スフェロマクの抵抗性減衰過程における 緩和現象

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

(大阪大学 工学部)

(1986年2月3日受理 / 9月1日改訂原稿受理)

Relaxation Phenomena in the Spheromak Resistive Decay Phase

Masayoshi Nagata, Tadao Uyama, Atsuhiko Ozaki, Norio Satomi,

Masahiro Nishikawa, Yoshihide Honda and Kenji Watanabe

(Received February 3, 1986)

Abstract

The relaxation phenomena characterized by the OV line radiation and soft X-ray sawtooth was observed in the CTCC-I spheromak device. The temporal evolution of spheromak plasma in the resistive decay phase have been investigated experimentally. During the sawtooth rise time, the equilibrium configuration of spheromak is changed in time because of plasma resistivity inhomogeneities, resulting in the occurrence of the MHD instability. During the sawtooth fall time, the redistribution of peaked current profile due to the instability returns the plasma to near the Taylor minimum energy state, being accompanied by flattening of the soft X-ray flux profile with an associated decrease in the particle density of 50~60% near the magnetic axis.

1. 序

最近, 核融合炉としての簡単化, 合理化を目指したコンパクト・トーラス (CT) 研究¹⁾の重要テーマの一つとして, 緩和現象の問題がある²⁾。スフェロマクやRFP (逆転磁界ピンチ) プラズマは自分自身で常に安定な最小エネルギー状態 (Taylor 状態³⁾) に緩和しようとする性質があり, その緩和の過程では磁気ヘリシティの散逸の割合は磁気エネルギーに比べ少ないこと (Selective decay) が推論されている⁴⁾。また, トロイダル磁束からポロイダル磁束への磁束変換が付随して起きることも示されている⁵⁾。これらは自己調節作用 (磁気ヘリシティの保存性) や磁束変換作用 (ダイナモ効果) などと呼ばれ, 配位形成過程だけでなく

閉じ込め過程においても電磁流体力学的 (MHD) 不安定性に関連した問題として論議されている⁶⁾。また、外部からトロイダル電流のみを誘起させ配位の維持を行う場合にも、不安定なMHDモードの発展が調べられ、その磁束変換機構の検討がなされている⁷⁾。スフェロマクはこの磁束変換の性質を利用した定常運転化を試みれる点で炉心プラズマとして適応する可能性がある。反面、緩和現象は磁気面構造の破壊と関連しているため、粒子やエネルギーの閉じ込めを劣化させる可能性が大きいことが問題点として挙げられる。こうした緩和機構に関連した研究はプラズマ物理の探求として意義が大きいだけでなく、スフェロマクプラズマの閉じ込め性能を知る上でも重要である。

大阪大学のCTCC-I実験装置では、磁化同軸プラズマガンを用いた方法により、トロイダル及びポロイダルの両磁界を有するスフェロマク・プラズマの生成と閉じ込めを行っている⁸⁾。本装置では、プラズマの高温化に伴ってプラズマ崩壊現象や緩和現象などの興味深い物理現象が観測されている⁹⁾。また、同じガン方式スフェロマク研究を行っているロスアラモス研究所のCTX装置でも、電流維持過程と減衰過程で内部キंकモードの不安定性が観測されている¹⁰⁾。これらの不安定性に関連した問題は両装置における共通の重要テーマとなっており、現状のガンスフェロマクの閉じ込め時間やベータ値を制限している一つの要因と考えられる。従って、これらの物理的機構を理解し、その制御方法を探索することが要請されている。

ガンスフェロマクプラズマはフラックスコンサーバー (FC) 内に注入された後、外部からエネルギーの供給はされず、閉じ込め磁界がプラズマの電気抵抗により拡散するため自然に減衰していく。CTCC-I装置で観測される緩和現象はその抵抗性減衰過程において間欠的に発生する。この減衰過程におけるスフェロマク配位の時間発展を実験的に調べ、不安定性発生の原因を、平衡モデル計算によって求められる緩和過程での磁気エネルギーや磁気ヘリシティの散逸の割合および両磁束の変化の検討をとおり考察した。また、軟X線信号及びOVスペクトル線信号に鋸歯状波形 (Sawtooth現象) が観測されることが特徴的であり、その解釈と閉じ込めへの影響について調べた。

2. 実験装置と測定内容

CTCC-I実験装置は同軸プラズマガン、ポロイダル磁束発生用ソレノイドコイル、銅製の金属容器 (FC) 及び真空容器等で構成されている。図1

図1. CTCC-I 実験装置の概略図

にCTCC-I実験装置の概略図を示す。

2-1 実験装置と実験条件

(1) 同軸プラズマガン

プラズマ生成に使用される同軸プラズマガンは内部電極及び外部電極で構成され、セラミック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のステンレス製円筒であり、直径はそれぞれ0.18 m、0.3 mである。この両電極は、容量68 μ F、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 $V_{\text{gun}} = 40$ kVで用い、54 kJのエネルギーを供給している。また、6個の高速電磁弁が外部電極の回りに配置され、動作気体である水素ガスが電極間に注入される。このガス注入時刻からガン放電時刻までの時間は τ_{puff} と呼び、通常、 $\tau_{\text{puff}} = 200 \sim 300 \mu\text{s}$ に設定する。

