The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	スフェロマクの閉じ込め，その抵抗性減衰過程に関する実験的研究
Author(s)	永田，正義
Citation	大阪大学，1986，博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1619
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

スフェロマクの閉じ込め、
その抵抗性減衰過程に関する実験的研究

昭和61年1月

永　田　正　義

目　次

第1章　緒　論　1

§1-1　核融合研究の現状　1
§1-2　コンパクト・トーラス（CT）研究の背景と意義　1
§1-3　CT研究の現状　2
§1-4　本研究の目的と意義　6
　　参考文献　9

第2章　スフェロマクプラズマの平衡と安定性　10

§2-1　緒　言　10
§2-2　Taylorの緩和モデル　10
§2-3　電流ピーキングモデル　13
§2-4　ベータ値の上限　19
　　参考文献　22

第3章　CTCC-I実験装置と不純物抑制　24

§3-1　緒　言　24
§3-2　スフェロマク生成機構　24
§3-3　CTCC-I装置の概略　26
§3-4　不純物抑制実験　29
　3-4-1　不純物抑制方法　29
　3-4-2　測定内容　30
§3-5　実験結果　33
　3-5-1　プラズマ閉じ込め特性の改善　33
　3-5-2　メタン混入の影響　36

3-5-3　ガン電極からの不純物輸送　37
§3-6　検討とまとめ　37
参考文献　43

第4章　磁気シャーによる安定化実験　46

§4-1　緒言　46
§4-2　実験方法と測定内容　46
§4-3　実験結果　46
4-3-1　安定化の効果　46
4-3-2　ディスラプティブ・ターミネーションと粒子損失　49
§4-4　検討とまとめ　50
参考文献　54

第5章　抵抗性減衰過程に於ける緩和的振舞い　55

§5-1　緒言　55
§5-2　実験方法と測定内容　55
5-2-1　磁界・分光・平均電子密度の測定　55
5-2-2　軟X線空間分布測定　57
§5-3　実験結果　59
5-3-1　緩和的振舞いの特徴　59
5-3-2　軟X線強度・平均電子密度の空間分布の変化　62
5-3-3　平衡配位の時間的発展　66
参考文献　69

第6章　抵抗性減衰過程に関する考察　70

§6-1 緒言 70
§6-2 電流ピーキングモデルによる解析 71
6-2-1 まえがき 71
6-2-2 磁界・電流分布の変化 71
6-2-3 磁気エネルギー・磁気ヘリシティの散逸 74
§6-3 緩和機構に関する検討 77
§6-4 0次元時間発展輻射モデル 80
6-4-1 まえがき 80
6-4-2 輻射モデル 80
§6-5 Sawtooth現象の解析 86
6-5-1 まえがき 86
6-5-2 プラズマパラメータ設定 87
6-5-3 Sawtooth現象の物理機構 90
参考文献 93

第7章 結論 97

謝辞 100

業績目録 101

第1章　緒　論

§1-1　核融合研究の現状

核融合によって，人類がクリーンで無尽蔵なエネルギー源を掌中にするのは，最早夢ではない。近い未来に枯渇するであろう石油，石炭等の化石燃料に取って替わる新しいエネルギー源として核融合エネルギーは人類の未来を担うものであり，その実現に期待が寄せられて来た。今日，具体的に核融合を念頭に置いた研究段階に入りつつあり，科学的実証炉を目指して，日本，米国，欧州，に於いて，超大型のトカマク装置 JT-60(日)[1]，TFTR(米)[2]，JET(欧)[3] が建設され，TFTR及びJETに少し遅れて，JT-60 も1985年春に運転が開始された。そして，これらの装置による研究が順調に進めば，1990年迄には臨界プラズマ条件が達成され，核融合反応を人類の手で制御出来ることが科学的に立証されるものと考えられる。また，これらの次期装置として，IAEAのもとで INTOR[4,5] の設計研究が始められている。個々の国々でも自己点火を目的とした次期装置 FER(日)，NET(欧)の検討及び設計が行なわれている[5]。この様にして，21世紀迄には，自己点火条件を達成し，実験炉としての技術的検証を行なうことが大きな目標となっている。

§1-2　コンパクト・トーラス(CT)研究の背景と意義

核融合研究開発の現在の焦点は「炉心の実現」にある。現在最も研究が進んでいるのはトカマク方式であり，臨界プラズマ条件の達成も目前であるが，将来の実用炉を考慮した核融合炉構想を立てる場合，トカマク方式では数多くの炉心技術の諸問題が待ち構えている。今後の炉心プラズマ研究の発展を考える場合，2つの方向がある。その1つの方向は現在のトカマク方式の改良研究を積み重ねて行くやり方である。もう1つの方向は現在迄蓄積された多くの炉心技術を応用し，且つ，トカマク炉の問題点[6]を根本から改良し，高性能トカマク類似配位を持つ炉心プラズマを新しく生成していく方向である。コンパクト・トーラス（Compact Torus：以後CTと略記する）は真にこの第2の方向の立場に立って発案され，推進されている。

次に，トカマク方式の炉としての技術的課題を摘出し，CTが炉として，

どの様な利点を持っているかを具体的に考察しよう。先ず第1に，トカマク炉は大型で複雑である。その原因はトロイダル磁界発生用コイルをトーラス放電管を取り巻くように配置しなければならないことや，その真中にトランス鉄心が交差して設置されることである。プラズマ環と鎖交する構造物が存在することによって装置が複雑になると故障が発生した場合，放射化された構造物は遠隔操作によって処置されねばならず，修理解体が困難になる。第2に，炉がパルス運転であることが挙げられる。プラズマ電流を流すために磁束を変化させる必要があるため，運転時間が制限されるので断続的な運転にならざるを得ない。このことはエネルギー損失，構造物への電磁力，熱サイクル印加による故障率の増大に繋る。現在，この問題点を回避しようとして，高周波波動による電流駆動の研究が進められている。第3に，材料損傷が挙げられる。核反応によって発生した14.1MeVの中性子が周辺の構造物を著しく損傷し，また，ダイバータ，リミターへの熱流束の集中によっても損傷するため，短寿命コンポーネントとして修理し易い構造にしなければならない。同時に，新材料の開発も要請される。以上の問題点に対し，CT装置ではトーラスプラズマに鎖交する構造物（トロイダルコイル，鉄心）を用いないという利点がある。また，平衡のための垂直コイルは真空容器の外側に設けられる。これらのことから，炉構造が非常に簡単になり，そのため修理，解体が容易となる。また，構造上の特徴を活かして，プラズマの移送が可能となる。従って，炉心部と生成部を分離し，CTプラズマの移送と重合[7]によって，加熱，燃料供給等が容易に行うことが出来，炉の定常化を積極的に進めることが出来る。CTの一種であるスフェロマクプラズマについてはそれを取り囲む外部磁界は自然のダイバータとして働くため，それを別途に設ける必要がないことも構造を簡単にする。炉材料開発の1つとして，単純化した構造を活かして機能材料を有効に利用した迅速な置換技術の開発[8]も行なわれている。そして，CTプラズマは逆磁界ピンチ（RFP）プラズマ同様高ベータであるため，効率の良い炉となりうることも大きな利点と言えよう。

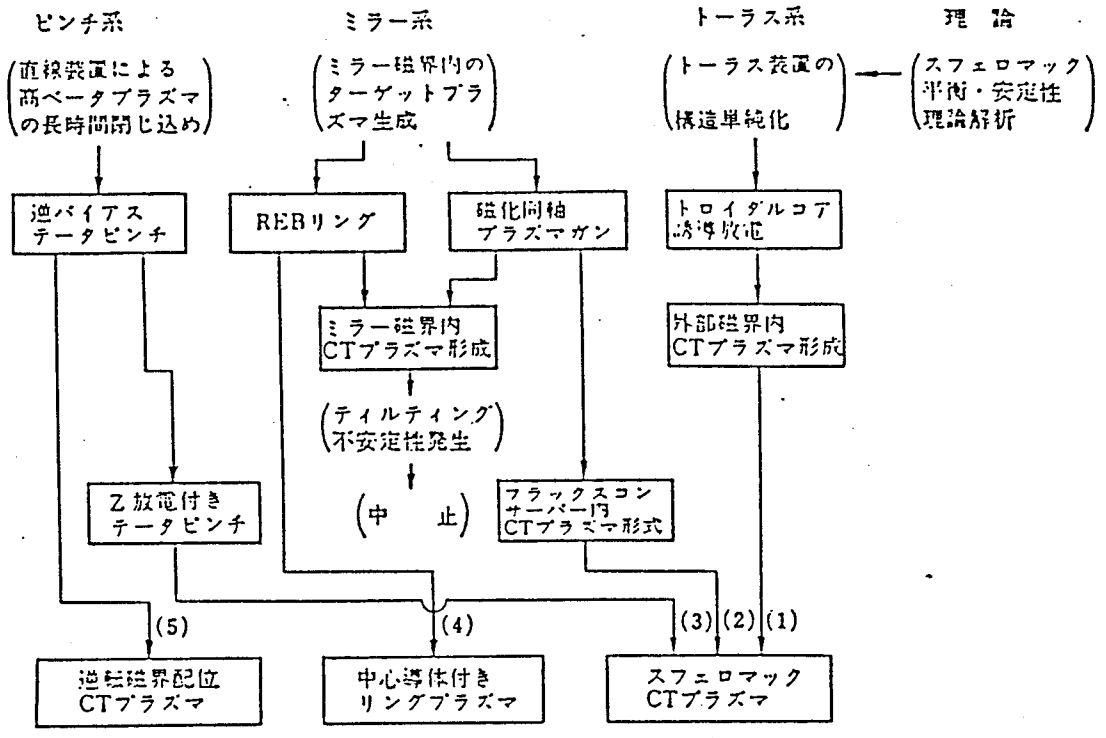
§1-3 CT研究の現状

CT研究は主として，日本と米国に於いて研究が開始され，以後，急速に発展して来た。CT研究はその生成法，磁界配位，形状によって表1-1に示す様

に幾つかに分類される。[9,10] スフェロマク型はポロイダル磁界とトロイダル磁界の両磁界によって配位が形成されるのに対して，逆磁界テータピンチ型（FRC）はポロイダル磁界のみを有する細長い高ベータプラズマ[11]である。スフェロマク型のプラズマ生成法として2つの方法がある。1つはプリンストン大学プラズマ研究所（PPPL）で独自に考案されたトロイダルコアを用いる誘導方式（S-1装置）であり，外部磁界を用いるため，傾斜型不安定性を起こすことが最も大きな問題点とされている。最近では，8字形コイルを用いてその抑制に成功している。[12] もう1つの方式として，大阪大学とロスアラモス国立研究所（LANL）で採用している同軸プラズマガン方式がある。この方式で生成されたスフェロマクはフラックス・コンサーバー（FC）と呼ばれる金属容器内で閉じ込められ，最近では1～2mSのプラズマ寿命を持つ安定な閉じ込めに成功している。現在，CTCC-I装置（阪大），CTX装置[13]（LANL）の両装置に於いて，エネルギー閉じ込め時間が非常に矢短い（$\tau_E < 100\mu s$）ことが問題となっている。また，CTCC-I装置[14]，S-1装置，TS-3（東京大学）の3つのスフェロマク装置に於いては，緩和現象の機構について調べることが重要な物理的研究課題となっている。FRCでは既に，$n\tau_E \sim 3\times10^{17}\,m^{-3}\text{-}s$（プラズマ密度×エネルギー閉じ込め時間），$T_i \sim 1\,keV$（イオン温度）が達成されており，更に最近迄 $n=2$ 回転不安定性が問題とされていたが，PIACE（阪大）でオクタポール磁界を用いてその抑制に成功している。[15]

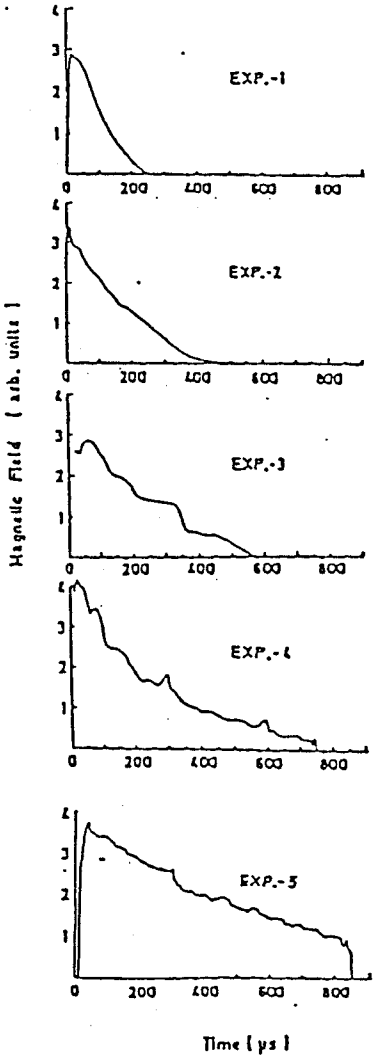
CTCC-I装置では1980年秋から研究が開始され，今日迄着実にプラズマ寿命を延ばして来た（図1-1参照）。初期研究に於いては，生成法の確立，プラズマ重合の予備実験，追加熱の試みが為された(a)。次の研究段階では，不純物対策として，電極改良実験(b)，電極表面及びFC内壁へのチタンコーティングが成され(c)(d)，飛躍的な進展を遂げた。更に，プラズマ温度上昇により発生したプラズマの急激な崩壊現象に対して抑制実験を行ったところ再現性の良い安定なプラズマ生成に成功した(e)。最近では，アルミニウム製回転楕円体型FCを用いた実験により，最長プラズマ寿命として，1.3mSのプラズマを得た(f)。現在では，将来的な展望から，外部磁界をFCに補助的に加えていく実験が開始されている。

表 1-1. コンパクトトーラス研究の分類と各代表的装置



	主な実験装置（研究場所）	
	日　本	米　国
(1)	EFC(東大工), FBX(早大理工)	S-1(プリンストン大)
(2)	CTCC-I（阪大工）	CTX（LANL）
(3)	NUCTE（日大理工）	PS-1（メリーランド大）
(4)	SPAC（名大プラズマ研）	RECE（コーネル大）
(5)	PIACE, OCT(阪大工) STP-L(名大プラズマ研)	FRX（LANL） TRX（MSNW）

(注)
LANL：ロスアラモス国立研究所
MSNW：Mathematical Sciences Northwest, Inc.



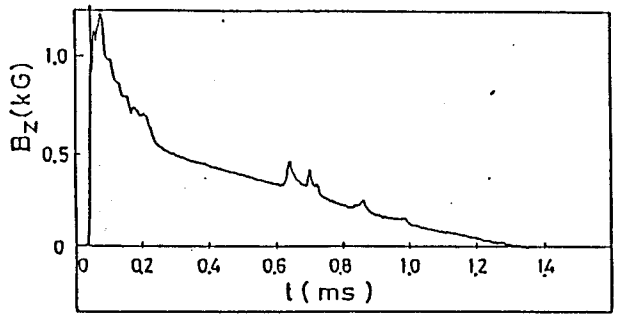
(a) 生成保持初期実験

(b) 電極改良実験

(c) ・電極チタンコーティング実験

(d) ＦＣチタンコーティング実験

(e) 不安定性抑制実験



(f)

閉じ込め改良実験における磁場波形

図 1-1. ＣＴＣＣ－Ｉ実験の進展状況
（各実験段階での代表的磁界波形）

§1－4 本研究の目的と意義

軸対称トーラスプラズマであるスフェロマクの閉じ込め性能を明らかにし，核融合炉心プラズマとしての可能性を見出すことはCT研究に於ける主要課題である。本研究はスフェロマクの閉じ込め特性の改善とその基礎的性質の理解及び新しく観測された物理現象の解明が主目的である。特に，スフェロマクがその抵抗性減衰過程で示す緩和的振舞いの探求はプラズマ物理学の上だけでなく，その性質を有効に利用しようとする立場からも重要な意義を持つものである。

以下に本研究の目的の要旨を述べる。

[1] 初期のスフェロマク実験の結果から，ジュール加熱入力の大部分が酸素，炭素などの低Z不純物輻射によって損失することが推論出来る。そのため，有効な不純物対策を確立することによって不純物混入を低減させ，閉じ込めの質的改善（プラズマパラメータの向上）を図る。そして，得られたプラズマの閉じ込め特性を調べ，閉じ込め時間を決めている要因を明確にする。同時に，不純物に対するデータ・ベースを得る。

[2] プラズマの高温化に伴なって発生したプラズマの急激な崩壊現象は閉じ込めにとって極めて有害であるため，早急に克服することが要請される。その不安定性現象の抑制を目的として，中心導体を用いた磁気シャーによる安定化実験を行い，磁気シャーの安定化効果を検討する。

[3] 本研究の最も大きな目的は抵抗性減衰過程に於いて観測された緩和的振舞いの性質（緩和現象の機構）の解明である。スフェロマクやRFPに於ける緩和現象はトカマクの内部ディスラプションのものとは相違した特質を持っている。それには磁気ヘリシティの保存性（Self-Organizationの機構），磁束発生機構（ダイナモ効果）及びトロイダル磁界の自己反転作用などの種々の興味深い物理機構が含まれている。これらは大電流が流れる核融合プラズマに於いて新しく登場して来たものとして，多くの研究者達の関心が寄せられ，その内容を明確にすることが重要な課題となっている。この種の問題は今迄，放電初期の配位形成過程のみに注目して考察がなされていたが，閉

じ込め過程でも，それらの機構を持つと考えられる現象が観測されたことによって，初めて検討が加えられる様になった。また，これらの機構の性質を利用して，外部からトロイダル電流のみを駆動して，配位を維持させていく試みも為されている。しかし，緩和現象が起こる際に，プラズマ内部構造が破壊されることにより，粒子・エネルギーの閉じ込めが悪化することが予想され，問題となる可能性がある。

スフェロマクの閉じ込めを考える場合，以上の様な緩和的振舞いの性質を持っているならば，何らかの理由によって，系が不安定になったとしても，元の安定な配位に自らの力で戻ることが考えられ，閉じ込めにとって都合の良い性質と言うことが出来る。この様な性質を実験的に調べるには外部と孤立した系の内にあるスフェロマクを対象とするのが適している。

以上の観点から，FC内でその抵抗性により減衰する過程に於いて，スフェロマクが示す緩和的振舞いに対して，各種測定を行なうことによって，その特徴を明らかにし，その機構の解明や閉じ込めへの影響などについて考察する。

著者は以上の目的と意義をもって本研究を行なった。以下の章では，その実験結果と考察について述べる。

第2章では，本実験的研究を行なうに当り，必要とされるスフェロマクの平衡と安定性に関する物理的基礎概念及び第6章に於いて実験結果の考察に用いる電流ピーキングモデルの考え方について述べる。

第3章では，同軸プラズマガン方式によるスフェロマク生成機構，CTCC-I実験装置及び不純物抑制実験について述べる。また，FC内壁にチタンコーティングを施し，低Z不純物による輻射損失を抑制した結果，プラズマ閉じ込めの著しい改善を行なえたことについて述べる。

第4章では，中心導体を用いた安定な高ベータ平衡の実現について述べる。

第5章では，スフェロマクの抵抗性減衰過程に注目し，磁界，分光，平均電子密度，軟X線の空間分布測定を行い，その抵抗性減衰過程に於けるプラズマの緩和的振舞いの特徴を明確にする。

第6章では，第5章で得られた実験結果に対して，1つの平衡モデルである

電流ピーキングモデルを用いて平衡配位の時間的発展を解析し，且つ0次元時間発展輻射モデル計算により，軟X線輻射信号や不純物スペクトル線信号に観測される鋸歯状波形の解析を行ない，併せて，緩和過程での磁気ヘリシティの保存性と磁束変換及び粒子の異常輸送について明らかにする。

第7章では，各章で得られた研究結果をまとめ，本研究の総括を行なう。

なお，本論文に於いては，MKS単位系を主として用いた。MKS単位系に含まれない単位を用いる場合には，その都度単位を明記する。

参考文献

1) 日本原子力研究所 （臨界プラズマ研究部，JT-60試験部）；核融合研究 53, 478 (1985).

2) P.C.Efthimion, et al. ; in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Reseach (Proc. 10th Int. Conf. London, 1984) Vol.1, IAEA, Vienna 29 (1985).

3) P.H.Rebut, et al. ; in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Reseach (Proc. 10th Int. Conf. London, 1984) Vol.1, IAEA, Vienna 11 (1985).

4) INTOR Group ; Nucl. Fusion 23, 1513 (1983).

5) 東稔達三 ；電気学会雑誌 11, 65 (1983).

6) 関口忠 ；日本物理学会誌 40, 968 (1985).

7) 池上和律，他 ；高温学会誌 10, 75 (1984).

8) M.Nishikawa, et al. ; Proc. of 6th US-Japan WS on Compact Toroids Hiroshima, P.91 (1984).

9) 宇山忠男，渡辺健二 ；応用物理学会誌 53, 421 (1984).

10) 野木靖之 ；核融合研究 49, 551 (1983).

11) 岡田成文，他 ；応用物理学会誌 52, 754 (1983).

12) M.Yamada, et al. ; in plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Reseach (Proc. 10th Int. Conf. London, 1984) Vol.2, 535 (1985).

13) T.R.Jarboe, et al. ; in plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Reseach (Proc. 10th Int. Conf. London, 1984) Vol.2, IAEA, Vienna 501 (1985).

14) 永田正義，他 ；核融合研究集会報告集 P.84 (1983).

15) S.Ohi, et al. ; Phys. Rev. Lett. 51, 1042 (1983).

第2章　スフェロマクプラズマの平衡と安定性

§2-1　緒言

導体容器内に閉じ込められたスフェロマクプラズマの抵抗性減衰過程で示す特徴的振舞いを解析するためには，スフェロマクの平衡配位及び安定性について充分に理解をして置く必要がある。また，より安定な閉じ込め実現のためには，安定性理論に基づいて最適化された平衡配位を求め，その具体化の方法を探索していかなければならない。以上の認識を踏まえて，本章では，先ず，スフェロマクRFPで有名なJ.B.Taylorの緩和モデル[1~3]について略説し，スフェロマク平衡の基本的性質について考察する。次に，実験結果として得られた抵抗性減衰過程に於ける緩和的振舞いを記述し且つ解析するために，1つの平衡モデルである「電流ピーキングモデル」を設定する。最後に，理想電磁流体力学（MHD）的安定性理論[4,5]により解析されるベータ値（プラズマ圧力と磁場圧力の比）の上限と磁気シヤーとの関連について説明を行う，

§2-2　Taylorの緩和モデル

J.B.Taylorの緩和モデルはRFPプラズマの平衡形成に対して初めて提案され，実験で得られたRFP配位（自己反転）を良く説明した[6]。スフェロマクもこのモデルに従って配位が形成され[7,8]，減衰または維持されるものと考えられている。

J.B.TaylorはRFP配位形成過程に於いて，磁気ヘリシティKが近似的に保存しながら，磁気エネルギーW_Bが減少することを想定して，緩和した状態であるRFP配位をK保存の拘束条件の下で，W_Bを変分的に最小化する[9]ことにより求めた。しかし，彼がapriori に仮定したKの近似的保存の妥当性については明確でなく議論の対象となっている。無論，そこが「Conjecture」と呼ばれる所以であるが，このTaylorの言う「Selective decay」の物理的根拠は非線形性が本質である乱流の性質から示すことが出来る[10~14]。「Selective decay」の性質は乱流に於ける波数空間での各保存量のスペクトルの流れの違いからくるものである。つまり，散逸系のモードカップリングにより，ある保存量（磁気エネルギー）のスペクトルが高波数領域へ流れ，もう1つの保存量（磁気ヘリシティ）は低波数領域へ流れることによって，高波数領域でのスペクトルはその粘性や抵抗によって効果的

に散逸するため，散逸しにくい保存量（磁気ヘリシティ）が良く保存されることになる理由である。これらの保存量として，他にエンストロフィ（$\int(\nabla\times v)^2 dV$）があり，2次元非圧縮性ナビエ・ストークス乱流[10,12]にその具体例を見ることが出来る。また，2次元及び3次元[11,13]MHD乱流でも予想され，これらはSelf-Organization[15~17]の概念の中で認識されている。この考え方はTaylorの仮説をMHD乱流の立場から説明しようとするものであり，その緩和の動的過程は示されないが，抵抗性MHD不安定性の機構と深く関連していると考えられ，そこでは磁力線の再結合（リコネクション）の機構が重要となっている[18]。この観点から，3次元MHDシミュレーションが行なわれ[19]そして，Kの近似的保存性，自己反転機構，磁束増巾作用などについて調べられている[20,21]。

次に，Taylorの緩和モデルの内容について概説する。

プラズマは完全導体シェルに囲まれた電導性流体とし，外部とのエネルギーの遣取りはないものとすると，系の全エネルギーは次式で与えられる。

$$W = \int_V \left(\frac{1}{2\mu_0} B^2 + \frac{1}{2}\rho v^2 + \frac{P}{\gamma-1} \right) dV \qquad (2\text{-}1)$$

ここで，積分の括弧内の第2項（運動エネルギー W_k）及び第3項（熱エネルギー W_{th}）は第1項（磁気エネルギー W_B）に較らべて無視出来ると考えられる。初期の乱れた状態ではプラズマは平衡でないため運動し，ある束縛条件のもとで最終的にはエネルギー最小状態に落ち着くと考えられる。プラズマが完全導体である場合，この束縛条件はプラズマの磁力線への凍り付きからくる。つまり，このことは磁力線のトポロジカルな性質は運動の間不変であることを意味している。このトポロジカルな性質を表わすのが磁気ヘリシティKであり，完全導体の場合，Kは完全に保存する。このことはWoltjer[22]によって最初に証明され，後にMoffatt[23]やTaylor[24]が証明した。

磁気ヘリシティKは個々の無限小磁力管に対して，次式で表わされる。

$$K = \int_V \mathbb{A}\cdot\mathbb{B}\, dV \qquad (2\text{-}2)$$

ここで，$\mathbb{B}$は磁束密度，$\mathbb{A}$はベクトルポテンシャルである。

Kが保存するという束縛条件のもとで，磁気エネルギーW_Bを最小化した状態を変分的方法を用いて求める。

$$\delta W_B - \lambda \delta K = 0 \qquad (2\text{-}3)$$

ここで，λはラグランジュ未定乗数であり，この式から，

$$\nabla \times \mathbb{B} = \lambda \mathbb{B} \qquad (2\text{-}4)$$

が得られる。この磁場配位はForce-Free配位と呼ばれ，固有値λは$\mathbb{B}\cdot\nabla\lambda = 0$から各磁力管に沿って一定となる。

現実のプラズマは有限の抵抗を持っているため，最早，凍り付きの条件は破れ，各磁力管でのKは保存しなくなる。そこで，J.B. Taylorはもし磁力線のトポロジカルな組み換えが磁場の拡散時間に較らべて非常に短い時間スケールで起きるならば（プラズマ抵抗が充分小さい），系全体としての磁気ヘリシティは近似的に保存するであろうと考えた。全体積で積分された磁気ヘリシティK_hは

$$K_h = \int_{V_0} \mathbb{A}\cdot\mathbb{B}\, dV \qquad (2\text{-}5)$$

と表わされ，これを保存量とすることによって，W_Bを最小化すると，求まる最終状態は

$$\nabla \times \mathbb{B} = \mu \mathbb{B} \qquad (2\text{-}6)$$

となる。ここで，固有値μは空間的に一定となり，最早，この解は任意のForce-Free配位とはならない。

そして，Taylorはμについて多くの解を持つ(2-6)式に対して，安定性の立場から，最小エネルギー状態の解を求めていった。$W_B = \frac{1}{2}\mu K_h$と表わされることから，最小エネルギー状態の解は最小のμの値を求めることと等価であることから出発し，K_hだけでなく境界からくるトロイダル磁束保存の条件を使って解を求め

た。その結果，エネルギー最小なRFP配位は軸対称なBessel Function分布（BFM）を持つ配位とヘリカル配位の2つがあることを示し，μaの値（aはプラズマ柱の半径）がある値（=2.405）を越える[25]とトロイダル磁界の反転が起きることを示した。

安定性解析のTaylorのアプローチの方法はスフェロマクに対してもFinn[26], Boderson[27]及び金子[28]らによって採られ，その安定性が調べられた。それは$\nabla\times\mathbb{B}_m=\mu_m\mathbb{B}_m$から，トロイダル方向に級数展開（$\mathbb{B}_m\sim e^{im\theta}$, m：トロイダルモード）された非軸対称解を求め，そのMHD安定性の必要十分条件を調べるというもので，Finnらは理想MHD安定性に対する十分条件は$\mu_0<\mu_m$ $(m\geq 1)$となり，さらにプラズマ内に共鳴面が存在しない場合は，それが必要十分条件となることを示している。最小エネルギー状態の解を求める場合，RFPと違って，トロイダル磁束保存の条件の代わりに，金属容器の側面と上下面に対して$\mathbb{B}\cdot\mathbb{n}=0$（$\mathbb{n}$は表面での垂直ベクトル）の境界条件が与えられる。金子らは中心導体が挿入されたFC内のスフェロマクに対する安定性を調べた結果，d=0.18mの中心導体径の場合，FCの高さh_0と半径r_0との比h_0/r_0によって各mモードに対するμ_mの値が変化し，h_0/r_0が2.12を越えるとm=1モードの理想MHD変位に対して不安定になることを示した。CTCC-I装置で使用しているFCのh_0/r_0は1.07であるので安定領域にある。しかし，この様な解析はμが空間的に一定であることに留意して置く必要がある。

§2-3 電流ピーキングモデル

電気抵抗が空間的に非一様な高温プラズマでは電流分布のピーキングは屡々見られる現象[29]である。電流のプラズマ中心部への集中は壁からの不純物流入による周辺冷却などによって促進され，平衡配位に大きく影響を与えるためプラズマの安定性にとって重要な問題となる。

図2-1(a)(b)は本実験に於いてプラズマ周辺部に置いた磁気プローブによって測定されたポロイダル磁界波形（Bp.outとBp.inはプラズマの周辺部と中心部で測定されたもの）の時間的変化を調べたもので，Bp.outとBp.inの減衰の違いから，それらの比（R=Bp.in/Bp.out）をとってみると図(c)の様な緩和

