スフェロマクにおける静電的 磁気ヘリシティ注入による磁束増幅

永田正義 古谷仁志, 宇山忠男

(姫路工業大学)

(1989年7月13日受理 / 1989年9月11日改訂原稿受理)

Flux Amplification of Spheromak by Electrostatic Injection of Magnetic Helicity

Masayoshi Nagata, Hitoshi Furuya and Tadao Uyama

(Received July 13, 1989/Revised Manuscript Received September 11, 1989)

Abstract

In the Himeji FACT device, the poloidal magnetic flux of spheromak was amplified successfully by injecting the magnetic helicity electrostatically. It was verified by investigating the magnetic field structures that the spheromak configuration with the external flux, being different from the simple spheromak, was generated in the flux conserver. This external flux and the Z current flowing along it play a major part in the flux conversion from toroidal to poloidal flux. We studied the conservation of helicity by doing the helicity balance tests in the FACT system. A threshold for helicity injection from the plasma source was determined to be $\lambda_{g.c} \sim 10 \text{ m}^{-1}$.

Keywords :

spheromak, magnetic helicity injection, conservation of helicity, external flux, flux conversion, threshold for helicity injection,

1. 序 論

スフェロマク及び逆磁場テータピンチ(RFP)はいわゆるTAYLOR原理に従って最小エネルギー状態に緩和することは実験的によく検証されている。プラズマの緩和時間が抵抗散逸時間に比べて十分短い場合、閉じた境界内のグローバル磁気ヘリシティ(単に磁気ヘリシティと書く)が近似的に保存され、磁気エネルギーの最小化が行われる。この最小化の原理は最初天体現象に関連してJ. Woltjerによって提案され¹⁾, そ

の後, J. B. Taylor が RFP プラズマに適用し ZETA の実験結果をよく説明したので有名になった²⁾。スフェロマクの分野においても, 生成研究の段階でその磁界構造が詳細に調べられ, 最小エネルギー状態の配位である Force-Free 配位 ($\nabla \times \mathbf{B} = \lambda \mathbf{B}$) 形成がなされていることが確認された³⁾。さらに閉じ込め特性の向上に従って抵抗減衰過程で観測されるようになった電流駆動型の MHD 不安定性に関連してスフェロマクの緩和現象についての議論がなされた^{4,5)}。最近では, このプラズマが常に最小エネルギー状態に緩和するという特徴を活かした抵抗性により散逸するプラズマに対する電流駆動, 磁束増幅の効果的な方法としてヘリシティ注入の方法が注目され, 研究対象となっている。

この方法は RFP では F- θ パンピング⁶⁾と呼ばれ, 低アスペクト比のトカマクにおいても高周波電流駆動などによる方法に比べ, 効率的で安価な方法として提案されている⁷⁾。ヘリシティの注入の方法として電極を用いる静電的な方法とオーミック加熱 (OH) コイルを用いる誘導的な方法とがあり, スフェロマクの分野では, 前者の方法は米国, ロスアラモス研究所の CTX 装置において先駆的に行われ⁸⁾, 電極またはヘリシティソースとして同軸プラズマガンだけでなくキンク型 Z ピンチ⁹⁾ ($m=1$ ヘリシティソース¹⁰⁾とも言う) を応用した装置が用いられた。また, 東大¹¹⁾や日大¹²⁾で小型の同軸ガン装置で定常維持の実験が行われた。一方, 後者の方法はプリンストン大プラズマ物理研の Proto-S-1 装置で試験的に行われ, 東大 TS-3 装置において磁束の増幅維持が実験的に実証された¹³⁾。姫路工大 FACT 装置では従来の磁化同軸ガン方式に対し磁束増幅領域 (以後略して FA 領域と書く) を設け, 両タイプのヘリシティ注入が行える同軸ガン構造としており, 1986 年 6 月から実験を開始している¹⁴⁾。本装置では高電流密度のスフェロマク生成と維持のためのヘリシティ注入による磁束増幅, 電流駆動法の確立とそれに伴う緩和現象の物理的理解等を研究目的としている。

静電的ヘリシティ注入方式では, 同軸ガンまたはキンク型 Z ピンチをヘリシティソースとして用いた場合ソース部でのヘリシティ発生割合は電極部の絶縁物を介して印加された電圧 (V_g) とコイルによって DC 的に印加されたバイアス磁束 Ψ_0 との積 ($\dot{K}_{inj} = 2 V_g \Psi_0$) と表される。ここで V_g として 10 kV 以下の低電圧が維持できればよく, 従来の同軸ガン方式のように電源として高電圧 (~ 50 kV) の高速コンデンサーバンクを使う必要がないので, スローモードによる運転化は装置全体が大規模にならない利点がある。また, 静電型のヘリシティ注入システムで生成されるスフェロマクが従来の同軸ガン方式で生成される単純スフェロマクと比べて本質的に相違する点は磁界の配位が外部磁束 (平衡のフォースバランスとは直接的には関係しない開いた磁力線の束 (オープン磁束) という意味で用いる) を含んでいることであり, 緩和状態の平衡配位が異なっている。つまり, 先ほどのバイアスのオープン磁束 (Ψ_0) が外部磁束となって閉じ込め領域 (FC 内) にヘリシティが注入可能な形で存在している。単純スフェロマクでは静電的にはヘリシティの定常注入はできない。最近, J. B. Taylor は外部磁束が単純スフェロマクの中心対称軸上で貫いた形の新しいスフェロマク配位をフラックス・コラスフェロマク¹⁵⁾と称し, その平衡配位を計算している¹⁶⁾。この配位ではフラックスコアの両端に電極を置き電圧を印加することによってヘリシティを注入することができる。

現在、フラックス・コアシフェロマクの実験はTS-3 装置で装置両端に磁化同軸ガンを設置した形で行われている¹⁷⁾。本装置の様にFCと同軸ガンを組み合わせたシステムにおいても外部磁束がFCの中心対称軸付近に存在するフラックス・コアシフェロマク類似の配位が形成される。

本論文では静電的ヘリシティ注入に関して、1) ヘリシティが注入可能な外部磁束を含んだスフェロマク配位形成の検証 2) ガンソース部からのヘリシティ注入による磁束増幅の確認及び増幅量、注入のための閾値の評価 3) システム全体のヘリシティバランスについて評価を行い、ヘリシティの保存性についての検討を行う、等の目的に従って述べる。第2章では静電的ヘリシティ注入の方法について述べ、第3章では実験装置と測定方法について述べる。第4章では目的1), 2) についての実験結果を示し、第5章では主として3) について討論する。第6章では結論を明確にする。

2. 静電的ヘリシティ注入方式と相対的磁気ヘリシティ

FACT装置における静電的ヘリシティ注入方式の模式図を図1に示した。装置の構成はガンソース、FA、FCの3領域に区分される。低電圧(< 10 kV)のスローコンデンサーによってエネルギーが供給され、同軸プラズマガン内で生成されたプラズ

マはガン電流とそれが作る方位角方向の磁界とのローレンツ作用によって噴出する。その時、外部電極出口付近に準定常的に作られたバイアス磁束(アウター磁束: Ψ_0)を捕捉しFA領域に流入する。ガン電流(I_g)は内部電極上を流れ、さらにFC内で図の様に閉じた磁束(内部磁束: Ψ_c)を取り囲む様に形成されたFA磁束(Ψ_{FA})の一部(外部磁束: Ψ_e)に沿って流れる

図1. 静電的磁気ヘリシティ注入方式の模式図。

(Z電流: I_z)。この I_z によってトロイダル磁束(Ψ_t)が供給され、この中心対称軸付近での I_z と Ψ_e のトポロジカルな変化と磁力線の再結合によってトロイダルからポロイダルへの磁束変換が起き、閉じたポロイダル磁束(Ψ_c)が増幅、維持される。磁束変換にはこの Ψ_e と I_z が重要な役割を果たす¹⁸⁾。同図からもわかる様に考察の対象としているシステムの境界(本システムでは内部電極先端部での境界またはFA磁束が漏れ出てFCを貫いている境界)で磁界の垂直成分が零($\mathbf{B} \cdot \mathbf{n} \neq 0$)でない場合、 K_0 ($= \int_V \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV$)で定義された磁気ヘリシティは境界条件を含めて考えるとゲージ不変とはならないため問題が生じる。完全導体内の閉じた磁気面だけの単純スフェロマクでは静電的ヘリシティ注入を行うことができず、オープン磁束をもつ必要があるため、磁気ヘリシティの定義に対して本質的に首尾一貫した物理的に意味ある修正