(2) 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で構成されている。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り、閉じ込め部は、直径0.75 m、高さ0.4 m、厚さ1.5 mmの銅製の円筒である。

(3) ポロイダルコイル

外部電極にソレノイドコイルを内蔵し、ガン電極出口付近に放射状のポロイダル磁束を準定常的に発生させる。プラズマはガンから噴出する時、この磁束を捕捉する。以下の実験結果は、約 $3 \times 10^{-3} \text{Wb}$ の磁束をガン出口付近に形成しておき、得られたものである。

(4) 真空容器

真空容器は厚さ5 mmのステンレス製の釣鐘型容器であり、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。各測定は真空度 $3 \sim 9 \times 10^{-6} \text{Pa}$ の条件下で行った。

本装置では最適な実験条件を得るために、ベーキング、チタンコーティングなどの不純物対策を行っている¹¹⁾。その結果、緩和現象が発生するタイプのプラズマ(SWモード：発生率70%)が生成されるが、同時に早期(200~300 μs)に崩壊するプラズマ(Dモード：発生率30%)も発生する。そのため中心導体(直径0.18 m、高さ0.4 m、厚さ3 mm)をFC中心対称軸に挿入し、磁気シャーを強化させることによりプラズマを安定化させ、この崩壊現象を抑制している。本実験環境では、SWモードのプラズマ(発生率86%)および安定なプラズマ(Sモード：発生率14%)のみが観測される(参考文献12)参照)。

2-2 測定内容

図2に各種測定系の配置を示し、以下に測定内容について概説する。

- (1) 磁界測定：座標系として、図2に示す様なFCの中心対称軸を z 軸とする円柱座標系(r, ϕ, z)を採る。3軸磁気プローブを用いて、位置A($r = 0.335, 0.345 \text{ m}, z = 0 \text{ m}$)と位置B($r = 0.12 \text{ m}, z = 0, \pm 0.1 \text{ m}$)での磁界の3方向成分(B_r, B_ϕ, B_z)の測定を行った。また、5チャンネル磁気プローブを用いて、FC中央面上($z = 0 \text{ m}$)でプラズマ内部の磁界(B_z, B_ϕ)の径方向分布を測定した。

(2) 分光測定：可視分光器を用いて、主に磁気軸付近 ($r \sim 0.24 \text{ m}$) を通る視線上で不純物スペクトル線強度を2チャンネル同時に光电測定した。

(3) 平均電子密度測定：2チャンネル CO_2 レーザ干渉計を用いて、 $r=0.2 \sim 0.36 \text{ m}$ 間を 0.04 m 間隔で、図中に示した5つの光路上での平均電子密度 $\bar{n}_e$ を測定した。

(4) 軟X線測定：7個のSurface Barrier Diodes (SBD)とフィルター(ポリプロピレン $\sim 1 \mu\text{m}$)を組み合わせて用い、軟X線から真空紫外(VUV)領域 ($< 250 \text{ \AA}$) までのプラズマからの放射を検出した。従って、SBD信号にはVUV領域からの不純物スペクトル線放射が含まれている。図3に検出系の波長感度特性を示す。プラズマからの光をコリメートし、

$0.17 \sim 0.35 \text{ m}$ 間を 0.03 m 間隔で設置した各SBDで検出する。FC中央面より下の領域では視野は重複しない。また、各SBDの相対感度はプラズマを光源として、それら一つずつ同じ位置に設置し、その出力比を調べることで求めた。

3. 実験結果

3-1 緩和現象の特徴

スフェロマクが抵抗性減衰過程で示す緩和的振舞いの特徴は図4の各測定波形によって示すことができる。この実験結果はポロイダル磁界 B_p (位置A)、平均電子密度 $\bar{n}_e$

