

小特集 ヘリカル型核融合炉設計の現状と展望

2. ヘリカル炉心プラズマの設計

2. Design of the Core Plasma in the Helical Fusion Reactor

宮澤 順一, 横山 雅之, 鈴木 康浩, 佐竹 真介,
政岡 義唯¹⁾, 村上 定義¹⁾, 關 良輔, 後藤 拓也

MIYAZAWA Junichi, YOKOYAMA Masayuki, SUZUKI Yasuhiro, SATAKE Shinsuke,

MASAOKA Yoshitada, MURAKAMI Sadayoshi, SEKI Ryosuke and GOTO Takuya

核融合科学研究所, ¹⁾京都大学大学院工学研究科

(原稿受付: 2013年4月25日)

FFHR-d1における炉心プラズマの詳細物理解析を行った。FFHR-d1はLHDとの相似性に重点を置いて設計されており、炉心プラズマ性能を実験データから外挿する際の信頼性を向上している。炉心プラズマにおける各種径方向分布はLHD実験で得られた径方向分布データを炉条件に外挿することで推定した。外挿にはジャイロボームモデルに基づく直接分布外挿法を用いた。MHD平衡解析を行った結果、磁場配位の最適化と垂直磁場によるプラズマ位置制御を併用することでシャフラノフシフトを抑制可能であり、高ベータ条件でもLHDにおける内寄せ配位の真空磁気面と同様の磁気面構造が得られることがわかった。このような最適化制御を行った場合には新古典輸送による熱損失をアルファ加熱と同程度のレベルにまで低減でき、アルファ粒子のエネルギー損失も10%程度に抑えられる。直接損失するアルファ粒子はほぼすべてダイバータ領域に到達する。

Keywords:

FFHR, fusion reactor, LHD, heliotron, scaling, MHD equilibrium, neoclassical transport, alpha particle confinement

2.1 はじめに

従来のFFHRシリーズ[1]と比較した場合のFFHR-d1[2,3]の特徴の一つに、超伝導コイルの配置をLHDと相似にしたこと[4]が挙げられる。これにより、LHDのMHD平衡データベースを活用できるようになると同時に、実験データからの外挿もより確実となる。核融合炉相当のプラズマが実現していない現状で核融合炉心プラズマの設計を行うには、実験データからの外挿という作業が不可欠である。これまでは温度と密度の分布形状を仮定し、ISS95[5]やISS04[6]などのエネルギー閉じ込めスケールリングによって絶対値を決定することで外挿を行うのが一般的であった。しかしながら、このような手法では分布形状やスケールリングからの閉じ込め改善度など多くの仮定を置く必要がある。外挿の結果はこれらの仮定に強く依存し、仮定の自由度も大きいと、信頼性に問題が残ることになる。FFHR-d1の炉心プラズマ設計では、次節で述べる直接分布外挿 (Direct Profile Extrapolation, DPE) 法[7,8]を用いた。これにより仮定の自由度を可能な限り減らし、外挿の信頼性を高めている。

FFHR-d1の超伝導コイル配置は基本的にLHDと相似であるが、LHDで3対用いられているポロイダルコイルの内、IS (Inner Shaping field) コイルと呼ばれる1対は大きなメンテナンスポートを確保するため省くこととした(図1参照)。このため、トロイダル平均したプラズマ断面

形状は縦長変形を受ける。新古典輸送の観点からは平均プラズマ断面を円形とするのが最適であるが[9]、高密度プラズマの巨視的エネルギー閉じ込めにおいては多くの場合、新古典輸送よりも異常輸送が支配的と考えられている[10]。実際に、LHDでは高密度条件における巨視的エネルギー閉じ込め特性は縦長断面変形によって大きくは影響されず、むしろ向上する場合もあることが実験で示されている。

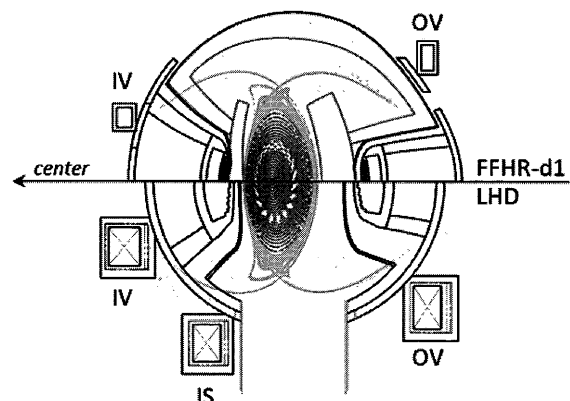


図1 超伝導コイルのFFHR-d1における配置(上半分)およびLHDにおける配置(下半分)。FFHR-d1ではLHDにおけるISコイル(下半分の図で左下の垂直磁場コイル)が省略されており、プラズマ断面形状は縦長変形を受けるが、メンテナンスポートは大きくとれるようになる。

National Institute for Fusion Science, Toki, Gifu 509-5292, Japan,

¹⁾ Graduate School of Engineering, Kyoto University, Kyoto, KYOTO 615-8530, Japan

Corresponding author's email: miyazawa@LHD.nifs.ac.jp

る[4]．縦長断面変形には高ベータ条件でのシャフラノフシフトを抑制する効果があることも LHD で確認されている[4, 11]．以下で議論するように、核融合炉条件では高ベータになることが不可避であり、かつシャフラノフシフトによる新古典輸送やアルファ粒子閉じ込め特性の劣化は甚大な悪影響をもたらすため、シャフラノフシフトは極力抑えるのが望ましい．これらの理由から、FFHR-d1 では LHD における IV および OV コイルに相当する 2 対のポロイダルコイルのみを用いることとした．

本章では、DPE 法により推定された FFHR-d1 炉心プラズマの妥当性を検証するために行った詳細物理解析の結果を示す．以下、2.2 節で外挿手法を説明し、2 通りの参照分布を導入した後、これらに対し、密度限界に関する考察 (2.3 節)、MHD 平衡の推定 (2.4 節)、新古典輸送の定量評価 (2.5 節)、およびアルファ粒子の閉じ込めに関する定量評価 (2.6 節) を示す．2.7 節でこれらをまとめ、今後の課題を整理する．

