同極性合体を用いて生成された各種球状トーラスの 磁束緩和に関する比較研究

正員 鶴田 繭子* 正員 小野 靖*
正員 桂井 誠*

Comparative Studies on Magnetic Flux Relaxations of Varied Spherical Toroids
Produced by Co-helicity Merging

Mayuko Tsuruda*, Member, Yasushi Ono*, Member, Makoto Katsurai*, Member

The co-helicity merging operations of compact toroid(CT) and spherical tokamak(ST) have been performed with external toroidal field in the CT/ST merging device TS-4. The low- q (safety factor) CT mergings as the compact RFP merging and the spheromak merging show the flux conversion from toroidal to poloidal in the course of the reconstruction of the Taylor force free state. The relaxation to the Taylor state proceeds through the following three states; (1)axisymmetric merging with increasing toroidal flux, (2)increase in the poloidal flux Ψ and, (3)relaxation to the Taylor state. The high- q ST merging shows different relaxation process from those of the compact RFP and the spheromak mergings. Increases in Ψ were not clearly observed in the ST merging. The measured eigen values λ show that ST's, especially high- q ST's, approach a unique intrinsic equilibrium state that has a λ proportional to Ψ with a longer lifetime than that of CT's. When external toroidal field is set in a certain range between the low- q operation and the high- q operation for ST's, an abnormal phenomenon was found in the ST formation, namely, a drastic decrease in the plasma lifetime. This phenomenon is characterized by very weak poloidal flux generations during the initial plasma production phase and the subsequent plasma separation phase when the plasma starts detaching from the flux-core.

キーワード：球状トーラス，プラズマ合体，スフェロマク，球状トカマク，フラックスコア

Keywords: spherical torus, plasma merging, spheromak, spherical tokamak, flux core

1. はじめに

熱核融合エネルギー開発研究の一環である磁気閉じ込めプラズマ研究において、従来のトカマク方式と同じく軸対称内部電流系方式である球状トーラスと呼ばれる一連の配位が注目されてきている。球状トーラスとは、トカマク方式と比較して低アスペクト比（大半径/小半径 $\leq \sim 1.6$ ，トカマクでは3程度）のトーラスプラズマのことをいい、小型高効率な閉じ込めが期待されている。具体的な磁界構造としては、テラー平衡状態（付録参照）にあると考えられるスフェロマク、コンパクト逆磁場ピンチ（コンパクトRFP）などのコンパクトトーラス（CT）、およびテラー平衡まで緩和していないと考えられる球形トカマク（ST）などが

ある。

これら球状トーラス核融合炉の実用化を考えたとき、プラズマ生成部と閉じ込め部を分離し、かつ小規模なプラズマ生成部を用いて所定の大きさの炉心プラズマを生成する手法として、プラズマの同極性合体が提案されている。図1にプラズマ同極性合体の概念図を示す。図のように二つの球状トーラスを軸対称性を保ったまま合体させると原理的には合体終了後、合体前のヘリシティ総和に相当するヘリシティを持った同種の単体球状トーラスが生成される。このようなプラズマ合体を繰り返すことにより所定の大きさになるまでプラズマを肥大化させることが考えられる。

この合体においては、軸対称性と完全導体性を仮定すると、磁束の保存則から同一のポロイダル磁束を持った磁気面が外側より逐次合体する。よって合体前後のトロイダル、ポロイダル両磁束の総量に関して以下の関係式(1)が成り立つ⁽¹⁾。

* 東京大学

〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1

University of Tokyo

7-3-1, Hongo, Bunkyo-ku Tokyo 113-8656

図 1 同極性合体

Fig. 1. Co-helicity merging.

$$\left. \begin{array}{l} \text{トロイダル総磁束} \Phi: \Phi_3 = \Phi_1 + \Phi_2 \\ \text{ポロイダル総磁束} \Psi: \Psi_3 = \max(\Psi_1, \Psi_2) \end{array} \right\} \dots (1)$$