が不可避となる。この修正された定義として J. M. Finn らは(1)式を提案した¹⁸⁾。この定義は各々 $\mathbf{A} = \mathbf{A} + \nabla \chi$ の変換に対して不変性が成り立つ。また、積分領域としてプラズマが存在している領域のみを考えればよく、それ以外の領域でのヘリシティの計算は必要としない。

$$K_R = \int_V (\mathbf{A} + \mathbf{A}') \cdot (\mathbf{B} - \mathbf{B}') dV \quad (1)$$

ここで、 $\mathbf{B}$, $\mathbf{A}$ は領域 V 内にある磁束密度とそのベクトルポテンシャル、 $\mathbf{B}'$ は外部磁界の磁束密度、 $\mathbf{A}'$ はそのベクトルポテンシャルである。領域 V の外では $\mathbf{B}$ と $\mathbf{B}'$ は一致する。境界面上で磁界の垂直成分に対して $B_n = B'_n$ が成り立つものとする。(1)式を軸対称システムに適応する。 K_R を磁束関数 ψ を用い、トーラスの中心対称軸を z 軸とする円柱座標 (R, ϕ, z) で一般的表現にすると、

$$K_R = \int_V (I\psi - I'\psi') dV / R^2 \quad (2)$$

となる。ここで、 $\mathbf{B} = \nabla\psi \times \nabla\phi + I\nabla\phi$ で I は磁気面関数でポロイダル電流 I_p に比例する。また、 $\mathbf{A} = \psi\nabla\phi + \mathbf{A}_p$ で、 $\mathbf{A}$ のポロイダル方向成分 $\mathbf{A}_p$ をスカラー a を用いて $\mathbf{A}_p = \nabla\phi \times \nabla a$ と表すと、 I とは $I = R^2 \nabla \cdot (R^{-2} \nabla a)$ の関係にある。(1)式からヘリシティの注入割合が計算でき、(1)式の時間微分をとると(3)式となる。

$$dK_R / dt = -2 \int_V (\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} - \mathbf{E}' \cdot \mathbf{B}') dV \quad (3)$$

ここで、 $\mathbf{E}'$ は外部電界であり、境界表面での $\mathbf{E} - \mathbf{E}'$ の接線成分は零とする。(3)式括弧内の第1項はプラズマ抵抗で散逸する割合で、完全理想体では零となる。第2項は外部からのヘリシティ注入割合である。静電的ヘリシティ注入方式では外部からの電界と磁界はポロイダル方向に与えるので $\mathbf{E}'$ 及び $\mathbf{B}'$ はそれぞれのポロイダル方向成分 $\mathbf{E}'_p, \mathbf{B}'_p$ のみとなり、ヘリシティ注入率は次式のように表せる。

$$\begin{aligned} dK_{inj} / dt &= 2 \int \mathbf{E}' \cdot \mathbf{B}' dV = 2 \int \mathbf{E}'_p \cdot \mathbf{B}'_p dV \\ &= -2 \int \phi' \mathbf{B}'_p \cdot \mathbf{n} dS = 2 V_g \psi_{Bias} \end{aligned} \quad (4)$$

ここで、 $\mathbf{E}'_p = -\nabla\phi'$ 、静電ポテンシャル ϕ' は同軸ガン方式では電極間に印加されるガン電圧 $(-V_g)$ に対応し、 $\int \mathbf{B}'_p \cdot \mathbf{n} dS$ はバイアス磁束 (ψ_{Bias}) に対応する。 K_0 同様に K_R を保存量として磁気エネルギーを最小化すると緩和状態として、

$$\nabla \times \mathbf{B} = \lambda \mathbf{B}, \quad \nabla \lambda = 0 \quad (5)$$

の解を得ることが示される¹⁸⁾。この状態はプラズマが外部磁束を含んだ形で緩和した状態を表しており、 $\mathbf{B}$ は内部磁界 ($\mathbf{B}_c$) と外部磁界 ($\mathbf{B}_e$) との和である。この場合、パラメーター λ はもはや容器の形状で決まる固有値でなくなり、 I_z と ψ_e との比から求められる $\lambda_e (= \mu_0 I_z / \psi_e)$ によって決まる。

本システム全体でヘリシティバランスについて評価するため、ガンソース、FA、FCの各領域のヘリシティ量を K_g, K_{FA}, K_{FC} とに分けて考える。 K_g, K_{FA} は各々の領域でコイルが作るバイアス磁束とプラズマ内にできる全トロイダル磁束と完全にリンクしていることから、 $K(K_g, K_{FA}) = 2\psi_t \psi_{bias}$ と表せ、 ψ_t はその領域の幾何学的形状で決まるインダクタンスとそこに流れる電流の積で求められる。FC内の K_{FC} は(2)式の定義に基づいて求められるが、スフェロマクの場合、RFPと違って単連結であるため、外部磁束は(2)式の積分領域であるFCに内在しており、外部磁束とリンクした分のヘリシティを差し引く必要はない。つまり(2)式の I' は零であるため、ヘリシティそのものの大きさは $K_0 (= \int_V \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV)$ で計算したものと一致する。従って、 K_0 で定義した場合と比較して相違が現れるのは微分した時に(3)式にヘリシティ注入項が出て来ることである。しかし、誘導的ヘリシティ注入ではOHコイルがスフェロマクの中心対称軸上に挿入されるので単連結にならず、OHの作る磁束とそれとリンクするトロイダル磁束の積を差し引かなければならない¹⁹⁾。第5章で各領域のヘリシティ量を計算する方法を示し、ヘリシティバランスの評価を行う。

3. 実験装置と測定内容

3-1) FACT 実験装置

FACT装置は同軸プラズマガン、高速電磁弁部、バイアスポロイダル磁界発生用コイルとしてアウターコイルとFAコイル、FA領域の境界であるFAシェル、FC、真空容器等で構成されている。FACT装置の概略図を図2に示す。以下各部について簡潔に説明する。

1) 同軸プラズマガン部

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と外部電極で構成され、セラミックフランジによって電氣的に絶縁されている。ステンレス製内部電極は厚さ1.5mm、長さ1m、外径0.136m、外部電極は厚さ3mm、長さ0.51m、内径0.21mである。この電極部は容量800 μ F、最大充電電圧

図2. スフェロマク型プラズマ実験装置 FACT の全体図。

10 kVのスローコンデンサーバンクと連結しており、通常最大 $V_g = 7, 8$ kVで用い、20~26 kJのエネルギーを供給している。放電スイッチとしてイグナイトロンを用いており、電流の反転を少なくするためクローバー回路を設けてある。また、4個の高速電磁弁が外部電極の円周方向に対して接線の向きにガスが噴出される様に等間隔に取り付けられており、動作気体として水素ガスをを用いている。また、ガス注入時刻は通常ガン放電時刻の350 μ s前に設定される。特徴的なのは外部電極に比べ内部電極が長くFA領域まで存

在していることであり、ガン電流は内部電極先端まで流れる。

2) フラックスコンサーバー (FC)

FCは短い導入部と閉じ込め部で構成されている。導入部はステンレス製で直径0.5 m, 厚み0.3 mm, 長さ0.07 mであり, 閉じ込め部は銅製で, 直径0.75 m, 厚み1.5 mm, 長さ0.4 mである。磁界の浸み込みの表皮時間は計算上21 msとなるが装置設置の段階で分割する必要があったため, 実効的にはそれより短いと考えられる。実際, FA磁束の一部がFCから漏れ出ている。

3) バイアスポロイダル磁束用コイル

バイアスポロイダルコイルとして2種類あり, 一つは外部電極の周囲に設置されたアウターコイルであり, もう一つは内部電極に内蔵されたFAコイルである。アウターコイルはガンソース部にプラズマにポロイダル磁束を捕捉させるもので, アウターコイルが作る磁束はガン出口付近でその磁力線の再結合を起こすので, プラズマがFC内に入射した後, 閉じたポロイダル磁束となる。従って, アウターコイルの作る磁束はヘリシティ注入には関与しない。FAコイルはFA領域で同様にポロイダル磁束をプラズマに捕捉させるが, その磁束はFC導入部で再結合が起き難いため, ヘリシティ注入に必要な外部磁束となってFC内に存在する。また誘導的ヘリシティ注入の場合, FAコイルはOHコイルとして用いられる。アウターコイルは巻数50回, 長さ0.43 m, 直径0.26 m, 自己インダクタンス322 μH の仕様で作成し, 200 μF のコンデンサーバンクに5 kV以下の充電を行って動作させる。ガン出口付近で内部電極周囲に沿って取り付けられた磁束ループにより測定したアウターコイルが作る磁束(Ψ_0)は1 kV充電につき0.65 mWb/kVであり, その半周期は約0.85 msである。一方, FAコイルは巻数140回, 長さ0.96 m, 直径0.12 m, 自己インダクタンス253 μH の仕様で作成し, 容量600 μF のコンデンサーバンクに最大8 kVまでの充電を行って作動させる。コイルの両端は巻数を増やし, コイルの周りの側面を横切って漏れ出る磁束を軽減してある。内部電極中央付近で磁束ループで測定したFAコイル磁束(Ψ_{FA})の値は1 kV充電につき1.6 mWb/kVであり, 半周期は約1.3 msとプラズマ寿命時間(<0.3 ms)に比べほぼ一定とみなすことができる。図3に放電のタイムシーケンスを示す。アウターコイルとFA