2.2 直接分布外挿法と参照分布

核融合炉心プラズマの性能を推定するため、実験で得られた温度や密度の小半径方向分布を直接炉条件に外挿する DPE 法を開発した[7, 8]．DPE 法とは、分布形状を実験で

得られたものに固定し、それらの絶対値をジャイロボームモデルに基づき自己点火条件を満たすよう決定するという手法である．従来の FFHR シリーズ[1]における炉心プラズマ設計では温度と密度の分布形状を仮定し、それらの絶対値を ISS95[5]や ISS04[6]といった経験的なエネルギー閉じ込めスケールに閉じ込め改善度を仮定することで決定していたが、分布形状や閉じ込め改善度の自由度が大きく、かつこれらが結果に与える影響も大きいため、外挿の信頼性に問題があった．DPE 法では分布形状を実験で観測されたものに限定することで選択の自由度を減らし、これに起因する曖昧さを排除している．閉じ込め改善度についても、これを加熱分布形状の関数として定量化できるという LHD 実験の結果に基づいてモデル化し、閉じ込め改善度 γ_{DPE} として DPE 法に導入した [8]．その結果、未知の閉じ込め改善を仮定することなく炉心プラズマの推定が行えるようになった．

次節以降に述べる詳細解析を行うため、DPE 法によって典型的な参照分布を求めた (図 2) [12]．参照分布は A と B の 2 種類を用意した．参照分布 A は LHD において内寄せ配位と呼ばれる磁気軸位置 $R_{ax} = 3.60$ m、磁気軸上磁場強度 $B_0 = 2.75$ T、ヘリカルピッチパラメータ $\gamma_c = 1.254$ の条件において得られた分布データを外挿したものである．ここ

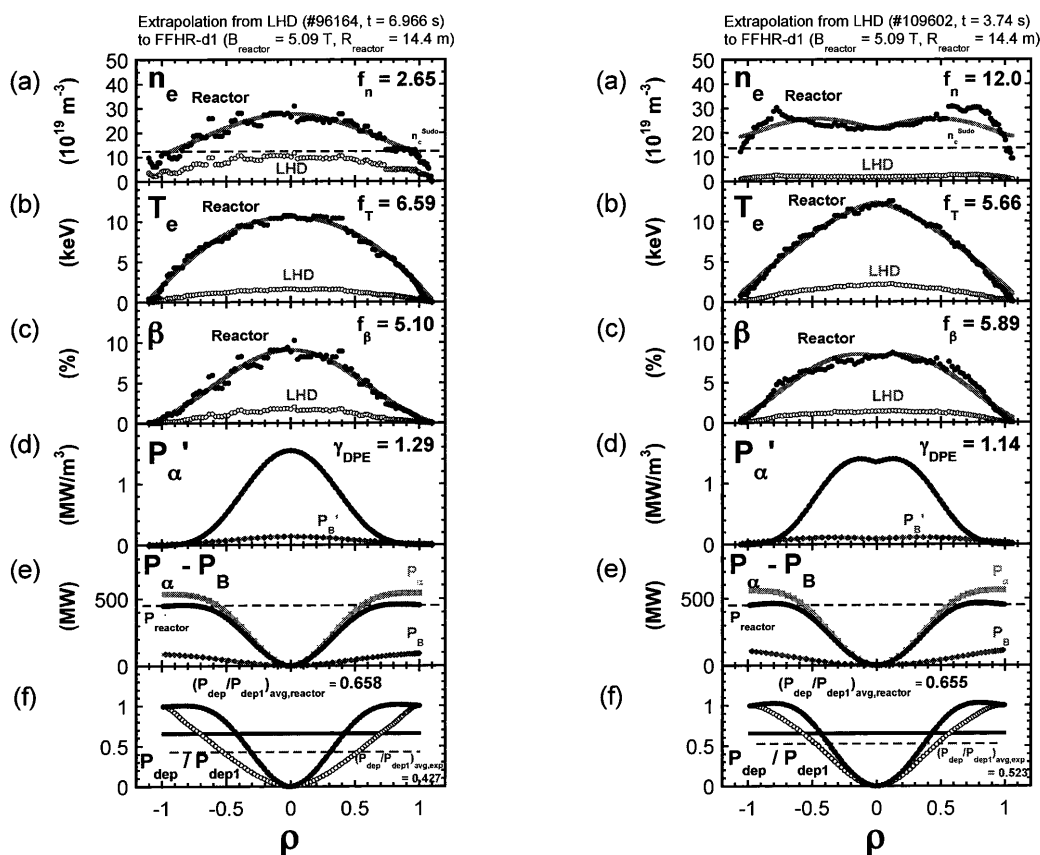


図 2 FFHR-d1 炉心プラズマ詳細物理解析のための参照分布 A (左図) および B (右図)．図は上から (a) 電子密度分布 $n_e(\rho)$ 、および須藤密度限界 $n_{e, \text{Sudo}}$ (破線)、(b) 電子温度分布 $T_e(\rho)$ 、(c) プラズマベータ分布 $\beta(\rho)$ ($= 2n_e(\rho) T_e(\rho) / (B_0^2 / (2\mu_0))$ 、但し B_0 は真空磁気軸における磁場強度)、(d) アルファ粒子発生分布 $P_{\alpha}'(\rho)$ 、(e) $P_{\alpha}'(\rho)$ を体積積分したアルファ加熱分布 $P_{\alpha}(\rho)$ 、制動輻射損失分布 P_B 、両者の差 $P_{\text{dep}}(\rho) = P_{\alpha}(\rho) - P_B(\rho)$ 、および DPE 法で求められた加熱パワー P_{reactor} (破線)、(f) プラズマ表面 ($\rho = 1$) での値 P_{dep1} で規格化した体積積分加熱分布 $(P_{\text{dep}}(\rho) / P_{\text{dep1}})$ とその線平均値．横軸は規格化小半径 $\rho \equiv r_{\text{eff}} / a_{99}$ (但し、 r_{eff} は実効小半径、 a_{99} はプラズマ蓄積エネルギーの 99% が閉じ込められている領域の実効小半径)．(a)–(c) および (f) において open circle は LHD のデータを示す．