このとき合体する二つのプラズマが同規模とすると $\Psi_3 = \Psi_2 = \Psi_1 = \Psi$ となる。また、内部の磁界分布については以下の安全係数 q についての関係が成り立つ。

$$\text{安全係数 } q: q_3(\Psi) = q_1(\Psi) + q_2(\Psi) \dots \dots \dots (2)$$

(1), (2) 式より同極性合体による生成配位では Ψ については合体前と変わらず、 Φ については和となるため、テラー状態に対して Φ が過剰となることがわかる。

テラー平衡配位であるコンパクト RFP やスフェロマクでは合体生成配位は Φ が過剰な状態から緩和を始め、自己組織化現象により再び Ψ と Φ はテラー平衡のもとでバランスがとれた状態になると考えられており、この推察について実験的証明が必要である。一方、テラー平衡状態までは緩和していないといわれる ST では、合体による過剰な Φ を有する状態からの緩和特性については未解明である。

本研究では将来の合体炉心プラズマ生成を想定して合体手法の適用を念頭に、各種球状トラスについてこのような磁束緩和現象の特性を解明することを目的としている。合体生成されたプラズマは、合体前のプラズマの総磁気エネルギーの一部を加熱エネルギーとして受け取る⁽²⁾。しかし、この加熱効果については本論文では直接測定は行わず課題としては取り上げていない。

2. 実験装置

図 2(a) に本研究で用いたプラズマ合体実験装置 TS-4 の側面図および、(b) に磁気計測結果より得られたスフェロマク合体の様子 (Ψ の等磁気面の時間変化) を示す。

TS-4 装置は平衡磁界コイル (EF コイル) およびフラックスコアを用いた誘導方式⁽³⁾ による二つのプラズマ生成部を持ち、それ等によって二つのプラズマをそれぞれ独立に生成することができる。また、中心軸に沿って設置された中心導体アセンブリーに内蔵された外部トロイダル磁界コイルの電流 I_{tfc} によって外部トロイダル磁界を変化させ、生成プラズマの安全係数 (q 値) 制御が可能である。これによって単一装置内において逆磁場ピンチ (RFP), スフェロマク, 球形トカマク (ST) をそれぞれ生成することができる。TS-4 装置ではその設計上、生成されるプラズマのア

(a) TS-4 device

(b) Ψ contours reconstructed by magnetic probe array (spheromak merging)

図 2 プラズマ合体実験装置 TS-4

Fig. 2. Merging experimental device TS-4.

スペクト比は $A = 1.2 \sim 1.3$ 程度になる。そこで TS-4 装置における RFP をここではコンパクト RFP と呼ぶことにする。TS-4 装置の詳細については別報に説明されている⁽⁴⁾⁽⁵⁾。

本研究における計測系は磁気プローブアレーによる磁気計測が中心である。図 2 に磁気計測範囲を同時に示す。磁気プローブアレーの測定範囲は半径方向に中心導体アセンブリー表面 $r=92[\text{mm}]$ から $r=772[\text{mm}]$ 、装置中心を $z=0$ として軸方向に $z=\pm 315[\text{mm}]$ の間の領域であり、トロイダル磁界 B_t 、軸方向磁界 B_z の 2 方向についてそれぞれ半径方向に 10 点、軸方向に 7 点の計 140 測定点から成る。この 2 次元の磁界計測値から軸対称性を仮定して各物理量を以下の式によって算出する。すなわち磁気面関数 Ψ は

$$\Psi(r, z) = \int_{r_{min}}^r B_z(r, z) 2\pi r dr \dots \dots \dots (3)$$

ここで r_{min} は中心導体アセンブリーの外半径であり、その円筒表面において $\Psi = 0$ と仮定されている。また、アンペアの法則 $\mu_0 j = \nabla \times B$ から電流密度 j は

$$j_t = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial B_z}{\partial r} - \frac{\partial B_r}{\partial z} \right)$$

$$j_z = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial(r B_t)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial B_r}{\partial \theta} \right) = \frac{1}{\mu_0 r} \frac{\partial(r B_t)}{\partial r}$$