コイルは各々ガン放電前0.43 ms,

0.48 msの時刻に動作させ, 各々の最大値付近でガン放電を行う。

4) FAシェル

FAシェルは幅3 mmのスリットを施したアルミニウム製円筒容器で厚み10 mm, 長さ0.55 m, 内径0.5 mの仕様であり, 導入口に内径0.3 m, 長さ0.07 mの円筒が付いている。FA磁束の約62

図3. 放電のタイムシーケンス。

%がFAシェルの内に存在する。

5) 真空容器

真空容器は厚さ10mmのステンレス製で内径が約1m、長さ1.2mの釣鐘型でその容積は937ℓである。ターボ分子ポンプ(排気速度500ℓ/s)によって実効排気速度133ℓ/sで真空に引かれ、到達真空度は約 1×10^{-6} Torrである。

3-2) 測定内容

図4(a)(b)に測定の配置を示す。座標系として同図(a)に示す様な装置中心対称軸を z 軸とする円柱座標(R, ϕ, z)を採り、内部電極先端を $z=0$ mとし、FC側を正とする。FCの設置位置は二種類あり、位置A、Bは各々、 $z=0.1$ m、 $z=0.18$ mがFC前面に一致する場所である。位置については断わらない限り位置Bで測定した結果である。FC中央面は $z=0.38$ mの所である。主として多チャンネル磁気プローブ、磁束ループ、ログスキーコイル、トリプルプローブを用いて磁界強度分布、磁気面、磁束、ガン電流、ガン電圧、プラズマの電子温度密度の測定を行った。

FA及びFC領域でのプラズマ内部の磁界構造を調べるために同図(a)中①から③までの位置において磁気プローブ(2方向の検出コイル;半径2.1mmと3.1mm,巻数30回)を挿入し、主として磁界の z 方向成分(B_z :ポロイダル磁界の z 成分)と ϕ 方向成分(B_ϕ :トロイダル磁界)を空間的に測定した。二種類の磁束ループを用いてFC内のトロイダル(ϕ)方向の磁束(Ψ_t)とFA外部磁束を含むポロイダル方向の磁束(Ψ_p)を測定した。ポロイダルループは磁気軸付近($R=0.25$ m)の位置に取り付け、トロイダルループはFC内壁に沿って設置した。 Ψ_p と Ψ_t の測定値からFC内に含まれるヘリシティ量を評価する。

FAとFC内のポロイダル磁束面及びポロイダル電流面の2次元構造(R, z)の時間変化を調べるために、10チャンネル(0.05m間隔)磁気プローブ(検出コイルは上記と同じもの)を用い、同図(b)の100個

図4.(a) 磁気プローブ、磁束ループ、ログスキーコイル、トリプルプローブの各測定位置。

(b) 等磁気面、等電流面測定の格子点。

の格子点上での B_z 成分及び B_ϕ 成分を測定した。FC壁 ($R = 0.37 \text{ m}$) に各ショットの磁界強度の再現性をモニターするためにL型プローブを挿入した。10φの6本の石英管を図4(b)中で示したFCの右端(底面)から-Z方向に一本ずつプラズマ中に挿入すれば磁界強度が減少することはなかった。測定した B_z , B_ϕ を基に次式からポロイダル磁束・電流値を求めた。モニター磁界の再現性を考慮して12組の測定データを組合せて求めた。

$$\begin{aligned}\Psi_p &= 2\pi \int R B_z dR & (\text{Wb}) \\ I_p &= 2\pi R B_\phi / \mu_0 & (\text{A})\end{aligned}\quad (6)$$

(6)式によって計算されたFC中央面上でのポロイダル磁束はポロイダルループで測定した Ψ_p の値とほぼ一致する。

ヘリシティ注入量を求めるため、ガン電圧を測定する必要がある。通常抵抗分割による方法が採られるが、本装置ではアース系が電源部と電気絶縁されていないこともあり、雑音が多くてこの方法では測定できなかった。そこで、両電極間に抵抗 ($1 \text{ k}\Omega$) を付け、そこに流れる電流 ($< \sim 2 \text{ A}$) をログスキーコイルで測定する方法で求めた。また、同位置に取り付けてあるインダクタンス (約 130 mH) の大きいインダクターを用い、通電時、ガン充電電圧がほとんどこのインダクターの両端にかかることを利用し測定系を校正した。

ガン電流は内部と外部電極を電気絶縁しているセラミックフランジに巻き付けたログスキーコイルで測定した。

FC内スフェロマクの電子温度・密度をトリプルプローブを用いて位置 $z = 0.5 \text{ m}$ での R 分布を調べた。

図5に示す様に、生成されたプラズマの典型的なプラズマパラメータは $T_e \sim 15 \text{ eV}$, $n_e \sim 2 \times 10^{20} / \text{m}^3$ で空間、時間的にはほぼ一定である。

4. スフェロマク配位と磁束増幅に関する実験結果

4-1) FC及びFAシェル内のプラズマの磁界構造とその挙動

図5. トリプルプローブで測定した電子温度、密度の空間分布。

図6(a)(b)(c)は図4(a)の位置①②で測定した B_z , B_ϕ の R と Z 方向分布の時間変化である (FCの位置A)。時刻 $t = 0 \mu\text{s}$ はガン放電時刻である。FC内に入射したプラズマは B_z が $R = 24 \sim 25 \text{ cm}$ に磁気軸をもつ配

図6. (a) (b) 測定位置②で測定した磁界の z 成分(B_z)と ϕ 成分(B_ϕ)の R 分布の時間変化。
(c) 測定位置①で測定した磁界の z 成分(B_z)の Z 方向分布の時間変化。

位が形成されていることがわかる。また B_z は $-10\text{ cm} < R < 10\text{ cm}$ 付近ではほぼフラットな分布を形成しており、磁気軸が $R = 0\text{ cm}$ の方向に移動して行きながら $200\text{ }\mu\text{s}$ 以上プラズマが保持されているのがわかる。 B_ϕ は、 $t = 100\text{ }\mu\text{s}$ まで $R = 0\text{ cm}$ の中心対称軸に対して極性が反転しており軸対称性が保持されている。その後、極性の反転位置が $R = -15\text{ cm}$ (ショットによっては $+15\text{ cm}$)以上となることから、プラズマが傾斜型不安定性の兆候を示すことが判断できるが、崩壊には至らない。図6(c)の $t = 0\text{ }\mu\text{s}$ の時の分布はバイアスFA磁界の B_z 成分の z 分布を示している。 $t = 0\text{ }\mu\text{s}$ の時、 $z = -2\text{ cm}$ 、 $R = 7.5\text{ cm}$ の位置(FAコイルのはほぼ先端)でFAコイルが作る磁界の B_z 成分は零であるが、プラズマがFCに入射して来ると、そのFA磁界がプラズマに凍りついて運び込まれるため B_z 成分が大きく現れてくる。プラズマは $t = 80\text{ }\mu\text{s}$ まではFC領域($z > 0\text{ cm}$)でのみ存在しており、 $z = -15 \sim -5\text{ cm}$ の領域で B_z 成分はほとんど零であるから、その間、連続的にガンソースからプラズマが流入して来ないことがわかる。それ以後($t > 90\text{ }\mu\text{s}$)は逆にFCからプラズマが逆流してFA領域に漏れ出ていることがわかる。また、それと並行してFA磁界が $-5\text{ cm} < z < 0\text{ cm}$ 付近で再結合し、FA領域とFC領域のプラズマを分離する様に磁気障壁が形成される。ただし、 $t > 65 \sim 70\text{ }\mu\text{s}$ 以後はヘリシティ注入とは無関係で、抵抗減衰する過程でのプラズマの挙動である。

