



Title	ホログラフィー干渉法によるFRC形成過程の実験解析
Author(s)	谷津, 茂男; Yatsu, Shigeo; 山岡, 人志 他
Citation	北海道大學工學部研究報告, 144, 85-94
Issue Date	1988-12-27
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/42156
Type	departmental bulletin paper
File Information	144_85-94.pdf



ホログラフィー干渉法による FRC 形成過程の実験解析

谷津 茂男* 山岡 人志** 笠原 達雄***
小川 雄一**** 小澤 保知*****

(昭和63年9月30日受理)

Experimental Analysis of the FRC Formation Process by Holographic Interferometry

Shigeo YATSU, Hitoshi YAMAOKA, Tatsuo KASAHARA
Yuichi OGAWA and Yasutomo OZAWA
(Received September 30, 1988)

Abstract

The formation process of Field Reversed Configuration(FRC) is analyzed experimentally by plasma density measurement using both end-on and side-on holography interferometers. Details of the formation process are clarified from the integrated density profiles and local density distributions obtained by an asymmetric Abel inversion.

Asymmetry distributions of axially integrated plasma density are sketched on a cross-section of a discharge tube from the results of end-on measurement. Axially integrated density profiles having two peaks are plotted along the specified discharge tube diameter. From temporal change of the profile a mode of axial plasma motion under the axial contraction of magnetic lines of force is investigated, and it is deduced that plasma is plowed toward the theta-coil central region with a motion onto the axis.

Side-on holography measurement is applied to FRC as the first experiment, and result is examined in terms of plasma motion. It appears that the local density distribution corresponds to the plasma plowed axially.

It is also shown that axial relaxation phenomena resulting from the axial contraction may be generated dominantly.

1. ま え が き

逆転磁場配位 (Field Reversed Configuration; FRC) 方式によるプラズマ閉じ込め¹⁾はポロイダル磁場のみで行われ、閉じ込められたプラズマは全ての磁気閉じ込めプラズマの中で最も高いベータ値 (ベータ値=プラズマ粒子圧/磁気圧) を持つことから DT 核融合以後の将来型核融合への適用の見地から注目されている。逆転磁場配位に関するこれまでの研究では主要なプラズマ損

*附属先端電磁流体実験施設

**理化学研究所

***原子工学科原子炉材料科学講座

****原子工学科原子炉工学講座

*****北海道自動車短期大学

失機構の解析と共に、閉じ込めのスケーリング則の導出^{2),3)}, FRC プラズマの寿命を決定していた $m=2$ 回転不安定性 (m ; ポロイダルモード数) の起源の推定とその抑制^{4),5)}, 将来の炉構成に重要な意味をもつプラズマ移送の実証⁶⁾ と数十センチメートル規模の FRC プラズマの閉じ込め⁷⁾ などの進展があり、またミリ秒オーダーの閉じ込め時間達成を目指す準定常化実験の準備も日米両国で行われている^{8),9)}。ところで、逆転磁場配位の形成においては磁気エネルギーの大部分を配位形成時間内に注入する必要がある、将来の炉規模のプラズマに対してはこれに伴って巨大な電力の注入が必要になる。もし配位形成時間がアルヴェン遷移時間程度に短いことを求められるとすると(高速形成)、注入電力は 10 TW の規模になる。一方、配位形成時間が磁場の拡散時間程度で良いとしたら(低速形成)、注入電力は 1 GW のオーダーで済み、この値には現在の技術で対応できる¹⁰⁾。それ故、今後の重要な課題は逆転磁場配位の低速形成法を確立することであるが、低速形成においては配位形成時に外部磁場の弱くなる時間が長いために必然的にプラズマ及び捕捉磁束の損失が増えることが懸念されこれにいかに対処するかという問題がある。低速形成におけるこの問題の解決のためには、FRC 形成時のプラズマ-磁場挙動の把握を含む配位形成過程の詳細な解明を行い、その結果に基づいて対処策を確立していくことが必要である。本論文では、主にホログラフィー干渉法による電子密度測定の結果から観た配位形成過程の様子を述べると共に特徴的なプラズマの形態から予想される現象を推察する。また、実験結果から磁力線再結合後比較的長い時間継続して起こると推定される軸方向の磁場収縮とそれに伴うプラズマ運動について考察する。

2. 逆転磁場配位とその形成過程

2.1 テータピンチによる逆転磁場配位の形成

逆転磁場配位の形成はこれまでのところテータピンチを用いて行われている。テータピンチを用いる方法では、あらかじめ主圧縮磁場と逆方向にソレノイドを励磁しておき、予備電離・予備加熱を行ってプラズマを発生・加熱し逆磁場をプラズマ中に捕捉した後、主放電を行って主圧縮磁場を印加する。主放電後、テータコイル両端近傍のプラズマ導電率があまり高くない領域において磁力線の再結合が生じ中心部のプラズマを取り囲む閉じた磁場がつけられる。その後、閉