よってプラズマ電流 I_{pla} は

$$I_{pla} = \int_S j_t dz dr \dots \dots \dots (4)$$

またテーラー無力磁界配位 $\mu_0 j = \lambda B$ (λ は空間的に一様) の固有値 λ に関して、実測値としては以下の λ_p で代替する。 λ_p はポロイダル方向のテーラー平衡 $\mu_0 j_z = \lambda_p B_z$ を仮定することにより次式で求められ、付録に記すように磁気面上で λ は一定であることから $\lambda_p \sim \lambda$ と考えられる。

$$\lambda_p = \frac{\mu_0}{\Psi} \int_{r_{min}}^r j_z 2\pi r dr = \frac{2\pi r B_t}{\Psi} \dots \dots \dots (5)$$

TS-4 装置ではさらにトロイダルモードの計測を行っている。測定点は 8 点で半径方向 $r=294.5[\text{mm}]$ 、軸方向 $z=77[\text{mm}]$ (装置中央が $z=0$) に設置されており、トロイダルモード $n=1, 2, 3, 4$ の計測が可能である。

3. 実験結果

3.1 実験範囲 図 3 に外部トロイダル磁界コイル電流 I_{tfc} の変化による合体生成および単体生成された配位のプラズマ寿命 τ および平衡磁界強度 $B_{z,ex}$ 、プラズマ電流 I_{pla} の変化をそれぞれ示す。

ここでプラズマ寿命 τ は、単体生成の場合には計測範囲における Ψ の最大値、合体生成の場合には合体直後の Ψ の値からその e^{-1} 倍の Ψ になるまでの時間と定義する (Ψ が時間 t に対し $e^{-\frac{t}{\tau_d}}$ で減衰するとき、 τ は減衰時定数 τ_d と等しくなる。しかし、途中で不安定が発生すると $\tau < \tau_d$ となる)。

また、平衡磁界強度 $B_{z,ex}$ は平衡磁界コイル (図 2(a) の EF coil) が磁気軸付近に作る磁界強度であり、その値は平衡磁界コイルの電流値から算出している。なお、図 3 においてフラックスコアの励磁条件は同一であり、 $B_{z,ex}$ の変化は I_{tfc} が異なった場合でも磁気軸位置が時間的に一定となるように調整した結果である。ただし、 $B_{z,ex}$ の値は電源の仕様上、およそ $0.072[\text{kG}]$ が下限値である。

外部トロイダル磁界コイル電流 I_{tfc} は、フラックスコアが生成するプラズマ内部のトロイダル磁界と逆向きの場合を負、同じ向きの場合を正としてある。よって I_{tfc} が負のときは RFP 配位、 I_{tfc} が 0 のときはスフェロマク配位、 I_{tfc} が正のときは ST 配位が生成される。図中、白丸は合体生成、黒丸は単体生成を表すが、単体生成については ST のみ安定に生成することができたのでその場合について示す。

図 3 より $I_{tfc} > \sim -8[\text{kAT}]$ において合体生成されたコンパクト RFP は、同条件で生成されたスフェロマクと同程度の寿命を持ち、 I_{tfc} が $-8[\text{kAT}]$ より負方向に大きくなると、生成されるプラズマの電流 I_{pla} および τ が急激に減少することがわかる。

一方、 $I_{tfc} > \sim 20[\text{kAT}]$ の ST では、 I_{tfc} は大きいほど τ も延び、コンパクト RFP およびスフェロマクと比較すると最大で 3 倍程度の寿命を持つ。

また、 $0 < I_{tfc} < \sim 10[\text{kAT}]$ の ST は、 $I_{tfc} \sim 5[\text{kAT}]$ で τ の極大値を持つ。この領域における ST は、 I_{pla} は $30[\text{kA}]$

図 3 プラズマ寿命の外部トロイダル磁界依存性

Fig.3. Dependence of plasma decay time on external toroidal field.