ヘリシティが注入されている時間間隔でのFC中央面上(測定位置②)で測定された B_z と B_ϕ 磁界の R 分布の変化を図7(a)(b)に示す。ガン放電時刻から約 $34\text{ }\mu\text{s}$ 後プラズマはFC中央面に到達する。磁気軸より中心対称軸側($0\text{ cm} < R < 25\text{ cm}$)の B_z の大きさは磁束増幅により増大して行き、 $R = 0\text{ cm}$ 付近で最大値 $B_{z,m} \sim 2\text{ kG}$ となるのがわかる。一方、それより外側($25\text{ cm} < R < 37.5\text{ cm}$)ではほとんど変化を示さない。この様に磁束の増幅は中心軸付近で顕著であることからFA外部磁束が磁束増幅に寄与していることがわかる。放電後半では磁気軸より外側の磁束量と内側のそれより少なくなっていることからポロイダル磁束の一部がFCから漏れ出ていることが考えられる。実際、FA磁束の漏れは次節で述べるポロイダル磁束面測定で確認される。トロイダル磁界である B_ϕ は最大になるまでの時間($t \sim 42\text{ }\mu\text{s}$)が B_z ($t \sim 60\text{ }\mu\text{s}$)に比べ

て早い。この時間の差が何を意味するかは今のところ断定できないが、トロイダルからポロイダルへの磁束変換するのに要する時間と予想している。 B_ϕ の最大値は $B_{\phi, m} \sim 1.5 \text{ kG}$ であり、その分布は単純スフェロマクの配位と比較して最大となる位置が $5 \sim 10 \text{ cm}$, $R = 0 \text{ cm}$ の方に移動しており、このことは中心対称軸付近にあるFA外部磁束に z 電流が流れ、それが作るトロイダル方向の磁界($B_\phi \sim I_z/R$)が重畳した配位を形成していることを示している。

一方、図4(a)の位置③で測定したFAシェルの磁界分布を示したのが図8である。アウター磁束をFAと同時に印加した場合としない場合で比較した。トロイダル磁界である B_ϕ の R 分布は内部電極側が大きく外に向かうほど小さくなる。これはFAシェルの内部電極上にガン電流が流れ、それが $1/R$ で径方向に減少する B_ϕ 磁界を作るためである。また、バイアスとしてアウター磁束を入れない場合(図中 $\triangle$ で示したデータ)、 B_z の R 分布はその値が負ではば一定であり、極性が反転していない。つまり図1のFAシェルの内ですした様な閉じた磁束ができていないことを意味している。また、 B_ϕ に比べてその大きさが $1/3 \sim 1/6$ と非常に小さいことがわかる。これらの実験事実FA領域ではトロイダルからポロイダルへの磁束変換が起きていないことを明示している。このことから磁力線上ではなく中心導体上に電流を流しても磁束変換が起きないことが示唆され、外部磁束とそこに流れる電流のトポロジカルな変化が磁束変換機構に大きく関与するものと考えられる。

4-2) ポロイダル磁束面とポロイダル電流面測定による配位形成の検証

FC内で外部磁束をもつスフェロマク配位が形成されているか、またその外部磁界に電流が流れ込んでい

図7. ヘリシティ注入過程でのFC中央面上で測定したポロイダル磁界 B_z (a) とトロイダル磁界 B_ϕ (b) の R 分布の変化。

図8. FA領域内でのポロイダル磁界成分(B_z)とトロイダル磁界成分(B_ϕ)の R 分布($Z = -20 \text{ cm}$)をアウター磁束を印加した場合($V_o = 4 \text{ kV}$)としない場合($V_o = 0 \text{ kV}$)で比較したもの。

るかといったことをより詳細に調べるためにFAとFCの両領域にわたってポロイダル磁束面とポロイダル電流面を測定した。図9はプラズマがFC内に入射する過程から減衰し始めるまでのポロイダル磁束の等高線を描きその時間変化の模様を示した。

$t = t_0 = 0 \mu\text{s}$ はガン発火時刻であり、その時のFAコイルが作る真空磁界（この時刻のみ線1本当たり 0.2 mWb/本 で、他の時刻は 1 mWb/本 ）を示す。 $t = 35 \mu\text{s}$ で、プラズマはFAバイアス磁束の内2本は再結合を起こし内部磁束に含まれ、残り2本はFC内で外部磁束となって存在している。図中、内部磁束の内1本はアウターコイルによって与えた 1.3 mWb の磁束に対応している。この時点ではバイアスとして印加した磁束量とFC内のプラズマの全ポロイダル磁束とは等しいことから、まだ磁束増幅は行われていないことがわかる。以後、 $t = 60 \sim 70$

(1 mWb/本) ($V_g = 7 \text{ kV}$, $\Psi_{FA} = 4.8 \text{ mWb}$, $\Psi_o = 1.3 \text{ mWb}$)

図9. ポロイダル磁束面 (Ψ_p) の時間推移。

(条件: $V_g = 7 \text{ kV}$, $V_{FA} = 3 \text{ kV}$, $V_o = 2 \text{ kV}$)

μs までの間で閉じた磁束量が増大して行く。この間でFCの導入領域付近で図のような ($t = 45 \mu\text{s}$) 磁気島が発生し易い傾向がみられるが磁気島のマーキングによっては直接的にはポロイダル磁束は増えない²⁰⁾。 $t = 60 \mu\text{s}$ で再結合していたFA磁束もすべて内部磁束を取り巻く形となり外部磁束を含んだスフェロマク配位を形成していることがわかる。また、この時の内部磁束量は $10 \sim 11 \text{ mWb}$ 、外部磁束量は $4 \sim 5 \text{ mWb}$ であるが、外部磁束の大部分がFCの側面から漏れ出ていることがわかる。このような配位はフラックス・コアスフェロマクに類似している。ガン電圧が零となりヘリシティ注入が終わった後 ($t > 70 \sim 80 \mu\text{s}$)、プラズマは外部磁束を含んだまま抵抗減衰して行き、図7(c)の B_z のZ分布測定結果が示した様に、プラズマの一部がFA領域に漏れ出て行き、外部磁界の一部が再結合する。

図10はポロイダル電流の等高線図である。このポロイダル電流面測定結果から、内部電極先端から中心対称軸上FA外部磁束に沿ってZ方向電流が流れていることがわかる。 $t = 30 \mu\text{s}$ では約 60 kA の I_z 電流が流れ、FC壁の内壁に沿ってガンソース部の方向に返っている。図9, 10を合わせて見た場合、 $t = 60 \sim 90 \mu\text{s}$ 間、近似的であるがポロイダル電流がポロイダル磁束面上に沿った形で流れていることがわかる。このことは式では、 $I_p = \lambda \mu_0 \Psi_p + I_z$ (λ は常数) と表すことができ、適値を代入すると λ は $10 \sim 18 \text{ m}^{-1}$ となる。この式を使って、圧力項を $p' = 0$ としたグラッド・シャフランフ方程式 ($\Delta^* \Psi_p = -I_p I_p'$)

$/2\pi$)を適当な境界条件(この場合, 内部電極先端の境界で Ψ_{FA} を与える必要がある)を与えて解くことにより, FC内でTaylor 状態のポロイダル磁束面が求められる。

4-3) 磁束ループを用いた磁束増幅量の評価

磁束ループを用いてトロイダルとポロイダルの両磁束の時間変化を測定した結果を図11に示す。また, 同時にFC内のスフェロマクのヘリシティ量を近似的に単純スフェロマクの平衡計算から求められる $K_{FC} = 1.07 \Psi_p \Psi_t$ として評価した値(5章3節参照)と磁界強度として B_z ($R=0$ cmと35 cm, $z=38$ cm)の時間変化を示した。FA磁束の効果を調べるために, バイアス磁束として $\Psi_{FA} = 4.8$ mWb, $\Psi_o = 1.3$ mWb を印加した場合(条件A; 実線の波形)とFA磁束を印加せず $\Psi_o = 3.3$ mWbのみ印加した場合(条件B; 破線の波形)とを比較した。ガン充電電圧8 kVでは条件A, Bの設定値が各々最大の増幅量を示した。Aの条件ではポロイダル磁束の最大値は $\Psi_{p,m} \sim 15$ mWb, トロイダル磁束の最大値は $\Psi_{t,m} \sim 11$ mWbとなっているが, 各々最大となる時刻が異なり, $\Psi_{t,m}$ は20 μ s程度早い。また, 減衰する時間も Ψ_t の方が早い。Bの条件では破線の波形のように $\Psi_{p,m} \sim 7$ mWb, $\Psi_{t,m} \sim 4$ mWbとAの条件に比べ1/2程度小さい。FA外部磁束分(4.8 mWb)を差し引いても条件Aの方が大きく, さらにFC内のヘリシティ量で比較した場合, 5倍程度大きくなる。 B_z についても同様である。

