がないオペレーション下で磁気リコネクションによるとみられる高エネルギー粒子の存在が確認されている (図 B.1)。

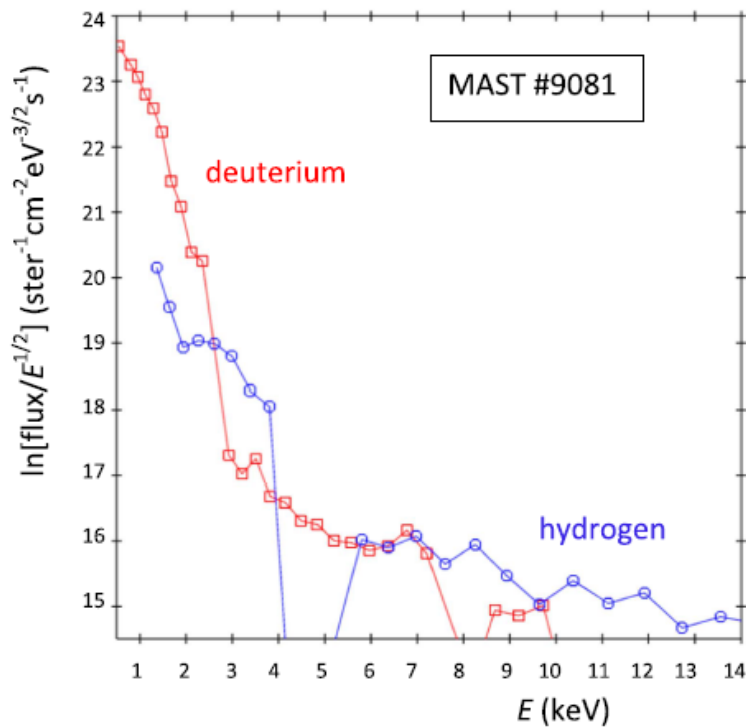


図 B.1: MAST における NBI 入射前の合体・断熱圧縮オペレーションでの NPA 計測結果 [64]

非熱的イオンの計測手法は中性子計測やトリトン・プロトン計測など多岐にわたるが、中でも NPA (Neutral Particle Analyzer) は多くの核融合装置で実績を残してきた計測法である。

外部加熱や磁気リコネクションによってプラズマ内で生成した高エネルギーイオンはプラズマ内部で荷電交換を起こし、中性粒子となって装置外部へと飛び出す。こうして補足されずに出てきた中性粒子のエ

エネルギーを計測するのが NPA で、水素や重水素などのバルク・高エネルギー成分の温度計測に用いられている。プラズマから飛び出した中性粒子は NPA 内部のストリッピングセル (中性ガスを充填) において再び荷電交換を起こし、イオン化され、続いて電場や磁場を用いて偏向することでエネルギー・質量分析を行い、PMT などの検出器を用いて検出される。

B.2 TS-6 装置用 NPA 開発

本研究で開発した NPA の写真を図 B.2 に示す。容器は軟鉄で作られており、直径 4mm のストリッピングセルで荷電交換を起こして入射されてきたイオンは長方形のヨーク部分を持つ電磁石によってエネルギー成分に偏向を受ける。電磁石は底部・蓋部にそれぞれ存在し、容器側面を介して一つの電磁石となっている。イオンは電磁石による静磁場によってエネルギー方向に分解される一方で、NPA 容器には水素や重水素のほかに不純物粒子も入射するため、不純物粒子と計測対象のイオンを分離するために磁場と平衡方向に向かって静電場を印加している。厚さ 1mm のステンレス板を装置底部の電磁石表面に絶縁した上で設置し、-2kV の負電位を印加することによって入射イオンの質量分析を同時に行う。このような静電場・静磁場を平行方向にかけることによって質量・エネルギー分析を同時に行う計測手法を特に $E \parallel B$ 型 NPA と呼ぶ。