的変化の様子を示すことがわかる。このRの変化から，電流のピーキングと不安定性発生による平坦化が生じていることを推論出来る[30]。

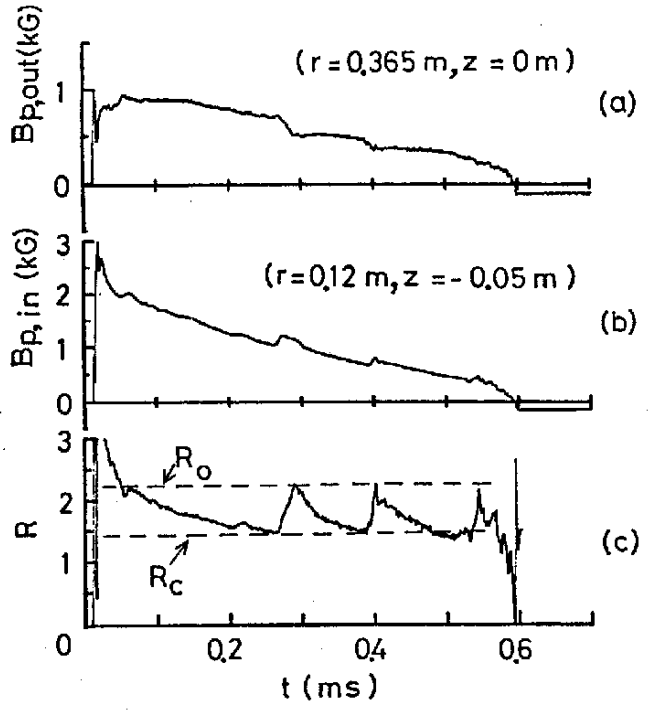


図 2-1 (a)FC壁付近での磁界Bp.out 及び (b)中心導体付近での磁界Bp.inの波形 と (c)その比（Bp.in／Bp.out）の時間変化

スフェロマクの抵抗性減衰過程での配位の変化を記述するために，電流のピーキングと平坦化を考慮した1つの平衡モデルを立て，MHD平衡コード[31,32]によって計算を行ない実験結果の解析をしていく。本節では電流ピーキングモデルに基づいた平衡方程式及び平衡諸量の式[33]を明示する。

磁界閉じ込めプラズマの平衡は静的なMHD方程式である平衡方程式により求めることが出来るが，一般にそれが解を持つことが明らかに示されているものは少ない。スフェロマクの様な軸対称トーラスプラズマの場合その平衡は非線形なGrad-Shafranov方程式[5]を解くことによって求めることが出来る。

中心導体付FC内のスフェロマクプラズマを対象とし，その平衡について考察していく。

Grad-Shafranov方程式は次式で表わされ，その中に含まれる2つの未知関数（P'及びII'）に対して，プラズマの温度が余り高くないことからForce-Free状態を仮定し，電流ピーキングモデルに基づいて次の関数形を与えた。

$$\Delta^* \psi = -\mu_0 r^2 P' - II' \qquad (2\text{-}7)$$

ここで演算子Δ^*は

$$\Delta^* \equiv r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \qquad (2\text{-}8)$$

$$II' = A\tilde{\psi}^{\alpha} \qquad (\tilde{\psi} = \psi/\psi_m) \qquad (2\text{-}9)$$

$$P' = 0 \qquad (2\text{-}10)$$

α ： ピーキングパラメータ

A ： スケールファクター

ここではFCの中心軸をz軸とする円柱座標系（r, ϕ, z）を考えており，スカラー関数ψは（r, z）の関数となり，ポロイダル磁束ψ_pによって$\psi_m = \psi_p/2\pi$と表わされることからポロイダル磁束関数とも呼ばれる。ここで，ψ_mは磁気軸でのψの値である。こうして得たGrad-Shafranov方程式は$\alpha \neq 1$の場合，その非有次項が非線形となるので解析的に解くことが出来ず，反復解法を用いて数値的に解く必要がある。その時，境界条件としてFC壁面で$\psi = 0$を与える。

(2-7)式は$\nabla \times \mathbf{B} = \lambda(\tilde{\psi})\mathbf{B}$と等価であり，$\lambda(\tilde{\psi})$は

$$\lambda(\tilde{\psi}) = I' = \left\{\frac{A(\alpha+1)}{2\psi_m}\right\}^{\frac{1}{2}} \tilde{\psi}^{\frac{\alpha-1}{2}} \qquad (2\text{-}11)$$

と表わされ，$\alpha = 1$の場合，$\lambda(\tilde{\psi})$は空間的に一様となり，Taylorの最小エネルギー状態となる。

平衡磁界$\mathbf{B}$は

$$\mathbb{B} = \nabla\psi \times \nabla\phi + I\nabla\phi \tag{2-12}$$

と表わされ，ここで，$\nabla\phi = \hat{\phi}/r$ （$\hat{\phi}$はトロイダル方向の単位ベクトル）である。
トロイダル磁界 B_t は

$$B_t = \frac{I}{r} = \left\{ \frac{2A\,\psi_m}{r^2(\alpha+1)} \right\}^{\frac{1}{2}} \tilde{\psi}^{\frac{\alpha+1}{2}} \tag{2-13}$$

と表わされる。
ポロイダル磁界 B_p はFC中央面上では B_z 成分のみとなるため，

$$B_p = B_z = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\psi \tag{2-14}$$

と表わされる。
トロイダル及びポロイダルの両電流密度は $\mu_0 \mathbb{J} = \lambda(\psi)\mathbb{B}$ より

$$\mu_0 j_t = \lambda(\psi) B_t = \frac{A}{r}\tilde{\psi}^{\alpha} \tag{2-15}$$

$$\mu_0 j_p = \lambda(\psi) B_p = \left\{ \frac{A(\alpha+1)\psi_m}{2r^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \tilde{\psi}^{\frac{\alpha-1}{2}} \cdot \frac{\partial\tilde{\psi}}{\partial r} \tag{2-16}$$

と表わされる。α が大きくなると，電流密度分布がピーキングすることが理解出来る。

次に，全空間で積分される物理的基本量について調べる。
ポロイダル電流 I_p は磁気面関数 I によって，

$$I_p = \frac{2\pi}{\mu_0}\left\{ \frac{2A\,\psi_m}{\alpha+1} \right\} \tag{2-17}$$

と表わされる。
安全係数 $q(\psi)$ の分布は

$$g(\psi) = \frac{I}{2\pi} \oint \frac{dl}{r^2 B_p} \tag{2-18}$$

と表わされ，等磁気面上に沿った線積分により求まる。

このg($\tilde{\psi}$)と$\tilde{\psi}$を使って，トロイダル磁束ψ_t，トロイダル電流I_t，磁気エネルギーW_B及び磁気ヘリシティKの各諸量は以下の様に表わすことが出来る。

トロイダル磁束 ψ_t

$$\psi_t = 2\pi \psi_m \int_0^1 g(\tilde{\psi})\, d\tilde{\psi} \tag{2-19}$$

トロイダル電流 I_t

$$I_t = \left\{ 2\pi^2 A (\alpha+1) \psi_m \right\}^{\frac{1}{2}} \int_0^1 \tilde{\psi}^{\frac{\alpha-1}{2}} g(\tilde{\psi})\, d\tilde{\psi} \tag{2-20}$$

ポロイダル磁気エネルギー W_{B_p} 及びトロイダル磁気エネルギー W_{B_t}

$$W_{B_p} = \frac{\pi^2}{\mu_0} \left\{ 2A(\alpha+1) \right\}^{\frac{1}{2}} \psi_m^{\frac{3}{2}} \int_0^1 \tilde{\psi}^{\frac{\alpha+1}{2}} g(\tilde{\psi})\, d\tilde{\psi} \tag{2-21}$$

$$W_{B_t} = \frac{2\pi^2}{\mu_0} \left\{ \frac{2A}{\alpha+1} \right\}^{\frac{1}{2}} \psi_m^{\frac{3}{2}} \int_0^1 \tilde{\psi}^{\frac{\alpha+1}{2}} g(\tilde{\psi})\, d\tilde{\psi} \tag{2-22}$$

磁気ヘリシティ K

$$K = 8\pi^2 \psi_m^2 \int_0^1 \tilde{\psi}\, g(\tilde{\psi})\, d\tilde{\psi} \tag{2-23}$$

Kで規格化した W_B/K, $\psi_t/\sqrt{K}$, $\psi_p/\sqrt{K}$, $I_t/\sqrt{K}$, $I_p/\sqrt{K}$ は磁界の大きさ（Aの値）に依存しない量となり，αの値によってのみ決定される。図2-2 (a)(b) はこれらの諸量とαの関係を調べたものである。

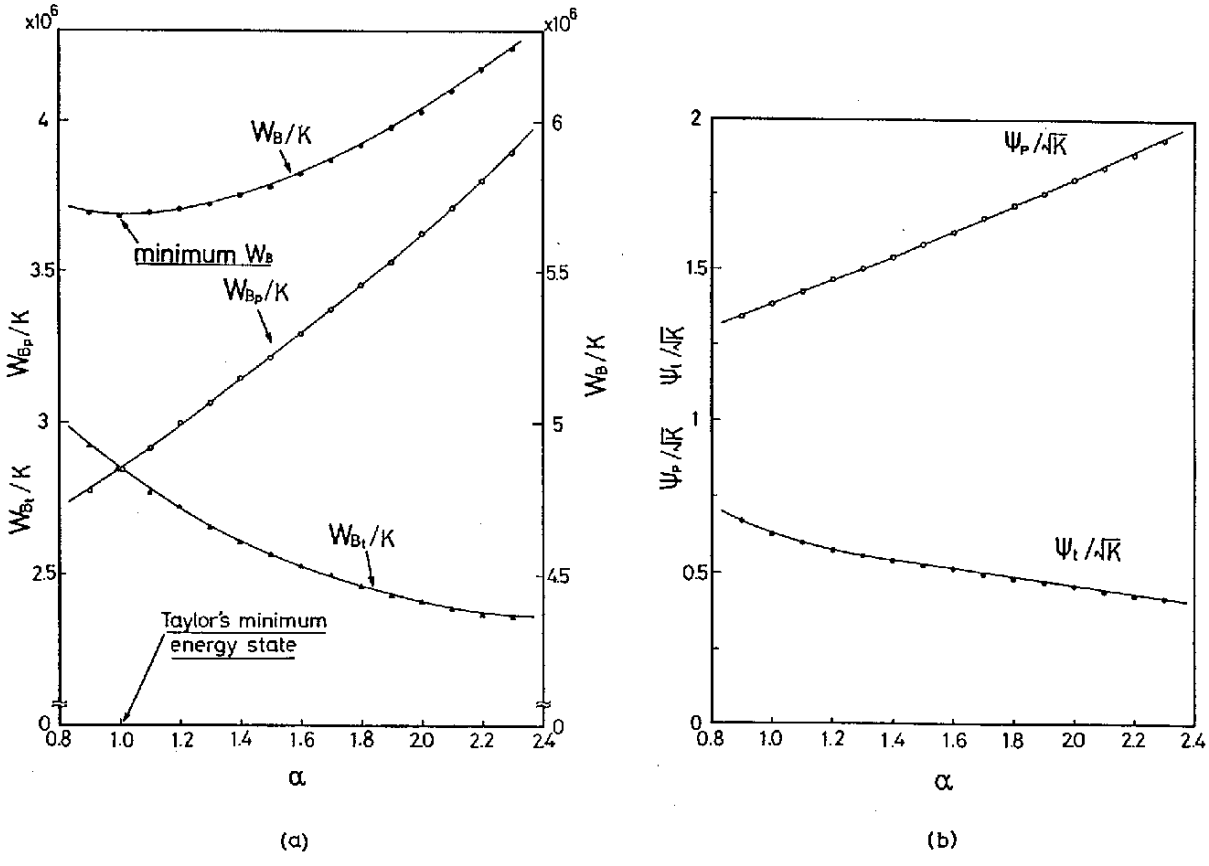


図 2-2. (a)(b). 磁気ヘリシティ K で規格化したトロイダル，ポロイダル
(a)両磁気エネルギー WBp／K，WBt／K 及び
(b)両磁束 ΨP／K^1/2，Ψt／K^1/2 と
ピーキングパラメータ α との関係

α=1の場合，W_Bは最小値をとり，スフェロマクのTaylor Stateになっていることがわかる。また，この状態ではW_{B_T}とW_{B_P}は等しくなり，磁気エネルギーが等分配されることになる。磁束の方はαの増加とともに，ψ_pも増加するがψ_tは緩

やかに減少していく。FC内で自然に減衰していく過程では，kは散逸するため，αの増加によって磁気エネルギーや磁束は増加しないことに注意する必要がある。

§2-4 ベータ値の上限

スフェロマク配位はトカマク配位と同様にトロイダル磁界B_tとポロイダル磁界B_pの両磁界を有しているが，大きな相違点は磁気井戸を持たないことである。従って，プラズマの安定性の保持はRFPプラズマと同様に強い磁気シヤーによってのみ行なわれる。磁気井戸は平均極小磁界とも呼ばれ，主として，プラズマの圧力勾配（∇P）に起因する不安定性を磁界圧力勾配（$\nabla B^2/2\mu_0$）によって抑えようとするものであり，磁気面に沿って平均した場合，磁気圧が外側に向って強くなり，それが安定化に寄与している。一方，磁気シヤーは磁力線の捩れによるもので，磁気面ごとに違ったピッチで交錯することで安定化の効果を持つ。FC内のスフェロマクは外部トロイダル磁界を持たず磁力線の方向はプラズマ周辺部ではポロイダル方向，内部ではトロイダル方向を向いており，その変化が大きいことから磁気シヤーが強いことがわかる。しかし，古典的な球形のスフェロマク[34]では磁気シヤーは充分に強化されておらず，磁気軸での安全係数qは0.82，セパラトリックスの位置では0.72とその勾配は非常に緩やかであるため磁気シヤーは強いと言えず，計算される限界ベータ値は1%以下となっている。このため，中心導体をFC中心軸に挿入し，フラックスホールと呼ばれるプラズマの存在しない領域を作ることによって磁気シヤーを強くして安定な高ベータ配位を得る試みを為した。

図2-3　は中心導体径dをパラメータにして求めたq分布とメルシエの条件に表われる磁気シヤーS分布である。中心導体の存在により，FC壁面でq値が零となり，その近傍での勾配が急峻になるために磁気シヤーは強くなる。また，dを大きくすることによって空間全体としての磁気シヤーSが大きくなることが図(b)によって示されている。

磁気シヤーと限界ベータ値との関係は理想MHD理論によって良く調べられている。Okabayashi[35]，Gautier[36]，金子[37]及び中沢[32]らは夫々，違った配位に対して，プラズマ形状，電流分布，フラックスホール径，導体壁の位置などをパラメータにして，メルシエモード及びバルーニングモード限界としてのベータ値の上限を調

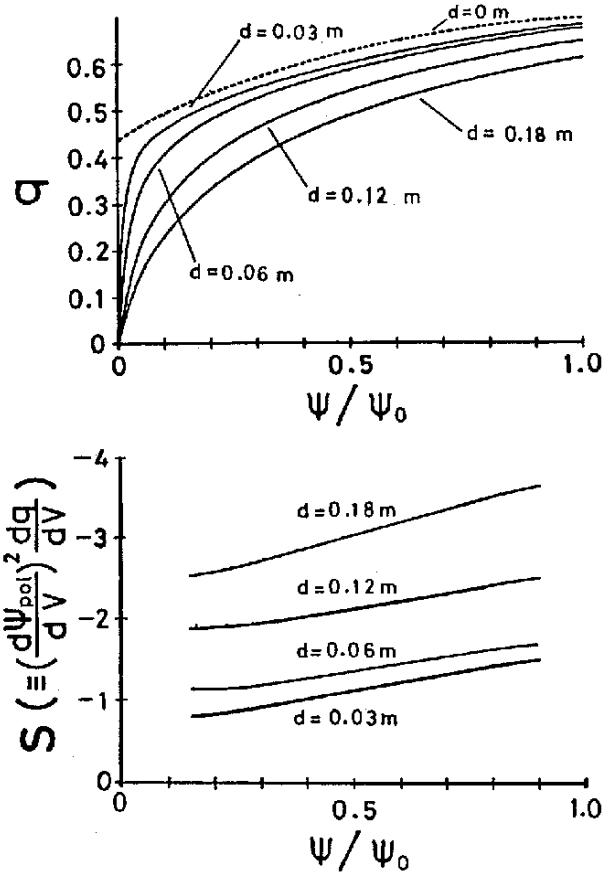


図 2-3. 中心導体径 d に対するq分布と磁気シアーパラメータS分布

べた。特に金子らはCTCC-I装置に於ける中心導体を挿入したFC内のスフェロマクを対象として、メルシェモードに対して最適化された限界ベータ値を求めた。それはGrad-Shafranovの方程式の中の圧力P'と電流分布II'を次式の様に与えて得られる平衡配位に対して、プラズマ中のすべての磁気面に於いてメルシェ条件を満足する最大のベータ値を算定したものである。図2-4に$\gamma=0$の場合の中心導体径dに対する最大ベータ値(磁気軸)の関係を示す。

$$II' = B\tilde{\Psi}(1-\gamma\tilde{\Psi}^n) \qquad (2\text{-}24)$$

$$P' = \varepsilon(1-\tilde{\Psi}) \qquad (2\text{-}25)$$

ここで，B，εは比例定数，磁気軸でのベータ値 β_0 は $\beta_0 \equiv 2P/B_t^2$ ($\mu_0=1$) で定義される。この図(a)から，中心導体なしの場合 ($d/2r_0=0$)，β_0 の最大値は ～0.05% であるが，d=0.18mの中心導体を挿入した場合 ($d/2r_0=0.24$)，～3% 迄向上することがわかる。次に，II′の式の非線形項迄考慮し ($\gamma \neq 0$)，P′に対して，(2-25)式を与えた場合(図(b)中実線)と最適化した場合(一点鎖線)について，調べた。この計算結果により，中心導体 (d=0.18m) を挿入したFC内のスフェロマクの限界ベータ値(最適値)は10%以下であることが示された。

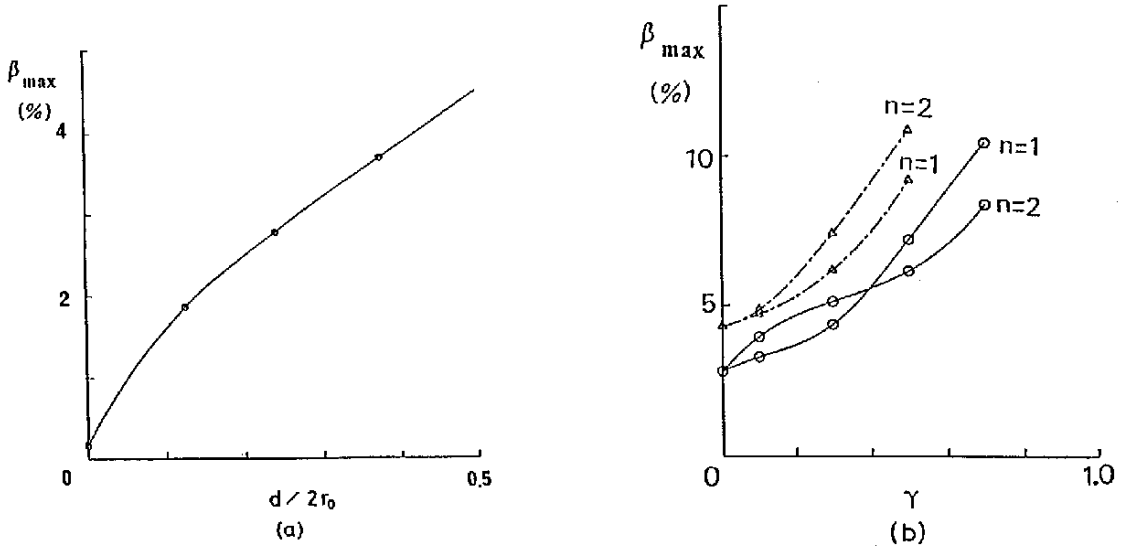


図 2-4. (a) 中心導体の半径 (d／2) に対する磁気軸での最大のβ値 と
(b) d=0.18m の時の最適化された最大のβ値
ここで，FCの半径 r_0 は 0.375(m)である。(参照文献 37))

参考文献

1) J.B.Taylor ; in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 5th Int. Conf. Tokyo, 1974) Vol.1, IAEA, Vienna 161 (1975).

2) J.B.Taylor ; Phys. Rev. Lett. 33, 1139 (1974).

3) J.B.Taylor ; in Pulsed High-Beta Plasmas, edited by D.E.Evans (Pergamon, Oxford, 1976), P.59.

4) C.Mercier ; in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 1st Int. Conf. Saltzburg, 1961), IAEA,Vienna (1962).

5) G.Bateman ; MHD Instabilities (MIT, Cambridge, Mass.).

6) H.A.B.Bodin and A.A.Newton ; Nucl. Fusion 20, 1255 (1980).

7) K.Watanabe, et al. ; J. Phys. Soc. Japan 50, 1823 (1981).

8) K.Watanabe, et al. ; Proc. of 2nd US-Japan WS on Compact Toroids, Osaka, P.66 (1981).

9) M.d.Kruskal and R.M.Kulsrud; Phys. Fluids 1, 265 (1958).

10) F.P.Bretherton and D.B.Haidvogel ; J. Fluid Mech. 78, 129 (1976).

11) D.Montgomery, L.Turner, and G.Vahala ; Phys. Fluids 21, 757 (1978).

12) W.H.Matthaeus and D.Montgomery ; Ann. N.Y. Acad. Sci. 357, 203 (1980).

13) U.Frisch, et al. ; J. Fluid Mech. 68, 769 (1975).

14) D.Fyfe, et al. ; J. Plasma Phys. 17, 369 (1977).

15) 長谷川晃 ; 日本物理学会誌 36, 684 (1981).

16) 長谷川晃 ; 日本物理学会誌 39, 19 (1984).

17) A.Hasegawa ; Adv. Phys. 34, 1 (1985).

18) S.Riyopoulos, A.Bonde, and D.Montgomery ; Phys. Fluids 25, 107 (1982).

19) R.Horiuchi and T.Sato ; Phys. Rev. Lett. 55, 211 (1985).

20) T.Sato and K.Kusano ; in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 10th Int. Conf. London, 1984) Vol.2, IAEA, Vienna 461 (1985).

21) 片山弘造，山田和穂，桂井誠 ; 核融合研究 51, 297 (1984).

22) L.Woltjer ; Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. 44, 489 (1958).

23) H.K.Moffatt ; J. Fluid Mech. 35, 117 (1969).

24) H.Ito ; Jour. Phys. Soc. Japan 53, 1326 (1983).

25) A.Reiman ; Phy. Fluids 23, 230 (1980).

26) J.M.Finn, W.M.Manheimer, and E.Ott ; Phys. Fluids 24, 1336 (1981).

27) A.Bondeson, et al. ; Phys. Fluids 24, 1682 (1981).

28) M.Taguchi, T.Miyazaki, and S.Kaneko ; J. Phys. Soc. Jpn. 54, 2163 (1985).

29) I.H.Hutchinson ; Phys. Rev. Lett. 37, 338 (1976).

30) M.Nagata, et al. ; in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 10th Int. Conf. London, 1984) Vol.2, IAEA, Vienna 655 (1985).

31) 徳田伸二 ; 博士学位論文，大阪大学 (1984).

32) 中沢一郎 ; 修士学位論文，大阪大学 電磁エネルギー工学専攻 (1984).

33) T.Uyama ; Private Communication (1985).

34) M.N.Rosenbluth and M.N. Bussac ; Nucl. Fusion 19, 489 (1979).

35) M.Okabayashi and A.M.M.Todd ; Nucl. Fusion 20, 571 (1980).

36) P.Gautier, R.Gruber, and F.Troyon ; Nucl. Fusion 21, 1399 (1981).

37) S.Kaneko, et al. ; IPPJ-743 (1985).

第3章　CTCC－I実験装置と不純物抑制

§3－1　緒言

スフェロマクを生成する方法の1つに同軸プラズマガンを用いる方法[1~3]がある。この方法は歴史的には，1958年にアルヴェン達によって行なわれた先駆的な実験[4]が基礎になっている。しかし，その後，類似した実験は行なわれず，最近になって，米国のロスアラモス国立研究所とリバモア国立研究所に於いて，同軸プラズマガンの規模拡大が企画され，CT研究開発の要請に応じて，再びスフェロマク生成実験として研究が開始された。殊に，CTCC－I装置はロスアラモス国立研究所のCTX装置と同規模のものであり，時期的には少し遅れてスフェロマク生成実験を開始した。初期実験で生成されたスフェロマクプラズマは電子温度Teが数eVと低温で，プラズマ寿命τ_{life}は200μs程度であった[5~8]。このことは他のスフェロマク装置でも同様であり[9~11]，主に酸素や炭素などの低Z不純物による輻射損失が原因であると推論された[12,13]。そのため，各装置に於いて不純物対策が施され，その結果，プラズマパラメータが向上し，閉じ込めの質的改善に成功した[14~19]。

不純物対策の方法として，チタンコーティング[20,21]・放電洗浄[22,23]（ティラー放電・グロー放電）及びベーキングがある。CTCC－I装置ではガン電極の改良を始め，チタンコーティング法を装置システムの単純さを活かして積極的に採用し，ガン電極表面とフラックス・コンサーバー（FC）内壁へのチタンコーティング，真空容器内でのチタンフラッシング及びFCのベーキング等を組み合わせて行ない，顕著な効果を得ている[24]。

本章では，スフェロマク生成機構，CTCC－I装置の概説及び閉じ込め特性の改善を目的として行なった不純物抑制実験について述べる。検討では，不純物対策後のプラズマに対して，エネルギーバランスの立場から考察し，問題となるエネルギー損失機構を明らかにし，今後の対策を立てる。

§3－2　スフェロマク生成機構

図3－1に同軸プラズマガンを用いたスフェロマク生成機構[25,26]を示す。この方式

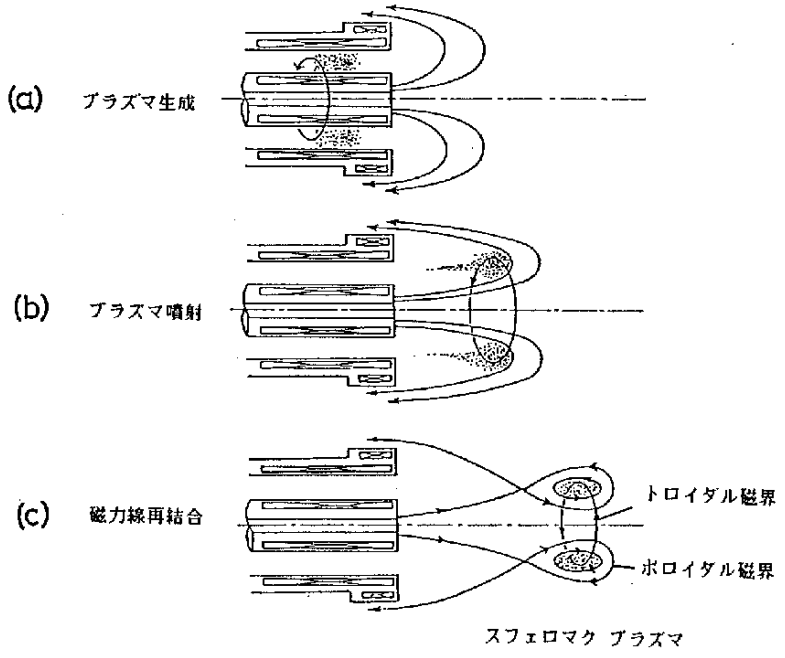


図 3-1. スフェロマクの生成機構概略

による生成法は，(a)プラズマ生成，(b)プラズマ噴射，(c)磁力線再結合の3つの段階に区分して考えることができる。

第1段階では同軸プラズマガンに内蔵したソレノイドコイルによって，(a)に示す様な放射状のポロイダル磁束を準定常的に作っておき，外部電極に設置した高速電磁弁によって，両電極間に水素ガスを注入する。その後，両電極間に印加した電圧によって，電極尾部から絶縁破壊が始まり，ガン電流が流れ，方位角方向の磁界が作られる。この磁界が後にトロイダル磁界となる。プラズマはその電流と磁界のローレンツ作用によってガン噴出口に向って加速され噴出する。

第2段階　ではプラズマが噴出する時，その電気伝導率が高いため，鎖交する磁束が保存する方向にプラズマ内に誘導電流が流れ，そのためポロイダル磁束を捕捉した格好になり，磁力線は引き伸ばされていく。ここではプラズマの

運動エネルギーが磁気エネルギーに変換される過程とも言うことができる。
最終段階(c)ではFC内に入射したプラズマの後方の密度の薄い領域で磁力線の再結合が生じ，それによってプラズマは電極部と分離され，ポロイダル磁界の磁力線は閉じた形となり，スフェロマク配位が形成される。

§3-3 CTCC-I装置の概略

CTCC-I装置は同軸プラズマガン電極部，ポロイダル磁束用ソレノイドコイル，フラックス・コンサーバー（FC）及び真空容器等で構成されている[27]。図3-2に実験装置の概略図及び図3-3に全体写真を示す。

