



## 小特集 極限的高ベータプラズマ閉じ込め：FRC 研究の新展開

# 2. FRC の基礎的理解

## 2.1 $\langle\beta\rangle\sim 1$ がなぜ可能か？

高橋俊樹, 井 通暁<sup>1)</sup>, 浅井朋彦<sup>2)</sup>

群馬大学大学院工学研究科, <sup>1)</sup> 東京大学大学院新領域, <sup>2)</sup> 日本大学理工学部

(原稿受付：2008年6月23日)

磁場反転配位は体積平均ベータでも 0.8 から 0.9 となり, 磁気閉じ込めプラズマの中では極めて高い値を有する。磁場反転配位の平衡について, 現象論的に説明する。

### Keywords:

field-reversed configuration, Taylor state, relaxation, high beta, equilibrium

### 2.1.1 緩和状態としての FRC

本節の問いを「体積平均ベータ  $\langle\beta\rangle\sim 1$  のプラズマが配位崩壊にいたる数十アルヴェン時間に, テイラーの無力磁場配位 [1] へ緩和せずにいられるのはなぜか?」と解釈すると, 「よくわかっておりません」が正直な回答であろう。 $\langle\beta\rangle\sim 1$  のプラズマとは, 磁場反転配位 (FRC) である。逆磁場テータピンチ (FRTP) 法で生成した FRC は, 数十から数百  $\mu$  秒で磁束や圧力が減衰し最終的に配位が崩壊する。減衰過程でトロイダル磁場が現れスフェロマックへ緩和してもよさそうであるが, そうはならず FRC を維持したままである。スフェロマックの異極性合体による FRC 生成では, イオン種によって異なる緩和過程を経ることが示された [2]。イオン質量が大きい時, つまりイオン表皮厚さまたはラーモア半径が大きく運動論の効果が顕著になる時, FRC へ緩和することを示すものである。つまり, 高ベータプラズマへの緩和の指導原理および緩和状態を記述する方程式は, 二流体理論もしくはプラズマ運動論により構築されるべきものようであるが, はっきりとしたことは言えない。

そこで本節の問いを「 $\langle\beta\rangle\sim 1$  はいかなる状態で可能か?」と解釈しなおしてみる。すると多少の説明は可能である。

FRC の魅力は, なんと言っても「高ベータ」である。移送を可能にし, 内部に構造体を持たない「単連結」とあわせた 2 つの大きな長所は, 競争力に乏しい閉じ込め性能にもかかわらず, 我々 FRC 研究者を引きつけ続けている。ここでは, 実験で得られる高ベータ FRC プラズマの魅力ある性質を, 現象論の立場から説明したい。

### 2.1.2 FRC の平衡

FRC の磁場構造を図 1 に示す。開放端磁場領域の内部に

閉じた磁力線領域が存在する。これらの境界面はセパトリクスと呼ばれる。中央面 ( $z=0$ ) セパトリクス上から装置軸 ( $z$  軸) のほうに向かうにつれ磁場は徐々に弱まり, あるところでゼロとなる。ここはよく磁気中性点と呼ばれるが, 実際には装置軸を取り囲む円である。さらに装置軸へ向かうと, 磁場の向きは反転する。これが磁場反転配位 FRC の名前の由来である。この反転磁場は, トロイダル方向 ( $\theta$  方向) に流れるプラズマ電流によって維持される。磁力線に沿ったポロイダル方向の電流はなく, したがってトロイダル磁場はない。磁場と電流は完全に直交しており, 力のつりあい

$$\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (1)$$

から, ローレンツ力によってプラズマ圧力勾配を効率よく支持していることがわかる。そもそも (1) 式は流れのない一流体電磁流体力学 (MHD) 平衡である。運動論が支配しさらに開放端のためミラープラズマ平衡の議論が必要でありそうな FRC の平衡を記述できるのか疑問の余地はある。しかし, (1) 式は FRC 平衡をよく記述できているという理解が FRC 研究者の中では一般的である [3]。 (1) 式から FRC のプラズマ電流は

