The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	磁場反転配位プラズマの磁気圧縮に関する研究
Author(s)	北野, 勝久
Citation	大阪大学, 2001, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3184337
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

磁場反転配位プラズマの
磁気圧縮に関する研究

2000 年 12 月

北野　勝久

目次

第 1 章　緒論 1
1.1 はじめに 1
1.2 磁場閉じ込め核融合 3
1.3 本研究の目的と本論文の構成 4
参考文献 6
第 2 章　磁場反転配位（FRC）プラズマ 7
2.1 特徴 7
2.2 FRC プラズマの平衡 8
2.3 FRC プラズマの閉じ込め特性 10
2.4 FRC プラズマの不安定性 12
参考文献 14
第 3 章　FRC プラズマの軸方向磁気圧縮 16
3.1 はじめに 16
3.2 プラズマの磁気圧縮 17
3.3 軸方向磁気圧縮 19
参考文献 22
第 4 章　大容量 FRC プラズマの生成と診断方法 25
4.1 はじめに 25
4.2 FIX(FRC Injection experiment)装置 27
4.2.1 生成部 27
4.2.1.1 逆バイアスシータピンチ法 27
4.2.1.2 装置 29
4.2.1.3 放電シーケンス 32
4.2.2 閉じ込め部 32
4.2.2.1 装置 32
4.2.2.2 移送技術 33
4.3 プラズマ診断装置 34
4.3.1 排除磁束信号測定によるセパラトリックス半径の推定 34
4.3.2 レーザー干渉計を用いた電子線密度計測 35
4.4 データ収集システム 38
参考文献 40
第 5 章　軸方向圧縮コイルシステムの開発 42
5.1 はじめに設計値の推定 42
5.2 圧縮コイルシステムの開発 42
5.2.1 相互インダクタンス 42

5.2.2　真空容器内に設置可能なコイルモジュール 47
5.3　電源の開発 48
5.4　コイルシステム 50
5.4.1　放電系統と放電特性 50
5.5　おわりに 52
参考文献 53
第 6 章　軸方向圧縮の検証実験 54
6.1　はじめに 54
6.2　弱い軸方向磁気圧縮実験 55
6.2.1　コイルモジュールの設置 55
6.2.2　セパラトリックス半径 56
6.3　軸方向圧縮の断熱モデル 58
6.3.1　1 次元的圧縮 58
6.3.2　圧縮率による各パラメーターの変化 61
6.4　特性評価 64
6.5　おわりに 64
参考文献 65
第 7 章　軸方向圧縮による形状制御 66
7.1　はじめに 66
7.2　圧縮磁場印加部における排除磁束信号の測定法の開発 68
7.2.1　圧縮磁場の影響 68
7.2.2　磁気プローブ 69
7.2.3　コンペンセート回路と積分増幅回路 71
7.3　測定結果 72
7.4　圧縮後のプラズマ特性 77
7.5　圧縮実験に必要とされる FRC プラズマ 80
7.6　おわりに 82
参考文献 82
第 8 章　圧縮過程の動的挙動 84
8.1　はじめに 84
8.2　圧縮磁場の順次印加 84
8.3　圧縮全過程の概要 88
8.3.1　セパラトリックス形状の時間発展 88
8.3.2　軸方向の挙動 88
8.4　圧縮過程の 3 段階区分 91
8.4.1　プラズマ体積 91
8.4.2　局所的圧縮プラズマの挙動 93
8.4.3　段階的形状変化 97

8.5 おわりに 100
参考文献 100
第 9 章　総括 101
謝辞 104
業績リスト 105

第１章 緒論

1.1　はじめに

将来のエネルギー源の１つとしてとして核融合が考えられており、世界各国で核融合発電を目指した研究開発が行われている。現在、炭化水素の燃焼エネルギーを用いる火力発電は燃料の枯渇が心配されており、地球温暖化に関係しているといわれる炭酸ガスの放出も問題視されてきている。また、原子力による発電も行われているが、核分裂の連鎖反応はフィードバックがかかるために根本的に危険性が存在し、また大量の核廃棄物の長期保存の危険性も危惧されてきている。100 年単位の長期的な視点に立つと、年々加速度的に増加する人類のエネルギーをまかなうことのできる新しいエネルギー源の開発が渇望されている。核融合による発電が経済的に可能になれば、ほぼ無尽蔵のクリーンなエネルギーを手に入れることができる。核融合を起こすためには、高温高密度状態にあるプラズマをある空間に一定時間閉じ込める必要がある。一般的に太陽エネルギーの源として核融合は知られており、太陽では自らの巨大な質量が産み出す強力な重力により高温プラズマを閉じ込めているが、地球上でそのような強力な重力を発生することはできない。また、水素爆弾も核融合によるエネルギー放出現象であるが、点火するために原子爆弾を必要であり、制御された状態でエネルギーを取り出すのは不可能である。

制御された核融合を起こすために研究が進められている磁気核融合炉では、磁力線を用いて高温プラズマを閉じ込め容器より熱的に絶縁したうえで加熱を行い、核融合反応を起こそうとするものである。様々な閉じ込め方式が研究されており、その閉じ込め磁場の形状により分類することができる。高温プラズマの「閉じ込め」と「加熱」が重要な課題であり、現在、トカマク型と呼ばれる安定した閉じ込め方式の研究が最も進んでいる[1.1]。一般的に、装置を大きくすることにより、よりよいパラメーターが得られ、トカマク型、ヘリカル型では装置を巨大化させる方向に研究が進んでいる。しかしながら、それらの配位は閉じ込め磁場の有効利用の指標であるベータ値が低いために、核融合発電の経済性を疑問視する声もでている。近年、トカマク型の代替となる別の閉じ込め方式に注目が集まっており、超高温理工学研究施設で研究が行われている磁場反転配位（FRC:field-reversed configuration）プラズマもその一つである。

FRC プラズマは単純な構造をしており、弱い磁場で高温高密度のプラズマを閉じ込めることができる他の閉じ込め方式にはない特徴を有している[1.2]。その構造を図 1.1 に示す。FRC プラズマの磁力線配位は、外部コイルにより作られる開いた磁力線とプラズマ内部に流れる電流により作られる閉じた磁力線から構成される。トロイダル磁場を持たない単純な構造をしており、ベータ値が他の閉じ込め形式に比べ非常に

高いという特徴を有している。しかし、高いベータ値をもつが故にセパラトリックス近傍の密度勾配が大きく、閉じ込め特性の悪さが問題となっている。そのため、閉じ込め特性に関するスケーリングの研究が数多く行われている。一方、他の閉じ込め方式では行われている加熱の研究に関しては始まったばかりである。プラズマの加熱方法として、磁気断熱圧縮、中性粒子ビーム入射、衝撃波加熱、オーミック加熱等が用いられている[1.3]。その中でも磁気圧縮は、FRC プラズマのベータ値の高さから、他の閉じ込め法より効果的な加熱法となりうる。米国 Los Alamos の FRX-C/LSM 装置では、閉じ込め磁場を急激に強くすることにより、FRC プラズマの径方向への断熱圧縮実験が行われ、温度を 4 倍, 密度を 10 倍程度に上昇させることに成功した[1.4]。しかしながら、閉じ込め時間は数分の 1 になった。この閉じ込め時間の減少は、経験的なスケーリング則 $\tau_N \propto r_s / \sqrt{\rho_i}$（$\tau_N$：粒子閉じ込め時間、$r_s$：プラズマ半径、$\rho_i$：閉じ込め磁場で規格化したイオンラーマ半径）により説明できる。

著者らのグループは、FRC プラズマの新しい圧縮法として、加熱だけでなく閉じ込め特性をも改善する可能性を持っている軸方向圧縮を提案した[1.5]。ミラー磁場によって閉じ込められた FRC プラズマに対し、ミラー磁場の間隔を短くすることにより軸方向に断熱圧縮する。その際、閉じ込め磁場強度が一定のままで圧縮は進行するので、セパラトリックス長が短くなるにつれ、プラズマ圧は上昇し、径方向へ膨張することが予想される。セパラトリックス半径が増大した FRC プラズマが、先ほどのスケーリング則に従うならば、閉じ込め特性が改善されることが期待される。しかしな

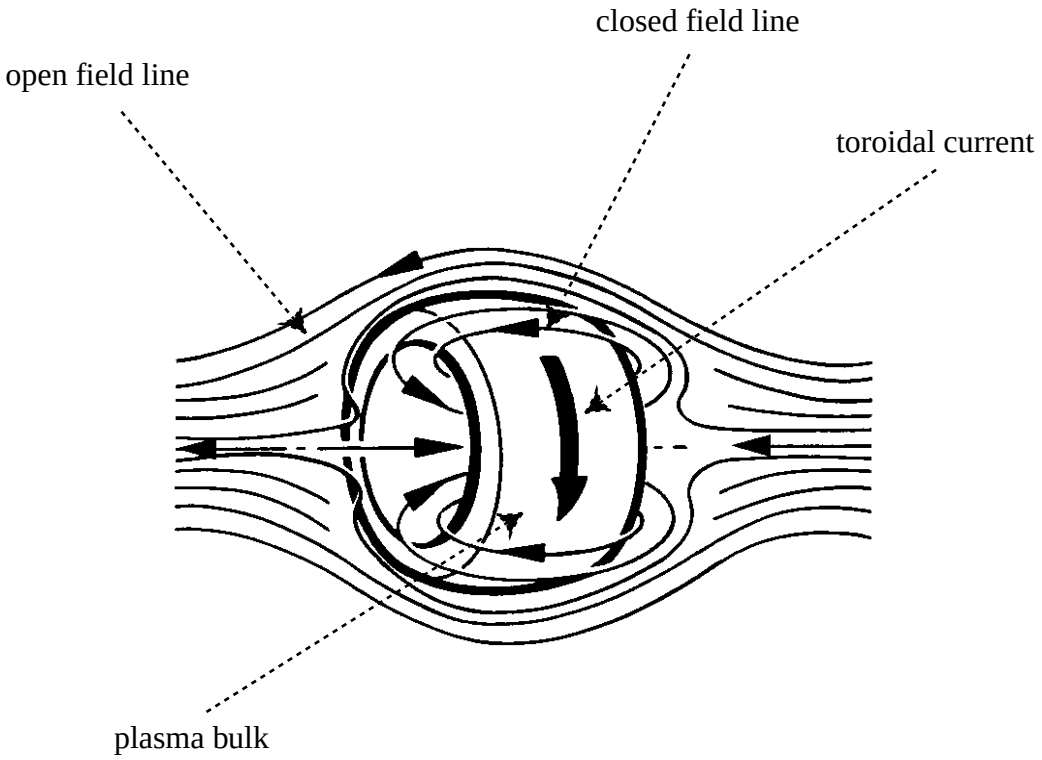


図 1.1 FRC プラズマの構造。

がら、このスケーリング則には径方向のパラメーターしか入っておらず、また軸方向に短いFRCプラズマには磁場構造の急激な崩壊をもたらす不安定が成長しやすくなることが数値計算により予想されている。しかし、軸方向の長さに関する実験研究は未だほとんど行われておらず、軸方向圧縮実験を通じてFRCプラズマの形状制御と閉じ込め特性に関する研究が同時に進行できると考えられる。

1.2　磁場閉じ込め核融合

核子1個あたりの結合エネルギーを図1.2に示す。この値が大きいほどエネルギー的に安定した元素であり、質量数56の鉄が最も安定している。原子力発電や原子爆弾は、ウランなどの大きい質量数の元素が分裂（核分裂）して小さな質量数の元素に変化するときに放出するエネルギーを利用したものである。反対に水素などの質量数の小さな元素同士が融合し大きな元素に変化する現象が核融合である。核分裂も核融合も質量欠損によって生じるエネルギー $\Delta E = \Delta m \cdot c^2$ を利用するものである。核融合が核分裂よりもすぐれている点は、(1)燃料資源が豊富(2)原理的に暴走する危険がなく安全(3)放射性の廃棄物が少ない、であり夢のエネルギーといわれる所以である。

核融合を起こすためにはイオン-イオン間に働くクーロン斥力にうち勝ち、核力の働くfm程度までそれぞれの原子核を近づけなければならない。加速器が作る高エネル

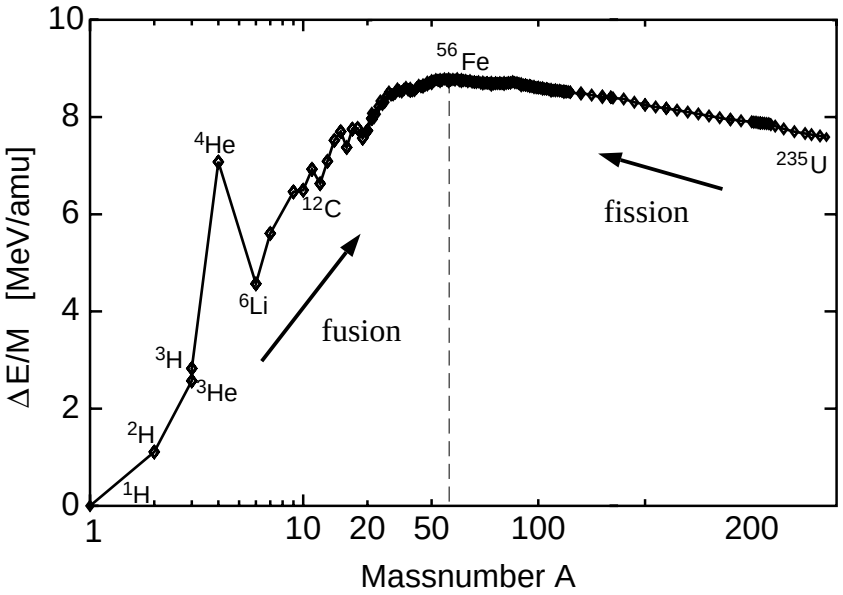


図 1.2 核子 1 個当たりの結合エネルギー。

ギービームをターゲットに衝突させることにより核融合を起こすことも可能ではあるが、反応回数が少ないために投入エネルギーに対して発生するエネルギーが極端に小さく、エネルギーを取り出すことはできない。燃料を 10keV 以上の超高温状態にし、Maxwell 分布の裾野にある高速粒子(100keV 程度)同士の核融合が放出するエネルギーにより全体の核融合を促進させることにより、エネルギーを取り出すことが可能である。この方法は、核融合と区別して、熱核融合(thermonuclear fusion reaction)と呼ばれる。原子核を「高い運動エネルギーを持つ状態」=「超高温状態」にする必要があるが、そのような高温状態になると物質は原子核と電子が分離したプラズマと呼ばれる状態になり、電離気体として様々な振る舞いをする。核融合によりエネルギーを取り出すためには、温度、密度、エネルギー閉じ込め時間という 3 つのパラメーターの積がある値を超えるローソン条件を満たす必要がある[1.6]。熱核融合を達成するためには主に 2 つの方式がある。磁力線を用いてプラズマを閉じ込め、比較的低密度（$10^{20}\ particle/m^3$）で、長い時間（数秒）にゆっくり核融合を行う方式が磁場閉じ込め核融合（Magnetically Confinement Fusion）方式である。超高強度レーザーや重イオンを用いて高密度（$10^{31}\ particle/m^3$、固体密度の 1000 倍）を達成し、短時間（$10^{-10}s$）に核融合を十分行う方式が慣性核融合（Inertial Confinement Fusion）方式である。

磁場閉じ込め核融合では、荷電粒子であるプラズマは磁力線に対して垂直平面内を回転する（Larmor運動）性質を利用して、適当な磁力線配位を形成することにより、プラズマを熱絶縁した状態で閉じ込める。一定区間に閉じ込められたプラズマに対し、外部からエネルギーを注入して加熱を行うことにより、持続した核融合反応を起こす。磁力線の配位には様々な種類が存在し、トカマク型、ヘリカル型と呼ばれるタイプは世界各地の大型装置にて研究が行われている。本論文で研究対象としているFRCプラズマも、磁場閉じ込め方式の 1 つである。日本では1957年頃、大阪大学超高温理工学研究施設で直線ピンチと呼ばれる型の小規模のプラズマの磁場閉じ込め実験が行われたのが最初である。現在、国際的なチームによってITER(International Thermonuclear Experimental Reactor)と呼ばれるトカマク型の超大型核融合炉の設計が行われている[1.7]。

1.3 本研究の目的と本論文の構成

本研究では、FRC プラズマの新しい磁気圧縮法の提案、実験を行っている。ポロイダル磁場のみから構成され高いベータ値を有するFRCプラズマを、比較的立ち上がりの緩やかな磁場を用いて平衡形状を断熱的に制御することを試みている。我々の FIX (FRC plasma injection experiment) 装置では、FRC プラズマを移送する技術を用いて、ステンレス製閉じ込め容器にFRCプラズマを移し替えることができる。閉じ込め部の両端にはミラーと呼ばれる磁場の強い領域があり、FRCプラズマは軸方向の長さを制限されている。このようなFRCに対し、ミラー間隔を等価的に短くするよう

な磁場コイルを新たに動作させ、軸方向に１次元的に短くする軸方向圧縮を行うことが本研究の目的である。円筒状のセパラトリックス形状は、太くなることが予想され、閉じ込め特性の向上が期待できる。軸方向圧縮によりセパラトリックス形状の制御ができると、過去に得ることができなかった形状のFRCプラズマに関する研究が可能になる。

本章では、磁場閉じ込めプラズマの研究目的である核融合の原理を説明し、本研究の目的と構成について述べた。

第２章では、本研究に必要なFRCプラズマの物理について説明を行う。他の磁場閉じ込め方式に比べ、単純な構造をしているのにも関わらず、非常に高い閉じ込め効率を有している。また、磁気圧とプラズマ圧の平衡より内部構造を決定することができる。論文中で用いる基本的な関係式を説明する。径方向のスケールファクターに大きく依存する閉じ込め特性のスケーリング則を紹介する。

第３章では、一般的なプラズマの磁気圧縮に関して説明を行い、軸方向磁気圧縮の基本概念について説明を行う。過去に行われたFRCプラズマ圧縮実験を紹介し、それらと比較することにより本研究で行われている軸方向磁気圧縮の位置づけを行う。

第４章では、軸方向圧縮実験を行っているFIX装置と基本的な測定装置に関する説明を行う。FIX装置は逆バイアスシータピンチ（FRTP:field-reversed theta pinch）法を用いてFRCプラズマを生成する生成部と磁束保存容器として働くステンレス製の閉じ込め部で構成されている。排除磁束信号を用いたセパラトリックス半径の測定、変調型レーザー干渉計による電子密度の測定に関して、その原理を説明した後に、実際に使用している装置構成を紹介する。

第５章では、軸方向圧縮を遂行するために必要な圧縮コイルシステムに関する説明を行う。圧縮磁場を真空容器内に発生させるためには、真空容器内に圧縮用のコイルを設置しなければならず、必要な予備実験を行った後にモジュール式の圧縮コイルを製作している。コイルにエネルギーを供給するために、コンデンサバンクを用いた高速に大電流が放電が可能な高電圧電源の製作も行っている。

第６章では、軸方向磁気圧縮の検証実験を行うために、閉じ込め部に圧縮コイルを設置し、移送後のFRCプラズマに対して圧縮実験を行っている。実験で測定されたセパラトリックス半径の上昇を評価するために１次元断熱モデルを考え、圧縮によるプラズマパラメーターの変化が圧縮前のセパラトリックス半径と軸方向圧縮率により決定されることを示し、実験値との比較を行っている。

第７章では、圧縮コイル近傍のセパラトリックス形状の測定法を開発した後に、FRCプラズマの形状制御を目指して強い軸方向圧縮を行っている。コイルの内側に設置した磁気プローブとコイルに流れる電流を測定するロゴスキーコイルを用いることにより、圧縮磁場の影響を受けずに排除磁束を測定する方法を開発している。これに

より閉じ込め部全域にわたってセパラトリックス半径の測定が可能になる。軸方向に35%まで圧縮を行う強い軸方向圧縮に対してその測定法を用いている。圧縮により得られたアスペクト比が非常に小さい FRC プラズマの閉じ込め特性について議論を行う。また、圧縮実験に必要とされるコイルモジュールに接触しないFRCプラズマの生成についての説明を行う。

第8章では、圧縮対象となるFRCプラズマを磁場を印加している領域としていない領域に分けて考えることにより、圧縮の動的挙動についての議論を行っている。重心位置、x-pointの位置を求めることにより、軸方向圧縮は径方向と軸方向への圧縮が段階的に進行することを示す。

第 9 章では、本研究の結論として、軸方向圧縮を新しい形状制御法としてみたときの評価を行う。平衡形状を安定に制御できたことにより、長寿命FRCの生成への道が開けただけでなく、シータピンチ法では得ることのできない新たなパラメーターを持った FRC に対する閉じ込め特性、不安定性に関する研究への道が開かれた。

なお、本論文では基本的にMKS単位系を用いている。ただしエネルギー及び温度の単位は全て「eV」($1eV \cong 11600K$)を用いる。

参考文献

[1.1] ITER Conceptual Design Report, ITER Documentation Series No. 18 (International Atomic Energy Agency, Vienna, (1991).

[1.2] M. Tuszewski, "Field Reversed Configurations," Nuclear Fusion **28**, 2033 (1988).

[1.3] 高村秀一、" プラズマ加熱基礎論 "、名古屋大学出版会、(1986).

[1.4] D. J. Rej, D. P. Taggart, M. H. Baron, R. E. Chrien, R. J. Gribble, M. Tuszewski, W. J. Waganaar, and B. L. Wright, "High-Power mangetic-compression heating of field-reversed configurations," Phys.Fluids B **7**, 1909 (1992).

[1.5] S. Okada, M. Ohnishi, Y. Tomita, and H. Momota, in Proceedings of the 1996 International Conference on Plasma Physics, Nagoya, 1182 (1996).

[1.6] J. D. Lawson, Proc. Roy. Soc. London **70**, Pt. 1, No. 445B (1957).

[1.7] http://www.iter.org/.ITER の基本コンセプトは[1.1]を見ればよいが、最新情報は ITER チームによる本ウェブサイトを参照すると良い。

第２章 磁場反転配位（FRC）プラズマ

2.1　特徴

高温のプラズマを閉じ込めるためには、閉じ込める容器から熱的に絶縁する必要がある。磁場閉じ込めプラズマでは、荷電粒子であるプラズマが磁力線に対して垂直な平面内で回転しながら、磁力線に沿って運動するという性質（Larmor運動）を用いて、磁力線でプラズマを閉じ込めている。磁場閉じ込めプラズマは磁力線の配位により分類することができ、そのひとつの配位が磁場反転配位(FRC)である。軸対称な構造をしているFRCプラズマの磁力線構造を図2.1に示す。FRCプラズマは内部の閉じた磁力線によりプラズマを閉じ込めており、その閉じた磁力線を開いた磁力線が取り囲んでいる。これらの磁力線の境界面をセパラトリックスと呼び、対称軸からの距離をセパラトリックス半径r_sと定める。z軸上で磁場強度が0になる2つの点をx-pointと呼ぶ。閉じ込め容器の内径をr_w、セパラトリックスの軸方向の長さをl_sとする。磁場反転配位の言葉の示す通り、閉じた磁力線から構成されるので、配位内部では外部磁場とは磁場の向きが反転している。磁力線の向きが反転するところ、つまり磁場強度が0になる地点のz軸からの距離が主半径Rである。基本的にプラズマはセパラトリックス内部に閉じ込められ、プラズマ内部に流れる電流により自らを閉じ込める磁力線構造を形成している。FRCはポロイダル磁場のみにより構成されており、トロイダル

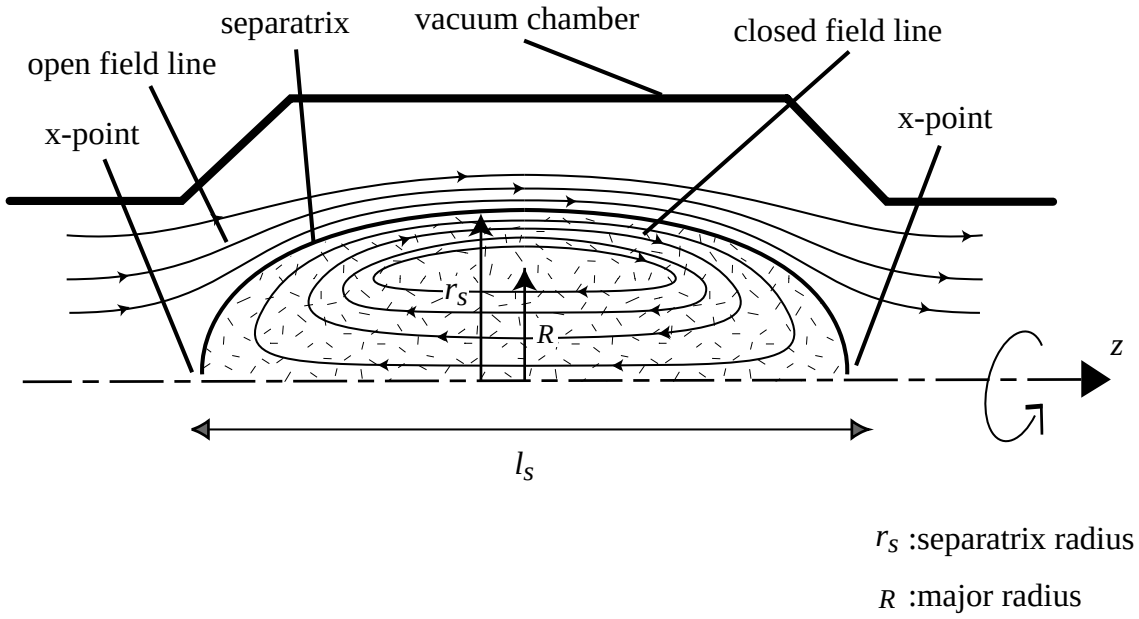


図 2.1 FRC プラズマの磁力線構造の断面図。

磁場を含んでいないという幾何学的に単純な構造をしている。また、FRC は内部磁力線に外部コイルが鎖交しないコンパクトトーラスに分類され、対称軸に沿って軸方向に移動することが可能である。FRC プラズマを、高電圧コイルシステムを用いて配位を生成する生成部から、ステンレス容器製の閉じ込め部へと移送することが可能であり、測定装置や追加熱装置などを追加することが容易になる。移送実験は米国 Los Alamos 国立研究所の FRX-C/T 装置[2.1]や大阪大学の FIX 装置[2.2]において始められた。

2.2 FRC プラズマの平衡

実験室で作られる FRC プラズマのアスペクト比（セパラトリックス長/セパラトリックス直径）は通常 1 よりも十分に大きく、準平衡状態では径方向の圧力バランスが十分よい近似で成立し、以下の式が成立する[1.2]。

$$P + \frac{B_z^2}{2\mu_0} = \frac{B_e^2}{2\mu_0} \tag{2.1}$$

ただし P はプラズマ圧であり

$$P = n_i k T_i + n_e k T_e \tag{2.2}$$

で表される。n_i, n_e はそれぞれイオン及び電子の密度であり、T_i, T_e はそれぞれイオン及び電子の温度であり、μ_0 は真空中の透磁率であり、k はボルツマン定数である。B_z, B_e は軸方向の磁場成分、真空容器壁での磁場強度である。反磁性体である FRC プラズマが、真空磁場 B_0 が印加されている磁束保存容器内に移送された場合、移送前後で磁束が保存されるために、外部磁場成分 B_e は

$$B_0 = B_e\left(1 - x_s^2\right) \tag{2.3}$$

のように与えられる。ここで x_s とは磁束保存容器の半径 r_w で規格化したセパラトリックス半径である。

$$x_s \equiv \frac{r_s}{r_w} \tag{2.4}$$

FRC プラズマの中央断面と端部領域の間のプラズマを含む円柱について、軸方向の磁力線の張力によって決まる平衡から、

$$\oint_s \left(P - \frac{B_z^2}{2\mu_0} \right) dS = 0 \tag{2.5}$$

の関係が与えられる。

磁場の有効利用の指標として、磁気圧に対するプラズマ圧の比でベータ値は与えられる。プラズマを閉じ込めるにはそのプラズマの圧力を平均ベータ値で割った磁気圧を作り出す閉じ込め磁場強度が必要であり、高いベータ値を持つ配位は、比較的弱い磁場強度で高温高密度のプラズマを閉じ込めることができる。FRCプラズマの場合、ベータ値は導体壁直下の磁気圧でプラズマ圧を規格化した値で定義され、体積平均ベータ値$\langle\beta\rangle$は式(2.6)のように与えられる。

$$\langle\beta\rangle = \frac{\int_0^{r_s} P \cdot 2\pi r dr}{\frac{B_e^2}{2\mu_0} \cdot \pi r_s^2} \tag{2.6}$$

これを展開して整理し、式(2.3)に代入すると

$$\langle\beta\rangle = 1 - \frac{1}{2} x_s^2 \tag{2.7}$$

が得られる。外部磁界がミラー磁場を有している場合にはこの関係よりも平均ベータ値は若干大きくなるが、多くの場合良い近似となっておりよく用いられる関係である。x_sには$0 \le x_s \le 1$の関係が成り立つために、平均ベータ値は$0.5 \le \langle\beta\rangle \le 1$となり、本質的に FRC プラズマの平均ベータ値は大きく閉じ込め効率がよいことがわかる。

MHD(Magnetic Hydro Dynamics:電磁流体力学)平衡が成立していると考えると、FRCプラズマのMHD平衡は軸対称のプラズマの平衡を記述するGrad-Shafranov方程式で表すことができる。円筒座標系におけるGrad-Shafranov方程式は次のように表される。

$$r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r}\right) + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = -\mu_0 r^2 \frac{dP(\psi)}{d\psi} \tag{2.8}$$

ここでψは磁束関数であり

$$\psi = \int_0^r r B_Z dr \tag{2.9}$$

と定義される。磁束関数ψは磁場$\vec{B}$と

$$B_r = -\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial z}、B_z = \frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r} \tag{2.10}$$

の関係がある。$P(\psi)$はプラズマ圧力プロファイルを示し、適当な$P(\psi)$の関数形状を与えることにより数値的に解くことが可能である。現実のFRCプラズマでは、アスペク

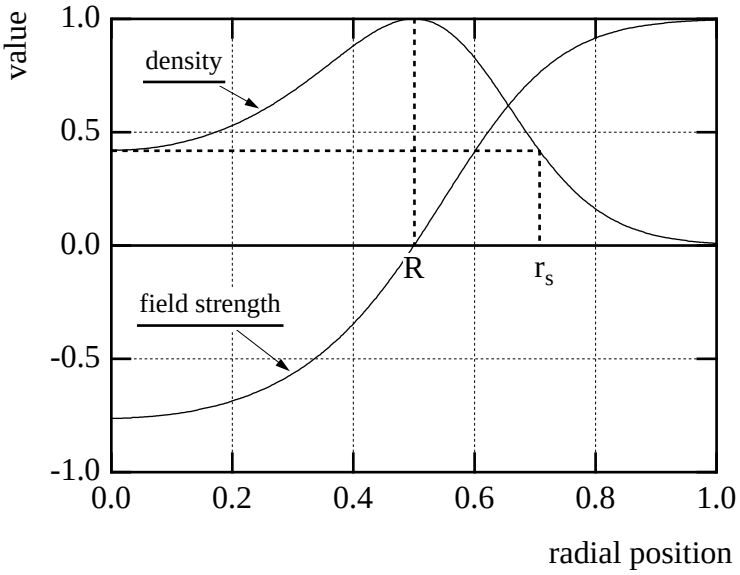


図 2.2 剛体回転平衡モデルを用いて計算した密度と磁場強度の径方向分布。

ト比が 1 よりも十分に大きい、セパラトリックス外部においてプラズマ圧が 0 にはならないことが報告されているなど、実験装置で得られるFRCプラズマに合わせた数値解析はそれほど容易ではない[2.3][2.4][2.5]。FIX装置のパラメーターに合わせた平衡解は鈴木により求められている[2.6]。

図2.2に剛体回転モデルによって求めた密度と磁場強度の径方向分布を示す。閉じた磁力線からなるFRCプラズマは磁気軸の内側と外側で磁場の極性が反転している。磁場強度が0となる$r = R$のところが主軸であり、径方向の圧力平衡によりこの位置では密度が最大になっている。内側に含まれる全磁束が 0 になる$r = r_s$のところが、閉じた磁力線と開いた磁力線の境界面となるセパラトリックスである。

2.3 FRC プラズマの閉じ込め特性

FRCプラズマの閉じ込め特性を研究するために、主たるエネルギー損失機構である粒子損失について数多くの研究がされている[2.7][2.8][2.9]。エネルギー損失機構には、荷電粒子がエネルギーを持って炉心から外に逃げることによる損失である粒子損失、熱伝導による損失、制動放射やサイクロトロン放射などの電磁波放射損失などがある。FRCプラズマではこのうち粒子損失に関する研究がよく行われている。これは、ベータ値が高いためにセパラトリックス近傍での密度勾配が大きく、実験的にも主た

るエネルギー損失機構であることがわかっているからである。セパラトリックス内部の閉じた磁力線により捕捉されている粒子は、プラズマの有限な電気抵抗に起因して磁力線を横切り、外部の開いた磁力線に逃げていく。そして、一旦外部の磁力線に損失した粒子は磁力線に沿って閉じ込め領域より外部に流失する。FRCプラズマのアスペクト比は一般的に大きいため、磁力線が直線をなしている中央部分の領域はセパラトリックス端部の領域よりも遙かに大きい。このために、粒子損失はプラズマの径方向のパラメーターのみに注目して研究は進められており、さまざまな計算や理論モデルの提案がなされている。

FRC プラズマの物理研究でたびたび用いられる s パラメーターは

$$s = \int_R^{r_s} \frac{rdr}{r_s \rho_i} \tag{2.11}$$

のように定義され、セパラトリックス半径r_sと実効的なLarmor半径ρ_iの比を意味している。イオンジャイロ半径は直接測定することができないために、計測が可能な値によって置き換える。1 次元の剛体回転平衡モデルの関係式より、捕捉磁束ϕ_pは

$$\phi_p = 0.97 r_s^2 B_e \tag{2.12}$$

で与えられる。この関係を用いることにより s パラメーターは、

$$s = 1.1 \frac{\phi_p}{r_s \sqrt{A_i T_i}} \tag{2.13}$$

のように表され、内部捕捉磁束ϕ_p(mWb)、イオンの質量数A_i、イオン温度T_i(eV)という計測が可能な値で与えられる[2.10]。s パラメーターが大きくなれば、粒子同士の衝突頻度が下がり閉じ込め特性が良くなることが期待される。また各装置で生成された FRC プラズマで、閉じ込め特性の s パラメーター依存性は見られている。米国 STI Optronics の LSX 装置による実験が行われるまでは[2.11]、$s \le 2$の領域でのみ FRC プラズマは生成されていた。しかし、炉心プラズマは$s \ge 20$の条件が必要である。この s パラメーターはFRCプラズマの振る舞いが、運動論的なのか流体的であるのかを示している。特に$s \le 1$の領域では、FLR(Finite Larmor Radius)効果という運動論的効果が効き、回転するイオンにより配位の安定性が高められると理論的に予想されている[2.12][2.13]。また、理想 MHD 計算によると端部に位置し磁場が 0 である x-point からの粒子損失は 0 である。

粒子損失を評価する値として粒子閉じ込め時間τ_Nが用いられる。τ_Nはプラズマ内部に閉じ込められたプラズマ粒子が指数関数的に減少していくときの減衰時定数で与えられる。このτ_Nに関して、各プラズマパラメーターに対する依存性をスケーリング則として様々な節が提唱されている。その中で、経験的スケーリングとして最もよく知

られているものは、主半径 R、イオンジャイロ半径 ρ_i を用いて、

$$\tau_N \propto \frac{R^2}{\rho_i} \tag{2.14}$$

で与えられる[2.14][2.15]。このスケーリングには FRC プラズマの径方向の形状に関する情報しか入っておらず単純であるが、実験事実とよく一致するのでしばしば用いられている。そして、軸方向の長さに対するスケーリングに関する研究はほとんど行われていないのが現状である。なぜなら、セパラトリックス半径は閉じ込め磁場の磁気圧により制御が可能であるが、FRC は x-point 近辺で磁気リコネクションを起こすことにより生成されるので、セパラトリックス長を能動的に制御することは困難であるからである。

2.4 FRC プラズマの不安定性

磁場閉じ込めプラズマでは、不安定性によりプラズマの大きさをアルフベン速度で割ったアルフベン時間の時間尺度で磁場構造が急激に崩壊する現象がしばしば生じる。プラズマは多くの電磁流体力学的自由度や速度空間的自由度を持っており、プラズマ中にあるモードの擾乱が加わったとき、それらが減衰し安定か、成長し不安定かを調べることは重要課題である。FRC プラズマの場合、よく議論されるのが回転モードと傾斜モードの不安定性である。それぞれの不安定モードを図 2.3 に示す。

回転モードの不安定性は、プラズマの回転による遠心力によって駆動され、FRC プラズマの実験でこれまでに観測されてきた不安定性の中で最も代表的なモードであり、配位持続時間は n=2 回転モードの成長によって制限を受けてきたという実験的歴史がある。このモードは、プラズマ断面積は変化せずに成長するので、排除磁束信号では測定することができない。しかし、プラズマの回転に伴う線積分密度の変化を、レーザー干渉計を用いて測定することにより、n=2 回転モードの成長を観測することが可能である。大井らは遠心力による実効的重力がプラズマの外向き方向に作用していることに着目して、プラズマを取り巻く外部磁場に 4 重極磁場を印加して最小磁場配位化することによって回転不安定性の成長を抑制できることを実証した[2.16]。ほとんどの FRC 装置では多重極磁場システムが採用されている。FIX 装置では、生成部で回転不安定性が成長する前に閉じ込め部へと移送を行っており、また、閉じ込め部でもこの不安定性は成長しないという特徴を有している。ただし、生成部のみで閉じ込めるモードで運転すると不安定性は成長する。

傾斜モードの不安定性は、プラズマ電流の作る磁場が外部から印加された磁場と逆向きであることに起因している。傾斜不安定性の説明として、外部磁場の中に逆向きに置かれた磁石は傾斜不安定と例えられることが多いが、実際のプラズマの挙動は

