

プロジェクトレビュー

核融合科学研究所における数値実験炉研究プロジェクト

Numerical Simulation Reactor Research Project
at the National Institute for Fusion Science

1. はじめに

1. Introduction

洲 鎌 英雄^{1,2)}SUGAMA Hideo^{1,2)}¹⁾自然科学研究機構核融合科学研究所, ²⁾総合研究大学院大学

(原稿受付: 2020年 8 月17日)

核融合科学研究所では、平成22年度（2010年度）から始まった第2期中期計画において、核融合原型炉に向けた学理の体系化を加速するために、単一研究部組織であるヘリカル研究部と、それぞれのタスクを持った大型ヘリカル装置（LHD）計画、数値実験研究、核融合工学研究から成る3研究プロジェクト体制が発足した。そのうち、数値実験研究プロジェクトは、シミュレーション科学研究部と大型ヘリカル研究部の理論・データ解析研究系のメンバーを中心に組織され、核融合科学研究所創設時から進めてきた理論シミュレーション研究の成果を基に、炉心プラズマから周辺プラズマまでのプラズマの挙動を解明し、その理論体系化を進めるとともに、ヘリカル型磁場閉じ込め装置全体のプラズマ挙動を予測できる数値実験炉の構築をめざしたシミュレーション研究を推進することをプロジェクトの目標に設定した。平成26年（2014年）7月には、核融合原型炉の基本設計に数値シミュレーションの立場から貢献することを目的とした数値実験炉の研究をより一層加速するため、数値実験研究プロジェクトの名称を「数値実験炉研究プロジェクト」と変更した。第3期中期計画が始まった平成28年度（2016年度）から令和元年度（2019年度）までの4年間における数値実験炉研究プロジェクトの活動に対して、令和元年度（2019年度）に外部評価が実施された[1]。本プロジェクトレビューでは、上記の4年間における数値実験炉研究プロジェクトの活動や研究成果について報告を行う。

1.1 数値実験炉研究プロジェクトの目標と体制

数値実験炉研究プロジェクトでは、核融合プラズマの物

理機構の解明と理論体系化を行い、核融合プラズマ全体の挙動を予測するシミュレーションコード体系「ヘリカル型数値実験炉」の構築することを目標として、全国共同利用施設であるスーパーコンピュータシステム「プラズマシミュレータ」を有効活用した理論シミュレーション研究を推進している[2]。数値実験炉（図1）は、核融合プラズマに含まれる多様な物理要素、即ち、MHD平衡・安定性、コアプラズマ輸送、乱流、高エネルギー粒子、加熱、周辺プラズマ輸送、プラズマ壁相互作用等それぞれの階層における物理機構を解明するためのシミュレーションコード群と、装置全体のプラズマ挙動を解析・予測する統合コードからなるシミュレーションコード体系であり、統合コードは各物理要素過程に対するモジュールから構成される。前

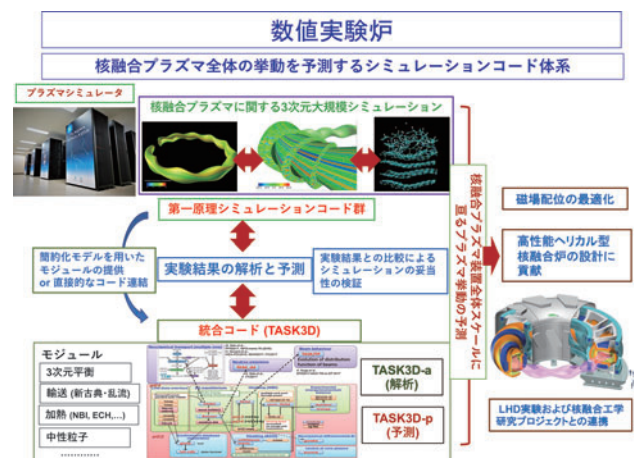


図1 数値実験炉。

者の各要素過程に対するコードはモジュールとして直接統合コードに組み込まれるか、または、各要素過程のシミュレーション結果から導出される物理モデルがモジュールとして統合コードに提供される。シミュレーション結果と理論モデルの予測や実験結果との比較により、その精度や妥当性の検証がなされ、信頼性を向上させたシミュレーションコード体系は、実験・工学研究グループと連携しながら、実験結果の解析・予測や高性能ヘリカル型核融合炉の設計等に役立てられる。

数値実験炉研究プロジェクトの研究体制を図2に示す。数値実験炉研究プロジェクトでは、研究総主幹が活動全体を統括し、プラズマシミュレータの運用管理や利用支援を行う計算機作業班が設けられている。推進会議は、研究総主幹、核融合理論シミュレーション・基礎物理シミュレーションの両研究系の二人の研究主幹、およびタスクグループの幹事で構成され、各タスクグループおよびプロジェクト全体の研究進捗状況の検証・調整や活動方針に関する定期的な議論および決定を行い、全体会議は、プロジェクトメンバー全員により、各研究活動状況、LHD計画プロジェクト・核融合工学研究プロジェクトや国内外の大学・研究機関との共同研究について議論する場として定期的に開かれる。数値実験炉の構築をめざした大規模シミュレーション研究を推進する基礎母体として8つのタスクグループが組織され、各グループに中心となって組織・運営を行う幹事が配置されている。8つのタスクグループは、それぞれ、(1)プラズマ流体平衡・安定性 (2)高エネルギー粒子 (3)統合輸送シミュレーション (4)新古典・乱流輸送シミュレーション (5)周辺プラズマ輸送 (6)プラズマ壁相互作用 (7)多階層複合物理 (8)シミュレーション科学基盤の研究課題に取り組み、複数のタスクグループへの参加、タスクグループ間や実験グループとの研究連携が推奨されている。

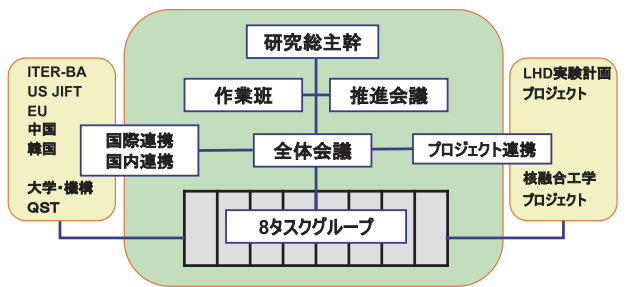


図2 数値実験炉研究プロジェクトの研究体制。

現在8つのタスクグループには、約140名が参加しており、この中に延べ約30名の実験グループからの参加者と約50名の所外からの参加者が含まれている。また、数値実験炉プロジェクトメンバーの多くが複数のタスクグループに参加しており、タスクグループ活動の連携の強化に貢献している。

1.2 プラズマシミュレータの整備

数値実験炉研究プロジェクトの様々な研究課題に関する共同研究を推進する上で必須となるスーパーコンピュータシステム「プラズマシミュレータ」の導入・更新と関連研究環境の整備が、プロジェクトに対するこれまでの外部評価委員会の提言やプラズマ核融合研究コミュニティーからの要望に沿って進められてきた[1]。表1に示すように、プラズマシミュレータを含む大規模並列型計算サーバの定期的な更新・性能向上により、最先端のスーパーコンピュータを用いた研究環境を共同研究者に提供してきている。最新のプラズマシミュレータは、ベクトル型スーパーコンピュータ NEC SX-Aurora TSUBASA[4320 VE（ベクトルエンジン）]であり、前機種の約4倍となる10.5 Pflopsの演算性能と202 TBの主記憶容量を有し、令和2年（2020年）7月より運用を開始した（図3）。また、一般公募の結果、最新のプラズマシミュレータの愛称が「雷神」に決定した。日常的なプラズマシミュレータの運用、関連研究環境の整備や共同研究者への様々なシステム利用支援は、プログラム開発支援室の活用や計算機作業班等の活動を通じて行っている。その結果、プラズマシミュレータを利用す



図3 プラズマシミュレータ「雷神」。

表1 大規模並列型計算サーバの主要性能。

期間	機種	演算性能	主記憶容量	外部記憶装置容量
H21.3～H24.8	SR16000モデル L 2 128ノード	77 TFlops	16 TB	0.5 PB
H24.10～H27.3	SR16000モデル M 1 322ノード	315 TFlops	40 TB	2.0 PB
H27.6～R2.2	PRIMEHPC FX100 2592ノード	2.62 PFlops	81 TB	10.0 PB
R2.7～R7.6	SX-Aurora TSUBASA 4320VE	10.5 PFlops	202 TB	32.1 PB

る共同研究者の人数は増加し、令和2年度（2020年度）には、220名余となっている（図4）。

以下の第2章と第3章では、核融合プラズマシミュレーションとその支援研究である基礎物理シミュレーションに分けて、プラズマシミュレータおよび関連研究環境を有効活用した国際・国内共同研究によって得られた研究成果の概要を紹介し、第4章では全体のまとめと今後の展望を記す。

参考文献

- [1] 核融合科学研究所運営会議外部評価委員会：「令和元年度外部評価報告書」（2020年3月）。
- [2] H. Sugama *et al.*, Plasma Fusion Res. 14, 3503509 (2019).

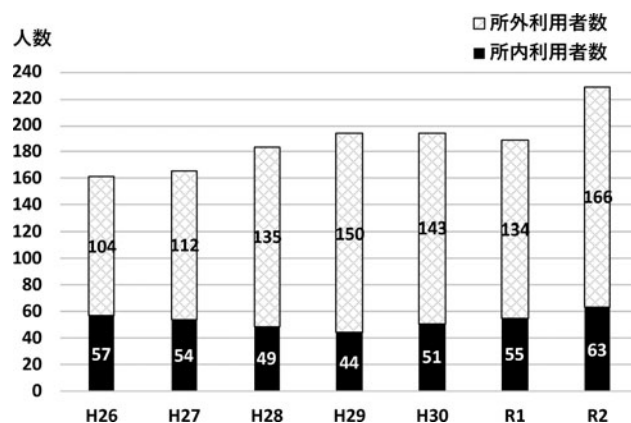


図4 プラズマシミュレータを利用する共同研究者数。



プロジェクトレビュー

2. 核融合プラズマシミュレーション研究の進展

2. Progress in Simulation Study of Fusion Plasmas

2.1 MHD 平衡と安定性

2.1 MHD Equilibrium and Stability

市口勝治^{1,2)}, 鈴木康浩^{1,2)}, 佐藤雅彦¹⁾, 三浦英昭¹⁾, 石崎龍一¹⁾, 古川 勝³⁾

ICHIGUCHI Katsuji^{1,2)}, SUZUKI Yasuhiro^{1,2)}, SATO Masahiko¹⁾, MIURA Hideaki¹⁾,

ISHIZAKI Ryuichi¹⁾ and FURUKAWA Masaru³⁾

¹⁾自然科学研究機構核融合科学研究所, ²⁾総合研究大学院大学, ³⁾鳥取大学工学部

(原稿受付: 2020年8月17日)

電磁流体力学的 (MHD) 手法を基にした数値シミュレーションの発展により, 以下のようにプラズマの巨視的平衡・安定性に関する理解が大きく進展し, 将来の研究への展望が広がった. まず, 真空磁場領域を含む三次元平衡計算により, 有限ベータでのダイバータ領域の磁力線構造が解明が進んだ. また, 実験データに即したプラズマフローの数値計算手法を確立し, 巨視的安定性に対する定性的影響を明らかにした. 一方, MHD に熱イオンの運動論的效果を含めることにより, 補足粒子による圧力駆動型モードの安定化効果を初めて解明した. さらに, 二流体効果を含むシミュレーションにおいて, large eddy simulation を導入し, Hall 効果や有限ラーマー効果を含めた効果的な解析に成功した.

一方, 別の観点として, 以下のような新たな発想に基づく解析も進んでいる. transfer entropy を適用することにより, 実験での MHD イベントにおける, プラズマフローの低減と磁場揺動成長の因果律の解析が進んだ. また, 磁場配位の最適化の検討として, ヘリオトロン磁場配位に新たなボロイダルコイルを追加することにより, ダイバータ領域を拡張できることを示した. ペレットアブレーションの数値計算においては, 熱伝導効果を導入することにより, 磁気島の存在の有無がプラズマ密度上昇に与える影響を明らかにした. さらに, 疑似アニーリング手法を簡約化方程式に導入することにより, 高ベータ平衡計算において, その有用性を示した.

Keywords:

magnetohydrodynamics (MHD), equilibrium, stability, plasma flow, kinetic effect, large eddy simulation, transfer entropy, divertor region, pellet ablation, simulated annealing

2.1.1 はじめに

核融合科学研究所・数値実験炉プロジェクトにおける MHD 平衡及び巨視的不安定性の研究は, プラズマ流体平衡安定性グループが中心となって進めている. 数値実験炉の構築においては, 閉じ込めに優れた長時間放電の輸送経路を提示して, 将来の炉設計に結び付けることが重要である. このとき, 放電途中において巨視的な不安定性による急激な閉じ込め崩壊が生じるようなことを避けるようにしなければならない. したがって, 本研究の究極的目的は, ヘリオトロンプラズマにおいて巨視的安定限界を定量的に決定するためのメカニズムを解明し, その手法を確立することにある.

現在, 大型ヘリカル装置 (LHD) 実験においては良好な放電が得られており, 最高平均ベータ値として, 5.1% が達成されている [1]. しかし, この最高値は, LHD 設計時に理想交換型モードが極めて不安定であると考えられて

いた磁場配位で達成されている. 設計時においては, 真空磁気軸位置 R_{ax} に対して $R_{ax} = 3.75$ m が安定限界であり, それより小さな値 (内寄せシフト) では, プラズマは不安定になると予測されていた. これに対して, 実験での最高ベータ値は $R_{ax} = 3.6$ m で達成されているのである. 一方, 磁気軸位置を $R_{ax} = 3.54$ m まで内寄せすると, 崩壊現象が生じてしまうことも観測されている [2]. すなわち, 崩壊現象が生じる磁場配位と, 最大値を与える磁場配位との差はごくわずかでしかない. したがって, なぜこのように LHD プラズマが理論予測よりも安定であるのか, また, 崩壊現象が生じる安定限界はどのようにすれば定量的に予測できるのか, ということが最も重要な課題となる. 現在に至るまで, この点に関して鋭意研究を継続してきているが, この課題を統一的に矛盾なく説明するメカニズムはまだ解明されていない. 実際, 解決の糸口はどこにあるかわからない. 場合によっては, 大きなパラダイムシフトが要

求されるかもしれない。そこで、本研究においては、様々な知見の集積と組み合わせを求めて、多様な観点からMHD平衡及び安定性の研究を進めている。また、この課題解明のために、数値実験炉プロジェクト内の他グループのとの連携も重要視している。特に、多階層グループでのMHD関連作業との連携、高エネルギー粒子グループで開発されたイオン粒子効果の導入を推進している。

一方、現在、核融合科学研究所での次期計画の検討に対しても参画しており、現段階で得られている知見を基に、ヘリオトロン配位のさらなる最適化を模索している。この検討作業においては、新古典・乱流輸送シミュレーショングループとの連携、及び核融合工学研究プロジェクトとの共同作業も推進している。さらに、鳥取大学をはじめとする他大学との共同研究も推進している。

2.1.2 HINTによる磁気島ダイバータ配位の考察

ドイツ・Wendelstein-7X (W7-X) をはじめとする磁気島ダイバータ配位は、低磁気シアであることを利用し、プラズマ周辺部に大きな磁気島構造を作り出すことにより実現している。磁気島上は非常に長い磁力線の結合長が期待でき、かつ、磁気島による垂直方向の輸送が効率の良いダイバータ運転を可能すると考えられている。しかし、低磁気シア配位は、ベータ効果やトロイダル電流に敏感であることが指摘されており、実際、これまで3次元平衡解析でも磁気島のヒーリングが存在することが指摘されてきた。そこで、入れ子の磁気面を仮定しない3次元平衡コードHINT[3]を用いて、W7-X 磁気島ダイバータ配位に対する考察を行った。

図1に、W7-Xの低iota配位の解析を行った結果を示す。左から、(a)真空磁場、(b)トロイダル電流なしの有限ベータ平衡、(c)トロイダル電流ありの有限ベータ平衡を示した。(a)の真空磁場では $m=6$ の磁気島構造が表れており、これらの磁気島構造をダイバータに応用できることがわかる[4]。しかし、ベータ値が約3.3%になると、 $m=6$ の磁気島構造が消失することがわかる。この時、磁場配位としてはダイバータ配位ではなく、リミター配位になり、定常運転のためには非常に大きな問題となる。一方、ブートストラップ電流が流れた場合、磁気島構造は消失しないものの、磁気島幅は減少し磁気島の位置も周辺部へ移動している。このことも、ダイバータ配位による定常運転に大きな問題を生じさせる可能性がある。

これらの結果を受けて、電子サイクロトロン電流駆動(ECCD)や、スweepコイルと呼ばれる外部磁場接道コイルを用いて、ダイバータ部の磁気島構造を安定に維持するための対策が講じられている。

2.1.3 プラズマフローを含むLHDプラズマのMHD安定性解析

LHDでは、放電条件によっては交換型モードによる局所的な崩壊現象も報告されているが、いくつかの場合においては、崩壊現象を生じさせる不安定モードの発現と、モードの回転の停止とが、ほぼ同期して生じることがわかって

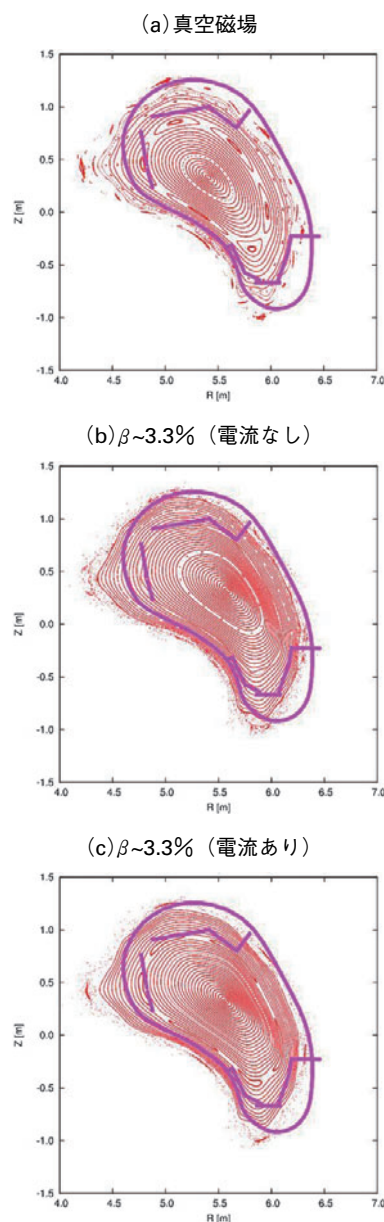


図1 HINTコードにより解析された磁気島ダイバータ配位の平衡解析結果。磁気島内のピンク色の線がダイバータ板の位置を示す。

きた。この場合、モードの回転周波数が小さくなってくるにつれて前駆振動が緩やかに成長し、周波数がゼロとなった時点で非常に大きな成長率を持って成長することが観測されている[5]。そこで、モードの回転が、交換型モードの安定性に対して大きく寄与しているのではないかと考え、三次元MHD安定性シミュレーションにおいて、このプラズマフローを取り入れた研究を進めた[6-8]。このシミュレーションを行うには、プラズマ全域にわたってのフローの分布が必要となる。定常非圧縮のポテンシャルフローに対しては、Hamada座標を用いて比較的簡便な表式が得られる。そこで、三次元平衡をVMCコードを用いて計算し、VMC座標を仲介としてこのフローを計算する手法を新たに開発し、FLOWVMコードを作成した。この計算においては、LHDでのフローの計測データを用いている。この計測では、横長断面の水平面上で、フロー速度の

ポロイダル及びトロイダル成分の一次元動径方向分布が得られている。今回本研究で開発した手法を用いることによって、このデータをもとに、プラズマ全体にわたって三次元のフローの分布が計算できるようになった。また、この場合、トーラスの磁気軸よりも内側の領域の方が、外側領域よりも大きなフロー速度があることがわかった。

プラズマフローの三次元分布が計算できるようになったので、三次元 MHD 安定性シミュレーションにおいて、このプラズマフローを取り入れた研究を行った。

本来、安定性に対するフローの効果を調べるためには、フローを含めた平衡を計算し、その安定性を調べることが必要となる。しかし、現時点においては、フローを含めたヘリオトロンプラズマの三次元平衡を矛盾なく計算する手法は確立されていない。そこで、本研究では、まず、静止平衡を計算し、安定性ダイナミクスを計算する際に、フローの効果を初期摂動に加えて時間発展を追跡することで、その効果を調べることにした。この手法において、平衡計算には HINT コード[3]を用い、安定性ダイナミクスの計算には MIPS コード[9]を用いた。本研究では、交換型モードの不安定性とそれに対するフローによる影響を効果的に調べるために、フローを計測した平衡よりも不安定な平衡を採用した。この場合、フローが流れないことを仮定すると、図 2 (a) に示すように、交換型モードが成長し非線形状態において圧力分布に変形が生じる。これに対し、上記のフローを加え、その大きさを大きくしていくと、(b) に示すように実験データの10倍程度までは、フローによって安定化効果が見られ変形が抑制された。ところが、(c) に示すように30倍の大きさにすると、逆に不安定化の効果が表れ変形が大きくなった。この原因を探るために、圧力摂動の Boozer 座標での Fourier モード成分のプロファイルを見てみた。その結果、フロー無しの場合には交換型モードの典型的な形状である偶関数のプロファイルが得られたのに対し、30倍のフローの場合にはプロファイルは奇関数となりプロファイルに零点が現れた。これまでの研究から、このプロファイルは、交換型モードではなく、Kelvin-Helmholtz 不安定性に特有のものであることがわかった[10]。このことから、LHD の安定性においてフローの値を変化させた場合、交換型不安定な領域と Kelvin-Helmholtz 不安定な領域の間に安定化領域が存在し得ることがわかった。この結果は、これまでの抵抗性 g モードの研究とよく一致したものとなっている[10, 11]。

2.1.4 バルーンモードに対する熱イオンの運動論的效果

LHD 内寄せ配位における MHD 安定性の理解のため、MHD モデルに基づく解析がこれまでに多く行われてきた。しかしながら、MHD モデルに基づく結果は実験よりも不安定であり、実験結果を完全に再現するに至っていない[12]。このような理論予測と実験結果との間の矛盾を解決するための一つの方法は計算モデルの拡張が挙げられる。本研究では熱イオンの運動論的效果を取り入れた運動論的 MHD モデルに基づく計算により、圧力勾配駆動型

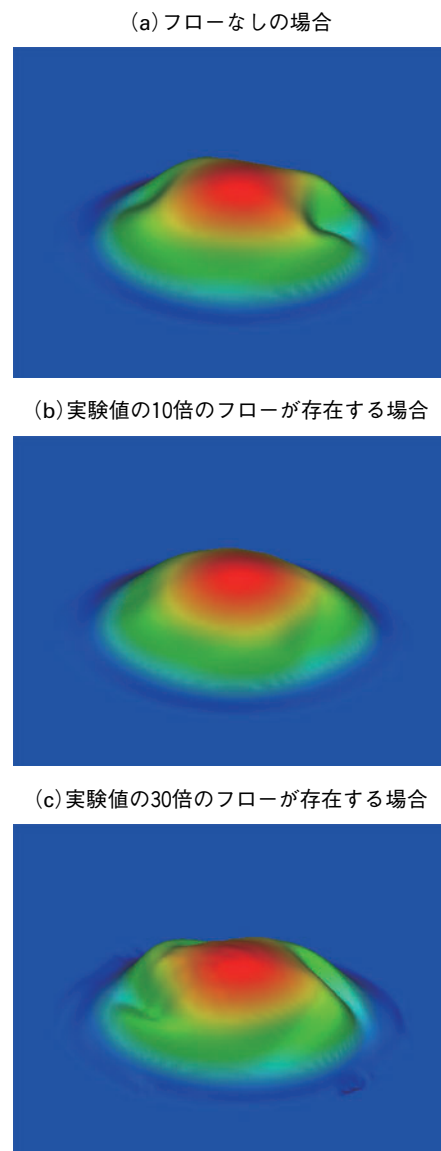


図2 不安定モードによって変形した圧力分布の鳥観図。

MHD 不安定性である抵抗性バルーンモードに対する熱イオンの運動論的效果について調べた[13]。

この解析では MEGA コードを使用した。MEGA コードは高エネルギーイオンと熱イオンの両方をドリフト運動論により取り扱うことができるが、ここでの解析では、熱イオンのみを考えた。電子は断熱則により流体モデルで扱う。平衡は[12]の解析で使用した、中心ベータ値が7.5%の平衡を用いた。平衡においては、イオン圧力と電子圧力は等しいとし、また、イオンの分布関数はマクスウェル分布を仮定した。簡単のために、トロイダル角 ϕ が $\phi=0$ と $\phi=2\pi/10$ に周期境界条件を課し、トロイダルモード数が $n=10$ とその高調波のみが成長する状況で解析を行った。イオンは、曲率ドリフトと磁場勾配ドリフトにより、磁力線からずれた運動を行う。この効果を調べるために、磁気レイノルズ数 S を $S=10^5$ と仮定して、曲率ドリフトと磁場勾配ドリフトを考慮した場合と、無視した場合に対して計算を行い、両者の比較を行った。その結果、曲率ドリフトと磁場勾配ドリフトを考慮した場合の $n=10$ モードの

線形成長率は、両ドリフトを考慮しない場合の線形成長率の約75%であり、線形成長率が低下することがわかった。図3に、 $n=10$ モードの磁場に対して垂直方向のイオン圧力の揺動成分の径分布を示す。ここで、図3(a)は曲率ドリフトと磁場勾配ドリフトを考慮しない場合、図3(b)は両ドリフトを考慮した場合の分布である。この図では、捕捉イオンからの寄与分と、通過イオンの寄与分に分離した分布も示している。各モードの振幅は、電子圧力揺動の $(m,n)=(13,10)$ の最大振幅で規格化している。ここで、 m はポロイダルモード数である。曲率ドリフトと磁場勾配ドリフトを考慮すると、イオン圧力の揺動振幅が減少することがわかる。これは、両ドリフトにより、不安定性に対するイオンの応答が弱まることを示しており、線形成長率の低下をもたらすことになる。捕捉イオンからの寄与と通過イオンからの寄与を比較すると、捕捉イオンの寄与分が著しく減少していることがわかる。捕捉イオンの不安定性に対する応答が減少するメカニズムは、不安定性のモード構造と、捕捉イオンの軌道の関係を見と理解することができる。図4では、LHDにおける典型的な捕捉イオンの軌道と、抗性バレーニングモードによる電子圧力の揺動分布を示している。ここで、赤および青の領域は、それぞれ、揺動振幅が正および負に対応している。捕捉イオンはヘリカルリップルに捕捉されており、トロイダル方向だけでな

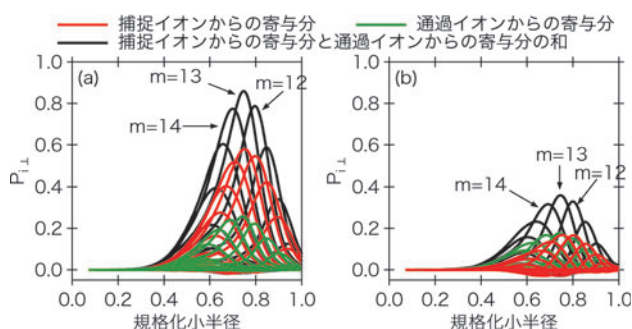


図3 (a)曲率ドリフトと磁場勾配ドリフトを無視した場合と(b)両ドリフトを考慮した場合の磁場に垂直方向のイオン圧力の揺動成分の径分布。赤線は捕捉イオンからの寄与分、緑線は通過イオンからの寄与分、黒は両方の寄与を合わせた分布である。各モードの振幅は、電子圧力揺動の $(m,n)=(13,10)$ の最大振幅で規格化している。

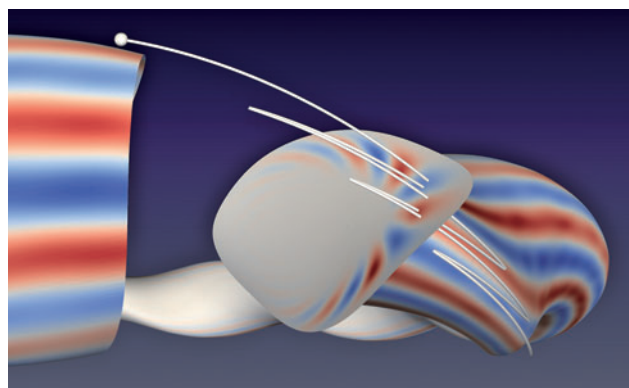


図4 LHDにおける典型的な捕捉イオンの軌道と、抗性バレーニングモードによる電子圧力の揺動分布。ここで、赤および青の領域は、それぞれ、揺動振幅が正および負に対応している。

く、ポロイダル方向にも歳差ドリフト運動を行う。このポロイダル方向の歳差ドリフト運動により、モード構造に対する捕捉イオンの歳差ドリフト周波数は、不安定性の成長率と同程度、または、小さくなりうる。この時、捕捉イオンは不安定性の振幅が正および負の両方の領域を通過することで、不安定性に対する応答が弱まることで、イオン圧力の揺動振幅は減少する。この歳差ドリフト運動によるMHD不安定性の抑制メカニズムは、高磁気レイノルズ数における抵抗性モード、および、臨界安定付近の理想モードのように、線形成長率が小さい不安定性に有効であると考えられる。

2.1.5 LHDのバレーニング不安定性についての3次元拡張MHD Large Eddy Simulation

LHDにおける短波長圧力駆動型(交換型、バレーニング)不安定性の飽和に関して、3次元拡張MHDのLarge Eddy Simulation (LES) 研究を進めている。LESは、数値的に解くべき方程式にローパスフィルターを作用させ、そのフィルターよりも長波長成分側のみを数値的に解く手法である。この際、短波長成分が長波長成分に及ぼす影響は、サブグリッドスケール(SGS)モデルとよばれる現象論的モデルで代替されることになる。この手法導入の経緯は次段の通りである。

これまでの完全3次元圧縮性MHDシミュレーションおよび2次元Rayleigh-Taylor不安定性の拡張MHD研究から、以下の点を明らかにしてきた。

1. 粘性が十分に大きい場合、バレーニングモードの成長は比較的低レベルで飽和し、プラズマは良好な磁気面をもつ状態へと自律的に回復する(Miura *et al.* [14])。
2. 粘性を大きくするとバレーニングモードの飽和レベルは高くなり、ある値以上の粘性では、プラズマコアを大きく壊す(バレーニングモードの成長は飽和しない)。この場合、小半径方向を横軸にとった圧力・密度分布は、実験結果からされるような飽和状態とはまったく異なった状態になる。この過程において、圧力分布の平坦化、圧縮性による成長率の低下などの安定化に対する寄与は認められるものの、飽和に対して十分な影響を及ぼしているようには見られない(Miura & Nakajima[15])。
3. 3次元シミュレーションにおいて、磁力線平行方向への熱伝導効果を考慮すると、圧力の飽和が穏和になること、平行方向熱伝導の影響により、平行方向に対して熱エネルギーが運動エネルギーに変換され、結果として運動エネルギーは大きくなり得る(Miura & Nakajima[16])。
4. 短波長バレーニングモードの成長において、その特徴的なスケールはイオン表皮長よりも短いため、2流体効果などが重要になり、一流体モデルは破綻していると考えられる(Miura & Nakajima[16])。LHD実験でも、モードの回転についての報告が行わ

れ (Takemura *et al.* [17]), これは反磁性流れと関連付けられるため, 一流体 MHD モデルによる飽和の説明についての試みは困難であると認識されるようになった。

5. 2 流体効果として Hall 項およびジャイロ粘性項を考慮する場合, Hall 項などの短波長成分と長波長成分の非線形結合が強く, 単純に超粘性で数値シミュレーションを安定化させた場合, 非線形項の打ち切り効果が長波長成分に悪影響を及ぼし, プラズマのコアは大きく崩壊する傾向がみられる (Miura [18]).
6. Hall 項およびジャイロ粘性項を取り入れた 2 次元 Rayleigh-Taylor 不安定性の拡張 MHD シミュレーションでは, 短波長成分が著しく励起され (これは, ジャイロ粘性が入っていても変わらない), 何らかの数値的な安定化を図らない場合, 電子スケールまでシミュレーションの解像度が要求される場合がある (Goto, Miura *et al.* [19]).