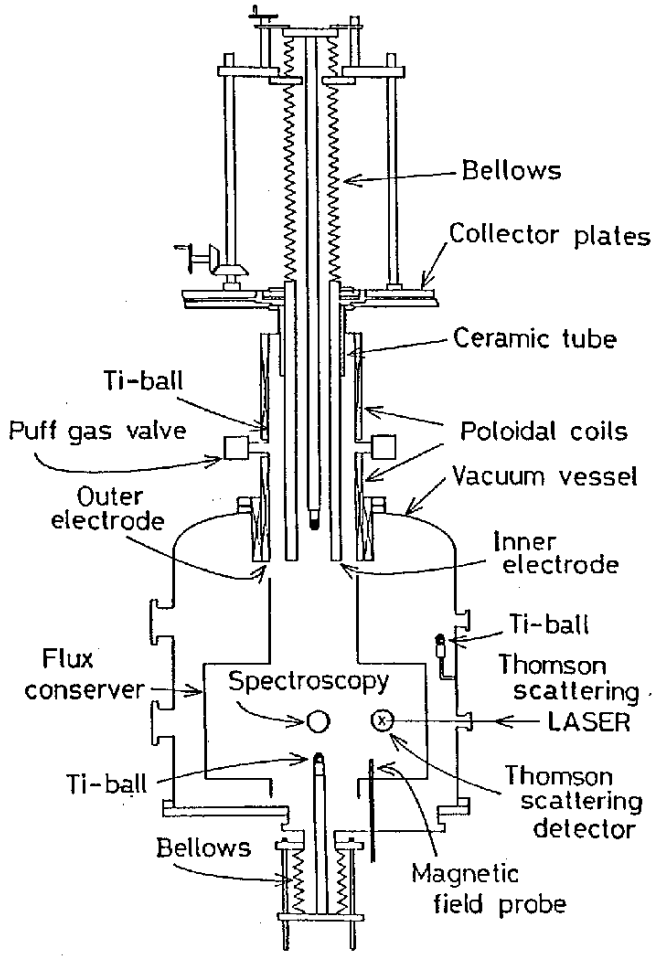


図 3-2. CTCC－I 装置とチタンコーティング駆動装置の概略

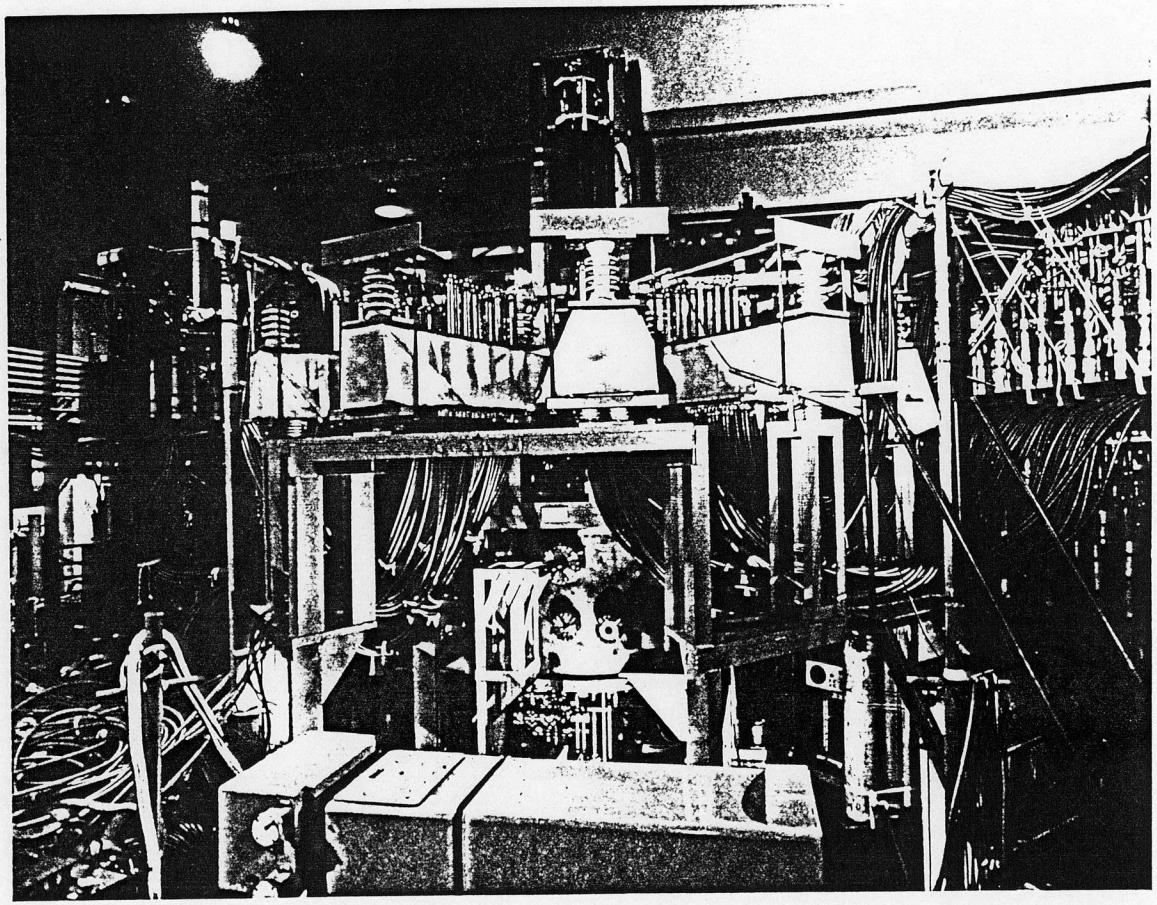


図 3-3. ＣＴＣＣ－Ｉ実験装置の全体写真

(a)同軸プラズマガン電極部

プラズマ生成に使用される同軸プラズマガン電極は内部電極と外部電極で構成され，セラミックを基盤にしたフランジによって，互いに電気絶縁されている。これらは，厚み1.5 mm，長さ0.8 mのステンレススチール製円筒であり，直径は，内部電極 0.18 m，外部電極0.3 mである。この両電極は，容量68 μF，最高充電電圧50 kVの高速コンデンサー・バンクと連結しており，通常充電電圧40 kVで，約50 kJのエネルギーが供給される。また，コンデンサーバンクは4系統に分けてあり，夫々，独立に放電可能である。また，高速電磁弁が外部電極の外側に6個配置され，動作気体である水素ガスが電極間に注入される。このガス量は1気圧換算で4 cm³である。このガス注入時刻から，ガン放電開始時刻までの時間τ_{puff}は変えることができ，最適値（通常，τ_{puff}＝200～300 μs）が調べられる。

(b)フラックス・コンサーバー

フラックス・コンサーバーは導入部と閉じ込め部によって構成されており，現在2種類のFC（銅製の矩形断面型とアルミニウム製の回転楕円体型）が使用されている。導入部は，直径0.3 m，高さ0.32 m，厚さ1.4 mmのステンレス円筒である。銅製のFCの閉じ込め部は，直径0.75 m，高さ0.4 m，厚さ1.5 mmであり，傾斜型不安定性に対して安定なオブレイト（横長）な形状がとられており[28]，実験目的によって中心導体が挿入される。

(c)ポロイダルコイル

ポロイダル磁束発生用として，アウターコイル，インナーコイル，バッキングコイルの3種類のソレノイドコイルが，以前には用いられていたが，現在，主として，外部電極に内蔵したアウターコイルのみを使用している。アウターコイルは，長さ0.8 m，巻数88回，インダクタンス900 μHであり，スロー電源によって，0.5 kJのエネルギーが供給される。アウターコイルをガン放電開始時刻の1 ms前から動作させ，ガン電極噴出口付近にポロイダル磁束を発生させておく。

(d)真空容器

真空容器は，厚さ 5mm のステンレス製であり，排気速度 510 l/s と 190 l/s の2台のターボ分子ポンプを直列に繋ぎ排気している。ベーキング及びチタンフラッシングを行なわない時の到達真空度は $1\sim2\times10^{-6}$ Torr である。

§3-4 不純物抑制実験

3-4-1 不純物抑制方法

チタンコーティング法は放電洗浄に較らべて取り扱いが容易であり，且つ速効性があるといった利点を持つが，不純物を外部に排斥しないため，放電を重ねていけば再び不純物が混入してくることや，チタン原子自身が不純物として悪影響を及ぼすことが欠点となる。そこで，本実験ではチタンコーティングを繰り返し行える機構にすることと，先ずは，チタン原子不純物による輻射が大きなエネルギー損失とならない温度領域（100eV程度迄）でのプラズマ生成を目標として，チタンコーティング法を採用した。チタンコーティング法は2つの目的で使用している。1つは，真空容器内の真空度を向上させることであり，もう1つは，電極表面及びFCの内壁に付着している酸化物や炭化物の上から清浄な金属面を形成することにより，それらの混入を防止することである。

チタンコーティングを行うために，バリアン社製チタンボール（25g）を使用し，ガン電極上部に設置した駆動装置によって，内部電極の内側に収納してあるチタンボールを導き出し，FC上部からFC内壁の約80%にチタンをコーティングする（FC下部から行う場合もある）。チタンボールに電流値30A（予備加熱）と50A（サブリメーション率 0.25g/hour）を一定のサイクルで通電し，積算時間として20時間程度のコーティングを行なう。FC表面に形成されるチタン層の厚みは，走査型顕微鏡（SEM）によって剥離箇所から評価したところ～0.8μ（60時間コーティング後）であった。[29] これはサブリメーション率から評価した値と較らべて1/3の値である。

チタン蒸着面は N_2, O_2, CO_2, CO, H_2O に対してポンピング作用はあるが不活性ガス（He, Ar etc.）やメタン（CH_4）などに対してはない。[30] 図3-4に残留ガス分析器による質量スペクトルの真空度に対する変化を示した。真空容器

にケタンボールー（6個）または，ケタンワイヤー（3本）が取り付けられており フラッシングすることにより，主として，H_2Oの成分が減少し，真空度は1×10^{-7} Torr近傍上する。FCへのケタンコーティングによって最終的に到達する真空度は$1\sim2\times10^{-8}$ Torrである。ベーキングはFCの表面にヒーター線を巻き付け，通電することによってFCの温度を100°C以上に保ち，2～3日間継続して行なう。

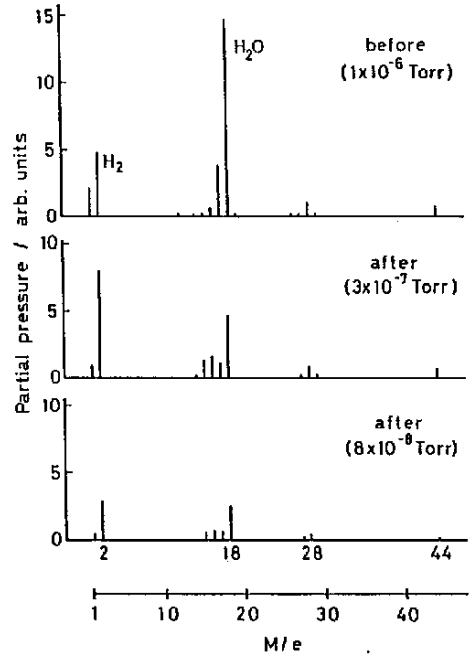


図 3-4. 各質量スペクトルの真空度に対する変化

3－4－2 測定内容

(a) 磁界測定

プラズマ中の磁界を磁気プローブを用いて測定した。磁気プローブはプラズマの中心部まで挿入するとプラズマを乱したり，冷却したりする短所があるが，空間分解能が良く，また測定が手軽であるといった長所をもつため，屡々使用される。磁気プローブはテフロンボビンにコイルを巻き，それを木製の丸棒に埋め込んで作製した。磁界の3方向成分（B_r, B_ϕ, B_z）を同時に測定するための3方向に検出コイルを取り付けた3軸プローブやプラズマ内の磁界分布を測定するための検出コイルを5～2 cm 間隔で取り付けた5チャンネルプローブがある。検出コイルは，直径6 mmと5 mm，巻数N＝60回であり，磁界の大きさBは，コイルを通過する磁束の時間変化により生じた誘起電圧をRC積分回路を通してオシロスコープやデジタイザーによって測定した電圧値Vから，$B = RC\cdot V/(N\cdot S_e)$の式によって求まる。ここで，RCは積分定数，$S_e$は有効断面積である。そして，図3－2で示した位置でポロイダル磁界のz成分を測定した。

(b) 分光測定

分光測定は不純物研究には欠くことのできない測定であり，古くから，頻繁に使われて来た。[31,32] 分光測定によって，①プラズマの電子温度及びイオン温度

②不純物密度　③中性原子密度　④荷電粒子の閉じ込め時間　⑤平衡と安定性に関する情報　などの定量的・定性的な情報が得られる。一般に、分光測定は分光器を用いて行なわれ、分光器としてはその対象とする光源の波長領域によって使用される種類が異なり、可視分光器、真空紫外分光器及び光分散体として結晶を用いたX線分光器がある。

本実験で使用した可視分光器は、島津製GE-100型分光器と日本分光工業製CT-25型分光器及び7チャンネルのポリクロメーター（LANL所有物）である。GE-100型分光器は焦点距離1mのエバート型回折格子分光器であり、分光写真及び3チャンネルの光電測定が行なえる。光電測定用に取り付けた光電子増倍管は浜松テレビ製R919型で、最高感度波長は4000Å付近にある。また、観測可能な波長領域は2000～5000Åであり、逆分散は8.3Å/mmである。CT-25型分光器は焦点距離0.25mであり、光学系は変型ツェルニーターナ型、F値4.3、逆分散30Å/mmで、1チャンネルの光電測定及び写真撮影ができる。7チャンネルポリクロメーター[33]は焦点距離0.25mの可視分光器を改造してポリクロメーターとして製作されたもので、回折格子の溝数2400 l/mmであり、光電子増倍管は浜松テレビのR106UHが使用されている。装置幅は、標準ランプのスペクトル線のプロフィルを調べることによって、各チャンネルに於けるその全半値幅が0.36～0.49Åであることから示される。プラズマからの光を集光するため、スリット結像法や中間結像法[34]によってレンズ系（焦点距離300mm）を配置した（図3-5(a)(b)）。

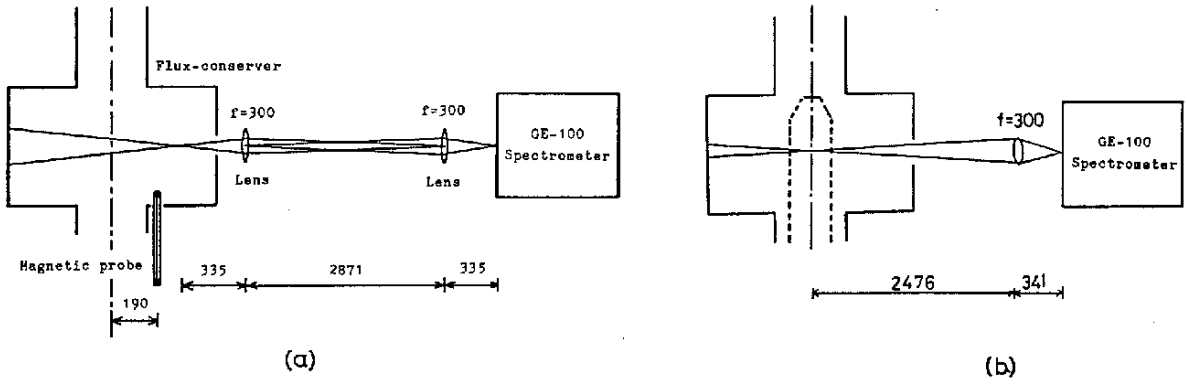


図 3-5. 分光測定の光学系 ((a) 中間結像法, (b) スリット結像法)

表 3-1. 測定したスペクトル線の遷移と遷移確率

Ultra Violet and Visible Lines					
	Wave-Length(Å)	Transition	E_H(eV)	E_B(eV)	$A_{ji}10^8(s^{-1})$
OII	4414.9	$3s^2P_{3/2}-3p^2D^0_{5/2}$	23.4	26.3	1.15
OIII	3047.1	$3s^3P^0_2-3p^3P_2$	33.2	37.2	1.52
OIV	3063.5	$3s^2S_{1/2}-3p^2P^0_{3/2}$	44.4	48.4	1.48
OV	2781.1	$3s^3S_1-3p^3P^0_2$	67.8	72.3	1.71
CII	4267.0	$3d^2D_{3/2}-4f^2F^0_{5/2}$	18.0	21.0	2.46
CIII	4647.4	$3s^3S_1-3p^3P^0_2$	29.5	32.2	0.68
CV	2270.9	$2s^3S_1-2p^3P^0_2$	5.4	298.9	0.565
Hβ	4861.3	2 — 4	10.2	12.8	8.42
TiII	3361.2	$a^4F_{7/2}-z^4G^0_{9/2}$	0.03	3.7	—
CrII	3132.0	—	—	—	—

E_H : Lower Energy Level
E_B : Upper Energy Level
A_{ji} : Transition Probability

GE－100型分光器によって，波長3000～5000Å間の不純物スペクトル線の写真撮影を行ない，各スペクトル線の同定後，強度が強く，且つ遷移準位が明確なものを選択して光電測定した。本研究に於いて測定したスペクトル線の波長，遷移及び遷移確率について表3－1に示した。

(c) 電子温度・電子密度測定

電子温度Te及び電子密度neの測定は，これ迄，静電ダブルプローブ法によって行なわれて来た[35,36]が，この方法はそれらの時間変化を知ることができるといった長所があるが，プラズマが高温になるとプローブ挿入によって，プラズマに擾乱を与えたり，冷却したりする短所があり，信頼性も乏しい。本実験ではプラズマを乱さず，空間的時間的分解能の良い，信頼性の高いレーザー光によるトムソン散乱測定によって，磁気軸でのTe，ne の測定が行なわれた。また，本実験以後，CO_2レーザー干渉計による平均電子密度測定が行なわれた。これらの測定方法と原理についての詳細は文献[36,37]に譲ることにする。

§3－5　実験結果

3－5－1　プラズマ閉じ込め特性の改善

(a) 輻射損失量の減少

不純物輻射量の減少は分光測定及びバイロ測定によって，実験的に明らかに示すことができた。図3－6はFCへのチタンコーティング時間に対する各不純物スペクトル線強度のピーク値の変化を示したものである。OII線(4415Å)，CII線(4267Å)及びCIII線(4647Å)の低電離イオンからの発光スペクトル線の強度は，30時間のチタンコーティングによって，1/5～1/10に低下する。それ以後，コーティング時間の増加に伴なって，徐々に低下していくが，比較的高電離イオンであるOVイオンからの発光スペクトル線(2781Å)は，ほぼ，一定値を保つ。また，この一連の実験で行なわれなかったが，バイロ検出器による全輻射量の測定から，約20時間のチタンコーティングによって，プラズマからの全輻射量 Prad. が 1/5 程度低下することが示された。[38)]

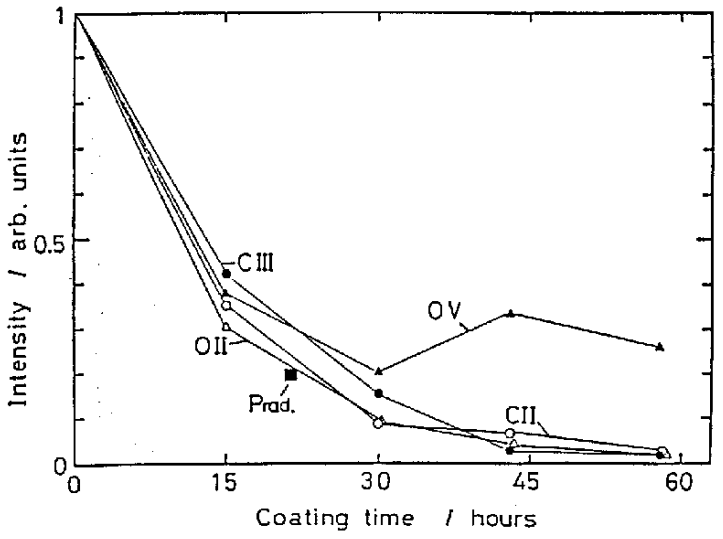


図 3-6.　FCチタンコーティング時間に対する各不純物スペクトル線強度及び全輻射量 Prad.の変化

(b) プラズマ寿命とMHDアクティビティ

不純物対策を行なう以前のプラズマの典型的な磁界波形を図3-7(a)に示し，行なった後に得られた種々の磁界波形を同図(b)~(e)に示す。不純物輻射損失が支配的なプラズマの磁界の減衰は指数関数的であり，その減衰率τ_Bは120μs程度である。また，プラズマ寿命τ_{life}は200~300μsであるが，再現性は良い。FCへのチタンコーティング後，磁界は直線的に減衰する様になり，τ_{life}も最高800μs近くまで延長した。また，MHD的にアクティビティが増大したことによって，磁界の揺動も大きくなり，(d)と(e)の磁界波形から示される様に，プラズマが急激に消滅する現象（ディスラプティブ・ターミネーション）が新しく頻繁に観測された。この不安定性現象に関しては第4章で検討を行なう。

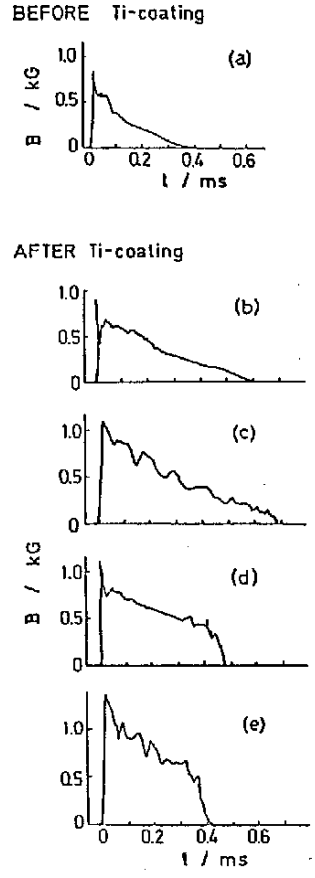


図 3-7. FCチタンコーティング (a)前 (b)-(e)後における磁界波形の比較

(c) 電子温度と電子密度の変化

τ_{life}の延長，MHDアクティビティの増大，また，OⅤ イオンがプラズマ消滅直前まで発光するようになったことなどの実験事実から，定性的にT_eの上昇が示される。T_eの上昇を定量化するため行なったレーザー散乱測定の結果[36]を図3-8に示す。この結果により，チタンコーティング前，磁気軸でのT_eが10eV程度であったが，コーティング後には20~40eV迄上昇したことがわかる。一方，磁気軸のn_eは$1\times10^{20}\ m^{-3}$以上であったが，$0.7\sim1\times10^{20}\ m^{-3}$迄減少していることがわかる。以後の実験に於ける平均電子密度$\bar{n}_e$測定により，$\bar{n}_e$が$5\sim10\times10^{19}\ m^{-3}$から$2\sim5\times10^{19}\ m^{-3}$迄減少することが示された[37]（図3-9）。この結果から，チタンコーティングによって，壁からの中性水素粒子の流入も軽減され，余分な電子密度の増大の抑制にも効果を示していることが認められる。

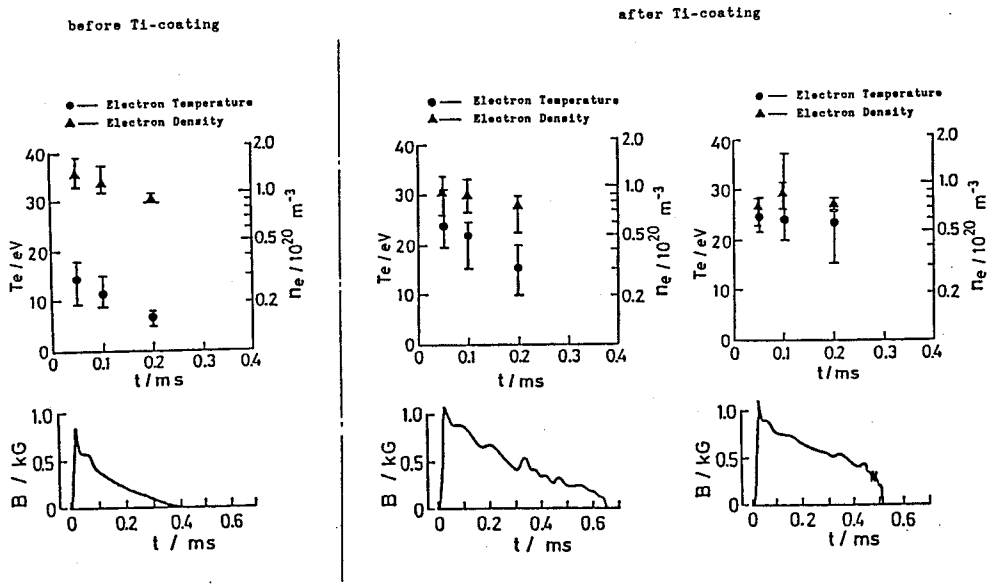


図 3-8. ＦＣチタンコーティング前後に於いてレーザー散乱
測定された電子温度及び電子密度の比較

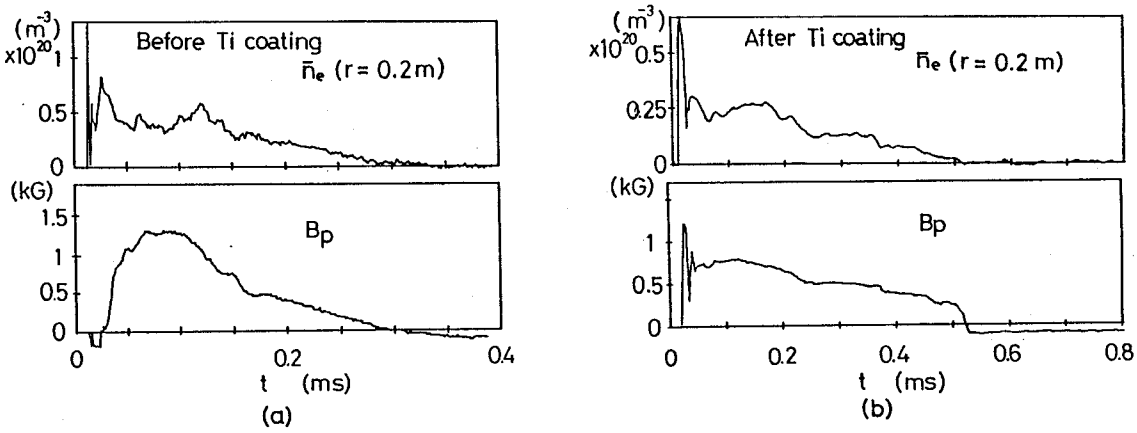


図 3-9. ＦＣ（ＦＣ－Ｄ１）チタンコーティング (a)前 (b)後
に於ける平均電子密度 $\bar{n}e$ の変化

3-5-2 メタン混入の影響

MHDアクティビティのあるプラズマ中にメタン（CH_4）を混入させ，炭素不純物の影響を調べ，炭素混入量を算定した。不純物密度の定量測定として，真空紫外分光による絶対測定法以外に粗い定量測定であるが，メタン注入法[37,40]がある。この方法は絶対量のわかったメタンを水素ガスと共に充填して放電を行ない，スペクトル線強度の変化の度合を測定することにより，プラズマ中に混入している炭素量を求めるものである。プラズマの状態がメタンを混入することによって著しく変化してはいけないことに注意しなければならない。本実験では，ポロイダル磁界波形を測定することにより，プラズマのアクティビティをモニターし，CII（4267Å），CIII（4647Å）の2つのスペクトル線強度の変化を調べた。図3-10 (a)(b) に，その結果を示す。炭素を原子数比で6.5%以上混入するとプラズマのアクティビティが低下し，磁界波形は指数関数的な減衰を示した。また，CIIスペクトル線強度が増加していることがわかる。この結果は不純物輻射はプラズマにとって大きなエネルギー損失となることや，ディスラプティブな消滅現象には電子温度の上昇が重要な要因となっていることを明確に示している。図(b)により，プラズマ中に含有する炭素量は1～6%であることがわかる。

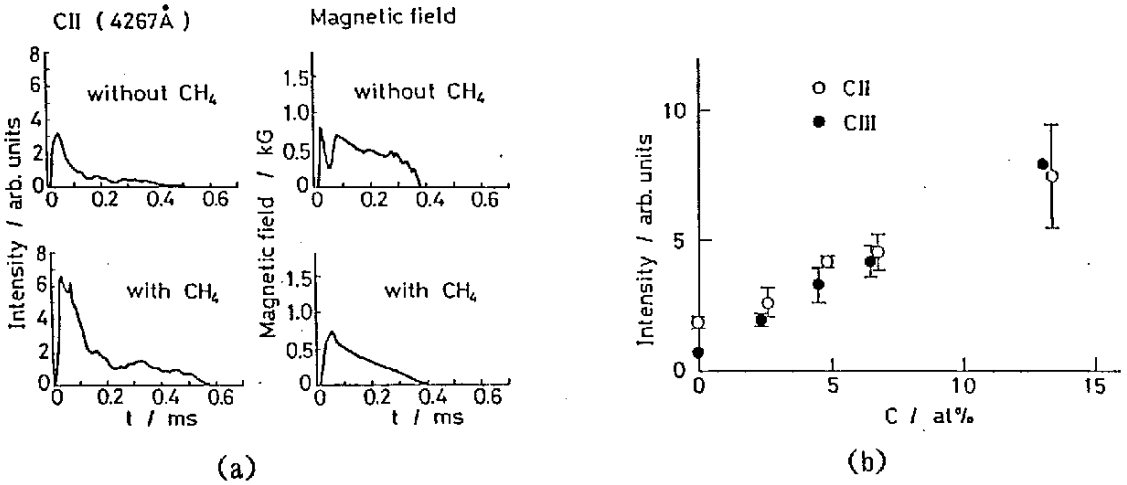


図 3-10(a). メタン混入（C：6.5%）によるCII(4267Å)スペクトル線の強度と磁場波形の変化

(b). 炭素の混入量に対するCII(4267Å)とCIII(4647Å)スペクトル線強度の変化

3-5-3 ガン電極からの不純物輸送

磁化同軸プラズマガン方式によるスフェロマク生成は有極放電を利用するため，プラズマ生成の効率は高いが，電極材料としての鉄(Fe)，クロム(Cr)などの高Z不純物がプラズマ中に混入し易いのが大きな問題点とされている。ガン電極部からの不純物の輸送過程[15,41]を調べるため，真空容器底面から，両電極間を睨む視線上でポリクロメーターを使って，Hβ(4861Å)，OIII(3047Å)，CrII(3132Å)の各不純物スペクトル線のドップラーシフトを測定した。

図3-11に各スペクトル線のドップラープロフィルの時間変化を示した。tはガン放電開始からの時間を表わし，横軸は中心波長(Δλ=0Å)からのredシフトを正，blueシフトを負として表わしてある。各プロフィルは6チャンネルの同時測定で中心波長をスキャンして得た値を重ねて処理したものである。Hβ線は放電直後(t=2μs)で既にblueシフト(Δλ=1~1.5Å)が顕著に現われており，そのシフトの大きさから算出した中性粒子の速度は0.6~1×10^5 m/sである。この値は磁気プローブによって2点間の磁界信号の立ち上り時間差から求めたプラズマの噴出速度(~2×10^5 m/s)と大差はない。Cr線とOIII線のプロフィルを較らべてみると，前者のプロフィルにはblueシフトが見られない。このことは電極内部の分光写真からもその違いが認められる。ガン電極内部に残された不純物イオンは，磁力線の再結合によってスフェロマクから分離された以後，流入はないと考えられる。この実験結果は，電極内部の分光写真では明確に同定できるCrII線(3119~3132Å)がFC内のプラズマには観測されないことからも裏付けられる。図3-12に電極内部とFC内のプラズマに対して測定した分光写真を示す。以上の実験結果から，現在の同軸プラズマガンのスケール及び運転方法では，高Z不純物のガン電極から，FC内のプラズマへの混入はないという重要な結論が得られた。

§3-6 検討とまとめ

効果的な低Z不純物対策により，プラズマの閉じ込め特性を改善することが出来た。今後のスフェロマクの閉じ込め性能向上を計るためには得られたプラズマのエネルギー損失機構を探り，閉じ込めにとって何が重要な問題であるかを明確にする必要がある。本節では，ケタンコーティング後のプラズマを対象とし

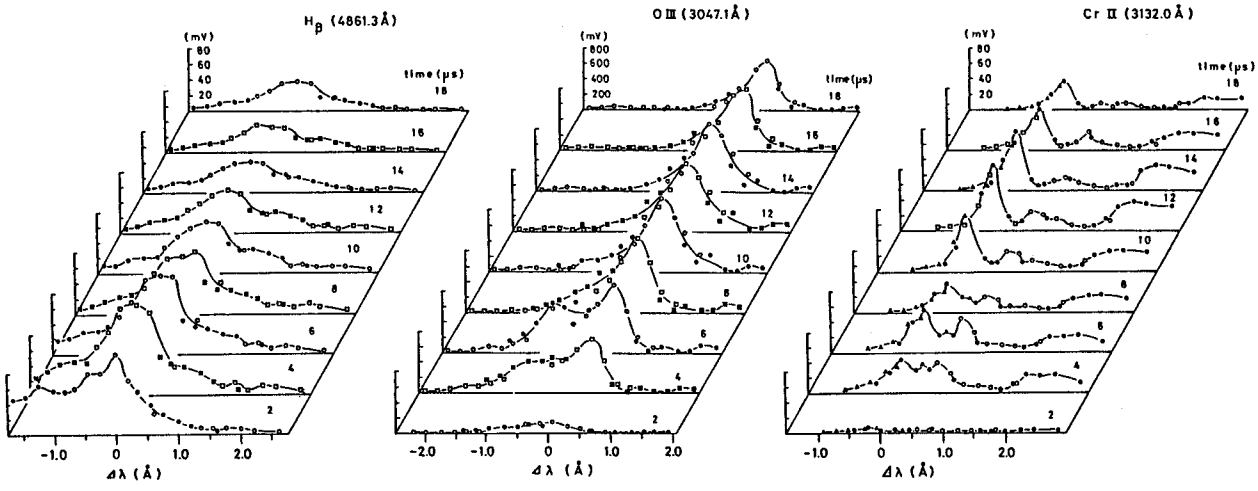


図 3-11. (a)Hβ(4861Å), (b)O III(3047Å), (c)Cr II(3132Å) の
各スペクトル線のドップラー・プロファイルの時間変化