前後とスフェロマクやコンパクト RFP とほぼ同程度であるが、トカマク特有の安定化効果を示し、3.3 節に後述するように比較的トロイダルモードが抑制される。このため、 τ は Ψ の減衰時定数 τ_d にほぼ一致する。

最後に注目すべき現象の一つとして、 $I_{tfc} = 10 \sim 20[\text{kAT}]$ の範囲において生成される ST では、合体生成、単体生成にかかわらず Ψ および寿命の急激な減少が観測された。これについては 3.4 節にて説明する。

3.2 テーラー平衡配位の場合: Ψ の増加 テーラー平衡配位としてはコンパクト RFP およびスフェロマクが挙げられる。ここでは特に合体効果が磁界構造の変化として比較的明解に観測されるコンパクト RFP の場合について主に述べる。

図 4 にコンパクト RFP の同極性合体前後における Ψ およびトロイダルモードの時間発展を示す。ここで Ψ_1, Ψ_2 は左右のフラックスコアによって生成された合体前の配位それぞれのポロイダル磁束の総量、 Ψ_3 は合体過程においてすでに再結合したポロイダル磁束の総量である。図中、 Ψ_1, Ψ_2, Ψ_3 全てが一致する $218[\mu\text{sec}]$ が合体完了時と考えられる。

図 4 の Ψ の時間発展より合体中 $210[\mu\text{sec}]$ より Ψ が増加を始め、合体後の $224[\mu\text{sec}]$ に極大値を持つことがわかる。このような合体中から合体後にかけての Ψ の増加は、

同じくテラー平衡配位であるスフェロマクと同極性合体時にも見られる。この合体の際に生じる Ψ の増加は、合体効果に起因する過剰な Φ からの磁束変換を介したテラー緩和と考えており、この場合、 Ψ の増加に対して Φ の減少が観測されると期待される。しかし Φ に関しては、現在の計測範囲では合体前のプラズマについて計測することが不可能であるため確認はされていない。

この Ψ の増加に関しては図4のトロイダルモードの時間

図4 コンパクト RFP 合体時の Ψ およびトロイダルモードの変化 ($I_{tfc} = -4.6$ [kAT])

Fig. 4. Time evolution of Ψ and toroidal modes during compact RFP merging ($I_{tfc} = -4.6$ [kAT]).

図5 コンパクト RFP 合体後の λ_p および q 値空間分布の時間発展

Fig. 5. Time evolution of spatial profiles of λ_p and q -value after compact RFP merging.

発展から、 Ψ の増加に合わせて $n=2$ トロイダルモードの増加が見られる。このことから、この Ψ の増加に関する主要な磁束変換機構 (ダイナモ) は $n=2$ トロイダルモードであると推測される。 Ψ の増加時に観測される $n=2$ トロイダルモードの増加は、コンパクト RFP の場合に明快に現われるが、スフェロマクの場合には比較的小さく、複数モードの増大として現われることも多い。

図5に図4の合体過程における緩和の様子を示す。図5は図4の各時点における λ_p および q 値の内部空間分布であり、時刻 218, 224, 254 [μsec] はそれぞれ (A) 合体完了時点、(B) Ψ が増加し最大値となった時点、および (C) テラー平衡したと思われる時点の分布を表わしている。

図5から合体完了直後の時刻 218 [μsec] (A) では、磁気軸 ($\Psi/\Psi_0 = 1$) 付近における λ_p および q 値が磁気軸周辺で大きな値を示しており、軸対称合体効果によって磁気軸付近のトロイダル磁束が増加していると推定される。次に、 Ψ の増加が終了する時刻 224 [μsec] (B) では緩和が進行し、磁気軸付近における λ_p および q 値が減少することがわかる。ただし、この時点における λ_p は Ψ に関して一定ではなく、まだテラー平衡していない。その後、 λ_p は Ψ に関して磁気軸周辺から徐々に一定となり、時刻 254 [μsec] (C) ではプラズマの周辺部を除いた $\Psi/\Psi_0 > 0.4$ の領域においてテラー平衡の近くまで緩和している。