以上の経緯から, LHD の短波長圧力駆動型不安定性についてシミュレーション研究を行う場合には拡張 MHD モデルが基本となること, 他方で, Hall 効果, ジャイロ粘性項を陽に取り扱う場合には, 強い非線形結合に起因する数値不安定性が障害となることが明確である。このため, 数値不安定性をもたらす短波長成分については SGS モデルで代替する LES を導入することで, シミュレーションに必要な解像度などを軽減することを方針として定めた。LES 手法のために必要な SGS モデルの開発については, 他の項で報告するので, そちらを参照されたい。以下では, LES 手法を用いて LHD におけるバルーニングモードの成長の 3 次元拡張 MHD シミュレーションを行った結果について述べる [20, 21]。

LHD での 3 次元シミュレーションに Hall 効果を入れたシミュレーションを行った [20]。Hall 項はその性質から, きわめて短波長の分散性波動を生成し, 時間および空間について高い数値解像度を要求する。このため, 比較的 low 波数のモードに焦点を当てることを念頭に, 中程度 (トロイダル波数 $n = 10$ 程度) 以上の波数の不安定モードを打ち切るような数値フィルターを作用させた。この結果, 数値シミュレーションはバルーニングモードの飽和にいたったが, その飽和プロファイルにおける β 値は, Hall 効果なしで磁力線平行方向熱伝導効果を入れた場合よりも低く, また, 密度分布もホロー分布になるなど, むしろ不安定効果に作用する結果になった。このシミュレーションからわかったことは以下の点である。

1. 短波長成分の打ち切りは, 飽和プロファイルに対して悪影響を与える。これは, 短波長成分の打ち切りが長波長成分との相互作用を失わせ, 結果として長波長成分の線形成長段階を延長させる作用を及ぼすためである。
2. Hall 効果は不安定性を強化しえる。これは,

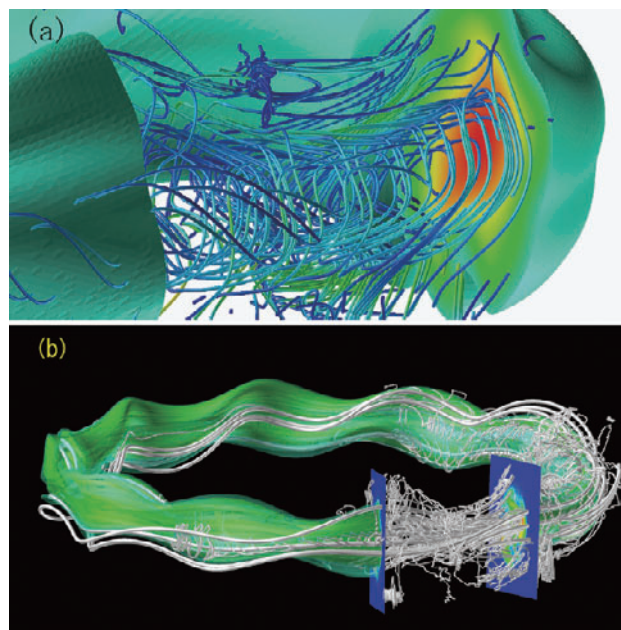


図5 (a) LES の不安定性の線形段階終盤における, 圧力の等値面との流線。 (b) 不安定性が完全に飽和した状態での圧力の等値面, 磁力線 (太い管), および流線 (細い管)。流線のサンプリングポイントは (a) の場合よりも $\ell/2 = 0.5$ の有理面の近くに局在化させて描いた。Reproduced from H. Miura, *et al.*, “Two-fluid sub-grid-scale viscosity in nonlinear simulation of ballooning modes in a heliotron device”, Nuclear Fusion **57** 076034 (2017) with the permission of the IAEA.

Rayleigh-Taylor 型不安定性の 2 次元拡張 MHD シミュレーションで得られた結果と同様に, 2 流体効果が平衡プロファイルの性質によって, 不安定性の強化にも抑制にも作用し得ることと関連していると考えられる。

2 次元 Rayleigh-Taylor 不安定性のシミュレーションから, LHD の 3 次元短波長不安定性の抑制には, 2 流体効果だけでなく有限ラーマー半径効果も同時に必要であると考えられる。また, 2 流体効果も有限ラーマー半径効果は短波長成分も, 磁場および速度場の短波長成分を著しく励起することがわかっているため, 適度にこれらを打ち切りつつ, 非線形段階においては, 短波長成分が非線形項を通じて長波長成分に及ぼす影響を適宜代替し得るようなモデルの開発を行う必要がある。この考え方は, 先に述べた, 流体力学において Large Eddy Simulation (LES) と呼ばれる手法の考え方そのものである。Hall 効果による LES の最初の取り組みは, 国際会議において発表され (招待講演), 雑誌に掲載された [22]。この LHD に関する LES も, この成果に基づいて行われた。

2.1.6 LHD プラズマにおける MHD 現象の因果律の検討

LHD の高ベータ実験においては, トロイダル電流駆動放電と磁気軸スイング放電において崩壊現象が観測されている [5]。この場合, 交換型モードによって, 電子温度分布の崩壊が見られる。このいくつかの場合においては, モー

ド回転周波数が減衰してゼロになることとモードの急激な成長の間に、非常に明確な相関がみられている。また、このモード周波数は、バルクプラズマの $E \times B$ 回転周波数に近い値となっている。したがって、プラズマの回転が、モードの安定性に大きく関与していることがわかる。しかし、この両者の因果関係は明確にはなっていない。すなわち、回転が止まったことによってモードが成長したのか、モードが成長したために回転が止まったのか、ということは明らかになっていない。そこで、本研究では、この因果関係を解明するために、transfer entropy[23,24]の手法を用いることにした[25]。Xの事象がYの事象に与えるtransfer entropyは次式で与えられる。

$$T_{X \rightarrow Y} = \sum p(x_{n+1}, x_{n-k}, y_{n-k}) \log_2 \frac{p(x_{n+1}|x_{n-k}, y_{n-k})}{p(x_{n+1}|x_{n-k})} \quad (1)$$

ここで、 x, y はそれぞれ事象X及び事象Yの時系列データであり、 k は両事象の時間差を示す指標である。また、 $p(a)$ はデータ a が生じる確率分布関数であり、 $p(a|b) = p(a, b)/p(b)$ は、 b の条件の下での a の条件付確率を示している。完全に事象Xが原因で事象Yが結果である場合には、この値は有意に大きくなるが、逆の場合には、ゼロとなる。

この手法を、トロイダル電流駆動放電で得られているモード周波数と磁場摂動の時系列データに適用した[5]。図6に示すように、この放電での崩壊現象では、「モード回転の停止→モードの成長」のtransfer entropyは、時間差0.28秒付近において大きな値を持ち、一方で、「モードの成長→モード回転の停止」のtransfer entropyは、全域にわたってゼロとなっている。このことから、この崩壊現象では、モードの回転が原因となって、モードの成長を引き起こしたと考えられる。磁気軸スイング実験に対しても同様の解析を行い、やはり、モード回転の停止が原因でモードの成長が結果となる因果関係が得られている。両方の場合において、他の手法との比較による確認等、さらなる詳細な検討も続けられている。

2.1.7 D型変形断面のヘリオトロン磁場の数値的検討

核融合科学研究所の次期計画装置の検討の一環として、連続巻きヘリオトロン配位の最適化を、主として核融合工学研究プロジェクトと共同で行っている。その一環として、ヘリオトロンプラズマ断面のD型変形を検討した[26]。

ステラレータ配位は、トカマクと異なり、閉じ込め磁場を生成するためにプラズマ中に大電流を流す必要がないという、大きな利点を持っている。さらにその中でも、連続巻きコイルを採用しているヘリオトロン配位では、ダイバータ磁力線が自動的に存在するという優れた性質がある。しかし、ダイバータ磁力線は、プラズマの最外郭磁気面とヘリカルコイルの間を通過するため、この性質を活用するためには、最外郭磁気面とヘリカルコイルの間の間

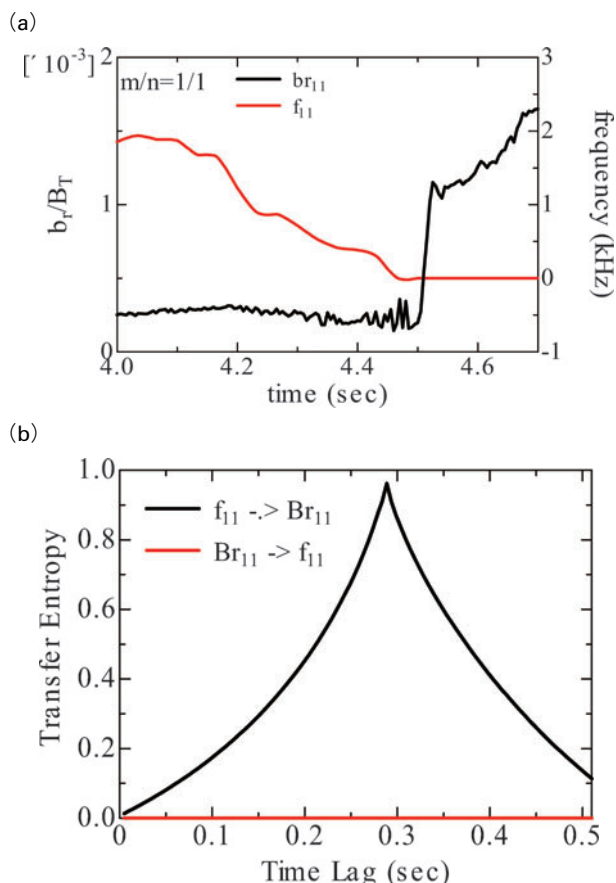


図6 (a)電流駆動放電における、 $m=1/n=1$ 成分の摂動磁場 br_{11} (黒)と、その回転周波数 f_{11} (赤)の観測データ。(b) br_{11} と f_{11} との間の transfer entropy.

隔、すなわち、ダイバークリアランスを十分広く確保しておくことが必須となる。一方、将来の炉設計を検討した場合、システムの小型化は魅力的である。ところが、ヘリカルコイルの電流密度が一定にして磁場強度を保つ場合、大半径を小さくするにつれてダイバークリアランスが狭くなる。そこで本研究では、十分なダイバークリアランスを確保するために、プラズマ断面をD型に変形することを検討した。このために、図7に示すように、ヘリカルコイルの内側にポロイダルコイル(D shape coil)を1本設置

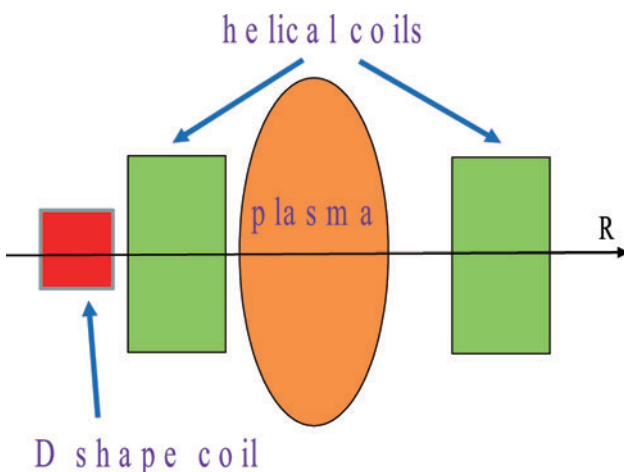


図7 D shape coil とヘリカルコイルの模式図([26]から転載)。

することとし、このコイルに流れる電流による真空磁場の変化について解析した。

図8に縦長断面の磁気面の形状を示す。この図から、D shape coil 電流を流した場合には、トーラス内側の領域が削減されプラズマ断面の形状がD型に変形していることがわかる。したがって、D shape coil 電流はダイバータクリアランスを確保するうえで十分機能することがわかった。一方、この内側領域削減のため、コイル電流を増加させるにつれて閉じ込め領域が小さくなる傾向がある。また、平均的に断面が縦長となるため、上下方向の領域の粒子の軌道損失が生じるという欠点もある。これを回避するために、断面を平均的に横長にするようにポロイダル磁場を制御する等の検討が今後必要があると考えられる。

2.1.8 磁気島のある LHD プラズマにおけるペレット入射

LHD の磁気島がない磁場配位と磁気島がある磁場配位における水素ペレット入射実験において密度変化を比較し

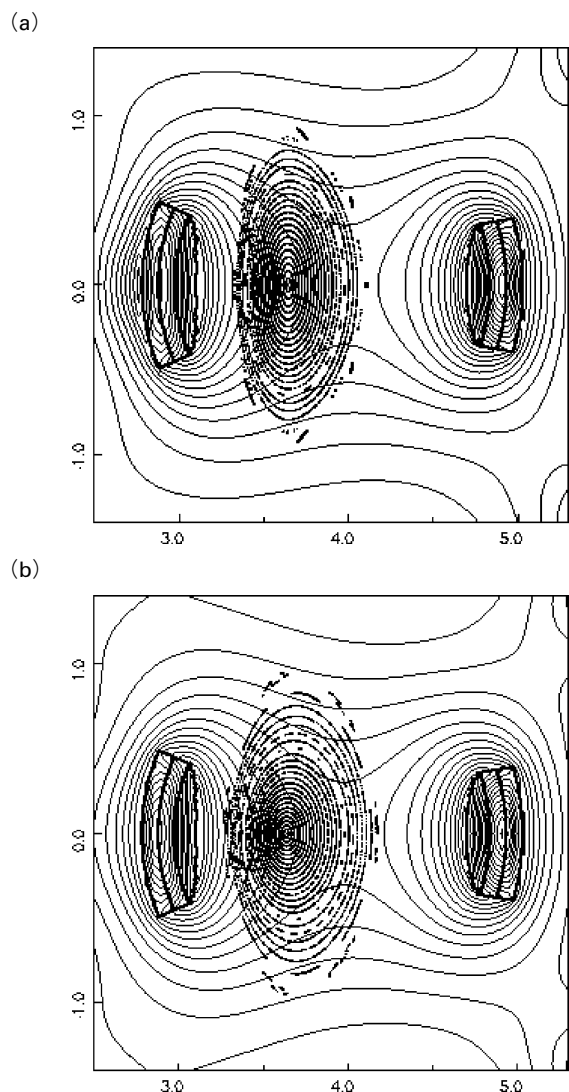


図8 真空磁気軸位置 $R_{ax} = 3.6$ m, $\gamma_c = 1.254$ での LHD 真空磁場のポアンカレプロット。D shape coil 電流が(a)無しと(b)有りの場合([26]から転載)。

たところ、磁気島内では、非常に短時間に密度が大きく上昇していることが明らかになった[27]。このような現象を明らかにするために、ペレット溶発 MHD コード (CAP コード) を用いたシミュレーションを行った[28]。このコードにおいては、ペレット溶発モデルを粒子源として用いており、これが一定の速度でプラズマ内に侵入することを仮定している。ペレット溶発モデルとは、球状ペレットが電子等の熱源により動径方向に溶発することを仮定した1次元モデルであり、ペレットの半径、および背景プラズマの温度、密度から溶発率を求めることができる簡易モデルである。

図9(a)に示す磁気島がない配位に、半径 0.15 mm の水素ペレットを 10^4 m/s の速度で低磁場側から磁気軸に向かって入射したときのペレット溶発率 G_p を図9(b)に青線で示す。赤線は初期電子温度 T_e を示している。大半径 $R = 4.44$ m がペレットの入射位置であり、そこから $R = 4.19$ m まで G_p は上昇し、その後減少して $R = 4.12$ m でゼロ、つまりペレットが消滅している。赤破線は、ペレット消滅後の電子温度を示している。図10(a)に示す $m/n = 1/1$ の磁気島がある配位に同条件でペレットを入射したときの G_p と T_e を図10(b)に示す。磁気島は 4.3 m $< R < 4.45$ m に位置しており、 T_e が平坦になっている。磁気島があるために、ペレットの初期位置 $R = 4.56$ m における T_e の立ち上がりは大きいので G_p の増加も大きく最大値は $R = 4.43$ m に、つまり磁気島がない配位よりも周

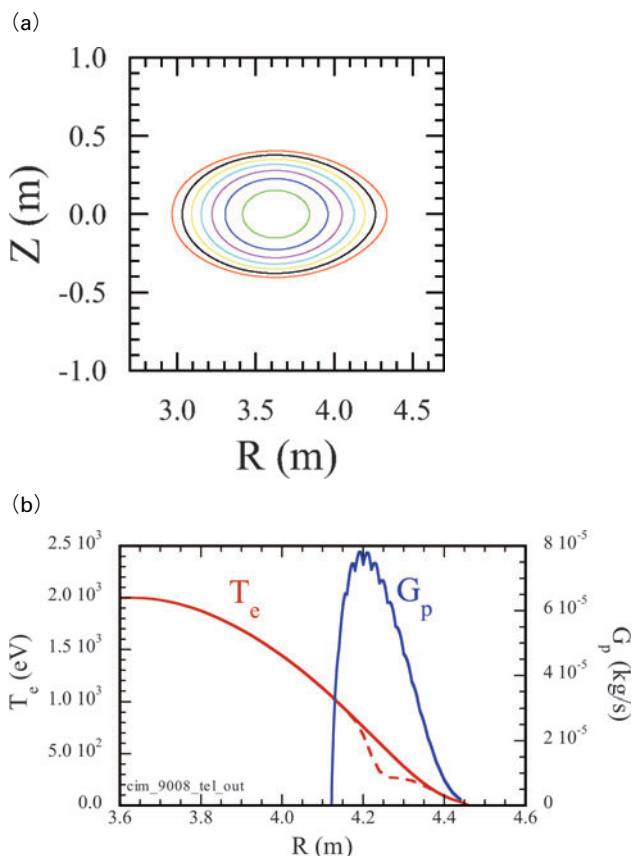


図9 (a)磁気島がない配位における横長ポロイダル断面。(b)ペレット溶発率 G_p (青線)と電子温度 T_e (赤線)。実線は初期温度、破線はペレット消滅後の温度を示す。

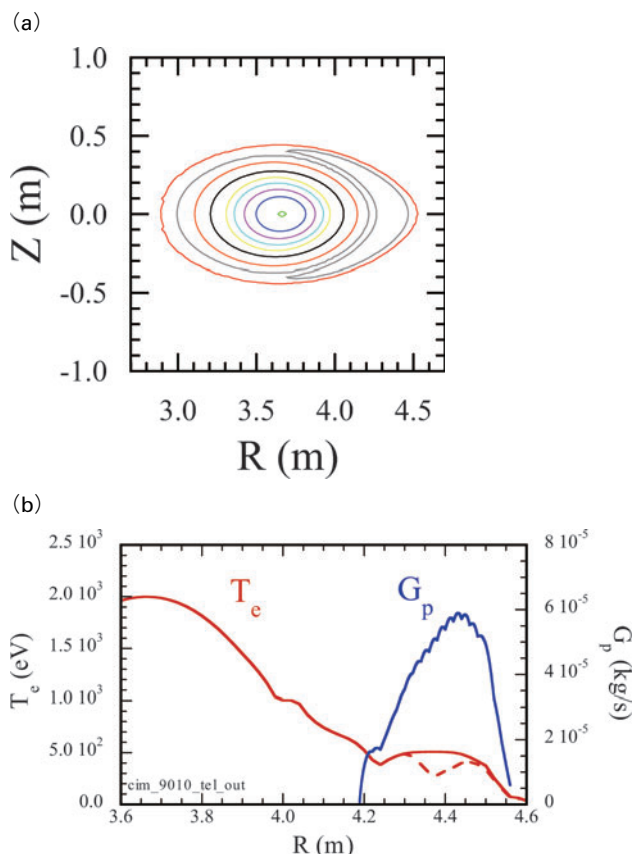


図10 (a) $m/n = 1/1$ の磁気島がある配位における横長ポロイダル断面。(b) ペレット溶発率 G_p (青線) と電子温度 T_e (赤線)。実線は初期温度、破線はペレット消滅後の温度を示す。

辺側に位置している。また T_e が平坦であるのでペレット入射位置から消滅までの距離は長い。図11 (a), (b) はそれぞれプラズモイドの密度と圧力を示す。赤線と緑線はそれぞれ磁気島がない配位と磁気島がある配位における値を示しており、実線と破線はそれぞれ $t = 15 \mu\text{s}$ と $35 \mu\text{s}$ における値を示している。磁気島がある配位は、周辺における温度の立ち上がりが大きく溶発量が大きいため $t = 15 \mu\text{s}$ では密度の最大値が大きい。その後、磁気島内では温度が平坦であるのに対して、磁気島がない配位では温度の立ち上がりが大きくなるので、 $t = 35 \mu\text{s}$ では磁気島がない方が密度が大きくなる。青線と水色線はそれぞれ熱伝導がないことを仮定した場合の磁気島がない配位とある配位の結果であり、いずれも密度が小さくなっている。熱伝導がないと熱拡散がないため局所的な圧力は図11 (b) に示されるように大きくなる。そのため大きな圧力勾配によって磁力線方向に膨張が起こり、密度が小さくなる。

このシミュレーション結果によりペレット入射直後の磁気島内の密度上昇の実験結果は説明できるが、その後の密度減少は極めて速く、実験結果とは異なる。今後はこれらも含めて説明できるよう研究を進めていく。

2.1.9 疑似アニーリングによる高ベータ簡約化 MHD の軸対称トロイダル平衡計算

疑似アニーリングは、理想流体の支配方程式が Hamilton

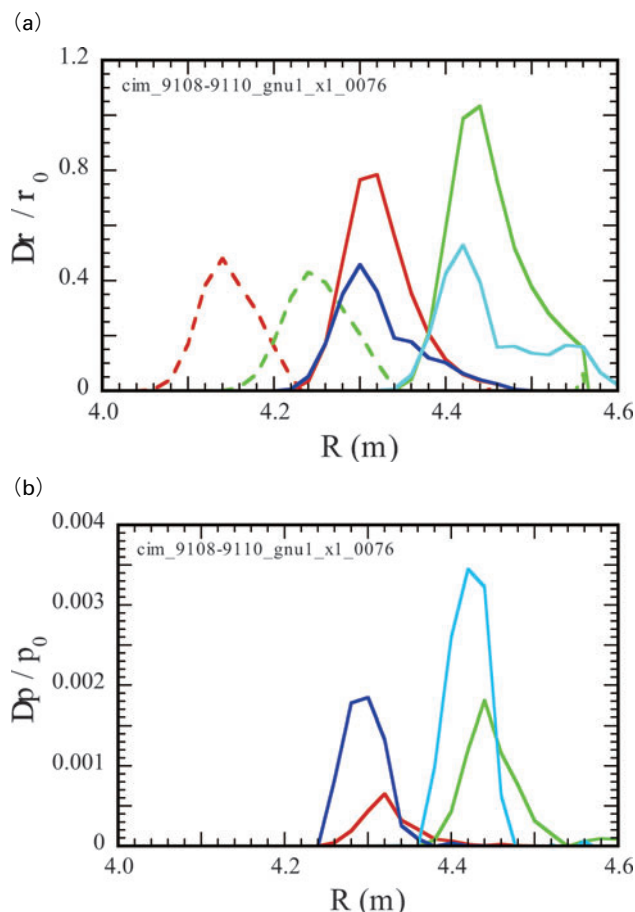
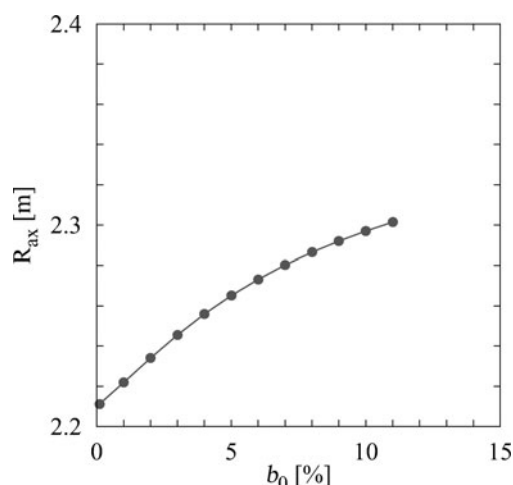


図11 磁気島がない配位とある配位における (a) 密度分布と (b) 圧力分布。赤線、緑線はそれぞれ磁気島がない配位とある配位の値を示し、実線と破線はそれぞれ $t = 15 \mu\text{s}$ と $35 \mu\text{s}$ における値を示す。また、青線と水色線はそれぞれ、赤線、緑線の熱伝導のない場合に対応する。

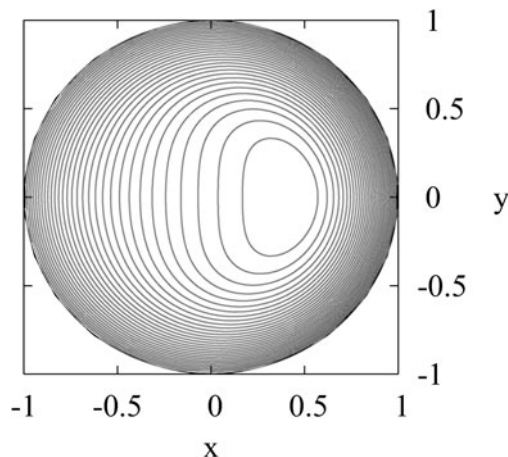
系であることに基づいて導く人工的な発展方程式を解くことにより、定常解を求める方法である。そのアイデアは有限自由度の Hamilton 系でも同様に説明できる。まず、1 次元調和振動子を例にアイデアを説明する。正準座標と正準運動量をそれぞれ q と p とすると、ハミルトニアンは $H := (q^2 + p^2)/2$ 、Poisson 括弧は関数 $f(q, p)$ と $g(q, p)$ に対して $\{f, g\} := (\partial f / \partial q)(\partial g / \partial p) - (\partial f / \partial p)(\partial g / \partial q)$ である。 $\mathbf{z} = (z^1, z^2) := (q, p)$ とすれば、 $J^{ij} := \{z^i, z^j\}$ ($i, j = 1, 2$) を用い、 z^i の時間発展方程式は $\dot{z}^i = J^{ij} \partial H / \partial z^j$ となる。ここで、正定値の K_{ij} ($i, j = 1, 2$) を導入して $\dot{z}^i = J^{ij} K_{jk} J^{k\ell} \partial H / \partial z^\ell$ という人工的な発展方程式を考えると、系のエネルギー $(q^2 + p^2)/2$ は単調減少し、定常解 $q = p = 0$ に漸近する。非正準変数を用いてハミルトニアンと Poisson 括弧を書くと、Poisson テンソル (先の例で言う J の部分) のランクが落ちる場合があり、それに対応する不変量が顕になる。上記の人工的な発展方程式は、この Casimir 不変量を保持したまま、系のエネルギーを極小化して定常解に導く。これが疑似アニーリングのアイデアであり、理想 MHD 方程式を含め、無限自由度の流体方程式にも同様に適用できる。先行研究の紹介も含めたレビューが [29] にある。

本研究では、高ベータ簡約化 MHD に対して疑似アニーリングを適用し、大アスペクト比・円形断面の軸対称トカ

マク平衡，ならびにトロイダル方向に平均化されたステラレータ平衡の計算に成功した[30]．図12(a)は，文献[31]で示されているヘリオトロンE平衡を再現するべく疑似アニーリングによって計算した平衡の，磁気軸上のベータ値 β_0 と磁気軸位置 R_{ax} の関係を示している．疑似アニーリングでは各磁気面上で正味電流量ゼロの条件を課せなかったため，完全な再現には至っていないが，程良く一致はしている．また， $\beta_0 = 11\%$ のときの磁気面の様子を図12(b)に示す．磁気軸に近い磁気面はShafranovシフトすると共にD型に変形している．こちらも，文献[31]で示されている平衡と程良く一致している．



(a) 磁気軸上のベータ値 β_0 と磁気軸位置 R_{ax} の関係．



(b) 磁気軸上のベータ値が $\beta_0 = 11\%$ の平衡の磁気面の様子．

図12 トロイダル方向の平均化されたステラレータ平衡．文献[31]のヘリオトロンE平衡の結果を模擬している．疑似アニーリングでは完全に同じ条件で計算できなかったが，程良く一致している．

参考文献

- [1] A. Komori *et al.*, Fusion Sci. Tech. **58**, 1 (2010).
- [2] S. Sakakibara *et al.*, Proc. 23rd Fusion Energy Conf. Oct.11-16, 2010, Daejeon, EXS/P5-13.
- [3] Y. Suzuki *et al.*, Nucl. Fusion **46**, L19 (2006).
- [4] Y. Suzuki and J. Geiger, Plasma Phys. Control. Fusion **58**, 064004 (2016).
- [5] S. Sakakibara *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 043010 (2013).
- [6] K. Ichiguchi *et al.*, Plasma Fusion Res. **11**, 2403035 (2016).
- [7] K. Ichiguchi *et al.*, Proc. 26th IAEA Fusion Energy Conference, Kyoto (2016).
- [8] K. Ichiguchi *et al.*, Proc. 44th EPS Conference on Plasma Physics, Vol. 41F, P2-133 (2017).
- [9] Y. Todo *et al.*, Plasma Fusion Res. **5** S2062 (2010).
- [10] H. Sugama and M. Wakatani, Phys. Fluids **B3**, 1110 (1991).
- [11] B. A. Carreras *et al.*, Phys. Fluids **B5**, 1491 (1993).
- [12] M. Sato *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 126023 (2017).
- [13] M. Sato and Y. Todo, Nucl. Fusion **59**, 094003 (2019).
- [14] H. Miura *et al.*, AIP Conference Proceedings **871**, 157 (2006).
- [15] H. Miura *et al.*, Fusion Sci. Technol. **51**, 8 (2007).
- [16] H. Miura and N. Nakajima, Nucl. Fusion **50**, 054006 (2010).
- [17] Y. Takemura *et al.*, Phys. Plasmas **52**, 102001 (2012).
- [18] H. Miura *et al.*, 25th IAEA Fusion Energy Conference (St.Petersburg, Russia, October 13-18, 2014).
- [19] R. Goto *et al.*, Phys. Plasmas **22**, 032115 (2015).
- [20] H. Miura *et al.*, The 26th IAEA Fusion Energy Conference TH/P1-5 (October 17-22, 2016, Kyoto, Japan).
- [21] H. Miura *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 076034 (2017).
- [22] H. Miura *et al.*, J. Comput. Phys. **316**, 385 (2016).
- [23] B. Ph. van Milligan *et al.*, Nucl. Fusion **54**, 023011 (2014).
- [24] T. Schreiber, Phys. Rev. Lett. **85**, 461 (2000).
- [25] K. Ichiguchi *et al.*, Proc. 45th EPS Conference on Plasma Physics, Vol. 42A, P1-1046 (2018).
- [26] K. Ichiguchi and Y. Suzuki, Plasma Fusion Res. **14**, 3403100 (2019).
- [27] T.E. Evans *et al.*, EX/1-3, 25th IAEA Fusion Energy Conference (2014).
- [28] R. Ishizaki and N. Nakajima, Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 054009 (2011).
- [29] 古川 勝：プラズマ・核融合学会誌 **94**, 341 (2018).
- [30] M. Furukawa *et al.*, Phys. Plasmas **25**, 082506 (2018).
- [31] Y. Nakamura *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **69**, 41 (1993).



