

電気 264

- 博士論文 -

磁気リコネクションを用いた 高ベータ球状トカマクの生成実験

1999年12月17日提出

指導教官：小野 靖助教授

東京大学大学院 工学系研究科
電気工学専攻

井 通暁

論文の内容の要旨

論文題目 磁気リコネクションを用いた高ベータ球状トカマクの生成実験
氏名 井 通暁

エネルギー源としての核融合開発研究の歴史は、ほぼ半世紀におよんでおり、JET 装置、JT-60U 装置といった大型トカマク装置においてはプラズマ加熱のための入力パワーと核融合反応出力とが等しくなる「臨界プラズマ条件」が達成されるに至っている。また、JET 装置や TFTR 装置においては、重水素と三重水素を用いて実際に核融合反応を発生させる実験も行われている。これら大型装置の成果により、トカマク方式による実験炉や動力炉等の設計を高い確度で行うことができるようになったが、現在のトカマク装置の延長上の核融合炉は、非常に大型かつ高コストなものになってしまい、経済性において望ましくない。

経済性の観点から核融合炉の成立を考える際には、ベータ値 (ベータ = プラズマ熱圧力/磁気圧) の向上が重要となり、優れた閉じ込め性能と高いベータ限界とを兼ね備えた球状トカマク装置は、簡素な炉構成や低コスト等の特徴ともあいまって核融合炉実用化の際の有力な一形態として盛んに研究が行われている。

高いプラズマ圧力によって駆動される種々の不安定性を抑制して高ベータ球状トカマク配位をを実現するためには、プラズマ断面形状の制御、中性粒子ビーム入射 (NBI) や高周波加熱等による局所的なプラズマ加熱、電流分布制御等が必要と考えられているが、本研究ではプラズマ合体 (磁気リコネクション) を用いた新手法によって、プラズマの性質をうまく利用して効率的に高ベータ閉じ込め配位の形成を目指す。

磁気リコネクション現象は、本来は高導電率のプラズマ中で凍結されるべき磁力線が磁気中性点付近の拡散によってつなぎかわる現象であり、局所的な拡散現象であるにも関わらず大域的なプラズマ磁界構造を大きく変化させ、磁気エネルギーの速やかな解放をもたらすという意味で磁化プラズマ全般において重要な役割を果たす基礎物理過程である。磁気リコネクションを介して解放された磁気エネルギーはプラズマの運動エネルギーへと変換され、最終的には主としてイオンの熱エネルギーに転換されることから、磁気リコネクションは、磁気閉じ込めプラズマのベータ値を上昇させるのに非常に都合がよい現象であることがわかる。

磁気リコネクションは、局所的な磁界の拡散によって引き起こされる現象であるから、本来ならば抵抗減衰による緩和時間程度の時間スケールで進行すると考えられるが、現実のプラズマにおいて観測されている種々の磁気リコネクション現象はこのような抵抗緩和の時定数よりもはるかに短い時間スケールで進行していることが知られている。このような磁気リコネクションの高速化機構については不明な点が数多く残されており、計算機シミュレーションや実験、天体観測等を通じて研究が行われている。

磁気リコネクション現象を磁気閉じ込め配位形成に利用するためには、抵抗緩和よりもはるかに高速な磁気リコネクションの発生が必須であり、かつプラズマ加熱パワーの観点からも磁気リコネクション速度は高

速であることが望ましいことから、このような高速磁気リコネクション機構の解明が必要とされる。

本研究では TS-3 装置におけるプラズマ合体を用いて、磁気リコネクション高速化の機構を検証している。その結果、イオンの有限ラーマー半径効果および電流シート放出現象の二種類の高速磁気リコネクションが発生することが明らかになった。

プラズマ合体時の X ライン方向磁界を変化させることによりイオンのラーマー半径、無衝突スキン長、平均自由行程と磁気リコネクション速度との関連について検証した。磁気リコネクション中に電流シートが圧縮されてその半幅がイオンのラーマー半径よりも小さくなると、電流シートを形成してイオンのラーマー運動が電流シート内に納まり切れず、外部にはみだすような運動(メアンダリング運動)を行う。電流シートの外部では、内部とは反対方向のトロイダル電流が存在している上に、強いポロイダル磁界も存在しているため、飛び出したイオンはもはやラーマー運動を続けられなくなる。このとき、イオンによって維持される電流分が失われることになるので、電流シートは外部からの圧力に耐えられなくなり、急激に圧縮されて減衰すると考えられる。このようなイオンの有限ラーマー半径効果による電流シートの急激な減衰が、実効抵抗率の急上昇(異常抵抗)として観測されており、高速磁気リコネクションを引き起こしているものと考えられる。図 1 に、イオンラーマー半径で規格化した電流シートの半幅に対する電流シート実効抵抗率の値を示す。 $\delta/\rho_i < 1.5$ の領域では実効抵抗率が急激に増加しており、電流シートの速やかな減衰すなわち高速磁気リコネクションが発生している。

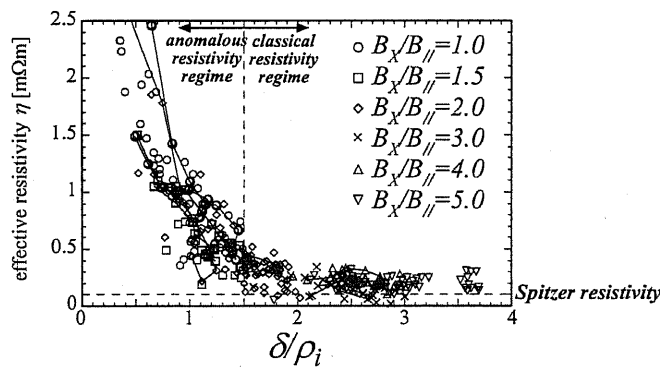


図 1: イオンラーマー半径で規格化した電流シート半幅 δ/ρ_i に対する電流シート実効抵抗率 η の値 (X ライン方向磁界を 6 種類変化)

また、低密度における放電では、上記のイオン粒子運動効果の観点からは磁気リコネクション速度が低下するはずの高い X ライン方向磁界領域においても非常に高速な磁気リコネクション現象が発生している。この高速リコネクションは、電流シートの X ポイントからの放出によって発生しており、大きなリコネクション電界の大半はこのような電流シートの運動によるローレンツ電界 $v_r B_z$ によって担われている。

磁気リコネクションに伴うイオン加熱効果の検証を行い、小さい X ライン方向磁界のもとで発生する高速磁気リコネクションにおいて特に顕著なイオン温度上昇が発生していることを確認した。

このような高速磁気リコネクションの発生および大きなイオン加熱効果を利用するために、本研究ではスフェロマックプラズマの異極性合体によって高ベータ FRC を生成し、その後トロイダル磁界を急速に印加するという手法での高ベータ球状トカマク生成法を提案している。提案手法によって形成した球状トカマク配位のトロイダル磁界、トロイダル電流密度および熱圧力の径方向分布を図 2 に示す。この高ベータ球状トカマクは磁気リコネクションに伴うプラズマ加熱によって生成直後で $T_i = 200\text{eV}$ にまで加熱されており、

- 反磁性のトロイダル磁界分布
- 凹型のトロイダル電流密度分布

- トロイダル／ポロイダル両磁界が熱圧力を支える方向に力を及ぼすため、常磁性の球状トカマクに比べて高い熱圧力を保持
- 高い体積平均ベータ値 ($\beta \sim 0.7$)
- プラズマ端部付近の大きな圧力勾配の存在

等の優れた特徴を有している。特に端部付近において維持されている大きな圧力勾配と磁気シアアの存在は、本研究にて生成した高ベータ球状トカマクがバルーニングモードに関する第二安定化領域内に存在していることを示唆している。

生成した高ベータ球状トカマクは OH 電流駆動によって約 $200\mu\text{sec}$ 間維持されており、これは FRC プラズマを OH 電流駆動した際の寿命の 3 倍強にあたることから、外部トロイダル磁界の印加によってプラズマの閉じ込め性能が向上しているものと考えられる。提案手法によって生成した高ベータ球状トカマクの持つ優れた特徴の一つに磁気軸付近での絶対極小磁界配位の形成が挙げられる。これは中心導体付近でのトカマクの性質と、磁気軸付近での FRC 的性質とを併せ持つ反磁性球状トカマクならではの特徴であり、異常拡散の抑制および閉じ込め性能の向上に効果的であると考えられる。

また、高ベータ球状トカマクの傾斜モードに対する安定性、MHD 平衡に関する検討を行っており、本研究にて提案している高ベータ球状トカマク配位が、常磁性のトロイダル磁界分布を持つ通常の球状トカマク配位と FRC 配位の両者の性質を併せ持つ配位であることを確認した。

現在までの核融合開発研究において、球状トカマクと FRC との接点、中間領域が扱われることはほとんどなかった。本研究では、磁気リコネクションを用いたイオン加熱／電流分布制御という画期的な手法により、両者の中間的な配位である反磁性トロイダル磁界を有する高ベータ球状トカマクの生成に成功し、通常の球状トカマクと FRC との間に高性能配位が存在する可能性を示すとともに、双方の物理を包括するような新概念を提案するものである。

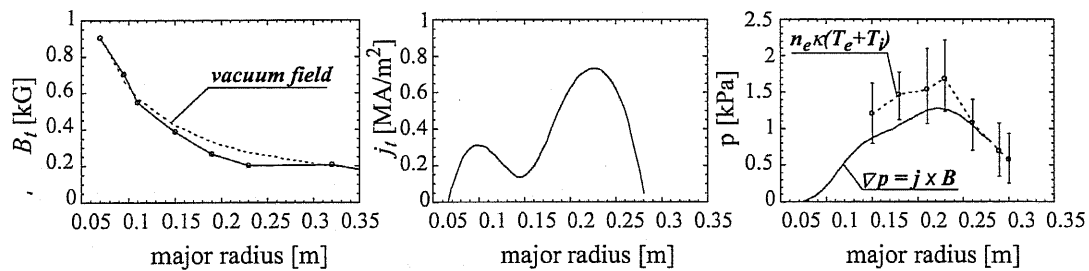


図 2: 高ベータ球状トカマク配位の、トロイダル磁界、トロイダル電流密度および圧力の径方向分布

目次

| | |
|-------------------------------------|----|
| 第1章 序章 | 1 |
| 1.1 はじめに | 1 |
| 1.2 本研究の目的 | 4 |
| 第2章 高速磁気リコネクション現象における粒子運動効果の実験的検証 | 5 |
| 2.1 磁気リコネクション研究の概要 | 5 |
| 2.2 実験装置 | 6 |
| 2.2.1 TS-3 プラズマ合体実験装置 | 6 |
| 2.2.2 プローブおよびデータ処理 | 7 |
| 2.2.3 イオン温度計測装置 | 8 |
| 2.2.4 磁気リコネクション実験の概要 | 9 |
| 2.3 Xライン方向磁界が磁気リコネクションに及ぼす影響の検討 | 12 |
| 2.3.1 磁気リコネクション速度のXライン方向磁界依存性 | 12 |
| 2.3.2 Xライン方向磁界の存在がもたらす粒子運動効果の検証 | 14 |
| 2.4 外力の変化が磁気リコネクションに及ぼす影響の検討 | 17 |
| 2.5 高速磁気リコネクション機構における粒子運動効果の考察 | 20 |
| 2.5.1 実験結果の粒子運動論的解釈とシミュレーション研究との比較 | 20 |
| 2.5.2 電流シートの圧縮性に関する検討 | 21 |
| 2.6 イオンの粒子運動効果による高速リコネクション機構のまとめ | 23 |
| 第3章 電流シート放出による高速磁気リコネクションの検証 | 24 |
| 3.1 粒子運動効果によらない磁気リコネクション高速化機構 | 24 |
| 3.2 低密度プラズマにおける高速磁気リコネクションの実現と検証 | 25 |
| 3.2.1 電流シート放出実験条件 | 25 |
| 3.2.2 電流シート放出による高速磁気リコネクションの発生 | 25 |
| 3.2.3 低密度放電における電流シート放出現象の外力依存性 | 28 |
| 3.2.4 リコネクション電界のつり合いの検討 | 29 |
| 3.3 電流シート放出による高速リコネクション現象のまとめ | 33 |
| 第4章 磁気リコネクションにともなうイオン加熱効果の検証 | 34 |
| 4.1 磁気リコネクションにともなうプラズマ加熱 | 34 |
| 4.2 イオンの粒子運動効果による高速リコネクション領域でのイオン加熱 | 36 |
| 4.2.1 プラズマ合体実験におけるイオン温度計測 | 36 |
| 4.2.2 イオン粘性による加熱効果の検討 | 37 |
| 4.3 電流シート放出による高速リコネクションにおけるイオン加熱現象 | 40 |
| 4.3.1 ヘリウム放電における電流シート放出現象とイオン温度計測結果 | 40 |
| 4.3.2 イオン加熱効果の検討 | 41 |

| | | |
|------------|--|------------|
| 4.4 | 磁気リコネクションにおけるイオン加熱効果のまとめ | 42 |
| 第5章 | プラズマ合体を用いた高ベータ閉じ込め配位の形成 | 43 |
| 5.1 | 核融合炉心プラズマとしての球状トカマクの可能性 | 43 |
| 5.1.1 | 磁気閉じ込め配位におけるベータ値 | 43 |
| 5.1.2 | 低アスペクト比化による高ベータの実現 | 44 |
| 5.1.3 | 高ベータトカマクにおけるバルーニングモード | 45 |
| 5.2 | プラズマ合体による高ベータ球状トカマク配位の形成 | 48 |
| 5.2.1 | 合体生成FRCを用いた高ベータ球状トカマク配位の形成 | 48 |
| 5.3 | 高ベータ球状トカマク配位形成実験における装置構成 | 51 |
| 5.3.1 | TS-3プラズマ合体実験装置 | 51 |
| 5.3.2 | 計測装置およびデータ処理 | 53 |
| 5.4 | 高ベータ球状トカマク配位形成実験結果～fast ramp up case | 55 |
| 5.4.1 | 実験条件 (fast ramp up) | 55 |
| 5.4.2 | 高ベータ球状トカマク生成実験 (fast ramp up) | 55 |
| 5.4.3 | 高ベータ球状トカマク、低ベータ球状トカマク、FRCの磁界構造の比較 (fast ramp up) | 59 |
| 5.4.4 | 高ベータ反磁性球状トカマクの閉じ込め性能の検討 (fast ramp up) | 63 |
| 5.4.5 | 球状トカマク生成過程におけるバルーニング不安定性の検証 (fast ramp up) | 64 |
| 5.4.6 | 外部トロイダル磁界急速印加実験 (fast ramp up) のまとめ | 65 |
| 5.5 | 高ベータ球状トカマク配位形成実験結果～slow ramp up case | 67 |
| 5.5.1 | 実験条件 (slow ramp up) | 67 |
| 5.5.2 | 高ベータ球状トカマクの生成・電流駆動実験結果 (slow ramp up) | 67 |
| 5.5.3 | 高ベータ球状トカマク、低ベータ球状トカマク、FRCの圧力分布の検討 (slow ramp up) | 71 |
| 5.5.4 | 高ベータ球状トカマクのベータ値とバルーニングモードの検証 (slow ramp up) | 73 |
| 5.5.5 | 高ベータ球状トカマクにおける絶対極小磁界配位の形成 | 74 |
| 5.5.6 | 高ベータ球状トカマクの長期駆動実験 (slow ramp up) のまとめ | 76 |
| 5.6 | 高ベータ球状トカマクの傾斜モードに対する安定性の検討 | 77 |
| 5.6.1 | トカマク配位の傾斜モード安定性 | 78 |
| 5.6.2 | FRCの傾斜モード安定性 | 79 |
| 5.6.3 | 高ベータ球状トカマク配位における傾斜モード安定化の検討 | 80 |
| 5.6.4 | 高ベータ球状トカマクの傾斜モード安定性のまとめ | 81 |
| 5.7 | 高ベータ球状トカマク生成手法の大型装置への適用可能性 | 83 |
| 5.8 | 高ベータ球状トカマク生成・維持実験のまとめ | 85 |
| 第6章 | 高ベータ球状トカマク配位の平衡の検討 | 87 |
| 6.1 | グラッド・シャフラノフ方程式 | 87 |
| 6.1.1 | 数値解法 | 87 |
| 6.1.2 | 圧力関数およびポロイダル電流関数の定義 | 88 |
| 6.2 | 高ベータ球状トカマク配位の平衡状態の検討 | 90 |
| 6.3 | 反磁性トロイダル磁界と絶対極小磁界構造の検証 | 95 |
| 6.3.1 | 平衡計算における反磁性トロイダル磁界分布および絶対極小磁界構造の検証 | 95 |
| 6.3.2 | 反磁性トロイダル磁界分布の形成条件 | 96 |
| 6.4 | 高ベータ球状トカマクの平衡計算のまとめ | 101 |
| 第7章 | まとめおよび結論 | 102 |

| | |
|------------------------------------|-----|
| 付録 A ドップラー広がり測定によるイオン温度計測の検討 | 106 |
| A.1 TS-3 装置でのプラズマイオン温度計測 | 106 |
| A.1.1 熱平衡の条件 | 106 |
| A.1.2 原子／不純物ライン計測の際の条件 | 107 |
| A.2 シュタルク効果 | 107 |
| A.2.1 H 原子, He ⁺ イオンの場合 | 108 |
| A.2.2 He ²⁺ イオンの場合 | 108 |
| A.2.3 シュタルク広がりの計算例 | 108 |

第1章 序章

1.1 はじめに

エネルギー源としての核融合開発研究の歴史は、ほぼ半世紀におよんでおり、JET 装置、JT-60U 装置といった大型トカマク装置においてはプラズマ加熱のための入力パワーと核融合反応出力とが等しくなる「臨界プラズマ条件」が達成されるに至っている。また、JET 装置や TFTR 装置においては、重水素 (D) と三重水素 (T) を用いて実際に核融合反応を発生させる実験も行われている。

これら大型装置の成果により、トカマク方式による実験炉や動力炉の設計を高い確度で行うことができるようになったが、現在のトカマク装置の延長上の核融合炉は非常に大型かつ高コストなものになってしまい、建設コスト等の経済性の面において問題が残されている。経済性の観点から核融合炉の成立を議論する際には、ベータ値 (ベータ = プラズマ熱圧力/磁気圧) の向上が重要となる。ベータ値が高いほど、磁界を効率的に利用してプラズマを閉じ込めていることになり、建設/運転コストの低減を実現できることになる。

また、現在考えられている D-T 反応はトリチウムを用いるという点や、核融合反応の結果生成される 14MeV の中性子照射損傷および構造材の放射化などの問題を抱えており、D-D 反応ないし D-He³ 反応といった先進燃料核融合炉を実現することが長期的には必要と考えられる。このような先進燃料核融合炉の実現には、通常の D-T 反応核融合炉に比べて高い閉じ込め性能と高いベータ値を持つことが要求される。

高いベータ値を持つ磁気閉じ込め配位としては、球状トカマク (Spherical tokamak) や FRC(Field Reversed Configuration, 逆転磁界配位) などが有力な候補として考えられる (図 1.1)。ここで、球状トカマクとはアス

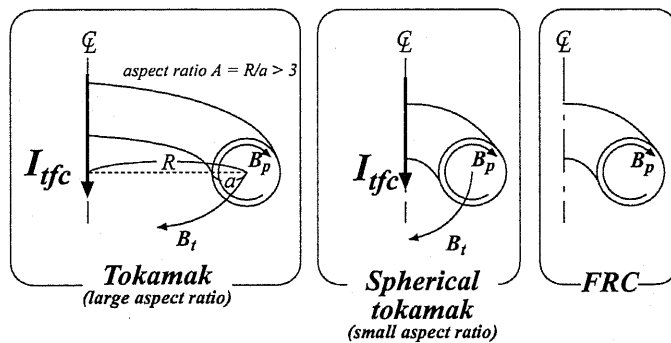


図 1.1: Tokamak (large aspect ratio), spherical tokamak and FRC.

ペクト比 A (プラズマの大半径 R と小半径 a の比 $A = R/a$) が 2 以下のものを指す [1]。また FRC とはトロイダル方向の磁界を有さず、ポロイダル磁界のみでプラズマを閉じ込めている配位のことである [2]。通常のトカマクでは高々数%程度にすぎないベータ値であるが、球状トカマクにおいては 30% 以上 [3]、そして FRC は 100% 近い値が実現できることが分かっている。しかしながら、FRC プラズマは球状トカマクに比べてプラズマ閉じ込め性能の点で大きく劣っており、その内部構造や不安定性についても不明な点が多く残されているため、現時点においては球状トカマクが有力であると考えられる。

高ベータ球状トカマクを実現するためには、プラズマ断面形状の制御、中性粒子ビーム入射 (NBI) や高周

波加熱等による局所的なプラズマ加熱、電流分布制御等が必要と考えられているが、本研究ではそれらにかわる手段としてプラズマ合体(磁気リコネクション)を用いた高ベータ球状トカマク配位の形成を提案する。プラズマ合体においては容易に数十MW級のプラズマ加熱が可能であり、高ベータ配位の初期形成手段としてきわめて有力であると考えられる。

磁気リコネクション現象[4]は、本来は高導電率のプラズマ中で凍結されるべき磁力線が磁気中性点付近の拡散によってつながりかわる現象である(図1.2)。局所的な拡散現象であるにもかかわらず、大域的なプラ

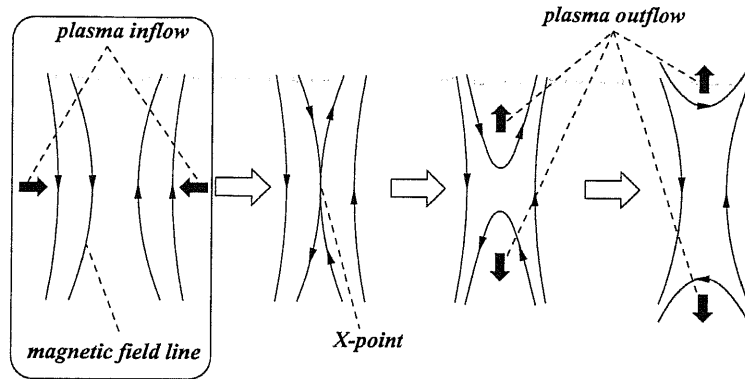


図 1.2: Schematic viewgraph of magnetic reconnection.

ズマ磁界構造を大きく変化させうること、磁界のエネルギーの速やかな解放をもたらすことなどから、天体[5, 6]あるいは核融合プラズマ[7, 8]において研究が盛んに行われて来た。磁気リコネクション現象はあらゆる磁化プラズマに共通する基礎物理過程であり、その磁界構造の変化を特徴づけている現象であるといえる[9, 10, 11]。例えば、核融合プラズマにおいてはトカマク配位での鋸歯状振動やマイナーディスラプション(Internal Reconnection Event)、テアリングモードなどの不安定性などに関わっていると考えられており、また、同軸プラズマ銃によるスフェロマック生成や、テータピンチ法によるFRCの生成などにおける閉じた磁気面の形成も磁気リコネクションを介してのものであることから、磁化プラズマの基礎研究および応用において欠くことのできない現象である。

磁気リコネクション現象をエネルギー変換の観点からみると、磁気エネルギーからプラズマの運動エネルギーへの高速変換過程とみなすことができる。Xポイントにおいて加速されたプラズマ粒子の運動エネルギーが、最終的に主にイオンの熱エネルギーに転換されることを考えると、磁気リコネクションという現象は、磁気閉じ込めプラズマのベータ値を上昇させるのに非常に都合がよい現象であることがわかる。

プラズマ合体、磁気リコネクションによるイオン加熱現象、および高ベータFRC配位の形成については、既に過去の実験[12, 13]やシミュレーション[14]等で研究されているが、磁気リコネクションやイオン加熱の物理機構については十分な実験的検証が行われたとは言い難いのが現状である。TS-3装置におけるプラズマ合体によるイオン加熱パワーとしては最大で15MW(=150J/10μsec)程度が観測されているが[15]、電子温度の上昇がほとんど観測されないことから磁界のエネルギーからイオン熱エネルギーへの、電子を介さない直接変換機構が存在していると考えられる。

このような直接エネルギー変換機構としては、リコネクション領域からの高速プラズマ流の熱化が考えられる。単純な定常二次元リコネクションモデル(スラブモデル)においては、プラズマの流出速度は上流側のアルフベン速度に達すると予想されており、そのようなイオンの持つ運動エネルギーは、プラズマ合体の際の大きなイオン加熱効果を説明することができる。

磁気リコネクションは、局所的な磁界の拡散によって引き起こされる現象であるから、本来ならば抵抗減衰による緩和時間程度の時間スケールで進行すると考えられるが、現実のプラズマにおいて観測されている

第1章 序章

種々の磁気リコネクション現象は、周囲のプラズマにおける抵抗緩和の時定数よりもはるかに短い時間スケールで進行していることが知られている。磁気リコネクション現象を磁気閉じ込め配位形成に利用するためには、抵抗緩和よりもはるかに高速な磁気リコネクションの発生が必須であり、かつプラズマ加熱パワーの観点からも磁気リコネクション速度は高速であることが望ましいことから、このような高速磁気リコネクション機構の解明が必要とされる。

1.2 本研究の目的

本研究では、磁気リコネクション現象の基本的な物理過程の検証と、それを利用した高ベータ磁気閉じ込め配位形成の可能性についての検討を行い、特に高いベータ値と優れた閉じ込め性能との両立が可能である高ベータ球状トカマク配位の生成を目標としている。想定している研究の流れを図 1.3 に示す。主な研究課題としては、

- 高速磁気リコネクション発生機構の検証
- 磁気リコネクションによるイオン加熱機構の検証
- プラズマ合体を用いた高ベータ配位生成の可能性の探求
- 生成された高ベータ配位の長時間維持と不安定性の検証

等に大別することができる。

本実験で用いている TS-3 装置においては、スフェロマックプラズマの異極性合体による FRC の生成および、同極性合体におけるスフェロマック合体、さらに中心導体電流を印加することによって RFP やトカマク同士の合体を実現することができる。本研究ではまず高速磁気リコネクション発生機構およびその際のイオン加熱効果について、TS-3 装置において実現できる各種プラズマ合体を用いて検証した上で、高ベータ球状トカマク配位形成への応用についての検討を行う。

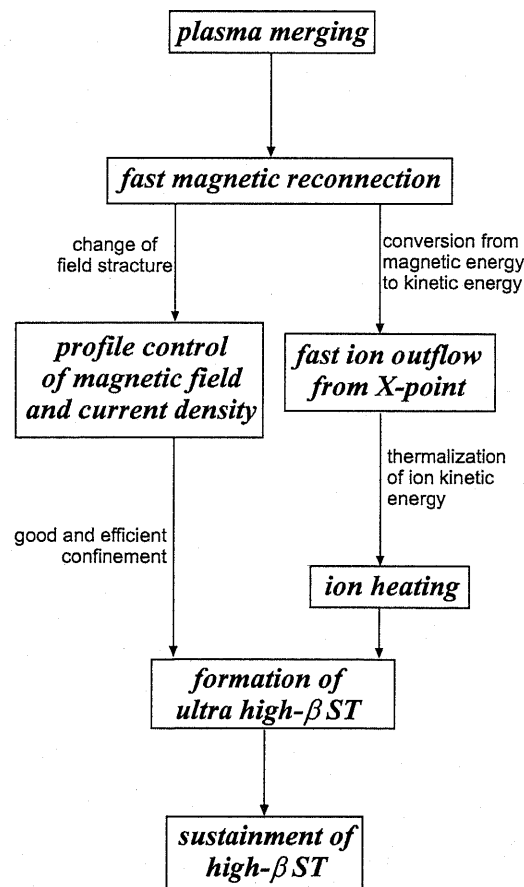


図 1.3: Way to high- β configuration by use of plasma merging.

第2章 高速磁気リコネクション現象における粒子運動効果の実験的検証

2.1 磁気リコネクション研究の概要

磁気リコネクション現象は、本来高導電率のプラズマ中で凍結されるべき磁力線が磁気中性点付近の拡散によりつながりかわる現象である。この局所的な拡散が大域的なプラズマ磁界構造を大きく変えることから、これまで天体プラズマから核融合プラズマに至るまで、理論・計算機シミュレーションを中心とする研究が盛んに行われてきた経緯がある。例えば、太陽表面におけるコロナの磁気リコネクションが太陽フレアを発生させ、さらにそれが太陽風となって地球磁気圏に進入して磁気嵐やオーロラの生成に結びつくと考えられてきた [4]。近年、ようこうなどの太陽観測衛星 [5]、GEOTAIL などの地球磁気圏観測衛星 [6] による本格的な太陽コロナ観測や地球磁気圏観測が行われ、磁気リコネクション現象の発生を裏付ける数々の証拠を得るに至っている。核融合プラズマにおいても、トカマクや逆転磁界ピンチ (RFP) における鋸歯状波振動やディスプレイスメントの際に、磁気リコネクションが磁界構造の再編過程や崩壊過程を決定することが知られている [7, 8]。後者の平衡状態を説明する Taylor 型緩和 (ダイナモ現象) も磁気リコネクションを媒介として成立する点は注意を要する [9]。このように磁気リコネクション現象は、すべての磁化プラズマに共通する基礎物理過程として、その磁界構造の変化を特徴づけているといえる。

反面、理論・天体観測を中心とした解析には限界があり、磁気リコネクションの性質には依然、不明な点が多いことも事実である。中でも衛星で観測されている磁気リコネクション速度はプラズマ温度から計算される古典拡散の数桁上と極めて高速であり、現象が説明できない。果して、磁気中性点領域がいかなる局所的な物理構造をもち、どんな異常拡散がどのような形で磁気リコネクション速度を決定しているのかを解明することが必要である。また、理論的に予想され [4]、計算機シミュレーション [10, 11] でも仮定されることの多い異常抵抗がいかなる効果で発生するのか、磁気中性点領域の検証が急務となっている。

これまでの磁気リコネクション研究の問題点の一つは、解析が理論・計算機シミュレーションに特化して専用の実験室プラズマ実験が 2~3 の少数にとどまっていることである。核融合閉じ込め実験装置では、磁気リコネクション現象を局所的に観測することが難しいため、専ら大域的な諸量の観測による「平均化された」現象として扱わざるを得ず、その物理的機構の本質に迫ることは困難である。是非とも、単一の磁気中性点 (X 点) を有する専用の実験が必要なわけだが、実験例が少ないのは、

1. 磁気中性点を有する開いた磁界配位では、高い磁気レイノルズ数が得にくいこと
2. 小さな中性点領域の多次元計測が困難であること

などの理由によるものである。

現状改善のため、1984 年より東京大学 TS-3 プラズマ合体実験グループは、比較的高い磁気レイノルズ数が簡便に得られるトラスプラズマ磁気閉じ込め配位の合体を用いた磁気リコネクション実験研究を行ってきた [16, 17, 18, 19, 13, 12, 20]。現在、1000 程度の磁気レイノルズ数の下、スフェロマックの同極性合体、異極性合体で発生する磁気リコネクションの比較を行い、その速度に大きな差があること [17, 19] や異極性合体における大きな異常抵抗の存在 [17]、イオン加速・加熱効果 [13]、逆転磁界配位 (FRC) [12, 20] の生成などが報告されている。また、協力関係にあるプリンストン大学 MRX 装置においては、同極性合体/異極性合体における O ポイント、Y ポイントの生成 [21]、O ポイント形成機構に関する計算機シミュレーション

[22]、一般化 Sweet-Parker モデルによる磁気リコネクション速度の検証 [23] 等が報告されている。

TS-3 装置において、特に強い外部駆動力のもとで磁気リコネクションを発生させた場合には、形成される電流シートが激しく圧縮されて、やがてはプラズマの電磁流体力学 (MHD) 近似が成り立たなくなる領域にまで達することが明らかになっており、このような場合に、電流シート内の抵抗率の急激な上昇および高速な磁気リコネクションの発生が観測されていることから、急進展しているマクロ粒子シミュレーション [24, 25, 26] における電流シート幅とイオンや電子の運動領域 (ラーマー半径・メアンダリング径) の議論にも対応するものと考えられる。また、二流体シミュレーション [27, 28] においてはイオンの無衝突スキン長が磁気リコネクションの速度等を決定する重要なパラメータであるとの結果も得られており、拡散領域付近の微細な磁界構造の観測が磁気リコネクション物理の解明のためには不可欠である。

本研究では、外部から電流シートを押しつける外力を変化させて電流シート幅を制御し、同時にトーラスプラズマの q_0 値を RFP 領域の 0.2 からスフェロマック領域の 0.5、さらにトカマク領域の 1 程度まで変化させて磁気中性点領域の X ラインに平行な磁界成分 B_x を連続的に変化させるという手法を新たに採用した。これにより、磁気中性点領域の電流シート幅とイオンの運動半径との関係を連続的に制御することが可能となり、この異常抵抗の発生メカニズムを十分な実験データから追求することができた。結果として、電流シートの実効抵抗率が電流シート幅とイオンのラーマー半径との関係によって支配されることから、リコネクション速度の外力依存性と X ライン方向磁界依存性とが一意的に説明できることが判明した。

2.2 実験装置

2.2.1 TS-3 プラズマ合体実験装置

本研究で使用する TS-3 プラズマ合体実験装置 (図 2.1) においては、2つのトーラスプラズマを同時に生成し、軸方向に合体させることができる。このとき、それぞれのプラズマの持つポロイダル磁界 (ここでは B_r) 同士が磁気リコネクションを起こすことによって、最終的には単一磁気軸の磁界配位が形成される。TS-3 装置では水素ガスを用いてプラズマを生成しており、スフェロマックないしトカマク合体時のプラズマの典型的なパラメータは表 2.1 の通りである。X ポイントの電子密度は放電時に封入するガス圧によって決まるが、これを小さくしすぎると X ライン方向磁界の小さいスフェロマックや低 q トカマクにおいて放電が不安定になってしまう。本実験では、X ライン方向磁界の変化に対するリコネクション特性の変化を観測するのが主目的であるため、放電が安定に発生するように封入ガス圧を 60mTorr と高めに設定して実験を行っている。結果として、X ポイントにおけるリコネクション期間中の電子密度は $2 \sim 2.5 \times 10^{20} [\text{m}^{-3}]$ 程度となっている。

表 2.1: Typical plasma parameters in TS-3.

| | |
|--------------------------|---|
| $n_e(\text{at X point})$ | $2 \sim 2.5 \times 10^{20} [\text{m}^{-3}]$ |
| T_i | $20 \sim 100 [\text{eV}]$ |
| T_e | $10 \sim 20 [\text{eV}]$ |
| B_p | $\sim 0.05 [\text{T}]$ |
| B_t | $0.02 \sim 0.2 [\text{T}]$ |
| V_A | $\sim 100 [\text{km/s}]$ |

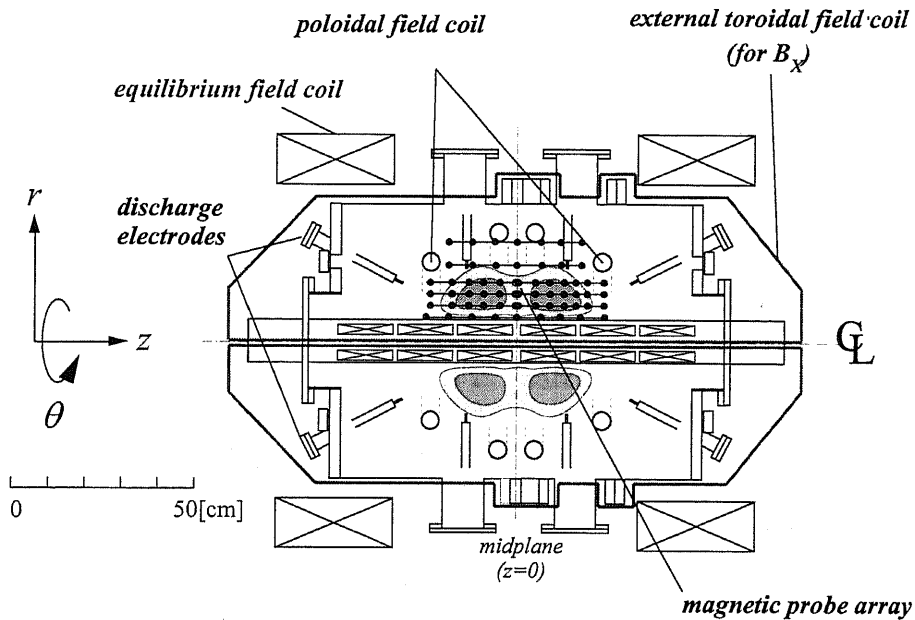


図 2.1: Crosssection of TS-3 plasma merging device.

2.2.2 プローブおよびデータ処理

現象の観測には、主として2次元磁気プローブアレイ (B_z, B_t 成分) を用いた。磁気プローブアレイを挿入することによってプラズマの磁界に5%程度の擾乱が発生するものの、これは放電ごとのばらつき誤差の範囲内であり、プローブ挿入の影響は無視することができる。図2.2に、磁気プローブの配置を示す。プローブ間隔は電流シート付近で z 方向に1.5cm、 r 方向に4cm となっており、観測される電流シートは、 r 方向に10~15cm 程度の細長い形状をしており、 z 方向の幅 2δ は4~8cm 程度であることから、本実験で用いているプローブ程度の分解能で電流シート形状が十分再現できることを確認している。また、5mm 間隔11点の B_z 成分磁気プローブ (可動) によって中心対称軸付近の詳細な磁界構造を観測しており、固定磁気プローブアレイの分解能以下の微細な磁界構造が存在しないことを確認している。

2次元磁気プローブアレイによって観測される X ポイント付近の磁界構造から、電流シート形状

$$\begin{aligned}
 j_t(r, z) &= \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) \\
 &= -\frac{1}{\mu_0} \left(\frac{1}{2\pi r} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{\partial B_z}{\partial r} \right)
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

$$\text{但し、} \Psi(r, z) = \int_{r_{\min}}^r 2\pi r' B_z(r', z) dr' \tag{2.2}$$

を算出することができる。

また、電子温度、電子密度の計測にはラングミュアプローブを用いている。本実験では、トリプルプローブを $z=0$ のミッドプレーンに配置しており、径方向にスキャンすることによって電子温度、密度の分布を測定することができる。

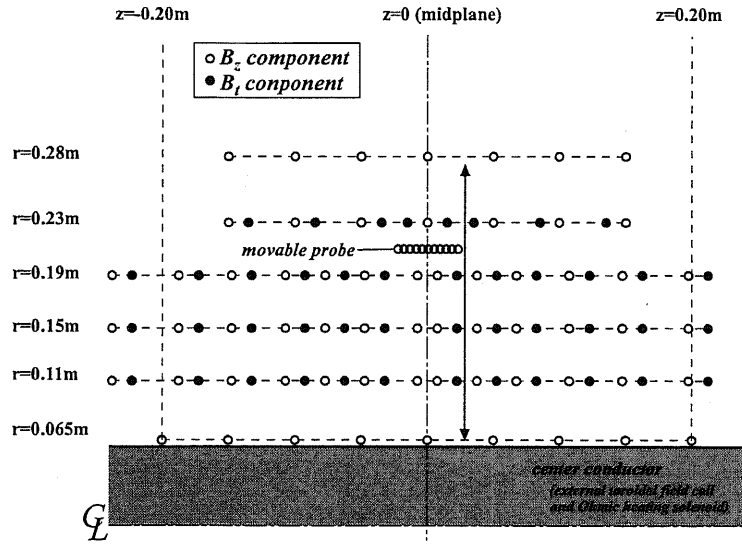


図 2.2: Positions of the pickup coils on the 2-dimensional array (for reconnection experiment).

2.2.3 イオン温度計測装置

イオン温度計測の原理を以下に説明する。スペクトル線を発光する原子・イオンが速度 v_s で視線方向に運動している場合、観測される波長は、中心波長 λ_0 から $\Delta\lambda = \pm \frac{v_s}{c} \lambda_0$ だけずれることになる。発光粒子が十分に熱化していれば、その速度分布は Maxwellian、

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp \left[- \left(\frac{v_s}{v} \right)^2 \right] \frac{dv_s}{v} \quad (2.3)$$

で表される。ここで、 v は熱速度 $v = \sqrt{\frac{2kT_i}{m_i}}$ である。

ドップラー幅を $\Delta\lambda_D = \frac{v}{c} \lambda_0$ と定義すると、

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp \left[- \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D} \right)^2 \right] d(\Delta\lambda) \quad (2.4)$$

と書ける。もしも発光スペクトル線が十分に細いものであれば、ある波長の発光強度 $I(\Delta\lambda)$ は粒子密度に比例する。

$$I(\Delta\lambda) = \frac{I_{total}}{\sqrt{\pi} \Delta\lambda_D} \exp \left[- \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D} \right)^2 \right] \quad (2.5)$$

ここで、 I_{total} はスペクトル線の全強度、 $\Delta\lambda$ は中心波長からの波長差 ($\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$) であり、 T_i, m_i はそれぞれイオンの温度 [K]、質量である。スペクトル線の全半値幅を $\Delta\lambda_{1/2}$ とすると、 $\Delta\lambda_{D1/2} = 2(\ln 2)^{1/2} \Delta\lambda_D$ より、ドップラー広がり幅はイオン温度の関数として

$$\Delta\lambda_{D1/2} = 1.665 \times \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2kT_i}{m_i}} \quad (2.6)$$

$$= 7.73 \times 10^{-5} \lambda_0 [\text{\AA}] \sqrt{\frac{T_i [\text{eV}]}{A}} \quad [\text{\AA}] \quad (2.7)$$

と表される。

本研究では H_{β} 線のドップラー広がり観測によってプラズマのイオン温度を測定している。 H_{β} 線は中性粒子の発光スペクトルであるが、 H^{+} との荷電交換時間が $0.1\mu\text{sec}$ 程度と短いため、水素イオンと水素原子とは同じ温度にあると見なすことができる。エネルギー交換時間も同程度の短い時間スケールであるため、適度な中性粒子が存在している場合には水素原子の発光スペクトルのドップラー広がりをもって水素イオン温度の計測を行うことができる。本研究で用いているイオン温度計測システムを図 2.3 に示す。イオン温度計測の成立に関しては、付録 A にて詳しい検討を行っている。

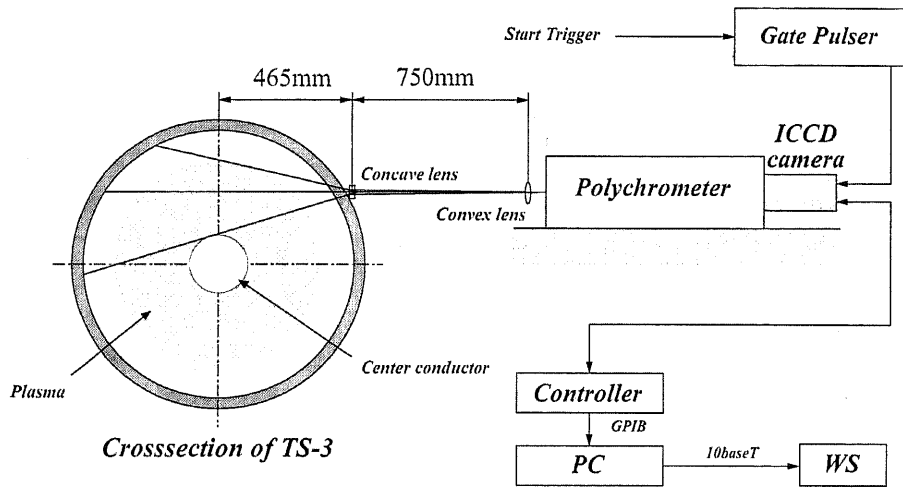


図 2.3: Schematic view of ion temperature measurement system.

2.2.4 磁気リコネクション実験の概要

TS-3 装置は 2 組のスフェロマックプラズマ生成部を備えており、それぞれのスフェロマックプラズマの持つトロイダル磁界の極性を変更することができる。このことをつなぎかわる磁力線の角度の点から考えると、2 個のスフェロマックプラズマが同方向のトロイダル磁界を持つ場合 (co-helicity merging、同極性合体) には、それぞれのプラズマの持つ磁力線同士は約 90 度の角度をなしてつなぎかわるのに対して、2 個のスフェロマックプラズマが逆方向のトロイダル磁界を持つ場合 (counter-helicity merging、異極性合体) には、磁力線は約 180 度の角度でつなぎかわることになる。

同極性合体の際に外部から加えるトロイダル磁界 (中心導体電流 I_{tfc}) は、つなぎかわる磁力線 (B_r) に垂直な X ライン方向磁場に相当し、これを変化させることは磁力線のつなぎかわる成分を一定に保ったまま磁力線のつなぎかわる角度のみを連続的に変化させることにあたる。

TS-3 装置におけるプラズマ合体実験の概念図を図 2.4 に示す。外部トロイダル磁界電流 I_{tfc} を印加しないスフェロマックプラズマ合体の場合には、それぞれのスフェロマックプラズマの持つトロイダル磁界の向きが同方向の場合 (同極性合体、co-helicity merging) と、逆方向の場合 (異極性合体、counter-helicity merging) の二通りが存在する。また外部トロイダル磁界を印加する場合には、異極性でのプラズマ生成は不安定になってしまうため、放電は同極性に限定される。プラズマ内のポロイダル電流が作り出すトロイダル磁界と同方向の外部トロイダル磁界を印加する場合 ($I_{tfc} > 0$) は球状トカマク (spherical tokamak, ST) 同士の合体、逆にプラズマ内のポロイダル電流が作り出すトロイダル磁界と逆方向の外部トロイダル磁界を印加する場合 ($I_{tfc} < 0$) には RFP プラズマ同士の合体が生じている。

ここで各プラズマ合体時に発生する磁気リコネクションについて考える。磁力線のつなぎかわる角度 θ は、

つなぎかわる磁界成分 $B_{//}$ と、それに垂直な磁界成分 B_X を用いて、

$$\theta = 2 \tan^{-1} \left(\frac{B_{//}}{B_X} \right) \quad (2.8)$$

と表すことができる。同極性合体の場合には、つなぎかわる磁界成分はポロイダル磁界 (B_p) であり、それに垂直なトロイダル磁界 (B_t) がつなぎかわりに関与しない成分となる。プラズマ内部のトロイダル磁界を $B_{t,int}$ 、外部トロイダル磁界を $B_{t,ext}$ とするとそれぞれの成分は、

$$B_{//} = B_p \quad (2.9)$$

$$B_X = B_{t,int} + B_{t,ext} \quad (2.10)$$

と表すことができる。すなわち、同極性合体においては外部トロイダル磁界電流を変化させることによって磁力線のつなぎかわる角度を連続的に変化させることが可能となる。TS-3 装置の運転領域においては、磁力線のつなぎかわる角度を約 20° から 170° 程度まで変化させることができる。また異極性合体においては、それぞれのスフェロマックプラズマ内のポロイダル磁界とトロイダル磁界との合成磁界同士が、丁度 180° の角度を為してつなぎかわることになる。本実験においては、TS-3 装置において実現できる各種配位を一元的に表すために、リコネクション期間における $B_X/B_{//}$ の時間平均値を指標として利用する。

スフェロマックの同極性合体においては $B_X/B_{//} \sim 1$ であり、トカマク合体では $B_X/B_{//} > 1$ 、RFP 合体においては $B_X/B_{//} < 1$ となる。なお、スフェロマックの異極性合体 (FRC 生成) は、 $B_X/B_{//} = 0$ の場合に相当する。

拡張されたオームの法則

$$E = \eta j - v \times B \quad (2.11)$$

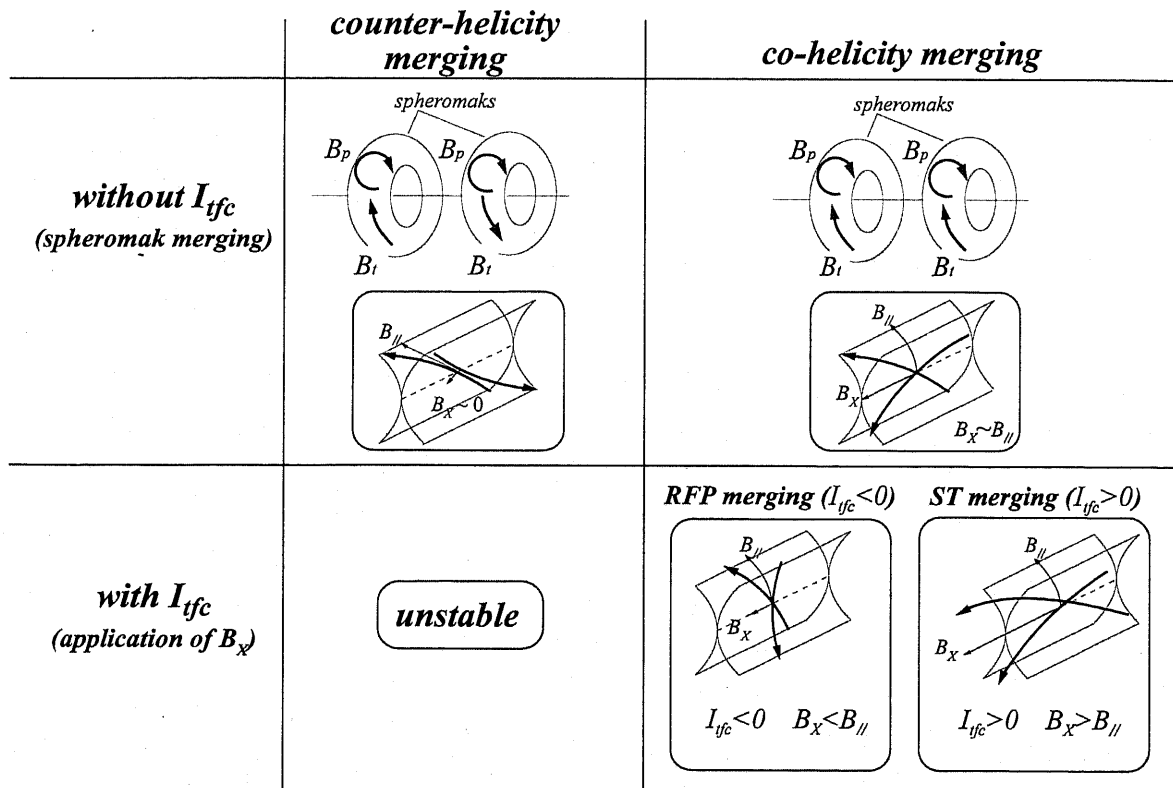


図 2.4: Schematic viewgraphes of merging plasmas in TS-3.

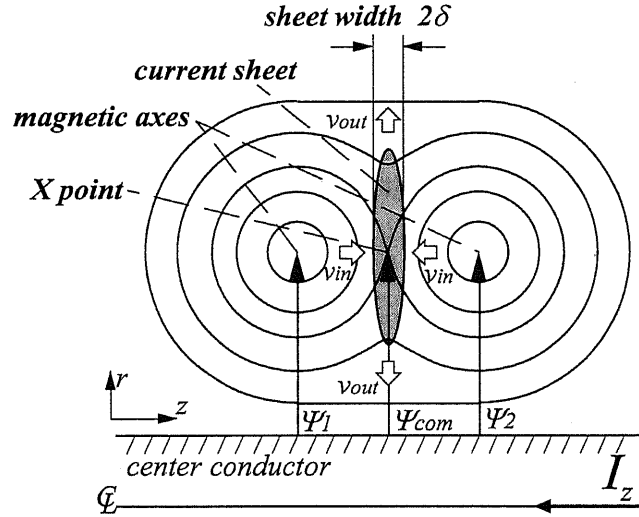


図 2.5: Schematic view of poloidal flux surfaces and induced current sheet during plasma merging.