また q 値に関しては 224~260 [μsec] において磁気軸付近において 0.3 ~ 0.4 となり、通常のアスペクト比の RFP よりも遥かに高い q 値を示しており、同配位についての平衡理論から予想される結果と一致する⁽⁶⁾。

以上より、コンパクト RFP に代表されるテラー平衡配位の場合、式 (1) の合体による Φ の増加に付随して Ψ の増加が起こり、再びテラー平衡状態へと緩和することが確認され、結論として合体によるプラズマの肥大化効果が確認された。

3.3 球形トカマクの場合 次に、テラー平衡まで緩和していない配位といわれる ST について合体による効果について実験的に検証した。

図6は、コンパクト RFP に対する図4同様、ST の同極性合体前後における Ψ およびトロイダルモードの時間発展を示したものである。ここで Ψ_1, Ψ_2, Ψ_3 の定義は図4にならう。

まず、図6のトロイダルモードの時間発展から図4のコンパクト RFP の場合と比較してトロイダルモードが全体的に小さいことがわかる。これはすでに述べたように内部トロイダル磁界と同方向に印加された外部トロイダル磁界によって ST ではトロイダルモードが安定化されるためであると考えられる。また、合体に関しては ST ではコンパクト RFP の場合と比較して合体による Ψ の増加は小さく、また合体の際に特定のトロイダルモードの上昇も見られないことが観測される。

合体による Ψ の増加に関するテラー平衡配位および ST の比較を図7に示す。コンパクト RFP からスフェ

ロマク, ST と I_{tfc} を変化させ, ここで合体における Ψ の増加率 $\Delta\Psi/\Psi$ は, 合体終了までの $max.(\Psi_1, \Psi_2)$ の最小値 Ψ_{min} と合体終了後の最大値 Ψ_{max} から $\Delta\Psi/\Psi = (\Psi_{max} - \Psi_{min})/\Psi_{min}[\%]$ として定義している。なお図中, ST 側の $I_{tfc} = 10 \sim 20[\text{kAT}]$ (斜線の領域) はすでに述べたように正常な配位を生成できない領域である。

図 7 よりテラー平衡配位であるコンパクト RFP およびスフェロマクでは比較的高い $\Delta\Psi/\Psi$ を示すのに対し, ST では外部トロイダル磁界の強弱にかかわらず $\Delta\Psi/\Psi$ が全般的に小さいことがわかる。

また図 7 から, ST では合体に際して生じる過剰な Φ が

図 6 ST 合体時の Ψ およびトロイダルモードの変化 ($I_{tfc}=83[\text{kAT}]$)

Fig. 6. Time evolution of Ψ and toroidal modes during ST merging ($I_{tfc}=83[\text{kAT}]$).

図 7 合体配位による合体直後の Ψ 増加率の違い

Fig. 7. Difference of increase in Ψ by CT variations.

らの磁束変換が起こっていないか, 起こっていたとしても小さいことが示唆される。そこで合体効果による平衡状態の変化をみるために, 図 8 に合体および単体生成 ST の λ_p 分布の比較を示す。ただし, 合体および単体生成配位の全域が計測範囲に収まり, λ_p 分布が安定した時刻として $I_{tfc} = 4.6[\text{kAT}]$ では $240[\mu\text{sec}]$, $I_{tfc} = 83[\text{kAT}]$ では $350[\mu\text{sec}]$ とした。

図 8 の外部トロイダル磁界が強い場合 ($I_{tfc} = 83[\text{kAT}]$) では, 合体および単体生成による λ_p 分布の違いは小さいことがわかる。これは強い外部トロイダル磁界に対し合体時の過剰な Φ の影響が相対的に小さいためで, よってこの場合には, 磁界構造の変化という意味では合体効果の影響は小さいと考えられる。また, λ_p 分布は Ψ に対し磁気軸付近で最大値を持ち, 端部でほぼ 0 の Ψ に比例する特性を有する。このことから外部トロイダル磁界が強い場合にはテラー平衡状態には緩和していないことが確認された。

