ポロイダルヘリオトロン形逆磁界ピンチの実験

正 員 押 山 宏 (京都工繊大)
 准 員 梅 田 康 夫 (京都工繊大)
 准 員 羽 室 英太郎 (京都工繊大)
 准 員 伊 本 杉 男 (京都工繊大)
 准 員 玉 城 礼 二 (京都工繊大)

1. ま え が き

トカマク以外の核融合炉へのアプローチとして、ステラレータ、ヘリオトロン、ミラー、レーザ核融合などが考えられるが、このほかに逆磁界のトロイダルピンチ (RFP) は高温プラズマの閉じ込めに関して優れた磁界配位を有しているので、炉として有望な一つであろう。この RFP はトカマクと同様にトロイダル電流を流し、軸対称またはヘルカル対称な磁界配位を作るもので、磁力線の強いシアと金属壁による安定化効果で安全係数 q が 1 よりも小さく、プラズマのベータ値が高くとれるのが特徴である⁽¹⁾。

例えば、理想電磁流体力学的モデルにより解析するとベータ値として 30~40% は許容でき⁽²⁾、またジュール加熱のみで炉の点火が可能であるとの報告もなされている⁽³⁾。RFP の研究は、初めイギリスの ZETA において勢力的に行なわれ、その後いわゆる Taylor の緩和理論⁽⁴⁾、すなわち RFP はプラズマの緩和過程において最終的に落ちつくポテンシャルエネルギー最小な安定な系であることが裏付けされたこともあって、イギリスのカラム、イタリアのパドバ、アメリカのロスアラモスで研究が急速に進んだ。更に、日本では電子技術総合研究所の TPE-1RM ではプラズマ電流 120 kA、600 eV、ベータ値 10% のプラズマを得ており、この分野でも確実な発展がみられる⁽⁵⁾。

さて、RFP の磁界配位の形成には、(1) プログラミング法、(2) セルフリバース法、(3) Aided セルフリバース法などが用いられている⁽¹⁾。

本論文では RFP の形成としてポロイダルヘリオトロン磁界のセパトリクスを用いる方法を提案し、実験で観測した RFP 配位およびその配位に関連したプラズマの閉じ込めについて述べる。なお、この方法は昭和 52 年に初めて考察され、初等的な実験が行なわれた⁽¹¹⁾。簡単にこの方法の特質を列挙する。

(1) ポロイダルヘリオトロン磁界 (PH 磁界) がもつセパトリクスが RFP の形成段階で磁気リミターの役割を果たし、プラズマが放電管壁にあたるのを弱め、その結果、不純物混入を軽減する。

(2) 放電の最初から周辺部に逆磁界配位があるとプラズマは高い MHD 安定性を示すという理論⁽²⁾に従うと、PH 磁界は逆極性コイル下で縦方向磁界 B_z が内と外で反転しているので安定化作用が期待できる。

(3) この方法により非軸対称 RFP プラズマ (または α 方向に不均一な RFP 配位) が得られ、それらの平衡、安定性などを吟味できると同時に、補助コイルにより軸対称 RFP も得られ、両者を比較検討できる。また、非軸対称 RFP の研究はダイバータ導入の可能性の手がかりを得るのに重要である。

さて、最近 RFP におけるピッチ $P = r B_z / B_\theta$ の反転を外部よりヘルカル磁界を加えることに形成維持する方法、すなわち OHTE が大河氏により提案された⁽¹²⁾。これは、プラズマ外部に $l=2$ または $l=3$ のヘルカル巻線を設け、ヘルカル磁界によるいわゆる磁界変換 (translational transform) を作り出すものである。この磁界変換はプラズマの中心付近での磁界ピッチに大きな影響を与えることなく、プラズマの境界で

Experiment on Reversed Field Pinch Assisted by Poloidal Heliotron Magnetic Field. By Hiroshi Oshiyama, Member, Yasuo Umeda, Associate, Eitaro Hamuro, Associate, Sugio Imoto, Associate & Reiji Tamaki, Associate (Faculty of Industrial Arts, Kyoto Technical University).