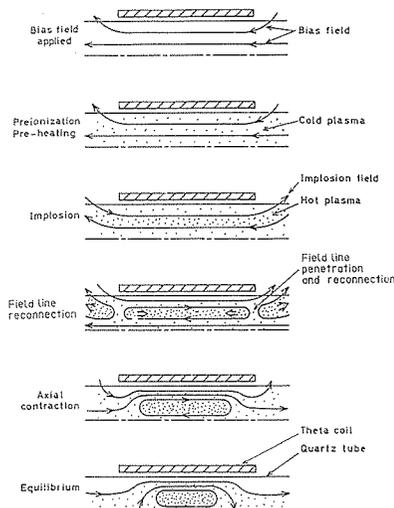


図-1 逆転磁場配位の形成過程

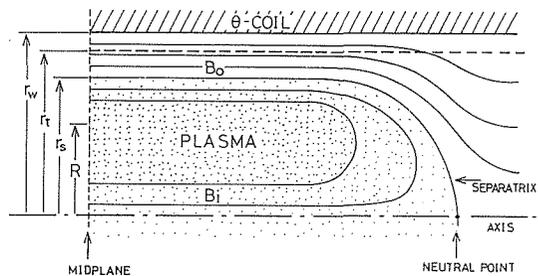


図-2 平衡時の逆転磁場配位の 1/4 断面記号

- r_w : テータコイル内半径
- r_t : 放電管内半径
- r_s : セパトトリクス半径
- R : トーラス主半径
- B_0 : 外部磁場
- B_1 : 内部ポロイダル磁場

じた磁場は磁気張力によりコイル軸に沿って内側へ収縮する(軸方向収縮)。プラズマへの主な加熱は、主圧縮磁場による半径方向の圧縮と磁力線再結合後の磁場が軸方向収縮することにより起こる圧縮による。プラズマが加熱され、プラズマ粒子圧と磁気圧とが全体として均衡した時点で平衡状態が達成される。以上の諸過程の様子を図-1 に示した。また、図-2 には平衡時の 1/4 断面を示した。図中の R, r_s は、それぞれトーラス主半径、セパトリティクス半径である。またプラズマ体積全体の平均ベータ値 $\langle\beta\rangle$ はコイル内半径 r_w を用いて次式で与えられる¹¹⁾。

$$\langle\beta\rangle = 1 - \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{r_s}{r_w}\right)^2 \tag{1}$$

2.2 磁気データに観られる RFC 形成の様子

(1) 実験装置 本研究における実験に用いた装置の体系図を図-3 に、実験時の装置諸元を表-1 に示した。テータコイルは、長さ 40 cm、内半径 6.3 cm のワンターンコイルで、10 分割された要素コイルから成り、中央の 4 個の要素コイルにはプラズマに対する径方向からのホログラフィー干渉測定等の光学測定を可能とするために各々 4 個のスリット状の窓(幅 4.8 mm) が設けてある。

また、テータコイルは 3 系のコンデンサーバンク放電回路の共通インダクター負荷とな

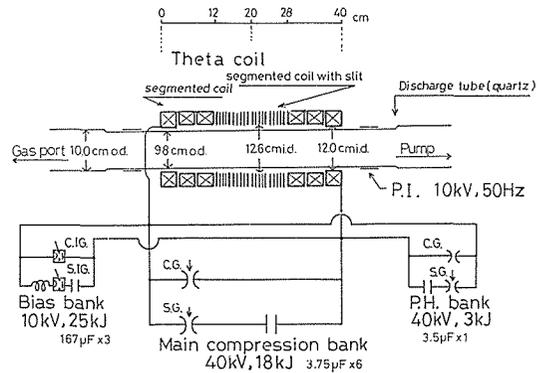


図-3 テータピンチ装置体系

(a) テータコイル、放電管のサイズ及び主圧縮バンク回路定数

Coil length [cm]	40
Coil diameter [cm]	12
Discharge tube length [cm]	150
Discharge tube diameter [cm]	9.2
Discharge gas	D ₂ or He
Total inductance of main start [nH]	116
Total inductance of main crowbar [nH]	110
Total resistance of main start [mΩ]	13.1
Total resistance of main crowbar [mΩ]	1.3
L/R (crowbar) [μsec]	87

(b) 各バンクの放電パラメータ

	Pre-Ionization	Bias	Pre-Heat	Main
コンデンサ容量 μF		501	3.5	23.9
充電電圧 kV	10	4.0~5.8	30	30
充電エネルギー kJ		4.0~8.4	1.6	10.8
放電周期 μsec		200	6	10.4
最大放電電流 kA		37~54	73	397
最大磁場 kG		1.1	2.2	10.1