のトロイダル方向成分において、Xポイントの流速は零であることから（マッハプローブ測定にて確認）、Xポイントの実効抵抗率を

$$\eta = \frac{E_t(X\text{-point})}{j_t(X\text{-point})} \quad (2.12)$$

$$\text{但し、 } E_t(r, z) = -\frac{1}{2\pi r} \frac{\partial \Psi(r, z)}{\partial t} \quad (2.13)$$

と求めることができる。以上の算出において、プラズマの軸対称性を仮定する必要があるが、トロイダルモード測定用の磁気プローブ計測から、磁気リコネクション発生中における $n=1, 2, 3$ 成分の大きさは、 $n=0$ 成分の大きさの5%以下に過ぎず、軸対称性は十分保たれていると考えられる。また、 E_t の算出においては単純に時系列データの差分を取っており、平滑化等の操作は行っていない。これは、ポロイダル磁束の算出時に磁気プローブの出力信号の時間/空間積分を行っているため、ノイズ等にはロバストな特性を有しているためである。

これらの値を用いて、Xライン方向磁界成分 B_X および PF コイル電流 I_{PF} と、リコネクション速度や電流シート形状、実効抵抗率との関係について検討を行なった。ここでリコネクション速度を表す指標としては、プラズマ合体率の成長率 γ を用いている。2つのトーラスプラズマの磁気軸におけるポロイダル磁束の値を Ψ_1, Ψ_2 とし、Xポイントにおけるポロイダル磁束の値を Ψ_{com} としたときに（図 2.5）、合体率 α およびその成長率 γ を

$$\alpha \equiv \frac{\Psi_{com}}{\min(\Psi_1, \Psi_2)} \times 100 \quad [\%] \quad (2.14)$$

$$\gamma \equiv \frac{d\alpha/dt}{\alpha} \quad (2.15)$$

と定義する（但し、 $\Psi_1 \simeq \Psi_2$ ）。合体後に単一磁気軸となったプラズマについては、その内側に存在する磁力線はすべて閉じていることを確認しており、リコネクション期間中においても開いた磁力線は存在しないと考えることができるため、このようなポロイダル磁束の比をもって磁気リコネクションの進行速度を定量的に評価することができる。

2.3 Xライン方向磁界が磁気リコネクションに及ぼす影響の検討

2.3.1 磁気リコネクション速度のXライン方向磁界依存性

Xライン方向磁界 B_X (=トロイダル磁界 B_t) とリコネクション速度との関係を図 2.6 に示す。ここでは、2つのトーラスプラズマを押しつける外力 (PF コイル電流) は、 $I_{PF} = 10\text{KA}$ としている。Xライン方向磁界の増加にしたがって、リコネクション速度がほぼ線形に減少しており、 $B_X/B_{//}$ を 0.5 から 5.0 まで変化させる間に、 $\gamma = 0.22\mu\text{sec}$ から $0.12\mu\text{sec}$ まで低下している。特に Xライン方向磁界の小さいスフェロマック同極性合体 ($B_X/B_{//} \sim 1$) や RFP 合体 ($0 < B_X/B_{//} < 1$) においては、 $q_0 \sim 1$ 程度のトカマク同士の合体時 ($B_X/B_{//} \sim 3$) に比べて 1.5 ~ 2 倍程度高速な磁気リコネクションが発生していることがわかる。

また、図 2.6 上には、スフェロマックプラズマの異極性合体 ($B_X/B_{//} = 0$) の場合の実験結果もプロットしてある。異極性合体の場合には、ポロイダル磁界成分のみがつながりかわる同極性と異なり、ポロイダル磁界とトロイダル磁界との合成磁界がつながりかわるため、磁力線はポロイダル面 (r - z 平面) と約 45° の角度を為して対向することになり、 $B_{//}$ の絶対値も同極性合体の場合の 1.4 倍程度に増加することになる。異極性プラズマ合体時の磁界構造は同極性合体の場合と大きく異なっているため、同極性合体において Xライン方向磁界を変化させた場合と同列に論じることは難しいが、リコネクション成長率としては同極性合体の延長線上に乗っており、 $B_X/B_{//}$ がリコネクションの速度に関して良い指標を与えていることがわかる。

高速磁気リコネクション現象は、誘起される電流シートが何らかの機構、例えば異常抵抗によって速やかに減衰することにより発生すると考えられており、この実験結果に現れているリコネクション速度の差異も、電流シートの減衰速度の差によって現れていると考えることができる。本章ではこのようなリコネクション速度の差、電流シート減衰速度の差がトロイダル磁界の変化によって如何なるメカニズムで引き起こされているのかを実験的に検証する。

一定の外力でプラズマを押しつけた場合 ($I_{PF} = 10\text{kA}$) の、 $B_X/B_{//} = 3.0$ および $B_X/B_{//} = 1.0$ のケースにおけるポロイダル磁気面 Ψ およびトロイダル電流密度 j_t 分布の時間変化の様子を図 2.7 に示す。ここで、等高線はポロイダル磁気面を表しており、赤/青の濃淡がそれぞれ正/負方向のトロイダル電流密度を表している。プラズマ合体時には、Xポイント付近にプラズマ電流とは逆向きにシート状の電流が誘起されている様子がわかる。

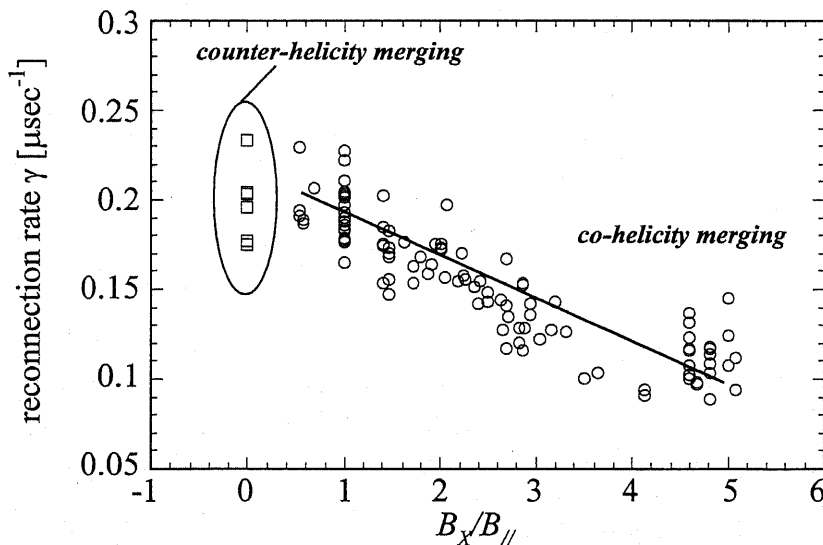


図 2.6: Reconnection rate γ as a function of $B_X/B_{//}$.

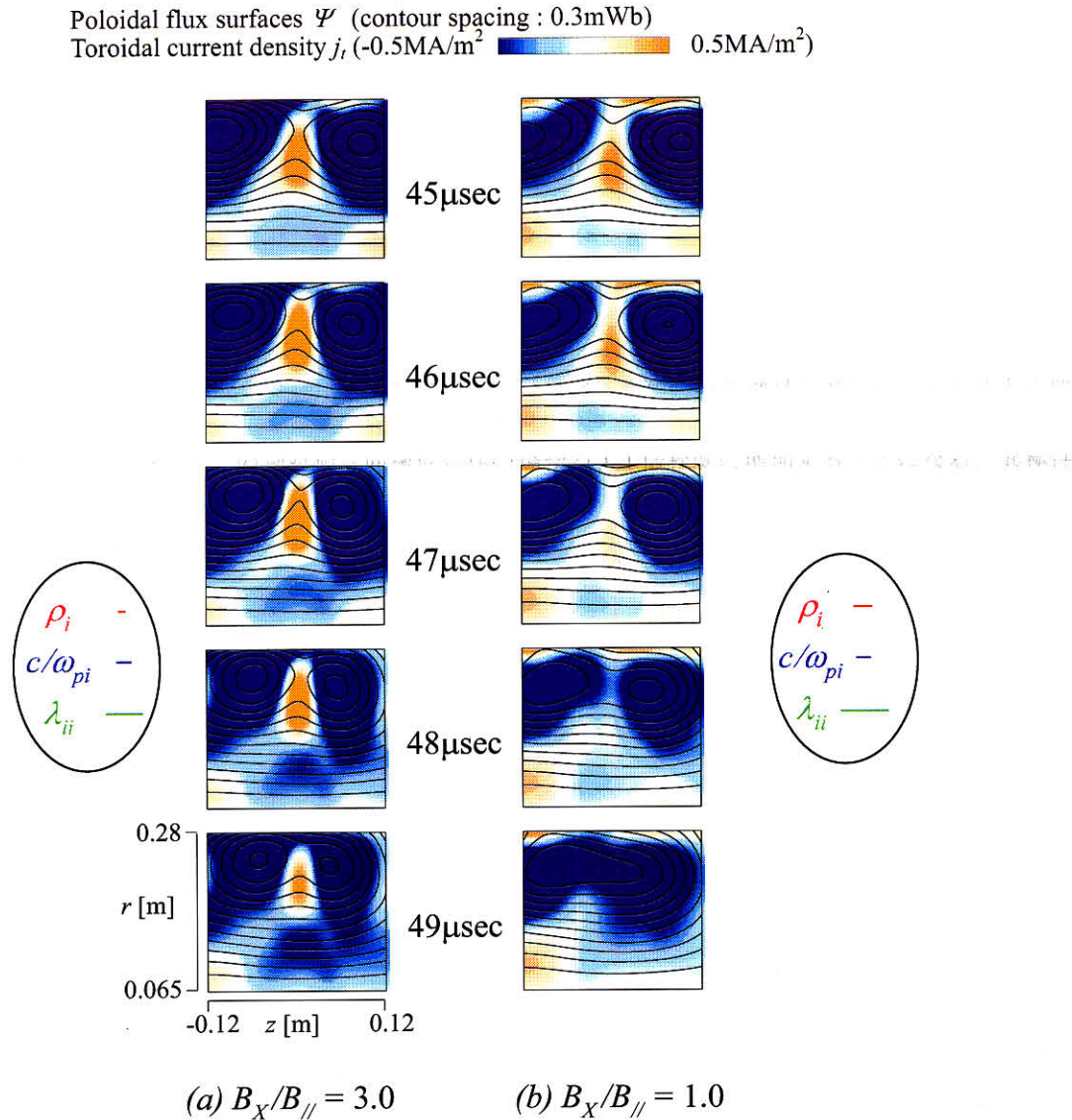


図 2.7: Time evolutions of poloidal flux surfaces Ψ (contour spacing:0.3[mWb]) and toroidal current densities j_t of merging plasmas with different B_X : (a) $B_X/B_{\parallel} = 3.0$, and (b) $B_X/B_{\parallel} = 1.0$.

B_X の大きい場合 (b) には磁力線のつながりかわる速度 (プラズマの合体速度) が大きく、速やかに単一磁気軸のプラズマが形成されているのに対して、 B_X の小さい場合 (a) にはプラズマ合体の進行速度は小さいことが観てとれる。これは電流シートの減衰の差によって生じているものであり、 B_X が小さい場合には電流シートが速やかに減衰しているのに対して、 B_X が大きい場合には電流シートが極めて安定に存在しているために磁気リコネクションの進行速度が小さくなっているものと考えられる。そこで、X ライン方向磁界成分の大小が電流シートの安定性に影響を与えるメカニズムについて検討する。

測定された電流シート幅 2δ は数センチメートルのオーダーであり、特に合体初期段階での幅は B_X の値によらずほぼ 6cm 程度となっている。これに対してイオンラーマー半径 ρ_i は B_X の値によって変化するもの

のほぼ数センチメートル程度となり、電流シートの幅に近い値となっている。また、イオンの無衝突スキん長もほぼ同程度の大きさとなるため、電流シート付近においてはイオンの粒子運動効果が支配的となってプラズマのMHD近似が成り立たなくなると考えられる。図中に各 $B_X/B_{//}$ におけるイオンラーマー半径、イオンの無衝突スキん長、平均自由行程の典型的な大きさを示してある。特に電流シートの幅は、これらの特性長に対して無視できないくらいの値にまで圧縮されていることがわかる。以下、イオンの粒子効果について定量的に検証を行う。

2.3.2 Xライン方向磁界の存在がもたらす粒子運動効果の検証

本実験にて観測されている電流シート形状は、径方向に10~15cm、軸方向に4~8cmとなっている。このような数cm程度の空間スケールとしては、イオンのラーマー半径、無衝突スキん長、平均自由行程等がある。これらのうち、ラーマー半径は粒子としての軌道の効果を表しており粒子シミュレーション等によってその重要性が指摘されている。また、二流体シミュレーションにおいて磁気リコネクションの特性を決定づけると考えられている無衝突スキん長は粒子の慣性の効果を表しており、平均自由行程は古典的な衝突の効果の度合を示すものである。TS-3装置における磁気リコネクション現象において、上記のパラメータの変動がもたらす効果を検証することで、磁気リコネクション現象を支配する物理機構の解明を行う。

粒子運動効果の検証には、Xポイントでの磁界の絶対値および測定したイオン温度から算出したイオンラーマー半径

$$\rho_i = \frac{\sqrt{m_i T_i}}{eB} \quad (2.16)$$

および、静電プローブによって測定したXポイントのプラズマ密度から算出したイオンの無衝突スキん長

$$c/\omega_{pi} = \frac{c}{e} \sqrt{\frac{\epsilon_0 m_i}{n_i}} \quad (2.17)$$

また、Xポイントにおけるイオンの平均自由行程 λ_{ii} を、

$$\lambda_{ii} = v_{ti} \tau_{ii} = \sqrt{\frac{\kappa T_i}{m_i}} \times \frac{3\sqrt{m_i} (4\pi\epsilon_0)^2 \sqrt{(kT_i)^3}}{4\sqrt{\pi} Z^4 e^4 n_i \ln \Lambda} \quad (2.18)$$

から算出する。但し v_{ti} はイオンの熱速度、 τ_{ii} はイオン-イオンの衝突周波数を表す。

これらの用いて、トロイダル電流分布から測定した電流シート形状との比較を行った。図2.8に、 $B_X/B_{//} = 5.0(a)$ 、 $2.4(b)$ 、 $1.9(c)$ 、 $1.0(d)$ の条件下でのプラズマ合体時の、観測された電流シート幅の半分の値 $\delta (\equiv 2\delta/2)$ 、イオンのラーマー半径 ρ_i 、イオンの無衝突スキん長さ c/ω_{pi} 、イオンの平均自由行程 λ_{ii} および電流シートの実効抵抗率 η の時間変化の様子を示す。 B_X の変化に関わらず、リコネクション期間中のXポイントのプラズマ密度は $1.5 \sim 2 \times 10^{14} [\text{cm}^{-3}]$ の値となるため、イオンスキん長は2~2.5cm付近でほぼ一定の値となる。一方でイオンラーマー半径は、 $B_X/B_{//}$ の値を1.0から5.0まで増加させることによって、2.5cmから1.0cm付近にまで変化する。いずれの場合においても、電流シートの形成初期での幅は $\delta = 2.5\text{cm}$ で、 ρ_i や c/ω_{pi} と同程度の大きさとなっているため、このようなリコネクション現象を取り扱うためにはイオンの粒子としての取り扱いが不可欠となってくる。

リコネクション進行中、電流シートは押し寄せるプラズマによって圧縮されるわけだが、 B_X が大きい場合 (a)(b) にはXポイント付近に強いトロイダル磁界が存在しているため、イオンは小さな半径のラーマー運動を行い、その半径は $\rho_i < 1.5\text{cm}$ と非常に小さくなっている。 δ は合体初期において2.5cm程度で、徐々に圧縮されてはいるもののリコネクション期間を通じて ρ_i よりも小さくなることはない。電流シートは安定に存在しており、その内部の実効抵抗率も $0.2 \sim 0.3 [\text{m}\Omega\text{m}]$ 程度の値でほぼ一定している。これは古典抵抗 (Spitzer resistivity, η_{sp}) の2~3倍程度にあたり ($\eta_{sp} = 0.05 \sim 0.1 [\text{m}\Omega\text{m}]$)、磁気リコネクションも抵抗減衰時間程度のスケールでゆっくりと進行する。

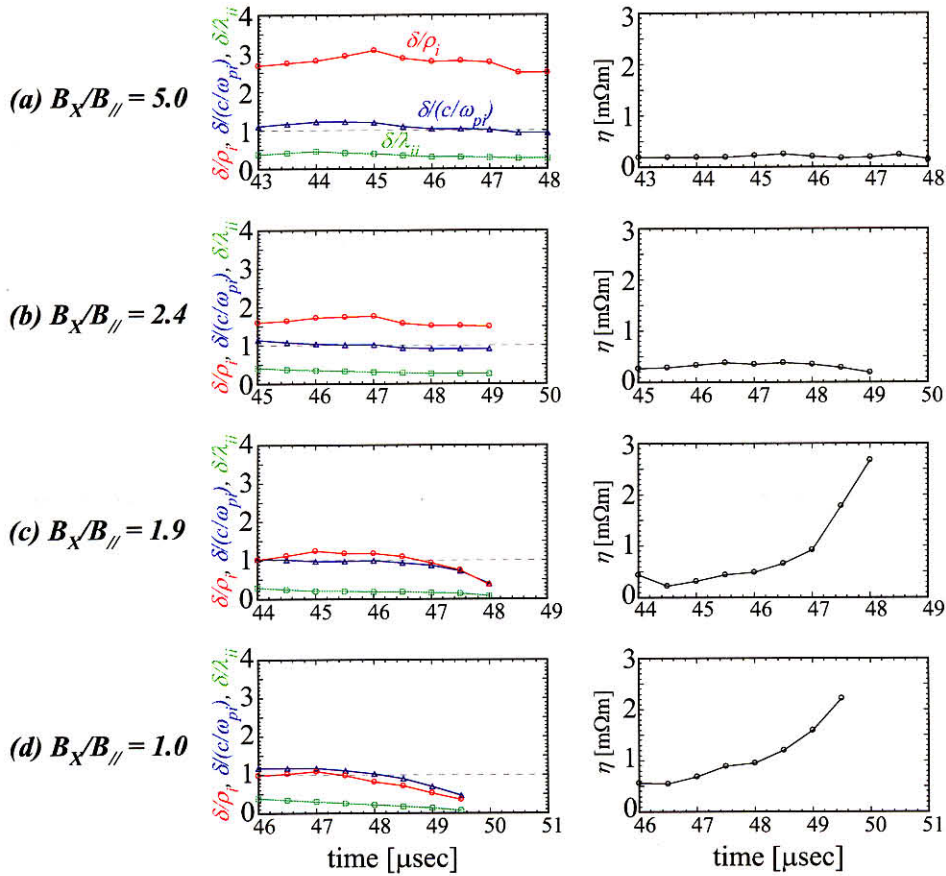


図 2.8: Time evolutions of sheet width δ normalized by ion gyroradii, ion collisionless skin depths and ion-ion mean free path (left), and time evolutions of effective resistivities η at X-point calculated from $\eta = E_t/j_t$ (right) for four different B_X : $B_X/B_{\parallel} = 5.0$ (a), 2.4(b), 1.9(c) and 1.0(d)

これに対して B_X の小さい場合 (c)(d) には、X ポイント付近に存在する磁界が小さくなるため、イオンは大きな半径のラーマー運動を行う。イオンラーマー半径は $\rho_i = 2 \sim 2.5\text{cm}$ 程度である。このケースにおいては、電流シートの圧縮により、その幅 δ がイオンラーマー半径の値に近付いて下回った時点から X ポイントの実効抵抗率の急激な上昇が観測されており、最終的には古典抵抗の約 30 倍に相当する $2.5 [\text{m}\Omega\text{m}]$ に達している。この異常抵抗が発生するような小さな B_X/B_{\parallel} の場合には、リコネクション自体の進行速度も大きくなっている。

ここで、いずれの B_X のケースにおいても電流シート幅 δ とイオンの無衝突スキン長 c/ω_{pi} との大小関係が、リコネクション初期においてはほぼ一定であることに着目する。これは、 B_X の小さい場合に発生する高速リコネクションは、イオン慣性の効果によって引き起こされているのではなく、イオンの有限ラーマー半径効果によって発生していることを示唆している。

電流シートの実効抵抗率を、イオンのラーマー半径で規格化した電流シート幅の関数としてプロットした結果を図 2.9 に示す。 B_X の大きい場合 (図 2.9(a)) には、電流シートの幅は常に $1.2\rho_i$ よりも大きく、実効抵抗率は古典抵抗の 3 倍程度の大きさでほぼ一定となっている。これに対して、小さい B_X の下でのプラズマ合体時には、電流シートの幅が $1.2\rho_i$ を下回るまで圧縮され、同時に実効抵抗率の急激な増加が観測されている。本実験においては、 $\delta \sim 1.2\rho_i$ 付近に異常抵抗発生のおしい値が存在しており、高速リコネクションがイオンの有限ラーマー半径効果によって引き起こされていることを示唆している。

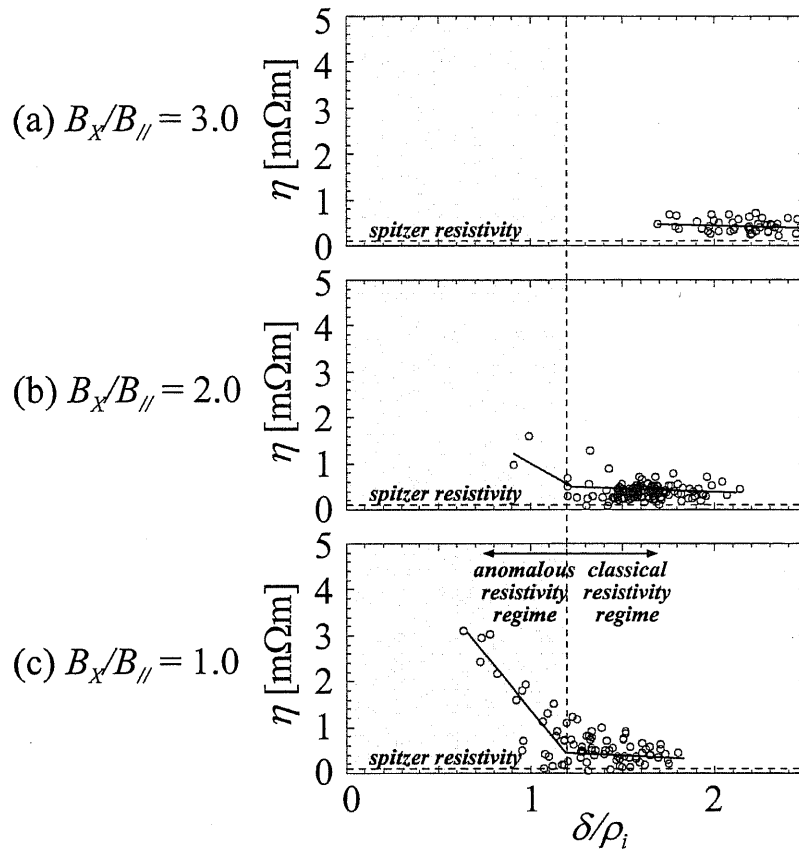
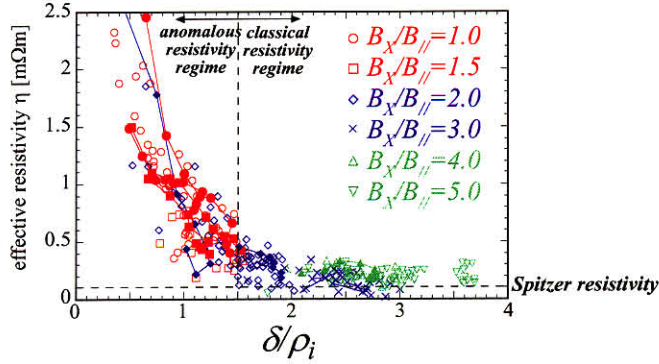


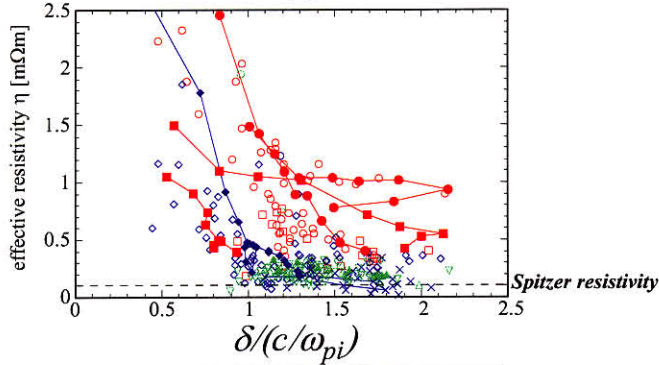
図 2.9: Effective resistivity η at X-point as a function of current sheet widths normalized by ion gyroradii for three different B_X : (a) $B_X/B_{||} = 3.0$, (b) $B_X/B_{||} = 2.0$ and (c) $B_X/B_{||} = 1.0$.

電流シート幅とイオンのラーマー半径、無衝突スキン長、平均自由行程との関係をより厳密に捉えるために、実効抵抗率を縦軸に、イオンのラーマー半径で規格化した電流シート半幅 δ/ρ_i (a) およびイオンの無衝突スキン長で規格化した電流シート半幅 $\delta/(c/\omega_{pi})$ (b)、イオンの平均自由行程で規格化した電流シート半幅 δ/λ_{ii} (c) を横軸にプロットしたグラフを図 2.10 に示す。各グラフには、6 種類の $B_X/B_{||}$ に関しての実効抵抗率がプロットされている。電流シート幅をイオンラーマー半径で規格化した場合 (a) には、実効抵抗率 η は δ/ρ_i の関数として一意に決定されていることがわかる。すなわち、 $\delta/\rho_i < 1.2$ の領域において、電流シートに何らかの不安定性が発生し、急激な減衰 (異常抵抗) が観測されているものと考えられる。これに対して、電流シート幅をイオンスキン長で規格化した場合 (b) やイオンの平均自由行程で規格化した場合 (c) には、実効抵抗率の値は $\delta/(c/\omega_{pi})$ や δ/λ_{ii} に対して明確な傾向を持たず、大きくばらついてしまうことがわかる。この結果は、 B_X の小さい領域で起こっている異常抵抗および高速リコネクションが、有限ラーマー半径効果によって引き起こされており、TS-3 装置における磁気リコネクション機構においては、イオン慣性や衝突の効果は支配的ではないことがわかる。

(a) normalized by ρ_i



(b) normalized by (c/ω_{pi})



(c) normalized by λ_{ii}

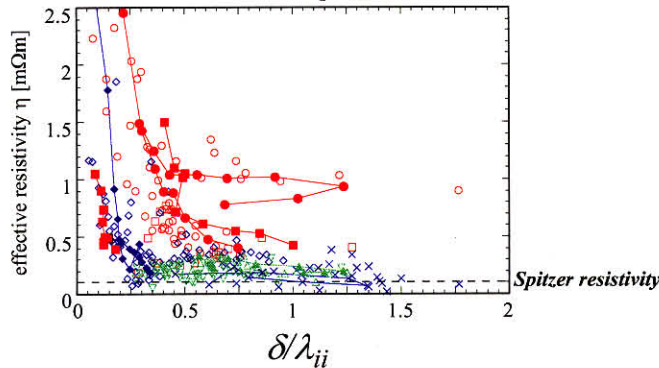


図 2.10: Effective resistivity η at X-point as a function of current sheet widths normalized by (a) ion gyroradii, (b) ion collisionless skin depths and (c) ion-ion mean-free path.

2.4 外力の変化が磁気リコネクションに及ぼす影響の検証

前節にて、Xライン方向磁界の変化がもたらすイオンの粒子運動効果について検証した。本節では、合体する2つのコンパクトトーラスプラズマを押しつける外力変化によって生じるリコネクション速度の変化と粒子運動効果について検証する。プラズマを押しつける外力源としては、初期プラズマ生成に用いたPFコイルに流れる反転電流(I_{PF})を用いている。この反転電流はプラズマ電流と逆方向であるため、反転電流を増加させることによってプラズマを押しつける外力を増やすことができる。

図 2.11 に、PFコイル反転電流を変化させたときのリコネクション成長率 γ の変化の様子を示す。外力の増加によってリコネクション速度がほぼ線形に増加していることが分かる。ここで、負のPFコイル反転電流においてもプラズマ合体が進行しているのは、2つのトーラスプラズマ内部のプラズマ電流による引力が、PFコイル電流の効果を上回っているためである。

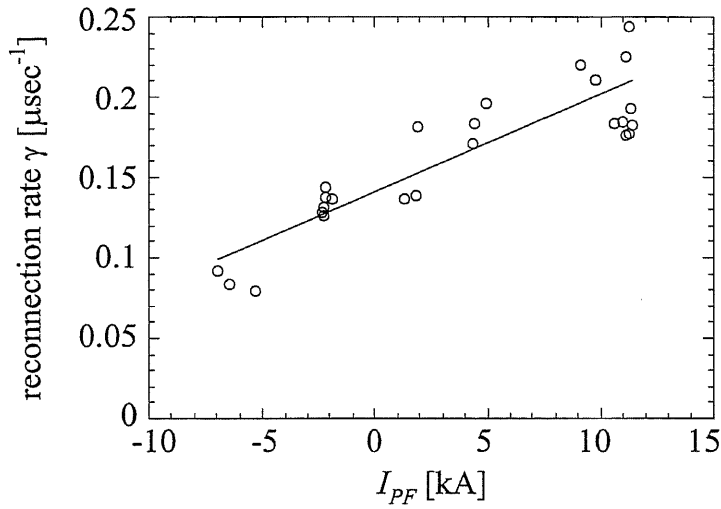


図 2.11: Reconnection rate γ as a function of external force(I_{PF}).

このようにリコネクション速度が2つのプラズマを押しつける外力の増加に比例して増加するという傾向は、外部駆動型リコネクションの特徴である。しかしながら、外力とリコネクション速度とは単に線形な関係にあるのではなく、前節において述べたようなイオンの粒子運動効果を媒介とした非線形な機構によって速度が決定されていることが明らかになった。

このような外力変化に対して電流シートの幅とイオンラーマー半径の関係および電流シートの実効率の時間変化を図 2.12 に示す。プラズマを押しつける外力が大きい場合 (図 2.12(a)) では、電流シートの半幅はイ

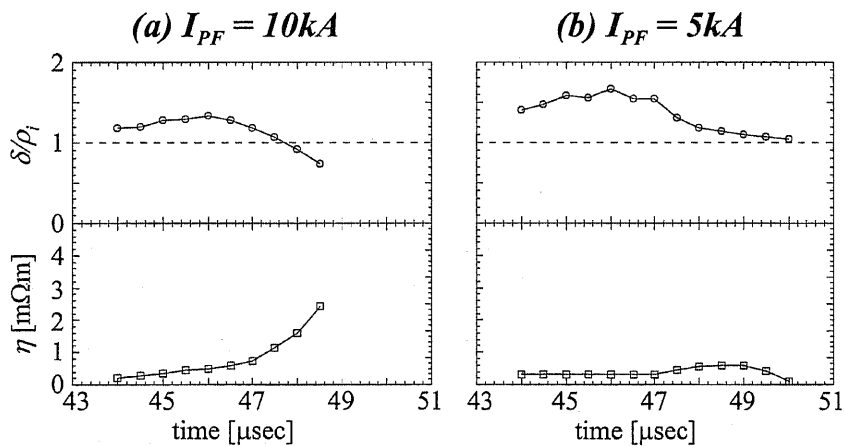


図 2.12: Time evolutions of half of the current sheet widths δ normalized by ion gyroradii and effective resistivities η at X-point.

オンのラーマー半径以下に圧縮されており、 δ/ρ_i が 1 を下回る時刻付近にて実効抵抗率の急激な増加が観測されている。これに対して外力の小さい場合 (図 2.12(b)) では、電流シートの幅はイオンのラーマー半径程度の大きさに漸近していることがわかる。実効抵抗率はわずかに変動しているものの、古典抵抗の 2~5 倍程度の大きさであり、異常抵抗の発生には至っていないと考えられる。

このように、外力変化によって生じるリコネクション速度の違いについても、電流シート幅とイオンのラーマー半径との大小関係にて記述することができた。図 2.13 に、イオンのラーマー半径で規格化した電流シート幅を横軸に、実効抵抗率をプロットした結果を示す。異常抵抗は外力の大きいケースの $\delta/\rho_i < 1$ の領域に

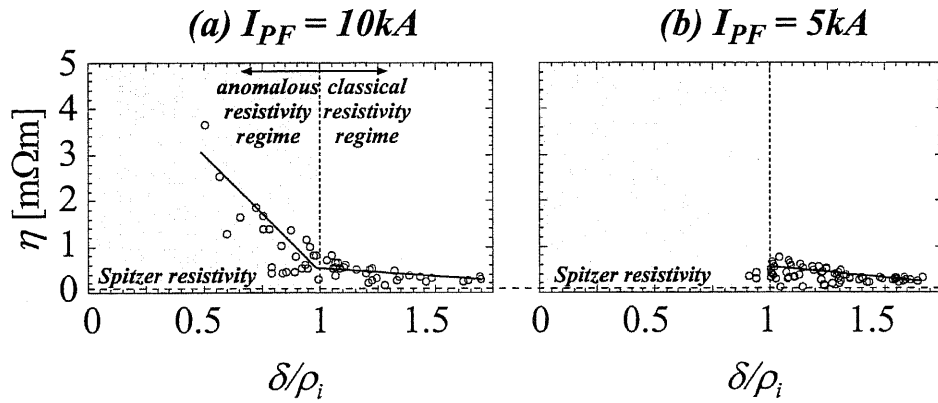


図 2.13: Relationship between effective resistivities and half of the current sheet widths normalized by ion gyroradii for merging plasmas with different external force: (a) $I_{PF} = 10kA$, (b) $I_{PF} = 5kA$.

て観測されており、外力の大小に関わらず $\delta/\rho_i > 1$ の領域の実効抵抗率の値はほぼ古典抵抗の数倍程度の値で一定となっている。

2.5 高速磁気リコネクション機構における粒子運動効果の考察

2.5.1 実験結果の粒子運動論的解釈とシミュレーション研究との比較

本章では、TS-3 装置において観測される高速リコネクション現象の実験的検証について述べた。得られた実験結果をもとに、本装置における高速リコネクションの機構について考えてみる。プラズマ合体時に、X ポイント付近にはトロイダル方向の電流（電流シート）が誘起される。このトロイダル電流が減衰することによってリコネクションが進行するわけであるが、通常は X ポイントの抵抗率は、古典抵抗の数倍程度にあたる $0.3[\text{m}\Omega\text{m}]$ 程度であるため、磁気リコネクションも抵抗減衰時間程度のスケールでゆっくりと進行する。

ところが電流シートが圧縮されて、その半幅がイオンのラーマー半径よりも小さくなると、電流シートを形成している電子/イオンのうち、イオンのラーマー運動が電流シート内に納まり切れず、外部にはみだすような運動（メアンダリング運動）を行う。電流シートの外部では、内部とは反対方向のトロイダル電流が存在している上に、強いポロイダル磁界も存在しているため、飛び出したイオンはもはやラーマー運動を続けられなくなる。このとき、イオンによって維持される電流分が失われることになるので、電流シートは外部からの圧力に耐えられなくなり、急激に圧縮されて減衰すると考えられる。さらに、 $\rho_i \sim \delta$ となる付近から電流シート付近に局在して lower hybrid instability などの微視的不安定性が成長し、磁界の異常な拡散が引き起こされている可能性も考えられる。本実験においては、このようなイオンの有限ラーマー半径効果による電流シートの急激な減衰が、実効抵抗率の急上昇（異常抵抗）として観測されていると推察される。

本実験では、X ライン方向磁界と外力という 2 つの外部パラメータを変化させて磁気リコネクション機構への影響を検証している。その結果、X ライン方向磁界の増加および外力の減少は、ともにリコネクション速度の低下という効果をもたらすことを確認した。X ライン方向磁界の大きい場合には、電流シート内のイオンは強いトロイダル磁界によって小さな半径のラーマー運動をしており、リコネクションの進行に伴って電流シートが圧縮されても、その軌道は電流シートからはみ出すことはない。このため異常抵抗すなわち電流シートの急激な減衰が起こらなくなり、リコネクション速度が低下するものと考えられる。

これに対して、外力を変化させた場合にはイオンのラーマー半径はほぼ一定であるが、電流シートの圧縮力が異なってくる。大きな外力の下では電流シートは速やかに圧縮されてイオンのラーマー半径よりも狭くなり、異常抵抗が発生するのに対して、小さな外力の下では電流シートはなかなか圧縮されず、ちょうどイオンのラーマー半径程度までしか圧縮されない。このため抵抗の上昇はあまりなく、磁気リコネクション速度も小さいままであると考えられる。

このような高速リコネクションモデルは、マクロ粒子シミュレーション研究の結果 [25] とよく一致している。このシミュレーションにおいては、電流シートが圧縮されてイオンのメアンダリング径（ラーマー半径と質量密度分布の半値幅との相乗平均）を下回り、電子のメアンダリング径程度に圧縮されたときに、非常に高速な磁気リコネクションが発生することが示されている。本実験においては $\rho_i/\rho_e \sim 50$ となり、電子のラーマー半径程度の空間分布を測定することは不可能であるため厳密な検証には至らないが、電流シートがイオンのラーマー/メアンダリング径程度以下に圧縮されたときに高速リコネクションが発生するという点では本実験の結果と非常によく一致しており、高速リコネクション機構を考える上で有限ラーマー半径効果が極めて重要であることを示唆している。

X ライン方向磁界の影響についても、シミュレーション研究で検討されており [26]、本実験の結果と同様に X ライン方向の増加に伴いリコネクション速度および実効抵抗率が減少する傾向があると報告されている。しかしながら、シミュレーションでは各 X ライン方向磁界について、電流シートがイオンのメアンダリング径よりも進んで電子のメアンダリング径ないし無衝突スキニング長程度に圧縮されるまでリコネクションが持続しているのに対して、本実験では X ライン方向磁界が大きい場合には電流シートが十分に圧縮される前にリコネクションが終了してしまう。これは、実験においては流入磁束が有限であるためと考えられ、X ライン方向磁界の影響についても本質的にはほぼ一致した傾向が得られている。

2.5.2 電流シートの圧縮性に関する検討

上記のマクロ粒子シミュレーション [25] においては電流シートは急激に圧縮され、イオン/電子のメアングリング半径 (ラーマー半径) を下回ることによって非常に高速な磁気リコネクションが発生することが示されており、本実験における高速磁気リコネクション発生時に観測される電流シートの圧縮性と一致する傾向を示している。

これに対して、二流体シミュレーション [28] において観測される高速リコネクションにおいては、電流シートの幅はほぼイオンの無衝突スキン長 c/ω_{pi} の3倍程度の値となっており、イオンのラーマー半径 (この研究においては $\rho_i \sim 0.6 \times c/\omega_{pi}$) を下回るまでには圧縮されていない。

また、MRX 装置におけるリコネクション実験にて観測されている電流シートの幅は、イオンの無衝突スキン長ないしイオンラーマー半径と同程度の値となっており [23]、本実験において観測されているようなイオンのラーマー半径を大幅に下回るまでの激しい電流シート圧縮は観測されていない。

このように磁気リコネクション発生時の電流シートの幅がどのように決定されているのかは、その高速化のメカニズムを考える上で重要であり、特に電流シートの幅がイオンのラーマー半径を下回って非 MHD 領域に達するか否かには関しての検討を十分に行う必要がある。

本実験においても、プラズマを押しつける外力が弱い場合には図 2.12(b) に見られるように電流シートの圧縮がイオンのラーマー半径程度で停止するという傾向が観測されている。このように電流シートの幅を決定する要因としては、プラズマ流入領域での圧力のつりあいが考えられる。すなわち流入するプラズマの速度が小さく、その圧力が電流シート内部のイオンの熱圧力を越えられないような場合には、電流シートの圧縮はイオンのラーマー半径程度で停止してしまうのに対して、本研究において観測されている高速リコネクション発生時には、プラズマを押しつける外力が十分に大きく、X ポイントへのプラズマ流入速度が電流シートの圧縮を引き起こす程度に大きくなっていることが予想される。

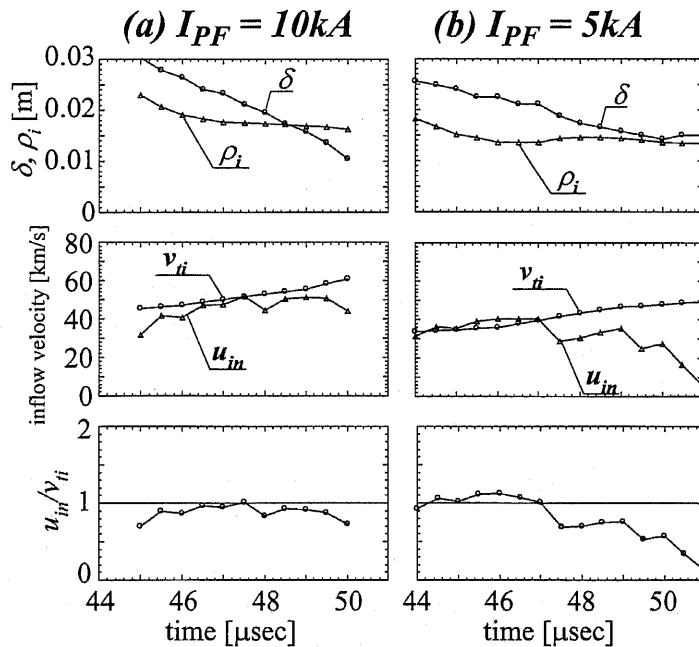


図 2.14: Time evolutions of half of the current sheet widths δ , ion gyroradii ρ_i (upper graph), ion thermal velocity V_{ti} , plasma inflow velocity u_{in} (middle graph), and normalized inflow velocity u_{in}/v_{ti} (lower graph) for merging plasmas with different external force.

プラズマ合体における外力を変化させた場合の X ポイントへのプラズマの流入速度と電流シート幅との依存性に着いて検討を行う。図 2.14 に二種類の外力のもとでのプラズマ合体における電流シート幅 δ 、イオンラーマー半径 ρ_i (以上上段)、電流シートにおけるイオンの熱速度 v_{ti} 、プラズマの流入速度 u_{in} (以上中段)、そしてプラズマ流入速度のイオン熱速度に対する比 u_{in}/v_{ti} の時間変化を示す。ここでプラズマ流入速度としては、磁気計測から算出した磁力線の流入速度に $E \times B$ ドリフトの効果を加えたものを用いている。磁化プラズマ中においては、プラズマ粒子はさまざまな効果によってドリフト運動を行い、磁力線の運動との間にずれを生じることが知られているが、本実験においては高速リコネクション発生時の大きなリコネクション電界 (トロイダル電界) が発生していることに起因する $E \times B$ ドリフトの影響が無視できなくなっている。この $E \times B$ ドリフトは X ポイントへ流入するプラズマを加速する方向に働き、その大きさは最大で 5km/s 程度に達する。その他のドリフト運動、例えば ∇B ドリフトに関しては速度の方向がプラズマの流入方向とは異なるトロイダル方向になることが予想されるので、ここでは考慮しない。

外力の大きい場合 (図 2.14(a)) には、電流シート幅はイオンのラーマー半径以下に圧縮されており、高速なリコネクションが実現しているわけだが、この電流シート圧縮の際に X ポイントへのプラズマ流入速度 u_{in} はほぼ電流シートにおけるイオンの熱速度 v_{ti} に等しく、電流シートがイオンラーマー半径以下に圧縮されてもその速度に大きな変化は見られない。下段のグラフに示すように、イオン熱速度で規格化したプラズマ流入速度はほぼ 1 のままりコネクション終了まで時間的に一定である。

これに対して、外力の小さい場合 (図 2.14(b)) には、プラズマ合体初期 ($t < 47\mu\text{sec}$) には電流シートは速やかに圧縮されており、X ポイントへのプラズマ流入速度も電流シート内のイオン熱速度にほぼ等しい。ところが $t = 48\mu\text{sec}$ 付近にて、プラズマ流入速度の急激な変化が発生し、イオン熱速度の 60% 程度にまで低下してしまう。同時に電流シートの圧縮も停止し、その幅はイオンのラーマー半径程度で一定となるため、抵抗率の急上昇が起こらず、リコネクション速度も小さくなると考えられる。

図 2.15 に、イオンラーマー半径で規格化した電流シート幅 δ/ρ_i とイオン熱速度で規格化したプラズマ流入速度 u_{in}/v_{ti} の関係を示す。外力の大小は X ポイントへの電流シート圧縮時のプラズマ流入速度の変化に

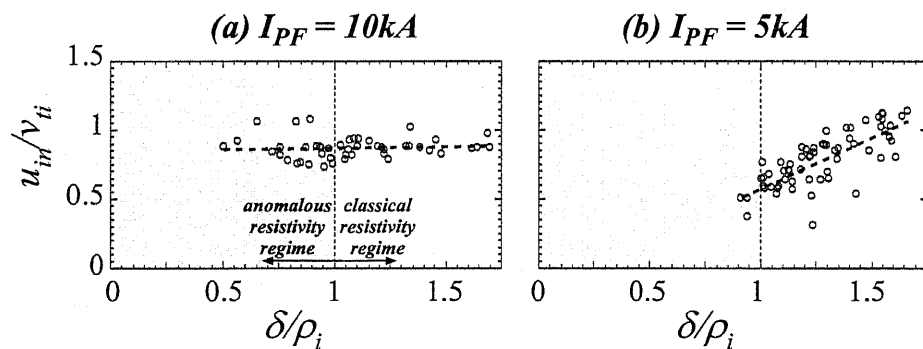


図 2.15: Relationship between half widths of the current sheet δ/ρ_i normalized by ion gyroradii and plasma inflow velocity u_{in}/v_{ti} normalized by ion thermal velocity in the current sheet.

大きく影響を与えていることがわかる。外力が小さい場合には電流シートの圧縮に伴ってプラズマ流入速度が徐々に低下しており、電流シートの幅がイオンラーマー半径に達した時点ではイオンの熱速度の半分程度の値にまで低下している。このため電流シートはそれ以上は圧縮されることなく、イオンの粒子運動効果による高速リコネクションの発生には至っていないものと考えられる。

これに対して外力が十分大きい場合には、電流シートの幅に関わらずプラズマ流入速度はイオン熱速度程度でほぼ一定の値となり、電流シートは押し寄せるプラズマの圧力を支え切れずにイオンラーマー半径以下の幅への圧縮が実現されるものと考えられる。

2.6 イオンの粒子運動効果による高速リコネクション機構のまとめ

TS-3装置においてXライン方向磁界およびプラズマを押しつける外力を変化させた場合に生じる磁気リコネクション速度の差異について、イオンの粒子運動効果に着目して実験的検証を行った。

Xライン方向の減少にともなって磁気リコネクション速度の増加が観測されており、特に $B_x/B_{//} < 1$ の領域においては $\gamma \sim 0.2[\mu\text{sec}^{-1}]$ もの高速な磁気リコネクションが発生している。その原因として粒子運動効果、中でもイオンの粒子軌道の効果によって電流シートの急激な減衰が引き起こされていることが明らかになった。

プラズマ合体中におけるイオンのラーマー半径、無衝突スキン長およびイオン-イオンの平均自由行程によって規格化した電流シートの幅と、電流シート内部での実効抵抗率との関係から、電流シートの半幅がイオンのラーマー半径程度以下に圧縮されたときに実効抵抗率の急上昇が確認されており、同時に高速磁気リコネクションの発生が観測される。

磁気リコネクション速度の減少を引き起こすのはXライン方向磁界の増加だけでなく、合体する2つのトーラスプラズマを押しつける外力の低下によっても磁気リコネクション速度は低下する。これは、外力の低下によってXポイントへのプラズマの流入速度が小さくなり、結果的に電流シートの圧縮がイオンのラーマー半径程度で停止してしまうため、異常抵抗が発生しなくなるものと考えられる。

このように、TS-3装置においてXライン方向磁界の減少および外力の増加によって発生する高速磁気リコネクションは、電流シートがイオンのラーマー半径程度以下に圧縮されるか否か、言い替えればイオンの粒子軌道効果による異常抵抗が発生するか否かによって決定されているものと考えられる。

第3章 電流シート放出による高速磁気リコネクションの検証

3.1 粒子運動効果によらない磁気リコネクション高速化機構

前章では、TS-3 装置におけるプラズマ合体時につなぎかわる磁力線に垂直な成分 (X ライン方向磁界) あるいは初期プラズマを押しつける外部駆動力を変化させることによって、高速磁気リコネクション現象の物理機構を検証した。その結果、X ライン方向磁界および外力の変化に対しては、イオンの有限ラーマー半径効果という同一の機構によって磁気リコネクション速度が決定されていることがわかった。また、高速リコネクション発生時には顕著なイオン加熱効果が得られていることも確認された。本章では、プラズマ合体時の密度を変化させた際の高速リコネクション現象について述べる。

前章にて示したように、X ライン方向磁界の増加に伴ってイオンの粒子運動の効果が減少し、磁気リコネクションの速度は低下する。ところが、プラズマ密度を減少させることによって、大きな X ライン方向磁界のもとでも高速に磁気リコネクションが進行することが明らかになった。図 3.1 は低密度、高 X ライン方

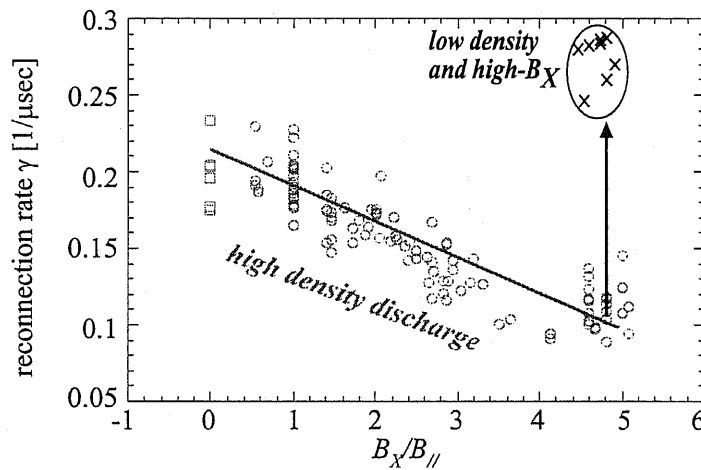


図 3.1: Reconnection rate γ as a function of B_x/B_{\parallel} for merging plasmas of low density discharge (plotted over fig. 2.6).

向磁界において観測されたりコネクション成長率を、比較のために前章にて得られたりコネクション速度の X ライン方向磁界依存性 ($n_e \sim 2.5 \times 10^{20} [\text{m}^{-3}]$) のグラフ (図 2.6) 上にプロットしてある。図 3.1 に示すように、 $B_x/B_{\parallel} = 4 \sim 5$ 程度の非常に大きい X ライン方向磁界のもとにおいても、放電時の封入ガス圧を通常の 60mTorr 程度から 10mTorr まで下げ、リコネクション期間中の X ポイントにおけるプラズマ密度を $n_e \sim 1.0 \times 10^{20} [\text{m}^{-3}]$ 程度にまで低下させることによって高速な磁気リコネクションが発生することが明らかになった。本章では、このような低密度、高 X ライン方向磁界のもとで進行する高速磁気リコネクション機構についての実験的検証を行う。

3.2 低密度プラズマにおける高速磁気リコネクションの実現と検証

3.2.1 電流シート放出実験条件

本実験では放電開始時に充填しておくガス圧を減少させることによって、磁気リコネクション発生中の X ポイントの電子密度を標準の $2.5 \times 10^{20} [\text{m}^{-3}]$ から $1.0 \times 10^{20} [\text{m}^{-3}]$ 程度まで変化させている。

ここで、X ライン方向磁界の小さい低 q トカマクないしスフェロマック合体においては、封入ガス圧の低下に伴って配位形成そのものが不安定になってしまうことに注意を要する。経験的に得られた TS-3 装置の運転領域を、X ライン方向磁界と X ポイントの電子密度に関して示すと図 3.2 のようになる。このため、前

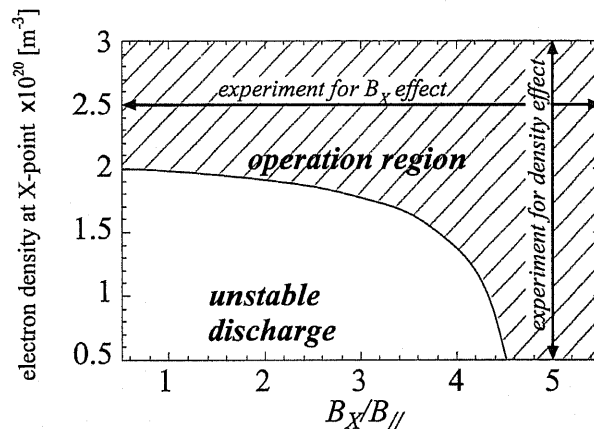


図 3.2: Operation region of TS-3 plasma merging experiment in B_X - n_e plane.