図2. 磁界, 分光, 軟X線, 平均電子密度の空間測定系

図3. SBD 検出器系の波長感度特性

($r = 0.32, 0.24$ 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) 及び酸素の不純物スペクトル線(OⅢ 3047 Å, OV 2781 Å) 強度をすべて同時測定したものである。 B_p の波形は間欠的に変動を示し、階段状に減衰していく。磁気軸付近での $\bar{n}_e$ ($r = 0.24$ m) は磁界の変動に同期して急激な減少を示すが、周辺部に近い場所 ($r = 0.32$ m) では逆に僅かの増加を示している。また、プラズマ中心部での $I_{S.X.}$ (S. X. 3~S. X. 5) は振幅の大きい鋸歯状波形を示すが、S. X. 2とS. X. 6ではその振幅は小さくなっている。中心導体壁に近い位置での $I_{S.X.}$ (S. X. 1) はほとんど鋸歯状波形を示さず、鋸歯の立ち下がり時に隆起した波形を示している。FC壁付近の $I_{S.X.}$ (S. X. 7) は他の波形と異なり、特に $250\mu s$ まではバースト状の波形を示している。OV スペクトル線強度は $I_{S.X.}$ に類似した鋸歯状波形を示しているが、OⅢ スペクトル線強度はそれらと逆位相の波形を示す。表1に緩和現象の発生時刻及びその時の $\bar{n}_e$ ($r=0.24$ m), $I_{S.X.}$ (S. X. 3, S. X. 4, S. X. 5) 及びOV スペクトル線強度の変化(減少)する割合の再現性を示した。これから $r = 0.26$ m での $I_{S.X.}$ の変化の割合が最も大きく、また $\bar{n}_e$ に比べて $I_{S.X.}$ の方が変化の割合が大きいことがわかる。これは $I_{S.X.}$ の変化には電子密度だけでなく不純物密度や電子温度の変化が含まれるからである。

ポロイダル断面を見る各位置及びトーラス方向に+90度の位置での $I_{S.X.}$ が緩和時に

図4. B_p (位置 A), $\bar{n}_e$ (2 ch.), $I_{S.X.}$ (7 ch.) 及び OⅢ & OV スペクトル線強度の測定波形

表1. 緩和現象(2回)の起きる時刻 t とその時の $I_{s.x.}$ ($r=0.23, 0.26, 0.29$ m), $\bar{n}_e$ ($r=0.24$ m) 及び I_{ov} の変化の大きさ。

	t	$\frac{\Delta I_{s.x.3}}{I_{s.x.3}}$ ($r=0.23$ m)	$\frac{\Delta I_{s.x.4}}{I_{s.x.4}}$ ($r=0.26$ m)	$\frac{\Delta I_{s.x.5}}{I_{s.x.5}}$ ($r=0.29$ m)	$\frac{\Delta \bar{n}_e}{\bar{n}_e}$ ($r=0.24$ m)	$\frac{\Delta I_{ov}}{I_{ov}}$ ($r \sim 0.24$ m)
1回目	265 μ s (+46)	63 % (± 12)	70 % (± 7.4)	62 % (± 7.0)	56 % (± 12)	84 % (± 6.8)
2回目	397 μ s (± 43)	69 % (± 5.0)	81 % (± 6.8)	63 % (± 11)	56 % (± 16)	81 % (± 3.5)

示す減少がすべて同時刻で観測される。また、他のトーラス装置¹³⁾で観測されている鋸歯状波形に重畳した先行振動は現れていない。この理由についてはまだ明確ではない。

図5 (a)(b)では、プラズマの緩和時にO II 及びTi II のスペクトル線強度がパルス状波形を示している。これらの波形から、緩和時にプラズマとFC壁とが相互作用し、新しく不純物が流入するものと推定される。

光路上で積分された量としての $I_{s.x.}$ の空間分布の時間変化を調べたのが図6 (a)(b)(c)(d)である。スフェロマク配位形成後、比較的幅広い分布を形成し(t_1)、その後中心导体付近($r=0.17$ m)での $I_{s.x.}$ が急速に減少を示す(a)。そして、しばらく分布は変化せず($t_4 \sim t_5$)、 $t_6 = 270 \mu$ s ごろからプラズマは不安定になり、中心部での $I_{s.x.}$ は減少し周辺部では増加するため、その分布は平坦化される(b)。その間、プラズマは大きな揺れ動きを示していない。そして、 $t_9 = 330 \mu$ s からの鋸歯状波形の立ち上がり過程では元の

図5. (a) B_p , O II (4415 Å) と OV (2781 Å) スペクトル線強度の時間変化
(b) B_p と Ti II (3361 Å) スペクトル線強度の時間変化

図6. (a) (b) (c) (d). I_{sx} の空間分布の時間変化

急峻な分布を形成していく(c)。その後、再び不安定になり平坦な分布となる(d)。

3-2 配位の時間的发展の推定

ガンから打ち込まれたプラズマがFC内でスフェロマク配位を形成していることを確認し、配位の時間的发展を調べるためには、プラズマ中に多くの磁気プローブを挿入する必要があるが、プラズマへの影響等によって測定が制限される。従って、本実験では軸対称性は仮定し、FCの中央面上での z 方向及び ϕ 方向成分の磁界を測定し、解析的に求まるスフェロマク配位のポロイダル及びトロイダル磁界分布と比較することによって初期の配位形成を検討した。そして、それ以後の配位の時間変化は周辺の2箇所〔位置A(out), 位置B(in)〕に挿入した3軸磁気プローブの結果から後述のモデルに基づき推定する。