で γ_c は $(ma_c)/(lR_c)$ で定義され、 m はトロイダルピッチ数、 l はポロイダルピッチ数、 a_c はヘリカルコイル小半径、 R_c はヘリカルコイル大半径で、LHDにおいては $m=10$ 、 $l=2$ 、 $a_c \sim 0.9-1.0$ m、 $R_c=3.9$ mである。内寄せ配位あるいは外寄せ配位とは磁気軸位置が大半径方向内側あるいは外側に寄っていることを指し、LHDであれば R_{ax} が3.75 m (FFHR-d1ならばその4倍で15 m)より小さければ内寄せ、大きければ外寄せというのが大体の目安である。参照分布Aを得た放電では固体水素ベレット入射による中心領域への粒子供給が行われており、密度分布は中心にピークしている。参照分布Bは高アスペクト比の内寄せ配位である $R_{ax}=3.60$ m、 $B_0=1.5$ T、 $\gamma_c=1.20$ の条件で行ったガスバフ放電で得られた分布データを外挿したものであり、密度分布はホローになっている。密度分布の違いを反映し、プラズマ圧力分布は参照分布BよりもAの方が中心ピークの度合いが強くなっている。DPEにより予想されるFFHR-d1条件でのアルファ加熱はAとBいずれの場合でも約500 MWであり、加熱分布ピーキングファクター $(P_{dep}/P_{depl})_{avg,reactor}$ (図2(f))も約0.66と同様である。特に後者はDPE法において γ_{DPE} を定義する際に用いている仮定 $((P_{dep}/P_{depl})_{avg,reactor}=0.65[8])$ を支持するものである。ただし、ここではアルファ加熱分布をアルファ粒子の発生分布と同じであると仮定しているため注意が必要である。2.6節で述べるように、アルファ粒子の減速過程を計算して求めたエネルギー吸収分布は必ずしも発生分布と一致しない。

2.3 密度限界

ジャイロボームモデルでは、密度が高いほどエネルギー閉じ込め性能がよくなる。しかしながら、際限なく密度を増加することはできない。例えばLHDで密度を増加していくと、ある密度から輻射損失が急激に増大すると同時に温度が低下し、最終的にプラズマが消失する[13,14]。これを輻射崩壊と呼んでいる。これまでの研究で、LHDでは周辺部密度が「須藤密度限界 n_c^{Sudo} 」と呼ばれるスケーリング則[15]で予見される値になるとプラズマが小半径方向にシュリンクし始め、更に周辺部密度を増大すると輻射崩壊に至ることがわかっている。 n_c^{Sudo} (10^{19} m $^{-3}$)は、加熱パワー P (MW)、磁場強度 B (T)、プラズマ小半径 a (m)、および大半径 R (m)を用いて、 $n_c^{Sudo}=2.5(PB/(a^2R))^{0.5}$ で与えられる。周辺部密度が n_c^{Sudo} よりも低いならば中心領域の密度は n_c^{Sudo} を超えることが可能であり、固体水素ベレット入射で中心領域へと直接粒子を供給することによって高い中心密度を得ることができる。LHDではこのような特性を活かし、Super Dense Core (SDC) と呼ばれる 1×10^{21} m $^{-3}$ に達する超高中心密度を達成している[16-18]。

一方トカマクの場合、密度が「グリーンワルド密度限界[19]」に近づくにつれてプラズマ電流が突然消失するディスラプションの頻度が増大する。グリーンワルド密度限界はプラズマ電流密度のみに比例する。LHD実験では加熱パワーを増大すると達成可能密度も増大することが明らかのため、加熱パワーに対する依存性を持たないグリーンワルド

ド密度限界でLHDの密度限界を記述することはできない。他のヘリカル装置、例えばドイツのW7-AS装置等でも密度限界は須藤スケーリングと同様の加熱パワー依存性を示す[20]。

図2に示された2つの参照分布いずれの場合でも周辺部密度は須藤密度限界に近い(図2(a))。FFHR-d1でもLHDと同様の密度限界シナリオが適用できるのであれば、完全デタッチメントの実現は容易と考えられる。完全デタッチメントとは、周辺の電子密度が須藤密度限界に達した時にプラズマがシュリンクし、その結果ダイバータへの熱流束がダイバータ全領域で減少することを指す。完全デタッチメントが外部からの粒子供給なしに保持される状態をサーパンスモードと呼んでいる[21]。但し、LHDプラズマにおける主な不純物がダイバータタイルから放出される炭素であるのに対し、FFHR-d1は基本的に炭素材料のタイルを用いないオールメタル環境となることが想定されており、周辺部密度限界がLHDとFFHR-d1で異なる可能性はある。

LHDではサーパンスモードも含めて密度限界近傍で巨視的エネルギー閉じ込めの劣化が観測されるが、これは主たる加熱源である高エネルギー中性粒子ビームの侵入長が減少し、中心加熱成分が低下するためと考えられる[10,22]。FFHR-d1で周辺部が密度限界に達しても、中心領域のパラメータに変化がなければアルファ粒子による中心加熱は保持されるので、巨視的エネルギー閉じ込めの劣化はないと予想している。

2.4 MHD 平衡とシャフラノフシフトの抑制

高ベータ条件では磁気軸が大半径外側方向に移動するシャフラノフシフトが発生する。これはトロイダルドリフトによる荷電分離をキャンセルすべくプラズマ中に誘起されるPfirsch-Schlüter (P-S) 電流に起因するものである。トロイダルドリフトはトーラス外側と内側の磁場強度の強弱によって発生するので、プラズマトーラスのアスペクト比を大きくする、あるいはプラズマ断面形状を縦長にするなどしてトーラス内側と外側の磁場強度の差を実効的に減らすことでP-S電流を減らすことが可能である。P-S電流は磁力線の回転変換に反比例するので、回転変換を増加することもシャフラノフシフト抑制に効果がある。LHD型ヘリオトロンでは高アスペクト比にすることで回転変換も増加するので、高アスペクト比配位はシャフラノフシフトの抑制に有効である。FFHR-d1では大きなメンテナンスポートを確保するため、LHDに比べてポロイダルコイル一対を省いている(図1)。その結果プラズマ断面形状は縦長変形を受けることになるが、これもシャフラノフシフト抑制には効果的である。その他ヘリオトロン配位のMHD特性については既に優れたレビュー論文があるので、詳しくはそちらを参考にされたい[23,24]。