それほど単純なものではない。MHD モデルによる線形解析の結果、内部の傾斜モードに対して配位が不安定であることが予想されているが、ほとんどの実験において生成されるFRCプラズマでは、この予想とは異なり、傾斜モードは存在するが配位持続時間内には不安定性が成長しないことが観測されている[2.17][2.18]。この理論と実験との矛盾を説明するために、イオンの有限ラーマー半径(FLR:Finite Larmor Radius)効果などを取り入れた解析が行われており、傾斜モードの安定化には、磁気セパラトリックス近傍に存在する粒子の運動論的効果が寄与しているものと予想されている。様々なモデルにより安定領域と不安定領域に関する研究が行われているが、アスペクト比Eをsパラメーターで割った値が傾斜モード不安定性に関係するとされている。米国Princeton大学のJiらは、それらに加えて回転速度を音速で規格化した回転マッハ速度Mにより傾斜モード不安定性の解析を行っている[2.19]。導かれた安定解析と実験的に得られた各装置でのパラメーターを図2.4に引用する。sパラメーター、アスペクト比が小さいところでは実験が行われていないのがわかる。現在までに行われた実験

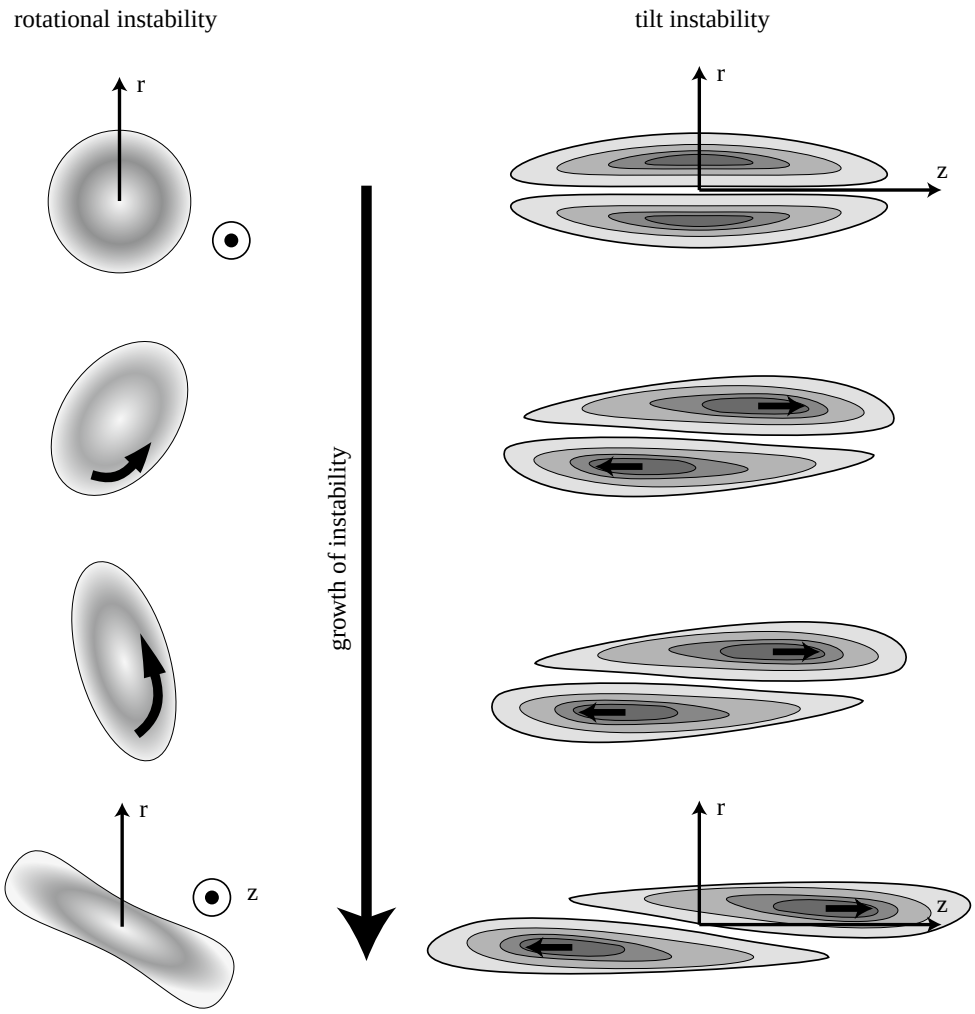


図 2.3 回転不安定性と傾斜不安定性。

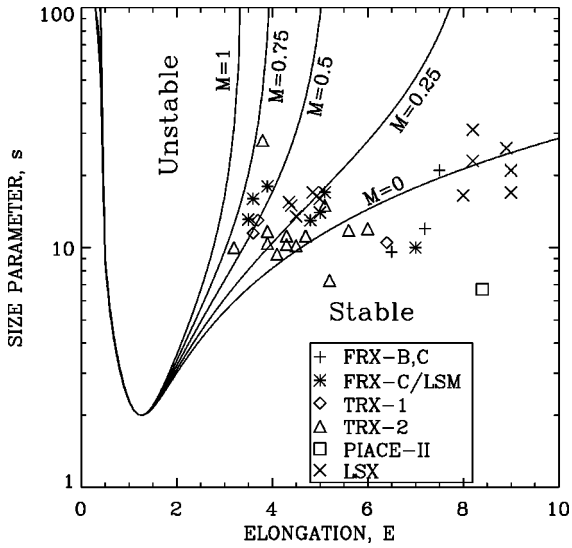


図 2.4 Ji らによる傾斜不安定解析と様々な装置で得られたパラメーター。s パラメーターとアスペクト比と回転マッハ数により安定領域と不安定領域を分けることができる。

では、傾斜不安定性存在するものの成長するのは観測されていない。将来、炉心プラズマとして FRC プラズマを用いた場合、s パラメーターが大きくなり、FLR 効果が効かなくなるので、傾斜不安定性が生じやすくなると予測はされているが、理論と実験の融合は将来の課題であろう。

参考文献

[2.1] M. Tuszewski and B. L. Wright, "Observation of field-reversed configurations with spheromak magnetic field profiles", Phys. Rev. Lett. **63**, 2236 (1989).

[2.2] A. Shiokawa and S. Goto, "Dynamic property of spontaneous toroidal field in field-reversed configuration plasmas", Phys. Fluids B **5**, 534 (1993).

[2.3] K. Suzuki and S. Hamada, J. Phys. Fluids **28**, 1810 (1984).

[2.4] R. L. Spencer and M. Tuszewski, "Experimental and computational equilibria of field-reversed configurations", Phys. Fluids **28**, 1810 (1985).

[2.5] R. Kanno, A. Ishida and L. C. Steinhauer, J. Phys. Soc. Jpn **64**, 463 (1995).

[2.6] Y. Suzuki, S. Okada, and S. Goto, "Two-dimensional numerical equilibria of field-reversed configuration in the strong mirror field", Phys. Plasmas **7**, 4062 (2000).

[2.7] Loren C. Steinhauer, "Electron thermal confinement in the edge plasma of a

field-reversed configuration", Phys. Fluids B **4**, 4012 (1992).

[2.8] M. Tuszewski, W. T. Armstrong, R. E. Chrien, P. L. Klingner, K. F. McKenna, D. J. Rej, E. G. Sherwood, and R. E. Siemon, "Confinement of translated field-reversed configurations", Phys. Fluids **29**, 863 (1986).

[2.9] Loren C. Steinhauer, "A nearly one-and-one-half-dimensional confinement model for field-reversed configurations", Phys. Fluids B **2**, 2679 (1990).

[2.10] W. T. Armstrong, R. K. Linford, J. Lipson, D. A. Platts, and E. G. Sherwood, "Field-reversed experiments (FRX) on compact torroids," Phys. Fluids **24**, 2068 (1981). See Appendix A:Two-dimensional Field Reversed Configuration Equilibria.

[2.11] J. T. Slough and A. L. Hoffman, "Stability of field-reversed configurations in the large s experiment (LSX)", Phys. Fluids B **5**, 4366 (1993).

[2.12] L. C. Steinhauer and A. Ishida, "Gyroviscous stability theory with application to the internal tilt mode of a field-reversed configuration",Phys. Fluids B **2**, 2422 (1990).

[2.13] Naotaka Iwasawa, Akio Ishida amd L. C. Steinhauer, "Tilt mode stability scaling in field-reversed configurations with finite Larmor radius effect", Phys. Plasmas **7**, 931 (2000).

[2.14] K. F. McKenna, W. T. Armstrong, R. R. Bartsch, R. E. Chrien,et al., "Particle confinement scalling in field-reversed configurations," Phys. Rev. Lett. **50**, 1787 (1983).

[2.15] S. Hamasaki, N. T. Gladd, and N. A. Krall, "One-dimensional transport models with local and nonlocal lower-hybrid-drift waves in field-reversed configurations," Phys. Fluids **29**, 4131 (1986).

[2.16] S. Ohi, T. Minato, Y. Kawakami, M. Tanjyo, S. Okada, Y. Ito, M. Kako, S. Goto, T. Ishimura, and H. Ito, "Quadrupole stabilization of the n=2 rotational instability of a field-reversed theta-pinch plasma", Phys. Rev. Lett. **51**, 1042 (1983).

[2.17] M. Tuszewski, "Mirnov loop array for field_reversed configurations", Rev. Sci. Instrum. **61**, 2937 (1990).

[2.18] M. Tuszewski, D. C. Barnes, R. E. Chrien, J. W. Cobb, D. J. Rej, R. E. Siemon, D. P. Taggart, and B. L. Wright, "Observations of tilt instabilities in field-reversed configurations of a confined plasma", Phys. Rev. Lett. **66**, 711 (1991).

[2.19] H. Ji, M. Yamada, R. Kulsrud, N. Pomphrey, H. Himura, "Studies of global stability of field-reversed configuration plasmas using a rigid body model", Phys. Plasmas **5**, 3685 (1998).

第 3 章 FRC プラズマの軸方向磁気圧縮

3.1 はじめに

熱核融合反応を達成するには高密度のプラズマを加熱してその温度を10keV以上にしなければならない。プラズマを加熱するには外部から何らかの形でエネルギーを供給する必要があり、波動の電磁エネルギー、粒子の運動エネルギー、圧縮の際の磁気エネルギー等をプラズマ内部に吸収させることにより加熱を行う研究が進められている。プラズマ加熱でまず取り上げられるのは、プラズマ中に流れる電流に伴うオーミック加熱である[3.1]。電場により加速された電子がイオンによって散乱されることに基づく電気抵抗を利用している。プラズマの温度が高くなるにつれて電気抵抗は小さくなるために核融合炉心プラズマに対して、この方法は有効な加熱方式ではないが、初期段階の低温プラズマを中程度の温度にまで加熱するには極めて有用である。次に、中性粒子ビーム入射（Neutral Beam Injection: NBI）加熱が現在最も進んで研究がなされている[3.2][3.3]。高速中性粒子ビームは閉じ込め磁場を通り抜けプラズマ内に入射される。高エネルギーの中性粒子ビームはプラズマと相互作用することにより、プラズマ内で高速イオンビームに変化し、プラズマ粒子との衝突を介し加熱がおこなわれる。現在運転中の大型トカマク装置では、ほとんどがこのNBI加熱法を中心にした加熱法が採用されている。また、プラズマ中には多様な波が存在し、これらを効率よく励起し適当な場所で減衰吸収させることにより波動加熱が行える[3.4][3.5]。イオンまたは電子のサイクロトロン周波数に近い周波数の電磁界を対象となるプラズマに結合させることにより、それらの共振を利用し、イオンまたは電子に選択的にエネルギーを注入することができる。磁気圧縮加熱は磁気圧により閉じ込められているプラズマに対し、外部の磁場強度を上昇させ、プラズマの圧縮加熱を行うものである[3.6]。他の加熱法とは異なりプラズマパラメーターに依存しない加熱が行えるために、ある程度の温度まで他の加熱法を用いた後に、磁気圧縮により着火温度まで加熱を行うということも検討されている。

プラズマにエネルギーを注入したとしても、エネルギーの保持ができなければ加熱は無理である。残念ながらFRCプラズマ研究ではエネルギー閉じ込めに関する研究があまり進んでおらず、配位維持の研究が米国Washington大学で始まったばかりである[3.7][3.8]。後述するが、移送後の FRC プラズマに対して、径方向への磁気圧縮実験が米国 Los Alamos 国立研究所の FRX-C/LSM 装置で行われた[3.9]。現在、NBI に関しては大阪大学[3.10]とプリンストン大学[3.11]、波動加熱は大阪大学[3.12]で研究が始められている。ここまで、プラズマ加熱について説明を行ってきたが、本研究で行われている軸方向圧縮では、軸方向には圧縮は行われるものの、磁束保存容器内で圧縮が行われるために、閉じ込め磁場強度はセパラトリックス半径の上昇による程

度でのみ上昇するだけであり、径方向には膨張が起こる。そのために、一般的に行われている磁気圧縮とは異なり加熱の効果はさほど期待できないものの、セパラトリックス形状の制御を行う初めての試みであるということができる。セパラトリックス形状を断熱的に制御することにより、過去には得ることのできなかったプラズマパラメーターを持つFRCプラズマに関する研究が可能になる。特に、軸方向の長さに関する閉じ込めスケーリング、不安定性に関する実験研究は過去にほとんどなされていない。

3.2 プラズマの磁気圧縮

磁場を用いてトカマクプラズマを断熱的に加熱するというアイデアは、1970年のFurthらによる論文にさかのぼる[3.13]。トロイダル磁場もしくはポロイダル磁場を急峻に立ち上げることにより、トーラスの小半径または大半径方向へ圧縮するという2つの方法が提案されている[3.6]。プラズマの断熱加熱という観点から、磁場の立ち上げ時間τ_{comp}はエネルギー閉じ込め時間τ_Eや磁場の拡散時間τ_{skin}より早く、しかし粒子の温度緩和時間τ_{ii}よりゆっくり行われなければならず、以下の条件を満たす必要がある。

$$\tau_{ii} << \tau_{comp} << \tau_E, \tau_{skin} \tag{3.1}$$

断熱条件より式(3.1)の第2の不等式の条件が必要であるのは自明である。また、第1の不等式の条件は、プラズマが等方的Maxwell分布になり、十分に温度が緩和するために必要である。

荷電粒子のイオンと電子からなるプラズマ粒子は磁力線の周りを回転運動し、平行な方向には自由に移動するという特徴がある。前者の磁力線に対して鉛直水平面内の運動はLarmor運動としてよく知られている。後者の磁力線に平行な運動は、磁場強度が一定なら力を受けないために等速直線運動を行う。開いた磁力線に沿って運動している粒子が磁気ミラーによって反射を繰り返し往復運動を行っていたり、閉じた磁力線に沿って運動するなどして、磁力線に沿った経路上に捕捉された粒子は、外部とのエネルギーのやりとりを行わない断熱状態にあり、周期的な運動を行う。これらのような時、ころえらの運動に際して系内でのある量が不変であり、この量を断熱不変量と呼ぶ。一般的には式(3.2)のように書かれる。

$$J = \oint p dq \tag{3.2}$$

ここでpは一般化運動量でqはこれに対応する一般化座標である。積分は粒子の運動の軌跡に沿ってとられる。以下に、垂直方向と水平方向に運動する粒子の断熱保存量を示す。

図3.1に示すように、電荷e、質量mの荷電粒子が磁力線の周りを旋回運動している場合を考える。磁力線に垂直な運動を問題にするならば、運動量は$p = mv_{perp}$、座標は$dq = \rho d\varphi$と書かれる。ここで、v_{perp}は荷電粒子の磁力線に垂直な方向の速度の大きさを、ρはラーマー半径を意味する。これらを用いると式(3.2)は

$$\begin{aligned} J_{perp} &= \frac{1}{2\pi}\oint mv_{perp}\rho d\varphi \\ &= -\frac{2m}{e}\mu_m \end{aligned} \tag{3.3}$$

となる。ここでμ_mは磁束密度Bを用いて、

$$\mu_m = \frac{e^2}{2\pi m}\left(\pi\rho^2 B\right) = \frac{mv_{perp}^2/2}{B} \tag{3.4}$$

で与えられ、磁気モーメントと呼ばれる保存量である。ラーマー運動のループを貫く磁束$\pi\rho^2 B$は保存するというがわかる。次に磁力線に平行な運動を考える。磁力線に沿った運動が周期的である場合には、それに伴う断熱不変量もまた存在する。問題を単純化するためにミラー磁場などにより距離Lの間を等速度v_{para}で折り返し運動している1次元的な運動を考える。Lは十分に長く、折り返し地点での局所的運動を無視する。垂直な運動の場合と同様に式(3.2)より

$$\begin{aligned} J_{para} &= \frac{1}{2\pi}\oint mv_{para}dq \\ &= \frac{mv_{para}L}{\pi} \end{aligned} \tag{3.5}$$

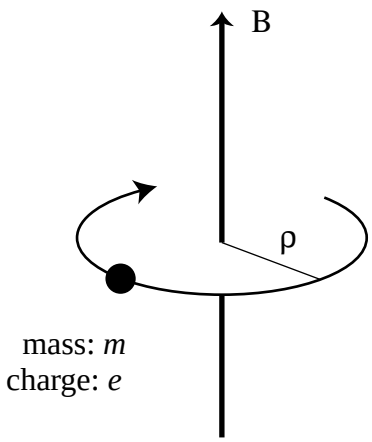


図 3.1 磁力線のまわりを運動する荷電粒子。

が得られ、$v_{para}L$が断熱不変量となることがわかる。ここからは複数の粒子の運動を考え、距離lのなかに一定の粒子が捕捉されているとする。このような系に対して、磁気折り返し点が互いにゆっくり（断熱的に）接近したり離れたりするような圧縮作用を考える。単位体積当たりの粒子数をnとすると、

$$nl = const. \tag{3.6}$$

となる。このような粒子群に対してエネルギー$\frac{1}{2}mv_{para}^2$から定義される温度T_{para}は

$$T_{para} \propto v_{para}^2 \propto n^2 \tag{3.7}$$

のように変化する。ここで温度T_{para}がn^2に比例するのは、1次元的な系をとったことによる結果であり、圧縮は１次元的で運動エネルギーの他の２つの次元への緩和を無視している。一般的な断熱式は

$$T \propto n^{\gamma-1} \tag{3.8}$$

で表され、γは比熱比であり

$$\gamma = \frac{2+m}{m} \tag{3.9}$$

で与えられ、m は自由度を表す。完全電離気体では、内部自由度は考慮しなくても良いので１次元の圧縮では$m=1$、$\gamma=3$と置けばよく、式(3.7)と式(3.9)は一致する。このように磁力線に捕捉されている荷電粒子に対し、熱力学的なポアッソンの関係が成り立つことがわかる。

3.3　軸方向磁気圧縮

まず、FRC プラズマの磁気圧縮について説明を行う。外部磁気圧に対するプラズマ圧の比であるベータ値が他の配位に比べ非常に高いために、磁気圧縮は効果的な手法であるといえる。また、コンパクトトーラスの１つである FRC プラズマは対称軸方向に移送することが可能であり、配位生成と圧縮を別の容器内で行うことが可能である。このことから圧縮システムの設計が工学的に容易になる。特にFRCプラズマでは、配位形成時に高速放電が可能な特別なコイルシステムが必要であり、そこに圧縮磁場印加システムを接続するのは困難である。そのためもあり、過去に行われた FRC プラズマの圧縮実験は全て移送後のFRCプラズマに対して行われており、それらの実験を以下に紹介する。旧ソビエトの Kurchatov 研究所で閉じ込め容器ごと圧縮を行う実験が行われた[3.14]。シータピンチコイルにより作られた FRC プラズマを、体積の小さな薄い金属製でできたライナー中に移送する。その後、金属容器に軸方向の電流を急激に流す z ピンチにより半径方向にライナーを内破させ圧縮を行ったところ、核融合反応による中性子の発生が観測された。磁束保存容器として働く容器ごと圧縮を行う

ために、体積圧縮率は 1000 倍にも達している。このような磁束保存容器であるライナーごと圧縮を行う方法は近年MTF (Magnetized Target Fusion)として注目されており[3.15]、現在、米国 Los Alamos 研究所にて新たに COLT 装置が建造中である。Los Alamos の FRX-C/LSM 装置では、大規模な FRC プラズマの圧縮実験が行われた[3.9][3.16][3.17]。コニカルシータピンチコイルにより生成された FRC プラズマを圧縮領域へ移送を行い、1MJ のコンデンサバンクを用いて閉じ込め磁場を増大させることにより圧縮を行った。閉じ込め磁場強度を 0.4T から 1.5T まで 55 μ sec の間に上昇させることにより、平衡温度$(T_e + T_i)$が 0.6keV から 1.9keV、平均密度は$0.7\times10^{21} m^{-3}$から$3\times10^{21} m^{-3}$までとめざましい上昇が観測され、断熱スケーリングとほぼ一致していた。閉じ込め磁場を上昇させる径方向への圧縮であるが、セパラトリックス長の収縮も観測されており、圧縮は 3 次元的に行われたと見なすことができる。一方で、粒子閉じ込め時間、磁束閉じ込め時間ともに大幅に劣化しており、それは過去の実験から得られた経験的なスケーリング$r_s/\sqrt{\rho_i}$に比例していた。Spencer らは、1 次元モデルにより FRC プラズマの圧縮を解析することが妥当であることを、2 次元平衡コードを用いた計算より示しており[3.18]、この実験結果とも比較的一致していたことが確かめられている。

著者らのグループはこのスケーリングに注目してFRCプラズマの新しい圧縮法を提案した[1.5]。FIX 装置では、移送により比較的大きいミラー比が与えられている閉じ込め容器へFRCプラズマを捕捉することが可能である。生成部のみから構成される過去の FRC 装置とは異なり、移送された FRC プラズマはミラー磁場によりその平衡

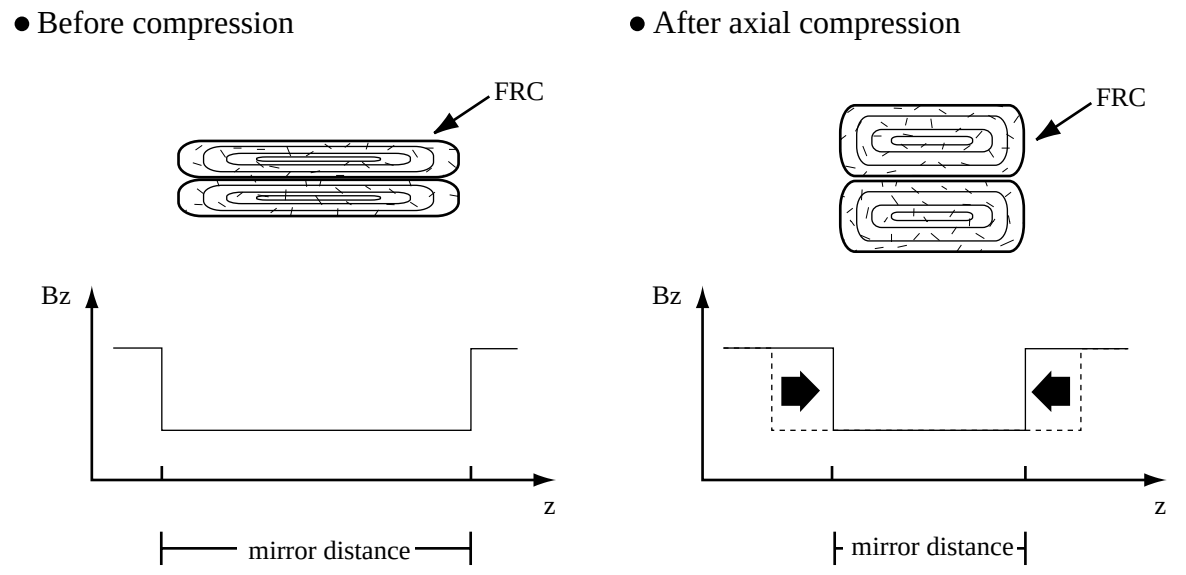


図 6.2 軸方向圧縮の概念図。

状態が決定される。その結果、セパラトリックス長はミラー間隔で決定され、配位持続時間内はセパラトリックス長がほぼ一定でセパラトリックス半径のみ減衰するという特徴を有している。このような平衡状態にあるFRCプラズマに対して、ミラー間隔を時間的に短くすることにより、FRCプラズマを軸方向に圧縮することを考える。この軸方向圧縮の概念図を図6.2に示す。ミラー間隔を短くすることによりセパラトリックス長は短くなる。また、圧縮の効果によりプラズマ圧は上昇するが、閉じ込め磁場は一定であるために径方向へは膨張することが予想される。セパラトリックス形状は短く太い変化するので、軸方向圧縮はアスペクト比を小さくするような平衡制御を行っているとみなすことができる。そして、膨張を伴う圧縮であるために、加熱、密度上昇などの効果は期待できない。圧縮後のFRCプラズマが径方向のパラメーターしか含まない経験的なスケーリングに従うならば、軸方向圧縮によりセパラトリックス半径が大きくなったFRCプラズマの閉じ込め特性が改善されることが期待される。軸方向圧縮時におけるプラズマパラメーターの変化の推定を、断熱モデルを用いることにより第6章で行うことにする。

真空容器の有効利用という観点からもこの圧縮方式には利点がある。移送しているFRCプラズマが下流ミラーにて反射されるとき、下流ミラー磁場近傍においてセパラトリックス半径が急激に上昇する。このため、プラズマが真空容器と接触するのを防ぐ意味から、閉じ込め磁場強度をあまり小さくできず、移送終了後のセパラトリックス半径は$x_s = 0.6$程度までしか大きくすることができない。軸方向圧縮は移送後に行うのでこのような制限は存在せず、さらに大きなセパラトリックス半径のFRCプラズマを保持できる可能性がある。

軸方向圧縮はFRCプラズマのセパラトリックス形状を準静的に制御する初めての試みでもある。しかしながら、このような圧縮により不安定性が成長しないとは限らない。特にアスペクト比が小さくなる方向に圧縮は進行するために、2.4節で示した傾斜不安定性が生じる可能性がある。過去に、生成部のみから構成されるFRC装置で形状制御は行われていたが、それらは磁力線の再結合による衝撃波を伴う過程を制御しており、形状のみならず温度、密度など他のパラメーターも変わってしまう。径方向には、メインコンプレッションの強さを変えることにより、ある程度セパラトリックス半径を制御することは可能である。軸方向には、シータピンチコイルの両端に補助コイルを設置し、磁力線の再結合後におこる軸方向収縮を強く起こすことによりセパラトリックス長の制御が可能である。この方法は、旧ソビエトのKurchatov研究所で研究が行われていたが、衝撃波を伴う軸方向収縮による加熱の効果を狙いとしたものである。しかし、強い軸方向収縮によって生成されたFRCプラズマは不安定性が生じやすいために、現在では軸方向収縮をおこさない生成方法が主流になっている。

通常、FRTP法によって生成されるFRCプラズマは、アスペクト比が5程度以上という軸方向に引き延ばされた形状をしている。ダブルバイアスカスプ法[3.19]などによりアスペクト比が小さく球状に近い形状のFRCプラズマを得られてはいるが、そ

れらは安定せず、また配位持続時間が短いために閉じ込め研究の対象にはされていない。軸方向圧縮により小さいアスペクト比を持つセパラトリックス形状への制御が可能になれば、閉じ込め特性、不安定性に関して新しいパラメーター領域での実験研究が可能になる。第7章で詳しく述べるが、閉じ込めスケーリング則に関する研究は、アスペクト比が大きいFRCプラズマに対して行われてきた経緯から、主に径方向のパラメーターのみに注目して行われてきている。セパラトリックス長に関しては確立したスケーリング則がないのが現状である。

軸方向圧縮の研究を通じて、FRCプラズマの形状制御に関する知見が得られるだけではなく、軸方向への動的挙動に関しての知見も得られる。核融合科学研究所の百田を中心として行われた FRC プラズマを用いた核融合のモデル設計炉のアルテミス[3.20]では、パックマンと呼ばれる燃料供給方式が採用されている。一般的に、炉心プラズマの周辺は高温になっており氷ペレットとして燃料を注入する必要がある。この氷ペレットをプラズマの中心部まで到達させるためには、超高速で入射させる必要があり、そのためのペレット加速機構が重要な技術課題となっている。コンパクトトーラスの1つであるFRCプラズマは、その対称軸に沿って移動させることができる。ペレット自体は低速で入射し、それを飲み込む形でFRCプラズマを前後に高速移動を繰り返すことにより、中心部への燃料供給を行うとしている。重心位置の移動を伴う往復運動を行う必要があるので、FIX 装置で行われている移送のように磁気圧差を用いて位置制御を行うことは原理的に不可能である。燃料供給のためには、ミラー磁場により x-point が決定されるような平衡状態にある FRC プラズマに対して、ミラー磁場を移動させる操作が必要になってくる。この操作は、軸方向圧縮とほぼ同じものであり、この意味で軸方向圧縮実験は重要であるということができるであろう。

参考文献

[3.1] R. J. Goldston, Plasma Phys. and Controlled Fusion **26**, 87 (1984).

[3.2] A. H. Snell, Proc of 4th Int. Conf. on Ionized Phenomena in Gases **2**, 997 (1959).

[3.3] P. R. Bell, R. A. Gibson et al., Proc. of 2nd Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Reaearch (Culham) **2**, 77 (1965).

[3.4] E. Canobbio, Proc. of 6th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Reaearch (Berchtesgaden) **3**, 19 (1976).

[3.5] M. Ono, T. Watari, R. Ando, J. Fujita, Y. Hirokura, K. Ida, E. Kako, K. Kawahata, Y. Kawasumi, K. Matsuoka, A. Nishizawa, N. Noda, I. Ogawa, K. Ohkubo, M. Okamoto, K. Soto, S. Tanahashi, Y. Taniguchi, T. Tetsuka, K. Toi, and K. Yamazaki, "Ion-Bernstein-wave heating in the JIPPT-II-U tokamak plasma", Phys. Rev. Lett. **54**, 2339 (1985).

[3.6] K. Bol, R. A. Ells et al., Phys. Rev. Letters **29**, 1495 (1972).

[3.7] Richard D. Milroy, "A numerical study of rotating magnetic fields as a current drive for field reversed configurations", Phys. Plasmas **6**, 2771 (1999).

[3.8] T. Slough and K. E. Miller, "Enhanced Confinement and Stability of a Field-Reversed Configuration with Rotating Magnetic Field Current Drive", Phys. Rev. Lett. **85**, 1444 (2000).

[3.9] D. J. Rej, D. P. Taggart, M. H. Baron, R. E. Chrien, R. J. Gribble, M. Tuszewski, W. J. Waganaar, and B. L. Wright, "High-power magnetic-compression heating of field-reversed configurations", Phys. Fluids B **4**, 1909 (1992).

[3.10] T. Asai, Y. Suzuki, T. Yoneda, F. Kodera, M. Okubo, S. Okada, and S. Goto, "Experimental evidence of improved confinement in a high-beta field-reversed configuration plasma by neutral beam injection", Phys. Plasmas **7**, 2294 (2000).

[3.11] Masaaki Yamada, Hantao Ji, Scott Hsu, Troy Carter, Russell Kulsrud, Norton Bretz, Forrest Jobes, Yasushi Ono, and Francis Perkins, "Study of driven magnetic reconnection in a laboratory plasma", Phys. Plasmas **4**, 1936 (1997).

[3.12] Koji Yamanaka, Satoru Yoshimura, Katsuhisa Kitano, Shigefumi Okada, and Seiichi Goto, "Heating experiment of field-reversed configuration plasma by low-frequency magnetic pulse", Phys. Plasmas **7**, 2755 (2000) .

[3.13] Furth, Killen, and Rosenbluth.

[3.14] S. G. Alikhanov, V. P. Bakhtin, A. G. Es`kov, R. Kh. Kurtmullaev, V. N. Semenov, E. F. Strizhov, N. P. Kozlov, V. I. Khvesyuk, and A. V. Yaminskij, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, 1982 (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1983), Vol. 3, p. 319 (1983).

[3.15] I. R. Lindemuth, R. E. Reinovsky, R. E. Chrien, J. M. Christian, C. A. Ekdahl, J. H. Goforth, R. C. Haight, G. Idzorek, N. S. King, R. C. Kirkpatrick, R. E. Larson, G. L. Morgan, B. W. Olinger, H. Oona, P. T. Sheehey, J. S. Shlachter, R. C. Smith, L. R. Veeser, B. J. Warthen, S. M. Younger, V. K. Chernyshev, V. N. Mokhov, A. N. Demin, Y. N. Dolin, S. F. Garanin, V. A. Ivanov, V. P. Korchagin, O. D. Mikhailov, I. V. Morozov, S. V. Pak, E. S. Pavlovskii, N. Y. Seleznev, A. N. Skobelev, G. I. Volkov and V. A. Yakubov, "Target Plasma Formation for Magnetic Compression/Magnetized Target Fusion", Phys. Rev. Lett. **75**, 1953 (1995).

[3.16] Robert E. Chrien, "Field-reversed configuration translation into a compression coil", Phys. Fluids **28**, 3426 (1985).

[3.17] R. E. Chrien, "Neutron calibration for the FRX-C/LSM magnetic compression

experiment", Rev. Sci. Instrum. **62**, 1489 (1991).

[3.18] R. L. Spencer, M. Tuszewski, and R. K. Linford, "Adaibatic compression of elongated field-reversed configurations," Phys.Fluids **26**, 1564 (1983).

[3.19] Shuhei Nakata, Tadashi Sekiguchi, Hirohumi Seki and Kouji Yamamoto, "Plasma stability of a nearly spherical field-reversed configuration", Phys. Fluids **29**, 871 (1986).

[3.20] H. Momota, A. Ishida, Y. Kohzaki, G.H. Miley, S. Ohi, M. Ohnishi, K. Sato, L. C. Steinhauer, Y. Tomita, and M. Tuszewski, Fusion Technol. **21**, 2307 (1992).

