フローパターンが見出す3次元MHD平衡のプラズマ 境界

メタデータ	言語: jpn
	出版者:
	公開日: 2013-11-25
	キーワード (Ja):
	キーワード (En):
	作成者: 居田, 克巳, 神谷, 健作, 鈴木, 康浩
	メールアドレス:
	所属:
URL	http://hdl.handle.net/10655/10183



フローパターンが見出す3次元 MHD 平衡のプラズマ境界

Plasma Boundary of 3D MHD Equilibrium Inferred from Flow Patterns

居田克巳,神谷健作¹⁾,鈴木康浩 IDA Katsumi, KAMIYA Kensaku and SUZUKI Yasuhiro 核融合科学研究所,¹⁾日本原子力研究開発機構

(原稿受付:2013年2月26日)

プラズマのフロー計測は荷電交換分光法の導入に伴い,その空間分解能と計測精度において飛躍的な進展が みられた.プラズマのフローは,プラズマの温度や密度よりも磁場構造に敏感であるという性質があることが知 られている.ここでは,その特徴を利用してプラズマのフローの詳細な空間分布から磁場の3次元構造を推定す る最近の研究について解説する.

Keywords:

plasma boundary, 3D MHD equilibrium, poloidal flow, toroidal flow, charge exchange spectroscopy, HINT code

1. はじめに・3次元平衡とは

一般に、磁場閉じ込めプラズマの3次元平衡とは、「ト ロイダル方向に一様でない磁場構造を持つ平衡」であるこ とと単純に理解されがちである.しかし、ここでは3次元 平衡の定義について、「閉じた磁気面をもたない(例えば、 プラズマの外の開いた磁気構造やストキャスティックな磁 場構造)」と考え、その磁場構造をプラズマのフローで明 らかにするアプローチについて議論する.近年、摂動磁場 による周辺局在モードの抑制のメカニズムの研究[1]が注 目されているが、摂動磁場により磁気面に小さい磁気島が 発生しているか、又は磁場ストキャスティックになってい るかを実験的に調べることが重要なテーマとなっている.

3次元平衡ではどのような磁気面が形成されているかを 調べることが重要であるが、磁気面の形成を妨げる径方向 磁場はトロイダル・ポロイダル磁場に比べて小さく、プラ ズマ内部の径方向磁場の直接計測は難しい.ところが、プ ラズマのフローは温度や密度と異なり磁場構造に敏感で、 摂動磁場により粘性が増えてプラズマの回転が大きく変化 することはよく知られている.磁場の3次元構造が変化し た時にどのようにフローが変化するかを調べた研究は数多 くある[2-4].プラズマのフローの計測は荷電交換分光法 の導入に伴い、その空間分解能と計測精度において飛躍的 な進展がみられているにもかかわらず、フローの空間分布 を詳細に計測することで磁場の3次元構造を調べようとい う試みはあまりなされていない.

本解説では、プラズマのフローの計測を通じて磁場構造 を明らかにしようとする試みについて述べる.第2章では 荷電交換分光法によるプラズマのフローの計測とその応 用、特に磁気島におけるトロイダル・ポロイダルフローに ついて解説する.第3章ではプラズマのフロー計測による 閉じ込め領域の境界(実効的最外殻磁気面)の決定と平衡 計算との比較を紹介し,フローパターンの計測による3次 元 MHD 平衡の実験的検証について解説する.

2. フロー計測

プラズマ中のフローを知るには本来3次元ベクトルを計 測しなければならないが、磁場閉じ込めプラズマでは、磁 気面に垂直な方向の流れの速度は磁気面に沿った方向の流 れの速度に比べ3桁程度小さいので、実際には2次元の流 れを計測すればよい.一般にはトロイダル流とポロイダル 流で表現されるが、プラズマ中の電場を議論する場合に は、磁力線に平行な流れと垂直な流れに分離して考えた方 がよい.

高温プラズマの最外殻磁気面の外のスクレイプオフ層や 低温プラズマでは、マッハプローブでフローの計測がなさ れているが、核融合科学研究所の大型ヘリカル装置 (LHD)のような高温プラズマでは荷電交換分光が用いら れる[5,6].重イオンビームプローブ、荷電交換分光、反射 計,静電プローブ等、電場(磁力線に垂直な方向の流れ)を 計測する方法はいくつかあるが、2次元のフローが計測で きるものは荷電交換分光しかない.LHDではトロイダルシ ステムとポロイダルシステムの2系統のファイバーアレイ (図1参照)を設置して、2次元のフローを計測している [7].