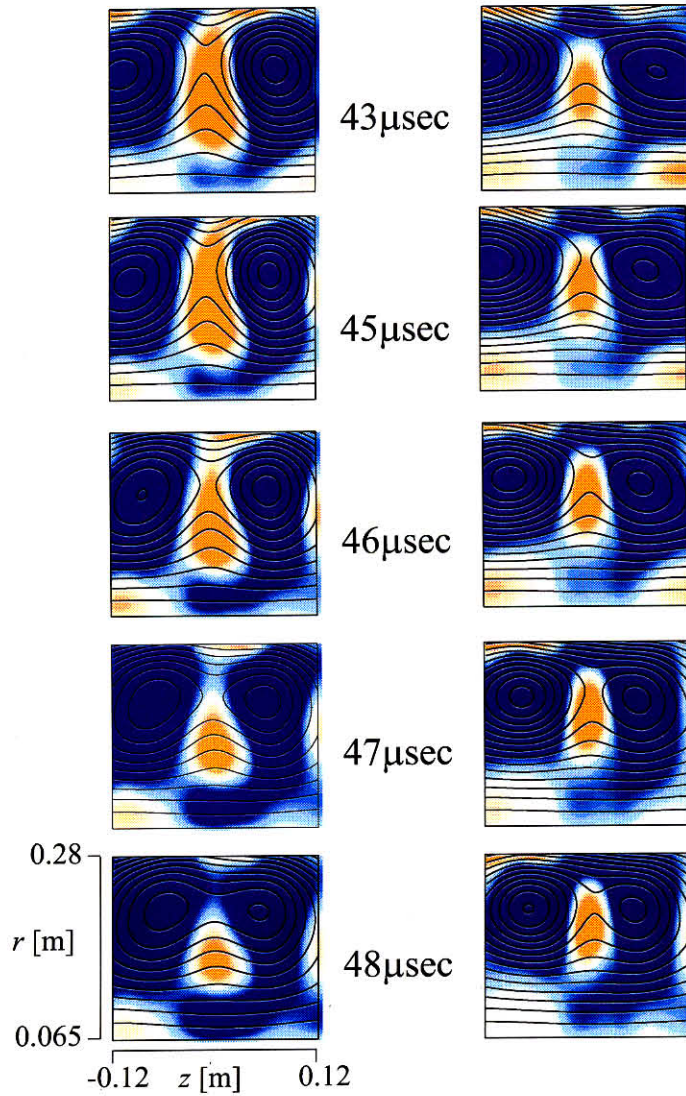
章にて X ライン方向磁界の影響を検証する場合には高密度のプラズマを用いて実験を行っており、逆に本章のように密度を変化させる実験を行う場合には高い X ライン方向磁界が必須となる。なお、外力に関しては特に制約はなく、あらゆる条件下で $-5\text{kA} < I_{PF} < 20\text{kA}$ の領域で変化させることが可能である。本実験においては、X ライン方向磁界 $B_X/B_{//} = 5$ に固定し、X ポイントのプラズマ密度ないし外力を変化させることによって、低密度プラズマにおける高速磁気リコネクションの発生機構の検証を行う。

3.2.2 電流シート放出による高速磁気リコネクションの発生

図 3.3 に、放電時の封入ガス圧を変化させることによって磁気リコネクション期間中の X ポイントのプラズマ密度を二通りに変化させた場合の磁気面およびトロイダル電流密度の時間変化の様子を示す。図中の黒線が等磁気面 (等高線間隔: 0.5mWb) を表し、赤/青の濃淡がそれぞれ正/負方向のトロイダル電流密度の大きさを示している。実験条件としては、X ライン方向磁界 $B_X/B_{//} = 5$ 、プラズマを押しつける外力 $I_{PF} = 10\text{kA}$ としている。高密度プラズマにおいては形成された電流シートの位置は時間変化することなく、ほぼ定常に維持されているのに対して、低密度放電における磁気リコネクション時には、形成された電流シート形状および位置が時間的に大きく変化している様子がわかる。特に電流シートが径方向内側へと移動して X ポイントから放出されることによって磁気リコネクションが急速に進行することが、低密度プラズマにおけるリコネクション高速化のメカニズムであると考えられる。

図 3.4 に、二種類のプラズマ密度の下での磁気リコネクション期間中のプラズマ合体率 $\alpha = \Psi_{com} / \min(\Psi_1, \Psi_2)$ の時間変化を示す。高密度放電においては合体率 α の増加率はほぼ一定であるのに対して、低密度放電では $t = 45\mu\text{sec}$ 付近でプラズマ合体の成長率が急激に増加していることがわかる。これは、図 3.3(a) にて電流

Poloidal flux surfaces Ψ (contour spacing : 0.5mWb)
 Toroidal current density j_t (-0.5MA/m^2 to 0.5MA/m^2)



(a) $n_e = 1.1 \times 10^{20} [\text{m}^{-3}]$ (b) $n_e = 2.3 \times 10^{20} [\text{m}^{-3}]$

図 3.3: Time evolutions of poloidal flux surfaces Ψ (contour spacing: 0.5[mWb]) and toroidal current densities j_t of merging plasmas ($I_{PF} = 10\text{kA}$) with different plasma density: (a) $n_e = 1.1 \times 10^{20} [\text{m}^{-3}]$, and (b) $n_e = 2.3 \times 10^{20} [\text{m}^{-3}]$.

シートの変形ないし移動が開始される時刻とほぼ一致しており、このような電流シートの大域的な不安定性、Xポイントからの放出現象として高速磁気リコネクションが発生しているものと考えられる。

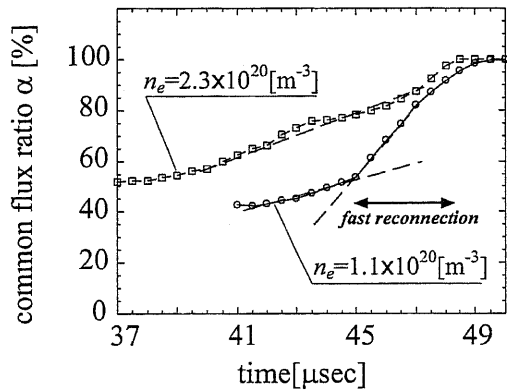


図 3.4: Time evolution of common flux ratio α of merging plasmas ($I_{PF} = 10\text{kA}$) with different plasma density: (a) $n_e = 1.1 \times 10^{20}[\text{m}^{-3}]$, and (b) $n_e = 2.3 \times 10^{20}[\text{m}^{-3}]$.

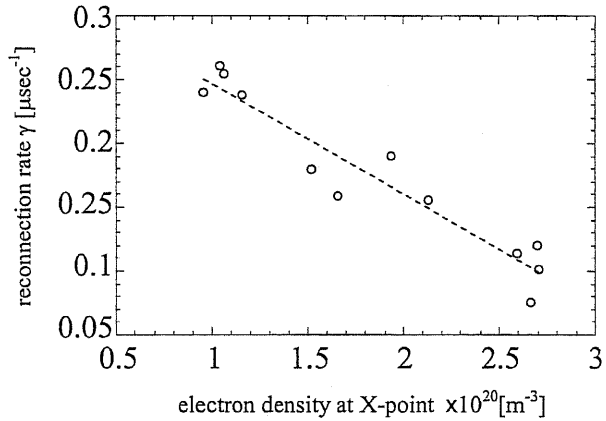


図 3.5: Reconnection rate γ as a function of plasma density n_e ($B_X/B_{//} = 5, I_{PF} = 10\text{kA}$).

図 3.5 に、X ライン方向磁界 $B_X/B_{//} = 5$ 、外力 $I_{PF} = 10\text{kA}$ に固定してプラズマ密度を変化させたときの磁気リコネクション速度の変化の様子を示す。プラズマ密度の低下に伴ってリコネクション速度はほぼ線形に増加していることがわかる。 $n_e = 1.0 \times 10^{20}[\text{m}^{-3}]$ 付近における磁気リコネクションでは、その成長率が約 2.5microsec^{-1} と、高密度放電において B_X を減少させた場合の最大の成長率に匹敵する非常に高速な磁気リコネクションの発生が観測された。ここで、 $n_e = 1.0 \times 10^{20}[\text{m}^{-3}]$ 付近の領域においては電流シートが X ポイントから完全に放出されており、このような放出現象の発生が高速リコネクションの発生を促しているものと推測できる。

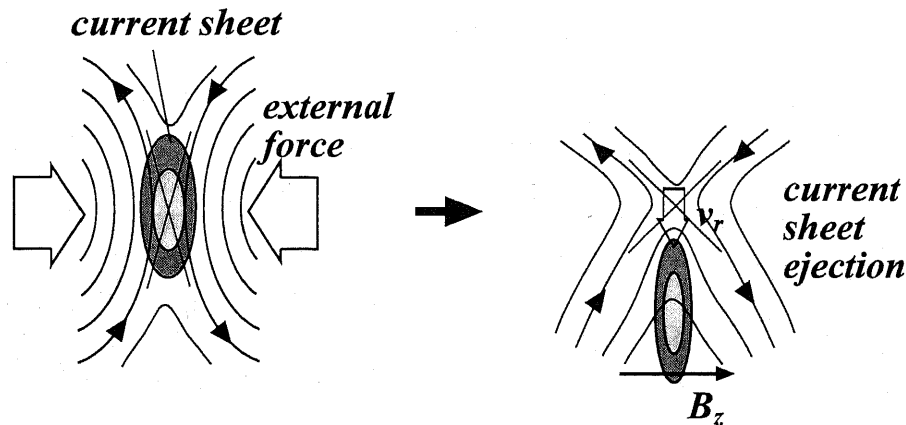


図 3.6: Schematic viewgraph of current sheet ejection.

図 3.6 に電流シート放出現象の模式図を示す。電流シートそのものが極めて安定に存在するような場合に両側から非常に大きな外力にてトラスプラズマを押しつけることによって、電流シートは X ポイントか

ら押し出されるようにして径方向に移動する。このため X ポイントにおけるトロイダル電流密度は電流シートの移動に要する $2 \sim 3 \mu\text{sec}$ 程度の非常に短い時間内に消失することになり、前章にて述べたイオンの粒子運動効果等の電流シート内部における不安定性の成長とは無関係に非常に高速な磁気リコネクションが実現されるものと考えられる。このとき、大きなリコネクション電界は電流シート内の抵抗 (異常抵抗を含む) によって支えられるのではなく、電流シートの運動によって誘導される $v_r \times B_z$ なるトロイダル電界によって担われているものと推測される。

このような電流シート放出現象の際にプラズマが軸対称性を保っているか否かは、計測の妥当性やリコネクション速度の見積りに大きな影響を与える。図 3.7 に、計測したトロイダルモードの $n=1, 2, 3$ 成分のプラズマ密度依存性を示す。ここでトロイダルモードはプラズマの外側 ($r = 0.29[\text{m}]$) にて計測しており、リコネクション期間中の時間平均値をプロットしている。図中で最も電子密度の小さい $n_e \sim 1 \times 10^{20}[\text{m}^{-3}]$ 付近

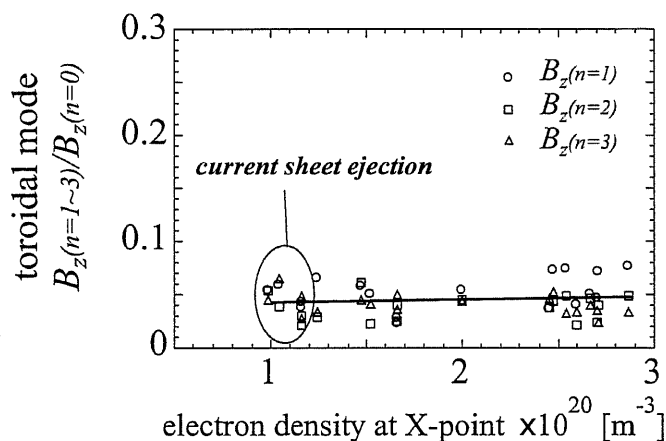


図 3.7: Toroidal mode of B_z during magnetic reconnection as a function of plasma density n_e ($B_x/B_{||} = 5, I_{PF} = 10\text{kA}$).

の放電時にのみ電流シート放出現象および高速リコネクションが観測されているが、密度の変化ないし電流シート放出現象の有無には関わらずトロイダルモードはほぼ一定である。このような高 B_x すなわち q 値の高いトカマク放電においては軸対称性は良く保存されており、電流シート放出現象も軸対称的に発生しているものと考えられる。

以上のように低密度放電においては、電流シートの大域的な不安定性の発生に伴う高速磁気リコネクションの発生が確認されたが、プラズマ密度の変化を放電時の封入ガス圧によって制御しているため、配位形成等磁気リコネクション以外の物理過程やプラズマパラメータにも影響が及んでいることが考えられる。例えば、図 3.4 のプラズマ合体率の時間変化にも現れているように、プラズマ密度の違いによって生成のタイミングや初期磁界構造 (初期合体率) が異なっており、電流シート放出によるリコネクション機構の違いのみを取り出して定量的に評価することは困難である。

そこで、低密度放電においてトラスプラズマを押しつける外力を変化させることによって、その他のプラズマパラメータを同一に保ったままで電流シート放出の有無のみに関する検証を行うこととする。

3.2.3 低密度放電における電流シート放出現象の外力依存性

低密度放電において、外力の変化による電流シート放出の有無および磁気リコネクション速度への影響を検証する。図 3.8 に、低密度、高 X ライン方向磁界において外力を変化させた場合の磁気面およびトロイダル電流密度の時間変化の様子を示す。ここで、リコネクション期間中での X ポイントの密度 $n_e \sim 1.0 \times 10^{20}[\text{m}^{-3}]$ 、

Xライン方向磁界 $B_x/B_{//} \sim 5$ としている。外力の小さい場合 (図 3.8(b)) には形成された電流シートはほぼ X ポイントを中心とした分布をしており、強い X ライン方向磁界の存在のために磁気リコネクションはゆっくりと進行する。

これに対して外力の大きい場合 (図 3.8(a)) には、形成された電流シートは $t = 44\mu\text{sec}$ 付近の時刻から径方向内側に向けて押し出されており、 $t = 46\mu\text{sec}$ においては X ポイントから完全に放出されていることがわかる。このため磁力線のつながりかわりは電流シートの減衰とは無関係に進行し、 $t = 46\mu\text{sec}$ ではシート電流がまだ持続しているにもかかわらず磁界の対向構造は失われており、すでにリコネクション現象が終了していることがわかる。

図 3.9 に、同じく二種類の外力のもとでのプラズマ合体時の電流シートおよび X ポイントの径方向位置の時間変化、合体率 α の時間変化を示す。図上段においては、X ポイントの時間変化を破線で、電流シート内の電流密度極大の地点を実線で表しており、上下方向の矢印によって電流シートの径方向の長さを示している。外力の小さい場合 (図 3.9(b)) においては、電流シート内の電流密度極大の地点はほぼ X ポイントの位置に一致しており、磁気リコネクション期間を通じて X ポイントは常に電流シートの内部に位置している。プラズマ合体率の傾きも一様に小さく、低速な磁気リコネクションが進行していることがわかる。

ところが、外力の大きい場合 (図 3.9(a)) においては、形成された電流シートは $t = 43\mu\text{sec}$ 以前にはほぼ X ポイントを中心として分布しているが、 $t = 44\mu\text{sec}$ 付近から電流密度極大の位置が径方向内側にむかって移動し始めているのがわかる。 $t = 45\mu\text{sec}$ においては電流シートは X ポイントから完全に放出されてしまっている。このため磁気リコネクションそのものは電流シートの減衰とは無関係に進行し、 $t = 47\mu\text{sec}$ においては、電流シートは未だ存在しているにもかかわらず合体率 α が 100% に達しており、プラズマ合体自体は終了してしまっている。

このような電流シート放出現象の発生と同時に磁気リコネクションの速度の増大が観測されている。プラズマ合体率の時間変化 (図 3.9(a) 下段) においては、 $t = 43\mu\text{sec}$ 付近に変曲点が存在しており、プラズマ合体の成長率が急激に増加していることがわかる。これはちょうど電流シートの放出が開始される時刻と一致しており、電流シートの大域的な運動として高速リコネクションが発生していると考えられる。

3.2.4 リコネクション電界のつり合いの検討

低密度放電においてプラズマを大きな外力によって押しつけた場合に発生する電流シート放出が、高速磁気リコネクションを引き起こすメカニズムについて、定量的に検証する。拡張されたオームの法則 $E = \eta j - v \times B$ を磁気リコネクション発生中の上流側にて記すと、電流シート (拡散領域) 以外ではプラズマの抵抗率は十分小さいため、そのトロイダル方向成分は

$$E_t = -u_{in} B_{//} \quad (3.1)$$

と表される。このようにリコネクション電界はつながりかわる磁界と流入速度の積として表されることから、リコネクション速度の指標として用いられることもある。また、定常な電流シート内においては、X ポイントでのプラズマの流速はゼロであるため、

$$E_t = \eta j_t \quad (3.2)$$

と表され、電流シートの境界にて電界のトロイダル方向成分は保存されるため、これら二式の右辺が等しいとおくことによって、

$$E_t = -u_{in} B_{//} = \eta j_t \quad (3.3)$$

という形でリコネクション電界が表されることになる。

これに対して本実験のように磁気リコネクションの期間中に電流シートが移動する場合には、電流シート内部においても $v \times B$ 項が無視できなくなる。電流シートが径方向に移動する場合には、電流シート内部の電界は

$$E_t = \eta j_t - (v \times B)_t = \eta j_t + v_r B_z \quad (3.4)$$

Poloidal flux surfaces Ψ (contour spacing : 0.5mWb)
 Toroidal current density j_t (-0.5MA/m^2 to 0.5MA/m^2)

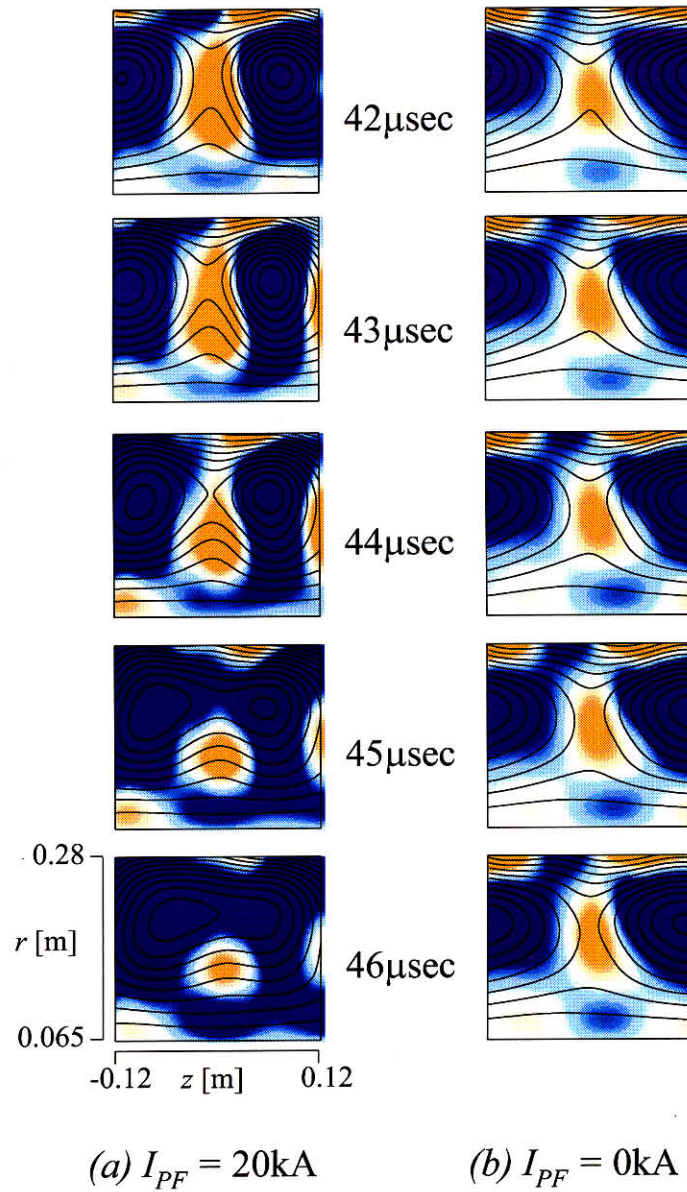


図 3.8: Time evolutions of poloidal flux surfaces Ψ (contour spacing: 0.5[mWb]) and toroidal current densities j_t of merging plasmas ($n_e = 1.0 \times 10^{20}[\text{m}^{-3}]$) with different external force: (a) $I_{PF} = 20\text{kA}$, and (b) $I_{PF} = 0\text{kA}$.

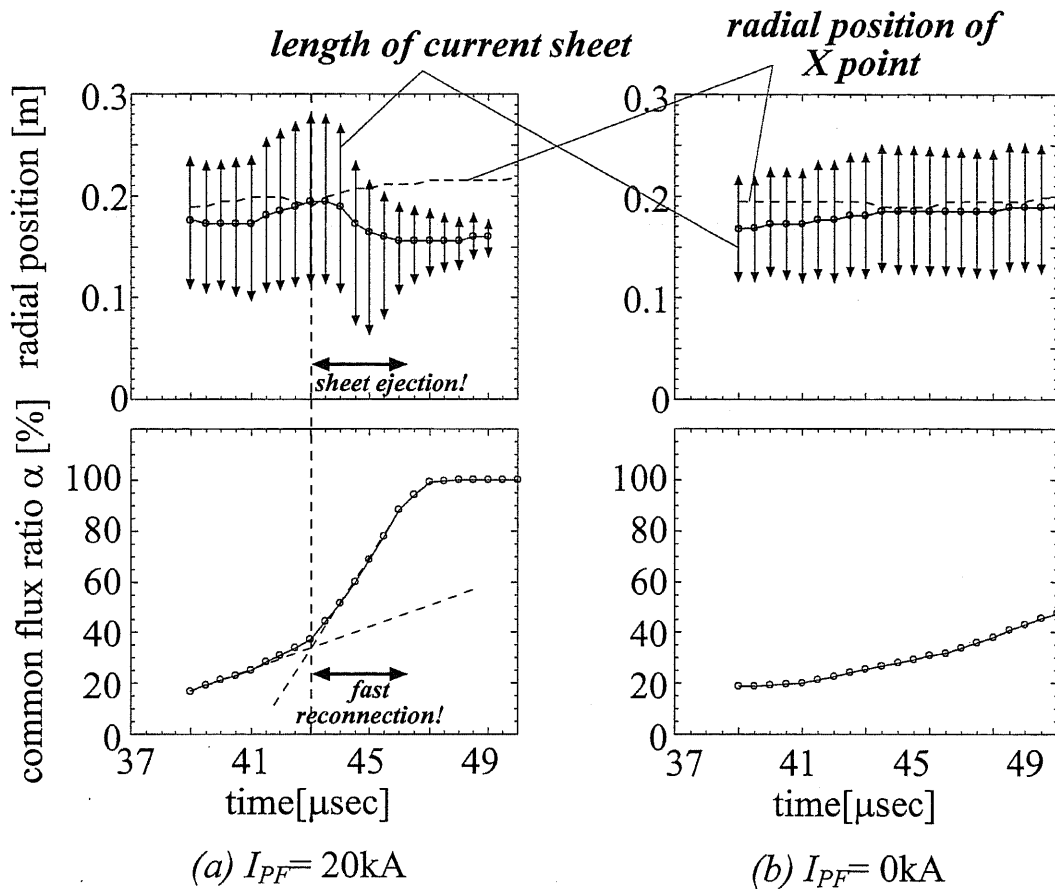


図 3.9: Time evolutions of radial position of X-point (dashed line) and current sheet (solid line with peak position shown by circle, length by two arrows), and common flux ratio α for merging plasmas with high- B_X , low density and different external force: (a) $I_{PF} = 20\text{kA}$, (b) $I_{PF} = 0\text{kA}$.

と表すことができる。これは、電流シートの移動がリコネクション電界を増加させる向きに働くことを意味しており、言い方を換えれば抵抗率の増大(異常抵抗)なしに高速な磁気リコネクションを発生させる可能性を持っていることになる。

図 3.10 に、外力の大きい場合(電流シート放出の起こっている場合)と外力の小さい場合についての式(3.1)の各成分の時間変化の様子を示す。ここで、 $E_t = -\frac{1}{2\pi r} \frac{d\psi_{com}}{dt}$ として計算しており、 $v_r \times B_z$ 項は電流シート内の電流密度極大位置の移動速度および横切るポロイダル磁界から算出している。また、抵抗成分としては古典抵抗 $\eta_{sp} = 5.2 \times 10^{-5} \frac{Z \ln \Lambda}{T_e^{3/2} [\text{eV}]} [\Omega\text{m}]$ のみを考慮しており、実効電荷数 $Z = 2$ 、クーロン対数 $\ln \Lambda = 15$ 、 $T_e = 10\text{eV}$ と仮定した場合の古典抵抗率を用いて $\eta_{sp} j_t$ の時間変化をプロットしてある。外力が小さく、電流シート放出現象の起こっていない場合(図 3.10(b))においては、リコネクション電界は最大でも $150[\text{V/m}]$ 程度の値ではほぼ定常となっており、このリコネクション電界の大きさは古典抵抗の値を用いて計算したプラズマ電流による電界の大きさにほぼ一致していることがわかる。この場合には電流シートの大域的な運動は発生しておらず、ローレンツ電界はほぼゼロとなっており、高 X ライン方向磁界および弱い外部駆動力のもとでは、磁気リコネクションはほぼ古典的な理論で予測される程度の速度で進行することがわかる。

これに対して外力が大きく、電流シート放出の発生する場合(図 3.10(a))には、 $400[\text{V/m}]$ を越える高いリコネクション電界が生じており、高速リコネクションが発生していることがわかる。そして、古典抵抗の値

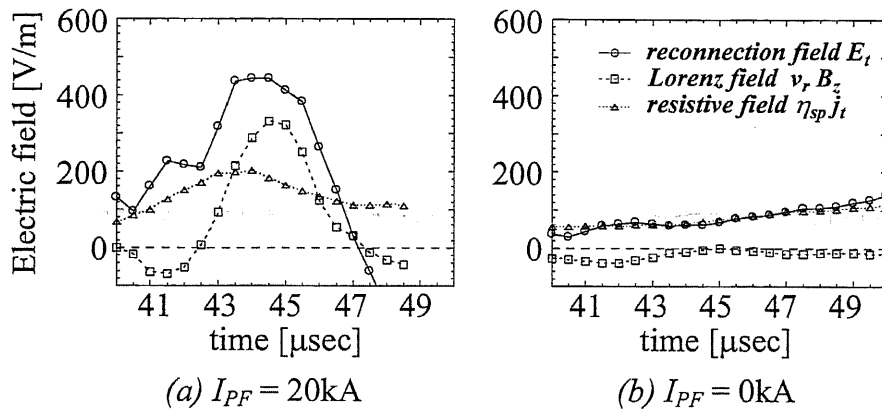


図 3.10: Time evolutions of reconnecting field E_t (circle), Lorentz field $v_r B_z$ (rectangle) and resistive field $\eta_{sp} j_t$ (triangle) for merging plasmas with high- B_x , low density and different external force: (a) $I_{PF} = 20\text{kA}$, (b) $I_{PF} = 0\text{kA}$.

から算出した $\eta_{sp} j_t$ 成分はこのリコネクション電界の半分以下の値にすぎず、リコネクション電界の半分以上を電流シート放出にともなうローレンツ電界 $v_r B_z$ が担っていることがわかる。

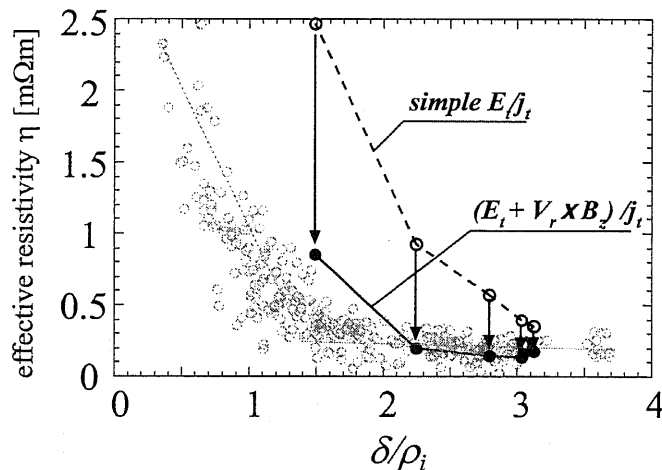


図 3.11: Simple effective resistivity $\eta = E_t/j_t$ and generalized effective resistivity $\eta = (E_t - v_r B_z)/j_t$ as functions of δ/ρ_i (plotted over fig. 2.10(a)).

今回の電流シート放出による高速磁気リコネクションにおける実効抵抗率 η を、イオンラーマー半径で規格化した電流シート幅 δ/ρ_i を横軸にプロットしたものを図 3.11 に示す。比較のために第 2 章にて示した図 2.10(a) の結果を重ねて表示する。電流シートの放出に伴うローレンツ電界の効果を考慮せずに、単純に $\eta = E_t/j_t$ として計算した実効抵抗率 (赤線) は高密度放電において得られた抵抗率の特性と大きく食い違っていることがわかる。

これに対して、ローレンツ電界項を考慮して算出した実効抵抗率 $\eta = (E_t + v_r B_z)/j_t$ は、高密度放電における結果と非常によく一致しており、本実験においては異常抵抗が発生することなしに電流シートの放出という大域的な不安定性として高速リコネクションが実現されていることが明らかになった。

3.3 電流シート放出による高速リコネクション現象のまとめ

本章では、低密度、高 X ライン方向磁界という条件のもとで、強い外力で磁気リコネクションを駆動した場合に観測される高速リコネクション機構についての実験的検証を行った。

低密度放電においては、イオンの粒子運動効果による異常抵抗がもたらす磁気リコネクション高速化という観点では磁気リコネクション速度が低下するはずの、高い X ライン方向磁界領域においても非常に高速な磁気リコネクション現象が発生している。この高速リコネクションにおいては電流シートの X ポイントからの放出現象が観測され、電流シートの大域的な不安定性として高速なりコネクションが実現されていることを示している。

低密度、高 X ライン方向磁界の条件のもとで大きい外力によって磁気リコネクションを駆動することによって電離シートは径方向内側に向かって X ポイントから押し出され、同時に磁気リコネクション速度の増加が観測されている。このような電流シート放出に伴う高速リコネクションにおいては、大きなリコネクション電界の過半は電流シートの運動によるローレンツ電界 $v_r B_z$ によって担われており、電流シート内部のプラズマ実効抵抗率はほぼ古典抵抗の値に一致することが明らかになった。

第4章 磁気リコネクションにともなうイオン加熱効果の検証

4.1 磁気リコネクションにともなうプラズマ加熱

磁気リコネクション現象の持つ特徴の一つとして、プラズマ加熱効果が挙げられる。磁気リコネクションにおいてはプラズマの持つ磁気エネルギーが解放されてプラズマの運動エネルギーへと変換されており、理論的な見積りでは、Xポイントからのプラズマ流出速度は上流側でのアルフベン速度に達すると考えられている。加速されたプラズマ粒子の運動エネルギーが熱化することによって最終的にはプラズマの加熱が発生する。

太陽フレア観測においては、つなぎかわった磁力線がXポイントから流出する際にプラズマ中の音速を越えるために発生する速いモードの衝撃波 (fast mode shock) によってプラズマ加熱が発生しているというモデルが提案されており、太陽観測衛星「ようこう」における硬/軟X線観測によって観測された温度分布をよく説明することができる [30]。このほか、Xポイントへのプラズマ流入速度が音速を超過する場合には、遅いモードの衝撃波 (slow mode shock) によってプラズマ加熱が発生すると考えられており、GEOTAIL 衛星による地球磁気圏尾部の観測において、遅いモードの衝撃波の発生とプラズマ加熱が確認されている。

核融合研究においては、オーミック加熱されたRFPプラズマにおいてイオン温度が電子温度に比べて高くなるというイオン異常加熱現象の存在が知られており [31]、その原因として磁気揺動による磁気リコネクション現象の発生およびリコネクションによって加速されたイオン運動エネルギーの粘性による熱化といった機構が考えられている [32, 33, 34]。

磁気リコネクションによるプラズマ加熱パワーとしては、TS-3装置のような小型実験 (蓄積エネルギーが200J程度) においても10MWを越える大きな加熱パワーが実現されている [15]。数~10MJもの蓄積エネルギーを有するJT-60UやJETといった大型トカマク装置における各種加熱装置 (NBI、RF等) の総出力が数十~100MW程度であることを考慮すると、磁気リコネクションによる加熱パワーが非常に大きいものであることがわかる。この大きな加熱パワーをプラズマ閉じ込め配位の加熱源として応用することができれば、高温プラズマを極めて容易に実現できる可能性がある。

本研究ではプラズマ合体という手法によって様々な条件下での磁気リコネクション現象を発生させることが可能であり、それに伴うプラズマ加熱現象を閉じ込め配位の初期加熱に応用することを考える。

磁気リコネクションにおいてXポイントに流入したプラズマは、つなぎかわった磁力線とともに拡散領域から流出する。このとき、磁力線のつなぎかわりによって解放される磁気エネルギーはこのXポイントから流出するプラズマの運動エネルギーへと転換される。

図4.1に示すように、つなぎかわった磁力線はその張力によってアルフベン速度に加速されてXポイントから脱出する。拡散領域でひとたび破れた磁束凍結状態が復元されると、プラズマの粒子も磁力線にとらわれてアルフベン速度程度で流出することになる。磁気エネルギーの一部は電流シートにおける抵抗拡散によって電子の熱エネルギーへと転換されるが、大部分はプラズマの運動エネルギーへと変換されることになる。Xポイントからの高速流出プラズマの熱化機構としてはクーロン衝突や粘性、ショック等が考えられるが、いずれの機構においても、主にイオンのみが加熱されるであろうことが推測できる。

Xポイントからの流出プラズマにおいてはイオンと電子とが同じ速度に加速されていることを考えると、磁気リコネクションによって解放されるエネルギーのほとんど全てはイオンの運動エネルギーに向かうこと

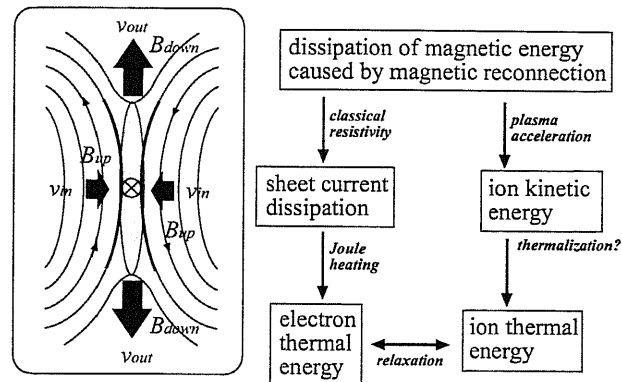


図 4.1: Schematic viewgraph of energy flow during magnetic reconnection.

になる。このため、例えば衝突によるエネルギー緩和においては、短い時間スケールで進行するイオン-イオン間の衝突が支配的となる。また、粘性についてもイオンの粘性は電子粘性に比べてはるかに大きく、運動エネルギーの散逸はイオン粘性によるものが支配的となる。すなわち、磁気リコネクション現象のように加熱源がプラズマの運動である場合には、熱の大部分はイオンにおいて発生するものと考えられる [35]。結果としてプラズマ合体においてはイオンは電子を介さずに直接加熱されることになり、電流シートにおける抵抗散逸等の電子加熱機構を除けば、磁気リコネクションによるプラズマ加熱効果は主にイオンに現れることになる [13]。

磁気リコネクションによる磁気エネルギー解放の速さ (dW_{mag}/dt) は磁気リコネクションの速度に比例するので、高い加熱パワーを得るためには磁気リコネクションが高速に進行することが必要不可欠である。また、Xポイントから流出するイオンの運動エネルギーを熱エネルギーへと効率的に変換する熱化機構の存在、さらに加熱によって増加したプラズマ熱圧力を閉じ込め得る磁気配位の形成という3つの条件が満たされてはじめて、プラズマ合体の配位初期加熱への応用の可能性が示されることになる。本章においては、特にイオンの熱エネルギーへの熱化機構に関する検討を行う。

4.2 イオンの粒子運動効果による高速リコネクション領域でのイオン加熱

4.2.1 プラズマ合体実験におけるイオン温度計測

図 4.3 に、 $B_x/B_{//}$ 1.0 の条件下でのプラズマ合体の前後でのイオン温度の径方向分布を示す。ここでイオ

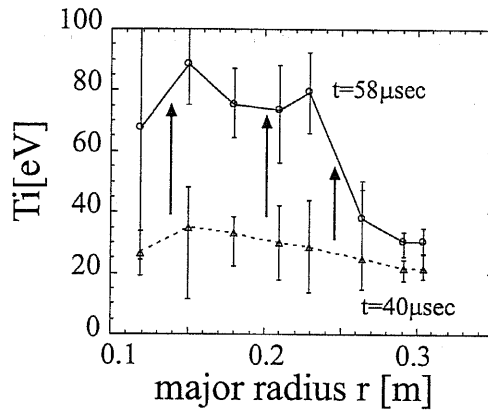


図 4.2: Radial profiles of ion temperature before and after plasma merging with $B_x/B_{//} = 1.0$.

ン温度は H_β 線のドップラー広がりより算出しており、アーベル変換を行うことによって、各地点の局所的な温度分布を求めている。 $t = 40 \mu\text{sec}$ においては最大 30eV 程度にすぎないイオン温度が、磁気リコネクション終了後の $t = 58 \mu\text{sec}$ においては最大 80eV 程度にまで加熱されていることがわかる。ラングミュアプローブを用いた計測においては電子温度の有意な上昇は観測されておらず、本実験におけるイオン加熱が電子を介さない選択的な現象であることを示唆している。

図 4.3 に、各 $B_x/B_{//}$ の下での X ポイント (プラズマ合体終了後は磁気軸) におけるイオン温度の時間変化の様子を示す。

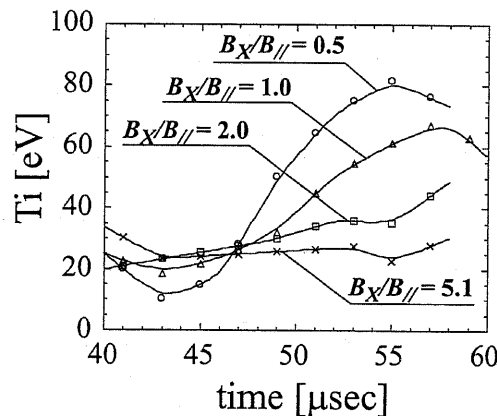


図 4.3: Time evolution of ion temperature around the X-point(magnetic axis).

$B_x/B_{//} = 0.5$ ないし 1 における高速リコネクション発生時にはイオン温度の上昇も大きく、初期状態では 20eV 程度であるイオン温度がプラズマ合体によって 80eV 程度にまで加熱されていることがわかる。このイオン加熱効果は、 $B_x/B_{//}$ の増加に伴ってイオン加熱効果は次第に減少し、特に q 値の高い球状トカマク

合体時においては、ほとんどイオン加熱効果が見られなくなってしまう。

各 $B_X/B_{//}$ におけるイオン加熱によって増加するプラズマの熱エネルギーおよび加熱パワーの見積りの比較を表4.1に示す。ここでプラズマの持つ全熱エネルギーは $W = \frac{1}{2}P_0V$ なる近似式にて表すこととし [15]、 $10\mu\text{sec}$ 間のイオン温度上昇による熱エネルギーの増加から加熱パワーを見積もっている。ただし、 $P_0 = n_{e0}\kappa(T_{e0}+T_{i0})$ は磁気軸におけるプラズマ熱圧力であり、 V はセパトロクス体積を表している。電子密度および電子温度はラングミュアプローブによって測定しており、磁気軸における値は $n_{e0} \sim 2.5 \times 10^{20}[\text{m}^{-3}]$ 、 $T_{e0} \sim 10\text{eV}$ 程度で X ライン方向磁界の大きさにはよらず磁気リコネクションの前後においてもほぼ一定の値となっている。

表 4.1: Comparison of plasma heating effect by magnetic reconnection with various guide field B_X .

| $B_X/B_{//}$ | T_i increment | thermal energy increment | ion heating power | current sheet dissipation |
|--------------|-----------------|---------------------------|-------------------|---------------------------|
| 0.5 | 70eV | 128J / $10\mu\text{sec}$ | 12.8MW | 1.35MW |
| 1.0 | 45eV | 79.3J / $10\mu\text{sec}$ | 7.9MW | 0.95MW |
| 2.0 | 20eV | 32.8J / $10\mu\text{sec}$ | 3.3MW | 0.54MW |
| 5.1 | 5eV | 4.9J / $10\mu\text{sec}$ | 0.5MW | 0.68MW |

単独で生成したコンパクトトーラスの持つポロイダル磁気エネルギーはおおよそ $100 \sim 150\text{J}$ 程度であることから、同極性プラズマ合体時の磁気リコネクションにおいては、プラズマのポロイダル磁界の持つエネルギーが解放されて熱エネルギーへと転化しているものと考えられる。

表中には同時に、それぞれのプラズマ合体時に観測される電流シートの減衰に伴う加熱効果 $P_{sheet} = \int \eta j^2 dV$ の値を示す。電流シートの減衰の速い $B_X/B_{//} = 0.5$ の場合においても電流シート減衰に伴う発熱は 1.35MW と全体の加熱パワーの $1/10$ 程度にすぎず、磁気リコネクションによって解放される磁気エネルギーの大部分は、電流シートの減衰以外の熱化機構によってプラズマの熱エネルギーへと転換されているものと考えられる。

4.2.2 イオン粘性による加熱効果の検討

磁気リコネクションにおいて発生すると考えられるイオン熱化機構としては、静電界による影響 [26]、圧縮の効果 [24] 等を始めさまざまな効果が考えられるが、本研究では、高速リコネクション発生時の大きなイオン加熱効果を説明する候補の一つとして、グローバルなプラズマ流の持つ運動エネルギーのイオン粘性による熱化機構を取り上げて定量的評価を行う。実験結果においては $B_X/B_{//}$ が小さくなるにつれてイオン加熱効果が大きくなるという傾向が確認されており、X ポイントからの高速流出イオンの熱化機構との候補としてイオン粘性の効果が有力であると考えられる。

イオン粘性による運動エネルギーの散逸は

$$\begin{aligned}
 P &= \int \mathbf{v} \cdot \text{div} \Pi dV \\
 &= \int (\eta_D (\text{div} \mathbf{v})^2 + \eta_R (\text{rot} \mathbf{v})^2) dV
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

のように表される [32]。ここで Π は応力テンソル、 \mathbf{v} はイオン流速、 η_R 、 η_D はそれぞれ

$$\eta_R = 0.3n_i T_i / (\omega_{ci}^2 \tau_{ii})
 \tag{4.2}$$

$$\eta_D = (1 + (\omega_{ci} \tau_{ii})^2) \eta_R
 \tag{4.3}$$

と定義される粘性率であり、 η_R はシアーによる粘性効果を、 η_D は圧縮による粘性効果をそれぞれ表している。なお、 ω_{ci} はイオンのサイクロトロン角周波数、 τ_{ii} はイオン-イオン間の衝突時定数である。

第4章 磁気リコネクションにともなうイオン加熱効果の検証

式 4.1 を用いてイオン粘性による加熱パワーを試算する。具体的な算出の手順を以下に示す。

1. マッププローブ計測によるイオン流速分布から、 $(\text{rot}v)^2$ および $(\text{div}v)^2$ の空間分布を算出する。
2. 磁気プローブ計測による $|B|$ 分布から、 η_R 、 η_D の空間分布を算出する。但し T_i および n_i は空間的に一定と仮定する。
3. 1、2 の積を各地点において求め、体積積分を行うことによって加熱パワーを算出する。

η の算出において磁界強度分布のみを考慮しているのは、X 点近辺における磁界の空間変動が大きいことおよび本研究のパラメータ領域においては粘性率 η が磁界強度に対して敏感であることが理由である。イオン温度、密度に関しては $T_i = 20\text{eV}$ 、 $n_i = 2.5 \times 10^{20}[\text{m}^{-3}]$ なる代表値を用いることにする。加熱パワーの計算は、X 点を中心として軸方向に 7.5cm、径方向に 20cm の長方形領域内で行った。

イオン流速の空間変化量を見積もるために、マッププローブを用いてイオン流速分布測定を行った。マッププローブとは平板型静電プローブを二組背中合わせに配置したような形状をしており、二つのプローブに流れるイオン飽和電流の比からその地点でのイオン流速を音速に対するマッハ数として計測するものであり、局所的なイオン流速を測定する場合に有用である。しかしながら、装置制約上多地点の同時観測は困難であり、プラズマの再現性を仮定して複数の放電のデータから流速分布を再構成する必要がでてくる。 $B_X/B_{//}$ の小さい高速リコネクション領域においては放電ごとのばらつきが大きく、流速の空間変化を測定することは極めて困難である。そこで本研究においては、強い X ライン方向磁界の存在下でのプラズマ合体時のイオン流速分布を測定し、X ライン方向磁界の小さい場合には、速度の絶対値のみを変化させた形の数値分布が形成されているものと仮定する。

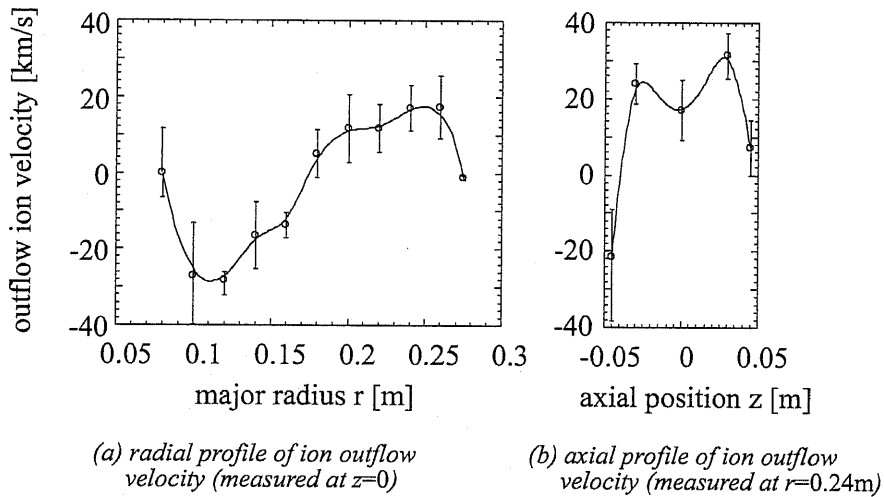


図 4.4: Radial and axial profiles of ion outflow velocity.

例として図 4.4 に、 $B_X/B_{//} = 5.1$ におけるプラズマ合体時の径方向イオン流速の分布を示す。これによると、イオン流出速度は主に軸方向に大きな勾配を有しており、シアーによる粘性効果が支配的であることが予想できる。ミッドプレーン上の $r = 22\text{cm}$ の地点におけるイオン流出速度の X ライン方向磁界依存性を図 4.5 に示す。 $B_X/B_{//} < 2$ の領域では、X ライン方向磁界の減少にともなって X 点からのイオン流出速度が増大する傾向を示しており、高速リコネクション発生によるプラズマ加速が発生していることを示唆している。

以上に示すような流速のデータおよび磁界データから算出したイオン粘性による加熱パワーの時間変化を図 4.6 に示す。ここではトータルの加熱パワー $P = P_R + P_D$ の時間変化を示しており、X ライン方向磁界の小さい高速リコネクション発生時には瞬間的には 20MW を越える大きなプラズマ加熱パワーが発生している

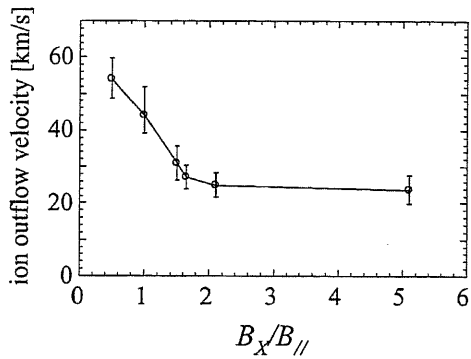


図 4.5: Ion outflow velocity as a function of $B_x/B_{//}$.

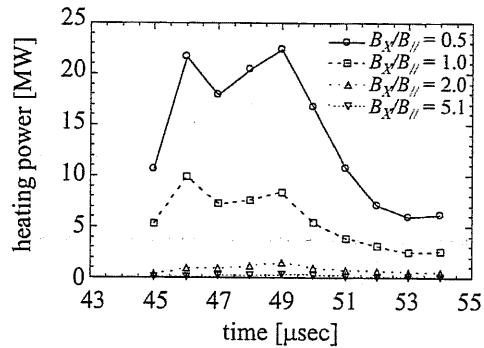


図 4.6: Time evolution of heating power by ion viscosity for four different $B_x/B_{//}$.

ことがわかる。各 $B_x/B_{//}$ における $10\mu\text{sec}$ 間の平均加熱パワーの X ライン方向磁界に対する依存性を図 4.7 に示す。イオン粘性を考慮して算出したイオン加熱パワーは実験結果とオーダ的に一致しており、ともに X ライン方向磁界の増加にともなって減少する傾向を示していることから、磁気リコネクションによるイオン加熱機構としてはイオン粘性の寄与が支配的であると考えられる。 $B_x/B_{//}$ の大きい場合には、イオン粘性から見積もられる加熱パワーは実験値に比べてやや小さい値となっており、強い磁界の存在下では粘性以外の熱化機構の効果が発現している可能性がある。

結論としては、本実験において観測される X ライン方向磁界の小さい場合に発生する顕著なイオン加熱効果に関しては、イオン粘性による熱化機構が支配的な影響を及ぼしているものと考えられる。

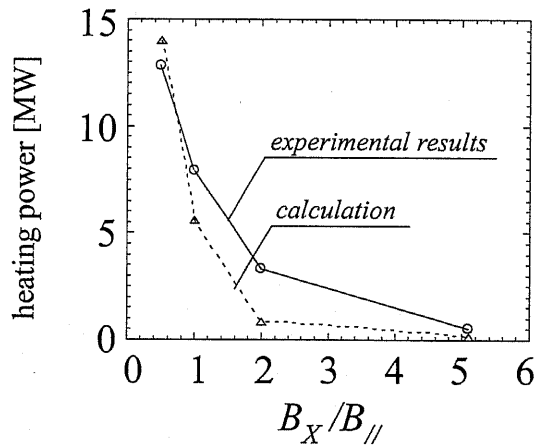


図 4.7: Experimentally observed and calculated ion heating power averaged in the plasma merging period.