表-1 テータピンチ装置諸元

っている。主圧縮バンクを電圧 30 KV に充電した場合の放電では、テータコイル中心部で最大 1 テスラの軸方向磁場が得られ、また、同磁場最大時(立上り後 2.5 μsec)に放電モードをクローバー放電に切り替えることにより、1/e 減衰時間 87 μsec での磁場印加ができる。放電管は内半径 4.6 cm 厚さ 3 mm の石英製放電管で、管内基底真空度は圧力で通常約 3×10^{-7} Torr である。あらかじめ放電管内に満たしておく資料気体としては初期圧力 10~90 m Torr のヘリウムを用いた。図-4 に実験時の装置の放電シーケンスを示す。

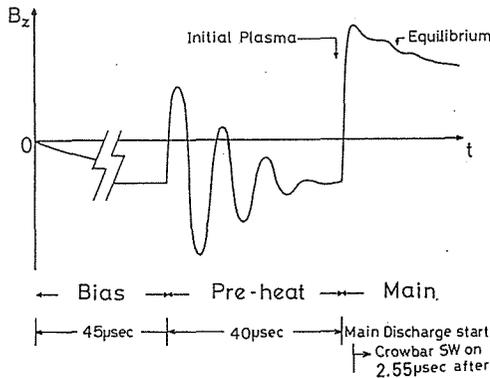


図-4 実験における放電シーケンス

(2) FRC 形成時の磁場変化 コイル中央断面より軸方向に 1 cm 離れた位置の放電管外周上の磁束測定用ループとループ上に設けた磁気プローブにより管内磁束と外部磁場を測定し

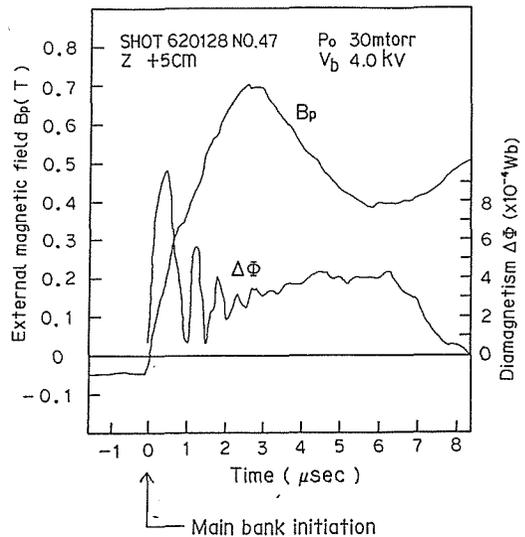


図-5 外部磁場(B_p)及び反磁性量($\Delta\Phi$)の時間変化

た。図-5 に補償回路¹²⁾を用いて得たプラズマ反磁性量の時間変化を外部磁場強度の時間変化と共に示す。横軸の時間は主放電開始を原点とっており FRC が形成され、平衡状態を経て、減衰・消失に至る全過程が約 10 μsec 以前の時間内で起きることを示している。図-5 の結果から求めた excluded flux radius r_e ¹³⁾ の時間変化を図-6 に示す。FRC の場合は $r_e = r_s$ となる¹³⁾ のでセパトリックス外側の開いた磁場内にプラズマが殆ど存在しないことと合わせ r_e をしてプラズマ半径とみなせる。主放電後 5 μsec 付近での半径は約 1.8 cm であり、(1)式よりこの時刻での平均ベータ値を求めると約 0.96 となる。図-6 に現れている半径の最大圧縮時刻後の振動は軸方向収縮に起因する軸方向の緩和運動を示すものとみなされる。何故ならば、プラズマと磁場の分布を Rigid Rotor

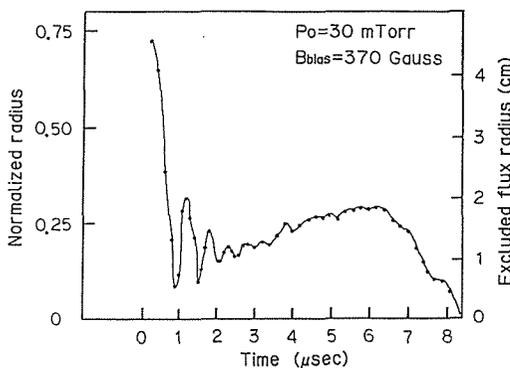


図-6 Excluded flux radius の時間変化
縦軸左側はテータコイル内半径で規格化した値をとっている

Model¹⁴⁾ で与え、Bodin らの方法¹⁵⁾ で半径方向の緩和振動であるラディアルオシレーションの周期を計算すると 0.1 μsec のオーダーの周期になるが、これが観測された値より一桁小さいことによる。前述の Rigid Rotor Model によりポロイダル磁束量の時間変化を求めたところ、主圧縮磁場印加後約 1 μsec の時間の半径方向圧縮過程において 10%程度にまで急減していることがわかった。主放電開始後磁場反転時($\sim 0.25 \mu\text{sec}$)までの磁束損失が約 40%であることから、最終的にポロイダル磁束として取り込まれる捕捉磁束を決定している機構は、磁場反転時より