5チャンネル磁気プローブをFC中央面上($z=0$ m)でプラズマ内部に挿入し、径方向に走査($r=0.11\sim 0.37$ m)することにより、トロイダル磁界 B_t 及びポロイダル磁界 B_p を測定した。そして、 $t=100$ μ sにおける磁界分布を示したのが図7ある。同図で破線はTaylorの最小エネルギー状態の時の B_t と B_p の分布である。図からプラズマは破線の平衡配位に比べて、 $0.01\sim 0.02$ m 中心軸側に寄っており、磁気軸が $r\sim 0.235$ mの位置にあることがわかる(ただし、プローブの位置による r 方向の測定誤差は ± 0.01 m

図7. 初期平衡形成時におけるFC中央面上での B_p , B_t 分布

ある)。また、FC壁($r=0.375$ m) 近傍で解析値より小さい値となっているのはFC観測穴による磁束の漏れのためと考えられる。さらに、中心導体壁近傍($r=0.11$ m)のトロイダル磁界が解析値に比べ少し大きな値となっている。これはプラズマ入射時にガンから中心導体表面に電流が流れるためと考えられる。実験的に形成される初期平衡配位はこの様な局所的な問題はあるが、Taylorの最小エネルギー状態のスフェロマク配位に近似できる。

図8(1)(2)(3)はAとBの位置で測定したポロイダル磁界の z 成分($B_{p.in}$, $B_{p.out}$)、トロイダル磁界($B_{t.in}$, $B_{t.out}$)及びそれらの $B_{p.out}$ に対する比 R ($\equiv B_{p.in}/B_{p.out}$)、 R_1 ($\equiv B_{t.in}/B_{p.out}$)、 R_2 ($\equiv B_{t.out}/B_{p.out}$)である。 $B_{p.out}$ 以外の波形は緩和時にすべて増大する。また、 R の時間変化は R_0 の値から変化し、 R_c の値に達すると元の R_0 の値に急速に戻ることを繰り返している。磁界の減衰の割合はプラズマ抵抗の大きさに比例するため、ほぼ等磁気面上の位置で測定した $B_{p.out}$ と $B_{p.in}$ は同じ減衰率で減衰するにも拘らず、その比 R を取ってみると同図(1)の様に減少を示している。このことは減衰過程において配位自身が大きく変化していることを示唆している。このようなスフェロマクの時間的发展は次節の電流ピーキングモデルによる解析により説明できる。

図8. 磁界 $B_{p.out}$, $B_{p.in}$, $B_{t.out}$, と $B_{t.in}$ の測定波形及びそれらの比 ($R \equiv B_{p.in} / B_{p.out}$ (1), $R1 \equiv B_{t.in} / B_{p.out}$ (2), $R2 \equiv B_{t.out} / B_{p.out}$ (3)) の時間変化, 図中, α はピーキングパラメータ

4. 電流ピーキングモデルによる解析

FC内の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二つの過程に分けて解析することができる。一つはプラズマを閉じ込めている磁界は有限の電気抵抗により拡散するため、プラズマが自然に減衰していく過程（単に減衰過程と呼んでいる）であり、もう一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。この二つの過程は前節の実験結果で示した R の時間的変化及びSawtooth現象により特徴付けられる。そこで、我々は以下の作業仮説をたてた。即ち、完全導体で囲まれたスフェロマクが減衰過程で示す R の変化はプラズマ抵抗の空間的非一様性による電流のプラズマ中心部への集中を意味し、元の R_0 の値に戻る過程では電流駆動型のMHD不安定性の励起により電流密度が再分配され、その分布が平坦化する。この仮説に基づき準平衡モデル（電流ピーキングモデル）をたて、

MHD 平衡コードにより減衰過程での各時刻において配位を計算した。

軸対称トラスプラズマであるスフェロマクの平衡は、Grad-Shafranov 方程式¹⁴⁾を、その中に現れる二つの未知関数 (P' , II') を与えて解くことにより求められる。 P' に関してはプラズマの温度が低く、配位の変化は圧力分布には大きく依存しないことを考慮して、Force-Free とした。 II' は電流ピーキングモデルに基づいて、以下で示す関数形を与えた。

Grad-Shafranov 方程式は、

$$r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\mu_0 r^2 P' - II' \quad (1)$$