図2で示された参照分布を用いてHINT2[25]によるMHD平衡解析を行った(図3)。参照分布Aではシャフラノフシフトが非常に大きく、磁気軸が16 mより外側へ移動するとともに周辺領域の入れ子状磁気面が大きく乱れる

(図3(a)中). このため, 真空でより内寄せの配位を形成するのに用いる垂直磁場を加え, シャフラノフシフトを押し戻すことを試みた. その結果, 垂直磁場制御によって周辺領域の磁気面は修復できたが, 磁気軸のシフトを大きく戻すことはできなかった(図3(a)下). 参照分布Bでも, Aのように磁気軸位置が16 mを超えることはないにせよシャフラノフシフトは大きく, 周辺磁気面の乱れが認められた(図3(b)中). 高アスペクト比配位であることによるシャフラノフシフト抑制効果はあるものの, ベータ分布

が中心ピークしていることが不利に働いている. しかしながら, 参照分布Bに垂直磁場制御を加えた場合には, 周辺領域磁気面を修復し, かつ磁気軸を内寄せ配位相当にまで押し戻すことができた(図3(b)下). このように内寄せ配位の真空磁気面と同様の磁気面が高ベータ条件でも得られるという結果は, 新古典輸送およびアルファ粒子閉じ込めの観点からは好ましい.

LHD型ヘリオトロンにおける内寄せ配位は, プラズマ全体で磁気丘になるため理想MHD不安定となる. 但し, 周辺領域では磁気シアによる安定化が期待できる. 外寄せ配位では中心領域で磁気井戸が得られ, 理想MHD安定になる. 内寄せ配位でも, 高ベータ条件で磁気軸がシャフラノフシフトすると中心領域に外寄せ配位と同様の磁気井戸が形成され, 理想MHD安定となる. 実際にLHDにおけるプラズマ実験では, 内寄せ配位でも高ベータプラズマの生成が行われている[26]. しかしながら, FFHR-d1ではこれまでにLHDで観測された最高ベータ値あるいはそれ以上の高ベータを, 図3(b)下に示したようにシャフラノフシフトを抑制した状態で維持することが求められる. シャフラノフシフトの抑制は, 次節以降で示すように新古典輸送およびアルファ粒子閉じ込めを最適化するためには必要不可欠であるが, MHD安定性の観点からは未知の領域に踏み込むことになる. シャフラノフシフトを抑制した状態での高ベータプラズマの理想MHD安定性については, 今後LHDでの実験的検証が待たれるとともに, 理論的検討も深めていかなければならない重要課題である.

LHDで通常観測されているMHD揺動は抵抗性交換型モードと考えられており, レイノルズ数の増大に伴って揺動レベルが減少する[27]. 核融合炉心プラズマ相当のレイノルズ数で, 閉じ込め性能に影響する抵抗性MHD不安定性や, あるいはLHDで観測されていないような不安定性が発現するかどうか今後検討すべき重要課題の一つである.

現在のところ自発電流の発生量およびこれに伴うMHD平衡や回転変化分布の変化は予測できていない. 特に回転変換分布はMHD安定性に強く影響するため, 自発電流に関する検討についても早急に進める必要がある.

2.5 新古典輸送

FFHR-d1におけるバルクプラズマの新古典輸送はFORTEC-3D[28](イオン)およびGSRAKE[29](電子)を用いて計算された. ここで前者は荷電粒子の径方向ドリフトの有限軌道幅効果を含んでおり, 高ベータ条件でシャフラノフシフトが大きくなって磁場フーリエスペクトルに高ポロイダルおよびトロイダル成分が増えた場合でも正しくガイディングセンター軌道を追跡した新古典輸送の評価ができる. 後者はバウンス平均化ドリフト運動論方程式を用いた簡約化計算法である. 電子の有限軌道幅効果は無視するとしても, 高ベータ配位における電子軌道の取り扱いにはある程度の誤差が含まれる. FORTEC-3Dは現状単一イオン種しか扱えないため, 今回の計算では重水素のみのプラズマを仮定した. 新古典輸送シミュレーションではイオ

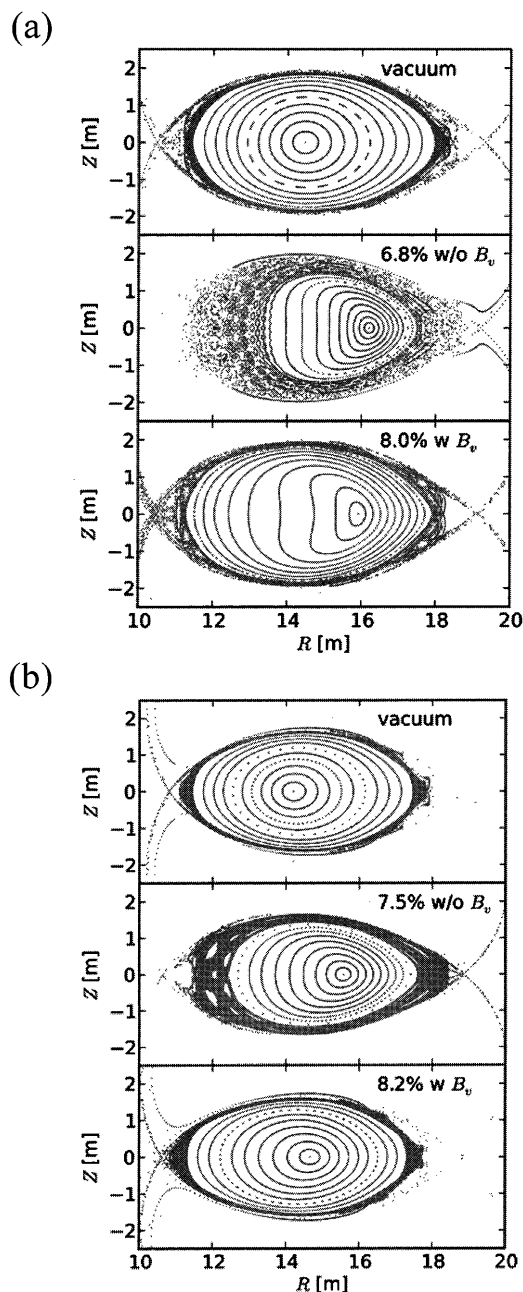


図3 HINT2によるMHD平衡解析結果. (a)参照分布A, および(b)参照分布Bの場合について, それぞれ上から, 真空磁気面 ($R_{ax} = 14.4$ m), 有限ベータで垂直磁場制御なし, 有限ベータで垂直磁場制御ありの場合. 有限ベータの場合の中心ベータ値は図中に記載されている. 垂直磁場制御として, (a)と(b)いずれの場合も $R_{ax} = 14.0$ mの磁場配位に用いられる垂直磁場を加えた.