押山 宏: 正員, 京都工芸繊維大学工芸学部
 梅田康夫: 准員, 京都工芸繊維大学工芸学部
 羽室英太郎: 准員, 京都工芸繊維大学工芸学部
 伊本杉男: 准員, 京都工芸繊維大学工芸学部
 玉城礼二: 准員, 京都工芸繊維大学工芸学部

の磁界ピッチをプラズマの表皮効果やダイナモ効果に無関係に定常的に制御できる特徴を有していると考えられる。

一方、ポロイダルヘリオトロンの磁界は磁界変換はないが、部分的にピッチ反転を作り出しており、OHTEと異なった概念で両者は実験的にどのような違いのプラズマが得られるか興味もたれる。

2. 逆磁界配位の形成

Taylor の緩和理論によると、完全導体シェルで囲まれた小さな抵抗率をもつ低ベータプラズマの系においては、無励配位がポテンシャルエネルギー最小な系である。従って、低ベータプラズマは緩和過程の後、 $\mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0$ となる⁽⁴⁾。

そこで、PH 磁界を用いた逆磁界配位の形成は簡単に次のように考えられる。図1に示すように、縦磁界保存の働きをする円筒銅シェルをもった PH 磁界 B_0 内で z 方向に電界をかけると、プラズマ電流 $\mathbf{J}$ はほぼセパトリクスの内側に流れる。このとき J_z の作る B_θ と B_0 で磁力線はヘリカルとなり、放電初期の低ベータプラズマでは $\mathbf{J} \times \mathbf{B} = \nabla P = 0$ を満たすヘリカル電流となる。電流の θ 成分は $J_\theta = J_z (B_\theta / B_z)$ となり、 B_{0z} を強めるパラマグ電流となっている。PH 磁界 B_{0z} は r と z の関数であるから、 J_θ は r と z の関数で特に AA' 断面内では他の断面に比べて B_{0z} が弱いことから J_θ はこの面で一番強く、従って B_{0z} を強める効果も大きいと考えられる (これを Paramagnetic 効果、以下、パラマグ効果と呼ぶ)。このように B_{0z} がプラズマ内で増幅されると、円筒銅シェルにはファラデーの電磁誘導の法則によりこの増幅を押さえる誘導電流が流れ、逆磁界を作る。言い換えれば、プラズマ電流 $\mathbf{J}$ が流れることによりプラズマ内部で B_{0z} の増幅が起こり、プラズマとシェル間では

図1 ポロイダルヘリオトロンの磁界

Fig. 1. Poloidal Heliotron magnetic field.

B_{0z} を弱めることになり逆磁界配位が形成される。このことは〈3・2〉節で述べるように実験的に確認され、また文献(6)で示されている。

更に、上記のことをやや定量的に調べるため、一般化されたオームの法則を用いる⁽⁷⁾。これは文献(7)の Braginskii の表現式を MKSA 系で書いて、

$$\mathbf{E} + (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + (\nabla P_e - \mathbf{R}_T) / en_e = \mathbf{J}_\parallel / \sigma_\parallel + \mathbf{J}_\perp / \sigma_\perp + (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) / en_e \dots (1)$$

ここで、 P_e : 電子流体のスカラー圧力、 $\mathbf{R}_T$: 衝突によって電子がイオンより受ける温度こう配による力、 $\sigma_\parallel, \sigma_\perp$: 磁界に平行および垂直方向の導電率、その他の物理量は通常の意味をもつ

となる。(1)式を円柱座標 (r, θ, z) で、 $\mathbf{B} = (B_r, B_\theta, B_z)$, $\mathbf{v} = 0$, $\sigma_\parallel = 2\sigma_\perp$ (Paramagnetic 効果⁽⁸⁾), $\partial/\partial\theta = 0$ の仮定で J_θ, J_z を求めると、

$$J_\theta = \sigma_\perp \left\{ \frac{B_r B_\theta}{B^2} E_r + \left(1 + \frac{B_\theta^2}{B^2} \right) E_\theta + \frac{B_\theta B_z}{B^2} E_z + \frac{3}{2} \frac{1}{\tau_e \omega_e e} \left(\frac{B_z}{B} \frac{\partial}{\partial r} k T_e - \frac{B_r}{B} \frac{\partial}{\partial z} k T_e \right) - \frac{1}{e} \frac{B_r B_\theta}{B^2} \frac{\partial}{\partial r} k T_i - \frac{1}{e} \frac{B_\theta B_z}{B^2} \frac{\partial}{\partial z} k T_i \right\} \dots (2)$$

$$J_z = \sigma_\perp \left\{ \frac{B_z B_r}{B^2} E_r + \frac{B_z B_\theta}{B^2} E_\theta + \left(1 + \frac{B_z^2}{B^2} \right) E_z - \frac{3}{2} \frac{1}{\tau_e \omega_e e} \frac{B_\theta}{B} \frac{\partial}{\partial r} k T_e - \frac{1}{e} \frac{B_z B_r}{B^2} \frac{\partial}{\partial r} k T_i - \frac{1}{e} \left(1 + \frac{B_z^2}{B^2} \right) \frac{\partial}{\partial z} k T_i \right\} \dots (3)$$