荷電交換分光法とはプラズマ中に存在する完全電離不純 物イオンと,入射された中性粒子ビームとの間で起こる荷 電交換反応によって放射される可視光のドップラー幅とシ フトから,ビームと視線の交点におけるイオン温度とプラ

National Institute for Fusion Science, Toki, GIFU 509-5292, Japan, ¹⁾Japan Atomic Energy Agency, IBARAKI 311-0193, Japan

corresponding author's e-mail: ida@nifs.ac.jp



図1 LHDに設置されているポロイダルアレイ (参考文献[7]の 図1より転載).

ズマのトロイダル流とポロイダル流の速度を求めるもので ある.流れの速度は高波長分解能で計測した可視光のスペ クトルのドップラーシフト(速度)から求める.速度計測 の精度を上げるにはスペクトルの形を精度よく計測するこ とが重要で,そのためには明るい光学系が必須である. 図2は高精度計測を目的に開発された分光器である[8]. 通常の分光器はF値が5.6程度であるが,本分光器はF 値が2.8と小さく,4倍程度の明るさを持つ.

プラズマのフローを計測する際に注意すべき点として は、荷電交換分光の断面積にエネルギー依存性があること に由来する見かけ上の速度の存在である[9,10]. この見か け上の速度の発生メカニズムは、サイクロトロン運動をし ているイオンがビームの方向と同方向の時と逆向きの時で 断面積が異なる為に発光強度に差が生じ、ビームに沿った 方向の見かけ上のドップラーシフト(速度)が起因である. ビームエネルギーが 50 keV/amu 以下では、エネルギーの 上昇に伴い荷電交換分光の断面積が増加するので、ビーム ギーが 50 keV/amu 以上では、見かけ上の速度はエネル ギーの上昇に伴い荷電交換分光の断面積が減少するので、



 図2 LHD に設置されているダブルスリット型レンズ分光器の原 理図(参考文献[7]の図2より転載).

ビームの下流に向かったドップラー速度となる.荷電交換 分光反応で上位準位に捕獲された電子が、下位準位に落ち るまでに有限の時間があるので、ビームに垂直な方向にも 見かけ上のドップラーシフトは起こる. この方向はサイク ロトロンの回転方向とビームの入射方向に依存する. ビー ムは外側から入射されるので、ビームエネルギーが50 keV /amu以下ではイオン反磁性方向, 50 keV/amu以上では電 子反磁性方向の見かけ上の速度を生じる. ポロイダル方向 の見かけ上のドップラー速度は、ビーム方向の見かけ上の ドップラー速度に比べ1桁程度小さい. ポロイダル回転は トロイダル回転に比べやはり1桁程度小さいので、見かけ 上のドップラーシフトはポロイダル回転計測においてもト ロイダル回転計測と同様に重要となってくる. このビーム に平行・垂直方向の見かけ上のドップラー速度のイオン温 度依存性を図3に示す、これらの図から解るように、見か け上の速度はイオン温度にほぼ比例しており、プラズマの イオン温度が高くなってくると無視できない量となる.

LHDではビームに沿った方向の見かけ上のドップラー シフト(速度)を計算で求めるだけではなく,実際に計測 している.この見かけ上の速度がほぼイオン温度に比例す ることを利用して,図1の上下ファイバーで観測したドッ プラーシフトの平均値から求めた大半径方向のドップラー シフト速度の温度依存性を計測している.プラズマの大半 径方向の速度は m/s とフローに比べ3桁以下であるの で,大半径方向の速度を見かけ上の速度とみなすことがで きる.図4にプラズマ中心部で計測した見かけ上の速度の 温度依存性と,理論予想との比較を示す.実験データの傾 きから求めたドップラーシフトの温度依存性 V_{apparent}/T_i値 は 12.9 (km/s/keV)で,ADASの標準 (old)又は Janev の荷電交換断面積から求めた理論値と 40 keV/amu ではよ い一致を示している.

トロイダル流は接線入射中性粒子ビームによるトルクに よって駆動されるのみならず,プラズマの内部トルク(径 方向の温度勾配等によって生じるトロイダル方向の力)に よるものもあり,内部トルクによるフローを自発フローと



図3 ビーム方向とビーム垂直方向(ポロイダル方向)の見かけ 上速度のイオン温度依存性.この計算で使った荷電交換分 光輻射断面積(CVIn=8-7)も示している.