もその後の半径方向の圧縮過程に在ると言える¹⁶⁾。

3. ホログラフィー干渉法による測定

逆転磁場配位の形成過程におけるプラズマ-磁場構造は複雑な3次元構造をしていることが予想され、形成過程の詳細を知るには多次元分布測定が必要である。ホログラフィー干渉法によるプラズマ密度測定は一回の測定で2次元以上の多次元情報が得られる長所をもつ。これまでテーパピンチプラズマのエンドオン方向からの診断に用いられてきた¹⁷⁾他、FRCでもKnoxら¹⁸⁾やMcKennaら¹⁹⁾により用いられ、磁束の捕捉や粒子拡散の議論に有力なデータを与えている。この観点からルビーレーザー(波長694.3nm)を用いたホログラフィー干渉測定²⁰⁾を行い、主放電後の早期のプラズマの分布を調べた。筆者らの実験条件では測定対象となるプラズマのサイズが小

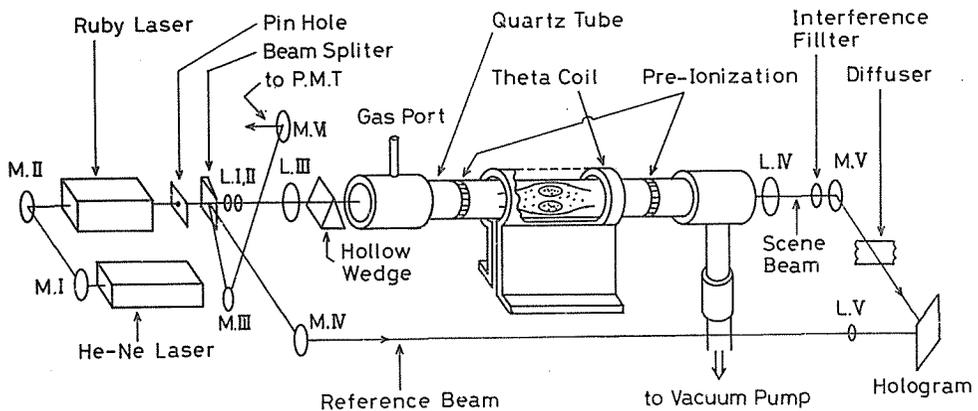


図-7 エンドオンホログラフィー干渉体系

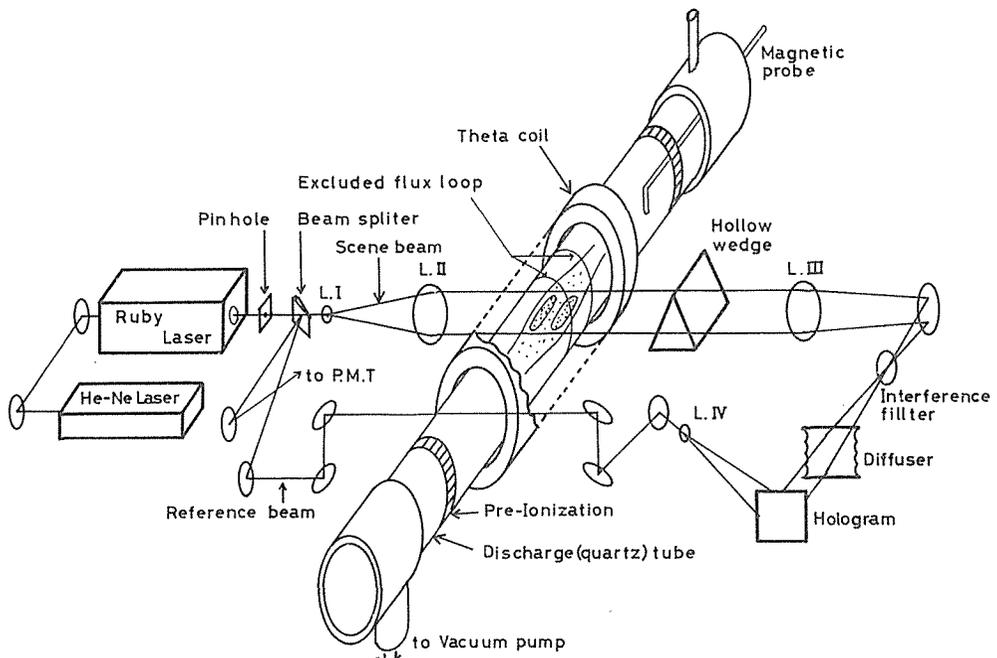


図-8 サイドオンホログラフィー干渉体系

さい上に記録精度から干渉計の光源光として波長が可視域のルビーレーザー光を採用したため、逆転磁場配位プラズマの生成から消滅に至る全過程を追う測定には測定可能なプラズマ線積分密度の下限が高いため不向きとなるが配位形成過程の比較的高い密度のプラズマの測定には用い得る。フリンジシフト数 F とプラズマ中の光路に沿って積分された電子密度との間には次の関係がある²¹⁾。