図 8 の外部トロイダル磁界が弱い場合 ($I_{tfc} = 4.6[\text{kAT}]$) では, 単体生成の場合, λ_p は Ψ に対して変化は小さく, テラー平衡に近い分布となっていることがわかる。一方, 合体生成では, 外部トロイダル磁界が強い場合に類似した磁気軸付近に最大値を持つ λ_p の分布が形成されていることがわかる。この磁気軸付近に最大値を持つ分布は合体による Φ の増加によって形成されと考えられ, 図 7 に示すように ST では Ψ への磁束変換が小さく, 図 5 と異なり, $240[\mu\text{sec}]$ においても分布はそのまま維持されることが観測された。これは ST では外部トロイダル磁界が弱い場合でも, テラー平衡近くまで緩和せずに合体による加熱効果⁽²⁾を維持できることを示していると考えられる。

図 9 は外部トロイダル磁界の弱い場合 ($I_{tfc} = 4.6[\text{kAT}]$) における単体および合体時の Ψ の時間変化である。合体が完了した時点から単体, 合体それぞれの場合についての線形近似を示してある。ただし磁束の減衰率はその断面積に反比例することから, 単体生成の近似直線は Ψ の最大値からその 20% までに含まれる領域 $S_{\Psi_{20}}$ をプラズマ断面積として合体生成の場合とのサイズ比に起因する減衰率を補ってある。ここでプラズマ断面積を $S_{\Psi_{20}}$ としたのは, 合体

図 8 I_{tfc} の違いによる λ_p 空間分布の比較

Fig. 8. Comparison of λ_p with different I_{tfc} .

生成の場合、 Ψ が最大となる合体直後においてプラズマ全体が計測範囲に収まる範囲に限定したことによる。

図 9 から合体時の方が単体時と比較して、寸法効果以上に Ψ の減衰率が小さく、電子温度の上昇が予想される。合体生成では、対象となるプラズマは、合体するプラズマのエネルギーを磁気エネルギーの他にその一部を加熱エネルギーとして受け取る。図 9 より、ST では合体によってプラズマが加熱され、その熱エネルギーがコンパクト RFP やスフェロマクと比較して長時間維持されることが示唆された。

3・4 ST が短寿命な外部トロイダル磁界の条件 図 3 に示されたように本実験において ST 生成時、 $I_{tfc} = 10 \sim 20$ [kAT] において極端なプラズマ寿命の減少が観測された。本節では、この現象について考察を行う。

図 10 に (a) $I_{tfc} < 10$ [kAT] (4.6 [kAT])、(b) $I_{tfc} = 10 \sim 20$ [kAT] (10.4 [kAT])、(c) $I_{tfc} > 20$ [kAT] (27.6 [kAT])、とした場合の ST 合体の様子をポロイダル磁気面の時間変化としてそれぞれ示す。また、色の濃淡でトロイダル磁界分布を同時に示す。ここで示す図 10(a) ~ (c) ではスフェロマク合体時 ($I_{tfc}=0$) に合体する初期配位が左右で同規模になるようにフラックスコアの入力を調整後、固定している。

図 10(b) より、合体前の初期配位が磁気計測範囲に入ってきた辺りから既に配位の磁気エネルギーが全体的に小さく、配位の装置中央へ進行する力が弱いことが見てとれる。フラックスコアによって生成された初期配位は、フラックスコア (PF コイル) の反転電流によって弱いながらも合体し、合体生成配位が形成される。このことから、 $I_{tfc} = 10 \sim 20$ [kAT] において合体生成配位が短命である原因は合体前の段階にあると考えられる。すなわち、初期プラズマが効率的に生成されていないか、もしくは生成後合体開始までの間になんらかの不安定で壊れている、とい