第４章 大容量 FRC プラズマの生成と診断方法

4.1　はじめに

FRC 配位を形成する方法として、FIX 装置では逆バイアスシータピンチ(FRTP)法を用いている。幾何学的に単純な構造をしているシータピンチコイルだけでFRCプラズマを生成できることから、FRCプラズマ研究の初期段階からこのFRTP法は多く用いられている[4.1]。閉じた磁力線配位を作るために、数μ sec の高速な立ち上がりかつ1T程度の強い磁場を用いて磁力線のつなぎ換えを行っている。高速で強い磁場を発生させるという相反する2つの条件を満たしてコイルシステムを構成するためには、必然的にコイルのインダクタンスとコンデンサバンクの容量を小さくしたうえで、充電電圧を高くする必要がある。このような電源は、エネルギー当たりの単価が非常に高価であり、また制御が困難である。近年、新しい FRC プラズマの生成法として、2つの多段巻きソレノイドを同軸上に配列して、そのコイル間にFRCを生成して閉じ込めるCSS法や[4.2]、互いに逆向きのヘリシティを持った2つのスフェロマックプラズマを合体させてFRCを生成する方法が試みられている[4.3]。また、相対論的電子ビーム、高エネルギーイオンビームによる生成法も報告されている[4.4][4.5]。しかし、これらのプラズマは顕著なショック加熱がないために、FRTP 法で得られるような高温プラズマは得られてはいない。

現在、FRCプラズマの実験研究は大阪大学のFIX装置、日本大学のNUCTE装置、東京大学の ST-3 装置、米国 Washington 大学の TCS 装置、TRAP 装置、Princeton 大学の MRX 装置、Cornell 大学の FIREX 装置をはじめとして、ロシア、中国、ブラジル、ヨーロッパなどでも行われている。著者が実験に用いている FIX 装置では、生成部にてFRTP法を用いて生成したFRCプラズマを、閉じ込め部と呼ばれる金属製真空容器へ移送している。FIX 装置の写真を図 6.1 に示す。移送により、高電圧大電流が流れるシータピンチコイルからFRCプラズマを切り離し、金属製容器に閉じ込めることができるので加熱装置、測定装置などの追加が簡便になっている。この装置によって得られる大容量のFRCプラズマを用いて、軸方向圧縮、中性粒子ビーム(NBI)加熱、波動加熱、周辺プラズマなどに関する研究を行っている。本章では、この FIX 装置の説明を行った後に、日常的に用いられている測定装置について原理と装置の説明を行う。

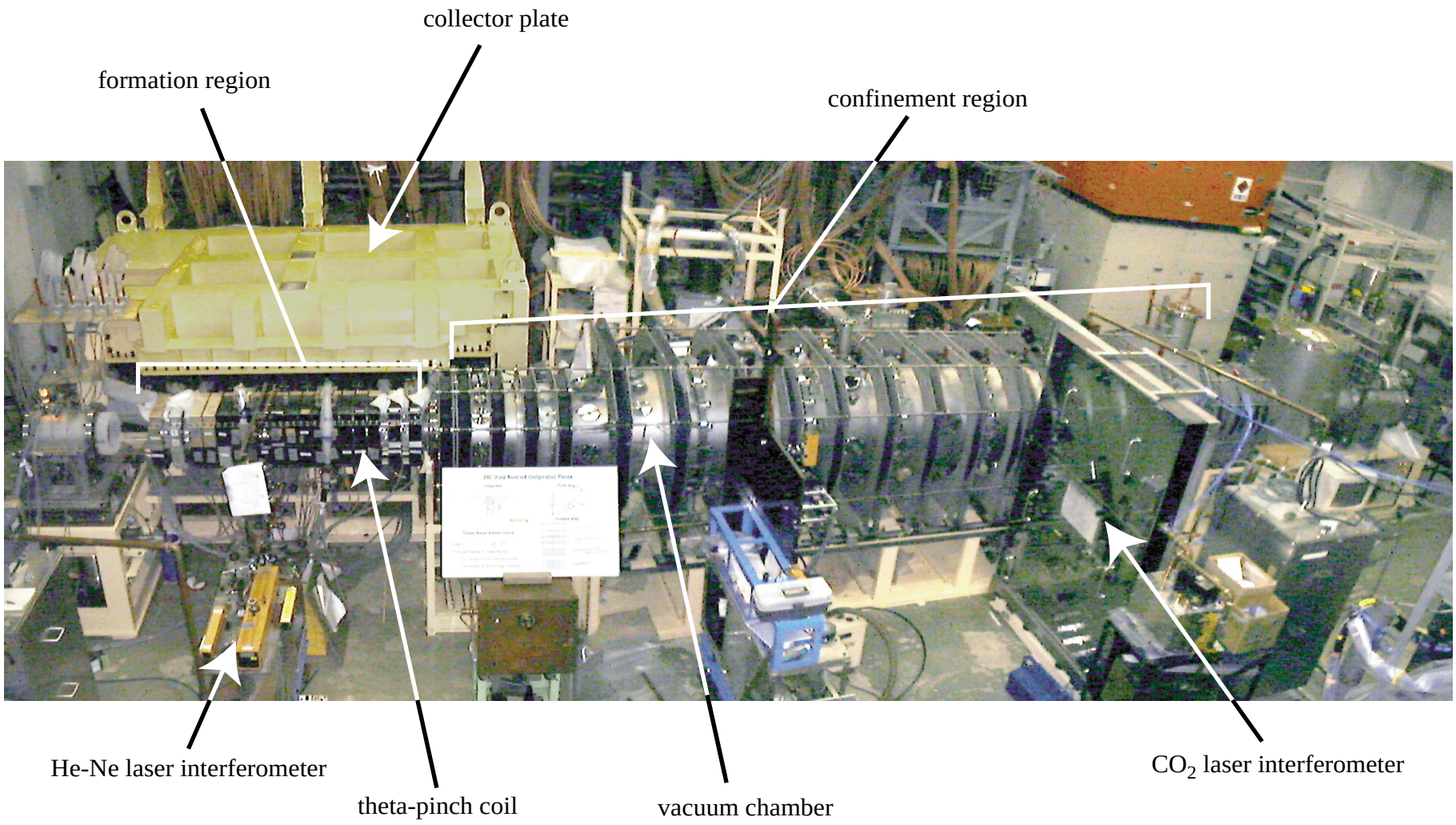


図4.1　FIX装置の全体写真。

4.2　FIX(FRC Injection experiment)装置

4.2.1　生成部

4.2.1.1　逆バイアスシータピンチ法

FIX装置ではFRCプラズマを逆バイアスシータピンチ法により生成する。円周方向に巻いたシータピンチコイルと呼ばれる1ターンのソレノイドコイルに流す電流の向きを急激に反転するだけで、閉じた磁力線構造を持つFRCプラズマを生成することが可能である。単純な構造をしているが、高速（T/4=数μsec）に大電流（数MA）の放電を行う必要があるので、特殊な高電圧電源システムを必要とする。FRTPによるFRCプラズマの生成過程を図4.2に示す。

[1] Pre Ionization（予備電離）・・・逆バイアス磁場をスローバンクにより印加し、パフと呼ばれる高速電磁弁により放電管内に燃料となる重水素ガスを導入する。予備放電を行い重水素を電離する。このとき、逆バイアス磁場は、重水素プラズマに凍結される。

[2] Implosion（内破）・・・シータピンチコイルにバイアス磁場とは逆向きの電流を流すことにより（メインコンプレッション）、プラズマを圧縮加熱する。プラズマに凍結された逆バイアス磁場は、メインコンプレッションの磁場により、径方向に圧縮される。

[3] Field Line Connection（磁力線の再結合）・・・シータピンチコイルの両端は、ミラーコイルにより強い磁場が印加されているので、この部分で磁力線が再結合し、逆バイアスの磁力線とメインコンプレッションで印加した磁場とで閉じた磁力線を形成する。これにより、内側と外側で磁力線が反転しているFRCプラズマが生成される。

[4] Axial Contraction（軸方向収縮）・・・ミラー部で磁力線の再結合により生成されたFRCプラズマは、z方向に衝撃波を伴いながら急速に収縮し、圧縮により加熱される。

[5] Equilibrium（平衡状態）・・・軸方向収縮の後に、平衡状態に達する。FIX装置においては、この平衡状態に達した後に、閉じ込め部といわれるステンレス製の真空容器にその磁気構造を保ったまま移し替えられる。この移し替えのことを移送(translation)という。

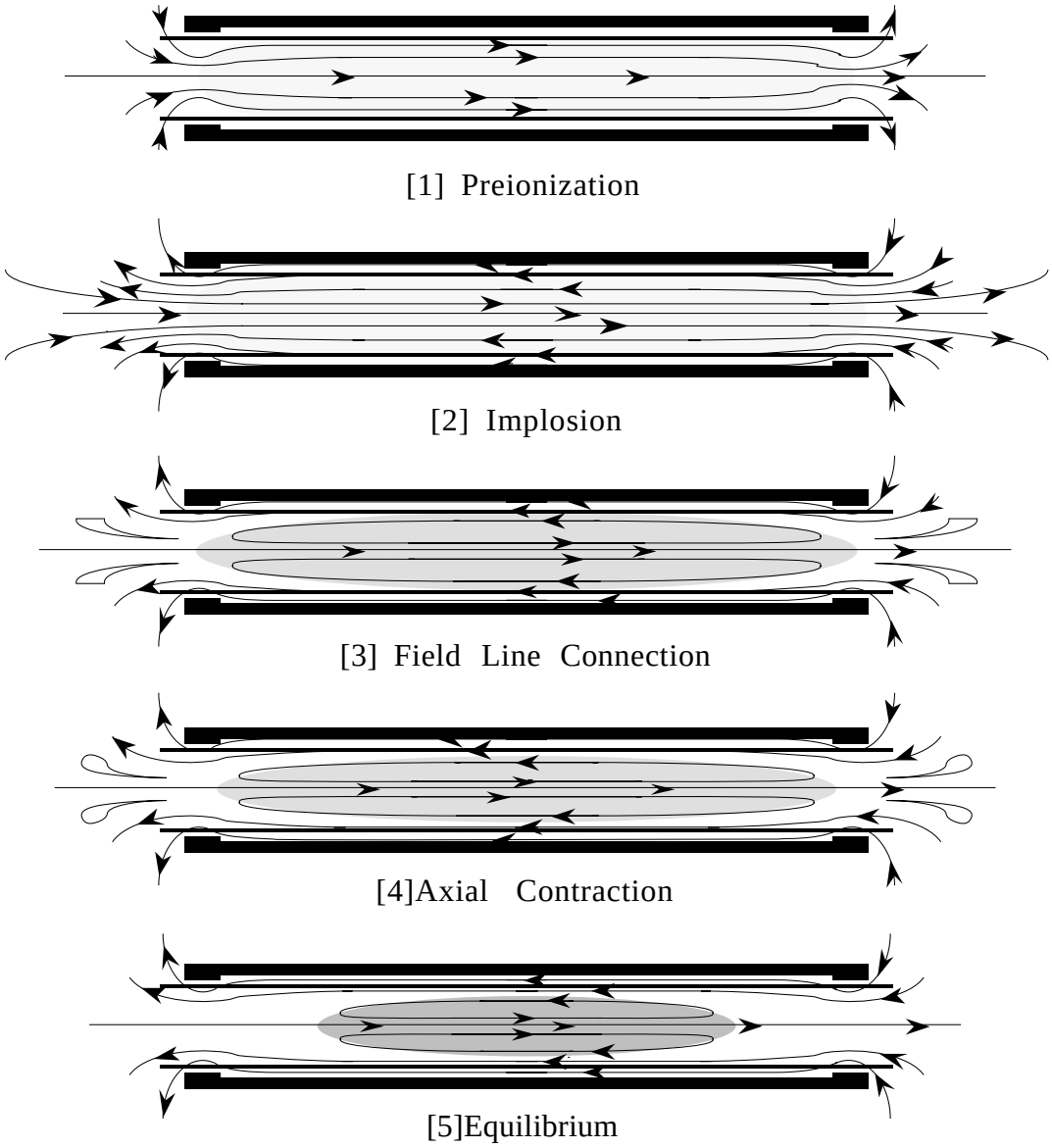


図 4.2 FRTP 法による FRC プラズマの生成。

4.2.1.2　装置

生成部は主に石英製放電管とその周囲に円周角方向に配置されたシータピンチコイルから構成される。パルス的に大電力が必要とされるために、電源は特に低インダクタンスに設計されている。装置図を図 4.3 に、使用しているコンデンサバンクのスペックを表 4.1 示す。メインコンプレッション時に立ち上がりの速い磁場を放電管内に印加する必要があるために、真空容器には不導体の石英製放電管が用いられている。内直径は 28cm、肉厚は 3mm、z 方向の長さは 212cm であり、燃料ガス導入用と干渉計用の枝管が付いている。両端はステンレス製真空容器にOリングで固定されている。燃料となる重水素ガスは、2つの高速電磁弁により枝管から放電管内に導入(puff)される。導入ガス量は、ガス溜の圧力、バルブ駆動用のコンデンサの充電電圧、予備放電までの時間遅れにより制御できる。放電管の周りには複数のアルミブロックで構成されるシータピンチコイルが設置されている。シータピンチコイルのうち上流側(ML: Mirror Left)と下流側(MR:Mirror Right)の 2 つずつのコイルは中央部(MC:Main Compression)とは別の電源で駆動され、両端での磁力線の再結合や閉じ込め部への移送のタイミングの制御をするために用いられる。

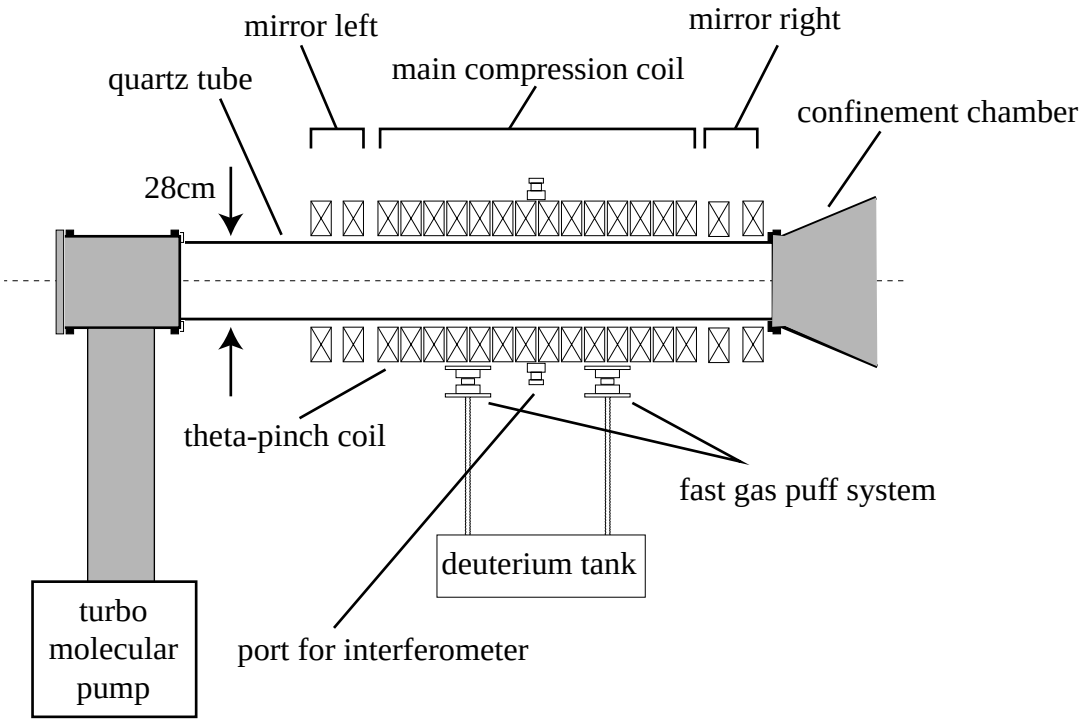


図 4.3 FIX 装置の生成部。

表 4.1 FIX 装置で用いているコイルシステム。

	capacitance (μF)	number	working voltage(kV)
puff	7.5	2	20
pre ionization	0.2	2	60
pre heating	0.45	6	60
main bias	100	10	10
mirror bias	100	10	10
mirror left	2.4	20	50
main compression	2.4	28	50
mirror right	2.4	19	50
CFL	200	20	10
CF	200	20	10
CFR	200	20	10

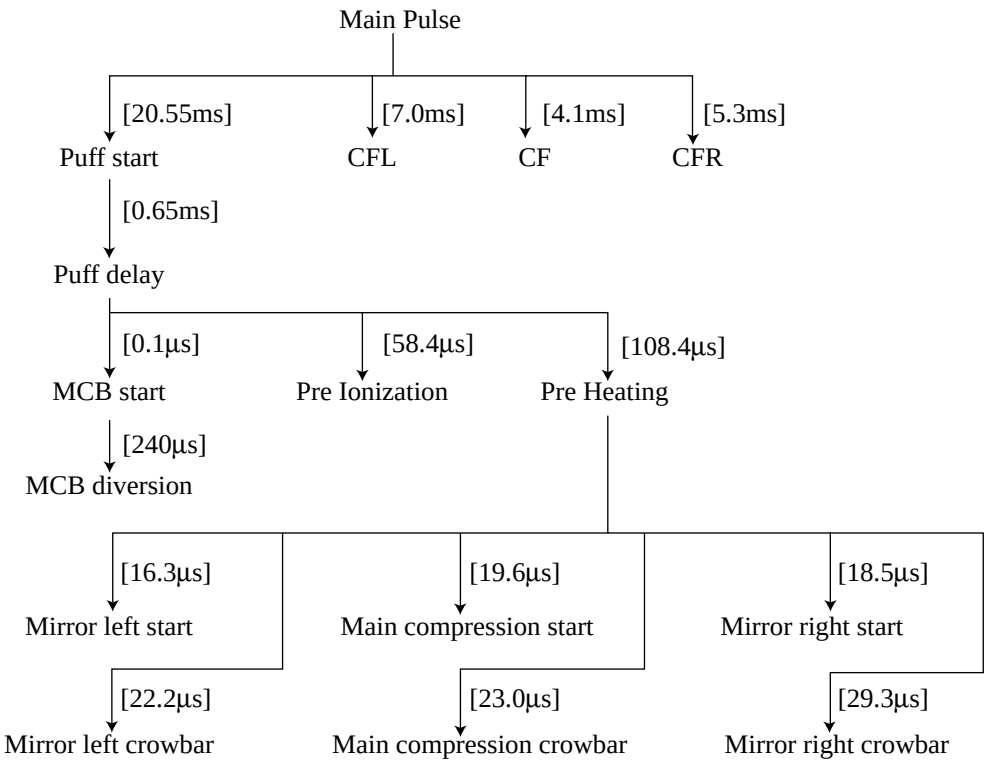
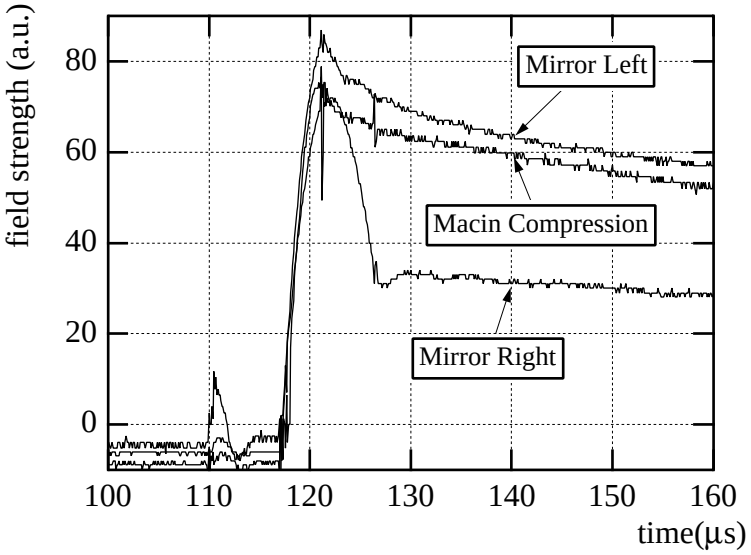


図 4.4 生成部の運転シーケンス。

(a)



(b)

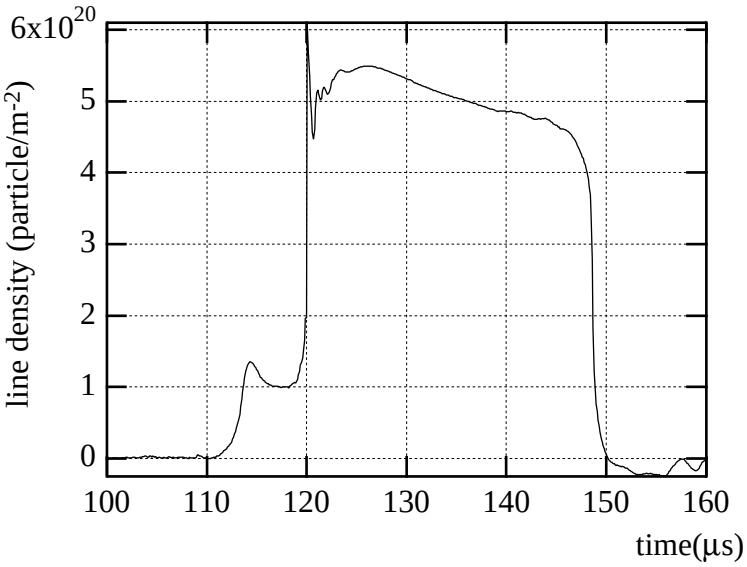


図 4.5 典型的な生成部の実験データ。(a)磁場波形(b)線積分電子密度。

4.2.1.3 放電シーケンス

FRTP 法により FRC プラズマを生成するためには、複数のコンデンサバンクをシーケンスに沿って放電していく必要がある。ディレイパルサーによりそれぞれのタイミングに応じて出力されたパルスは、数段にわたって昇圧された後に最終的なバンクの放電を行う。典型的な放電シーケンスを図 4.4 に示す。まず、バイアス磁場発生用のスローバンク(main bias, mirror bias)を用いて逆バイアス磁場を放電管内に印加する。予備電離(PI; Pre Ionization)は、放電管の外壁にそって設置している 8 本のループコイルが半径方向の磁場を互いに異なる向きに発生させるよう高周波の電流を流すことにより行う。この PI により燃料の一部分は電離され、次の予備加熱(PH; Pre Heating)を行う際の火種になる。PH は PI 後にシータピンチコイルに速い周波数で振動する電流を流すことにより行い、燃料はほぼ完全電離された状態になる。バイアス磁場の電流を急激に反転させるメインコンプレッションにより、閉じた磁力線構造を持つ FRC プラズマを生成する。メインコンプレッションには、立ち上がり時間 $T/4$ が 4 μ sec 程度で、1T 程度の磁場が必要である。そのような高速、大電流の放電を行うために、ファーストバンクという内部インダクタンスが特に小さく作られたコンデンサバンクを用いる。さらに放電用のギャップスイッチはそれぞれのバンクに設けられ、それらを並列運転することにより低インピーダンス化を達成している。生成部での典型的な磁場波形と干渉計測による線積分電子密度を図 4.5 に示す。時間原点は、逆バイアスの印加開始である。図 4.5(a)でメインコンプレッション前に、磁場強度がマイナスになっているのは逆バイアスが印加されているためである。図4.5(b)で 110 μ sec から 115 μ sec までは、PH によるものであり、メインコンプレッションは 118 μ sec から始まっている。150 μ sec で線積分電子密度が急速に減少しているのは、FRC プラズマが閉じ込め部へと移送しているためである。

4.2.2 閉じ込め部

4.2.2.1 装置

FIX装置の全体図と閉じ込め磁場強度分布を図4.6に示す。閉じ込め部の真空容器は肉厚6mmのSUS304の金属円筒で構成されており、その周りに閉じ込め磁場発生用コイルが設置されている。閉じ込め磁場は立ち上がり時間が 14ms 程度と比較的ゆっくりしているために、真空容器にほぼ完全に染み込む。一方、FRC プラズマの配位持続時間は1ms よりも短く、このような時間領域では真空容器は磁束保存容器として働くように設計されている。中央のストレート部は内直径 80cm であり、その両端のミラー部は内直径が 50cm になっておりその間がテーパー状に接続されている。上流ミラー、閉じ込め部、下流ミラー部のコイルはそれぞれ独立した電源に接続されており、

コンデンサバンクの充電電圧により閉じ込め磁場強度、ミラー比は変更可能である。中央のストレート部は軸方向の長さが60cmずつのブロックから構成されており、任意のブロックをクレーンにより取り外して、圧縮コイル等の大きな装置を真空容器内部に設置することが可能である。

4.2.2.2 移送技術

図4.6に示すように、閉じ込め部の磁場強度は、生成部の20分の1程度であり、生成部で作られたFRCプラズマはこの磁気圧差により、閉じ込め部へと移送される。このとき、FRCプラズマの移動速度は音速の数倍程度であり、磁場強度が大きくなっている下流ミラーにて反射する際に再熱化という現象が生じ、重心の運動エネルギーからプラズマの内部エネルギーに変換される[4.7][4.8]。そして、下流ミラー近傍では著しいセパラトリックス半径の上昇が観測される。その後、反射されたFRCプラズマは数回程度ミラーの間で反射を繰り返した後に、その重心運動は停止する。このようにして、閉じ込め部にて得られるプラズマは、低密度、大容量という特徴を有している。FRCプラズマ生成時からのタイムシーケンスを図4.7に、生成部と閉じ込め部での典型的なプラズマパラメーターを表4.2に示す。このような移送という技術を用いることにより、低密度大容積のFRCプラズマを得ることが可能になっている。

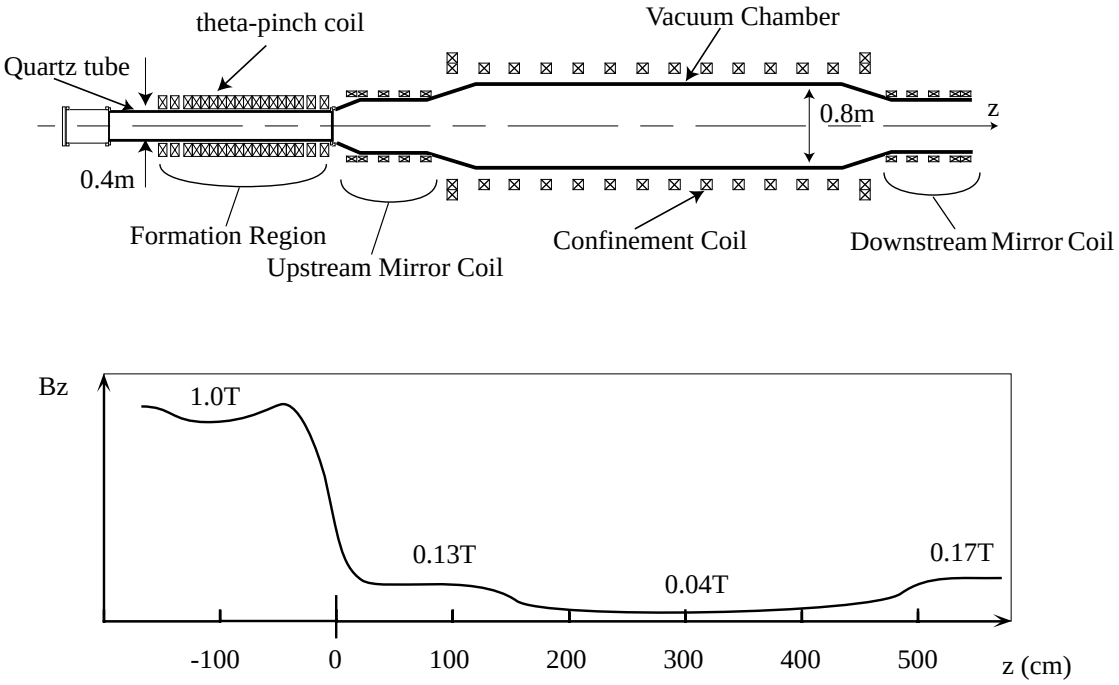


図4.6 FIX装置の全体図と閉じ込め磁場強度分布。

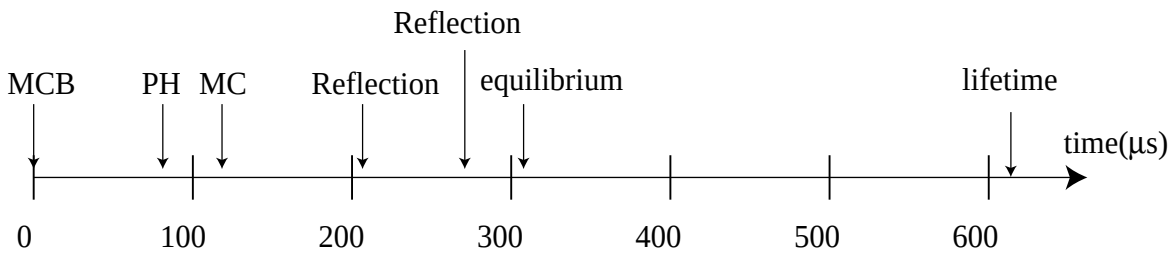


図 4.7 典型的な FIX-FRC プラズマのタイムシーケンス。

表 4.2 生成部と閉じ込め部での典型的なプラズマパラメーター。

	separatrix radius	separatrix length	electron density	pressure balance temperature	magnetic field	particle confinement time
formation region	0.04m	0.9m	5×10^{21}m^{-3}	450eV	1T	50μsec
confinement region	0.2m	3.5m	5×10^{19}m^{-3}	150eV	0.04T	200μsec

4.3 プラズマ診断装置

4.3.1 排除磁束信号測定によるセパラトリックス半径の推定

閉じ込め部において、各断面でのセパラトリックス半径は単独の磁気プローブにより簡単に推定することができる[4.9]。閉じ込め部の真空容器は、FRC プラズマの配位持続時間内では磁束保存容器として機能する。反磁性体である FRC プラズマがバイアス磁場を印加されている磁束保存容器に移送されると、外部磁場強度は増加する。セパラトリックス半径が r_s の FRC プラズマが入射することにより、磁気プローブにより測定される磁束密度は B_0 から B_1 に変化するとき、入射前後で真空容器内の全磁束は保存することから、

$$\pi r_w^2 B_0 = \pi\left(r_w^2 - r_s^2\right)B_1 \tag{4.1}$$

が成り立つ。ただし、r_w は磁束保存容器である真空容器の内半径である。B_0、B_1 は同一のプローブの出力から与えられ、この関係を用いることにより、セパラトリックス半径は式(4.2)で与えられる。

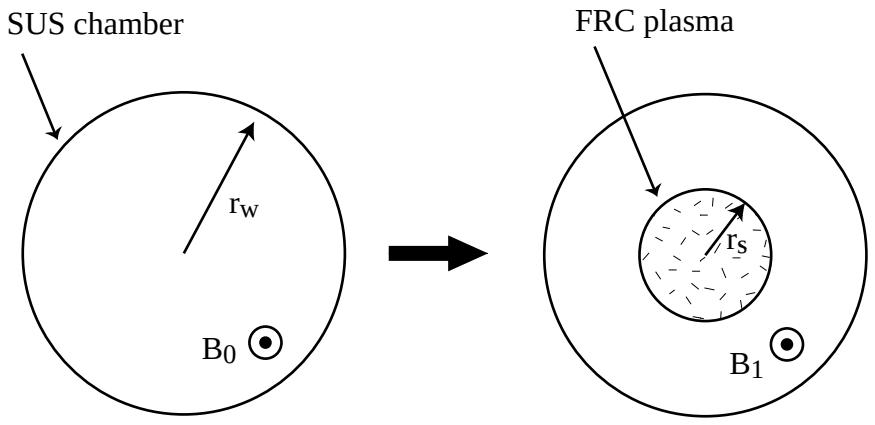


図 4.8 排除磁束信号測定によるセパラトリックス半径測定。

$$r_s = r_w \sqrt{\frac{B_1}{B_0} - 1} \tag{4.2}$$

このように各断面に1つの磁気プローブを設置すればセパラトリックス半径を求めることができる。磁気プローブには断面積が$8.1\times10^{-5}\,m^2$の空芯コアにホルマル線を100ターン巻いたものを使用しており、また、プラズマの静電ノイズの影響を避けるために、測定系のグランドに接続した真鍮箔で静電シールドを行っている。そして、閉じ込め部全域で測定を行うために、真空容器の内壁に沿ってこの磁気プローブアレイを設置している。磁気プローブアレイは、直径15mmの石英製ガラス管の中に入れ真空封じを行っている。3本のガラス管を用いて、閉じ込め部全域を15cmから20cm間隔にてカバーするように磁気プローブアレイは設置されている。磁気プローブからの出力は、磁場強度の微分成分であるために、RC回路により積分した後に増幅しデジタイザーに入力される。

4.3.2　レーザー干渉計を用いた電子線密度計測

プラズマの線積分電子密度を測定するために、レーザー干渉計を用いている[4.9]。まず、その測定原理について説明する。完全電離プラズマの屈折率Nは、位置rにおけるプラズマ周波数を$\omega_{pe}(r)$、入射する電磁波の角周波数をωとすると、

$$N(r)=\sqrt{1-\frac{\omega_{pe}^2(r)}{\omega^2}}\approx 1-\frac{\omega_{pe}^2(r)}{2\omega^2} \tag{4.3}$$

で示される。プラズマ周波数$\omega_{pe}(r)$は、電気素量e、電子密度$n_e(r)$、真空中の誘電率ε_0、電子の質量m_eを用いて、

$$\omega_{pe}(r)=\sqrt{\frac{e^2 n_e(r)}{\varepsilon_0 m_e}} \tag{4.4}$$

で示される。式(4.3)より、

$$N(r)=1-\frac{e^2}{\varepsilon_0 m_e \omega^2}n_e(r) \tag{4.5}$$

となる。各周波数の電磁波に対するカットオフ密度n_cは

$$n_c=\frac{\varepsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} \tag{4.6}$$

で示され、これを用いるとプラズマの屈折率Nは

$$N(r)=1-\frac{n_e(r)}{n_c} \tag{4.7}$$

で示される。電子密度の変化によりプラズマの屈折率が変わるので、干渉計を用いて位相変化を測定することにより、電子密度の測定が行える。しかしながら、$n_e(r)$は空間的に一定ではなく、干渉計ではその光路上の屈折率を積分したものしか得られない。干渉計で測定される位相差ϕ'は

$$\phi'=\int N(r)dr=\int\left(1-\frac{n_e(r)}{n_c}\right)dr \tag{4.8}$$

となるが、位相差は時間変化成分のみ測定できるので、

$$\phi'=\frac{1}{n_c}\int n_e(r)dr \tag{4.9}$$

となる。電子密度の線積分値が、干渉計により測定可能であることが示された。

FIX 装置で用いられる干渉計では、位相変化の絶対値が求めやすくノイズに強いヘテロダイン計測法を用いている[4.10]。その原理を以下に示す。光の周波数は非常に高く、光の周波数に追随できる検出器は存在しないため、光の位相を直接測定する

ことはできない。測定したい光に、わずかに異なる周波数の光を干渉させることによるビートを検出することにより、測定したい光の強度、周波数、位相などの情報を測定することができる。この手法を光ヘテロダイン法といい、様々な応用が研究されている。もっとも数多く研究されているのは、干渉計の光路差の高精度な測定である。ビート周波数が一定であれば、参照光と信号光のビート間の位相差の変化を測ることにより、干渉計の光路差の変化を$10^{-10}m$という高い精度で電気的に測定できる。互いにわずかに異なる周波数を持った光の電場をそれぞれ$E_s(x,t)$、$E_r(x,t)$とする。それぞれの振幅をu_s、u_r、初期位相をϕ_s、ϕ_r、周波数f_s、f_rとおくと以下の式で$E_s(x,t)$、$E_r(x,t)$は与えられる。

$$
\begin{aligned}
E_s(x,t) &= u_s \exp\left[i\left(2\pi f_s t + \phi_s\right)\right] \\
E_r(x,t) &= u_r \exp\left[i\left(2\pi f_r t + \phi_r\right)\right]
\end{aligned}
\tag{4.10}
$$

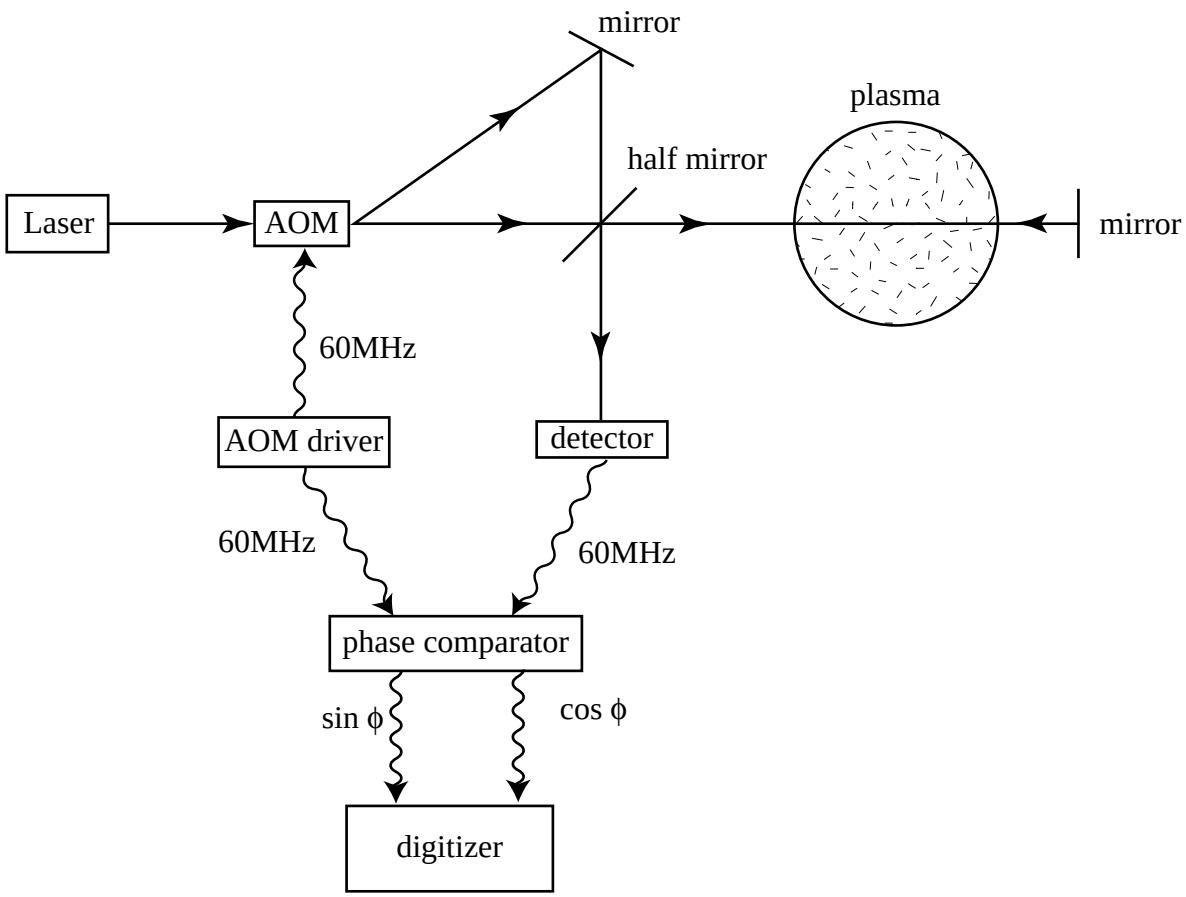


図4.9　ヘテロダイン変調干渉計を用いたを線積分電子密度測定の模式図。

この 2 つの式で表される光を干渉させて、その強度の時間的変化を測定する。コヒーレントな二つの光を干渉して、フォトディテクターで検出できるのは、光の強度 $I(x,t)$、すなわち光の電場の和の 2 乗になる。

$$\begin{aligned} I(x,t) &= \left|E_s(x,t)+E_r(x,t)\right|^2 \\ &= u_s^2+u_r^2+2u_s u_r \cos\left\{2\pi\left(f_s-f_r\right)t+\left[\phi_s(x)-\phi_r(x)\right]\right\} \end{aligned} \tag{4.11}$$

上式の第 3 項は差の周波数$\left(f_s-f_r\right)$で正弦波状に変化するビートになっている。このビートの周波数を十分小さくすれば、2つの光の初期位相の差$\left[\phi_s(x)-\phi_r(x)\right]$を電気的に測定することができる。つまり、ビート信号を検出することによって、間接的に計測することが可能になる。FIX 装置で用いているヘテロダイン計測のための装置構成を以下に示す。レーザー光をブラッグセル（AOM: acoustic optical modulator）に入射し60MHzだけ異なる二つの光に分離し、Mach-Zehnder干渉計によりプラズマ内部の密度変化を測定している。図4.9に測定の模式図を示す。ディテクターで得られるビート信号と AOM の信号を位相検出器（Merrimac 社製,PCM-3-60）に入力することにより、位相差ϕの$\sin\phi$、$\cos\phi$成分が得られる。この信号をデジタイザに入力し、パソコン上でϕを計算することにより、電子密度の線積分値を得られる。光源には、生成部に 3.39 μ m の He-Ne レーザー、閉じ込め部に 10.6 μ m の CO_2 レーザーを用いている。式(4.6、)(4.9)により波長が長くなるほど、位相変化は大きくなり測定が行いやすが、機械振動による外乱に弱くなる。生成部のプラズマは高密度で測定時間が 60 μ sec 程度であるのに対し、閉じ込め部では低密度であるが 1ms 程度と長時間測定を行う必要がある。そのために、異なる波長のレーザーにより測定を行っている。また、変調周波数は測定信号の周波数よりも十分大きくとる必要があるが、一般的なヘテロダインの光源として用いられるゼーマンレーザーの左右円偏波では、ビート周波数はたかだか数 MHz 程度しか得られない。そのため、FIX-FRC プラズマの測定には光音響光学素子を用いて 60MHz と十分に高い周波数で変調を行っている[4.11]。また、このように高い周波数で変調を行っているので、外部ノイズに対して極めて S/N 比の良い測定が可能になっている。

4.4 データ収集システム

測定装置からの信号の取得には、デジタイザによってデジタルデータに変換した後にパソコンに全自動で取り込まれるデータ収集システムを用いている。測定する信号の周波数帯域、信号強度が異なるために表 4.3 に示すように複数種類のデジタイザを使い分けている。データ収集ネットワークを図 4.10 に示す。デジタイザーはパソコン（NEC;PC-9801)の C-bus に増設したものと GPIB インターフェースを持つものに分類できる。高速バンクからの電磁ノイズをさけるために、各デジタイザーはアルミ

表 4.3 使用しているデジタイザ。サンプリングレートは通常用いている速度と最大速度を示している。

	Resolution	sampling rate (sample/sec) / MAX	Interface	channels
TEK744A	8bit	10M/500M	GPIB	20
390AD	10bit	10M/30M	GPIB	4
KE 8200	10bit	1M/1M	GPIB	30
DM7200	10bit	1M/100M	GPIB	12
AZ-3112	12bit	1M/1M	PC98 C-bus	36

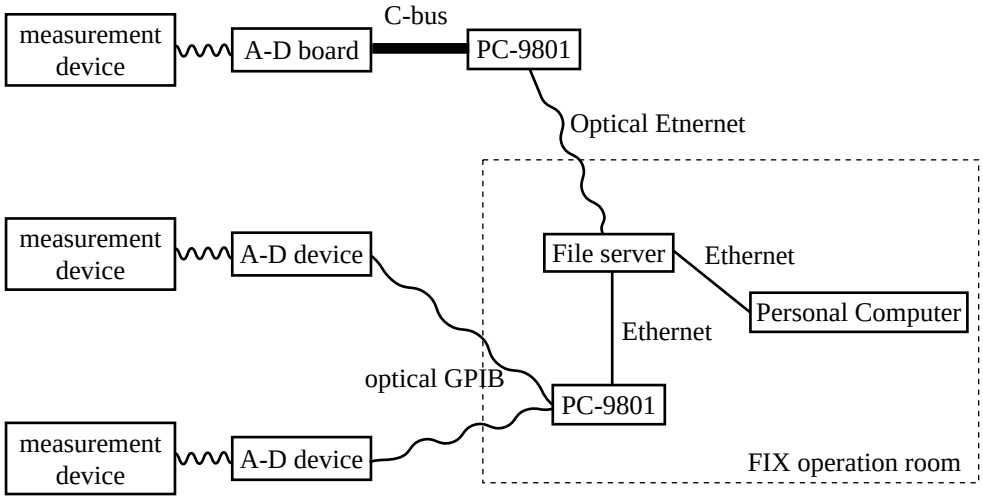


図 4.10 データ収集ネットワーク。

や銅でできたシールドボックス内部に収納されている。各シールドボックスには、測定に必要なトリガー信号が光ファイバーで送られている。C-bus に増設するタイプのデジタイザーは、PC-9801 がデータを直接データを収集した後に、光 Ethernet 経由で FIX オペレーションルーム内に設置しているファイルサーバーにデータを書き込む。そして、GPIB インターフェースを持つデジタイザーは、光 GPIB ケーブルを通じて FIX オペレーションルーム内に設置している PC-9801 から制御し、Ethernet 経由でファイルサーバーにデータを書き込む。光ファイバーを用いたリンクを採用しているのは、ノイズを低減し、かつ各測定装置間に生じる電位差によって装置の故障が起きないようにするためである。データは NetCDF というフォーマットで保存され[4.12]、サーバーからネットワーク経由で各自のパソコンに取り込んだ後にデータ処理を行っている。

参考文献

[4.1] T. S. Green, Phys. Rev. Lett. **5**, 297 (1960).