ンと電子の径方向粒子フラックスから径電場の時間発展を解き、定常的な両極性径電場が形成された段階で熱輸送を評価しており、ヘリカルプラズマにおいて重要な径電場の $E \times B$ 回転による新古典輸送低減効果はコード中で自己無撞着に考慮されている。

図4に新古典熱損失の径方向分布を示す。参照分布Aでは新古典熱損失が最大3GWと非常に大きくなる。垂直磁場制御によってこれを低減できるが、それでも最大2GW程度と大きい。仮に垂直磁場の最適化によって真空配位と同じ平衡が得られたとしても最大1GWであり、参照分布Aで期待されるアルファ加熱およそ0.5GWが無損失で全て吸収されるとしても、これを補うことはできない。

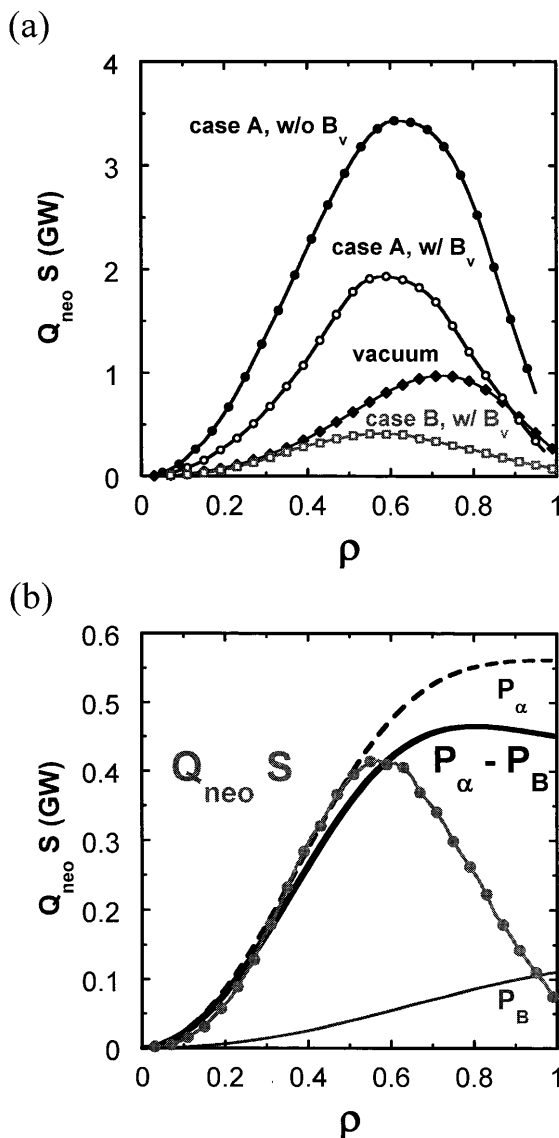


図4 (a) 新古典熱損失 $Q_{neo} S$ の径方向分布を、参照分布Aで垂直磁場制御あり、なし、および真空磁気面を用いた3通りと、参照分布Bで垂直磁場制御ありの場合とで比較した図。(b) 新古典熱損失 $Q_{neo} S$ と、体積分したアルファ加熱 P_α および制動放射損失 P_B (両者の差 $P_\alpha - P_B$ が実効的加熱分布となる) の径方向分布を、参照分布Bで垂直磁場制御ありの場合について比較した図。ここで、 $Q_{neo} = Q_{neo}(\rho)$ および $S = S(\rho)$ はそれぞれ小半径位置 ρ における新古典熱流束と磁気面の表面積、 ρ は規格化小半径である。

一方、参照分布Bで垂直磁場制御を行って、LHDにおける磁気軸3.60 m配位相当の平衡磁気面が得られたとした場合、新古典熱損失は最大0.4 GWに抑えられる。新古典熱損失と体積分したアルファ加熱の径方向分布(但し、アルファ粒子エネルギーの吸収分布はアルファ粒子発生分布と同じと仮定した)を比較すると、規格化小半径 ρ が0.5よりも小さい中心領域における新古典熱損失はアルファ加熱と同程度であることがわかる(図4(b))。したがって、参照分布Bの場合、(1) $\rho < 0.5$ における異常輸送が無視でき、(2) アルファ粒子の損失がなく、(3) アルファ粒子エネルギー吸収分布が発生分布と同じであるならば、アルファ加熱による自己保持が可能と考えられる。

今後は上記の仮定(1)-(3)に関する検討が必要であるとともに、より新古典輸送を低減する努力が必要である。この点に関しては、例えばLHDで新古典輸送が最小化される磁気軸3.53 m配位[30]相当の平衡磁気面を垂直磁場制御で実現するなどの方策が考えられるが、一方でMHD安定性との両立が課題となる。