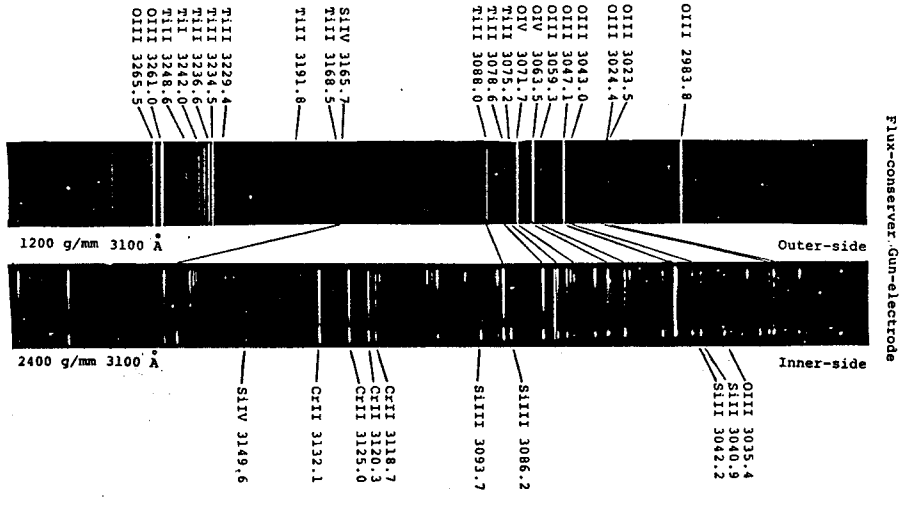


図 3-12. FC及びプラズマガン内のプラズマ分光写真

エネルギー閉じ込め時間，粒子閉じ込め時間を制限している要因をエネルギーバランスを評価することによって明らかにする。[42]

エネルギーバランスのモデルには，電離と衝突過程，電子・イオンの粒子と熱輸送過程などの多くの重要な物理過程を含んでおり，電子温度Te，イオン温度Tiに関するエネルギーバランスの式や粒子バランスの式及びジュール加熱の式等に基づいて記述される。

本検討では，主要なエネルギー損失機構として，電子温度バランスに関して不純物輻射損失P_{rad}，中性粒子の電離エネルギー損失P_n，熱伝導損失P_{th}を考え，イオン温度バランスに関して，$T_e = T_i$ を仮定し，荷電交換によるエネルギー損失P_{cx}のみを考えた。

チタンコーティングされたFC壁面の中性水素ガスの吸着と離脱はプラズマの閉じ込めに大きな影響を与えていると考えられる。プラズマ中に流入する中性粒子が増大すると，それを電離するに必要なエネルギーは無視出来なくなる。チタンコーティング後，平均電子密度$\bar{n}_e$の波形は時間的に一定となることから，電子の拡散と壁からの中性粒子の流入がバランスしていると考えることが出来る。先ず，壁から流入して来る中性粒子の電離によって失われるエネルギー量を評価する。中性粒子密度n_0は測定していないため，プラズマ粒子の拡散がボーム拡散であると仮定し，次式の粒子バランスの式から求めた。

$$\frac{dn_e}{dt} = -\frac{n_e}{\tau_p} + n_e n_0 \langle \sigma v \rangle_H \qquad (3\text{-}1)$$

ここで，$\langle \sigma v \rangle_H$ は水素原子の電離係数である。$\bar{n}_e$が時間的に一定であることから，$dn_e/dt = 0$ とすることが出来，

$$n_0 = \frac{1}{\tau_p \langle \sigma v \rangle} \qquad (3\text{-}2)$$

と表わされる。粒子の閉じ込め時間τ_pは粒子の拡散方程式を円柱座標で解くことにより

$$\tau_p = 55.6 \times 10^4 / D_B \qquad (3\text{-}3)$$

と表わされる。ここで，ボーム拡散係数D_B[43]は $D_B = 6.25\times10^{-2}\,T_e/\langle B\rangle$ と表わされるので，代表的なプラズマパラメータとして，$T_e = 30$ eV，空間的に平均化された磁界の大きさとして $\langle B\rangle = 0.1\sim0.05$ T を与えると $D_B = 1.9\sim3.8\times10^{-1}$ m^2/s となり，τ_p は 150 ～ 300 μs と求まる。この値は第6章で分光測定により求めた不純物イオンの閉じ込め時間と一致している。(3-2)式から τ_p と $\langle\sigma v\rangle_H \sim 1.9\times10^{-14}$ m^3/s を与えることにより，$n_0 = 1.8\sim3.6\times10^{17}$ m^{-3} が得られる。これだけの中性粒子を電離するに要するエネルギー P_n は，

$$P_n = 13.6\, n_e n_0 \langle\sigma v\rangle_H \qquad (3\text{-}4)$$

と表わされるので，$n_e \cong 3\times10^{19}$ m^{-3} から，$P_n = 2.2\sim4.5\times10^{-1}$ MW/m^3 となり，時間的にはほぼ一定である。

T_e が 20～40 [eV] の領域にあるプラズマは酸素の輻射障壁を完全には越えていないため，依然，不純物輻射によるエネルギー損失は大きいと考えられる。輻射損失量を評価する場合，電離が進行状態にあるプラズマに対して，コロナ平衡を仮定して輻射量を算定すると低く見積ることになる[44]。そのため，ここでは §6－4 で説明する 0次元時間発展輻射モデル計算によって，各イオンの電離進行状態を調べ評価した。その結果を図3－13 に示す。プラズマ寿命が 600～700 μs のプラズマを対象にし，プラズマパラメータとして，$T_e = 30$ eV，$n_e = 3\times10^{19}$ m^{-3}，$\tau_n = 300$ μs，炭素及び酸素の混入量 6% を与えて計算した結果である。$t = 100$ μs で $P_{rad} \sim 12$ [MW/m^3] の輻射量となっているが，$t = 400\sim500$ μs では $P_{rad} \sim 4$ MW/m^3 以下まで減少することがわかる。初期の時刻ではジュール加熱入力の大部分が不純物輻射によって失われることが明らかになった。

電子の熱伝導損失は電子温度分布を測定していないことや熱伝導係数の値を決めることが困難であることから，評価の正確さに欠けるが，ここでは，文献42)を参考にして行った。電子の熱伝導係数 κ_e として，ボーム型 ($\kappa_e = n_e D_B$) を考えた場合，熱伝導によって損失するエネルギー P_{th} は次式で表わされる。

$$P_{th} = \frac{1.0\times10^{-20}\, n_e T_e^2}{(\Delta r)^2 \langle B\rangle} \qquad (3\text{-}5)$$

ここで，Δrは特徴的な勾配の長さである。FC壁近傍ではT_eの勾配が急峻であることを考慮し，$\Delta r \sim 0.07$ m とした。各プラズマパラメータを代入して計算すると $P_{th} = 0.6 \sim 1$ MW/m^3 にもなる。プラズマ周辺部でこれだけのエネルギー損失があると考えられ，壁がプラズマに直接接触していることの影響が大きいと言うことが出来る。

次にイオン温度に対するエネルギーバランスとして，荷電交換による損失量P_{cx}を評価する。P_{cx}は

$$P_{cx} = \frac{3}{2} n_i n_0 \langle \sigma v \rangle_{cx} (T_i - T_0) \qquad (3\text{-}6)$$

で表わされる。ここで，n_iはイオン密度でn_eに等しいとする。$\langle \sigma v \rangle_{cx}$は荷電交換率，$T_0$は中性粒子エネルギーであり，$T_0 \sim 1$ eV と仮定した。$\langle \sigma v \rangle_{cx} = 5.0 \times 10^{-14}$ m^3/s と計算され，(3-6)式により，$P_{cx} = 1.9 \sim 3.8$ MW/m^3 となる。この計算結果から，荷電交換による損失機構は比較的重要であると考えられる。

一方，入力エネルギーとしては電流がプラズマ抵抗のため減衰することによりプラズマ内部エネルギーに変換されるジュール加熱入力P_Iがある。P_Iは

$$P_I = \frac{\langle B \rangle^2 / 2\mu_0}{\tau_{B^2}} \qquad (3\text{-}7)$$

と表わされ，ここで，τ_{B^2}は磁場エネルギーの減衰時間で，磁場の減衰から求めることができる。$\tau_{B^2} = 200 \sim 250$ μS であり，初期時刻（$t \sim 100$μS）で $\langle B \rangle \sim 0.1$ T であることから，(3-7)式より，$P_I = 19 \sim 16$ MW/m^3 となる。図3-13の結果から，減衰過程の大半はこれだけの入力エネルギーが不純物輻射によって失われることがわかる。しかし，後半（$t > 400$μS）では，他の損失機構も無視出来なくなって来る。

不純物輻射損失量をコロナ平衡を仮定して，Postの論文[45]により算定したところ，酸素の輻射量は 0.3 MW/m^3，炭素の輻射量は 7×10^{-3} MW/m^3 となる。この値は図3-13の結果と較らべて，可也小さい値となっている。このことから，何らかの方法でコロナ平衡状態に近づける事が出来れば不純物による損失は軽減されることがわかる。

不純物混入の根本的な対策として、プラズマをFC壁から離すことが考えられる。この方法により、不純物混入の軽減だけでなく、境界付近での熱及び粒子の損失が減少することが期待出来る。現在、その初期実験として、外部磁界を導入する試みを為している。

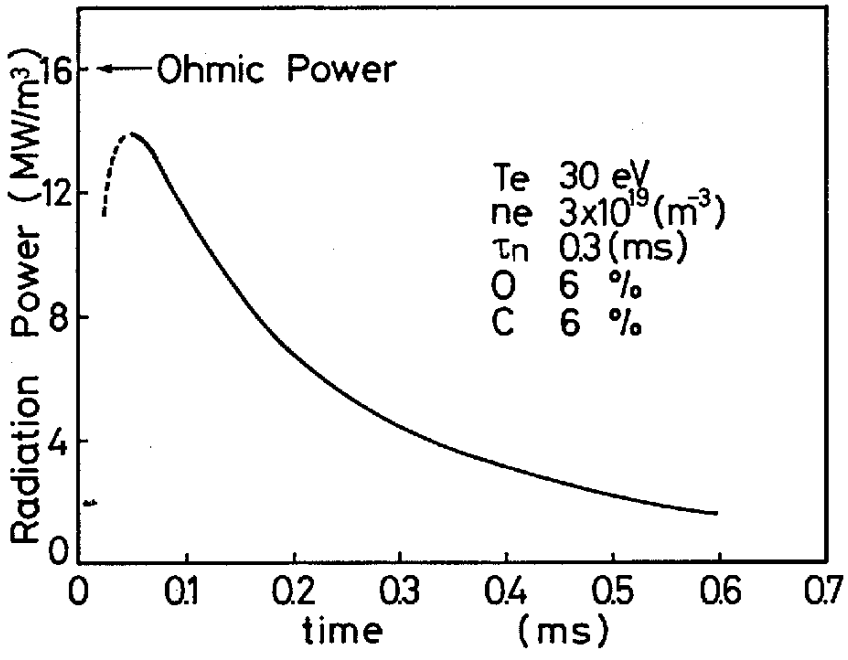


図 3-13. 0次元時間発展輻射モデルによる不純物輻射量の計算結果

参考文献

1) T.R.Jarboe ; Proc. of Int. Symp. on Phys. in Open Ended Fusion System, Tsukuba P.263 (1980).

2) W.C.Turner, et al. ; Proc. of 3rd Symp. on the Physics and Technology of Compact Toroids in the Magnetic Fusion Energy Program, P.113 (1980).

3) C.W.Hartman ; Lawrence Livermore National Lab. Report, UCRL-84228.

4) H.Alfven, et al. ; J. Nucl. Energy, Part C, Plasma Physics 1, 116 (1960).

5) K.Watanabe, et al. ; Proc. of 2nd US-Japan WS on Compact Toroids, Osaka P.66 (1981).

6) K.Watanabe, et al. ; Proc. of 10th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys., Moscow 1, L-12 (1981).

7) K.Watanabe, et al. ; Proc. of the 4th Symp. on the Phys. and Tech. of Compact Toroids, California P.164 (1982).

8) M.Nishikawa, et al. ; Proc. of Int. Conf. on Plasma Phys., Goteborg P.273 (1982).

9) W.C.Turner, et al. ; J. Appl. Phys. 52, 175 (1981).

10) W.C.Turner, et al. ; Phys. Fluids. 26, 1965 (1983).

11) C.W.Barnes, et al. ; Proc. of the 4th Symp. on the Phys. and Tech. of Compact Toroids, California, P.125 (1982).

12) D.E.Shumaker, et al. ; J. Comp. Physics 45, 266 (1982).

13) S.P.Auernbach ; Phys. Fluids 25, 1108 (1982).

14) C.W.Barnes, et al. ; Proc. of 4th US-Japan WS on Compact Toroids, Osaka P.23 (1982).

15) H.W.Hoida, et al. ; Proc. of 4th US-Japan WS on Compact Toroids, Osaka P.57 (1982).

16) C.W.Barnes, et al. ; Nucl. Fusion 24, 267 (1984).
17) T.Uyama, et al. ; Proc. of 4th US-Japan WS on Compact Toroids, Osaka P.1 (1982).
18) N.Satomi, et al. ; Proc. of 4th US-Japan WS on Compact Toroids, Osaka P.44 (1982).
19) K.Watanabe, et al. ; in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Reseach (Proc. 9th Int. Conf. Baltimore, 1982) Vol.2, IAEA Vienna 311 (1983).
20) P.E.Stott, C.C.Daughney, and R.A.Ellis ; Nucl. Fusion 15, 431 (1975).
21) S.Konoshima, et al. ; J. Nucl. Mater. 76 & 77, 581 (1978).
22) L.Oren and R.J.Taylor ; Nucl. Fusion 17, 1143 (1977).
23) Y.Sakamoto, et al. ; J. Nucl. Mater. 93 & 94, 333 (1980).
24) 永田正義 ; 第22回プラズマ若手 夏の学校テキスト, p.54 (1983).
25) 山田雅章, 岡林典男 ; 日本物理学会誌 37, 1002 (1982).
26) 宇山忠男, 渡辺健二 ; 応用物理学会誌 53, 421 (1984).
27) 池上和律 ; 博士学位論文, 大阪大学 (1984).
28) K.Yamazaki ; Princeton Plasma Physics Lab. Report, PPPL-1665, UC-20b, g, (1980).
29) 兵部雅彦 ; 修士学位論文, 大阪大学 電磁エネルギー工学専攻 (1983).
30) 林伸行 ; 真空 24, 3 (1981).
31) 河西敏, 船橋昭昌, 伊藤智之 ; JAERI-memo 4596 (1971年9月).
32) 森一夫, 加藤隆子 ; 応用物理学会誌 52, 192 (1983).
33) H.W.Hoida ; Private Communication (1982).
34) 大塚正元 ; 核融合研究 53, 259 (1985).
35) 藤井政治 ; 修士学位論文, 大阪大学 電磁エネルギー工学専攻 (1982).
36) 東谷恵市 ; 修士学位論文, 大阪大学 電磁エネルギー工学専攻 (1983).
37) 高東宏 ; 修士学位論文, 大阪大学 電磁エネルギー工学専攻 (1985).

38) 大久保和俊, et al. ; プラズマ・核融合学会 第2回秋季講演会予講集 9aB2 P.151, (1985).

39) G.G.Dolgov-Savelev, et al. ; in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 1st Int. Conf. Saltzburg, 1961) Vol.2, IAEA, Vienna 941 (1962).

40) 中村一男, 他 ; 核融合研究 39, 121 (1978).

41) 井上堅司, 森茂, 田中正俊 ; 核融合研究 14, 510 (1965).

42) C.W.Barnes, et al. ; Los Alamos National Lab. Report, LA-UR-84-3667 (1985), (Submitted to Nucl. Fusion).

43) 宮本健郎 ; 核融合のためのプラズマ物理 岩波書店 P.191 (1976).

44) R.A.Hulse ; Nucl. Technology/Fusion 3, 259 (1983).

45) D.E.Post, et al. ; Atom. Data and Nucl. Data Tables 20, 397 (1977).

第4章 磁気シヤーによる安定化実験

§4-1 緒言

磁気シヤーを強化して限界ベータ値を向上させるためにはスフェロマクの対称中心軸にフラックスホールと呼ばれるプラズマの存在しない領域を作る必要がある[1]。そのためには外部コイルを用いる将来的な方法があるが，先ずは簡便で且つ実質的に同じフラックスホールが得られる方策として，FCに中心導体を挿入する方法を採用した。この方法により，磁気軸での最適化された限界ベータ値は10%近く上向上することがMHD理論から確かめられている[2]（図2-4(b)参照）。本章ではプラズマが高ベータになることにより発生した不安定性現象（プラズマ崩壊現象）に対して，中心導体採用により抑制効果を得た成果について述べ，磁気シヤーによる安定化の効果を明らかにする[3]。検討ではプラズマの崩壊現象の原因について考察する。

§4-2 実験方法と測定内容

図4-1に中心導体を挿入したフラックス・コンサーバー（FC）の全体図と測定系について示す。使用した中心導体径dは0.03，0.12，0.18 m の3種類である。図中，実線で示した形状の中心導体（d=0.18 m，肉厚=3 mm）は高さLが可変であり，これを挿入したFCをFC-D1と称する[4]。中心導体径の変化によって，図2-3で示した様に磁気シヤーの強さが変わる。

測定内容として，磁界，分光及び平均電子密度の測定を行なった。磁界測定はFC中央面上で壁から3 cm離れた位置で行ない，ポロイダル磁界を測定した。平均電子密度$\bar{n}_e$はCO_2レーザー干渉計により，FCの底面から磁気軸を通過する光路上での電子密度n_eの積分値$n_e l$を測定し，FCの高さ×2（l=0.8m）で割ることにより，平均電子密度とした。

§4-3 実験結果

4-3-1 安定化の効果

本実験によって得たプラズマは安定性の観点から，3つのタイプに分類でき

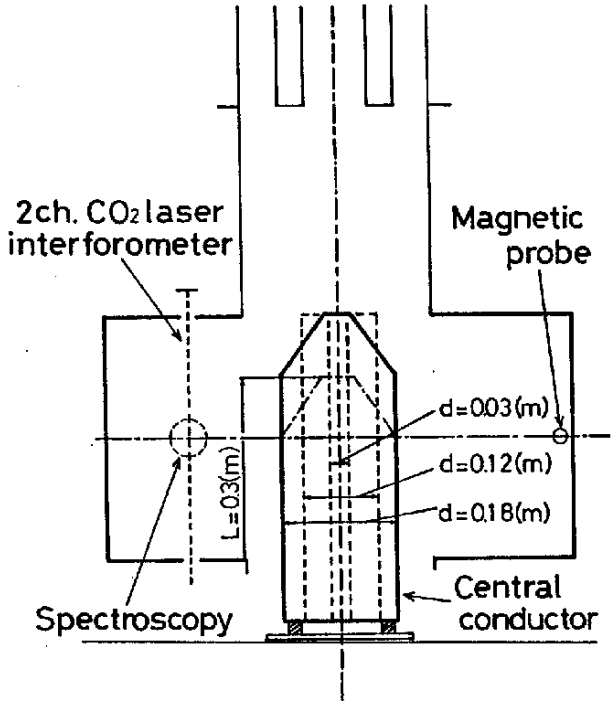


図 4-1. 中心導体付フラックスコンサーバーの概略図

夫々、Dモード，SWモード，Sモードと呼ぶ。Dモード（図4-2(a)(b)）は $t=200\sim400\,\mu s$ 以前でプラズマが急激に消滅するタイプである。Dモードのプラズマは、エネルギー・粒子の閉じ込めが著しく劣化しているため、早急に抑制しなければならない。Dモードは FCに入射直後から、磁界揺動が大きく、安定になることなく崩壊していくタイプ(a)と閉じ込め過程の途中から、磁界の変動が増大し、$\bar{n}_e$ 及び OV スペクトル線強度がそれに同期して急速な減少を示し消滅するタイプ(b)がある。(a)のタイプは平衡形成が完全にされなかったと考えられる。SWモード（図4-2(c)(d)）は弱いディスラプティブ・ターミネーション現象は残されているが、プラズマ寿命は延長されている。その特徴は磁界等の信号波形に間欠的変動が見られることであり，この現象については第5章以下で詳細に記述する。(c)と(d)ではその変動発生回数及び発生時刻 t_1 が異なっている。Sモード（図4-2(e)）では、この間欠的変動は各測定波形に見られず，MHD的に安定なプラズマと考えられる。これらの3つのタイプの発生率の中心導体径 d

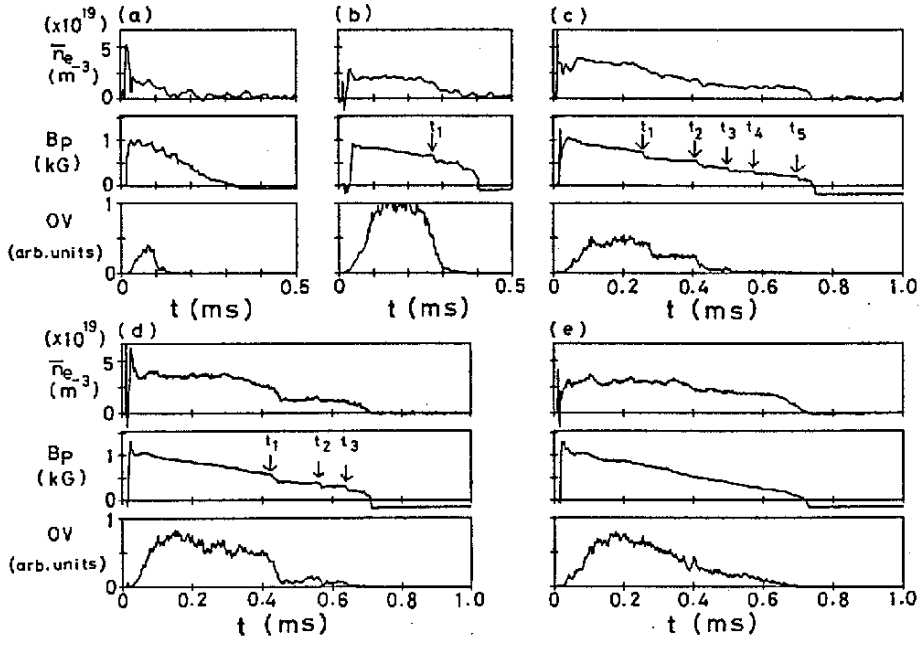


図 4-2. 平均電子密度及び磁界波形とＯＶ(2781Å)スペクトル線強度の時間変化
但し，中心導体 ((a)-(c):無，(d)&(e): d= 0.12 m)，
(a)&(b):A-mode,(c)&(d):SW-mode,(e):S-mode

に対する依存性を示したのが表4-1である。また，t_1とdとの関係を調べたのが図4-3である。中心導体が挿入されていない場合(d=0 m)，Dモードのプラズマの発生率は30%であるが，d=0.12 m，0.18 mの場合，発生率は0%である。一方，Sモードはd=0 mの場合，発生率0%であるが，dを大きく

表 4-1. 中心導体径dに対する３つのモード(D-,SW-,& S-mode)の発生率

	No. of Total shots	D-mode (%)	SW-mode (%)	S-mode (%)	$[t_1]$ (μs)	$[t_2-t_1]$ (μs)
d=0 m	100	30	70	0	268±75	169±44
d=0.03 m	52	7	91	2	323±60	187±37
d=0.12 m	45	0	82	18	390±80	163±65
d=0.18 m (FC-D1)	140	0	86	14	372±51	150±34

していくことによって発生してくる。この表から、中心導体を挿入した場合、SWモードが支配的に観測されていることがわかる。間欠的変動の発生時刻t_1は、dを大きくすることにより、遅延され、発生回数も減少する。これらの中心導体の挿入効果は、磁気シヤーによる安定化作用と考えることが出来る。

4-3-2 ディスラプティブ・ターミネーションと粒子損失

FCへのチタンコーティングによってプラズマが急激に消滅する現象が頻繁に現れた。この不安定性現象は前章でT_eの上昇と密接に関連していることを実験的に示したが、直接の要因は、温度上昇による粒子損失の増大が考えられる。粒子バランスはチタンコーティングによるFC壁からの粒子の流入の低下、観測ポート数、その他（FC形状[5]・漏れ磁束、等）に依存しており、これらの条件をできるだけ変えないで、ディスラプティブ・ターミネーションの発生と粒子損失の相関を調らべる必要がある。図4-4は、ディスラプティブ・ターミネーションの発生時刻$t_{ter.}$と$\bar{n}_e$の減少率t_e^{-1}との相関を中心導体の高さLを変え調らべた結果である。

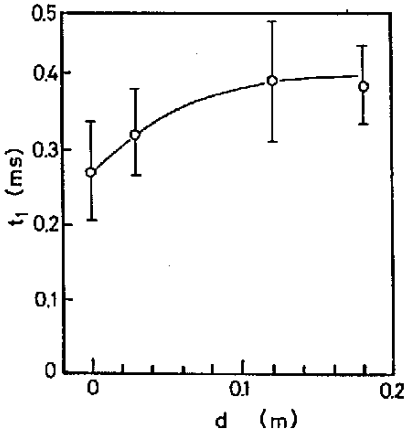


図 4-3. ステップ・ワイズ不安定性の発生時刻 t_1 の中心導体径dに対する依存性

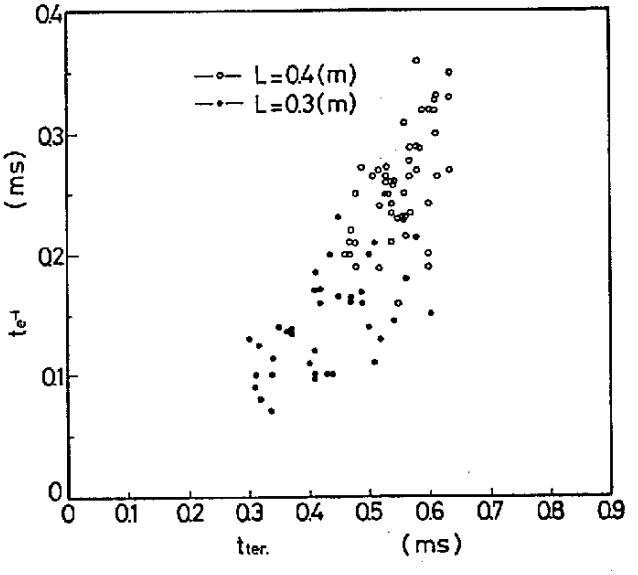


図 4-4. $\bar{n}_e$ の減衰率 t_e^{-1} とディスラプティブ・ターミネーションの発生時刻 $t_{ter.}$ の相関
（但し，Lは中心導体の高さ（d=0.18m））

L = 0.3 mの場合，中心導体がプラズマ中に十分挿入されていないため，配位が上下非対称となり，十分に磁気シヤーを強化できていないと考えられる。この場合，中心導体が挿入されていない時と同様，プラズマの消滅が早い時刻で発生し易すく，$\bar{n}_e$の減少の割合が大きい。これは，磁界の減衰率τ_Bは，変わっていないにもかかわらず，ディスラプティブ・ターミネーションの発生が早いほど粒子損失が大きくなっている。

§4－4 検討とまとめ

プラズマが高ベータ化されたことにより，粒子損失の増大が観測されたが，中心導体挿入による磁気シヤーの強化によって，プラズマの安定性が向上した結果，粒子の閉じ込めの改善ができたと結論付けられる。その粒子損失増大の原因として，ベータ値限界を越えたことによる圧力駆動型のMHD不安定性が寄与しているものと推論できる[6]。ディスラプティブ・ターミネーションの現象は，この不安定性の励起による粒子の異常拡散が要因して，電子のドリフト速度v_dが熱速度v_{th}に較らべて大きくなると，異常抵抗を引き起こし，プラズマ電流が遮断されると考えることが出来る。

図4－5はDモード・SWモード及びSモードに対してポロイダル磁界のθ方向成分（FC中央面上ではr方向成分は無視できる）と$\bar{n}_e$の測定波形から，その比をとり磁気軸での電子のv_dを求めた値と比較するために，図中右端に各Teでのv_{th}の値を表示した。急激な磁界の終結を起こしているDモードのv_dの時間変化は他の2つのモードと較らべて異なる。t=200 μs 頃からの$\bar{n}_e$の急速な減少に対して，B_θの変動は増大するが減衰率τ_Bは変わらないため，v_dは増加していき，v_{th}を越えてしまう。それに対して，SWモードやSモードのv_dは時間的に一定値を維持している。

さて，ズフェロマクの平衡配位として，$\nabla\times\mathbf{B}=\mu\mathbf{B}$のForce-Freeの基本モード解を考えると，磁界と電流が比例することから（$\mathbf{J}=\mu\mathbf{B}/\mu_0$），磁気軸での$v_d$は次式で与えられる。

$$v_d = \frac{\mu B_{t.0}}{\mu_0 n_{e.0} e} \qquad (4-1)$$

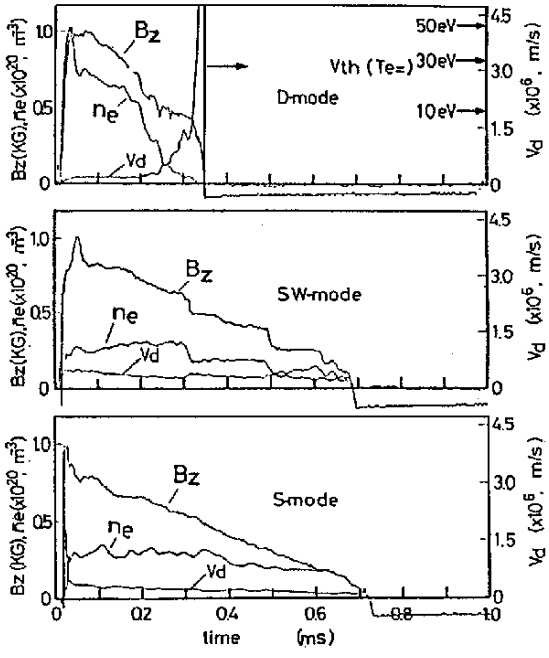


図 4-5. 電子のドリフト速度 Vd（磁気軸）の時間変化の各発生モードに対する相違
図中，V th.は電子の熱速度

ここで，$B_{t.0}$と$n_{e.0}$は磁気軸でのトロイダル磁界の大きさと電子密度，eは電子の電荷の大きさである。測定したB_zと$B_{t.0}$との関係は$B_{t.0} = 1.5 B_z$である。n_{e0}の測定は行なっていないが，$\bar{n}_e$の空間分布測定結果（例えば図5-13(b)）から，$n_{e.0} \sim \bar{n}_e$と近似，が可能である。(4-1)式をB_zと$\bar{n}_e$で表現し，$v_{th} = 5.9 \times 10^5 T_e^{1/2}$との比をとると

$$\xi = \frac{v_d}{v_{th}} = 1.8 \times 10^{21} \frac{B_z}{\bar{n}_e T_e^{\frac{1}{2}}} \qquad (4\text{-}2)$$

となる。ここで、ξはドリフトパラメータ（或はストリーミングパラメータ）と呼ばれる。ξが増大しある臨界値ξ_cを越えるとプラズマ抵抗は古典的抵抗η_{spitz}に較らべて異常に増大すると考えられている[7-11]。この磁力線に沿った電流によって励起される微視的不安定性は充分な理論的解明が成されていないが，磁界変動の増大

や高エネルギー電子の発生をもたらす。軟X線測定で，プラズマ消滅時に，その発生と予測できるパルス状の信号波形を観測している。このζ_cの値は幾つかのRFP実験により与えられ，$\zeta_c = 0.03 \sim 0.1$の範囲で設定される。[10,12]

磁気軸でのTeを20～40 eVと仮定し，各モードのζを評価してみると，Dモードの場合，t<200 μsでは$\zeta = 0.04 \sim 0.08$であるが，消滅直前には$\zeta \geq 1.3$迄増大し，ζ_c値を大幅に越えてしまう。一方，SWBおよびSモードの場合，$\zeta = 0.07 \sim 0.1$の値をとり，時間的に一定である。

次に(4-2)式から，磁気軸でのベータ値β_0を使って，ディスラプティブ・ターミネーション現象が発生しないための$\bar{n}_e$に対する条件式を求めると，

$$\bar{n}_e > \frac{1.3 \times 10^{16}}{\zeta_c^2 \beta_0} \qquad (4\text{-}3)$$

となる。ここで，$\beta_0 \equiv n_e T_e / (B^2/2\mu_0)$と定義され，$\zeta_c = 0.1$とすると，限界の$\bar{n}_e$は$\bar{n}_{e.c} = 1.3 \times 10^{18} \beta_0^{-1}$と表わされる。チタンコーティング前の低温プラズマのβ_0値は1～2%であることから，$\bar{n}_{e.c} = 7 \sim 13 \times 10^{19}\ m^{-3}$となり，実験的にほぼこの条件は満足されている。一方，チタンコーティング後，β_0値は5～7%迄上昇するため，$\bar{n}_{e.c} = 1.3 \sim 1.6 \times 10^{19}\ m^{-3}$となり，条件は弱くなる。しかし，中心導体を挿入していない場合，限界ベータ値β_cが1%以下であるために励起される圧力型MHD不安定性によって粒子損失が増大し，その結果，この条件が満足できなくなり，ディスラプティブ・ターミネーション現象が発生すると考えられる。一方，中心導体を挿入した場合，β_c値が10%近くまで上昇する事より，不安定性による異常粒子拡散が抑えられこの条件を常に満足する。

さて，MHD不安定性が成長の遅い微視的不安定性を誘発することに一見矛盾を感じるが，微視的不安定性の成長に非線形効果を含めて取り扱った場合には巨視的効果も現われて来る可能性が大きいことを考えると，消滅現象の短い時間スケールについては納得いくように思われる。また，メルシェ条件の様な局所的不安定性の条件が破れている時は，既に他の大域的不安定性が起きていることが多いことに留意する必要がある。

安定な高ベータ閉じ込めを実現するためには，β_c値に対する条件と(4-3)式で表わされる抵抗異常が生じないための$\bar{n}_{e.c}$値に対する条件の両方を満足しな

ければならない。同じディスラプティブ・ターミネーション現象を観測している[13]ロスアラモス研究所のCTX装置では、外部から中性ガスの供給を行ない抑制し、n_{ec}値に対する条件を満たしているが、粒子の閉じ込め時間は頗る悪い。それはβ_c値に対する条件が満たされていないことが原因と考えられる。本実験では中心導体採用によりこの2つの条件が満足され、良好な閉じ込め特性が得られたと考えられる。

参考文献

1) M.Okabayashi and A.M.M.Todd ; Nucl. Fusion 19, 489 (1979).