図12(a)(b)に Ψ_{FA} と Ψ_o を各々独立に変化させた場合(a)と Ψ_o を1.3 mWb付加して Ψ_{FA} を変化させた場合(b)の二つの条件に対して, $\Psi_{p,m}$, $\Psi_{t,m}$, 及び $\Psi_{p,m}$ をとる時刻の Ψ_t の値($\Psi_{t,0}$)の変化を示した。(a)(b)共に Ψ_{FA} の印加を4.8 mWbまで増大させるに従って, 各々の値は増大することがわかる。しかし, それ以上FA磁

(15 kA / 本) ($V_g = 7$ kV $\Psi_{FA} = 4.8$ mWb $\Psi_o = 1.3$ mWb)

図10. ポロイダル電流面 (I_p) の時間推移。

(条件: $V_g = 7$ kV, $V_{FA} = 3$ kV, $V_o = 2$ kV)

図11. 磁束ループを用いて測定したトロイダル磁束(Ψ_t), ポロイダル磁束(Ψ_p), FC内での磁気ヘリシティ(K_{FC}), ポロイダル磁界(B_z : $R=0, R=35$ cm, 各々 $Z=38$ cm)。

束を増加すると(b)の場合は顕著に減少を示し、(a)の場合はショットのバラツキが大きくなり平均的に少し減少する。 Ψ_{FA} を4.8 mWbより大きくすることにより、FA磁束の制動が強くなりプラズマがFCに入り難くなったことを示すもので、条件(a)はアウター磁束の制動効果が重畳しているので顕著に現れる。このことは後で述べるヘリシティ注入の閾値と関連している。 $\Psi_{p,m}$ 、 $\Psi_{t,m}$ 、 $\Psi_{t,0}$ の最大値は各々 $\Psi_{p,m} \sim 11$ mWb(a), ~ 12 mWb(b), $\Psi_{t,m} \sim 9.5$ mWb(a), ~ 11 mWb(b), $\Psi_{t,0} \sim 8$ mWb(a), ~ 9 mWb(b)であり、 $\Psi_{p,m} / \Psi_{t,0} = 1.3 \sim 1.4$ となる。(a)の条件の場合、 Ψ_{FA} が約11 mWb印加した場合、 Ψ_t が負の値を示すことから、配位が外部磁束によって大きく変形させられていることが予想される(図中<>で $\Psi_{p,m}$ のみ表示)。ショットによっては正の値を示す時があり、その場合の $\Psi_{p,m}$ は図中に示す様な大きな値をとる。同図(a)から、 Ψ_0 のみ増大させた場合でも各値は同様に増大する傾向が認められる。図中、点線の斜線はちょうど与えたバイアス磁束(Ψ_{FA} と Ψ_0)とポロイダル磁束(Ψ_p)が等しくなるところを示したものである。(a)(b)両条件においてバイアス磁束が各々6.4 mWb, 8 mWbまでは斜線の上側にあることから、この範

囲では磁束が増幅され、トロイダルからポロイダルへの磁束変換が行われたことを示している。バイアス磁束に対して最大約2.5倍の $\Psi_{p,m}$ ($\Psi_{FA} = 3.2 \sim 4.8$ mWb)の値をとる。増幅率として $\alpha = (\Psi_{p,m} - \Psi_{Bias}) / \Psi_{Bias}$ で定義すると、(a)の条件ではバイアスとして Ψ_{FA} のみの場合、最大の α は $\alpha_m \sim 2.3$ であり、 Ψ_0 のみの場合、 $\alpha_m \sim 1.3$ となる。(a)(b)を比較してみると、絶対量だけでなく増幅率も大きいことがわかる。(b)の条件では $\alpha_m \sim 1.7$ と中間の値になっている。 Ψ_0 のみを単独で付加した場合でも、この様に磁束増幅が起きる。これは従来の高速コンデンサーで駆動される磁化同軸ガンシステム(例えば、阪大CTCC装置のシステム²¹⁾)においても観測されていたことであるが、数 μs のプラズマ生成過程で起きるため、その機構については明確にされていない。(b)の様に Ψ_{FA} と併用して Ψ_0 を印加した場合、 Ψ_0 は増幅に寄与せず、バイアスとして印加した1.3 mWbの Ψ_0 は(a)の条件で得られた値($\Psi_{p,m} \sim 11$ mWb)に加算される。

図12. (a) Ψ_{FA} と Ψ_0 を各々独立に変化させた時に得られる、 Ψ_p の最大値($\Psi_{p,m}$)、 Ψ_t の最大値($\Psi_{t,m}$)及び $\Psi_{p,m}$ をとる時刻での Ψ_t の値($\Psi_{t,0}$)。 (b) Ψ_0 を1.3 mWb印加時に Ψ_{FA} を変化させた時に得られる、 $\Psi_{p,m}$ 、 $\Psi_{t,m}$ 及び $\Psi_{t,0}$ の値。

5. ヘリシティバランスに関する実験結果と検討

5-1) ガン電圧, 電流測定

ヘリシティ注入量を調べるためにはガン電圧の時間変化を知ることが不可欠である。図13にガン電流 (I_g), ガン電圧 (V_g), 及び同時に測定されたポロイダル磁束 (Ψ_p) の時間変化の典型的な例を示す。また, I_g と同じ時間変化をするパラメータ λ_g は $\mu_0 I_g / \Psi_{Bias}$ で定義されるもので, この運転条件では, Ψ_{Bias} は $\Psi_{FA} + \Psi_0$ となり時間的にはほぼ一定とみなせる。時間スケールは $t = t_0 = 10 \mu s$ をガン発火のトリガ時刻として表示してある。 I_g の最大値はガン充電電圧 7 kV で ~ 130 kA であり, 従って λ_g の最大値は $30 m^{-1}$ である。ガン電圧波形はプラズマ流の運動によるインダクタンスの変化を反映している。ガン発火後, プラズマがガン及びFA領域を通過し, FC領域に到達する時刻 ($= t_1$) まで,

図13. ガン電流 (I_g), ガン電圧 (V_g), ポロイダル磁束 (Ψ_p) の典型的な時間変化の例。

V_g は ~ 0.6 kV ではほぼ一定で変動はみられない。この間はガン及びFAの形状から求められる自己インダクタンス (L) と I_g の変化で $V_g (= LI_g)$ が決まっている。測定した V_g の絶対値がガン充電電圧 ($V_g = 7$ kV) に比べ低いのは伝送系のインピーダンスが高いためである。そして, プラズマがFCに突入と同時に V_g は大きく変動を示し, その絶対値が急増する。それに同期して Ψ_p の信号が立ち上がり, 信号に高周波の揺動が重畳する。この V_g の揺動には磁束変換機構が関係していると考えられる。FC内プラズマのヘリシティ注入は V_g が零になる時刻 ($= t_2$) まで行われ, ヘリシティの注入時間 ($= \Delta t_{inj}$) は $25 \sim 30 \mu s$ である。 t_2 以後, V_g は最大, -0.2 kV 程度の負の値を示すが, Ψ_p の信号に揺動は消えていることから, 負のヘリシティを注入することにはならず, FC内のプラズマはプラズマ抵抗によってのみ減衰して行くと考えられる。

図14はバイアス磁束として Ψ_{FA} のみの印加を行い, 充電電圧 (3 kV ~ 7 kV) を変化させることにより, V_g 及び同時測定した Ψ_p と B_t ($R = 25$ cm, $z = 38$ cm) の時間変化を調べたものである (この時は Ψ_t は同時に測定できていない)。同図からガン充電電圧を大きくすると, V_g が増大し, ヘリシティ注入率 (K_{inj}) も増大することから, Ψ_p 及び B_t が大きくなることがわかる。充電電圧 3 kV ($I_{g,m} \sim 66$ kA) の場合, V_g の信号波形はほとんど一定であることから, プラズマがFC領域まで到達していないことが予測できる。実際, FC内の Ψ_p , B_t の値も無視できるほど小さいことがわかる。このことから, FC内にプラズマを形成させヘリシティを注入するためにはガンソース部の運転に対し閾値があり, その閾値以上で運転することが要求される。次節でこの閾値を実験的に求める。