ここに、 ω_e : 電子の角周波数、 τ_e : 電子とイオン衝突時間

を得る。正の J_θ はパラマグ効果を示す。以下、簡単のため $E_r = E_\theta = 0$, $\partial/\partial z = 0$, 温度 T_e, T_i からの寄与は十分小さいと仮定すると、 $\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}$ は

$$\frac{d}{dr} B_\theta + \frac{1}{r} B_\theta = \mu_0 \sigma_\perp \left(1 + \frac{B_z^2}{B^2} \right) E_z \dots (4)$$

$$\frac{d}{dr} B_z = -\mu_0 \sigma_\perp \frac{B_z B_\theta}{B^2} E_z \dots (5)$$

となる。ただし、PH 磁界 B_0 は r と z の関数なので、上式は厳密には PH 磁界中でジュール電流が作る磁界分布を与えないが、若干定量的議論はできる。

さて、 $B_z \gg B_\theta$ の仮定が成り立つ軸付近では(4)式より

$$B_\theta = \mu_0 \sigma_\perp E_z r \dots (6)$$

(5)式より、

$$B_z^2 = B_0^2 + (\mu_0 \sigma_\perp E_z)^2 (a^2 - r^2) \dots (7)$$

を得る。ただし E_z を一定と仮定し、 $r=a$ で $B_z=B_0$ とした。 $2\sigma_1 E_z=J_z$ だから右辺第2項はジュール電流が作る磁界を意味しており、真空磁界に対しパラマグで、その増幅度 A は軸上で

$$A=B_z(r=0)/B_0=[1+(\mu_0\sigma_1 E_z a/B_0)^2]^{1/2} \\ = [1+(\mu_0 I_z/2\pi a B_0)^2]^{1/2} \dots\dots\dots (8)$$

ただし、

$$I_z=\int_0^a J_z r dr d\theta=2\pi a^2 \sigma_1 E_z$$

である。具体例として $a=3\text{cm}$ 、 $I_z=20\text{kA}$ 、 $B_0=500\times 10^{-4}\text{T}$ では $A=2.58$ となる。(8)式から B_0 の弱い AA' 断面内で A が大きく、従ってシェルの効果でこの断面内で逆磁界配位が生じやすいと考えられる。

3. 逆磁界ピンチの実験および検討

〈3.1〉 実験装置 図2の直線装置において、ポロイダルヘリオトロン形逆磁界ピンチの実験を行なった。ガラス放電管の内径は 10cm 、銅シェルは内径 14.2cm 、厚さ 1mm である。放電管内には 72cm 離れて直径 5cm の円板電極 (a, b) が相対している。PH 磁界は九つの円形コイルを 8cm の等間隔に分離して置き、相隣のコイルの電流は逆方向に流して作る。偶数番コイル直下に半径 4.2cm の $B=0$ の中性線ができており、このときの B_{0z} の径方向分布の一例は図3である。中性線の位置はある程度任意に定めることができ、これによって逆磁界配位の $B_z=0$ の位置を制御できる。プラズマの生成は放電管内を $6\times 10^{-6}\text{Torr}$ の真空にした後、パフによりヘリウムガスを入射し、実験目的に応じて $2\sim 50\text{m Torr}$ に満たし、両電極間にコンデンサ ($600\mu\text{F}$ 、最大 5kV) の電圧を印加してジュール電流を流す。このとき J_θ により真空磁界 B_{0z} がプラズマ内で強められ、プラズマとシェル間には縦磁界保存の理により逆磁界が生じ

る。シェルは縦磁界の変化に対して 2.4ms の表皮時間をもっている。

〈3.2〉 逆磁界配位の観測 図4は初期充てん圧力 35m Torr ヘリウムプラズマにおける典型的な放電波形で、2段階にジュール電界を印加して RFP 配位を維持している。図において、 I_p はログウスキーコイルで測定した全プラズマ電流、 B_z 、 B_θ は外径 8mm のガラス管内に収められた磁気プローブで測定した。 $B_z(r=0)$ の信号は初期のバイアス磁界 (PH 磁界) をプラズマ電流が増幅していることを示し、シェルのすぐ内側の信号 $B_z(\text{wall})$ からはシェルの効果でプラズマとシェル間では逆磁界配位が作られているこ

図3 ポロイダルヘリオトロン磁界の z 成分の径分布

Fig. 3. Radial distribution of z -component of PH field.

図4 逆磁界配位を示す典型的な放電波形
Fig. 4. Typical discharge signal for showing the RFP.