よんでいる[11].接線入射中性粒子ビームで駆動されるも のは、ビームの入射方向(co:等価電流と同じ方向、 ctr:等価電流と逆方向)によって方向が反転するが、内部 トルクはプラズマの衝突領域等で決まる.2本のcoビーム と1本のctrビームを入射した場合には、大きな co方向の トロイダル回転が観測されている.しかしながら、2本の ctrビームと1本の coビームを入射した場合には、ctr方向 のビームトルクが co方向の内部トルクによって打ち消さ れて、トロイダル回転がほとんどゼロになっている[12]. 内部トルクは、乱流の対称性の破れから生じると考えられ ており、プラズマの衝突周波数等によって向きが変わるも のである.したがって、内部トルクの向きからプラズマ中 の乱流状態を探ることもできる.

プラズマのフローは温度や密度に比べ磁場の構造に敏感 であることが知られている.図5はJT-60UとLHDにおい て、回転しない大きな磁気島(ヘリカルプラズマやトカマ クプラズマのモードロック)を生成してその時のトロイダ ルフローとポロイダルフローを観測した例である.これら の観測結果から磁気島内部のみでプラズマのフローがほと んどゼロになり、磁気島境界に大きなフローシアーができ ることがわかる[13,14].これは、磁気島がヘリカル構造を もつことから、トロイダル対称性・ポロイダル対称性が破 れトロイダルフローとポロイダルフローともに減衰するか らである.この性質を利用すればフローの空間分布から磁 気島の位置や大きさを推定することができる. この観測例でもわかるように、ポロイダル流の速度はト ロイダル流に比べ1桁以上小さいので、より精度の高い計 測が要求される.LHDではプラズマを上下方向から観測し てその差からポロイダル回転速度を評価することで精度を 向上させ、1km/s以下(電場にして1kV/m以下)にする ことに成功している.また一般にプラズマの周辺部は完全 電離炭素の密度が低く信号強度が弱いが、LHDではレンズ 分光器を使った計測システムを使っているので、プラズマ のスクレイプオフ層までのフローの計測が可能となってい る.この計測に基づく実効的最外殻磁気面の位置の決定に ついては次章で述べる.

3. 閉じ込め領域の境界の同定

3.1 フロー計測からの類推

閉じた磁気面領域内では磁力線の連結長はほぼ無限大と 考えられ、その磁力線に沿った電子とイオンのフローがプ ラズマ中に存在する[15].運動量の担い手はイオンフロー であり、電子フローとの差が正味の電流として現れてく る.一方、閉じた磁気面と開いた磁気面の境界(最外殻磁 気面)付近では、磁力線の連結長が有限長となり(例えば、 100~1000 m のオーダー)、磁力線にそった炉心壁へ向か う電子とイオンのフロー(閉じた磁気面からの損失)が発 生する.通常、電子の熱速度はイオンよりも圧倒的に早い ことから同領域では電子損失が支配的となり、局所的な オームの法則 $j_r = \sigma E_r$ から(j_r は径方向の電流密度、 σ は電



図4 (a) 見かけ上の速度のイオン温度依存性の計測例と(b) 実験値と理論値との比較.



図5 回転しない磁気島における(a)トロイダルフロー速度(JT-60U)と(b)ポロイダルフロー速度(LHD)の空間分布.

気伝導度, E_r は径方向の電場),最外殻磁気面付近のプラ ズマは正に帯電すると考えられる[16,17].このように最 外殻磁気面はプラズマ閉じ込め領域から炉心壁へ向かう粒 子損失の発生位置としても考えられることから,そこで自 己無撞着に決定される径方向電場構造を知ることで逆に最 外殻磁気面位置を実験的に決定できる可能性がある[18].

プラズマ中の径電場は、圧力勾配とトロイダル方向とポ ロイダル方向のフロー速度を計測することで、特定イオン の径方向の力の釣り合いから間接的に評価する[19].

$$E_{\rm r} = \frac{\nabla p_{\rm i}}{Z_{\rm i} e n_{\rm i}} - (V_{\rm \theta} \times B_{\rm \phi} - V_{\rm \phi} \times B_{\rm \theta}) \tag{1}$$

ここで E_r は径方向電場, ∇p_i は圧力勾配, Z_i は測定する粒 子種の電荷数, e は電気素量, n_i はイオン密度, $V_{\theta} \geq V_{\phi}$ はそれぞれポロイダル方向とトロイダル方向のフロー速 度, $B_{\theta} \geq B_{\phi}$ はそれぞれポロイダル磁場とトロイダル磁場で ある.通常の場合,測定する粒子種はプラズマ中の不純物 イオン (例えば炭素) であるため,右辺第一項の反磁性項 はHモードプラズマのようなプラズマ周辺部に輸送障壁が ない限り無視できることから,フロー速度 ($V_{\theta} \geq V_{\phi}$) と磁 場 ($B_{\theta} \geq B_{\phi}$)が電場構造の決定に本質的となる.本研究で は荷電交換再結合分光計測によって炭素イオンの密度,温 度,ポロイダルおよびトロイダルフロー速度を実測し [6,7],ポロイダルおよびトロイダル磁場はLHD で近年開 発された自由境界 3 次元平衡解析コード (VMEC)の大規 模データベースを利用する実時間マッピングシステムに よって評価した[20].