電磁場領域に入射してきたイオンの軌道はローレンツ力によって

$$m \frac{dv}{dt} = q(v \times B + \epsilon) \quad (B.1)$$

と表され、飛行時間は $t = (\pi/B)(m/e)$ と書ける。質量方向へのイオンの移動 Y は

$$Y = \frac{\pi^2}{2} \frac{\epsilon}{B^2} \frac{m}{e} \quad (B.2)$$

と表され、同じ質量電荷比 $\frac{m}{e}$ を持つイオンは同様な距離移動する。エネルギー方向への移動距離 Z は

$$Z = \frac{2}{B} \frac{m}{e} v \quad (B.3)$$

と表され、それぞれ質量方向・エネルギー方向へ Y, Z だけ偏向した後検出器へと入射する。

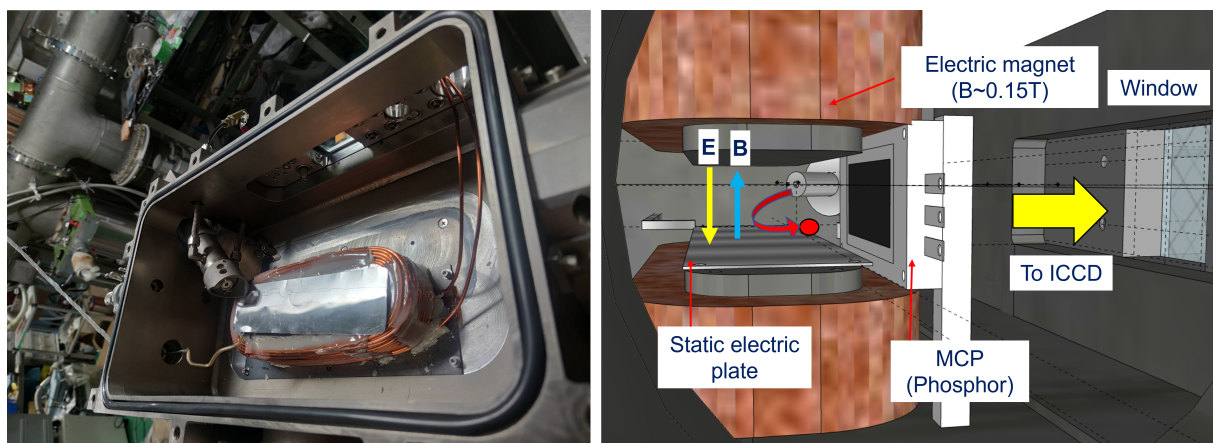


図 B.2: TS-6 用に開発した NPA (左) と概要図 (右)

図 B.3 に示されるように視線はトロイダル視線を持っており、トムソン散乱計測用のダクトの横にポートを設置している。TS-6 合体プラズマで磁気軸付近においてトロイダル方向に加速され荷電交換を起こしたイオンの典型的な平均自由行程 L は 100eV の粒子に対して $L = 1/(n_e \sigma) = 0.33\text{m}$ より、図の視線奥側の

X 点付近の粒子はプラズマ内で再度荷電交換を起こしてイオンとなりプラズマから出てくる確率が低い
ため、視線手前の X 点付近で荷電交換を起こしたイオンが主に計測対象となると考えられる。