図2 実験装置の概略図

Fig. 2. Schematic drawing of experimental device.

図 5 逆磁界配位における磁界および
プラズマ圧力分布

Fig. 5. Field and pressure distributions in the RFP.

図 6 RFP における磁界分布

Fig. 6. Field distributions in the RFP.

とがわかる。逆磁界配位を示す具体的な分布は図 5 と図 6 である。

図 5 は $I_p \approx 9.5 \text{ kA}$ (最大), 初期ガス圧 $P_0 = 10 \text{ mTorr}$, He プラズマで $B_{0z} = 150 \times 10^{-4} \text{ T}$ のときの B_θ , B_z 分布およびこの分布から平衡方程式を使い, 求めたプラズマ圧力分布 (40 μs のときの値) である。なお, T_e はダブルプローブ法より求め約 5 eV を得た。軸上のベータ値は 0.16 と比較的高い値を取っている。この図はコイル 4-5 間の分布である。破線は B_{0z} の分布である。 $r \geq 5.5 \text{ cm}$ で逆磁界となっている。 $R_B = B_\theta(\text{max})/B_z(r=0) = 0.6$ で, これは Taylor 氏が導いた RFP が最小ポテンシャル配位を取るときの値 $R_B = 0.58$ (ベッセル関数のモデル) に近い値である⁽¹³⁾。

一方, $P_0 = 50 \text{ mTorr}$, $I_p \approx 8 \text{ kA}$ (max), $B_{0z} = 90 \times 10^{-4} \text{ T}$ における B_θ , B_z 分布が図 6 である。このとき $r \geq 4 \text{ cm}$ で逆磁界になっているが, プラズマ

電流の作る B_z は小さく, $R_B = 1$ または 1 より大となっている。この理由として, 初期ガス圧力増大のためにプラズマ温度が上がらず, 導電率が低く, 従って J_θ が小さいのが一因と考えられる。プラズマの特性は初期ガス圧 P_0 , バイアス磁界 B_{0z} によってかなり変化することから, 最適な放電条件が存在すると思われる。

いずれにせよ, 図 5 と図 6 に見られるように PH 磁界の中でジュール電流を流すと, シェルの助けにより逆磁界配位が作られることが実験的に観測できた。なお, 各コイル断面での B_z , B_θ 分布については文献 (6) に詳述されている。ただ注意すべきことは, 逆磁界配位が形成されやすいのは AA' 断面から BB' 断面にまたがる領域であり, CC' 断面では PH 磁界が外に向かって増大しているために極めて大きなプラズマ電流を流さないと逆磁界配位が形成されない。この点を改良する方策は〈3・6〉節で述べる。

〈3・3〉 縦方向磁界の増幅 多くの α ピンチの実験において縦方向磁束の増加が観測されているが, この増加の一部分はピンチ効果とパラマグ効果 (導電率の非等方性の仮定 $\sigma_{||} = 2\sigma_{\perp}$) によるものと説明されている⁽⁸⁾。そこで, パラマグ効果を見るために $r=0$ で B_z を観測した。予想される B_z は (7) 式より

$$B_z(r=0) = \sqrt{B_0^2 + (\mu_0 \sigma_{\perp} E_z)^2} \\ = \sqrt{B_0^2 + (\mu_0 I_z / 2\pi a)^2} \dots \dots \dots (9)$$

である。 B_0 は初期のバイアス磁界 (PH 磁界) と考えてよい。さて, 図 7 は $P_0 = 40 \text{ mTorr}$, ヘリウムプラズマにおいて, 横軸に I_p , 縦軸に $B_z(0)$ を取ったもので, ○印は実測値を示した。実験は $a = 4.0 \text{ cm}$ として (9) 式を計算したものである。 $B_0 \ll (\mu_0 I_z / 2\pi a)$ では $B_z(0) = \mu_0 I_z / 2\pi a$ となり, $B_z(0)$ は I_p に比例

図 7 プラズマ電流による縦方向磁界
 B_z の増幅作用

Fig. 7. Amplification of longitudinal field B_z due to plasma current.