2.6 アルファ粒子の閉じ込め

有限のベータ値の下ではシャフラノフシフトによって磁気軸が外側に移動し、磁気軸外寄せ配位と同様の特性が現れるようになるため、アルファ粒子の閉じ込め性能も劣化すると予想される。図5はGNET[31]により評価したアルファ粒子の加熱分布である。同図ではアルファ粒子の発生分布(birth)が破線で書かれているが、参照分布Aと参照分布Bではbirth分布も異なることに注意が必要である。図5(a)から、参照分布Aではアルファ粒子エネルギーの吸収分布がbirth分布に比べて著しく小さくなっていることがわかる。この時、アルファ粒子のエネルギー損失は41%、粒子損失は69%となっており、アルファ粒子の閉じ込め性能が非常に悪い。これはシャフラノフシフトによって平衡磁気面が外寄せ配位と同様になり(図3参照)、外寄せ配位に近いアルファ粒子閉じ込め性能となったためである。一方、参照分布Bで垂直磁場制御を行った場合(図5(b))、アルファ粒子エネルギー吸収分布の大きさはbirth分布と遜色がない。この時、アルファ粒子のエネルギー損失は11%、粒子損失は20%と、参照分布Aに比べ大きく改善されている。但し、参照分布Bではアルファ粒子エネルギー吸収分布が周辺部で高く、全体にブロードとなっている。2.2節で述べたDPE法における閉じ込め改善度 γ_{DPE} を求める際に用いる加熱分布のピーキングファクター $(P_{dep}/P_{dep1})_{avg, reactor}$ は、参照分布A垂直磁場制御あり(図5(a))の場合で0.65、参照分布B垂直磁場制御あり(図5(b))の場合で0.51となる。後者でピーキングファクターが低い原因は、ホローな密度分布にあると考えている。今後、同様の高アスペクト比配位で中心ピークした密度分布となっているデータを用いて解析を行い、これを検証する予定である。

LHDにおいては最外殻磁気面外側に出ても再び最外殻磁気面内側に戻ってくる「再突入粒子」と呼ばれる粒子が多数存在する。特に磁気軸外寄せ配位では、ヘリカルリッ

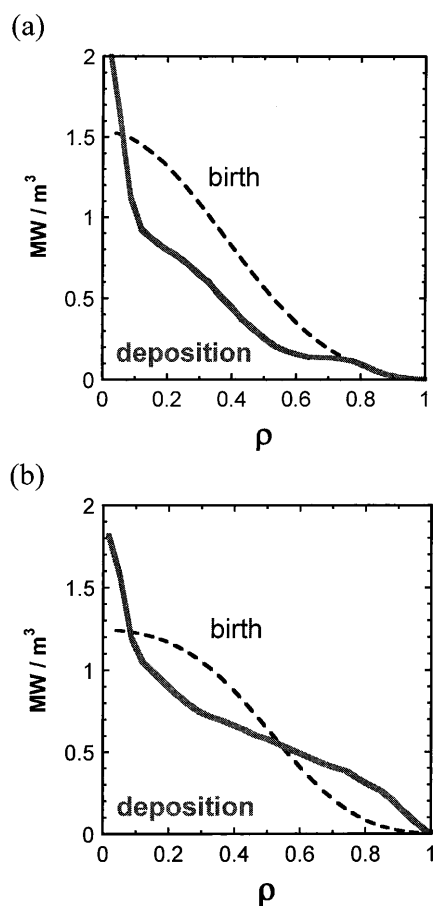


図5 アルファ粒子発生分布(破線)と加熱分布(実線)の比較。(a)は参照分布A, (b)は参照分布Bで、それぞれ垂直磁場制御ありの場合を示す。

プルに捕捉された粒子の再突入が顕著になることがわかっている[32]。このような再突入粒子は、LHDとの相似性を持つFFHR-d1においても多数存在することが想定される。上記のGNETを使用した解析では閉じた磁気面を仮定した磁気座標を使用しているため、最外殻磁気面の内部のみが解析対象となっている。したがって、再突入するはずのアルファ粒子も損失したとみなされており、加熱効率が過小評価されている可能性がある。そこで、実空間での軌道解析と加熱パワー評価を行うMORH[33]を用いて、ブランケットを損失境界とした無衝突軌道におけるアルファ粒子の閉じ込め性能を調べた。図6に無衝突軌道解析におけるプラズマ内に閉じ込められたアルファ粒子の割合(閉じ込め率)を、GNETと同様に最外殻磁気面を損失境界とした場合の解析結果と合わせて示す。無衝突軌道解析は近似的にアルファ粒子発生初期の閉じ込め性能(prompt loss)の評価になる。図6には参照分布AおよびBについて、それぞれ垂直磁場制御ありの場合の結果が示されている。最外殻磁気面を損失境界とした場合にはGNETの解析とはほぼ同様の傾向となり、参照分布Bで垂直磁場制御を行った方が閉じ込めはよい。一方ブランケットを損失境界とした場合には、参照分布Aと参照分布Bの差がほとんどない。これは、参照分布Aで損失したとみなされていた粒子の多くがヘリカルリップル捕捉粒子であり、磁気軸外寄せ配位では再突入粒子になるためと考えられる。損失境界

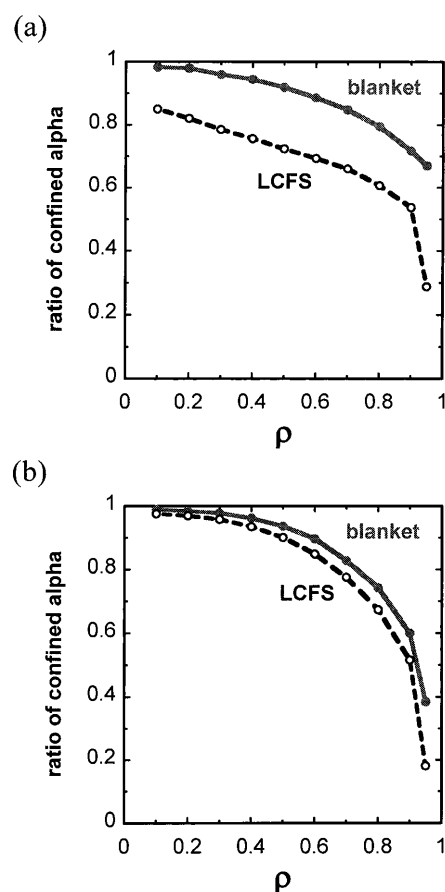


図6 プラズマ内に閉じ込められたアルファ粒子の割合。横軸はアルファ粒子の出発位置。(a)は参照分布A, (b)は参照分布Bで、それぞれ垂直磁場制御ありの場合。Open symbolおよびclosed symbolはそれぞれ損失境界を最外殻磁気面およびブランケットとした結果を示す。

の違いによるアルファ粒子閉じ込め率の差は、参照分布Aで約20%, 参照分布Bで数%程度である。シャフラノフシフトを抑制して内寄せ配位を維持した参照分布Bの場合は過小評価の割合が小さく、再突入粒子の有無によって結果は大きく影響されない。

