複合型ピンチプラズマの電磁流体的安定性

東井和夫，早瀬喜代司，奥田孝美

(名古屋大学, 工学部)

(47年5月16日受理)

Abstract

In a linear pinch, the configuration of a plasma surrounded by a constant-pitch field is produced by the appropriate choice of a start-timing between θ -pinch and z-pinch. The magnetohydrodynamic stability of the screw pinch plasma is investigated by the magnetic probe, loops and so on. The growth rates of a $m=1$ kink instability are evaluated from the experimental data. It is seen that the experimental values are lower by about two times than those predicted by the sharp boundary magnetohydrodynamic theory.

§ 1 は じ め に

現在、プラズマの方位角方向に大電流を誘起してプラズマを急速に圧縮する θ - ピンチにおいては比較的容易に高温で高密度のプラズマがえられる。しかし、直線型装置では両端への粒子損失によって θ - ピンチプラズマの粒子損失が支配されているという結論がえられ、その結果根本的にはトロイダル化することが必要となった。しかし、よく知られているように θ - ピンチをそのままトロイダル化してもプラズマリングの内側の磁気圧が外側に比べてつねに大きくなり平衡はえられない。一方、 π - ピンチはプラズマ中に大電流を流すことによって、そのつくる磁場とのローレンツ力の働きによってプラズマをすばやくピンチし、同時にプラズマ中を流れる電流によるジュール加熱をおこなう方式であるが、キンク型不安定性などに対してきわめて弱い。しかし、両方のピンチを同時におこなえば、両者の欠点を相補ってトロイダル装置でも平衡をうる事が可能となる。したがって、原理的には両者の放電電流は同位相でなければならない。この

Magnetohydrodynamic Stability of a Combined Pinch

Kazuo Toi, Kiyoshi Hayase and Takayoshi Okuda:

* Thermonuclear Fusion Laboratory, Tokai, JAERI

** Faculty of Engineering, Nagoya Univ., Nagoya

ようなピンチ方式は一般にはトロイダル装置か否かにかかわらずスクリーピンチとよばれている。このスクリーピンチは高ベータプラズマを対象としているが、低ベータないし中間ベータプラズマを対象として最近核融合プラズマに最も近いすぐれた成果をあげているトカマクという装置と類似の閉じ込め方式をとっている。すなわち縦磁場（放電管の管軸方向の磁場）および縦電流のつくる放電管の円周方向の磁場によって形成される磁場配位を用いている。ここでトカマクと対比してスクリーピンチを考えるほうが種々の問題点が明確となろう。容易にわかるようにスクリーピンチは、(1) 急激なピンチ現象を用いるのでトカマクプラズマに比べてきわめて高密度のプラズマがえられ、したがって高ベータプラズマを対象としていることは上で述べたが、さらに (2) 縦磁場がトカマクのように準定常でなく時間的に大きく変化し、(3) 扱う時間スケールがトカマクよりはるかに短い、という特徴のほか、実験的には (4) 高密度の中心プラズマ（一般に電子密度 $n_e \gtrsim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ）の周囲にうすい電気伝導度の大きいプラズマ（一般に $n_e \gtrsim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ）が存在し、この領域に大電流が磁力線にそって平行に無力配位となって流れ、しかも磁力線のピッチが半径方向に一定となり真空磁場と著しく異なった様相を示す⁽¹⁾ ということが見い出されている。なお、このような磁場配位になる理由は低密度のため圧力、したがって圧力勾配が無視できるためプラズマの電磁流体的な平衡の式（ $\text{grad } P = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ； P はプラズマ圧力， $\mathbf{J}$ は電流密度， $\mathbf{B}$ は磁場）からわかるように電流 $\mathbf{J}$ と磁場 $\mathbf{B}$ とがほとんど平行になるためであると説明されている。これに対し、トカマクではリミターという金属製リングによってプラズマが規定され、プラズマの外側では電流は存在せずむしろ一般にプラズマ圧力の存在する領域よりさらにせまい領域に集中することが知られている。⁽²⁾⁽³⁾