図6に比較的低いベータ値 ($\beta = プラズマの平均圧力/$ 磁気圧力)の領域 ($\beta \leq 1$ %)において,温度一定条件下で プラズマの密度スキャンを実施した場合に観測される周辺 電場構造を示す.プラズマ周辺部における真空磁場の磁気 面が完全に閉じていると考えられる領域(例えば, R = 4.5 m 付近)に着目すると,低密度(低衝突度)プラズ マでは電子が多く損失することから電場が正となり,また 高密度(高衝突度)プラズマではイオンが多く損失するこ とから電場が負となっている.

この電場構造の密度(衝突度)に対する依存性はヘリカ ル系に特徴的な性質で,新古典モデルに基づくシミュレー ションによって説明可能である.ヘリカル系における閉じ た磁気面内ではトカマクでは無視できた電子の粒子束も同 程度の大きさをもつため,イオンと電子の両方の径方向流 束が等しくなる両極性条件を満たすような電場が自己無矛 盾に決定される[21].

一方,真空磁場境界から5-6 cm程度外側付近 ($R \approx 4.60$ m)では正電場および極大値を有する正電場シ アー構造が低密度および高密度のどちらの領域においても 存在している(図6(d)および(e)).その物理機構は,磁 気面が完全には閉じていないエルゴディック層における磁 力線に沿って炉心壁に向かう電子損失によるものと考えら れるが,同領域における新古典計算は未だ確立されていな い.また,プラズマのベータ値が上昇した場合に,プラズ マ中心軸が大半径外側へシフトすることはシャフラノフシ



 図6 密度スキャンの結果. R^{VACUUM}_{LCFS}は真空磁場の最外殻磁気面 位置, R_{LCFS}は電場シアー極大値位置を表す. (a)磁気面 (真空磁場)のポアンカレ図, (b)電子密度, (c)電子温度, (d)電場,および(e)電場シアー.図中のシンボルの○(赤) は低密度,□(緑)は中密度,△(青)は高密度に対応する. (参考文献[18]の図1より転載).

フトとしてよく知られている.この効果によって磁気面が 変形すると最外殻磁気面位置も真空磁場からずれてしまう が、ヘリカル型装置では3次元効果を考慮した磁気面の平 衡再構成が必要であり[22]、最外殻磁気面を数値的に正確 に決定するための実験的束縛条件を設定することが困難で あった.

そこで我々は、『電場シアー極大値位置が実効的なプラ ズマ境界位置に対応』するという作業仮説を立て、径電場 ($\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ フロー)計測からの閉じ込め領域の境界の類推を試 みた.なお、図7に示すように、同領域において正電場あ るいは電場シアー極大値に寄与するのは主としてポロイダ ル回転項 ($V_{\theta} \times B_{\phi}$)であり、トロイダル回転項 ($V_{\phi} \times B_{\theta}$)お よび反磁性項 ($\nabla_{p_i}/[Zen_i]$)の電場への寄与は小さい.

実験は2種類のアスペクト比を有する磁場配位で実施 し、図8右列に示す標準的な磁場配位で低~中程度のベー タ値をスキャンし、図8左列に示す高アスペクト比の磁場 配位で中~高ベータ値をスキャンした.この理由として は、高アスペクト比の磁場配位の方がより高いベータ値が 得やすいが、磁場強度に制約があるためにCXS計測に必要 なある程度以上の加熱入力のもとでは低いベータ値をス キャンし難いことによる.一方標準的な磁場配位では、 CXS計測の外側観測点限界がスキャン可能なベータ値上 限を制限している.なお、図8に示すようにどちらの磁場 配位でも、同程度のベータ値 (β =1.6%)の場合、電場シ アー極大値位置 ($R_{\text{LCS}}^{\text{CXS}}$)の真空磁場の最外殻磁気面位置



図7 (a)電場および(b)電場シアー(●)へのポロイダル回転 (◇),トロイダル回転(△),および反磁性項(□)の寄与. (参考文献[18]の図4より転載).