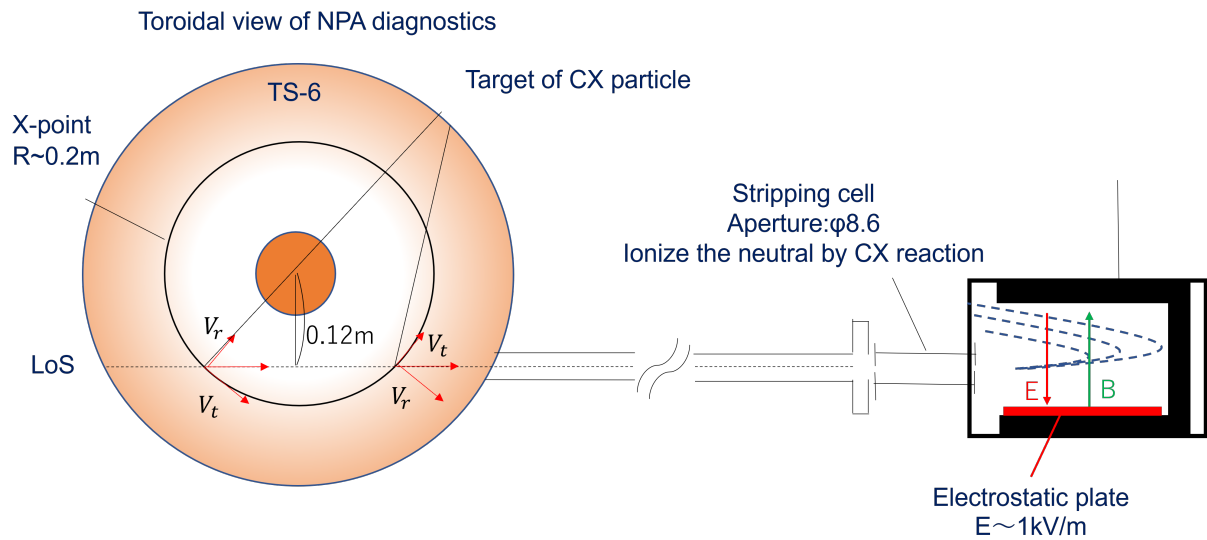


図 B.3: TS-6 用に開発した NPA のトロイダル方向視線

上記の式から計算された NPA 入射粒子の軌道計算を行った結果を図 B.4 に示す。入射粒子は装置入口のストリッピングセル内の He ガスと荷電交換反応を起こし、再びイオンとなって電磁界領域に入射する。イオン化効率 η は NBI 粒子軌道計算で用いたモンテカルロコードを応用して求めており、ストリッピングセル内のガス圧 3mTorr 、入射粒子エネルギー 10keV においてイオン化効率 $\eta = 80\%$ となる。電磁場によって軌道偏向を受けた粒子はマイクロチャンネルプレート (MCP: 浜松ホトニクス, AF2813-A099A, $81\text{mm} \times 30\text{mm}$) に入射し信号増幅された後蛍光面にて発光する。

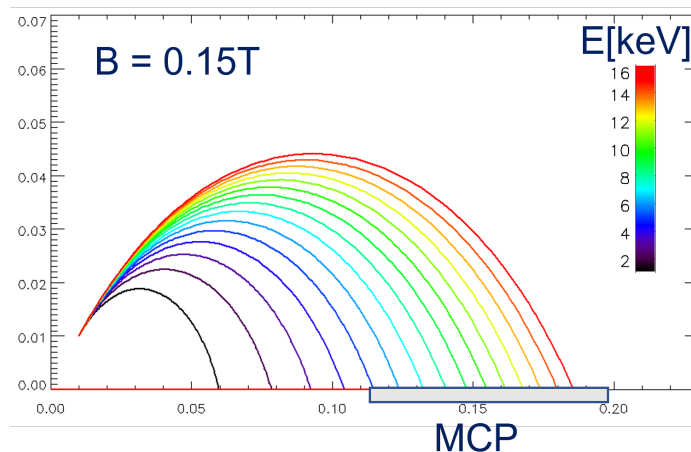


図 B.4: 各々の入射エネルギーを持ったビーム粒子の軌道計算結果

入射イオンのエネルギー・質量分析を行うための電磁石・偏向板として図 B.5 に示されるように電磁石の設計を行った。電磁石は軟鉄にエナメル線 (AIW $\Phi 3.2\text{mm}$) を上下それぞれ 72turn と 102turn 巻いて定電流源から最大 24A 流すことで 15kG の磁束密度まで生成を目指している。図 B.5 左下に示されるように FEM 磁場計算ソフトを用いて電磁石で生成される磁場分布を計算したところギャップ間にて目標値の磁

場分布が均一に得られている。実際に製作した電磁石の性能をホールプローブを用いて計測した場合においても、入力電流に対してやや低い磁束密度となっているが、ヨークないで均一な磁束密度となっている。しかしながら、ヨーク周辺で急激に磁場が減少するため、入射ポートを遮蔽した上でヨーク内に入射し、MCPも最大限ヨークに近づけて設置した。