4.3 電流シート放出による高速リコネクションにおけるイオン加熱現象

4.3.1 ヘリウム放電における電流シート放出現象とイオン温度計測結果

電流シート放出の発生による高速磁気リコネクションにおけるイオン加熱現象について検討する。電流シート放出は高い B_X のもとで発生しているため、イオン加熱が顕著であれば高い安全係数 q 値による良好な閉じ込め性能と高いベータ値とを兼ね備えた配位が期待できる。

前節と同様に H_β 線のドップラー広がりによるイオン温度計測を試みたが、光量がきわめて少なく、有意なドップラー広がりの検出ができなかった。これはプラズマ中心部において水素がほぼ完全電離しているために、原子状態の水素がほとんど存在していないことに起因していると考えられる。

観測する現象の時定数が十分に長い場合には、不純物イオンの発光スペクトルから水素イオン温度を計測するという手法が考えられるが、本実験で扱っているような数 μsec 程度の時間スケールは水素イオンと不純物イオンとのエネルギー交換時間に比較して遥かに短く、また発光強度も多くを望めないことから不純物ラインを用いてのイオン温度測定も適用不可能と考えられる。

そこで本研究では、水素のかわりにヘリウムを用いてプラズマを生成することによって、低密度、高 X ライン方向磁界という条件下でのイオン温度計測を行うことにする。ヘリウムを用いた場合には、一価のヘリウムイオンの発光スペクトル HeII のラインを用いることによって、電離度の非常に高いプラズマにおいてもイオン温度計測が可能となる。

このようにプラズマ種を変更した場合には、電離エネルギー、イオンの質量数、電価数等の違いによって発生する物理現象が全く異なってくる可能性がある。事実、高密度での放電時にはヘリウムを用いた場合に生成されるプラズマの持つ磁気エネルギーは水素を用いた場合のそれに比べて大幅に減少してしまっており、これはヘリウムの電離エネルギーが水素のそれに比べて大きく、電源から注入するエネルギーのより多くの部分を消費してしまうためと考えられる。

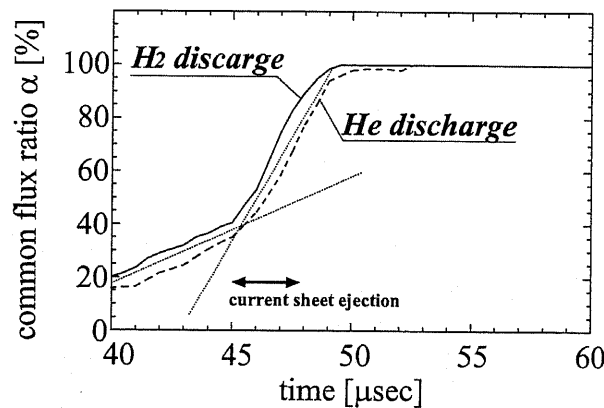


図 4.8: Time evolution of common flux ratio α in H or He discharge plasma merging with current sheet ejection.

これに対して低密度放電においては、水素を用いた場合とヘリウムを用いた場合とで生成されるプラズマに有意な差は見られなかった。これは封入ガス圧が小さく、また強い X ライン方向磁界のもとで電極放電を行っているため、ブレークダウンに必要なエネルギーが少なくなり、水素/ヘリウムのいずれにおいてもほぼ完全な電離が起こっているものと考えられる。電流シート放出現象に関しても水素、ヘリウム双方のプラズマで同様に観測されており、これは電流シート放出がイオン種によらずに発生していることを示唆している。図 4.8 に、水素/ヘリウムそれぞれを用いた場合の低密度、高 X ライン磁界の条件下でのプラズマ合体率 $\alpha = \Psi_{com} / \min(\Psi_1, \Psi_2)$ の時間変化を示す。水素/ヘリウム双方のプラズマで合体率の時間変化は極めて

類似しており、ともに合体進行中に電流シート放出現象の発生が観測されている。すなわち、電流シート放出とそれに伴って発生する高速磁気リコネクション現象に関してはプラズマ種の違いによる有意な差異は認められず、ヘリウムを用いることによってイオン加熱効果の評価が可能であると考えられる。

4.3.2 イオン加熱効果の検討

図 4.9 にヘリウム放電における電流シート放出を伴うリコネクション発生時のイオン温度の時間変化を示す。本実験では HeII(468.6nm) のラインを用いてイオン温度測定を行っており、中心部においても HeII のラインが発光していることを確認している。実験結果から、電流シート放出にともなう高速リコネクション発生時には、イオン温度の上昇はほとんどみられないことが明らかになった。25eV 程度の初期イオン温度が、合体後の $t = 55\mu\text{sec}$ において 30eV 程度に上昇したのみで、加熱効果はほとんど現れていない。この結果から加熱パワーを算出すると、およそ 0.15MW 程度となる。プラズマの密度が低いため加熱パワーとしては非常に小さい値となり、前述した粒子運動効果による高速リコネクション発生時に観測される最大加熱パワーの 1~2% 程度に過ぎないことがわかる。

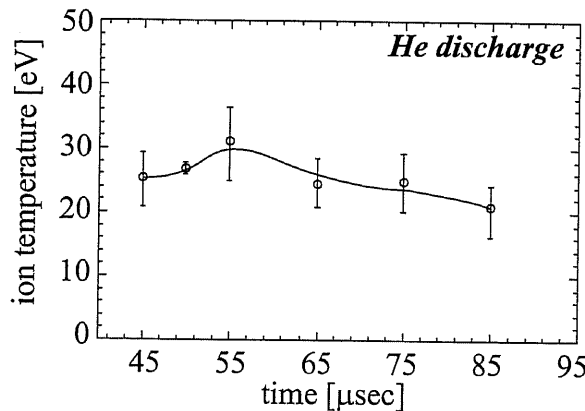


図 4.9: Time evolution of ion temperature in He discharge plasma merging with current sheet ejection.

このように、電流シート放出による高速リコネクションが発生しているにも関わらず、加熱効果がほとんど観測されないという実験結果は、イオン粘性による熱化機構から予測されるものである。図 4.10 に、粘性率の磁界強度依存性を示す。磁界強度の増加にともなって粘性率、特に速度シアに関する粘性率 η_R が著しく低下していることがわかる。本実験においては $|B| \sim 0.7\text{kG}$ 程度に相当し、 $B_x/B_{||} \sim 0.5$ に相当する $|B| = 0.1\text{kG}$ の場合の約 1/100 の粘性率 η_R の値となっている。このため強い X ライン方向磁界のもとでの高 q トカマク同士の合体の際には、粘性によるイオン加熱効果はほとんど現れなくなることが予想される。

また、本実験のような低密度放電においては粘性率がさらに低下することから、結果として電流シート放出による高速磁気リコネクション発生時にはイオン温度の上昇がほとんど観測されなくなっているものと考えられ、磁気閉じ込めプラズマの加熱手段としては効果的ではないと結論づけられる。

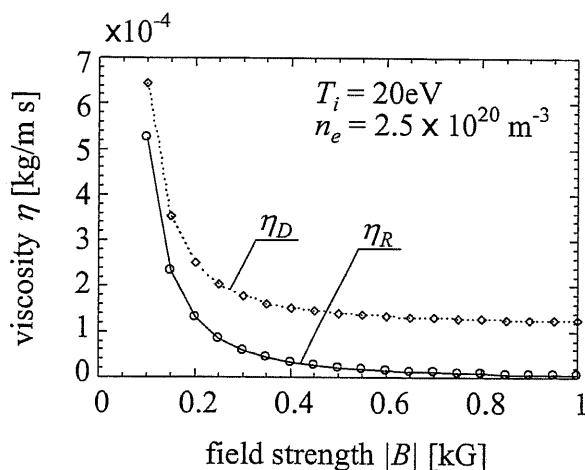


図 4.10: Viscosity η as a function of field strength $|B|$.

4.4 磁気リコネクションにおけるイオン加熱効果のまとめ

プラズマ合体における磁気リコネクションを介して、10MWを越える大パワーのイオン加熱が発生していることが確認された。実験においては、イオン加熱パワーはXライン方向磁界 $B_x/B_{||}$ の増加にともなって急激に減少しており、その熱化機構としてはイオン粘性が有力であると考えられる。

Xポイントからのイオンの流出速度分布から粘性による加熱パワーの試算を行った。その結果、加熱パワーの値そのものに関しては数倍程度の誤差を持つものの、実験で観測されているような加熱パワーの磁界強度依存性が確認された。

イオン粘性効果から算出される加熱効果は実験結果と同じオーダーとなり、また磁界強度に対する依存性を良く説明できることから、本実験において観測されているイオン加熱においては粘性による熱化機構の存在が有力であると考えられる。

低密度、高Xライン方向磁界においては、強い外力の下で電流シート放出による高速磁気リコネクションが発生しており、磁気エネルギーはすみやかに解放されている一方でイオン加熱の効果はほとんど観測されておらず、実験において観測されている加熱パワーは0.15MW程度にすぎない。このため、核融合のためのプラズマ閉じ込め配位の初期加熱への応用を考えた場合、電流シート放出による高速リコネクションは有望とは言えず、イオンの粒子運動効果によって発生する高速リコネクションを応用することが加熱の点においては有力と考えられる。

第5章 プラズマ合体を用いた高ベータ閉じ込め配位の形成

5.1 核融合炉心プラズマとしての球状トカマクの可能性

核融合のための高温プラズマ閉じ込め方式は、磁気閉じ込め方式と慣性閉じ込め方式(レーザ核融合)とに大別することができる。磁気閉じ込め方式においては、1970年代以来日本、アメリカ、旧ソ連(ロシア)、EUなどで盛んに研究が行われてきたトカマク方式が主流となっている。このトカマク方式は、プラズマ配位の持つ軸対称性のために理論的、技術的取り扱いが単純であり、特に近年には臨界プラズマ条件が世界の三大トカマク装置(TFTR, JT-60, JET)において達成されるなど、目覚ましい成果をあげている。

これに対して、非軸対称の磁界分布を有するステラレータ配位(ヘリカル系)の研究も、ドイツや日本を中心に行われており、一昨年より運転を開始した文部省核融合科学研究所の大型ヘリカル装置(LHD)での実験成果が期待されている。

慣性核融合としては、大型レーザを用いたNIF計画や新方式の高速点火方式など、こちらも著しい進歩を遂げてはいるものの、炉工学的な課題を始めとしてさまざまな面で磁気閉じ込め方式に比べて遅れているのが現状である。

このように、現在の核融合開発においてはトカマク方式が最も研究が進んでいることは間違いないものの、原理的ないし実用的な面においていくつかの問題点を内包している。それは、トカマク方式は真空容器と鎖交するように大型のトロイダル磁界コイルを必要とするため、装置が複雑かつ大規模化してしまうという根源的な問題、そしてプラズマ閉じ込めに用いる磁界の効率が悪いという実用面での問題である。

5.1.1 磁気閉じ込め配位におけるベータ値

磁界によってプラズマを閉じ込める効率はベータ値という指標で表されることが多い。ベータ値は、プラズマ圧力と磁界の圧力との比を表し、この値が大きいほど小さな磁界で大きなプラズマ熱圧力を維持することのできる効率のよい配位となる。ベータ値の算出に関しては、プラズマ圧力については通常はセパトロリックス内の体積平均値を用いるが、磁気圧をどのように算定するかによって幾通りかの定義が存在する。単純に磁気圧のセパトロリックス内体積平均を用いる体積平均ベータ、セパトロリックス上での平均ポロイダル磁気圧を用いるポロイダルベータ、そしてトカマクプラズマにおいて一般的に用いられている定義である、幾何軸における外部トロイダル磁気圧を用いるトロイダルベータなどの定義がある。通常のトカマク装置においては、このベータ値が非常に小さく、高々数%に過ぎないことが知られている。

プラズマ閉じ込め配位におけるベータ限界は、バルーニングモードや圧力駆動型キンクモードなどの高ベータにおいて駆動される不安定性に対する安定限界によって決定されるものである。トカマクのベータ限界を評価する際によく用いられるのが、トロイオン係数 β_N である。これは、圧力駆動型キンクモードに対する安定性限界に対する改善度を表すものであり、

$$\beta \equiv \beta_N \frac{I_{plasma}}{aB_0} \quad (5.1)$$

のように定義される。ここで、 a はプラズマ小半径、 B_0 は幾何軸における真空磁界強度である。各種トカマク装置における実験の結果、トロイオン係数が $\beta_N = 3 \sim 3.5$ 程度に制限されていることがわかっている(図5.1

参照)[36]。

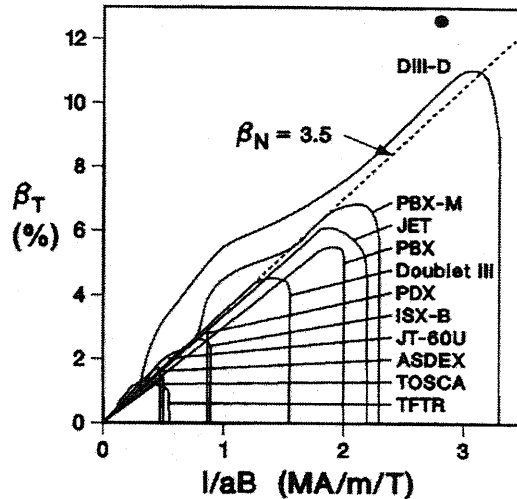


図 5.1: Comparison of experimentally observed beta limits and Toroyon scaling showing the operational envelopes for a number of tokamaks([36]).

従来型のトカマク装置のなかでは、DIII-D 装置において特にベータ値の高い放電が実現されている [37]。DIII-D 装置は大半径 1.6m の中型トカマク装置であり、プラズマの形状変化や電流、密度、温度分布等の制御による高性能化を目指した先進的な装置であり、高ベータプラズマを閉じ込めるのに適した D 型の断面形状の最適化を行うことによって 10% を越えるトロイダルベータ値を実現している。得られているベータ値は最大で $\beta \sim 12.6\%$ (トロイダル係数 $\beta_N = 3.3$) で、通常のトカマク装置としては最高の値となっている。また中心部付近でのセントラルベータ値は 44% もの高い値を示しており、プラズマの中心付近は後述する第二安定化領域に入っているものと考えられている。

5.1.2 低アスペクト比化による高ベータの実現

高いベータ値を得る方法として、近年注目を集めているのがトカマクの低アスペクト比化である。ここでアスペクト比 A はトーラスプラズマの大半径 R とその断面の半径 a との比であり、通常のトカマクにおいては 3 ~ 5 程度の大きさとなる。アスペクト比が 2 以下の領域において、プラズマの形状が球に近くなることから球状トカマク (Spherical tokamak) とよばれるこのような配位は、80 年代後半に Y.-K. M. Peng によって提案されている [38]。球状トカマクの特徴としては、

- 高いトロイダルベータ値が得られる
- ポロイダルベータ値はむしろ小さくなる
- 大きなプラズマ電流を流すことができる
- 外部コイルを多数用いること無しに縦長楕円形の断面形状をもつ (natural elongation)
- トロイダル磁界が強い常磁性を有する

などが挙げられ、簡素な炉構成ともあいまって実現性の高い核融合炉としての可能性を秘めている。

球状トカマクに関する実験研究は、英国 Culham 研究所の START 装置での良好な実験結果を受けて近年非常に盛んに行われるようになってきている。START 装置は、プラズマの大半径が 0.3 ~ 0.4m、アスペクト比 1.25 ~ 1.5 の球状トカマク装置である。実験開始当初はオーミック加熱によるプラズマの実験が主であったが、1996 年頃より開始された中性粒子ビーム入射 (NBI) 加熱によって最高で $\beta_t \sim 40\%$ もの高いベータ値が得られている [39]。

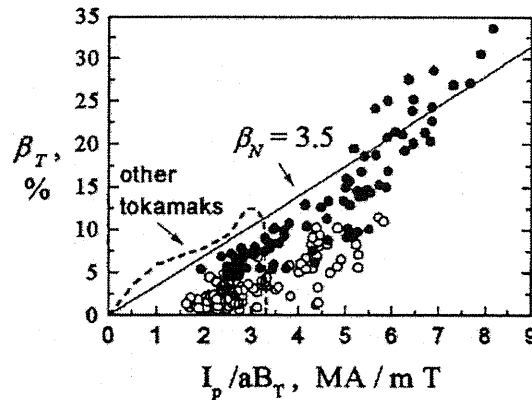


図 5.2: β_T vs I_p/aB_T in START; high- β operation limits for other tokamaks are shown for comparison([3]).

また、START 装置におけるエネルギー閉じ込め時間は 0.5 ~ 3.5msec に達しており、ITER97H-ELMy スケーリング則に良い一致を示していることから [40]、アスペクト比の大きい従来型トカマクに匹敵する閉じ込め性能を有している。

球状トカマク配位における課題の一つは効率的な電流駆動法の確立であるが、これについても CDX-U 装置における HHFW (High harmonic fast wave) による電流駆動や、HIT, HIT-II 装置におけるヘリシティー注入による電流駆動等、各地で実験研究が行われている。

また、1998 年から大型球状トカマク装置 NSTX が米国プリンストンプラズマ物理研究所にて運転を開始しており、1999 年末には計画されていた 1MA のプラズマ電流を達成している。間もなく本格運転を開始すると思われる英国 Culham 研究所の MAST 装置と並んで今後の球状トカマク研究の主流を為すものと期待されている。

5.1.3 高ベータトカマクにおけるバルーニングモード

トカマク装置における高ベータ配位実現の可能性として、バルーニング不安定性に対する第二安定化領域への移行が考えられる。バルーニング不安定性とは、プラズマ圧力の増大に伴ってトーラス外側の磁界の曲率の悪い領域で局所的に磁力線が膨らんでしまうことによって引き起こされる高いトロイダルモードの電磁流体力学的 (MHD) 不安定性である。このバルーニング不安定性の存在がトカマクプラズマのベータ値を制限する一因となっている。

バルーニングモードに関する不安定性は、シアパラメータ s および圧力勾配 α によって特徴づけられる。アスペクト比の大きいトカマクにおいては、シアパラメータと圧力勾配はそれぞれ

$$s = \frac{r}{q} \frac{dq}{dr}, \quad \alpha = -\frac{2\mu_0 R q^2}{B^2} \frac{dp}{dr} \quad (5.2)$$

と定義される。ここで、 q はプラズマの安全係数、 R は大半径、 B は磁界強度を表している。このように定

義される s - α 平面において、バルーニングモードの不安定性は例えば各磁気面について図 5.3(a) のように表される。

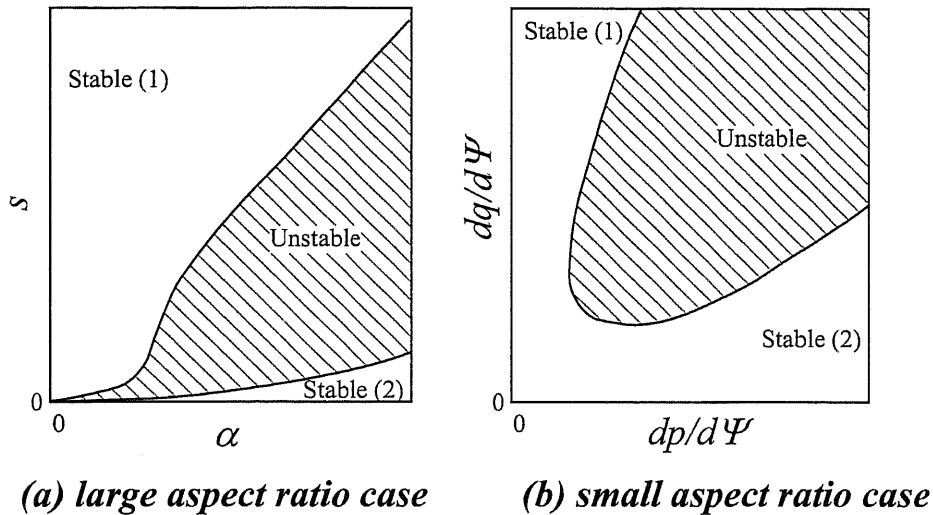


図 5.3: s - α diagram of ballooning mode for (a) conventional (large aspect ratio) tokamak [41] and (b) spherical tokamak.

通常のコマックは、このようなバルーニング不安定領域に対して左方の第一安定化領域と呼ばれる領域に存在している。このような領域では、大きな磁気シアアの存在によって電流駆動モードに対する良好な安定性が得られている反面、バルーニングモードに対する安定性を確保するために圧力勾配が小さく制限されてしまうため、配位のベータ値は小さなものになってしまう。

大アスペクト比のコマック装置において、バルーニングモードを観測した例としては、TFTRにおけるECE(電子サイクロトロン放射)計測がある[42, 43]。ここでは2%程度のベータ値にてバルーニングモードが発生し、プラズマ全体を破壊してしまう現象が報告されている。配位の崩壊の際にトロイダルモード数4~10程度の不安定性の成長が観測されており、通常観測されるキンクモードやテアリングモードに比べて高いモード数を有していること、プラズマの曲率の悪い部分(トロイダル磁界の弱い側)にてモードが強く現れていること、また理想MHDにおけるバルーニングモードの成長率と一致することなどから、発生している不安定性がバルーニングモードであると結論づけている。また、算出された圧力勾配からプラズマの平衡が第一安定化領域側の安定限界に達していたことがわかっている。

これに対して、バルーニング不安定領域の右下に存在する領域は第二安定化領域[44]と呼ばれ、非常にベータ値の高い閉じ込め配位が実現できるという予測がなされている。ビーン状の断面形状を有するコマック装置PBX-M(アスペクト比 $A \sim 5.5$)では、プラズマ断面形状の変化[45]や圧力分布および電流分布などの制御によって第二安定化領域内の配位形成が試みられており[46]、トロイダル係数 $\beta_N = 4.5$ なる高ベータ配位の形成に成功している。実験では不安定性を抑制するための導体シェルを用いており、端部での $q_{95} = 5$ 、中心部においては $q_0 = 0.7$ 程度のプラズマを中性粒子ビーム加熱(NBI加熱)を用いて生成・維持している。この放電にて得られた配位に関してバルーニング安定性解析が行われており、生成されたコマック配位は中心部では第一安定化領域内に存在しているものの、端部近くにおいては第二安定化領域と第一安定化領域との境界付近に位置するとの結果が得られている。

同様のバルーニング安定性解析は球状コマック配位に関しても行われている[47]。式(5.2)にて示したシアパラメータ、圧力勾配の定義式は大アスペクト比近似を行っているため球状コマックに適用するには不適切であるため、球状コマックにおいては磁気面関数としての安全係数 $q(\Psi)$ や圧力 $p(\Psi)$ の Ψ 微分をもって

シアパラメータ、圧力勾配としている [44]。

$$s = \frac{dq}{d\psi}, \quad \alpha = \frac{dp}{d\psi} \quad (5.3)$$

球状トカマクにおけるバーニング安定性解析において特筆すべきことは、図 5.3(b) のように第一、第二安定化領域がつながる傾向が見られることである。このことは、第一安定化領域内に存在している低ベータ球状トカマクを加熱し、 s - α ダイアグラム上で原点付近の狭い窓領域を通過して第二安定化領域内の高ベータ球状トカマク配位を形成できる可能性を示唆している。

しかしながら、このような s - α ダイアグラム上の狭い窓を通過させるにはシアおよび圧力勾配の精密なコントロール、言い替えればプラズマ内部の電流/圧力分布の制御が不可欠となり、現時点においては容易なことではないと考えられる。

5.2 プラズマ合体による高ベータ球状トカマク配位の形成

本章では、プラズマ合体による急速加熱を利用した超高ベータ球状トカマク生成実験について述べる。前節までの実験的検討から、磁気リコネクション現象およびそれに伴うイオン加熱効果は、つなぎかわる磁力線に垂直な磁界成分 (B_x) の小さい領域において最も顕著となることが明らかになった。すなわち、外部トロイダル磁界を印加しないスフェロマックプラズマの同極性合体 (高ベータスフェロマック配位の形成)、ないし異極性合体 (高ベータ FRC の生成) が、加熱効率という点ではもっとも優れていることになる。その半面でスフェロマックや FRC といったプラズマ配位は、トカマクに比べて閉じ込め性能の点で大きく劣っており、核融合炉の炉心プラズマとしての要求を満たせる段階には程遠いのが現状である。

逆に、プラズマの閉じ込め性能の優れたトカマク合体においては磁気リコネクションの成長速度は小さくなり、イオン加熱効果もほとんど見られなくなってしまう。低密度放電時にはトカマク合体においても高速な磁気リコネクションの発生が観測されているが、いずれにしてもイオン粘性による加熱効果の低下のためイオン温度上昇はほとんど発生しない。

このような実験結果を踏まえて、プラズマ合体による高いイオン加熱効果とトカマク配位の良好な閉じ込め性能とを両立させるために、外部トロイダル磁界の存在しない状態でスフェロマックの異極性合体により FRC を生成し、その後外部トロイダル磁界を急速に立ち上げることによってこれをトカマク配位へと遷移させるという手法を提案する。本手法においては、プラズマ合体による大きなイオン加熱効果を妨げることはなく、また合体後には外部トロイダル磁界の印加によってトカマク配位を形成することから、FRC 配位等に比べて優れたプラズマ閉じ込め性能を実現できるものと期待できる。本研究ではこの FRC プラズマからの超高ベータ球状トカマク配位形成について実験的な検討を行う。

5.2.1 合体生成 FRC を用いた高ベータ球状トカマク配位の形成

当研究室にて提案されている「スフェロマックプラズマの異極性合体による FRC 生成」は、従来のテータピンチ法に比べて、

- 低速生成のため高速コンデンサバンクが不要
- 高効率の配位形成
- 中心導体を設置できるので OH コイルによる電流駆動が可能

といった利点がある。本研究ではこのような手法で生成した FRC プラズマを OH (Ohmic Heating) コイルによって準定常維持し、外部トロイダル磁界コイルを急速に印加することによって高ベータ球状トカマク配位の形成を試みる。

高ベータ球状トカマク生成法

配位生成の手順を図 5.4 に示す。具体的には、

1. 定常な平衡磁界中に、互いに逆向きのトロイダル磁界を持つスフェロマックプラズマを 2 つ同時に生成する
2. 2 つのスフェロマックプラズマの合体により、トロイダル磁界が打ち消されて FRC プラズマが生成される
3. 合体に際して、磁気リコネクションを介して顕著なイオン加熱が発生する
4. プラズマの減衰を抑制するための OH コイル電流を立ち上げることによってプラズマを準定常に維持する
5. 中心導体電流を急速に印加しトカマク配位を形成する

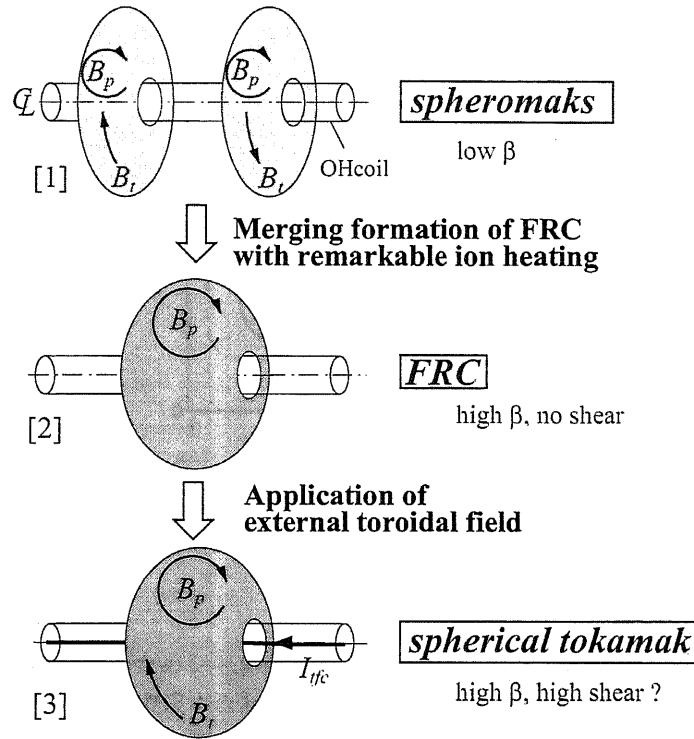


図 5.4: Basic idea of high- β spherical tokamak formation.

という一連の手順により、高ベータ FRC プラズマの生成および球状トカマク配位への遷移を行うものである。トカマクプラズマ生成における各コイルの放電波形を図 5.5 に示す。通常のとカマクでは図 5.5(a) のよう

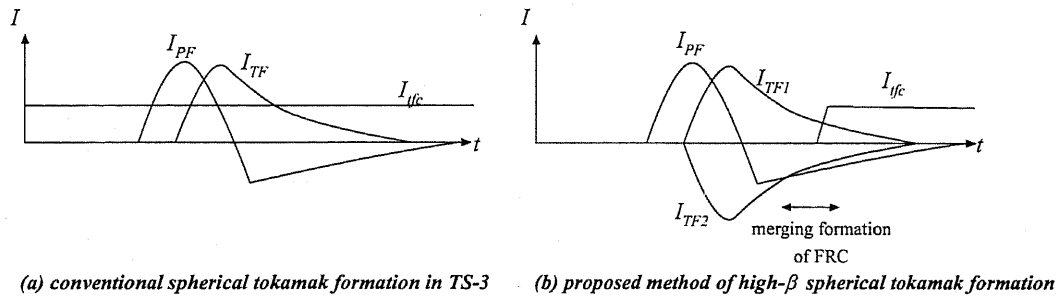


図 5.5: Schematic waveforms for (a) conventional tokamak discharge and (b) proposed high- β tokamak discharge.

に、時間的に定常の中心導体電流を流している状態で PF コイル電流 I_{PF} のスイングおよび電極放電 I_{TF} を行ってプラズマを生成するわけだが、今回の新手法では図 5.5(b) に示すように、スフェロマックプラズマの異極性合体によって FRC プラズマを生成し、その後中心導体電流を $20\mu\text{sec} \sim 80\mu\text{sec}$ の間に急速に立ち上げ、クローバ回路によってほぼ定常の電流波形にすることによって、トカマクを生成する。

本研究において提案している「合体生成 FRC を用いた高ベータ球状トカマク形成」手法をバレーニングモードに対する安定性の面から検討する。提案手法においては、スフェロマックプラズマの合体によって高ベータ FRC を生成し、これに外部トロイダル磁界を印加することによって球状トカマク配位を形成してい

るが、このような経路を s - α ダイアグラム上に模式的に示したものが図 5.6 である。合体によって生成した

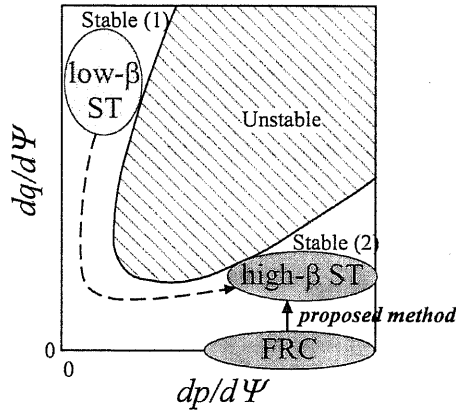


図 5.6: s - α diagram of ballooning mode for a high- β spherical tokamak produced from an FRC (proposed method).

FRCはトロイダル磁界を持たないためシアが無く、また高ベータ配位ゆえ高い圧力勾配を有している。このため、FRC配位を s - α 平面上で表現すると第二安定化領域側の α 軸上に存在することになる。

このような FRC に外部トロイダル磁界を印加するという事は圧力勾配を維持しつつシアパラメータを増加させることに相当するため、プラズマ合体加熱によって得られた圧力勾配が十分大きければ、最終的には第二安定化領域内の高ベータ球状トカマク配位が形成されている可能性がある。逆に、プラズマ加熱における加熱が不十分で圧力勾配がさほど大きくない場合や、外部トロイダル磁界を非常に強く印加してシアを高くしすぎた場合には、プラズマの軌跡がバルーニングモードに対する不安定領域に進入してしまう可能性があり、注意を要する。

5.3 高ベータ球状トカマク配位形成実験における装置構成

5.3.1 TS-3 プラズマ合体実験装置

TS-3 装置を用いて、高ベータ球状トカマクの生成/維持を行った。TS-3 装置において生成されるプラズマ配位の大半径はおよそ 20 ~ 22cm であり、アスペクト比にして 1.3 ~ 1.4 程度の低アスペクト比プラズマである。図 5.7 に、本実験での TS-3 運用形態を示す。左右二箇所のスフェロマック生成部にて互いに逆向き

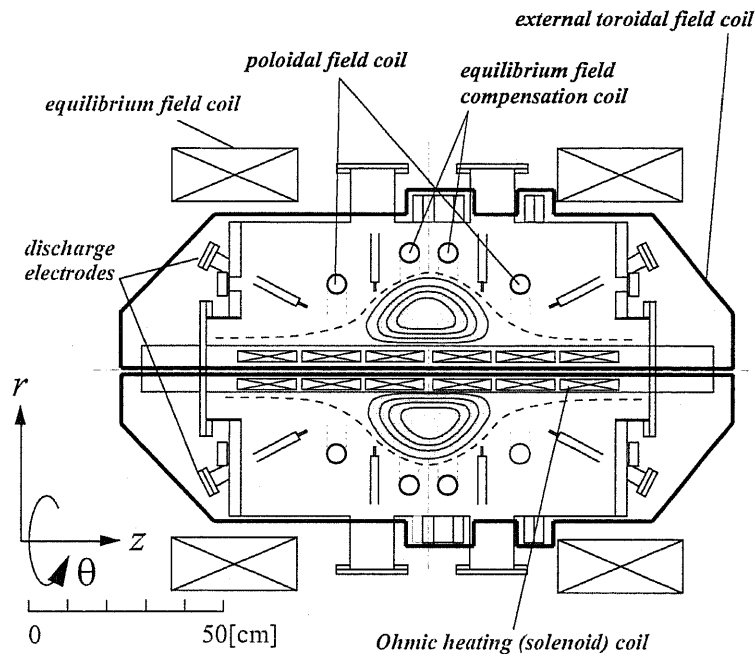


図 5.7: TS-3 plasma merging device (high- β spherical tokamak formation).

のトロイダル磁界をもつスフェロマックを生成し、合体させて FRC を形成する。その後外部トロイダル磁界を印加することによって FRC 配位から球状トカマク配位への遷移を行う。

外部トロイダル磁界コイル

外部トロイダル磁界コイルの巻数は 16 ターンであり、通常のトカマク運転時には全て直列に接続されているが、提案手法においては外部トロイダル磁界コイル電流の高速立ち上げが必要であるため、電源に用いるコンデンサの容量に合わせて適宜接続を変更する必要がある。

表 5.1 に、中速コンデンサバンク (250 μ F、20kV) を用いて外部トロイダル磁界コイルを駆動したときの LC 共振波形の比較を示す。ここで、外部トロイダル磁界コイルの接続 (直列と並列の組合せ) を 4 通り変化させており、電流立ち上げ時間 (コイル電流の振動波形の 1/4 周期) および中心導体に流れる電流 (放電電流 \times 直列接続数) の第一ピークでの振幅を示している。並列数を増加させることによって電流立ち上げ時間は短くなるものの、コイルの相互インダクタンスや漂遊損失のために特に並列数が 8 以上の領域ではコイル電流の減少が著しく、外部トロイダル磁界コイル電流の急峻な立ち上げと、大電流の印加とを両立することは困難である。そこで、FRC プラズマへの外部トロイダル磁界の急速な印加を行う際には高速コンデンサバンク (18.75 μ F、40kV) を用いることとし、十分な OH 電流駆動の下で大きな外部トロイダル磁界を印加する際に上記の中速コンデンサバンクを用いることとする。

表 5.1: Comparison of discharge waveforms for different connection of external toroidal field coil.

| connection | | ramp up time [μsec] | toroidal field coil current |
|------------|--------|----------------------------------|--|
| parallel | series | (1/4 period) | amplitude [$\text{A} \cdot \text{Turn}$] |
| 2 | 8 | ~ 230 | ~ 45 |
| 4 | 4 | ~ 125 | ~ 41 |
| 8 | 2 | ~ 90 | ~ 30 |
| 16 | 1 | ~ 60 | ~ 19 |

OH 電流駆動を行わない FRC プラズマの寿命が $\sim 30\mu\text{sec}$ 程度であり、また OH 電流波形の立ち上がり時間 (電流駆動の有効時間) が $\sim 400\mu\text{sec}$ となっていることから、中速コンデンサバンクを用いた場合の外部トロイダル磁界コイルの並列数は 2 ないし 4 が適切であると考えられる。

外部トロイダル磁界を高速に印加するために、本研究では三機ある高速バンク ($18.75\mu\text{F}$, 40kV) のうちの一台、あるいは中速バンク ($250\mu\text{F}$, 20kV) の二種類の電源を用いて実験を行った。以下、高速バンクを用いた外部トロイダル磁界の急速印加実験を fast ramp up と称し、十分な OH 電流駆動の下での中速バンクによる大トロイダル磁界印加実験を slow ramp up と称することにする。TS-3 装置における電源系の構成を表 5.2 に示す。表中のポロイダル磁界およびトロイダル磁界の No.1、No.2 はそれぞれ合体前の初期生成スフェ

表 5.2: Power supply for high- β spherical tokamak formation.

| Coils | simple FRC | high- β ST (fast ramp up) | high- β ST (slow ramp up) |
|-------------------------|-------------------------|---------------------------------|---------------------------------|
| Poloidal field | $18.75\mu\text{F}$ No.1 | $18.75\mu\text{F}$ No.1 | $18.75\mu\text{F}$ No.1 |
| Toroidal field No.1 | $18.75\mu\text{F}$ No.2 | $18.75\mu\text{F}$ No.2 | $18.75\mu\text{F}$ No.2 |
| Toroidal field No.2 | $18.75\mu\text{F}$ No.3 | \uparrow | $18.75\mu\text{F}$ No.3 |
| External toroidal field | - | $18.75\mu\text{F}$ No.3 | $250\mu\text{F}$ |

ロマックのものである。fast ramp up においては、外部トロイダル磁界を急速に立ち上げるために高速バンクを用いており、 20kA 程度の外部トロイダル磁界コイル電流 I_{tfc} を約 $20 \sim 30\mu\text{sec}$ 程度で立ち上げることができる。そのかわり通常は 3 台の高速バンクを用いて行う初期スフェロマックの生成を 2 台のみで行っている。このため、生成された FRC プラズマのエネルギーが若干小さくなってしまい、イオン加熱効果が減少してしまうという欠点がある。fast ramp up においては、主に FRC \sim 球状トカマクへの遷移間の過渡的なプラズマの挙動に着目する。

これに対して slow ramp up では、中速バンクを用いて外部トロイダル磁界の立ち上げを行っている。こちらでは最大 60kA 程度の I_{tfc} を流すことができる反面、立ち上げに要する時間は約 $75\mu\text{sec}$ と fast ramp up の 3 倍強の長さとなっている。slow ramp up においては、十分なパワーで OH 電流駆動を行うことによってプラズマの長時間維持を行い、球状トカマク配位における閉じ込め性能等の検証を行う。

OH 電流駆動と外部平衡磁界の補償

形成した配位を維持するために、本実験では中心導体内に設置されたオーミック加熱コイル (Ohmic heating coil: OH coil) によって変流器の原理で電流駆動を行う。OH コイルは低速バンク ($850\mu\text{F}$, 10kV) にて駆動する。OH 電流駆動を印加する際には、OH コイルの漏れ磁束を補正するために適宜ポロイダル磁界コイルを用いて外部磁界形状の整形を行う必要がある。fast ramp up においては図 5.7 における平衡磁界補償コイル

(Equilibrium field compensation coil) のみを $720\mu\text{F}$ 、 5kV のコンデンサバンクで駆動して外部平衡磁界の補正を行っているが、slow ramp up においては電流駆動を強く行っているため OH コイルの漏れ磁束が非常に大きくなっている。このため、初期スフェロマック生成に用いる PF コイルの反転電流をパワーローバ回路によって増加・維持することによってさらに外部平衡磁界の補正を行っている。パワーローバとは、放電後にクローバ回路によって短絡された負荷に対して変圧器を用いて別のコンデンサより電流を駆動する回路のことである。

5.3.2 計測装置およびデータ処理

磁界計測

本実験のような低温プラズマにおいては、内部ピックアップコイルによる磁界計測が有用である。TS-3 装置内に配置した二次元磁気プローブアレイにて取得した磁界分布 (B_z 、 B_t) を用いて磁気面、電流分布等を算出している。

$$\Psi(r, z) = \int_{r_{min}}^r 2\pi r' B_z(r', z) dr' \quad (5.4)$$

$$j_t(r, z) = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) \quad (5.5)$$

$$= -\frac{1}{\mu_0} \left(\frac{1}{2\pi r} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) \quad (5.6)$$

二次元磁気プローブアレイの配置は図 5.8 の通りになっており、 B_z 成分 62 チャンネル、 B_t 成分 44 チャンネルの計 106 チャンネルを使用している。 B_z 用コイルは断面積約 0.03cm^2 、巻数は 200 となっており、 B_t 用

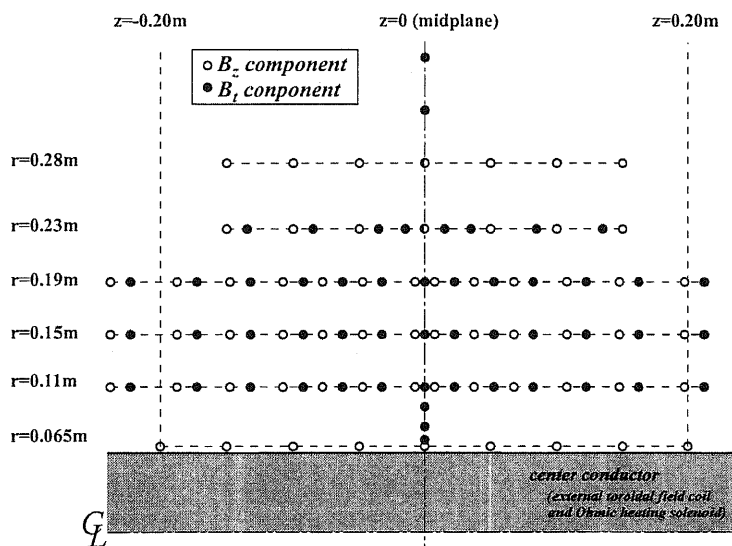


図 5.8: Positions of the pickup coils on the 2-dimensional array (for high- β ST experiment).

コイルは断面積約 0.06cm^2 、巻数は 60 となっている。これらのピックアップコイルはヘルムホルツコイルによって絶対較正を行っており、必要に応じて TS-3 装置の PF コイルないし外部トロイダル磁界コイルを用いて相対較正を行っている。コイルの出力は RC 受動積分器 (時定数は 2.7msec あるいは 10msec) および増幅

器を通してデジタイザ (Maryland 大学製、サンプリングレート 1MHz) にて取得している。

特に外部トロイダル磁界を急速に立ち上げたときの磁界分布を、中心導体の近くにて詳細に観測するために磁気プローブの増設を行っており、本研究では、ミッドプレーン ($z=0$ 面) 上にトロイダル磁界の径方向分布測定用磁気プローブアレイ ($r=7, 8, 9.5, 11, 15, 19, 23, 28, 32, 36\text{cm}$) を用いている。さらに、ミッドプレーンの $r=29\text{cm}$ の位置にトロイダル方向に $11.25[\text{deg}]$ おきに 32 点配置したモード計測用磁気プローブアレイ等を用いて磁界分布を計測している。トロイダルモードプローブの配置の様子を図 5.9 に示す。

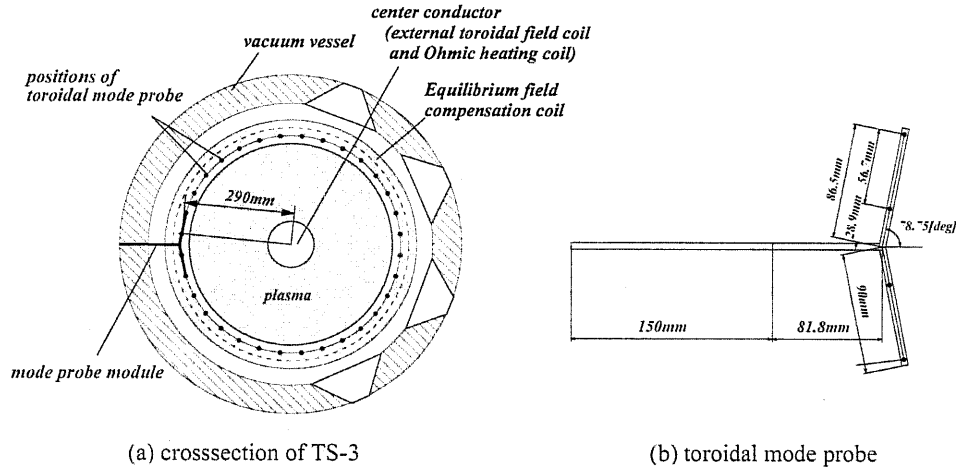


図 5.9: Positions of the pick up coils for toroidal mode measurement.

本研究では、二次元磁気プローブアレイのデータを元にプラズマ中の圧力分布、安全係数 q 分布等を算出している。プラズマ中の力のつりあいは、

$$\nabla P = j \times B \quad (5.7)$$

で表される。径方向成分については

$$\frac{\partial P}{\partial r} = j_t B_z - j_z B_t \quad (5.8)$$

となり、右辺の径方向積分を行うことによってプラズマ内部の圧力分布を算出することができる。

また、安全係数 q の分布は、 $d\Psi$ の間隔の閉じた磁気面間のトロイダル磁束 $d\Phi$ から

$$q = \frac{d\Psi}{d\Phi} \quad (5.9)$$

として算出することができる。

このようにして算出した安全係数 q 分布および圧力 p 分布の Ψ 微分を計算することにより、シアパラメータ s および圧力勾配 α を求めることが可能となる。

その他の計測

磁界分布から算出する以外にも、プラズマのイオン温度 T_i 、電子温度 T_e 、密度 n から

$$p = n\kappa(T_e + T_i) \quad (5.10)$$

として圧力分布を得ることもできる。本研究では、 H_β 線のドップラー広がり計測によってイオン温度を、ラングミュアプローブによって電子温度、電子密度の計測を行っている。また、プラズマ電流、各コイル/放電電流はログウスキコイルによって測定している。これらについては前章までに詳しく述べたので、ここでの説明は省略する。

5.4 高ベータ球状トカマク配位形成実験結果～fast ramp up case

FRC から球状トカマクへの遷移過程の検証のため、FRC プラズマ生成後に外部トロイダル磁界を急速印加する実験を行った。特に遷移過程における配位崩壊の可能性、高ベータ状態の維持、球状トカマク配位としての平衡等について検証を行った。

5.4.1 実験条件 (fast ramp up)

16 ターンの外部トロイダル磁界コイルを全て直列に接続、 $18.75\mu\text{F}$ 、 40kV の高速コンデンサバンクで駆動することによって、FRC 生成後に外部トロイダル磁界の急速な印加を行った。このため、初期スフェロマック生成には $18.75\mu\text{F}$ 、 40kV の高速コンデンサバンクを二台 (PF コイル用に一台、TF 電極放電用に一台) のみ用いることになり、通常のプラズマ合体運転時 ($18.75\mu\text{F}$ 、 40kV の高速コンデンサバンクを PF コイル用に一台、TF 電極放電用に二台の合計三台) と比較して合体プラズマに注入するエネルギーが $2/3$ に減少してしまっている。結果的に、FRC 生成時のイオン加熱効果が小さくなってしまふことが予想されるが、外部トロイダル磁界コイル電流を $20 \sim 30\mu\text{sec}$ の短時間に立ち上げることができるという利点があり、外部トロイダル磁界を急速に印加した際のプラズマの挙動を検証する。

本実験における主目的は FRC から球状トカマクへの安定な遷移実現の可能性および得られた球状トカマクの性質を検証することとし、十分な OH 電流駆動によるプラズマの長期維持は slow ramp up にて検討する。本運転モードにおける OH 電流駆動は、FRC 生成後に約 $30\mu\text{sec}$ 程度のフラットトップを作る程度に穏やかに印加している。

5.4.2 高ベータ球状トカマク生成実験 (fast ramp up)

fast ramp up における高ベータ球状トカマク生成実験を行った。生成・緩和過程におけるポロイダル磁気面の二次元分布およびトロイダル磁界の径方向分布の時間変化の様子を図 5.10 に示す。図中左側にポロイダル磁束の等高線 (間隔: 0.3mWb) およびトロイダル磁界強度 (青/赤の濃淡にて表示) を、右側にミッドプレーン ($z=0$ 面、左図中に破線で表示) におけるトロイダル磁界の径方向分布の様子を示す。 $45\mu\text{sec}$ における互いに逆方向のトロイダル磁束を有する二つの孤立したスフェロマックプラズマが、約 $10\mu\text{sec}$ の間に磁気リコネクションを通して合体し、トロイダル磁束の消失によって FRC 配位が形成される。FRC の形成と同時に外部トロイダル磁界を急速に印加し、トカマク配位への遷移を行っている。外部トロイダル磁界の急速な印加にも関わらず、プラズマ配位は安定に存在していることがわかる。外部トロイダル磁界印加後の安全係数 q はプラズマ端部で 3 程度に上昇しており、球状トカマク配位が形成されている。本実験においては追加熱をほとんど行っていないため、この球状トカマク配位はその後 $50\mu\text{sec}$ 程度の時定数で徐々に減衰する。なお、アルフベン時間はおよそ $2 \sim 3\mu\text{sec}$ に相当する。

また、図 5.10 右図にて示すように、FRC プラズマに外部トロイダル磁界を急速に印加することによって形成した球状トカマクのトロイダル磁界分布は真空における磁界 (図中点線) に比べて小さくなっており、反磁性のトロイダル磁界分布が形成されていることがわかる。このような反磁性のトロイダル磁界分布はおおよそ $30\mu\text{sec}$ の時間内に徐々に真空磁界に近付いてゆくものの、真空磁界よりも大きな常磁性側に転じるケースは観測されておらず、常に反磁性側にて維持されている。プラズマ中のトロイダル磁界が真空磁界よりも小さな反磁性側で安定に維持されていることは、高ベータ配位形成の面で非常に興味深い。提案手法により高ベータ FRC より生成した球状トカマクと従来手法で生成した球状トカマクとの、トロイダル磁界の径方向分布の比較を図 5.11 に示す。従来手法で生成した低ベータ球状トカマクでは、スフェロマック配位に似た強い常磁性のトロイダル磁界が観測されているのに対して、今回生成した高ベータ球状トカマクでは全く異なる反磁性のトロイダル磁界構造が形成されていることがわかる。

Poloidal flux surfaces Ψ (contour spacing : 0.3mWb)
 Toroidal magnetic field B_t (-0.40kG  0.40kG)

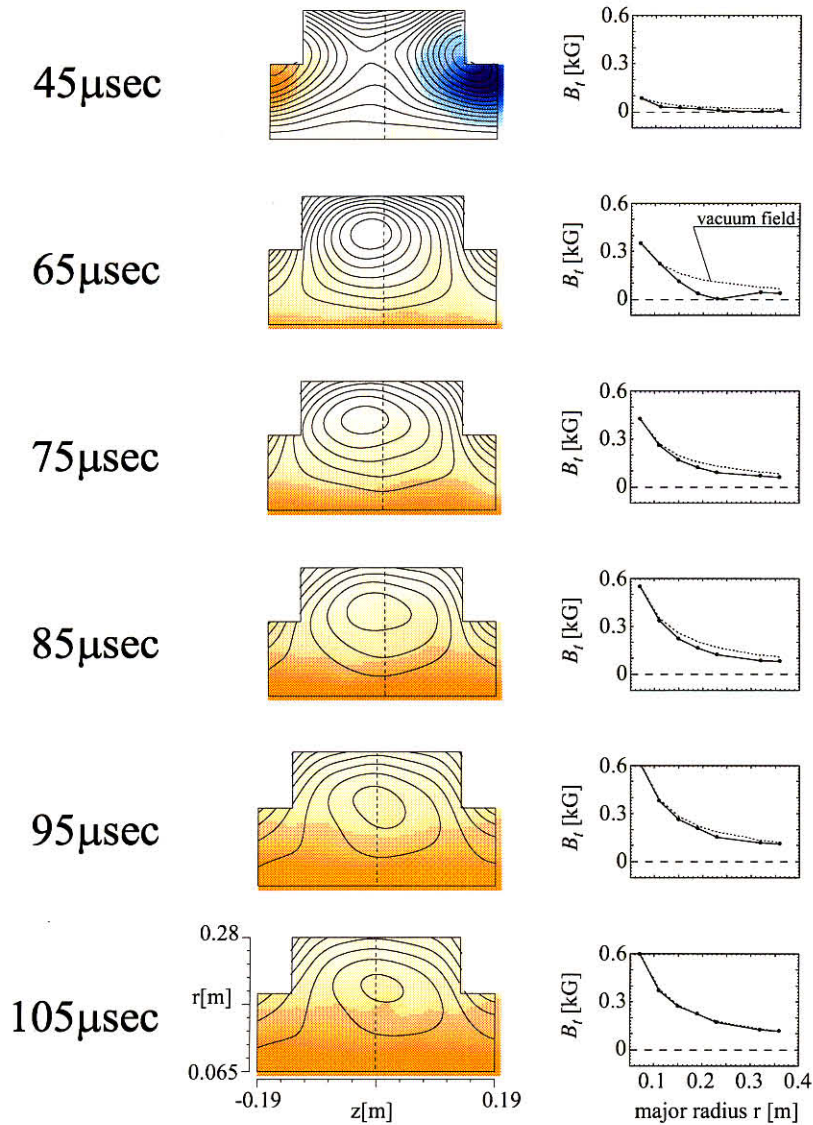


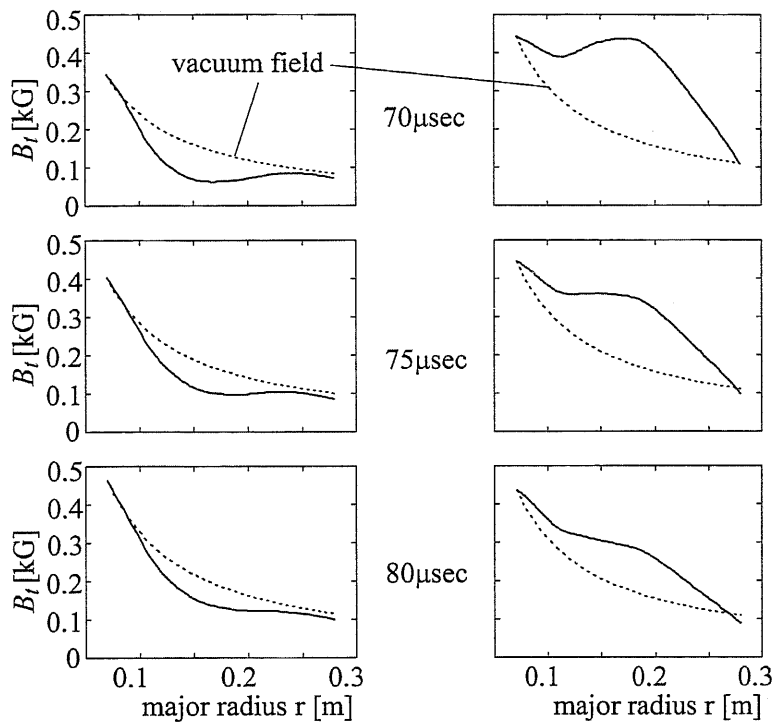
図 5.10: Time evolutions of poloidal flux surfaces(contour spacing:0.3[mWb]) and radial profiles of toroidal magnetic field (solid line) with vacuum field (dashed line) in novel formation of high- β spherical tokamak.