(*R*_{LCFS}^{VACUUM}) から外側へのシフト量は同程度となっている (約 9.3 cm).

図9にベータ値スキャンの結果を示す.ベータ値の上昇 に応じて非線形に電場シアー極大値位置が外側へシフトす ることを広いパラメータ範囲において確認できたことは, 電場シアー極大値位置を用いて実効的プラズマ境界位置を 実験的に評価できることを定量的に示しており,ヘリカル 系においてこれまで困難であった課題を克服するとともに 新しい研究領域を開拓した結果でもある.

ただし、実験的には未解決の課題も残っている.図9に 示す標準配位ではベータ値に対する実効的プラズマ境界位 置のシフト量 ($\Delta R = R_{LCFS}^{CXS} - R_{LCFS}^{VACUUM}$) は比較的強い依存 性をもっているように見えるが、高アスペクト比の磁場配 位では特に高いベータ値領域(β≥3%)において飽和傾向 が観測されている.図10に示すように、同程度のベータ値 (β=1.1~1.3%) でも電場シアー極大値位置が明らかに異 なる場合も存在し、その位置での平均自由行程長は数10m となっている.これらの観測結果は、グローバルパラメー タであるベータ値以外にも局所的に最外殻磁気面位置を決 定する要素が存在している可能性を示唆するもので興味深 い. また今回のパラメータスキャンでは高アスペクト比の 磁場配位と標準配位の2種類に限定されたが、外寄せ配位 (磁気軸 R_{axis} = 3.90 m) でエルゴディック層の厚みを大き く変化させた場合の上述の作業仮説の成立性も実験的に検 証する必要がある.次章では磁力線の連結長の計算値 (HINT2 code) との比較が示される.



図 8 (a)磁気面(真空磁場)のポアンカレ図,(b)規格された電子系圧力,(c)電場(○)と電場シアー(□). 左列は高アスペクト比の磁場 配位 (*R*_{axis} = 3.60 m, γ = 1.197),右列は標準配位 (*R*_{axis} = 3.60 m, γ = 1.254). ここで *R*_{axis} は真空磁場の磁気軸位置,γはヘリカ ルピッチパラメータ).(参考文献[18]の図 3 より転載).



図 9 ベータ値スキャンの結果. (a)高アスペクト比の磁場配位(*R*axis = 3.60 m, γ = 1.197), (b)標準配位(*R*axis = 3.60 m, γ = 1.254). (参考文献[18]の図 6 より転載).



図10 (a)平均自由行程長,(b)電場,および(c)電場シアー.図中のシンボル(◇, △,および□)は図9(b)に示したものに対応する.(参考文献[18]の図8より転載).

3.2 数値計算からの類推

この節では周辺電場計測が示唆する実効プラズマ境界と 3次元 MHD 平衡計算から得られる磁場構造との関係につ いて述べる.

簡単のためプラズマ回転は考えないものとし, MHD 平 衡とプラズマ境界の関係を説明する.ここで, プラズマ境 界はプラズマ-真空の境界とする.軸対称系(トロイダル角 方向の微分が0: ∂/∂φ = 0)を仮定すると, MHD 平衡方程 式はよく知られている Grad-Shafranov(G-S)方程式と呼 ばれる1本の楕円型偏微分方程式に簡約化される[23,24]. したがって,MHD 平衡計算は数学的に境界値問題であり, 適切な境界条件の下で偏微分方程式を解くことに帰着す る.ここで,注意すべき点はプラズマ境界の与え方である. プラズマ境界とはG-S 方程式の右辺で与えられるトロイダ ル電流密度分布の境界を意味し,通常はマテリアルリミタ かセパラトリックス(磁気リミタ)により定義される.2 次元 MHD 平衡計算の場合,入れ子状の磁気面構造を持つ 解を数学的に定義できる.したがって,2次元 MHD 平衡 の場合,G-S 方程式を解くことによりプラズマ境界を定義 することができる.