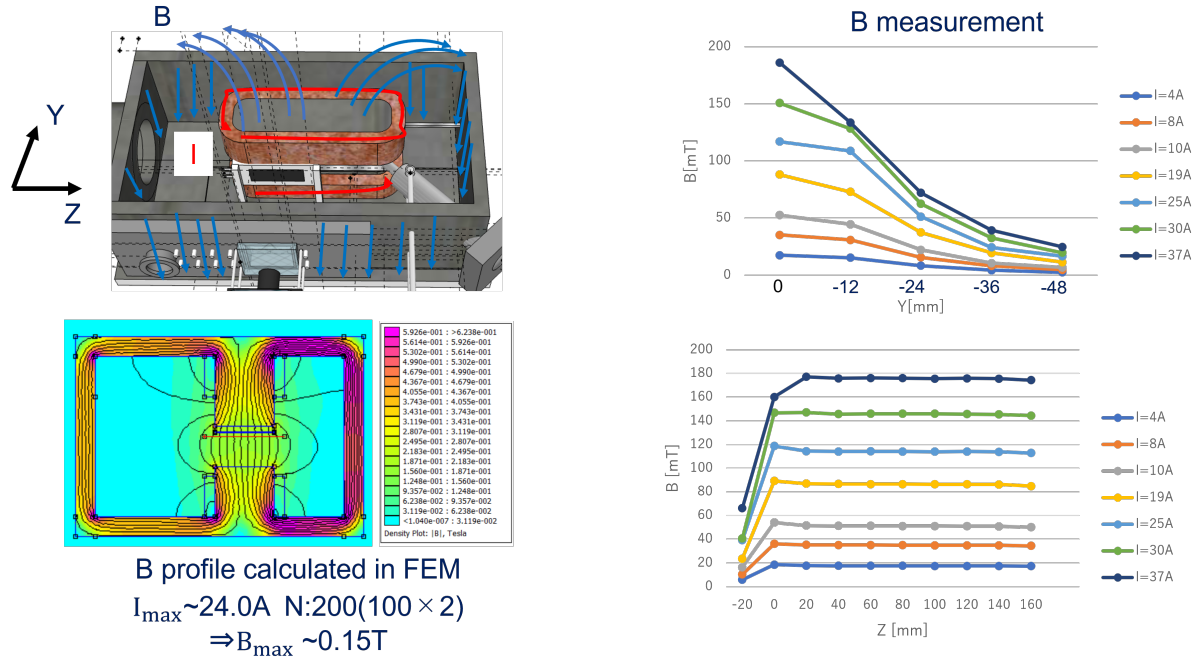


図 B.5: NPA 電磁石性能確認。(左下)FEM で計算した磁束密度分布、(右上)(右下) ホールプローブで計測した Y 方向 Z 方向の磁束密度実測値

NPA 真空容器は MCP の性能上 1×10^{-6} Torr 程度の高真空が望ましいが、現在達成している真空度は一桁低いものとなっており、ベーキングを行ってさらなる真空度向上を行った後、TS-6 装置に接続のもと、ガイド磁場リコネクションによる非熱的イオンの検出・エネルギー解析を進めていく。

謝辞

本研究を行うにあたり、貴重な機会と場を与えてくださるとともに、手厚いご指導やアドバイスをして頂きました小野靖教授に感謝いたします。世界的に著名な研究者が集まる国際学会にも修士の段階で参加させていただき大変刺激を受けました。小野靖教授にはコンデンサバンクや制御盤修理に当たってその広く深い知識から適格なアドバイスをしていただき、プラズマや電気系だけでなく工具の使い方などについても時間を割いて教えていただきました。また、研究室に訪れる際にはいつもお菓子をもってきてくれ、学生含めてコミュニケーションの機会を積極的にとっていただき、研究室の絆が深まりました。

井通曉准教授には NBI 開発に向けて粒子軌道計算のコードを伝授していただくとともに、プラズマ核融合学会ではイオン加熱やプラズマの挙動について真摯な議論をさせていただいたのは貴重な経験です。

田辺准教授にはイオンドップラートモグラフィ分光計測のシステム開発を基礎から入念にご指導していただき、共同研究先である英国トカマクエナジー出張で多忙な時でも相談にのっていただきましたことに御礼申し上げます。また、電気系専攻のフットサル大会やプラズマ核融合学会のサッカー大会では同じチームメイトとしてともに汗水流して戦えたことはとても良い思い出でした。時間ができたら奥様も含めていつも飲みに誘っていただき、実験で挫折しているときにとても良い気分転換になるとともに、将来のキャリア・核融合の未来について率直に語ることができました。

Frank Cheng 客員教授には実験データの解析や難解なプラズマ理論について相談に乗っていただき、新計測系開発においても設計上のご意見をたくさんいただきました。また APS 国際学会では研究者としての生活やプラズマの世界の広さについて教えていただくとともに、将来の核融合研究・エネルギー社会について熱く議論させていただきました。

博士研究員 Ahmadi Tara 氏には 2 流体・PIC シミュレーション計算において協力していただき、活発な議論や斬新なアイデアを提案していただきました。同氏の研究遂行能力と知識の膨大さは圧巻で、いつも私の机に足を運んでは新鮮な話をしていただき、私の英語力向上にも貢献していただきました。

