「Self-Reversal 現象と動的安定化」

山本俊二, 川本成志, 石井彰三, 林 泉

(東京工業大学, 電気電子工学科)

(55年4月4日受理)

Self-Reversed Magnetic Fields and Dynamic Stabilization

by

Syunji Yamamoto, Shigeshi Kawamoto,
Shozo Ishii, and Izumi Hayashi

(Received April 4, 1980)

Abstract:

Self reversal of axial magnetic fields appearing in a stabilized linear Z-pinch has been investigated. Photographical observation confirmed the self reversal associated with the helical kink instability of a short wavelength. The reversal of magnetic fields did not occur when plasma columns were dynamically stabilized by superposing RF currents on DC plasma currents.

アブストラクト

直線ピンチプラズマ発生装置を用いて, 放電管軸方向磁界の self-reversal 現象を調べ次の成果を得た。

- (1) 従来は探針測定だけの結果から self-reversal 現象の発生原因が短波長ヘリカル不安定性であると推測されていたが, 駒撮り写真撮影によりこれを直接確認した。

Department of Electrical and Electronic Engineering,
Tokyo Institute of Technology,
O-Okayama, Meguro-ku, Tokyo, Japan

- (2) 放電管軸方向に高周波電流を流すと短波長ヘリカル不安定性が抑制され、かつ、self-reversal 現象も発生しなくなることを明らかにした。

1. 緒 論

バイアス磁界のあるZピンチプラズマに、Kruskal-Shafranovリミット以上の大きな電流を流すと、放電管軸方向磁界 B_z が管壁で自然に逆転する現象が生じる。これは、self-reversal 現象とよばれ、ZETA⁽¹⁾において初めて発見された。

self-reversal により形成される逆転磁界ピンチ (reversed field pinch 略称RFP) は、(1)放電管壁の B_z が小さいため強磁界コイルは不要である。(2)プラズマ電流密度を大きくするためジュール加熱だけで核融合に必要な温度に到達できる可能性がある、などの利点を有するため世界各国でこの研究が精力的に進められている。

RFPの研究における大きな問題点は、いかにして不純物の少ないRFPをつくるかということであるが、この問題に関連して直線ピンチプラズマ発生装置を用いてself-reversal 現象の発生状況を調べたので、その結果を報告する。

2. 実験装置と測定系

実験には直線プラズマ発生装置を用いた。その諸元は次の通りである。

放電管：長さ1 m 内径 7.6 cm ϕ

材質 パイレックスガラス

B_z コイル：長さ60 cm 内径12 cm ϕ 10回巻

(但し、 B_z は放電管軸方向磁界)

導体壁：長さ 80 cm 内径 8.8 cm ϕ 厚さ 6 mm 材質アルミニウム

B_z コイルの内側に設置した導体壁は、放電管の真空を破ることなく実験途中ですみやかにとりはずせるように設計している。導体壁を通しての磁界の拡散時間は $400 \mu\text{s}$ であり、 $20 \mu\text{s}$ の観測時間内においては、方位角方向磁束に対してほぼ完全な導体壁として働らく。また、放電管の両端には管軸方向の電流を流すために電極を設けたが、この電極間の距離は90 cmである。

放電のシーケンスとしては、予備 Θ 、予備Z放電により初期プラズマの電離・加熱をまず行なう。予備Z放電における不純物発生量を少なくするため、非線形抵抗 (NLR: non-linear resistor) ⁽²⁾を用い、予備Z放電電流を持続時間 $3.3 \mu\text{s}$ の単一パルスとした。主Z放電回路

は、 $2.4 \mu\text{F}$ のコンデンサ 7 台をそれぞれ $0.7 \mu\text{H}$ のインダクタンスで結合したはしご型回路⁽³⁾であり、電流は $3 \mu\text{s}$ で立ち上った後 $10 \mu\text{s}$ の間は一定値を保つ。高周波電源として、 Q の高い $0.06 \mu\text{F}$ のマイカコンデンサの 2 段放電を用い、放電電流の減衰を補うように 2 台のコンデンサを約 $4 \mu\text{s}$ 間隔で順次投入する。