3次元系の場合,G-S方程式に相当する方程式は存在し ないが、ステラレータ展開法等の平均化操作を用いると G-S方程式に相当するステラレータ平衡方程式を導くことが できる[25]. しかし、この方程式によって求めた MHD 平 衡は系の3次元性を無視してはいないが、3次元で MHD 平衡を求めたわけではないことに注意を要する.3次元 MHD 平衡を計算するためには MHD 平衡方程式を簡約化 することなく解く必要がある.3次元 MHD 平衡計算で最 も多く用いられるコードは逆表現を用いた VMEC コード [26]である.ここで、逆表現とは、入れ子状の磁気面を仮 定した磁気座標のもとで磁場をラグランジュ表現すること に対応する.注意すべき点は、3次元系では入れ子状の磁 気面構造を持つ MHD 平衡解の存在を数学的に証明するこ とはできない[23]. しかし、ステラレータ・ヘリオトロン 配位のように真空磁気面をもつ磁場配位では磁力線追跡等 を用いて真空で入れ子状の磁気面を探すことができるの で、MHD 平衡解でも同様に入れ子状の磁気面をもつ解が 存在すると仮定して数値計算を行う. プラズマの全エネル ギーを汎関数とすると、変分原理より第1変分は MHD 平 衡方程式となる[27,28]. そこで, VMEC コードは最急降 下法によりプラズマの全エネルギーを最小化することで MHD 平衡を計算する.この時、プラズマの全エネルギー は磁場エネルギーと圧力による運動エネルギーの和として 定義されるので、VMECによるエネルギーの最小化はプラ ズマの全エネルギーが最小になる磁気面形状を求めること に一致する. VMEC は磁気座標を用いているので、エネル ギーの最小化はプラズマ領域内で行われる.この時、プラ

ズマ境界は磁気面の条件 $\vec{B} \cdot \vec{n} = 0$ を用いて、プラズマの磁 場強度の2乗 B_{plasma}^2 と真空磁場強度の2乗 B_{vac}^2 の差が0に なるよう最小化することで計算される.したがって, VMEC が計算するプラズマ境界は、対象とする磁場配位如 何に関わらず必ず閉じた磁気面の境界を計算することを強 調する.一方,磁場構造に依存することなく3次元 MHD 平衡解を計算できるコードとしていくつかのコードが開発 されており, HINT コード[29] / HINT2 コード[30], PIES コード[31], SIESTA コード[32]が代表的なコードであ る. ここでは、紙面の都合上 HINT2 コードの結果をもとに した議論に限定する. HINT2 コードで LHD 配位の 3 次元 MHD 平衡解析を行うと、ベータ値の増加と共にプラズマ 周辺部の磁力線構造がストキャスティックに変化すること が報告された.これは、3次元構造をもつ磁力線に流れる 平衡電流 (Pfirsch-Shlüter (P-S) 電流) がつくる圧力駆動 摂動磁場が非線形・非共鳴カップリングすることで生じる グローバル効果と理解できる[33]. HINT2のようなグロー バルな3次元 MHD コードは、共鳴面近傍で重要となる境 界層モデルは含まれていないが、グローバル効果によりス トキャスティックな磁力線構造を作り出すのが3次元 MHD 平衡の奥深い点である.ストキャスティックな磁力 線構造を持つ3次元 MHD 平衡解の場合,プラズマ境界は どう定義されるのであろうか?無衝突極限を考えると、ス トキャスティックな磁力線上では電子温度分布が0になる ので閉じた最外殻磁気面がプラズマ境界となる.しかし, LHD 実験で得られた高ベータプラズマと HINT2 コードに よる3次元 MHD 平衡計算結果を比較すると、最外殻磁気 面のはるか外側(磁力線構造がストキャスティックになっ ていると考えられる領域)で有限の圧力勾配が観測されて いる.まず考えられる可能性は、有限な圧力勾配が意味す るのは閉じた入れ子状の磁気面構造が存在することであ る.しかし、圧力勾配が観測される領域は真空磁場でスト キャスティックな領域にも広がっているので、プラズマが ストキャスティックな磁力線構造を入れ子の磁気面形状に 変化させる物理が必要である.それと対になるのは、たと え磁力線構造がストキャスティックになったとしても,有



(a) $\langle \beta \rangle \sim 1\%$

限な圧力勾配を維持できる可能性である. LHD実験で観測 される高ベータプラズマは,低磁場・低温度であるため高 衝突領域のプラズマである.この時,磁力線に沿った電子 の運動を考えると電子の平均自由行程が磁力線の結合長よ り短い場合、磁力線の構造を感じる前に衝突により他の磁 力線に移ってしまうと考えられる[34]. ただし、もしプラ ズマパラメータが低衝突領域になった場合は、ストキャス ティック領域では圧力勾配が低く抑えられるはずなので注 意が必要である.以上のことから、実験結果から示唆され るプラズマ境界(圧力勾配が十分低くなる領域)と3次元 MHD 平衡解析が示唆する最外殻磁気面の位置が大きく食 い違うため、何をもってプラズマ境界と考えるかが3次元 MHD 平衡を考える上で重要である.本解説では、スト キャスティックな磁力線でも有限な圧力勾配を維持できる という作業仮説をもとに、周辺電場計測が示唆するプラズ マ境界とHINT2コードが計算する3次元磁場構造との関 係を示す.