博士課程 3 年の神谷俊氏には修士課程で同期で入学してから私のふがいない失敗をフォローしていただき、同期ながら大変お世話になりました。同じく博士課程 3 年の蔡雲漢氏には実験をやっていく中でハードウェアの使い方やシミュレーションコードの解析等まだまだ分からないところと一緒に開発・操作の手伝いをしていただきました。また、海外の核融合・プラズマの最新動向などに敏感でいつも新鮮な議論ができたのはとても良い思い出です。

博士課程 2 年の山口遥氏にはネットワーク関係や回路関係の部分で造形が深く、インターネットに問題が生じたときにはとても頼りになりました。また、同氏は大変力持ちでコイル入れ替えや NBI の設置などで強い存在感を発揮していただき、後輩ながらとても頼りになりました。

博士課程 1 年の染谷諒氏とは同じドップラー分光計測グループで私の見落としているところなど正確にフォローしていただいた他、プラ核サッカーでは同じサッカー好きとして心いっぱい楽しむことができました。同じく博士課程 1 年 Jungkyum KiM 氏はその高いコミュニケーション力で飲み会係を安心して任ずことができ、研究室の雰囲気づくりにとても活躍してくれました。同じく博士課程 1 年伊藤将太氏にはシミュレーションにおける深い知識で客観的な議論ができた他、花見や BBQ などのイベントにはほとんど皆勤賞で、自前の日本酒とともに大変楽しい時間が過ごせました。

修士課程 2 年の竹田慎次郎氏、船渡勇吾氏、中右樹氏、土井久留実氏には研究室だけではなくプライベートでもジムに行ったり楽しい思い出を残してくれました。

修士課程 1 年の奥西氏、好永氏には NBI システムのスタートアップに向けて回路作成等手伝っていただきました。。

卒論の道家氏とは TS-6 セットアップ作業中に愉快的な話を楽しませていただきました。

修士博士含め 5 年間の間本郷のみにとどまらず、いろいろな研究機関・研究者の方にお世話になり恵まれた研究環境でした。この 5 年間の研究生活は私にとって今までの受動的な生き方から積極的にテーマを動いて行動する自発的な生き方にシフトチェンジするきっかけとなり、また、今まで出会うことのなかったほど

の非常に優秀な人たちに囲まれて私の人生を大きく変えた5年間だったと実感しております。お世話になった方々に感謝御礼申し上げます。最後に小野・田辺・井研の益々の発展を願って謝辞とさせていただきます。

参考文献

- [1] 資源エネルギー庁, ”国内外の再生可能エネルギーの現状と今年度の調達価格等算定委員会の論点案”, 2021 年.
- [2] 本部和彦, “風況の違いによる日本と欧州の洋上風力発電経済性の比較”, 2021 年
- [3] British Columbia/Yukon Open Authoring Platform, Chapter 31, “Radioactivity and Nuclear Physics” (<https://pressbooks.bccampus.ca/collegephysics/chapter/binding-energy/>)
- [4] H.Nam *et al*, Int J Energy Res. **45**, 11992–1201 (2021).
- [5] R. S. Craxton *et al*, Phys. Plasmas **22**, 110501(2015).
- [6] K.Matsuo, Phys. Rev. Lett. **124**, 035001 (2020).
- [7] S.Atzeni *et al*, Europhysics News **53**, 18–23 (2022).
- [8] JM. Mitrani *et al*, Phys. Plasmas **28**, 112509(2021)
- [9] Y. Zhang *et al*, Phys. Rev. Lett. **122**, 135001(2019)
- [10] CM Braams *et al*, (2002), ”Nuclear Fusion: Half a Century of Magnetic Confinement Fusion Research”, IOP Publishing Ltd.
- [11] M. Yoshikawa, Fusion Engineering and Design **5**, 3-8(1987)
- [12] M.G.Bell *et al*, Nucl. Fusion **35**, 1429(1995)
- [13] F. Romanelli *et al*, Nucl. Fusion **55**, 104001(2015)
- [14] M. Jakubowski *et al*, Nucl. Fusion **61**, 106003(2021)
- [15] T. Morisaki *et al*, IAEA Fusion Energy Conference **27**, 50050324(2018)
- [16] M. Wisse, Ph.D thesis (2007)
- [17] K. Nagasaki *et al*, Nucl. Fusion **45**, 1608(2005)
- [18] M.J. Mantsinen *et al*, Nucl. Fusion **44**, 33(2004)
- [19] W. Zheng *et al*, Plasma Phys. Control. Fusion **62**, 045012(2020)
- [20] Z. Gao, Matter Radiat. Extremes **1**, 153(2016)
- [21] M. Gryaznevich *et al*, Phys. Rev. Lett. **80**, 3972(1998)
- [22] M. Gryaznevich *et al*, Phys. Rev. Lett. **80**, 3972(1998)
- [23] B. Lloyd *et al*, Nucl. Fusion **43**, 1665(2003)