2) S.Kaneko, et al. ; IPPJ-743 (1985).

3) M.Nagata, et al. ; in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 10th Int. Conf. London, 1984) Vol.2, IAEA, Vienna 655 (1985).

4) 徳永道広 ; 修士学位論文, 大阪大学 電磁エネルギー工学専攻 (1983).

5) N.Satomi, et al. ; Proc. of IAEA Tech. Committee Meeting on Advances in Compact Torus Reseach, Sydney (1985), under publication.

6) C.W.Barnes, et al. ; Nucl. Fusion 24, 267 (1984).

7) Durton, et al. ; Nucl. Fusion Supplement 3, 903 (1962).

8) E.P.Butt and R.S.Pease ; Culham Laboratory Report, CLM-R30 (1963).

9) N.R.Ainsworth, et al. ; in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 7th Int. Conf. Novosibirsk, 1968) Vol.1, IAEA, Vienna 299 (1969).

10) H.A.B.Bodin and A.A.Newton ; Nucl. Fusion 20, 1255 (1980).

11) N.T.Gladd, et al. ; in plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Reseach (proc. 10th Conf. London, 1984) Vol.2, IAEA, Vienna 619 (1985).

12) M.Yamada, et al. ; Proc. of the US-Japan Joint Symp. on Compact Toruses and Energetic Particle Injection, P.171 (1979).

13) H.W.Hoida, et al. ; Proc. of the 7th U.S. Symp. on Compact Toroid Research, Santa Fe (1985).

第5章　抵抗性減衰過程に於ける緩和的振舞い

§5-1　緒言

中心導体採用により，プラズマ閉じ込めの再現性が良くなり，抵抗性減衰過程に於いて，Sawtooth 緩和現象を伴なったMHD不安定性（ステップワイズ不安定性）が明瞭に観測される様になった[1]。プラズマの温度上昇によってこの新しく観測された興味深い物理現象の解明を目的として，従来からの測定法に加えて，軟X線及び平均電子密度の空間分布測定を行ないプラズマの内部構造を診断した。その結果，電流分布及び軟X線強度・平均電子密度の空間分布がピーキングする特徴や緩和現象での粒子の異常輸送の特徴を見出した。

§5-2　実験方法と測定内容

図5-1に各測定系の配置図を示す。FCは中心導体（$d=0.18\,m$）が挿入されたもの（FC-D1）を使用している。従来から行なって来た測定内容として，磁界測定，可視分光測定，1チャンネルの平均電子密度測定があり，これらに加えて，新しく7チャンネル軟X線空間分布測定及び2チャンネルCO_2レーザー干渉計による平均電子密度空間分布測定を行なった。本節では各測定内容について概説する。

5-2-1　磁界・分光・平均電子密度の測定

〔1〕磁界測定

座標系はFCの対称中心軸をz軸とする円柱座標（$r.\phi.z$）をとる。位置A（$r=0.335\,m$，$z=0\,m$）と位置B（$r=0.12\,m$，$z=0,\pm0.1\,m$）での磁界の3方向成分（B_r, B_ϕ, B_z）の測定，及び5チャンネル磁気プローブによるFC中央面上（$z=0\,m$）で，プラズマ内部磁界（B_z, B_ϕ）の径方向分布測定を行なった。

〔2〕分光測定

2台の可視分光器（GE-100型，CT-25型）を用いて，プラズマ中心部と周辺部（$r \geqq 0.34\,m$）に焦点を合わせた視線上で不純物スペクトル線強度を光電測定した。各スペクトル線は3チャンネル同時測定可能である。

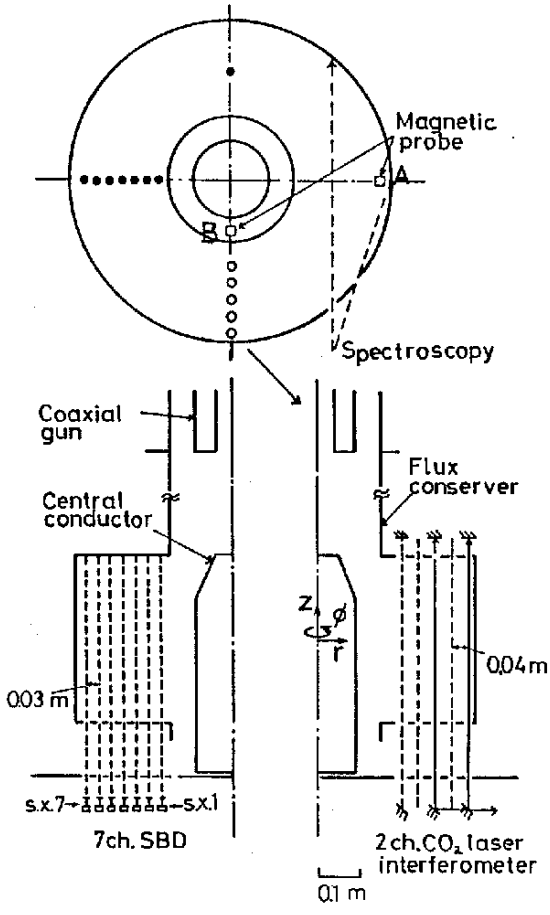


図 5-1. 磁界，分光，軟X線，平均電子密度の空間測定系

ト中心導体のないFCを使用した実験に於いて，真空紫外分光器による300～1500Å の波長領域の不純物共鳴スペクトル線（OV (630Å)，OVI (1032Å)）の測定が行なわれた。[2] その結果は考察の材料として考慮した。

〔3〕平均電子密度測定

1チャンネルCO2レーザー干渉計が2チャンネル化され[3]，図5-1に示す様に，r=0.2～0.36 m間を0.04 m間隔で平均電子密度 $\bar{n}_e$ の空間分布測定を行なった。本干渉計の $\bar{n}_e$ 測定限界は $5\times10^{18}\ m^{-3}$ である。

5-2-2　軟X線空間分布測定

7個のSurface Barrier Diodes（SBDと略す）を使用して，軟X線からVUV領域迄のプラズマからの光を検出した。以後，SBD信号を軟X線信号$I_{s.x}$と表記するが，VUV領域（$h\nu \gtrsim 50$eV）からの光も含むことに注意する。トカマク実験では77チャンネルのSBD検出器を用いた内部ディスラプション機構解明のためのプラズマ内部診断は標準的なものとなっている[4,5]。本実験で使用したSBD検出器はORTEC社製のCR-017-50型[6]であり，図5-2(a)にその構造図を示す。SBDの受光面積は50 mm²でその表面には保護及び電極としてアルミニウム(Al)（1850Å）が蒸着されている。プラズマからの光子はこのAl層とシリコン酸化層（~100Å）を通過し，空乏層（100μm）に入射する。そこで，電子-ホール対（1対当り3.76 eVのエネルギーが必要）が作られ，両電極間に印加した逆バイアス電圧（-90V）によって両電極間に引きつけられることになる[7]。信号はインピーダンス変換器を通して同軸ケーブルによってシールドルームへ伝送され，10ビット，2K wordの390ADデジタイザーに入力され，NEC 9801型マイクロコンピューターによってディスクフロッピーに記録される。その等価回路を図5-2(b)に示す。SBDは軟X線領域のエネルギーを持つ光子を100%吸収するが，10keV以上のエネルギーを持つ光子は空乏層を通過してしまう。また，低エネルギー光子を遮るためのフィルターとして，約1μmのポリプロピレン（$(CH_3CHCH_2)_n$）を使用した。ポリプロピレンの透過率[8]を考慮した検出系の波長感度特性[9,10]（文献9）参照）を図5-3に示す。

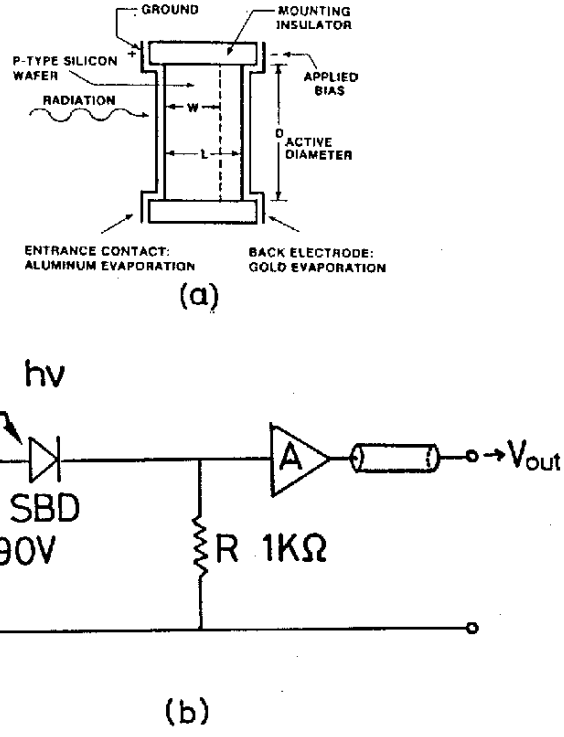


図 5-2.　(a)SBDの構造図 (b)SBD検出器系等価回路

図5-4に7チャンネルのSBD検出器の配置図を示す。SBDはAlシールド管

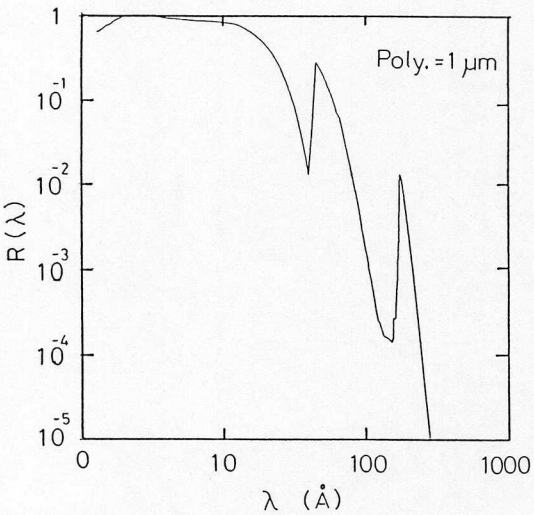


図 5-3. ＳＢＤ検出器系の波長感度特性

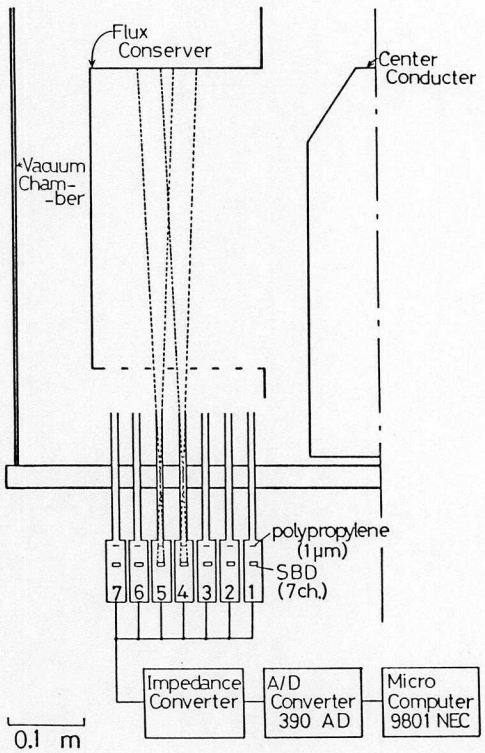


図 5-4. 軟Ｘ線の空間分布測定配置

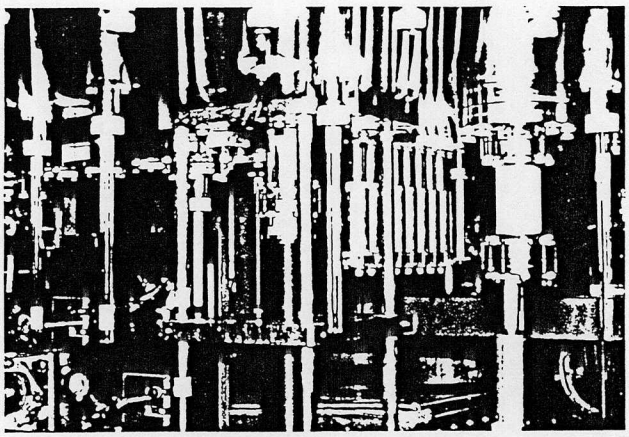


図 5-5. 軟Ｘ線及び平均電子密度空間測定配置の写真

の中でホールドし，真空容器底面に電気的絶縁して配置した。空間的測定領域は $r=0.17\sim0.35$ m 間を 0.03 m 間隔で測定し，プラズマからの光はコリメートされ，FC中央面より下の領域では測定視野は重複しない。また，電極内部からの光は受光しないように配置してある。トロイダル方向の相関を調べるため，+90°の位置に1個のSBDを配置した。図5-5に測定系の全体写真を示す。

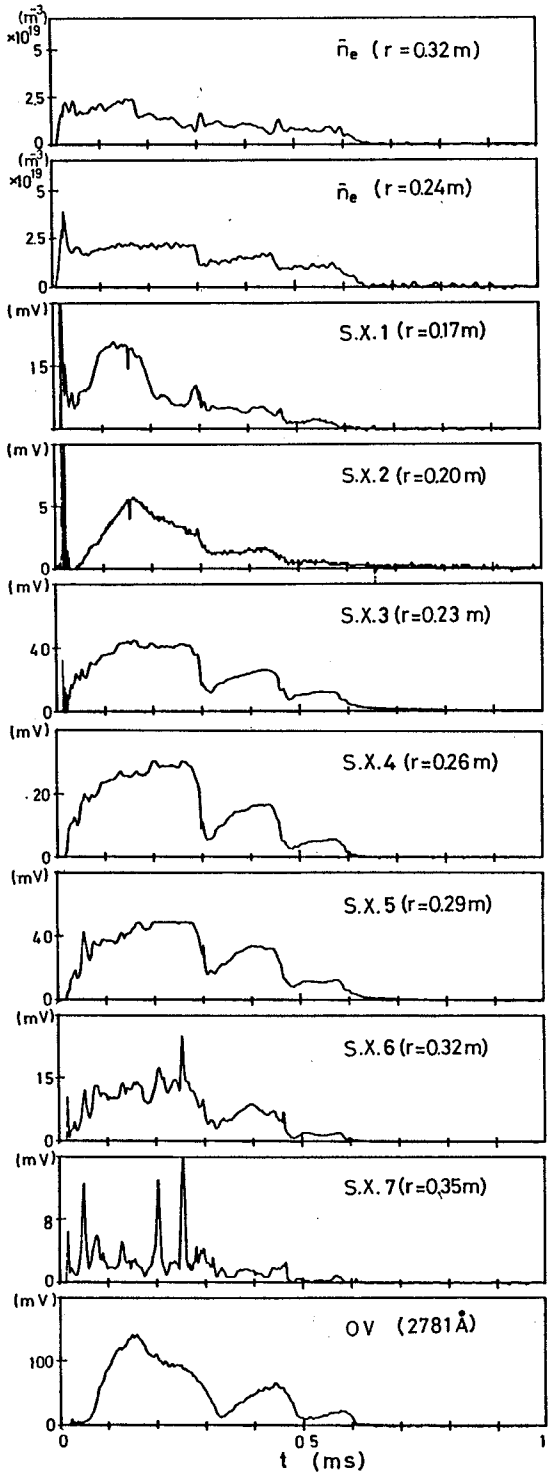
各SBDの相対感度は，プラズマを光源として，その再現性により較正した。

§5-3 実験結果

5-3-1 緩和的振舞いの特徴

スフェロマクが抵抗性減衰過程で示す特徴的振舞いは図5-6の各信号波形によって示すことが出来る。この実験結果はポロイダル磁界 B_p（位置B），平均電子密度 $\bar{n}_e$（$r=0.32$，0.24 m），軟X線強度 $I_{S.X.}$（S.X.1～S.X.7；$r=0.17$，0.20，0.23，0.26，0.29，0.32，0.35 m）及び酸素不純物スペクトル線（OIII（3047Å），OV（2781Å））強度を同時測定して得られた。各信号は規則的な波形を示していることがわかる。B_p はその減衰過程で階段状の波形を示し，その変動に同期してプラズマ中心部での $\bar{n}_e$，$I_{S.X}$ は急激な減少を示すが，周辺部では隆起した波形が観測されている。この結果から，間欠的に発生するMHD不安定性は，粒子の異常輸送を起こすことがわかる。中心部でのS.X.信号及びOVスペクトル線信号はトカマク実験に於ける内部ディスラプション現象に観測される鋸歯状波形を示している。一方，OIIIスペクトル線信号はそれらと逆位相の波形を示している。S.X.7のバースト状の信号波形は，プラズマと壁とが強く相互作用し，壁面上の不純物が発光しているものと考えられる。

不安定時に於ける粒子や熱の輸送現象について調べたのが図5-7である。電子が外部へ掃き出される度合は $\bar{n}_e$ の減少の割合 $\Delta\bar{n}_e/\bar{n}_e$ から求まり，電子温度 T_e 及び不純物イオン密度 n_g の減少の割合は $I_{S.X.}$ の鋸歯状波形の振幅変化の割合 $\Delta I_{S.X.}/I_{S.X.}$ と $\Delta\bar{n}_e/\bar{n}_e$ とを比較することによって調べることが出来る。磁気軸付近（$r=0.24$ m）での $\Delta\bar{n}_e/\bar{n}_e$ は50～60%であり，それに対して $I_{S.X.}$ の変化の割合は $\Delta I_{S.X.}/I_{S.X.}=70\sim80\%$ となっていることから，電子密度の減少以外に不純物イオンの放出や T_e の減少も同時に起きていることがわかる。



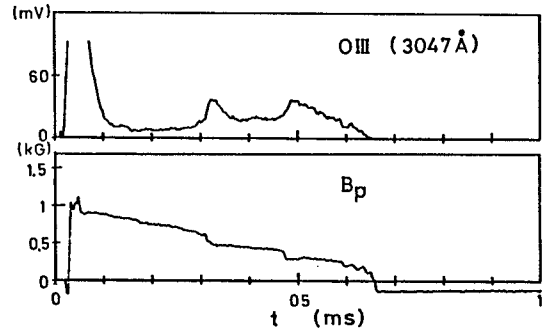


図 5-6. Bp, $\overline{n}$e(1-2), S.X.(1-7), OIII, & OV の測定波形の時間変化

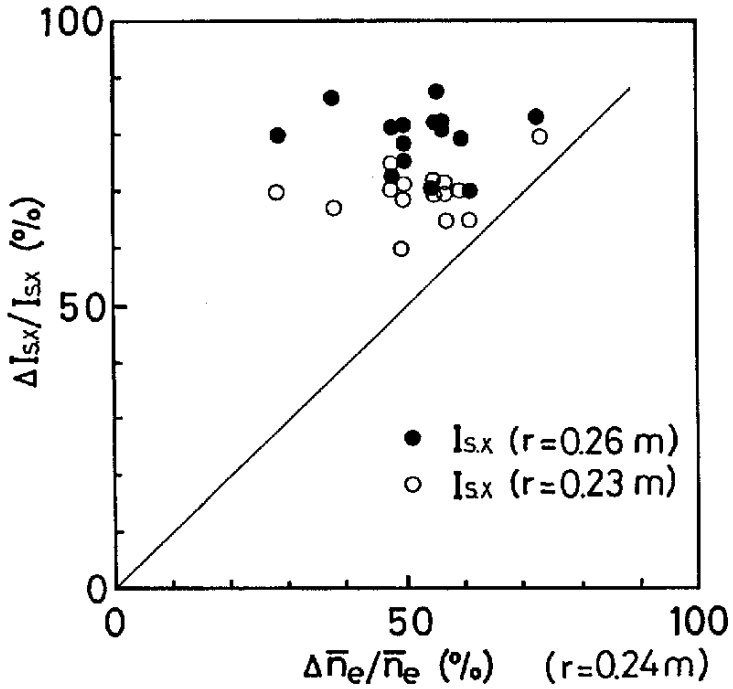


図 5-7. 不安定時での I s.x.の振幅変化の割合と
$\bar{n}e$ の減少の割合との相関関係

図5-8(a)(b)に時間軸に拡大したS.X.信号波形を示す。トカマク実験で観測されるS.X.信号の鋸歯状振動は $m=0$、$n=0$ モードを示し、$q=1$ の磁気面の所で位相が反転する。また、それに先行して $m=1$ モードの振動が重畳している[1]。RFP実験[2]（ZT-40M：ロスアラモス研究所）では $m=1$ の先行振動は観測されているが鋸歯状波形の位相の反転は見られず、周辺部での信号のbumpが粒子等の掃き出しと考えられている。本実験で観測される鋸歯状波形も $m=0$, $n=0$ の性質を持っているが先行振動は観測できていない。また、鋸歯状波形の位相の反転はない。この事実はOVスペクトル線信号に現われる鋸歯状波形の位相を空間的に調べたところ同位相を示すことから確認できている（図5-9参照）。この結果は、不安定性は局所的に発生しておらず、かなり大域的であることを示している。但し、S.X.信号強度の変動の大きさ $\Delta I_{s.x.}/I_{s.x.}$ は磁気軸付近（$r=0.26m$）で最大となっている。

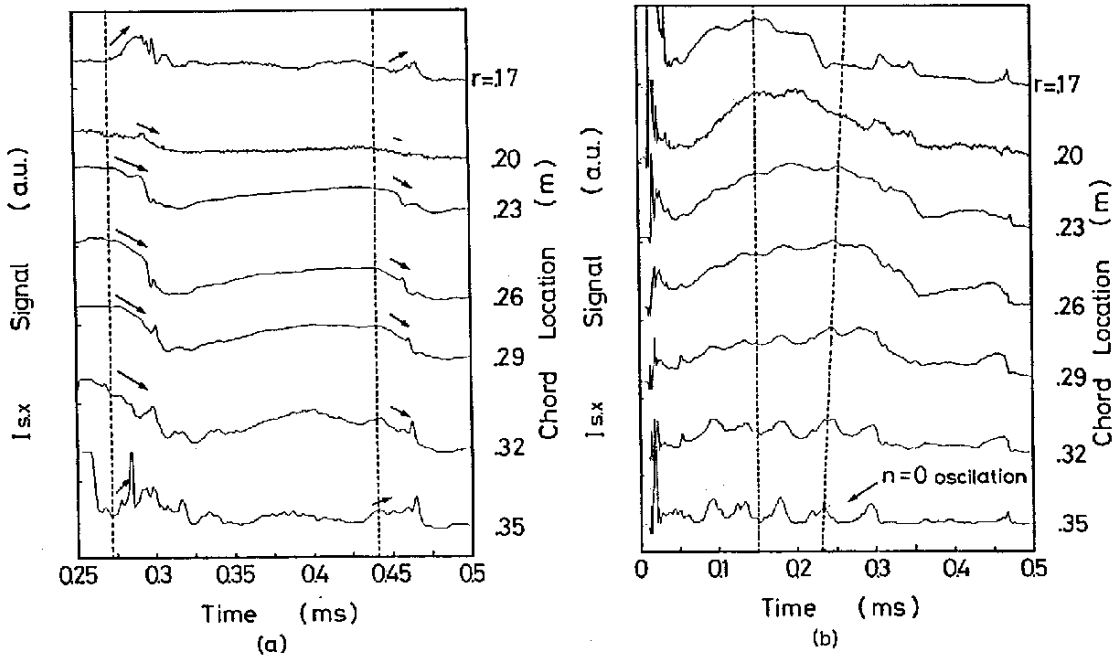


図 5-8(a)(b). S.X.信号波形の時間的拡大図

図5-8(b)で示したS.X強度波形の振動(n=0モード)から周辺部($r \geq 0.32m$)のプラズマが入射直後から固有運動を示すことがわかる。

図5-10に分光測定で得たOIIスペクトル線(4415Å)の信号波形を示し、図5-11にOIVスペクトル線(3063Å)の信号波形を示す。OII線強度はOIV線強度波形の鋸歯のドロップ時にパルス状の波形を示す。これは不安定性の発生と同時に壁へ向って放出された高エネルギー粒子による不純物の叩き出しによるものと考えられる。また、OIV線の強度波形も類似の鋸歯状波形を示している。これらの不純物スペクトル線強度の波形は第6章での0次元時間発展輻射計算によって再現される。