プロジェクトレビュー

2. 核融合プラズマシミュレーション研究の進展

2. Progress in Simulation Study of Fusion Plasmas

2.2 コアプラズマの粒子・熱輸送

2.2 Kinetic Transport Simulations of Core Plasmas

登田 慎一郎^{1,2)}, 仲田 資季^{1,2)}, 沼波 政倫^{1,2)}, 松岡 清吉^{1,2)},

洲 鎌 英雄^{1,2)}, 佐竹 真介^{1,2)}, 菅野 龍太郎^{1,2)}

TODA Shinichiro^{1,2)}, NAKATA Motoki^{1,2)}, NUNAMI Masanori^{1,2)}, MATSUOKA Seikichi^{1,2)},

SUGAMA Hideo^{1,2)}, SATAKE Shinsuke^{1,2)} and KANNO Ryutaro^{1,2)}

¹⁾自然科学研究機構核融合科学研究所, ²⁾総合研究大学院大学

(原稿受付: 2020年 8 月17日)

本節においては、数値実験炉研究プロジェクトにおけるコアプラズマの粒子・熱輸送研究に関して報告する。現在、第3期中期計画に従い、統合輸送コードに組み込むためのジャイロ運動論シミュレーションの結果に基づく簡約化モデルの構築や、複数イオン種効果を取り込んだドリフト運動論、及びジャイロ運動論シミュレーションコードを用いた不純物ホール現象の解析などを進めている。また、大型ヘリカル装置 (LHD) での重水素実験における閉じ込め改善の検証と乱流揺動の同定に関する連携研究も進展している。

Keywords:

gyro-/drift-kinetic simulation, particle/heat transport, isotope effect, impurity transport

2.2.1 はじめに

コアプラズマの粒子・熱輸送に関しては、第3期中期計画に従い、乱流輸送のモデル化と統合輸送コードへの組み込み、新古典および乱流輸送コードへの複数イオン効果の取り込みを行っている。また、LHD プラズマ等における運動論的輸送の特性を評価し、実験結果との比較、実験結果の理解及びその予測へとつながる研究、それに必要とされるシミュレーションコードの開発・整備をしている。主要な成果は、以下の通りである。

乱流輸送のモデル化においては、運動論的電子応答を考慮した非線形ジャイロ運動論的シミュレーションの結果における電子・イオン熱拡散、及び粒子輸送を再現する簡約化モデルの構築を行った。この成果により、統合輸送シミュレーショングループと協力して、数値実験炉の構築の一環として、これらの簡約化モデルを統合輸送コード TASK3D に組み込む準備が整った。TASK3D による動的輸送シミュレーションにより求めた定常状態における電子・イオン温度分布は、実験結果と矛盾しないことが確認できた。簡約化モデルの適合性をさらに高めるため、準線形流束モデルを動的輸送シミュレーションに導入する研究を引き続き行う予定である。また、この他に、磁場揺動や温度・密度分布の時間発展と整合するよう動的に MHD 平衡を取り扱い、局所乱流輸送シミュレーションモデルを巨

視的輸送方程式と連成させる TRESS+GKV コードによる大域的シミュレーションのための数値的手法の開発を量子科学技術研究開発機構との共同研究として行っている。

複数イオン効果を取り込んだドリフト運動論およびジャイロ運動論シミュレーションコードを用いた研究として、LHD 実験で発見された不純物ホール現象の解析などを行っている。不純物ホール現象については、LHD に代表されるヘリカル/ステラレータ型の装置では、新古典輸送の効果がトカマクと比較して非常に大きいため、乱流輸送のみならず新古典輸送も考慮した解析を行っている。局所ドリフト運動論に基づく解析では、不純物粒子束が内向きとなるイオンループ電場のみが得られたが、中性粒子ビーム入射 (NBI) 加熱によって生じる外部トルクの効果を考慮すると、不純物粒子が外向きになる電子ループ電場も存在することが確認された。この他にも、磁気面上でのイオン密度の僅かな非一様性に起因するポテンシャル分布、いわゆる Φ_1 ポテンシャルが、グローバルな新古典輸送解析と局所解析では異なることがわかり、現在、 Φ_1 ポテンシャルの不純物輸送への影響について研究を進めているところである。

乱流輸送シミュレーションと実験結果との比較、実験結果の理解に関しては、LHD における軽水素および重水素プラズマに対する微視的不安定性解析および乱流輸送解析などを行っている。線形ジャイロ運動論解析によって、高電

子温度放電においては捕捉電子モード (TEM) 不安定性が支配的に、また、高イオン温度放電においてはイオン温度勾配 (ITG) 不安定性が支配的になり得ることを予測し、TEM 乱流に対しては、衝突度領域に応じて、ゾーナルフロー増大を伴う顕著な水素同位体質量効果が発現することを第一原理的なジャイロ運動論的乱流シミュレーション (GKV コード) によって明らかにした。このような理論予測に基づき、LHD 重水素実験における閉じ込め改善の検証と乱流揺動の同定に関する連携研究が進展している。

2.2.2 ジャイロ運動論的解析に基づいた、ヘリカルプラズマでの乱流粒子、熱輸送モデリングと輸送コードへの導入

ヘリカルプラズマにおいて、動的輸送解析の時間ステップごとに、非線形ジャイロ運動論的シミュレーションを行うことは非常にコストがかかる。計算コストを削減するために、電子運動に断熱近似を行った線形ジャイロ運動論的解析結果で、非線形ジャイロ運動論の結果を再現する簡約化モデルが提唱されている。この研究をさらに進めて、本研究では、ヘリカルプラズマのイオン温度勾配不安定性によって駆動される粒子と熱輸送について運動論的電子応答を考慮に入れたジャイロ運動解析により、簡約化モデルを提唱した。LHDでのイオン温度勾配不安定性が励起している代表的なプラズマを調べた。計算コストの低い2種類の輸送モデルを考察した。一つ目の輸送モデルとして、非線形ジャイロ運動論的シミュレーション結果を再現する電子、イオンの熱拡散係数モデルを示した(図1)。二つ目の輸送モデルとして、準線形流束モデルを構築した(図2)。ここでは、粒子輸送に関する簡約化モデルを新たに示した。電子、イオン熱輸送の準線形流束モデルは、熱拡散係数モデルと同様の精度で非線形シミュレーション結果を再現している。これらの簡約化モデルにより、輸送シミュレーションへの結合が可能になる[1,2]。イオンおよび電子温度分布の輸送シミュレーションは、熱拡散係数モデルと準線形流束モデルを用い、TASK3Dを使用して、実行される。非線形シミュレーション結果の乱流輸送は、これらのモデルで評価する。新古典輸送についてはDGN/LHDモデル[3]を用いる。動的輸送シミュレーション結果の電子およびイオン温度分布(図3)は、LHDの実験結果の分布

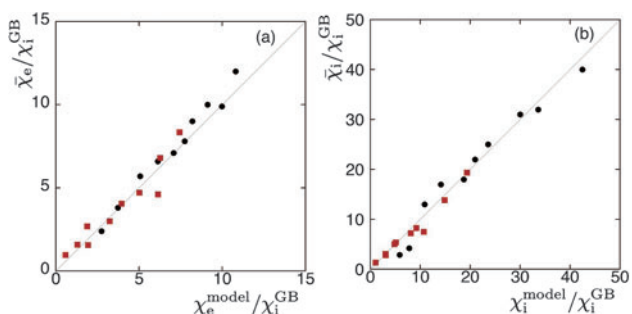


図1 (a)電子熱拡散係数モデル、(b)イオン熱拡散係数モデルと非線形計算結果の比較。この図は、S. Toda et al., Physics of Plasmas **26**, 012510 (2019)から、AIP Publishingの許可を得て再掲載している。

と矛盾しない[4]。図3(a)では、電子運動に断熱近似を行った場合と、運動論的応答を考えた場合のイオン温度分布に関する比較をした。イオン温度分布に関しては大きな違いはなかった。図3(b)では、熱拡散係数モデルと準線形流束モデルを用い、電子温度分布の定常状態を示した。双方のモデルを用いた場合で、電子温度分布に大きな違いは見られなかった。プラズマの中心付近で、実験結果との差が見られる。これは電子温度勾配上昇による輸送増加が、モデル化の際に取り入れられていないからである。(登田)

2.2.3 ジャイロ運動論シミュレーションとの連成解析による大域的輸送コード開発と拡張

磁場閉じ込めプラズマ中において外部加熱と釣り合う乱流・新古典輸送の定量的評価や準定常状態における温度・密度分布の予測には、外部加熱の下で駆動される乱流場と輸送流束、大域的な分布の自己無撞着な計算が不可欠となる。これまでもジャイロ運動論に基づく乱流輸送シミュレーション研究が広く展開され、局所モデルによる輸送機構やゾーナルフロー形成過程の詳細解析に加え、大域モデルによる分布形成過程や閉じ込めスケールリングなどが調べ

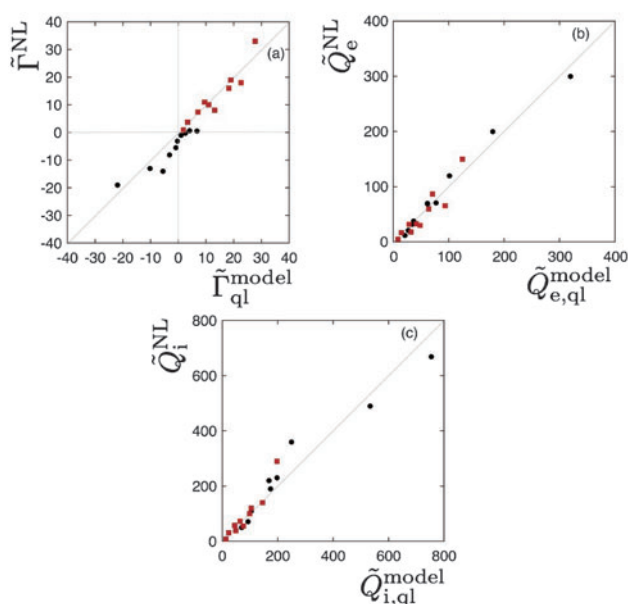


図2 (a)粒子輸送、(b)電子熱輸送、(c)イオン熱輸送に関する準線形流束モデルと非線形計算結果の比較。この図は、S. Toda et al., Physics of Plasmas **26**, 012510 (2019)から、AIP Publishingの許可を得て再掲載している。

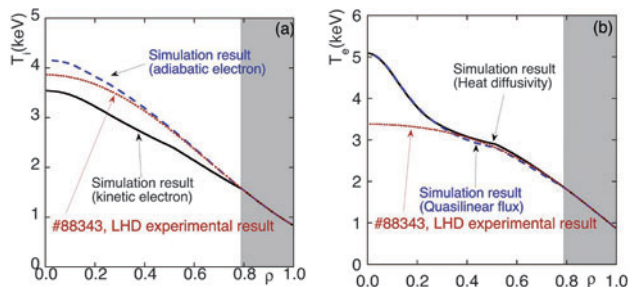


図3 (a)イオン温度分布、(b)電子温度分布とLHD実験結果の比較[4]。

られている。

量子科学技術研究開発機構との共同研究において、従来の局所乱流輸送シミュレーションモデルを巨視的輸送方程式と連成させた大域輸送シミュレーションコード TRESS+GKV[5, 6]のフレームワークの開発を推進している。TRESS+GKVの開発目的の一つはフラクスマッチングと呼ばれる輸送レベル予測精度の定量検証手法を巨視的輸送方程式に基づいて系統的に行うことであり、加えて、輸送と加熱入力が釣り合う定常状態の高速探索や外部加熱に対する非定常な乱流輸送の応答の解析も可能となる。大域的乱流輸送シミュレーションには full-f モデルと呼ばれる平衡と摂動のスケール分離を仮定しない計算モデルが開発されているが、磁場揺動や温度・密度分布の時間発展と整合する動的な MHD 平衡の取り扱い、数値的な手法の開発も含めて多くの課題があり、未だ確立されていない。TRESS+GKV は局所的乱流シミュレーションモデルと大域的乱流シミュレーションモデルの橋渡しを成すとともに、本質的に大域性が重要となる物理過程の抽出・モデリングにも役立つことが期待される。

これまでの共同研究により、トカマクプラズマにおける外部加熱ソースや周辺シンクを含む現実的な加熱・吸熱条件の下で、新古典および ITG 駆動準線形輸送、並びにイオン温度分布の時間発展が自己無撞着に計算され、パワーバランスを満たす定常分布へ至る健全な動作が確認されている(図4)。また、定常分布をより高速に計算するため、適合理型加熱ソースや遺伝的アルゴリズム[7]などの大域的最適化手法を用いた計算加速手法も考案・実装され、その有効性の実証が進展している。さらに、電子温度分布や密度分布の時間発展なども同時に取り扱う多粒子種化の拡張や深層学習を応用した簡約化乱流輸送モデル[8, 9]との結合、動的な MHD 平衡計算との結合に関する拡張も進められている。(仲田)

2.2.4 乱流輸送のプラズマ分布依存性のシミュレーション研究

磁場閉じ込めプラズマの乱流輸送機構を解明するため、ヘリカル・トカマクの別なくこれまで多く大規模乱流シミュレーションが実施されてきた。数値実験研究プロジェクトにおいても、LHD プラズマを中心にして局所乱流計算が進められ、熱輸送係数など実験結果を定量的に再現することも可能になってきている。加えて、大規模乱流シミュレーション研究で明らかになった重要な結論の一つとして、乱流輸送におけるプラズマ分布の硬直性が挙げられる。これは、僅かなプラズマ分布(の勾配)の変化に対して、乱流輸送フラックスが極めて敏感に応答する性質である。言い換えると、乱流輸送フラックスが如何に変化しても、プラズマ分布は硬直してしまってほとんど変化しない。これは、特に実験で観測されるプラズマ温度および密度分布では、多くの装置でのシミュレーション研究で明らかになっている。この特徴的な性質のため、局所シミュレーションにより乱流輸送レベルを定量評価するには、入力値であるプラズマ勾配分布にある程度の幅を持たせた有

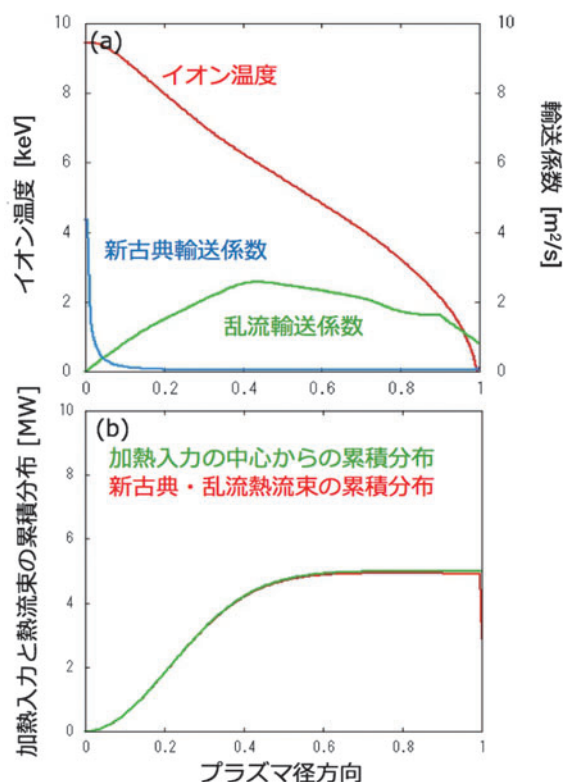


図4 (a) 定常パワーバランス状態におけるイオン温度分布(赤線)、新古典輸送係数(青線)、およびGKVが予測した乱流輸送係数(緑線)。(b) 最終時刻における加熱入力とプラズマ自身が駆動する熱流束の累積分布の比較。

限のパラメータ領域における解析が必須となっている。特に、実験結果と比較するためには、この幅は実験観測データの測定誤差の範囲内であるべきものである。ここでは、LHD 高イオン温度プラズマを対象にして、許容されるパラメータ領域とその範囲内の乱流輸送フラックスについて評価した。これまでのプラズマ温度や密度分布の評価は、実験データからの関数フィッティングによって求められていたため、乱流輸送計算で特に重要となるプラズマ勾配分布については、その誤差に関する正確な評価がほとんど実施されてこなかった。そこで、本研究では赤池情報量基準(AIC)に基づいて最尤のフィッティング関数をランダム抽出されたプラズマ温度の実験データの組み合わせから求め、その確率分布から温度勾配の誤差分布を定量的に求めた。この範囲内でジャイロ運動論的シミュレーションを実施し、乱流熱輸送係数の変化を解析した結果、断熱応答近似された電子を用いた計算では、実験で観測された輸送フラックスを満たすときの温度勾配は上で求めた誤差範囲内に留まっていることを確認した[10]。一方で、運動論的電子を用いた計算では、上述の誤差範囲外に温度勾配値が決定され、今後のシミュレーションモデルの改良の必要性が明らかになった(図5)。(沼波)

2.2.5 複数イオン種を含むヘリカルプラズマの微視的不安定性研究

ITER における燃焼プラズマや多くの現実的な実験室プラズマは、複数のイオン種を含む多成分プラズマで構成さ

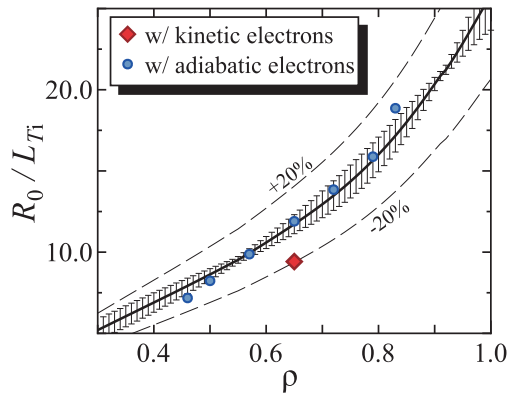


図5 AICによるイオン温度勾配の誤差分布とジャイロ運動論シミュレーションから決定したイオン温度勾配の比較[10]. この図は, M. Nunami et al., Physics of Plasmas 25, 082504 (2018) から, AIP Publishing の許可を得て再掲載している.

れている。特に, LHD での重水素実験などいくつかの粒子種が混合したプラズマの輸送現象を理解することは将来の核融合炉実現に向けて欠くことができない重要な課題である。ここでは, バルクイオンとして水素イオン, またはヘリウムイオンの密度が支配的となる二種類の LHD プラズマにおける微視的不安定性について, ジャイロ運動論シミュレーションによって解析した[11]. LHD 実験では, 水素とヘリウムの密度比の変化に対して中心イオン温度が変化することが確かめられており, パワーバランス解析から, ヘリウム過多の場合のイオン熱輸送が水素過多の場合に比べて減少することが確認されている。このプラズマに対して線形ジャイロ運動論シミュレーションに基づいた混合長解析の結果, ヘリウム過多の場合, 確かに不安定性が抑制されていることがわかった。一方で, この不安定性の抑制効果は, 単純に構成プラズマの有効質量や有効電荷の効果だけでなく, 電子およびイオンの温度比にも強く依存することが明らかになった (図 6)。ここでの成果は論文発表だけでなく, プラズマ理論物理学における国際会議で招待講演を行った[12]。(沼波)

2.2.6 プラズマ乱流輸送における水素同位体質量効果のシミュレーション研究および LHD 実験による検証

複数イオン種および実質量電子の運動を同時に取り扱うことが可能なジャイロ運動論コード GKV を用いて, LHD における軽水素および重水素プラズマに対する微視的不安定性解析および乱流輸送解析が進展した。はじめに線形ジャイロ運動論解析によって, 電子サイクロトロン共鳴加熱(ECH)を用いた高電子温度放電においては捕捉電子モード(TEM)不安定性が支配的に, また, 中性粒子入射(NBI)加熱を用いた高イオン温度放電においてはイオン温度勾配(ITG)不安定が支配的になり得ることが予測された[13]。そして, TEM 乱流に対しては, 衝突度領域に応じた, ゴーナルフロー増大を伴う顕著な水素同位体質量効果が発現することが大規模な乱流計算によって明らかとなった(図 7)。これは, 第一原理的なジャイロ運動論的乱流シミュレーションによって従来の Gyro-Bohm 則とは逆の質

量依存性の発現を示した初めての例であり, 一連の成果をまとめた論文は Physical Review Letters に掲載された[14]。

上記の理論予測に基づき, LHD 重水素実験における閉じ込め改善の検証と PCI 揺動計測等による乱流揺動の同定に関する連携研究が進展している[15-17]。NBI および ECH によって生成された高イオンおよび高電子温度プラズマに対して軽水素と重水素のケースの比較を行った結果, 重水素プラズマにおいてエネルギー閉じ込めの有意な改善現象が確認された。同時に, TEM の不安定化を示唆する乱流揺動特性や異なる密度分布形状特性も観測され, 重水素プラズマでは軽水素プラズマに比べてよりホローな密度分布が形成され, 閉じ込め特性に影響を与えているということが系統的に示されている[15, 16]。実験計測分布を用いた GKV コードでの非線形シミュレーションによって乱流輸

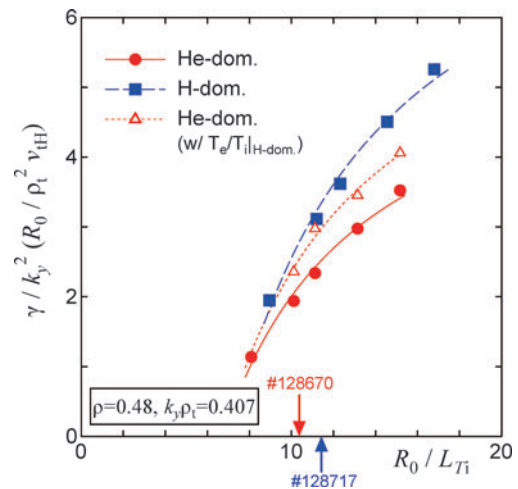


図6 LHD プラズマにおける熱輸送係数の混合長解析。赤実線がヘリウムイオン過多, 青破線が水素イオン過多の場合を示し, 赤点線は, 水素イオン過多での電子・イオン温度比をヘリウム過多プラズマに適用した結果[11]。© IOP Publishing. Reproduced with permission. All rights reserved.

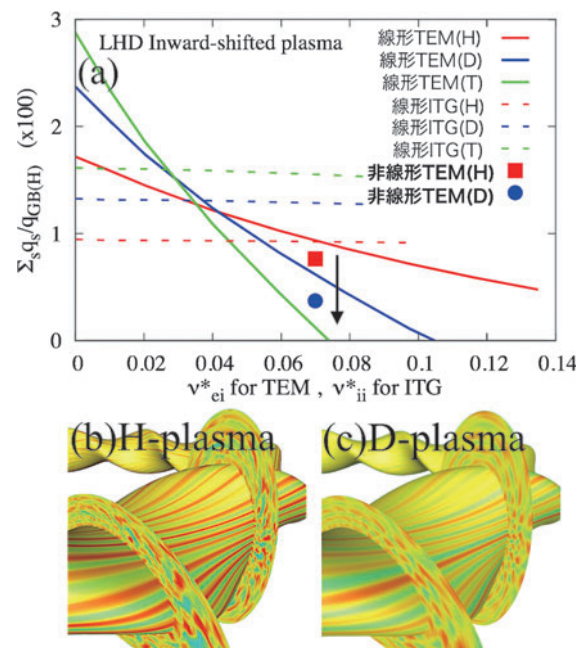


図7 (a) LHD における乱流熱輸送の同位体質量および衝突度依存性。(b) および (c) 乱流場構造の比較。

送レベルの定量比較が推進され、絶対値に関しては幾分の過大評価の傾向が見られるものの、重水素プラズマにおける閉じ込め改善率を再現することに成功している[17].

一連の成果は国際ステラレータ-ヘリオトロニ会議や欧州物理学学会などにおける招待講演[18, 19]として報告されるとともに、複数の学術表彰[20, 21]の受賞などを通して高い評価を受けた。現在、平衡径電場効果や同位体混合効果[22]に関する実験・シミュレーション解析を進めており、今後のさらなるLHD実験指針の提案にも貢献していく予定である。(仲田)

2.2.7 大域的 full- f ジャイロ運動論シミュレーションコードの開発

近年、パワーバランスにもとづいた輸送解析を行うための手法として大域的 full- f ジャイロ運動論シミュレーションと呼ばれる第一原理的シミュレーションモデルが開発され、2次元磁場構造をもつトカマクプラズマへの適用により大域的輸送機構を明らかにするなど大きな成果を挙げている。一方で、LHDのような3次元磁場構造をもつヘリカル磁場配位に対しては、その複雑な磁場構造の取り扱いの難しさから大域的 full- f モデルの適用がなされておらず、新古典輸送と乱流輸送を分離した解析がなされるに留まっている。しかし、3次元磁場プラズマでは、低衝突周波数領域において新古典輸送が乱流輸送と同程度に大きくなりうること、また輸送の抑制機構として働く径電場が新古典輸送によって決まることから、3次元磁場プラズマを対象とした大域的 full- f ジャイロ運動論シミュレーション手法の確立は、LHDや数値実験炉における新古典・乱流輸送を結合した輸送解析・定常分布予測を行う上で重要な課題である。

2017年度より日本原子力研究開発機構との共同研究にもとづき、同機構内で開発された大域的 full- f ジャイロ運動論シミュレーションコードであるGT5Dコードをベースとして3次元磁場平衡拡張版を開発してきた。GT5Dコードでは、空間4次精度の無散逸保存型差分スキーム、時間2次精度の半陰的ルンゲクッタ法を用いて粒子分布関数の時間発展を追跡する。3次元平衡版GT5Dコードでは、3次元磁場平衡構築を行うVMECコードにより計算された一般曲線座標系で記述された平衡磁場に対して上記の無散逸保存型差分を適用する必要があるが、この時、粒子・エネルギー保存則を数値的に満たすためには磁気軸上での境界条件を適切に設定する必要がある。ここでは無散逸保存型差分手法に適した新たな磁気面座標系を構築し、保存則を破らない軸側境界条件を見出すことで磁気軸近傍での数値的問題を回避することに成功した。なお、簡単化のために現状の3次元版GT5Dコードでは乱流場は取り扱わず、各時間ステップにおける径電場のみを粒子フラックスの両極性条件から求めている。

開発したコードのベンチマークとして、ヘリカルプラズマの基礎的な輸送過程である新古典輸送に適用し大域的新古典輸送シミュレーションコードであるFORTEC-3Dコードと比較した。その結果、両コードによって得られる新古典輸送フラックス(粒子・熱)、および新古典輸送の両極

性から決まる径電場の時間発展やその(準)定常分布がよく一致することを確認した(図8)。また、無衝突極限におけるベンチマークとしてゾーナルフロー減衰過程についても解析を行い、GT5Dコードによって得られる残留ゾーナルフローレベルやその波数依存性が理論予測をよく再現することを示した[23]。なお、ここまでの研究成果は国際会議である第2回アジア太平洋プラズマ物理学国際会議において招待講演として発表された[24]。

現在、3次元版GT5Dコードによる新古典輸送モデルをさらに高度化するため、陰解法に基づいた多粒子種衝突オペレータを実装・整備を進めている。この拡張により、多粒子種からなるプラズマの新古典輸送評価が可能になったため、電子・イオン系プラズマの新古典輸送・両極性径電場や、LHDにおける不純物輸送解析において重要な炭素プラズマの新古典輸送についてベンチマークを進めている。(松岡)

2.2.8 ドリフト・ジャイロ運動論に基づく衝突・乱流輸送理論の定式化の進展

以下に示すように、ドリフト・ジャイロ運動論に基づく衝突・乱流輸送理論の定式化が進展し、運動論的シミュレーションに役立つ近似手法の構築、保存則の導出や衝突演算子の改良が進められた。

論文[25]では、ヘリカル系プラズマにおける新古典輸送において重要となる $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトおよび ∇B -曲率ドリフトの磁気面接線方向成分を含む局所近似ドリフト運動論モデルの導出された。導かれた局所ドリフト運動論の方程式は保存形をしており、人為的なソース・シンク項を加えることなく定常解を得ることができ、局所新古典輸送シミュレーションに便利な性質を持つ。

トラス磁場配位によるプラズマ閉じ込めに影響を及ぼす小半径方向電場の形成には、磁気面接線方向の運動量の輸送過程が深く関係している。論文[26]では、Boltzmannの運動論的方程式とMaxwell方程式に基づき、規格化ジャイロ半径オーダーリングを用いて、平衡磁場配位の持つ幾何学的対称性が電場分布や運動量輸送にもたらす影響が明らかにされた。特に、新たに定義されたパリティ変換に対するBoltzmannの運動論的方程式とMaxwell方程式の不変性により、上下対称性を持つ軸対称トラス配位やステラ