と表わせ、

$$II' = A \tilde{\psi}^\alpha, \quad (\tilde{\psi} = \psi / \psi_m) \quad (1-a)$$

$$P' = 0 \quad (1-b)$$

と与える。ここで、 α はピーキングパラメータ、 A はスケールファクター、 ψ_m は磁気軸での ψ の値である。スカラー関数 ψ は r と z の関数であり、ポロイダル磁束 Ψ_p とは $\psi_m = \Psi_p / 2\pi$ の関係にある。平衡コードにより ψ を計算し、各平衡諸量を求める。この場合の境界条件として、導入口の効果¹⁵⁾は無視し、図2に示した中心導体挿入した FC の壁面上 (矩形断面の境界上) で $\psi = 0$ を与える。(1), (1-a), (1-b) 式は $\nabla \times \mathbf{B} = \lambda(\tilde{\psi}) \mathbf{B}$ ($\alpha = 1$ の Taylor 状態の場合、 $\lambda(\tilde{\psi}) = \text{一定}$) と等価であり、 $\lambda(\tilde{\psi})$ は、

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

と表される。また、 B_p と B_t の分布、ポロイダル電流密度 j_p とトロイダル電流密度 j_t が求められ、 α が大きくなると電流密度分布はピーキングすることが示される。こうして、 α は R の値から、 A は磁界の大きさから決定することにより、任意の時刻でのこれらの分布及び空間的積分量としての磁気エネルギー $W_b (= \int |\mathbf{B}|^2 dV, \mathbf{B}$; 磁束密度), 磁気ヘリシティ $K (= \int \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV, \mathbf{A}$; ベクトルポテンシャル) 及び両磁束 (Ψ_p, Ψ_t, Ψ_t ; トロイダル磁束) を求めることができる。この様に完全導体内で抵抗性減衰するスフェロマクを対象とする場合、外部からの W_b や K の注入を考慮する必要がないため解析が簡単になる。

さて、 R の規則的な変化に注目して、 R が R_0 と R_c の値を取る時刻 (t_0, t_1, t_2, t_3, t_4) での α の値を求める。図9は α の離散的な値について R を計算し曲線として引いたものであり、図中に R_0 と R_c の実験値の平均とエラーバーを示した。この図から、 α は $\alpha_0 = 1.5 \pm 0.07$ から $\alpha_c = 2.1 \pm 0.1$ まで変化することがわかる。図8(1)の実験データについて、同様にして α_0 と α_c を求め、次に $B_{p.out}$ の大きさから A を求めることにより、緩和過程前後の時刻 (t_1, t_2) での B_p と B_t , j_p と j_t 及び $\lambda(\tilde{\psi})$ の各空間分布を求めたのが図10である。緩和前 (t_1) は実線、緩和後 (t_2) は破線で示した。 $t_1 = 300 \mu s$ での j_p, j_t はプラズマ中心部に集中した急峻な分布であるが、約 $20 \mu s$ 後 ($t = t_2$), 平坦化された分布となる。同図において、

図9. R ($\equiv B_{p.in} / B_{p.out}$) とピーキングパラメータ α との関係

図10. 電流ピーキングモデルによる緩和過程で B_p , B_t , j_p , j_t & $\lambda(\psi)$ の空間分布の変化

位置A, Bでの $B_{p.out}$, $B_{p.in}$, $B_{t.out}$, $B_{t.in}$ の変化の仕方を見ても、図中に示した矢印の方向に変化する。この変化の仕方は図8 (1)(2)(3)で示した緩和時でのこれらの測定波形の変化と一致している。また、同図(2)(3)右端に $\alpha_0 (=1.5)$ と $\alpha_c (=2.1)$ の時の R_1 , R_2 の値を示したが、それぞれの実験値 R_0 と R_c とはほぼ一致している。

図 11 (a)(b) は W_B , K , Ψ_p と Ψ_t を各時刻で求めたものである。プラズマは $t = t_0$ ($= 78 \mu s$) で約 500 J の磁気エネルギーを持っており、それは減衰する過程においてジュール加熱となって内部エネルギーに変換される。 $t = t_1$ の時刻では配位が変化するため、 W_B は $t = t_2$ の時と比べて $\Delta W_B \sim 40 \text{ J}$ だけ大きくなっている。この状態で系が不安定になり緩和現象を引き起こし、 τ_R ($\equiv t_2 - t_1 \sim 20 \mu s$) の時間でこれだけの磁気エネルギーが解放される。一方、緩和過程での K の散逸を見ると $\Delta K = 4.2 \times 10^{-6} \text{ Wb}^2$ の散逸量となり、11 % の散逸の割合となっている。この値は W_B の散逸の割合 (17 %) に比べて小さいため、 K は W_B に比べて散逸し難いことがわかる。また、同図 (b) の磁束の時間変化から、緩和過程において Ψ_p から Ψ_t への磁束変換が起きていることが示唆できる。電流分布は α_c ($= 2.1 \pm 0.1$) から α_0 ($= 1.5 \pm 0.07$) の値まで平坦化するが、その緩和の過程で K が完全に保存すると仮定した場合³⁾, $B_{p.out}$ の変化の割合は表 2 に示した様に 13 % となる。また、 W_B は 5.2 % の割合で散逸することになる。仮に、 $B_{p.out}$ の変化の割合がこの値より小さいと K は緩和過程で増加することになり物理的に矛盾する。実験的に得た $B_{p.out}$ の変化の割合は $19 \pm 3.7 \%$ であり、緩和時間 $\tau_R = 28 \pm 7.4 \mu s$ の間に K は $14 \pm 4.7 \%$ 散逸し、 W_B の散逸より少ない値となっている。また、ショットの平均として、 Ψ_p は $20 \pm 3.5 \%$ 減少し、 Ψ_t は $10 \pm 4.7 \%$ 増加する。