する。(9)式が実験を説明する厳密解でないので補正および a の正しい評価が必要であるが、実測値と計算値が良く合うことから、非等方性の仮定($\sigma_{\parallel}=2\sigma_{\perp}$)はある程度良い仮定と考えられる。

〈3.4〉 F - θ ダイアグラム Taylor の理論によれば、プラズマの内部エネルギーが磁界のエネルギー $W = \int_{2\mu_0} \frac{B^2}{2} dV$ に比べて無視できるとき、 W の最小は $K = \int \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV$ が不変量という仮定のもとで、 $\text{rot } \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$ なる無力場であることが示されている⁽⁵⁾。ここで、 α は一定値である。

この無力場を円柱座標系(r, θ, z)を用いて解くと、軸対称な解は

$$B_r = 0, \quad B_\theta = B_0 J_1(\alpha r), \quad B_z = B_0 J_0(\alpha r) \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここに、 J_0, J_1 : 零次と一次のベッセル関数で与えられる。このときピンチ比 $\theta = B_\theta(\text{wall})/\langle B_z \rangle$ および逆転率 $F = B_z(\text{wall})/\langle B_z \rangle$ を導入して(10)式を用いると、

$$\theta = \frac{\alpha}{2} b, \quad F = \frac{\alpha b J_0(\alpha b)}{2 J_1(\alpha b)} = \theta \frac{J_0(2\theta)}{J_1(2\theta)} \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここで、 b : 完全導体壁の半径、 $\langle B_z \rangle$: 断面平均

を得る。この F と θ の関係を F - θ ダイアグラムと呼び、プラズマの緩和過程において系がエネルギー最小にあるかどうかの目安を与える。

また $a \leq r \leq b$ 間に真空領域があるときは、(11)式は(12)式となる。ただし、 a はプラズマ半径である。

$$\left. \begin{aligned} F &= J_0(\alpha a)/(2a J_1(\alpha a)/b^2 \alpha) \\ &\quad + J_0(\alpha a)(1-a^2/b^2)) \\ \theta &= a J_1(\alpha a)/(2a J_1(\alpha a)/b \alpha) \\ &\quad + b J_0(\alpha a)(1-a^2/b^2)) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (12)$$

図8は実験で得られたプラズマの挙動を F - θ 上にプロットしたものである。 $B_z(\text{wall}), B_\theta(\text{wall})$ は磁気プローブで測定し、 $\langle B_z \rangle$ は $\langle B_z \rangle = \Phi/\pi b^2$ なので Φ を Flux ループで計測し求めた。同図(a), (b)は初期 PH 磁界 $\langle B_z \rangle$ をパラメータにしたときの時間推移で、数字は放電開始後の時刻(μs)である。図中、BFM は真空領域のないときの関係式(11)を示しており、HBM は真空領域のないときの高ベータ値の曲線である。BFM と HBM で囲まれ、かつ $F < 0$ の領域は安定な緩和領域と言われている。真空領域が存在するときは、(12)式に基づいて幾つかの a/b に対して曲線を示した。本実験では $a/b = 0.56 \sim 0.7$ ($b = 7.1$

図 8 二つの異なる放電パラメータに対する F - θ の時間推移

Fig. 8. Experimental trajectories of F - θ for two different discharge parameters.

cm, $a = 4 \sim 5$ cm) である。なお、プラズマがヘリカル状のときは F - θ ダイアグラムとしてヘリカル配位のものを用いる必要があるが、ここでは軸対称の F - θ を用い緩和状態を見る一つの目安とした。放電パラメータを適切に選ぶことにより、安定な緩和領域に近いプラズマの生成ができることを示している。また、図のように F - θ 上で緩和領域の常に左から右に時間的に移動しているが、これはエネルギー的にむだなく形成されることを意味している。右から左への移動はプラズマがエネルギーを吐出して最小エネルギーになろうとすることを意味しており、この緩和過程はエネルギー的に得策でないと考える。

〈3.5〉 MHD 不安定性 電流駆動形不安定性の中で最も危険なモードは $m=1$ のキンク形である。ここではこのモードの測定について述べる。一般に円柱状ピンチプラズマが電磁流体力学的に記述できるとし

図 9 $m=1$ の B_θ 成分を検出する cos コイル
Fig. 9. cos-coil for picking up $m=1$ component of B_θ .

て、平衡状態からの微小振動モードは $A(r)\exp(im\theta + ikz + \omega t)$ と書ける。特にプラズマ柱の外の真空磁界はハンケル関数 H_m を用いて

$$B_r = B_1 H_m'(ikr) \exp(im\theta + ikz + \omega t)$$

$$B_\theta = (m/kr) B_1 H_m(ikr) \exp(im\theta + ikz + \omega t)$$

$$B_z = B_1 H_m(ikr) \exp(im\theta + ikz + \omega t)$$

で与えられる⁽⁹⁾。そこで、 $m=1$ モードの B_θ と B_z を測ることを考える。

まず、 B_θ の計測として図 9 のように平均半径 b 、断面積 S のログウスキーコイルを用意する。ただし、コイルの巻き方はその巻数を $n_c(\theta) = n_0 \cos \theta$ にする(以下、このコイルを B_θ 用 cos コイルと言う)。