さて、スクリーピンチではこのように高密度の中心プラズマの外側に磁力線のピッチが一定である無力磁場配位が存在することにより（本論文では、“diffuse” boundary プラズマとよぶことにする）、その領域が真空である場合に比べて、最も危険な電磁流体的不安定性の一つであるキंक不安定性に対する安定性が著しく改善されることが理論的に示されている。⁽⁴⁾⁽⁵⁾⁽⁶⁾ またプラズマのトロイダル性に起因するトロイダル変位についても著しく好ましい結果が示されている。⁽⁷⁾ 一方いくつかの実験もおこなわれており、トロイダル変位、 $m=1$ キंक不安定性* の限界電流および成長率、限界ベータ値などについて “sharp” boundary モデルから理論的に予想されるよりもはるかに緩和されるという好ましい結果をえている。⁽¹⁾⁽⁷⁾ しかしながら

* $m=1$ とはプラズマの変形の方位角方向のモード数が1であることを意味する。

複合型ピンチプラズマの電磁流体的安定性

スクリーピンチでは高密度の中心プラズマよりむしろその外側にしかも放電管の壁付近に大電流が流れるためエネルギー収支の面から一つの欠点をもっているといえる。またスクリーピンチに関する研究はようやく始まったばかりといってもよく、スクリーピンチプラズマの振舞を正確に把握するためにも、個々のスクリーピンチ装置固有の特徴でないことを確認するためにも種々の幾何学的スケールでの数多くの実験的研究がおこなわれる必要があると考えられる。なお、上述のキンク不安定性の成長率は b/R (b は導体壁の小半径、 R はその主半径)のオーダーまでは直線プラズマに対する結果と一致しトロイダル性の効果は現われないということが理論的に示され、⁽⁸⁾ 実験的にもこれと矛盾しない結果をえている⁽⁹⁾ ということを注意しておく。

我々は以上のべた理由を考慮し、しかもすでに早瀬等によって詳しく研究されている縦磁場の立ちあがりの遅い θ -ピンチ⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾に z -ピンチを重畳することにより直線状のスクリーピンチプラズマの $m=1$ キンク不安定性に関する研究をおこなった。

本論文ではまず§2においてスクリーピンチプラズマの電磁流体的安定性に関する理論について簡単に述べる。§3において実験装置と測定手段について記述する。§4において実験結果を示し、それらに対して理論的考察をおこなう。§5ではえられた結論を列記する。

なお、座標系としては放電管方向に z 軸、半径方向に r 軸、両者に直角な円周方向に θ 軸という円筒座標系を用いる。また、単位系としては原則としてMKS A有理化単位系を用いることとし、し、これ以外の単位系のときはそのつど明示する。

§2 スクリーピンチプラズマの電磁流体的安定性に関する理論

本節ではスクリーピンチプラズマの電磁流体的安定性に対して、“sharp” boundary モデルを用いた場合と“diffuse” boundary モデルを用いた場合についてごく簡単に述べる。

まず、“sharp” boundary モデルを用いた場合について述べる。半径 r_0 までプラズマが ρ_0 (単位体積あたりの質量)という値で一様に存在しており、 $r=r_0$ に全縦電流 I_z が表皮電流となって流れ、 r_0 より外側は真空というモデルを考える。したがって真空領域では磁場 B_θ は $1/r$ で減少し、プラズマ領域では $B_\theta=0$ である。このとき次のような分散関係がえられる。⁽⁶⁾ ただし、摂動量は $\exp(\gamma t + im\theta + ikz)$ に比例するものとされた。

$$\frac{r^2 r_0^2}{v_a^2} = -(1-\beta)(kr_0)^2 + \frac{\tilde{\mu}^2 kr_0 I'_m(kr_0)}{I_m(kr_0)} + (kr_0 + m\tilde{\mu})^2 \frac{I'_m(kr_0)}{I_m(kr_0)} \cdot \left[\frac{I_m(kr_0)K'_m(kb) - I'_m(kb)K_m(kr_0)}{I'_m(kr_0)K'_m(kb) - I'_m(kb)K'_m(kr_0)} \right] \quad (2.1)$$