CTX 装置でも MHD 不安定性が観測されて

図 11. 電流ピーキングモデルによる (a) . 磁気ヘリシティ K , 磁場エネルギー W_B , 及び (b) . トロイダル磁束 Ψ_t , ポロイダル磁束 Ψ_p , の時間変化

表2. 緩和過程におけるポロイダル磁界 B_p , 磁気エネルギー W_B , 磁気ヘリシティ K の変化の割合 (K 保存仮定の場合と実験解析との比較) 及び緩和時間 τ_R

	$\alpha_c \rightarrow \alpha_0$	$\frac{\Delta B_{p.out}}{B_{p.out}}$	τ_R	$\frac{\Delta W_B}{W_B}$	$\frac{\Delta K}{K}$	$\frac{\Delta \psi_p}{\psi_p}$	$\frac{\Delta \psi_t}{\psi_t}$
K 保存	2.1 $\rightarrow$ 1.5	13% $\downarrow$	—	5.2% $\downarrow$	0% $\downarrow$	14% $\downarrow$	19% $\uparrow$
実験値	2.1 $\rightarrow$ 1.5 (± 0.1) (± 0.07)	19% $\downarrow$ (± 3.7)	28 μ s (± 7.4)	19% $\downarrow$ (± 4.4)	14% $\downarrow$ (± 4.7)	20% $\downarrow$ (± 3.5)	10% $\uparrow$ (± 4.7)

いることは既に序論で述べた。CTX 装置との類似性として、その解析の方法と不安定性の発生原因がある。本論文では $\lambda(\psi)$ 分布として式(2)の様に仮定したのに対して、CTX 装置では $\lambda(\psi) = \bar{\lambda} [1 + \alpha_{CTX} (2\psi - 1)]$ (ここで $\bar{\lambda}$ は ψ についての平均量) と仮定し、FC の表面電流を測定することによってパラメータ α_{CTX} の変化を求め、平衡配位の時間変化を解析している。その結果は減衰過程では α_{CTX} が増加すること、つまり電流のピーキングによって Taylor 状態 ($\alpha_{CTX} = 0$) からずれ(その大きさは我々の場合とはほぼ等しく ($W_B - W_{Taylor}) / W_{Taylor} \sim 0.1$ である)、 $n = 2$ 続いて $n = 3$ の内部キンクモードが不安定になることを示している。また、それが磁界揺動のモード測定で調べた不安定モードと一致している。電流分布がピーキングすることによって磁気軸の安全係数 q_0 が下がり、理想 MHD の非共鳴なキンクモードが不安定になることは理論的にも示されている^{16, 17)}。CTX 装置との大きな相違点は、本現象が $I_{s,x}$ 分布の平坦化及び n_e の間欠的減少で示される様に輸送に影響を与え、元の安定な配位に緩和するのに対して、CTX 装置ではプラズマ全体がヘリカルに変形し、電子の反磁性ドリフト方向に回転するだけで、元の状態に緩和しないことである。故に、CTX 装置の現象は非破壊的であると言える。この現象の相違する理由はプラズマパラメータの違いによるものだと考えられているが、詳細なことはまだ明らかにできていない。

5. 鋸歯状波形の解析

本実験領域では、線輻射 (Bound-Bound) 量は制動輻射 (Free-Free) と再結合輻射 (Free-Bound) 量に比べ3桁以上大きな値となることから、本実験で得られた SBD 信号は主に酸素と炭素などの不純物からの線輻射が支配的に反映しているものと考えられる。そこで、これらの線輻射のみを考慮して、0 次元時間発展輻射モデル計算¹⁸⁾を行った。不純物イオン密度 n_K の時間変化は不純物イオンの閉じ込め時間 τ_n と不純物源 S_0 の項を含むレート方程式を解くことにより求められる。単位体積当たりの j から i へ遷移するスペクトル線の輻射強度 I_{ji} は $I_{ji} = n_e n_g x_{gj} B_{ji} h \nu (x_{gj}; \text{衝突励起係数}, B_{ji}; \text{Branching})$