このコイルに鎖交する磁束は

$$\Phi_{\theta \cos} = \int_0^{2\pi b} s n_c(\theta) B_\theta(b, \theta, z) dl$$

$$= (s n_0 / k) \pi B_1 H_1(ikb) \cos kz \dots (13)$$

である。次に巻き方が $n_s(\theta) = n_0 \sin \theta$ の B_θ 用 sin コイルに鎖交する磁束は

$$\Phi_{\theta \sin} = \int_0^{2\pi b} s n_s(\theta) B_\theta(b, \theta, z) dl$$

$$= -(s n_0 / k) \pi B_1 H_1(ikb) \sin kz \dots (14)$$

である。また同じ考え方により微小振動モード B_z の $m=1$ を検出するための B_z 用 cos コイル ($N_0 \cos \theta$ と巻かれている) と B_z 用 sin コイル ($N_0 \sin \theta$ と巻かれている) に鎖交する磁束は

$$\Phi_{z \cos} = b \bar{s} N_0 \pi B_1 H_1(ikb) \cos kz \dots (15)$$

$$\Phi_{z \sin} = -b \bar{s} N_0 \pi B_1 H_1(ikb) \sin kz \dots (16)$$

ただし、 $\bar{s}$: コイル断面積

で与えられる。(13)~(16)式より、

$$\Phi_k \equiv \frac{(\Phi_{\theta \cos}^2 + \Phi_{\theta \sin}^2)^{1/2}}{(\Phi_{z \cos}^2 + \Phi_{z \sin}^2)^{1/2}}$$

$$= \frac{1}{kb} \left(\frac{n_0}{N_0} \frac{s}{\bar{s}} \right) \dots (17)$$

上式は四つの量 $\Phi_{\theta \cos}$, $\Phi_{\theta \sin}$, $\Phi_{z \cos}$, $\Phi_{z \sin}$ を測り、

(a) プラズマ中心位置の変動, (b) プラズマ電流
(c) B_θ 用 sin コイルの信号, (d) B_θ 用 cos コイルの信号
(a) Displacement of plasma column, (b) plasma current,
(c) signal of B_θ -sin coil, (d) signal of B_θ -cos coil.

図 10
Fig. 10.

Φ_k を求めれば $kb = n_0 s / N_0 \bar{s} \Phi_k$ より波数 k が測れることを示している。 $n_0 s / N_0 \bar{s}$ は既知の k をもったヘリカル状の電流で校正しておけばよい。なお、 B_z 用 sin コイルと cos コイルは $N_0 \sin \theta$, $N_0 \cos \theta$ をそれぞれ 30° ごとに 12 個のコイルで近似したもので、 N_0 は 30 回巻とした。また、 B_θ 用 sin および cos コイルの出力から、プラズマ電流中心の放電管軸からのずれ l を知ることができる。

放電で得られるプラズマは PH 磁界の初期値 $\langle B_z \rangle$ やガス圧力 P_0 、プラズマ電流値に応じて種々の振舞を示す。 $\langle B_z \rangle = 140 \times 10^{-4} \text{ T}$ 以上では B_θ 用 sin, cos コイルの信号および B_r の信号から判断してプラズマはほぼ軸対称配位となっているが、 $\langle B_z \rangle = 110 \times 10^{-4} \text{ T}$ 以下では明らかにキंकモードまたはヘリカル対称な配位が観測できる。図 10 は比較的静かな放電における l を (a) 図に、プラズマ電流波形は (b) 図に、 B_θ 用 sin と B_θ 用 cos コイルの信号は (c), (d) 図に示した。このときの放電のパラメータは電流最大 9.4 kA, $\langle B_z \rangle = 90 \times 10^{-4} \text{ T}$, $P_0 = 37 \text{ m Torr}$ である。プ

ラズマはヘリカル状と考えられる。 Δx , Δy は z 軸 (縦磁界方向) に垂直な面内の x 軸および y 軸方向のずれを示し、放電管内半径は $\Delta x = \Delta y = \pm 5$ cm に相当する。 Δ の信号からプラズマ電流の中心の動きは回転を伴っている。放電後 $40 \mu\text{s}$ で $\Delta y = -8.5$ mm と最大変位を示すが、 $50 \mu\text{s}$ 以後は $|\Delta| < 6$ mm となり、プラズマ柱の大きな変動は抑えられて放電管中心に落ち着く。

また、プラズマの回転はホール効果を考えたオームの法則

$$\mathbf{E} \sim -\mathbf{V} \times \mathbf{B} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} / ne$$

$$\sim -\mathbf{V}_i \times \mathbf{B} + (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e) \times \mathbf{B} \sim -\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}$$