5-2) ヘリシティ注入のための λ_g 閾値

プラズマがガンソース部またはF A シェルから噴出するための条件はガン電流が作る電磁エネルギーによる加速力とバイアスコイルが作る磁界の磁気エネルギーによる制動力との軸方向の圧力バランスによって近似的に評価することができる⁸⁾。この時、各領域内でのバイアス磁束の分布は一樣とし、プラズマの抵抗が大きくなり捕捉に要する時間(～20 μ s)が短いため、バイアス磁束のプラズマへの拡散は考慮しなくてよい。プラズマの軸方向の運動によりトロイダル方向に誘導電流が誘起されバイアス磁束が捕捉される。磁気圧のバランスの評価から、次式の噴出のための条件式を得る。

$$\lambda_g = \mu_0 I_g / \Psi_{Bias} > \sqrt{2} / [(a^2 - b^2) \cdot \ln(a/b)]^{1/2} \quad (7)$$

ここで a は F A シェル半径 (25 cm) または外部電極半径 (10.5 cm), b は内部電極半径 (6.8 cm) で, (7) 式右辺を $\lambda_{g,c}$ とする。 a, b の値を代入すると F A 領域で捕捉する場合 (Ψ_{Bias} として Ψ_{FA} を考える), $\lambda_g > \lambda_{g,c} = 5.2$, ガンソース部 (Ψ_{Bias} として Ψ_0 を考える) では $\lambda_g > \lambda_{g,c} = 27$ と評価できる。従って F A 領域では半径が大きいためガンソース部に比べ同じ I_g では約5倍のバイアス磁束を捕捉させることが可能である。ヘリシティ注入が可能ためには λ_g が $\lambda_{g,c}$ より十分大きな条件でガンソースを運転しなければなら

ない。図 15 は横軸に λ_g の最大値 ($\lambda_{g,m}$) をとり、縦軸に測定したポロイダル磁界の時間変化が最大となる値 ($B_{z,m}$) をとったもので、 I_g 及びバイアス磁束として Ψ_{FA}, Ψ_0 各々単独に印加, 変化させ, $\lambda_{g,c}$ を求めた。ここで, $\lambda_{g,m}$ は Ψ_{Bias} がほぼ一定であることから I_g が最大となる時刻での値である。 $\lambda_{g,m}$ が大きいとヘリシティ注入量が少ないため, 生成されるプラズマの磁束量も少なくなり $B_{z,m}$ も小さい。 $\lambda_{g,m}$ を小さくすると $B_{z,m}$ は大きくなるが途中から急減し, B_z がほとんど零となる λ_g

の値から $\lambda_{g,c}$ を決定することができる。 $I_{g,m}$ が 66 kA の場合また Ψ_0 のみ場合は緩い減少を示しながら

図14. 充電電圧 (7, 6, 5, 3 kV) の変化による V_g, Ψ_p 及びトロイダル磁界 (B_t ; $R = 25$ cm, $z = 38$ cm) の時間変化の様子。

図15. バイアス磁束 (Ψ_{Bias}) またはガン電流の最大値 ($I_{g,m}$) を変化させることにより $\lambda_{g,m} (= \mu_0 I_{g,m} / \Psi_{Bias})$ に対するポロイダル磁界 ($B_{z,m}$; $R = 0$ cm と 10 cm, $Z = 38$ cm の位置で測定された B_z の最大値の平均値) の変化を調べたもの。 $\lambda_{g,c}$ は $\lambda_{g,m}$ の閾値を表す。

ら $\lambda_{g,c}$ に達する。何れの I_g であっても $\lambda_{g,c}$ の値はほぼ等しくなることが予想されるのは $\lambda_{g,c}$ は(7)式からわかるように幾何学的形状で決定されるからである。 Ψ_0 のみ印加する場合は捕捉領域がガンソース内部になるため $\lambda_{g,c}$ の値が大きくなる。 Ψ_0 のみ印加の条件では $I_g = 104$ kA の場合しかデータはないが, $\lambda_{g,c}$ の値は $\sim 40 \text{ m}^{-1}$ である。一方, Ψ_{FA} のみ印加の条件 (捕捉領域はFA領域) では, $\lambda_{g,c}$ の値は $\sim 10 \text{ m}^{-1}$ となっており, Ψ_0 のみ印加の方が Ψ_{FA} のみ印加と比べて4倍程度大きいことがわかる。これは先ほどの(7)式で評価した値に近い倍率を示している。図14で示した充電電圧3 kVの場合, $\lambda_g \sim 10 \text{ m}^{-1}$ となり $\lambda_{g,c}$ に等しいことから Ψ_p , B_t がほとんど零に近い値を示すのである。

バイアス磁束による制動の影響がでてこないで且つヘリシティ注入効率を上げるためにはガンソースを運転する条件 (I_g , Ψ_{FA}) を $\lambda_{g,m}$ が急減する直前の値に設定することが重要である。このことは, ヘリシティのバランス式から導かれる磁気エネルギー ($W_B = \int_V B^2 / 2\mu_0 \text{ dV}$) のバランス式⁸⁾ が $W_B = -W_B / \tau_k + \epsilon I_g V_g$ となり, ここで磁気エネルギー伝達効率は $\epsilon = \lambda / \lambda_g$ (ここでの λ は $\nabla \times B = \lambda B$ の λ) と表せ, λ_g が $\lambda_{g,c}$ 以上で小さいほどFC領域へのエネルギー伝達効率が良いことから示される。従って, ガンソース, FA領域に注入された磁気エネルギー ($I_g V_g$) の減衰時間がFC内スフェロマクの W_B または K_{FC} に比べて ϵ^{-1} 倍だけ早くなる。最適な $\lambda_{g,m}$ の値は図15から判断すると, $I_{g,m}$ によって多少違いがあるが, $\lambda_{g,m} = 20 \sim 35 \text{ m}^{-1}$ の範囲で設定するのがよく, ϵ は λ を実験から求めると $\sim 10 \text{ m}^{-1}$ であることから²²⁾, $\epsilon = 33 \sim 50$ %程度となる。 Ψ_0 だけの場合は $\lambda_{g,c} \sim 40 \text{ m}^{-1}$ であることから $\epsilon < 25$ %と低くなる。CTX装置では $\lambda_{g,c} = 15 \text{ m}^{-1}$ で λ_g は通常 90 m^{-1} 以上で運転されるので $\epsilon < 10$ %となり, 本装置に比べて閾値 $\lambda_{g,c}$ はほぼ等しいが, 最適な運転条件でのエネルギー注入効率 ϵ がかなり低い値になっている⁸⁾。

5-3) 磁気ヘリシティのバランス

V_g 測定からガンソースにより注入される全ヘリシティ量 (K_{inj}) は(4)式を $t = t_0$ から $t = t_2$ (t の表示については図13参照)まで積分することにより求められる。実験条件としてガン充電電圧を変えて $I_{g,m}$ を $62 \text{ kA} \sim 145 \text{ kA}$ の範囲で変化させた。バイアス磁束としては Ψ_{FA} のみを与え, 4.8 mWb , 6.4 mWb 及び 8.0 mWb の3種類の場合の K_{inj} を求め, 同時に測定した Ψ_p , B_t (図14で示した B_t と同じ) の最大値の積 $\kappa (= \Psi_{p,m} B_{t,m}$; FC内プラズマのヘリシティに比例した物理量) との相関を調べたのが図16である。図中に示した斜線の領域を除いて, 各プロット点はよく相関を示しており, K_{inj} の増加に比例して κ が増加することがわかる。この相関は注入した Ψ_t とバイアス磁束として与えた Ψ_p が各々単独では保存しないが, それらの積という形では保存することを示唆している。 K_{inj} は $t = t_0$ から積分しているのでガンソース部とFA領域内のヘリシティ量も含まれているため, 斜線領域 ($\lambda_{g,m} \leq 17, 19 \text{ m}^{-1}$) のデータは前節で説明した $\lambda_{g,m}$ の最適範囲 ($20 \leq \lambda_{g,m} \leq 35$) から外れ, バイアス磁束の制動力の影響を受ける。その結果, それらのデータは相関のある領域から離れてプロットされ, さらに, $\Psi_{p,m} / \Psi_{FA} < 1$ であることからFC内で磁束増幅を示さない。 K_{inj} が小さくなり閾値 ($K_{inj,c}$) になると κ はほとんど零になりFC内にプラズマが存在しなくなる。