ここで, $v_a^2 = B_z^2 / \mu_0 \rho_0$ はアルベーン速度, $\tilde{\mu} = \mu_0 I_z / 2\pi r_0 B_z$, b は導体壁の半径, B_z は縦磁場の真空中での大きさ, μ_0 は真空の透磁率である。

一方, “diffuse” boundary プラズマに対しては高密度プラズマが磁力線のピッチが一定であるような無気配位によってとりかこまれているというモデルを考える。理想電磁流体の方程式からえられる線形の運動方程式を上述のモデルにあうような境界条件のもとで解けば, 不安定性の成長率および固有関係が求められる。

§ 3 実験装置と測定手段

本節では, 装置の諸元, 特徴および特に注意の払われた事項について述べる。またプラズマの諸量を調べるために用いられた測定手段について述べ, その適否について検討を加える。

3.1 実験装置の諸元

第1図は実験装置の概略である。 θ -ピンチ回路と z -ピンチ回路とはプラズマを介して結合している。両ピンチ装置ともコンデンサ放電を用いている。

θ -ピンチのコンデンサは $14 \mu\text{F}$ で 30 kV で用いられ, エネルギーは 6.3 kJ である。

θ -コイルは12個のワンターンコイルを直列につないだものであり, 最大縦磁場 0.98 Wb/m^2 , 磁場の立ち上がり速度は約 10^9 G/sec , 半周期 $3.2 \mu\text{sec}$ の正弦波磁場が発生される。 θ -コイル長は 46 cm で内径は 14 cm であり, 縦磁場の z 方向および r 方向の一樣性は対象とするプラズマ領域では十分満足されている。

z -ピンチのコンデンサとしては $4 \mu\text{F}$, $8 \mu\text{F}$ および $40 \mu\text{F}$ が用いられ, 前二者の場合のエネルギーは 72 J ないし 200 J で, 最大縦電流は 2 kA ないし 4.9 kA である。これらは安定なスクリーピンチプラズマの研究に用いられた。後者の場合のエネルギーは 180 J から 2.9 kJ まで変えられ, これに応じて最大縦電流は 8.5 kA から 34.4 kA まで変わる。なお電流波形は半周期約 $38 \mu\text{sec}$ の正弦波形である。

複合型ピンチプラズマの電磁流体的安定性

放電管は内径 10 cm のパイレックスガラスでつくられている。 z -電極はアルミ製で直径 5 cm のリング状で直径 10 cm のテフロン製の円板にとりつけられている。電極付近の複雑な現象や安定化効果が対象としているプラズマ領域に影響を与えないように、また θ -ピンチによる θ 方向の誘導電場を短絡しないように θ -コイル端から 7 cm はなれた位置に z -電極が設置された。ガスとしてはヘリウムが用いられ、初期圧は 40 mTorr に固定された。

3.2 測定手段について

用いられた測定手段は磁気プローブ、磁気ループ、高速度カメラ (STL)、フォトランジスタである。磁気プローブ、磁気ループは θ -コイルの中央部に設置され (第1図)、高速度カメラやフォトランジスタにより第1図の矢印の位置からプラズマの発光領域が調べられた。

第1図 実験装置の概要

磁気プローブの大きさはできるだけ対象とするプラズマの磁場や電流密度の分布をみださないように、しかも工作上の容易さという両面から決定され、外径 3 mm とされた。なおプローブができるだけ乱されていない磁場を感じるための条件、すなわち「予想される最も高いシグナル周波数に対するプラズマの表皮の深さに比べてプローブの外径 d が小さい」⁽¹²⁾ という条件から $d < 4\text{ mm}$ と