図11に、荷電交換分光計測により観測された電場分布か ら求めた電場シアと HINT2 コードにより計算された3次 元 MHD 平衡磁場のポアンカレ図との比較を示した.実験, 数値計算ともに LHD 高ベータ実験で標準とされる磁気軸 内寄せ・高プラズマアスペクト比磁場配位で行った. 図は $(a)\langle\beta\rangle \sim 1\%$ と $(b)\langle\beta\rangle \sim 3\%$ の2ケースについて示してあ る. ポアンカレ図中の点の色は磁力線の結合長を表してお り,最大で1kmとした.数値計算結果を見ると,低ベー タ, 高ベータともに青破線で示した真空の最外殻磁気面よ り外側にストキャスティックな磁力線構造が広がっている ことがわかる.しかし、磁力線構造はストキャスティック になっているにもかかわらず,磁力線の結合長は1kmあ り結合長はほぼ無限大と考えられる.一方,磁力線の結合 長が十分に長いストキャスティック磁力線領域のさらに外 に結合長が短い開いた磁力線領域が表れる. 電場シアーと 比較すると、薄紫色で示した強い電場シアーが現れる領域 は磁力線構造がストキャスティックかどうかではなく磁力 線が壁に到達する開いた磁力線か閉じているかが実効プラ ズマ境界を考える上で重要であることを示唆している.



(b) $\langle \beta \rangle \sim 3\%$

図11 実験で観測された電場分布から求めた電場シアと HINT2 コードにより計算された 3 次元 MHD 平衡磁場構造との比較. (a)低ベータ 放電と(b)高ベータ放電を比較した. ポアンカレ図の点の色は磁力線の結合長を表す. 磁力線追跡の最大長は 1 km である.



図12 磁力線の結合長分布と電場シアー最大の位置の相関図.横 軸を体積平均ベータ値,縦軸に大半径Rを取った.等高線 の色は磁力線の結合長を表す.磁力線追跡の最大長は1km である.図中の記号(+)は電場シアーが最大になる位置を 表す.

このことを幅広いパラメータ領域で確認するために、実 験結果をよく再現できる平衡データベースで計算した磁力 線の結合長分布と、実験で観測された電場シアが最大にな る位置を重ねて示したものを図12に示す.図12は横軸に体 積平均ベータ値,縦軸に大半径 R で,カラーマップが磁力 線の結合長を表す.磁力線追跡の追跡長は最大で1kmと しているので、結合長が1km以上の磁力線は閉じた磁力 線と定義する.磁力線の結合長分布に注目すると、ベータ 値の増加とともに磁力線の結合長が十分に長い領域 (~1 km) がトーラス外側へ広がるのがわかる. そのとき, 電場シアーの最大値が現れる場所は、磁力線の結合長が長 い領域と短い領域の境界付近であることが図よりわかる. しかし、電場シアーの最大値の位置(図12中+)は、閉じ た磁力線と開いた磁力線の境界で単純に決まるわけではな く,開いた磁力線領域上に分布している.問題は,電場シ アの最大値が現れる場所がどのように決まるかである.重 要な点は、この領域の磁力線構造は閉じている、開いてい るにかかわらず不安定な軌道を取りながらトーラス方向に 周回していることである.この時,たとえ閉じた磁力線で あっても, 垂直方向の拡散により開いた磁力線領域も通過 する. 電子の運動からみた場合, この磁力線は閉じた磁力 線ではなく実効的に開いた磁力線であると考えられる.こ のような考え方は、過去にトカマクのエルゴディックダイ バータの解析においても行われた[35]. 今後は、磁力線の 結合長や電子の平均自由行程といった平行方向の相関に加 え, 垂直方向のパラメータも考慮し定量的に解析が進むこ とが期待される[36].