[4.2] W. F. Pierce, T. R. Jarboe, and R. D. Brooks, "Stabilization and saturation of the ideal tilt mode in a driven annular field-reversed configuration", Phys. Plasmas **2**, 846 (1995).

[4.3] Y. Ono and M. Inomoto, "Ultra-high-beta spherical tokamak formation by use of an oblate field-reversed configuration", Phys. Plasmas **7**, 1863 (2000).

[4.4] H. A. Davis, R. A. Meger, and H. H. Fleischmann, "Generation of field-reversing E layers with millisecond lifetimes", Phys. Rev. Lett. **37**, 542 (1976).

[4.5] Yu. A. Omelchenko and R. N. Sudan, "Formation of field-reversed ion rings in a magnetized background plasma", Phys. Plasmas **2**, 2773 (1995).

[4.6] H. Momota, A. Ishida, Y. Kohzaki, G.H. Miley, S. Ohi, M. Ohnishi, K. Sato, L. C. Steinhauer, Y. Tomita, and M. Tuszewski, Fusion Technol. **21**, 2307 (1992).

[4.7] Haruhiko Himura, Shigefumi Okada, Satoshi Sugimoto, and Seiichi Goto, "Rethermalization of a field-reversed configuration plasma in translation experiments", Phys. Plasmas **2**, 191 (1995).

[4.8] H. Himura, S. Ueoka, M. Hase, R. Yoshida, S. Okada, and S. Goto, "Observation of collisionless thermalization of a plasmoid with a field-reversed configuration in a magnetic mirror", Phys. Plasmas **5**, 4262 (1998).

[4.9] 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、(1990).

[4.10] Gary E. Sommargren, "Optical heterodyne profilometry", Appl. Opt. **20**, 610

(1981).

[4.11] Suezou Nakadate, "Shearing heterodyne interferometry using acoustooptic light modulators", Appl. Opt. **24**, 3079 (1985).

[4.12] http://www.unidata.ucar.edu/packages/netcdf/index.html.NetCDF は Network Common Data Formの略称であり、多次元のデータを異なるコンピューター間で扱うために開発され、このウェブサイトにてソースコードが配布されている。

第５章 軸方向圧縮コイルシステムの開発

5.1 はじめに――― 設計値の推定

軸方向圧縮は、ミラー間隔を短くすることによりFRCプラズマを軸方向に圧縮を行うことを意図している。しかしながら、1ms以下という短い配位持続時間内に、ミラー磁場を発生させているコイルそのものを動かすことは無理であるので、ミラー磁場の内側の磁場を上昇させることにより、ミラー間隔を等価的に短くすることにする。そこで、圧縮磁場の磁場強度、立ち上がり時間（4分の1周期）は圧縮実験を行う上で重要なパラメーターである。圧縮コイルが発生する磁場により、0.04T程度の閉じこめ部の磁場強度を、0.14T程度の上流ミラーと同じ強さまで上昇させる必要がある。また、圧縮時間を決定する磁場の立ち上がり時間は、FRCプラズマの粒子閉じ込め時間(100~200μsec)よりも十分に短い必要がある。加えて、ミラー磁場の移動速度は立ち上がり時間とコイルの軸方向の長さで決定されるために、この速度が音速よりも大きくなると、圧縮は断熱的に行われず、衝撃波が発生してしまう可能性がある。それらのことを考慮し、以下のようなパラメーターを持つ圧縮磁場を発生させることを目標に圧縮コイルシステムの開発を行うことにする。

磁場強度　　0.1T程度

立ち上がり時間　30～50μsec程度

このように立ち上がりの速い磁場は真空容器外部に設置したコイルからでは内部に染み込むことができないために、真空容器内部にコイルを設置する必要がある。そのためには、(1)真空対策、(2)高電圧対策、(3)磁場の力に対する物理的強度等を考慮する必要がある。また、高速放電が可能な専用の電源が必要であり、FIX装置と同様にコンデンサバンクからなる電源を採用して、LC放電により圧縮磁場を発生させることにする[5.1][5.2][5.3]。設計値の圧縮磁場を発生させるために、圧縮コイルのインピーダンス、コンデンサバンクのキャパシタンス、充電電圧に関するパラメーターを決定する必要がある。

5.2 圧縮コイルシステムの開発

5.2.1 相互インダクタンス

FIXの真空容器の内側に同軸上に配置する圧縮コイルを設置する時に、径方向、軸方向のパラメーターについて考慮する必要がある。径方向に関して、磁束保存容器で

ある真空容器内部にコイルを設置すると、コイルと真空容器の間で生じる相互インダクタンスにより総インダクタンスが減少する。この影響により、コイルを単体で放電したときよりも、磁場強度が小さくなり、立ち上がり時間が速くなる。相互インダクタンスは内部に設置するコイルと真空容器の鎖交磁束により決定され、真空容器の大きさは固定であるために、圧縮コイルの半径によりほぼ決定される。電源の有効利用という観点からは、相互インダクタンスが小さくなるようにコイルの半径を小さくした方がよいが、あまり小さいとプラズマと接触するというという問題が生じる、真空容器の内半径は 40cm であり、移送される FRC プラズマのセパラトリックス半径は、最大になる時刻で 25cm 近くまで到達し、また、ミラー比が極端に大きい FIX 装置ではセパラトリックス外部に密度分布は広がっていると報告されている[5.4]。これらのことを配慮すると、コイルはセパラトリックスに接触しないだけではなく、プラズマに与える影響を少なくするために、コイル半径はできる限り大きいことが望まれる。要するにプラズマに悪影響を与えない範囲で半径を小さく設計する必要がある。

軸方向に関して、真空容器のストレート部分は軸方向の長さが 60cm の 5 つのブロックから構成されており、分割が可能になっている。また真空ポートはそれぞれ同じ装置軸方向の位置に設置されている。そのため、コイルを複数設置することを考慮すれば、圧縮コイルはモジュール形式にしてブロックごとに設置する必要がある。ま

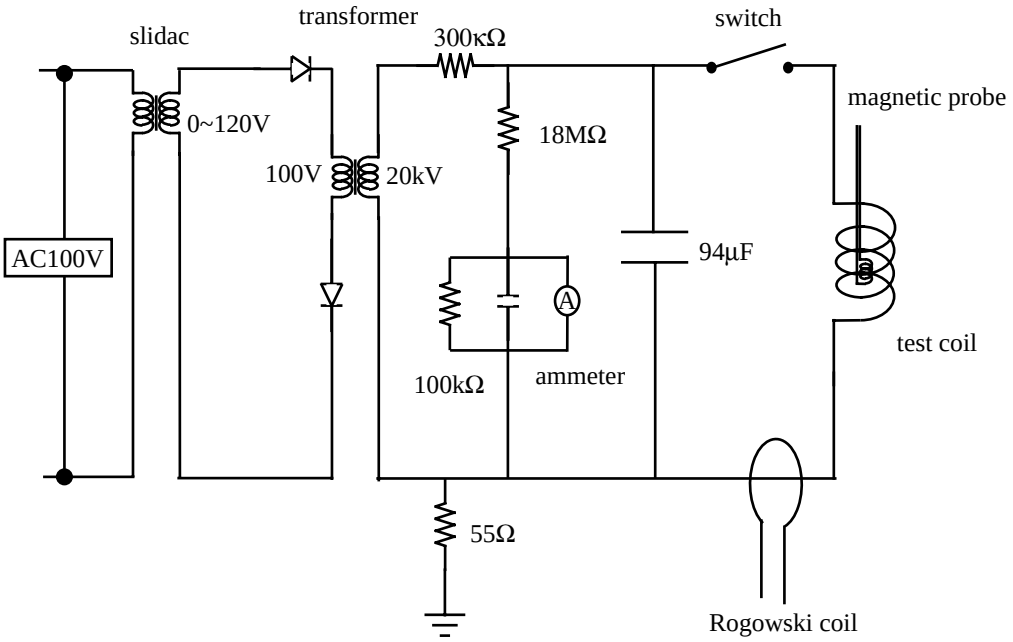
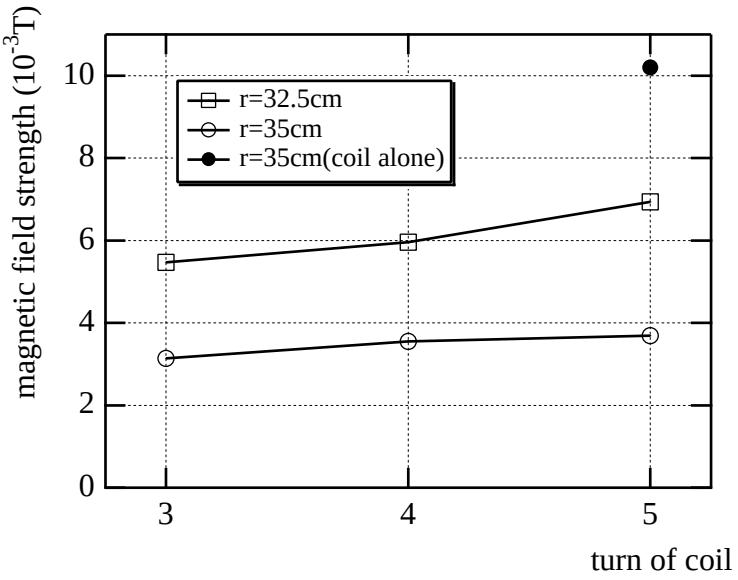


図 5.1 予備実験のための放電回路。

(a)



(b)

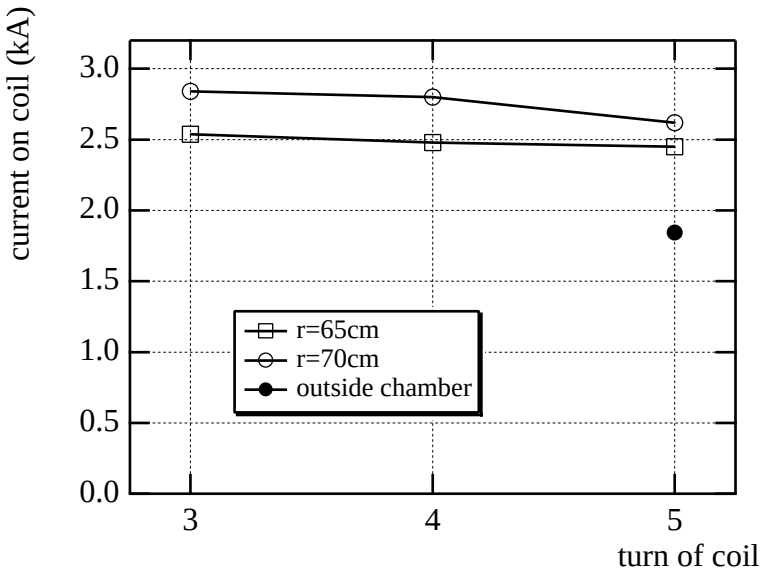


図 5.2 ダミーコイルを用いた予備放電の結果。充電電圧は1000Vで規格化している。(a)中心磁場強度、(b)コイルに流れる電流。

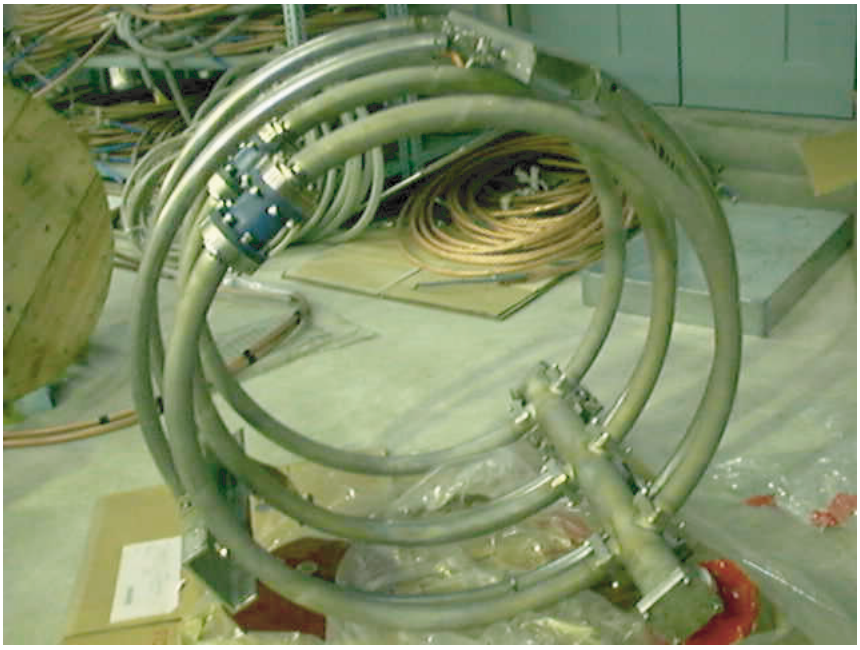
表 5.1 それぞれの条件下で実験的に求めた総インダクタンス。

	coil radius of 32.5cm	coil radius of 35cm
3 turn (inside chamber)	10.0μH	8.9μH
4 turn (inside chamber)	10.9μH	9.2μH
5 turn (inside chamber)	11.5μH	10.2μH
5 turn (outside chamber)	---	18.5μH

た、それぞれのコイルターンの間隔は小さくする方が、不整磁場を防ぐうえで好ましいのだが、装置が複雑になるという問題がある。

真空容器との相互インダクタンスを実験的に求めるために、FIX 装置で以前使用されていた真空容器を用いて、予備的な実験を行うことにした[5.5]。この真空容器は肉厚も半径も現在用いられているものと同じである。簡易な電源で済む低い電圧での放電を行うことにより、立ち上がり時間は50 μ sec、磁場強度0.1Tを発生するのに必要なパラメーター（コンデンサのキャパシタンス、充電電圧、コイルの半径とターン数）を決定する。放電は図 5.1 に示すような回路を用いた。スライダックと昇圧トランスによりコンデンサバンクの充電電圧を調節できるようにしている。ダミーコイルは木枠に高電圧ケーブルを巻き付けたものを用い、容易にコイルパラメーターを変更できるようにしてある。スイッチングは電圧が印加された球ギャップ間に絶縁棒の付いた銅の球を接触させることにより行う。磁気プローブによりコイルの発生磁場を計測し、コイルに流れる電流をロゴスキーコイルにより計測した。真空容器内部に設置する場合は、コイルの半径 r は r=32.5cm、35cm、ターン数 N は N=3、4，5 の条件で放電を行い、また真空容器外にてコイル単体での放電も行っている。それぞれの条件下で放電実験を行い、1000 V 充電時に発生する磁場、電流を図 5.1 に示す。相互インダクタンスが生じることにより、発生する磁場が半分程度まで減少していることがわかる。放電周期から計算したコイルのインダクタンスを表 5.1 に示す。ターン数による変化はあまりなかった。これらの結果をふまえて、コイルモジュールをターン数を 3、コイルの半径を 33cm 程度のパラメーターで設計し、充電電圧を 20kV に上げれば設計値を満たす圧縮磁場を発生させることができることがわかった。

(a)



(b)

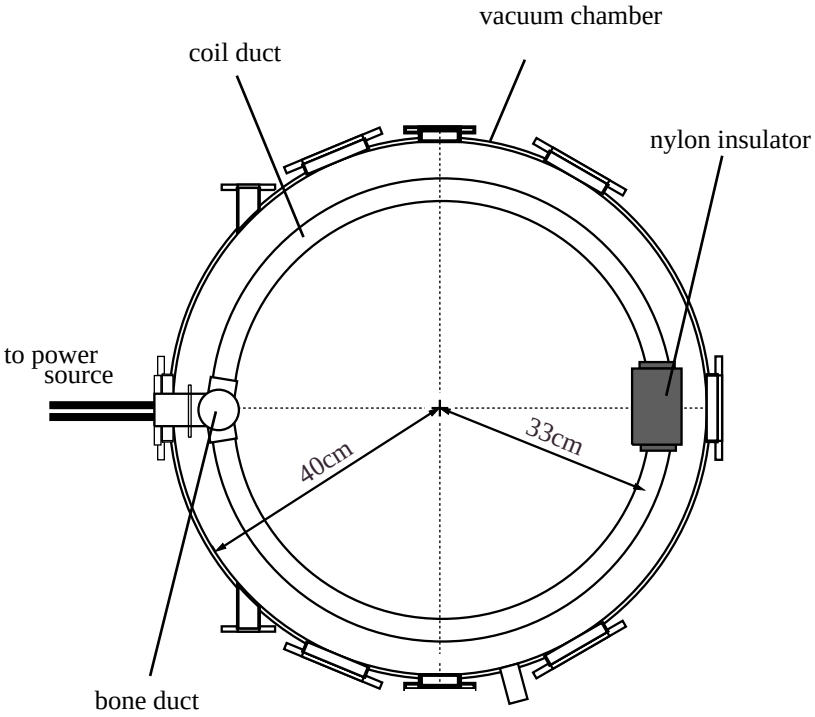


図 5.3 圧縮コイルモジュール。(a)外観と(b)FIX 装置に取り付けたときの断面図。

5.2.2　真空容器内に設置可能なコイルモジュール

ダミーコイルを用いた放電実験により、コイルを設計するのに必要なパラメーターが決まり、これに従ってコイルモジュールの製作を行う。コイルモジュールを真空容器内部に設置するときに考慮すべき点を列記する。(1)大電流(~60kA)、高電圧(~20kV)を真空容器内部に安全に導入する。(2)真空容器内は高真空(~$2\times10^{-6}Torr$)であり、十分な気密を保つ。(3)圧縮磁場を発生させることによりコイルにかかる強い力を支持する。このような条件を満たすために、ステンレス製のコイルダクト内部に高電圧用ケーブルを配置する構造のコイルモジュールを考案し、設計を行った。真空を保持するダクト内部は大気圧にすることにより、絶縁物質が真空容器内に露出することが防げる。また、高電圧ケーブル(三菱電線製 KIV-38)を用いることにより、高電圧に対する対策は簡単になる。製作したコイルモジュールを図 5.3 に示す。真空フランジに軸方向に伸びる背骨ダクトを設置し、そこから 3 ターンのコイルダクトをとりつける。パイプの内部が大気圧、外部が真空という「逆圧」という状態になるので、1 つのコイルモジュール当たり 15 箇所ある真空フランジの O リング溝は、独自規格で設計したものを用いている。また、コイルダクトに誘導電流が流れるを防ぐために、コイルダクトは円周方向に絶縁する必要がある。そのため、背骨ダクトの軸対称の位置に絶縁物である MC ナイロンの中空円筒状の絶縁部を設けている。しかし、真空放電では問題はないが、プラズマ生成時に放電を行うと、絶縁部にかかる起電圧により周辺プラズマを媒体とする沿面放電が生じた。そのため、パイレックス管を絶縁部にかぶせ沿面距離が長くなるように改良している。コイル自体は真空フランジでのみ固定してあり、放電時に加わる力を分散させるためにコイルの支持機構を設置している。導電性の材質で作ると導体容器との間に誘導電流が流れる経路を形成してしまうので、ガラス製の絶縁碍子（ボン碍子製作所、E-30）により絶縁を行いながら支持できるような構造になっている。真空容器内壁とコイルの間に支持機構を組み込み、1ターン当たり 2 箇所で固定している。

表 5.2 コンデンサバンクの仕様。

manufacture	capacitance	working voltage	test voltage
Shizuki	93.8μF	8kV	12kV
Shizuki	137.5μF	8kV	12kV
Nichicon	200μF	10kV	15kV

5.3 電源の開発

電源に用いるコンデンサバンクには、入手が容易なスローバンクと呼ばれる油浸のフィルムコンデサを用いている。使用しているコンデンサバンクの仕様を表 5.2 に示す。容量と動作電圧を調節するために、このバンクを直列あるいは並列につなぐことにしている。ただし、バンクの耐電圧は両電極間のみならず電極と金属製のケースとの間の電圧でもあるために、それぞれ直列につながれるコンデンサバンクの筐体は、電極の低圧側の電極と 1M Ωの抵抗でつないだ上で、ポリエチレンシートで筐体と絶縁を行い、グランドより電位を浮かしている。

電源にコンデンサ、負荷にコイルを用いているために、放電回路は単純な LCR 回路であるとみなすことできる。ただし、R は放電回路の抵抗で決まるために小さい値である。コンデンサとコイルの間に入れたスタートスイッチによる放電波形は、一定の周期で振動しながら減衰していく。このような放電波形は圧縮実験には望ましくないのでクローバースイッチを用いている。充電系統、コンデンサバンク、スイッチ、負荷から構成される放電系統の回路図を図 5.4 に示す。クローバスイッチを放電開始から 4 分の 1 周期経過後に投入することにより、持続的な電流を負荷に流すことが可能になる。コンデンサーにためられたエネルギー $CV^2/2$ が、コイルのエネルギー $LI^2/2$ に移動した後に、クローバースイッチを投入し、コンデンサーにエネルギーが戻らないような LR 放電に変更させていると考えばわかりやすい。このようなタイミングではクローバースイッチの両極にかかる電圧はほぼ 0 である。しかも、放電開始時に印加されるコンデンサの充電電圧に対して自爆（短絡）しないという相反する特性がクローバースイッチには必要とされる。

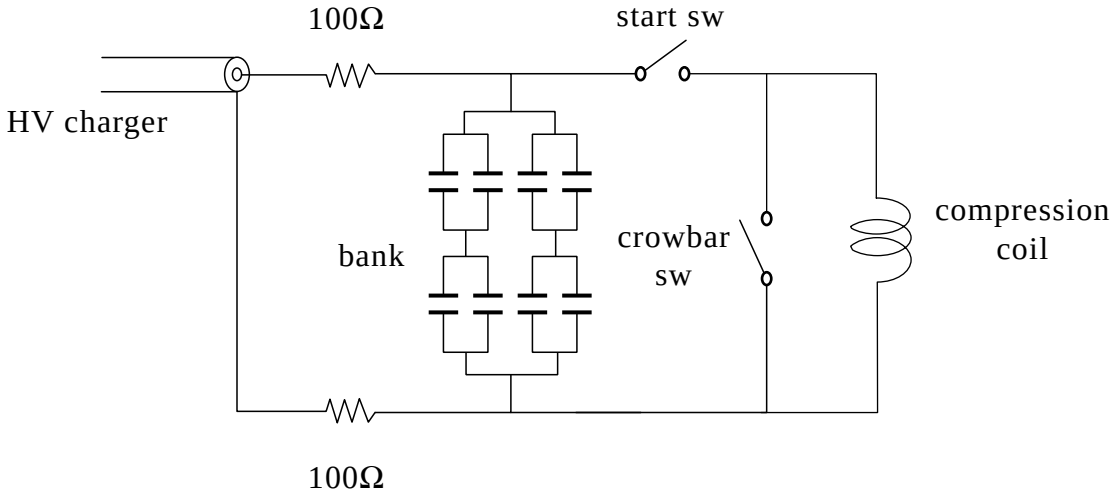


図 5.4 圧縮実験で用いる放電系統の回路図。

表 5.3 イグナイトロン（GENERAL ELECTRIC 製 GL-37207A）の仕様。

Anode Starting Voltage	100 V
Peak Anode Voltage	25 kV
Peak Anode Current	300 kA
Ignition Voltage	1500 V(+ only)

これらの条件を満たすクローバースイッチとして、イグナイトロンと呼ばれる水銀蒸気放電管を採用することにした。実験開始当初は、スタートスイッチに自作した加圧型トリガトロンギャップスイッチを、クローバスイッチにイグナイトロン（GENERAL ELECTRIC 製 GL-37207A）を用いていたが、後に両方ともイグナイトロンを用いるように改造がなされた。トリガトロンギャップスイッチは、1対の半球状の主電極と一方の主電極中にもうけられたトリガ電極と呼ばれる針状の電極から構成されている。トリガ電極に 15kV 程度の電圧を印加すると、まずトリガ電極と主電極間に放電が誘起され、多くの荷電粒子が生成されると同時に紫外線が放射される。その結果、電極間隙が弱電離されるとともに空間電荷により、トリガ電極付近の電界がひずみ、主電極間が破壊されてスパーク放電が形成される。ジッタ、ディレイを共に少なくする必要があるために、運転は自爆電圧の近くで行う必要があるが、本実験では充電電圧を頻繁に変更する必要があるために、自爆電圧を決定するギャップ間隔とギャップ間の空気圧は調整が可能な構造をしており、粗い調整を前者で、微調整を後者で行う。しかし、高いトリガー電圧(~20kV)が必要なためと、自爆電圧の調整が煩雑であるために、スタートスイッチにもイグナイトロンを採用した。イグナイトロンは、陰極に水銀プールを用いた水銀蒸気放電管で、イグナイタと呼ばれるトリガーピンが陰極に設置されている。陰極に水銀を用いていることから、一度放電を始めるときわめて大量の電子を供給することが可能で、大電流を流すことが可能である。調整を必要とせず数100Vから25kV程度までの電圧に対してスイッチングが可能であり、また整流作用もあるために、クローバースイッチに適している。また、トリガー電圧は数kVでよく、半導体素子による簡易なトリガー回路で十分である。使用したイグナイトロンのスペックを表 5.3 に示す。

5.4 コイルシステム

5.4.1 放電系統と放電特性

これまで開発してきたコイルと電源は図5.4に示すように接続されている。コンデンサバンクには高電圧充電器が接続されており、FIX装置の制御盤より充電電圧を調整できる。このような放電系統を４つ製作し、その重量はおよそ4tである。8系統のタイミングパルサーを用いることにより、それぞれの系統でスタートスイッチとクローバースイッチを独立に駆動することが可能になっている。イグナイトロンは、ディレイパルサーからの信号をサイリスターゲートを用いたパルサーにより2kVのパルスに昇圧した後に、イグナイターに入力することによりスイッチングをしている。これらの昇圧の系統は全てパルストランスによりDC的に絶縁されており、ノイズによる誤動作を防いでいる。クローバースイッチは、4分の1周期のところで投入する必要があるが、整流作用がありイグナイターの火花が10μsec程度持続するイグナイトロンは、少し早めにスイッチを投入し、自動的にクローバータイミングが決定されるように運転している。

典型的な放電波形を図5.5に示す。このとき、13.5μFのコンデンサバンクを4個

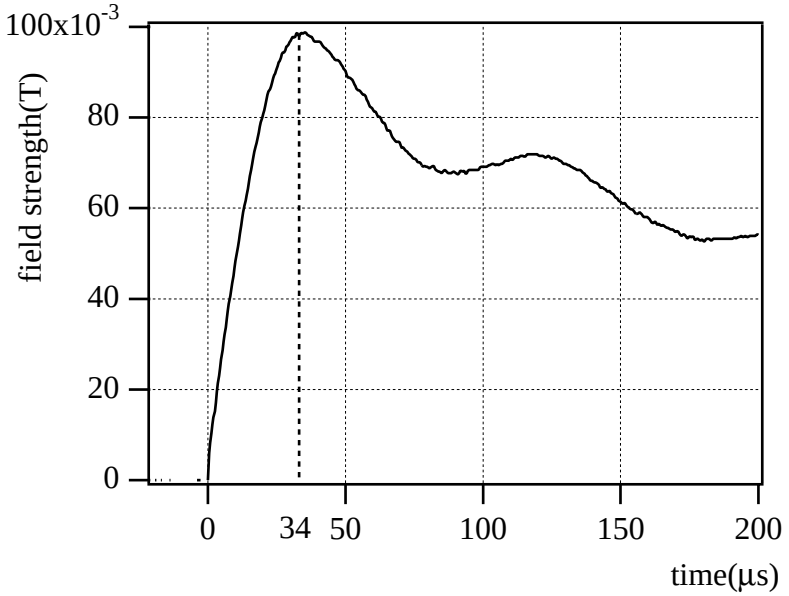


図5.5 圧縮コイルの典型的な放電波形。

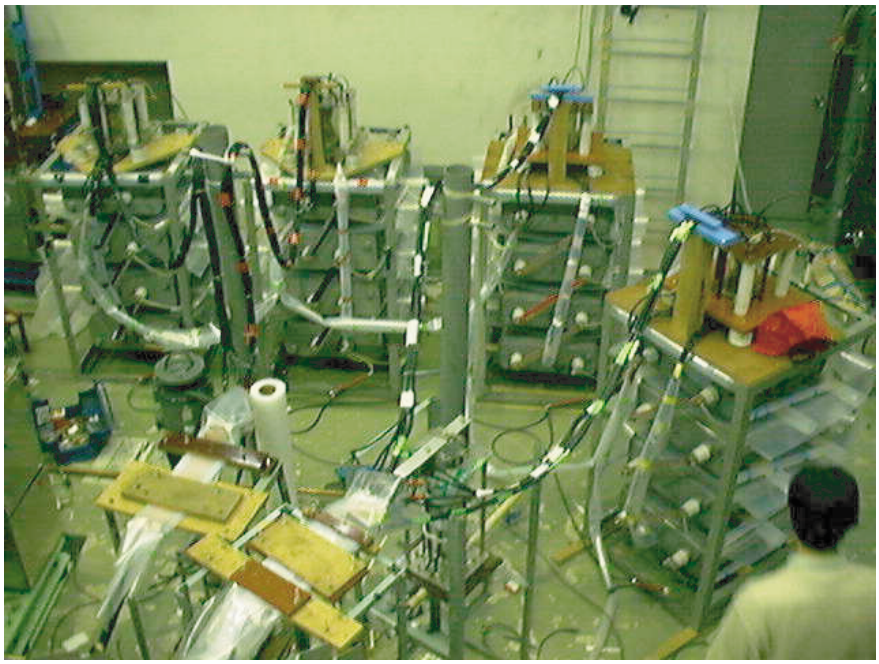


図 5.6 2 系統分の放電システム。コンデンサバンクとコイルモジュールは集電盤を経由して接続されている。

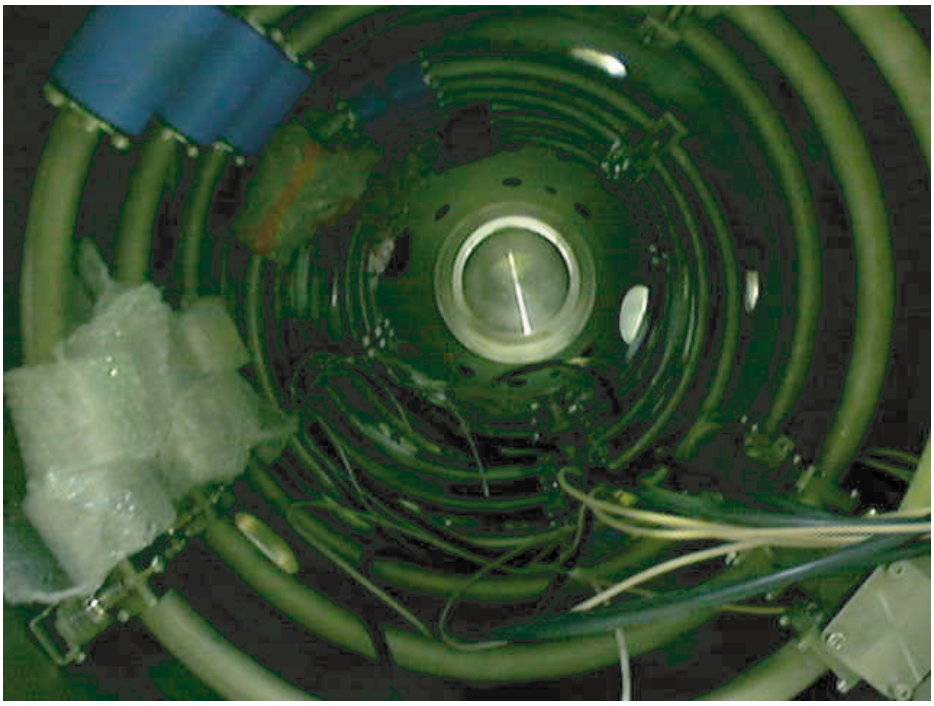


図 5.7 真空容器内に設置したコイルモジュール。取り付け途中の写真であり、配線はなされていない。

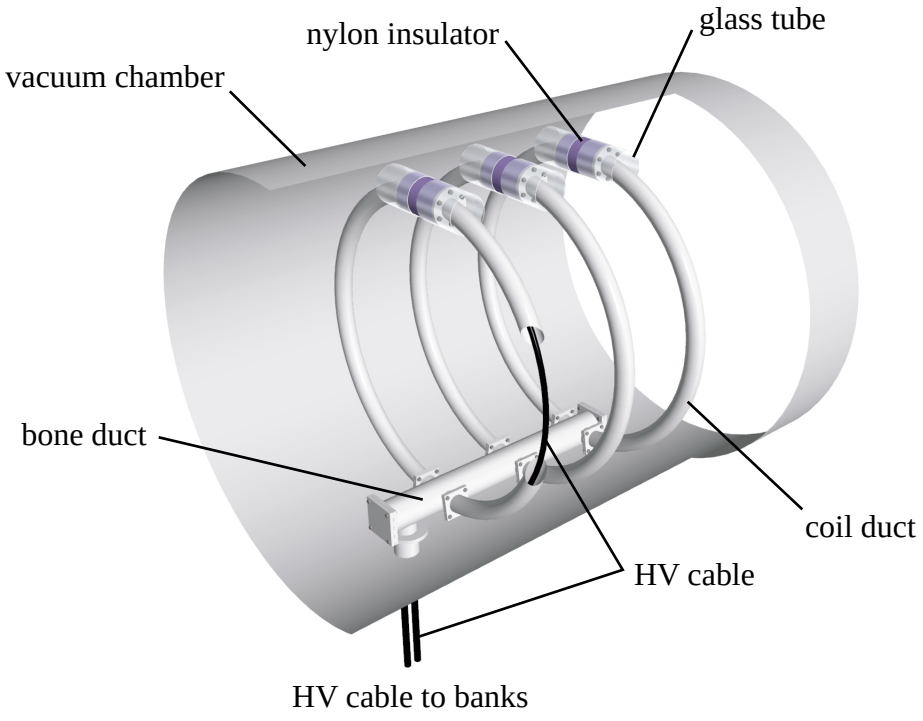


図 5.8 真空容器内に設置したコイルモジュールの透視図。

直列にしたものを 2 組並列につないで静電容量は 70 μ F にし、充電電圧は 20kV で放電を行っている。このように、コイルシステムは 0.1T の磁場を発生する事が可能であり、閉じ込め部のストレート部の磁場をミラー磁場程度まで上昇することができる。また、コンデンサの配列を変えることで、磁場の立ち上がり時間等を変えることも可能であり、第 6 章以降で実験を行っている際には立ち上がり時間を 50 μ sec 程度にしている。図 5.6 に電源の写真を、図 5.7 に真空容器内に設置したコイルモジュールの写真を、図 5.8 に透視図を示す。

5.5 おわりに

軸方向圧縮実験を行うために必要な圧縮コイルシステムの製作を行った。真空容器と圧縮コイルの相互インダクタンスを予備実験により見積もった後に、コイルモジュール、電源の製作を行った。完成したコイルシステムを FIX 装置の閉じ込め部に設置し放電テストを行ったところ、十分な磁場強度を発生することが可能であることが確認された。

参考文献

[5.1]　原 雅則、秋山 秀典、"高電圧パルスパワー工学"、森北出版株式会社、(1991).