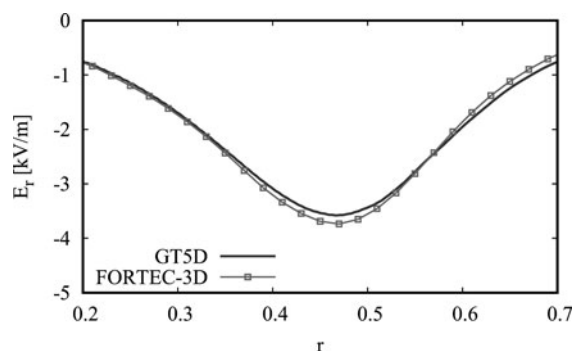


図8 GT5D および FORTEC-3D コードで得られた(準)定常径電場分布。新古典輸送の両極性条件から得られた径電場がよく一致している。

レータ対称性を持つ準対称ヘリカル系トーラス配位における両極性条件や運動量輸送の特性が導かれた。

論文[27, 28]では、拡張されたジャイロ運動論の場の理論に基づき、衝突効果を取り入れながら、高速トロイダルフローの存在する場合に、粒子分布関数、揺動電磁場ならびに背景電磁場の時空間分布を記述するジャイロ運動論的方程式系が導出された。この理論定式化では、ラグランジアン変分原理から導出されたジャイロ中心運動方程式、ポアソン・アンペール方程式に加えて、ポアソン括弧を用いた衝突演算子の表式が用いられ、保存形の粒子・熱・トロイダル運動量バランス方程式が導かれた。このような保存則を有するジャイロ運動論的方程式系は、密度・温度・島樽流分布の時間発展を長時間にわたり計算するグローバルジャイロ運動論的シミュレーションの基礎方程式に適している。

論文[29]では、一般化空間座標を用いたオイラー的変分原理に基づき、運動論的プラズマの支配方程式系 (Vlasov-Poisson-Ampère system) の導出を行い、空間座標変換に対する作用積分の不変性から、従来の方法によりも直接的に、対称圧力テンソルを含んだ運動量保存則が導かれた。同様の定式化を Littlejohn の案内中心方程式に従う無衝突ドリフト運動論系に適用し、対称圧力テンソル・ローレンツ力・磁化電流を含む運動量バランスを3次元ベクトル方程式の形で導くことに成功した。さらにドリフト運動論的方程式に準中性条件とアンペール則を加え拡張されたドリフト運動論系に対する全運動量保存則も同様にして導かれた。また、ドリフト運動論的方程式に衝突項や外部ソース項が含まれた場合の運動量バランス方程式も示された。

従来の線形衝突演算子モデルは、低衝突周波数領域では、その妥当性が新古典輸送シミュレーションにより確認されていたが、高衝突周波数領域での妥当性には疑問の余地が残されていた。論文[30]では、高衝突周波数領域でも正確な新古典輸送フラックスを再現できるよう、線形衝突演算子モデルの改良がなされ、ジャイロ運動論にも適用できるジャイロ位相平均された改良線形衝突演算子も導出された。改良された線形衝突演算子モデルは、LHD 後継計画や ITER プラズマにおけるタングステン等の高 Z 不純物イオンの輸送過程を扱う運動論的シミュレーションに役立つことが期待される。(洲鎌)

2.2.9 不純物輸送の運動論シミュレーション研究

(1) 局所シミュレーション

LHD では、プラズマの中心領域で不純物が外部へ吐き出される不純物ホールと呼ばれる現象が見つかっている。この現象は、核融合反応を阻害する不純物粒子を自発的に取り除くことができるため、核融合炉として大きな利点をもっている一方、なぜ不純物が排出されるのか、そのメカニズムは未だ解明できていない。プラズマの粒子輸送は、微視的不安定性が引き起こす乱流輸送と、粒子の衝突や軌道効果による新古典輸送が担っているが、LHD に代表されるヘリカル／ステラレータ型の装置では、トカマクと比較して、後者の効果が非常に大きい。そこで、ここでは、局

所ドリフト運動論に基づく DKES/PENTA コードを多粒子種に対応できるように拡張し、これを用いて、不純物ホールが形成される LHD プラズマの粒子輸送現象を解析した[31]。これまでの新古典輸送解析では、不純物ホール構造のようなホローな密度分布を持つプラズマでは、両極性条件を満たす解は、負の径電場を伴うイオンルートとよばれる解だけが存在すると指摘されてきた。さらに、この場合は不純物粒子は内向きに輸送される。実際、上述のプラズマで DKES/PENTA を用いた解析を行った結果、イオンルートの存在と内向きの不純物粒子輸送が確認された。しかし、このプラズマは中性粒子ビーム入射 (NBI) によって高イオン温度が達成されているプラズマである。したがって、NBI 加熱によって生じる外部トルクの効果は、新古典輸送に大きく影響する可能性がある。そこで、このトルク効果を導入した解析をさらに進めた結果、磁力線に沿った方向の外部トルクを考慮した場合は、先述のイオンルートだけでなく、正の径電場を伴う電子ルートも存在し得る結果を得た (図9)。さらにこの電子ルートの場合、不純物粒子は外向きに輸送されることも確認された。一方、乱流輸送については、GKV を用いた複数粒子種プラズマの非線形シミュレーションの結果、不純物粒子は内向きに輸送されることが明らかになった。この結果は、上記の電子ルートでの新古典輸送と釣り合うことができるため、定常的な不純物ホール形成に整合し得る結果である。ここで得られた結果は、不純物の外部への吐き出しによって生じる不純物ホール生成を説明し得る意義あるものである。今後は、シミュレーションと実験による詳細な解析を進め、電子ルートの径電場と不純物粒子輸送の関係について明らかにしていく予定である。ここでの成果は論文発表の他、国際会議での招待講演で発表された[32-34]。また、第2回 Asia-Pacific Conference on Plasma Physics でも発表され、Akira Hasegawa Poster Prize を受賞した[35]。

(沼波)

(2) 大域的新古典シミュレーション

新古典輸送現象は、LHD のようなヘリカル装置においては微視的乱流による粒子・熱輸送と同程度にプラズマ閉じ込め性能に影響するため、その正確な予測に向けたシミュレーションコードの開発が数値実験炉プロジェクトにおい

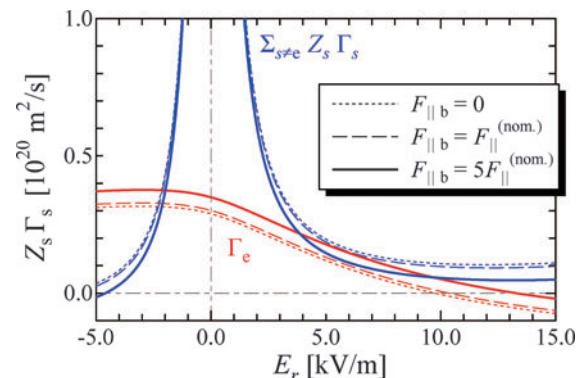


図9 新古典粒子フラックスと径電場の関係。線種は外部トルクの強さを表す。

て進められ、それを利用した実験解析や将来の核融合炉の閉じ込め性能予測などに応用されてきた。そこで重視してきた点は、従来からのヘリカルプラズマの新古典輸送計算に使われてきた近似モデル計算に代わり、配位空間 3 次元 + 速度空間 2 次元の 5 次元位相空間におけるドリフト運動論方程式を、極力近似を用いずに解く大域的新古典シミュレーションを実現することであり、その成果として磁気座標を用いる FORTEC-3D コードが開発された。このコードは、磁力線を横切るドリフト運動のうち磁気ドリフト項を無視する局所近似を用いず、また衝突項についても保存則や随伴性を保持するモデルを採用した δf -PIC コードである。ただし、これまでのコードでは 1 種類の粒子種しか同時に計算できず、粒子種間の衝突については、同種粒子間衝突のみ厳密な線形化衝突項を用い、異種粒子種間衝突には近似的な衝突項を使っていた。これは、水素のみの理想的なプラズマに対しては十分な精度が得られる計算法ではあるが、水素同位体を含む LHD の重水素実験や、不純物イオンを含む多粒子種プラズマへの適用ができないという問題点があった。

LHD 実験における不純物ホール現象の発見以来、微視的乱流による不純物輸送の研究が数値実験炉プロジェクトにおいて精力的に進められている。そこでは、異粒子種間衝突の効果を取り入れた局所近似計算法を用いた新古典輸送と乱流輸送の双方を定量的に評価し、不純物ホール現象の解明をめざした研究が行われている。一方、海外では不純物の新古典輸送の評価法に対する修正が議論され始め、その一つとして、磁気面上での僅かなポテンシャル非一様性、いわゆる ϕ_1 ポテンシャルの新古典輸送への影響が研究され始めた。 ϕ_1 ポテンシャルのガイディングセンター運動への影響は高 Z イオンほど相対的に大きくなり、新古典輸送の評価に与えることが明らかになった。しかし、 ϕ_1 ポテンシャルを含めた先行研究は局所近似に基づいており、またこれまで ϕ_1 ポテンシャルを入れたことによって不純物ホール現象が説明できるようになった訳ではない。水素プラズマに対する FORTEC-3D による以前の研究で、特に負電場（イオンルート）まわりの新古典輸送計算において磁気ドリフト項を無視する近似は正しくないことがわかっており [36]、不純物ホール現象の理解には、FORTEC-3D のようなグローバルコードを多粒子種化し、さらに ϕ_1 ポテンシャルの効果を取り入れた計算が必要であると考えられる。

そこで、FORTEC-3D の内部でイオン密度分布から ϕ_1 ポテンシャルを計算し、かつ求められた ϕ_1 ポテンシャルによるドリフト運動の修正項を反映させたプラズマ分布関数の計算を行えるようにコードの拡張が進められた。平行して、異種粒子種間衝突に拡張された、保存則や随伴性を満たす線形化衝突項を δf -PIC コードに組み込む手法を開発した [37]。こうして、多イオン種プラズマにおける新古典輸送と ϕ_1 ポテンシャルの影響が、我々の把握している限り世界で初めて、局所近似を用いないグローバルシミュレーションで計算が可能となった。このシミュレーションコード (FORTEC-3D MPS (Multi Particle Species の略)) は完成したばかりでベンチマークの途上にあるが、その初期結果について以下に報告する。

ϕ_1 ポテンシャルの計算における局所近似の影響を見るため、FORTEC-3D とその局所近似版である LOF3D を用いて、LHD の水素プラズマにおける ϕ_1 ポテンシャル分布の比較を行った [38]。LOF3D では、磁気ドリフト項を全て無視する近似 (DKES モデルと呼ばれる) と、磁気ドリフトの磁気面垂直成分のみを落として接線成分を残した Zero-Orbit-Width (ZOW) モデルの 2 通りの局所近似計算が可能である。FORTEC-3D と LOF3D で先行研究と同じ条件で ϕ_1 ポテンシャル分布を評価したものが図 10 である。LOF3D による DKES モデルの結果は、先行研究の計算とよく一致したが、ZOW モデル、そしてグローバル計算における ϕ_1 ポテンシャルの分布は大きく異なることが発見された。径電場の値を振って調べた結果、この差は、主に磁気ドリフトの接線成分と径電場による $E \times B$ ドリフトの大小関係に対する ϕ_1 ポテンシャルの応答の差として現れることがわかった。そのため、ZOW モデルはグローバルモデルと径電場に対する ϕ_1 ポテンシャルの変化の仕方は似た傾向を示すが、DKES モデルとは特に径電場がゼロ付近で大きく異なることがわかった。このことから、以前の研究で発見された新古典輸送への磁気ドリフト項の影響が、 ϕ_1 ポテンシャルの評価にも大きく影響を与えることが示された。これは、不純物輸送の研究において従来の局所近似では不十分であるということを初めて示した重要な成果である。2019 年 9 月現在、多粒子種化した FORTEC-3D を使った ϕ_1 ポテンシャル分布の計算と、 ϕ_1 ポテンシャルの効果を入れた不純物イオンの新古典輸送計算を開始しており、LHD の不純物ホールプラズマにおいて磁気ドリフト項や ϕ_1 ポテンシャル効果が不純物の新古典輸送の評価にどの

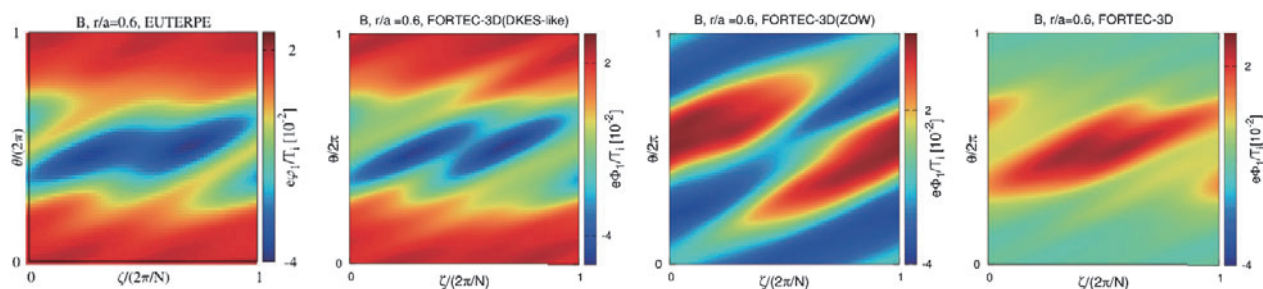


図10 局所近似およびグローバル計算による ϕ_1 ポテンシャル分布の比較 [38]。左から DKES モデルを使った先行研究 [39] の結果、LOF3D による DKES モデルと ZOW モデルの結果、FORTEC-3D によるグローバル計算の結果である。径電場としてはローカル近似で求めた両極性電場（負電場）を用いている。

ように影響し、局所近似モデルによる先行研究の結果とどのような差が現れるかを明らかにしていく予定である。(佐竹)

2.2.10 新古典輸送現象への共鳴摂動磁場の影響

プラズマのエッジにおけるストカスティックな磁力線領域での粒子・熱輸送の物理的理解は、ダイバータ板への負荷を低減するため ITER などでは計画されている共鳴摂動磁場 (RMP) による Edge-Localized Mode (ELM) 抑制の際のプラズマ閉じ込め性能の評価や、LHD プラズマのエッジにおける粒子・熱閉じ込めの理解に不可欠である。近年の実験研究、例えば、DIII-D トカマクにおける RMP を用いた ELM 抑制実験により、低衝突なエッジ (衝突頻度 $\nu^* \leq 0.1$) における熱輸送は、従来の標準的な理論モデルである Rechester-Rosenbluth の磁力線拡散理論 (以下、R-R 理論と呼ぶ) による磁力線に沿った粒子運動に基づいた予想とは、かけ離れて小さいことが明らかになっている。この実験事実により、局所的な領域がストカスティックになったエッジにおける輸送の基本的性質に対する物理的理解の見直しが行われている。R-R 理論と同様に電場を無視する仮定の下で実行した δf ドリフト運動論的シミュレーション (KEATS コード) によって、(1) 案内中心分布の準定常状態における径方向の電子熱拡散係数は、新古典熱拡散係数と比べると大きな値になるが、R-R 理論値と比べるとかなり小さいことを確認し (図11)、(2) R-R 理論値と比べて小さくなる理由として、磁力線に沿った粒子運動から生じる強い熱輸送を捕捉粒子が弱めていることを見出した。詳細は、文献[40]を参照。(菅野)

参考文献

- [1] S. Toda *et al.*, Plasma Fusion Res. **12**, 1303035 (2017).
- [2] S. Toda *et al.*, Phys. Plasmas **26**, 012510 (2019).
- [3] A. Wakasa *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **46**, 1157 (2007).
- [4] S. Toda *et al.*, Plasma Fusion Res. **14**, 3403061 (2019).
- [5] M. Nakata *et al.*, Plasma Conference 2017, Himeji (2017).
- [6] M. Nakata *et al.*, 7th Asia-Pacific Transport Working Group International Conference, Nagoya (2017).
- [7] M. Honda, Comput. Phys. Commun. **231**, 94 (2018).
- [8] E. Narita *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 025067 (2018).
- [9] E. Narita *et al.*, Nucl. Fusion **59**, 106018 (2019).
- [10] M. Nunami *et al.*, Phys. Plasmas **25**, 082504 (2018).
- [11] M. Nunami *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **59**, 044013 (2017).
- [12] M. Nunami, Theory of Fusion Plasma JOINT VARENNIA - LAUSANNE INTERNATIONAL WORKSHOP, Aug. 29 - Sep. 2 (2016), Varenna, Italy.
- [13] M. Nakata *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **58**, 074008 (2016).
- [14] M. Nakata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **118**, 165002 (2017).
- [15] M. Nakata *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **61**, 014016 (2019).
- [16] K. Tanaka *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **62**, 024006 (2020).
- [17] K. Nagaoka *et al.*, Nucl. Fusion **59**, 106002 (2019).
- [18] M. Nakata, 21st International Stellarator and Heliotron

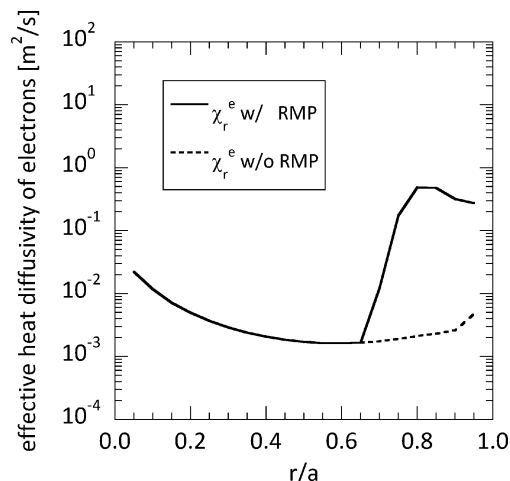
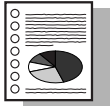


図11 円形トカマク磁場の $0.6 < r/a < 1.0$ の領域に RMP を加え、その領域のみ磁力線構造をストカスティックにした場合、径方向の電子熱拡散係数 χ_e^e (実線) は、 $0.6 < r/a < 1.0$ において新古典熱拡散係数 (破線) と比べ大きな値になるが、R-R 理論値 χ_e^{RR} と比べるとかけ離れて小さい [40]。ここで、 $r/a = 0.8$ において、 $\chi_e^e / \chi_e^{RR} \lesssim 10^{-6}$ であった。また、 $r/a = 0.8$ における衝突頻度は、 $\nu^* \approx 0.1$ である。

Workshop, Kyoto, invited talk (2017).

- [19] M. Nakata, 45th European Physical Society Conference on Plasma Physics, Prague, invited talk (2018).
- [20] 仲田資季：第22回プラズマ・核融合学会学術奨励賞 (2017)。
- [21] 仲田資季：第7回自然科学研究機構若手研究者賞 (2018)。
- [22] K. Ida *et al.*, submitted to Phys. Rev. Lett.
- [23] S. Matsuoka *et al.*, Phys. Plasmas **25**, 022510 (2018).
- [24] S. Matsuoka *et al.*, 2nd Asia-Pacific Conference on Plasma Physics, B-I7 (November, 2018) Kanazawa, JAPAN.
- [25] H. Sugama *et al.*, Phys. Plasmas **23**, 042502 (2016).
- [26] H. Sugama, J. Plasma Fusion Res. **92**, 539 (2016).
- [27] H. Sugama *et al.*, Phys. Plasmas **24**, 020701 (2017).
- [28] H. Sugama, Rev. Mod. Plasma Phys. **1**, 9 (2017).
- [29] H. Sugama *et al.*, Phys. Plasmas **25**, 102506 (2018).
- [30] H. Sugama *et al.*, Phys. Plasmas **26**, 102108 (2019).
- [31] M. Nunami *et al.*, Plasma Fusion Res. **12**, 1203039 (2017).
- [32] M. Nunami, 8th IAEA Technical Meeting on "Theory of Plasma Instabilities", June 12 - 14 (2017), Vienna, Austria, I-7.
- [33] M. Nunami, 19th International Congress on Plasma Physics, June 4 - 8 (2018), Vancouver, Canada.
- [34] M. Nunami, MAX PLANCK PRINCETON CENTER WORKSHOP 2019, Feb. 18 - 21, Tokyo, Japan.
- [35] M. Nunami *et al.*, 2nd Asia-Pacific Conference on Plasma Physics (AAPS-DPP2018), Nov. 12 - 17 (2018), Kanazawa, Japan, MFP-35.
- [36] H. Botsch *et al.*, Phys. Plasmas **24**, 022503 (2017).
- [37] S. Satake *et al.*, Comput. Phys. Commun. **255**, 107249 (2020).
- [38] K. Fujita *et al.*, Plasma Fusion Res. **14**, 3403102 (2019).
- [39] J.L. Velasco *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 074004 (2018).
- [40] R. Kanno *et al.*, Nucl. Fusion **58**, 016033 (2018).



プロジェクトレビュー

2. 核融合プラズマシミュレーション研究の進展

2. Progress in Simulation Study of Fusion Plasmas

2.3 高エネルギー粒子・波動・加熱の物理

2.3 Physics of Energetic Particles, Waves, and Heating

藤堂 泰¹⁾, 樋田美栄子¹⁾, 山口裕之¹⁾, WANG Hao¹⁾, 關 良輔^{1,2)}

TODO Yasushi¹⁾, TOIDA Mieko¹⁾, YAMAGUCHI Hiroyuki¹⁾, WANG Hao¹⁾ and SEKI Ryosuke^{1,2)}

¹⁾自然科学研究機構核融合科学研究所, ²⁾総合研究大学院大学

(原稿受付: 2020年8月17日)

磁場閉じ込め核融合プラズマでは、高エネルギー粒子がプラズマを加熱する役割を担っており、高エネルギー粒子の閉じ込めと高エネルギー粒子が駆動するプラズマの不安定性は重要な研究課題である。数値実験炉研究プロジェクトでは、高エネルギー粒子・MHD ハイブリッドシミュレーション、電磁粒子シミュレーション、およびモンテカルロシミュレーションにより、高エネルギー粒子とプラズマ加熱の研究を推進している。ここでは、「高エネルギー粒子駆動不安定性のハイブリッドシミュレーション研究」、「高速イオンによる高周波不安定性の電磁粒子シミュレーション」、「LHD における加熱解析の進展」について報告する。

Keywords:

energetic particle, plasma heating, hybrid simulation, particle-in-cell simulation, Monte Carlo simulation

2.3.1 高エネルギー粒子駆動不安定性のハイブリッドシミュレーション研究

数値実験炉研究プロジェクトでは、高エネルギー粒子・MHD ハイブリッドシミュレーションコード MEGA [1] を用いて、環状プラズマにおける高エネルギー粒子駆動型不安定性のシミュレーション研究を推進している。ここではその成果の中から、(1)熱イオンの運動論的效果を考慮したモデル拡張、(2)高速イオン分布硬直性のシミュレーション研究、(3)アルヴェン固有モードバーストに関する高速イオン臨界分布、(4)LHD におけるアルヴェン固有モードバースト、(5)LHD における高エネルギー粒子駆動測地的音響モードの非線形発展、(6)高エネルギー粒子駆動測地的音響モードによる熱イオンの加熱について報告する。

(1) 熱イオンの運動論的效果を考慮したモデル拡張

MEGA コードは高エネルギー粒子による不安定性の駆動を高エネルギーイオンの軌道半径効果を含めて精度よく計算できる。このことは国際トカマク物理活動 (ITPA) における多コード間ベンチマークでも確認されている[2]。一方で、高エネルギー粒子以外のバルクプラズマ (熱イオンと電子) の運動論的效果は高エネルギー粒子駆動 MHD 現象に対して安定化に働くが、この効果が MEGA には含まれていなかった。核燃焼プラズマにおける高エネルギー粒子駆動 MHD 現象の予測精度を向上するためには、バルク

プラズマの運動論的效果を取り扱えるように物理モデルを拡張することが必要である。

最も重要なバルクプラズマの運動論的效果は熱イオンによるランダウ減衰である。そこで、高エネルギー粒子に加えて熱イオンにも5次元ジャイロ運動論方程式に基づく粒子法を適用してシミュレーションモデルを拡張した[3]。これにより MHD 方程式で計算している質量密度、磁場に対して平行方向の運動量、および、圧力の一部 (熱イオン圧力) を粒子法で計算することができる。磁場、および、磁場に対して垂直方向の運動量に関しては MHD モデルからの変更はない。ただし垂直運動量の時間発展については、Hazeltine-Meiss による拡張 MHD 方程式 [4] を採用し、熱イオンの反磁性ドリフトを考慮する。電子密度は準中性条件により与えられ、電子圧力は等温モデルを仮定して計算される。電場は理想 MHD のオーム則に電気抵抗と電子圧力勾配の磁場平行成分の寄与を考慮して与えた。

この熱イオン運動論モデルを MEGA コードに実装し、トカマクプラズマにおけるアルヴェン固有モードの時間発展を調べた。図1は MHD 運動エネルギーと磁場エネルギー、高エネルギー粒子、熱イオン、電子の各エネルギー、および電気抵抗によるエネルギー散逸の時間発展をバルクプラズマベータ値(a) 1%と(b) 4%の間で比較している。アルヴェン固有モードのエネルギーは MHD 運動エネルギーによって代表されている。高エネルギー粒子のエネルギーが

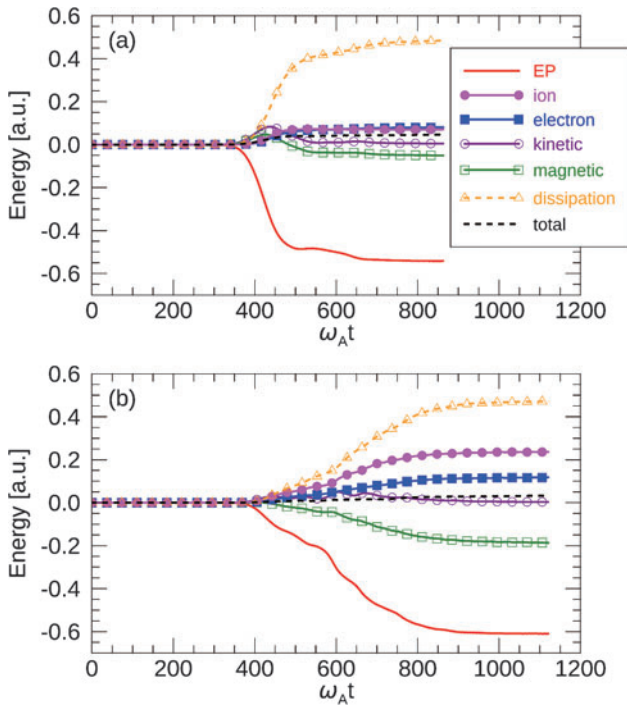


図1 バルクプラズマベータ値が(a) 1%と(b) 4%の場合の、高エネルギー粒子、熱イオン、電子、MHD運動エネルギー、磁場、散逸の各エネルギーの時間発展。全エネルギーの時間発展も示されている。

時間とともに減少しており、これは高エネルギー粒子がアルヴェン固有モードを不安定化したことを示している。一方で、熱イオンのエネルギーは増加しており、熱イオンが電磁場のエネルギーを吸収し、アルヴェン固有モードの安定化に寄与することが実証された。またバルクプラズマベータ値(a) 1%と(b) 4%を比較すると、4%の方が熱イオンのエネルギー増加が大きい。この結果は、バルクプラズマベータ値4%の場合は1%の場合と比較して熱イオンの温度が2倍なので、熱イオンランダウ減衰が強く発生したことを示している。

(2) 高速イオン分布硬直性のシミュレーション研究

DIII-D トカマクでは中性粒子ビーム入射 (NBI) パワーを上昇させると、ある閾値を境にアルヴェン固有モード (AE) に起因した高速イオン輸送束が急激に増加する現象が観測されており、この性質は「高速イオン分布硬直性」と呼ばれている。DIII-D実験を対象としてMEGAコードの実証研究を実施し、定常的に小振幅を保つ多数のAEとそれらによる高速イオン分布の顕著な平坦化を再現することに成功した[5, 6]。この実証研究では、高速イオンの衝突緩和時間スケールの計算を可能とするマルチフェーズシミュレーション手法を独自に開発した。高速イオン分布硬直性を調べるために、実証研究と同じDIII-Dの実験データを用いて、ビーム吸収パワーのみが1.56 MWから15.6 MWの範囲で異なる8つの場合のシミュレーションを実行し、高速イオン分布と高速イオン輸送束を比較した。その結果、多数のAEとの相互作用によって決定される高速イオン分布について以下の結論を得た[7]。

1. ビームパワーの上昇とともに高速イオン閉じ込めが劣化する。
2. 高速イオン圧力勾配が臨界勾配を超えると輸送束が急激に増加し、高速イオン圧力分布の硬直性をもたらす。臨界勾配は場所に依存する。
3. ビームパワーの上昇とともに、高速イオン圧力分布は臨界勾配を保ちながらプラズマ中心付近から外側へ向かって広がっていく。
4. 運動論的ポアンカレ断面図解析により、輸送束の急激な増加の原因は複数のAEの共鳴の重なり (Resonance Overlap) であることがわかった (図2)。

(3) アルヴェン固有モードバーストに関する高速イオン臨界分布

トカマクプラズマにおけるAEバーストの大規模シミュレーションを実施し、複数AEの共鳴の重なりによる高速イオン輸送束と高速イオン分布関数の時間発展を詳細に解析した[8]。この研究ではTFTR実験に基づいた物理条件を使用した。実験と同様のNBIパワー10 MW、減速時間100 msの場合の結果を図3に示す。複数AEのバースト的な成長と減衰が2 msの時間間隔で繰り返し発生し、アルヴェン速度で規格化したMHD速度揺動の最大振幅は 3×10^{-3} であった。これらは実験結果とよく一致している。AEバーストの物理過程を解明するために、高速イオン分布関数を解析した。AEバーストの発生直前には、複数のAEが不安定化して小振幅に成長している。これらの小振幅AEは徐々に高速イオン分布関数を局所的に平坦化し、位相空間において階段状の分布関数を形成する。この階段状分布は、さらにビーム入射を行うとAEの振幅が増大して分布平坦化領域が重なり、複数のAEが同期して突然成長するAEバーストをもたらす臨界分布である。AEバース

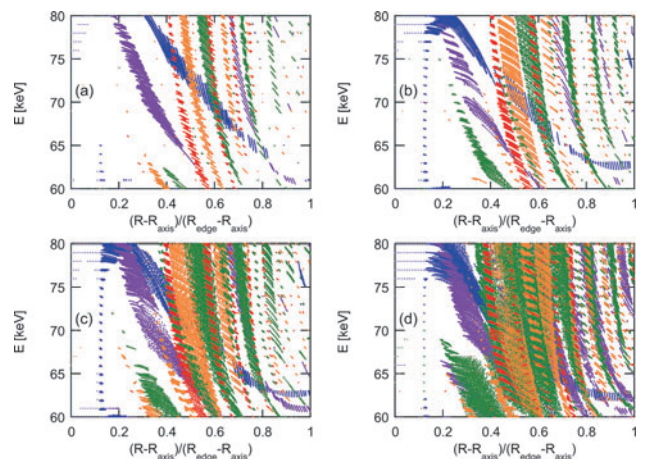


図2 NBI吸収パワーが(a)1.56 MW, (b)3.13 MW, (c) 6.25 MW, (d)15.6 MWの場合の、高速イオン位相空間構造。5つのアルヴェン固有モード (AE) を考慮し、単独のAEが存在する状況で高速イオン軌道を追跡した。AEによって捕捉された粒子が赤道面を通過する際の規格化大半径 (横軸) と運動エネルギー (縦軸) を記録した。色はAEを表している。NBI吸収パワーが上昇するとともに、AEの振幅が大きくなるので共鳴領域が拡大する。複数の共鳴領域が重なった場所では粒子軌道が統計的になり、輸送が急激に増加する[7]。

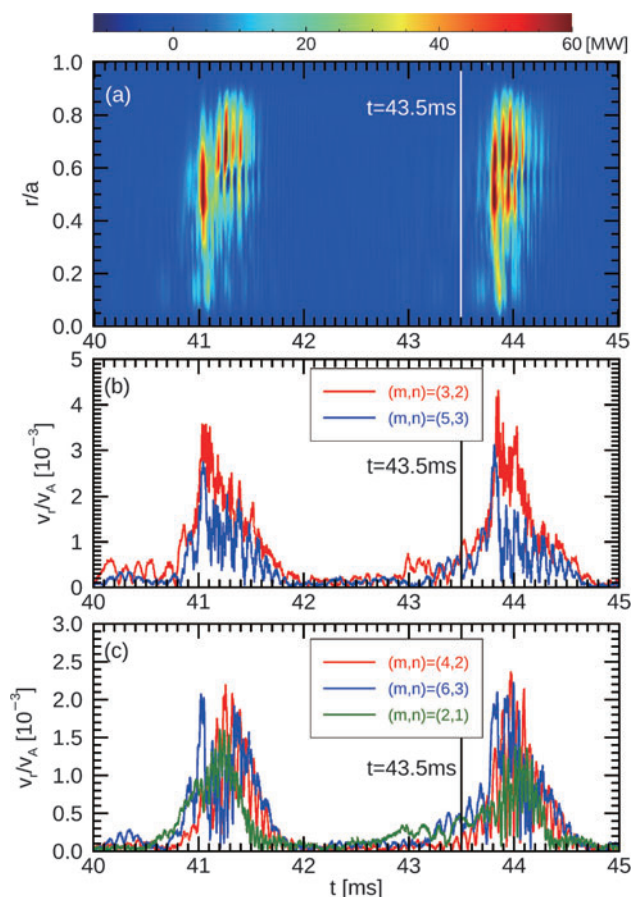


図3 アルヴェン固有モード (AE) バーストシミュレーションにおける (a) AE による高速イオン輸送束分布, (b) 主要な 2 つの AE の MHD 速度揺動, (c) (b) 以外の AE の MHD 速度揺動のそれぞれの時間発展 [8].