トロイダル磁界の常磁性/反磁性の違いは、プラズマ中に誘起されるポロイダル電流の向きの違いによって生じる(図 5.12)が、このポロイダル電流の向きによって、配位が維持できる熱圧力は大きく変化する。

プラズマ中の力のつりあい $\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ から径方向成分を取り出すと、

$$\frac{\partial p}{\partial r} = j_t B_z - j_z B_t \quad (5.11)$$

が成り立つわけだが、右辺第二項 $j_z B_t$ は常磁性の場合に正、反磁性の場合に負となるため、常磁性の場合にはトロイダル磁界は自ら広がろうとする力を生み出し、ポロイダル磁界による収縮力を打ち消してしまう。その結果、磁界が支えることのできるプラズマ熱圧力を減らしてしまう働きをする。



(a) proposed high- β ST (b) conventional low- β ST

図 5.11: Radial profiles of proposed high- β spherical tokamak(a) and conventional low- β spherical tokamak(b).

これに対して反磁性トロイダル磁界分布の場合には、トロイダル磁界分布そのものがプラズマの熱圧力を支える向きの力を生み出すことになる。これは、自ら広がろうとする常磁性トロイダル磁界分布と大きく異なっている点であり、結果として同程度の磁界強度で保持できるプラズマの圧力が大幅に増加し、高ベータ配位の形成を可能とするものであると考えられる。

球状トカマクの高ベータ化を考える場合、一般的には不安定にならない程度 ($q_{95} \geq 2$) にまでトロイダル磁界を減少させるという手法が一般的であり、START 装置における高ベータ放電(トロイダルベータにして40%程度)なども外部トロイダル磁界の漸減によって達成されている [39]。しかしながら、本手法のように反磁性のトロイダル磁界を形成・維持することができれば、端部において高い安全係数 q を維持しつつ高ベータ配位を実現することが可能となる。

球状トカマクにおけるトロイダル磁界分布の常磁性/反磁性について、各種コンパクトトーラスプラズマとの類似性を考えてみる。中心導体電流を流さないコンパクトトーラスにおいて、スフェロマック配位は常磁性のトロイダル磁界を有しており、特に磁気軸付近や外側の悪い曲率の部分では通常の常磁性のトロイダル磁界を有する球状トカマク配位との類似性が指摘されている。これに対して FRC 配位はトロイダル磁界を全く持たない配位であり、基本的に反磁性を示すことから、本研究において提案している反磁性のトロイダル磁界分布を有する高ベータ球状トカマクは、FRC に類似した配位、あるいは従来の球状トカマクと FRC との中間に位置するような配位であると考えられる。通常の常磁性トロイダル磁界分布を有する球状トカマクにおいては、スフェロマックプラズマ程度のベータ値とトカマクプラズマの閉じ込め性能を両立していることから、本研究にて提案している反磁性トロイダル磁界を有する球状トカマク配位は、FRC に匹敵する非常に高いベータ値とトカマクの良好な閉じ込め性能とを両立する配位であることが期待される。

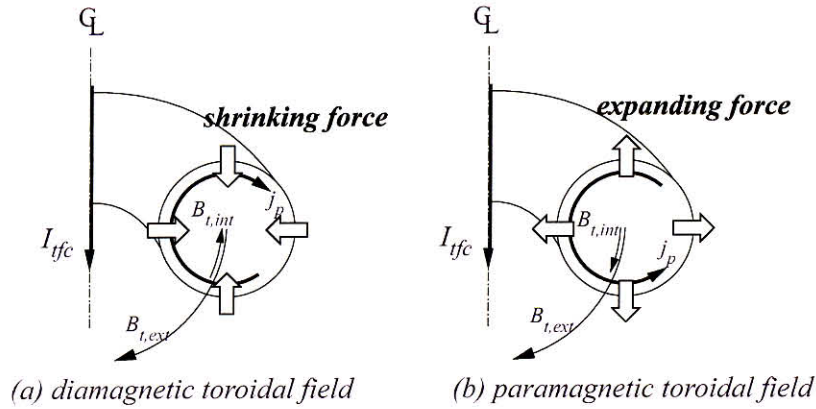


図 5.12: Schematic viewgraph of diamagnetic toroidal field (a) and paramagnetic field (b).

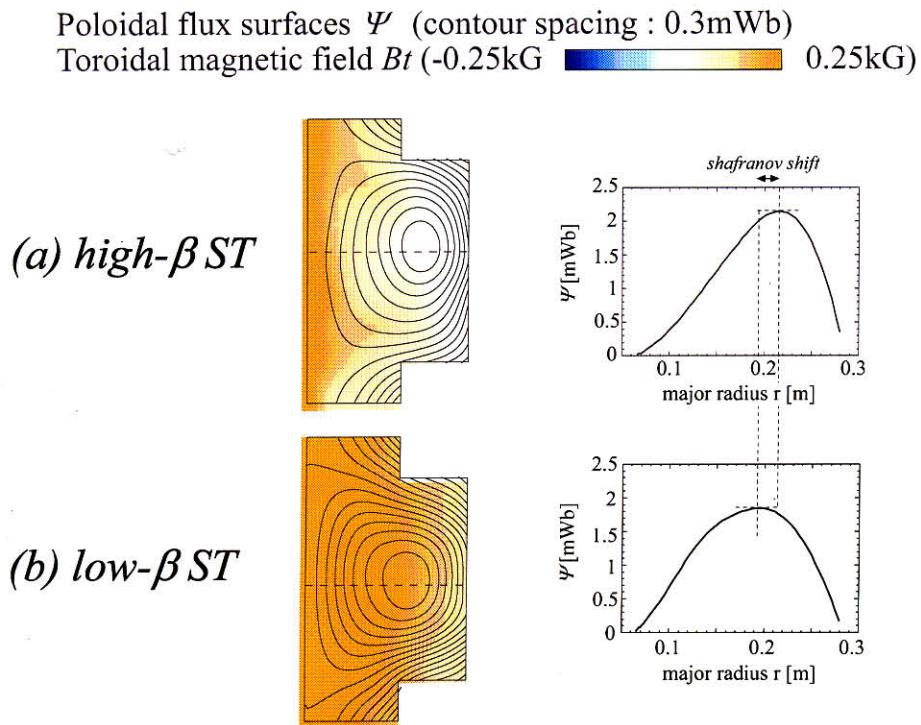


図 5.13: Poloidal flux surfaces and radial profiles of poloidal flux of high- β spherical tokamak (a) and low- β spherical tokamak (b).

図 5.13 に本実験にて生成した反磁性のトロイダル磁界分布を有する高ベータ球状トカマクと、通常の常磁性トロイダル磁界分布を有する低ベータ球状トカマクのポロイダル磁束の等高線およびトロイダル磁界強度の二次元分布 (左図)、およびミッドプレーンにおけるポロイダル磁束の径方向分布 (右図) の比較を示す。低ベータ球状トカマクの場合にはポロイダル面のほぼ中央に磁気軸が存在しているのに対して、高ベータ球状トカマクでは磁気軸が径方向外側にシフトしている (シャフラノフシフト) 傾向が観測されており、これは高い熱圧力が維持されていることを示唆している。

高ベータ球状トカマクにおける高い熱圧力の大部分は、磁気リコネクションを通してのイオン選択加熱によって得られているものと考えられる。図 5.14 に合体生成 FRC、高ベータ球状トカマクおよび通常の低ベータ球状トカマクのイオン温度の時間変化を示す。高ベータ球状トカマクのイオン温度は合体生成直後に

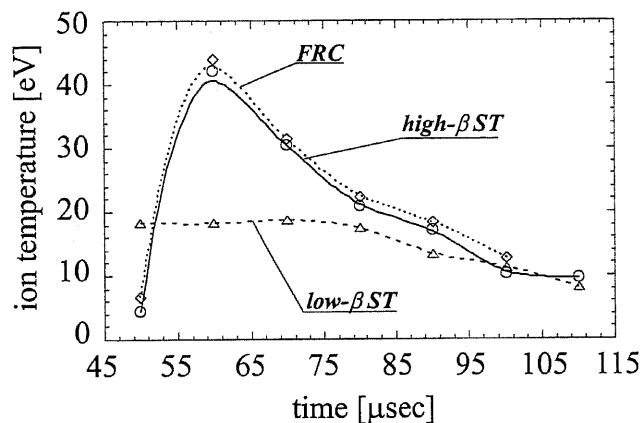


図 5.14: Time evolution of ion temperatures of a simply formed FRC, proposed high- β spherical tokamak and conventional low- β spherical tokamak.

て 40 ~ 50eV と、低ベータ球状トカマクのイオン温度約 20eV に比べて倍以上高い値となっているものの、通常の異極性合体におけるイオン加熱効果の 1/2~1/3 程度しか得られていない。これは、電源の制約から初期生成スフェロマックのもつ内部エネルギーが小さくなってしまったことに起因している。異極性合体時には、初期スフェロマックのもつトロイダル磁気エネルギーのほとんどがイオンの熱エネルギーへと変換されるわけだが、fast ramp up においては初期スフェロマックの持つトロイダル磁気エネルギーは通常の異極性合体時の 1/2 に低下しているためイオンの得る熱エネルギーが減少したものと考えられる。

また、fast ramp up においては FRC プラズマと外部トロイダル磁界を印加した高ベータ球状トカマクとの間に、イオン温度の時間変化の有意差は認められなかった。これは印加している外部トロイダル磁界コイル電流がたかだか 20kA 程度に過ぎず、トカマクとしての良好な閉じ込め性能を得るのに十分高い q 値に達しなかった可能性がある。後述する slow ramp up においては、OH 電流駆動によってプラズマを長時間維持し、大きなトロイダル磁界コイル電流を印加することによって閉じ込め性能の向上を目指す。

5.4.3 高ベータ球状トカマク、低ベータ球状トカマク、FRC の磁界構造の比較 (fast ramp up)

前節までに示したように、提案手法によって生成した高ベータ球状トカマクは従来の低ベータ球状トカマクとは大きく異なった平衡状態にあると考えられる。同時に、反磁性のトロイダル磁界分布を有するという観点から FRC プラズマとの類似性についても興味深い。本節では、高ベータ球状トカマク配位の圧力平衡や閉じ込め性能を評価する上で、外部トロイダル磁界を印加しない FRC および従来型の低ベータ球状トカマ

クとの比較を行う。図 5.15 に、FRC、高ベータ球状トカマクおよび低ベータ球状トカマクのトロイダル電流密度の径方向分布を示す。低ベータ球状トカマクの場合には、ほぼ単一ピーク形状 (凸型) の電流分布をして

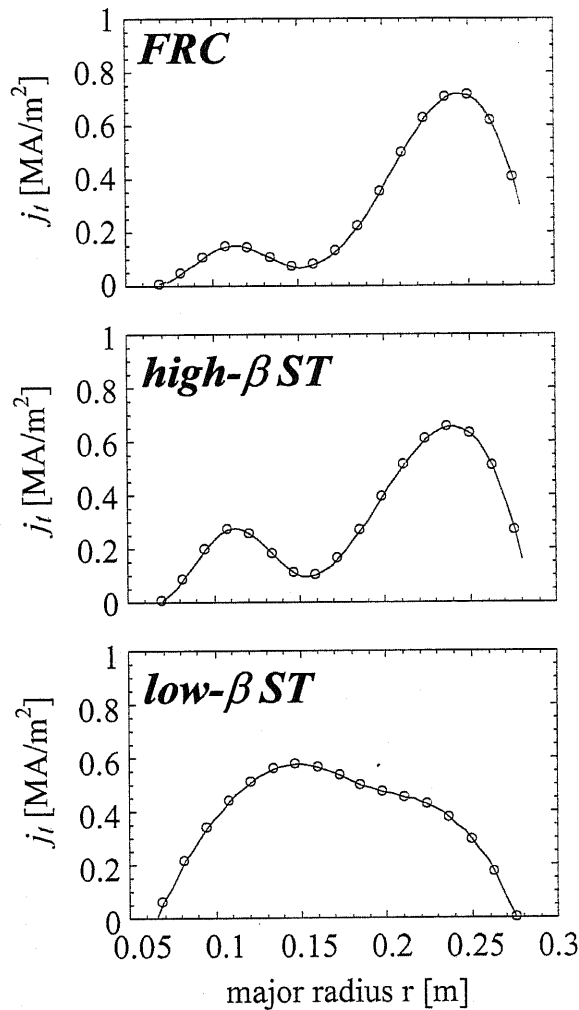


図 5.15: Radial profiles of toroidal current densities of an FRC、high- β spherical tokamak and low- β spherical tokamak.

いるのに対し、FRCや高ベータ球状トカマクの場合には中心付近のくぼんだ凹型 (hollow) の電流分布をしていることがわかる。

このような凹型の電流分布形成にはプラズマ合体時の磁界構造変化、すなわち磁気リコネクション時の電流シートの形成が大きく関わっている。磁気リコネクション発生時に、近付いて来る磁力線の運動を妨げる向きのトロイダル電流 (電流シート) が磁気中性面に誘導されるわけだが、このシート状電流の向きはプラズマに本来流れているトロイダル電流とは逆向きになっている。プラズマ合体の終了時には対向する磁界構造は失われ単一の磁気軸を有する閉じた磁気面構造になっているわけだが、この時の磁気軸の位置はプラズマ合体中に電流シートが存在していた位置と一致しているため、周辺部に比べてトロイダル電流密度が小さくなっている。すなわちプラズマ合体による配位形成手法は単にプラズマを加熱するのみならず、高い熱圧力を効率的に維持できるような凹型の電流分布を同時につくり出すことが可能であるという点で非常に優れた手法であると考えられる。このような凹型の電流分布は、プラズマ圧力を閉じ込める $j \times B$ 力を効率良く生

み出すことができるので、高ベータ配位の形成には欠かせないものである [2, 62, 49]。

電流分布および磁界分布から $\nabla p = j \times B$ を計算し、FRC、高ベータ球状トカマクおよび低ベータ球状トカマクの各々の熱圧力の径方向分布を計算した結果を図 5.16 に示す。ここで、 $p_{j_t B_z} = \int_{r_{min}}^r j_t B_z dr'$ 、 $p_{j_z B_t} = - \int_{r_{min}}^r j_z B_t dr'$ であり、 $p_{total} = p_{j_t B_z} + p_{j_z B_t}$ を表している。FRC の場合にはトロイダル磁界が存

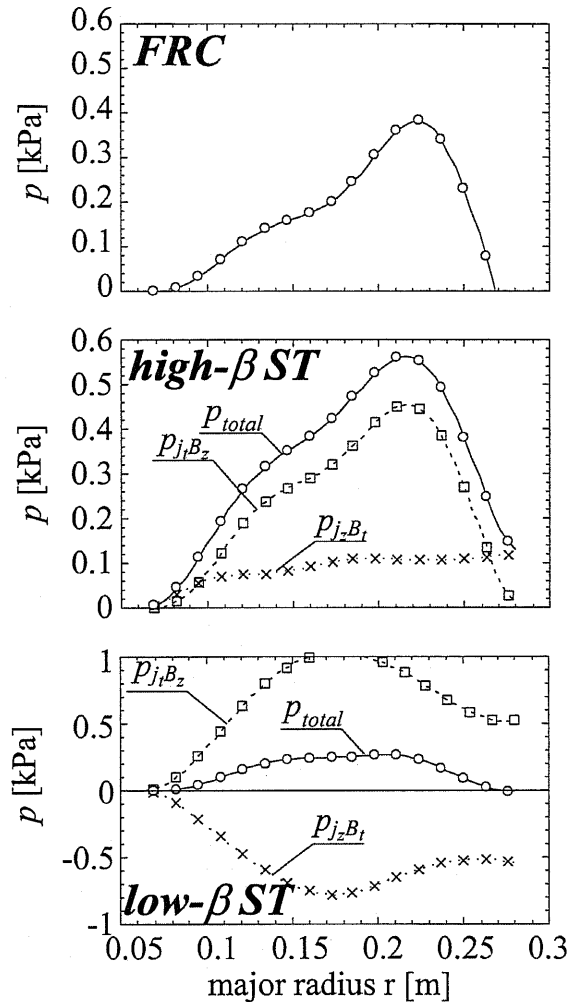


図 5.16: Radial profiles of plasma thermal pressures of an FRC、high- β spherical tokamak and low- β spherical tokamak.

在しないので、熱圧力はポロイダル磁界による圧力成分 $p_{j_t B_z}$ のみによって支えられる。これに対して高ベータ球状トカマクの場合には、 $p_{j_t B_z}$ 成分に加えて反磁性トロイダル磁界による圧力 $p_{j_z B_t}$ も熱圧力を支える方向(内向き)に働く。反磁性トロイダル磁界による $j \times B$ 力は、特に r の小さい領域において真空磁界から減少し始める地点において最も顕著であることから、熱圧力はプラズマ端部近くにおいて速やかに上昇し、広範囲にわたって高い熱圧力が維持されるという非常に効率のよい閉じ込め配位を形成している。

低ベータ球状トカマクの場合には、常磁性トロイダル磁界による圧力 $p_{j_z B_t}$ は外に向かって広がる向きに作用するので、この圧力がポロイダル磁界による閉じ込め圧力の大部分を打ち消してしまうことになる。結果的に常磁性のトロイダル磁界を有する球状トカマクにおいては磁界の強さに比して小さな熱圧力しか支え

表 5.3: Calculated volume-averaged $\langle\beta\rangle$ values of an FRC, high- β spherical tokamak and low- β spherical tokamak.

| Type | volume averaged $\langle\beta\rangle$ |
|------------------|---------------------------------------|
| FRC | 0.84 |
| high- β ST | 0.70 |
| low- β ST | 0.20 |

られないことになり、ベータ値は必然的に小さくなる。

表 5.3 に、各配位のベータ値を示す。ここで、ベータの値としては、

$$\langle\beta\rangle = \frac{\langle p \rangle}{\langle B^2/2\mu_0 \rangle} \quad (5.12)$$

なる体積平均ベータを用いている。高ベータ球状トカマクの $\beta = 0.7$ は、FRC の $\beta = 0.84$ には及ばないものの、常磁性のトロイダル磁界を持つ球状トカマクよりも遥かに大きな値となっており、磁気リコネクションによって加熱された高温プラズマを、反磁性のトロイダル磁界分布および凹型のトロイダル電流分布によって効率的に保持し得る配位が形成されている。

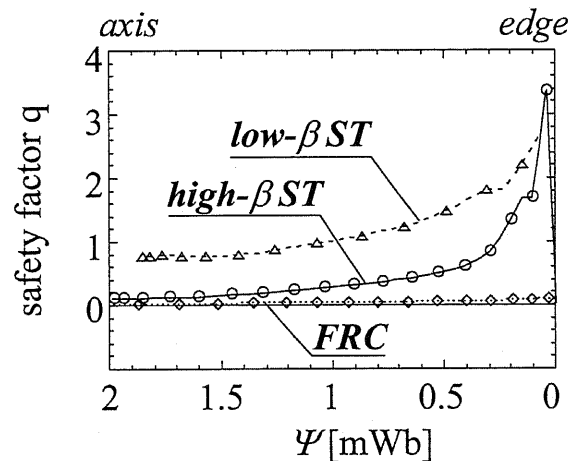


図 5.17: Safety factor q profiles of high- β spherical tokamak and low- β spherical tokamak.

各配位の安全係数 q の分布を図 5.17 に示す。高ベータ球状トカマクおよび低ベータ球状トカマクにおいて、端部の安全係数 q 値はほぼ同程度 (中心導体電流の大きさがほぼ同じため) であるのに対して、プラズマ内部での q 分布は大きく異なっている。低ベータ球状トカマクにおいては、 q 値は磁気軸付近で 1 をやや下回る程度で、一般的なトカマク配位の q 分布に近いものになっているのに対して、高ベータ球状トカマクでは、トロイダル磁界分布が反磁性を示すため、プラズマ内部に存在するトロイダル磁界は小さくなっており、特に磁気軸付近においてはトロイダル磁界がほとんど存在していないような磁界構造になっている。このため磁気軸付近での q 値は非常に小さくなっており、端部のトカマクの性質と中央部の FRC 的性質とを併せ持つ配位となっており、特に端部付近にて実現されている非常に大きな磁気シアの持つ安定化効果が、FRC に比して優れた閉じ込め性能をもたらすものと期待される。

5.4.4 高ベータ反磁性球状トカマクの閉じ込め性能の検討 (fast ramp up)

高ベータ球状トカマクの閉じ込め性能を評価するために、印加する外部トロイダルコイル電流の大きさを变化させてプラズマのポロイダル磁束の寿命を測定した。外部トロイダル磁界コイル電流の大きさを变化させるにあたり、図 5.18(a) に示すように立ち上げ時間を一定にして傾きを増加させるケースと、(b) に示すように傾きを一定にして立ち上げ時間を変化させることによって電流値を変化させる方法の二通りを試みた。

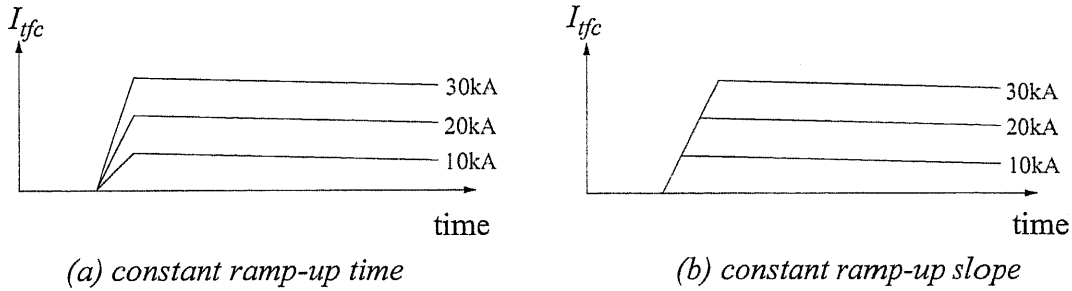


図 5.18: Waveforms of external toroidal field coil current.

それぞれの電流波形にて外部トロイダル磁界コイル電流 I_{tfc} を变化させた場合のポロイダル磁束の減衰時定数 τ を図 5.19(a)(b) に示す。ケース (b) の電流立ち上げの傾き一定の場合には、 I_{tfc} の増加に伴って減衰

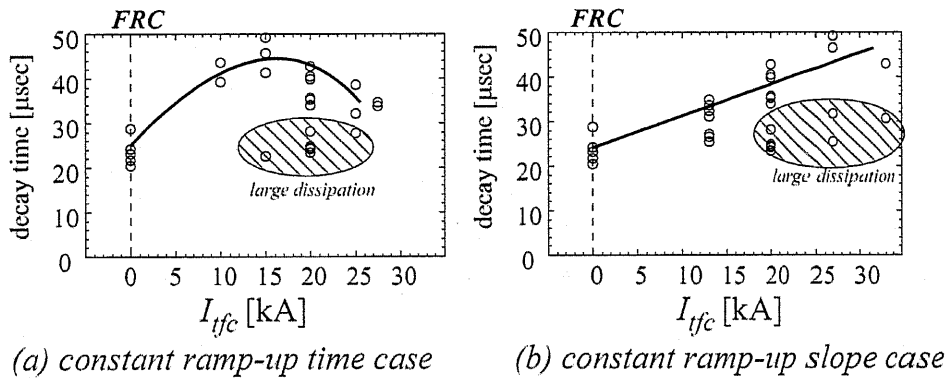


図 5.19: Decay time of poloidal flux as a function of toroidal field coil current I_{tfc} .

時定数の最大値はほぼ線形に増加していることがわかる。ポロイダル磁束の減衰時定数の最大値は $50\mu\text{sec}$ 程度であり、これはおよそ $20 \sim 25\tau_A$ (アルフベン時間) に相当する。ここで観測されている減衰時定数の増加は、トカマク配位による安定化にほかならないわけだが、特に I_{tfc} の大きい領域において減衰時定数が大きくばらついており、中には非常に減衰の大きい放電も存在している。

また、ケース (a) の電流立ち上げ時間一定の場合には、 $I_{tfc} = 15\text{kA}$ 付近にてプラズマの減衰時定数が最大となり、それ以上のトロイダル磁界の増加は却って減衰を速める結果に終わっている。定常的に印加する外部トロイダル電流値は、ケース (a)(b) それぞれでほぼ同一であるから、ケース (a) において強い外部トロイダル磁界を印加した際に観測される減衰の大きい放電や、双方のケースにおいて確率的に観測される減衰の大きい放電は、外部トロイダル磁界の印加によって FRC から球状トカマク配位へと遷移する過渡的な状態に発生する不安定性に起因しているものと考えられる。

減衰の小さい放電と減衰の大きい放電における規格化ポロイダル磁束の時間変化を図 5.20 に示す。ここで、

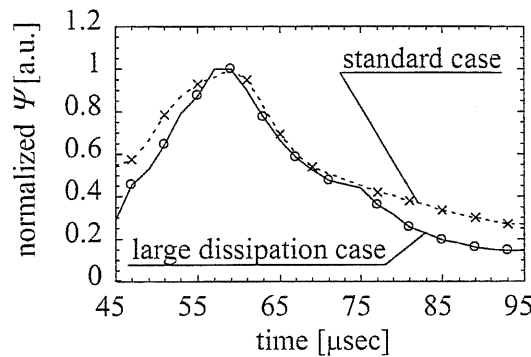


図 5.20: Time evolution of poloidal fluxes with/without anomalous dissipation in high- β ST.

各ポロイダル磁束の値はそれぞれの最大値で規格化した値を用いている。合体後から $t = 75\mu\text{sec}$ まではほぼ同じような時間変化を示しているのに対して、 $t = 75\mu\text{sec}$ 付近で一方に何らかの不安定性が発生して急激な減衰が引き起こされていることがわかる。

FRC から球状トカマクへの遷移過程において発生する不安定性として、バルーニングモードが発生している可能性がある。次節では、FRC から球状トカマクを生成する過程における s - α ダイアグラムを作成することによって、バルーニング不安定性の有無を検証する。

5.4.5 球状トカマク生成過程におけるバルーニング不安定性の検証 (fast ramp up)

FRC から高ベータ球状トカマクへと遷移する過程のプラズマについて、シアパラメータ s と圧力勾配 α とを計算し、 s - α 平面上で軌跡を描くことによって不安定性発生の有無を検証する。

図 5.21 に高ベータ球状トカマクと低ベータ球状トカマクの s - α ダイアグラムを示す。 s および α の値は各磁気面毎に定まるため、プラズマ全体は s - α 平面上で一本の曲線をなす。ここで、シアパラメータを $s = dq/d\psi$ 、圧力勾配を $\alpha = dp/d\psi$ と定義し、放電の任意の時刻におけるプラズマの端部から磁気軸までの軌跡を示してある。

新手法で生成した高ベータ球状トカマク配位の s - α ダイアグラム上の軌跡は、第二安定化領域側の FRC ($s = 0$) から徐々に立ち上がって、最終的に大きな磁気シアと圧力勾配とを併せ持つトカマク配位が形成されていることがわかる。特にプラズマ端部付近において大きな磁気シアと圧力勾配を合わせ持っているのが提案手法の高ベータ球状トカマクの特徴であり、圧力勾配が端部付近に局在化しているのは、高ベータ配位形成にとって非常に都合が良い。

これに対して従来手法を用いて生成した低ベータ球状トカマクでは、高ベータ球状トカマクに対して圧力勾配は約半分程度と小さくなっており、プラズマ端部付近においては圧力勾配が小さく磁気シアの大きいような第一安定化領域側に存在していることがわかる。このような低ベータ球状トカマク配位においては、圧力勾配の大部分はシアの小さい磁気軸付近で支えられていることになるため、結果的にプラズマ熱圧力の高い部分は磁気軸近傍の狭い領域に限定されてしまい、体積平均熱圧力の低下、すなわちベータ値の低下を招くことになる。

このように高ベータ球状トカマク配位は、通常の常磁性球状トカマクとは明らかに異なった磁界/圧力構造をしており、その s - α ダイアグラムの形状から第二安定化領域内に存在している可能性が高いと考えられる。

前節にて示した減衰の大きい高ベータ球状トカマクの s - α ダイアグラムを図 5.22 に示す。配位形成初期 ($t = 65\mu\text{sec}$) においては、図 5.21(a) よりも高い圧力勾配を有しているにも関わらず、その後プラズマの軌跡

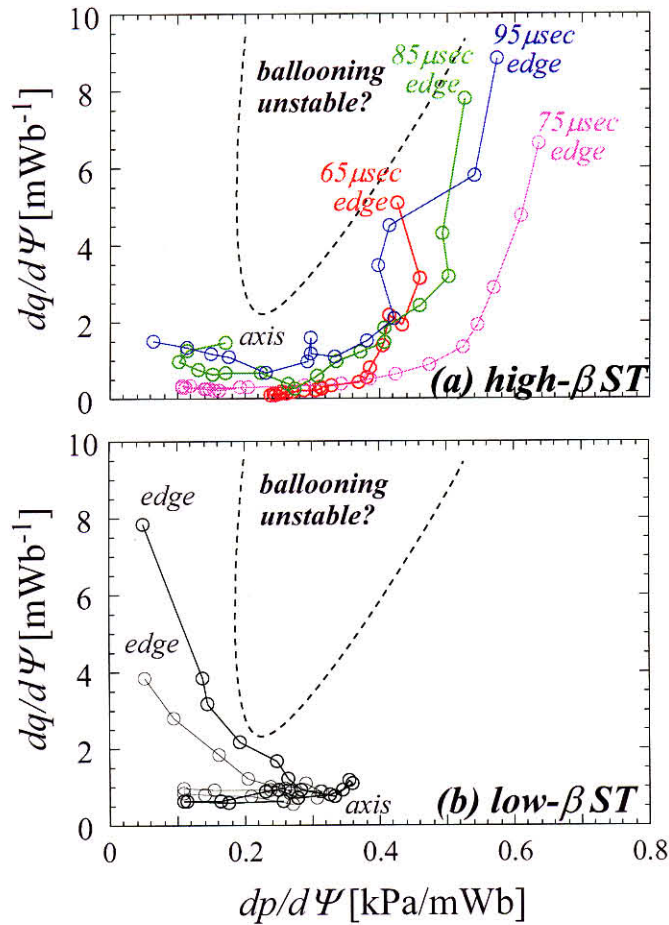


図 5.21: s - α diagrams of (a) high- β spherical tokamak and (b) low- β spherical tokamak.

は s - α ダイアグラム上で左方に移動しており、圧力勾配が急激に失われていることを示している。図 5.20 においてポロイダル磁束の急激な減衰が観測されている $75\mu\text{sec}$ 付近においては、 s - α 軌跡が想定されるバルーニング不安定領域にさしかかっており、バルーニングモードの成長によって異常に大きな減衰が発生しているものと推察できる。

fast ramp up モードにおいては、このような異常に大きな減衰の発生がしばしば観測されており、プラズマの状態がバルーニングモードに対する安定限界の近くに位置しているものと考えられる。よりバルーニングモードに対してロバストな配位形成法が望まれるわけであるが、本研究にて提案している高ベータトカマク生成法では、最初から第二安定化領域側に位置している高ベータ FRC にトロイダル磁界を印加するという手法を用いているため、磁気シアアが特に大きくなるプラズマ端部付近に十分大きな圧力勾配が形成されていれば、バルーニングモードに対して安定に高ベータ配位を形成することができるものと考えられる。

5.4.6 外部トロイダル磁界急速印加実験 (fast ramp up) のまとめ

スフェロマックプラズマの異極性合体によって生成した高ベータ FRC 配位に外部トロイダル磁界を急速に印加することによって、高いベータ値を有する球状トカマク配位に安定に遷移させることに成功した。この高ベータ球状トカマクは反磁性のトロイダル磁界分布を有しており、プラズマ合体時に形成される凹型のトロイダル電流密度分布とともに高いプラズマ熱圧力の保持に重要な役割を担っている。達成されたベータ値

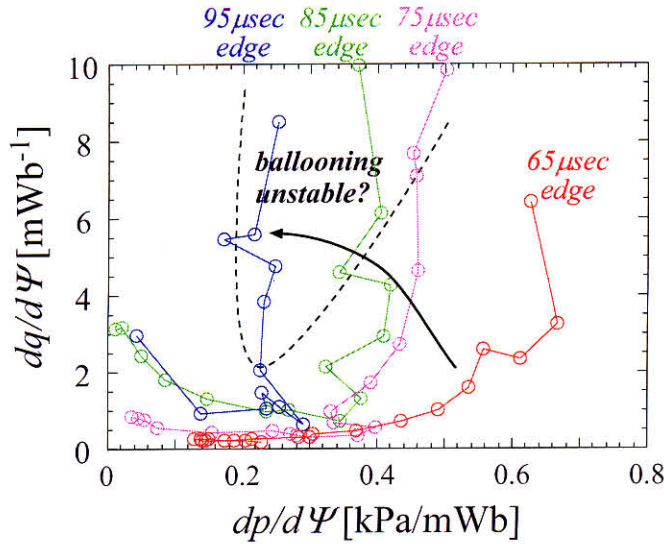


図 5.22: s - α diagram of high- β spherical tokamak with fast dissipation.

は約 0.7 となっており、トカマク配位としては例の無い超高ベータ配位が形成されている。圧力勾配および磁気シアアがプラズマ端部付近に局在していることから、今回生成に成功した反磁性のトロイダル磁界を有する球状トカマクがバルーニングモードに関する第二安定化領域に存在している可能性がある。

外部トロイダル磁界の印加によって、ポロイダル磁束の減衰時定数が最大で約 2 倍程度増大した。これは磁気シアアの増加によってプラズマの閉じ込め性能が向上したためと考えられるが、イオン温度の時間変化にほとんど差がみられないこと、FRC と同程度の大きい減衰を示すケースがあるなど、トカマク配位として満足できる閉じ込め性能には程遠い状況である。このような異常に大きな減衰の原因として、バルーニングモードの発生が考えられる。高ベータ球状トカマクにおいて確率的に観測されるこのような大きい減衰は、圧力勾配が十分大きくない状態の FRC プラズマに外部トロイダル磁界を印加して過大な磁気シアアを形成したために、バルーニングモードに対して不安定領域に移行してしまった可能性がある。

しかしながら、トカマク配位としての閉じ込め性能を向上させるためには、外部トロイダル磁界をさらに強くして磁気シアアを増加させることが肝要であり、これら両者の条件を満たすためには、fast ramp up にて用いたものよりもさらに大きな圧力勾配を有する合体生成 FRC を起点として球状トカマクへの遷移を行うことが必要となる。イオンに対してエネルギーを注入できる追加加熱装置が理想であるが、TS-3 装置においてはプラズマ加熱は合体時のリコネクションによるものが支配的であるため、プラズマ合体時のイオン加熱量を増加させることが唯一の改善策であると考えられる。次節では、初期スフェロマック生成に注入するエネルギーを増加させることによってプラズマ合体時の加熱効果を増加させると同時に、長期電流駆動および強い外部トロイダル磁界の印加を行うことによって、より q 値の高い高ベータ球状トカマク配位の実現 (slow ramp up) を目指す。

5.5 高ベータ球状トカマク配位形成実験結果～slow ramp up case

前節にて、FRCへの外部トロイダル磁界の急速印加によって生成した高ベータ球状トカマクの特性を検証した。反磁性のトロイダル磁界および凹型のトロイダル電流密度によって、大きなプラズマ熱圧力を効率的に保持しうる磁界構造が形成されていることが明らかになった反面、閉じ込め性能の面ではFRCと比較してさほどの改善が見られなかった。これは合体生成FRCの持つ圧力勾配が十分大きくないため、強い外部トロイダル磁界を印加するとバルーニングモードに対する不安定領域に移行してしまうことが原因であると考えられる。さらなる閉じ込め向上のためには磁気シアアの増加が不可欠であるが、それには同時に圧力勾配の増加も不可欠となる。

本節では、初期生成スフェロマックの持つエネルギーを増加させることによって合体生成FRCの圧力勾配を増加させ、十分なOH電流駆動による長時間維持と強い外部トロイダル磁界の印加による q 値の大きな球状トカマクの生成を試みる。

5.5.1 実験条件 (slow ramp up)

本実験では、初期スフェロマック生成には $18.75\mu\text{F}$ 、 40kV の高速コンデンサバンクを三台(PFコイル用に一台、TF電極放電用に二台)用いている。これによって、FRC生成時にイオンの熱エネルギーへと変換される初期スフェロマックの磁気エネルギーが約2倍程度増加することになり、より大きなイオン加熱効果が期待できる。

また、16ターンの外部トロイダル磁界コイルを8ターン直列 \times 2並列に結線し、 $250\mu\text{F}$ 、 20kV の中速コンデンサバンクで駆動することにより、fast ramp upでは $25\sim 30\text{kA}$ が限界であった外部トロイダル磁界コイル電流を最大 60kA まで増加させることができるようになった。しかしながら、外部トロイダル磁界コイル電流の立ち上げに要する時間は、fast ramp upの2～3倍の $75\mu\text{sec}$ に増加してしまうため、生成したFRCあるいは球状トカマクをOH電流駆動によって長時間維持する必要がでてくる。

大パワーのOH電流駆動を行う場合、漏れ磁束の影響が無視できなくなる。fast ramp upにおいては平衡磁界補償コイルのみを用いており、主に径方向の外部磁界形状の補正のみを行っていたが、slow ramp upにおいては初期スフェロマック生成に用いたPFコイルの反転電流をパワーローバ回路を通じて $850\mu\text{F}$ 、 10kV の低速コンデンサバンクで駆動することにより、軸方向の磁界形状の補正も行っている。

5.5.2 高ベータ球状トカマクの生成・電流駆動実験結果 (slow ramp up)

本運転モードにおける放電波形等を図5.23に示す。それぞれ各種コイル/電極放電電流、プラズマ電流、電子密度、イオン/電子温度の時間変化を表している。PFコイル電流のスイングと互いに逆極性のトロイダル磁界を作る電極放電によって、互いに逆向きのトロイダル磁束を有する二つのスフェロマックプラズマを同時生成する。プラズマ合体によるFRC生成後に外部トロイダル磁界の印加およびOH電流駆動を開始している。外部トロイダル磁界電流の立ち上がり時間が約 $75\mu\text{sec}$ 、プラズマ電流は合体直後の最大値で 60kA 程度、球状トカマク配位に遷移後は 40kA 程度から徐々に減少してゆく。プラズマ電流は、合体生成後 $100\mu\text{sec}$ 以上維持されており、OH電流駆動が適切に行われていることを示している。

電子密度は $n_e \sim 1 \times 10^{20}\text{m}^{-3}$ 、電子温度は $T_e \sim 10\text{eV}$ ではほぼ一定であるのに対して、イオン温度はプラズマ合体直後に $T_i \sim 200\text{eV}$ 付近にまで上昇しており、リコネクションによるイオン加熱効果がよくあらわれていることがわかる。ここで、電子密度および電子温度はラングミュアプローブにて、またイオン温度は H_β 線のドップラー広がり計測によって測定している。

図5.24に、生成した高ベータ球状トカマクのポロイダル磁束の寿命の外部トロイダル磁界コイル電流依存性を示す。外部トロイダル磁界を印加しないFRCの場合には $60\mu\text{sec}$ 程度であったポロイダル磁束の寿命が、

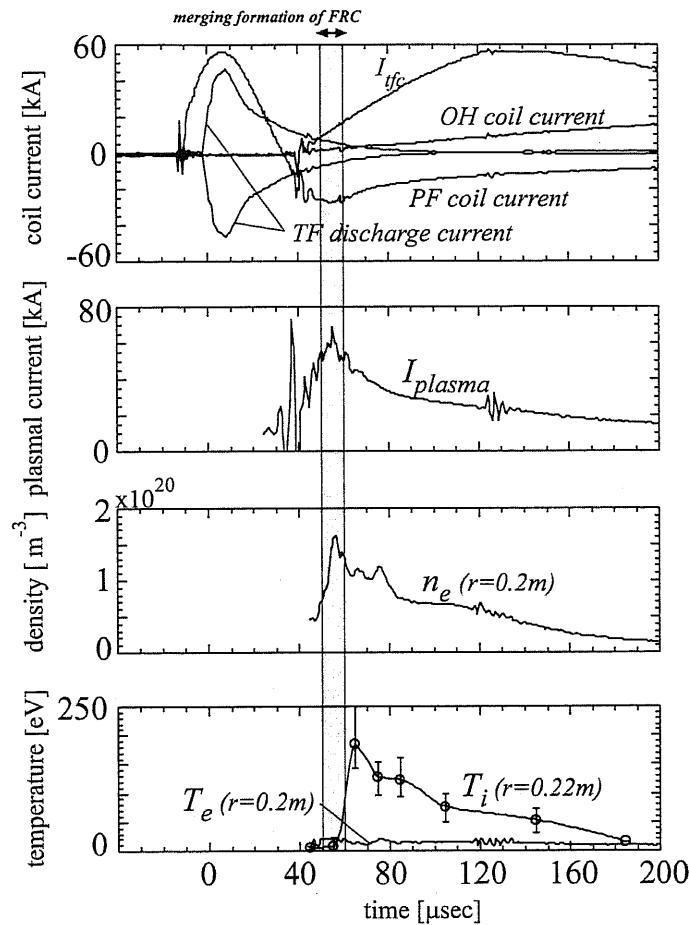


図 5.23: Typical Waveforms of (a) coil and electrode currents, (b) plasma current, (c) electron density and (d) ion/electron temperatures in high- β spherical tokamak discharge (slow ramp up).

外部トロイダル磁界の印加に伴って最大 200 μsec 程度にまで増加していることがわかる。特に $I_{tfc} = 15 \text{ kA}$ 付近においてプラズマ寿命の急激な増加が観測されており、これはプラズマ端部における q 値が 1 程度の外部トロイダル電流値に相当していることから、端部付近でのトカマク的なシアーによる安定化効果が顕著に現れるようになったものと考えられる。

本運転モード (slow ramp up) にて生成した高ベータ球状トカマク配位は、fast ramp up において観測されたような FRC に似た大きな減衰を示すことはなく、また目立った不安定性が発生することもなく安定に維持されている。これは、slow ramp up モードにおいては、より大きなイオン加熱によってプラズマ中に大きな圧力勾配が形成されており、バルーニングモードに対してより安定な領域に位置しているためと考えられる。詳しくは後ほど s - α ダイアグラムを用いて述べる。

図 5.25 に、FRC および 44kA の外部トロイダル磁界コイル電流を印加した高ベータ球状トカマクの電子密度、イオン温度の時間変化の様子を示す。電子密度、イオン温度ともに外部トロイダル磁界を印加した球状トカマクのケースの方が減衰が緩やかであることから、FRC プラズマに比べて粒子/エネルギー閉じ込め性能の向上が伺える。

図 5.26 に、合体生成 FRC に最大 44kA の外部トロイダル磁界コイル電流を印加した場合の高ベータ球状トカマクの生成・緩和過程におけるポロイダル磁気面の二次元分布 (左図) およびミッドプレーン上におけるトロイダル磁界の径方向分布 (右図) の時間変化の様子を示す。OH 電流駆動によって、トカマク配位が 120 μsec

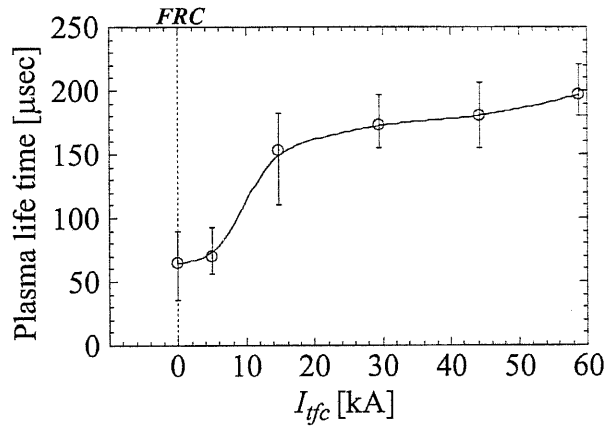


図 5.24: Lifetime of poloidal flux as a function of external toroidal field coil current I_{tfc} .

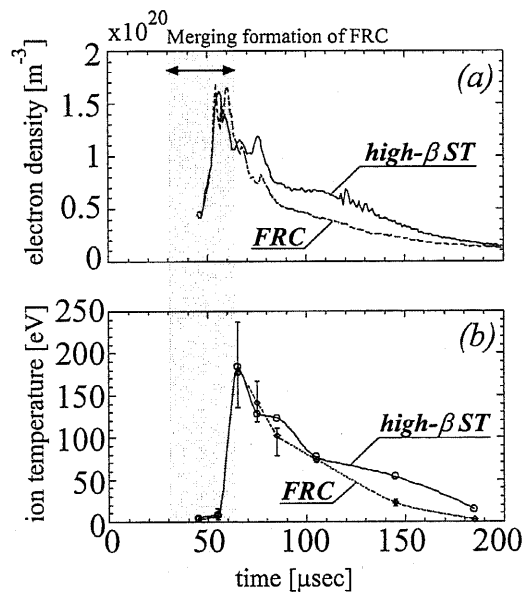



図 5.25: Time evolutions of (a) electron densities and (b) ion temperatures for an FRC ($I_{tfc} = 0$) and high- β spherical tokamak ($I_{tfc} = 44\text{kA}$).

以上にわたって維持されている様子が分かる。

slow ramp up においては外部トロイダル磁界コイル電流の駆動に中速コンデンサバンクを用いているため、fast ramp up に比べて外部トロイダル磁界の立ち上げが緩やかになっている。このため、外部トロイダル磁界が時間変動しないようになるまでに $80\mu\text{sec}$ 程度を要しており、 $t = 145\mu\text{sec}$ 付近に至ってようやく定常のトロイダル磁界が形成されている。外部トロイダル磁界は fast ramp up モードの2倍強の大きさとなっており、高い q 値を有する高ベータ球状トカマク配位を安定に生成することができた。slow ramp up においては外部トロイダル磁界の立ち上げが緩やかになっているにもかかわらず、fast ramp up にて観測されたのと同様に反磁性のトロイダル磁界分布が形成されており、配位形成から $50\mu\text{sec}$ 程度の時間の間に徐々に真空磁界分布へと近付いていく。

Poloidal flux surfaces Ψ (contour spacing : 0.3mWb)
 Toroidal magnetic field B_t (-0.50kG  0.50kG)

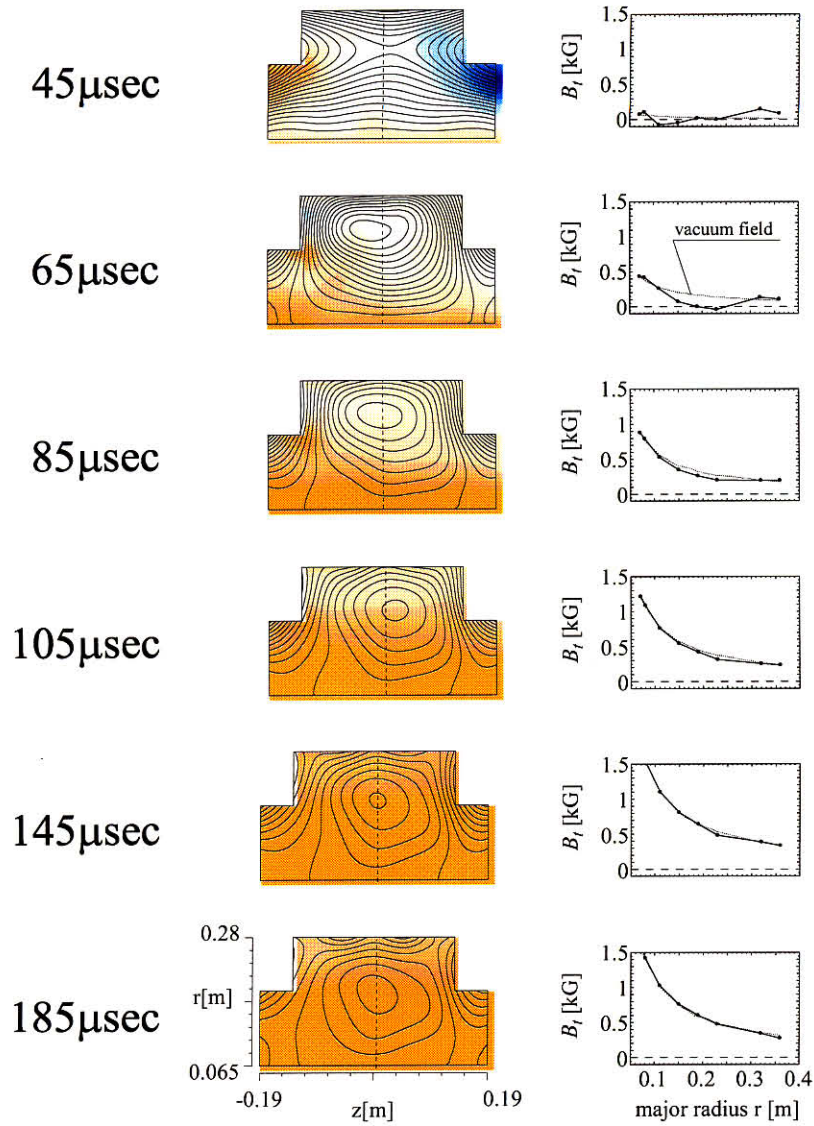


図 5.26: Time evolutions of poloidal flux surfaces(contour spacing:0.3mWb) and radial profiles of toroidal field amplitude (solid line) and vacuum field (dashed line) of high- β spherical tokamak with sufficient OH current drive.