$$F = \frac{\lambda e^2}{8\pi^2 \epsilon_0 m_e c^2} \int n_e dl \tag{2}$$

ここで、 e 、 m_e は電子の電荷及び質量、 c は光速、 λ はレーザー光の波長である。本測定では位相変化として 0.1 フリンジ ($2\pi/10$) まで読み取り可能とし、測定可能な線積分密度下限を $3.2 \times 10^{16} / \text{cm}^2$ とした。測定では共通路時分割干渉であり光学ノイズの影響の少ない二重露光法を用いた。本測定に用いたエンドオン及びサイドオンホログラフィー干渉体系をそれぞれ図-7、図-8 に示す。両者ともマッハツェンダー型の干渉計を構成している。

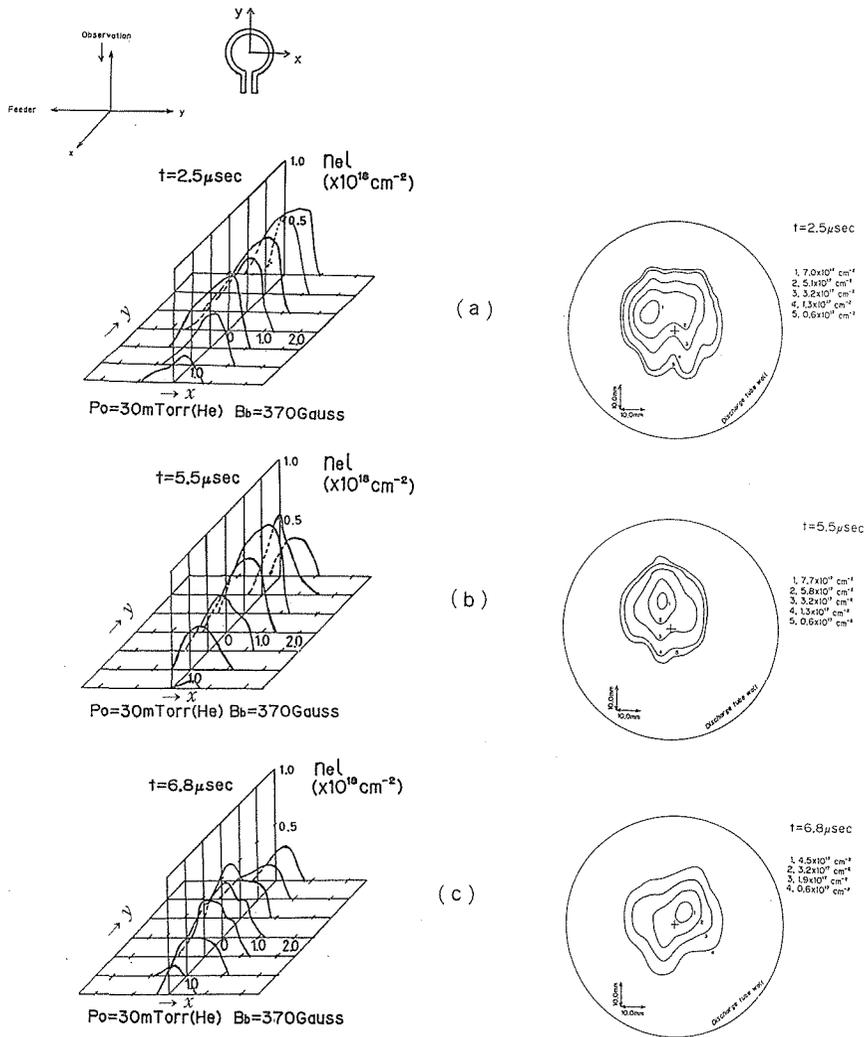


図-9 エンドオンホログラフィー干渉測定より得られた軸方向積分電子密度の2次元分布

—エンドオン測定—

図-9(a)～(c)にエンドオン測定により得られた軸方向線積分電子密度の放電管断面上分布(左図)及び計算機処理により得た線積分密度の等高線図(右図)を示す。図中の時間は主放電開始後の時刻であり+印は放電管中心軸(=コイル中心軸)を示している。図-9から形成過程のプラズマの断面形状には、凹凸状に示される密度分布の非対称性及びプラズマ集中部の放電管軸からの偏りが認められる。これは主放電開始直前の初期プラズマの非対称分布に起因するフルートモードの存在を予想させるが詳しい説明はまだなされていない。プラズマのシフト方向はバイアス磁場を入れない通常テータピンチモードでの運転時と逆である。これはフィーダー等の不整磁場発生要素の配置のみによってシフトが決まるのではなく初期プラズマの非対称性による空間的に不均一な磁力線再結合の発生など別の要因があることを示唆している。