なりこの条件はみたされている。また，このプローブは両ピンチの放電電流の周波数に対しては十分応答できる回路定数をもっている。

磁気ループは放電管の円周方向に90度おきに4個とりつけられ， $m=1$ キンク不安定性により生ずる磁場の乱れの測定に用いられた。これらは放電管の半径方向の磁束をひろうように設定され，コイル軸の長さは1mm程度である。ここで磁気ループを用いたのは，これが従来からよく使用されている高速度カメラによる測定よりもかなり感度があげられると考えられるからである。またこのように薄い磁気ループを用いたのは放電管と θ -コイルとの間の間隙がかなりせまく通常の円筒状コイルの設定が困難であるからである。放電管の中心から磁気ループまでの距離に比べてプラズマの乱れによる変位が十分小さければ，これらの磁気ループの出力はプラズマの変位に比例する*。また，コイルの設定状態や放電管の中心軸と θ -コイルの中心軸との不一致などにより磁気ループ出力に θ -ピンチの影響があらわれるが，このような影響は別につくられたコイルによって打ち消されるように工夫された。さらに放電管の中心軸と z -電極の中心が完全に一致していないことなどによって，プラズマが十分安定である場合でも，これらの磁気ループにこの影響があらわれる。しかしこのシグナルは縦電流波形に相似である。したがって，縦電流を増大させプラズマが不安定となっても上述の影響は縦電流値に比例して増大すると考えられるので除去可能である。なお，この磁気ループ系の時定数は約 $0.5\mu\text{sec}$ であって対象としている $m=1$ キンク不安定性の成長の時間スケールに比べて小さい。

高速度カメラはプラズマの巨視的な状態の撮影に用いられた。

フォトランジスタは上下に5個並べてプラズマからの制動放射強度の半径方向分布を求めるために使用された。できるだけ指向性をよくするように内径2mm以下のパイプの孔から光がとりいれられ，ライトガイドあるいは細いガラス管で各チャンネルの相互作用がないようにしてフォトランジスタまで導かれた。孔の前面にはヘリウムの強いスペクトル線がない領域の光を観測するため波長が $6800\text{ \AA}$ より長い光を通す赤色ガラスフィルタがとりつけられた。また，えられた5チャンネルのフォトランジスタのシグナルからプラズマの円筒対称性を仮定し，アーベル変換⁽¹⁴⁾に

* プラズマがまっすぐな円柱形からわずかに曲ったとしたとき，放電管中心に対し互いに向いあった磁気ループ対は両者を結ぶ直線に対して直角な方向のプラズマの変形の影響を感じる。したがって変形 ξ が小さいとすれば磁気ループの積分出力 S は，

$$S \propto \pm \phi_r \propto \frac{\pm \mu_0 I_z}{2\pi r_0} \cdot \frac{r_0}{2R} \propto \frac{\pm I_z}{L^2} \xi \quad (\because R \simeq L^2 / 8\xi). \quad (13)$$

ただし ϕ_r はプラズマの曲りによって生ずる r 方向の磁束， I_z は縦電流値， r_0 はプラズマ半径， L はプラズマ長， R はプラズマの曲りの曲率半径である。

複合型ピンチプラズマの電磁流体的安定性

よって r 方向の光の強度分布が求められた。光が制動放射によるものとすれば、その強度 ϵ は $n^2 T_e^{-\frac{1}{2}}$ に比例する。ただし、 n はプラズマの密度、 T_e は電子温度である。我々の対象とするプラズマでは電子・イオン間の衝突時間がきわめて短かく、電子温度の r 依存性は密度のそれに対して無視できると考えられ、 $\epsilon \propto n^2$ から密度 n の r 方向分布が求められた。

§ 4 実験結果とその考察

本節では、まず電磁流体的に安定な条件下で θ -ピンチと z -ピンチのスタートのタイミングをかえてえられたプラズマの密度分布、磁場 B_θ および縦電流密度の分布を示す。ただし、 θ -ピンチと z -ピンチのタイミングとしては、(1) θ -ピンチの第1, 第2半周期で予備電離し、第3半周期の $4 \mu\text{sec}$ または $6 \mu\text{sec}$ に z -ピンチをスタートした場合 ($\tau_{\theta z} = -4 \mu\text{sec}$ または $\tau_{\theta z} = -6 \mu\text{sec}$ と表わされている)、(2) z -ピンチの第1半周期で予備電離し、第2半周期の最初から同時に θ -ピンチをスタートした場合 ($\tau_{\theta z} = 0 \mu\text{sec}$ と表わされている) の二つがえられた。