5.5.3 高ベータ球状トカマク、低ベータ球状トカマク、FRC の圧力分布の検討 (slow ramp up)

slow ramp up における FRC、高ベータ球状トカマク、低ベータ球状トカマクのトロイダル電流密度の径方向分布を図 5.27 示す。fast ramp up の場合と同様に、FRC および高ベータ球状トカマクの場合には中心

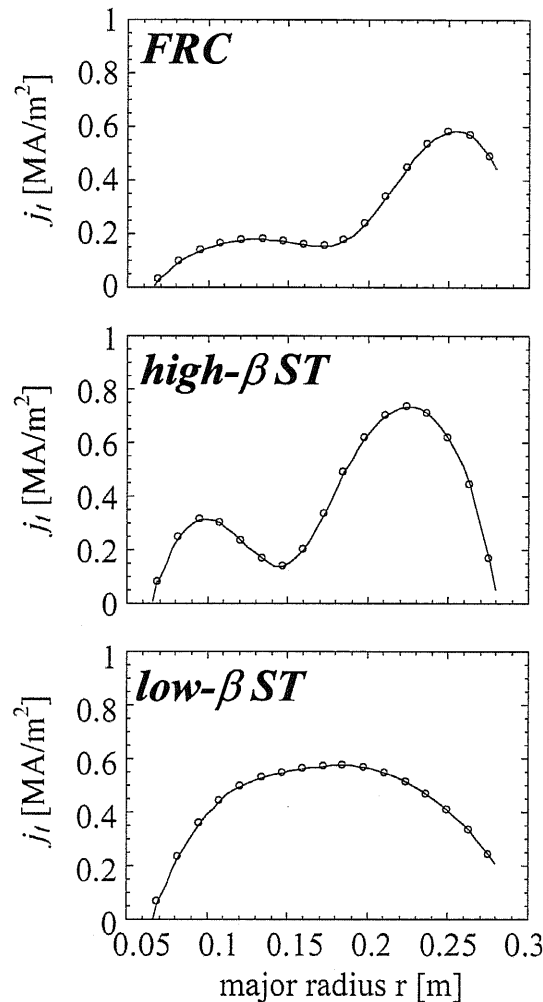


図 5.27: Radial profiles of toroidal current densities of an FRC、high- β spherical tokamak and low- β spherical tokamak (slow ramp up).

付近のくぼんだ凹型の電流分布をしていることがわかる。トロイダル電流密度の大きさ自体は、fast ramp up/slow ramp up の双方でさほどの変化はなく、最大で $0.6 \sim 0.7$ [MA/m²] 程度となっている。

電流分布、磁界分布から ∇p を計算し、FRC、高ベータ球状トカマクおよび低ベータ球状トカマク各々の熱圧力の径方向分布を計算した結果を図 5.28 に示す。図中には、電子温度、電子密度、イオン温度計測から直接算出したプラズマ熱圧力 $p = n_e k(T_e + T_i)$ の値を丸印で記入してある。高ベータ球状トカマクおよび低ベータ球状トカマクに関しては、 $\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ より算出した圧力分布と、温度密度計測から得られた実際の圧力分布とは良い一致を示しているものの、FRC に関しては、実際の圧力の方が $\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ より算出した圧力に比べて 3 倍程度高くなっている。これは、FRC プラズマにおいてはイオンのラーマー半径がプラズマサイズと同程度であるために、FRC 配位の内部に閉じ込められているイオンの軌道がプラズマ外部にまで広

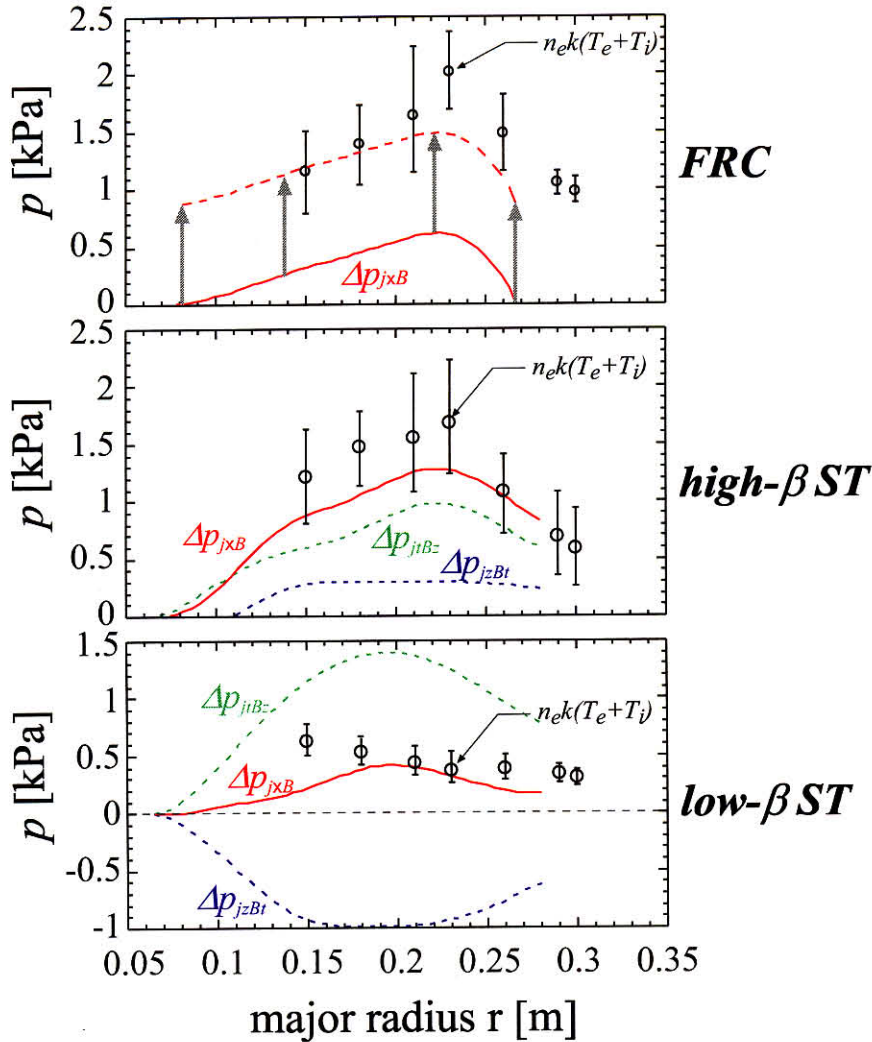


図 5.28: Radial profiles of plasma thermal pressures of an FRC、high- β spherical tokamak and low- β spherical tokamak.

がっているため、セパトリスの外に高い圧力のプラズマが存在しているためと考えられる。 $\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ を用いて磁界分布より圧力を計算する場合には、プラズマ端部での圧力をゼロとして積分を行うわけであるから、セパトリス外に存在する圧力の分だけ補正を行う必要がある。端部の圧力の分を $\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ から算出した圧力分布に足し加えることによって、実際の圧力分布とよい一致を見ることができた。

高ベータ球状トカマクに関しては、fast ramp up においては閉じ込められているプラズマの熱圧力は最大でも 0.5 ~ 0.6 kPa 程度であったのが、slow ramp up においてはプラズマ合体によるイオン加熱の効果が大きくなっているため、高ベータ球状トカマクにおいては fast ramp up よりもはるかに大きな 1 kPa を越える高い熱圧力が維持されていることがわかる。このような配位でベータ値を算出すると、高ベータ球状トカマクにおいては $\beta \sim 1$ 程度の非常に高いベータ値が観測された。

5.5.4 高ベータ球状トカマクのベータ値とバルーニングモードの検証 (slow ramp up)

図 5.29 に高ベータ球状トカマク ($I_{tfc} = 44\text{kA}$, 15kA) および FRC のベータ値 (体積平均ベータ) の時間変化を示す。高ベータ球状トカマクおよび FRC は、合体生成直後には $\beta = 1 \sim 1.5$ もの高いベータ値を有

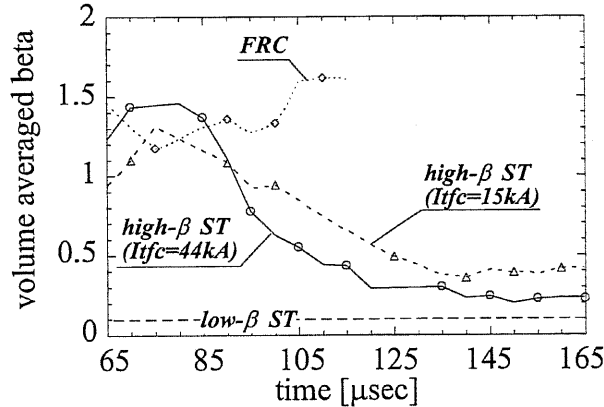


図 5.29: Time evolutions of volume averaged beta of and FRC, high-β spherical tokamak (slow ramp up) with typical β value of conventional ST(dashed line).

している。FRC 配位に関しては、熱エネルギーの減衰よりも磁気エネルギーの減衰の方が速く、ベータ値が徐々に上昇していく傾向が見られる。FRC 配位は $t = 110\mu\text{sec}$ 付近にて崩壊しており、図 5.29 にはその時点までの軌跡をプロットしてある。これに対して球状トカマクでは、生成後 $30\mu\text{sec}$ 程度は $\beta > 1$ なる状態が維持されているが、外部トロイダル磁界の印加にともなってベータ値は徐々に減少していく。 $I_{tfc} = 44\text{kA}$ の場合には、 $t = 100\mu\text{sec}$ 付近で $\beta \sim 0.5$ 程度にまで低下しており、最終的には $t = 130\mu\text{sec}$ 付近にてベータ値は 0.2 程度にまで低下してしまう。これは、従来手法で生成した低ベータ球状トカマク配位のベータ値 (約 0.1) の 2 倍程度の値となっている。また、 $I_{tfc} = 15\text{kA}$ の場合には印加するトロイダル磁界が小さくなるため、ベータ値の減少量もやや小さくなり、高ベータ状態も長時間維持されていることがわかる。

このように印加する外部トロイダル磁界の強度によって差はあるものの、提案手法においては配位形成後 $40 \sim 60\mu\text{sec}$ 程度の時間 $\beta > 0.5$ の高ベータ状態を維持できていることが確認された。本実験においては、配位形成時のプラズマ合体によるイオン加熱以外の追加加熱装置を有していないので (OH 電流駆動による加熱効果はほとんど認められない)、このようにプラズマ圧力およびベータ値が漸減してしまうことになる。

図 5.30 に高ベータ球状トカマクの安全係数 q 分布の時間変化を示す。

$t = 85\mu\text{sec}$ 以前まではプラズマ端部にのみ磁気シアアが集中しており、磁気軸付近にはほとんど磁気シアアのないような配位になっているのに対して、 $t = 105\mu\text{sec}$ 以降には全体的に q が上昇し、最終的には磁気シアアがプラズマ内部にまで浸透してきていることがわかる。

得られた圧力分布、安全係数 q 分布を用いて算出した高ベータ球状トカマク (slow ramp up) の s - α ダイアグラムを図 5.31 に示す。fast ramp up の場合と違って、合体直後のイオン加熱効果によってまず圧力勾配が大きく増加しており、その後の外部トロイダル磁界の立ち上がりが緩やかなため、シアアパラメータの増加は圧力勾配の増加の後に引き続いて観測される。圧力勾配の値そのものは、fast ramp up の場合には最大 $0.6[\text{kPa}/\text{mWb}]$ 程度であったのに対して case 2 においては最大 $1.2[\text{kPa}/\text{mWb}]$ と約 2 倍の大きな圧力勾配が形成されている。このため、fast ramp up に比べて slow ramp up の場合にはプラズマ生成過程におけるバルーニングモード発生の危険性が小さくなっているものと考えられる。

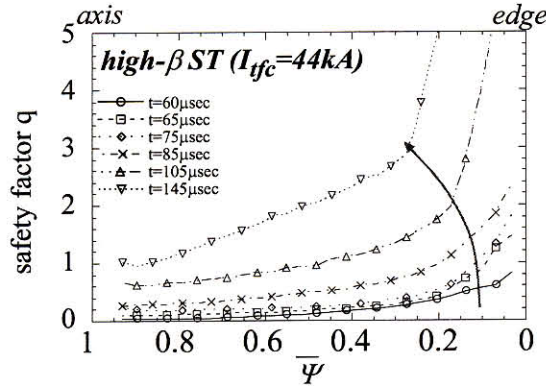


図 5.30: Safety factor q profiles of high- β spherical tokamak (slow ramp up).

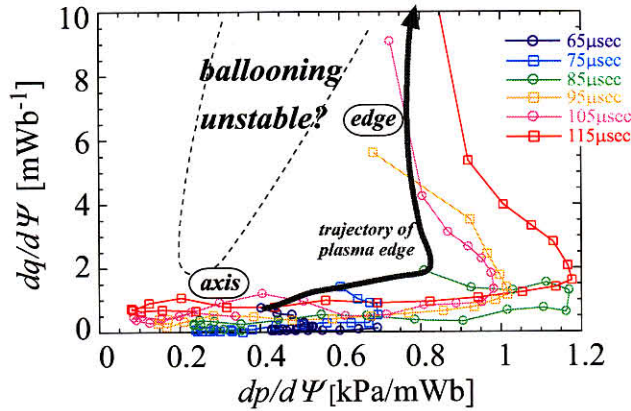


図 5.31: s - α diagrams of high- β spherical tokamak (slow ramp up).

5.5.5 高ベータ球状トカマクにおける絶対極小磁界配位の形成

本研究にて提案している高ベータ球状トカマクの持つ特徴の一つに、絶対極小磁界構造の形成がある。プラズマの表面領域すべてにおいて内側に向かうに従って磁界の強さが小さくなるような「絶対極小磁界配位」は、交換型不安定性をはじめとする MHD 不安定性の多くを安定化しうることから、異常拡散の抑制および閉じ込め性能の向上をもたらすものと考えられる。このような絶対極小磁界配位はミラー配位においては実現されているものの、トカマクにおいては特定の磁力線に関して平均的に内側に向かうに従って磁界が小さくなるという「平均極小磁界配位」としてのみ実現されている。

本研究において提案している高ベータ球状トカマクは、反磁性のトロイダル磁界分布を有しているため、磁気軸付近にて磁界強度が極小になるという「絶対極小磁界配位」が実現されている可能性がある。そもそも FRC 配位においては磁気軸には磁界が全く存在していないので、これにわずかなトロイダル磁界を印加することによって絶対極小磁界構造を形成することができると考えられる。図 5.32 に、FRC、高ベータ球状トカマクおよび低ベータ球状トカマクの磁界強度 $|B|$ の二次元分布およびポロイダル磁気面の様子を示す。FRC 配位では、磁気軸付近では磁気面のあらゆる位置において外側に向かうに従って磁界強度が大きくなるような絶対極小磁界配位に近いが形成されているものの、中心対称軸付近に磁界の弱い部分が存在しており、全体としては絶対極小磁界とは言い難く、磁気軸において磁界が完全に存在しないという点も荷電粒子損失

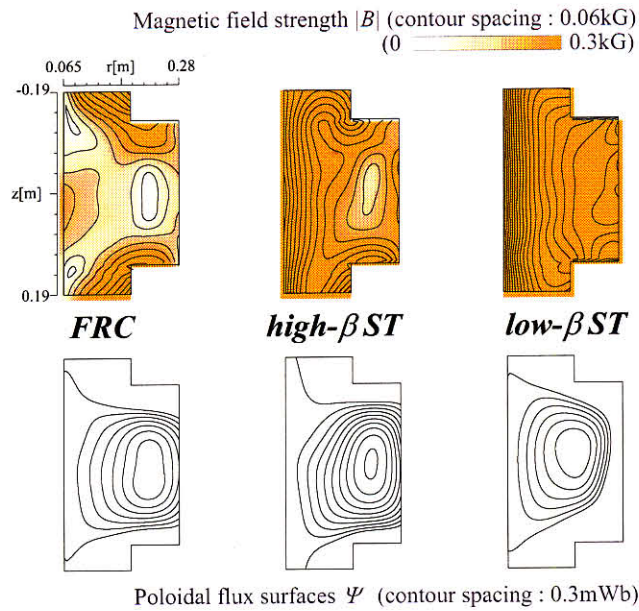


図 5.32: Poloidal flux surfaces and contours of absolute field strength of (a) proposed high- β spherical tokamak and (b) conventional low- β spherical tokamak.

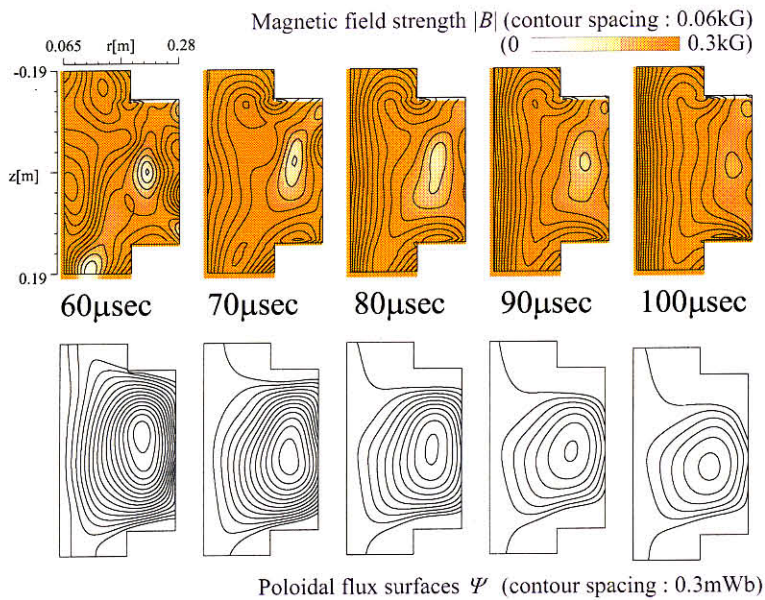


図 5.33: Time evolution of poloidal flux surfaces and contours of absolute field strength of proposed high- β spherical tokamak.

の観点から望ましくない。これに対して高ベータ球状トカマクにおいては、中心対称軸付近に強いトロイダル磁界が存在しているため、磁気軸付近では磁気面のあらゆる位置において外側に向かうに従って磁界強度が強くなるような絶対極小磁界配位が形成されている。なお、低ベータ球状トカマクにおいてはこのような絶対極小磁界構造はみられず、径方向に単調に減少するような磁界強度分布となっている。

図 5.33 に、高ベータ球状トカマク配位のポロイダル磁気面および磁界強度の二次元分布の時間変化を示す。高ベータ球状トカマク生成後約 $30\mu\text{sec}$ にわたって極小磁界配位が維持されていることがわかる。本実験では、プラズマ合体以外に追加熱設備がないため、生成された球状トカマクの反磁性電流の減衰とともに絶対極小磁界配位も失われてしまうが、NBIやRF等の追加熱を行うことにより反磁性のトロイダル磁界分布すなわち絶対極小磁界配位を定常的に維持することが可能であると考えられる。

5.5.6 高ベータ球状トカマクの長期駆動実験 (slow ramp up) のまとめ

本節では、初期生成スフェロマックの持つエネルギーを増加させることによってより高圧力のFRCを生成し、これに十分なOH電流駆動と強い外部トロイダル磁界を印加することによって q 値の大きな高ベータ球状トカマクの生成と長時間維持を試みた。

初期スフェロマック生成には $18.75\mu\text{F}$ 、 40kV の高速コンデンサバンクを三台 (PFコイル用に一台、TF電極放電用に二台) 用いることによって、FRC生成時のイオン加熱効果を飛躍的に増大させ、最大で約 200eV に達する高いイオン温度を有する高ベータ球状トカマクを生成することに成功した。これは、fast ramp upにおける最大 $40\sim 50\text{eV}$ 程度のイオン温度の4倍強に相当しており、これは同時に圧力勾配の大幅な増加をもたらしている。ベータ値はFRCから球状トカマクへの遷移過程において1を上回る程度の非常に高い値が得られており、 $40\mu\text{sec}$ 以上にわたって $\beta > 0.5$ となる高ベータ状態が持続している。

このように生成した高ベータ球状トカマクに大パワーのOH電流駆動を行うことによって、 $200\mu\text{sec}$ に達するプラズマ寿命を達成することができた。これは、同じパワーのOH電流駆動を印加したFRCの寿命の3倍強にあたり、電子密度やイオン温度の減衰もFRCの場合に比べて緩やかになっていることから、外部トロイダル磁界の印加によって閉じ込め性能の向上を実現した。

本運転モードにおいて観測されるトロイダル磁界分布はfast ramp upと同様の反磁性を示しており、トロイダル電流密度も同様の凹型の分布を示している。このため、高ベータ球状トカマクにおいては非常に大きな熱圧力を維持することが可能となり、最大で 1kPa を越える高い熱圧力が達成されている。これは、fast ramp upにおける最大熱圧力の2倍程度の高い値となっている。このため、配位中に形成されている最大の圧力勾配もfast ramp upにくらべて2倍程度大きくなっており、パルニングモードに対してより第二安定化領域側に位置する配位となっていることがわかる。

本実験にて得られた高ベータ球状トカマク配位の特徴のひとつとして、絶対極小磁界配位の形成が挙げられる。これは中心導体付近でのトカマクの性質と、磁気軸付近でのFRC的性質とを併せ持つ反磁性球状トカマクならではの特徴であり、異常拡散の抑制および閉じ込め性能の向上に効果的であると考えられる。

5.6 高ベータ球状トカマクの傾斜モードに対する安定性の検討

前節までは、プラズマのMHD不安定性の中でも特に高ベータトカマクにおいて発生するトロイダルモード数 n の大きいバルーニングモードに着目して検証を行ってきたが、球状トカマク配位あるいはFRC配位において低トロイダルモードの不安定性、特に $n=1$ 傾斜モード (tilt mode) がプラズマの安定性において重要な役割を果たしている。

slow ramp up にて生成したFRCおよび二種類の I_{tfc} を印加した高ベータ球状トカマクにて観測されたトロイダル磁界 B_z の $n=1$ モード成分の時間発展の様子を図 5.34 に示す。ここで $n=1$ モード成分は、ミッドプレーン上 $r = 29\text{cm}$ の地点に配置した32点のトロイダルモードプローブにて計測した値を高速フーリエ変換することによって算出している。

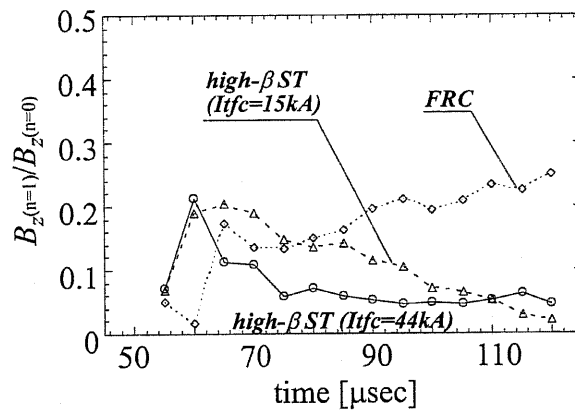


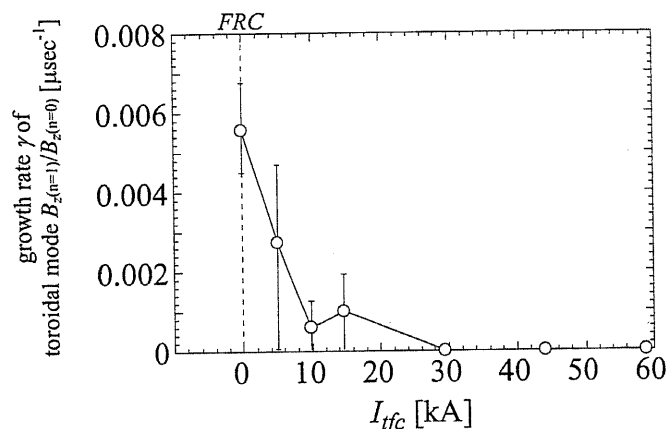
図 5.34: Time evolution of $n=1$ mode of poloidal field (B_z) for an FRC and high- β ST.

FRCプラズマにおいては、合体生成後徐々に $n=1$ モードが成長していき、最終的にはプラズマの消滅に至るのに対して、外部トロイダル磁界を印加した高ベータ球状トカマクの場合には、 $n=1$ モードの成長が抑制されていることがわかる。印加する外部トロイダル磁界コイル電流 $I_{tfc} = 15\text{kA}$ の場合には、生成直後に $n=1$ モードがやや増加しているのが観測されているが、外部トロイダル磁界の増加にしたがって安定化されている。さらに強い外部トロイダル磁界を印加した $I_{tfc} = 44\text{kA}$ の高ベータ球状トカマクにおいては、 $n=1$ モードは軸対称成分の10%以下の大きさに抑えられており、傾斜モードに対して安定となっていることがわかる。

$t = 55\mu\text{sec}$ から $120\mu\text{sec}$ までの $65\mu\text{sec}$ の期間における $n=1$ モードの成長率 γ の I_{tfc} 依存性を図 5.35 に示す。 $I_{tfc} > 20\text{kA}$ の領域では、配位形成直後に発生している $n=1$ の揺動成分は時間経過とともに徐々に減少しており、 $n=1$ トロイダルモードが完全に安定化されていることがわかる。図中では便宜上成長率はゼロとしてプロットしている。これに対して $I_{tfc} < 20\text{kA}$ 程度の領域においては、 $n=1$ トロイダルモードの成長率は正の値を示しており、配位が傾斜モードに対して不安定となっていることを示唆している。

このように、中心導体電流の効果によって傾斜モードが安定化されており、FRCから高ベータ球状トカマクへと配位を遷移させることによって、傾斜モードの抑制という点でも良好な特性を得ることができている。ここで、外部トロイダル磁界印加による $n=1$ モード抑制効果の発現と、前章にて示したプラズマ寿命の進展 (5.24) の様子とが良く一致していることは興味深く、密接な関係があるものと考えられる。

本節では、高ベータ球状トカマク配位の傾斜モードに関する安定性について、球状トカマク/FRCとの類似性を考慮して検討を行う。


 図 5.35: Dependence of toroidal mode growth rate γ on center conductor current I_{tfc} .

5.6.1 トカマク配位の傾斜モード安定性

トカマクプラズマにおける傾斜モードに関する安定性に関して考察する。トカマクあるいは球状トカマクにおいては、傾斜不安定性の成長は中心導体電流を印加することによって抑制されると考えられており、理論モデル、実験、シミュレーション等の検討が行われている [51, 52, 53]。中心導体電流による傾斜モードの安定化機構については、例えば剛体近似モデルによると以下のように表現される。プラズマが傾斜することによって、プラズマの一方は中心導体に近付き他方は離れることになる。このとき、外部トロイダル磁界コイル電流に対する誘導電流がプラズマ中に発生し、外部トロイダル磁界との $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 力によってプラズマの傾斜を押し戻すというものである。このため、 q 値の十分大きなトカマクプラズマにおいては容易に安定化が可能であるわけだが、球状トカマクにおいては中心導体をいかにコンパクトに設計するかが極めて重要な問題となっており、できるだけ少ない中心導体電流において不安定性の抑制、閉じ込め性能の向上を達成したいという意味で、傾斜モードに関する安定性を検証することは重要となる。

剛体モデルにおける傾斜モード安定化に必要な中心導体電流 I_{crit} の値としては、

$$\frac{I_{crit}}{I_{plasma}} \equiv \left(\frac{3}{2} \pi (1 - n^*) C_L A \right)^{1/2} \frac{A - 1}{\kappa^{3/2}} \quad (5.13)$$

のように表される [51]。ここで、 A 、 κ はそれぞれプラズマのアスペクト比、縦横比であり、 C_L はプラズマの自己インダクタンスを決定する係数、 n^* は外部平衡磁界の径方向の減衰定数

$$n^* \equiv \frac{r}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial r} \quad (5.14)$$

である。

モデル計算や実験においては、本研究で扱っているアスペクト比 $A \sim 1.4$ 程度の球状トカマクの傾斜モードの安定化に必要な中心導体電流 I_{crit} は

$$\frac{I_{crit}}{I_{plasma}} \sim 0.5 \quad (5.15)$$

程度となっており、これは本実験において $I_{plasma} \sim 40\text{kA}$ 、 $I_{tfc} \sim 20\text{kA}$ という結果とほぼ一致していることがわかる。しかしながら提案手法においては、外部トロイダル磁界が時間変動すること、特に初期 FRC プラズマを遷移させて球状トカマク配位を生成していることなどから、FRC プラズマから球状トカマク配位までを連続的に取り扱って安定性を議論する必要が出てくる。

5.6.2 FRCの傾斜モード安定性

FRCにおいては $n=1$ 傾斜不安定性や $n=2$ 回転不安定性などの成長がプラズマの寿命を直接的に制限していると考えられている。FRCを単にMHD的に取り扱った理論計算においては、 $n=1$ 傾斜モードが本質的に不安定となり、アルフベン時間程度の短い時間内に配位が崩壊してしまうことが知られている。しかしながら、実際のFRC実験において観測される傾斜モードの成長率は、これらMHDシミュレーションの予測する成長率よりはるかに小さくなっていることから、非MHD的な安定化効果が働いていると考えられており、例えばイオンの運動論的效果や高エネルギーイオンビームによるジャイロ安定化効果などについての研究が行われている [54, 55, 56, 57, 58]。

このような運動論的效果やイオンビームの効果などのFRCの安定性や閉じ込め特性を議論する際に、しばしば用いられるのがスケーリングパラメータである。これは、FRCのセパトリクス径とイオンラーマー半径ないしイオン無衝突スキン長との比であらわされるパラメータであり、

$$s_{FRC} \equiv \int_R^{r_s} \frac{r dr}{r_s \rho_i} \quad (5.16)$$

$$S_* \equiv \frac{r_s}{c/\omega_{pi}} \quad (5.17)$$

と表される(一般的には s で表されるスケーリングパラメータであるが、前節にて用いたシアパラメータとの混同を避けるため s_{FRC} と記述する)。ここで R は磁気軸の半径、 r_s はセパトリクス半径を表している。

s_{FRC} パラメータについては、FRCの閉じ込め特性と密接な関わりがあるとされており、一般に s_{FRC} パラメータの増加はFRCの閉じ込め特性の向上をもたらすと考えられている。1990年以前の $s_{FRC} \leq 2$ のFRCでの実験結果を外挿すると、D-T反応の成立のためには少なくとも $s_{FRC} > 20$ が必要とされている。

また、 s_{FRC} パラメータはFRCプラズマの粒子的効果と流体的効果の支配度を表しており、 $s_{FRC} < 1$ においては粒子運動論的效果が支配的になるのに対して、 $s_{FRC} \gg 1$ なる領域においてはMHD的な振る舞いが支配的になる。FRCには磁気ヌル点が存在しているために、その近傍においてはイオンの軌道がFRCの半径と同スケールになっており、イオンの運動は流体的ではなく運動論的な振る舞いによって記述されることになる。このようなイオンの軌道効果を考慮に入れることによって、MHD安定解析などでも内部傾斜モードが安定化されるとの結果が得られていることから、 s_{FRC} パラメータはFRCにおける傾斜モードの安定性を表す指標の一つと見なされており、イオンの軌道効果(メアンダリング運動)による安定化効果は、 s_{FRC} の増加にしたがって減少する。また、 S_* はイオンのジャイロ粘性による安定化の指標であり、これも増加に伴って安定化効果が減少する。ジャイロ粘性とはイオンのラーマー運動によってもたらされる粘性効果であり、衝突とは無関係にイオンラーマー半径程度の空間スケールにて作用する効果である。

最近の研究では、FRCの安定性に関して、これらのスケーリングパラメータとFRCのセパトリクス偏長度 E が重要な要因と考えられている(FRCにおいてはプラズマ全体形状を楕円とみなしてセパトリクス偏長度 E を定義しているの、トカマクにて定義されるセパトリクス偏長度 κ の1/2の値になっていることに注意)。通常の偏長度 E の大きいFRCにおいては、 $s_{FRC}/E < 0.25$ [59] や $S_* < 3.5$ [60] などの傾斜モードに対する安定限界が実験ないし理論モデル等によって導出されている。このようにセパトリクス偏長度の高いFRCにおいてはスケーリングパラメータが増加し、プラズマのMHD的な振る舞いが支配的になるにつれて傾斜モードは不安定になる。

ただし、MHDモデルないし剛体モデルを用いた計算においては $E < 1$ なる偏長度の小さいFRCでは、高い s_{FRC} の値においても傾斜モードが安定化されるという計算結果が示されており [56]、これによるとTS-3装置において生成しているような偏長度が0.5~0.6程度のFRCに対しては $s_{FRC} < 3 \sim 5$ 程度の領域で傾斜モードが安定化されていることになる(図5.36参照)。

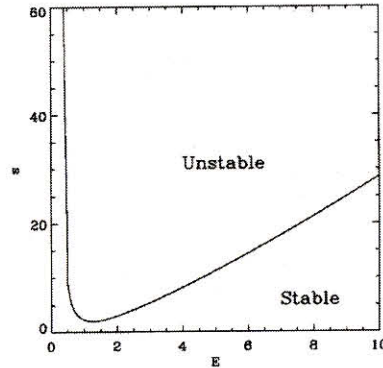


図 5.36: Stability diagram in s and elongation E with stabilizing effects from ion diamagnetic drift and ion gyro-viscosity.[56]

5.6.3 高ベータ球状トカマク配位における傾斜モード安定化の検討

本研究においては外部トロイダル磁界の増加に伴って、スケーリングパラメータ s_{FRC} が増加するため、FRC 的なイオンの運動論的效果による安定化効果の減少と、トカマク的な中心導体電流による安定化効果の増大との兼ね合いで傾斜モードの成長率が決定されるものと考えられる。

図 5.37 に FRC および二種類の I_{tfc} を印加した高ベータ球状トカマクにおけるスケーリングパラメータ s_{FRC} の時間発展を、図 5.38 に S_* の時間発展を示す。なお、本実験においてプラズマの偏長さ E は $E = 0.5 \sim 0.6$ となっており、ほぼ時間的に一定である。パラメータ S_* に関しては FRC の場合と高ベータ球状トカマクの場合とで時間発展にほとんど差はなく、球状トカマクの傾斜不安定性の抑制に関してジャイロ粘性の効果は支配的ではないと考えられる。ここで、FRC のグラフが途中で終了しているのは、その時刻で配位が崩壊消滅していることを表している。パラメータ s_{FRC} に関しては、FRC 配位では崩壊するまでの期間内ではほぼ

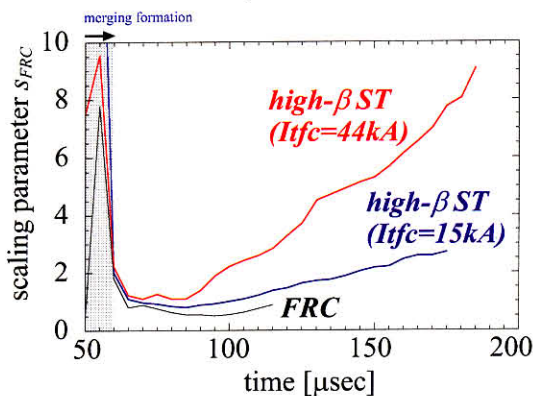


図 5.37: Time evolution of scaling parameter s_{FRC} for an FRC and high- β ST.

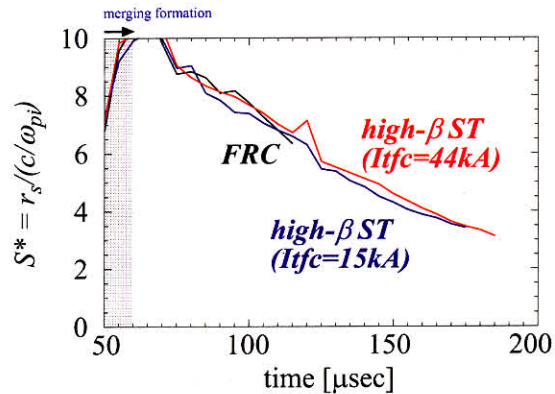


図 5.38: Time evolution of scaling parameter S_* for an FRC and high- β ST.

$s_{FRC} \sim 1$ となっている。すなわち FRC プラズマは非 MHD 的領域において主にイオンの軌道効果によって傾斜モードが安定化されていると考えられる。

これに対して本実験にて生成している高ベータ球状トカマクは、前節にて示した安全係数 q 分布からもわ

かるように、中心導体付近でトカマク的な、そして磁気軸付近においては FRC 的な性質の配位を併せ持つ配位となっている。このため、中心導体付近においてはイオンは MHD 的に振る舞い磁気軸付近では粒子的な振る舞いを行うことになる。

問題となるのは FRC からトカマク配位へと遷移する過程である。中心導体電流による安定化が不十分である期間内に外部トロイダル磁界の印加によって FRC 的なイオン粒子効果による安定化が抑制されてしまう場合には、傾斜モードの成長率が增大する可能性がある。

図 5.37 において、高ベータ球状トカマク配位の s_{FRC} パラメータは、 $t < 80\mu\text{sec}$ 程度まではほぼ FRC の場合と同じ軌跡をたどっており、 s_{FRC} パラメータの算出に用いている磁気軸より外側の領域においてはイオンの運動論的效果による傾斜モードに対する安定化効果が維持されていることが期待できる。

$t = 80\mu\text{sec}$ 付近から、特に $I_{tfc} = 44\text{kA}$ の高ベータ球状トカマクで s_{FRC} パラメータの増加が確認され、およそ $t \sim 100\mu\text{sec}$ にて $s_{FRC} > 3$ となる。よって、この時間帯にはイオンの粒子効果による傾斜モード安定性は失われてしまっているものと考えられるが、この時点には既に中心導体電流がプラズマ電流の半分程度の約 20kA に達しており、トカマク配位としての中心導体電流による安定化が十分効果的になってきていると考えられる。

図 5.39 に高ベータ球状トカマクのプラズマ端部における安全係数 q_{90} の時間変化を示す。

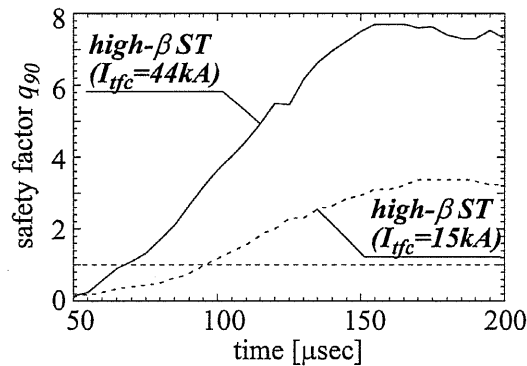


図 5.39: Time evolutions of safety factor q_{90} and q_{10} of high- β spherical tokamak (slow ramp up).

$I_{tfc} = 44\text{kA}$ における端部の安全係数 q_{90} は $t = 70\mu$ 付近で 1 を越え、 $t = 100\mu\text{sec}$ においては 3 程度に達している。このことから、FRC としてのイオンの運動論的效果が失われる時間帯には、トカマクとしての安定性が十分備わっていることになる。これに対して $I_{tfc} = 15\text{kA}$ の高ベータトカマクにおいては、 $t = 100\mu\text{sec}$ にしてようやく q_{90} が 1 を上回る程度であり、トカマクとしての安定化が発現するのが遅れている。特に $t < 80\mu\text{sec}$ の時間領域では q_{90} の増加する傾きが緩やかになっていることから、外部トロイダル磁界印加後もしばらくは FRC としての性質の方が強く現れているものと考えられる。 s_{FRC} パラメータの増加もさほど顕著でないことから、 $I_{tfc} = 15\text{kA}$ の高ベータ球状トカマクにおいては主に FRC 的なイオンの運動効果によって傾斜モードに対する安定性が保たれているものと考えられる。

5.6.4 高ベータ球状トカマクの傾斜モード安定性のまとめ

FRC における傾斜モードに対する安定性は、主に磁気軸より外側におけるイオンの粒子効果、例えば磁気軸における高エネルギーイオンビームによるジャイロ運動効果や、セパトリクス近傍のイオンがプラズマ内部と外部とを結びつけることによる安定化効果、ジャイロ粘性の効果などによって保証されている。

これに対して、球状トカマクにおいては中心導体電流に対する誘導電流の効果によって傾斜モードが安定化されていると考えられており、その効果は中心導体の付近に局在している。

本実験にて生成した高ベータ球状トカマク配位は、中心対称軸付近においては外部トロイダル磁界の影響が支配的なトカマク振る舞いを示し、磁気軸付近においてはトロイダル磁界分布が反磁性を示すためにイオンの粒子運動が支配的となるFRC的な振る舞いを示すと考えられる。これは、傾斜モードに対する安定性を考える際に、FRCとトカマクの双方の安定化効果を兼ね備えている可能性を示唆しており、FRCから高ベータ球状トカマク配位への遷移中を含めてプラズマ崩壊をもたらすような傾斜モードに対して安定であることが期待される。

実験結果によると、印加する外部トロイダル磁界の増加に伴って $n=1$ モード成長率の低下が観測されており、特に $I_{tfc} > 20\text{kA}$ 程度の領域においては $n=1$ モードの成長率は負の値を示すことから、傾斜モードが完全に安定化されていることが確認された。 $I_{tfc} < 20\text{kA}$ 程度の領域においても、 $n=1$ モードの成長の時定数はアルフベン時間よりは十分に長くなっており、粒子効果によって安定性をもたらされているものと考えられる。すなわち、高ベータ球状トカマクにおいてはFRC的なイオン粒子効果による安定化効果を失わうことなしに、トカマク的な中心導体電流による安定化効果を付加することに成功しているものと考えられる。

5.7 高ベータ球状トカマク生成手法の大型装置への適用可能性

本研究において提案している高ベータ球状トカマク配位形成においては、高速磁気リコネクションの発生による磁気エネルギーの解放およびイオンの選択的加熱というメカニズムが重要な役割を果たしている。TS-3装置における実験では、磁気リコネクションによる磁気エネルギーの解放 ($P \sim 150\text{kJ}/10\mu\text{sec} = 15\text{MW}$)、イオン粘性によると考えられる熱化効率 ($P < 12.8\text{MW}$) はともに 10MW を越える大きな値となり、プラズマの有するエネルギーが 200J 程度であることを考えると非常に大きな加熱パワーを実現していることから、本研究にて実現されているような高ベータ配位の形成が可能となっている。

このようなプラズマの初期加熱、配位形成法を核融合開発において実用化するためには、装置規模を大型化した際の適用可能性を検討する必要がある。本節では磁気リコネクションの速度およびイオン粘性から導かれる加熱パワーに関して装置大型化による影響を検討する。

磁気リコネクション速度のスケーリング

磁気リコネクションによって単位時間あたりに解放されるエネルギーは、拡散領域(電流シート)に流入する磁気エネルギーの量と見積もることができる。電流シートの長さを L 、Xポイントの半径を R 、プラズマのXポイントへの流入速度を u_{in} とすると、単位時間あたりに解放されるエネルギーは大まかに

$$P = 2 \times 2\pi R \times \frac{B^2}{2\mu_0} \times L \times u_{in} \quad (5.18)$$

程度と見積もることができる。プラズマの流入速度については、例えば流出速度が上流側のアルフベン速度で決定されていると仮定すると $u_{in} \propto B$ となり、上流側のイオン熱速度程度で制限されているものと考えたと u_{in} は装置規模にはよらない値となる。

以上を総合して考えると、磁気リコネクションによって磁気エネルギーが解放されるパワーは

$$P \propto B^3 l^2 \quad \text{or} \quad B^2 l^2 \quad (5.19)$$

程度の依存性を有するものと考えられる。ここで l は装置の特徴的なスケールを表すものとする。

現在世界最大級の球状トカマク装置である NSTX 装置を例にとると、磁界強度は TS-3 装置の 8 倍程度、スケールは 4 倍程度となっており、磁気リコネクションによって解放されるパワーは TS-3 装置の $1000 \sim 10000$ 倍程度の $P = 15 \sim 150\text{GW}$ となる。このように磁気リコネクションによって解放される磁気エネルギーのパワーは装置規模の増加とともに急激に増大するものと考えられ、実用化の点では非常に好都合である。

イオン熱化効果のスケーリング

大型装置におけるプラズマ合体の際に解放される磁気エネルギーの量はおよそ 150kJ 程度と見積もることが出来る。プラズマの密度を TS-3 と同じ $2.5 \times 10^{20}[\text{m}^{-3}]$ と仮定すると、解放される磁気エネルギーが全て熱化した場合にはイオン温度は $750 \sim 800\text{eV}$ 程度にまで加熱されることになる。これは、START 装置における高ベータ放電でのイオン/電子温度が 250eV 程度であることを考慮すると、初期加熱としての効果は十分に達成できているものと考えられる。

イオンの熱化が粘性によって発生していると考え、加熱パワーの見積もりを行う。Xポイントからのプラズマ流出速度 u_{out} が上流側のアルフベン速度によって決定されているものと仮定すると、 $u_{out} \propto B$ なる依存性を持つことが予想できる。このため、粘性加熱に寄与する $\text{div}v$ および $\text{rot}v$ の値はおよそ B/l 程度の依存性を持つものと考えられる。

イオン温度、イオン密度、Xポイントでの磁界強度が TS-3 装置の場合と同程度であると仮定すると、粘性率 η_R 、 η_D の値に関しては装置大型化にともなう変化は生じない。電流シートの幅に関して、TS-3 の場

第5章 プラズマ合体を用いた高ベータ閉じ込め配位の形成

合と同程度であると考え、粘性によって加熱の発生する体積は $V \propto l^3$ 程度の依存性を持つことになるので、トータルとしての加熱パワーは $P \propto B^2$ 程度の依存性を持つことになる。

以上の見積もりを、現在世界最大級の球状トカマク装置である NSTX に適用した結果を表 5.4 に示す。ここでは、重水素プラズマを考えており、イオンが高い温度まで加熱されることによる補正等を考慮した値を示す。磁気リコネクションによる磁気エネルギー解放パワーに比べて、イオン粘性から見積もられる加熱パワーは 1~2 桁程度小さくなっているものの、GW クラスの急速加熱が予測されることから、球状トカマク配位の初期加熱および高ベータ配位形成手法として有望であると考えられる。

プラズマ加熱に要する時間はおよそ 0.15 ~ 0.3msec 程度となり、大型装置において予想されるエネルギー閉じ込め時間が 10 ~ 20msec であることを考慮すると、初期急速加熱としての役割を十分に果たし得る性能であると考えられる。見積もりに使用および算出したパラメータの一覧を表 5.4 に示す。

表 5.4: Comparison of device parameters and reconnection/heating features of TS-3 and NSTX-like large device.

| device | TS-3 | NSTX-like |
|---------------------------|---------------------|-------------------|
| field strength $ B $ | ~ 0.5kG | ~ 4kG |
| major radius R | 0.2m | 0.8m |
| plasma volume | ~ 0.1m ³ | ~ 9m ³ |
| released magnetic energy | ~ 150J | ~ 150kJ |
| reconnection time | 5 ~ 10 μ sec | 1 ~ 10 μ sec |
| energy release power | 5 ~ 15MW | 15 ~ 150GW |
| ion temperature increment | ~ 80eV | ~ 800eV |
| heating power | ~ 15MW | 0.5 ~ 1GW |
| heating time | ~ 10 μ sec | 0.15 ~ 0.3ms |

以上、本研究にて提案しているプラズマ初期加熱法、高ベータ球状トカマク生成法の大型装置への適用可能性について検討を行った。大型装置において加熱パワーを試算した結果、磁気リコネクションによる磁気エネルギーの解放速度は 15GW 以上、イオン粘性による熱化機構から見積もったイオン加熱パワーは 1GW 程度となり、非常に高い加熱パワーが実現できるものと考えられる。すなわち、大型装置において TS-3 装置における異極性スフェロマック合体を行うことによって、大パワーのプラズマ初期加熱を実現することができ、高ベータ配位を容易に形成できる可能性がある。

5.8 高ベータ球状トカマク生成・維持実験のまとめ

スフェロマックプラズマの異極性合体によって高ベータ FRC を生成し、その後にトロイダル磁界を急速に印加するという新手法によって、反磁性のトロイダル磁界分布を有する高ベータ球状トカマク配位の生成に成功した。

高ベータ球状トカマク配位の形成および維持に関しては、プラズマ合体による FRC 生成後に外部トロイダル磁界を立ち上げ時間 $T = 20 \sim 30 \mu\text{sec}$ 程度で急速に印加する fast ramp up モードと、合体時の加熱効果を高め、十分な OH 電流駆動と強い外部トロイダル磁界の印加によって配位の長時間維持を目指した slow ramp up モードの二種類の運転モードによって実験を行った。本実験にて得られた高ベータ球状トカマクの特徴を以下に列挙する。

- プラズマ合体によるイオン加熱効果 (最大 50eV(fast ramp up)、200eV(slow ramp up))
- 反磁性のトロイダル磁界分布
- 凹型のトロイダル電流密度分布
- トロイダル/ポロイダル両磁界が熱圧力を支える方向に力を及ぼすため、常磁性の球状トカマクに比べて高い熱圧力を保持 (最大 0.6kPa(fast ramp up)、1.2kPa(slow ramp up))
- 高い体積平均ベータ値 (最大 0.7(fast ramp up)、1.3(slow ramp up))
- プラズマ端部付近の大きな圧力勾配
- プラズマの寿命は最大で $200 \mu\text{sec}$ に達しており、FRC の 3 倍強 (slow ramp up)
- 絶対極小磁界配位の形成

高ベータ球状トカマクの s - α ダイアグラムの計算結果から、この配位はバルーニングモードに対する第二安定化領域内に存在している可能性がある。このことを裏付けるように、fast ramp up において s - α ダイアグラムの軌跡が不安定方向に移動すると同時にポロイダル磁束が急激に減衰するケースが観測されている。これに対して slow ramp up においては、初期スフェロマックに注入するエネルギーを増加させており、FRC 合体生成時のイオン加熱効果を大幅に増大させることに成功した結果、プラズマ端部付近に形成される圧力勾配の大きさも fast ramp up の 2 倍程度に増大しており、バルーニングモードに対してよりロバストな配位形成法となっていると考えられる。slow ramp up モードにおいては fast ramp up モードの倍以上にあたる最大 60kA もの中心導体電流の印加時においてもバルーニングモードとおぼしき不安定性は発生は確認されなかった。

高ベータ球状トカマク生成に伴う傾斜不安定性の発生について検討を行った。高ベータ球状トカマクにおいては、トカマク的な中心導体電流による安定化効果と、磁気軸付近における FRC 的なイオンの粒子運動による安定化効果の総合によって、傾斜モードに対する安定性が維持されていると考えられる。実験においては、中心導体電流の増加にともなって $n=1$ モード成長率の低下が観測されており、本実験における高ベータ球状トカマクの生成時には、イオンの粒子運動が支配的な領域での FRC 的な傾斜安定性からトカマクの MHD 的な領域での安定性へと連続的に推移できていることがわかる。

高ベータプラズマ生成法、特にプラズマ合体時のイオン加熱効果に関して大型装置への適用可能性について検討を行った。NSTX 級の大型装置においては GW 級の高い加熱パワーが実現できるものと考えられ、プラズマの初期加熱および高ベータ配位の形成手法としては非常に有望であると考えられる。

最後に、本実験 (slow ramp up モード) にて得られた高ベータ球状トカマクのトロイダルベータ値を、規格化電流 I_{plasma}/aB_{T0} に対する値としてプロットしたものを図 5.40 に示す。図中では、過去のトカマク実験および START 装置での実験にて得られたトロイダルベータの値を同時に示している。なお、FRC プラズマのトロイダルベータ値、規格化電流はともに発散してしまうため、外部トロイダル磁界印加開始直後においては意味を持たない。この図においては高ベータ球状トカマク配位については $q_{90} > 2$ なる領域のみをプロットしている。高ベータ球状トカマク放電においては、図の右上方無限遠に存在する FRC にトロイダル磁界を印加することによって、配位は図中の矢印に示すように左下に向かって状態遷移する。

TS-3 装置における低ベータ球状トカマク配位 (図中×印) は、従来のトカマク/球状トカマク装置において実現されているベータ値の領域に存在しているのに対して、提案手法を用いて生成した高ベータ球状トカマクでは、現在までの球状トカマクのベータ値の記録である 39%(START) を大幅に越える値が得られており、超高ベータ球状トカマク配位の成立の可能性を示している。

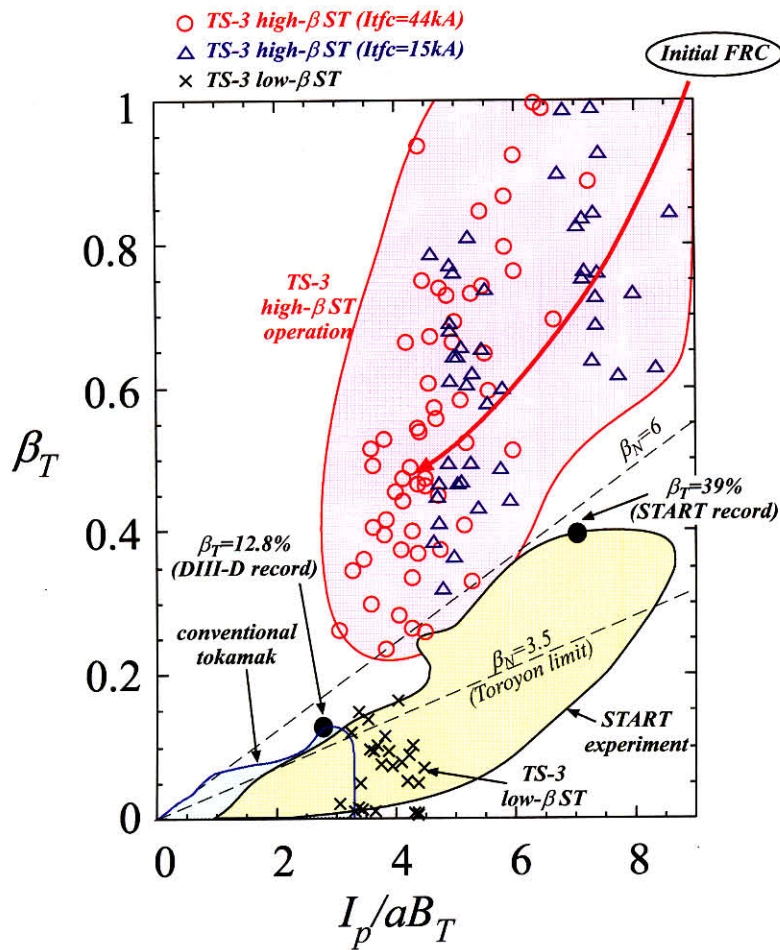


図 5.40: β_T vs I_p/aB_T in TS-3 high-beta ST operation (slow ramp up); β_T for other tokamaks are shown for comparison.