30 m Torr 程度の比較的低い初期圧においてはプラズマの再現性は良好ではなく、積分密度にもそのためのバラツキが現れた。そこで、軸方向積分電子密度の時間変化を観るために、再現性の良い高い初期圧での放電を行い、測定したコイル断面のフィーダ一部を通る直径上の線積分密度の分布を測定時刻順に並べて図-10を得た。同図(a)と(b)の条件を比較すると、バイアス磁場強度は(b)の場合が(a)の場合より50%強く差が顕著であるが初期圧に関しては10 m Torr の違いで高い初期圧からみて差は殆ど無いとみなせる。図-10(a), (b)両図共に、バイアス磁場がプラズマ中に捕捉されたことを示す積分密度の双峰分布が認められるが同分布の消失はバイアス磁場の弱い(a)の方が早い。また分布の広がり进行比较すると明らかに(b)の方が広がり大きく、最大広がりに至る時刻も(b)の方が早い。これらは、バイアス磁場が強い程配位形成が素早く行われ、またその後も長時間配位が維持されること²²⁾を確認する結果である。また、上図(a), (b)から、プラズマが主放電開始後1.8 μsec 前後で最大広がりを示し同時に総粒子数も最大になっていることが推察できるが、雪かきモデル²³⁾により半径方向の最大ピンチ時刻を計算すると初期圧75~85 m Torr で約0.7 μsec となり、半径方向の圧縮効果のみでは図に現れている現象を説明できない。このことについては次章で考察する。

—サイドオン測定—

FRC プラズマの形成過程を立体的に調べるために放電管に直交する方向からのサイドオン測定を行った。サイドオン測定においてはプラズマ中のレーザー光の透過距離がエンドオン測定の場合より短く、測定可能となる状況がより制約されたものとなった。実際、初期封入ガス圧力70 m Torr 以上の条件で主放電開始後2.5 μsec 以前でのみ測定することができた。このように初期圧が高い場合には温度が上がらずプラズマの導電率が低くなるので、逆転磁場配位の持続時間は短くなるが、主放電開始後の短い時間内のプラズマの振舞いは初期圧の低い場合のプラズマの振舞いと定性的には同様になると考えられる。サイドオン測定を行うに当たり、1)スリット状の窓付きコ

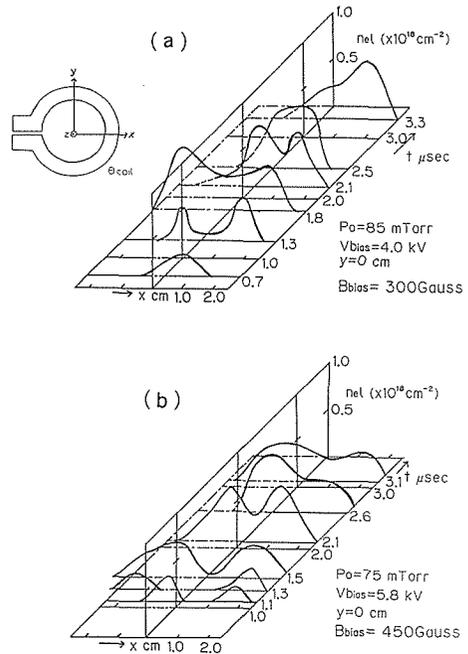


図-10 軸方向積分電子密度分布の時間変化

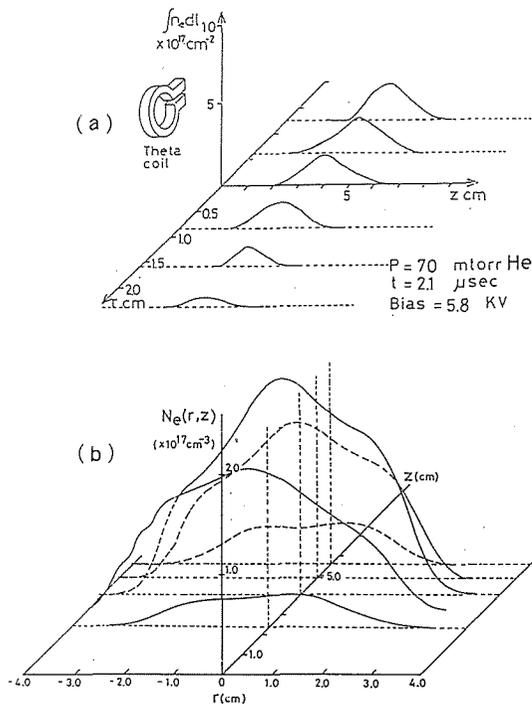


図-11 サイドオンホログラフィー干渉測定より得られた積分電子密度分布(a)及び非対称アーベル変換して得た局所電子密度分布(b)