う 2 通りの場合が予想される。

図 3、図 10 より、この現象は単体生成か合体生成かにはよらないことがわかった。また外部トロイダル磁界が関係する不安定としては $q=1$ 不安定が予想される。そこで合体効果の生じない単体生成について $I_{tfc} < 10$ [kAT]、 $I_{tfc} = 10 \sim 20$ [kAT]、 $I_{tfc} > 20$ [kAT] の 3 つの条件による q 分布の比較を行った。この結果を図 11 に示す。図中、 $I_{tfc} < 10$ [kAT] の条件で生成したプラズマの q 分布を黒、 $I_{tfc} = 10 \sim 20$ [kAT] の場合を青、 $I_{tfc} > 20$ [kAT] の場合

(a) $I_{tfc} = 4.6$ kAT (b) $I_{tfc} = 10.4$ kAT (c) $I_{tfc} = 27.6$ kAT

図 10 様々な外部トロイダル磁界中における ST の生成

Fig. 10. ST formations in varied external toroidal fields.

図 9 低 q ST の単体および合体時の Ψ の減衰率の比較 ($I_{tfc}=4.6$ [kAT])

Fig. 9. Comparison of Ψ decay rate between single and merging ST with low- q value ($I_{tfc}=4.6$ [kAT]).

図 11 外部トロイダル磁界による q 値の変化 (単体生成 ST)

Fig. 11. Dependence of q -value on external toroidal field (single ST).

を赤で示す。

図 11 より $I_{tfc} = 10 \sim 20[\text{kAT}]$ の場合には極端に Ψ が減少するために外部トロイダル磁界の影響が相対的に強くなり、 q 値が全体的に $I_{tfc} < 10[\text{kAT}]$ の場合と比較して突然高くなることがわかる。そして $I_{tfc} > 20[\text{kAT}]$ となると再びプラズマの内部磁束が増加するため q 値が全体的に減少する。しかし、現時点の磁気プローブ計測領域は図 2(a) に示すように装置中央部のみであり、この現象の原因となるフラックスコア周辺部を計測することはできない。このためこの急激なプラズマ寿命の減少の原因を突き止めるには至らなかった。しかし再び図 10 における左右から進行してくる合体前の二つのプラズマを見てみると、(a) では右側のプラズマのトロイダル磁界が左側に比べ強いのにに対し、(c) ではその逆となる。二つのフラックスコアは独立した電源で駆動されるため、生成されるプラズマは左右で多少 q 分布が異なることを考え合わせると、外部トロイダル磁界すなわち I_{tfc} の値について狭い範囲でこの現象は起こると推測される。

4. ま と め

各種球状トーラスに対する同極性合体の効果について磁気計測を中心に実験的検証を行った。

その結果まず、テラー平衡配位であるコンパクト RFP およびスフェロマクでは、初期には軸対称合体効果による選択的な Φ の増加、そしてその後、軸対称合体では予想されない Ψ の増加が観測された。また、 Ψ 増加時には $n=2$ トロイダルモードの増加が見られ、同モードがこの場合の主要な磁束変換機構の原因であると考えられる。合体生成配位は最終的には再び新たなテラー平衡状態へと緩和した。このことから、合体によって平衡からずれた状態がまず形成され、それから再びテラー平衡へとテラー緩和が起り、配位は崩壊することなく肥大化し、維持されることが確認された。

次に外部トロイダル磁界が強い ST の場合においては磁界構造の変化の面において合体効果は比較的小さく、特定のトロイダルモードの増加も観測されなかった。また、その λ 実測値である λ_p の分布からテラー平衡ではなく、 $\lambda_p \propto \Psi$ となる特殊な配位へと緩和していることが確認された。

一方、外部トロイダル磁界が弱い ST 場合では単体生成された配位は λ_p の分布からテラー平衡に近い状態であることがわかった。しかし、合体生成時には過剰な Φ によって外部トロイダル磁界が強い領域における λ_p 分布に近づき、それがそのまま維持される。

一般に ST の場合、磁界構造に関する合体効果は小さい。しかし、単体生成時と合体生成時の Ψ の減衰率の違いから合体による電子温度上昇効果が推察される。

また、本実験範囲において比較的外部トロイダル磁界の弱い生成条件 $I_{tfc} = 10 \sim 20[\text{kA}]$ では ST を効率的に生成できないことを発見した。本実験では原因解明までは至ら