5-3-2 軟X線強度・平均電子密度の空間分布の変化

S.X.強度と$\bar{n}_e$の空間分布の時間変化を調べた。図5-12(a)(b)(c)(d)は

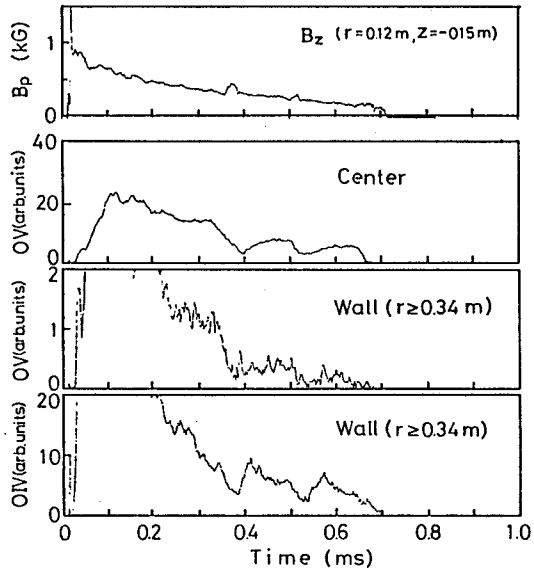


図 5-9. プラズマ中心部と周辺部（q <0.5）で測定したＯIV(3064Å)とＯＶ(2781Å)スペクトル線強度の時間変化

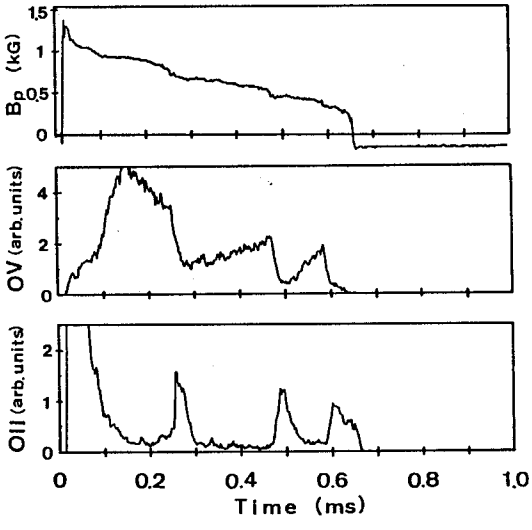


図 5-10. ＯII(4415Å)とＯＶ(2781Å)スペクトル線強度の時間変化

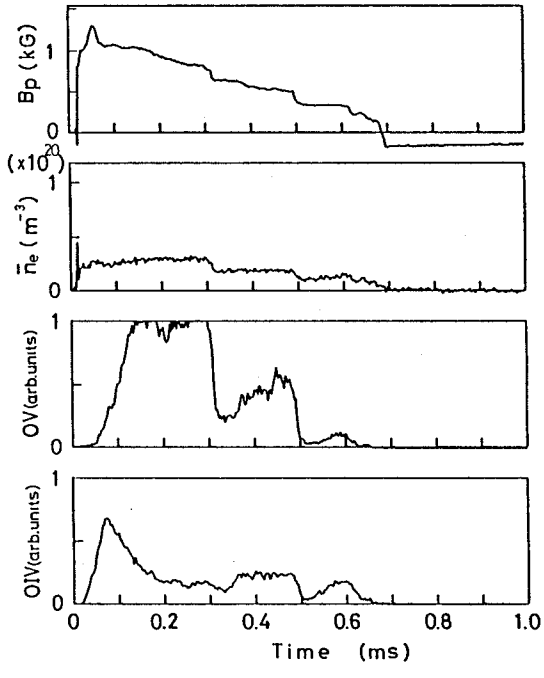


図 5-11. ＯIV(3064Å)，ＯＶ(2781Å)スペクトル線強度及び平均電子密度の時間変化

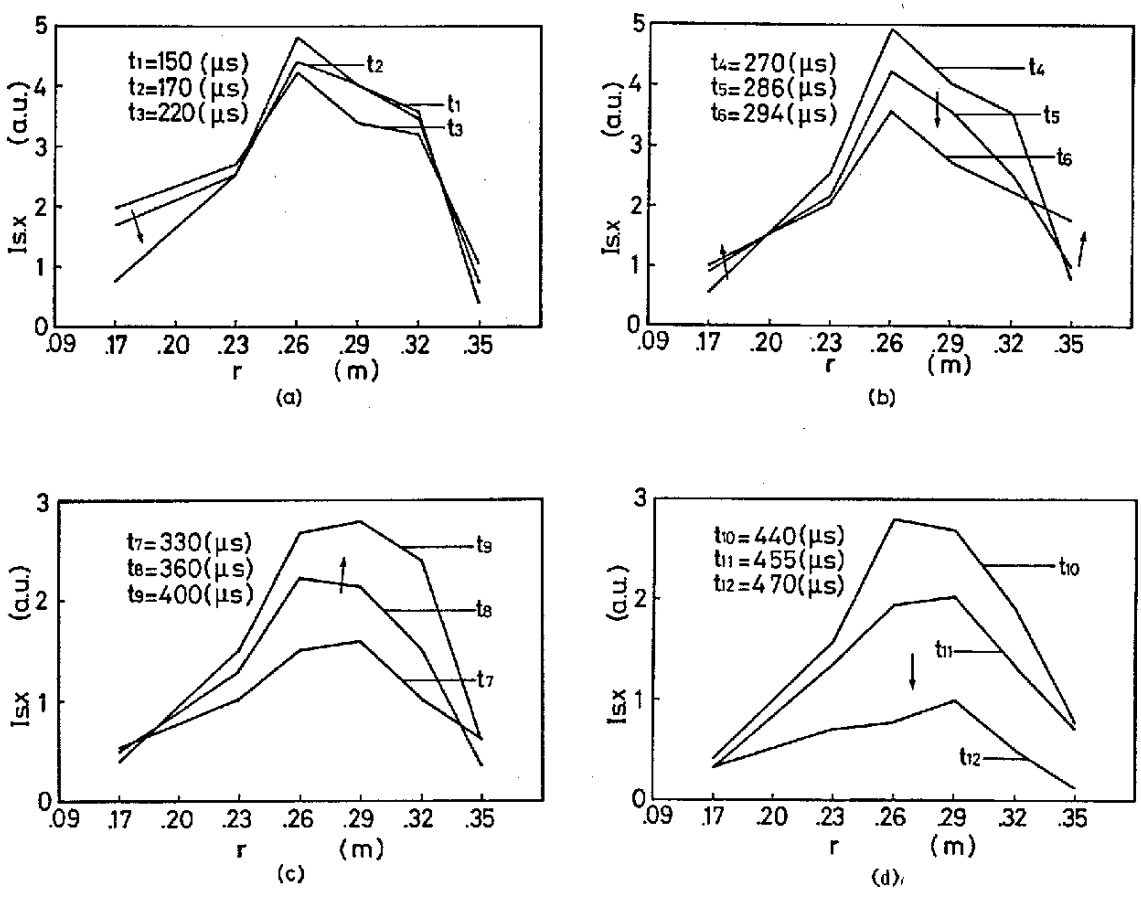


図 5-12(a)(b)(c)(d). S.X.強度の空間分布の時間変化

不安定性発生前後及び鋸歯状波形の上昇過程での線積分されたS.X.強度の空間分布の変化の様子を時間的に示したものである。スフェロマク生成直後のt_1=150 μsでは比較的broadな分布を形成していたものが、中心導体付近(r=0.17m)での急速な減少によって磁気軸付近でピークとなる尖った分布を形成する。これは下し中心軸上下にある大きなホール(直径0.3m)のため粒子が逃亡し易いことが原因であると予想出来る。その後、不安定性の発生により、中心部での急激な減少によって分布は平坦化され、周辺部での増大が見られる。その間、プラズマは大きな揺れ動きを示さない。そして、次の上昇過程(t_7~t_9)で再び元の分布が形成さ

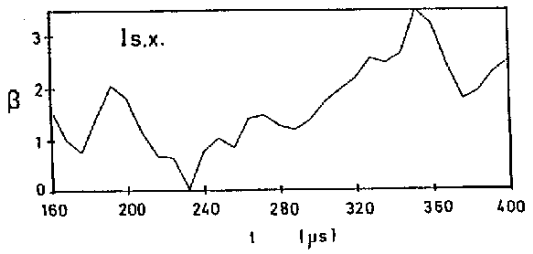
れる。

矩形断面のFC内のスフェロマクはアーベル変換によって局所的な強度分布にすることは難しい。そこで，次式で示す様に，S.X.強度及び $\bar{n}e$ が等磁気面上で等しいと仮定できるとすれば，局所値に変換できる。

$$I_{S.X.}(\tilde{\Psi}) = I_0 \tilde{\Psi}^{\beta} \qquad (5\text{-}1)$$

$$ne(\tilde{\Psi}) = n_0 \tilde{\Psi}^{\gamma} \qquad (5\text{-}2)$$

ここで，I_0，n_0 は磁気軸でのS.X.強度と ne の値である。$I_{S.X.}(\tilde{\Psi})$ と $ne(\tilde{\Psi})$ を各コード上で積分を行ない，実験値に最小二乗法によって適合することにより，I_0，n_0，β，γ を求め，FC中央面上でのS.X.強度と ne の局所値の時間変化を得た。但し，$\bar{n}e$ は同時測定でないため，3ショットのデータを用いて処理している。図5-13(a)(b)にその結果を示す。この実験結果により，Sawtooth現象を示すプラズマはS.X.強度分布と ne 分布ともにピーキングと平坦化を示すことが明らかとなった。この現象はFC壁から，中性水素粒子や不純物粒子が流入の後に，電離されプラズマ中心部へ輸送される[13,14]と解釈される。



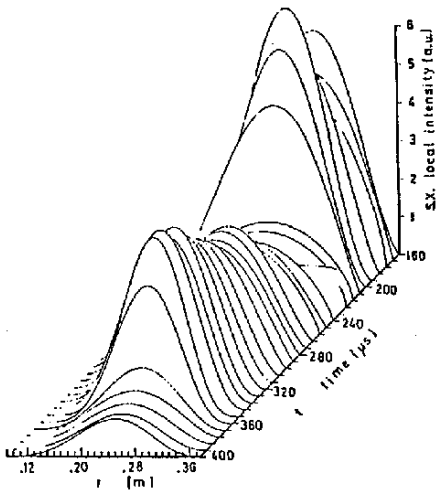
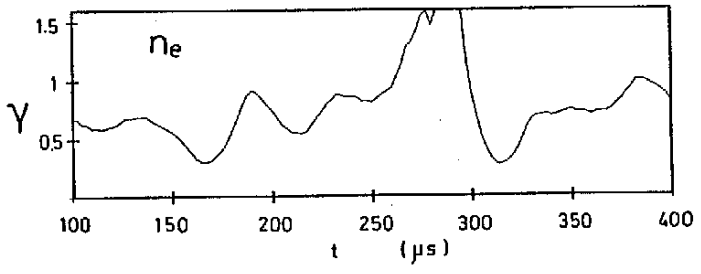


図 5-13(a). FC中央面上でのS.X.強度の空間分布の時間変化とピーキングパラメータ β の時間変化



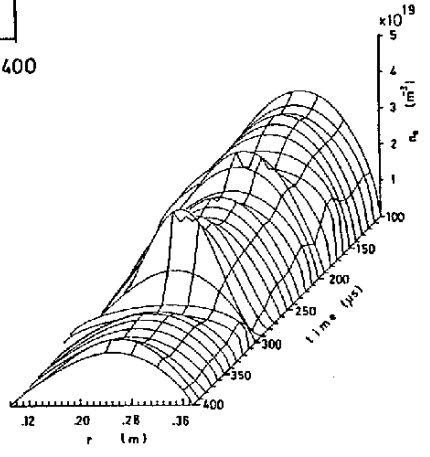


図 5-13(b). ＦＣ中央面上でのｎｅの空間分布の時間変化とピーキングパラメータ γ の時間変化

5-3-3 平衡配位の時間的発展

スフェロマク配位の抵抗性減衰過程に於ける時間的発展の様子を磁気プローブを用いて調べた結果，幾つかの特徴的振舞いを観測することができた。

5チャンネル磁気プローブをＦＣ中央面上でｒ方向に走査（$r=0.24\sim0.37m$）することによってトロイダル磁場の大きさ B_t を測定し，$I=RB_t$ の関係から I と $\tilde{\psi}$ の相関を調べたのが図5-14である。$t=200\mu s$ に於ける B_t の値を用い，$\tilde{\psi}$ と r の関係は Force-Free の基本モード解（$\alpha=1$）に基づいて求めた。図から，初期に形成されるスフェロマク配位は Taylor の最小エネルギー状態の配位（$\alpha=1$）に近い配位（$\alpha=1\sim1.5$）であることが確認できる。

磁気軸より内側（$r\lesssim0.24m$）にプローブを挿入するとMHDアクティビティが低下してしまうため，プラズマは緩和的振舞いを示さなくなる。そのため，プラズマ周辺部の位置（図5-1 A(out) と B(in)）に置いた磁気プローブにより，ポロイダル磁場のｚ成分（$B_{p.in}$，$B_{p.out}$）及びトロイダル磁場（$B_{t.in}$，$B_{t.out}$）を測定した。各測

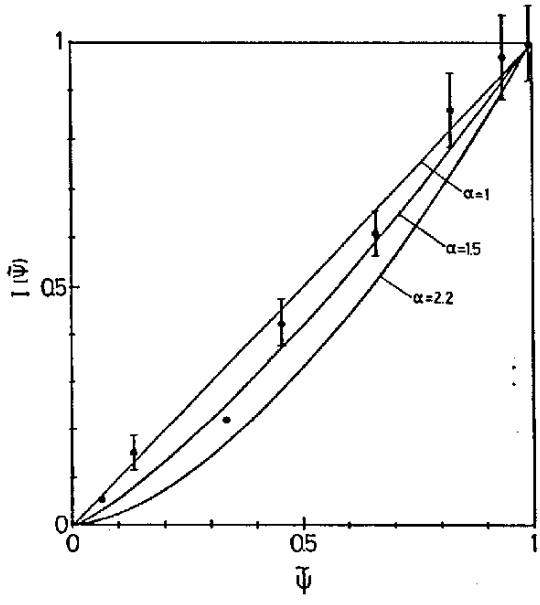
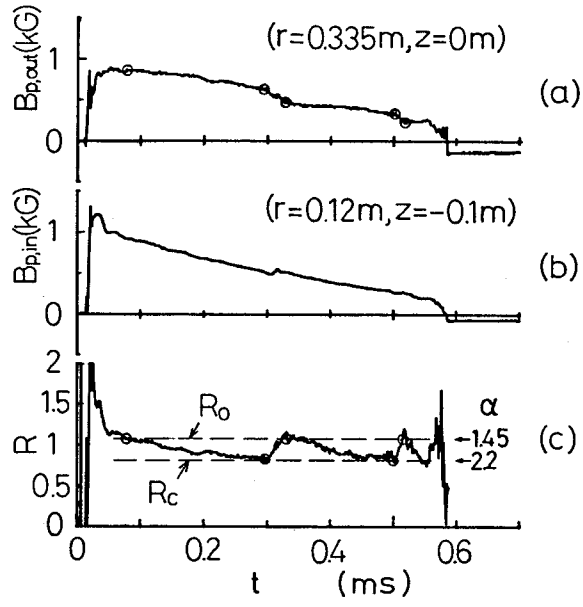
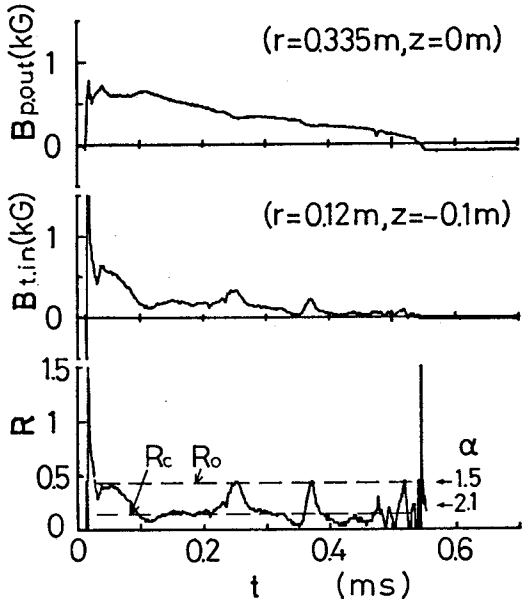


図 5-14. Bt分布測定から求めた初期平衡形成時での I－Ψ̃ の関係

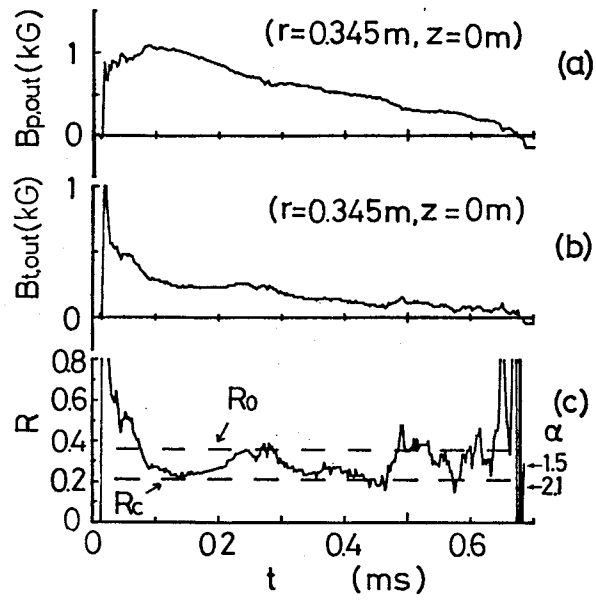
定波形とそれらの比（R = Bp.in / Bp.out, Bt.in/Bp.out, Bt.out/Bp.out）を図5－15（1)(2)(3）に示す。各磁界波形は特徴的変動を示している。磁界の減衰の割合はプラズマ抵抗の大きさに比例するがほぼ同じ磁気面上の位置で測定したBp.inとBp.outは同じ減衰率で減衰すると考えられるにも拘らず，その比Rをとってみると R は減少を示すことから，配位自身の変化が大きく影響しているものと考えることが出来る。Rの時間変化はR₀の値から減少の後 Rc 値に達すると抵抗減衰時間に較べ非常に短い時間スケールで元のR₀値に帰することを繰り返している。下安定時での各位置での磁界波形の変動の仕方に特徴がある。Aの位置で測定したBp.outのみ step down の変動を示すが，それ以外は増加を示す。これらの変化は次章での電流ピーキングモデル計算結果と良く一致する。



(1)



(2)



(3)

図 5-15. 磁界 Bp.out, Bp.in, Bt.out,& Bt.in の波形とそれらの比 (R= Bp.in/Bp.out (1), Bt.in/Bp.out (2), Bt.out/Bp.out (3)) の時間変化
図中，αはピーキングパラメータ

参考文献

1) K.Watanabe, et al. ; Proc. of the 5th U.S.-Japan Joint Symp. on Compact Toroid Research, Princeton P.29 (1984).

2) 加藤裕史, et al. ; プラズマ・核融合学会 第2回秋季講演会予講集 9aB3 P.152, (1985).

3) 高東宏 ; 修士学位論文 大阪大学 電磁エネルギー工学専攻 (1985).

4) Equipe TFR ; Nucl. Fusion 17, 1283 (1977).

5) N.R.Sauthoff, S.Von Goeler, and W.Stodiek ; Phys. Rev. Lett. 33, 1201 (1974).

6) EG&G ORTEC type CR-017-50 sueface barrier diode, Oak Ridge, Tennessee 37830.

7) 白戸釧二 ; 加速器 実験物理学講座28巻 (共立出版, 1979).

8) S.Hayakawa, et al. ; Jpn. J. Appl. Phys. 9, 542 (1970).

9) S.Tsuji ; IPPJ-630 (1983年4月).

10) R.Petrasso, et al. ; Rev. Sci. Instrum. 51, 585 (1980).

11) S.Von Goeler, W.Stodiek, and N.Sauthoff ; Phys. Rev., Lett. 33, 1201 (1974).

12) G.A.Wurden ; Phys. Fluids 27, 551 (1984).

13) V.S.Vlasekov ; Nucl. Fusion 13, 509 (1973).

14) V.A.Vershkov and S.A.Mirnov ; Nucl. Fusion 14, 383 (1974).

第6章 抵抗性減衰過程に関する考察

§6-1 緒言

スフェロマクが抵抗性減衰過程で示す特徴的な振舞いは2つの過程に分けて解析することができる[1]。一つはプラズマ磁場は有限の電気抵抗によって拡散するため，プラズマが自然に減衰していく過程（減衰過程と呼ぶ）であり，もう1つはプラズマがその減衰過程の途中で不安定になり，緩和現象を引き起こす過程（緩和過程）である。この2つの過程は第5章の実験結果で示されたKの変化及びSawtooth現象によって特徴付けられ，Kの変化は完全導体で囲まれたスフェロマクの平衡に対する重要な物理モデルを啓示してくれる。減衰過程でのKの減少は抵抗の空間的非一様性に由来する電流のプラズマ中心部への集中[2]（電流ピーキング）を意味し，磁場の拡散の特徴的時間に較らべて充分に短い時間スケールで元のK_0の値に戻る緩和過程での振舞いは，電流駆動型の抵抗性電磁流体力学的（Resistive MHD）不安定性[3]の成長によって電流密度が再分配され，平坦化することを示唆しているものと推論出来る。この作業仮説に基づいて，1つのMHD平衡モデルとしての電流ピーキングモデルを立て，平衡コードを使って計算を行なった結果，実験結果を充分説明し得ることがわかった。次にそのモデルにより，空間的に積分された物理量（磁気エネルギーW_B，磁気ヘリシティK，磁束ψ_P，ψ_T，全電流I_P，I_T）が2つの過程で時間的に散逸する割合を調べ，特に，緩和過程でのW_BとKの散逸の程度を比較することによって，有名なJ.B.Taylorの緩和モデルの妥当性について検討した。

もう1つの物理的に興味深い現象であるSawtooth緩和現象はトカマク実験ではプラズマ中心部での電子温度の緩和が支配的であり，プラズマ粒子そのものの変化は少ないと考えられている[4]が，本実験で観測されるこの現象は寧ろ後者の方が支配的であると考えられ，その様な特徴を持つ緩和現象の輸送を明らかにし閉じ込めへの影響について考察する。

以上の考察の結果，スフェロマクは初期に形成されるTaylorの最小エネルギー状態の配位から，大きく離脱し，不安定になったとしても，Kを近似的に保存しながらW_Bを最小化する方向へ運動する性質を持っていることを示すことができた。さらに

緩和過程に於いて，ポロイダル磁束ψ_pからトロイダル磁束ψ_tへの変換が生じていることを示唆できた。Sawtooth現象は不安定性の励起によって自由になった磁気エネルギーの解放分が一部粒子の運動エネルギーに与えられるため，異常輸送を起こし，壁との相互作用によって不純物が再び流入して来る機構として解釈出来た。またその現象は電子温度の低下は無視できる程小さく，閉じ込めにとって大きな影響となっていないことが明らかになった。

§6-2　電流ピーキングモデルによる解析

6-2-1　まえがき

スフェロマク配位はTaylorの緩和モデルに従って形成されることは今迄にもよく実験的に調べられて来た[5,6]が，閉じ込めの過程に於いてスフェロマクがこのモデルに従って減衰または維持されるか[7,8]は明らかにされておらず重要な研究課題となっている。Taylorの言う最小エネルギー状態に緩和した平衡配位は$\nabla\times\mathbf{B}=\mu\mathbf{B}$で表わされる。しかし，$\mu$が空間的に一定であることは境界条件を満足しないという意味に於いて現実的に有り得ない。最小エネルギー状態の配位から離脱した現実に得られる配位を解析するためには，モデル的にμに対し空間的依存性を付与する必要がある[9~11]。著者は，軸対称トーラスプラズマのMHD平衡はGrad-Shafranov方程式を解くことによって求まることから，電流ピーキングモデルに基づいて境界条件と方程式に現われるII'とp'に関数形を与え，平衡コードによって数値的にスフェロマク平衡配位を求めた。緩和過程を除いた抵抗性減衰過程は準平衡状態を仮定出来ることから，実験結果によって(2-9)式に現われる2つのフリーパラメータAとαを決定し，それによって配位の時間的変化[$A(t)$，$\alpha(t)$]が記述出来ることになる。$\alpha(t)$の物理的意味は電流のピーキングと平坦化であり，$A(t)$は各物理量の大きさである。$\alpha(t)$はRから求め，$A(t)$は磁界の大きさ($B_{p.out}$)から求める。この様にして，平衡というstaticなものから，プラズマをdynamicalにモデル化することが出来る。

6-2-2　磁界・電流分布の変化

Rの規則的変化に着目して，RがR_0とR_cの値をとる時刻での$\alpha(t)$の値を求

る。それらの時刻を初期平衡の形成時刻t_0(R_0)，緩和開始時刻t_1とt_3(R_c)，及び緩和後の時刻t_2とt_4(R_0)とした。図6-1はRと$\alpha=\alpha(t)$の値の関係を示したもので，斜線部は数ショットのデータのR_0とR_cの取り得る範囲である。

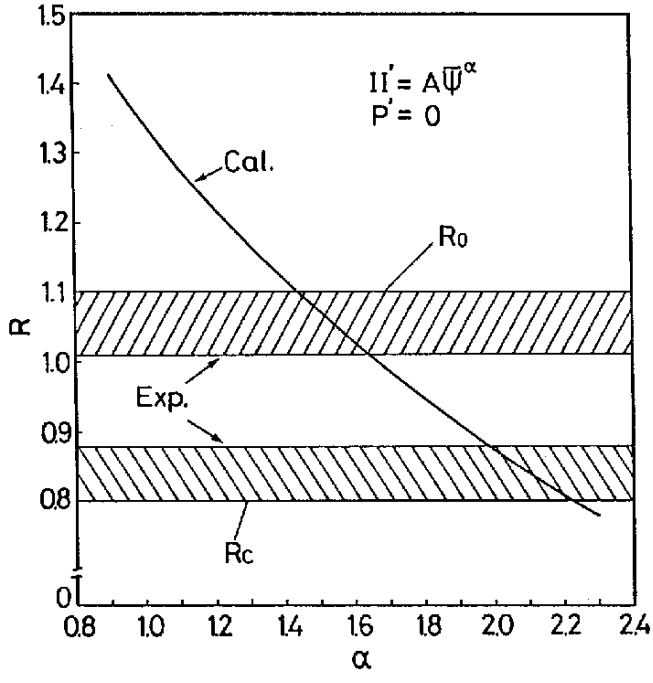
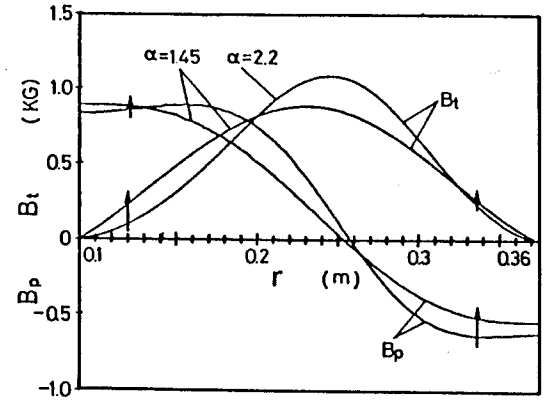
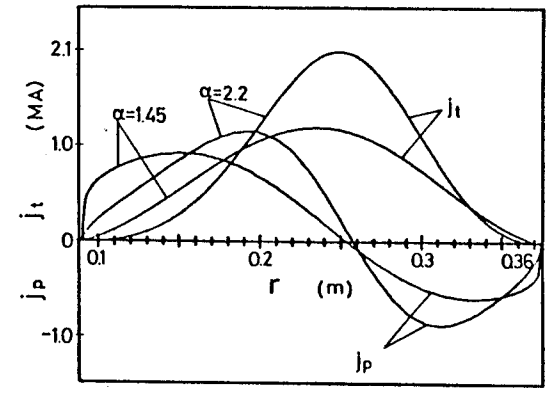


図 6-1. R (=Bp.in/Bp.out) と ピーキングパラメータ α の関係で斜線部は実験値R_0とR_cのとりうる範囲

この図から，電流密度分布は$\alpha_0=1.45\sim1.6$から$\alpha_c=2.0\sim2.2$迄ピーキングすることが求まる。これらの値(α_0とα_c)はプラズマ内部の磁界分布測定からも裏付けられている。[12,13] 図6-2は実験結果である図5-15(1)のRとBp.outの値から，緩和過程前後の時刻(t_1とt_2)での[A(t), α(t)]を求め，電流密度分布(j_pとj_t)磁界分布(BpとB_t)及びλ(Ψ)分布を計算したものである。t_1=300μsの時刻では図の様なピーキングした分布であるが不安定性の発生により，20μs後の$t=t_2$の時刻には平坦化した分布となる。磁界測定した位置での各磁界(Bp.out, Bp.in, Bt.out, Bt.in)の変動を見てみると図中に示した矢印の方向に変化する。





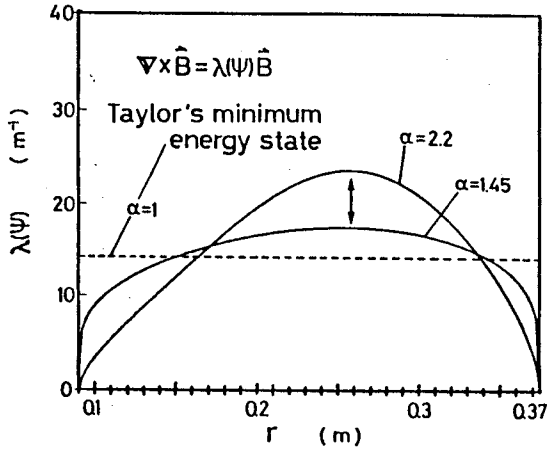


図 6-2. 電流ピーキングモデルによる緩和過程での
Bp, Bt, jp, jt,& λ (Ψ) の空間分布の変化

これは実験結果図5-15 (1)(2)(3) の各磁界波形の変動と良く一致している。また，プラズマ内部での変動も内部磁界測定結果と定性的に一致することは確かめられている。$R = B_{p.out}/B_{p.out}$ の値から求めた α の値 ($\alpha_0=1.5$, $\alpha_c=2.1$) は，$R = B_{t.in}/B_{p.out}$ 及び $R = B_{t.out}/B_{p.out}$ の各比ではどの程度変化するかを図中右端に示したが，夫々の実験値 R_0 と R_c と良く一致している。しかし，B_t 分布はプラズマ周辺部では勾配が急峻になるため，$R = B_{p.in}/B_{p.out}$ から α の値を求めるのが最も誤差が少ないと考えられる。

Aの値に依存しない $\lambda(\psi)$ の分布は $\alpha=1$ の Taylor state の場合，図中の破線で示した様に空間的に一定 ($\mu=14.3$) となるが，$\alpha=\alpha_0$ の場合，壁近傍で急激に零近傍ちる分布となる。そのため，電流密度分布は壁で零となり，境界条件を満たす。α が大きくなり，電流密度分布がピーキングして来ると $\lambda(\psi)$ は中心部で大きくなり，J と B の比が大きくなる。

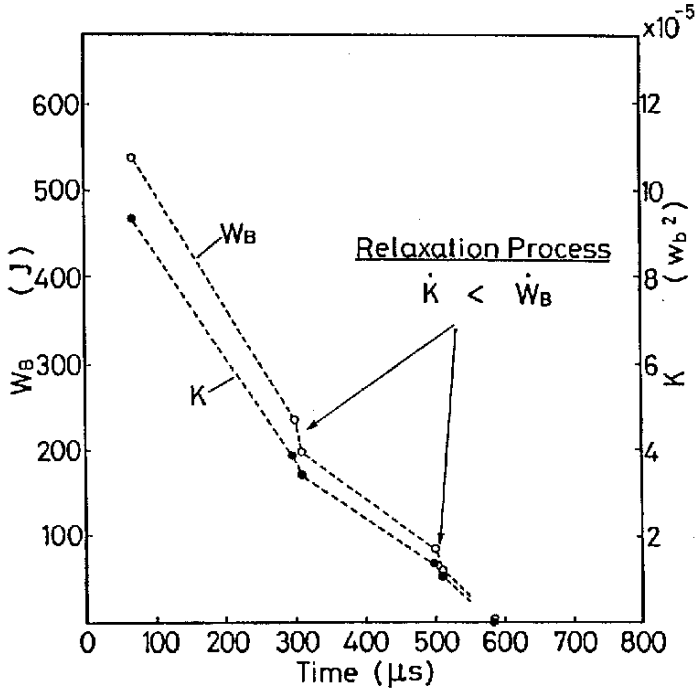
6-2-3 磁気エネルギー・磁気ヘリシティの散逸

減衰過程と緩和過程に於ける磁気エネルギー W_B と磁気ヘリシティ K の散逸及び磁束変換について考察する。前節で求めた [$A(t)$, $\alpha(t)$] によって，プラズマの全領域で積分される物理量 (W_B, K, ψ_p, ψ_t) を各時刻 ($t_0 \sim t_4$) で求めたのが図6-3 (a)(b) である。プラズマは $t=t_0$ の時刻に約500 [J] の磁気エネルギーを持っているが，($t_0 \sim t_1$) 及び ($t_2 \sim t_3$) の時間でその古典的抵抗によって散逸し，ジュール加熱となってプラズマの内部エネルギーに変換される。完全導体で囲まれたプラズマの W_B の散逸の式は非圧縮散逸性MHD方程式から[4~16]，