$K_{inj.c}$ は $\lambda_{g.c}$ と意味上等価的であるが, $\lambda_{g.c}$ と異なりバイアス捕捉領域のスケールでは決まらない。また, $K_{inj.c}$ ($\Psi_{FA} = 4.8 \text{ mWb}$ の場合, $K_{inj.c} = 1.5 \sim 2 \times 10^2 \text{ mWb}^2$; $\Psi_{FA} = 6.4 \text{ mWb}$ の場合, $K_{inj.c} = 3.5 \sim 4 \times 10^2 \text{ mWb}^2$) はガンソース及びFAの各々の領域に含まれるヘリシティの和に等しくなる。

次に, ヘリシティ注入システム全体でヘリシティバランスを考察するために, 今まで得られた実験データを基にモデル化して定式化を行う。

まず, ヘリシティバランスの式から予測できる全ヘリシティ量 K_{tot} の変化を求める。

$$1) t_0 < t < t_1$$

この時間ではプラズマはガンソースからFA領域を運動中で, しかもプラズマは緩和現象(磁束変換)を示さないで, これらの領域の形状で決まるインダクタンスによって回路的にガン電圧, ガン電流の大きさと時間変化が決定される。

$$dK_{tot.pr}/dt = 2V_g \Psi_{Bias} \quad (8)$$

$$K_{tot.pr} = K_g + K_{FA}, \quad \Psi_{Bias} = \Psi_0 + \Psi_{FA}$$

時間積分すると,

$$K_{tot.pr} = 2 \int_{t_0}^t V_g \Psi_{Bias} dt \quad (9)$$

$t = t_1$ までの積分量は, $K_{t1} = 2 \int_{t_0}^{t1} V_g \Psi_{Bias} dt$ となる。これはこの時間内にガンソースから注入した全ヘリシティ量 K_{inj} に一致する ($K_{inj} = K_{tot.pr}$)。バイアス磁束としては Ψ_0 と Ψ_{FA} 両方を印加した場合について考えている。

$$2) t_1 < t < t_2$$

プラズマはFC内に入り, 磁束変換とともにヘリシティの注入が行われる。

$$dK_{tot.pr}/dt = -K_{tot}/\tau_k + 2V_g \Psi_{Bias} \quad (10)$$

$$K_{tot.pr} = K_{FC.pr}, \quad \Psi_{Bias} = \Psi_{FA}$$

ここで, τ_k はヘリシティの散逸の特徴的時間で時間的に一定とする。またFC内でのヘリシティ注入には Ψ_0 は関与しない。また, V_g はこの時間では I_g が最大値付近のため変化が小さいのでほとんどFC領域のプラズマにかかっている電圧と近似する。この方程式を解くと,

図16. Ψ_{Bias} として Ψ_{FA} (4.8, 6.4, 8.0 mWb) のみ印加し, $I_{g.m}$ を 62 ~ 145 kA と変化させた時の注入ヘリシティ (K_{inj}) と $\kappa (= \Psi_{p.m} \times B_{t.m})$ との相関。

$$K_{\text{tot.pr}} = e^{-t/\tau_k} \int_{t_l}^t 2 V_g \Psi_{\text{Bias}} e^{t'/\tau_k} dt' + K_{t_l} \quad (11)$$

の解を得る。 $K_{\text{FC.pr}}$ は(11)式で K_{t_l} を除いた式で表される。ヘリシティの注入時間(Δt_{inj})が τ_k に比べて十分長い場合は簡略化され、 $K_{\text{tot.pr}} = 2 \int V_g \Psi_{\text{Bias}} dt$ となる。本実験では $\Delta t_{\text{inj}} \sim \tau_k = 25 \sim 85 \mu\text{s}$ であるためヘリシティの散逸を考慮に入れなければならない。この間、ガンソース部から注入される全ヘリシティ量(K_{inj})は

$$K_{\text{inj}} = 2 \int_{t_l}^t V_g \Psi_{\text{Bias}} dt + K_{t_l} \quad (12)$$

と表される。

次に各領域の実際のヘリシティ量を算出する方法を述べる。

ガンとFA領域のヘリシティ量は

$$K_G = 2 L_g I_g \Psi_{\text{Bias}} \quad (13)$$

$$K_{\text{FA}} = 2 L_{\text{FA}} I_g \Psi_{\text{Bias}} \quad (14)$$

$$\Psi_{\text{Bias}} = \Psi_0 + \Psi_{\text{FA}}$$

$$L_g = \mu_0 / 2\pi l_g \ln(b/a)$$

$$L_{\text{FA}} = \mu_0 / 2\pi l_{\text{FA}} \ln(c/a)$$

a は内部電極半径、 b は外部電極半径、 c はFAシェル半径、 l_g 、 l_{FA} は電極、FAシェル内に占めるプラズマの長さでプラズマの運動速度を V_p ($\sim 5.8 \times 10^4 \text{ m/s}$)とすると $V_p \times t$ で計算する。各々最大の L_g 、 L_{FA} は44 nH、137 nHである。

FC内に含まれるヘリシティの定義そのものを直接測定することは困難であるため、スフェロマクの平衡配位を仮定して平衡解から求められる Ψ_p と Ψ_t との関係式を用いて評価する。L. Turner が示した外部磁界を含む配位の解析解²³⁾を本装置のFC形状に合わせて解くと、外部磁束を含んだスフェロマク配位($\nabla \times \mathbf{B} = \lambda \mathbf{B}$)のパラメータ λ は外部磁束が全ポロイダル磁束の約30%である場合、単純スフェロマクのFCで決まる固有値 $\lambda_0 = 12.9$ に対し $\lambda = 12.4$ となりほとんど変わらない。実際、4章2節で図9、10から実験的に求めた λ の値($\lambda = 10 \sim 13$)も λ_0 の値に近い。従って、FC内で生成されるスフェロマク配位を単純スフェロマクのForce-Free平衡の基本モード配位として近似することができ、測定した Ψ_p と Ψ_t の磁束量からスフェロマクプラズマのヘリシティ量、 K_{FC} は次式の様に表せる。

$$K_{\text{FC}} \cong 1.07 \Psi_p \Psi_t \quad (15)$$

そして全ヘリシティ量、 K_{tot} は

$$K_{\text{tot}} = K_G + K_{FA} + K_{FC} \quad (16)$$

となる。

以上の(9)(11)(12)式から予測される、ヘリシティ注入量 K_{inj} 、全ヘリシティ量 $K_{\text{tot.pr}} (\tau_k = 28 \mu\text{s}$ 場合のみ) 及びFC領域のヘリシティ $K_{FC.pr}$

(3種類の τ_k , 14, 28, 56 μs に対して比較した)の時間変化を求め、図17に実線で示した。そして、実験データ(図11, 図13参照)を基に求めた実際の K_{tot} (白丸), K_{FC} (黒丸)を図中に示し、ヘリシティ保存則に基づいて予測される $K_{\text{tot.pr}}$ の時間変化と比較した。 K_{tot} と K_{FC} の差分が $K_G + K_{FA}$ を示している。プラズマ抵抗による散逸項が無視できる場合は τ_k を考慮しないでヘリシティバランスが求められ、 K_{inj} と $K_{\text{tot.pr}}$ は一致する。しかし、本実験では $\Delta t_{\text{inj}} \sim \tau_k$ であるため、 $K_{\text{tot.pr}}$ は $t = t_1$ まで τ_k の効果は入っていないがそれ以後 K_{inj} に比べて80%程度下がることになる。 τ_k の値は K_{FC} の大きさだけでなく、その立ち上がりの変化(最大となる時刻)に影響する。唯一の自由パラメータである τ_k の算出方法は、ガンからのヘリシティ注入が切れ、 K_{FC} がプラズマ抵抗によって自然減衰する時定数 ($= K_{FC} / (2V_g \psi_{\text{Bias}} - dK_{FC}/dt)$) から求められる。これは図中でデータに重ね合わせた曲線からわかる様に

$\tau_k = 28 \mu\text{s}$ となる。また、プラズマが抵抗性減衰す

る過程で常に最小エネルギー状態を維持するならば $\lambda = 2 \mu_0 W_B / K_{FC}$ が時間的に一定となり、 τ_k と W_B の減衰時間である τ_w とは一致する。このことから、 τ_k の値は磁界強度の信号波形からその減衰の時定数 (τ_B) を評価し、 $\tau_w = \tau_B / 2$ の関係式から τ_w を求めることによって評価できる。その結果、 τ_k は $\sim 30 \mu\text{s}$ となる。図から $\tau_k = 28 \mu\text{s}$ の時の $K_{\text{tot.pr}}$ を求めてみると実験値から求めた K_{tot} , K_{FA} に立ち上がりの変化が多少違うが、最大値がよく一致している。この結果からヘリシティの散逸を考慮したヘリシティバランスから実験データを基に予測されるヘリシティ量の変化が実際のヘリシティ量にはほぼ一致することが示される。また、ガンソースとFA領域に含まれるヘリシティ量 ($K_{\text{tot}} - K_{FC}$) の減衰が K_{FC} に比べて早いことがわかる。これはその領域のヘリシティ量が I_g の変化によって回路的に決まるのに対して、FC内