トは大域的な高速イオン輸送と高速イオン分布の飽和をもたらす。AEバーストが発生する場合において、NBIパワーや減速時間を増加しても高速イオン圧力分布が変化しない「分布復元性 (profile resiliency)」を見出した。さらに、バースト直前の高速イオン分布関数を NBI パワーが異なる場合について比較したところ、高速イオン分布関数は NBI パワーが異なってもほぼ同じであり、分布関数にも復元性があることを発見した。

(4) LHD におけるアルヴェン固有モードバースト

主にトカマク型装置の NBI 加熱実験を対象として進めてきた実証研究を LHD の実験に対しても実施できるように MEGA を拡張した。2 次元トラス形状磁場のトカマク型装置に比べて 3 次元トラス形状磁場の LHD の実形状磁場を用いる場合には MHD モードのスペクトル構造が複雑化するため、より多くの格子点が必要となる。

これまでに開発したマルチフェーズ計算法 [5-7] を LHD に適用し、不安定なアルヴェン固有モード (AE) とその時間発展を研究した。MHD 平衡計算コード HINT を用いて構築した LHD 実験 (ショット番号 47645) の平衡データと NBI 吸収分布解析コード HFREYA を用いて計算した NBI 吸収分布を使用している。MHD 揺動を含まない平衡磁場中において、NBI とバルクプラズマとの衝突によって形成される高速イオンの速度空間分布と圧力分布を MEGA と

高速イオン解析コード MORH を用いてそれぞれ計算し、両者の結果がよく一致することを確認した [9]。これにより、LHD の 3 次元磁場中における高エネルギー粒子の軌道、および、バルクプラズマとの衝突相互作用について MEGA の計算精度を確認することができた。長時間の高速イオン分布形成と AE の時間発展を調べるマルチフェーズシミュレーションでは、MHD 揺動を含まない古典計算と MHD 揺動を含むハイブリッド計算を交互にそれぞれ 4 ms と 2 ms ずつ実行した [10]。各ハイブリッド計算においてトロイダルモード数 $n=1$ の複数の AE が突発的に現れることを見出した。複数の AE は振動周波数が約 50 kHz と約 70 kHz のグループに分かれており、それぞれプラズマ中心付近に存在するグローバルアルヴェン固有モード (GAE) と規格化プラズマ半径 0.7 付近に存在する 2 つのトロイダルアルヴェン固有モード (TAE) であることがわかった。これらの AE の周波数は実験での観測値とよく対応している。シミュレーション結果における AE の時間発展では、図 4 に示すように、TAE が先に成長し、TAE が減衰し始める頃に GAE が成長した。このような 2 つの周波数帯の AE が交互に成長する時間発展も研究対象の LHD 実験の結果 [11] をよく再現している。

(5) LHD における高エネルギー粒子駆動測地的音響モードの非線形発展

高エネルギー粒子駆動測地的音響モード (EGAM) はトカマク型装置やヘリカル型装置の環状プラズマにおいて高速イオンが引き起こす不安定性の一種である。LHD 実験 (ショット番号 109031) に基づいた 3 次元実形状平衡とプラズマ分布を用いて、LHD における EGAM のシミュレーションを実行した [12]。EGAM のポロイダル流の空間分布

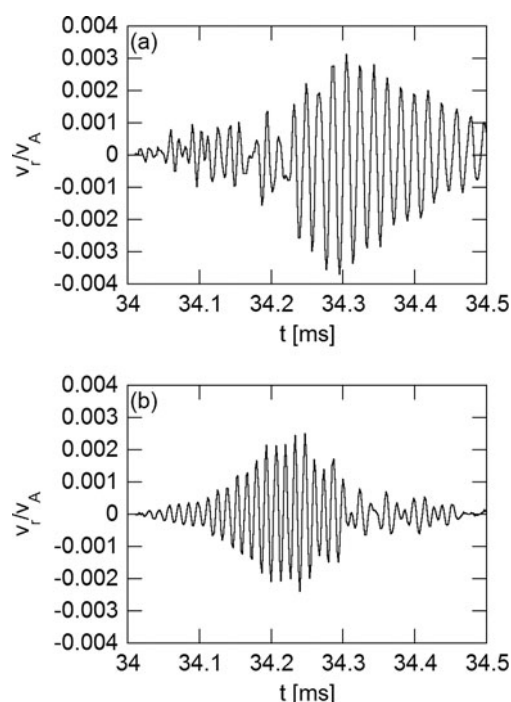


図4 LHD のアルヴェン固有モードバーストシミュレーションにおける (a) GAE と (b) TAE のピーク位置での MHD 速度揺動の時間発展 [10].

はポロイダルモード数 $m = 0$ 、トロイダルモード数 $n = 0$ を主成分として、 $m/n = 1/0$ および $2/10$ 成分を含んでいることがわかった。トロイダルモード数 $n = 10$ の成分は LHD の平衡磁場に含まれる $n = 10$ 成分に起因して現れる。一方で、バルク圧力揺動は $m/n = 1/0$ が主成分であり、トカマクにおける EGAM の空間分布と同様である。

LHD 実験（ショット番号 109031）では 1 次モード（primary mode）である EGAM の周波数が上方に変調した後に、その周波数の半分の周波数の 2 次モード（secondary mode）が突然励起されるという興味深い現象が観測されている [13]。本研究では MEGA を用いたシミュレーションによってこの現象を再現することに成功した。図 5 にポロイダル流の周波数スペクトルと振動の時間発展を示す。シミュレーションでは実験と同様に 1 次モードの周波数が 100 kHz 付近まで変調した時点で、50 kHz 程度の 2 次モードが突発的に現れている。2 次モードの励起機構を調べるために、EGAM にエネルギーを与えている高エネルギー粒子を解析したところ、エネルギーを与えている粒子の周回周波数は 100 kHz 程度であることがわかった。この結果から周回周波数 100 kHz の粒子と周波数 100 kHz の 1 次モードとの通常の共鳴に加えて、周回周波数 100 kHz の粒子と周波数 50 kHz の 2 次モードとの非線形共鳴が同時に発生することにより、共鳴粒子を介して 1 次モードから 2 次モードへエネルギーが伝達されていることが明らかになった。また、1 次モードと 2 次モードにおけるバルクプラズマの圧力振動と高エネルギー粒子の圧力振動を解析した結果、1 次モードでは両者が同位相で振動しているのに対して、2 次モードでは両者が逆位相で振動していることがわかった。両者が同位相で振動している 1 次モードでは振動の復元力である圧力が強められて周波数が高いのに対して、2 次モードでは両者の効果が相殺して復元力が弱められることに起因して周波数が低いと理解できる。

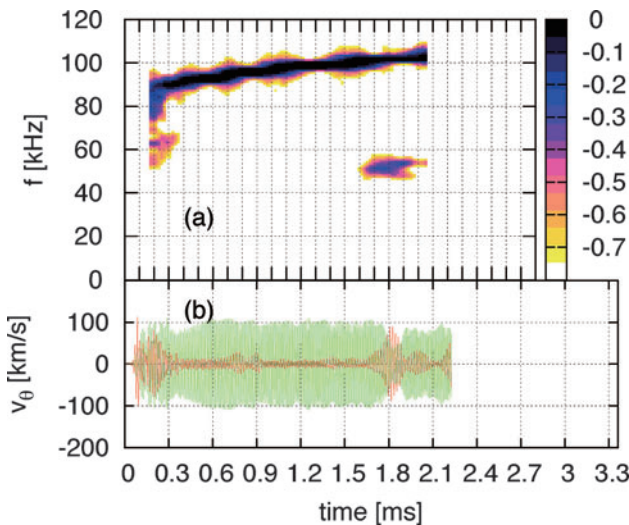


図 5 LHD の EGAM シミュレーションにおける (a) ポロイダル流の周波数スペクトルの時間発展と (b) ポロイダル流の時間発展。パネル (b) では 50 kHz の振動が赤、100 kHz の振動が緑でそれぞれ示されている [12]。

(6) 高エネルギー粒子駆動測地的音響モードによる熱イオンの加熱

EGAM はトロイダル方向に対称な空間構造を持つので粒子の半径方向輸送に寄与しない。EGAM との相互作用によってエネルギーを与える粒子種とエネルギーを受け取る粒子種が存在するとき、粒子の半径方向分布を乱すことなく EGAM を媒介とする粒子種間のエネルギー移送が可能となる。高エネルギー粒子が EGAM を不安定化する際に、EGAM から熱イオンにエネルギーが受け渡されれば、EGAM を媒介として高エネルギー粒子から熱イオンへのエネルギー移送が可能となる。この機構は GAM チャネリングと呼ばれ [14]、核融合反応によって生じる高エネルギーアルファ粒子がプラズマ加熱の役割を担う核燃焼プラズマでの実現が期待されている。現在の核燃焼プラズマの想定では、アルファ粒子は粒子間衝突によって熱イオンと電子を加熱するが、特に高エネルギーのアルファ粒子の衝突は電子との衝突が支配的であり、核融合反応の燃料である熱イオンの加熱効率は低い。GAM チャネリングは高エネルギーアルファ粒子による熱イオンの効率的な加熱を可能とするため、核融合エネルギーの実現に向けて大きな貢献が期待される物理機構である。

高エネルギー粒子と熱イオンの双方を運動論的に取り扱うシミュレーションを適用し、LHD 実験に基づいた 3 次元実形状平衡とプラズマ分布を用いて、LHD における EGAM のシミュレーションを実行した [15]。図 6 は EGAM と各粒子種エネルギーの時間発展を示している。EGAM の振幅は成長後に飽和し、周波数変調を伴ってほぼ一定レベルに保たれている。各粒子種エネルギーの時間発

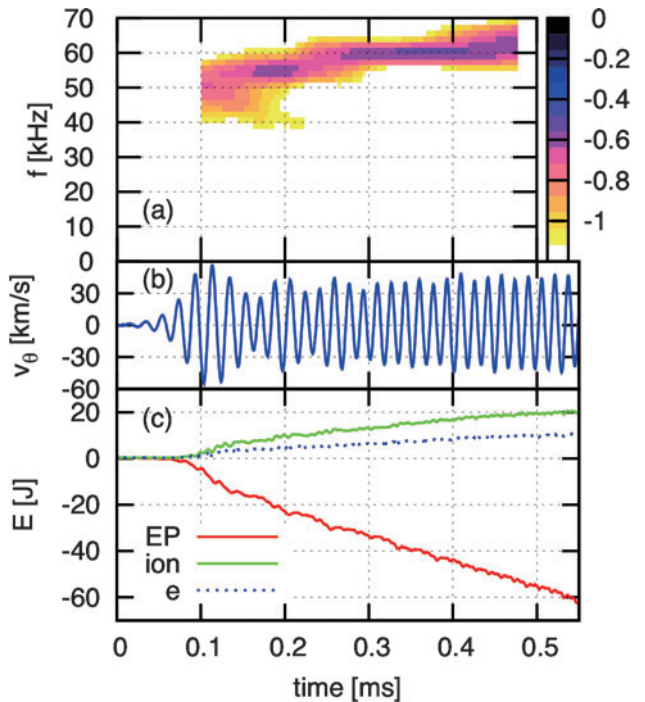


図 6 LHD の EGAM シミュレーションにおける (a) ポロイダル流の周波数スペクトルの時間発展、(b) ポロイダル流の時間発展、(c) 高エネルギー粒子（赤）、熱イオン（緑）、電子（青）のエネルギーの時間発展 [15]。

展を見ると、高エネルギー粒子のエネルギーが減少して熱イオンのエネルギーが増加しており、GAM チャネリングが実現していることがわかる。興味深い点は、EGAM の飽和後の周波数変調の期間にもエネルギー移送が続いていることである。高エネルギー粒子と熱イオンの位相空間分布において EGAM の静電ポテンシャルに捕捉された粒子群によって構成される島状構造が自発的に形成されて、EGAM のエネルギー散逸と釣り合うように島状構造の軌道周囲周波数が変化し、そのことにより波動の周波数が変調する物理機構が理論的に提案されている[16]。高エネルギー粒子と熱イオンの位相空間分布関数を解析したところ、分布関数揺動の周囲周波数が EGAM の周波数に同調して時間変化していることを確認し、周波数変調に関する理論との整合性を確認した。

2.3.2 高速イオンによる高周波不安定性の電磁粒子シミュレーション

大型ヘリカル装置 (LHD) では、近年、中性粒子入射 (NBI) に伴う Radio Frequency (RF) 帯の様々な放射が観測されている[17]。それらは高速イオンによる不安定性に起因すると考えられるが、その周波数はイオンサイクロトロン周波数 Ω_i から低域混成共鳴周波数 ω_{LH} に及ぶ。ここで、 ω_{LH} は次のように定義される。

$$\omega_{LH} = \sqrt{\Omega_i \Omega_e} [(1 + \Omega_i^2 / \omega_{pi}^2) / (1 + \Omega_e^2 / \omega_{pe}^2)]^{1/2} \quad (1)$$

Ω_e は電子のサイクロトロン周波数、 ω_{pi} , ω_{pe} は、それぞれイオンと電子のプラズマ振動数である。本研究は、NBI に伴う RF 放射の励起機構を総合的に理解することをめざし、イオンと電子を全て粒子として扱う電磁粒子モデルを用いてシミュレーションを行っている。

垂直 NBI によって作られる高速イオンは、磁場に垂直方向の速度空間でリング状の分布を形成すると考えられる。そこで、そのような速度分布を持つ高速イオンによる不安定性を、空間 1 次元速度 3 次元の電磁粒子コードを用いて調べた[18]。図 7 は、重水素プラズマ中を磁場に対してほぼ垂直方向に伝播する磁場揺動のスペクトルである。高速イオンによって、 $\omega \approx l\Omega_D$ (l は整数) のイオンサイクロトロン波に加えて、 ω_{LH} 付近の低域混成波が励起されている。このような広い周波数帯の波の同時励起は、LHD で垂直 NBI に伴って観測されている RF 放射と同様である。さらに、プラズマ密度を変えてシミュレーションを行ったところ、プラズマ密度が大きくなると、最大振幅となる低域混成波の周波数が増加するという結果を得た。この密度依存性も、LHD 実験の結果と良く一致している。

次に、接線 NBI と電子加熱用の電力入射を同時に行ってプラズマを立ち上げている時に、RF 放射の周波数が階段状に増加するという実験結果に注目した。この放射は、密度が徐々に増加するプラズマ中で、接線 NBI によって持続的に作られる高速イオンが引き起こしていると考えられる。そこで、プラズマ密度を増やし続け、そこに接線 NBI によって作られるような、ピッチ角が小さい高速イオンを注入し続けるシミュレーションを行った。波の伝播方向は

磁場にほぼ垂直としたが、これは、階段状の周波数変化が計測されたアンテナが、高速イオンの生成場所から磁場に垂直方向の位置に設置されているからである。図 8 に、高速イオンによって励起された磁場揺動の周波数の時間変化を示す。カラーコンターが磁場揺動の振幅を表すが、振幅が大きいことを示す赤色の部分に注目すると、 $\omega > 4\Omega_i$ の領域では階段状に周波数が増加している。また、段差が Ω_i であること、黄色の線で示す ω_{LH} が $l\Omega_i$ に等しくなる頃に、 $\omega \approx l\Omega_i$ の波が成長を始めていることがわかる。これらは LHD 実験の結果と一致しており、本研究によって ω_{LH} の時間変化が、階段状の周波数変化に大きく関与していることを明らかにした。

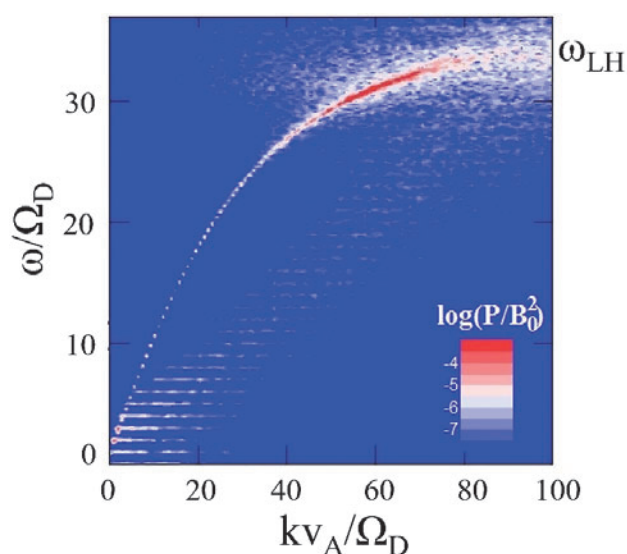


図 7 リング状の速度分布を持つ高速イオンによる不安定性に起因する磁場揺動のスペクトル[18]。

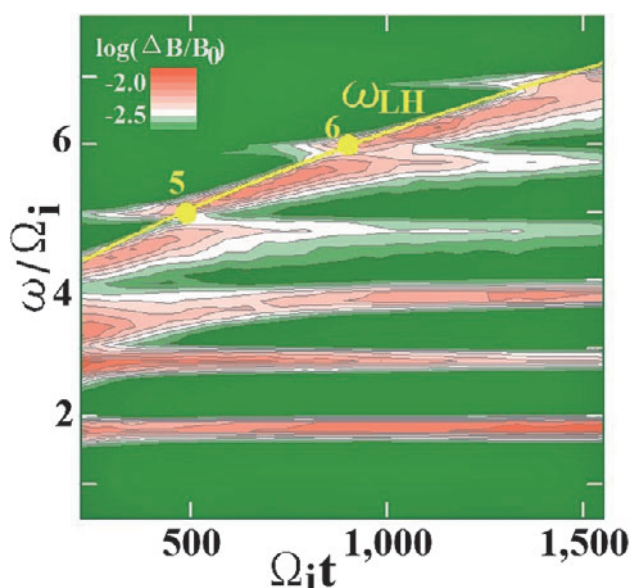


図 8 密度が増加しているプラズマ中にピッチ角の小さい高速イオンを注入し続けた場合の、磁場揺動の周波数の時間変化[19]。

2.3.3 LHD における加熱解析の進展

3次元磁場配位を有するヘリカル型装置におけるNBI加熱解析を正確に行うために、5次元位相空間におけるドリフト運動論方程式をモンテカルロ法によって解くことのできるGNETを用いて、詳細解析を行ってきた。ここでは、GNETコードの拡張による加熱解析の進展について報告する、

従来のGNETコードは、グリーン関数法に基づき、プラズマの定常状態を仮定して高エネルギー粒子分布関数と加熱分布を求めていた。炭素不純物ベレット入射を行うLHD高イオン温度実験では、高速イオンの減速時間よりも短い時間スケールでプラズマ密度が急激に変化する。そこで、プラズマと高速イオン発生分布の時間発展を取り扱うことのできるGNET-TD[20]が開発された。基本的なアルゴリズムはGNETと同様であるが、多数のグリーン関数を導入し、プラズマ密度・温度を時間変化させることで、プラズマの定常状態を仮定することなく、高速イオン分布関数と加熱分布の時間発展を求めることが可能である。さらに、Boozer, Kuo-Petravicにより導出されたモンテカルロ衝突演算子において、ピッチ角散乱項については全粒子種を考慮した衝突周波数により計算し、エネルギー拡散項については複数イオン種を含む各粒子種ごとに個別に計算するという方法により、複数イオン種への対応を行った。高速イオン発生点解析コードであるHFREYAに対しても、改良されたイオン化断面積モデルを導入し、エネルギーが比較的低い垂直ビームに対する計算精度を向上させた。図9は改良したGNETを用いて計算した高速イオン分布関数である。電子密度は $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、電子温度は3 keVとし、不純物イオンとしてはヘリウムと炭素を仮定し、水素イオンとヘリウムイオンの密度比を2:1に固定した上で、炭素密度を変化させている。実効電荷が増加することで、ピッチ角散乱が増加する様子を示している。この結果、高速イオンの輸送が増大することが明らかとなった。

この複数イオン種に対応したGNETにより、LHD重水素実験のNBI加熱解析を行った。最高イオン温度を達成した放電に加え、不純物の少ない放電の解析にも適用し、主イオンの重水素化による閉じ込め改善の解明に貢献した[21]。この系統的な実験解析には、統合輸送スイートTASK3D-aとの連携が大きく寄与している。重水素実験における中性子発生量の評価についても、GNETを用いた予測評価が行われている[22]。重水素垂直入射ビームを用いたblip実験で得られた中性子発生率と、GNET-TDを用いて評価された計算結果との比較を図10に示す[23]。中性子発生率の減衰時間が実験結果に良好に一致しており、高速イオン閉じ込めが新古典的であることが示された。

参考文献

- [1] Y. Todo and T. Sato, *Phys. Plasmas* **5**, 1321 (1998).
- [2] A. Könies *et al.*, *Nucl. Fusion* **58**, 126027 (2018).
- [3] Y. Todo, The 26th Int. Toki Conf. and the 11th Asia Plasma and Fusion Association Conf. (Toki, Japan, 5-8 December 2017).

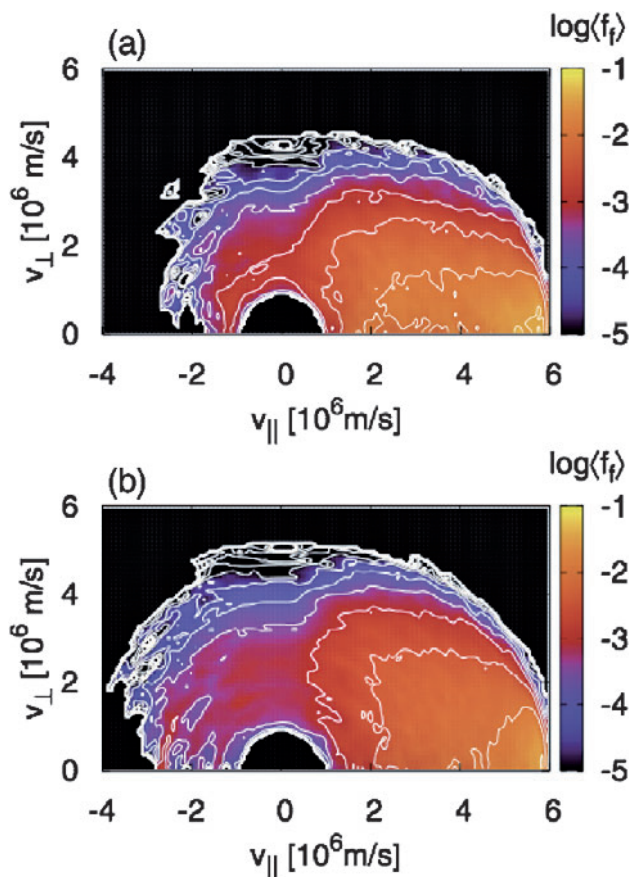


図9 LHDにおける接線NBI高速イオンの規格化小半径 $\rho = 0.2$ における2次元速度空間分布関数。(a)実効電荷1.5 (b)実効電荷3.36の場合。実効電荷が増加とともに、エネルギーの高いイオンのピッチ角散乱が増加している[20]。

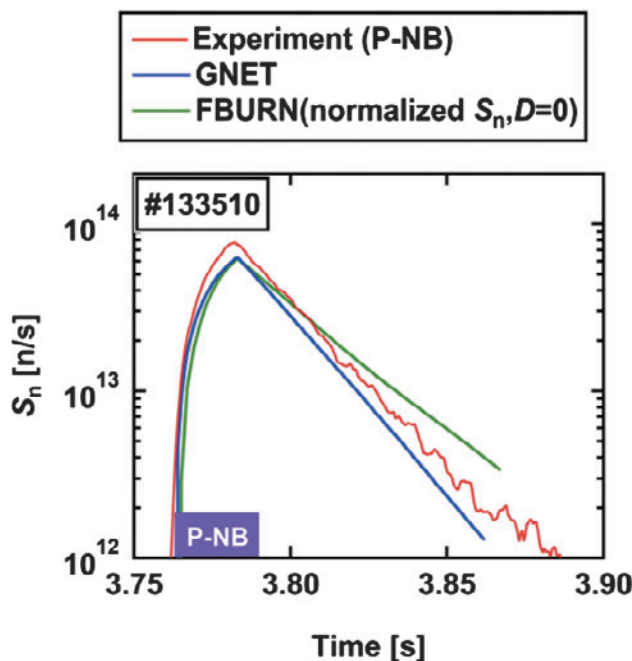


図10 中性子発生率の時間発展[23]。

- [4] R.D. Hazeltine and J.D. Meiss, *Plasma Confinement* (Addison-Wesley, 1992).
- [5] Y. Todo *et al.*, *Nucl. Fusion* **54**, 104012 (2014).
- [6] Y. Todo *et al.*, *Nucl. Fusion* **55**, 073020 (2015).

- [7] Y. Todo *et al.*, Nucl. Fusion **56**, 112008 (2016).
- [8] Y. Todo *et al.*, Nucl. Fusion **59**, 096048 (2019).
- [9] R. Seki *et al.*, Nucl. Fusion, **59**, 096018 (2019).
- [10] Y. Todo *et al.*, Phys. Plasmas **24**, 081203 (2017).
- [11] M. Osakabe *et al.*, Nucl. Fusion **46**, S911 (2006).
- [12] H. Wang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **120**, 175001 (2018).
- [13] T. Ido *et al.*, Phys. Rev. Lett. **116**, 015002 (2016).
- [14] M. Sasaki *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 085017 (2011).
- [15] H. Wang *et al.*, Nucl. Fusion **59**, 096041 (2019).
- [16] H.L. Berk *et al.*, Phys. Plasmas **6**, 3102 (1999).
- [17] K. Saito *et al.*, Plasma Fusion. Res. **13**, 3402043 (2018).
- [18] M. Toida *et al.*, Plasma Fusion. Res. **13**, 3403015 (2018).
- [19] M. Toida *et al.*, Plasma Fusion. Res. **14**, 3401112 (2019).
- [20] H. Yamaguchi and S. Murakami, Nucl. Fusion **56**, 026003 (2016).
- [21] H. Takahashi *et al.*, Nucl. Fusion **58**, 106028 (2018).
- [22] M. Homma *et al.*, Plasma Fusion Res. **11**, 2403109 (2016).
- [23] K. Ogawa *et al.*, Nucl. Fusion **59**, 076017 (2019).