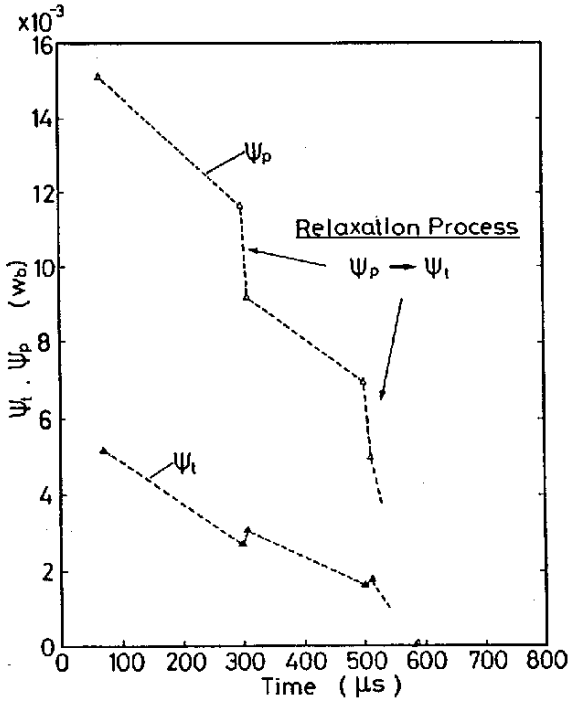
$$\frac{dW_B}{dt} = -\frac{1}{\mu_0}\int \eta |\mathbf{j}|^2 dV - C(\mathbf{B}, \mathbf{v}) \qquad (6-1)$$

$$C(\mathbf{B}, \mathbf{v}) = \int \mathbf{B}\times\mathbf{v}\cdot\mathbf{j}\, dV$$

と表わされる。ここで，η はプラズマ抵抗，$C(\mathbf{B},\mathbf{v})$ は W_B と運動エネルギー W_K 間の交換率を表わす。自然に減衰する過程では準平衡 ($\mathbf{v}=0$) を仮定しているので $C(\mathbf{B},\mathbf{v})=0$ である。この過程での W_B の減衰の時間スケール τ_{B^2} は η 一定を仮定すると，$\tau_{B^2} = \mu_0 L^2/2\eta$ と表わせ，特徴的長さ L は $L \sim \mu^{-1} = 0.07m$



(a)



(b)

図 6-3. 電流ピーキングモデルによる
(a).磁気ヘリシティーK，磁場エネルギーWB.
(b).トロイダル磁束Ψt，ポロイダル磁束Ψp，の時間変化

$\tau_{B^2} = 200 \sim 250\,\mu s$ から，η は $1.2 \sim 1.5 \times 10^{-5}\,\Omega\text{-m}$ と評価できる。

$t = t_1$ の時刻の $W_B(t_1)$ は，配位が変化しているため，Taylor state に近い配位 ($\alpha = \alpha_0$) の時と較らべて $\Delta W_B = 40$ [J] 大きい値となっている。ΔW_B だけポテンシャルエネルギーが高い状態で系が不安定になるため緩和現象を引き起こし，磁場の拡散時間 τ_B ($= 2\tau_{B^2}$) に較らべ短い時間スケール τ_K ($= 20 \sim 30\,\mu s$) で ΔW_B を解放する。このエネルギーの一部は (6-1) 式の $C(\mathbf{B}, \mathbf{v})$ 項によって，粒子の運動エネルギー W_K に変換される。W_K の時間変化は次式で与えられる。MHD 不安定性の時間スケールでは運動方程式中の粘性項は無視できないことに注意する必要がある。[7]

$$\frac{dW_K}{dt} = -\rho \int \nu |\nabla \times \mathbf{v}|^2 dV + C(\mathbf{B}, \mathbf{v}) \qquad (6\text{-}2)$$

ここで，$W_K = \frac{1}{2}\rho |\mathbf{v}|^2$ であり，ν は粘性率，ρ は質量密度で空間的に一定とする。運動エネルギーを与えられた粒子は粘性によってそのエネルギーの一部を散逸するが，磁力線再結合による磁気面のカタストロフィによって外部へ掃き出される。その過程が Sawtooth 波形の "Crash" となって観測されている。

次に磁気ヘリシティ K の時間変化を調べてみると，減衰過程での t_0 から t_1 迄の時間で $\Delta K = 5.5 \times 10^{-5}\ \mathrm{Wb}^2$ の散逸量を示す。一方，W_B の散逸量は $\Delta W_B = 300$ J であり，その比は $\Delta W_B / \Delta K = 5.5 \times 10^6$ となる。K の時間変化の割合は次式で与えられ，Taylor state の状態でプラズマが減衰していくことを想定した場合，W_B の時間変化の割合との関係が容易に理解出来る。

$$\frac{dK}{dt} = -2 \int \eta \mathbf{j} \cdot \mathbf{B}\, dV \qquad (6\text{-}3)$$

$$= -2 \frac{1}{\mu} \int \eta |\mathbf{j}|^2 dV = \frac{2\mu_0}{\mu} \frac{dW_B}{dt} \qquad (6\text{-}4)$$

ここで，$\lambda(\psi) = \mu_0$ を仮定すると，$\Delta W_B / \Delta K = \mu / (2\mu_0) = 5.7 \times 10^6$ となる。

緩和過程に於ける K の散逸に注目すると，$t = t_1 \sim t_2$ の $20\,\mu s$ 間で $\Delta K = 4.2 \times 10^{-6}\ \mathrm{Wb}^2$ の散逸量となっており，これは 11% の減少率である。一方，W_B の減少率は 17% であるため，K は W_B に較らべて散逸しにくいことがわかる。

図6−3(b)は時間的に求めたポロイダル磁束ψ_pとトロイダル磁束ψ_tであり，緩和過程に於いてψ_pからψ_tへの磁束変換が起きていることが示されている[8,19]。$t=t_1\sim t_2$間でψ_pは28%減少するが，ψ_tは9%の増大を示していることがわかる。

以上の解析により，緩和過程でのKの近似的保存性と磁束変換という重要な性質を実験結果として示すことが出来た。

§6−3 緩和機構に関する検討

スフェロマクがその抵抗性減衰過程で示す緩和現象に関して，1つの平衡モデル（電流ピーキングモデル）に基づいた解析の範囲でその性質を明らかにしたが，その物理現象の詳細な機構については充分に解明出来ていない。その全体像を明確にするためには今後の数多くの実験データの蓄積と理論及びシュミレーション結果との対応が必要である。本節ではスフェロマク及びRFPプラズマの緩和現象を対象として行なわれたシュミレーション結果[20,21]を取り上げ，本実験結果との対応を行ない討論した。

MHD現象の解析を行なう場合，先ず，線形安定性の評価を行ない，その後，不安定モードの非線形領域に於ける発展を計算機を使って追跡して行き，不安定モードの飽和レベルや発展の時間スケール，磁気面構造の推移が明らかにされる。ロスアラモス研究所のMarklinはスフェロマクに対して，線形安定性コードを使って$n=2$の理想内部キンクモードが不安定になることを示し，CTX装置で観測されている不安定性を説明した。続いて；Sgroは3次元抵抗性MHDコードを使って，その$n=2$理想モードの非線形領域での発展を調べ，スフェロマクの緩和過程でのダイナミクスを明らかにした[20,21]。

これ迄の考察によって，不安定性の発生には電流ピーキングが重要な要因になっていることを示すことが出来た。電流が中心部に集中することにより，磁気軸での安全係数q値（q_0）は低下し，$q_0=0.5$の値を切ると$n=2$の非共鳴な理想キンクモードが励起されることは解析的に示されている[22,23]。電流ピーキングモデルによる解析の結果，αは1.5から2.1迄変化する。その場合，q_0の変化は図6−4から，0.48から0.35迄低下することがわかる。図6−4はq_0とαの関係を計算したものである。初期平衡配位で既に0.5の値を僅かに切っているが，測

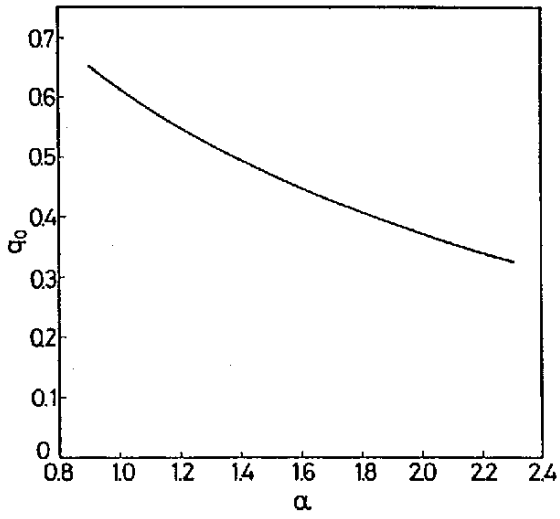


図 6-4. 安全係数 q_0（磁気軸）と ピーキングパラメータ α の関係

定精度やモデルに含まれる仮定（II′とP′の関数形）の妥当性等を考慮すると，q_0が0.5を切ったことにより，n=2モードの理想キンク型が不安定になったと予想出来る。

CTX装置で観測された不安定性現象はプラズマがn=2のヘリカルに変形した状態で電子の反磁性ドリフト方向に回転しながら400～500μs間で減衰していく[24]といったもので，理想MHD不安定性であるが，本実験で観測される現象は間欠的な粒子と熱の異常輸送を伴なった抵抗性MHD不安定性[25]と考えられ，相違している。そのため，n=2の理想モードからの抵抗性モードへの発展を考える必要がある。Sgroは FC内のスフェロマクの初期平衡にn=2モードの変位のみ（Singleモード）を与え，磁気面構造の変化を調べた。その結果，n=2モードの成長により磁気軸はFC壁へ押しやられ，非線形領域での飽和を示すが，その後暫して，磁力線の再結合現象（リコネクション）が並側の壁近傍で始まり，新しい磁気軸が形成され元の位置へ移動してくるといった全体像が得られた。キンクモードが飽和してからリコネクションが起きる迄の時間$\Delta\tau/\tau_A$は磁気レイノルズ数Sに比例すること

がこのシュミレーション結果によって示されており，$\Delta\tau/\tau_A = 0.0121\,S - 5.15$ と表わされる。そこで，本実験での $\Delta\tau$ を求めてみると，S は

$$S = \tau_B / \tau_A = \frac{\sqrt{\mu_0}\,BL}{\sqrt{\rho}\,\eta} \qquad (6\text{-}5)$$

と表わされ，ここで，$L = \mu^{-1} = 0.07\,m$，実験的に $\tau_B = 400 \sim 500\,\mu s$，$\tau_A \sim 0.2\,\mu s$ となることから，$S = 2.2 \sim 2.8 \times 10^3$ が得られ，$\Delta\tau = 4 \sim 6\,\mu s$ と求まる。この値は CTX 装置でのプラズマに対して評価された $\Delta\tau = 360\,\mu s$ と較べ可せ小さい値である。このことは $n=2$ モードが非線形領域で飽和した後，直ちにリコネクションが起こり緩和していくものと考えられる。理想キンクモードの成長が速く（$\sim\tau_A$）さらに $\Delta\tau$ が短いことは通常，鋸歯状波形や磁場信号波形に重畳している先行振動が観測されていないことやトロイダルモード数（n モード）が明確に決められないことの理由とも言える。しかし，このことは，前節の解析に於いて，R が R_c 値から R_0 値迄変化する全時間スケールを緩和時間と近似して計算しても良いという根拠になる。

緩和過程での磁気ヘリシティの保存性に関しては多くの議論が成されているが，その証明のアプローチとして，乱流の非線形な性質（Self-Organization）から説明しようとする立場と 3-D Resistive MHD シュミレーションによってリコネクションの機構が支配的なその動的過程を調べていくことによって説明しようとする立場がある。前者はモードカップリングによる波数空間での K と W_B のスペクトルの流れの違いに起因したものであるが，後者の場合，リコネクションポイントでの磁場 B に垂直な成分の電流密度 j の集中が要因であると言える。緩和過程での K と W_B の散逸の割合は夫々，(6-2)式と(6-1)式によって評価されるが，このリコネクションの機構を考えた場合，プラズマ全領域で積分される磁気ヘリシティの散逸の割合 $\dot{K}$ は $\dot{W}_B$ と違って η のみに依存し，その機構には強く依存しない。従って，緩和過程での $\dot{K}$ は減衰過程と較べて大きくは変わらないことになる。この様な説明は，nonlinear driven reconnection モデルによる 3-D シュミレーションに基づいて草野ら[26]によって示されている。スフェロマクでは片山が同じく 3-D シュミレーションによって K の保存性を調べており[27]，W_B/K の時間変化によって示している。実験で得た緩和過程での W_B/K の変化の割合（$\Delta(W_B/K) \sim 15\%$）と比較したところ，大きな

程度の差はないことがわかった。[27] 但し，シュミレーションでは，Kは時間的に一定となる様にqの値が選ばれている。

前節で，ψ_pからψ_tへの磁束変換が起きている可能性を示したが，この磁束変換は所謂，ダイナモ効果と呼ばれ，K保存の問題とともにスフェロマク・RFPに於ける重要な研究課題[28]となっている。ダイナモ効果は不安定性によって生じたプラズマの流れのエネルギーが磁界のエネルギーに変換される機構であるがその詳細はまだ充分に解明されていない。実験的にはψ_pとψ_tの物理量そのものを測定することによって磁束変換の存在が確認されよう。

§6-4　0次元時間発展輻射モデル

6-4-1　まえがき

プラズマ中の不純物イオンが発光するスペクトル線を測定することによって，プラズマの閉じ込めの性質及び内部構造を知ることができる。不純物スペクトル線は電子温度・密度及び不純物密度の3つの量が反映するため，観測された信号波形に対してこれらの依存性を調べ含まれる物理内容を把握することが不可欠である。第3章での不純物輻射損失量の計算及び次節での軟X線及び不純物スペクトル線で観測される鋸歯状波形の解釈のためには，電離・再結合などの種々の原子過程を含んだプラズマに対する輻射モデル[29~31]を考える必要があり，また時間的に各不純物イオン密度の変化（電離の進行）を計算してやらなければならない。本節では輻射モデルとしてコロナモデルを考え，計算に必要な各原子過程の係数及びスペクトル線強度の表式を与え，0次元時間発展輻射モデル計算[32~34]の説明を行う。

6-4-2　輻射モデル

不純物密度の電離状態の推移を記述するためにはレート方程式を数値的に解く必要がある。その場合，不純物イオンの輸送はイオンの電離分布に影響を与えその結果，不純物輻射量も大きく変わって来る。しかし，不純物イオンの輸送現象[35,36]は未だ不明な点が多く，その輸送係数は実験によって得た値から決められる場合

が多い。本節では，半径方向の不純物イオンの分布が測定されていないこともあって，空間的には0次元のモデルで考え，不純物イオンの輸送は閉じ込め時間τ_nとして考慮し，各イオンともに等しいと仮定した。また，コロナ平衡の仮定はプラズマ中の不純物イオンの輸送が電離と再結合時間と比較して，ゆっくりしていて，且つプラズマが充分に安定な場合には良い近似となるがスフェロマクの様なコロナ平衡に達するまでに消滅してしまう場合には成り立たない[37]。そのため，各不純物の電離分布を時間的に知る必要がある。プラズマ中での電離・再結合，励起などの原子過程に関するモデルとして，局所熱平衡モデル，コロナモデル，Collisional-Radiativeモデルの3つがある。一般に高温，低密度のプラズマを対象とする場合，コロナモデルが適用される。コロナモデルでは原子過程の内，電子衝突による電離と光再結合及び2電子再結合が主であり，他の過程，例えば3体再結合などは無視出来る。

コロナモデルが適用出来るプラズマのパラメーター領域は次式で表わされる[38]。

$$n_e \ll 1.5\times10^{10}\,\chi_i^{-\frac{1}{2}}(kT_e)^4 \qquad (6\text{-}6)$$

ここで，$\chi_i = 13.6\,\mathrm{eV}$，である。CTCC-I装置で生成されるプラズマの電子温度$kT_e = 30\,\mathrm{eV}$と仮定して，(6-6)式から計算されるn_eの範囲は$n_e \ll 3.3\times10^{21}\,\mathrm{m}^{-3}$となって，充分にコロナモデルが成り立つ。

不純物イオン密度n_Kの時間変化の割合は次のレート方程式から求められる。

$$\frac{dn_K}{dt} = I_{K-1}n_{K-1}n_e - (I_K + R_K)n_K n_e + R_{K+1}n_{K+1}n_e - \frac{n_K}{\tau_n} + S_0 \qquad (6\text{-}7)$$

ここで，I_Kは$K \to K+1$への衝突電離係数，R_Kは$K \to K+1$への再結合係数であり，光再結合係数R_K^rと二電子再結合係数R_K^dの和である。τ_nは不純物イオンの閉じ込め時間，S_0は不純物源である。

衝突電離係数I_Kと光再結合係数R_K^rはHinnovの表式を用いた。二電子再結合係数R_K^dはBretonの表式を用いた。一般にI_Kの表式としてはLotzの表式[39]

が有名である。Hinnovの表式は[40,41]

$$I_K = 5.9\times10^{-14}\, g_K \left(\frac{E_H}{E_K}\right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{X_K}\, K_1(X_K) \qquad (6\text{-}8)$$

$$R_K^r = 5.2\times10^{-20}\, K\, (X_K)^{\frac{3}{2}} e^{X_K} K_1(X_K) \qquad (6\text{-}9)$$

と表わされる。ここで，$X_K = E_K/T_e$ であり，E_K は $K \to K+1$ への電離電圧，$E_H = 13.6\,\mathrm{eV}$，g_K は K価のイオンの最外殻電子数，$K_1(X_K)$ は

$$K_1(x) = \int_x^\infty \frac{e^t}{t}\, dt \qquad (6\text{-}10)$$

で与えられる。図6－5ではHinnovの表式を用いて計算した I_K と他の表式で計算されたものと比較してある。

R_K^d を求めたBretonの表式[42~44]を次式に示す。

$$R_K^d = 10^{-16} M_K C_K \left(\frac{E_T}{T_e}\right)^{\frac{3}{2}} \exp(-E_T/T_e) \qquad (6\text{-}11)$$

ここで，E_T は第1共鳴遷移の励起エネルギー，M_K と C_K は係数で炭素と酸素について表6－1に示す。図6－6に R_K^r と R_K^d の計算結果を示す。R_K^d の方が R_K^r に較べて約1桁大きな値となっている。

電離の進行過程にあるプラズマを対象とし，その単位体積当りから輻射されるスペクトル線強度について考えてみる[45,46]。その場合，基底準位より高い励起準位からの衝突励起は無視し，励起準位より高い準位からのカスケード過程も考慮しない。このことは束縛電子の殆どが基底準位にあり，その準位から電子衝突によって励起されることを意味する。また，コロナモデルでは光吸収励起や衝突脱励起は無視できる。自然輻射による脱励起は衝突励起に較べて充分短い緩和時間で起こるため，励起準位は定常と考えて良く準定常近似が成り立つ。従って，励起準位にある占有密度 n_j の時間変化の割合は

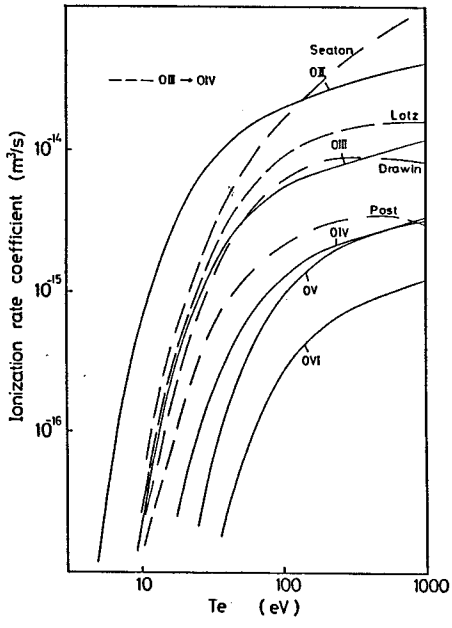


図 6-5. 酸素イオンの衝突電離係数（Hinnovの表式）と他の表式との比較

表 6-1. 2電子再結合係数の表式中のMk, CkとE$_T$の各値

ION	M_k	C_k	E_T (eT)
C II	1.66	0.82	11
C III	2	1.025	12.7
C IV	1	1.06	8
C V	2	0.052	307
C VI	1	0.072	366
O II	1	0.53	15
O III	1.333	0.845	17
O IV	1.666	1.015	19
O V	2	1.035	20
O VI	1	1.055	12
O VII	2	0.04	575
O VIII	1	0.0605	650

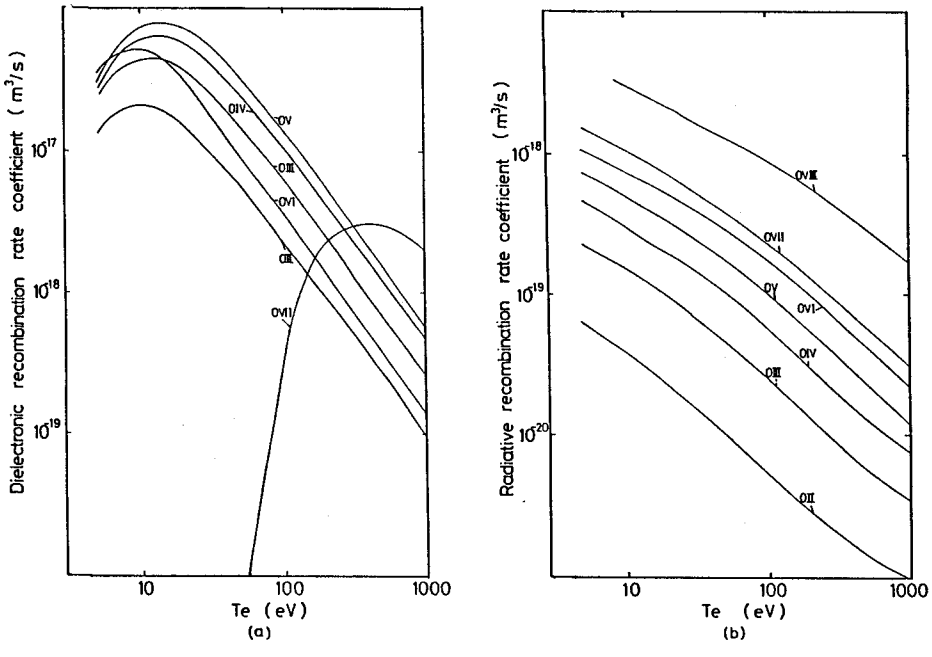


図 6-6. (a)2電子再結合係数 と (b)放射再結合係数
((a)Breton と (b)Hinnov の表式)

$$\frac{dn_j}{dt} = n_e n_g \chi_{gj} - n_j \sum_{l<j} A_{jl} = 0 \qquad (6\text{-}12)$$

と表わせる。ここで，n_jは励起準位の占有密度，n_gは基底準位の占有密度，χ_{gj}は$g \to j$への電子衝突励起係数，A_{jl}は$j \to l$への遷移確率である。つまり，イオンの励起準位にある占有密度は電子衝突による励起と光の自然輻射が釣合うことから決まることになる。(6－12)式からjの励起準位の占有密度は

$$n_j = n_e n_g \chi_{gj} \Big/ \sum_{l<j} A_{jl} \qquad (6\text{-}13)$$

と表わされ，これから単位体積当りのjからiへの遷移スペクトル線の輻射強度I_{ji}は次式となる。

$$\begin{aligned} I_{ji} &= n_j A_{ji} h\nu \\ &= n_e n_g \chi_{gj} \frac{A_{ji}}{\sum_{l<j} A_{jl}} h\nu \\ &= n_e n_g \chi_{gj} B_{ji} h\nu \end{aligned} \qquad (6\text{-}14)$$

ここで，B_{ji}はBranching ratio，$h\nu$は光のエネルギーである。

Li様イオン以外のイオンは準安定状態を持つため，スペクトル線強度はすべての束縛電子が基底状態にあるとした場合に較らべて違ってくることに注意しておく必要がある。例えばBe様イオンであるOVイオンは$n_e > 10^{18}\ m^{-3}$の領域では準安定状態の準位の占有密度は基底準位と較らべて大きくなり，スペクトル線強度は50%（T_e＝20～70eVの範囲）程度小さい値となることが計算されている[47]。本計算では考慮していない。

電子衝突励起係数χ_{gj}は

$$\chi_{gj} = \int \sigma v f_M \, dv \qquad (6\text{-}15)$$

で定義され，ここで，σは断面積，f_MはMaxwell分布である。衝突強度(Collisional strength)Ωは$\Omega = k_i^2 \omega_i \sigma$（$k_i$：入射電子のエネルギー，$\omega_i$：統計重率）で定義され，Bethe近似として，次式で表わされる。

$$\overline{\Omega}_{ij} = 1.97 \times 10^2 f_{ij} \bar{g} \omega_i / E_{ij} \qquad (6\text{-}16)$$

ここで，f_{ij}はoscillator strengthであり，$\bar{g}$はGaunt factor，E_{ij} eVは励起エネルギーである。Ωを使って，χ_{gj}はVan Regemorter[48]とMewe[49]の式として

$$\chi_{gj} = 8.01 \times 10^{-14} \times \overline{\Omega}_{gj} \times \omega_g^{-1} \times (kT_e)^{-\frac{1}{2}} \exp(-E_{gj}/kT_e) \qquad (6\text{-}17)$$

と表わされる。ここで，$\bar{g}$はMeweによって，実験的理論的に調べられた値として表及び公式として与えられている（文献50)参照）。屢々，$\bar{g} \sim 0.7$と取られるがMeweの式から求めた$\bar{g}$はこの値よりFactor 3～5大きな値となっている。

電離と再結合の緩和時間に較らべて短い時間スケールでの現象の変化を考える場合，χ_{gj}が主として電子温度の依存性を示すことになる。中性からLi様イオン迄のL殻イオンは$\Delta n = 0$（n：主量子数）の遷移は共鳴線の場合，基底準位からのE_{gj}が小さいことからχ_{gj}は大きくなる。一方，H，He様イオンの様なK殻イオンは$\Delta n \neq 0$の遷移であるため，E_{gj}が大きくなりχ_{gj}は小さくなる。χ_{gj}はT_eの関数であり，$T_e = 2E_{gj}$で最大値となる。そのため，E_{gj}が対象としているプラズマのT_eに較らべて充分大きいスペクトル線を観測する場合，T_eの依存性が強く現れて来ると考えて良い。また，コロナ平衡を仮定して，輻射量を評価すると1～2桁程度低く見積ってしまうのは電離が進行するにつれ，χ_{gj}の小さいK殻イオンの密度が増えるからである。コロナ平衡での輻射量の計算にはPostの論文[51]がよく利用されることを附記しておく。

不純物からの輻射量の計算内容について概説する。

プラズマ中に混入している不純物として酸素と炭素のみを考える。各スペクトル線としては共鳴線及び他の主要線のみを考慮し，$\lambda = 250$Å 迄のスペクトル線の選択には文献45)に全面的依存した。不純物輻射損失量の計算（第3章）に於いては

OI～OⅢスペクトル線については考慮していないため，OⅢイオンがburn throughする時刻迄（≲50μs）は信頼出来ない。SBD検出器が受光する軟X線からVUV領域迄の輻射は制動輻射（Free-Free），再結合輻射（Free-Bound）及び線輻射（Bound-Bound）で構成されている。しかし，本実験で生成されたプラズマでは前の2つの輻射は無視出来る。単位体積当りからの全制動輻射量は96 Watt/m^3，全再結合輻射量は411 Watt/m^3と評価され[52]，不純物による線輻射量に較らべて3桁以上小さい値である。従って，軟X線輻射の計算には不純物からの線輻射のみを考慮した。

各スペクトル線強度は（6-14）式に従って計算し，必要な原子過程のデータは文献53）及びNBS[54]から調べた。

作成した計算コードのチェックはHulseによって計算された文献55）のFig 2の結果と，そこで使われたプラズマパラメータ（T_e=50eV，n_e=2×$10^{20}m^{-3}$）を与えて計算した結果とを比較することによって行った。その結果，両者は良い一致を示した。

§6-5 Sawtooth現象の解析

6-5-1 まえがき

軟X線信号に現れるSawtooth振動はVon. Goelerらによって[56]STトカマクの内部ディスラプション時に初めて観測されて以来，Sawtooth現象に関した数多くの実験的理論的研究[57～62]が行なわれて来た。Sawtooth現象は軟X線信号だけでなく，不純物スペクトル線にも観測[63～66]されており，一般に電子温度分布$T_e(r)$が平坦化し，プラズマ中心部の熱エネルギーが急激に失われ，次のディスラプションが発生する迄にゆっくりと中心部のT_eが上昇して来るといった描像が考えられている。そのことは電子密度n_eの変化量$\Delta n_e/n_e$=1～5%であるのに較らべ，T_eの緩和は$\Delta T_e/T_e$=10～20%にもなるといった実験事実[67]によるものである。この結果から，不安定時に於ける粒子自体の損失は熱の損失に較らべ閉じ込めにとって余り影響はない。しかし本実験ではプラズマ中心部での平均電子密度$\bar{n}_e$の減少の割合が50～60%にもなり，トカマクプラズマと異なり粒子の異常輸送が閉じ込めにとって重要となっている。だが，T_eに対する正確な情報が得られていないため，軟X線信号の解析が必要であり

また，観測されているSawtooth現象の特徴を明らかにすることによって，緩和現象の機構解明にもつながる。本節では0次元時間発展輻射モデル計算を行ないSawtooth波形のTe依存性，緩和過程での粒子の掃き出しと流入等に関して考察する。

6-5-2 プラズマパラメータ設定

前節で説明した0次元時間発展輻射モデル計算を行なうためにはプラズマパラメータとして空間的に平均化された電子温度Te，電子密度ne，不純物閉じ込め時間τ_n及び不純物源S_0を決定する必要がある。本節では可能な限り実験結果に基づいて，これらのパラメータ設定を行なう。

[1] 電子温度Te

軟X線信号S.X.のSawtooth波形のTe依存性を調べることが1つの目的であるためフリーパラメータとしたが，ある範囲内で設定する必要がある。レーザー散乱によるTe測定は本実験では行なっていないため，磁界の減衰率から評価されるConductivity電子温度Te.cond.を使った。また，不純物スペクトル線のtime historyの方法によっても評価でき，τ_nの依存性を考慮してTeの範囲を設定した。

磁界の減衰率τ_BからTeの時間変化を評価する方法は良く用いられ，比較的容易に次の様に求めることができる。[68] τ_Bの時間変化は

$$\tau_B(t) = \frac{-\Delta t}{\ln\{B(t+\Delta t)/B(t)\}} \qquad (6\text{-}18)$$

によって求まる。$\tau_B(t)$とプラズマ抵抗ηの関係はForce-Free配位の基本モード($\alpha=1$)を仮定すると

$$\eta(t) = 6.3\times10^{-9} / \tau_B(t) \qquad (6\text{-}19)$$

で与えられ，$\eta(t)$を古典的抵抗であるスピッツア抵抗と仮定することによって，Te.condは

$$T_{e.cond.} = \left(5.2\times10^{-5}\, Z_{eff} \log\Lambda / \tau(t)\right)^{\frac{2}{3}} \qquad (6\text{-}20)$$

と表わされる。ここで，Z_{eff} は実効価電子数，$\log\Lambda = 10$ である。図6-7 に配位の時間的変化を考慮する必要のないSモードのプラズマ（第4章参照）の磁界波形から Te.cond. を求めた結果を示す。$Z_{eff}=1$ を仮定した場合，Te.cond. = 15～20 eV であり，時間的にほぼ一定である。Z_{eff} として考えられる値は2～3であり，その時，Te.cond. = 25～40 eV となる。この値は不純物スペクトル線の time history 法から評価した Te の範囲と一致している。