プラズマの計測は次のようにして行う。まず、プラズマの巨視的な振舞いは、イメージコンバータカメラによる駒撮り写真により、光学的に観測する。不安定性の発生、あるいは、安定化効果について、放電管軸方向磁束 ϕ_z の測定、放電管中央にとりつけた磁気プローブにより B_z や方位角方向磁界 B_θ などの磁気測定を行う。

測定した諸量の時間原点として主 Z 電流の投入時刻を用いることとし、これを $t=0$ とする。

3. ヘリカル不安定性と逆転磁界配位

駒撮り写真撮影

第 1 図に、放電管中心部における駒撮り写真の時間変化を示す。一連の写真は放電管前面からプラズマを見たものである。撮影は $1 \mu\text{s}$ 間隔で行っている。各撮影は異なる放電によるものであるが、放電ごとのばらつきは小さい。Z は放電管左端の Z 電極からの距離を示しており、 $Z=4.5 \text{ cm}$ が放電管の中心である。厚さ 2.4 cm の Θ コイルが 4 cm 間隔でとりつけられている部分はプラズマ光がしゃへいされている。同図より、波長 $\lambda=1.5 \text{ cm}$ の短波長 $m=1$ ヘリカル不安定性が時間と共に成長してゆく様子がわかる。同図 (b) に示すように、放電管軸方向に高周波電流を流した場合にはヘリカル不安定性は抑制され、直線状のプラズマが $t=8 \mu\text{s}$ に至るまで継続して保持されている。

磁気探針測定 (放電管壁付近)

放電管壁付近 $r=4 \text{ cm}$ に磁気プローブを挿入して B_z の測定を行ったところ第 2 図に示すように向きが逆転する期間があった。磁界の逆転が始まるのは主 Z 放電後 $8 \mu\text{s}$ であり、その後 $4 \mu\text{s}$ の間逆転が持続する。放電管軸方向に高周波電流を印加した同図 (b) では、磁界の逆転が全く生じていないことが明らかである。

磁気探針測定 (プラズマ表面付近)

第 3 図 (a) にプラズマ表面付近における B_z の時間変化を示すが、主 Z 電流投入後 $6 \mu\text{s}$ か

第1図 駒撮り写真

第2図 逆転磁界配位の観測

(a) $\tilde{I}=0$ (b) $\tilde{I}=4kA$ (a), (b)両図とも

上側: $B_z(r=4cm)$ $0.026T/div.$ 下側: プラズマ電流 $13kA/div.$

掃引 $2\mu s/div.$

第 3 図 プラズマ表面付近 ($r = 2 \text{ cm}$) の B_z

(a) $\tilde{I} = 0$ (b) $\tilde{I} = 4 \text{ kA}$ (a), (b) 両図とも

上側: B_z ($r = 2 \text{ cm}$) 0.026 T/div.

下側: プラズマ電流 13 kA/div.

掃引 $2 \mu\text{s/div.}$

ら B_z が増加し始め, 不安定性の成長と共に指数関数的に増大し, その後, 主 Z 電流の減少と共に小さくなる。これに対して高周波電流を流した同図 (b) では, B_z の増加がほぼ抑制されている。

ϕ_z の測定

次に, 放電管内の軸方向磁束 ϕ_z を測定した。その結果を第 4 図 (a) に示す。 ϕ_z は初期の Z ピンチにより増加した後, $t = 4 \mu\text{s}$ までほぼ一定値を保ち, その後不安定性の成長と共に増加してゆくことがわかる。高周波電流が加えられると, 同図 (b) に示すように ϕ_z は $t > 4 \mu\text{s}$ においてほぼ一定となる。