プロジェクトレビュー

2. 核融合プラズマシミュレーション研究の進展

2. Progress in Simulation Study of Fusion Plasmas

2.4 周辺プラズマの輸送とプラズマ・壁相互作用

2.4 Peripheral Plasma Transport and Plasma-Wall Interaction

鈴木康浩^{1,2)}, 河村学思^{1,2)}, 中村浩章^{1,3)}, 伊藤篤史¹⁾, 高山有道¹⁾, 藤原 進^{1,4)}

SUZUKI Yasuhiro^{1,2)}, KAWAMURA Gakushi^{1,2)}, NAKAMURA Hiroaki^{1,3)},

ITO Atsushi M.¹⁾, TAKAYAMA Arimichi¹⁾ and FUJIWARA Susumu^{1,4)}

¹⁾自然科学研究機構核融合科学研究所, ²⁾総合研究大学院大学, ³⁾名古屋大学, ⁴⁾京都工芸繊維大学

(原稿受付: 2020年 8 月17日)

本節では、粒子や熱が周辺プラズマ中でどのように輸送され、第一壁やダイバータ材料をどのように損傷させるかを議論する。周辺プラズマ部での輸送に関しては、EMC3-EIRENE コードを用いた最新の解析結果を中心に紹介し、加えてペレット入射による周辺 MHD 不安定性制御の非線形シミュレーション結果を紹介する。プラズマ・壁相互作用については分子動力学を用いたシミュレーションの最新の成果について紹介する。特に、周辺プラズマ領域では水素分子の分子活性再結合反応が大きな役割を担う。それを解明するには水素分子の振動・回転状態が必要となる。分子動力学法・EMC3-EIRENE コード・中性粒子輸送コードを組み合わせることで、水素分子の状態を求めた。さらに、大学との共同研究として進めてきた、タングステンファズ構造光学特性の FDTD シミュレーション、トリチウムの β 崩壊による DNA への影響を調べる分子動力学シミュレーションも紹介する。

Keywords:

peripheral plasma transport, EMC3-EIRENE code, closed divertor, impurity, stochasticity, chaos coordinates, anisotropic heat transport, plasma wall interaction, tungsten, fuzz structure, neutral transport code, rovibrational population, collisional-radiative model, molecular dynamics, binary collision approximation, density functional theory, kinetic Monte Carlo method, divertor tile, plasma facing material, tritium, DNA, telomere structure, FDTD, Drude-Lorentz model, complex dielectric constant, optical reflectance

2.4.1 LHD 周辺プラズマにおける不純物輸送モデリング研究

開いた磁力線で特徴づけられる周辺プラズマは閉じた磁力線を持つ炉心領域を覆い、壁との接触を持つ。そして、燃料ガスである中性水素分子、およびそれが解離した原子、装置壁や不純物ガス導入に由来する不純物など、多数の物理要素を含む。このことは、揺動・輸送・平衡分布等の研究において炉心とは異なる数値モデルや解析手法の必要性があることを意味する。また、大型装置における熱負荷予測やその低減手法、炉材料の損耗や再堆積など、工学要素との関わりが深く、基礎的な物理要素の研究に基づいた統合的な輸送モデル研究の重要性が増している。このような状況から、EMC3-EIRENE コードを基盤とした周辺輸送モデル開発を進めてきている。

本コードは Max-Planck-Institut für Plasmaphysik (ドイツ) で開発されているプラズマ流体輸送コード EMC3 と、Forschungszentrum Jülich (ドイツ) で開発されている

中性粒子輸送コード EIRENE を結合したものであり、装置やプラズマの実三次元形状を取り扱うことができ、世界的にも多数の装置で利用実績のあるコードである。国内の核融合プラズマ実験装置の周辺プラズマモデリングにおいては、LHD (核融合研) [1] を中心に、Heliotron J (京大) [2], JT-60SA (量研機構) [3], NAGDIS-II (名大) [4], GAMMA 10/PDX (筑波) の 5 装置に導入されており、いずれも数値実験炉研究プロジェクトが中核として共同研究を推進してきた成果である。また、国外でも EAST (ASIPP 中国) に関して、大連理工大学 (中国) と同コードを用いた共同研究 [5] を実施するとともに、同コードの開発やモデル拡張に関して開発者と密に連携しており、国際的な研究ネットワークの構築に貢献している。EMC3-EIRENE コードに関する共同研究によって、複数の TOP10% および TOP20% 論文を含む、20編を超える論文が出版された。

LHD におけるモデリング研究の進展として、分光計測との比較による不純物輸送モデリング [6-8], タングステン

輸送モデリング[9,10], ダスト輸送モデリング[11-13], LHD 型原型炉の液体ダイバータコンセプトに関する研究[14]などがある。以下では, 不純物ガス導入放電における不純物輸送研究[15,16]について述べる。

ネオン導入放電と窒素導入放電のそれぞれを模擬した EMC3-EIRENE 計算を行った。一般に, 気体原子のイオンが物質表面に到達すると, 表面再結合反応で電子を得て, 中性気体として空間に放出される。この過程をリサイクリングと呼び, その放出割合をリサイクリング係数と呼ぶ。希ガスであるネオンは化学活性が低く, 窒素は化学活性が高いことから, それぞれのリサイクリング係数を 1 と 0, すなわち全て放出あるいは吸収として元素の特性を計算モデルに組み入れた。図 1 にネオン導入放電と窒素導入放電それぞれを模擬した EMC3-EIRENE 計算で得られたプラズマ発光分布を示す。装置内に閉じ込められてネオン発光はトロイダルに広く分布する一方, 窒素発光はガス導入位置付近で電離した後, 壁で失われるために局所性をもつ分布となった。

実験においても, ネオンと窒素の局所性の違いが得られている。図 2 に, 横長断面の内側ダイバータにおける粒子束のトロイダル方向分布を示す。図に示した量は, 静電プローブで計測されたダイバータ粒子束であり, ガス導入前を基準としたガス導入後の相対値である。実験においては一部変動はあるが, 基本的にはガス導入後に粒子束が減少している。また, ネオンについては概ねトロイダルに様に減少するのに比べ, 窒素にはガス導入位置の近くで局所的な変化が見られる。さらに, 2つのダイバータ列について異なる分布となっている。これらの特徴が数値モデルに

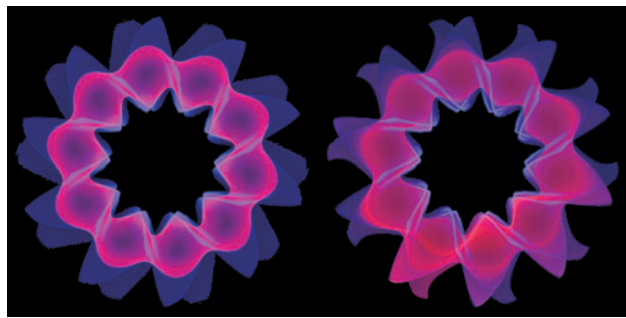


図 1 装置上部から見たプラズマの発光分布。左右はそれぞれネオンおよび窒素ガス放電であり, 不純物発光を赤, 水素発光を青で可視化している。

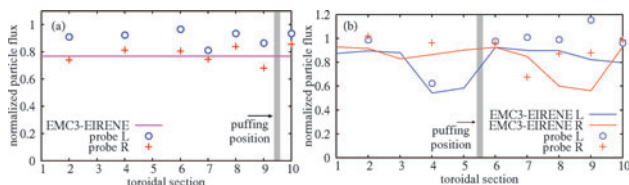


図 2 (a)ネオン導入放電および(b)窒素導入放電におけるダイバータ粒子束のトロイダル分布の実験と数値モデルの比較。+および○はプローブで計測された粒子束で, 実線は数値モデル。赤と青はそれぞれ右側ダイバータと左側ダイバータに相当し, ネオン導入の数値モデルについては, モデルの原理的に左右が同一の値を持つため, 区別せず紫で示す。

においても定性的によく再現されており, リサイクリング係数の違いによって, トロイダル一様性・非一様性の違いが説明された。このように素過程に基づく輸送機構の違いと結果をモデルと実験の両面から結びつけた研究は他になく, 不純物輸送モデリング研究において重要な成果である。また, 複数のボロメータ計測を併用して, 不純物の放射パワーを定量的に推定する研究も進めている。

2.4.2 ペレットによる周辺 MHD 不安定性制御 —スペイン・カタルーニャ工科大学との共同研究—

ダイバータ部に流入する熱・粒子束は, コアプラズマから輸送される定常的なもののほかに, プラズマ周辺部で駆動される MHD 不安定性によってももたらされる。トカマクの場合, 周辺局在化モード (Edge Localized Mode) の存在が大きな問題となっている。周辺輸送障壁の形成と共に高い圧力勾配をもつペデスタル部が形成され, そこで駆動される非定常な熱・粒子束がダイバータ材料に大きな損傷を与えることが危惧されている。ELMの存在はHモードにとっては必然であるために, 外部からの制御ノブを用いてELMを抑制・低減するための試みが行われている。ELM抑制のための方法としては, 外部共鳴磁場摂動の応用が考えられており, 大きな成果を上げている。しかし, 共鳴磁場摂動を効率よくプラズマに印可するためには, 真空容器内にコイルを設置する必要がある。将来の核融合炉では使えない可能性が指摘されている。そこで, 将来の核融合炉での周辺 MHD 不安定性抑制の制御ノブとして, アイスペレットを短い周期で連続して入射し, ELMと異なる周波数の密度揺動を人為的に引き起こすことで, ELMの周波数を高めに持ってゆく, つまり, ペーシングすることで熱・粒子束を低減する試みが行われている。このことは, トカマクだけでなく, LHDをはじめとするステラレータにとっても重要な課題である。

そこで, 核融合科学研究所で開発されている非線形拡張 MHD コード MIPS[17]にペレットの溶発モデルを導入し, ペレット入射によりステラレータでも不安定性の駆動が可能かを数値シミュレーションした。ペレットの溶発モデルとしては, トカマクの ELM ペーシングで実績のある NGS モデルを導入した。図 3 に, 水素ペレット入射により形成されたペレットの溶発クラウドを示す。 $m/n = 2/1$ の構造を持ったペレット溶発雲が形成されていることがわかる。

この密度揺動により, 周辺 MHD 不安定性が駆動されるかどうかを調べた結果を図 4 に示す。ペレットサイズを変えた場合の磁気エネルギーの発展を示した。ペレット入射がなしの場合, 磁気エネルギーは成長せず, 安定なプラズマであることがわかる。しかし, ペレットサイズを増加させるとともに, 磁気エネルギーの成長が大きくなる。このことは, ペレット入射による密度揺動が確かに MHD 不安定性を駆動していることを示している。

今後は, MHD 不安定なプラズマに対し, 周期的な密度揺動を加えることでペーシング化可能かどうか調べる予定



図3 水素ペレット入射の溶発により形成されたペレットクラウド。 $m/n = 2/1$ の構造を持ってプラズマ中に現れる。

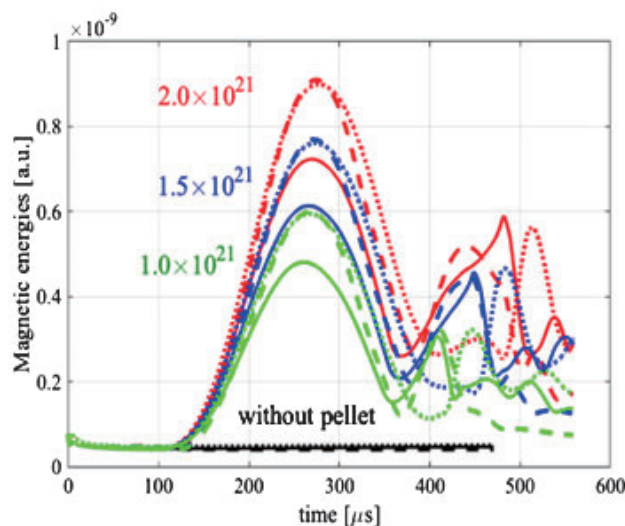


図4 水素ペレットサイズを変えた場合の磁気エネルギーの非線形発展。線の色はペレットサイズの違いを表す。黒線は参考のため、ペレットなしの場合である。線種はそれぞれモード数を表し、実線は $m/n = 2/1$ モード、破線は $m/n = 2/2$ モード、点線は $m/n = 2/3$ モードを表す。

である。

2.4.3 ヘリウムプラズマで誘起されるファズ構造形成過程の解明

ヘリウムプラズマ照射をタングステン表面に照射すると、金属固体中にスケールのヘリウム気泡（ヘリウムバブル）が発生する。さらに照射を続け、総照射量が 10^{24} m^{-2} 程度に達すると、表面から繊維状のナノ構造（ファズ構造）が生えてくる。本現象において、ヘリウムバブルが凝集するメカニズムや表面でバブルが割れる過程は、密度汎関数理論（DFT）計算[18-20]や、分子動力学（MD）[21]を利用して調べた。また、MD-MC ハイブリッド法（MC：モンテカルロ法）[22, 23]を利用した計算によって、表面でバブルが割れることで、タングステンが一部めくれ上がり、表面の凹凸が形成される様子を再現した。当時はこれがファズ構造の形成を再現したものだと考えたが、その後の追加計

算により、これだけでは表面に凹凸が出た後のファズの成長が見られず、シミュレーションに取り入れたメカニズムが不足しているという考えに至った。つまり、MD-MC ハイブリッド法は、ファズ形成の為の初期過程である表面の凹凸の形成までしか扱えない。

そこで、ファズ構造がより長く成長していく機構を解明すべく、H28年度以降はハイブリッド法の更なる拡張に取り組んだ。幾つかの試みの中で、上手くいったものはBCA-MD-KMC 三連ハイブリッド法（KMC：動的モンテカルロ法）[24]によるものであった。先のMD-MC ハイブリッド法では、照射されたヘリウムバブルの拡散過程をランダムウォーク様のモンテカルロ（MC）計算で解き、ヘリウムバブルが形成されることによる圧力で材料が変形する過程をMDで解いた。これにより、表面の破裂やループパンチングが再現できる。一方で、ヘリウムプラズマの入射エネルギーは数十 eV であり、スパッタリング閾値を遥かに下回ることから、ヘリウムの照射・散乱過程は計算では解いておらず、入射エネルギーに応じた飛程（侵入深さ）の材料中の個所にランダムにヘリウム原子を追加するだけであった。一般的に入射に関しては他のグループの大規模MD等でも同様の扱いがされている。しかし、本BCA-MD-KMC 三連ハイブリッド研究では、あえて照射・散乱過程を二体衝突近似（BCA）で解くこととした。

実際にBCA-MD-KMC ハイブリッドコードを用いたベンチマーク計算を行い、1日程度の計算によって1秒相当のヘリウム照射時間に到達することができた。ファズの形成に必要な総照射量には達していないが、ヘリウムバブルが表面で破裂する様子を再現できた。破裂によってできる穴は最初は原子数個分の大きさであるが、照射を続けることで穴が徐々に大きくなっていく過程を見ることができた。これは2次元モデルであったMD-MC ハイブリッド法では見ることのできなかった過程である。

本コードの特徴は計算速度の速さにもある。ハイブリッド化することで、MDだけでは到底到達できない照射時間を達成できる。特に照射過程にMDではなくBCAを使った理由は、MDでは計算時間が掛かり過ぎて必要なフルエンスに達しない為である。BCAを使えばファズの形成に必要な総照射量である 10^{24} m^{-2} に達する見込みである。実際に今回のベンチマークによって、2か月程度の計算時間を費やすことで目標である100秒間相当の照射時間、すなわち、ファズの形成に必要な総照射量である 10^{24} m^{-2} の達成が可能であると予測された。特に、実験同様の照射頻度（フラックス）で計算できるため、照射によるヘリウムの増加と、材料中の拡散を経た放出による現象、バブルの形成頻度など、プラズマ側で駆動される現象の速度と、材料固有の内部の現象の速度の正しい競争が再現できる点が強みである。今後はこれをファズ構造以外のプラズマ・物質相互作用現象へ広く展開していくことをめざす。

2.4.4 分子動力学にもとづく水素プラズマ対向壁リサイクリングモデルの構築による中性粒子輸送コードの精密化と LHD 発光線解析 —信州大学・山形大学・京都大学との共同研究—

エルゴディック領域・ダイバータ領域等の周辺領域での水素原子分子の輸送や反応は、コアプラズマへの燃料補給やプラズマの閉じ込めに大きな影響を与えられ、それらは炉壁の熱負荷軽減の役割を担うことも期待される。しかし、プラズマ対向壁において反射・放出されるのは原子か分子か（もしくはその比率はいくらか）、それらの運動量・運動エネルギー分布はどうか、さらに分子であれば振動・回転状態はどうなっているのかが、その後の粒子の輸送や反応に重要であるにもかかわらず、情報は乏しい。そこで本研究は、澤田(信州大)、齋藤(山形大)、蓮尾(京都大)、小林・河村・中村(核融合研)により、これらの情報を分子動力学に基づいて計算する水素プラズマ対向壁リサイクリングモデル構築を進めた[25, 26]。さらにこれらの情報を取り入れた衝突輻射モデルを開発し、中性粒子輸送コードと統合することで、LHDで観測される水素発光線の解析を可能とし、周辺領域での水素原子分子の挙動理解に資することを目的とした。本共同研究に参加する研究者が各々の機関で独自に取り組んできた研究を発展させ、かつ有機的な連携を図ることで、近い将来の LHD 実験に貢献をめざした。具体的な実施内容としては、(1)炭素壁水素リサイクリングモデルを開発し、壁からの放出水素分子・原子の情報を計算し、水素分子の振動・回転状態を考慮した中性粒子輸送コードへの提供を行う。(2)EMC3-EIRENEを用いてLHDにおける電子・イオンの温度・密度分布を計算し、中性粒子輸送コードと連携する。(3)LHDで観測される水素発光線を計算し分光計測結果と比較することで周辺領域での水素原子分子の挙動を求める。

(1)炭素壁水素リサイクリングモデルの開発：分子動力学(MD)法を用いて炭素壁への水素入射を計算するコードを開発した。原子間相互作用は、炭素水素系の共有結合モデルとして広く使われる Brenner ポテンシャルを用いた。図5に示すように、炭素原子3872個、水素原子2080個からなるアモルファス炭素を用意し、Langevin熱浴(NVTアンサンブル)を用いて300Kまで昇温する。その後、熱浴を外し(NVEアンサンブル)、アモルファス炭素に水素を1原子入射させる。水素原子入射後50psの間に放出される水素原子・分子・炭化水素等の放出粒子の放出角、並進エネルギー、振動準位、回転準位等を調べる。古典MD法を用いたりサイクリングモデルから得た放出水素分子の角運動量とエネルギー固有値から、対応する振動・回転状態を算出する方法を確立した。図6に、本計算モデルから得られた回転準位 J の分布を示す。

(2)中性粒子輸送コードとプラズマ流体コード EMC3 との連携：中性粒子輸送コードでは、電子温度・密度・イオン流などのプラズマ(荷電粒子)の情報を要する。EMC3-EIRENEの出力を上記の中性粒子輸送コードで利用

するため、コードの入出力を整備した。さらに、中性粒子輸送コードに、精密な LHD 閉・開ダイバータ形状を組み込んだ。

(3)中性粒子輸送コードとリサイクリングモデルの連携：リサイクリングモデルの出力を中性粒子輸送コードの水素原子・分子粒子源として利用するために、コード入出力を整備した。図7に、本課題で開発した炭素壁水素リサイクリングモデルから得た放出粒子の振動状態・回転状態等の情報、および、プラズマ流体コード EMC3 により得られた LHD の電子温度・密度・イオン流などのプラズマ(荷電粒子)の情報を取り入れた中性粒子輸送計算の結果を示す。

2.4.5 ヘリウムプラズマで誘起されるファズ構造光学応答の解明 —名古屋大学・九州大学・九州工業大学との共同研究—

タンダステンにヘリウムプラズマをある条件下で照射す

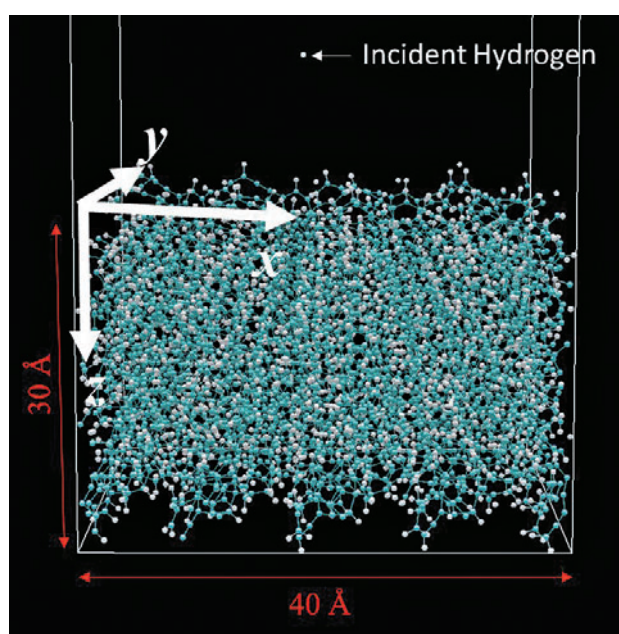


図5 炭素壁水素リサイクリングモデルとして計算した分子動力学計算の系。

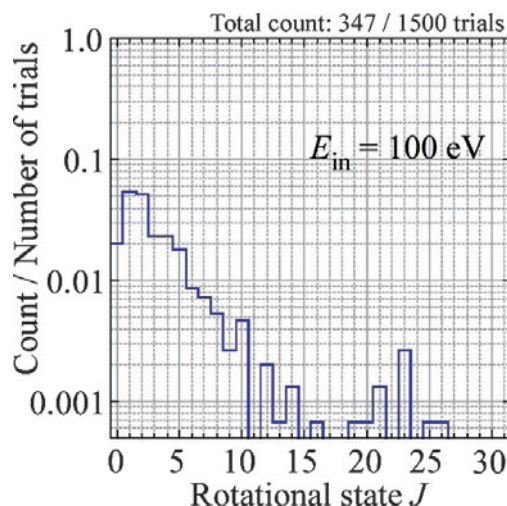


図6 放出された水素分子の回転準位 J の分布。

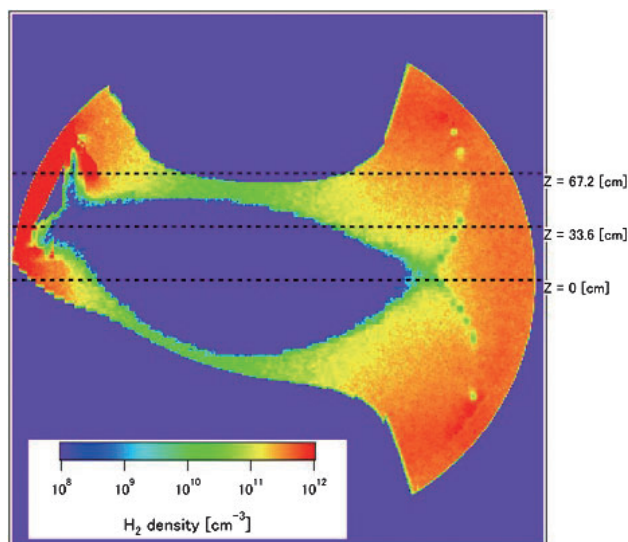


図7 素分子の振動・回転状態を区別した中性粒子輸送コードにより計算したLHD内の水素分子分布。壁でのソースとして、本課題で開発した炭素壁水素リサイクリングモデルから得た放出粒子の振動状態・回転状態等の情報を取り入れた。また、プラズマ流体コードEMC3により得られたLHDの電子温度・密度・イオン流などのプラズマ（荷電粒子）の情報も組み込んでいる。

ると、タングステン表面にファズ構造が生成することが実験で分かっている。このような構造変化により、タングステンの光学的特性が変化することが、大野研（名大）より報告された。例えば、入射波の波長が633 nmの時、タングステン平板の反射率が51%であるのに対してナノ構造タングステンは1%に減少する。

前述大野研究室（名大）では、このファズ構造の光学特性を生かして、産業応用として光触媒としての応用が期待されている。光触媒とは光が当たると、その表面で強力な酸化力が生まれ、接触してくる有機化合物や細菌などの有害物質を除去することができる環境浄化材料である。ファズ構造の光吸収率がほぼ100%であることから、光触媒としての効果を最大限引き出す可能性がある。

しかしながら、なぜ表面構造がファズ構造化することで光学反射率が低下するのかの原因は未だ説明されていない。そこで、大野研究室（名大）と共同研究を行い、FDTD法（Finite Difference Time Domain method）による電磁場シミュレーションによって、タングステンファズ構造の光学反射率低下のメカニズム解明を行った。

FDTDシミュレーションでは、ファズ構造を単純化した凸凹モデルを持った構造を用いて、ナノ構造による局所的な電磁波強度の閉じ込め現象を見出すことができた。これは、フォトニック結晶の研究で広く知られることになった電磁場の閉じ込め現象と同じ機構で発生するもので、ファズ構造が、フォトニックフラクタルとして振る舞うことを発見することができた。

さらに、名大・九大・九工大・核融合研の共同研究の成果として、タングステンファズ構造の三次元構造の正確な空間情報を、電子顕微鏡を用いて得ることもできた（図8）。この手法は、たんぱく質の3次元構造を得るため

に用いられる手法を利用したものである。この実際のファズ構造をコンピュータ上に再現し、FDTDシミュレーションを行い、図9のように電磁波特性を計算も行うことができた。その結果、300 nmの平面波を照射した際に、99.24%で電磁波が吸収されることを求めることができた。

2.4.6 トリチウムのヘリウム3への壊変によるDNA構造変化のシミュレーション 一京都工芸繊維大・九州工業大学・物質・材料研究機構・理化学研究所・同志社大・富山大・静岡大・分子研との共同研究一

本研究は、蛍光顕微鏡および電子顕微鏡を用いたDNA一分子観察法により、トリチウム（三重水素、 ^3H ）による

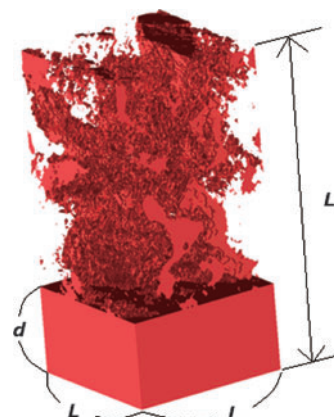


図8 タングステンファズの実際の構造。ファズは、大野研究室（名大）、吉田氏（九大）、矢嶋氏（核融合研）に作成いただいた。三次元構造は安永氏（九工大）により測定された。サイズは $L = 202 \text{ nm}$, $d = 110 \text{ nm}$, $L_z = 530 \text{ nm}$ である。

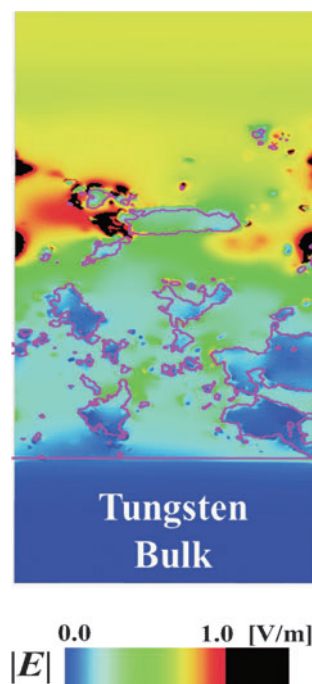


図9 タングステンファズ構造に照射した際の電場 E の空間分布。照射された電磁場が、黒色になっているところで局所的に強められ、それにより隣接するタングステンに吸収されやすくなる。

DNA二本鎖切断の機構(切断の速度論, トリチウム濃度依存性, 直接作用と間接作用の割合等)を定量的に明らかにすることをめざし, 平成29年度及び30年度には自然科学研究機構分野間連携事業のサポートをうけ, 富山大波多野教授を代表に, 核融合研, 京都工繊大, 九工大, 物材機構, 理研, 同志社大, 富山大, 静岡大, 分子研の共同研究として進めている[27].

さて, トリチウムに特有の壊変効果として, DNA分子中の軽水素に置換したトリチウムが ^3He に β 壊変することによる化学結合の切断がある. 本研究では, この化学結合の切断に伴うDNA部分構造の変化を, 分子動力学(MD)法を中心とする計算機シミュレーションにより明らかにし, 壊変の二本鎖切断への寄与を評価する. 福島第一原子力発電所廃炉作業においてトリチウムを含む大量の汚染水の処理が問題となっており, 希釈海洋放出等の処理が現実味を帯びつつある. 汚染水中のトリチウムが大きな社会的問題となれば, トリチウムを燃料とする核融合炉の研究推進に致命的な悪影響を及ぼす恐れがある. 一般市民が不安視するのは, 癌の発生や遺伝的影響等の確率の影響である. これらは, 放射線によるDNA損傷, 主には二本鎖切断に起因する. すなわち, 低線量放射線によるDNA二本鎖切断が定量的に解明され, 他のリスクと容易に比較できるようになれば, 市民の不安を和らげ, トリチウムの社会問題化を防ぐことにつながる. DNA一分子観察法によるDNA二本鎖切断の評価は, 放射線のみならず, 超音波や光など, 他の刺激によるDNA切断[27]にも容易に適応でき, 放射線と, 一般市民にとってより身近な刺激とのリスクを比較するのに適している.

具体的なDNA構造変化をシミュレーションするための準備として, 鎖状高分子での構造変化を調べた. 今回扱った高分子として, 3000個のメチレン($-\text{CH}_2-$)基からなる鎖状分子のunited atomモデルを取り上げ, 汎用ソフトLAMMPSを使って分子動力学(MD)計算を行った[28, 29]. まず, 一本の鎖状分子を800 Kから300 Kまで冷却し, 配向秩序構造の形成を確認した. 次に, この配向秩序構造から, 一定の比率でランダムに水素を取り除いた. その後, 300 KにおいてMDシミュレーションを1,000,000ステップ(1 ns)実行した. 続いて, 300 Kから800 Kまで, 500 K/10 nsの加熱速度でMDシミュレーションを10,000,000ステップ(10 ns)実行し, 構造変化過程を解析した. その結果, 300 Kにおいて, 取り除いた水素数が大きいほど配向秩序パラメータが小さくなることがわかった. また, 温度の上昇とともに, 高分子が配向秩序構造から糸まり状の無配向構造へと変化した. さらに, 取り除いた水素数が大きいほど, 無配向構造への転移温度が下がることも明らかになった.

次に, DNAの局所的な構造変化については, DNAの特徴的な繰り返し構造(TTAGGG, ただしTはチミン, Aはアデニン, Gはグアニン)とそこに局在するタンパク質からなるテロメアを取り上げ, 汎用ソフトUSCF Chimeraを使ってDNAのみを抽出した[30]. 取り出したDNA中のグアニンが有する水素の一部をHeに置換した際のDNA

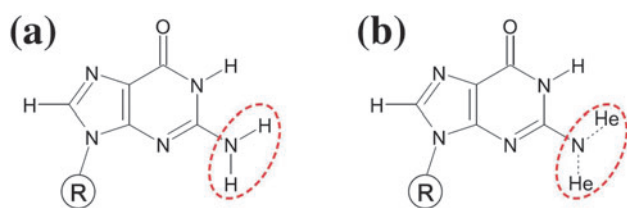


図10 (a)もともとのグアニンの構造. (b)水素結合をつかさどる2つの水素原子が, ^3He に置き換えられた構造.

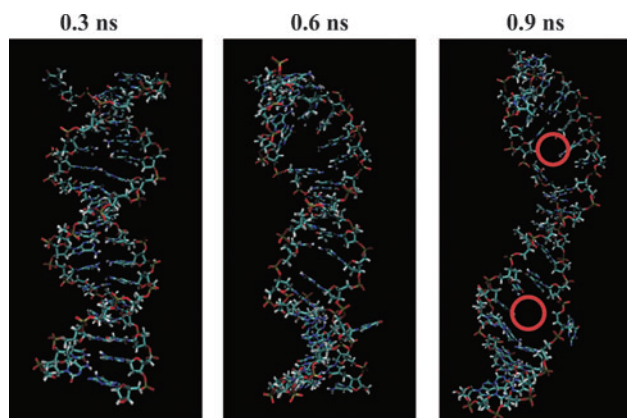


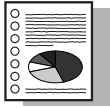
図11 分子動力学法を用いて計算したDNAテロメア構造の時間発展. グアニン中の16個のH原子が, ^3He に置き換えられている. 系の温度は310 Kに設定されている. 時間が経つと0.9 nsでは, 二本鎖間に隙間(赤丸)が生じる. これより, 二本鎖を繋ぐ水素結合が弱くなったことがわかる.

構造変化をNAMD (Nanoscale Molecular Dynamics) を使って分子動力学計算した. 具体的には, 34個の塩基分子(グアニンは8分子)と水分子からなる体系($8 \times 8 \times 12$ nm)を構築し, 水素をHeに置換したグアニン(図10)を0から8個の置換し, DNAの構造変化をMDシミュレーションした. 置換He数の増大に伴い, DNA水素結合が弱まることわかった(図11). また, このような構造変化を原子位置の平均二乗偏差(Root Mean Square Deviation, RMSD)で定性的に追跡できることを見出した[30].

参考文献

- [1] G. Kawamura *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **54**, 437 (2014).
- [2] R. Matoike *et al.*, Plasma Fusion Res. **14**, 3403127 (2019).
- [3] H. Tanaka *et al.*, Contrib. Plasma Phys. *in press*.
- [4] T. Kuwabara *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **56**, 598 (2016).
- [5] B. Liu *et al.*, Plasma Phys. Contrib. Fusion **62**, 035003 (2020).
- [6] S. Dai *et al.*, Nucl. Fusion **58**, 096024 (2018).
- [7] S. Dai *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **56**, 628 (2016).
- [8] S. Dai *et al.*, Nucl. Fusion **56**, 066005 (2016).
- [9] M. Shoji *et al.*, Plasma Fusion Res. **14**, 3403057 (2019).
- [10] M. Shoji *et al.*, Nucl. Mater. Energy **17**, 188 (2018).
- [11] M. Shoji *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **60**, e201900101 (2019).
- [12] M. Shoji *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **58**, 616 (2018).
- [13] M. Shoji *et al.*, Nucl. Mater. Energy **12**, 779 (2017).
- [14] G. Kawamura *et al.*, Plasma Fusion Res. **13**, 3403034 (2018).
- [15] G. Kawamura *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 084005 (2018).
- [16] H. Tanaka *et al.*, Nucl. Mater. Energy **12**, 241 (2017).