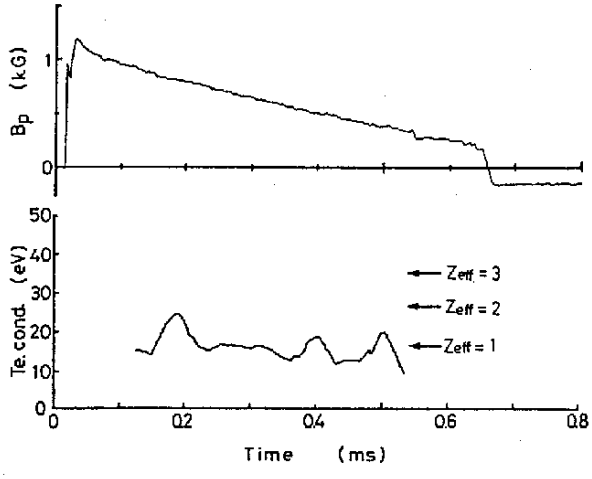


図 6-7. 磁界の減衰率から求めた電子温度 Te.cond. の時間変化

[2] 電子密度 ne

空間的に平均された ne として CO_2 レーザー干渉計で測定された平均電子密度 $\bar{n}_e$ を用いる。不安定性の発生していないプラズマ（Sモード）は $\bar{n}_e$ は時間的に一定値（$3\times10^{19}\ m^{-3}$）をとる。一方，Sawtooth 現象を伴なったプラズマ（SWモード）の $\bar{n}_e$ は $\Delta\bar{n}_e/\bar{n}_e$ = 50～60% の減少とその間で ～5% 以下の増加を示す。

[3] 不純物イオンの閉じ込め時間 τ_n

不純物スペクトル線のtime historyを調べる場合，τ_nの影響を大きく受ける電離イオンに注意しなければならない。そのイオンが発光するスペクトル線強度のピーク値，立ち上り時間t_1（ピーク値迄の時間）及び立ち下り時間$t_{1/2}$（ピーク値から$\frac{1}{2}$の値になる迄の時間）はτ_nに強く依存する。従って，逆にT_eを仮定することによってτ_nを求めることが出来る。図6-8 (a)(b) OIVスペクトル線とOVスペクトル線強度のt_1と$t_{1/2}$の時間に対するτ_nの依存性を調べたものである。但し，$n_e = 3\times10^{19}\ m^{-3}$；$T_e$ = 20, 30, 40 eVの各場合について計算してある。図中の破線で実験でとりうる範囲を示してある。

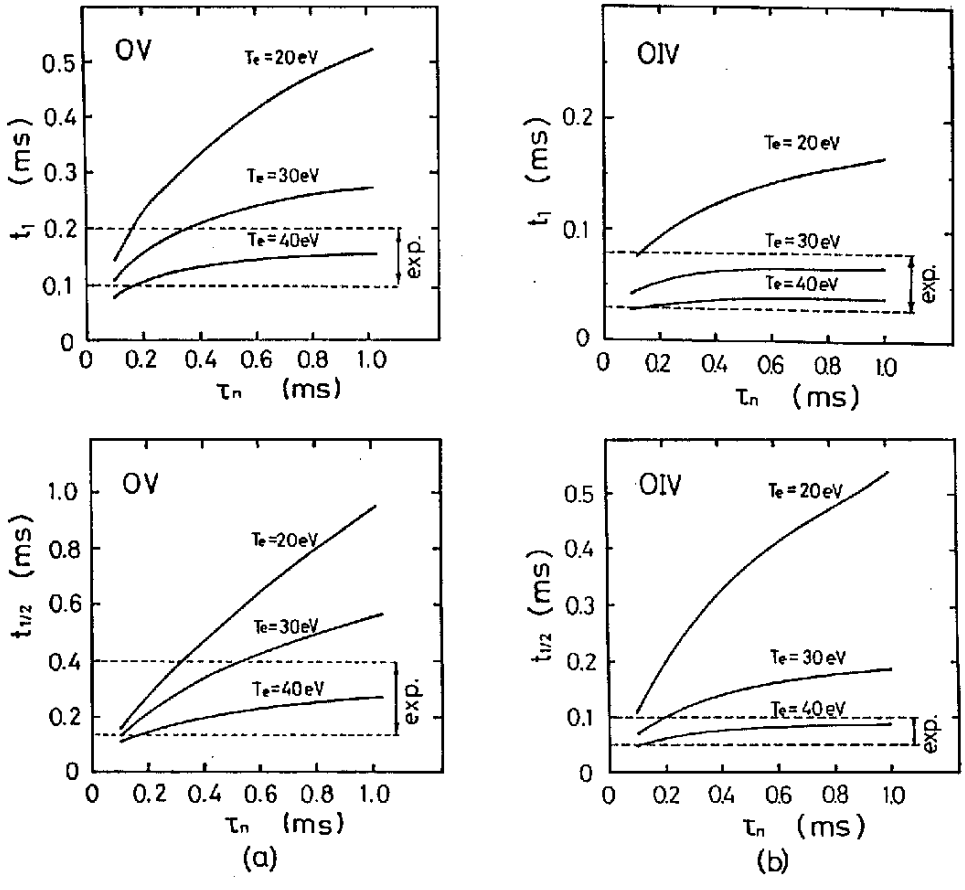


図 6-8. 不純物閉じ込め時間（τ_n）とOV(a)，OIV(b)のスペクトル線強度の立上り時間t_1及び立下り時間$t_{1/2}$の関係

この図から正確にτ_nを求めることは難しいが，プラズマ中心部に存在すると考えられるOV イオンに注目して，$T_e = 30\,eV$ を仮定すると，τ_nは $100 \sim 350\,\mu s$ と求めることが出来る。参考のため，他のスフェロマク装置で測定されたτ_nは S-1 装置（PPPL）で $\tau_n \sim 100\,\mu s$[69]，CTX装置で $\tau_n \sim 180\,\mu s$[68]となっているが誤差が大きいとされている。

[4] 不純物源と粒子束 S_0

プラズマがFC内に入射した時刻を初期時刻（$t = 0\,\mu s$）と考え，その時に不純物がプラズマ全体に一様に混入すると仮定する．不純物混入量は水素イオンに対する相対濃度として，炭素・酸素が夫々 6 % とした。

OIIスペクトル線強度I_{OII}が不安定時に示すパルス状の波形（図5-10参照）はI_{OII}が次式の様に表わせることから，FC壁から不純物が瞬間的に流入して来ることを表わしていると解釈出来る。

$$I_{OII} \propto \frac{\chi}{I_0} \Delta\Gamma \qquad (6\text{-}21)$$

ここで，χは衝突励起係数，I_0は中性粒子から1価イオンへの衝突電離係数，$\Delta\Gamma$は観測視野に流入して来る酸素粒子束である。(6-21)式は OIIスペクトル線強度がFC壁からプラズマ中心部へ向かう酸素粒子束に比例することを意味する。[70-73] 計算では定常的にFC壁から流入して来る不純物は無視し，間欠的な不安定性発生時のみ考慮した。その時の不純物流入量は(6-21)式を考え，I_{OII}が初期の不純物混入によって立ちよるピークの値を越えない範囲でパラメータとした。

6-5-3 Sawtooth現象の物理機構

軟X線信号は主として，不純物スペクトル線によって構成されていると考えられることから，その強度$I_{S.X.}$を近似的に次式の様に表わしてみる。

$$I_{S.X.} \propto n_e R(\lambda) \left[\sum_{z,i} n_z^0 f_{z,i}(T_e) + \sum_{z,i} n_z^c f_{z,i}(T_e) \right] \qquad (6\text{-}22)$$

ここで，$f_{z,i}(T_e) \propto (kT_e)^{-\frac{1}{2}} \exp(-E/kT_e)$，$n_z^O$ は酸素の z 価のイオン密度 n_z^C は炭素の z 価のイオン密度，i は各スペクトル線を表わす。$R(\lambda)$ は検出器系の波長感度特性である。

図5－7の実験結果から，不安定時での n_e の減少の割合 $\Delta\bar{n}_e/\bar{n}_e$ は～50%であり，$I_{s.x.}$ の変化の割合 $\Delta I_{s.x.}/I_{s.x.}$ は70～80%である。(6-22)式により，n_e の変化分を差し引いて $I_{s.x.}$ の変化を調べた場合，不純物イオン密度 n_z^O，n_z^C と T_e の両方の変化を含んだ割合は40～60%となる。T_e と $\Delta I_{s.x.}/I_{s.x.}$ の関係を輻射計算を行ない調べた。図6-9は $t=250\,\mu s$ で不安定性が発生し，電子温度のみが ΔT_e 降下したとして計算を行ない，その時の $I_{s.x}$ の変化の割合 $\Delta I_{s.x}\downarrow/I_{s.x}$ を算出した結果である。$n_e=3\times10^{19}\,m^{-3}$ =一定で初期の T_e (30～200eV)はパラメータとした。この結果に実験で得た値を当てはめてみると，$T_e=30$eVの場合，$\Delta T_e\downarrow=5\sim10$eV (17～33%)，$T_e=40$eVの場合，$\Delta T_e\downarrow=10\sim15$eV (25～38%)となる。次に，酸素・炭素の z 価の不純物イオンがすべて n_e と同じ割合で減少すると仮定($\Delta n_z^O/n_z^O=\Delta n_z^C/n_z^C=\Delta n_e/n_e=50\%$)して計算すると，$\Delta T_e\downarrow\sim0$ となる。以上の検討により，$I_{s.x.}$ は電子温度の依存性を示すが，不純物イオンの放出を考慮すると，不安定時での T_e の降下は n_e の減少に較らべて可せ小さな値となることが結論付けられる。このことは真空紫外分光器を使ったラインペア法による T_e の測定によって裏付けられている。[24]

次にSawtooth波形の上昇過程(upward Phase)について T_e の依存性を調べた。T_e が前述した程度($\Delta T_e\downarrow=5\sim15$eV)降下し，元の T_e (30eV, 40eV)の値迄150μs間で，時間に比例して上昇すると仮定して計算したところ，$I_{s.x.}$ の上昇は認められなかった。このことは T_e 依存性による $I_{s.x.}$ の上昇の割合に較らべ粒子拡散の効果($\tau_n=300\,\mu s$)が効いているためである。実験で観測されるだけの上昇率を得るためには $\Delta T_e=60$eV 以上の電子温度上昇が必要である。Sawtooth波形を説明するもう1つの考え方として実験事実として観測されているFC壁からの不純物流入に基づくものがある。それは新たに流入した不純物がプラズマ中心部迄侵入し，そこで電離されるため，多価の不純物イオン密度が増加し集中してくるという考え方である。この考え方に基づき，図6-10(a)で示した様な各パラメータの設定を行ない，計算を行なった。図6-10(b)に計算によって得られた軟X線強度波形及びOⅡからOⅥ迄の各不純物スペクトル線強度波形を示した。これら

の波形と実験で得た各信号波形とを比較してみると良く一致していることがわかる。

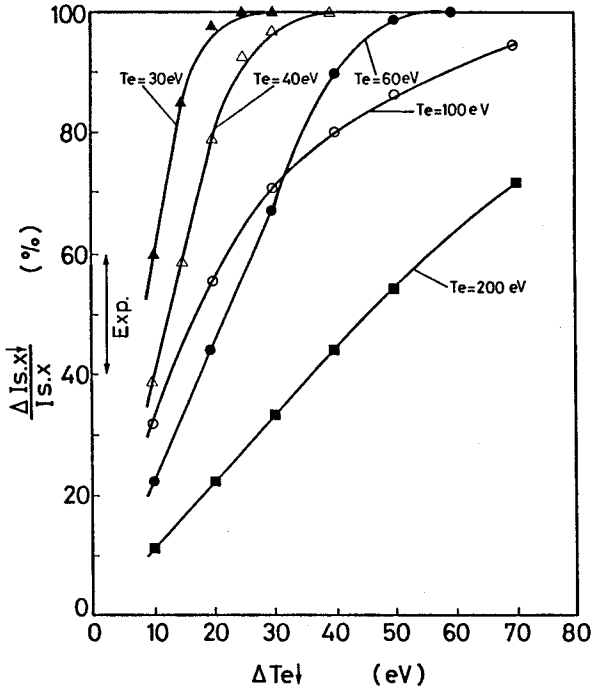


図 6-9. 0次元時間発展放射モデル計算による，不安定時での ΔIs.x.↓／Is.x. と ΔTe↓ の関係

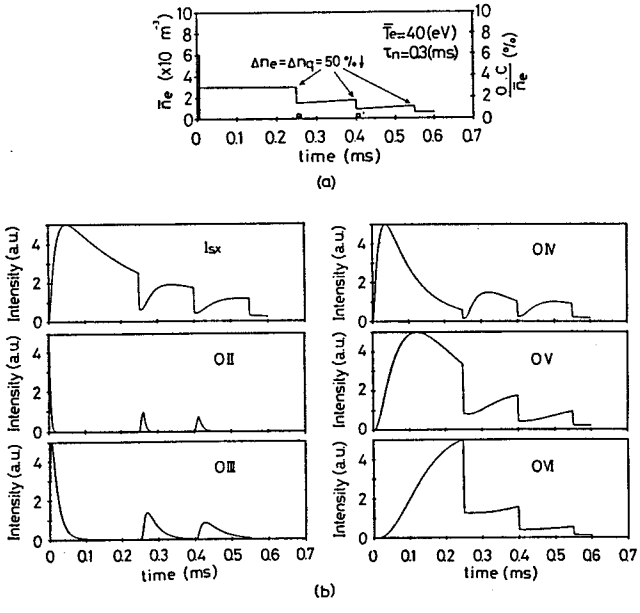


図 6-10. (a)プラズマパラメータ設定 と (b)0次元時間発展輻射モデル計算による Is.x., OII－OVI の時間変化

参考文献

1) 永田正義，他 ; 核融合研究 投稿中

2) K.A.Werley, R.A.Nebel, and G.A.Wurden ; Phys. Fluids 28, 1450 (1985).

3) H.P.Furth ; Phys. Fluids 28, 1595 (1985).

4) TFR Groupe ; Plasma Phys. 19, 349 (1977).

5) G.W.Hart, et al. ; Phys. Rev. Lett. 51, 1559 (1983).

6) G.W.Hart, et al. ; Proc. of the 7th U.S. Symp. on Compact Toroid Research, Santa Fe (1985).

7) A.Janos, G.W.Hart, and M.Yamada ; Proc. of the 7th U.S. Symp. on Compact Toroid Research, Santa Fe (1985).

8) A.Janos, et al. ; Phys. Fluids 28, 3667 (1985).

9) G.Marklin ; Proc. of the 6th U.S. Symp. on Compact Toroid Research, Princeton P.88 (1984).

10) S.O.Knox, et al. ; Proc. of the 7th U.S. Symp. on Compact Toroid Research, Santa Fe (1985) (Submitted to Phys. Rev. Lett.).

11) Y.Kondoh ; Nucl. Fusion 21, 1607 (1981).

12) Y.Honda, et al. ; Proc. of 6th US-Japan WS on Compact Toroids, Hiroshima P.5 (1985).

13) 田中浩 ; 修士学位論文 大阪大学 電磁エネルギー工学専攻 (1985).

14) A.Hasegawa ; Adv. Phys. 34, 1 (1985).

15) 吉田善章，井上信幸，内田岱二郎 ; 核融合研究 51, 127 (1984).

16) Z. Yoshida, T.Uchida, and N.Inoue ; Phys. Fluids 27, 1785 (1984).

17) J.P.Freidberg ; Rev. Mod. Phys. 54, 801 (1982).

18) E.J.Caramana and D.A.Baker ; Nucl. Fusion 24, 423 (1984).

19) R.G.Watt, et al. ; Phys. Fluids 26, 1168 (1983).

20) A.A.Mirin and A.G.Sgro ; Proc. of the 7th U.S. Symp. on Compact

Toroid Research, Santa Fe (1985).

21) A.G.Sgro, G.Marklin, and A.A.Mirin ; Proc. of the 6th U.S. Symp. on Compact Toroid Research, Princeton P.21 (1984).

22) S.C.Jardin ; Nucl. Fusion 22, 629 (1982).

23) W.Park and S.C.Jardin ; Phys. Fluids 26, 1871 (1983).

24) H.W.Hoida, et al. ; Proc.of the 6th U.S. Symp. on Compact Toroid Research, Princeton P.85 (1984).

25) M.Nagata, et al. ; in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusin Research (Proc. 10th Int. Conf. London, 1984) Vol.2, IAEA, Vienna 655 (1985).

26) K.Kusano and T.Sato ; HIFT-83 (1983) (to submmitted to Phys. Fluids).

27) K.Katayama and M.Katsurai ; submitted to Phys. Fluids (1985).

28) 小野靖, 桂井 誠 ; 核融合研究 54, 210 (1985).

29) H.R.Griem ; "Plasma Spectroscopy", (McGraw-Hill, 1964)

30) R.W.P.McWhirter ; "Spectral Intensities", in "Plasma Diagnostic Techniques" (R.H.Huddlestone and S.L.Leonard,ed.), (Academic Press, 1965)

31) 安藤剛二 ; 特別研究（核融合工学の基礎）核融合プラズマ診断研究報告 P.106 (1975).

32) G.C.Goldenbaum, et al. ; Lawrence Livermore National Lab. Report UCID-19478 (1982).

33) C.W.Barnes, et al. ; Los Alamos National Lab. Report LA-UR-84-3667 (1985), (submitted to Nucl. Fusion).

34) W.C.Turner, et al. ; Phys. Fluids 26, 1966 (1983).

35) C.Breton, C.DeMichelis, and M.Mattioli ; Nucl. Fusion 16, 891 (1976).

36) R.J.Hawryluk, S.Suckewer, and S.P.Hirshman ; Nucl. Fusion 19, 607 (1979).

37) 佐藤国憲 ; 核融合研究 52, 472 (1985).

38) G.Elwert ; Z.Naturforsch. 7a, 432 (1952).

39) W.Lorz ; Report Institut fur Plasmaphysik IPP 1/62 (1967).

40) F.Hinnov ; MATT-777 (1970).

41) 葛島敏彦, 他 ; 核融合研究 39, 103 (1978).

42) C.Breton, C.De Michelis, and M. Mattioli ; J. Quant. Spectrosc.

43) Radiat. Transfer 19, 367 (1978).

44) T.Amano, J.Mizuno, and T.Kato ; IPPJ-616 (1982).

45) T.Kato ; Astrophysical Journal Supplement Series 30, 397 (1976).

46) T.Ishimura ; Private Communication (1985).

47) T.Kato, K.Masai, and J.Mizuno ; Jour. Phys. Soc. Japan 52, 3019 (1983).

48) H.V.Van Regemorter ; Astrop. J. 136, 906 (1962).

49) R.Mewe ; Astron and Astrophys 20, 215 (1972).

50) T.Kato ; IPPJ-AM-2 (1977).

51) D.E.Post, et al. ; Atom. Data and Nucl. Data Tables 20, 397 (1977).

52) 石村勉 ; 超高温研究 1, 137 (1964).

53) A.R.Striganov and N.S.Sventitskii ; Tables of Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms (translated from Russian), New York-Washington (1968).

54) W.L.Wiese, M.W. Smith, and R.Glennon ; Atomic Transition Probabilities, National Bureau of Standards, Washington (1966).

55) R.A.Hulse ; Nucl. Technology/Fusion 3, 259 (1983).

56) S.Von Goeler, W.Stodiek, and N.Sauthoff ; Phys. Rev. Lett. 33, 1201 (1974).

57) V.D.Shafranov ; Sov. Phys. Tech. Phys. 15, 175 (1970).

58) N.R.Sauthoff, S.Von Goeler, and W.Stodiek ; Nucl. Fusion 18, 1445 (1978).

59) M.A.Dubois, A.L.Pecquet, and C.Reverdin ; Nucl. Fusion 23, 147 (1983).

60) W.Pfeiffer, et al. ; Nucl. Fusion 25, 655 (1985).

61) S.Tsuji, et al. ; Nucl. Fusion 25, 305 (1985).

62) M.E.Foord and E.S.Marmar ; Nucl. Fusion 25, 197 (1985).

63) A.Compant La Fontaine, M.A.Dubois, and A.L.Pequet ; Plasma Physics and Controlled Fusion 27, 229 (1985).

64) N.H.Brook ; Phys. Fluid 20, 711 (1977).

65) N.H.Morton and K.G.Srinivasacharya ; Nucl. Fusion 18, 1417 (1978).

66) D.R.Eames, et al. ; Princeton Plasma Phisics Lab. PPPL-1530 (1979).

67) TFR Groupe ; Plasma Phys. 19, 349 (1977).

68) C.W.Barnes, et al. ; Nucl. Fusion 24, 267 (1984).

69) M.Mimura, et al. ; Proc. of the 7th U.S. Symp. on Compact Toroid Research, Santa Fe (1985).

70) G.M.Mccracken, et al. ; Nucl. Fusion 18, 35 (1978).

71) 野田信明，加藤隆子，藤田順治 ; 核融合研究 別冊 49, 275 (1983).

72) Equipe TFR ; Nucl. Fusion 15, 1053 (1975).

73) J.L.Terry, et al. ; Nucl. Fusion 18, 485 (1978).

74) 加藤裕史，et al. ; プラズマ・核融合学会 第2回秋季講演会予講集 9aB3 P.152, (1985).

第7章　結　論

磁界閉じ込め核融合研究の新方式の1つであるCT研究に於いて，同軸プラズマガン方式によって生成されたスフェロマク配位プラズマの閉じ込め特性改善と抵抗性減衰過程に現われる特徴的物理現象の解明を行ない，幾つかの研究成果を得た。

本研究は §1-4 で述べた研究目的に対して為されたものであり，以下に得られた主要な成果を列挙する。

[1] 不純物抑制実験

① 不純物対策として，チタンコーティング法を採用し，初期実験のスフェロマクに支配的であった不純物輻射損失を大幅に減少させることが出来（$\frac{1}{2}$～$\frac{1}{5}$），その結果，プラズマ寿命の延長（0.2 mS → 0.8 mS），電子温度の上昇（数eV → 20～40 eV），壁からの中性水素粒子流入の抑制（電子密度の減少～$\frac{1}{2}$）などの閉じ込め特性の改善に成功した。更に，MHDアクティビティの増大に伴なって，新しい物理現象［ディスラプティブ・ターミネーション現象，間欠的MHD不安定性（sawtooth現象）］が観測され，その抑制と物理機構の探求が以後の主要な研究課題となった。

② メタン混入実験によって，不純物輻射はプラズマのMHDアクティビティを低下させることを示し，不安定性現象の発生にはプラズマの温度上昇が強く要因していることを明らかにした。

③ 同軸プラズマガン電極からの不純物輸送機構に関する重要な知見として，ガン電極からの高Z不純物の輸送はなく，低Z不純物のみ輸送されることが明らかとなった。

④ チタンコーティング後のプラズマに対するエネルギーバランスの評価によって，閉じ込め過程の大半は依然不純物輻射がジュール加熱入力のほとんどを

損失するが，プラズマ寿命が延長されれば他のエネルギー損失機構（中性粒子の電離損失，熱電導損失，荷電交換損失）も無視出来なくなることが示された。

〔2〕磁気シヤーによる安定化実験

① プラズマ温度の上昇に伴なって，新しく観測されたプラズマの急激な崩壊現象（ディスラプティブ・ターミネーション）は閉じ込め特性を著しく劣化させている。この現象の抑制を目的として，フラックス・コンサーバに中心導体を挿入し，安定な高ベータ平衡を実現させた結果その抑制効果を得ることが出来，同時に磁気シヤーが安定化に寄与していることを示した。

② プラズマベータ値の向上（$\beta_0 = 5 \sim 7\%$）により，圧力駆動型の不安定性が励起され粒子の異常損失を引き起こす結果，電子のドリフトパラメータちが増大し抵抗異常が生じたことがディスラプティブターミネーション現象の原因であることを示唆した。

〔3〕抵抗性減衰過程に於ける緩和的振舞いに関する実験

① スフェロマクの抵抗性減衰過程で示す緩和的振舞いについて，1つの平衡モデルである電流ピーキングモデルによって解析を行ない，その結果，観測された抵抗性電磁流体力学的不安定性はプラズマの空間的構造に由来する抵抗の非一様性によって電流がプラズマ中心部に集中することが原因であることを示した。

② 電流ピーキングモデルに基いた実験結果の解析より，磁気エネルギー W_B 及び磁気ヘリシティ K を求めた結果，緩和過程での K の散逸は W_B の散逸に較らべて $(\Delta W_B / W_B) / (\Delta K / K) \sim 1.5$ 程度少ないことがわかり，K の近似的保存性の妥当性を示すことが出来た。同時に，ポロイダル磁束からトロイダル磁束への磁束変換の存在を示唆した。

③ 緩和過程で解放されるW_Bは粒子の運動エネルギーW_Kに変換され，外部へ放出されていることが軟X線信号に現れるSawtooth現象の空間的測定によって明らかにした。更に，Sawtooth現象の0次元時間発展輻射モデル計算による解析の結果，緩和過程での粒子損失に較らべ電子温度の低下は充分小さいことが示せ，間欠的に発生している不安定性は閉じ込めにとって大きな影響を与えていないことが明らかとなった。同時にSawtooth波形の上昇過程は電子温度の上昇よりもむしろ不安定時に壁から不純物が流入し，それが電離され，プラズマ中心部に集中して来る現象として示される。

この研究で得られた多くの成果は，今後のCT研究が推進されるための大きな支えとなるであろう。

謝　　辞

本研究の遂行に際し、終始懇篤なる御指導、御鞭達を賜りました渡辺健二教授に深厚なる謝辞を表します。　また、本論文作成にあたり有益な御助言を賜りました石村勉教授、三間圀興教授に深く感謝致します。

あわせて大学院在学中およびその後引き続いて御指導、御教示を戴いた佐野忠雄名誉教授、山中千代衛教授、横山昌弘教授、山中龍彦教授、三宅正宣教授、権田俊一教授、中井貞雄教授、井沢靖和教授、西原功修教授、加藤義章教授、望月孝晏教授に謝意を表します。

そして、御教示、激励を戴いた超高温理工学研究施設の伊藤博教授に深く感謝致します。

また、終始変わらぬ御指導、討論、激励を戴いた宇山忠男助教授、西川雅弘助教授、そして超高温理工学研究施設の後藤誠一助教授、大井正一助教授に謝意を表します。

また、熱心な討論、激励を戴いた尾崎充彦助手、里見憲男助手、そして超高温理工学研究施設の岡田成文助手、加古雅史助手、伊藤慶文助手に謝意を表します。

さらにプラズマ銃からの不純物輸送実験の共同研究に於いて、御助力を戴いたロスアラモス研究所の H.W.Hoida博士に感謝致します。

終りに、研究生活の苦楽を共にし、活発な討論をして戴いた池上和律氏（現、三菱電機株式会社）、誉田義英君、加藤裕史君、大久保和俊君、および卒業生の方々、中でも、共に実験を行った兵部雅彦君、高東宏君、金本満君に感謝の意を表します。　また、論文作成作業に惜しみない協力を戴いた永井崇之君、坂本泰三君に深く感謝致します。

業 績 目 録

発表論文

1) Shear Stabilizing Experiment of Gun-Spheromak Plasma (CTCC-I)
M.Nagata, Y.Honda, K.Ikegami, M.Nishikawa, A.Ozaki, N.Satomi, T.Uyama, and K.Watanabe
Nuclear Fusion, Supplement, Vol.2, 655 (1985).

2) Merging Experiment and Simulation of Compact Toroids
K.Watanabe, K.Ikegami, M.Nagata, M.Nishikawa, A.Ozaki, N.Satomi, T.Uyama, T.Sato, S.Otsuka, T.Hayashi, and K.Nishikawa
Nuclear Fusion, Supplement, Vol.2, 311 (1983).

3) スフェロマクの抵抗性減衰過程に於ける Sawtooth 現象
永田正義，宇山忠男，尾崎充彦，里見憲男，西川雅弘，誉田義英，渡辺健二
核融合研究　投稿中

4) コンパクト・トーラスプラズマの重合実験
池上和律，宇山忠男，尾崎充彦，里見憲男，永田正義，西川雅弘，誉田義英，渡辺健二
高温学会誌，Vol.10, No.2, 75 (1984).

5) Temporal Evolution of the Decaying Spheromak in CTCC-I Experiment
T.Uyama, Y.Honda, M.Nagata, M.Nishikawa, A.Ozaki, N.Satomi, and K.Watanabe
Submitted to Nuclear Fusion.

国際会議報告

1) CT Plasma Production for One Millisecond Lifetime in CTCC-I
T.Uyama, K.Ikegami, M.Nagata, M.Nishikawa, A.Ozaki, N.Satomi, and K.Watanabe
Proc. of the Fourth US-Japan Workshop on Compact Toroids, Oct. 19-22 1982 (Osaka & Nagoya) P.1.

2) Impurity Control Studies in the CTCC-I
N.Satomi, K.Ikegami, M.Nagata, M.Nishikawa, A.Ozaki, T.Uyama, and K.Watanabe
Proc. of the Fourth US-Japan Workshop on Compact Toroids, Oct. 19-22 1982 (Osaka & Nagoya) P.44.

3) Decay Process of Spheromak Plasma in CTCC-I
Y.Honda, M.Nagata, M.Nishikawa, A.Ozaki, N.Satomi, H.Takato, H.Tanaka, Y.Uyama, and K.Watanabe
Proc. of the 6th US-Japan Workshop on Compact Toroids, Nov. 13-15 1984 (Hiroshima) P.5.

4) Gun-Spheromak Experiment in the CTCC-I
N.Satomi, Y.Uyama, Y.Honda, M.Nagata, M.Nishikawa, A.Ozaki, and K.Watanabe
Proc. IAEA Tech. Committee Meeting on Advances in Compact Torus Reseach, Sydney, Mar. 1985, under publication.

研究会発表

1. ＣＴＣＣ－Ｉ実験におけるＴｉフラッシング

プラズマと壁との相互作用研究会　名古屋大プラ研　1982年 7月

2. 同軸プラズマガンによるコンパクト・トーラス

第22回プラズマ若手夏の学校　長野県大町市　1983年 8月

3. 同軸プラズマガンによるコンパクト・トーラス実験

第14回若手核融合研究集会　名古屋サンプラザ　1983年 9月

4. スフェロマックの減衰過程に於ける緩和的振舞い

ＣＴ．ＲＦＰ研究会　長野県茅野市　1985年 8月

学会発表

1. 同軸プラズマガンによるコンパクト・トーラス実験Ⅷ
ー強磁場実験ー
日本物理学会　新潟大学　1981年10月

2. 同軸プラズマガンによるコンパクト・トーラス実験Ⅸ
ーＣＴプラズマの基礎的振舞いー
日本物理学会　横浜国立大学　1982年 3月

3. 同軸プラズマガンによるコンパクト・トーラス実験ＸⅨ
ーディスラプティブ・ターミネーションー
日本物理学会　中央大学　1983年 3月

4. 同軸プラズマガンによるコンパクト・トーラス実験ＸＸＩ
ー不安定性に関する分光測定ー
日本物理学会　岡山大学　1983年10月

5. コンパクト・トーラス実験
ーフラックスコンサーバー内の不純物挙動Ⅱー
日本原子力学会　近畿大学　1984年 3月

6. 中心導体付ＦＣ内のＣＴプラズマの挙動
プラズマ・核融合学会　名古屋大学　1985年 4月