[5.2]　河野 照哉、"高電圧工学"、朝倉書店､(1994).

[5.3]　京都ハイパワーテクノロジー研究会編、"パルスパワー工学の基礎と応用"、近代科学社､(1992).

[5.4]　T. Ohtsuka, M. Okubo, S. Okada, and S. Goto, "Particle end loss in the edge plasma of a field-reversed configuration", Phys. Plasmas **5**, 3649 (1998).

[5.5]　K. Kitano, H. Matsumoto, S. Okada, and S. Goto, "Development of Magnetic Compression Device for Axial Shape Control of Field-Reversed Configuration Plasma", Technology Reports of the Osaka University, Vol.9, No.2399, 9 (1999).

第 6 章 軸方向圧縮の検証実験

6.1 はじめに

軸方向圧縮というコンセプトが実現可能であるか検証実験を行うために、閉じ込め部に圧縮コイルを設置し、FRC プラズマの圧縮実験を行っている。第 5 章で設計、製作したコイルモジュールは 20cm 間隔の 3 ターンのコイルダクトより構成されており、このコイルモジュールを複数設置することで異なる軸方向圧縮率での実験が可能になっている。しかしながら、重心位置の移動を伴う圧縮が可能であるかどうかは、実験的に証明されていない。また、実験室の FRC プラズマに対し、内部パラメーターが保存される断熱的圧縮が行えるかどうか問題である。特に FIX-FRC プラズマは s パラメーターが 1 以下であり、流体的な振る舞いをするとは限らない[1.2]。また、アスペクト比が小さくなる方向に圧縮は行われるので傾斜不安定性が生じたり、内部磁力線の再結合により磁場印加部分の FRC 配位が消失する可能性も考えられる。

ミラー磁場を移動させることにより軸方向圧縮を行うのであるが、上流側のミラーのみを動かして圧縮を行い、コイルモジュールは上流ミラー部に設置し、下流ミラー部には設置しないことにする。生成部で作られた FRC プラズマは、音速の数倍のスピードで閉じ込め部に移送し、閉じ込め部の下流ミラーに衝突する（ファーストリフレクション）際に、再熱化が起こり下流ミラー近傍では著しいセパラトリックス半径の増大が起こる[4.7]。このときに、円周方向に絶縁されているために反磁性力が働かない放電開始前の圧縮コイルと膨張した FRC プラズマが接触する可能性がある。そのために、上流部のみに圧縮コイルを設置し実験を行っている。ただし、再熱化を伴わない上流ミラー部でのセカンドリフレクションによっても、多少のセパラトリックス半径の増大は生じる。しかし、それは真空容器のテーパー部に限定されるために、コイルモジュールはストレート部に設置する。移送による重心運動が収まった時間帯では、上流の x-point はテーパー部にさしかかっていないので、これによる問題は生じないと考えられる。本章では、このようにして設置した圧縮コイルモジュールを 2 組用いて、ミラー間隔をそれぞれ 90%、70%に短縮する圧縮磁場印加実験を行っている[6.1][6.2]。

ミラー近傍の磁場を上昇させる操作により、FRC プラズマが軸方向へ圧縮されるならば、圧縮後のセパラトリックス半径が増大することが期待される。上流の一部分のプラズマに対し磁場を印加することにより、下流で上昇したプラズマ圧が径方向に緩和することが確認できれば、圧縮は期待通りに進んでいると考えることができる。この測定は、単純な排除磁束測定のみで行うことができ、また、その上昇を計測することができれば断熱モデルにより評価を行うことができるであろう。

6.2　弱い軸方向磁気圧縮実験

6.2.1　コイルモジュールの設置

真空容器内部に設置されるコイルモジュールの数を変えることにより、軸方向圧縮率を変化させることがが可能であり、圧縮実験は、1組のみ設置(coil A)した条件と2組設置(coil A, coil B)した条件のもとで行っている。コイルを2組設置した状態の装置図を図6.1に示す。コイルに通電することにより、ミラー間隔は3.4mよりそれぞれ、3.0m、2.4mになり、軸方向圧縮率はそれぞれ90%、70%に相当する。圧縮前のミラー間隔は閉じ込め部のストレートセクションの長さとし、圧縮後のミラー間隔は圧縮コイルの最下流のコイルダクトとストレートセクションの下流側の終わりとしたときの、圧縮前後でのミラー間隔の変化率を軸方向圧縮率と定義している。圧縮コイルの設置は、5つのブロックから構成される真空容器の1ブロックを外した後に、組み立て済みのコイルモジュールを真空容器内に挿入することにより行っている。

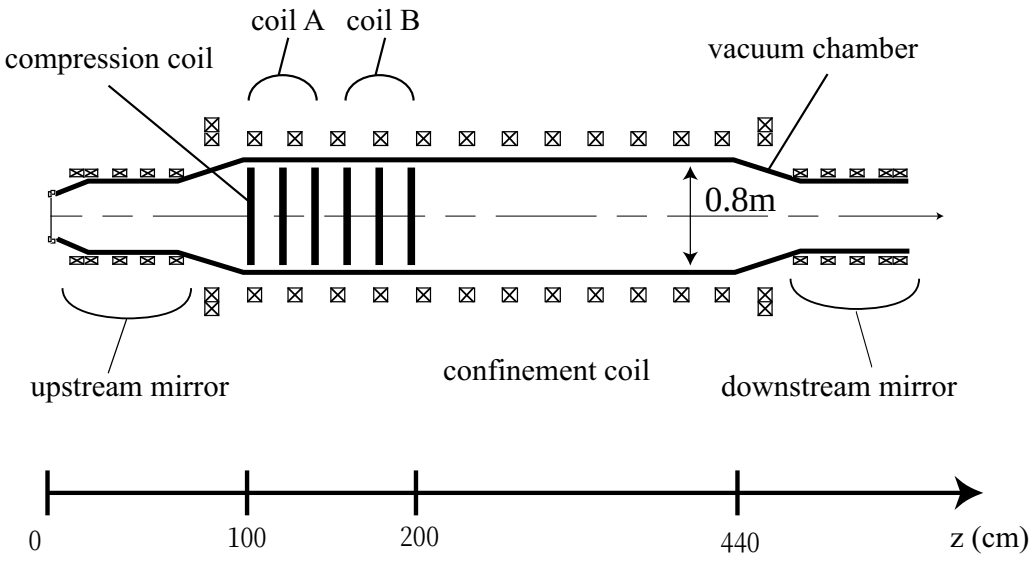


図6.1　FIX装置の閉じ込め部と圧縮コイル。coilAとcoilBの2組の圧縮コイルモジュールを設置しており、軸方向圧縮率は70%である。軸方向圧縮率が90%で実験を行った際は、coilAのみを設置している。

6.2.2 セパラトリックス半径

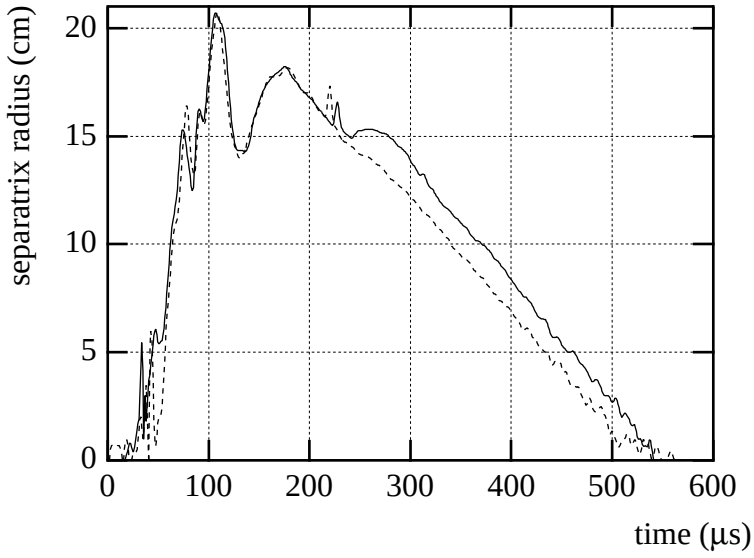
通常、真空容器壁面に沿って設置している磁気プローブアレイを用いて、排除磁束を測定することによりセパラトリックス半径を求める。しかしながら、4.3.1節で示した排除磁束測定法では、圧縮コイル近傍では排除磁束のみならず圧縮磁場もまた拾ってしまうので、セパラトリックス半径の測定は行えない。また、圧縮コイルの放電実験を行ったところ、圧縮コイルからおよそ 40cm 以上離れた地点でないと、回り込んだ磁力線を磁気プローブが拾ってしまうので、正しい測定は行えないことがわかっている。

軸方向圧縮は軸方向に重心が移動するような圧縮である。圧縮によるFRCプラズマの変化のみを観察し、不確定要素をなくすため、生成部から移送後のサードパス以降の重心運動が停止した FRC プラズマに対して圧縮実験を行う。coilA のみを用いた軸方向圧縮率が 90%の場合と、coilA と coilB を用いた軸方向圧縮率が 70%の場合の 2 つの異なる圧縮率で、圧縮磁場印加実験を行った。

それぞれの圧縮率でのセパラトリックス半径の測定結果を図6.2に示す。時間原点は生成部でのメインコンプレッションにとっている。比較のために、圧縮を行わなかった圧縮開始以前の時間変化が似ているデータもそれぞれ載せている。磁気プローブアレイにより複数の地点で測定は行っているが、代表として圧縮後のミッドプレーンに相当する位置でのセパラトリックス半径を用いている。圧縮を行わない場合、サードパス以降(200 μ sec 以降)の時間帯では、セパラトリックス半径は直線的に減衰している。圧縮開始後、それぞれセパラトリックス半径が増大していることがわかる。圧縮コイル近傍のセパラトリックス半径の測定は行えていないが、その部分に含まれていたプラズマが圧縮磁場により、相対的に閉じ込め磁場強度が小さい下流部へ押し出されたためだと考えられ、FRCプラズマが軸方向に圧縮されていることを示唆している。軸方向圧縮率が小さいほど（強い軸方向圧縮を行うほど）、セパラトリックス半径の増大は大きくなっている。圧縮磁場の波形は立ち上がり時間が 40 μ secであるが、セパラトリックス半径がピークに達するまでにかかる時間はほぼ 18 μ sec となっている。これは、FRX-C/LSM で行われた閉じ込め磁場を全域にわたって印加する実験とは異なり、軸方向圧縮ではミラーを移動させるために特定区間の閉じ込め磁場を増加させるので、圧縮磁場の立ち上がり時間よりもむしろミラー磁場が移動するのに必要な時間が重要だからであろう。

圧縮によりいったんセパラトリックス半径が増大した後、直線的に減衰しており、その減衰率は圧縮を行わなかった場合とほぼ同じである。セパラトリックス長が変化していると思われるにもかかわらず、圧縮されたプラズマの閉じ込め特性は変化していない。圧縮を行わなかった場合と比較すると、配位持続時間はそれぞれの圧縮率で、20 μ sec、46 μ sec 伸張している。また、レーザー干渉計を用いた線積分電子密度測定から、不安定性が生じた兆候は見られてない。ここで、圧縮が行われる時間は粒子

(a)



(b)

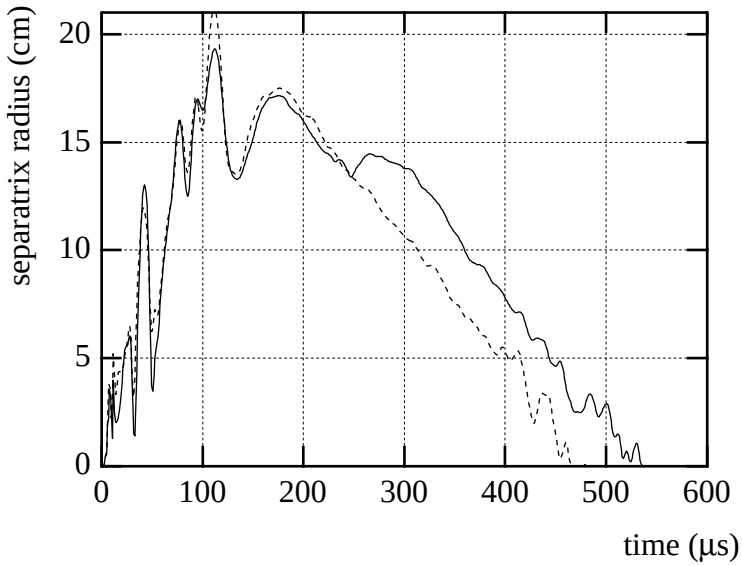


図 6.2　ミッドプレーンでのセパラトリックス半径の時間変化。破線は圧縮を行わなかった場合で、実線は圧縮を行ったデータである。(a)軸方向圧縮が 88%の場合(b)軸方向圧縮が 71%の場合。

表6.1　それぞれの圧縮率の軸方向圧縮によって変化したセパラトリックス半径の評価。

	$r_{s_{initial}}$	$r_{s_{normal}}$	$r_{s_{\mathrm{maximum}}}$	$\frac{r_{s_{\mathrm{maximum}}}}{r_{s_{normal}}}$
90% compresssion	15.4cm	14.0cm	15.8cm	110%
70% compresssion	13.4cm	12.7cm	14.5cm	114%

閉じ込め時間に比べて無視することができないため、自然減衰の効果を考慮したセパラトリックス半径の変化の定量化を行う。セパラトリックス半径が増大を開始したときの値$r_{s_{initial}}$、その最大値$r_{s_{\max imum}}$、最大値が得られた時刻でのノーマルショットの値$r_{s_{normal}}$とし、セパラトリックス半径の増大率を$r_{s_{\max imum}}/r_{s_{normal}}$と定める。それぞれのショットについて、それらの値を表 6.1 に示す。磁場印加に伴いセパラトリックス半径が増大するのが実験的に確かめられた。軸方向圧縮によりプラズマ圧が上昇したためであるのは明白である。次節では、この新しい圧縮の評価を行うために、断熱圧縮モデルを考え議論を進める。

6.3　軸方向圧縮の断熱モデル

6.3.1　1 次元的圧縮

ポアッソンの断熱関係式を用いた 1 次元近似断熱モデルを用いて、FRC プラズマの磁気圧縮について評価をおこなう[6.3]。FRTP法によって生成されるFRCプラズマは一般的に軸方向に偏長した形をしている（アスペクト比が大きい）ので、x-point近傍の湾曲したセパラトリックス形状は無視して、円筒形状をしているとしても、移送や磁気圧縮によるパラメーターの変化を良い近似で記述することが可能である。更に、高いベータ値を持つことから体積平均ベータ値$\langle\beta\rangle$に式(2.7)、あるいは値1を用いても大きな誤差は生じない。図6.3で示すような円筒対称のFRCプラズマを圧縮すると仮定する。FRCプラズマの体積V、総粒子数NおよびFRCプラズマの全エネルギーEは

$$V = \pi r_s^2 l_s \tag{6.1}$$

$$N = n_{\max} V \langle\beta\rangle \tag{6.2}$$

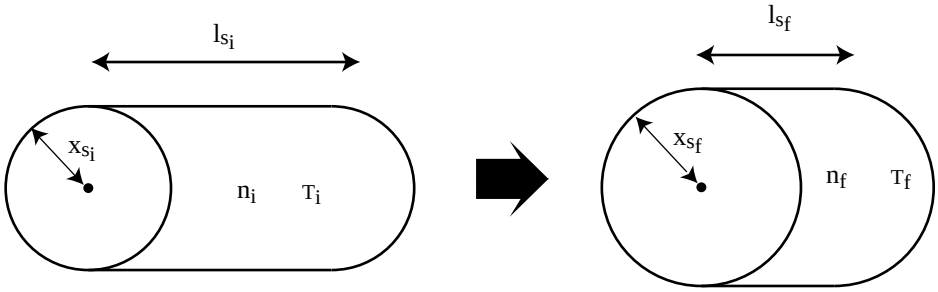


図 6.3　円筒近似した FRC プラズマの軸方向圧縮モデル。

$$E = \frac{5}{2} NkT \tag{6.3}$$

と書ける。ただし、$n_{\max}$ は磁気軸上での粒子密度、プラズマの温度 $T(= T_e + T_i)$（温度はセパラトリックス内では一定と仮定する）である。径方向圧力平衡より、

$$n_{\max} kT = \frac{B_w^2}{2\mu_0} \tag{6.4}$$

が成り立つ。B_w は閉じ込め磁場強度である。磁気圧縮の前後で閉じ込め磁場強度は変化する。以降、圧縮前後で変化する値については、それぞれ添え字 i,f をつけることにする。ポアッソンの断熱関係式 $\mu = pV^\gamma$ の代わりに、

$$\mu = n_{\max}^{(1-\gamma)} T \tag{6.5}$$

を用いることにする。FRC プラズマ中に捕捉された磁束 ϕ は

$$\phi = \pi r_w^2 B_w \left(\frac{x_s}{\sqrt{2}} \right)^3 / F \tag{6.6}$$

または

$$\phi = \pi r_w^2 B_w \left(\frac{x_s}{\sqrt{2}} \right)^{3+\varepsilon} \tag{6.7}$$

の形で示される。磁場強度の空間プロファイルを反映するパラメーター F や ε は $\langle \beta \rangle$ よりは広い範囲の値を取りうる。

$$0 \le F \le \frac{\sqrt{2}}{x_s} \tag{6.8}$$

$$0 \le \varepsilon \le 1 \tag{6.9}$$

ここで、圧縮プラズマの閉じ込め特性の評価を行うために、経験的なスケーリング則を用いる。

$$\tau_N \propto \frac{R^2}{\rho_i} \tag{6.10}$$

このスケーリング則は、粒子閉じ込め時間τ_Nが、主軸の半径Rと閉じ込め磁場で規格化したイオンラーマ半径ρ_iという径方向のみのパラメーターで決定されるという特徴を持っている。イオン温度と圧力平衡温度$T(=T_e+T_i)$の比をδとすると、圧縮前後でのイオンラーマ半径の比は

$$\frac{\rho_{if}}{\rho_{ii}} = c^{-\frac{1}{\gamma}}\delta^{\frac{1}{2}} \tag{6.11}$$

で示される。電子温度、イオン温度は等しいとしても問題はないことから、以降、$\delta = 0.5$とする。圧縮比Cを

$$C = \frac{B_f}{B_i} \tag{6.12}$$

と定義すると、セパラトリックス半径、密度、温度に関して以下の式が得られる。

$$\frac{x_{sf}}{x_{si}} = c^{-\frac{1}{3+\varepsilon}} \tag{6.13}$$

$$\frac{n_f}{n_i} = C^{\frac{2}{\gamma}} \tag{6.14}$$

$$\frac{T_f}{T_i} = C^{2\left(1-\frac{1}{\gamma}\right)} \tag{6.15}$$

$$\frac{\tau_{Nf}}{\tau_{Ni}} = \left(\frac{x_{sf}}{x_{si}}\right)^2 c^{\frac{1}{\gamma}} \left(\frac{\delta_f}{\delta_i}\right)^{-\frac{1}{2}} \tag{6.16}$$

閉じ込め磁場のミラー間隔によりその平衡状態を決定されたFRCプラズマに対し、ミラー間隔を減少させるような圧縮の場合について考える。セパラトリックス長はl_{si}からl_{sf}になるようにFRCプラズマは1次元的に圧縮される。

セパラトリックスと磁束保存容器との間の外部磁束ϕ_{ext}は、FRCプラズマの磁束保存容器への移送の前後、そして圧縮前後で保存される。移送前の磁束保存容器内の磁束密度をB_{vac}とすると、

$$B_{vac} = B_w\left(1 - x_s^2\right)\left(= \frac{\phi_{ext}}{\pi r_s^2}\right) \tag{6.17}$$

は定数と考えられる。軸方向圧縮によりFRCプラズマの一部分が圧縮され、プラズマ圧は上昇する。セパラトリックス半径は径方向に膨張し、平衡状態に達するまで外部磁場が上昇する。このプラズマ圧と外部磁気圧の釣り合いから、どのような圧縮がもたらされるかわかる。磁気軸上での圧力平衡の式(6.4)と断熱保存式(6.5)を用いることにより、

$$\frac{B_{wf}}{B_{wi}} = \left(\frac{n_f}{n_i}\right)^{\gamma/2} \tag{6.18}$$

が得られる。ここから、式(6.17)の外部磁束の保存性からB_wをx_sで表し、式(6.2)の粒子保存則からn_fをx_sで表すことにより以下の式が得られる。

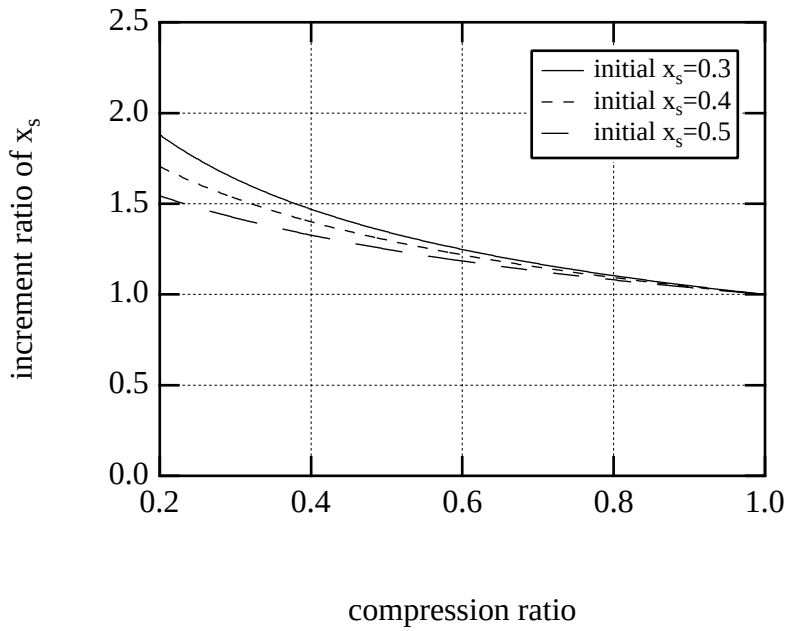
$$\frac{1 - x_{sf}^2}{1 - x_{si}^2} = \left(\frac{\langle\beta\rangle_f x_{sf}^2 l_{sf}}{\langle\beta\rangle_i x_{si}^2 l_{si}}\right)^{\gamma/2} \tag{6.19}$$

$\langle\beta\rangle$のx_s依存性が与えられれば、l_{s_i}からl_{sf}への1次元圧縮は初期値x_{si}をもったFRCプラズマが圧縮によりどのようなx_{sf}をもつかは計算により求められる。

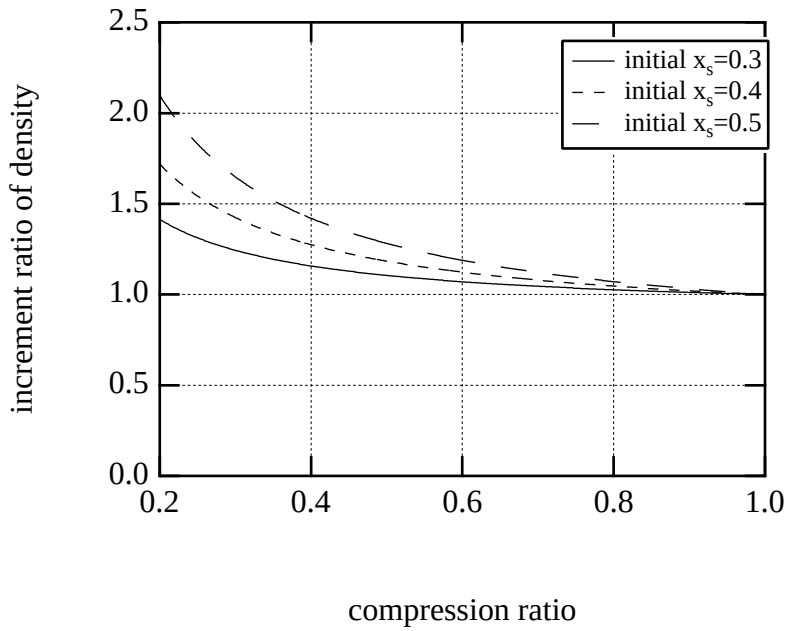
6.3.2　圧縮率による各パラメーターの変化

式(6.19)の関係を用いることにより、圧縮率の違いによる各パラメーターの変化を計算した。$\langle\beta\rangle$は常に1に近い値を取っているので、$\langle\beta\rangle = 1$としても問題はない。このようにして求めたx_{sf}から圧縮率Cが求まり、密度、温度、閉じ込め時間の上昇率も計算が可能になる。x_{si}の初期パラメーターが0.3、0.4, 0.5のそれぞれの場合について、軸方向圧縮率l_{sf}/l_{si}に対する、x_s、密度、温度、閉じ込め特性の変化を計算し、結果を図6.4(a),(b),(c),(d)に示す。温度、密度の上昇は半分程度（軸方向圧縮率=0.5）まで圧縮を行ってもあまり期待できない。これは、磁気圧縮によりもたらされるプラズマ圧の上昇は、x_sの増加によりある程度キャンセルされてしまうからである。一方で、閉じ込め特性は大幅な上昇が期待され、半分程度まで圧縮を行うことにより閉じ込め時間が2倍程度まで改善されうることがわかる。磁束保存容器内で、ミラー間隔を短く

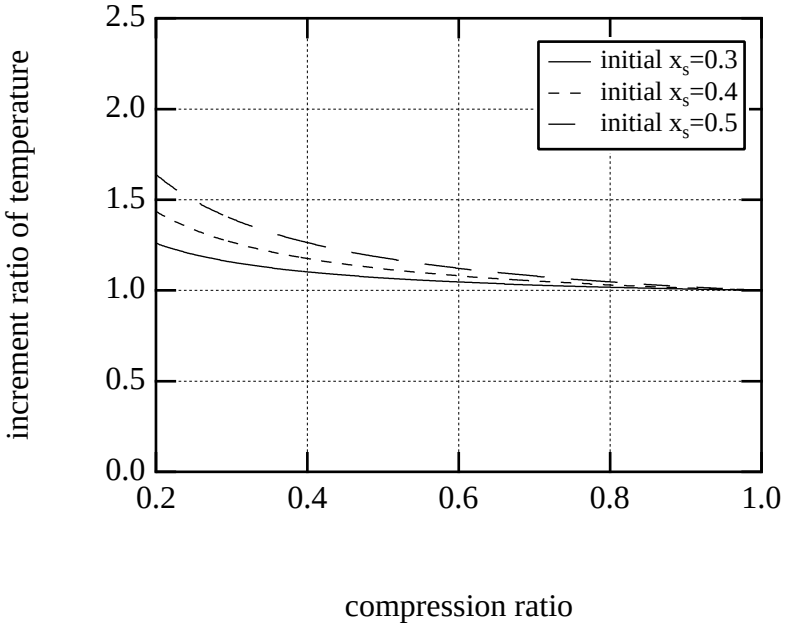
(a)


2.5
2.0
1.5
1.0
0.5
0.0
0.2
0.4
0.6
0.8
1.0
increment ratio of x_s
compression ratio
initial x_s=0.3
initial x_s=0.4
initial x_s=0.5

(b)


2.5
2.0
1.5
1.0
0.5
0.0
0.2
0.4
0.6
0.8
1.0
increment ratio of density
compression ratio
initial x_s=0.3
initial x_s=0.4
initial x_s=0.5

(c)



(d)

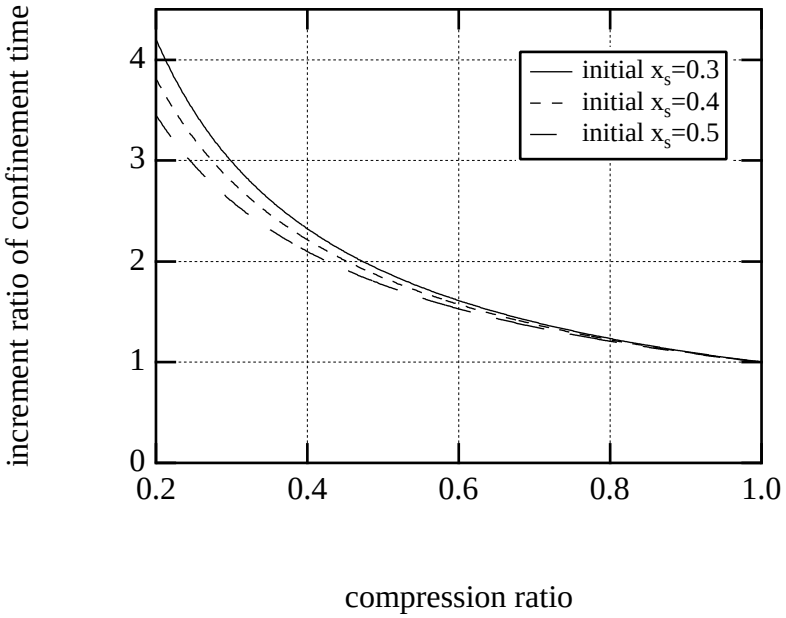


図 6.4　断熱モデルによる各パラメーターの変化の計算結果。
(a) x_s (b)密度(c)温度(d)閉じ込め特性。

するような軸方向圧縮では、閉じ込め磁場の強度は、x_sの増加のために引き起こされる増加のみである。この方式の重要な点は「圧縮」をしながら、x_sを増加させる点にある。

6.4 特性評価

断熱モデルによる計算結果を実験結果に当てはめてみることにする。断熱計算の初期値として必要なx_{si}を、表6.1で示した圧縮を行わなかったショットでのセパラトリックス半径とする。軸方向圧縮率を表す圧縮前後のセパラトリックス長の比であるl_{sf}/l_{si}は、実験的にセパラトリックス長が求まっていないために、ミラー間隔の軸方向圧縮率を用いることにする。90%、70%の軸方向圧縮率に対して、x_sはそれぞれ、5%、16%だけ上昇することが予測される。これらの値は、実験値とほぼ一致している。やや粗い仮定を含む計算ではあるが、本実験において、このモデルによる評価の妥当性は示せ、圧縮実験は断熱的に行われたと評価することができる。

FRC プラズマはsパラメーターが十分には大きくないために流体的に考えるのは問題のあるところであるが、過去に行われたFRCプラズマのMHD計算は実験結果とよく一致しており、特にMOQUIEというコードは、FRC プラズマの生成から移送までをシミュレートすることができており、実験ともよく一致している[6.4]。また、断熱モデルに内部パラメーターの分布を考えない 1 次元的モデルを用いたが、これはSpencerらによってFRC プラズマの圧縮を 1 次元モデルと 2 次元平衡解モデルにより計算した結果がほぼ同一であったのを受けている。

6.5 おわりに

前章で設計した軸方向圧縮コイルモジュールを2組製作し、軸方向圧縮率が90%、70%での圧縮実験を行った。上流側のミラー磁場を移動させるために、FRCプラズマの一部分に圧縮磁場を印加したが、不安定性を生じることなくセパラトリックス半径は増大した。圧縮前後でセパラトリックス半径の減衰率はほど同じ値であり、配位持続時間の伸張がみられた。強い圧縮率の方がセパラトリックス半径の増大率は大きく、伸張時間も多くなっている。FRC プラズマの半径方向への増大率を評価するために、軸方向圧縮の断熱モデルを考え、各パラメーターに関する計算を行った。この結果と実験結果と比べたところほぼ一致していることから、圧縮は断熱的に行われたと考えることができるであろう。これらのことから、軸方向圧縮のコンセプトが実現可能であることが実験的に示され、平衡形状の新しい制御法としての可能性が示された。

参考文献

[6.1]　K. Kitano, H. Matsumoto, K. Yamanaka, F. Kodera, S. Yoshimura, S. Sugimoto, S. Okada, and S. Goto, "Advanced experiments on Field-Reversed Configuration at OSAKA", 1998 INTERNATIONAL CONGRESS ON PLASMA PHYSICS (ICPP98 in Czech), June, (1998).

[6.2]　K. Kitano, K. Yamanaka, S. Okada, and S. Goto, "Axial length and separatrix radius behavior of field-reversed configuration plasma in dynamic compression of mirror distance", Phys. Plasmas **7**, 1158 (2000).

[6.3]　岡田 成文、北野 勝久、後藤 誠一、" 逆転磁界配位プラズマの軸方向磁気圧縮 "、電気学会論文誌 A, vol.119-A, 1324 (1999).

[6.4]　R. D. Milroy and J. T. Slough, "Poloidal flux loss and axial dynamics during the formation of a field-reversed configuration", Phys. Plasmas 30, 3566 (1987).