- [24] M. Ono *et al*, Phys. Plasmas. **22**,040501(2015)
- [25] M. Gryaznevich *et al*, Nucl. Fusion **62**,042008(2022)
- [26] J. L. Burch and T. D. Phan, Geophys. Res. Lett. **43**, 16 (2016).
- [27] R. Nakamura, *et al*, J. Geophys. Res. **111**, A11 (2006).
- [28] T. Gou *et al*, ApJL **845**, L1 (2017).
- [29] L. Comisso *et al*, Phys. Rev. D. **103**, 023014 (2021)
- [30] Y.B. Nam *et al*, Nucl. Fusion **58**, 066009 (2018).
- [31] E.N.Parker, J. Geophys. Res. **62**, 509 (1957).
- [32] E.G.Zweibel *et al*, Annu. Rev. Astron. Astr. **47**, 291 (2009).
- [33] H. E. Petshcek, NASA Spec. Pub. **SP-50**, 425 (1964).
- [34] D. E. Uzdensky *et al*, Phys. Plasmas **7**, 4018 (2000).
- [35] L.Price, J. Geophys. Res. **125**, 4 (2020).
- [36] H. Ji, Phys. Rev. Lett.**95**, 115001 (2004).
- [37] Y. Ren, Phys. Rev. Lett. **95**, 055003 (2005).
- [38] S. Y. Tang, ApJ. **922**, 96 (2021).
- [39] M. Hoshino, J. Geophys. Res **110**, A10215 (2005).
- [40] J. Egedal, Nat. Phys. **8**, 321-324 (2012).
- [41] A. Le *et al*, Phys. Plasmas **19**, 072120 (2012).
- [42] P. Helander *et al*, Phys. Rev. Lett. **89**, 235002 (2012).
- [43] M. R. Brown *et al*, ApJ. **577**, L63 (2002).
- [44] Y. Ono *et al*, Phys. Rev. Lett. **107**, 185001 (2011).
- [45] H. Tanabe *et al*, Phys. Rev. Lett. **115**, 215004(2015).
- [46] A. Stark *et al*, Phys. Rev. Lett. **95**, 235005(2005).
- [47] J. Yoo *et al*, Phys. Plasmas **21**, 055706 (2014).
- [48] G. Fiksel *et al*, Phys. Rev. Lett. **103**, 145002(2009).
- [49] J. F. Drake *et al*, J. Geophys. Res. **114**, A05111(2009).
- [50] Y. Ono *et al*, Nucl. Fusion **59**, 076025 (2019).
- [51] J. T. Dahlin *et al*, Phys. Plasmas **23**, 120704 (2016).
- [52] A. J. McCubbin *et al*, Phys. Plasmas **29**, 052105(2022).
- [53] X. Guo *et al*, Phys. Plasmas **24**, 032901 (2017).

- [54] Q. Zhang *et al*, Phys. Rev. Lett. **127**, 185101 (2021).
- [55] J. P. Eastwood *et al*, Geophys. Res. Lett. **45**, 4569-4577 (2018).
- [56] K. Yamazaki *et al*, Phys. Plasmas **22**, 101202 (2015).
- [57] H. Tanabe *et al*, Nucl. Fusion **61**, 106027 (2021).
- [58] A. L. Balandin *et al*, Eur. Phys. J. D **27**, 125 (2003).
- [59] 高村秀一, 「プラズマ加熱基礎論」 名古屋大学出版会 (1986).
- [60] M. Inomoto *et al*, Nucl. Fusion **59**, 086040 (2019).
- [61] G. M. Bodner *et al*, Phys. Plasmas **28**, 102504 (2021).
- [62] G. H. Roshani *et al*, J. Vacuum **86**, 250-253 (2011).
- [63] 伊井 亨, 東京大学大学院博士論文 (2013)
- [64] K. G. McClements *et al*, Plasma Phys. Control. Fusion **59**, 053001 (2017).
- [65] R. Raman *et al*, Nucl. Fusion **51**, 094011 (2011).
- [66] H. Gota *et al*, Nucl. Fusion **61**, 106039 (2021)
- [67] 秋光 萌, 東京大学大学院博士論文 (2021)