第6章 高ベータ球状トカマク配位の平衡の検討

本研究にて提案している高ベータ球状トカマク配位は、トカマクの優れた閉じ込め性能と FRC の高いベータ値とを両立させる可能性を持った画期的な配位であることが実験的に示された。しかしながら、本実験にて得られているような反磁性のトロイダル磁界分布をもつ球状トカマク配位の平衡についての理論的検討は行われておらず、閉じ込め配位としての性質を確認する必要がある。本章では、軸対称プラズマにおける力の釣り合いを記述したグラッド・シャフラノフ方程式を数値的に解くことによって得られた平衡配位と、実験において得られた高ベータ球状トカマク配位との比較を行うことによって、その特徴を検証する。

6.1 グラッド・シャフラノフ方程式

軸対称トロイダルプラズマの平衡は、MHD 方程式から導出される以下のようなグラッド・シャフラノフ方程式で記述される。

$$\mu_0 j_t = -\frac{1}{2\pi r} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) = \left(2\pi r \mu_0 \frac{\partial p}{\partial \Psi} + \frac{\mu_0^2}{4\pi r} \frac{\partial I^2}{\partial \Psi} \right) \quad (6.1)$$

ここで、 p は圧力関数であり、 I は $I = 2\pi r B_t / \mu_0$ にて定義されるポロイダル電流関数である。これら p 、 I をそれぞれポロイダル磁束 Ψ の関数として与えることができれば、トロイダル電流密度を介してポロイダル磁束のみの関数として MHD 平衡状態を記述することができる。

本章では、TS-3 装置において生成した高ベータ球状トカマク配位の圧力分布およびポロイダル電流分布を多項式で近似したものをグラッド・シャフラノフ方程式に代入し、収束計算によって方程式を満たす解 (ポロイダル磁束分布) を算出し、平衡配位を求める。

6.1.1 数値解法

グラッド・シャフラノフ平衡配位の算出には収束計算を用いている。ポロイダル磁束分布 $\Psi(r, z)$ をもとに、圧力関数およびポロイダル電流関数から式 6.2

$$\mu_0 j_t = \left(2\pi r \mu_0 \frac{\partial p(\Psi)}{\partial \Psi} + \frac{\mu_0^2}{4\pi r} \frac{\partial I^2(\Psi)}{\partial \Psi} \right) \quad (6.2)$$

によりトロイダル電流分布 $\mu_0 j_t(r, z)$ を計算することができる。このトロイダル電流分布を用いて、 Ψ の値を更新する。仮に間隔 Δr 、 Δz の格子点において計算しているとすると、グラッド・シャフラノフ方程式を差分化して

$$\begin{aligned} & \frac{(\Psi_{[i+1][j]} - 2\Psi_{[i][j]} + \Psi_{[i-1][j]})}{\Delta r^2} - \frac{1}{r} \frac{(\Psi_{[i+1][j]} - \Psi_{[i-1][j]})}{2\Delta r} \\ & + \frac{(\Psi_{[i][j+1]} - 2\Psi_{[i][j]} + \Psi_{[i][j-1]})}{\Delta z^2} = -2\pi r \mu_0 j_{\varphi[i][j]} \end{aligned} \quad (6.3)$$

が得られるので、 $\Psi_{[i][j]}^{n+1}$ は、

$$\Psi_{[i][j]}^{n+1} = \frac{\frac{\Psi_{[i+1][j]}^n + \Psi_{[i-1][j]}^n}{\Delta r^2} + \frac{\Psi_{[i][j+1]}^n + \Psi_{[i][j-1]}^n}{\Delta z^2} - \frac{\Psi_{[i+1][j]}^n - \Psi_{[i-1][j]}^n}{2r\Delta r} + 2\pi r \mu_0 j_{\varphi[i][j]}^n}{\frac{2}{\Delta r^2} + \frac{2}{\Delta z^2}} \quad (6.4)$$

のように求めることができる。

解の収束には加速緩和法 (simultaneous overrelaxation method)

$$\Psi_{[i][j]}^{n+1} \text{SOR} = \omega \Psi_{[i][j]}^n + (1 - \omega) \Psi_{[i][j]}^{n+1} \quad (6.5)$$

を用いている。

以上のような手続きを、ポロイダル磁束の誤差が指定値 ε_{MAX} 以下になるまで繰り返し計算する。

$$\varepsilon \equiv \frac{\max |\Psi_{[i][j]}^n - \Psi_{[i][j]}^{n-1}|}{\Psi_{[i][j]}^n} \leq \varepsilon_{MAX} \quad (6.6)$$

本研究では、 $\varepsilon_{MAX} = 10^{-6}$ に設定しており、計算は 100×100 の長方形メッシュ上にて行っている。

境界条件に関しては、プラズマのセパトリクス形状を与える方法と、真空容器壁を境界として外部コイルの磁界を計算に組み入れる方法の二通りが考えられる。通常の実験においては、ロゴウスキコイルによってモニタしている外部コイル電流値を用いて後者の方法で平衡を計算することができるのだが、今回の高ベータ球状トカマク運転においては OH 電流駆動を強く行っているため、その漏れ磁束による外部平衡磁界の変形が無視できなくなっており、この効果を定量的に計算に組み込むことは容易ではない。

そこで本研究においては、プラズマのセパトリクス形状を与えることによって計算の境界条件としている。具体的には、実験にて得られたセパトリクス位置において $\Psi = 0$ という制約を与えており、この境界条件および圧力関数 (関数形状および磁気軸での値)、ポロイダル電流関数 (関数形状および磁気軸での値) を与えることでプラズマの平衡状態を算出する。

6.1.2 圧力関数およびポロイダル電流関数の定義

本研究においては、実験 (case 2) にて得られた圧力分布およびポロイダル電流分布を、2次から6次の多項式にて近似したものをグラッド・シャフラノフ平衡計算に用いる。図 6.1 および 6.2 に、グラッド・シャフラノフ平衡計算に用いた圧力分布 $p(\bar{\Psi})$ (図 6.1(a))、圧力勾配分布 $p' = \partial p(\bar{\Psi}) / \partial \bar{\Psi}$ (図 6.1(b))、ポロイダル電流分布 $I(\bar{\Psi})$ (図 6.2(a))、ポロイダル電流勾配分布 $I' = \partial I(\bar{\Psi}) / \partial \bar{\Psi}$ (図 6.2(b)) を示す。圧力およびポロイダル電流関数は、各々その最大値にて規格化を行っており、同じく規格化したポロイダル磁束 $\bar{\Psi} = \Psi / \Psi_{axis}$ の関数として扱うこととする。ここで圧力関数は $\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ を径方向に積分して求めた圧力を各磁気面ごとに平均したものをを用いている。ポロイダル電流関数に関しても、 $I = 2\pi r B_t / \mu_0$ の値を各磁気面ごとに平均したものをを用いている。

圧力関数、ポロイダル電流関数そのものは2次関数近似を除くといずれの次数においても実験値と良い近似を示しており、近似の次数による差異はほとんど無いように見受けられるが、グラッド・シャフラノフ方程式において直接計算に用いる圧力勾配およびポロイダル電流の勾配に関しては近似の次数によって大きく関数形が変化している様子がわかる。特にプラズマ端部および磁気軸付近において大きな差が現れていることから、それらの位置において平衡計算結果に与える影響が大きくなるものと予想される。

平衡計算に用いる圧力関数、ポロイダル電流関数の方程式を以下に示す。

$$p_2(\bar{\Psi}) = -0.72\bar{\Psi}^2 + 1.66\bar{\Psi} + 0.012 \quad (6.7)$$

$$p_3(\bar{\Psi}) = 0.97\bar{\Psi}^3 - 2.17\bar{\Psi}^2 + 2.23\bar{\Psi} - 0.031 \quad (6.8)$$

$$p_4(\bar{\Psi}) = 1.41\bar{\Psi}^4 - 1.86\bar{\Psi}^3 - 0.378\bar{\Psi}^2 + 1.85\bar{\Psi} - 0.015 \quad (6.9)$$

$$p_5(\bar{\Psi}) = -5.70\bar{\Psi}^5 + 15.67\bar{\Psi}^4 - 14.42\bar{\Psi}^3 + 4.21\bar{\Psi}^2 + 1.24\bar{\Psi} + 0.001 \quad (6.10)$$

$$p_6(\bar{\Psi}) = 12.30\bar{\Psi}^6 - 42.60\bar{\Psi}^5 + 57.32\bar{\Psi}^4 - 36.23\bar{\Psi}^3 + 9.43\bar{\Psi}^2 + 0.77\bar{\Psi} + 0.006 \quad (6.11)$$

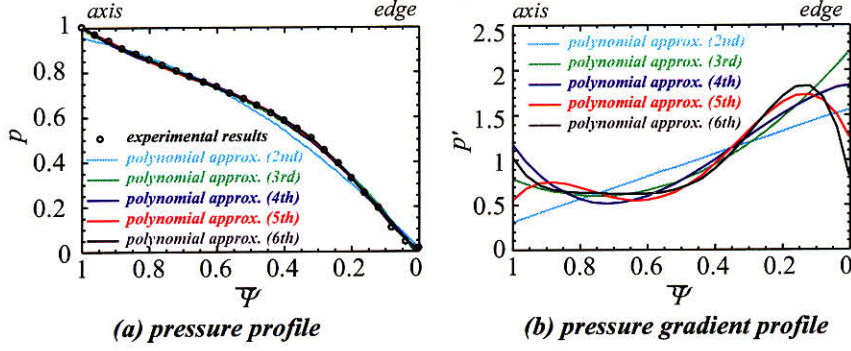


図 6.1: Pressure and pressure gradient profiles of high- β ST (experimental result and polynomial approximation).

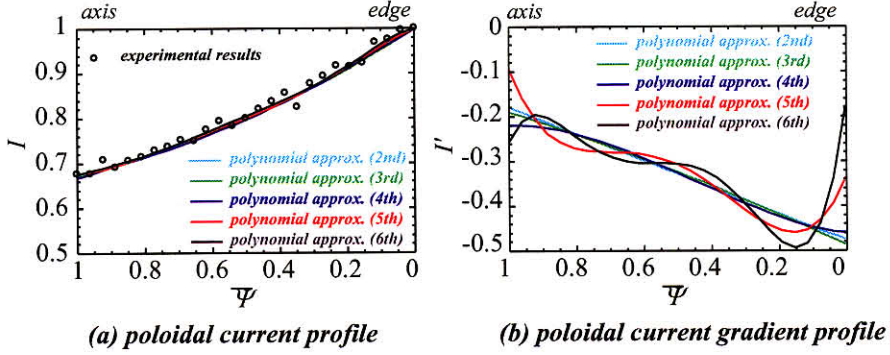


図 6.2: Poloidal current and poloidal current gradient profiles of high- β ST (experimental result and polynomial approximation).

$$I_2(\bar{\Psi}) = 4.25\bar{\Psi}^2 - 13.61\bar{\Psi} + 1 \quad (6.12)$$

$$I_3(\bar{\Psi}) = -0.020\bar{\Psi}^3 + 0.180\bar{\Psi}^2 - 0.491\bar{\Psi} + 1 \quad (6.13)$$

$$I_4(\bar{\Psi}) = -0.10\bar{\Psi}^4 + 0.190\bar{\Psi}^3 + 0.048\bar{\Psi}^2 - 0.461\bar{\Psi} + 1 \quad (6.14)$$

$$I_5(\bar{\Psi}) = 1.24\bar{\Psi}^5 - 3.20\bar{\Psi}^4 + 2.91\bar{\Psi}^3 - 0.95\bar{\Psi}^2 - 0.330\bar{\Psi} + 1 \quad (6.15)$$

$$I_6(\bar{\Psi}) = -4.32\bar{\Psi}^6 + 14.2\bar{\Psi}^5 - 17.8\bar{\Psi}^4 + 10.6\bar{\Psi}^3 - 2.79\bar{\Psi}^2 - 0.165\bar{\Psi} + 1 \quad (6.16)$$

なお、これらの近似式では、 $p(\bar{\Psi})$ 、 $I(\bar{\Psi})$ ともに $\bar{\Psi}$ の一次の項がゼロになっていないため、プラズマ端部 $\bar{\Psi} \rightarrow 0$ において電流密度 j_t がゼロになることは保証されていない。

6.2 高ベータ球状トカマク配位の平衡状態の検討

実験において得られたセパトリクス形状および圧力分布、ポロイダル電流分布を条件としてグラッド・シャフラノフ方程式を解き、実験結果の再現とその特徴の検討を行った。case 2の実験結果より、セパトリクス形状、磁気軸におけるプラズマ圧力 $p_{axis} = 1.0\text{kPa}$ 、中心導体電流 $I_{tfc} = 19.0\text{kA}$ 等を計算に用い、それ以外の磁界分布、電流分布、プラズマ電流、磁気軸でのポロイダル磁束値等については明示的な指定は行わないこととする。

計算によって得られた平衡配位のポロイダル磁束分布について、実験結果と比較検討する。圧力関数を6次多項式に固定して、ポロイダル電流関数 I の形状のみを変化させた場合の平衡配位におけるポロイダル磁束分布を図 6.3 に示す。記号が重なってしまっているため判別しづらくなっているが、5種類のポロイダル電

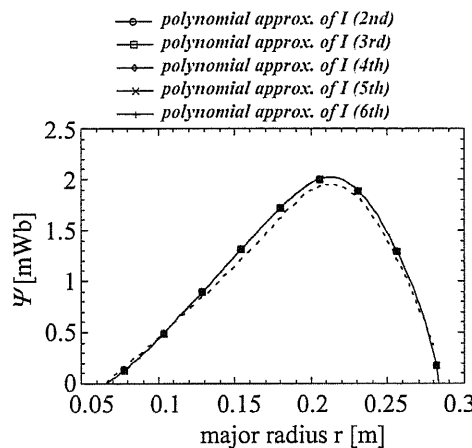


図 6.3: Radial profiles of poloidal flux Ψ for various form of $I(\bar{\Psi})$ (solid lines) and experimental result (dashed line).

流関数 I に対して計算の結果得られたポロイダル磁束分布はすべて重なっており、平衡配位が完全に一致していることがわかる。すなわち、グラッド・シャフラノフ平衡計算にて用いているポロイダル電流関数 I およびポロイダル電流勾配 $\partial I / \partial \bar{\Psi}$ の形状の差異は、計算結果の平衡配位にはほとんど影響を与えていないことになる。これは高ベータ球状トカマク配位のベータ値が非常に高くなっているため、ポロイダル磁束分布はほぼ圧力勾配の形状のみによって決定されていることを示唆している。図 6.3 では圧力関数を6次多項式で近似した場合の結果を示しているが、2次から5次の各多項式で近似した圧力分布を用いた場合の平衡計算においても、ポロイダル電流分布関数の差異は計算結果に有意な影響を与えていないことから、以降は圧力分布関数の変化に焦点を絞って議論を行う。

次に圧力関数を2次から6次の各次数の多項式にて近似した場合の平衡計算によって得られたポロイダル磁束 Ψ の径方向分布を図 6.4 に示す。図中 (a)(b)(c)(d)(e) はそれぞれ圧力関数 $p(\bar{\Psi})$ の形状を2次多項式から6次多項式まで5通りに変化させた場合の計算結果を示しており、破線は実験結果におけるポロイダル磁束分布を示している。圧力分布を2次多項式として近似した場合には実験結果と計算結果とは大きく食い違っており、同じく3次ないし5次多項式で近似した場合においても磁気軸付近の分布形状に不一致が観測される。

これに対して、4次ないし6次多項式にて圧力分布を与えた場合には、得られた計算結果は実験結果とほぼ一致する形状を示しており、ポロイダル磁束の絶対値あるいは高圧力下で現れるシャフラノフシフトの大きさを含めて、実験にて得られた高ベータ球状トカマク配位に近い平衡状態が得られていることがわかる。

5次多項式での近似の方が、4次多項式に比べて特に磁気軸付近にて実験値との一致が良くないが、これは圧力勾配分布関数 $\partial p / \partial \bar{\Psi}$ の磁気軸付近 ($\bar{\Psi} \sim 1$) における形状の違いに起因しているものと考えられる。5次

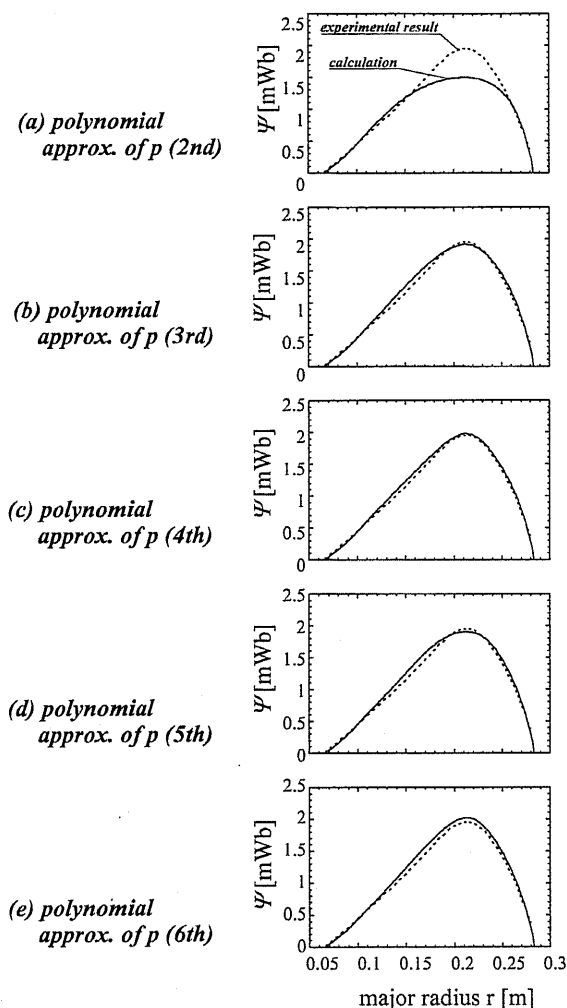


図 6.4: Radial profiles of poloidal flux Ψ for calculated equilibrium with various form of $p(\bar{\Psi})$ (solid lines) and experimental result (dashed line).

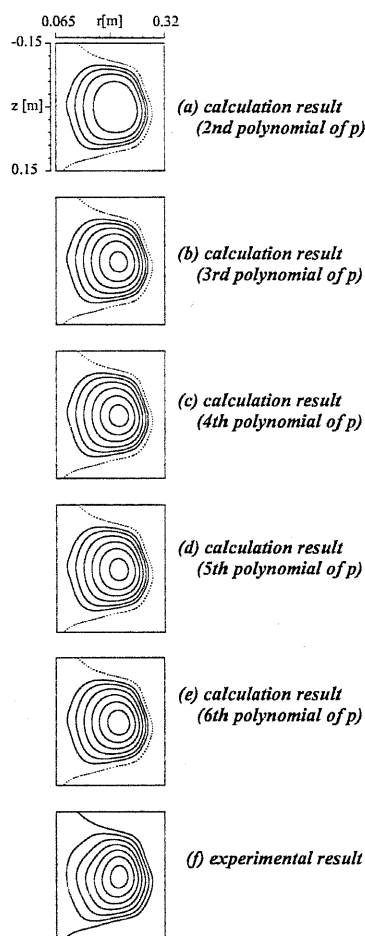


図 6.5: 2-D contours of poloidal flux surfaces (contour spacing: 0.3[mWb]) for calculation results (a)~(e) and experimental result (f).

多項式にて近似した場合には磁気軸近傍にて圧力勾配が低下しているのに対して、4次多項式および6次多項式の場合には磁気軸付近においても圧力勾配が極大になるような形状をしている。

平衡計算によって得られたプラズマ電流、ポロイダル磁束および体積平均ベータの比較を表6.1に示す。圧力関数を次数の大きい多項式で近似した場合には、ベータ値がやや小さめになっていることを除けば、実験値にほぼ一致するプラズマ電流、ポロイダル磁束の値が平衡計算によって得られている。

このように高ベータ球状トカマク配位においては、グラッド・シャフラノフ方程式(式6.1)の右辺中の圧力勾配による項($2\pi r \mu_0 \partial p / \partial \Psi$)の影響が支配的となっており、実験において観測された圧力関数を多項式近似する際のわずかな誤差にも非常に敏感であることがわかる。

図6.5に、上記の5種類の多項式にて圧力関数を与えた場合の平衡計算および実験において得られたポロイダル磁気面の二次元分布を示す。実験にて得られたポロイダル磁束分布においては、中心対称軸付近で磁気面形状が「く」の字型に大きく折れ曲がっており、 $z = \pm 0.05 \sim 0.1$ [m]付近での磁気面の間隔が計算結果に比べてやや広めになっていることがわかる。このような磁気面形状の不一致は、OHコイル漏れ磁束に起因しているものと考えられる。本研究では漏れ磁束の影響を平衡計算にも採り入れるために、実験のセパラ

表 6.1: Comparison of equilibrium analysis results with experimental result.

| Equilibrium | I_{plasma} | Ψ_{axis} | β |
|---------------------------------|--------------|---------------|---------|
| experimental | 24 kA | 1.95 mWb | 1.51 |
| calculation (6th poly. of p) | 21.2 kA | 2.01 mWb | 1.15 |
| calculation (5th poly. of p) | 22.7 kA | 1.89 mWb | 1.26 |
| calculation (4th poly. of p) | 22.9 kA | 1.96 mWb | 1.23 |
| calculation (3rd poly. of p) | 23.9 kA | 1.90 mWb | 1.26 |
| calculation (2nd poly. of p) | 24.0 kA | 1.48 mWb | 1.51 |

トリクス形状を境界条件とした計算を行ったのだが、それでも実験値と計算結果との完全な一致を見るには至っていない。根本的な解決のためには、TS-3 装置において OH コイルの漏れ磁束を軽減するように出口付近に補償コイルを設置する必要があると考えられる。

図 6.6 および図 6.7 に、5 種類の圧力分布関数を有する平衡配位におけるポロイダル磁界 B_z およびトロイダル電流密度 j_t の径方向分布の計算結果を示す。ポロイダル磁界、トロイダル電流密度ともに、圧力を 2 次多項式で近似した場合には実験値とは大きく形状が異なっているのに対して、高次の多項式で圧力分布を近似した場合には実験結果に近い分布が得られている。しかしながら平衡計算結果ではセパトリクス近傍にて非常に大きな電流密度が現れており、実験において得られた電流密度分布と大きく異なっている。

このようなセパトリクス近傍における非常に大きな電流密度は、高ベータ FRC 平衡の理論計算において凹型 (hollow) の電流分布としてしばしば仮定されるものであり [55]、またトカマクにおける高ベータ配位の理論計算等においても、セパトリクス近傍に非常に大きなトロイダル電流密度の存在を仮定しているものが多い [47, 49]。本研究における平衡計算結果に関しても、圧力関数を 2 次多項式として近似した場合のトロイダル電流密度分布などはそれらの研究において得られている電流密度分布に近い形状をしている。

本研究では、平衡計算結果においてはセパトリクス近傍の大きなトロイダル電流密度が観測されているのに対して、実験結果においては磁気軸やや外側にてトロイダル電流密度が最大値を取り、セパトリクス近傍ではむしろ単調に減少するような分布となっている。このような実験値と計算値とのトロイダル電流密度の違いは、ポロイダル磁界 B_z 分布の違いにも現れている。計算結果においては、セパトリクス近傍にてポロイダル磁界の勾配が非常に大きくなっており、その結果 $j_t \times B_z$ 力によって大きな圧力勾配が形成されているのに対して、実験ではセパトリクス近傍で磁界の傾きはむしろ緩やかになっており、圧力勾配もさほど大きくはない。

このように実験値と計算値とが食い違う原因の一つとして、セパトリクス外部に存在するプラズマの影響が考えられる。例えば FRC プラズマにおいては磁気軸付近において磁界強度がゼロになり、イオンのラーマー半径はプラズマの大きさと同程度かむしろ大きくなることから、セパトリクス外部の開いた磁力線部分にもプラズマが存在しており、その密度は磁気軸における最大密度の半分以上にも達することが知られている [2]。このようなセパトリクス外部のプラズマの存在が、FRC プラズマの半径やセパトリクス形状に大きな影響を及ぼしているため、FRC 配位の理論研究においては、セパトリクス上で有限のプラズマ圧力を与え、その外部においても適当な圧力分布 (指数関数等) を仮定して理論解析等を行うことが多い [62, 63, 57]。

本研究にて扱っている高ベータ球状トカマク配位は、トロイダル磁界分布が反磁性を示すことから特に磁気軸近傍から外側の領域においては FRC 配位に類似した磁界構造を有しており、セパトリクス外部に有限のプラズマ密度が存在している可能性がある。図 6.8 にプラズマ熱圧力とポロイダル磁束の径方向分布を示す。 $r = 0.29[\text{m}]$ 付近にてポロイダル磁束 $\Psi = 0$ となっており、これより外側は開いた磁気面構造をしているにも関わらずプラズマ熱圧力の減少は顕著ではなく、セパトリクス外部にも高い圧力のプラズマが存在していることがわかる。

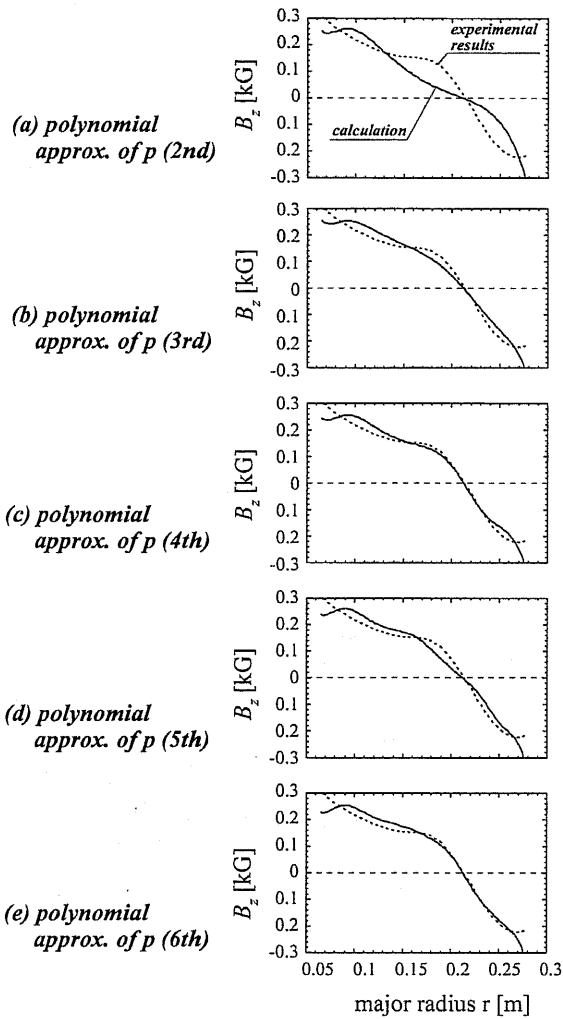


図 6.6: Radial profiles of poloidal magnetic field B_z for various form of $p(\bar{\Psi})$ and $I(\bar{\Psi})$.

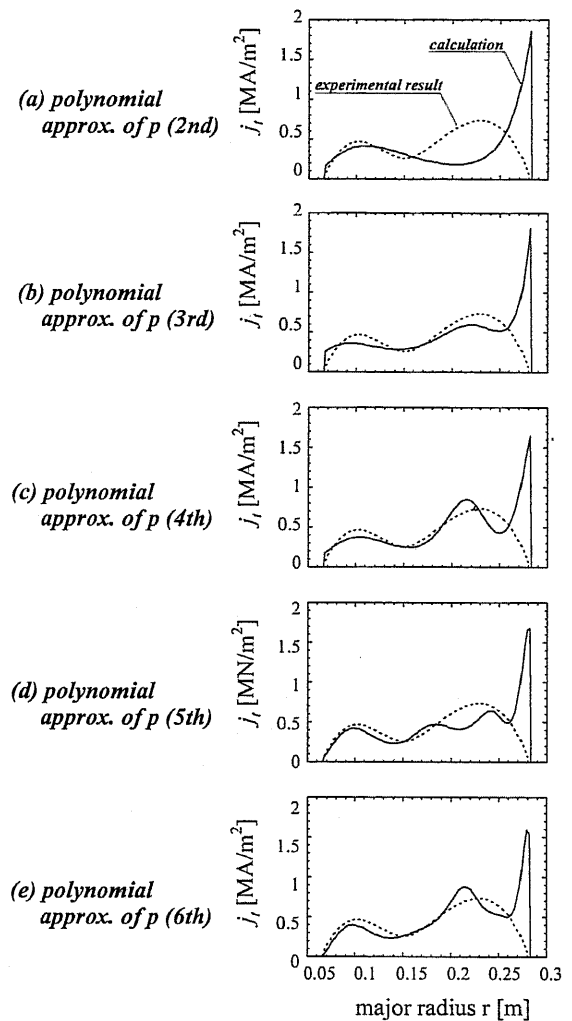


図 6.7: Radial profiles of toroidal current density j_t for various form of $p(\bar{\Psi})$ and $I(\bar{\Psi})$.

通常の FRC 配位においては中心導体が存在しておらず、セパトリティクス外部においても便宜的にポロイダル磁束の関数としてプラズマ圧力を定義することが可能であるが [62, 63]、高ベータ球状トカマク配位においてはプラズマはトーラスの内側で中心導体に接しており、内側の境界も同時に考慮する必要が出てくる。ところが、中心導体近傍の領域においては強いトロイダル磁界の存在のためにプラズマ中のイオンは十分小さい半径のラーマー運動を行っており、プラズマの MHD 近似が十分成立するものと考えられる。このため、中心導体の近傍においてはイオンは磁力線に強く巻き付いたような運動をすることになり、セパトリティクス外部に存在するプラズマの密度はさほど大きくないことが予想される。結果的に、高ベータ球状トカマクのプラズマ熱圧力は厳密にはポロイダル磁束の関数になっておらず、同じ磁気面においても中心対称軸に近い側と遠い側とで異なった値を取ることが考えられる。

図 6.9 に、ミッドプレーン上にて $\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ から算出したプラズマ圧力 $\bar{\Psi}(r)$ を、それぞれの地点におけるポロイダル磁束の関数としてプロットしたものを示す。 $\bar{\Psi} < 0.5$ の領域においては、磁気軸の内側と外側とで磁気面と等圧面とがほぼ一致しているのに対して、 $\bar{\Psi} > 0.5$ においては磁気面が等圧面になっていないことがわかる。

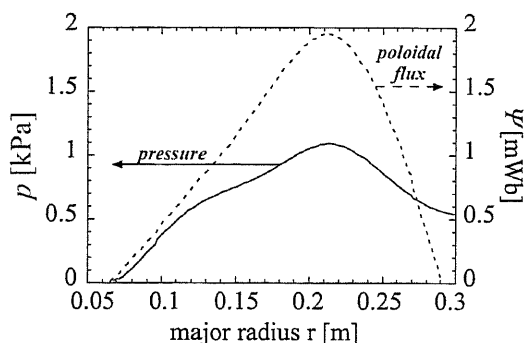


図 6.8: Radial profiles of pressure (solid line) calculated from $\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ and poloidal flux (dashed line) of high- β ST.

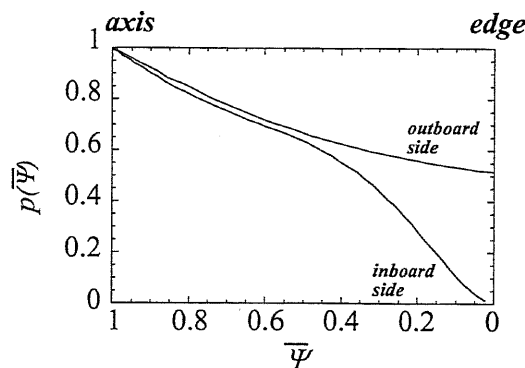


図 6.9: Experimental pressure profile of high- β ST measured on the midplane (not averaged on each flux surface).

このようにセパトリクス外部、特に中心導体から離れた外側において高い圧力のプラズマが存在していることが、セパトリクス近傍の電流分布形状に大きな影響を与えているものと考えられる。すなわち、平衡計算において外側のセパトリクス付近に大きな電流が局在するのは、その地点に大きな圧力勾配が生じているからにほかならない。実際に、図 6.2(b) に示すように、圧力勾配関数 $dp(\bar{\psi})/d\bar{\psi}$ はセパトリクス付近 ($\bar{\psi} \rightarrow 1$) において最大ないし極大となる上に、図 6.8 から分かるように $\bar{\psi}$ の勾配は外側のセパトリクス近傍 ($r = 0.25 \sim 0.29$ [m] 付近) にて最大となるため、空間的には非常に大きな圧力勾配が発生していないといけないことになる。

ところが、実験において観測される圧力分布はセパトリクスの地点 ($r = 0.29$ [m]) においてもゼロにはならず、閉じた磁気面の外部に有限の圧力を有するプラズマが存在しているという結果が得られている。このためセパトリクス近傍に大きな圧力勾配を生じる必要はなく、結果的に電流密度の増大が発生しないものと考えられる。

このように、高ベータ球状トカマク配位は、特に中心導体付近においては強いトロイダル磁界の存在によって MHD 近似の成立するトカマク的な振る舞いをするのに対して、磁気軸や外側セパトリクス付近においてはトロイダル磁界分布が反磁性を示しており、真空磁界よりも小さくなっていることから、イオンの粒子運動効果の影響の大きい非 MHD 的な振る舞いを示しているものと考えられる。このような非 MHD 的效果が計算結果と実験結果との差異を発生させている原因であると考えられる。

6.3 反磁性トロイダル磁界と絶対極小磁界構造の検証

高ベータ球状トカマク配位の特徴として、反磁性のトロイダル磁界分布および絶対極小磁界構造が挙げられる。本節ではこれらの特徴について平衡計算を通して検討を行う。

6.3.1 平衡計算における反磁性トロイダル磁界分布および絶対極小磁界構造の検証

図 6.10 および 6.11 に、圧力分布を 6 次多項式で近似した場合の平衡計算結果のトロイダル磁界 B_t の径方向分布と安全係数 q の分布を示す。トロイダル磁界分布に関しては実験値とほぼ一致する傾向が見られ、強い反磁性が計算結果においても観測されているのに対して、平衡解の q 値の分布は実験結果と若干の誤差を生じている。磁気軸付近 ($\bar{\psi} \sim 1$) では実験結果と良い一致を示しているのに対して、プラズマ端付近 ($\bar{\psi} \sim 0$)

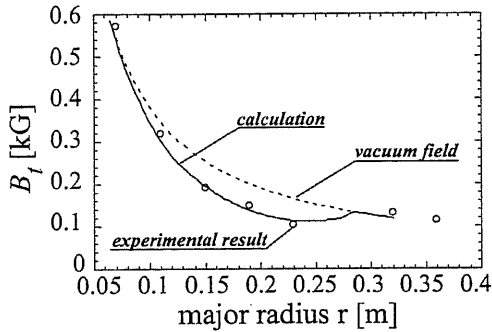


図 6.10: Radial profiles of toroidal magnetic field B_t for calculated equilibrium with 6th polynomial form of pressure.

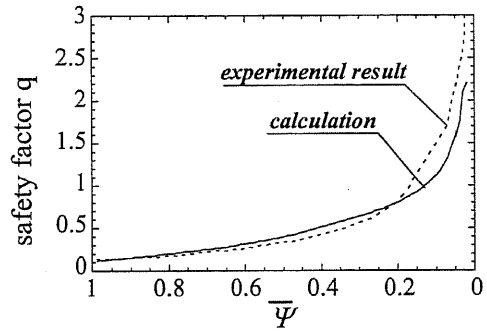


図 6.11: Safety factor q profiles for calculated equilibrium with 6th polynomial form of pressure.

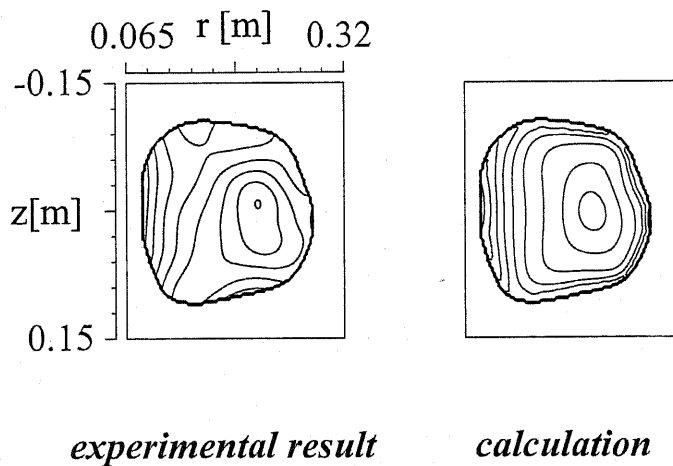


図 6.12: 2-D contours of magnetic field strength (contour spacing: 0.05[kG]) for calculation results with 6th polynomial form of pressure.

における q 分布の立ち上がりに関しては、計算によって求めた平衡配位の方がより外側に位置している。こ

これは、先程述べた OH コイルの漏れ磁束によって中心対称軸付近のプラズマ磁界が乱されているためであると考えられる。図 6.5(f) に示すように、実験においては $z = \pm 0.05 \sim 0.1$ [m] の領域で磁気面の間隔が計算によって得られた平衡配位に比べて広がっており、安全係数 $q = d\Phi/d\psi$ が大きく観測されているものと考えられる。

図 6.12 に、実験結果および計算によって得られた高ベータ球状トカマク配位の磁界強度 $|B|$ の 2 次元分布を示す。実験結果においてはやや形状が乱れているものの絶対極小磁界構造の形成が観測されており、平衡計算においても同様の極小磁界配位が形成されている。図 6.13 に、実験結果および計算によって得られた高ベータ球状トカマク配位の磁界強度 $|B|$ のミッドプレーンにおける径方向分布を示す。全体的な形状は良く似ているものの、セパトリクス近傍における磁界強度分布が実験値と計算値とで大きく異なっている。これは前節にて述べた圧力勾配の違いのため、平衡計算においては実験結果に比べてセパトリクス近傍のポロイダル磁界 B_z が大きく算出されているためである。

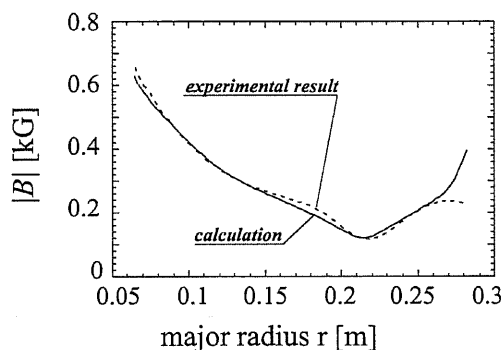


図 6.13: Radial profiles of magnetic field strength $|B|$ for calculated equilibrium with 6th polynomial form of pressure.

このような絶対極小磁界構造の形成には、反磁性のトロイダル磁界分布の形成が不可欠となる。反磁性トロイダル磁界分布の形成のためには、ポロイダル磁界の作り出す磁気圧に比べてプラズマ熱圧力が高くなっていること、すなわちポロイダルベータ値が 1 を越えていることが必要となるため、平衡状態においてトロイダル磁界が反磁性を示すための条件は、プラズマのベータ値とプラズマ電流との兼ね合いによって決定されているものと考えられる。次節においては、反磁性トロイダル磁界形成のための条件について検証を行う。

6.3.2 反磁性トロイダル磁界分布の形成条件

高ベータ球状トカマク配位においては、反磁性トロイダル磁界分布によって非常に高いベータ値が実現されているわけだが、逆に反磁性トロイダル磁界分布の形成のためには、非常に高いベータ値が必須であることが容易に推察できる。すなわち、反磁性トロイダル磁界分布を定常的に維持するためには、高い熱圧力を維持する必要があるということである。

本研究における高ベータ球状トカマク配位形成においては、FRC 生成後にトロイダル磁界を急速に印加するという手法によって高い熱圧力とトロイダル磁界の反磁性とを同時につくり出していることになるが、準定常状態でのトロイダル磁界の反磁性成分の大きさは、ポロイダル磁気圧とは配位の熱圧力との大小関係によって決定されていると考えられる。このようなトロイダル磁界の反磁性と熱圧力およびプラズマ電流との関係について、平衡計算を通して検証を行う。

最初に、プラズマ電流を一定に保ちつつプラズマ熱圧力を変化させることによって反磁性トロイダル磁界分布の発生条件を検証する。図 6.14 に示すように、磁気軸におけるプラズマ熱圧力の大きさを標準値である

$p_{axis} = 1.0\text{kPa}$ から 0.2kPa ずつ低下させることによって、圧力の変化が平衡配位、特にトロイダル磁界分布に与える影響について検証した。なお、プラズマの圧力分布については、前節にて用いた6次多項式を採用している。この計算を行うにあたっては拘束条件として圧力関数の変化にかかわらずプラズマ電流を一定

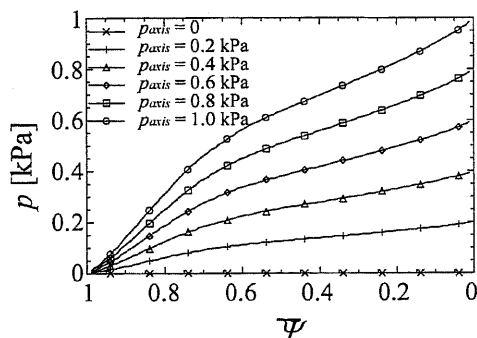


図 6.14: Pressure profile variation for equilibrium study.

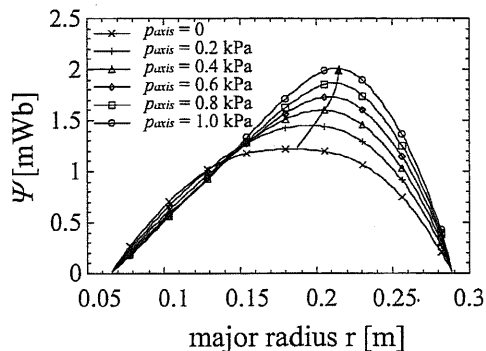


図 6.15: Radial profiles of poloidal flux for various pressure profiles ($I_{plasma} = 21.2\text{kA}$).

($I_{plasma} = 21.2\text{kA}$) に保つものとし、そのかわりにポロイダル電流関数 I に自由度を設定した。すなわち、ポロイダル電流関数を

$$I = rB_t(1 - \gamma f(\bar{\Psi})) \quad (6.17)$$

なる形式で表し、セパトリクス内のトロイダル電流の総和が与えたプラズマ電流値に一致するように式中の定数 γ を変化させている。ここで、 $f(\bar{\Psi})$ は定数項を含まない $\bar{\Psi}$ の多項式であり、具体的には $f(\bar{\Psi}) = -1.24\bar{\Psi}^5 + 3.20\bar{\Psi}^4 - 2.91\bar{\Psi}^3 + 0.95\bar{\Psi}^2 + 0.330\bar{\Psi}$ のような5次多項式を採用した。すなわち、 $\gamma = 1$ の場合には前節にて用いたポロイダル電流関数に一致する。ここで、 γ はトロイダル磁界の反磁性の度合を表すパラメータであり、 $\gamma = 0$ は真空磁界を、 $\gamma < 0$ はトロイダル磁界分布が常磁性になっていることを示す。以降、 γ を反磁性率と呼ぶことにする。

図 6.15 に、各圧力分布におけるポロイダル磁束の径方向分布を示す。圧力の増加に従って、磁気軸の位置が徐々に外側にシフトしており、高ベータ配位において観測されるシャフラノフシフト量が増加していることがわかる。

圧力分布を変化させることによって得られた各平衡状態の磁気軸でのポロイダル磁束、体積平均ベータおよび反磁性率 γ の比較を表 6.2 に示す。圧力の低下に従って体積平均ベータおよび反磁性率 γ が減少してい

表 6.2: Comparison of equilibrium analysis results for various pressure profiles ($I_{plasma} = 21.2\text{kA}$).

| p_{axis} | I_{plasma} | Ψ_{axis} | β | γ |
|------------|--------------|---------------|---------|----------|
| 1.0 kPa | 21.2 kA | 2.01 mWb | 1.15 | 1.00 |
| 0.8 kPa | 21.2 kA | 1.87 mWb | 0.88 | 0.14 |
| 0.6 kPa | 21.2 kA | 1.73 mWb | 0.62 | -0.62 |
| 0.4 kPa | 21.2 kA | 1.60 mWb | 0.39 | -1.29 |
| 0.2 kPa | 21.2 kA | 1.45 mWb | 0.18 | -1.85 |
| 0 | 21.2 kA | 1.22 mWb | 0 | -2.26 |

くことがわかる。 $p_{axis} = 0.8\text{kPa}$ において反磁性率 $\gamma = 0.14$ と、ほぼ真空磁界に一致するトロイダル磁界分

布になっており、 $p_{axis} < 0.8\text{kPa}$ においては反磁性率 $\gamma < 0$ となっていることから、トロイダル磁界分布が常磁性に転じていることがわかる。

図 6.16 に、各圧力での計算結果の平衡配位のトロイダル磁界の径方向分布を示す。磁気軸でのプラズマ熱圧

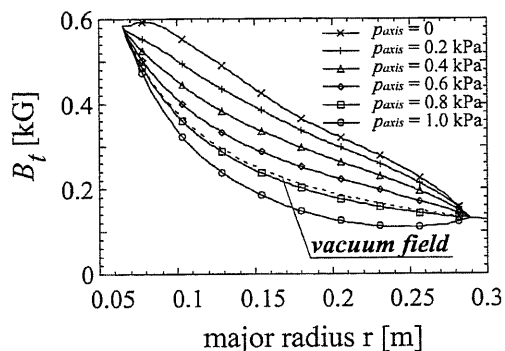


図 6.16: Radial profiles of toroidal magnetic field for various pressure profiles ($I_{plasma} = 21.2\text{kA}$).

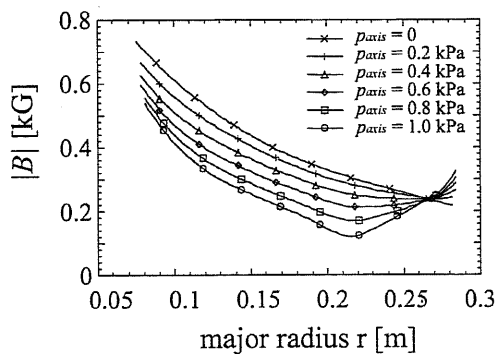


図 6.17: Radial profiles of magnetic field strength for various pressure profiles ($I_{plasma} = 21.2\text{kA}$).

力 p_{axis} が 0.8kPa よりも小さい場合には、プラズマ内の磁界は真空磁界よりも大きな常磁性を示していることがわかる。図 6.17 に、各圧力での計算結果の平衡配位の磁界強度 $|B|$ の径方向分布を示す。 $p_{axis} = 1.0\text{kPa}$ ないし $p_{axis} = 0.8\text{kPa}$ の場合には、磁界強度が磁気軸付近にて極小となるような磁界構造が形成されているのに対して、プラズマのトロイダル磁界分布が常磁性に転じた $p_{axis} < 0.8\text{kPa}$ の条件下では磁界強度は磁気軸付近で平坦ないし単調減少するようになり、絶対極小磁界構造が失われていることがわかる。

図 6.18 に、各圧力分布における計算結果の平衡状態における配位の安全係数 q の分布を示す。いずれの圧力分布においても、プラズマ端部の q 分布はほぼ同一であるのに対して、反磁性から常磁性への転換にしたがってプラズマ内部の q 分布が大きく変化していることがわかる。プラズマ熱圧力が小さい場合に磁気軸付

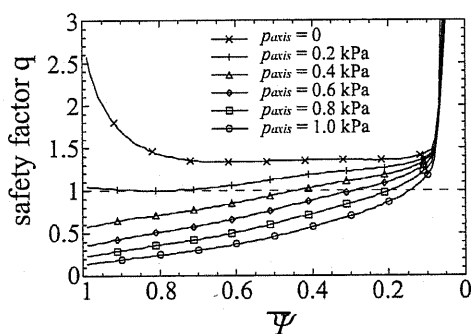


図 6.18: Safety factor q profiles for various pressure profiles ($I_{plasma} = 21.2\text{kA}$).