MORHによるアルファ粒子追跡計算でのアルファ粒子損失箇所をブランケットポロイダル断面上に表示させたものを図7に示す。磁気面形状は代表的に参照分布Aの磁場配位での真空磁気面を表示しているが、ダイバータレッグの形状は垂直磁場やベータ値ではほとんど変わらない。したがって、ダイバータ部は図7でダイバータレッグがブランケットに当たっている箇所と考えて問題ない。図から、ほとんどのアルファ粒子がダイバータ部へ流入していることがわかる。トーラス内側ブランケットに衝突しているアルファ粒子がわずかにあるが、これらは出発点がプラズマ外縁部($\rho > 0.95$)のものであり、実際にはエネルギーが減衰していてラーマー半径が小さいためブランケットに衝突しないか、あるいは衝突したとしてもその熱負荷は十分小さいと考えられる。ブランケット形状を微修正することで衝突自体の回避も可能である。

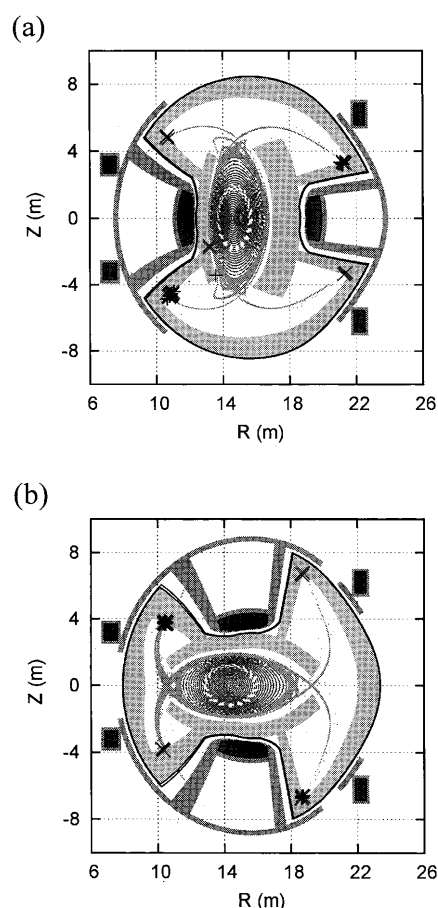


図7 MORHにより計算された直接損失するアルファ粒子のプランケットへの衝突箇所。(a)はプラズマ断面形状が縦長、(b)は横長になるトロイダル位置での垂直断面。×印は参照分布Aで垂直磁場制御なしの場合、+印は参照分布Bで垂直磁場制御ありの場合を示す。

2.7 考察

本章で示してきた検討の結果、よく言われる「ヘリカルは閉じ込めが悪い」というのは必ずしも真ではない、ということが明らかとなった。例えば図8に示すような、いわゆる核融合三重積を示した図をもって、LHDのデータがトカマクの左下方にあるからヘリカルは閉じ込めが悪い、とは言えない。2.2節で述べたように、LHDのエネルギー閉じ込めはジャイロボームモデル的なパラメータ依存性を有している。ジャイロボームモデルによれば、密度 n とエネルギー閉じ込め時間 τ_E の積は以下のように表される。

$$n\tau_E \propto \gamma_{DPE}^5 a^4 R^{-1} B^4 P T^{-4}, \quad (1)$$

ここで、 γ_{DPE} 、 a 、 R 、 B 、 P 、および T はそれぞれエネルギー閉じ込め改善度[7,8]、プラズマ小半径、プラズマ大半径、磁場強度、加熱パワー、および温度である。図8には温度の「-4乗」に比例する実線と破線も記載してある。LHDのデータは比較的高密度の実験で得られたものであるが、「-4乗」の温度依存性が確かに認められる。LHDからFFHR-d1へ外挿する場合を考えてみる。装置サイズは4倍、磁場強度は約2倍、加熱パワーは約50倍になるので、例えば閉じ込め改善度が1.3倍の場合、式(1)における温度依存性以外の項は約 2×10^5 となる。図8の破線は実

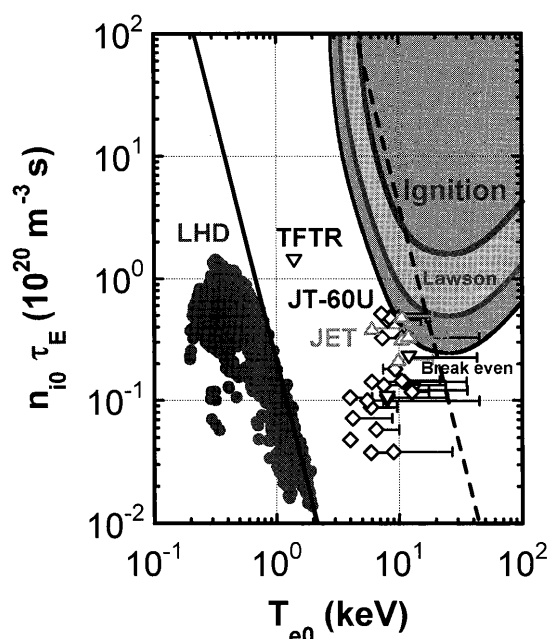


図8 中心イオン密度とエネルギー閉じ込め時間の積の中心電子温度依存性。LHDの高密度データではイオンと電子の密度および温度は等しいものとしている。トカマク(TFTR, JT-60U, JET)のデータはエラーバーの右端がイオン温度を表す。実線および破線はジャイロボームモデル(式(1))に基づく(密度閉じ込め時間)の温度依存性を示す。実線がLHD、破線は実線を 2×10^5 倍したものでFFHR-d1における典型的な場合に相当する。

線に対しこのような係数を乗じたものであり、FFHR-d1では中心温度10 keVでも自己点火(Ignition)に達するパラメータが得られると予測される。このように現行装置と核融合炉では装置サイズ、磁場強度、および加熱パワーが大きく異なるので、図8にあるような現行装置のパラメータ比較のみで核融合炉の見通しを立てることはできない。