で決まる電界 $\mathbf{E}$ を用いて

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = -\nabla \times \mathbf{E} \sim \nabla \times (\mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) \dots (18)$$

となる。この式は磁力線が電子速度 $\mathbf{V}_e$ (電子の反磁性ドリフト速度) で動くことを意味している。言い換えれば、 B_θ 用 $\sin$, $\cos$ コイルの出力より求めた図 10 の Δx - Δy 上での回転は B_θ の回転を意味しており、その B_θ は (18) 式によりプラズマ流体と共に $\mathbf{V}_e$ で運動していることになる。実験では電子の速度方向と回転方向が一致していた。

次に波長に関して考察する。図 11 は波長 $\lambda = 2\pi/k$ を B_θ 用 $\sin$ - $\cos$ コイルと B_z 用 $\sin$ - $\cos$ コイルの出力を、(17) 式に基づいて計算しプロットしたものである。放電のパラメータは図 10 と同じである。放電開始後 $40 \mu\text{s}$ 以後はほぼ 25 cm を中心に変動している。

さて、MHD 理論によれば最も危険な $m=1$ キンクモードの波長はピッチ $P = r B_z / B_\theta$ の分布から定め得る⁽²⁾。図 12 は実験で得られた P の分布とエネルギー

図 11 $m=1$ モードの波長の時間変化

Fig. 11. Time variation of wave length for $m=1$ mode.

一積分 $W = \frac{\pi}{2} \int_0^b \left\{ f \left(\frac{d\xi}{dr} \right)^2 + g_j \xi^2 \right\} dr$ における g_j を書いたものである。ただし、 $g = g_j + (2k^2 r^2 / (1 + k^2 r^2)) \times d p / d r^{(2)}$ 。 $k r B_\theta + m B_z = 0$, すなわち $P = -1/k$ ($m=1$) を満たす点は特異点である。二つの特異点 r_{s1} , r_{s2} に対して $r_{s1} \leq r \leq r_{s2}$ では $d\xi/dr = 0$ の変位を取り得るので、このとき $g_j < 0$ ならば不安定となる。さて、取り得る波長は電極間が 72 cm であるから $1/k$ は 11.5 cm^{-1} , 5.73 cm^{-1} , 3.82 , 2.86 , 2.3 (これらに対応する波長は 72 cm, 36 cm, 24, 18, 14.4) などのとびとびの値となる。特異点 r_s がどの位置にあれば系が不安定かは、ピッチ P が z 依存性をもっているので判断にくい。 $k < 0$ について考えると、 $-1/k_1 = 3.82$ ($\lambda = 24$ cm) の場合、線 a と関係式 $P = (1 + k_1^2 r^2) / k_1 (3 + k_1^2 r^2)$ を満たす曲線 a' に囲まれた領域では $g_j < 0$ である。また $-1/k_2 = 2.8$ ($\lambda = 18$ cm) の場合、線 b と曲線 b' に囲まれた領域では $g_j < 0$ である。例えば、 $-1/k_1 = 3.82$ に対しては No. 5 コイルのある断面内では特異点 r_{s1} と r_{s2} 間で $\xi = \text{一定}$ ととれ、かつ $g_j < 0$ なので不安定だが、No. 4 および No. 4-5 間の断面では特異点がないので不安定と言えない。結局、系全体の W を考える必要がある。しかし、 ξ が不明なので W の計算は困難である。そこで不安定になる目安として、少なくとも特異点が系内に生じ $g_j < 0$ となる $1/k$ を考える。すなわち、

図 12 三つの断面におけるピッチ P の径分布

Fig. 12. Pitch variation at three different cross-section.

図 13 補助コイルによる RFP の制御

Fig. 13. Control of RFP by means of the auxiliary coils.

$P(0) \geq |-1/k|$, あるいは $|P(r_w)| = 3.4 > |-1/k|$ 。これから $|-1/k| \sim 4$ となり, 不安定の波長 $\lambda < 8\pi \sim 25$ cm であろうと考える。この値は図 11 の観測値に近い。しかし, $\sin$ - $\cos$ コイルの出力波形を見ると振動が緩やかなので, 抵抗性不安定性の可能性もあり, 更にはヘリカル対称な逆磁界配位 ($\theta > 1.6$ では軸対称よりもヘリカル対称な RFP がポテンシャルエネルギーは小さい⁽⁴⁾) になっているとも考えられる。