近にて磁気シアがゼロないし反転する傾向がみられるが、これはトロイダル磁界分布が常磁性に転じた場合にも、圧力関数 p およびポロイダル電流関数 $I = rB_t(1 - \gamma f(\bar{\psi}))$ における $f(\bar{\psi})$ を変化させることなく、高ベータ反磁性トカマクの場合と同一の分布を仮定していることに起因していると考えられる。現実には、プラズマの熱圧力の低下に従って圧力関数 p の形状そのものが変化し、トロイダル磁界分布の常磁性/反磁性の転換ないしその度合によってプラズマのポロイダル電流関数 I の形状が変化することから、詳細な議論を行うためにはその形状変化を踏まえて平衡計算を行う必要があると考えられ、実験を含めてさらなる検証

が必要とされる。本研究においては、トロイダル磁界分布の反磁性/常磁性境界を明らかにすることを目的としており、低ベータ状態における平衡配位そのものについては特に検討の対象とはしない。

次に、圧力分布一定の条件下において、プラズマ電流を変化させた場合の計算結果を示す。表6.3に、磁気軸におけるプラズマ熱圧力を $p_{axis} = 0.6\text{kPa}$ と一定に保った状態で、プラズマ電流を変化させることによって得られた各平衡状態での磁気軸でのポロイダル磁束、体積平均ベータおよび反磁性率 γ の比較を示す。プ

表 6.3: Comparison of equilibrium analysis results for various plasma current ($p_{axis} = 0.6\text{kPa}$).

| p_{axis} | I_{plasma} | Ψ_{axis} | β | γ |
|------------|--------------|---------------|---------|----------|
| 0.6 kPa | 21.2 kA | 1.73 mWb | 0.62 | -0.62 |
| 0.6 kPa | 19.2 kA | 1.66 mWb | 0.67 | -0.13 |
| 0.6 kPa | 17.2 kA | 1.60 mWb | 0.73 | 0.34 |
| 0.6 kPa | 15.2 kA | 1.55 mWb | 0.79 | 0.82 |

ラズマ電流の減少とともにプラズマのベータ値および反磁性率は徐々に増加し、 $I_{plasma} < 19.2\text{kA}$ においては $\gamma > 0$ と反磁性のトロイダル磁界分布が形成されている。

図 6.19 に、平衡配位におけるトロイダル磁界の径方向分布を示す。プラズマ電流の減少に従って、トロイ

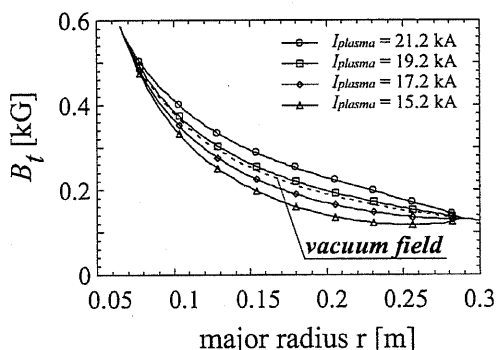


図 6.19: Radial profiles of toroidal magnetic field for various plasma current ($p_{axis} = 0.6\text{kPa}$).

ダル磁界分布が常磁性から反磁性へと転換する様子が見てとれる。このように、反磁性トロイダル磁界分布の形成にはプラズマの熱圧力とプラズマ電流(ポロイダル磁気圧)の双方が関与しており、主にその大小関係によって決定されるものと推測される。すなわち、プラズマ熱圧力が十分に大きく、それを支えるためのプラズマポロイダル磁気圧が不足しているという条件の下で反磁性トロイダル磁界分布が得られているものと考えられる。

図 6.20 に、計算によって得られた平衡配位の体積平均ベータを、規格化中心導体電流 I_{tfc}/I_{plasma} の関数としてプロットしたものを示す。ここで、図中の○印はトロイダル磁界分布が反磁性を示すものを表しており、図中の×印は常磁性を示すものを表している。この結果から、ベータ-規格化中心導体電流空間における反磁性/常磁性の境界を得ることができる。規格化中心導体電流 I_{tfc}/I_{plasma} の増加(すなわち I_{plasma} の減衰)にともなって、反磁性トロイダル磁界を形成するのに必要なベータ値が徐々に低下しており、 $I_{tfc}/I_{plasma} = 1.4$ 付近では $\beta = 0.5$ 以上の領域にて反磁性のトロイダル磁界分布が発生することになる。

実験において観測されたベータ値および規格化電流の軌跡を、図中に折れ線にて示す。高ベータ球状トカマク形成直後においてはプラズマのベータ値は非常に高く、また中心導体電流は十分大きくなっていない状

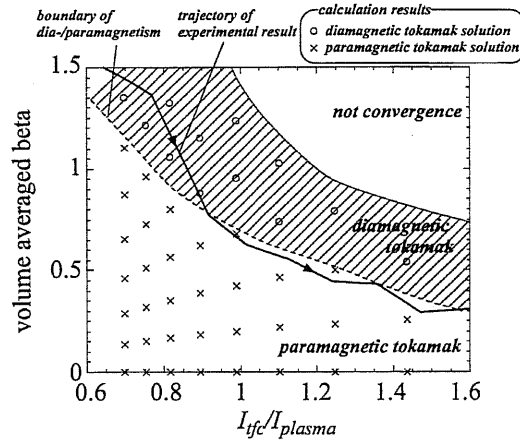


図 6.20: Diamagnetism/paramagnetism criterion on beta and current-ratio I_{tfc}/I_{plasma} .

態なので、配位は平面の左上方の地点に位置している。その後、圧力およびプラズマ電流の低下、中心導体電流の増加によりプラズマの状態は右下方向へと遷移することになる。

実験結果の軌跡は、配位形成直後には反磁性トロイダル磁界分布領域に位置しており、その後のベータ値の減少によって反磁性と常磁性との境界線に到達した後は、ほぼ境界線上を遷移していることが明らかになった。実験においては、外部トロイダル磁界の印加によって形成された反磁性トロイダル磁界分布は $30 \sim 50 \mu\text{sec}$ 程度の時間の間に徐々に真空磁界分布に近づいていき、十分時間が経った後も常磁性に転じる現象は観測されていない。これは図 6.20 上での実験値の軌跡と一致する傾向であることから、平衡計算結果から導出された反磁性/常磁性境界は実験結果をよく表していると言える。

図 6.20 からわかるように、単純にプラズマのベータ値が減少する場合には、配位のトロイダル磁界分布は反磁性から常磁性へと必ず転換するはずであるが、実際にはベータ値の減少と同時にプラズマ電流の減少が発生しており、結果的にプラズマはほぼ真空磁界に一致するトロイダル磁界を維持しながら減衰していくことになる。

本実験においてはプラズマ熱圧力は主に磁気リコネクションによって加熱されたイオン温度によって維持されている。このため高ベータ球状トカマク配位形成直後においては 1 を越える非常に高いベータ値を実現している反面、有効な追加熱手段を有していないため形成後のプラズマは単調に減衰することになる。このような単調に減少するプラズマにおいて反磁性のトロイダル磁界分布を定常的に維持するためには、ベータ値の減少に対して軌跡が反磁性境界から下方にはみ出さないように中心導体電流 I_{tfc} を増加させる、あるいはプラズマ電流 I_{plasma} を減少させるといった操作が必要となるが、これらは磁気閉じ込め配位の維持という観点からは現実的とは言えず、反磁性トロイダル磁界分布ないし絶対極小磁界構造を定常的に維持するためには追加熱装置の整備が必須であると考えられる。

以上は反磁性のトロイダル磁界分布についての検討を行ったが、反磁性/常磁性境界と絶対極小磁界配位の形成条件とは厳密には一致していない。外部トロイダル磁界が小さい場合には、真空磁界程度の分布であっても絶対極小磁界構造が形成されるのに対して、外部トロイダル磁界が大きい場合には、絶対極小磁界構造の形成には強い反磁性のトロイダル磁界分布が必要となる。結果として、絶対極小磁界配位形成の境界は、反磁性トロイダル磁界形成境界よりも I_{tfc}/I_{plasma} への依存性が小さくなるものと予測できるが、詳細な検討を行うためには様々なベータ値における圧力関数、ポロイダル電流関数を実験的に得る必要があり、本研究においては反磁性トロイダル磁界分布に関する検討のみを行った。

6.4 高ベータ球状トカマクの平衡計算のまとめ

実験で得られた圧力分布、ポロイダル電流分布をもとにグラッド・シャフラノフ方程式を解くことによって、実験結果からおよそ10%程度の誤差範囲に収まる平衡配位を得ることができた。ポロイダル電流関数の形状として反磁性のトロイダル磁界分布を仮定しているため、1を越える程度の大きくベータ値が得られている。平衡計算においては磁界や電流分布の大域的な構造は再現できているものの、ベータ値が非常に高い配位であることから特に圧力分布の微細構造に対して計算結果が非常に敏感であり、外側のセパトリクス近傍においてプラズマが非MHD的振る舞いをしていると考えられることや、測定精度、誤差等を考慮すると実験にて得られた高ベータ球状トカマク配位を計算機上で完全に再現することは困難であることが予想される。

しかしながら、反磁性のトロイダル磁界分布や絶対極小磁界構造の形成などについては実験結果と良く一致しており、セパトリクス近傍の不一致を除いた大域的な特性については十分検討する価値があると考えられる。

高ベータ球状トカマク配位における絶対極小磁界構造の形成には、反磁性のトロイダル磁界分布が不可欠である。トロイダル磁界が反磁性を示すためには、プラズマの熱圧力がポロイダル磁気圧よりも大きくなっていること、すなわちポロイダルベータが1を上回っていることが必要であると考えられる。平衡計算結果から、トロイダル磁界の反磁性/常磁性の境界をプラズマのベータ値および規格化中心導体電流の関数として導出した。反磁性のトロイダル磁界分布は体積平均ベータにして0.5以上の超高ベータ配位においてのみ形成されており、通常の加熱手段を持ってしては実現は困難であると考えられる。このような平衡計算によって得られた反磁性トロイダル磁界の限界は、実験結果とも良い一致を示している。

第7章 まとめおよび結論

本論文においては、TS-3 装置におけるプラズマ合体実験によって、高速磁気リコネクション機構の解明および磁気リコネクションに伴う顕著なイオン加熱を応用した高ベータ球状トカマクの生成手法の提案を行った。

イオンの粒子運動効果による高速磁気リコネクションの実現

第二章では、TS-3 装置において観測される高速リコネクション現象の実験的検証について述べた。

磁気リコネクション中に電流シートが圧縮されて、その半幅がイオンのラーマー半径よりも小さくなると、電流シートを形成しているイオンのラーマー運動が電流シート内に納まり切れず、外部にはみだすような運動(メアンダリング運動)を行う。電流シートの外部では、内部とは反対方向のトロイダル電流が存在している上に、強いポロイダル磁界も存在しているため、飛び出したイオンはもはやラーマー運動を続けられなくなる。このとき、イオンによって維持される電流分が失われることになるので、電流シートは外部からの圧力に耐えられなくなり、急激に圧縮されて減衰すると考えられる。本実験においては、このようなイオンの有限ラーマー半径効果による電流シートの急激な減衰が、実効抵抗率の急上昇(異常抵抗)として観測されていると推察される。

X ライン方向磁界の増加によって、磁気リコネクション速度の低下という効果がもたらされる。X ライン方向磁界の大きい場合には、電流シート内のイオンは強いトロイダル磁界によって小さな半径のラーマー運動をしており、リコネクションの進行に伴って電流シートが圧縮されても、その軌道は電流シートからはみ出すことはない。このため異常抵抗すなわち電流シートの急激な減衰が起こらなくなり、リコネクション速度が低下するものと考えられる。

これに対して、外力を変化させた場合にはイオンのラーマー半径はほぼ一定であるが、電流シートの圧縮力が異なってくる。大きな外力の下では電流シートは速やかに圧縮されてイオンのラーマー半径よりも狭くなり、異常抵抗が発生するのに対して、小さな外力の下では電流シートはなかなか圧縮されず、ちょうどイオンのラーマー半径程度までしか圧縮されない。このため抵抗の上昇はあまりなく、磁気リコネクション速度も小さいままであると考えられる。

電流シート放出現象と高速磁気リコネクション

第三章では、低密度、高 X ライン方向磁界の条件のもとで、強い外力で磁気リコネクションを駆動した場合に観測される高速リコネクション機構についての実験的検証を述べた。

低密度放電においては、粒子運動効果の観点からは磁気リコネクション速度が低下するはずの高い X ライン方向磁界領域においても非常に高速な磁気リコネクション現象が発生しており、これは電流シートのグローバルな不安定性、X ポイントからの放出現象に起因するものである。

電流シート放出に伴う高速リコネクションにおいては、大きなリコネクション電界の過半は電流シートの運動によるローレンツ電界 $v_r B_z$ によって担われており、電流シート内部のプラズマ実効抵抗率はほぼ古典抵抗の値に一致することが明らかになった。

磁気リコネクションにともなうイオン加熱現象

第二章、第三章にて検証したそれぞれの高速磁気リコネクション現象におけるイオン加熱効果についての検証を第四章にて行った。

高密度放電においては、Xライン方向磁界が小さくかつ外力の大きい高速リコネクション発生時には、最大10MWを越える非常に大きなイオン加熱効果が得られている。このイオン加熱効果はXライン方向磁界の増加にともなって急激に減少し、 $B_x/B_{//} \sim 5$ 付近においてはイオン温度の上昇はほとんど観測されない。このような傾向は、イオンの熱化機構として粘性の効果を考慮することによって説明することができる。シアーおよび圧縮による粘性を考慮して加熱パワーを見積もると、値としては実験値と2倍程度の違いが存在するものの、磁界強度に対する依存性は実験値と非常に近い傾向を示しており、イオンの熱化機構として粘性の効果が有力であると考えられる。

また、電流シート放出にともなって観測される高速リコネクション発生時にはイオン加熱効果はほとんど観測されていない。イオン粘性から見積もった加熱パワーは、実験において観測されたパワーの10倍程度の値となってしまいが、このような低密度放電時には、プラズマが無衝突となり平均自由行程がプラズマのサイズと同程度にまで大きくなってしまっていることから、圧縮の際の粘性率を過大評価していることになる。いずれにして、電流シート放出にともなう高速磁気リコネクションにおいては、有意なイオン加熱現象は観測されず、高ベータ球状トカマク生成への応用は考えにくい。

高ベータ球状トカマク配位の形成と維持

第五章では、磁気リコネクションを応用した高ベータ球状トカマク配位の形成・維持実験結果について記している。スフェロマックプラズマの異極性合体によって高ベータFRCを生成し、その後にトロイダル磁界を急速に印加するという新手法によって、反磁性のトロイダル磁界分布を有する高ベータ球状トカマク配位の生成に成功した。

外部トロイダル磁界を急速に印加する運転モード (fast ramp up) と、FRC合体生成時に十分なイオン加熱効果を与えて生成した高ベータ球状トカマクをOH電流駆動によって長期電流駆動した場合 (slow ramp up) の二種類の実験を行った。二つの運転モードにおいて共通の性質としては、

- 反磁性のトロイダル磁界分布
- 凹型のトロイダル電流密度分布
- トロイダル/ポロイダル両磁界が熱圧力を支える方向に力を及ぼすため、常磁性の球状トカマクに比べて高い熱圧力を保持
- 高い体積平均ベータ値 ($\beta \sim 0.7$ for fast ramp up、 $\beta \sim 1.3$ for slow ramp up)
- プラズマ端部付近の大きな圧力勾配の存在 (第二安定化トカマクの可能性)

等が挙げられる。fast ramp upモードにおいてはFRCの合体生成時のイオン加熱効果が不十分であるために、印加する外部トロイダル磁界を増加することによってバルーニング不安定性が発生し、配位が不安定になってしまうケースがあった。このため、トカマクとしては q 値をあまり高くすることができず、閉じ込め性能の向上に結び付いていなかったものと考えられる。安定に印加できた外部トロイダル磁界コイル電流は最大で30kA程度であり、プラズマ電流と同程度の値に留まっていた。

これを改善するために、slow ramp upモードではFRCの合体生成において十分なイオン加熱効果が得られるような運転を行っている。FRC生成用の二つの初期スフェロマックプラズマを三台の高速コンデンサバンクを用いて生成することにより、合体生成直後で200eVに達する高いイオン温度を実現している。生成した高ベータ球状トカマクはOH電流駆動によって約200 μ secの維持に成功した。これは、FRCプラズマをOH電流駆動した際の寿命の3倍強にあたり、外部トロイダル磁界の印加によってプラズマの閉じ込め性能が向上しているものと考えられる。

このような高ベータ球状トカマクの持つ優れた特徴の一つに磁気軸付近での絶対極小磁界配位の形成が挙げられる。これは中心導体付近でのトカマクの性質と、磁気軸付近でのFRC的性質とを併せ持つ反磁性球状トカマクならではの特徴であり、異常拡散の抑制および閉じ込め性能の向上に効果的であると考えられる。

また、傾斜不安定性の発生について検討を行った結果、高ベータ球状トカマクにおいては、トカマク的な中心導体電流による安定化効果と FRC 的なイオンの粒子運動による安定化効果の総合によって傾斜モードに対する安定性が維持されていると考えられる。実験においては、中心導体電流の増加にともなって $n=1$ モードの成長率の低下が観測されており、高ベータ球状トカマク生成においては、イオンの粒子運動が支配的な領域での安定性からトカマクの MHD 的な領域で安定性へと連続的に推移できていることがわかる。

本研究にて提案している高ベータ球状トカマク配位の実用化の可能性を検証するために、高ベータプラズマ生成法、特にプラズマ合体時のイオン加熱効果に関して大型装置への適用性について検討を行った。NSTX 級の大型装置においては GW 級の高い加熱パワーが実現できるものと考えられ、本手法はプラズマの初期加熱および高ベータ配位の形成手法としては非常に有望であると考えられる。

高ベータ球状トカマク配位の平衡の検討

第六章では、実験的に得られた高ベータ球状トカマクの MHD 平衡についての検討を行っている。実験で得られた圧力分布、ポロイダル電流分布をもとにグラッド・シャフラノフ方程式を解くことによって、MHD 平衡配位を求め、実験結果との対比を行った。平衡計算によって磁界や電流分布の大局的な構造は再現できているものの、ベータ値が非常に高い配位であることから特に圧力分布の微細構造に対して計算結果が非常に敏感であり、実験における測定精度、誤差等を考慮すると実験にて観測している配位を完全に再現することは非常に困難であることが予想される。

しかしながら、本実験にて得られているような凹状の電流分布を実現するためには、磁気軸の近傍にて圧力勾配が極大値を持つような構造が必要であることから、本実験にて生成している高ベータ球状トカマクの圧力分布は、低次の多項式で近似できるような単純な構造をしていないであろうことが予測される。

セパトトリクス付近での電流分布の不一致については、セパトトリクス外に高い圧力のプラズマが存在しているためにセパトトリクス付近での圧力勾配が低下しているためと考えられる。高ベータ球状トカマク配位においては、その反磁性トロイダル磁界分布によって磁気軸付近では FRC に非常に良く似た配位となっていることから、イオンの粒子運動がプラズマ外部に広がっている可能性がある。

高ベータ球状トカマク配位の特徴として、反磁性トロイダル磁界分布および絶対極小磁界構造の形成が挙げられる。絶対極小磁界構造の形成は、反磁性トロイダル磁界分布と密接に関わっており、球状トカマク配位のトロイダル磁界が反磁性/常磁性を示す境界を明らかにすることが重要となる。平衡計算の結果、反磁性トロイダル磁界分布を示す限界をプラズマのベータ値と規格化中心導体電流 I_{tfc}/I_{plasma} の関数として求めることができた。反磁性のトロイダル磁界分布は体積平均ベータにして 0.5 以上の超高ベータ配位においてのみ形成されており、通常の加熱手段を持つては実現は困難であると考えられる。このような平衡計算によって得られた反磁性トロイダル磁界の限界は、実験結果とも良い一致を示している。

本論文の総括

本論文にて提案している高ベータ球状トカマク配位は、有効な追加加熱設備の欠如のためわずか数百 μsec の寿命しか得られておらず、NBI や RF 等による加熱を行っている球状トカマク実験 (START、NSTX など) とは閉じ込め性能においては比較の対象にすらならないのが現状である。

本研究で用いているプラズマ合体という手法は、非常に大パワーの加熱源 ($P \sim 10\text{MW}$) である一方で、定常的な加熱源とはなり得ないところから、高ベータ配位の初期形成としての活用が期待される。

通常の球状トカマク運転においては、OH コイルのスイングによってプラズマを生成し、NBI や RF などの追加加熱を行うことによって徐々に圧力を高めて高ベータ配位を形成するわけであるが、プラズマ合体を用いることによって高ベータ閉じ込め配位を短時間のうちに生成し、以後はその配位を維持する程度の追加加熱を行うという運転法が考えられる。このような手法は、OH コイルの撤去による中心導体の小型化実現につながる可能性もある。

本研究にて提案している高ベータ球状トカマク配位が、常磁性のトロイダル磁界分布を持つ通常の球状ト

カマク配位と FRC 配位の両者の性質を併せ持つ配位である。現在までの核融合開発研究において、球状トカマクと FRC との接点あるいは中間領域が扱われることはほとんどなかったが、本研究では磁気リコネクションを用いたイオン加熱／電流分布制御という画期的な手法により、両者の中間的な配位である反磁性トロイダル磁界を有する高ベータ球状トカマクの生成に成功し、通常の球状トカマクと FRC との間に高性能配位が存在する可能性を示すとともに、双方の物理を包括するような新概念を提案するものである。

付録A ドップラー広がり測定によるイオン温度計測の検討

A.1 TS-3装置でのプラズマイオン温度計測

A.1.1 熱平衡の条件

プラズマ中でイオンないし電子の温度というものが定義されるためには、それぞれの荷電粒子が熱平衡状態にあることが必要である。すなわち、荷電粒子間の平均衝突時間 τ よりも十分長い時間スケール(τ_{equiv})の準定常な状態が維持されていることが前提となる。

$\tau_{ee} \ll \tau_{equiv}$ であれば電子温度 T_e が、 $\tau_{ii} \ll \tau_{equiv}$ であればイオン温度 T_i が定義でき、 $\tau_{ei} \ll \tau_{equiv}$ 、 $\tau_{ie} \ll \tau_{equiv}$ となると $T_e \simeq T_i$ とみなすことができよう。TS-3実験においては、 τ_{equiv} としては例えばプラズマ合体の時定数($\sim 10\mu\text{sec}$)などを考えることになる。

プラズマ中での荷電粒子間の衝突時間(エネルギー緩和時間)は、主にクーロン衝突によって決定される。
[64, 65]

$$\tau_{ii//} = \frac{3\sqrt{m_i}(4\pi\epsilon_0)^2\sqrt{(kT_i)^3}}{4\sqrt{\pi}Z^4e^4n_i\ln\Lambda} = 2.09 \times 10^{13} \times \frac{\sqrt{A} T_i[\text{eV}]^{3/2}}{Z^4 \ln\Lambda n_i[\text{m}^{-3}]} \quad (\text{A.1})$$

$$\tau_{ii}^e \simeq \tau_{ii//} \quad (\text{A.2})$$

$$\tau_{ee//} = \frac{3\sqrt{m_e}(4\pi\epsilon_0)^2\sqrt{(kT_e)^3}}{4\sqrt{2\pi}e^4n_e\ln\Lambda} = 3.45 \times 10^{11} \times \frac{1 T_e[\text{eV}]^{3/2}}{\ln\Lambda n_e[\text{m}^{-3}]} \quad (\text{A.3})$$

$$\tau_{ee}^e \simeq \tau_{ee//} \quad (\text{A.4})$$

$$\tau_{ei//} = \frac{3\sqrt{m_e}(4\pi\epsilon_0)^2\sqrt{(kT_e)^3}}{4\sqrt{2\pi}Z^2e^4n_i\ln\Lambda} = 3.45 \times 10^{11} \times \frac{1 T_e[\text{eV}]^{3/2}}{Z^2 \ln\Lambda n_i[\text{m}^{-3}]} \quad (\text{A.5})$$

$$\tau_{ei}^e \simeq \frac{m_i}{m_e} \tau_{ei//} = 1835 \times \tau_{ei//} \quad (\text{A.6})$$

$$\tau_{ie//} = \frac{m_i}{m_e} \tau_{ei//} \quad (\text{A.7})$$

$$\tau_{ie}^e \simeq \frac{m_i}{m_e} \tau_{ei//} = 1835 \times \tau_{ei//} \quad (\text{A.8})$$

ここで、 A は質量数である。水素、重水素、ヘリウムの各プラズマについて、以上のエネルギー緩和時間を見積もってみる。条件は、 $n_e = n_i = 10^{20}[\text{m}^{-3}]$, $\ln\Lambda = 15$

| 衝突時間 | $T_{i,e} = 10\text{eV}$ | $T_{i,e} = 90\text{eV}$ |
|--|-------------------------|-------------------------|
| τ_{ee}^e | 0.007 μsec | 0.10 μsec |
| $\tau_{ii}^e(H^+)$ | 0.44 μsec | 11.9 μsec |
| $\tau_{ii}^e(D^+)$ | 0.62 μsec | 16.7 μsec |
| $\tau_{ii}^e(He^+)$ | 0.88 μsec | 23.8 μsec |
| $\tau_{ii}^e(He^{2+})$ | 0.055 μsec | 1.32 μsec |
| $\tau_{ei}^e \sim \tau_{ie}^e(H^+, D^+, He^+)$ | 13 μsec | 351 μsec |
| $\tau_{ei}^e \sim \tau_{ie}^e(He^{2+})$ | 3.3 μsec | 89.1 μsec |

ここからわかることは、仮にイオン加熱機構が、リコネクションによって加速されたイオンの衝突によって生じるものだとすれば、100eV程度の温度で完全に熱化するまでには10～20 μ sec程度の時間が必要であるということである。合体終了後5 μ secほど経ってからイオン温度の最大値が観測されるのは、このへんの事情によるのかもしれない。また、イオン温度の急激な増加にもかかわらず、電子温度にさほど変化が生じない(イオン温度と電子温度が一致しない)のも説明できる。

A.1.2 原子/不純物ライン計測の際の条件

次に具体的な発光計測の是非を論じる。イオン温度計測を行うためにはどのような粒子の発光を計測すればよいのであろうか。HeIIのように多数イオン自身の発光スペクトルを観測する場合には問題ないが、原子や不純物のスペクトルを観測する場合には、計測に使用する粒子の温度が測定したい多数イオンの温度と一致していることを確認する必要がある。

本研究におけるイオン温度計測システムでは、発光しない水素イオンの替りに水素原子の発光スペクトル(主にH β 線)を観測していたが、そのためには水素イオンの温度と水素原子の温度が一致していることが必要となる。この場合には、具体的には水素原子と水素イオンとの間の荷電交換時間が観測時間に比べて十分短ければよいことになる。

10～100eVの水素/重水素プラズマ中でのイオン-原子間の荷電交換衝突断面積は $\sigma = 3 \sim 5 \times 10^{-19} [\text{m}^2]$ である[66]ので、衝突時間は $\tau_{ct} = \frac{1}{n_i \sigma v_a}$ にて、 $n_i = 10^{20} [\text{m}^{-3}]$, $v_a = 50 [\text{km/sec}]$ (約11eV)と仮定すると、 $\tau_{ct} = 0.5 \mu\text{sec}$ となり、2～3 μ secのシャッター間隔であれば計測として成立している。

同様に、HeIのラインを使う際には、He $^+$ とHe原子との間の荷電交換の衝突時間が重要となる。文献[66]によると、これも $T_i = 10\text{eV}$ で $\sigma = 2 \times 10^{-19} [\text{m}^2]$ 程度の値になるので、衝突時間は $\tau_{ct} = 1 \mu\text{sec}$ 程度となり、数 μ secのシャッター間隔においては水素原子の温度と水素イオンの温度はほぼ等しくなると考えられる。

このように、水素/ヘリウム原子のスペクトルだったら数 μ secのシャッター間隔でも多数イオン温度計測として成立するが、不純物イオンのラインを用いる場合には、上記クーロン衝突で決まるエネルギー緩和時間を考えなければならず、不純物の密度が小さいことを考えると、数 μ secのオーダーで熱緩和が起きるとは考えにくい。

以上をまとめると、数 μ sec程度のプラズマ合体现象におけるイオン温度をを観測するにあたって、水素プラズマにおける水素原子の発光スペクトル、およびヘリウム(He $^+$)プラズマにおけるHeI、HeIIの発光スペクトルのドップラー広がりを用いることは、熱緩和時間および荷電交換時間の観点からは問題がないと言える。

A.2 シュタルク効果

次に、ドップラー広がり以外のスペクトル広がり効果について検討する。プラズマ中にでの発光スペクトルの広がりについては、ドップラー効果およびシュタルク効果が支配的であり、励起状態にある発光粒子の有限な寿命に起因する自然幅や、磁界によるゼーマン効果はかなり小さい。そこで、ドップラー広がりによるイオン温度測定を行おうとすればシュタルク広がり無視できるようなスペクトルを選ぶ必要があり、逆にシュタルク広がりの方が十分大きいのであれば、そのスペクトルを用いて電子密度計測が可能となる。本節では水素、ヘリウムの各スペクトルに対するシュタルク広がりについて定量的に検証する。

シュタルク効果は、発光粒子の近傍に存在する電子やイオンの作る電界によってスペクトル線の分岐が発生する現象のことであり、荷電粒子の電界の効果を確率的に取り扱うことによって、シュタルク効果がスペクトル線の広がりとして観測されることにながわかる。実際には衝突近似(impact approximation)や準静的近似(quasi-static approximation)が用いられるが、詳しくは文献[67]などを参照のこと。結論としては、シュ

タルク広がり半値幅(シュタルク幅)は、電子密度 n_e に大きく依存することが知られており、その度合は発光粒子の状態、つまりスペクトルごとに大きく変化することになる。

A.2.1 H原子, He⁺イオンの場合

発光粒子に対して、周囲のイオンがつくり出す電界の影響はほぼ静的なものとして扱うことができる(準静的近似)。デバイ長半径の球(デバイ球)に含まれるイオンのつくり出す電界は $E \simeq 3.4E_0(1 - 0.7N_D^{-1/3})$ (E_0 は規格化電界強度で、例えば $N_D \rightarrow \infty$ での Holtsmark 電界 $E_0 = \frac{2.603Z_p e n_p^{2/3}}{4\pi\epsilon_0} = \frac{2.603Z_p^{1/3} e n_e^{2/3}}{4\pi\epsilon_0}$ [V/m]) と表されるのでシュタルク効果によるスペクトルの広がり、

$$\Delta\lambda_{1/2}(static) \simeq \left(\frac{3 \times 3.4 \times 2.603}{4\pi} \right) (1 - 0.7N_D^{-1/3}) \left(\frac{\lambda_0^2 \hbar (N_1^2 - N_2^2)}{mc} \right) \left(\frac{Z_p^{1/3}}{Z_e} \right) n_e^{2/3} [\text{m}] \quad (\text{A.9})$$

$$= 8.16 \times 10^{-19} (1 - 0.7N_D^{-1/3}) \lambda_0^2 (N_1^2 - N_2^2) \left(\frac{Z_p^{1/3}}{Z_e} \right) n_e^{2/3} [\text{\AA}] \quad (\text{A.10})$$

のように定式化される。ここで、 $n_p = n_e/Z_p$ 、 Z_p は擾乱を与えるイオンの荷数、 n_p は擾乱を与えるイオンの密度、 n_e は電子密度を表す。但し、 $N_D = 1.72 \times 10^{12} \frac{(T[\text{eV}])^{3/2}}{(n_e[\text{m}^{-3}])^{1/2}}$ で表される値で、デバイ球内に含まれる粒子数、 Z_e は発光粒子の原子量、 N_1, N_2 は遷移前後の主量子数である。

次に、電子のつくる電界がつくり出すシュタルク広がりを考える。こちらは、電子衝突による広がり支配的で、

$$\Delta\lambda_{1/2}(impact) \simeq 1.62 \times 10^{-17} \frac{n_e}{T_e^{1/2}} \{13.76 - \ln(n_e^{1/2}/T_e)\} [\text{\AA}] \quad (\text{A.11})$$

水素原子およびヘリウム一価イオンの主要なスペクトルに対して、シュタルク広がり電子密度、電子温度依存性を計算した結果が Griem らによって与えられている [67]。

A.2.2 He²⁺イオンの場合

この場合には、シュタルク広がりほぼ電子電界の影響のみで決まり、impact 近似で計算することができる。

$$\Delta\lambda_{1/2} = 2W \left(\frac{n_e}{10^{16}} \right) + 3.5A \left(\frac{n_e}{10^{16}} \right)^{1/4} \left[1 - \frac{3}{4} N_D^{-1/3} \right] W \left(\frac{n_e}{10^{16}} \right) [\text{\AA}] \quad (\text{A.12})$$

式右辺の第一項が電子の寄与であり、第二項がイオンによる補正項である。式中の係数 W, A が Griem によって与えられている [67]。

A.2.3 シュタルク広がり計算例

$N = 10^{21} [\text{m}^{-3}]$ という密度における水素、ヘリウムの各スペクトルのシュタルク広がりおよび、その広がりをドップラー広がりとなしめて算出したイオン温度を計算した。ここで $T_e = 10\text{eV}$ は、 $N_D = 1720$ に対応する。

| スペクトル | a シュタルク広がり [nm] | ドップラー広がり相当のイオン温度 [eV] |
|-------------------------|-----------------|-----------------------|
| H $_{\alpha}$ (656.3nm) | 0.02 | 0.15 |
| H $_{\beta}$ (486.1nm) | 0.2 | 28 |
| H $_{\gamma}$ (434.0nm) | 0.041 | 1.5 |
| H $_{\delta}$ (410.2nm) | 0.41 | 168 |
| HeII (320.3nm) | 0.06 | 24 |
| HeII (486.8nm) | 0.008 | 0.2 |
| HeI (388.9nm) | 0.0023 | 0.024 |
| HeI (587.6nm) | 0.0037 | 0.027 |

この結果から、H $_{\delta}$ 以外のスペクトル線では、シュタルク効果がスペクトル広がりには及ぼす影響はドップラー広がり比べて十分小さく、(シュタルク広がりには $N^{2/3}$ 程度の依存性なので)、TS-3 装置において生成しているプラズマに関してはイオン温度計測として用いることができる。

謝辞

長きにわたって親身に御指導くださいました小野靖助教授、桂井誠教授に心より感謝いたします。

板垣敏文助手をはじめとして研究室関連各位には実験、研究環境の整備あるいは日頃の議論等で多大な御協力をいただきました。

本研究の基盤であるところの電気工学について御教授いただいた本学工学部電気工学科の諸先生方、研究に対する姿勢をお教えた諸先輩方、学会、研究会等で有益な示唆をお与えくださった各大学・研究機関の諸先生方に感謝いたします。特に同世代の学生・研究者諸氏との議論においては研究に対する大きな意欲を得ることができました。

その他、数多くの方々のご助力のもとで本研究が遂行されましたことをここに記します。

参考文献

- [1] 山田雅章, プラズマ・核融合学会誌 **72**, 205 (1996).
- [2] M. Tuszewski, Nucl. Fusion **28**, 2033 (1988).
- [3] M. Gryaznevich, et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 3972 (1998).
- [4] D. Biskamp, *Nonlinear Magnetohydrodynamics* (Cambridge University Press, 1993).
- [5] S. Tsuneta, Astrophys. J. **456**, 840 (1996).
- [6] T. Terasawa, et al., Geophys. Res. Lett. **24**, 935 (1997).
- [7] B. B. Kadomtzev, Sov. J. Plasma Phys. **1**, 389 (1975).
- [8] H. A. B. Bodin and A. A. Newton, Nucl. Fusion **20**, 1225 (1980).
- [9] J. B. Taylor, Rev. Mod. Phys. **53**, 741 (1986).
- [10] T. Sato and T. Hayashi, Phys. Fluids **22**, 1189 (1979).
- [11] T. Sato, et al., Phys. Fluids **B1**, 255 (1989).
- [12] Y. Ono, et al., *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1992 vol. 2* (IAEA, Vienna, 1993) 263.
- [13] Y. Ono, et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 3328 (1996).
- [14] T. -H. Watanabe, et al., Phys. Plasmas **4**, 1297 (1997).
- [15] 植田喜延、小野靖、電学論 A, **119-A**, 1319 (1999).
- [16] 小野靖 他, 核融合研究 **56**, 214 (1986).
- [17] Y. Ono, et al., Phys. Fluids **B5**, 3691 (1993).
- [18] Y. Ono, et al., Phys. Plasmas **4**, 1953 (1997).
- [19] M. Yamada, et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 721 (1990).
- [20] Y. Ono, et al., *Fusion Energy 1996 vol. 2* (IAEA, Vienna, 1997) 619.
- [21] M. Yamada, et al., Phys. Plasmas **4** (5), 1936 (1997).
- [22] T. -H. Watanabe, et al., Phys. Plasmas **6**, 1253 (1999).
- [23] H. Ji, et al., Phys. Plasmas **6**, 1743 (1999).
- [24] J. N. Leboeuf, et al., Phys. Fluids **25** (5), 784 (1982).
- [25] R. Horiuchi and T. Sato, Phys. Plasmas **1** (11), 3587 (1994).
- [26] R. Horiuchi and T. Sato, Phys. Plasmas **4** (2), 277 (1997).
- [27] D. Biskamp, et al., Phys. Plasmas **4** (4), 1002 (1997).
- [28] M.A. Shay, et al., J. Geophys. Res. vol.103, No, A5, 9165 (1998).
- [29] W. Daughton, Phys. Plasmas **6** (4), 1329 (1999).
- [30] S. Masuda, et al., Nature **371**, 495 (1994).
- [31] A. Fujisawa, et al., Nucl. Fusion **31**, 1443 (1991).
- [32] 吉田善章, 核融合研究 **64** 58 (1990).

- [33] Z. Yoshida and A. Hasegawa, *Phys. Fluids B* **4**, 3013 (1992).
- [34] S. C. Guo, et al., *Phys. Plasmas* **1**, 2741 (1994).
- [35] S. I. Braginskii, *Reviews of Plasma Physics* **1** 205 (1965).
- [36] A. Sykes, *Phys. Plasmas* **4**, 1665 (1997).
- [37] E. A. Lazarus, et al., *Phys. Fluids B* **3**, 2220 (1991).
- [38] Y.-K. M. Peng, et al., *Nucl. Fusion* **26**, 769 (1986).
- [39] T. C. Hender, et al., *Phys Plasmas* **6**, 1958 (1999).
- [40] D. A. Gates, et al., *Phys. Plasmas* **5**, 1775 (1998).
- [41] J. Wesson, *Tokamaks* (Clarendon press, Oxford, 1987).
- [42] Y. Nagayama, et al., *Phys. Fluids B* **5**, 2571 (1993).
- [43] Y. Nagayama, et al., *Phys. Plasmas* **3**, 1647 (1996).
- [44] J. M. GREENE, and M. S. Chance, *Nuclear Fusion*, vol. 21, No. 4, pp.453 (1981).
- [45] M. Okabayashi, et al., *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1984 vol. 1* (IAEA, Vienna, 1985) 229.
- [46] N. Sauthoff, et al., *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1990 vol. 1* (IAEA, Vienna, 1991) 709.
- [47] R. L. Miller, et al., *Phys. Plasmas*, **4**, 1062 (1997).
- [48] J. E. Menard, et al., *Nucl. Fusion*, **37**, 595 (1997).
- [49] 長山好夫, 電気学会論文誌, **119-A**, 1280 (1999).
- [50] S. C. Luckhardt, et al., *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1508 (1989).
- [51] M. Yamada et al., *Nucl. Fusion* **36**, 1210 (1996).
- [52] A. Morita, et al., *Phys. Plasmas* **4**, 315 (1997).
- [53] 坂井真一郎 他, プラズマ・核融合学会誌 **74**, 1320 (1998).
- [54] J. T. Slough, et al., *Phys. Plasmas* **2**, 2286 (1995).
- [55] L. C. Steinhauer and A. Ishida, *Phys. Fluids B* **4**, 645 (1992).
- [56] H. Ji et al., *Phys. Plasmas*, **5**, 3685 (1998).
- [57] K. Nishimura, et al., *Phys. Plasmas* **4**, 4035 (1997).
- [58] K. Nishimura, et al., *Phys. Plasmas* **6**, 3459 (1999).
- [59] M. Tuszewski, et al., *Phys. Fluids B* **3**, 2856 (1991).
- [60] A. Ishida, et al., *Phys. Fluids B* **4**, 1280 (1992).
- [61] M. N. Rosenbluth, et al., *Nucl. Fusion* 1962 Supplement, part 1, 143 (1962).
- [62] R.L. Spencer and M. Tuszewski, *Phys. Fluids*, **28**, 1810 (1985).
- [63] K. Suzuki, *J. of Phys. Soc. Japan*, **55**, 158 (1986).
- [64] 関口忠, “現代プラズマ理工学”, (オーム社, 東京, 1979)
- [65] 宮本健郎, “プラズマ物理入門”, (岩波書店, 東京, 1991)
- [66] 名古屋大学プラズマ研究所, “原子過程断面積データ集”, 1975
- [67] H. R. Griem, “Plasma Spectroscopy”, (McGraw-Hill, New York, 1964)
- [68] 関口忠, 一丸節夫, “プラズマ物性工学”, (オーム社, 東京, 1969)
- [69] 西川恭治, 他, “連続流体物理学”, (朝倉書店, 東京, 1981)
- [70] J. G. Linhart, “Plasma Physics”, (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1960)

- [71] R. J. Goldston and P. H. Rutherford, "Introduction to Plasma Physics", (Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1995)
- [72] 武田進, "プラズマの基礎", (朝倉書店, 東京, 1969)
- [73] プラズマ・核融合学会編, "プラズマ診断の基礎", (名古屋大学出版会, 名古屋, 1990)
- [74] J. S. チャン 他, "電離気体の原子・分子過程", (東京電機大学出版局, 東京, 1982)
- [75] Striganov and Sventitskii, "Tables of Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms", (IFI/PLENUM, New York, 1968)
- [76] R. H. Huddleston and S. L. Leonard, "Plasma Diagnostic Techniques", (ACADEMIC PRESS, New York, 1965)
- [77] G. Bekefi, C. Deutsh and B. Yaakobi, "Spectroscopy Diagnostics of Laser Plasmas" in "Principles of Laser Plasmas" ed. by G. Bekefi (John Wiley, New York, 1974)

発表文献

(1) 学会誌論文 (主著)

1. 井、堀、合原、「アトラクタ再構成による非線形予測の高精度化・同期化と歩行ロボットへの応用」、電子情報通信学会論文誌 A、vol. J80-A, No. 1, pp.126-134, (1997).
2. 井、小野、「TS-3 装置における駆動型磁気リコネクション機構の実験的解明」、プラズマ・核融合学会誌、vol. 75, No. 3, pp.253-262, (1999).
3. M. Inomoto, Y. Ueda, Y. Ono, T. Murakami, M. Tsuruda, M. Yamada and M. Katsurai, "High-power Initial Heating of Compact Torus by Means of Merging Effect", Fusion Energy 1998 (to be published).

(2) 学会誌論文 (共著)

1. Y. Ono, M. Katsurai, M. Inomoto, Y. Ueda, H. Yasuda, T. Okazaki, T. Akao and T. Itagaki, "Experimental Observation of Direct Ion Heating/Acceleration during Merging Formation of an FRC", Fusion Energy 1996 (IAEA Vienna, 1997), pp. 263-273, (1997).
2. Y. Ono, M. Inomoto, T. Okazaki and Y. Ueda, "Experimental Investigation of Three-component Magnetic Reconnection by Use of Merging Spheromaks and Tokamaks", Phys. Plasmas, 4 (5), pp.1953-1963, (1997).
3. 小野、井、桂井、「プラズマ合体を用いた磁気リコネクション室内実験」、プラズマ・核融合学会誌、vol. 75, No. 4, pp.467-480, (1999).
4. Y. Ono, M. Inomoto, Y. Ueda, T. Matsuyama and T. Okazaki, "New Relaxation of merging spheromaks to a field reversed configuration", Nucl. Fusion 39, pp.2001-2008, (1999).
5. Y. Ono, M. Inomoto, Y. Ueda, T. Matsuyama, Y. Oshima and M. Katsurai, "Merging Formation of FRC and Its Application to High- β ST Formation", Fusion Energy 1998 (to be published).

(3) 国際会議

1. M. Inomoto, Y. Ono, T. Okazaki, T. Akao and M. Katsurai, "Experimental Investigation of Driven Magnetic Reconnection by Use of Two Merging Plasma Toroids", in Proceedings of the 1996 International Conference on Plasma Physics, Nagoya, Sep. 10 1996, pp. 550-553.
2. M. Inomoto, Y. Ono, Y. Ueda and M. Katsurai, "Experimental Investigation of Driven Magnetic Reconnection on TS-3 Device", in Bulletin of the American Physical Society, vol. 41, No. 7, (Program of the 38th Annual Meeting of the Division of Plasma Physics), Denver, U.S.A., Nov. 11 1996, p. 1372.
3. M. Inomoto, Y. Ono, Y. Ueda, Y. Fukasawa and M. Katsurai, "Three Component Effects on Driven Magnetic Reconnection in TS-3", in Bulletin of the American Physical Society, vol. 42, No. 10, (Program of the 39th Annual Meeting of the Division of Plasma Physics), Pittsburgh, U.S.A., Nov. 17 1997, p. 1850.
4. M. Inomoto, H. Yasuda, A. Morita, T. Itagaki and M. Katsurai, "High-power Initial Heating of Compact Torus by Means of Merging Effect", in Extended Synopses of 17th IAEA Fusion Energy Conference, Yokohama, Oct. 24 1998, P.165.
5. M. Inomoto, Y. Ono and M. Katsurai, "Novel High- β ST Formation Using FRC Produced by Plasma Merging", in Program and Abstract of IAEA Technical Committee Meeting on Spherical Tori and Fourth International Workshop on Spherical Tori, Tokyo, Oct. 28 1998, P.45.
6. M. Inomoto, T. Murakami, Y. Ono and M. Katsurai, "Anomalous Ion Heating Effect of Magnetic Reconnection in TS-3/4 Merging Experiment", in Bulletin of the American Physical Society, vol. 43, No. 8, (Program of the 40th Annual Meeting of the Division of Plasma Physics), New Orleans, U.S.A., Nov. 18 1998, p.1841.
7. M. Inomoto, T. Murakami, T. Tawara and Y. Ono, "Non-MHD Mechanism of Fast Magnetic Reconnection in TS-3 Plasma Merging Experiment", in Book of Abstracts for IPELS (Interrelation between Plasma Experiments in Laboratory and Space) '99, Kreuth (Germany), Aug. 9-13, 1999, p.3.6.
8. M. Inomoto, T. Murakami, T. Tawara and Y. Ono, "Experimental Investigation of Non-MHD Fast Magnetic Reconnection in TS-3", in Bulletin of the American Physical Society, vol. 44, No. 7, (Program of the 41st Annual Meeting of the Division of Plasma Physics), Seattle, U.S.A., Nov. 15 1999, p. 63.
9. M. Inomoto, Y. Ono, Y. Ueda, Y. Oshima, M. Tsuruda and M. Katsurai, "Recent Progress in TS-3/4 ST Merging Experiments", in Program and Abstract of the 6th International ST Workshop, The US-Japan ST Workshop and The US-Japan Workshop on Physics of Innovative High-Beta Fusion Plasma Confinement, Seattle, U.S.A., Nov. 20 1999, paper No. 18
10. M. Inomoto, Y. Ono, T. Tawara and T. Murakami, "Mechanism of Fast Reconnection in TS-3 Plasma Merging Experiment", to be presented at University of Tokyo Symposium in 2000 on Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas, Tokyo, Feb. 29-Mar. 4, 2000.

(4) 研究会

1. M. Inomoto, "Plasma Merging Experiment", in Proceedings of the second UT-SNU Joint Seminar on Electrical Engineering, Seoul, Korea, May 30 1996, p. 77.
2. 井、小野、桂井、「プラズマ合体実験における磁力線再結合現象の研究」、電気学会プラズマ・放電合同研究会、札幌、1996年8月8日。
3. 井、小野、植田、桂井、「コンパクトトラス合体を用いた駆動型磁気リコネクション実験」、平成8年度核融合科学研究所共同研究「内部電流系閉じ込め配位の電流制御と配位維持」研究会、土岐、1996年12月21日。
4. 井、植田、小野、桂井、「TS-3 プラズマ合体実験による高速磁気リコネクション機構の検証」、平成9年度核融合科学研究所共同研究「内部電流系閉じ込め配位の電流制御と配位維持」と「球状トラス研究会」合同研究会、土岐、1997年12月11日。
5. M. Inomoto, Y. Ono and M. Katsurai, "Three Component Effects on Driven Magnetic Reconnection in TS-3", in Proceedings of the third SNU-UT Joint Seminar on Electrical Engineering, Tokyo, Jan. 21 1998, p.28.
6. 井、小野、「トラスプラズマ合体における磁気リコネクション現象の解明」、第2回若手科学者によるプラズマ研究会、那珂、1999年2月16日、p. 6.

7. 井、小野、「プラズマ合体実験による磁気リコネクション現象の解明」、電気学会プラズマ研究会、大阪、1999年6月12日、pp.7(EP-99-28).

(5) 大会

1. 井、岡崎、小野、桂井、「プラズマ合体実験におけるスフェロマック、FRC間遷移の検討」、プラズマ・核融合学会第12回秋季講演会予稿集、盛岡、1995年9月27日、p. 168.
2. 井、岡崎、白土、小野、桂井、「プラズマ合体を用いた磁気リコネクション実験(シート電流計測)」、プラズマ・核融合学会第13回年会予稿集、京都、1996年3月21日、p. 134.
3. 井、小野、深澤、桂井、「プラズマ合体実験による駆動型磁気リコネクション現象の検証」、プラズマ・核融合学会第13回秋季講演会予稿集、新潟、1996年10月2日、p. 153.
4. 井、小野、深澤、桂井、「プラズマ合体実験による駆動型磁気リコネクション現象の検証」、プラズマ・核融合学会第14回講演会予稿集、東京、1997年3月24日、p. 87.
5. 井、植田、小野、桂井、「低アスペクト比トカマクにおける磁気リコネクション現象の実験的検証」、プラズマ・核融合学会第14回年会予稿集、大阪、1997年11月25日、p. 77.
6. 井、小野、植田、竹内、桂井、「TS-3装置におけるプラズマ合体時イオン加熱現象の実験的検証」、第2回核融合エネルギー連合講演会予稿集、東京、1998年6月1日、p. 65.
7. 井、小野、「プラズマ合体実験における駆動型磁気リコネクション現象の検証」、日本物理学会1998年秋の分科会講演概要集、沖縄、1998年9月25日、p.p. 927.
8. 井、小野、「プラズマ合体を用いた駆動型磁気リコネクション現象の実験的検証」プラズマ・核融合学会第15回年会予稿集、筑波、1998年12月1日、p.p. 89-90.
9. 井、小野、桂井、「合体生成FRCを用いた超高ベータ球状トカマク配位の生成」、日本物理学会第54回年会講演概要集、広島、1999年3月30日、p. 822.