第 7 章 軸方向圧縮による形状制御

7.1 はじめに

FRC プラズマの軸方向圧縮というコンセプトが実現可能であることが、第 6 章で実験的に示された。そこでは、ミラー磁場の内側の磁場強度を増加させることにより行っており、セパラトリックス半径の増大が観測され、また、その増大率は断熱モデルからの予測値とほぼ一致していた。しかしながら、軸方向圧縮率は 70% であり、セパラトリックス半径の増大率は 14% であったことから、アスペクト比（セパラトリックス長 / セパラトリックス直径）の変化は 61% であり、FRC プラズマの端の一部分を押し出したにすぎない。そこで、FRC プラズマの形状制御を目的として、さらに強い軸方向への圧縮を試みることにした。図 7.1 に示すようにコイルモジュールをさらに 2 組増設して 4 組を用いることにより 35% の軸方向圧縮率が達成されうる。断熱モデルによると、セパラトリックス半径はおよそ 45% だけ増大し、アスペクト比は 4 分の 1 に変化することが期待される。このような低アスペクト比の FRC プラズマには、配位の急激な崩壊をもたらす傾斜モード不安定性が生じる可能性がシミュレーションにより予測されているが[7.1]、実験室では低アスペクトの FRC プラズマはほとんど得られていない。

一般的に、FRTP 法により生成される FRC プラズマは比較的大きなアスペクト比を持っていることから、過去の FRC プラズマの閉じ込め特性、不安定性の研究は径方向のみに注目して行われており、軸方向に関してはほとんどなされていない。単純なソレノイドコイルから構成されるシータピンチコイルにより生成される FRC のセパラトリックス形状は、径方向には外部磁気圧により決定されるために、セパラトリックス半径はメインコンプレッション時の磁場強度を調節することにより制御は可能である。一方、軸方向には閉じた磁力線の張力によって決定されるために、セパラトリックス長は径方向の磁気圧や内部プラズマパラメーターに強く依存しており、セパラトリックス長のみが異なる FRC プラズマを生成するのは困難である。配位生成時の磁力線の再結合を補助的なコイルを用いて制御することにより、軸方向への収縮を起こすことが可能であり、加熱の目的のために研究が行われたこともある[7.2][7.3]。両端の磁力線のつなぎ換えが行われた地点から進行しあう衝撃波はミッドプレーン近傍で衝突し、熱エネルギーとしてプラズマ内部に吸収される。この手法は主に旧ソビエトで実験が行われていたのだが、強い軸方向収縮により生成した FRC プラズマは高温にはなるものの、閉じ込め特性、安定性という面で劣化するために、現在では軸方向収縮をあまり起こさない生成法が主になっている。この軸方向収縮は本論文で行っている軸方向圧縮と一見似ている現象ではあるが、衝撃波を伴うという点で異なっている。

1980年代の後半頃に、FRC プラズマの内部磁力線は外部導体に鎖交しないという

特長を生かし、生成後に軸方向にFRCプラズマを別の容器に移送する実験が世界各地で行われ始めた[7.4][7.5]。閉じ込め部の磁場形状は比較的自由度が大きいために、いったん生成されたFRCプラズマに対して新しい平衡状態が与えられるようになったと見なすことができる。超高温理工学研究施設のFIX装置では、閉じ込め部の磁場強度を生成部の20分の1程度にすることにより、プラズマを膨張させ、低密度、大容量のFRCプラズマが得られる[7.6]。また、超音速で移動するFRCプラズマを反射させるために与えられた3から8程度の大きなミラー比により、その平衡状態は影響を受け、移送後のセパラトリックス長は配位消滅時までほぼ一定であるという特徴を持っている。このように、配位形成時の磁力線のリコネクションを制御したり、生成後のプラズマを別の容器に移送する実験が行われており、これらはある意味で「平衡制御」ということができるかもしれないが、それらは衝撃波を伴っている点で、本研究で行っている断熱的な圧縮による形状制御とは異なっている。

強い軸方向圧縮では、圧縮磁場を印加している区間が大きくなるので、その近傍でのセパラトリックス半径の測定が不可欠になってくる。圧縮磁場を印加していない区間では4.3.1節で示した手法によりセパラトリックス半径が求まるが、圧縮コイルの近傍ではその排除磁束測定法をそのまま用いることができない。新たに圧縮コイル近傍の排除磁束の測定法を開発し、閉じ込め部全域でセパラトリックス半径が測定する必要がある。

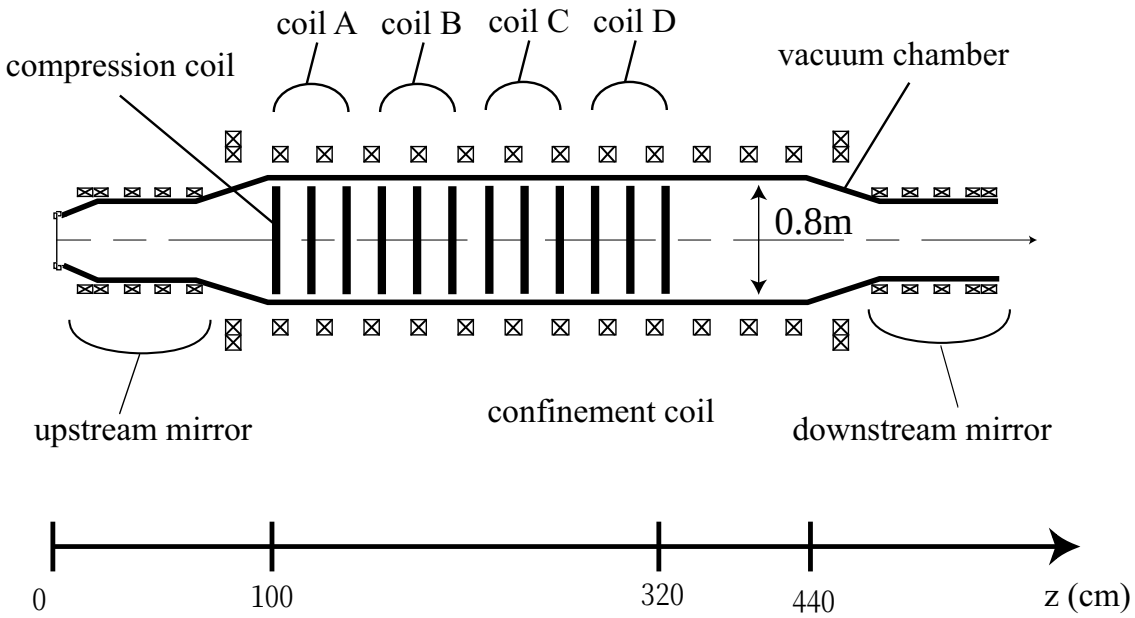


図 7.1　閉じ込め部に設置した4組の圧縮コイルモジュール。

7.2 圧縮磁場印加部における排除磁束信号の測定法の開発

7.2.1 圧縮磁場の影響

通常、セパラトリックス半径の測定は、磁束保存容器内に反磁性体であるFRCプラズマが移送してきた時に上昇する外部磁場強度を真空容器の内壁に沿って設置されている磁気プローブアレイを用いて測定することにより行っている。測定装置、原理は4.3.1節にて述べている。本節では、閉じ込め磁場強度が時間的に変化する圧縮コイル近傍におけるセパラトリックス半径の測定法の説明を行う。圧縮磁場印加開始後は電流が流れる圧縮コイル自身が磁束保存容器になると考えられることから、真空容器壁面に設置している磁気プローブアレイでは測定を行うことができず、図 7.2 に示すように圧縮コイルの内側に磁気プローブを設置する必要がある。その部分では排除磁束の成分のみならず圧縮磁場により磁束密度は上昇する。そのために、測定を行うためには、磁気プローブで測定される信号に含まれる 2 つの信号成分（排除磁束成分 + 圧縮磁場成分）を分離する必要がある。そこで、ロゴスキーコイルによって圧縮コイルに流れる電流を測定して圧縮磁場の時間変化を求めて、磁気プローブからの信号をコンペンセートすることにする。磁気プローブとロゴスキーコイルの測定信号をそれぞれデジタイザーに入力し、計算機上で引き算を行うことにより、排除磁束成分の測定を行うことは理論的には可能であるが、数十倍程度大きな圧縮磁場成分の中に埋もれた排除磁束成分は、10bitのデジタル変換では十分なS/N比で測定を行うことができ

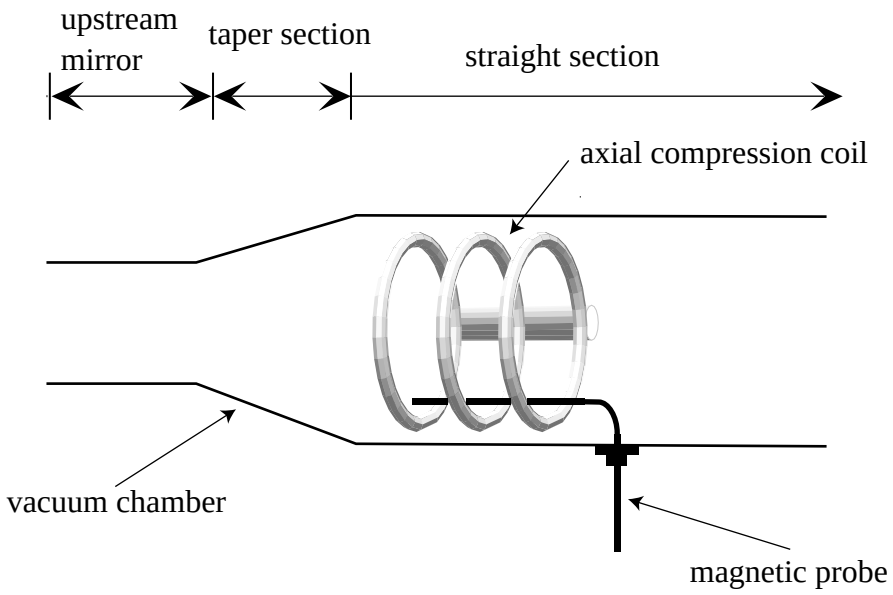


図 7.2　圧縮コイルモジュールと排除磁束測定用磁気プローブ。

ない。また、軸方向径方向ともに複数の磁気プローブを並べ、FRC プラズマ内部の電流を計算機により 2 次元的に求めセパラトリックス形状を推定する方法もあるが[7.7][7.8]、空間的な位置精度が問題となってくる測定であるために採用していない。そこで、デジタイザーに入力する前にアナログ回路を用いて圧縮磁場成分のコンペンセートを行うことにすることにする。コンペンセートされた信号は排除磁束成分のみであり積分増幅回路を通じてデジタイザに入力することにより、圧縮コイル近傍のセパラトリックス半径の測定が可能になる。

7.2.2　磁気プローブ

圧縮コイルのさらに内側に設置される磁気プローブは、プラズマに与える影響を少なくする必要があるために、できる限り小さく作ることが望ましい。図 7.2 に示すような 90 度に曲げた外直径 9mm のパイレックス管内部に、磁気プローブを 3 個挿入したものを 4 組製作した。コイルダクトに対し、磁気プローブがそれぞれ 5cm 真上に来るようにセットしている。ただし、コイルモジュールの背骨ダクトの近くでは、不整磁場が発生している可能性があるので、回転角方向に離れた位置に設置している。磁気プローブは、外直径 5mm のナイロンのコアに、直径 0.01mm のホルマル線を 100 ターンずつ4層巻いた構造をしている。このように細い線を用いた磁気プローブは、線間に生じる浮遊容量 C と自己インダクタンス L によってきまる共鳴周波数 $\omega = 1/\sqrt{LC}$ が存在するために、その周波数特性は平坦ではなくなるという問題が生じる。そこで、厚さ 0.01mm の薄い真鍮箔を円周方向に巻くことにより、共鳴周波数よりも低い周波数で周波数特性を低下させている。これにより、磁気プローブ単体では 400kHz 程度ま

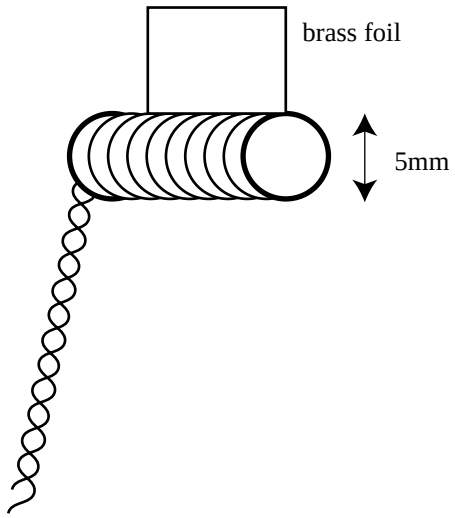


図 7.3　排除磁束測定用磁気プローブ。コアの周りにホルマル線を巻き、その上から真鍮箔をかぶせている。

での周波数で測定が可能になっている。また、その電位を測定系のグランドに落とすことにより、不安定な電位を持つプラズマが引き起こす静電的ノイズを低減させている。磁気プローブから伸びるホルマル線は、外部磁界の影響を受けないように真空容器の外までツイストされ、一旦同軸ケーブルにつなぎ換えられシールドルームまで配線されている。外部からの電磁ノイズが混入しないように、これらの信号伝達系は全て銅管の中に納められており、銅管はシールドルームの電位に接続してある。

コンペンセートに必要な圧縮磁場の成分は、圧縮コイルに流れる電流をロゴスキーコイルで測定することにより得られる。図 7.4 に示されるように、ロゴスキーコイルは半径の小さいコイルをトーラス状の絶縁物に巻き付けた構造をしている。被測定電流回路とコイルが非接触であり、比較的簡単に製作できるために広く使われている[4.9]。被測定電流により生じたトロイダル方向の磁束の変化を検出して電流量を測定する。ロゴスキーコイルは、コイルの片方の端からトーラスに沿って電線を戻しているので、トーラス中心を突き抜ける磁束の変化に対して無撞着に測定が行うことができ外部ノイズに強いという特徴がある。ロゴスキーコイルの断面積を S、トーラス半径を r、被測定電流を $I(t)$、巻き数を N とする。コイルの半径がトーラス半径に比べて十分小さいとき、被測定電流がコイル上で作る磁束密度 $B(t)$ は一定であると見なすことができ、以下の式で示される。

$$B(t) = \frac{\mu_0 I(t)}{2\pi r} \tag{7.1}$$

また、コイルを貫く全磁束 $\phi(t)$ は、

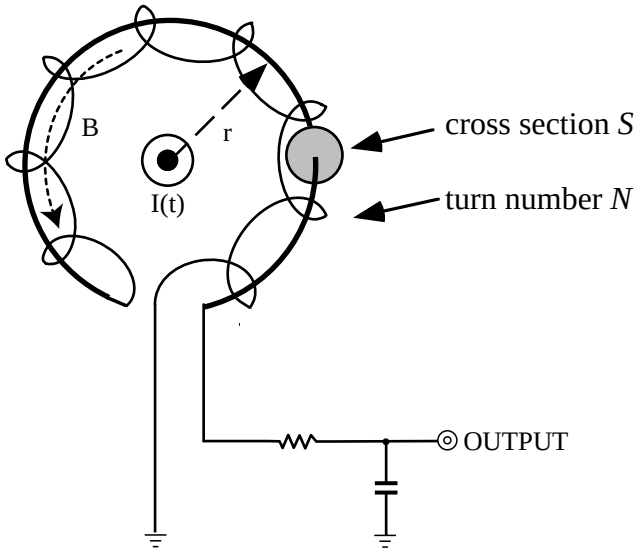


図 7.4　ロゴスキーコイル。

$$\phi(t) = NS \cdot B(t) \tag{7.2}$$

で示される。そして、ロゴスキーコイルの出力の両端で測定される電圧$V(t)$は、

$$V(t) = -\frac{d\phi(t)}{dt} \tag{7.3}$$

で示される。式(7.3)に式(7.1)、(7.2)を代入することにより、

$$V(t) = -\frac{\mu_0 NS}{2\pi r} \cdot \frac{dI(t)}{dt} \tag{7.4}$$

が得られ、被測定電流の微分値が測定できることがわかる。電流波形はロゴスキーコイルからの出力電圧$V(t)$をRC積分器で積分することにより得られる。

7.2.3　コンペンセート回路と積分増幅回路

排除磁束信号は、磁気プローブからの信号をロゴスキーコイルからの信号を用いてコンペンセートすることにより得られる。コンペンセートは図7.5に示される可変抵抗からなるアナログ回路を用いて、それぞれのプローブから出力される磁場の微分信号の状態で引き算することにより行っている。ロゴスキーコイルの出力と磁気プローブからの出力とがほぼ同程度になるように、ロゴスキーコイルのパラメーターを選んでおり、コンペンセート回路の可変抵抗はほぼ中央の位置で測定ができるようなっている。真空放電を繰り返し行うことにより可変抵抗の調整をした後に、プラズマ信号の測定を行っている。コンペンセートされた信号は求めたい信号の微分信号であるために、図7.6に示される積分増幅器を通じてデジタイザに入力する。積分増幅器は受動型のRC積分器とオペアンプを用いた増幅器から構成されている。セパラト

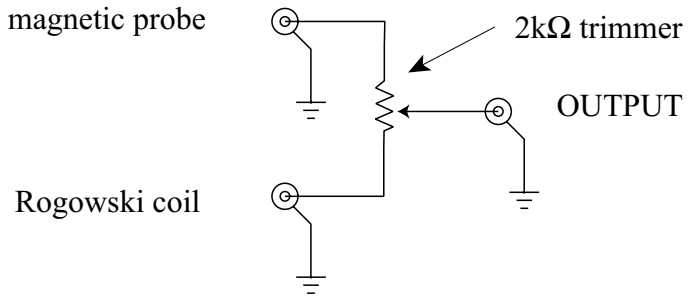


図7.5　コンペンセート回路。

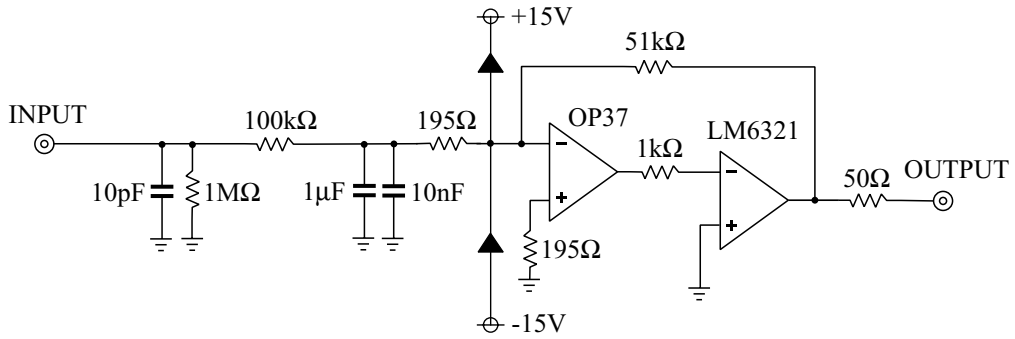


図 7.6　積分増幅回路。

リックス半径を求めるためには、排除磁束のみならずプラズマ入射前の磁束強度が必要である。FRC プラズマの配位持続時間は 1ms よりも短い時間であるが、閉じ込め磁場は 15ms 程度のゆっくりした立ち上がり時間で真空容器に印加されるので、より時間スケールの長い後者に合わせて積分時定数を決定する必要があり、時定数は 100ms とした。積分された信号は 250 倍の増幅器により増幅された後に、デジタイザに入力しコンピューターに取り込まれる。

7.3　測定結果

圧縮磁場が印加されていない場合、排除磁束信号からセパラトリックス半径を求めるには、真空容器（内直径 80cm）が磁束保存容器であると考えれば良かった。圧縮磁場印加後には圧縮コイルが磁束保存容器になり、圧縮を開始した時刻で圧縮コイルの内側に含まれる磁束が保存すると考えて、セパラトリックス半径の計算を行う。図 7.7 に計算過程を示し、表 7.1 には測定される磁束密度 B、真空容器内に含まれる磁束 ϕ_{wall}、コイル内側に含まれる磁束 ϕ_{coil}、プラズマ半径 r_s の変化を示す。ただし、磁束密度、磁束に関しては、コンペンセート回路を用いて測定した磁束密度を基準にしており、圧縮磁場は含まれていない。プラズマ入射前の A の段階では、真空容器内に閉じ込め磁場 B_0 が印加されているのみである。FRC プラズマ入射後の B の段階では、第 6 章で行った方法と同じ手法でセパラトリックス半径 r_{s_1} は求まる。圧縮磁場印加開始の C の段階より、磁束保存容器が真空容器から電流が流れる圧縮コイルに変わり、磁束はこの内側でのみ保存すると考える。ただしここで用いる磁束とは、排除磁束成分のみのことであり、圧縮磁場の磁束は含んでいない。実際には、圧縮磁場はコンペンセート回路によりキャンセルされている。圧縮コイルに電流が流れはじめており圧縮が進行している D の段階では、磁場印加開始時に圧縮コイルの内側に保存された磁束を用いて、セパラトリックス半径が求まる。

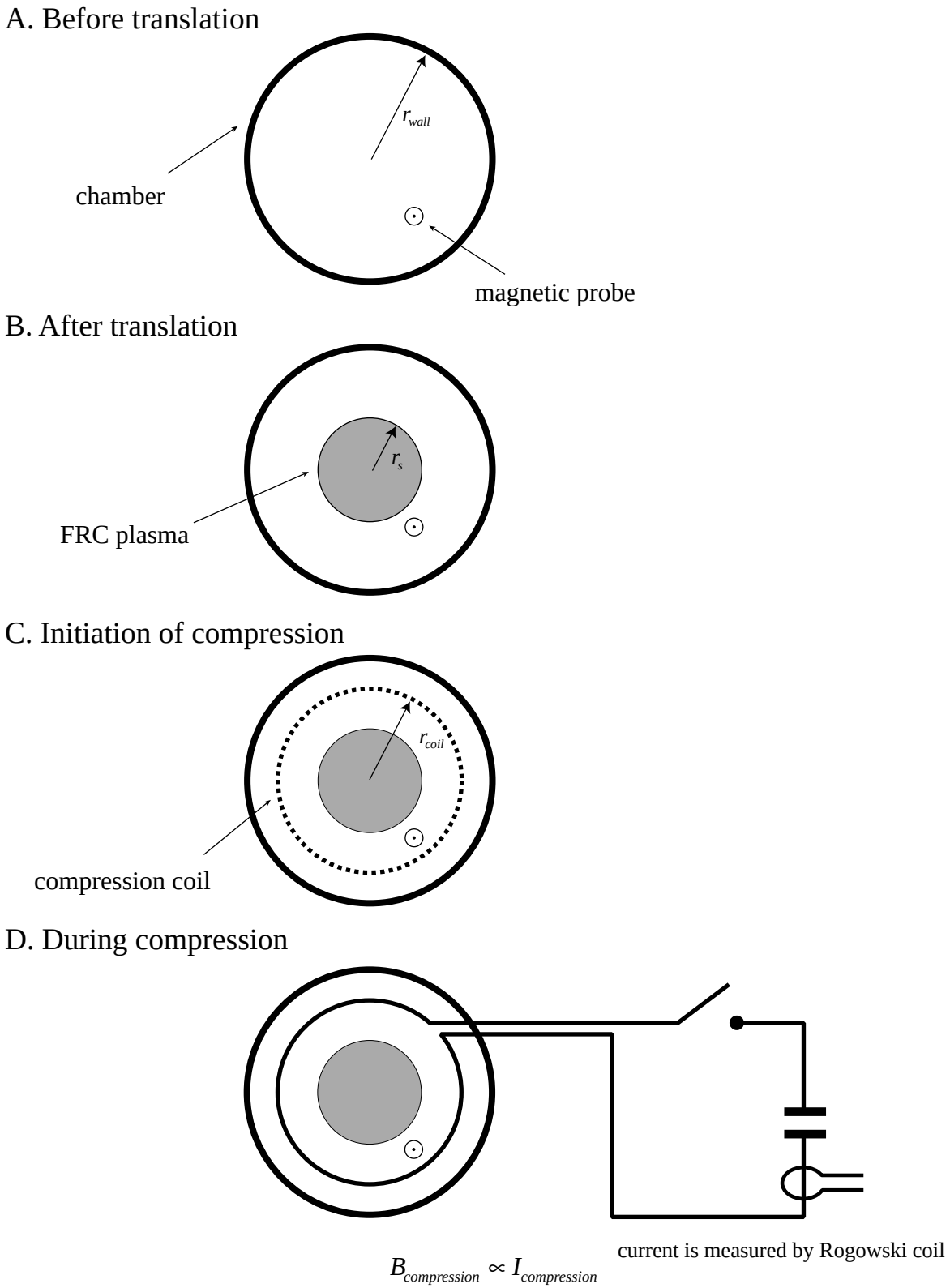


図 7.7　圧縮コイル近傍における排除磁束の測定方法の模式図。
圧縮磁場印加前後で持続保存容器が、真空容器から圧縮コイルに
変わっている。

測定系のセットアップのために、FRCプラズマを生成せずに圧縮コイルのみの放電実験を行う。磁気プローブからの信号、ロゴスキーコイルからの信号、コンペンセートを行った信号をそれぞれデジタイザで取り込み、コンペンセート回路の可変抵抗の調整をしている。繰り返しこの調整を行うことにより、十分なS/N比でコンペンセートが行えるようになった。そのときに測定した結果を図 7.8 に示す。コンペンセートできていない成分も多少はあるが、デジタイザーの bit 誤差程度であり問題はない。

以上のようにセットアップを行った測定系を用いて、4セットのコイルモジュールによる強い圧縮実験を行う。12本あるコイルダクトの各断面においては上記の方法によりセパラトリックス半径の測定を行い、それよりも下流の断面では真空容器壁面に設置した磁気プローブアレイにより測定を行っている。コイルモジュールを設置している部分と設置していない下流部でのセパラトリックス半径の測定結果を、圧縮を行わなかった場合と行った場合のそれぞれについて図 7.9 に示す。圧縮磁場印加部分では、セパラトリックス半径は磁場印加開始から20 μ sec経過後に急激に減少し始めている。圧縮磁場は立ち上がり時間は 50 μ sec、ピーク強度は 0.05T であり、20 μ sec の時には0.034Tの圧縮磁場がこの部分では印加されている。磁場印加開始に対してセパラトリックス半径が減少するまでの時間の遅れの原因としては、圧縮が行われるにはある一定強度の圧縮磁場が必要であり、その強度まで圧縮磁場が立ち上がるまで、圧縮磁場の印加による影響は現れないから生じると考えられる。印加開始後およそ40 μ secでセパラトリックス半径は0であり、この断面でのFRCプラズマは完全に押し出されている。一方で、圧縮されたプラズマのセパラトリックス半径は、磁場院開始後25 μ sec より増加している。これは、第 6 章で行った弱い軸方向圧縮の実験結果に比べて大きく上昇しており、上昇率は56%である。弱い軸方向圧縮の時と同様に、断

表 7.1　圧縮コイル近傍での排除磁束の計算。

	A	**B**	**C**	**D**
field strength	B_0	B_1	B_2	$B_3' = B_3 - B_{compression}$
flux inside chamber	$\pi r_{wall}^2 B_0$	$\pi\left(r_{wall}^2 - r_s^2\right)B_1$	$\pi\left(r_{wall}^2 - r_{s_2}^2\right)B_2$	——
flux inside comp. coil	——	——	$\pi\left(r_{coil}^2 - r_{s_2}^2\right)B_2$	$\pi\left(r_{coil}^2 - r_{s_2}^2\right)B_2$
separatrix radius	r_{s_1}	$r_{s_1} = r_w\sqrt{\frac{B_1}{B_0} - 1}$	$r_{s_1} = r_w\sqrt{\frac{B_2}{B} - 1}$	$r_{s_3} = r_{coil}\sqrt{1 - \left[1 - \frac{r_{wall}^2}{r_{coil}^2}\left(\frac{B_2}{B_0} - 1\right)\right]\frac{B_2}{B_3'}}$

熱モデルとの比較を行う。初期x_s=0.3、軸方向圧縮35%で断熱モデルによる計算を行ったところ、x_sの上昇率は55%となり、実験結果とほぼ一致している。このように、強い圧縮の場合でも断熱モデルは適用可能であり、圧縮は断熱的に行われていると考えることができるであろう。また、セパラトリックス長は圧縮前のおよそ3分の1になっているにもかかわらず、圧縮後のセパラトリックス半径の減衰率は圧縮前後でほぼ一定の値を保っている。このことから、強い軸方向圧縮によっても閉じ込め特性を劣化させることなく、平衡形状の制御が可能であることが実験的に示された。

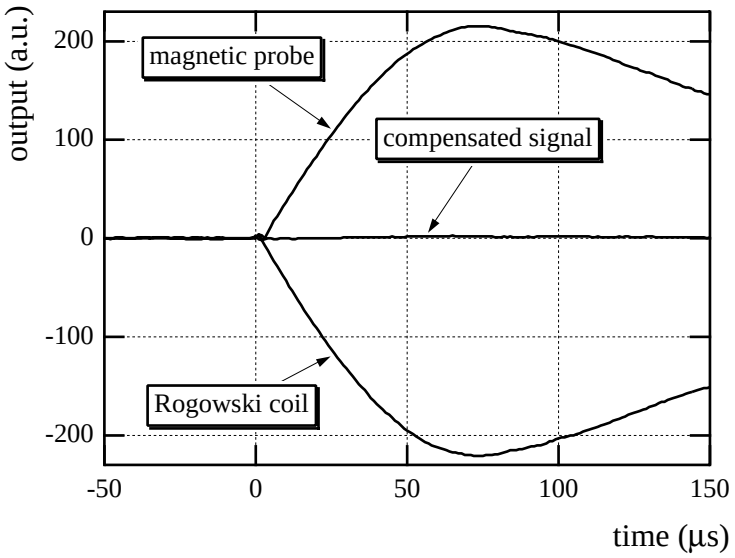
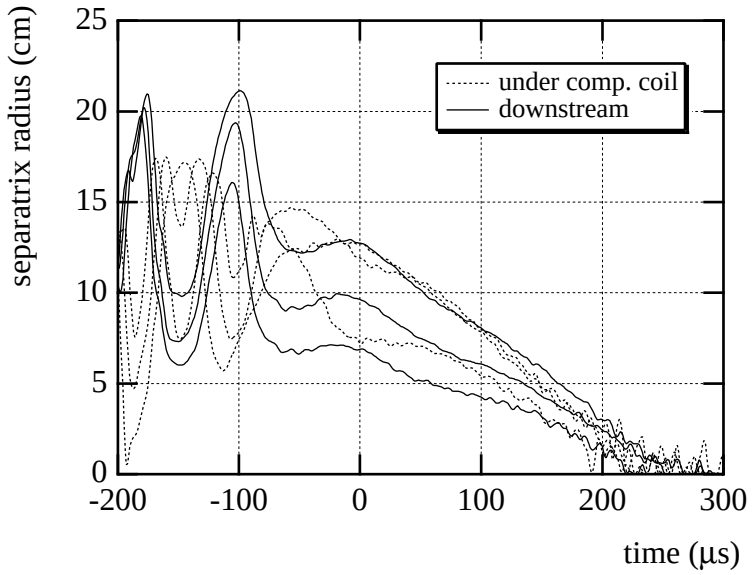


図7.8　真空放電での測定結果。A 磁気プローブで得られる圧縮コイル内側での磁場強度,B ロゴスキーコイルで得られる圧縮コイルに流れる電流､C 磁気プローブの出力をロゴスキーコイルの出力を用いてコンペンセートした信号。

(a)



(b)

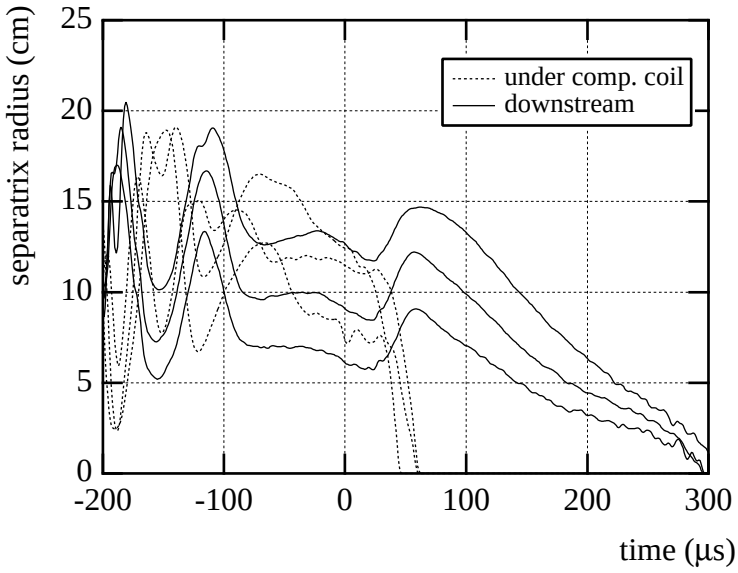


図7.9　セパラトリックス半径の測定結果。点線は圧縮コイルがある位置の測定結果であり、実線は圧縮コイルより下流側での測定結果を住めしている。(a)圧縮を行わなかった場合、(b)圧縮を行った場合。

7.4　圧縮後のプラズマ特性

強い軸方向圧縮により得られた新しい平衡状態にあるFRCプラズマの閉じ込め特性について詳しく議論する。圧縮前後でセパラトリックス長はもとの38%に変化し、アスペクト比は12.6から4.1へと変化した。このような低アスペクト比のFRCプラズマは、過去の実験では安定して得られたことはなく、新しいパラメーター領域のFRCプラズマである。図7.10に圧縮を行わなかった場合と行った場合のセパラトリックス半径の時間変化を拡大して示す。60 μ sec以降の圧縮過程が終了したところに注目すると、セパラトリックス半径の減衰率は圧縮を行わなかった場合と行った場合でほとんど変わらない。また、圧縮前後でも減衰係数はほとんど変わらない。それらのことから、圧縮により配位持続時間が70 μ sec程度伸張していることがわかる。

このような直線的に減衰するFRCプラズマの閉じ込め特性について簡単なモデルにより考える。生成部のみで構成される他のFRC装置とは異なり、FIX装置では移送による重心運動が終わった後は、セパラトリックス半径がほぼ直線的に減衰するという特徴を有している。粒子閉じ込め時間$\tau_N(t)$は式(7.5)で与えられる。

$$\tau_N(t) = -\frac{N(t)}{\frac{dN(t)}{dt}} \tag{7.5}$$

粒子数$N(t)$は平均密度$\bar{n}$と全体の体積$V_{total}(t)$の積で与えられ、全体の体積$V_{total}(t)$は

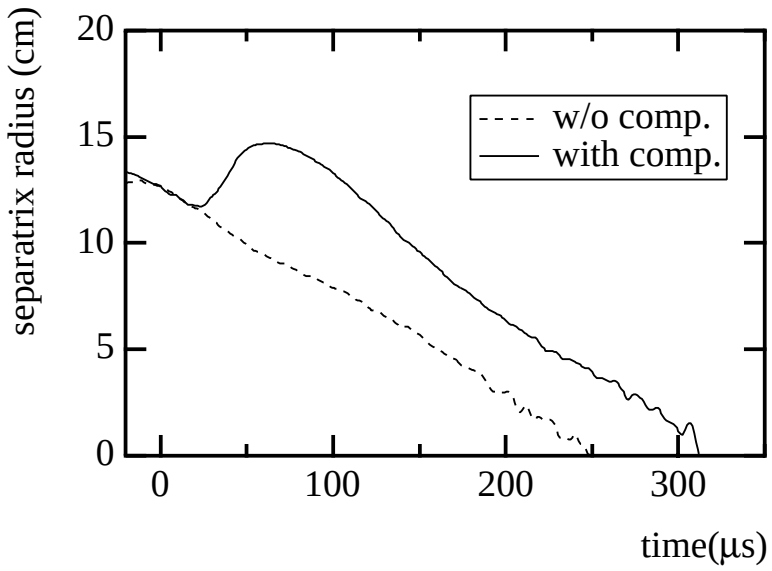


図7.10　ミッドプレーンにおけるセパラトリックス半径の時間変化。圧縮を行った場合と行わなかった場合について示している。

$\pi l_s r_s(t)^2$で与えられる。ただし、$r_s(t)$はセパラトリックス半径、l_sは一定のセパラトリックス長である。過去の実験結果より平均密度は一定であると考えてもよく、式(7.5)は式(7.6)のように変形される。

$$\tau_N(t) = -\frac{r_s(t)}{2} \cdot \left(\frac{dr_s(t)}{dt} \right)^{-1} \tag{7.6}$$

FIX 装置では$r_s(t)$が直線的に減衰することから、

$$\tau_N(t) \propto r_s(t) \tag{7.7}$$

で与えれられ、閉じ込め特性はセパラトリックス半径に比例し、また時間的に単調に減衰することがわかる。実験結果からは、圧縮を行った場合と行わなかった場合でセパラトリックス半径の減衰率は同じ値をとっていることがわかる。このことから、セパラトリックス半径で規格化すると圧縮を行わなかったFRCプラズマと行わなかったFRC プラズマの閉じ込め特性は同等であると考えられる。注目すべきは、閉じ込め特性がセパラトリックス長に依存していないという点である。

過去の論文より与えられる粒子閉じ込め時間のスケーリング則を表7.2にまとめる[2.14][2.8][7.9][2.11][7.10][7.11]。実験装置で得られた経験的なスケーリング則と理論モデルによるスケーリング則について、セパラトリックス長、x_s、密度、温度の依存性を示している。軸方向圧縮前後の状態を考えると,セパラトリックス長依存が見られないので$a = 0$となる。経験的なスケーリング則で$a = 0$となっているものは、セパラトリックス長依存性が無いのではなく測定が行われていないからである。セパラトリックス長のパラメーターを含んでいるスケーリング則によると、セパラトリックス長が35% になることにより粒子閉じ込め時間が 60~80% まで劣化することが予想される。また、径方向に関しては、直線減衰する FRC プラズマを仮定して求められた式(7.7)より$b = 1$が得られる。ただしこれは表7.2のスケーリング則とは異なり、1回の放電で得られた信号の時間減衰についてスケーリング則を当てはめたものであることに注意をする必要がある。どのスケーリング則と比べても、FIX-FRCプラズマの粒子閉じ込め時間は圧縮に関わらずセパラトリックス半径依存がとても少なくなっている。

時間的にセパラトリックス半径が直線減衰するプラズマは単純なスケーリング則で考えることが難しく、生成部からのみ構成されるFRC装置ではこのような減衰は観測されていない。また、最も単純な経験的スケーリング則$\tau_{particle} \propto R^2/\rho_i$の比例係数にHoffman らが求めたものを代入すると、生成部でのパラメーターでは、粒子閉じ込め時間の実験値とスケーリング則から求まる値はほぼ一致しているのだが、閉じ込め部のパラメーターで計算を行うと、実験から求められる粒子閉じ込め時間のほぼ10分の1 になっている。この閉じ込め特性の異常な改善は以下の理由からであると推測される。

1. 生成部のみの装置のミラー比(1~1.2 程度)に比べ大きなミラー比(3~8 程度)を持つことにより開いた磁力線から粒子が外部に拡散しにくい。
2. 移送に伴う decompression により粒子密度が 100 分の 1 程度になるために、音速等のプラズマパラメーターが異なる。そのため、生成部のみで構成される FRC 装置で得られた従来のスケーリング則が低密度 FRC に成立しない。
3. s パラメーターが 0.25 程度と小さく運動論的効果が強く働いており、閉じ込め特性が改善されている。
4. n=2 回転不安定性に対して安定であり、マルチポールを用いなくても配位消滅時まで不安定性が成長することがない。

しかし、移送されたFRCプラズマに対して閉じ込め研究がほとんど行われていないということもあり、明確な答が得られていないのが現状である。近頃、ワシントン大学の TCS 装置において、RMF を行うために FRC プラズマの移送が行われている[3.8]。ここでもまた移送後のセパラトリックス半径は直線的な減衰を示している。生成部のみで構成されるFRC装置では、マルチポールを装備していても配位消滅の直前に急激な閉じ込め特性の劣化が見られるのに対し、FIX装置やTCS装置では配位消滅時まで

表 7.2 粒子閉じ込め時間のスケーリング則。

$$\tau_{particle} \propto l_s^a \cdot x_s^b \cdot n^c \cdot T^d$$

	a	b	c	d
Empirical				
R^2/ρ_i	0	2	0.5	0
FRX-C/T	0.2	1.4	0.5	0.4
TRX-1	0	1.8	0.4	0.1
LSX	0.46	0.79	0	0.5
Theoritical				
LHD theory	0.6	3.4	0.5	-0.7
Bohm	0	2	0.5	-0.5
Krall	0	2	0.5	-0.5
Classical	0	2	0	1.5
VSLS	0	2.7	0.2	1.5

一定の減衰率であり、比較的安定した FRC プラズマを得ることができている。

7.5 圧縮実験に必要とされる FRC プラズマ

第 2 章で述べたように、圧縮が行われる固有時間は内部エネルギーの緩和時間よりも十分長い必要があり、また、閉じ込め時間よりも十分に短くなければならない。一方で、圧縮対象となる FRC プラズマは、移送という手法により圧縮領域となる閉じ込め部にて閉じ込められ、移送による重心運動が収まった時刻以降に圧縮を開始しなければ、不確定な現象が生じる可能性がある。それらのことを考慮すると、重心運動が収まる時間はほぼ一定であるので、その後の配位消滅までの時間が長い（＝粒子閉じ込め時間が大きい）FRC プラズマを閉じ込め部にて保持する必要がある。そのため、圧縮実験を行う際は、生成部と閉じ込め部のオペレーションパラメーターの綿密な調整を行っている。

FIX 装置では定量的な測定はなされてないのだが、FRC プラズマの径方向シフトは存在し、真空容器内部に構造物を設置する必要のある軸方向圧縮実験では特に重要なパラメーターになる。FIX 装置と同様に FRC プラズマの移送制御を行っている Washington 大学の TCS 装置では、プラズマシフトにより不純物の混入が起こり、閉じ込め特性が劣化すると報告されている[7.12]。彼らはオクタポールと呼ばれる閉じ込め容器周辺に装置軸方向に 8 本配置したコイルを用いて、シフトの抑制ができることを主張している。生成部のみで構成される FRC 装置では、配位の急激な崩壊をもたらす n=2 回転不安定性を抑制するために、通常マルチポールが装備されている。一方、FIX 装置では、生成部に閉じ込めるモードで運転を行うと n=2 回転不安定性は生じるが、閉じ込め部へ移送を行う通常の運転モードではこの不安定性が成長する前に移送が行われ、また移送された FRC プラズマには不安定性が全く生じないことが実験的に確認されている。このためにマルチポールは不必要であり、装備されていない。そのため FIX 装置では副次的にプラズマシフトが存在しうるのであろう。

真空容器内部に設置してある圧縮コイルは円周方向には絶縁されており、反磁性力が働かないために、径方向シフトの大きい移送プラズマとは衝突しやすい。そのような場合、圧縮コイル内側に設置した磁気プローブで FRC プラズマの内部磁場が観測される。磁気プローブに衝突したと考えられるショットでは、測定される磁場強度がプラズマの移送途中に真空磁場の大きさよりも小さくなっていることから、磁気プローブとプラズマが衝突し、プラズマの内部磁場を測定していると考えられる。磁気プローブは、真空容器のポートの関係より、それぞれ異なる回転方向の位置に設置してあり、coil A, coil C と coil B, coil D がそれぞれ同じ回転方向の位置に磁気プローブを設置している。同一の放電実験でも、coil B, coil D の磁気プローブに衝突したことを示す信号がでていても、coil A、coil C でそのように内部磁場を測定している信

号がでないことがある。定量的にはわからないが特定方向にシフトが存在すると考えるのが妥当である。このようなショットでは、セパラトリックス外部で電子密度の線積分値の急激な上昇がレーザー干渉計により測定されている。これは高温状態にあるプラズマがコイルダクトの金属部分に衝突し、多価の金属イオンが放出されたことを暗示している。これらのデータより径方向シフトの量がある程度推察できる。シフトの大きい場合は、概して配位持続時間が短く、また、圧縮磁場を印加しても変化が少ないショットが多い傾向がある。そこで、圧縮実験に必要なシフトの少ないFRCプラズマを生成するために、新しい生成シーケンスを開発した。これを High-density PH mode と呼ぶ。

まず、High-density PH mode を行うための手法を説明する。、Puff delay を 1.6ms から 0.6ms にし、PH(Pre heating)の充電電圧を 46kV より 27kV まで落とすことにより、従来の 2 倍の線積分電子密度を持つ PH プラズマが作られる。そして、従来の方法では PH による線積分密度の振動の一つ目の凹の時刻にてメインコンプレッションを行っていたが、2つ目の凹で行う。このときの線積分電子密度の測定結果を通常の生成方法の場合と共に図7.11に示す。配位形成後の線積分電子密度も20%程度上昇している。この生成方法を用いることにより、移送運動の際に磁気プローブにFRCプラズマが接触することがなくなり、強い圧縮実験を行うことが可能になった。また、移送

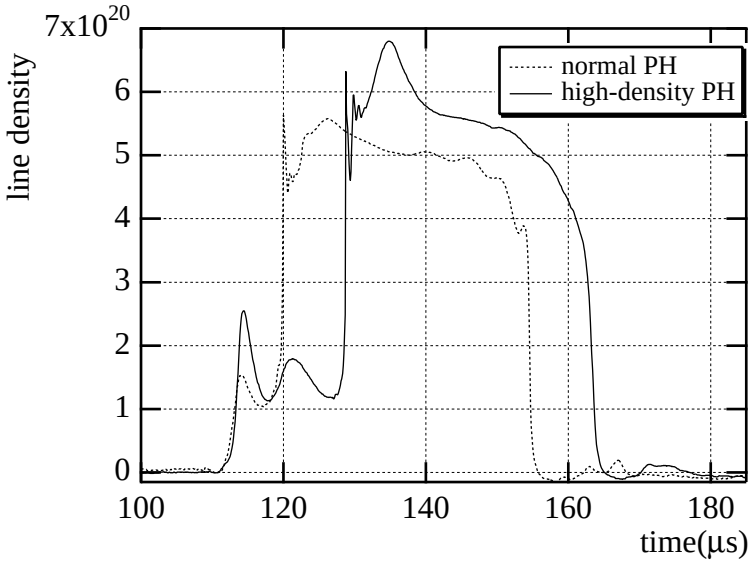


図 7.11　High=density PH での生成部の線積分電子密度。

後のプラズマ圧も上昇していることから、リコネクションの際の磁束捕捉率、粒子捕捉率が上昇していることが想像できる。ただし、Puff delay を短くしたことによりガス溜の圧力の変化等に敏感になり、比較的生成シーケンスをこまめに調整する必要がある。パッシェンの法則により封入気圧を高くしていくと絶縁破壊電圧が下がる。Puff delayを短くしたことにより導入された燃料ガスが放電管内にとどまり、放電開始時の封入ガス圧が上昇したために低い充電電圧のPHでも電離が可能になったのであろう。しかしながら、このこととプラズマシフトに関しては直接的には関係がなく、シフトの減少のメカニズムは現在のところわかっていない。FIX 装置では CT による計測装置を立ち上げ中であるので、将来的にそれにより知見が得られることであろう。このように、十分な予備電離を行った後にメインコンプレッションまでの時間を大きくする手法は、日本大学の野木らが開発した低密度FRCプラズマの生成方法と類似しているところがある[7.13]。

7.6 おわりに

第 6 章にて軸方向圧縮のコンセプトが実現可能であることが実験的に確かめられたことをうけて、圧縮コイルモジュールの増設を行い、軸方向圧縮率が35%に達する強い圧縮率で実験を行った。圧縮磁場を印加している区間での排除磁束を、圧縮コイルダクトの内側に設置した磁気プローブからの信号をロゴスキーコイルを用いてコンペンセートすることにより測定を行った。軸方向圧縮より、圧縮コイルを設置している区間に存在しているFRCプラズマは完全に圧縮磁場を印加していない下流部に押し出され、セパラトリックス長が短くなることが確かめられた。そして、アスペクト比が 4 分の 1 に変化する強い軸方向圧縮でも、不安定性を生じることなく断熱的に圧縮することが可能であることが示された。また、圧縮を行うために径方向シフトが少なく配位持続時間の長い FRC プラズマが必要であることがわかり、このために、PH の電圧が低くても放電が可能な新しいFRCプラズマの生成シーケンスを開発している。

参考文献

[7.1] Ritoku Horiuchi, Tetsuya Sato, "Full magnetohydrodynamic simulation of the tilting instability in a field-reversed configuration", Phys. Fluids B **1**, 581 (1989).