なかったがフラックスコアによる誘導生成というプラズマ生成法特有の現象である可能性を示唆した。

(平成 15 年 5 月 6 日受付, 平成 15 年 8 月 21 日再受付)

文 献

- (1) T. Sato, Y. Oda, S. Otsuka, K. Katayama, and M. Katsurai: *Phys. Fluids*, Vol.26, p.3602 (1983)
- (2) Y. Ono, M. Inomoto, T. Okazaki, and Y. Ueda: *Phys. Plasmas*, Vol.4, p.1953 (1997)
- (3) M. Yamada, H.P. Furth, W. Hsu, A. Janos, S. Jardin, M. Okabayashi, J. Senn, T.H. Stix, and K. Yamazaki: *Phys. Rev. Lett.*, Vol.46, p.188 (1981)
- (4) M. Tsuruda, Y. Ono, and M. Katsurai: *T. IEE Japan*, Vol.122-A, No.9, pp.840-848 (2002-9) (in Japanese)
鶴田 満子・小野 靖・桂井 誠: 電学論 A, **122**, 9, pp.840-848 (2002-9)
- (5) M. Tsuruda and M. Katsurai: *IEEJ Trans. FM*, Vol.123, No.4, pp.338-345 (2003-4) (in Japanese)
鶴田 満子・桂井 誠: 電学論 A, **123**, 4, pp.338-345 (2003-4)
- (6) Y.L. Ho, D.D. Schnack, P. Nordlund, S. Mazur, H.-E. Satherblom, J. Scheffel, and J.R. Drake: *Phys. Plasmas*, Vol.2, p.3407 (1995)

付 録

一般無力磁界配位とテラー平衡配位

電磁流体プラズマの力学平衡配位は磁束密度を B , 電流密度を j とするとき

$$j \times B = \nabla p \cdots \cdots \cdots \text{(付 1)}$$

ここで p はプラズマ熱圧力であるが、いまそれが無視できる低ベータ (ベータはプラズマ熱圧力と磁気圧の比, 低ベータとは $p \sim 0$) 配位を対象とすると一般無力磁界配位となり

$$j \times B = 0 \cdots \cdots \cdots \text{(付 2)}$$

よって λ を比例係数として

$$j = \lambda B \cdots \cdots \cdots \text{(付 3)}$$

となるが、ここで $\nabla \cdot j = \nabla \cdot B = 0$ より

$$(B \cdot \nabla) \lambda = 0 \cdots \cdots \cdots \text{(付 4)}$$

すなわち λ は磁力線方向に変化しない。このことから軸対称トーラス配位において λ は磁気面関数 $\sim$ ポロイダル磁束 Ψ の関数 $\lambda(\Psi)$ となり

$$j/B = \lambda(\Psi) \cdots \cdots \cdots \text{(付 5)}$$

この一般無力磁界配位においては本文 (5) 式で定義される λ_p は磁気面 Ψ の関数となる。

テラー平衡配位はヘリシティ保存下において磁気エネルギーを最小とした配位であって λ は Ψ によらずプラズマ内部において一定となる。この場合 λ は境界形状と外部トロイダル磁界の値によって一義的に決定され、固有値となる。

鶴 田 繭 子（正員）1974 年生。1998 年東京大学工学部電気
科卒業。2003 年同大学大学院博士課程修了。三
井金属に勤務。

桂 井 誠（正員）1941 年生。1965 年東京大学工学部電子
科卒業。1970 年同大学大学院博士課程修了。同
年同大学講師，1971 年同助教授，1987 年教授，
現在に至る。主としてプラズマ工学，核融合工学
の研究に従事。プラズマ・核融合学会。

小 野 靖（正員）1959 年生。1983 年東京大学工学部電気
科卒業。1989 年同大学大学院博士課程修了。同
年同大学助手，1990 年同年同大学講師，1994 年
同助教授，現在に至る。核融合基礎プラズマ実験
に従事。プラズマ・核融合学会，APS 会員。