4. 検 討

逆転磁界信号の再現性

直線装置を用いた実験では, これまで, FRSX⁽⁴⁾ と同一パラメータをもつ 3.5 m の直線ピンチ実験がある。これによれば, $160 \mu\text{s}$ の主 Z 放電中に, 逆転磁界が再三現われるような再現性の悪い過渡的な現象となっており, $F-\Theta$ ダイアグラムの安定領域中に定着することがない。直

第4図 ϕ_z の時間変化

(a) $\tilde{I} = 0$

(b) $\tilde{I} = 4 \text{ kA}$

感度 $5.5 \times 10^{-5} \text{ Wb/div.}$

掃引 $2 \mu\text{s/div.}$

線装置による実験である点は，本研究と同一条件であるが，実験結果については，本研究の場合，逆転磁界信号の再現性は比較的良い。

ϕ_z と ϕ_θ の時間変化

B_θ と B_z の磁界分布のデータを用いて， ϕ_θ と ϕ_z をそれぞれ次式のようにして求めた。

$$\phi_z = \int_0^{r_w} B_z \cdot 2\pi r \, dr$$

$$\phi_\theta = \lambda \int_0^{r_w} B_\theta \, dr$$

ここで， λ は $m=1$ ヘリカルキンク不安定性の一波長分を選び 15 cm とした。ただし， λ は導体壁をとりはずした場合の駒撮り写真より求めたものであり，導体壁がある場合も同一の λ であると仮定している。

第5図に磁界分布より求めた ϕ_z と ϕ_θ を示す。 ϕ_z は主Z電流投入後のピンチ現象により微増した後不安定性により顕著に増す。 ϕ_θ は $t=0$ から直線的に増加するが不安定性の発生で減少し，結果として， ϕ_θ と θ_z の和が一定に保たれながら B_{zw} の逆転が生じてゆく様子が明らかである。

Self-Reversal 現象と動的安定化

第5図 ϕ_z と ϕ_θ の時間変化

F- Θ ダイアグラム

逆転磁界配位を示すプラズマの安定不安定を判定する目安にされている F- Θ ダイアグラム⁽⁴⁾を磁界分布より求めて第6図に示す。F と Θ の定義式は次の通りである。

第6図 F- Θ ダイアグラム

$$F = \frac{B_{zw}}{\langle B_z \rangle}, \quad \Theta = \frac{B_{\theta w}}{\langle B_z \rangle}$$

ここで, B_{zw} と $B_{\theta w}$ はそれぞれ放電管壁における B_z と B_θ であり, $\langle B_z \rangle$ は放電管内の B_z 磁界の平均値である。図中に示した2本の曲線のうち左側の曲線は, $\beta = 0$ に対すところの Taylor のモデルから計算される曲線であり, 右側の曲線は Suydam の条件から限界が決まる最大プラズマ圧まで考慮して変形された高ベータモデルに対する曲線である。これらの2本の曲線と直線 $F=0$ で囲まれる領域のうち $F < 0$ の部分が reversal 現象の安定領域とされている。

第6図より, 本実験では $\Theta \sim 1.1$ で逆転磁界配位となり, 逆転磁界配位を維持し続けながら Θ が増加し, $t = 1.05 \mu s$ から安定領域に入り $t = 1.15 \mu s$ 付近で F が正に転じている。逆転磁界が発生し, プラズマが安定配位となり始める Θ 値は, 理論では 1.2 である。本実験では 1.1 から逆転磁界配位となり, 理論とほぼ等しい。

逆転磁界の消滅

本研究によれば, 第3図に示すように, 逆転磁界は約 $4 \mu s$ 持続することが明らかであるが, $t = 1.2 \mu s$ 以後においては, 主Z電流が持続しているにもかかわらず逆転磁界は消滅している。