図17. 実線はヘリシティバランス式から予測される K_{inj} 、ガンソース、FA、FCの3領域に含まれるヘリシティ量 ($K_{\text{tot.pr}}$)、及びFC内のみのヘリシティ量 ($K_{FC.pr}$)を示し、黒丸と白丸は実際の K_{tot} と K_{FC} を示す。3種類のヘリシティ散逸時間 ($\tau_k = 14, 28, 56 \mu\text{s}$) に対して予測される $K_{FC.pr}$ の変化を示す。

はFA外部磁束を通して $V_g \Psi_{FA}$ の割合でヘリシティが注入され磁束が増幅, 維持されるからである。

本実験では τ_B が Δt_{inj} と同程度で短いため, $K_{inj} \neq K_{tot}$ (または $K_{tot.pr}$) となり, ヘリシティの保存性についてはプラズマ抵抗 (古典的なスピッツァ抵抗を意味する) による散逸分を考慮して考える必要がある。 $K_{FC.pr}$ は緩和過程での τ_k も散逸過程での τ_k と等しいと仮定して計算されているため, 緩和過程においてもプラズマ抵抗自体による散逸は同じ程度として考慮されている。ヘリシティの保存性が重要になるのはヘリシティ注入によって磁束変換が起きる緩和過程であって, この間はFC内では $K_{FC} = K_{FC.pr}$ となることから, プラズマ抵抗による散逸は別にして, ヘリシティが磁束変換の機構によって損失することはないことが示される。つまり, トロイダルからポロイダル磁束へそれらの積を一定に保ちながら変換されることになる。

6. 結 論

本装置では従来の磁化同軸ガン構造に対し, 電源の低電圧スロー化, バイアス磁束の捕捉領域であるFAシェルの設置, FA磁束を外部磁束としての活用, などの改良を行い, 静電型の磁気ヘリシティ注入によってスフェロマクの磁束増幅実験を行った。本研究で得られた結論は以下の通りである。

(1) FAシェルとFC内の磁界分布及びポロイダル磁束面, ポロイダル電流面を調べた結果, バイアスとして印加したFA磁束がすべて再結合することなくFC内で内部磁束を取り巻く形で存在していることがわかり, 外部磁界をもったスフェロマク配位が形成されていることを明かにした。この配位は単純スフェロマクと異なり, 静電的なヘリシティ注入が可能となる。また, 磁気ヘリシティ注入によって磁束が増幅されていく様子をポロイダル磁束面測定結果から明かにすることができた。また, ポロイダル電流面測定結果から静電的ヘリシティ注入機構に必要な不可欠な外部磁束に沿ったZ電流が流れていることを明示した。このことはFC内の B_ϕ のR分布測定結果からも支持される。

(2) 磁束ループによる Ψ_p と Ψ_t の直接的な測定により増幅された Ψ_p , Ψ_t の絶対値とバイアス磁束 (Ψ_{Bias}) として与えた Ψ_{FA} , Ψ_0 との相関を調べた。 $\Psi_p / \Psi_{Bias} > 1$ の結果から, トロイダルからポロイダルへの磁束変換が起き, Ψ_p が増幅されていることが判明した。従来のシステムのように Ψ_0 単独で印加する場合に比べ, Ψ_{FA} をFA領域で印加することにより, より大きな Ψ_p をもつスフェロマクを生成することが可能であることを示した。

(3) ガンソース部から注入したヘリシティがシステム全体として保存することを実験的に検証できるならば, FC内のスフェロマクプラズマの平衡配位を決定できるだけでなく, その磁気エネルギーや磁界強度などを求めることができる。本実験では V_g の時間変化と B_{Bias} の測定値からガンソースから注入する全ヘリシティ量 (K_{inj}) を求め, さらにヘリシティのプラズマ抵抗による散逸を τ_k を用いて考慮に入れたヘリシティバランス方程式を解くことにより, システム全体の全ヘリシティ量 (K_{tot}) の時間変化を予測した。この予測された $K_{tot.pr}$ と実際のガン, FA, FCの各領域に含まれるヘリシティ量の和 (K_{tot}) と比較

検討した結果、磁気エネルギーの散逸時間 τ_w の値にはば一致する $\tau_k = 28 \mu s$ の値を用いた場合、予測される $K_{tot.pr}$ の時間変化が実際の K_{tot} の変化とはば一致することが判明した。さらに、ヘリシティ注入量を増加させるに従い、FC内のヘリシティ量として評価される κ が比例して増加することを示した。これらの結果から、ヘリシティ注入時間 Δt_{inj} が τ_k とはば同程度であることから、FC内のヘリシティのプラズマ抵抗による散逸を考慮して、システム全体でヘリシティバランスが成り立つことが示せた。

(4)ヘリシティ注入には閾値が存在することを実験的に明確に示し、その値を求めた。本装置では、 $\lambda_{g.c} \sim 10 m^{-1}$ であり、最適なガンソースの運転条件は $\lambda_{g.m}$ は $20 \sim 35 m^{-1}$ の範囲に設定される。またこれにより求められるガンソースからの磁気エネルギー伝達効率 ε は $33 \sim 50 \%$ であり、これはCTX装置の最適値より高い値になっている。

謝 辞

本研究の遂行に当り、本学大学院卒業生である高見伸行氏、谷口和彦氏、荒木一樹氏、立住裕史氏の多大な協力を得たことを感謝致します。また、実験装置製作に関して援助して頂いた大阪大学の渡辺研究室(C TCCグループ)に感謝の意を表します。また、有益な助言を頂いた東京大学の王夷平氏、討論をして頂いた東京大学、雨宮尚之氏、小野靖氏、筒井広明氏に感謝の意を表します。なお、本研究の一部は文部省科学研究費の援助を受けて行われた。

参 考 文 献

- 1) L. Woltjer : Proc. Nat. Sci. 44 (1958) 489.
- 2) J. B. Taylor : Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1139.
- 3) K. Watanabe *et al.* : J. Phys. Soc. Japan 50 (1981) 1823.
- 4) 永田正義 他 : 核融合研究 57 (1987) 32.
- 5) A. G. Sgro *et al.* : Phys. Fluids 30 (1987) 3219.
- 6) M. Bevir and J. Gray : Proc. of the 1980 RFP Theory Workshop (Los Alamos National Lab., Los Alamos, NM, 1982), P. 176.
- 7) T. B. Jarboe : Fusion Technology 15 (1989) 7.
- 8) C. W. Barnes *et al.* : Phys. Fluids 29 (1986) 3415.
- 9) T. R. Jarboe *et al.* : Comm. Plasma Phys. Controlled Fusion 9 (1985) 161.
- 10) J. C. Fernandez *et al.* : Phys. Fluids B 1 (1989) 1254.
- 11) N. Amemiya *et al.* : J. Phys. Soc. Japan 58 (1989) 2049.
- 12) S. Shimamura *et al.* : Proc. of the 10th US-Japan Workshop on Compact Toroids Hakone, Nov. (1988) P. 33.
- 13) Y. Ono *et al.* : IEEE Trans. Plasma Sci. PS-15 (1987) 418.
- 14) M. Nagata *et al.* : Proc. of the 8th U. S. Symposium on Compact Toroid Research, College Park, Maryland, June (1987) P. 81.
- 15) J. B. Taylor : Reviews of Modern Physics 58 (1986) 741.
- 16) J. B. Taylor and M. F. Turner : Nucl. Fusion 29 (1989) 219.
- 17) N. Amemiya *et al.* : Proc. of the 10th US-Japan Workshop on Compact Toroids Hakone, Nov. (1988) P. 29.

- 18) J. M. Finn and T. Antonsen : Comm. Plasma Phys. Controlled Fusion **9** (1985) 111.
- 19) S. C. Jardin *et al.* : Nucl. Fusion **26** (1986) 647.
- 20) V. D. Shafranov : Nucl. Fusion **19** (1979) 187.
- 21) T. Uyama *et al.* : Nucl. Fusion **27** (1987) 799.
- 22) 古谷仁志 他 : 電気学会研究会資料 (1989) P. 51.
- 23) L. Turner : Phys. Fluids **27** (1984) 1677.