参考文献

- [1] T.E. Evans et. al., Nature Phys. 2, 419 (2006).
- [2] K. Ida et. al., Nucl. Fusion 44, 290 (2004).
- [3] X.Z. Yang et. al., Phys. Fluids B 3, 3448 (1991).
- [4] C. Hidalgo *et. al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 42, A153 (2000).
- [5] R.J. Fonck et. al., Phys. Rev. A 29, 3288 (1984).
- [6] K. Ida et. al., Rev Sci. Instrum. 71, 2360 (2000).
- [7] M. Yoshinuma et. al., Fusion Sci. Technol. 58, 375 (2010).
- [8] 特許第4883549号, US7436512B2, EP1674844B1
- [9] 浜口智志 他 編:プラズマ原子分子過程ハンドブック (大阪大学出版会, 2011年) 第13章.
- [10] W.M. Solomon et. al., Phys. Plasmas 13, 056116 (2006).
- [11] M. Yoshinuma et. al., Nucl. Fusion 49, 075036 (2009).
- [12] K. Ida et. al., Nucl. Fusion 50, 064007 (2010).
- [13] K. Ida et. al., Phys. Rev. Lett. 88, 015002 (2001).
- [14] K. Ida et. al., Phys. Rev. Lett. 109, 065001 (2012).
- [15] 居田克巳: プラズマ・核融合学会誌 80,291 (2004)
- [16] Ch. P. Ritz et. al., Phys. Fluids 27, 2956 (1984).
- [17] V. Rohde et. al., J. Nucl. Mater. 241-243, 712 (1997).
- [18] K. Kamiya et. al., Nucl. Fusion 53, 013003 (2013).
- [19] K. Ida, Plasma Phys. Control. Fusion 40, 1429. (1998).
- [20] C. Suzuki et. al., Plasma Phys. Control. Fusion 55, 014016 (2013).
- [21] M. Yokoyama et. al., Nucl. Fusion 42, 143 (2002).
- [22] Y. Suzuki et. al., Plasma Fusion Res. 4, 036 (2009).
- [23] H. Grad and H. Rubin, Proc. 2nd UN Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 31, Geneva: IAEA p.190 (1958).
- [24] V.D. Shafranov, Rev. Plasma Phys. Vol. 2, New York: Consultants Bureau, p. 103 (1966).
- [25] J.M. Greene and J.L. Johnson, Phys. Fluids 4, 875 (1961)
- [26] S.P. Hirshman and J.C. Whitson, Phys. Fluids 26, 3553 (1983).
- [27] M.D. Kruskal and R.M. Kulsrud, Phys. Fluids 1, 265 (1958).
- [28] H. Grad, Phys. Fluids 7, 1283 (1964).
- [29] K. Harafuji et al., J. Comput. Phys. 81, 169 (1989).
- [30] Y. Suzuki et al., Nucl. Fusion 46, L19 (2006).
- [31] A. Reiman and H. Greenside, Compt. Phys. Commun 43, 157 (1986).
- [32] S.P. Hirshman et al., Phys. Plasmas 18, 062504 (2011).
- [33] A.H. Reiman and A.H. Boozer, Phys. Fluids 27, 2446 (1984).
- [34] N. Nakajima et al., Nucl. Fusion 46, 177 (2006).
- [35] T.E. Evans et al., Phys. Plasmas 13, 056121 (2006).
- [36] Y. Suzuki *et al.*, *Pro. 24th Fusion Energy Conference*, San Diego: IAEA EX/8-1 (2012). (*submitted to Nucl Fusion*).

Commentary



い だ かつ み 居 田 克 巳

核融合科学研究所ヘリカル研究部,教授. 荷電交換分光,モーショナルシュタルク分 光法を武器に磁場閉じ込めプラズマの輸送 と MHD 安定性に関する研究に従事.週末

は,晴れればパラグライダーで空を飛び,雪が降ればスキー, 雨が降れば一人部屋にこもって仕事.晴耕雨読じゃなく晴空 雨独の人生.所属学会:日本物理学会,プラズマ・核融合学 会,アメリカ物理学会



がまた た ひろ かけ ひろ お 本 康 浩

2003年京都大学大学院エネルギー科学研究 科博士後期課程修了,同研究科COE研究員 を経て,2005年核融合科学研究所助 手,2007年同助教.専門は電磁流体力学

(MHD)で主に平衡解析シミュレーションとその実験的検 証.あわせて、3次元MHD平衡計算コードHINT2の設計・ 開発を行っている.3次元MHD平衡を計算することは本来、 数学的に簡単なことではありません.しかし、現在ではパー ソナルコンピュータベースの計算機で3次元MHD平衡を計 算できるので、計算された3次元平衡を吟味する努力がなさ れていないように思えます.トカマクでも3次元MHD平衡 の重要性が叫ばれるようになった今こそ、改めて3次元 MHD平衡計算の歴史を振り返る必要があると考える今日こ の頃です.