原因としては, まず第一に主Z電流が RFP 実験としては小さいために, プラズマの温度が低く, したがって, 磁界の拡散が大きいことがあげられる。HBTX における低電流実験 ($I_p \sim 12 kA$, $P_0 \sim 40 mTorr$) でも, Θ 値が大きい状態のまま, 逆転磁界が拡散により失われることが調べられている。第二の原因としては, 直線装置の端部の影響がプラズマに及んでいることが考えられる。初気圧 $40 mTorr$ の H_e が一価完全電離したとして, $B_z(r=0) = 0.1 T$ を用いて軸方向のアルペン速度を求めると $3 cm/\mu s$ となり, Z電極から放電管中心 $Z = 45 cm$ をアルペン波が伝播する時間は $15 \mu s$ となる。これより, 逆転磁界が消失する時間とアルペン波が放電管中心に伝播する時間はほぼ同一であり, 端部の損失によって逆転磁界が崩壊するとも考えられる。

動的安定化効果

放電管軸方向に高周波電流を流した場合には self-reversal は発生せず, B_z はほぼ一定の値を示すが, 放電管内の磁束もピンチ直後のみ増加し, その後はほぼ一定値となる。 ϕ_z に $800 kHz$ 程度の振動が重畳しているのは, 高周波ピンチ現象による磁束の増加である。詳細

Self-Reversal 現象と動的安定化

に検討すれば ϕ_z は、高周波電流を印加してもわずかながら増加傾向にあるが、これは第 1 図に示す駒撮り写真から明らかなように、高周波電流を流した際にもプラズマ柱を完全に安定化させるまでには至らず、わずかな摂動を有する不安定性が生じているためであると考えられる。

磁束の増大について

Verhage らにより、HBTX-1 における self-reversal 発生時の磁束の増大が報告されている。⁽⁵⁾

大振幅の $m=1$ ヘリカル不安定性が発生することにより、主 Z 電流路がプラズマ変位にもなってヘリカル状に変化し、半径 r_0 のソレノイドが形成されるとする。ヘリカル不安定性の波長を λ 、波数を $k=2\pi/\lambda$ とおくと、ヘリカル電流 I_0 の Θ 方向成分 I_θ は次式のようになる。⁽⁵⁾

$$I_\theta = \frac{k r_0 I_0}{\sqrt{1 + (k r_0)^2}}$$

電流路のヘリカル状変形によるインダクタンス $L_0 = \mu_0 k r_0 / 2$ を用いると放電管軸方向磁束の増加量は、

$$\begin{aligned} \Delta\phi_z &= L_0 I_\theta \\ &= \frac{\mu_0 k^2 r_0^3 I_0}{2\sqrt{1 + k^2 r_0^2}} \end{aligned}$$

上式に、実測値 $\lambda = 1.5 \text{ cm}$ ($k = 4.2 \text{ m}^{-1}$)、 $r_0 = 1.5 \text{ cm}$ 、 $I_0 = 13 \text{ kA}$ を代入すると

$$\Delta\phi_z \simeq 6.6 \times 10^{-5} \text{ Wb}$$

となる。第 4 図(a)より、不安定性が成長を始める $t = 4 \mu\text{s}$ から $t = 9 \mu\text{s}$ までの間の磁束の増加量を求めると $6 \times 10^{-5} \text{ Wb}$ となり、計算値とほぼ等しい。従って、この結果からも、ヘリカル状のプラズマ変位および、それにともなう電流路の変形がプラズマ内で生じているといえる。

最後に、実験に協力していただいた博士課程 学生ボンチャイ・カーンパーニット君と修士課程 学生 国分富行君に謝意を表します。

山本, 川本, 石井, 林

参 考 文 献

- (1) D.C.Robinson, et al.:
3rd IAEA Conf. Norosibirsk, CH-24/B8 263 (1968)
- (2) 林, 妹尾:核融合研究 20 348 (1968)
- (3) 池田:核融合研究 29 63 (1973)
- (4) E.P.Butt et al.:
3rd Topical Conf. on Pulsed High Beta Plasmas, Culham
(1975) C 2.1
- (5) A.J.L.Verhage, et al.:
Nuclear Fusion 18 457 (1978)