ratio, n_g ; 基底準位にあるイオン密度, $h\nu$; 光のエネルギー)と表わせ, $x_{gj} (\propto T_e^{-1/2} \exp(-E_{gj}/T_e))$, E_{gj} ; 励起エネルギー)に T_e 依存性がある。測定された軟X線強度 $I_{s.x.}$ は主として各共鳴スペクトル線の I_{ji} の和とし, 検出器系の波長感度特性を考慮して計算した。計算に必要なパラメータ T_e , n_e , τ_n , S_0 は以下の様に与えた。 T_e としてプラズマの電気伝導率から評価される電子温度 $T_{e\text{ cond}}$ を用いた¹⁹⁾。磁界の減衰率 τ_B ($=400\sim600\ \mu\text{s}$ で時間的にはほぼ一定である)からプラズマ抵抗 η ($\eta=6.3\times 10^{-9}/\tau_B\ \Omega\text{ m}$)を求め, それをスピッツァ抵抗として評価すると, $20\sim40\ \text{eV}$ の範囲(実効価電子数; $Z_{\text{eff}}=2\sim4$ を仮定, $\ell n A=10$)で決まる。 n_e は平均電子密度測定から与えた。 τ_n は主として中心部に存在すると考えられるOVイオンが発光するスペクトル線強度のtime historyから評価した²⁰⁾。OVイオンの発光するスペクトル線強度の絶対値及びピーク値までの立ち上がり時間(t_r)は τ_n に大きく依存するため, $T_e=20\sim40\ \text{eV}$ の範囲で τ_n と t_r の関係を各イオンのtime historyを計算することによって調べ, 実験的に得た t_r ($=100\sim200\ \mu\text{s}$)から $\tau_n=100\sim300\ \mu\text{s}$ が求まり, その範囲内で決めた。 S_0 は図5のパルス状波形の解釈に基づき, プラズマ入射時と緩和時のみ不純物が混入するものとして考慮した。

最初に鋸歯状波形の立ち下がりについて検討する。初期条件として $n_e=3\times 10^{19}\text{ m}^{-3}$, $\tau_n=300\ \mu\text{s}$, $T_e=30\sim200\ \text{eV}$ を与え, $t=t_1=250\ \mu\text{s}$ で不安定になり, その時, 電子温度のみが $\Delta T_e\downarrow$ 降下した($\Delta n_q\downarrow/n_q=\Delta n_e\downarrow/n_e=0$)として計算し, $I_{s.x.}$ の減少の割合($\Delta I_{s.x.}\downarrow/I_{s.x.}$)を調べたのが図12である。表1の実験結果に基づき n_e の減少の割合を差し引いた $\Delta I_{s.x.}\downarrow/I_{s.x.}$ の値($40\sim60\%$)から, $\Delta T_e\downarrow$ を求めると, $T_e=30\ \text{eV}$ の時, $5\sim10\ \text{eV}$ ($17\sim33\%$), $T_e=40\ \text{eV}$ の時, $10\sim15\ \text{eV}$ ($25\sim38\%$)となり, 電子損失の割合($\sim56\%$)に比べて少ない。また酸素, 炭素のすべての n_q が n_e と同じ割合($\Delta n_q\downarrow/n_q=\Delta n_e\downarrow/n_e\sim56\%$)だけ減少すると仮定した場合, $\Delta T_e\downarrow\sim0$ と評価できる。この評価は真空紫外分光器を用いたラインペア法による T_e の時間的測定の結果と一致している²¹⁾。従って,

図12. 0次元時間発展放射モデル計算による緩和時での $\Delta I_{s.x.}\downarrow/I_{s.x.}$ と $\Delta T_e\downarrow$ との関係

$I_{S.x}$ の変化は粒子密度の減少が大きく反映しており、緩和時の内部エネルギー損失は粒子損失によって決まると考えるのが合理的である。

次に、鋸歯状波形の立ち上がり過程について調べるために、 T_e が最大前述した程度減少したとし、元の値まで $150 \mu s$ 間で直線的にもどるとして計算したところ、 $I_{S.x}$ の上昇は認められなかった。この理由は T_e 依存性による上昇よりも、粒子拡散や電離の進行による降下の割合の方が大きいからである。そこで、 $I_{S.x}$ の上昇の説明として、FC壁から緩和時に新たに流入してくる不純物がプラズマ中心部まで進入し、電離されていくため、そこで多価のイオン（OⅣイオン以上）が増加、集中するといった機構が考えられる。この考察に基づき、パラメータ設定として、 $T_e = 40 \text{ eV}$ 、 $\tau_n = 300 \mu s$ は時間的に一定とし、初期条件として $n_e = 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ を与え、緩和時に 50% の減少とその間の 5% の増加及び S_0 として、初期に酸素、炭素不純物量として n_e の 6%、緩和時に 1% の混入を設定した（図 13 (a)）。計算して得られた同図 (b) の $I_{S.x}$ の波形、OⅡ から OⅤ までのスペクトル線強度波形は、図 4 と図 5 で示した実験的に得られている