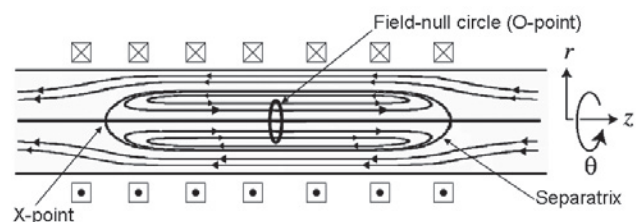


図 1 FRC の磁場構造。

2. Fundamental Nature of FRC 2.1 Why is a Magnetic Configuration with  $\langle\beta\rangle\sim 1$  Possible?

TAKAHASHI Toshiaki, INOMOTO Michiaki and ASAI Tomohiko

corresponding author's e-mail: t-tak@el.gunma-u.ac.jp

$$\mathbf{j}_\perp = \mathbf{B} \times \nabla p / B^2 \quad (2)$$

の反磁性電流として記述できる。  $\mathbf{j}_\parallel = 0$  であるので、FRCは完全反磁性である。本小特集2.3節や3.4節でも指摘があるが、中心部加熱により圧力分布を維持できれば反磁性電流の駆動につながり定常維持できる、とするアイデアも報告されている[4]。これについては、今後、実験や数値解析などでその可能性を検討することになるだろう。

トロイダル磁場またはポロイダル電流がないことから、Grad-Shafranov (GS) 方程式は、

$$r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\mu_0 r^2 \frac{dp}{d\psi} \quad (3)$$

と記述できる。セパトリクス内部の圧力関数  $p$  を  $\psi$  について2次か3次多項式で表し、外部の圧力を  $\psi$  の指数関数で表現すると、実験で得られる磁場や圧力分布をほぼ再現することができる。磁場構造の図(図1)はGS方程式を有限差分法で解き、 $\psi$  の等値線を描いたものである。同様に中央面における  $\psi$ 、磁場の軸方向成分  $B_z$ 、 $p$ 、電流密度の  $\theta$  成分  $j_\theta$  をそれぞれ図2に示す。ここで示すのは数値計算の結果であるが、実験が示す傾向と本質的な差異はない。

セパトリクス内部で  $\psi \geq 0$  と定義すると、 $\psi$  は中央面上でかつ磁気中性点で最大となり、セパトリクスでゼロとなる。磁気中性点の半径  $R$  とセパトリクス半径  $r_s$  の間には、 $r_s = \sqrt{2}R$  の関係があり、しばしば用いられる。電流  $j_\theta$  はセパトリクスでピークを持つ。大谷らの粒子シミュレーションによれば、電子電流は磁気中性点で極小となるホローな分布となる一方、イオン電流は磁気中性点でピークした分布に自己形成されることが示されており[5]、電子電流が支配的なFRCでは図2の分布は納得できる。このセパトリクスで最大となる  $j_\theta$  の分布は、輸送の観点に立てば重大な問題である。単純化したオームの式から、

$$\mathbf{u}_\perp = -\eta \mathbf{j} \times \mathbf{B} / B^2 \quad (4)$$

のように、抵抗性の磁力線を横切る流速  $\mathbf{u}_\perp$  が大きくなるからである。ここで、 $\eta$  は電気抵抗率であり、電場によるドリフトは無視した。

本稿で最も重要なベータ値について説明しよう。プラズマ圧を外部閉じ込め磁気圧で除した量として定義されるが、空間のある一点における磁気圧とプラズマ圧の比も局所ベータ値として用いられることもあり、定義には注意すべきである。タイトルにもある  $\langle\beta\rangle$  は体積平均ベータと先述したが、FRC研究者の間では、

$$\langle\beta\rangle \equiv \frac{1}{\pi r_s^2} \int_0^{r_s} \beta|_{z=0} 2\pi r dr, \quad \beta \equiv p / (B_{ex}^2 / 2\mu_0) \quad (5)$$

の中央面平均ベータがよく知られている。ここで  $B_{ex}$  は外部磁場強度[T]である。高偏長度のプロレートなFRCに対しては、体積平均ベータに近似してよい。(5)式で定義さ