[7.2] A. G. Es`kov et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1978, **2**, 187 (1979).

[7.3] W. T. Armstrong, D. G. Harding, E. A. Crawford, and A. L. Hoffman, "Flux-trapping during the formation of field-reversed configurations," Phys. Fluids **36**, 2121 (1982).

[7.4]　M. Tuszewski, W. T. Armstrong, R. E. Chiren, W. N. Hugrass, K. F. McKenna, D. J. Rej, R. E. Siemon, D. P. Taggart, and B. L. Wright, "Axial dynamics in field-reversed theta pinches. I: Formation", Phys. Fluids B **3**, 2844 (1991).

[7.5]　M. Tuszewski, D. P. Taggart, R. E. Chrien, D. J. Rej, R. E. Siemon, and B. L. Wright, "Axial dynamics in field-reversed theta pinches. II: Stability," Phys. Fluids B **3**, 2856 (1991).

[7.6]　A. Shiokawa and S. Goto, "Dynamic property of spontaneous toroidal field in field-reversed configuration plasmas", Journ. of Plasma and Fusion Res. **69**, 243 (1993).

[7.7]　M. Tuszewski, Nucl. Fusion **28**, 2033 (1988).

[7.8]　Koji Yamanaka, Yukihisa Suzuki, Katsuhisa Kitano, Shoji Ito et al., "Estimation method of a separatrix profile of field-reduced configuration plasma with the deconvolution concept," Rev. Sci. Instrum. **70**, 431 (1999).

[7.9]　Loren C. Steinhauer, Richard D. Milroy, and John T. Slough, "A model for inferring transport rates from observed confinement times in field-reversed configurations", Phys. Fluids **28**, 888 (1985).

[7.10] M. Tuszewski and R. K. Linford, "Particle transport in field-reversed configurations", Phys. Fluids **25**, 765 (1982).

[7.11] Miley, G.H., Nucl. Instrum. Methods **207**, 111, (1983).

[7.12] H. Y. Guo, A. L. Hoffman, J. T. Slough, R. Brooks, E. A. Crawford, P. Euripides, R. D. Milroy, G. R. Votroubek, workshop Innovative Confinement Concepts 2000, Berkeley, California (2000).

[7.13] Y. Ohkuma, M. Urano, M. Nakamura, Y. Narushima, T. Takahashi, and Y. Nogi, "Production of a low density field reversed configuration plasma", Nucl. Fusion **38**, 1427 (1998).

第 8 章 圧縮過程の動的挙動

8.1 はじめに

軸方向圧縮は、ミラー磁場の内側のある一定の領域の磁場強度を上昇させることにより行っている。新しく開発した排除磁束測定法を用いることにより、磁場を印加した区間のFRCプラズマは、下流側の磁場を印加していない領域に押し出され、セパラトリックス形状は太く短くなることが前章までに確かめられている。圧縮コイル近傍をローカルに考えると、圧縮コイルを設置している領域には圧縮の対象となるプラズマがすでに存在しており、その周りに設置している圧縮コイルにより作り出される圧縮磁場は、その断面では径方向への圧縮を行っていると見なすことができる。一方で実験結果より、圧縮過程において軸方向にプラズマが移動しているので、軸方向に圧縮されているのは明らかである。

この章では、軸方向への挙動に注目する事により、圧縮過程の動的挙動に関する議論を行う。高いベータ値をもつFRCプラズマの挙動は、外部閉じ込め磁場配位に対して自己無撞着に考えることはできないために、その動特性は印加磁場波形に対し線形な挙動を示すとは限らない。また、軸方向への重心の運動という点に注目すると、「移送」という現象もまた同じ範疇に分類されるのであろうが、音速に対し数倍の速さの運動によって衝撃波が生み出されるという点で、断熱的に行われている軸方向圧縮とは異なるであろう。本章では、移送による重心運動が停止した後の、第 2 の軸方向への挙動といえる軸方向圧縮の圧縮過程に注目する。実験データは図 7.1 に示したように 4 組のコイルモジュールを用いて行ったものを用いる。

8.2 圧縮磁場の順次印加

軸方向圧縮が35%に達する強い軸方向圧縮の場合、閉じ込め部において圧縮磁場を印加している区間の方が大きく、その区間に含まれるFRCプラズマの挙動に注目する必要がある。これにより、セパラトリックス形状の変化に至る過程が明らかになって来るであろう。動的挙動を明らかにするために、圧縮コイルを設置している領域を region I、圧縮コイルと下流ミラーの間に囲まれる領域を region II と分けて議論を進めていくことにする。region I に含まれるプラズマが、圧縮磁場の印加と共に region II に移動する事が実験的に確かめられているのだが、その圧縮過程を考えた場合、図 8.1に示すように径方向への圧縮と軸方向への圧縮という2つの側面からとらえることができる。まず、圧縮磁場を印加していく断面のみで考えれば、閉じ込め磁場強度が時間的に増加していくので、FRCプラズマは径方向へ圧縮されるとみなすことができ

る。また、ミラー磁場によってx-pointが決定されるというFRCプラズマの特性を考えると、ミラー磁場の移動は軸方向に進むために、x-pointがその影響を受けて、圧縮は軸方向に進行すると考えられる。実際の挙動はこの2つの圧縮が同時に進行するであろうが、region Iのプラズマをregion IIに押し出すためには、できる限り軸方向の圧縮が優先される形で圧縮が完了することが望ましい。なぜなら、軸方向への圧縮を伴わない径方向への圧縮は、軸方向にプラズマ圧が均一ではなく、エネルギーが十分拡散していない非平衡な状態にあることを意味しているからである。

軸方向圧縮率が35%の強い圧縮実験では、4組の圧縮コイルモジュールを用いて圧縮磁場を印加している。1組のモジュールは軸方向におよそ60cmの領域の閉じ込め磁場強度を一様に上昇させるので、ここだけに注目すると径方向へのみ圧縮が行われ

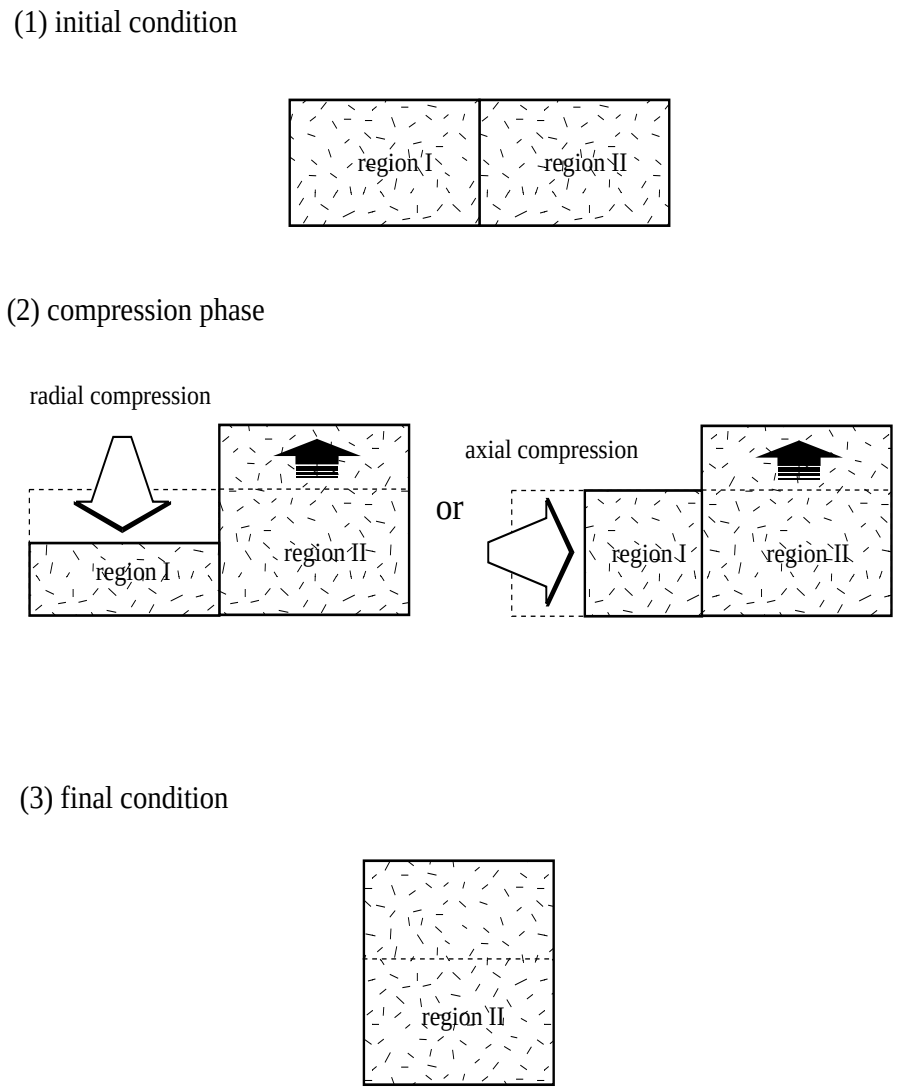


図 8.1 径方向への圧縮と軸方向へ圧縮。

るように見えるが、上流のモジュールから順次放電を開始することにより、磁気ミラーを比較的なめらかに動かすことが可能になる。実際には上流のコイルモジュールより 10 μ sec ずつずらして放電することにより、軸方向圧縮率が 35%の強い圧縮を行っている。このとき、それぞれのコイルモジュールが発生する圧縮磁場の真空磁場は図 8.2 に示すようになっており、立ち上がり時間は 50 μ sec、ピーク磁場は 0.07T 程度である。図8.2に示した真空放電を行ったときの各モジュールの放電波形から、各コイルモジュールに流れている電流量を見積もり、磁束保存容器を考慮した磁束密度の空間分布の計算を行っている。各時刻における装置軸での真空磁場を図 8.3(a)に示す。また、t=70 μ sec での閉じ込め部全領域での磁場形状を磁束関数を用いて示す[8.1]。圧縮磁場により閉じ込め磁場はもともとのミラー磁場程度の大きさまで上昇していないが、これは第 6 章で述べているとおり、移送により重心が移動している FRC プラズマを捕捉する場合に比べ、平衡状態にあるFRCプラズマの形状を制御するのは比較的小さな磁場により行うことができるからである。圧縮磁場を順次印加することによりミラー磁場が比較的なめらかに移動しているのがわかる。ただし、上流ミラーと圧縮コイルモジュールの最上流部の間(z=80cm 辺り)に相当する真空容器のテーパー部では、圧縮磁場の印加開始後に閉じ込め磁場の谷ができている。これは、テーパー部への圧縮コイルの設置が困難であるという装置上からの制限ではあるが、移送が終わり平衡状態に達した FRC プラズマの上流 x-point はこのテーパー部よりも下流側に位置するので実際上の問題はない。60cm ごとに設置されたコイルモジュールが 10 μ sec ごとに順次放電されるので、圧縮磁場の軸方向への平均位相速度は $6cm/\mu s$ となっている。

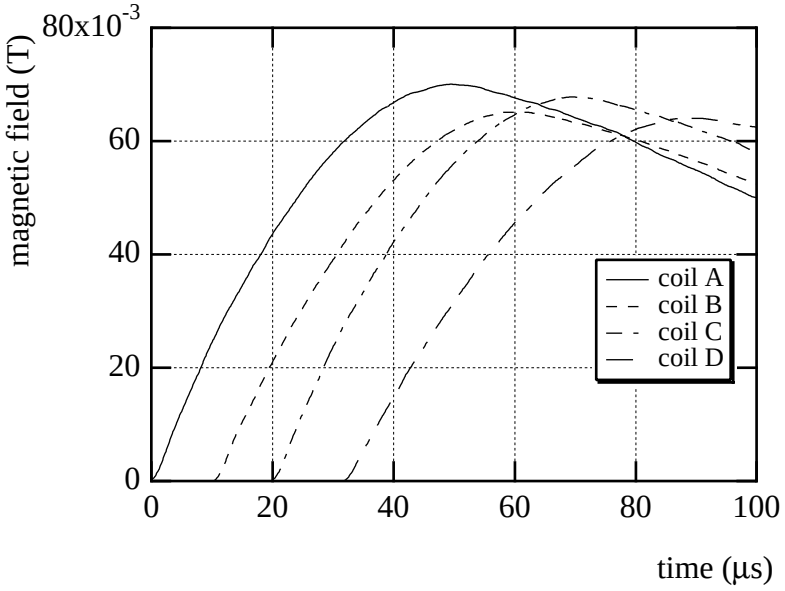
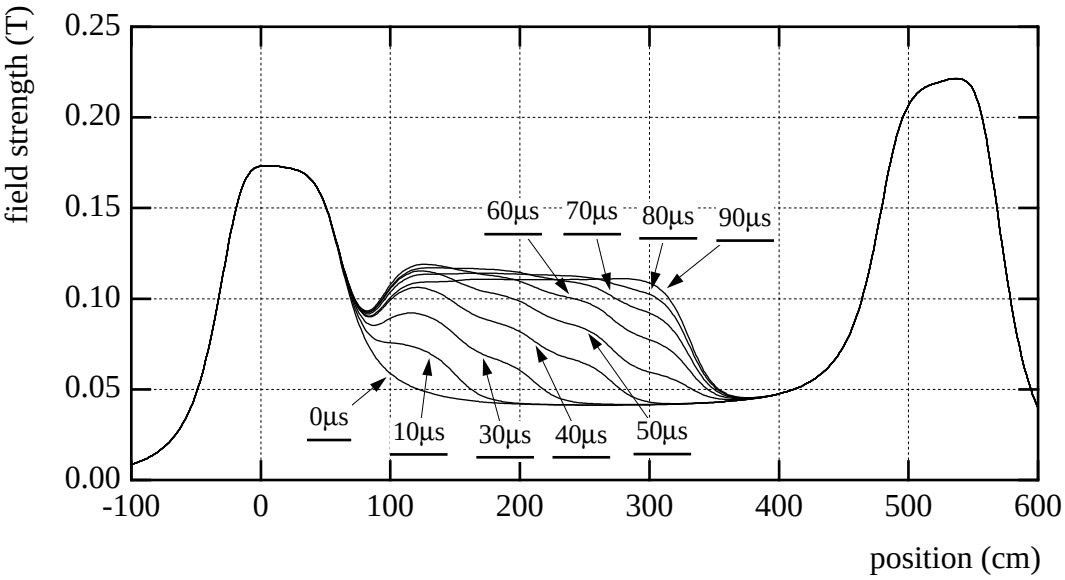


図 8.2 圧縮コイルの放電波形。図 7.1 に示すように上流側のモジュールより coil A, coil B, coil C, coil D となっている。

(a)



(b)

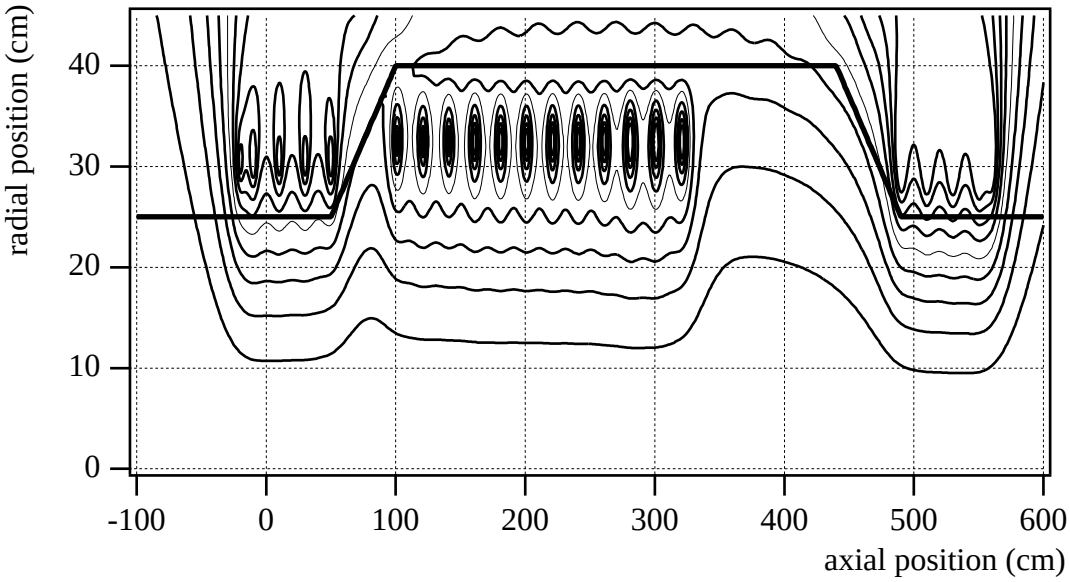


図 8.3 圧縮コイルが作り出す真空磁場の計算結果。ただし、生成部のコイルが作る磁場は考慮していない。(a)中心軸での磁束密度分布の時間変化。(b)放電開始後 70 μ sec での磁束関数。

8.3 圧縮全過程の概要

8.3.1 セパラトリックス形状の時間発展

圧縮過程を明らかにするために、セパラトリックス形状の時間発展を複数の測定点で得られるセパラトリックス半径のデータを用いて再構成した。region I では圧縮コイル内側に設置した磁気プローブからの信号をロゴスキーコイルでコンペンセートすることにより、region II では真空容器内壁に沿って設置している磁気プローブアレイを用いることにより、閉じ込め部全域でのセパラトリックス半径の測定が可能になっている。各チャンネルから得られたセパラトリックス半径の時間変化のデータより、各時刻におけるセパラトリックス半径の軸方向の分布、つまりセパラトリックス形状は計算により求まる。セパラトリックス半径の測定は 15~20cm 間隔で 36 箇所において行っているが、セパラトリックス形状は 2 次曲線を用いた補間を行い等間隔の 200 点で構成される曲線により表現している。移送運動による影響を避けるために、サードパス以降の移送による重心運動が静止した時刻より圧縮は開始しており、この圧縮コイルの放電開始時刻を時間原点にしている。

圧縮を行った場合と行わなかった場合についてセパラトリックス形状の時間発展を図 8.4 に示す。圧縮を行わなかった場合、セパラトリックス長はほぼ一定のままで、セパラトリックス半径のみが全体的に減衰していく。一方、圧縮を行った場合は、region I ではセパラトリックス半径は減少し、region II ではセパラトリックス半径が増大しており、この圧縮過程がなめらかに進行しているのがわかる。region I のプラズマは、t=30 μ sec から 70 μ sec にかけて完全に押し出されている。region I に存在していた FRC プラズマが、徐々に下流方向に押し込まれ、セパラトリックス形状が軸方向に短く径方向に太くなっていることがわかる。

8.3.2 軸方向の挙動

前節で求めたセパラトリックス形状を用いてFRCプラズマの軸方向に関する挙動を考察する。ここで、FRC プラズマの両端の位置を決める x-point の位置を、各時刻におけるセパラトリックス半径の最大値に対して半分になる位置と定義する。そのようにして求められた上流側と下流側の x-point の距離からセパラトリックス長が求まり、圧縮を行わなかった場合と行った場合についてその時間変化を図 8.5 に示す。圧縮を行わなかった場合、セパラトリックス長は 320cm でほぼ一定の値である。一方、磁場を印加した場合、35 μ sec までは磁場を印加していない場合とほぼ同じ値であり変化は見られない。その後、35 μ sec から 65 μ sec にかけて減少し、最終的に 120cm におちつき軸方向圧縮が完了する。セパラトリックス長は圧縮前に比べて38%に変化

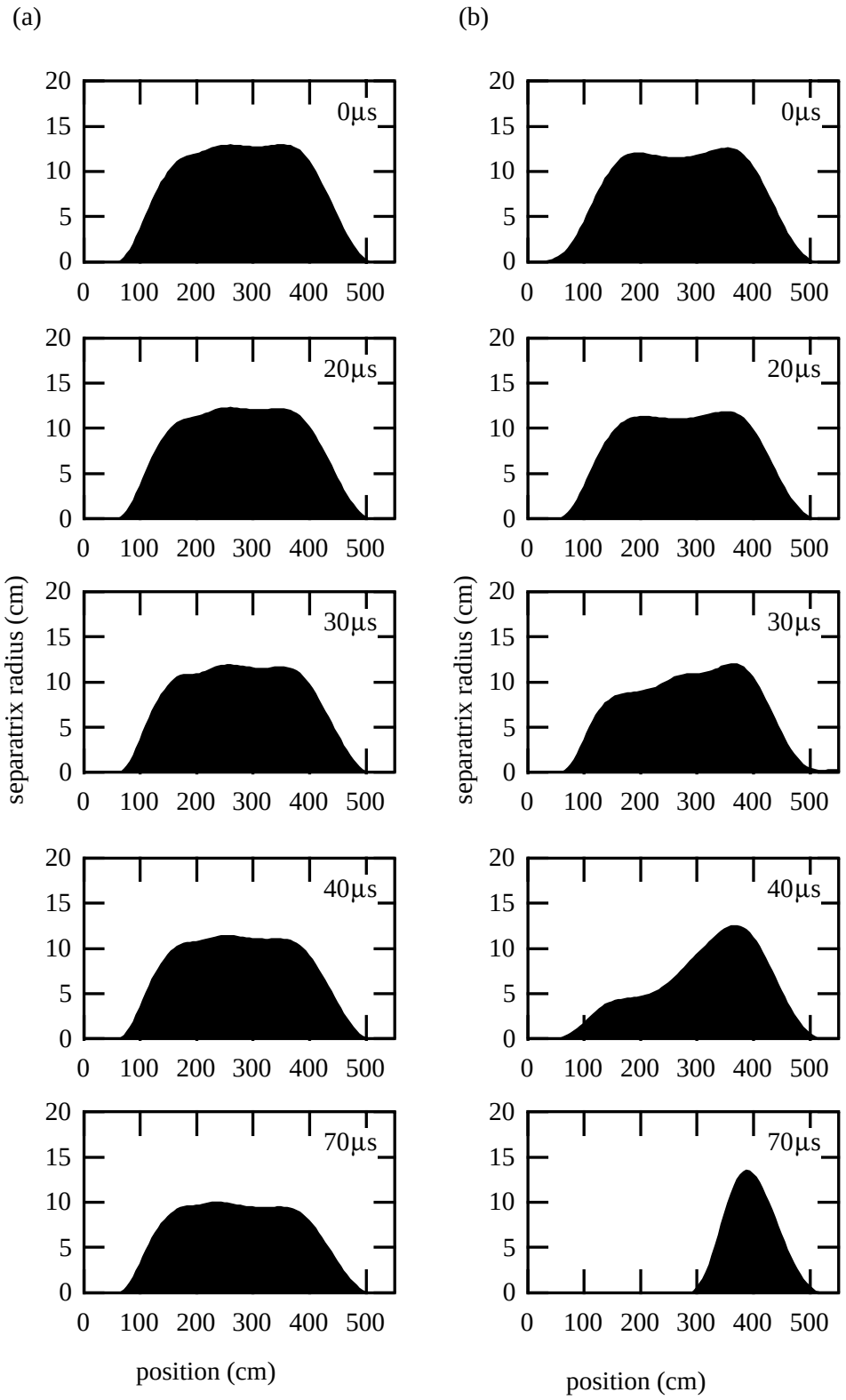


図 8.4 セパラトリックス形状の時間発展。(a)圧縮を行わなかった場合(b)圧縮を行った場合。

しているのに対し、設計上の軸方向圧縮率は 35%であり、ほぼ設計通りにセパラトリックス長を減少させることができている。圧縮後のセパラトリックス長は、設計値と一致しているが、圧縮前のセパラトリックス長が真空容器のストレート部の長さよりも短くなっているのは、もともとの強いミラー磁場の影響によりx-pointが影響を受けているためだと考えられる。図8.4と図8.5で与えられたセパラトリックス半径とセパラトリックス長のデータより、アスペクト比が圧縮前の 12.6 から圧縮後の 4.1 に変化していることがわかる。これほど大きい変化に対しFRCプラズマの配位は安定している。これに対し、特に4.1という低アスペクト比のFRCプラズマは過去のFRC装置ではほとんど安定して得られていない。セパラトリックス長は磁場印加開始から35 μsec程度時間遅れの後に減少を始めており、また、その変化率も一定ではなく圧縮過程が進行していることが実験結果より示された。このように軸方向に注目して軸方向圧縮を観察すると、圧縮過程が複数の過程からなることが考えられる。

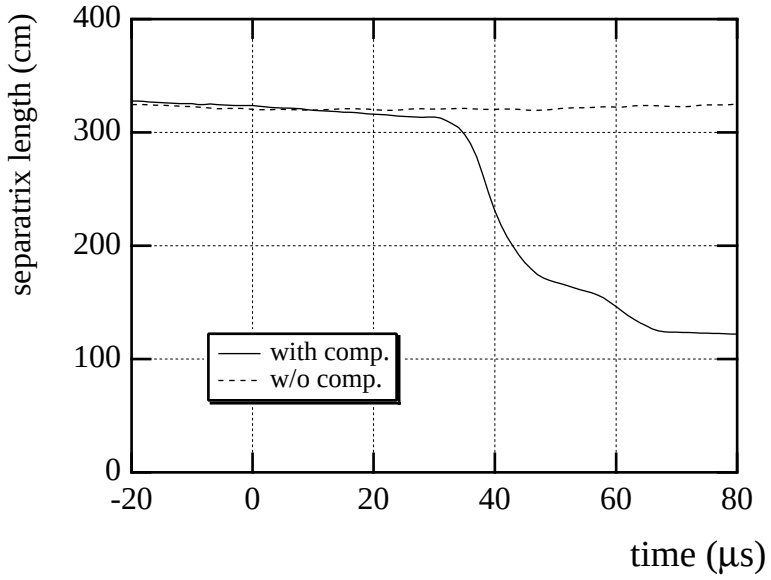
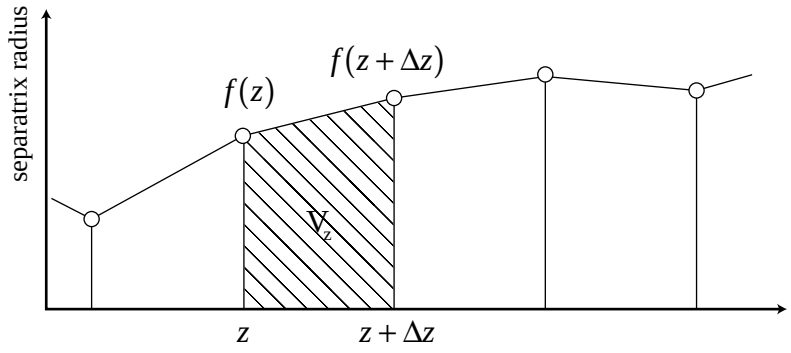


図 8.5 セパラトリックス長の時間変化。2 つの x-point の距離から求めており、実験は圧縮を行った場合で点線は圧縮を行わなかった場合のものである。時間原点はcoil Aの放電開始時刻である。

8.4　圧縮過程の３段階区分

8.4.1　プラズマ体積

軸方向圧縮により、FRC プラズマは磁場を印加している region I より下流部の region IIに押し込まれている。この圧縮過程でのプラズマの動きを評価するために、それぞれの領域に含まれる体積を求め評価を行うことにする。体積は前節で得られたセパラトリックス形状を用いることにより求まる。セパラトリックス形状が関数 $f(z)$のように示されるならば、プラズマ体積は図 8.6 に示すように、円錐台の集合と考えることより求めることができる。x-point近傍でのセパラトリックス半径の測定が不正確であるなど、多少の誤差は含まれているが、圧縮過程を議論する際には問題とならない。このようにして、全体のプラズマ体積の時間変化の計算を行う。また、region I、region IIに含まれるプラズマ体積もそれぞれ計算を行い、それぞれvolume I、volume IIとする。図8.7に圧縮を行わなかった場合と行った場合についてそれぞれの体積の時間変化を示す。圧縮を行わなかった場合は、それぞれの体積は単調に減衰し、全体の体積に占める volume I、volume II の割合も時間的にほぼ一定である。一方、圧縮を行った場合、volume I は t=25 μ sec から減少を始め、volume II もほぼ同時に増加し

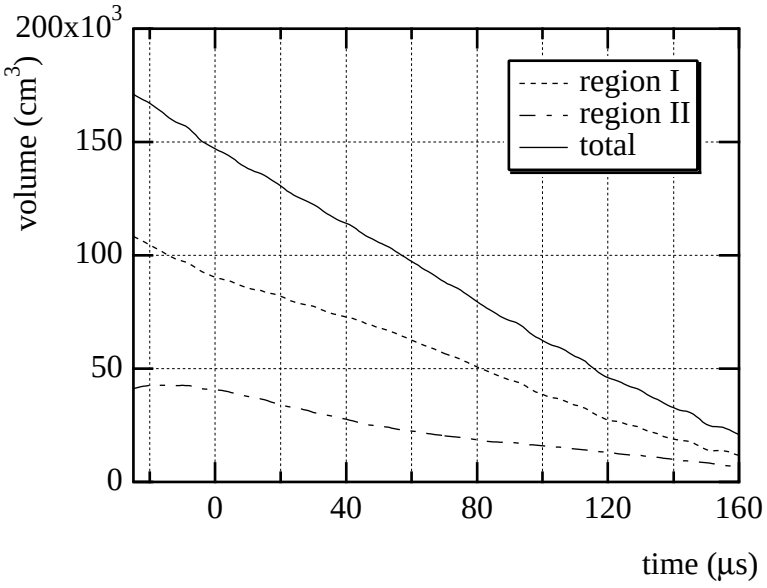


$$V_z = \frac{\pi}{3}\cdot\Delta z\cdot\left(f(z)^2 + f(z)f(z+\Delta z) + f(z+\Delta z)^2\right)$$

$$\text{Volume} = \sum V_z$$

図 8.6 プラズマ体積の求め方。セパラトリックス形状を円錐台に分割して、個々の体積を足し合わせることにより計算を行っている。

(a)



(b)

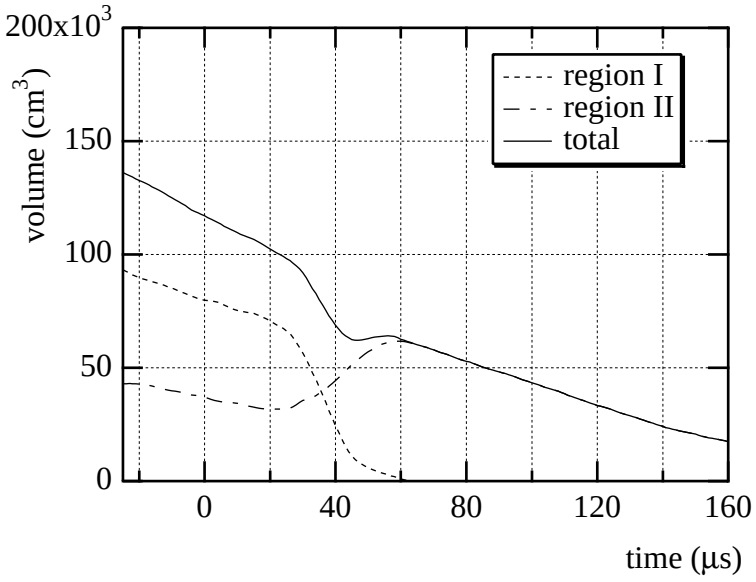


図 8.7 プラズマ体積の時間変化。圧縮コイルを設置している region Iと下流部のregion IIのそれぞれに関して計算を行っており。また、それらの和も全体の体積として示している。(a)圧縮を行わなかった場合(b)圧縮を行った場合。

始める。t=60 μ secでvolume Iはほぼ0になり、volume IIはピークに達している。セパラトリックス長の変化もこの時刻に終了しており、圧縮が完了した時刻である。全体の体積は、圧縮が始まった後にいったん減少しているがこれには2つの理由が考えられる。1つ目は測定誤差である。圧縮コイルのすぐ下流側のセパラトリックス半径は、圧縮磁場の影響により測定が行えていないために前後の測定点の値より外挿して得ている。そのため、本来はセパラトリックス半径の上昇が観測されるはずのものが測定できなかったためであると考えられる。2つ目は上昇したプラズマ圧の拡散時間によるものである。圧縮コイル近傍で局所的にプラズマ圧が上昇するが、それが配位の全体に緩和するのに時間を要するはずである。しかし、密度を無視し体積のみで評価を行っているために、粒子数が保存していても局所的に上昇した密度により全体の体積が減少しているように見えていると考えられる。密度の軸方向分布の測定が行えなかったために、これらのどちらの要素が効いているのかは残念ながらわからない。

