

移送 FRC プラズマの反射過程における金属チェンバーの役割

The role of metal chamber in the reflection process of translating Field-Reversed Configuration plasmas

岡島 奨<sup>1</sup>, 松本 昂大<sup>1</sup>, 松本 匡史<sup>1</sup>, 浅井 朋彦<sup>1</sup>, 高橋 努<sup>1</sup>  
日大理工<sup>1</sup>

S. OKAJIMA<sup>1</sup>, K. MATSUMOTO<sup>1</sup>, T. MATSUMOTO<sup>1</sup>, T. ASAI<sup>1</sup>, TS. TAKAHASHI<sup>1</sup>  
College of Science and Technology, Nihon University.<sup>1</sup>

1. はじめに

本研究室では実験装置 NUCTE-III/T (Nihon University Compact Torus Experiment)を用いて、磁場反転配位 (Field-Reversed Configuration:FRC) プラズマの移送実験を行った。

生成部 NUCTE-III で生成された FRC プラズマは、磁場勾配により移送部 NUCTE-T に移送される。また、移送部の上流と下流にはミラーコイルが設置されている。この領域は、SUS304 製の金属チェンバーとなっている。

実験装置の金属チェンバーは有限の電気抵抗を持つため、排除される閉じ込め磁場が金属を横切の際に誘導電流が発生し、移送プラズマの自己電流との間にローレンツ力が発生することが考えられる。そこで、本研究では、金属チェンバーの電気伝導率の効果を含めた 2次元の磁場拡散シミュレーションの方法を開発し、移送FRCプラズマの反射過程における金属チェンバーの役割を評価することが目的である。

2. 金属チェンバーの効果を含めた磁場計算

導体中の磁場拡散方程式はMaxwell方程式により  $\mu\sigma \partial \mathbf{B} / \partial t = \nabla^2 \mathbf{B}$  となる。これを円筒座標系で考え、磁束関数  $\psi$  を導入すると  $\theta$  方向の磁場は対称性により 0、 $z$ 、 $r$  方向の磁場  $B_z$ 、 $B_r$  は  $B_z = \partial \psi / r \partial r$  と  $B_r = -\partial \psi / r \partial z$  で表すことができ、磁場の拡散方程式は

$$\mu\sigma \frac{\partial \psi}{\partial t} = r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \quad (1)$$

となる。この磁場拡散方程式をADI(Alternating Direct Implicit)法によって解いた。ADI法は(1)式を一挙に差分にはもってゆかず、2段階に分けて差分化し、まず第1ステップとして  $r$  方向の式の三線対角行列を解き、中間ステップの解を得る。次に中間ステップの解を  $r$  方向に掃引して、第2ステップとして  $z$  方向の式の三線対角行列を解く方法である。このように1次元のスキームを交互に解くことで2次元問題が解けるので計算が容易な方法である。また、拡散源(電流)を自在に与えることができるので、時間ステップを細かくすることで外部磁場コイルやプラズマ電流を与えられるという様な利点もあることからこの方法を採用した。

実験装置の外部磁場コイルは多層巻きのコイル素子から形成されているため、コイル素子のすべての配置に電流波形を与え、電気伝導率  $\sigma$  については金属チェンバーの配置にのみSUS304の電気伝導率を与えて閉じ込め部NUCTE-Tの磁場拡散シミュレーションを行った。

3. しみ込み時間の決定方法

金属チェンバーを  $z$  方向に無限に長い薄肉円筒と仮定し、半径を  $r$ 、厚みを  $d$  とした場合、金属チェンバーの外側の磁場を  $B_{out}$ 、しみ込んだ内側の磁場を  $B_{in}$  とするとアンペールの法則とファラデーの法則を用いて  $B_{out}$  と  $B_{in}$

の関係は  $B_{out} = B_{in} + \tau dB_{in}/dt$  と表せる ( $\tau = \mu\sigma rd/2$  とおいた)。この  $\tau$  は時定数と同じ次元を持つ。また、磁場波形  $B_{out}(t) = B_0 \sin(\omega t) \exp(-\alpha t)$  を与えてこの微分方程式を  $B_{in}$  について解くと  $B_{in}(t) = -B_0 e^{-t/\tau} (-\tau\omega + (-\tau\omega \cos(t\omega) - \sin(t\omega) + \alpha\tau \sin(t\omega)) e^{t(-\alpha+1/\tau)}) / (1 - 2\alpha\tau + \alpha^2\tau^2 + \tau^2\omega^2)$  となる。この  $B_{out}$ 、 $B_{in}$  の波形のピークの時刻の差が  $\tau$  の値と一致する。したがって、この時刻の差をしみ込み時間と定義する。

4. 結果

コイル電流の立ち上がりから 1 ms 後の中心軸付近の磁場分布を図 1 に示す。図 1 は金属なし(青線)と金属あり(赤線)を比較している。また、解析解とシミュレーション結果と磁気プローブによる実験データから求めたしみ込み時間(時定数  $\tau$ ) を磁気プローブの設置位置において比較したものを図 2 に示す。(この横軸は図 1 の  $z$  軸に対応している)

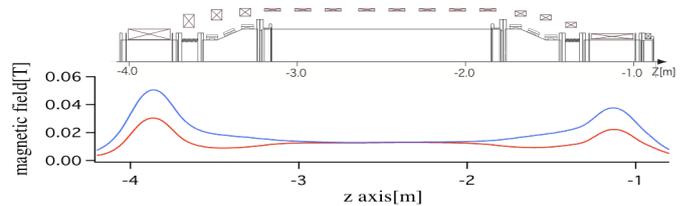


図 1 NUCTE-T 概略図および中心軸付近の磁場分布

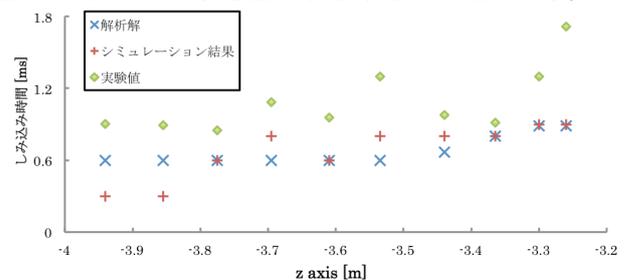


図 2 しみ込み時間

図 1 から外部磁場コイルによる磁場が中央の石英放電管部分では変化はないが、両端の金属チェンバー部分では大きく変化していることがわかる。図 2 からしみ込み時間は 1ms 前後であり、解析解と比較すると実験値はずれている。次にシミュレーション結果と比較すると直播きコイルの部分以外は解析解よりも実験値に近い値となった。

金属チェンバー全体に流れる誘導電流を計算すると -17.9kA で、ミラー磁場コイルの電流に対して 12.6% 流れていることがわかった。

ポスターでは、プログラムに模擬したプラズマ電流を導入することで、FRC プラズマ反射時の金属チェンバーとの相互作用を定量的に評価し考察する。

この研究の一部は日本大学理工学部応用科学研究助成金の助成を受けている。