イル使用に付随する回折効果の影響の問題及び2)基準フリンジの与え方の問題が生じたが、1)については光学系のモデル計算により影響を無視して良いことがわかり²⁴⁾、また2)についてもFRCプラズマが閉じた磁場の存在により放電管軸中心付近に比較的局在した形で存在することから管壁近くは真空に近くなり、この部分でのフリンジパターンを基準にできることから管軸に平行にフリンジパターンを作ることにより解決できた。測定した領域はスリット状態のついた分割コイルの中央部から排気系側に向かって軸方向に8 cm以内の領域である。図-11(a)と11(b)に得られた積分密度分布及び非対称アーベル変換²⁵⁾して得た局所密度分布の一例を示す。図からプラズマが全体として測定領域の中央付近に濃密に存在していることがわかるが、この結果は、測定時刻と併せて推察すると、後述するようにリコネクション後にプラズマが中央部へ収縮運動をしている途中の過程を示している可能性が高い。尚ホログラフィー・サイドオン測定によりFRCプラズマを観測した例は筆者らの知る限り他に無く当研究が初めてであった²⁶⁾。

4. 考 察

2章で触れたように径方向最大圧縮時刻以後の半径変化にも関係していると推察される再結合後の磁力線の軸方向収縮によるプラズマの運動について考察する。

エンドオンホログラフィー測定で積分密度の双峰分布が、径方向の最大ピンチ時刻より2倍以上後の主放電開始後約 $1.8 \mu\text{sec}$ で最大広がりを示すことに関し次のような推定が可能である。コイル中央部で径方向の最大ピンチ状態になっても外側のコイル両端部ではまだ径方向の圧縮は充分行われるに至らず従って磁力線のつなぎ換え(再結合)もその時点では完了していないと推定される。それ故コイル中央部での径方向最大ピンチ以後も磁力線再結合が進行すると共に磁力線の軸方向収縮が継続して起こり、放電管両端付近に希薄な密度で広がっていたプラズマがコイル内部へ向かってかき集められていく。この時のセパトリックスの様子は、コイル内側から外側両端部へ向かう程セパトリックス半径が大きくなっており従ってその内部の閉じた磁力線も両端部へ向かって膨れた形をしていると予想される。即ち、かき集められたプラズマは磁力線に沿って軸方向に進むと共にコイル軸にも近づいてゆき、より小さな半径位置での軸方向に観た積分密度の増加をもたらす。図-10の結果で約 $1.8 \mu\text{sec}$ の時刻まで積分された密度の分布の広がりが大きくなっていくということは、測定下限とした積分密度($3.2 \times 10^{16} / \text{cm}^2$)に対応する半径位置が管壁に向かうことを意味するが、上述のプラズマの動きを反映した現象と考えられる。また、プラズマがコイル中央部の、磁力線がコイル軸に平行な領域に達すると、磁気圧の無い磁場の零点

(平衡時には主半径位置)付近に集積してゆくことが考えられ、このことが図-10 において双峰分布の峰に対応する積分密度の増加として現れているとみなされる。以上述べた軸方向収縮運動が終息するのが主放電開始後約 $1.8 \mu\text{sec}$ の時点であるとすると、観測結果の説明がつく。

次にサイドオン測定の結果を軸方向収縮の観点から診てみる。図-11 の結果にはコイル中央断面 ($z=0$) に近づくにつれ密度が減少している様子が認められる。即ちプラズマはコイル中央断面から数センチメートル離れた領域に一塊となって存在している。この形態の解釈は2通り考えられ、一つは磁力線の軸方向収縮によりコイル中心部へ向かって進む途上にあるプラズマ塊とみなすことであり、もう一つの解釈はプラズマが何らかの原因で軸方向に分裂した後の一方のプラズマとみなすことである。後者の解釈をとると図-11 を得た観測時刻にはコイル中央部にはプラズマが殆ど存在しないことになるが、 $Z=-1$ (cm) の位置での図-5 の反磁性量の測定結果は、別放電の結果ではあるが、時刻 $2.1 \mu\text{sec}$ において有意なプラズマが存在することを示している。また図-11(a) から軸に沿った軸方向積分密度を求めてみると約 $3 \times 10^{17}/\text{cm}^2$ となるが、初期圧のわずかに異なる図-10(b) の結果の時刻 $2.1 \mu\text{sec}$ の分布から同じ量を読み取るとおよそ $5 \times 10^{17}/\text{cm}^2$ となり両者の間には約2倍に近い違いがある。二つの結果が同一放電から得られていないこと及び初期圧に僅かではあるが違いがあることから完全に断定できないが、本実験条件下ではプラズマが二分した状態になる明確な機構 (例えばテアリング不安定性²⁷⁾) が考えにくいことと合わせ、図-11 の結果は軸方向収縮により軸方向運動の途上にあるプラズマを示すとみなすことが妥当である。しかしながら、図-11(b) の局所密度分布には図-10 の双峰分布を与える軸付近の密度低下が認められず問題点も残されている。

上述の軸方向収縮に伴うプラズマの振舞いを仮定すると、図-6 に現れている半径の最大圧縮時刻後の振動は軸方向収縮の結果として起こることが予想される軸方向の緩和運動を示すものと考えられる。