〈3・6〉 補助コイルの効果 〈3・2〉節で少し触れたように, PH 磁界内でジュール電流を流すと図 1 の AA' , BB' 断面では逆磁界配位は形成されやすいが, CC' 断面内では図 3 に示すように B_{θ} は外側ほど大きな値 (CC' 断面は No. 5 コイルと指示した分布に相当する) のため, 大きなプラズマ電流を流さないと逆磁界配位は生じにくい。そこで, 図 2 で 3, 5, 7 番コイル下に補助コイル 10~12 番を置き, このコイル電流を制御して逆磁界配位を形成する助けとし, その効果について実験的に調べた。

図 13 において, (a) 図はプラズマ電流, (b) 図は $r=6$ cm 置いた磁気プローブの信号, (c) 図は $r=4.3$ cm に置かれた磁気プローブ A の信号である。補助コイル電流は放電後 50 μ s に加えられる。明らかに補助コイルの働きで $r=6$ cm で逆磁界配位となっている。ただし, (b) 図と (c) 図はプラズマがないときである。(a) 図はプローブ A の補助コイルがないときの信号で, 弱いセルフリバーサルと強い振動が観測されている。(e) 図は補助コイルを働かせたとき (d) 図の大きな振動が抑えられており, これは逆磁界配位の安定化効果と思われる。以上, 補助コイルを用い $\approx$ 依存性のない RFP 配位を作ることとは可能であると考え

4. む す び

本研究において得られた結果を次に要約する。

(1) ポロイダルヘリオトロソ磁界をバイアス磁界として用いることにより, 逆磁界配位が比較的容易に形成できる⁽¹⁰⁾。すなわち, PH 磁界内で $\approx$ 放電を行なうとプラズマ電流によりプラズマ内でバイアス磁界の増幅が生じ, 銅シェルの効果でプラズマとシェル間で逆磁界となることが実験的に示された。この方法による RFP の形成は, セルフリバーサスの現象を有効に利用した方法と考えられる。

(2) 上記のセルフリバーサスを助ける手段として補助コイルを置き, そのコイル電流を制御することによりほぼ $\approx$ 依存性のない RFP 配位が得られる。

(3) 初期充てんガス圧力 10 m Torr のヘリウムプラズマにおいて軸上のベータ値 0.16 の RFP 配位が得られた。このとき $R_B = B_{\theta}(\max)/B_z(r=0)$ は 0.6 で, ベッセル関数モデル (最小ポテンシャルの配位) の $R_B = 0.58$ に近い値である。

(4) F - θ ダイアグラム上で放電の時間経過を見ると, 安定な緩和領域に入るプラズマの生成は適切なパラメータを選ぶことにより可能である。PH 磁界を用いる方法は緩和領域の常に左から右に移動しており, これはエネルギー的にむだのない RFP 形成法と考えられる。

(5) MHD 不安定性における $m=1$ のキンクモードの波長を計測し, 理論的に予想される波長と比較検討した。

(昭和 57 年 8 月 16 日受付, 同 58 年 1 月 13 日再受付)

文 献

- (1) H. A. B. Bodin & A. A. Newton: "Reversed-Field-Pinch Research", *Nuclear Fusion*, **20**, 1255 (1980)
- (2) D. C. Robinson: "High- β Diffuse Pinch Configurations", *Plasma Phys.*, **13**, 439 (1971)
- (3) J. P. Christiansen & K. V. Roberts: CLM-P 620 (1980)
- (4) J. B. Taylor: *Phys. Rev. Letters*, **33**, 1139 (1974)
- (5) 小川: 「最近の RFP 研究 (TRE-1R(M) など)」, 核融合研究別冊 その 10, p. 47 (昭 57)
- (6) H. Oshiyama: *Tech. Rep. Inst. Atom. Energy*, Kyoto Univ., No. 181 (1980)
- (7) S. I. Braginskii: *Rev. Plasma Phys.*, **1**, 205 (1965) Consultants Bureau, New York
- (8) A. J. L. Verhage, et al.: *Nuclear Fusion*, **18**, 457 (1978)
- (9) M. Kruskal & J. L. Tuck: *Proc. Roy. Soc.*, **A 235**, 222 (1958)
- (10) H. Oshiyama: *J. Phys. Soc. Japan*, **49**, 1199 (1980)
- (11) 押山・小松・村上: 核融合研究, **38**, 631 (昭 52)
- (12) T. Ohkawa, M. Chu, C. Chu, & M. Schaffer: *Nuclear Fusion*, **20**, 1464 (1980)
- (13) J. B. Taylor: 3rd Topical Conf. on Pulsed High Beta Plasmas, Culham, Paper Bl. 6, 59 (1975)