FFHR-d1のようなヘリカル炉ではプラズマ電流を必要としないため、電流駆動の問題もディスラプションの問題も最初から存在しない。4.3節で述べたようにヘリカルプラズマの密度限界は加熱パワーの関数として与えられるスケールリング[14,15]に従うが、FFHR-d1はその範囲内で自己点火させることが十分可能である。ダイバータ熱負荷軽減のために必須のダイバータデタッチメントを如何にして実現するかはトカマクとヘリカルで共通の重要課題である。FFHR-d1では2.3節で述べた完全デタッチメントの他、不純物ガスバフを用いて輻射損失を増大するなど様々なオプションを取り得る。トカマクではH-modeと呼ばれる周辺輸送障壁(Edge Transport Barrier, ETB)による閉じ込め改善モードでELM(Edge Localized Mode)が発生し、ダイバータにパルス状の大熱負荷を与えるため、これへの対処が重要課題となっている[34]。FFHR-d1ではELMを伴うETBを想定せずとも自己点火可能な解が得られるため、ELM対策も必要ないであろう。

2.8 結言

ヘリカル方式は3次元構造に起因した磁場配位の多様性を備えているのだから、LHDよりも更に優れた最適化配位

を検討すべきだという考え方がある。しかしながら、LHD型ヘリオトロン配位にもまだ最適化の余地が残されている。本章で示してきたように、FFHR-d1では適切な磁場配位を選択して垂直磁場の制御を行うことにより、炉条件で想定される高ベータでのシャフラノフシフトを抑制し(2.4節)、新古典輸送(2.5節)およびアルファ粒子損失(2.6節)を許容範囲内に留めることができる。ただし、2.4節で述べたMHD安定性の検証という課題は残されている。LHD型ヘリオトロン配位におけるMHD安定性と新古典輸送およびアルファ粒子輸送の両立は予てより課題となっていたが、今回その解決への手掛かりが得られたと考えている。

今後の課題としては、(1)LHD実験でよりよい参照分布を得ること、(2)異常輸送を推定し、熱・粒子輸送全体としてコンシステントな定常解を得ること、(3)立ち上げシナリオを完成し、その中で現れる分布に対して詳細物理解析を行ってそれらの成立性を検証すること、などが挙げられる。(1)については、可能な限り1に近いベータ増倍度での外挿を可能とする分布データを得ることが具体的な目標となる。これはシャフラノフシフト抑制とMHD安定性の両立というチャレンジングな課題を含むものである。本章で用いた参照分布Bではアルファ加熱分布がブロードになり、閉じ込め改善度を推定する際に用いた中心ピークの加熱分布と矛盾するという問題が残っているため、これを解決することも喫緊の課題である。これは参照分布Bにおける密度分布がホロー形状であることに起因すると考えられ、より中心ピークした密度分布を用いることで解決可能と予想している。既に平成24年度の第16サイクルLHD実験においてよりよい参照分布の候補が得られており、現在この分布を用いた詳細物理解析を開始している。(2)および(3)については、コードの整備も必要になるため時間がかかると予想されるが、今後2-3年以内には結果を得たい。

謝 辞

本章に述べた研究を遂行するにあたっては、核融合科学研究所の核融合工学研究プロジェクト、大型ヘリカル実験プロジェクト、数値実験研究プロジェクト、および技術部の各メンバーによるサポートが不可欠でした。ここに御礼申し上げます。

参考文献

- [1] A. Sagara *et al.*, Fusion Eng. Des. **85**, 1336 (2010).
- [2] A. Sagara *et al.*, Fusion Eng. Des. **87**, 594 (2012).
- [3] T. Goto *et al.*, Plasma Fusion Res. **7**, 2405084 (2012).
- [4] J. Miyazawa *et al.*, Plasma Fusion Res. **7**, 2402072 (2012).
- [5] U. Stroth *et al.*, Nucl. Fusion **36**, 1063 (1996).
- [6] H. Yamada *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 1684 (2005).
- [7] J. Miyazawa *et al.*, Fusion Eng. Des. **86**, 2879 (2011).
- [8] J. Miyazawa *et al.*, Nucl. Fusion **52**, 123007 (2012).
- [9] H. Yamada *et al.*, Plasma Fusion Res. **3**, S1032 (2008).
- [10] J. Miyazawa *et al.*, Fusion Sci. Technol. **58**, 29 (2010).
- [11] J. Miyazawa *et al.*, Plasma Fusion Res. **3**, S1047 (2008).
- [12] J. Miyazawa *et al.*, Proc. 24th Fusion Energy Conf. (San Diego, USA, 2012) (Vienna: IAEA) FTP/P7-34.
- [13] J. Miyazawa *et al.*, Nucl. Fusion **48**, 015003 (2008).
- [14] J. Miyazawa *et al.*, Fusion Sci. Technol. **58**, 200 (2010).
- [15] S. Sudo *et al.*, Nucl. Fusion **30**, 11 (1990).
- [16] N. Ohya *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 055002 (2006).
- [17] H. Yamada *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, B487 (2007).
- [18] R. Sakamoto *et al.*, Fusion Sci. Technol. **58**, 53 (2010).
- [19] M. Greenwald *et al.*, Nucl. Fusion **28**, 2199 (1988).
- [20] L. Giannone *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, 2149 (2002).
- [21] J. Miyazawa *et al.*, Nucl. Fusion **46**, 532 (2006).
- [22] H. Yamada *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 749 (2003).
- [23] K.Y. Watanabe *et al.*, Fusion Sci. Technol. **58**, 160 (2010).
- [24] K.Y. Watanabe *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 1247 (2005).
- [25] Y. Suzuki *et al.*, Nucl. Fusion **46**, L19 (2006).
- [26] S. Sakakibara *et al.*, Fusion Sci. Technol. **58**, 176 (2010).
- [27] S. Sakakibara *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 124014 (2008).
- [28] S. Satake *et al.*, Plasma Fusion Res. **3**, S1062 (2008).
- [29] C.D. Beidler *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **43**, 1131 (2001).
- [30] M. Yokoyama and K.Y. Watanabe, Nucl. Fusion **45**, 1600 (2005).
- [31] S. Murakami *et al.*, Nucl. Fusion **40**, 693 (2000).
- [32] R. Seki *et al.*, Plasma Fusion Res. **3**, 016 (2008).
- [33] R. Seki *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, 027 (2010).
- [34] E.J. Doyle *et al.*, Nucl. Fusion **47**, S18 (2007).