5. 結 論

逆転磁場配位の形成に関して、主にホログラフィー干渉法による密度測定の結果から主圧縮磁場印加後の径方向圧縮および軸方向収縮過程のプラズマの振舞いを調べ、以下の知見を得た。

- (1) 径方向の最大圧縮が起きた後のプラズマの断面形状には凹凸状に示される密度分布の非対称性が認められる。またプラズマ集中部の放電管軸からの偏りが認められる。
- (2) 軸方向から観た積分密度にはバイアス磁場が捕捉されたことを示す双峰状の分布が認められる。双峰分布の消失はバイアス磁場強度が弱い程早い。
- (3) 磁力線再結合後の軸方向収縮によるコイル中心部へのプラズマのかき集めが卓越して起きている。軸方向から観た積分密度分布の拡がり及び双峰分布の峰の高さの時間変化からプラズマの軸方向運動の様子が推定できる。プラズマはコイル両端部の膨らんだ磁場形状に応じコイル中心部に向かって軸方向に進むと共にコイル軸に近づく運動をする。
- (4) コイルのサイドから観た密度分布も軸方向運動途上のプラズマを示すとみなし得る。
- (5) プラズマ半径は径方向の最大圧縮後に振動を呈する。この現象は径方向の緩和振動よりは軸方向の緩和運動の効果を示している可能性が高い。

謝 辞

本研究を進めるに当たり、懇篤な指導助言を賜りました粥川尚之教授、青木義明助教授 (以上、先端電磁流体実験施設) 及び本間利久教授 (電気工学科電気磁気学講座)、榎戸武揚助教授 (瞬間

強力パルス状放射線発生装置研究室) に謹んで感謝の意を表します。また技術的な面で御協力戴きました北市雅敏技官(加速器研究室)及び北川広貴技官(原子工学科エネルギー変換工学講座)に厚く感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 平野恵一：日本物理学会誌，(昭56)，36，p. 52
- 2) Hoffman, A. L., Milroy, R. D. : Phys. Fluids, 26 (1983), 11, p. 3170
- 3) 石村 勉：プラズマ・核融合学会第2回年会講演予稿集，(1985)，p. 86
- 4) Barns, D. C., Seyler, C. E. : Proc. of US-Japan Joint Sympo. on CT and Energetic Particle Injection : Princeton, 1979 ; p. 110
- 5) Ohi, S., et al. : Phys. Rev. Lett., 51 (1983), p. 1042
- 6) Es'kov, A. G., et al. : Proc. of the 7-th Sympo. on Plasma Physics and Cotrolled Nuclear Fusion Research (Insbruck) : Vol. 2, p. 187, IAEA, Vienna (1978)
- 7) Siemon, R. E., et al. : Fusion Technology, 9 (1986), No. 1, p. 13
- 8) McDonald, K. F., et al. : Conf. Rec. Abstr. of 1988 IEEE Int. Conf. on Plasma Sci. (Seattle, WAS. USA); 3A9, p. 68, (1988)
- 9) 後藤誠一：プラズマ・核融合学会第5回年会予稿集，(1988)，p. 76
- 10) 桂井 誠：プラズマ・核融合学会第3回秋期講演会予稿集，(1986)，p. 19
- 11) Armstrong, W. T., et al. : Phys. Fluids, 24 (1981), 11, p. 2068
- 12) Green, T. S. : Nucl. Fusion, 2 (1962), p. 92
- 13) Tuszewski, M. : Phys. Fluids, 24 (1981), 11, p. 2126
- 14) Morse, R. L. : Los Alamos Report, LA-3844-MS (1968)
- 15) Bodin, H. A. B. and McNamara, B. : Plasma Physics, 9 (1967), p. 505
- 16) 谷津茂男，他：北大工学部研究報告，(1988)，第139号，p. 171
- 17) Jahoda, F. C., et al. : Appl. Optics, (1967), p. 1407
- 18) Knox, S. O., et al. : Phys. Fluids, 25 (1982), p. 262
- 19) Mckenna, K. F., et al. : Phys. Rev. Lett., 50 (1983), p. 1787
- 20) 姫野俊一，他：電気学会論文誌 A, (昭54)，99，p. 458
- 21) 小澤保知，他：北大工学部研究報告，(1978)，第86号，p. 161
- 22) Milroy, R. D., Brackbill, J. U. : Phys. Fluids, 25 (1982), 5, p. 775
- 23) 木山 学：電子技術総合研究所研究報告，(昭53)，787，p. 88-91
- 24) 松村正史：北大工学部卒業論文〔電気工学科〕，(昭59年2月)
- 25) Yasutomo, Y., et al. : IEEE Trans. Plasma Sci., 9 (1981), p. 18
- 26) 山岡人志，他：プラズマ・核融合学会第1回年会講演予稿集，(1984)，p. 109
- 27) Bodin, H. A. B. : Nuclear Fusion, 3 (1963), p. 215