次に(1)のタイミング ($\tau_{\theta z} = -4 \mu\text{sec}$) で、縦電流値を大きくすることによって電磁流体的に不安定なプラズマをつくり、放電管の円周方向にとりつけられた4個の磁気ループのシグナルから $m=1$ キンク不安定性の成長率、限界電流を評価する。えられた結果を “sharp” boundary モデルを使って考察する。

4.1 密度分布

第2図 フォトトランジスタを用いて、縦磁場がほぼ最大となる時刻にえられたプラズマの密度分布。

第2図は θ -ピンチによる磁場 B_z がほぼ最大となる時刻にえられた密度分布である。この場合 z -ピンチのエネルギーは θ -ピンチのエネルギーに比べて十分小さい。破線で示されているのが(1)のタイミングの場合($\tau_{\theta z} = -6 \mu\text{sec}$)，点線で示されているのが(2)のタイミングの場合($\tau_{\theta z} = 0 \mu\text{sec}$)にえられた密度分布であるが，これらの分布は θ -ピンチのみでえられた分布でプラズマの長さ方向に積分されていることを考慮すれば大きな違いは認められない。⁽¹⁵⁾このような結果はScylla IVでの実験⁽¹⁶⁾でもえられている。

また実線は θ -ピンチプラズマに対し，“rigid”drift モデルを使ってえられた密度分布の近似式： $n/n_0 = \text{sech}^2(r^2/r_0^2)$ において $r_0 = 1.5 \text{ cm}$ とした場合であって，(1)のタイミングの場合の結果（破線）とかなりよく一致する。しかしながら，“rigid”drift モデルによる平衡分布は無衝突プラズマに対する結果であって，荷電粒子間の衝突がきわめてよくおきるプラズマに対しては適用できないと考えられる。ここでは，ただプラズマの半径を上式の r_0 で評価したと解釈する。

4.2 磁場分布および電流密度分布

第3図 z -ピンチと θ -ピンチを同時にスタートした場合の磁気プローブの典型的なシグナル例。

複合型ピンチプラズマの電磁流体的安定性

第3図は(2)のタイミング ($\tau_{\theta z} = 0 \mu\text{sec}$) の場合の磁気プローブシグナルの典型的な例である。

これから磁場 B_θ の r 方向分布を求め、円筒対称性を仮定して、 $J_z(r) = \frac{1}{\mu_0 r} \frac{d}{dr}(r B_\theta(r))$ から電流密度分布をえた。第4図がこのようにしてえられた結果で半径 $2.0 \text{ cm} \sim 2.5 \text{ cm}$ のパラボラ型分布になっており、第2図の密度分布とほぼ相似な分布となっていることがわかる。したがって、

z -ピンチと θ -ピンチを同時にスタートした場合、すなわち(2)のタイミングの場合 ($\tau_{\theta z} = 0 \mu\text{sec}$) 高密度プラズマの外側が真空磁場であるような配位がえられる。

一方、(1)のタイミングの場合 ($\tau_{\theta z} = -6 \mu\text{sec}$)、第5図のように半径 $3 \text{ cm} \sim 4 \text{ cm}$ 程度までかなり広くひろがって、しかもほぼ一様に縦電流が分布することがわかる。第2図に示した密度分布に比べてかなり広く分布していることが理解される。