- [17] Y. Todo *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, S2062 (2010).
- [18] A. Takayama *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **52**, 01AL03 (2013).
- [19] K. Omori *et al.*, Nucl. Mater. Energy **16**, 226 (2018).
- [20] K. Omori *et al.*, J. Appl. Phys. **121**, 155301 (2017).
- [21] A.M. Ito *et al.*, Phys. Scr. **T159**, 014062 (2014).
- [22] A.M. Ito *et al.*, J. Nucl. Mater. **463**, 109 (2015).
- [23] A.M. Ito *et al.*, Nucl. Fusion. **55**, 073013 (2015).
- [24] A.M. Ito *et al.*, Plasma Fusion Res. **13**, 3403061 (2018).
- [25] K. Sawada *et al.*, Contorib. Plasma Phys. **60**, e201900153 (2020).
- [26] S. Saito *et al.*, Contorib. Plasma Phys. **60**, e201900152 (2020).
- [27] Y. Hatano *et al.*, Fusion Eng. Des. **146**, 100 (2019).
- [28] S. Fujiwara *et al.*, J. Adv. Simul. Sci. Eng. **6**, 94 (2019).
- [29] H. Li *et al.*, Plasma Fusion. Res. **14**, 3401106 (2019).
- [30] H. Nakamura *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **59**, SAAE01 (2019).



プロジェクトレビュー

2. 核融合プラズマシミュレーション研究の進展

2. Progress in Simulation Study of Fusion Plasmas

2.5 統合輸送解析スイートの構築

2.5 Development of Integrated Transport Analysis Suite

横山 雅之^{1,2)}, 關 良輔^{1,2)}, 奴賀 秀男¹⁾, 山口 裕之¹⁾, 鈴木 千尋^{1,2)},
佐藤 雅彦¹⁾, 村上 定義³⁾, 森下 侑哉³⁾ for TASK3D-Users and Developers
YOKOYAMA Masayuki^{1,2)}, SEKI Ryosuke^{1,2)}, NUGA Hideo¹⁾, YAMAGUCHI Hiroyuki¹⁾,
SUZUKI Chihiro^{1,2)}, SATO Masahiko¹⁾, MURAKAMI Sadayoshi³⁾,
MORISHITA Yuya³⁾ for TASK3D Users and Developers

¹⁾自然科学研究機構核融合科学研究所, ²⁾総合研究大学院大学, ³⁾京都大学大学院工学研究科

(原稿受付: 2020年 8月17日)

LHDをはじめとしたヘリカル系プラズマを主な対象とした統合輸送解析スイート TASK3D の開発・運用がさらに進展した。TASK3D の開発戦略は以下の2通りである。LHD 実験データに基づいた【LHD 実験データ解析型 (TASK3D-Analysis, TASK3D-a シリーズ)】は、輸送現象に関する LHD 実験解析の基盤となっており、各種モジュールの実験検証や高精度化などが行われている。一方、【到達パラメータ予測型】は、輸送モデルを導入して到達パラメータ (温度など) を予測するものである。最近、データ同化手法の導入が急速に進展し、LHD 実シートの解析を通じた輸送モデル最適化に着手している。本節では、前回のプロジェクトレビュー以降のこれらの進展について特筆する。

Keywords:

integrated transport analysis suite, TASK3D(-a), LHD, thermal transport modelling, data assimilation

2.5.1 はじめに (おことわり)

本節の末尾以外の文章と図は、統合輸送解析スイートの構築に係る文章 (核融合科学研究所30年史 (2019年) [1] や、プラズマ・核融合学会誌小特集「統合コードによる磁場閉じ込め核融合プラズマシミュレーションの現状と今後の展望」(2019年 9月号) [2]) における TASK3D に関する記載からの転載・改筆である。

2.5.2 LHD 実験データ解析型統合輸送解析スイート TASK3D-a の進展

3次元平衡、NBI加熱、熱輸送過程といった各種要素解析コード (モジュール) の統合作業を経て、2012年 9月に、初版である TASK3D-a01 をリリースした [3]。TASK3D-a01 の構築によって、熱輸送解析の自動化が大きく進展した。温度分布や密度分布の時間変化も考慮したダイナミック輸送解析の結果も提供することができるようになった。

より広範な LHD 実験条件への適用を図るため、モジュールの追加や高精度化を行い、TASK3D-a02 としてリリースした。a02 では、新古典熱・粒子拡散フラックスを評価する GSRAKE コード [4] を組み込んだ。これによ

り、a01 での実験的なエネルギーバランス解析とともに、新古典エネルギーフラックス解析が同時に行われることになった。また、ECH 加熱分布を評価する LHDGauss コード [5] および TRAVIS コード [6] も導入したことで、ECH 吸収パワーを取り込んだエネルギーバランス解析が行えるようになり、a01 段階での NBI プラズマ解析から解析対象の格段の拡張が実現した [7]。

計算規模や必要資源の違いから統合が困難である大規模シミュレーションコードについても、TASK3D-a から LHD プラズマの平衡や温度・密度分布などを提供するという連携を確立した。その一例として、GNET [8] による NBI 加熱計算への必要データ提供を挙げることができる。これにより、大規模シミュレーションによる LHD プラズマ解析の実施や国際コードベンチマーク活動 [9] が円滑にできるようになったことも TASK3D-a の成果である。

複数イオン種から成る LHD プラズマや LHD 重水素実験への対応をさらに進めて、軽水素、重水素、ヘリウム存在下での NBI 加熱計算 [10] に対応した a03, a04, さらにベイズ統計に基づく密度分布計測較正データ [11] への対応を行った a05 など次々に機能拡張を行った (図 1)。その他の

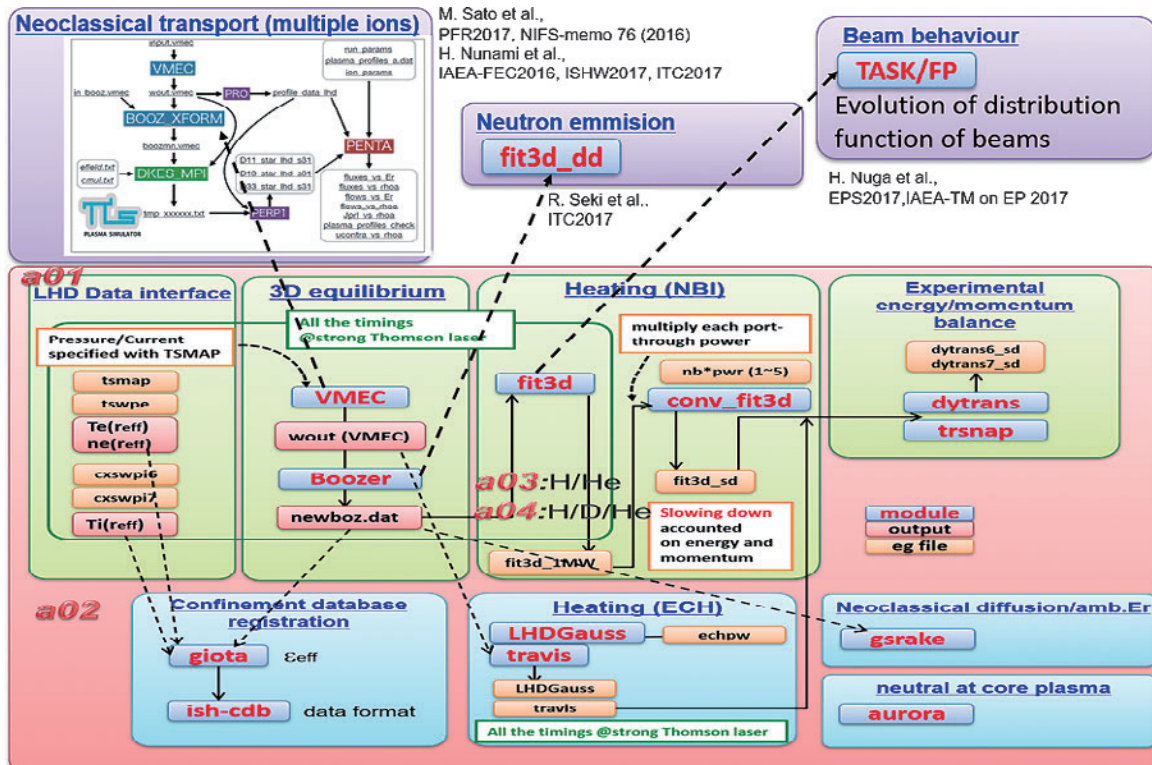


図1 LHD実験データ解析型(TASK3D-aシリーズ)の機能拡張の進展。中央部横一列で示されたa01版から、下段に記された機能拡張(a02版)、NBI加熱モジュールを中心とした複数イオン種(軽水素、ヘリウム、重水素)対応(a03, a04)、校正密度分布対応、さらに、複数イオン種の新古典輸送解析に関する大規模シミュレーションコードとの連携や高エネルギー粒子挙動に関する機能拡張(上段部)などの進展を遂げている。

バージョンアップも含めて、現在、a07まで存在している。これらの機能拡張により、同位体効果研究の基盤となる解析データベースの作成に大きく貢献している[12]。

また、LHD重水素実験における中性粒子計測、高エネルギー粒子挙動の定量評価の基盤としての役割も果たしている。特に、中性粒子ビーム入射加熱モジュールは、LHD重水素実験によって定量的な評価が可能となったことから、その実験検証が精力的に進められている。図2にTASK3D-aにおける中性粒子ビーム入射加熱モジュールの計算フローを示す。LHD重水素実験では、プラズマの温度に対して中性粒子ビームのエネルギーが高く、かつ高電力であるため、核融合反応によって生じる中性粒子線計測を用いたプラズマ内部の高速イオン密度の推定が可能である。TASK3D-aにおける中性粒子ビーム入射加熱モジュールの一つであるFIT3Dコード[13,14]においても、計測結果との比較を通じたコードの検証が行われている。FIT3Dは、高速中性粒子のプラズマ中でのイオン化位置の評価(HFREYA)、短時間の軌道追跡による初期イオン損失評価(MCNBI)と、定常的な高速イオン密度および加熱パワーの評価を行う解析的なフォッカープランク計算(FIT)を連結したコードである。この連結によって、一般にフォッカープランク解析に取り入れることが難しい高速イオンの軌道幅効果を中性粒子ビーム加熱解析に取り入れることができ、かつ、フォッカープランクによる高速な加熱解析が可能となっている。FIT3Dは高速イオンの減速過程における粒子損失をほとんど考慮していないため、加熱パワーを過大評価していることが想定されている。これま

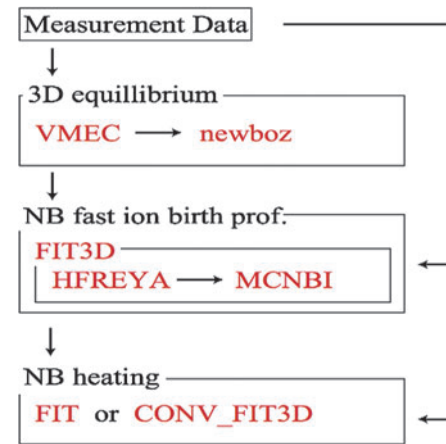


図2 TASK3D-aにおける中性粒子ビーム入射加熱モジュールの計算フロー(参考文献[2]より転載)。

で、不純物を考慮しない場合、LHDの標準的な磁場配位におけるFIT3Dの計算結果は中性粒子発生率の計測結果と比べて2倍程度の過大評価をしていることがわかっている[14]。

ベレット入射のように密度が大幅に変化する場合などの、フォッカープランクの定常解を使用するFIT3Dでは加熱パワーが評価できない場合に対応して、TASK3D-aでは加熱の時間発展を求めることのできるCONV_FIT3Dコード[15,16]の実装や検証も行われている。CONV_FIT3DはFIT3Dのフォッカープランク部分を置き換えることを目的としたコードであり、高速イオンの減速方程式を解くことによって、中性粒子ビームによる高速イオン密度およ

び加熱パワーの時間発展を得ることができる。CONV_FIT3Dは、高速イオンの減速過程を評価することが可能であり、HFREYAやMCNBIと連結することで、中性子発生率の減衰時間をLHD実験と検証することが可能になっている。図3は、短パルスの中性粒子ビーム入射時における中性子発生率の計測結果とCONV_FIT3Dによる計算結果を比較したものである。ここでは、プラズマ中の不純物の存在を考慮していないこと、高速イオン減速過程における粒子損失を考慮していないことなどの要因によって、計算結果は過大評価になっている。この計測結果と計算結果との差から、高速イオンの実効的な粒子閉じ込め時間とプラズマの有効電荷数を推定することが可能であり、この推定値を用いて中性子発生率の再評価を行った結果が図4である。計測結果と近い計算結果が得られたことから、妥当な評価が行われていると考えられる。CONV_FIT3Dでは、このような高速イオンの減速過程の検証を通して、実効的な高速イオン閉じ込め時間のモデルの開発も行われており、開発されたモデルはCONV_FIT3Dに取り入れられる予定である。

また、3次元フォッカープランクコードであるTASK/FP[17]は、実空間1次元、速度空間2次元の空間において、中性粒子ビーム由来の高速イオン速度分布の時間発展を計算することが可能であり、TASK3D-aへの実装が進められている。TASK/FPでは、CONV_FIT3DやFIT3Dと異なり、高速イオン速度のピッチ角を考慮していることにより、高速イオンどうしの衝突による核融合反応の寄与を求めることができる。TASK/FPでは速度空間2次元での高

速イオン速度分布を評価できるため、荷電交換分光などの高速イオンの速度空間の情報も含めた計測との比較検証が可能である。TASK/FPにおいても、FIT3Dと同様にHFREYAやMCNBIと連結し、高速イオンの軌道幅効果を取り入れた実験との比較検証が可能になっている。

このようにTASK3D-aは、要素モジュールの追加や高精度化が次々と進められ、LHD実験、特に重水素実験における多様な研究課題や系統的検証研究のための統合解析基盤として運用がされている。今後の課題は枚挙に暇がないが、喫緊のものとしては、イオンサイクロトロン波加熱モジュールの導入、モジュールとしての導入が可能な不純物輸送コードの検討と導入、周辺プラズマ解析との連携などが挙げられる。ITER統合モデリング専門家会合において、大型実験において実験データと密に連携して運用されている統合解析スイートとしてTASK3D-aが認知されていることを述べておきたい。

2.5.3 到達パラメータ予測統合輸送解析スイート TASK3D の進展

到達パラメータ予測型については、主に京都大学との共同研究によってその開発を進めている。径方向の熱・粒子の拡散方程式を解くTASK/TRモジュールに、3次元平衡VMECコード、新古典拡散係数データベースであるDGN/LHD、両極性径電場を求めるモジュールER、さらに、ジャイロ平均されたドリフト運動論方程式を解くGNET(時間発展解析版GNET-TD[18])コードを統合した体系(図5)である。熱輸送係数(DGN/LHDからの新古典熱輸送係数+各種異常輸送モデルに基づく異常熱輸送係数)を与えて、温度の時間発展方程式を解くことで、到達温度分布を予測する。輸送モデルの差異による温度の変化と、予測に用いた密度やNBI条件に対応した検証実験や既存の実験データとの比較を行い、LHDプラズマを記述するのに適した輸送モデルを模索する研究が行われている。予測-検証実験比較のデータベース蓄積によって、LHDプラズマの熱輸送特性に関して実験検証を経たモデルの創出、予測性能の向上がもたらされることが期待される。

特に、LHDの高イオン温度放電の熱輸送モデリング、時間変化を含めた予測シミュレーションやその実験検証が進んでいる[19]。複数のLHD高イオン温度放電から、熱拡散係数として、電子はジャイロボーム、イオンはジャイロボームに規格化イオン温度勾配をかけた形式(係数は、計測温度分布を最も再現するように決定されている)のものを利用している。加熱計算には、複数イオン種、時間発展を考慮したGNET-TDコードを適用している。実効電荷数 Z_{eff} に依存してイオン熱拡散係数が低減するモデルを模索したところ、イオン温度の時間変化を比較的精度よく再現することができた。この輸送モデルの理論的根拠を探ると同時に、未踏イオン温度領域への予測計算への進展が期待されている。

TASK3DのNBI加熱評価に用いられているGNETは、LHD重水素実験へ向けて、複数イオン種やプラズマ時間発展に対応する拡張と、統合輸送コードTASK3Dとの

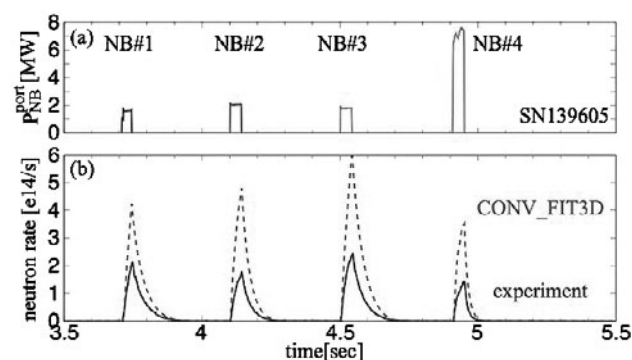


図3 中性粒子ビームの入射パワー(上図)と中性子発生率(下図)の時間変化。下図の実線が計測結果で点線がCONV_FIT3Dによる計算結果である(参考文献[2]より転載)。

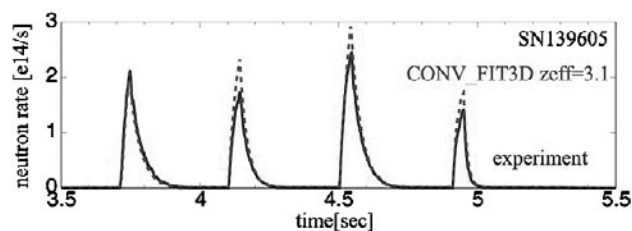


図4 中性子発生率の時間変化。実線が計測結果、点線が計算結果である。計算には、図3に示した計測結果と計算結果の差から推定される実効的な高速イオン閉じ込め時間と有効電荷数を用いた(参考文献[2]より転載)。

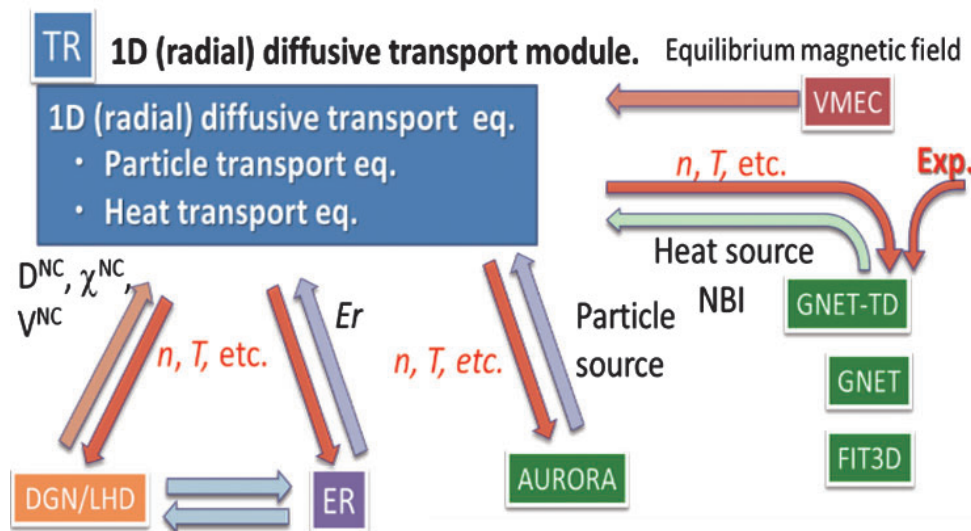


図5 到達パラメータ予測型 TASK3D のモジュールと計算体系概観図 (参考文献[1]より転載)。

連結も進められてきた。LHD実験における特定の放電・タイミングに合わせたシミュレーションを行うためには、対応する3次元平衡、不純物イオンを含む各粒子種の温度・密度分布といったデータが必要となる。TASK3D-aの整備により、これらの解析・実験データはシミュレーション実行者がすぐに利用できる形式で自動的に準備されている。前節で記したように、NBI加熱に関しては、FIT3Dモジュールによる自動解析が可能となっている。FIT3Dは案内中心軌道の取り扱いが簡略化された簡易的なモジュールであるが、その主要な入力データは、完全な案内中心軌道を取り扱うGNETと共通している。このため、FIT3Dによる簡易的な解析の後、重要な放電・タイミングのデータを個別に取り出し、GNETを用いてより正確な加熱解析を個別に行うという一連のプロセスが比較的スムーズに実行できるようになった。

LHDにおける軽水素実験と重水素実験で得られた高イオン温度プラズマのイオン熱輸送の比較において、TASK3D-aが可能としたこのプロセスを活用した。実験データに基づき、GNETを用いて複数イオン種を考慮した加熱解析を行った。その結果、軽水素で8 keV、重水素で10 keVを達成したそれぞれのプラズマにおいて、NBI加熱によるイオンへの加熱吸収量は大きな差異がないことがわかった。この結果から、重水素プラズマでは、イオンの熱輸送が小さくなっていることが示唆され、LHD重水素実験の論文[20]にデータを提供した。

上述のように、GNETによる加熱解析に必要な入力データ群の多くはTASK3D-aによって準備されるようになっている。一方で、計算実行自体は、大型並列計算機等において担当者が手動で行っている。今後は、GNETを解析システムに組み込み、その実行まで含めて自動化することで、ヘリカル系における輸送物理の解明をさらに加速することが期待されている。

予測型に関して、統計数理研究所、京都大学、核融合科学研究所間で共同研究を立ち上げて、データ同化 (data assimilation) の手法導入を実現したことを特筆したい。

データ同化はシミュレーションと計測データを融合させて、シミュレーションモデルの最適化を図る手法であり、気象や海洋分野では広く実用的に用いられている。すでに、LHD放電に対して、イオン・電子温度の時空間計測データを用いたデータ同化計算が行われ[21]、参照熱輸送モデルからの時空間変化の定量把握など、熱輸送モデル最適化研究の緒についており、数値実験炉構築の基盤となる研究動向が期待される。

参考文献

- [1] 核融合科学研究所30年史 (2019).
- [2] プラズマ・核融合学会誌 小特集「統合コードによる磁場閉じ込め核融合プラズマシミュレーションの現状と今後の展望」95, 423 (2019).
- [3] M. Yokoyama *et al.*, Plasma Fusion Res., Special Issue 7, 2403011 (2012).
- [4] C.D. Beidler and W.D. D'haeseleer, Plasma Phys. Control. Fusion 37, 463 (1995).
- [5] T. Ii, Tsujimura *et al.*, Nucl. Fusion 55, 123019 (2015).
- [6] N. Marushchenko *et al.*, Plasma Fusion Res. 2, S1129 (2007).
- [7] M. Yokoyama *et al.*, Nucl. Fusion 57, 126016 (2017).
- [8] H. Yamaguchi *et al.*, Nucl. Fusion 56, 026003 (2016).
- [9] 佐藤雅彦 他：プラズマ・核融合学会誌 93, 67 (2017).
- [10] P. Vincenzi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 58, 125008 (2016).
- [11] K. Fujii *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 88, 013508 (2017).
- [12] H. Yamada *et al.*, Phys. Rev. Lett. 123, 185001 (2019).
- [13] S. Murakami *et al.*, Trans. Fusion Technol. 27, 256 (1995).
- [14] R. Seki *et al.*, Plasma Fusion Res. 14, 3402126 (2019).
- [15] H. Nuga *et al.*, Plasma Fusion Res. 14, 3402075 (2019).
- [16] H. Nuga *et al.*, J. Plasma Physics, 86, 815860306 (2020).
- [17] H. Nuga *et al.*, Nucl. Fusion 59, 016007 (2019).
- [18] H. Yamaguchi *et al.*, Plasma Fusion Res. 9, 3403127 (2014).
- [19] S. Murakami *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 57, 054009 (2015).
- [20] H. Takahashi *et al.*, Nucl. Fusion 58, 106028 (2018).
- [21] Y. Morishita *et al.*, Nucl. Fusion 60, 056001 (2020).



プロジェクトレビュー

3. 基礎物理シミュレーション研究と可視化技術の進展

3. Progress in Simulation Study of Fundamental Physics and Visualization Technology

3.1 基礎物理シミュレーション研究

3.1 Simulation Study of Fundamental Physics

石黒 静児^{1,2)}, 伊藤 淳¹⁾, 宇佐見 俊介^{1,3)}, 大谷 寛明^{1,2)}, 坂上 仁志¹⁾, 樋田 美栄子¹⁾,
長谷川 裕記^{1,2)}, 森 高外 征雄^{1,2)}, 堀内 利得¹⁾, 三浦 英昭¹⁾

ISHIGURO Seiji^{1,2)}, ITO Atsushi¹⁾, USAMI Shunsuke^{1,3)}, OHTANI Hiroaki^{1,2)}, SAKAGAMI Hitoshi¹⁾,
TOIDA Mieko¹⁾, HASEGAWA Hiroki^{1,2)}, MORITAKA Toseo^{1,2)}, HORIUCHI Ritoku¹⁾ and MIURA Hideaki¹⁾

¹⁾自然科学研究機構核融合科学研究所, ²⁾総合研究大学院大学, ³⁾東京大学

(原稿受付: 2020年 8月17日)

プラズマのシミュレーションモデルの拡張, 基礎過程の物理的解明など数値実験炉研究の基盤となる中長期的研究として, 拡張MHD理論・シミュレーション, 境界層領域のプラズマフィラメントのダイナミクス, 磁気リコネクションにおける加熱機構解明, 波と粒子の相互作用, レーザープラズマ, 更にはコード開発として非軸対称トラス系の運動論的全系解析をめざした研究等を紹介する。

Keywords:

extended MHD, particle simulation, magnetic reconnection, instability, acceleration, coherent structure, laser plasma, whole device simulation

3.1.1 3次元 Hall MHD 乱流の DNS・LES 研究

LHDなどで発生する短波長不安定性について, ドリフトオーダリングなどの追加的な近似を排して拡張MHDシミュレーションを行う場合, Hall項やジャイロ粘性項に起因する数値不安定性を取り除く必要がある。我々は, 拡張MHDシミュレーションにおいて, 反磁性ドリフトなどの流れの効果に起因する乱流の発生に着目し, 格子解像度以下のスケール (Sub-grid-scale, SGS) の揺動が長波長成分に与える影響を現象論的モデル (SGSモデル) で代替する, Large Eddy Simulation (LES) 研究を進めている。この項では, Hall項のSGSモデル開発のための一様等方HallMHD乱流シミュレーションによる基礎研究について述べる。

Hall MHD 方程式の LES を可能にするため, Hamba and Tsuchiya (2010) によって開発された MHD 方程式用の SGS モデルを元に, Hall MHD モデル用 SGS モデルを開発した。Hall MHD 方程式は以下のように書ける [1]。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[(u_i u_j - B_i B_j) + \left(p + \frac{1}{2} B_k B_k \delta_{ij} \right) \right] + \nu \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_k}{\partial x_k} = 0, \quad (2)$$

$$S_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial B_i}{\partial t} = -\epsilon_{ijk} \left(\frac{\partial E_k}{\partial x_j} \right), \quad (4)$$

$$\frac{\partial B_k}{\partial x_k} = 0, \quad (5)$$

$$E_i = -\epsilon_{ijk} (u_j - \epsilon_H J_j) B_k + \eta J_i. \quad (6)$$

ここで, 記号 B_i , J_i , u_i , p , S_{ij} , δ_{ij} , ϵ_{ijk} はそれぞれ, 磁場の第 i 成分, 電流密度の第 i 成分, 速度場の第 i 成分, 圧力, ひずみ速度テンソルの第 (i, j) 成分, Cronecker のデルタ記号, Levi-Civita の反対称テンソル記号である。

これに対し, 長波長成分の運動を記述する方程式 (GS 方程式) は上の方程式系に対してローパスフィルターを施すことで得られ, 以下のように表現される [1]。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{B}_i \bar{B}_j) + \left(\bar{p} + \frac{1}{2} \bar{B}_k \bar{B}_k \delta_{ij} \right) \right] + \nu \frac{\partial \bar{S}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j}, \quad (7)$$

$$\bar{\tau}_{ij} = \left[(\overline{u_i u_j} - \bar{B}_i \bar{B}_j) + \frac{1}{2} \bar{B}_k \bar{B}_k \delta_{ij} \right] - \left[(\overline{u_i \bar{u}_j} - \bar{B}_i \bar{B}_j) + \frac{1}{2} \bar{B}_k \bar{B}_k \delta_{ij} \right], \quad (8)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} = 0, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \bar{B}_i}{\partial t} = -\varepsilon_{ijk} \left(\frac{\partial \bar{E}_k}{\partial x_j} \right), \quad (11)$$

$$\bar{E}_i = -\varepsilon_{ijk} (\bar{u}_j - \varepsilon_{Hj} \bar{J}_j) \bar{B}_k + \eta \bar{J}_i - \bar{E}_i^M - \bar{E}_i^H, \quad (12)$$

$$\bar{E}_i^M = -\varepsilon_{ijk} (\overline{u_j B_k} - \bar{u}_j \bar{B}_k), \quad (13)$$

$$\bar{E}_i^H = -\varepsilon_{ijk} (-\bar{J}_j \bar{B}_k + \bar{J}_j \bar{B}_k), \quad (14)$$

$$\frac{\partial \bar{B}_k}{\partial x_k} = 0. \quad (15)$$

但し、記号 $\bar{\cdot}$ は、ローパスフィルターを表す。この方程式系は基本変数にフィルターを施した変数 $\bar{B}_i$ 、 $\bar{u}_i$ について閉じていない。これは、 $\bar{\tau}_{ij}$ や $\bar{E}^M$ 、 $\bar{E}^H$ に、基本変数の積が含まれるためである。

GS方程式を閉じるために必要なSGSモデルとして、我々は以下のようなモデルを提案した[1]。

$$\bar{\tau}_{ij} = -C_\nu \Delta^2 \left(\frac{1}{2} C_\nu \bar{S}_{km}^2 + C_\eta \bar{J}_k^2 \right)^{1/2} \bar{S}_{ij}, \quad (16)$$

$$\bar{E}_i^M = -C_\eta \Delta^2 \left(\frac{1}{2} C_\nu \bar{S}_{km}^2 + C_\eta \bar{J}_k^2 \right)^{1/2} \bar{J}_i, \quad (17)$$

ここで、 $\Delta = (\Delta x_1 \Delta x_2 \Delta x_3)^{1/3}$ である。

このモデルの妥当性を検証するため、3方向が周期的な一様Hall MHD乱流のLESを実施し、SGSモデルを用いない直接数値シミュレーション(DNS)との比較を行った。SGSモデルには任意性のあるパラメータが含まれるため、いくつかのパラメータセットについてLESを実施し、その結果をDNSと比較した。図1は、SGSのいくつかのパラメータを組み合わせたセット(pset000, pset002, pset004)を用いたLESとDNSにおいて、(a)運動エネルギースペクトル $E_M(k)$ 、(b)磁気エネルギースペクトル $E_B(k)$ を比較したものである。(いずれも、文献[1]から引用。)パラメータセットによって高波数部の振る舞いは異なるが、低波数部の振る舞いはLESとDNSとの間で似通っていることがわかる。このことから、我々の開発したSGSモデルは、Hall MHD乱流のLESに適用可能であることがわかる。これらの研究は東京大学および岡山理科大学との共同研究として行われた。

なお、我々は上述のSGSモデルを圧縮性モデルに拡張したうえでLHDのバルーニング不安定性の拡張MHDモデルLESに応用し、不安定性の飽和シミュレーションにおいて所期の成果を上げることができた。この成果は2016年に京都で開催されたIAEA核融合会議(IAEA FEC)で発表さ

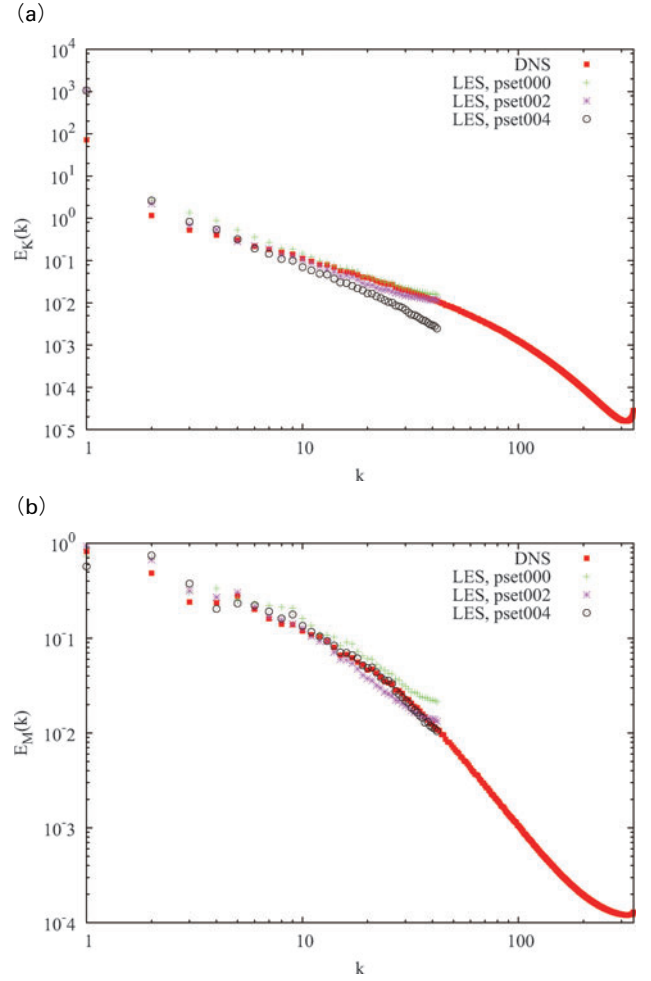


図1 一様磁場 $B_0=5$ が印加された一様Hall MHD乱流のDNSおよびLESにおける(a)運動エネルギースペクトル $E_M(k)$ および(b)磁気エネルギースペクトル $E_B(k)$ 。Reprinted from H. Miura *et al.*, “Hall effects and sub-grid-scale modeling in Hall Magnetohydrodynamic turbulence simulations”, *J. Comput. Phys.* **316**, 385-395 (2016) with permission from Elsevier.