プラズマの自然減衰に注目すると圧縮前後で特に変化があるようには見られない。そこで、圧縮前後での体積の変化を調べるために、断熱計算と実験結果の比較を行う。6.3節にて示した断熱モデルを用いて、圧縮前のx_sに対するプラズマ体積の変化を軸方向圧縮率の38%とし計算を行ったものを図8.8に示す。実験データより得られる体積の変化については、自然減衰による体積の変化が指数関数で表されると考え規格化を行う。圧縮前の体積変化に対し減衰時定数Tを用いて$V(t) = V_0 \exp(-t/T)$でフィッティングを行い、その関数を用いて体積の時間変化の規格化を行ったものを図8.9に示す。実験データからは、圧縮が終了したt=60 μ secでは体積が80%になっている。一方で、断熱計算の結果よりx_sの初期値を0.3とすると体積変化は85%となっている。実験結果と断熱モデルは、セパラトリックス半径の場合と同様に、体積の場合でもほぼ一致していることがわかる。ここで、この差異をもたらす原因を考察する。まず、体積のフィッティングを行った時に得られる減衰時定数は150 μ secであり、過去の実験例より密度が一定であるとしてもほぼ問題がないので、これは粒子閉じ込め時間であると考えても差し支えはない。この150 μ secに対して、圧縮が完了するのに必要な時間である60 μ secは無視できない時間になっている。FIX-FRCプラズマの特徴として、セパラトリックス半径の減衰に比例して粒子閉じ込め時間が時々刻々と劣化していくというのがある。それにも関わらず、圧縮前に相当する時刻での粒子閉じ込め時間を用いてフィッティングを行っているので、このような差異が生じたと考えることができる。

8.4.2　局所的圧縮プラズマの挙動

セパラトリックス長と体積の時間変化の計算結果より、圧縮コイルを設置している区間に含まれる体積の減少はt=25 μ secより始まるのに対し、セパラトリックス長の減少はそれよりも10 μ sec遅れたt=35 μ secより始まっていることがわかった。こ

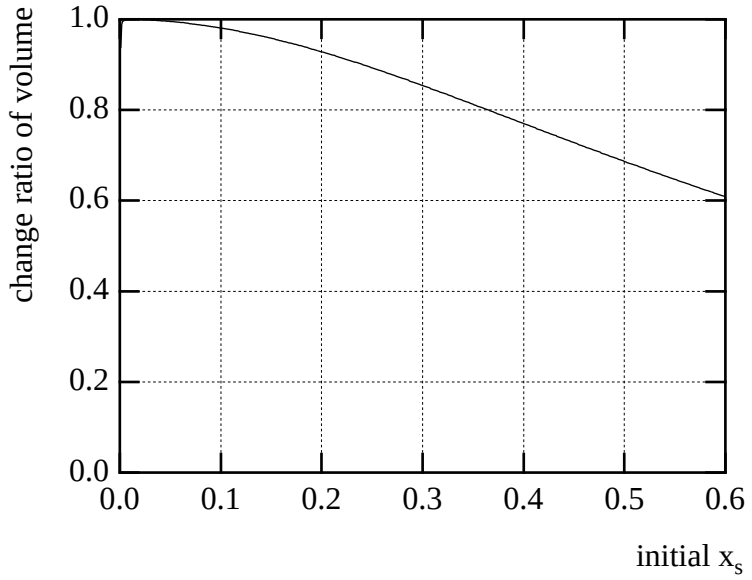


図 8.8 断熱モデルによる圧縮前後でのプラズマ体積の変化。軸方向圧縮率は35%で、圧縮前の x_s の値に応じて計算を行っている。

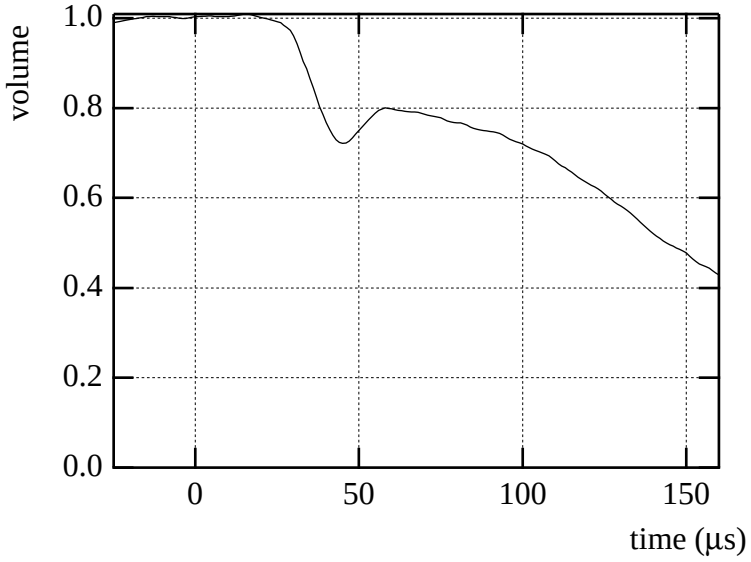


図 8.9 規格化したプラズマ体積の時間変化。圧縮開始前のプラズマ体積の減衰を曲線を用いて規格化を行っている。

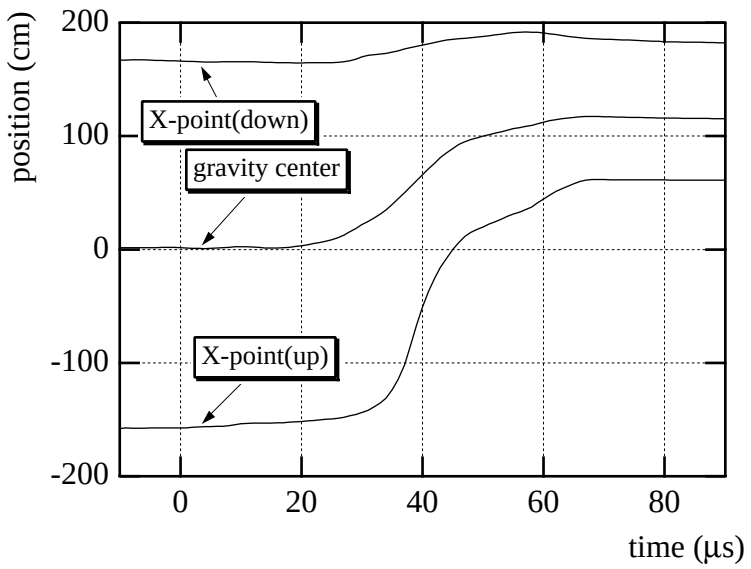


図 8.10　全体の重心位置と x-point の時間変化。

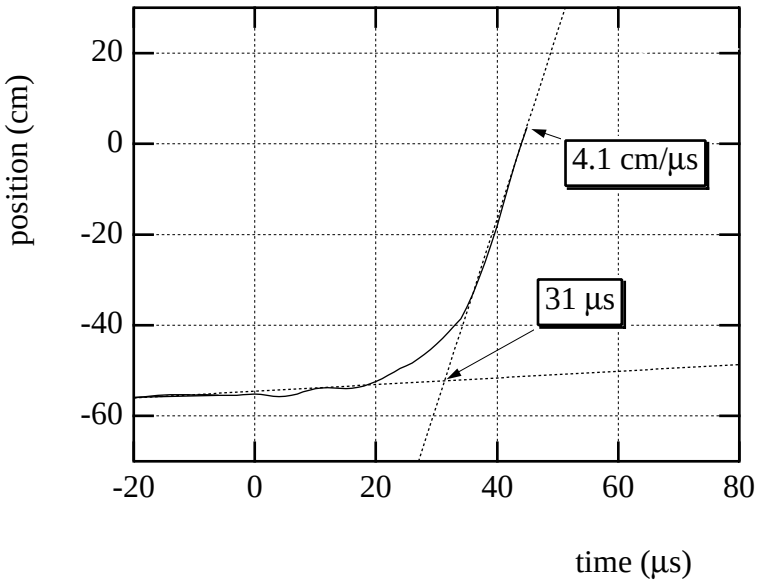


図8.11　圧縮コイルを設置している部分にふくまれるプラズマの重心位置の時間変化。

のことから、軸方向圧縮は径方向と軸方向では異なるタイミングで圧縮が進行すると考えられる。8.4節でプラズマ体積を求めた時と同様に、補間して求められたセパラトリックス形状を体積素片に分け、式(8.1)を用いて FRC プラズマの重心位置を各時刻において求める。

$$G_z = \sum\left(\sum m_i r_i \Big/ \sum m_i\right) \tag{8.1}$$

図 8.10 に全体の重心の位置と上流と下流の x-point の時間変化を示す。圧縮開始前は重心位置は閉じ込め部のミッドプレーンの位置にあり、圧縮開始から 25 μ sec 後から下流側に移動を始める。一方、上流の x-point は 35 μ sec から動き始める。これらのことから、図 8.1 で示した径方向への圧縮が軸方向への圧縮に先駆けて行われていることがわかる。また、圧縮に伴い、下流側の x-point も 25cm ほど一旦下流側に移動しており、上流側でミラー磁場を印加することにより、下流ミラー部にプラズマが多少押し込まれることを示している。これは、下流x-pointでの実効的なミラー比が低いために生じているのであろう。下流ミラー中央部ではミラー比は 6 と大きい値をとっているが、x-pointが位置するストレート部とテーパー部の境目辺りでは、ミラー比がほぼ 2 と比較的小さくなっている。このために、軸方向圧縮によるプラズマ圧の上昇により、平衡形状が変化し x-point が移動したのであることが予想される。

圧縮プラズマの挙動を知るために、圧縮コイルを設置している区間（region I）に含まれるプラズマの重心位置も同様にして求め、図 8.11 に示す。t=30 μ sec からの動き始めは等加速度的であるが、35 μ sec 以降ではほぼ等速度で移動している。その移動速度は直線フィッティングを用いて求めたところ 4.1cm/ μ sec となっている。45 μ sec以降でグラフがとぎれているのは、region Iのプラズマがregion IIに完全に押し出されてしまい計算が不可能になっているからである。重心の移動速度はイオンの音速である 8.4cm/ μ sec に比べて十分低くなっており、衝撃波は生じていないことを示唆している。時々刻々でFRCプラズマが平衡状態にあるならば、圧縮磁場形状に対して一意にx-pointが決まるはずである。図8.3で求めた圧縮磁場の真空磁場プロファイルより、ミラーポイントの位置の時間変化を求めた。閉じ込め磁場強度が0.07T、0.08T、0.09Tになる地点を各時刻について計算を行い、上流x-pointの時間変化と共に図8.12に示す。実際には高いベータ値を持つFRCプラズマの場合、このように自己無頓着に圧縮磁場形状を決定するのは問題があるが、軸方向分布量の変化を考察するのには差し支えはないであろう。ミラーポイントの移動に比べx-pointは時間的に遅れて移動を始める。移動を始めた後にはミラーポイントよりも速く移動が行われ、t=45 μ sec からはミラーポイントの移動速度とほぼ一致している。このことから、t=45 μ sec にて x-point の時間変化率が変化しており、これ以前の圧縮過程は外部磁場形状に対して FRC プラズマが平衡状態にはないと考えられる。また、t=45 μ sec 以降はミラーポイントに同期して圧縮がおこわなわれている。このことから軸方向に圧縮される過程を 2 つに分けて考えることができる。

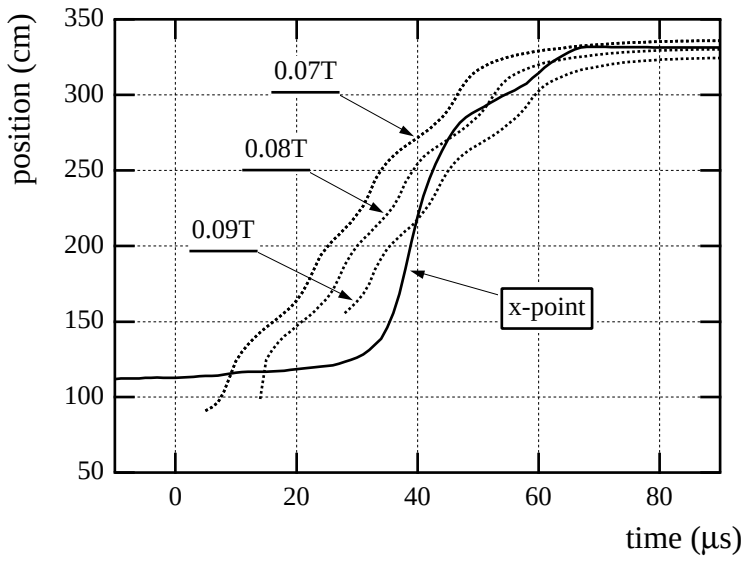


図 8.12　　真空磁場から求めたミラーポイントと実験的に求められた x-point の時間変化。

8.4.3　段階的形状変化

これまで、セパラトリックス半径、x-point、重心位置に注目して考察を行うことにより、圧縮過程に複数の段階があることがわかってきた。それぞれの変化の様子を図8.13にまとめる。これより圧縮過程は以下に示す3つの段階に分類して考えることが妥当であることがわかる。

1. 径方向への圧縮・・・軸方向の変化は伴わず、圧縮磁場を印加した部分のみプラズマは径方向に圧縮され、それに応じて下流部ではセパラトリックス半径が増大し始める。
2. 軸方向への圧縮・・・上流の x-point が動き始め、下流部へ FRC プラズマが押し込まれ始める。
3. 新しい平衡状態・・・圧縮磁場を印加している区間のプラズマは完全に下流側に押し出され、圧縮前に比べ太く短い FRC プラズマが新しいミラー間に存在する。

ただし、「径方向への圧縮」の前の磁場印加開始から 20 μ sec の間は変化が見られない。これは、圧縮磁場の立ち上がり時間の 50 μ sec に対し短いために、セパラトリックス形状を変化させるのに必要な磁場強度が作られていないからだと考えられる。

同じような段階的圧縮過程は、神吉らによる FRC プラズマの軸方向磁気圧縮の MHD 計算でも予測されている[8.2]。彼らの計算結果より、MHD 計算による各パラメーターの時間変化とポロイダル磁束関数の時間発展を図8.15に示す。この計算は圧縮コイルを一組のみ設置した軸方向圧縮率が88%での計算結果であるが、磁場印加後に時間遅れがあって径方向への圧縮が始まり、その後に軸方向への圧縮が始まる点で見事に一致している。

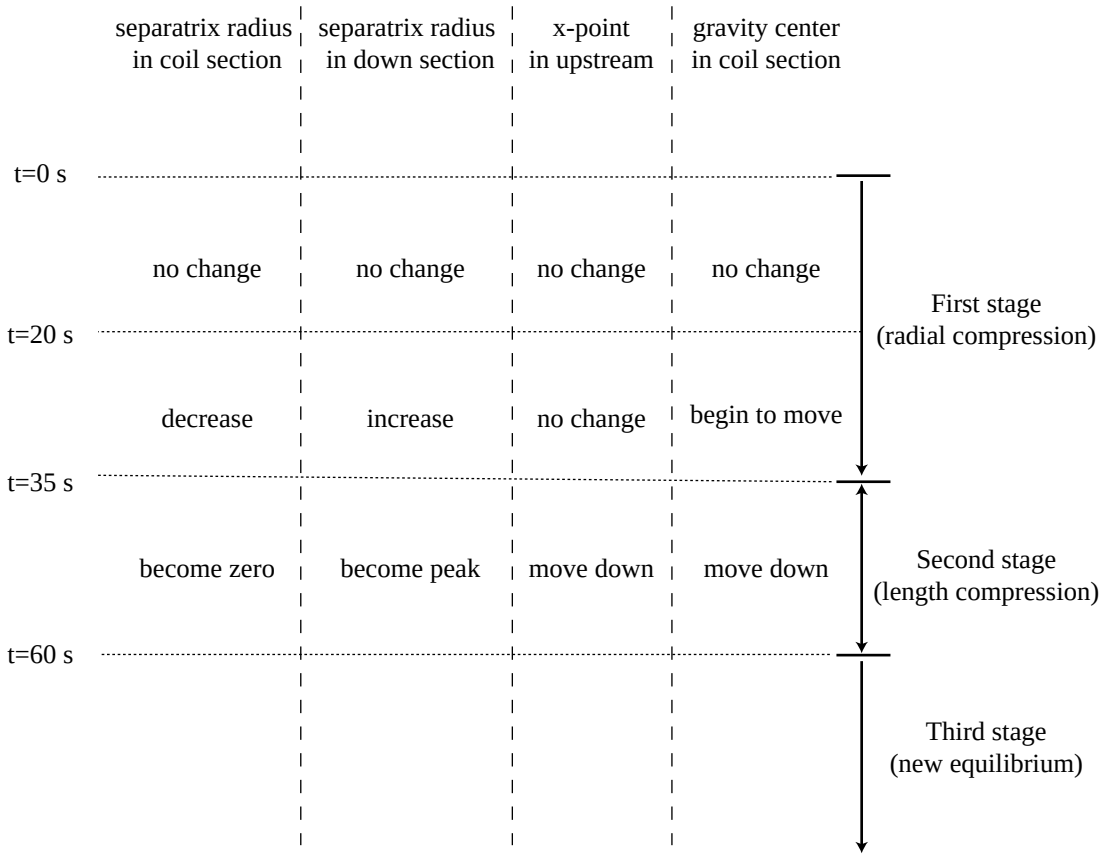


図 8.13　セパラトリックス半径、x-point、重心位置の特徴的時間変化。

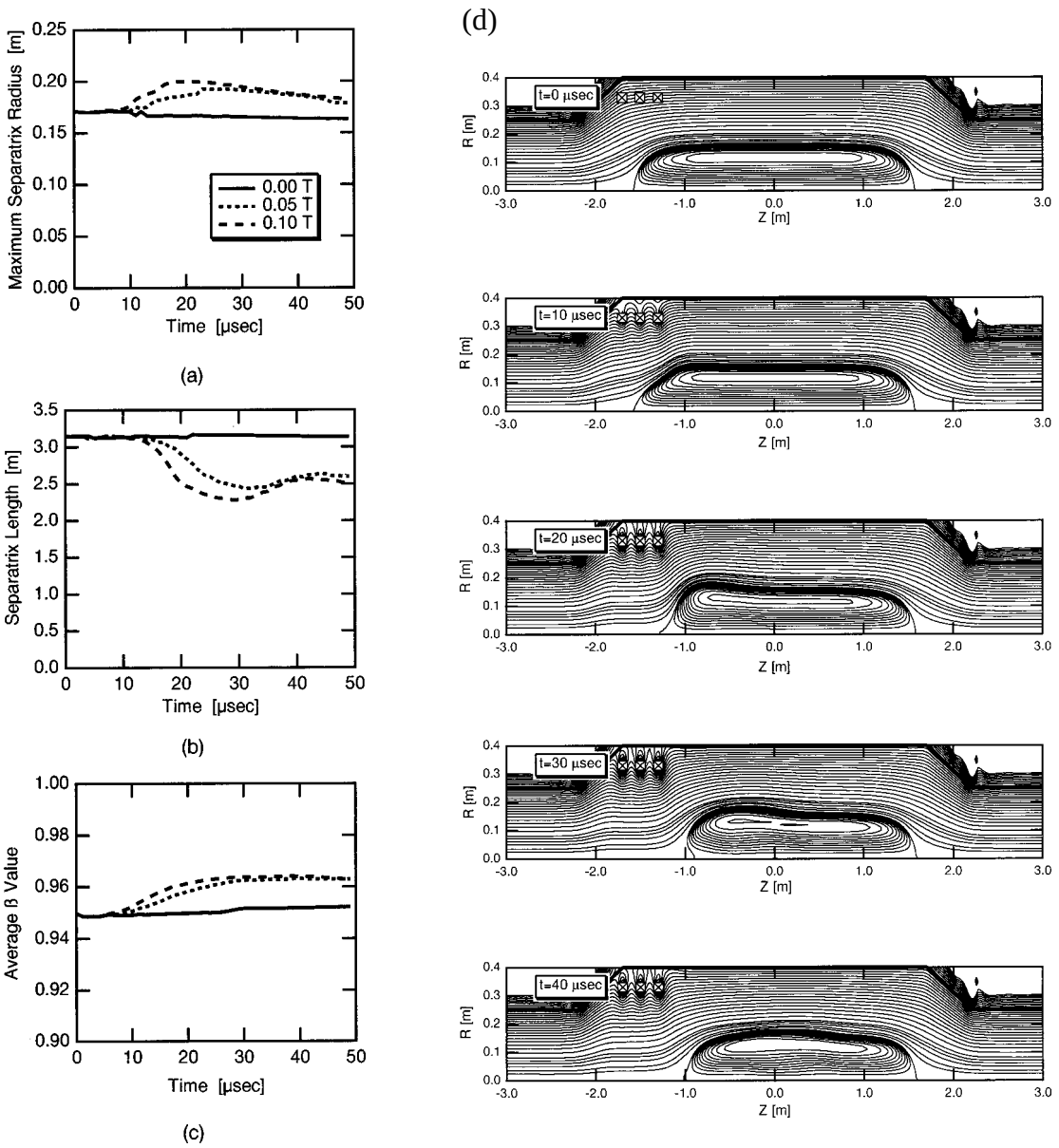


図 8.15　神吉による FRC プラズマの軸方向磁気圧縮の MHD 計算。(a)セパラトリックス半径の時間変化、(b)セパラトリックス長の時間変化、(c)平均ベータ値の時間変化、(d)磁束関数の時間変化。

8.5 おわりに

軸方向圧縮は、全方向から圧縮を行う一般的な圧縮ではなく、プラズマの一部分のみに対し圧縮を行う特異な圧縮方法である。圧縮コイルを設置している領域に存在しているFRCプラズマは、磁場を印加されることにより、コイルを設置していない領域へと押し込まれる。それぞれの領域に含まれるプラズマを分けて考えることにより圧縮過程の動的挙動が明らかになった。得られらた知見を列記する。

(1) 圧縮磁場がある強度まで立ち上がるまで目立った変化は生じない。

(2) 径方向への圧縮が軸方向への圧縮に先駆けて行われる。

(3) 一様でない速度で軸方向への圧縮が行われる。

(1)に関して、径方向のみの圧力バランスを考えればセパラトリックス半径は外部磁場強度に比例して減少するであろうが、そのような平衡状態に達するためには十分な回数の粒子間衝突が行われエネルギーが拡散する時間が必要である。そのため、磁場の印加開始から遅れてセパラトリックス半径が減少し始めるのだと考えられる。(2)に関して、x-pointが動き始める前にregion IIにてセパラトリックス半径が増大しており、プラズマの軸方向への移動が始まっていることを示している。磁場を印加している領域で局所的にプラズマ圧が上昇しているのではなく、平衡状態に達するよう内部的にエネルギーもしくは粒子の移動が行われているであろう。(3)に関して、初期には速い速度で圧縮が行われるが、圧縮が完了する前には速度は遅くなっている。その速度は徐々に変化するのではなく段階的に変化している。実験的にはこのような動的挙動が存在することがわかったが、その挙動を更に明らかにするためには、プラズマパラメーターの空間分布計測が望まれるが現状の実験装置では困難である。加えて、エネルギー拡散とプラズマ平衡を十分に考慮する必要もある。神吉らによって行われた本実験の MHD シミュレーションでも(1)と(2)と同様の FRC プラズマの振る舞いが予測されている。しかし、(3)に関してはそのような兆候は見られていない。これは、MHD計算は弱い軸方向圧縮の場合のみしか行われていないためだと思われる。また、s パラメーターが 0.25 程度である FIX-FRC プラズマでは運動論的効果を考慮したシミュレーションが行われることが望まれる。

参考文献

[8.1] 山仲 浩二、学位論文"波動励起による磁場反転配位プラズマの加熱に関する研究 "、Appendix B, (2000).

[8.2] T. Kanki, Y. Suzuki, S. Okada, and S. Goto, "Numerical simulation of magnetic compression on a field-reversed configuration plasma", Phys. Plasmas **6**, 4672 (1999).

第９章 総括

これまで8章にわたり、FRCプラズマの軸方向圧縮という新しい圧縮法を提案し、実験を行うために必要なコイルシステム、測定装置などの開発をした後に、FIX装置にて圧縮実験を行った結果得られた知見を述べてきた。ミラー磁場によりその軸方向の長さが決定されるという特徴を有している移送後のFRCプラズマに対し、ミラー間隔を短くする軸方向磁気圧縮を行ってきた。一般的には、「プラズマの圧縮」＝「プラズマの加熱、密度上昇」ということになるのであろうが、軸方向圧縮は径方向への膨張を伴う軸方向への圧縮であり、それらの効果はほとんど期待することができない。しかしながら、セパラトリックス形状は大きく変化することから、軸方向圧縮はアスペクト比を制御する試みであるということができるだろう。また、FRCプラズマ生成時に両端のリコネクションを制御することにより、生成されるFRCプラズマのセパラトリックス形状の制御は可能ではあるが、軸方向圧縮は平衡制御を断熱的に試みるという点で初めての試みである。本論文の結果から、FRCプラズマのセパラトリックス形状を断熱的に制御することが可能であることが示された。以下に本研究で得られた成果を章ごとに総括する。

第１章では、磁場閉じ込め核融合の原理について述べるとともに、本研究の位置づけを明らかにした。

第２章では、FRCプラズマに関連して、その予備知識として、平衡、内部構造、閉じ込め特性などの説明を行った。

第３章では、FRCプラズマの磁気圧縮を行うにあたって、一般的なプラズマの加熱研究について紹介し、基本的な磁気圧縮の断熱保存量の説明を行った。磁気圧縮のFRCプラズマへの適用の優位性を示し、過去に行われたFRCプラズマの圧縮実験を紹介した。また、コンパクトトーラスという利点を生かした新しい圧縮方法である軸方向圧縮の原理、利点を説明した。

第４章では、本研究で用いているFRCプラズマ生成保持装置であるFIX装置の紹介をした後に、常時用いられている診断装置を原理とともに紹介した。FIX装置は主に真空容器、コイルシステム、電源から構成され、所定のシーケンスに従ってコンデンサバンクの放電を行ってFRCプラズマを石英製放電管内に生成した後に、金属容器からなる閉じ込め部へと移送を行う。磁束保存容器内で排除磁束信号を測定することによりセパラトリックス半径が求まることを示し、磁気プローブアレイを用いたシステムの紹介を行った。プラズマの屈折率が電子密度に比例することを示し、レーザー干渉計により電子密度の線積分値の測定が可能であることを示した。強力な電場磁場のノイズが存在するFIX装置において、測定装置からのデータを収集するためのシステムの紹介を行った。

第５章では、予備的な実験を通じて圧縮実験に必要な磁場を発生することのでき

る圧縮コイルシステムの開発を行った。FRCプラズマの閉じ込め時間内に圧縮を行うためには、磁束保存容器として機能する真空容器の内部にコイルを設置する必要がある。真空容器との間に生じる相互インダクタンスにより、コイルを外部に設置した場合に比べ、発生する磁場の強度は小さく、立ち上がり時間は早くなる。そこで、必要とされるコイルのパラメーターを決定するために予備実験を行い、真空容器との相互インダクタンスを見積もった後にコイルの設計を行った。そして、大電流、高電圧を真空容器内部に導入することができ、また、増設により圧縮率を変更できるような圧縮コイルモジュールの設計、製作を行った。加えて、コイルにエネルギーを供給するために必要なコンデンサバンクからなる高電圧電源システムの製作を行った。

第 6 章では、軸方向磁気圧縮というコンセプトが実現可能であることを実験的に検証を行うために、FIX 装置に圧縮コイルシステムを設置して、FRC プラズマの圧縮を行った。軸方向圧縮によりセパラトリックス半径は増大する事が確認され、その増大量を評価するために、FRCプラズマの内部パラメーターの保存量を用いた断熱モデルを考えた。実験値と断熱モデルを比べたところ、セパラトリックス半径の変化はほぼ一致していることがわかり、圧縮が断熱的に行われていることを示唆する結果が得られた。

第 7 章では、閉じ込め磁場強度が時間的に変化する圧縮コイル近傍でのセパラトリックス半径の測定方法を開発した後に、コイルモジュールの増設を行いミラー間隔が35%になる強い圧縮実験を行った。圧縮コイルの内側に小型の磁気プローブアレイを設置し、圧縮コイルが作り出す磁場をロゴスキーコイルからの出力を用いてコンペンセートを行って、排除磁束信号線分のみを抽出することにより、セパラトリックス半径が測定可能になった。これにより閉じ込め部全域でセパラトリックス半径の測定が可能になり、強い圧縮実験に用いた。磁場を印加している部分のFRCプラズマは磁場印加により押し出されているのが確認され、強い圧縮実験でもセパラトリックス半径の増大は断熱モデルによる推定値とほぼ一致していることがわかった。圧縮によりアスペクト比が 12.6 から 4.1 になったが、閉じ込め特性はセパラトリックス半径で規格化すると、圧縮を行わない場合と同等であり、閉じ込め特性のセパラトリックス長依存性は見られなかった。このような低アスペクト比の平衡形状への制御を安定的に行えることがわかった。圧縮実験を遂行するためには径方向シフトの少ないFRCプラズマが必要であり、High-density PH modeと呼ばれる新しいFRCプラズマの生成シーケンスを開発した。しかしながら、径方向シフトが減少した理由はわかっておらず、定量的なシフト測定法の開発と共に今後の課題である。

第 8 章では、圧縮過程に注目して圧縮されるFRCプラズマの動的挙動について考察を行った。上流のコイルモジュールから順次放電を行うことにより、ミラー間隔が徐々に縮小するように圧縮を行っている。重心位置、x-pointの時間変化を求めることにより、圧縮の過程は複数の過程からなっていることがわかった。圧縮磁場を印加し

てしばらくしてから径方向への圧縮が始まり、その後に軸方向への収縮が始まり軸方向圧縮は完了し、新しい平衡形状に至ることがわかった。この傾向は、軸方向圧縮のMHD シミュレーション結果と一致していた。

本研究で行われた軸方向圧縮は、装置上の問題で、上流側のミラー磁場のみを移動することにより行われた。このようにz 軸に対して非対称な圧縮を行った結果、圧縮はFRC プラズマの重心位置は移動しながら進行した。重心位置の移動という点では、生成部から閉じ込め部への移送もまた同じ範疇に分類されるのであろうが、そのときの移動速度は音速の数倍程度であり、移送過程は衝撃波を伴う過程である。、また、磁気圧差を利用した運動であるために、この運動を繰り返し行うのは不可能である。一方、軸方向圧縮は、閉じ込め磁場形状を時間的に変化させることにより、重心位置の移動を行っており、配位持続時間が十分長ければ、重心位置の制御を繰り返し行うことができる可能性がある。これにより、将来FRCプラズマを炉心プラズマに用いる際に、燃料供給が容易になる可能性がある。核融合炉心プラズマでは、炉心中央部まで燃料を供給する方法として、燃料を冷却して固形化したペレットを入射する方法が考えられている。現在、大型のトカマク型装置で研究が進められているが、高温の周辺プラズマ層を通過して、炉心中央までペレットを入射するためにはペレットを高速で打ち込む必要があり、その実現は工学的に困難であることが判明しつつある。一方、コンパクトトーラスであるFRCプラズマでは、低速で打ち出されたペレットに対してプラズマを前後に移動することにより、燃料供給が安易に行える可能性がある。この方法は、Artemis計画で提案された方法であるが、重心位置の制御の可能性を実験的に示したのは、本研究が初めてであり、平衡形状の制御のみならず、重心位置の制御が行えたという点でも本研究は重要なものになるであろう。

筆者は、博士課程の5年間、一貫してFRCプラズマの磁気圧縮に関する研究を行った。最後に筆者の願いとして、これらの知見が今後のFRCプラズマの研究の進展の一助になることを切に願って本論文を締めくくることにする。

謝辞

本研究は大阪大学大学院工学研究科附属超高温理工学研究施設で行われたものであり、終始懇篤なる御指導、御鞭撻を賜りました後藤誠一第 2 部門教授兼施設長に深厚なる謝意を表します。施設長の要職にありながら、貴重な時間を割いての直接の御指導、御討論に対して心より感謝の意を表します。

また、本論文の作成にあたり、本学超伝導フォトニクス研究センター萩行正憲教授、本学大学院工学研究科物質・生命工学専攻計算物理学講座木村吉秀助教授、本研究科応用物理学専攻物理工学講座菅誠一郎講師、そして本専攻数理情報工学講座齋藤誠慈講師には、本論文作成にあたり細部にわたり御検討頂き、貴重な御意見を頂きました。ここに深く御礼申し上げます。

本研究を行う機会を与えて戴くとともに、研究に対する深いご理解御支援を賜りました岡田成文第 1 部門教授に厚く感謝いたします。

研究を進めるあたり終始変わらぬ御指導、討論、助言、激励を戴きました大井正一助教授、杉本敏司助教授、大久保衛助手、吉村智助手、井通暁助手、矢野 美一技官に厚く感謝いたします。

本研究を進めるにあたり理論面から活発な議論、惜しみない御協力を戴きました文部省核融合科学研究所水口直紀助手、海上保安大学校神吉隆助手に心より謝意を表します。

研究生活を共にした超高温理工学研究施設の方々、特に博士後期課程の鈴木敬久氏、大塚隆行氏、山仲浩二氏、小寺富士氏、浅井朋彦氏、松本貴士氏に感謝いたします。併せて、事務職員の美作美幸さん、事務補佐員の山田由紀子さんに感謝いたします。

本実験を遂行する上で惜しみない協力を戴き、共に苦労を分かち合いました松元寛宗氏(現古野電気株式会社)、前嶋聡氏(博士前期課程)には、深く心より謝意を表します。

日頃から有益な提案、惜しみない御協力を戴きました礒部倫郎本学助手、FIX グループのみなさんに厚く感謝いたします。

本研究を進めるにあたって外部の立場から論評を戴いたり、激励して戴きました本学レーザー核融合研究センター河村徹特別研究員、同後期課程大西直文氏には深く感謝いたします。

業績リスト

発表論文

K.Kitano, H.Matsumoto, S.Okada, S.Goto、"Shape Control of Field-Reversed Configuration Plasma by Axial Compression",J. Plasma Fusion Res. Series, Vol. 2, pp206-209、(1998).

K.Yamanaka, Y.Suzuki, K.Kitano, S.Ito, S.Okada, S.Goto, "Estimation method of a separatrix profile of field-reverced configuration plasma with the deconvolution concept", Rev. Sci. Instrum., Vol. 70, number 1, pp431-434 (1999).

S.Okada, K.Kitano, H.Matsumoto, K.Yamanaka, T.Ohtsuka, A.K.Martin, M.Okubo, S.Yoshimura, S.Sugimoto, S.Ohi, S.Goto, "Axial compression of a field reversed configuration plasma", Nucl. Fusion **39**, pp 2009-2013 (1999).

K.Kitano, H.Matsumoto, S.Okada, S.Goto, "Development of Magnetic Compression Device for Axial Shape Control of Field-Reversed Configuration Plasma", Technology Reports of the Osaka University, Vol.9, No.2399, pp.9-17, April (1999).

岡田成文、北野勝久、後藤誠一、”逆転磁界配位プラズマの軸方向磁気圧縮”、電気学会論文誌 A, vol.119-A, pp1324-1329,(1999).

K.Kitano, K, Yamanaka, S.Okada, and S.Goto, "Axial length and separatrix radius behavior of field-reversed configuration plasma in dynamic compression of mirror distance", Physics of Plasmas, vol.7, pp1158-1162, (2000).

K.Yamanaka, S.Yoshimura, K.Kitano, S.Okada, S.Goto, "Heating experiment of field-reversed configuration plasma by low-frequency magnetic pulse", Physics of Plasmas, Vol.7, pp2755-2758, (2000).

K.Kitano, S.Maeshima, S.Okada, S.Goto, "Dynamic process during axial magnetic compression of field-reversed configuration (FRC) for equilibrium shape control", Physics of Plasmas, 投稿中 .

国際会議

K.Kitano, H.Matsumoto, K.Yamanaka, F.Kodera,S.Yoshimura, S.Sugimoto, S.Okada and S.Goto, "Advanced experiments on Field-Reversed Configuration at OSAKA", 1998 INTERNATIONAL CONGRESS ON PLASMA PHYSICS (ICPP98 in Czech), June, (1998).

S.Okada, K.Kitano, S.Goto, "Discussion on some additional heating schemes of an FRC plasma", 9th International Toki Conferenrence (ITC-9), December, (1998).

S.Okada, K.Kitano, H.Matsumoto, K.Yamanaka, T.Ohtsuka, A.K.Martin, M.Okubo, S.Yoshimura, S.Sugimoto, S.Ohi, S.Goto, "Magnetic compression of FRC plasma", US-Japan Workshop and Satellite Meeting of ITC-9 on Physics of High-Beta Plasma Confinement in Innovative Fusion System, NIFS-PROC-41 (April 1999), pp43-49, December, (1998).

S. Okada, T. Asai, F. Kodera, K. Kitano, T. Suzuki, K. Yamanaka, T. Kanki, M. Inomoto, S.Yoshimura, M. Okubo, S. Sugimoto, S. Ohi, S. Goto, "Additional Heating Experiments of FRC Plasma", IAEA EXP-4-17, September, (2000).

国内会議

北野勝久、松元寛宗、岡田成文、後藤誠一、「FIX-FRC プラズマの軸方向磁気圧縮」、高温学会、大阪大学、平成 9 年 11 月 .

北野勝久、山仲浩二、神吉隆司、吉村智、大久保衛、杉本敏司、岡田成文、後藤誠一、「FIX-FRC プラズマの軸方向磁気圧縮」、プラズマ核融合学会、大阪大学、平成 9 年 11 月 .

北野勝久、松元寛宗、岡田成文、後藤誠一、「軸方向圧縮における FRC のダイナミクス」、プラズマ核融合学会、筑波大学、平成 10 年 12 月 .

北野勝久、岡田成文、後藤誠一、「軸方向磁気圧縮実験における FRC プラズマの閉じ込め特性」、プラズマ核融合学会、東北大学、平成 11 年 11 月 .

その他

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「球場トーラス研究会」合同研究会 , 平成 9 年 12 月 .

S. Okada, K. Kitano, H. Matsumoto, K. Yamanaka, T. Ohtsuka, F. Kodera, A. Martin, T. Yoshikawa, M. Okubo, S. Yoshimura, S. Sugimoto, S. Ohi, S. Goto, "FIX-FRC experiments", Physics of high-beta Fusion Plasmas, Proceedings US-Japan Workshop-Physics Base of D-He3 Fusion,University of Washington Seattle, Washington, 18-20 March 1998, pp.14-18.