第4図 z -ピンチと θ -ピンチを同時にスタートした場合の電流密度分布。

東井, 早瀬, 奥田

$$I_{zm} = 4.9 \text{ kA}$$

$$\tau_{0z} = 6 \mu\text{sec}$$

$$B_{zm} = 0.98 \text{ Wb/m}^2$$

$$P_0 = 40 \text{ mTorr}$$

第5図 z -ピンチを θ -ピンチより
6 μsec おくらせてスタートし
た場合の電流密度分布。

次に、この電流密度分布に対応する B_θ の分布から $\mu = B_\theta / r B_z$ の分布を求めると第6図のようになる。ここで B_z は縦磁場で、 μ は磁力線のピッチの逆数と 2π だけ異った量である。これからわかるように縦磁場がほぼ最大となる時刻 ($t = 15 \mu\text{sec}$) では半径 3 cm ~ 4 cm 程度まで大体一定となっている。これがスクリーピンチプラズマの特徴である。したがって、 z -ピンチを θ -ピンチより少しおくらせてスタートした場合、すなわち(1)のタイミングでは磁力線のピッチが一定となるような“diffuse” boundary プラズマがえられることがわかる。このような“diffuse” boundary プラズマのえられる理由は、前にも簡単に述べたが、定性的には次のように説明できる。 θ -ピンチにより高温で高密度の中心プラズマが形成されるが、予備電離プラズマの電気伝導度が有限であるためなどにより θ -ピンチが完全におこらず、その周囲に低密度で電気伝導度の高いプラズマがとに残され、この領域に大電流が流れる。しかもこの領域では低密度のため圧力、したがって圧力勾配が無視できるため無力磁場配位が形成される。それゆえ、高密度の中心プラズマの外側が真空であるような磁場配位と著しく異ったものとなると考えられる。また、このような大電流の流れる低密度プラズマ領域は密度の中心プラズマの $m=1$ キンク不安定性を抑制する働きがあることが知られている。

第6図 z -ピンチを θ -ピンチより
 $6 \mu\text{sec}$ おくらせてスタートし
 た場合の磁力線のピッチ逆数
 (正確には 2π だけ異なってい
 る) $\mu = B_\theta / r B_z$ の r 方向分
 布および放電中の変化。

4.3 $m=1$ キンク不安定性の限界電流および成長率

上で述べた“diffuse” boundary プラズマのえられるようなタイミングで θ -ピンチと z -ピンチを動作して、4個の磁気ループを用いて $m=1$ キンク不安定性が調べられた。

第7図は縦磁場の大きさ，ガス圧を一定として，縦電流の最大値をかえたときにえられた4個の磁気ループの典型的なシグナルである。これらの波形には§3で述べたように z -電極の中心と放電管の軸とが完全に一致していないことなどによってプラズマが安定でも生ずる縦電流と相似な半周期約 $38 \mu\text{sec}$ の正弦波が重畳している。これを引き去ってプラズマの不安定性による磁場の乱れを求めた。そしてこれらの時間的な増加率から不安定性の成長率がえられた。ここでは次のことに注意が払

東井，早瀬，奥田

われた。すなわち，不安定性による磁場の乱れが評価できるほどには大きく，一方非線形な効果がつよくなるほどには乱れがあまり大きくならないような適当な時刻に成長率が求められた。

$$\tau_{0z} = 4 \mu\text{sec}, B_{zm} = 0.98 \text{ Wb/m}^2, P_z = 40 \text{ mTorr}$$

第7図 放電管の円周方向にとりつけられた4個の磁気ループの典型的なシグナル例。Z-ピンチを θ -ピンチより4 μsec おくらせてスタートした場合で，縦磁場の大きさ，ガス圧を固定し，最大縦電流を変えてえられた結果。

次に，4個の磁気ループからえられた磁場の乱れが $m=1$ キンク不安定性によるかどうかを調べる必要がある。第8図は4個の各磁気ループからえられた磁場の乱れの θ 方向の依存性であり，波線は周期 2π の三角関数である。 $\theta = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ は各磁気ループの位置をあらわしている。この結果とえられた放電条件から考えて，えられた磁場の乱れは θ 方向のモード数 m が1であるキンク不安定性によるものと推定される。また不安定性の z 方向の波長としては考えられる最大のものをとってプラズマ長の2倍とした。