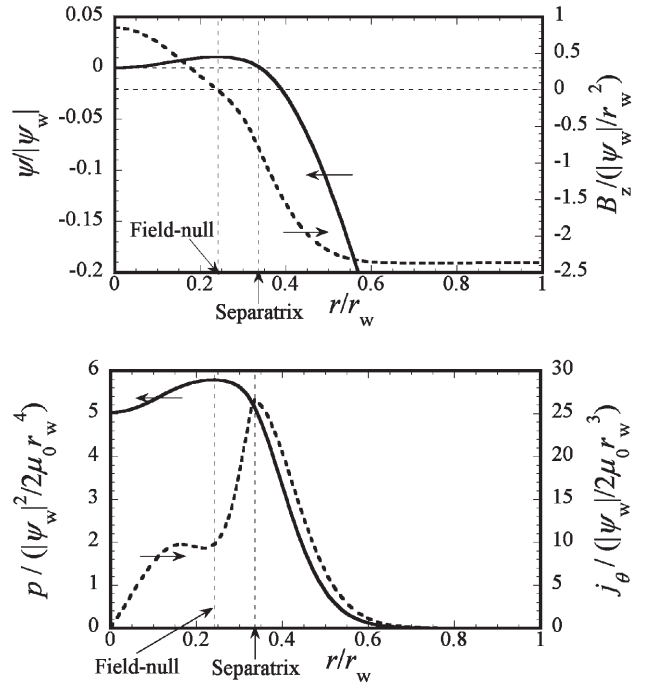


図2 Grad-Shafranov 平衡計算で得られた中央面の分布。(上) 磁束関数  $\psi$  と磁場の軸方向成分  $B_z$ 、(下) プラズマ圧力  $p$  と電流密度のトロイダル成分  $j_\theta$ 。セパトリクス内部の磁束関数を正と定義している。ここで、 $\psi_w$  は装置壁の磁束関数、 $r_w$  は装置半径である。

れる  $\beta$  は、圧力分布に従って0から1まで変化する。図2の圧力分布によれば、セパトリクス上の  $\beta$  (セパトリクスベータ  $\beta_s$ ) は既に0.8を超える値になっている。実験でも、移送FRCでは約0.5が報告されており[6]、FRTP法で生成されたFRCでは0.7-0.8程度で考えるのが自然なようである[7]。つまり、磁気圧とプラズマ圧の交換は、セパトリクス周辺のスクレイプオフ層がその役割を担っていることとなる。軸方向の力のバランスを中央面から装置端部まで体積積分することで、 $\langle\beta\rangle$  について

$$\langle\beta\rangle = 1 - x_s^2/2, \quad x_s \equiv r_s/r_w \quad (6)$$

を得る[8]。ここで、 $r_w$  は装置半径である。典型的な  $x_s$  の範囲は0.4-0.6[3]で、 $\langle\beta\rangle$  は約0.8-0.9と平均値であっても十分に高い値となる。

最後に、FRCのスクレイプオフ層について述べておこう。先述した高い  $\beta_s$  のため、セパトリクス外部に比較的高圧のスクレイプオフ層があり、その厚みはイオンラーモア半径の2-6倍程度と見積もられている[9]。過去には、コアプラズマの径方向対流損失が粒子供給源となり、軸方向端損失とのバランスでスクレイプオフ層が形成される、というモデルも提案されている[10, 11]。この場合、一流体MHD平衡とは異なる状態にあるだろう。GS平衡計算の結果(図2)は、セパトリクス外部に対して若干の修正が必要かもしれない。

### 2.1.3 まとめ

2.1節では、FRCプラズマの平衡を説明した。高ベータ

は魅力的な性質であるが、同時に急峻な圧力分布を開放端磁場領域に持つこととなり、FRCは生まれながらにして激しい対流損失に悩まされることとなる。これを抑制するためには、セパトトリクスベータがゼロで電流密度のピークが磁気中性点の近傍にある、シャープな境界の平衡状態が望まれる。しかし、現段階で実験制御は困難であり、将来的にはNBI加熱か波動加熱によりFRCに劇的な変化が起こることを期待したい。能動制御実験の計画はもちろん重要であるが、理論・シミュレーション研究により実現可能性を検討できる大学院生を含めた若手研究者が日本国内に少ないのが現状である。是非協力いただきたい。

#### 参考文献

- [ 1 ] J.B. Taylor, Rev. Mod. Phys. **58**, 741 (1986).
- [ 2 ] E. Kawamori and Y. Ono, Phys. Rev. Lett. **95**, 085003 (2005).
- [ 3 ] M. Tuszewski, Nucl. Fusion **28**, 2033 (1988).
- [ 4 ] K. Hirano, Nucl. Fusion **28**, 207 (1988).
- [ 5 ] H. Ohtani, R. Horiuchi and T. Sato, Phys. Plasmas **10**, 145 (2003).
- [ 6 ] T. Ohtsuka, M. Okubo, S. Okada and S. Goto, Phys. Plasmas **5**, 3649 (1998).
- [ 7 ] T. Takahashi, H. Gota, T. Fujino, M. Okada, T. Asai, K. Fujimoto, Y. Ohkuma and Y. Nogi, Rev. Sci. Instrum. **75**, 5205 (2004).
- [ 8 ] W.T. Armstrong, R.K. Linford, J. Lipson, D.A. Platts and E.G. Sherwood, Phys. Fluids **24**, 2068 (1981).
- [ 9 ] L.C. Steinhauer, Phys. Fluids **29**, 3379 (1986).
- [ 10 ] M. Tuszewski and R.K. Linford, Phys. Fluids **25**, 765 (1982).
- [ 11 ] A.L. Hoffman and R.D. Milroy, Phys. Fluids **26**, 3170 (1983).