図13. (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 $I_{S.x}$ 、OⅡ-OⅤ スペクトル線強度の時間変化

各波形と比較して定性的に一致している。但し、0次元のモデル計算であるため、 τ_n の空間的依存性が考慮されていないことや、FC壁から間欠的に流入している不純物量が定量的にわかっていないことなどが問題点として挙げられる。今後の課題は2次元の計算及び定量的評価を行うことである。

6. 結 論

FC内のスフェロマクがその抵抗性減衰過程において示す緩和的振舞いに関して、磁界，分光，平均電子密度，軟X線の各測定によってその特徴を明らかにし，理論仮説をたて，それを基に平衡配位の時間的发展や観測されたSawtooth現象について考察を行った。得られた結論は以下の通りである。

- 1) 完全導体内でプラズマ抵抗によって減衰していくスフェロマクの緩和的振舞いは磁界波形に現れる間欠的変動及び軟X線，OVスペクトル線強度信号に観測される鋸歯状波形によって特徴付けられる。
- 2) スフェロマク平衡配位の時間的发展を準平衡状態を仮定して電流ピーキングモデルに基づいて解析し，間欠的に発生しているMHD不安定性はプラズマ抵抗の空間的非一様性に由来する電流の中心部への集中が起因していると説明できる。更に，スフェロマク配位は減衰の過程において電流のピーキングにより，初期に形成される磁気エネルギー最小に近い(Taylor状態)配位から離れてゆき，不安定性が生じることによって軟X線強度分布の平坦化とともに電流分布が平坦化され，元の安定な配位に戻ることを繰り返す。その緩和する過程では，磁気ヘリシティの散逸は磁気エネルギーの散逸に比べて少ないこと及び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の可能性を示した。
- 3) 緩和過程での軟X線強度分布の平坦化はその時解放される磁気エネルギーの一部が粒子(電子，不純物等)の運動エネルギーに変換されることにより，それらが外部へ異常輸送される可能性を示している。その時の中心部での粒子損失の割合は50～60%にもなるが，電子温度の変化は無視できる程度であると評価される。従って，緩和過程での内部エネルギー損失は粒子損失によるものが支配的であると説明できる。鋸歯状波形の立ち上がりは，電子温度の上昇のためではなく，緩和時のプラズマとFC壁の相互作用により新しく流入してくる不純物が中心部で電離されていく過程として説明できる。そして，これらは0次元時間発展輻射モデル計算により示すことができた。

なお，本研究は文部省科学研究費，エネルギー特別研究(核融合)による援助を受けて行われた。

参 考 文 献

- 1) 例えば, 宇山忠男, 渡辺健二: 応用物理学会誌 53 (1984) 421.
- 2) A. Janos, *et al.*: Phys. Fluids 28 (1985) 3667.
- 3) J. B. Taylor: Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1139.
- 4) A. Hasegawa: Adv. Phys. 34 (1985) 1.
- 5) E. J. Caramana and D. A. Baker: Nucl. Fusion 24 (1984) 423.
- 6) R. G. Watt, *et al.*: Phys. Fluids 26 (1983) 1168.
- 7) 小野 靖, 桂井 誠: 核融合研究 54 (1985) 210.
- 8) K. Watanabe, *et al.*: J. Phys. Soc. Japan 50 (1981) 1823.
- 9) K. Watanabe, *et al.*: Proc. of the 5th U. S.-Japan Joint Symp. on Compact Toroid Research, Princeton, Feb. 20-23 (1984) P. 29.
- 10) S. O. Knox, *et al.*: Phys. Rev. Lett. 24 (1986) 842.
- 11) N. Satomi, *et al.*: Proc. of 4th US-Japan WS on Compact Toroids, Osaka, Oct. 19-22 (1982) P. 44.
- 12) M. Nagata, *et al.*: Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 10th Int. Conf. London, 1984) Vol. 2, IAEA, Vienna (1985) 655.
- 13) G. A. Wurden: Phys. Fluids 27 (1984) 551.
- 14) G. Bateman: MHD Instabilities (MIT Press, Massachusetts, 1978).
- 15) S. Kaneko and A. Kamitani: J. Phys. Soc. Japan 54 (1985) 458.
- 16) S. C. Jardin: Nucl. Fusion 22 (1982) 629.
- 17) W. Park and S. C. Jardin: Phys. Fluids 26 (1983) 1871.
- 18) W. C. Turner, *et al.*: Phys. Fluids. 26 (1983) 1965.
- 19) C. W. Barnes, *et al.*: Nucl. Fusion 24 (1984) 267.
- 20) M. Mimura, *et al.*: Proc. of the 7th U. S. Symp. on Compact Toroid Research, Santa Fe, May 21-23 (1985) P. 25.
- 21) 加藤裕史, 他: プラズマ・核融合学会 第2回秋季講演会予稿集 9aB3 (1985) P.152.