以上のようにして評価されたこの不安定性の成長率の縦電流依存性は第9図に示してある。なお，この場合成長率が求められた時刻での縦電流値がとられている。一方，Shafranov 他多くの⁽⁶⁾⁽¹⁷⁾人によって与えられた“sharp” boundary プラズマに対する $m=1$ キンク不安定性の成長率

複合型ピンチプラズマの電磁流体的安定性

第8図 第7図からえられた各磁気ループのシグナルの振幅の θ 方向の依存性。破線は周期 2π の三角関数。

第9図 磁気ループを使ってえられた $m=1$ キンク不安定性の成長率の縦電流依存性。実線はプラズマ半径を 1.5 cm 、プラズマ長を 46 cm として、“sharp” boundary モデルを使って求められた理論曲線。

の理論曲線は同図に実線で示してある。ここでは、理論式として § 2 で与えられた (2.1) 式において我々の対象とするプラズマでは十分成立すると考えられる仮定; $kr_0 \ll 1$, $kb \ll 1$, $r_0/b \ll 1$ を用いて簡単化された次式を用いた。ただし、上でのべたように不安定性の z 方向の波数は $k = -\pi/L$ ととられた。

$$\gamma = \frac{\sqrt{B_z}}{r_0 \sqrt{\rho_0} L} \sqrt{I_z - \frac{\pi^2 r_0^2 B_z}{\mu_0 L} (2 - \beta)} \quad (4.1)$$

ここで、 $\beta = 2\mu_0 \bar{P} / B_z^2$ であり、 $\bar{P}$ はプラズマの平均圧力である。上式に現われている種々の量は実験データから成長率を求めた時刻で適当と思われる値を用いた。この場合プラズマの温度、密度、プラズマ長などは θ = ピンチのみできまると仮定して近似的に、 $\beta \approx 0.035$, 平均密度 $\bar{n} \approx 1.4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, プラズマの実効的な長さ $L \approx 46 \text{ cm}$, 縦磁場 $B_z \approx 1 \text{ Wb/m}^2$ ととった。⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾ そしてプラズマ半径として $r_0 \approx 1.5 \text{ cm}$ をとった。縦電流が大きい場合でも第2図に示された密度分布がほとんどかわらないと仮定すれば、 $r_0 = 1.5 \text{ cm}$ は中心の高密度プラズマの半径に相当している。

以上のようなパラメータ値を用いた場合、第9図からわかるように限界電流に関しては実験値が理論値より約20%大きくなっている。また、縦電流が20 kAの場合成長率に関しては実験値が理論値の約 $1/2$ となっている。このような結果がえられる理由として本実験の諸条件から主な効果として次の三つが考えられる。(a) “diffuse” boundary, すなわち高密度の中心プラズマの外側に大きな縦電流が流れるため。(b) θ - ピンチコイルの導体壁としての安定化効果。(c) z - 電極の短絡効果による安定化効果。まず、(b) について考える。 $m=1$ キンク不安定性に対する導体壁の効果は近似的に (4.1) 式の右辺に $(1 - r_0^2 / b^2)$ という係数がかかってくる。⁽¹⁷⁾ ただし、 b は導体壁の半径である。 b として θ - コイル半径をとり、プラズマ半径として 1.5 cm をとれば、 $b = 7.0$, $r_0 = 1.5$ として、 $(1 - r_0^2 / b^2) \approx 0.95$ となり上述の実験結果は説明できない。 θ - コイルの導体壁としての効果はプラズマが放電管壁に十分近づくほど大きく変形したときのみ本質的となろう。また(c) については、 z - 電極が縦磁場がほとんど零となる位置に設置されており、対象としているプラズマ領域が十分安定である場合も電極付近はきわめて不安定であること、および荷電粒子間の衝突がきわめてよくおこるプラズマであることを考えれば、この効果も無視できる。したがって、“diffuse” boundary プラズマになっているために $m=1$ キンク不安定性が改善されたものと考えられる。

複合型ピンチプラズマの電磁流体的安定性

しかしながら，Scylla IV⁽⁶⁾では“sharp” boundary モデルを使った理論に対し，限界電流は4倍，成長率の大きさは約 $1/5$ という結果をえている。これは電流密度分布が Scylla IV⁽⁶⁾では本実験に比べてずっとひろがった分布になっているためか，あるいはプラズマ半径，プラズマ長の評価に問題があると考えられる。たとえば，我々の実験でプラズマ長を z - 電極間の長さ (60cm) ととれば，限界電流値は 5.8 kA と実験値のほぼ $2/3$ となる。また，プラズマ半径を z - ピンチのピンチ効果も考えて 1.0 cm 程度にとれば，限界電流値は 3.2 kA となり実験値の約 $1/3$ となり，成長率は電流値が 20 kA の場合実験値の約 4 倍となる。

§ 5 結 論

本実験でえられた結果を以下にまとめる。

- (1) z - ピンチと θ - ピンチのスタートのタイミングをかえることにより直線装置でも，高密度の中心プラズマが真空磁場でとりこまれた配位だけでなく磁力線のピッチが一定である磁場でかこまれた “diffuse” boundary プラズマが自由にえられることがわかった。したがって，両方の配位のプラズマの性質を比較し，両者の長短所を調べる研究に役立つものと思われる。
- (2) r 方向の磁束に感じる磁気ループによって $m=1$ キンク不安定性の成長率が求められた。その結果と “sharp” boundary プラズマに対する理論値との比較から，この不安定性の限界電流値に関しては実験値が理論値より約 20 % 大きな値となり，成長率に関しては実験値が理論値の約 $1/2$ となったが，プラズマ長やプラズマ半径の評価が問題であり，特にプラズマ半径は不安定性の成長率，限界電流に大きな影響を与える。このように $m=1$ キンク不安定性に対する安定性が改善された原因は，高密度の中心プラズマの外側に大電流が流れて，“diffuse” boundary プラズマとなったためであると考えられる。

終りに電磁流体的不安定性の理論に関して助言して下さった当研究室の松井昭郎さん，および種々の議論に加わって下さった研究室の皆さんに感謝します。

参 考 文 献

- (1) C. Bobeldijk et al., *Conf. Proc. Novosibirsk Vol I*, 287 (1968).
- (2) S. V. Mirnov, *Nucl. Fusion* 9, 57 (1969).
- (3) M. J. Forrest et al., *CIM-R* 107 (1970).
- (4) W. Schuurman et al., *Plasma Phys.* 11, 495 (1969).
- (5) J. P. Goedbloed, *Rijnhuizen Report* 70-64 (1970).
- (6) J. P. Freidberg, *Phys. Fluids* 13, 1812 (1970).
- (7) R. Wilhelm and H. Zwicker, *Z-Physik* 240, 295 (1970).
- (8) W. Schuurman and C. Bobeldijk, *Rijnhuizen Report* 70-60 (1970).
- (9) G. Becker et al., *Wisconsin Conf. IAEA/CN-28/B9*
- (10) 早瀬, 奥田; *電学誌* 90, 149 (昭44)
- (11) K. Hayase and T. Okuda, *IPPJ-96* (1970).
- (12) W. Botticher, *Plasma Diagnostics* (ed. by W. Lochte-Holtgreven), North-Holland Pub. Co., Amsterdam (1968).
- (13) V. D. Shafranov, *Rev. Plasma Phys.* (ed. by M. A. Leontovich) Vol. 2, Consultants Bureau, New York (1966).
- (14) W. Lochte-Holtgreven, *Plasma Diagnostics* (ed. by W. Lochte-Holtgreven), North-Holland Pub. Co., Amsterdam (1968).
- (15) 早瀬, 奥田; *電学誌* 90, 119 (昭45)
- (16) E. M. Little et al., *Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Research Vol II*, 555 (1969).
- (17) V. D. Shafranov, *Soviet Phys. Tech. Phys.* 15, 175 (1970)