れ[2]、その後Nuclear Fusionに掲載された[3]。これらの成果については、MHD平衡と不安定性の項を参照されたい。

3.1.2 交換型不安定性・テアリング不安定性の遷移についての2次元MHDシミュレーション

エッジプラズマ抵抗率の数値モデルを使用して、2Dスラブ中の交換型不安定性・テアリング不安定性の遷移の2次元数値シミュレーション研究を行った。この結果、Zheng and Furukawa (2010)において提唱された、Current Interchange Tearing Mode (CITM)が成長することを、数値シミュレーションによって確認した。

最外殻磁気面 (Last-Closed-Flux-Surface, LCFS) またはスクレイプオフ層 (Scrape-Off-Layer, SOL) より外側のプラズマの挙動は、ダイバータプレートに向かって磁場が開かれることによって特徴づけられる。環状型装置、特にトカマク型装置のSOL領域において、飽和電流が低レベルであること、LCFSを横切るプロファイルに鋭いジャンプが

生じることを模擬するため、磁気拡散についての数値モデルを開発した。この磁気拡散モデルを用いて、圧力勾配および磁気シアアが印可されたプラズマのMHDシミュレーションを行ったところ、初期に交換型モードが成長し、その後、テアリングモード遷移することが示された。これは、Zheng and Furukawa (2010) によって示された、Current Interchange Tearing Mode (CITM) (図2(a)参照)に対応するものである。図2(b)は、数値シミュレーションによって生じる磁気島やプラズマ変位(図では模式的に示されている)が、CITMの模式図(図2(a))と対応することを示している[4]。CITMの発生は、圧力勾配が急峻なエッジ領域における磁気リコネクションの発生を意味する。CITMが環状型装置の実形状において間欠的に発生した場合、トカマク型装置で報告された、電流の間欠的放出(K. H. Burrell, 2005)を説明可能であると考えられる。他方、エッジ領域では二流体効果などの影響も考慮しなければいけないため、拡張MHDモデルによるシミュレーションも進めつつ[5]、フルトラスシミュレーションの準備を進めているところである。

この研究は、JIFT 研究者派遣プログラムに基づき、テキサス大学オースティン校核融合研究所との共同研究によって行われた。

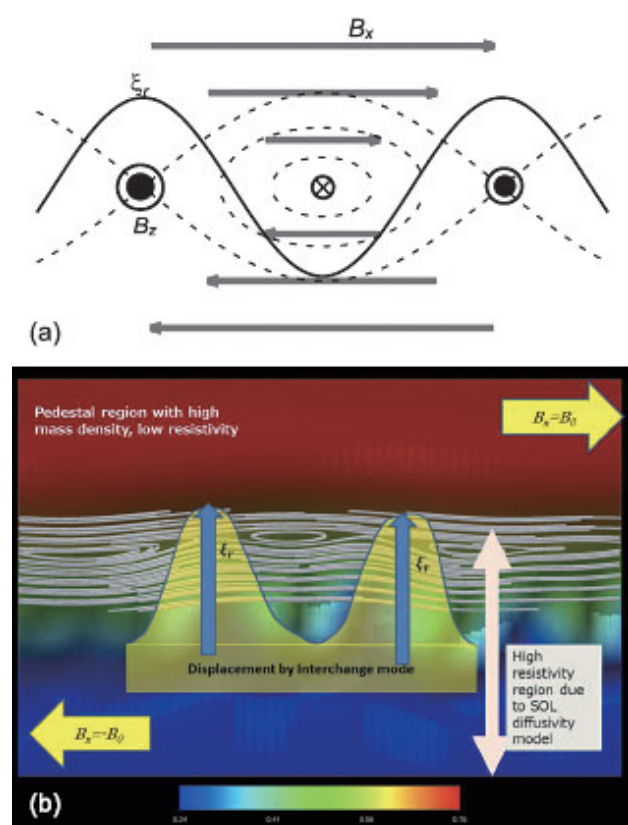


図2 (a)CITMの模式図。(b)磁力線(太い白線)および模式的に描かれたプラズマ変位、およびプラズマの等高線(カラーマップ)。Reprinted from H. Miura, L. Zheng, and W. Horton, "Numerical simulations of interchange/tearing instabilities in 2D slab with a numerical model for edge plasma", *Physics of Plasmas* **24**, 092111 (2017), with the permission of AIP Publishing[4].

3.1.3 有限アスペクト比をもつ円柱プラズマの二流体テアリング不安定性の解析

有限アスペクト比をもつ円柱プラズマの二流体テアリング不安定性の数値解析を行い、抵抗性テアリングモードに対する二流体効果と円柱の曲率の効果との組み合わせによる影響を明らかにした[6,7]。固有モード方程式に対する境界層理論による解析解と、微分方程式を差分化して固有値と固有関数を求める行列計算コードによる数値解により解析を行った。曲率の効果を表すパラメータ ρ は平衡磁場によって決まり、0の極限がスラブ平衡に対応し、この値が有限である平衡に対して、二流体効果を表すパラメータであるイオンスキン長 d_i を変化させて、二つのパラメータに対する依存性を調べた。この研究は、マサチューセッツ工科大学との共同研究により行われた。

図3は ρ が1程度の場合にシステム長 a で規格化されたイオンスキン長 $\bar{d}_i$ に対する成長率と実周波数の依存性を表しており、広範囲のパラメータ領域で数値解と解析解とが良い一致を示している。解析解から $\bar{d}_i$ が小さい場合と大きい場合の極限で、成長率と実周波数の ρ と $\bar{d}_i$ に対する代数的な依存性が得られた。曲率と二流体効果の両方が有限であるときにのみ実周波数が生じ、 ρ が1程度の場合には $\bar{d}_i$ が1程度以上で成長率と実周波数が同程度となることを解析的・数値的に明らかにした。図4, 5は異なる d_i に対する固有関数の数値解を表している。 d_i が小さい場合(図4)にはMHDの場合に近い特徴を示し、径方向の速度揺動 ξ_r の実部が支配的となり、この揺動による抵抗抗散が不安定性を駆動している。 d_i が大きい場合(図5)には二流体的な特徴が強く表れ、磁場揺動 Q が支配的となることで、この揺動による抵抗抗散が不安定性を駆動しており、この揺動の幅が狭まることで不安定性が強まっている。この特徴はスラブ平衡の場合と同じだが、曲率の効果により揺動の虚部が有限となる。

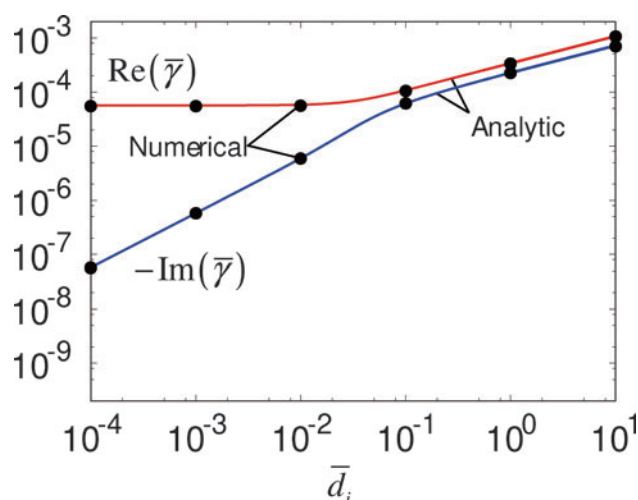


図3 円柱プラズマにおける二流体テアリングモードの成長率と実周波数のイオンスキン長依存性(線は解析解、点は数値解)[7]。Reprinted from A. Ito and J. J. Ramos, *Physics of Plasmas* **25**, 012117 (2018), with the permission of AIP Publishing.

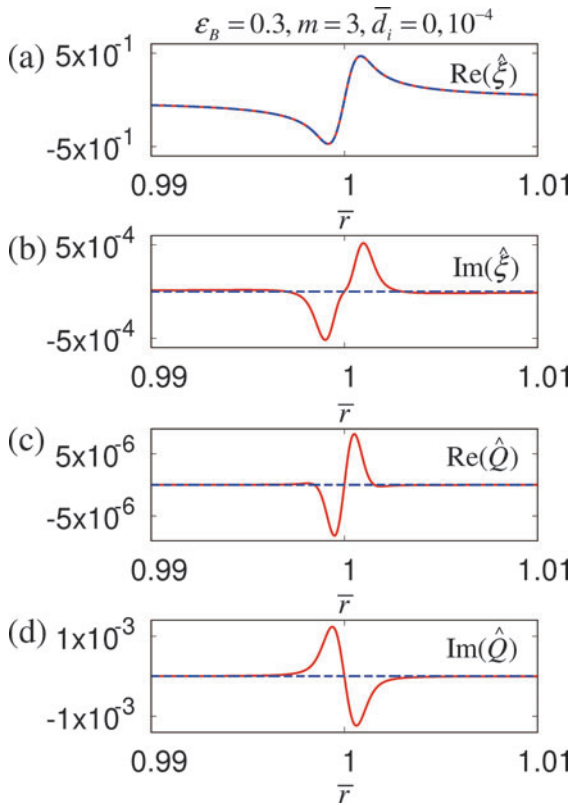


図4 円柱プラズマにおける二流体テアリングモードの固有関数 (点線は $\bar{d}_i = 0$, 実線は $\bar{d}_i = 10^{-4}$) [7]. Reprinted from A. Ito and J. J. Ramos, *Physics of Plasmas* **25**, 012117 (2018), with the permission of AIP Publishing.

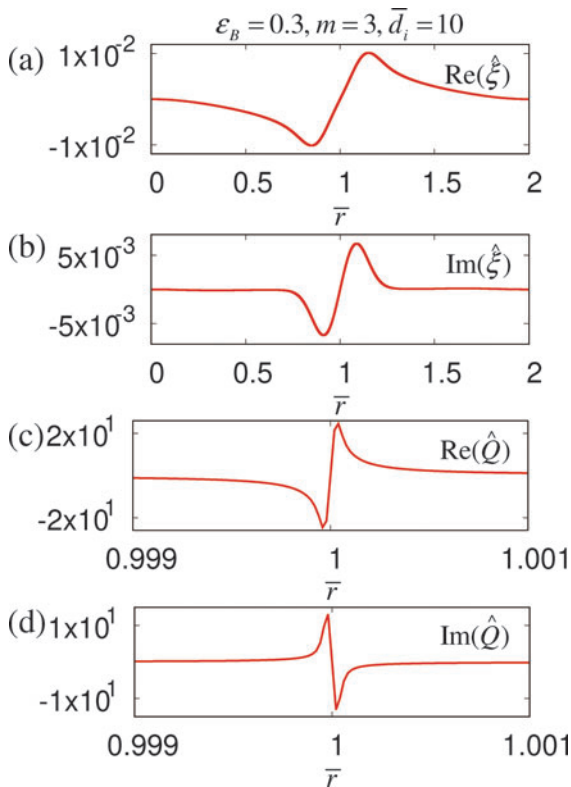


図5 円柱プラズマにおける二流体テアリングモードの固有関数 ($\bar{d}_i = 10$) [7]. Reprinted from A. Ito and J. J. Ramos, *Physics of Plasmas* **25**, 012117 (2018), with the permission of AIP Publishing.

3.1.4 ヘリカル核融合炉全系解析に向けたジャイロ運動論シミュレーションコードの開発

ジャイロ運動論モデルは様々な磁気ドリフト運動や微視的乱流との相互作用を含む運動論的なプラズマダイナミクスを核融合炉装置サイズで扱うことができ、核融合プラズマにおける輸送現象の解析に広く用いられてきた。これまでに開発されてきたジャイロ運動論コードは炉心プラズマのみを対象としてきたが、周辺プラズマに対するジャイロ運動論モデルの適用は、周辺乱流の生成や X 点近傍の粒子損失といった運動論的現象、あるいは L-H モード遷移など炉心・周辺プラズマが密接に結びついた現象について、より原理的な理解を可能にすると考えられる。トカマク核融合炉全系 (炉心+周辺領域) に対するジャイロ運動論シミュレーションを目的として、プリンストンプラズマ物理研究所 (PPPL) を中心に X-point Gyrokinetic Code (XGC) が開発されてきた。XGC は Particle-in-cell (PIC) 法に基づくジャイロ運動論コードで、平衡磁場や装置形状に適合した非構造格子を円柱座標系で用いる点に特徴がある。我々はこの XGC を非軸対象系に一般化し、これまでに例がなかったヘリカル核融合炉全系シミュレーションに向けたコード (XGC-stellarator, XGC-S) 開発を PPPL と共同して進めてきた。

XGC-S では 3 次元 VMEC 平衡とのインターフェースを新たに導入し、粒子軌道計算や粒子 - 格子間の補間などの各計算プロセスと関連したデータ構造をトーラス方向の依存性を含むように 3 次元化した。周辺部の平衡磁場は、virtual casing method を用いて VMEC 平衡を拡張したものをを用いた。3 次元磁場における粒子軌道計算について、大型ヘリカル装置 (LHD) の平衡を用いてベンチマークを行った。炉心領域については粒子法を用いた新古典輸送コード Fortec-3D、周辺領域を含んだものについては HINT 平衡を使って行われた高速粒子損失の研究と比較し、いずれの場合もよく一致する結果が得られた。

さらに揺動電磁場を表すための非構造格子生成スキームをヘリカル系を対象に開発した。炉心領域については、直線磁気座標系を回転変換を考慮しながら離散化することで、トーラス方向に磁力線を追従するような格子点を定めた (図 6 (a))。磁力線を横切る数値拡散を抑えることができるとともに、磁気座標系を用いる他のコードとの比較も容易になる。LHD における新古典輸送およびイオン温度勾配不安定性 (ITG) の静電シミュレーションを行い、前者については Fortec-3D および GT5D、後者についてはジャイロ運動論コード EUTERPE とよく一致する結果が得られた (図 6 (b))。これらのベンチマークは新古典・乱流輸送グループと共同して実施し、同グループが開発してきたジャイロ運動論コード GKV との比較も進めている。

周辺領域への拡張部分 (図 7 (a)) では、数値的な磁力線トレースによって非構造格子を生成した (図 7 (b))。この格子系では各頂点が磁力線に追従すると共に、ダイバータレグやエルゴディック領域で格子が細分化されること、磁力線に沿った物理量の平均操作を容易に行うことができるといった特徴を持つ。炉心領域と統合した格子系に対す

る初歩的な検証として、周辺部を含む LHD 平衡磁場に対して生成した格子系に対し有限要素法によるポアソンソルバーが滑らかな解に収束することを確認し (図 7 (c)), また ITER の磁場平衡に対して、トカマク核融合炉の解析で用いられている既存の格子系と同様の解が得られることを確認した。

これまでの開発で、炉心領域については非構造格子を用いたグローバルな静電ジャイロ運動論コードとしての基礎部分が完成し、周辺領域に対しても周辺磁場構造や非構造格子系の導入などの準備が進んできている。ヘリカル核融合炉の周辺部に対するジャイロ運動論シミュレーションはまだ例がないため、コードの妥当性の検証には実験との比較が重要となる。核融合研の実験研究者と議論を始め、LHD 周辺部およびダイバータ板上での粒子束や不純物分布の計測結果から、コードの検証や今後の課題設定につながるものを検討している。

PPPL との共同研究に関連して、日米科学技術協力事業 (JIFT) の下での人材交流を進めてきた。これまでに核融合研から PPPL およびテキサス大学への派遣 (計八ヶ月程度) および PPPL から核融合研への研究者受け入れ (計三

ヶ月程度) を実施した。開発した計算コードは PPPL 側研究者の計算にも用いられ、Wendelstein7-X (W7-X) など世界各国のステラレータの解析に応用されている。コード開発、LHD および W7-X への応用についての成果は、核融合研と PPPL の共著として三件の査読付き論文で発表され [8-10], 2018 年の IAEA-FEC で二件報告された [11, 12]。

コード開発は主にプラズマシミュレータ (PS) を用いて行われた。FX100 に対するコード最適化の結果、コードの主要部分 (時間発展サイクル) で理論ピーク比 20% 程度の単体実効性能が得られ、並列性能については、PS 全系規模 (2048 ノード / 65536 プロセス) で 99.999% 以上の実効並列化率と 70~90% 程度の並列化効率を確認した。周辺プラズマ解析では非平衡なプラズマを扱う必要があり、線形 ITG シミュレーションのような炉心プラズマ解析よりも多くの計算資源が必要となる。ポスト「京」重点課題 6 (サブ課題 D「核融合炉の炉心設計」) に参画し、富岳を用いた XGC-S シミュレーションに向けた性能評価と最適化を、理化学研究所のポスト「京」シミュレータ環境で行った。性能評価ツールではカーネル部分 (電子軌道追跡部分) で理論ピーク比 20% 程度の単体性能が得られている。PPPL

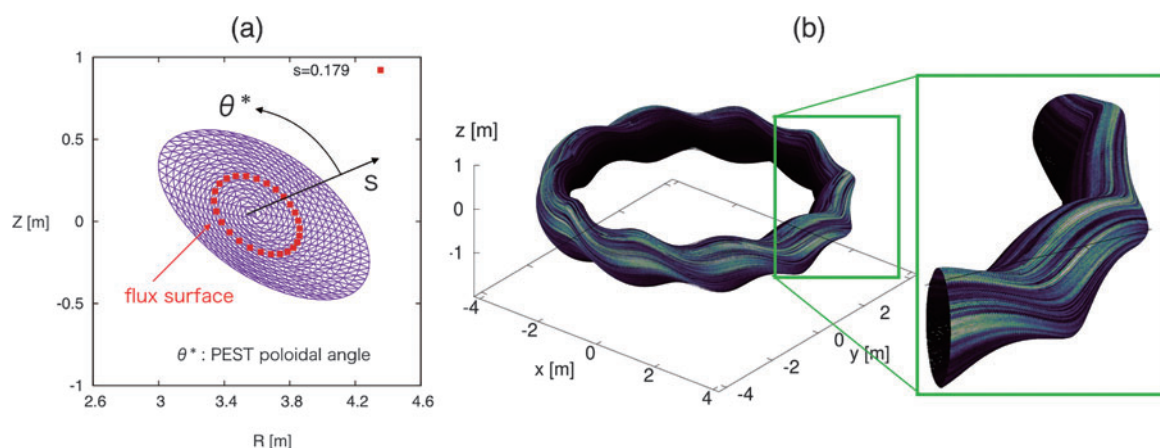


図 6 (a): 直線磁気座標に基づいて生成した LHD 炉心領域の非構造格子の例。s はフラックスラベル、 θ^* はポロイダル角を表す。(b): LHD 炉心領域におけるイオン温度勾配不安定性の線形成長に関するシミュレーション例。カラーマップは静電ポテンシャルの大きさを表す。

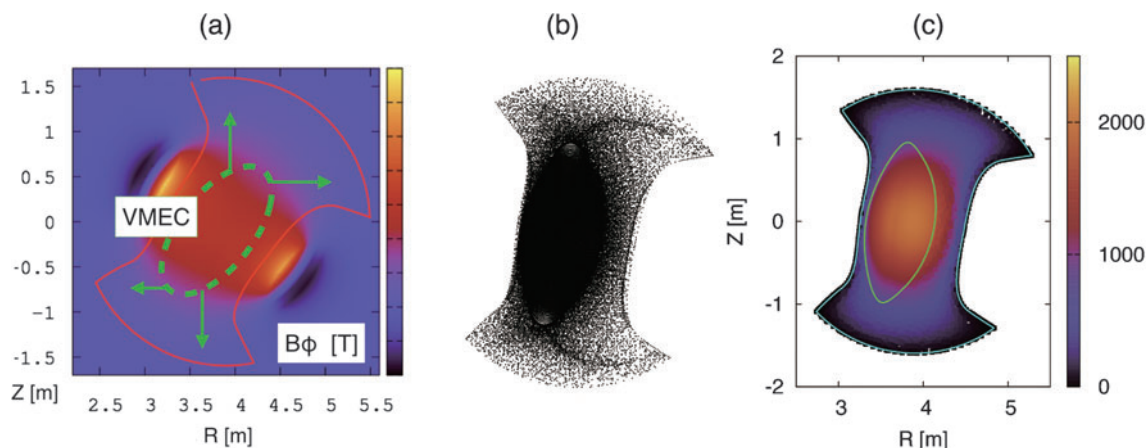


図 7 (a): 周辺領域へ拡張された LHD 平衡の磁場分布。点線内が VMEC 平衡部分。(b): コアおよび周辺領域を統合した非構造三角形格子 (格子点を表示)。(c): 非構造格子への有限要素法を適用例。接続面 (緑線) によらない滑らかなポテンシャル分布が解として得られている。

では ITER の全系解析をアメリカの大型 GPU 計算機 TITAN や Summit を使って行っている。これに関連して、国内の GPU 計算機 (TSUBAME3.0) を共有プラットフォームとしてヘテロジニアスなファイルシステムの活用や GPU 最適化に関する国際共同研究を「学際大規模情報基盤共同利用・共同研究拠点」(JHPCN) の枠組みで進めている (jh190004-MDJ「Whole-volume gyrokinetic simulation of magnetic fusion plasmas with in-situ data processing」)。

3.1.5 磁場閉じ込め装置の境界領域におけるプラズマフィラメントのダイナミクス

近年、磁場閉じ込めプラズマ装置実験において、その装置形状によらず、境界領域で間歇的に発生するフィラメント状のプラズマコヒーレント構造が観測されている。この構造は、プラズマプロブ、ホールとも呼ばれ、従来の拡散的描像では説明できない径方向のプラズマ輸送を担っていると考えられている[13]。そして、このフィラメント現象に関しては、これまで、盛んに理論的・数値的研究がなされてきており、その多くでは、流体的な描像に基づく2次元簡約化モデルを用いた議論がされている[14,15]。しかし、そのような巨視的モデルでは、磁力線方向の電流を評価する際、固体壁とプラズマとの間の電位構造やイオンと電子の速度差の効果などを簡易的なモデルで仮定するなどしている。さらに、同構造の断面サイズはイオン音速でのイオン旋回半径の数倍～数十倍程度とメゾスケールでもある。これらのことから、フィラメントダイナミクスにおいて、微視的（すなわち、運動論的、粒子的）効果がおよぼす影響を明らかにする必要がある。

そこで、本プロジェクトでは、今後のより精緻な多階層連結型シミュレーションをめざし、3次元静電粒子コードによるプラズマフィラメントの微視的ダイナミクスの研究を進めている。本研究で用いている p3bd コード[16,17]、そして、p3bd コードを領域分割型分散並列化したコードである up3bd コードは、プラズマフィラメントをはじめとする周辺プラズマ現象を研究するために開発を進めてきたものであり、その計算システムとして、 $-x$ 方向を径方向、 y 方向をポロイダル方向、 z 方向を磁力線（トロイダル）方向とした直交座標系を用い、磁力線方向の両端、及び、径方向の片方の端では、電位をゼロ、かつ、荷電粒子が吸収される境界条件として金属板（すなわち、ダイバータ板と第一壁）を再現することにより、境界領域を模擬している。プロブ現象を調べる場合には、磁力線に平行な円柱状の高密度領域を設定（その領域に多くの粒子を初期に配置）することにより、その後のプロブ伝播のダイナミクスを計算する。さらに、2015～2016年には、プロブとは逆に周囲よりも密度の低いフィラメント状構造であるホールについても計算が可能となるように、初期設定部分の改良を行った（なお、本コード改良について記した論文[17]の図は、プラズマ・核融合学会誌93巻12号の表紙に掲載されている）。

そして、この p3bd/up3bd コードを用いたプラズマフィラメント現象の研究により、2015年から2019年までの間

に、主に、次に示す点について明らかになった。まず、プラズマフィラメントダイナミクスにおける粒子運動の効果について、イオン温度が高い（イオンの旋回半径が大きい）場合には伝播のポロイダル対称性が崩れることが見出され[18]、さらに、その効果が3次的に現れることを明らかにした[19]（図8参照）。フィラメント断面ではダイポール型の電位構造が形成されるが、イオン温度が高くなると、低電位側の電位勾配が急峻になり、一方、高電位側は勾配が緩やかになることにより、電位形状の対称性が崩れ、 $E \times B$ ドリフトによる伝播の対称性が崩れる。さらに、高イオン温度の場合には、高電位側におけるプレシースの電位差が大きくなることにより、図8の下図に示したような電場の顕著な3次元構造が形成され、3次的な粒子運動効果が現れる。

次に、本研究では、図9に示したように、プラズマフィラメントが不純物イオンを輸送する現象を世界で初めて数値的に示した[20]。図9(a)からは、プロブが不純物イオン領域に入っていくにつれ、不純物イオンが掃き出されてプロブの伝播方向とは逆の方向に輸送される様子が、そして、図9(b)からは、初期に不純物イオン領域にいたホールが、不純物イオンと一緒に輸送する様子がわかる。この成果については、プレスリリース(2016年12月)されるとともに、ITER Newsline 2017年1月9日号に掲載された[21]。

また、このフィラメントによる不純物イオン輸送の様々な物理パラメータに対する依存性を調べたところ、1)同輸送がフィラメント断面サイズに対して正の相関を持つこ

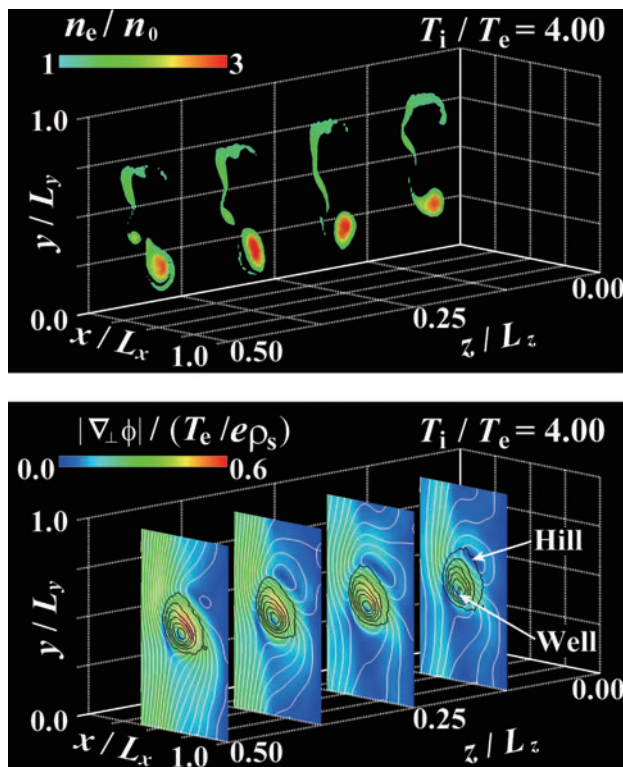


図8 高イオン温度の場合の異なる4つの断面における電子の密度分布（上図）と各断面における磁場に垂直な方向の電場の強度分布（下図）。各図から、強い z （磁力線）方向依存性があることがわかる。

と、2)同輸送が背景イオン温度に対して弱い負の相関を持つこと、3)不純物イオン質量がある閾値を超えると急激に輸送が少なくなることがわかった[22]。

3.1.6 磁気リコネクションにおけるイオン加熱機構の解明

磁気リコネクションは、様々なプラズマで見られるエネルギー解放過程の1つであり、太陽フレアや磁気圏サブストーム、またトカマクにおけるディスラプションなどの爆発的過程において、重要な役割を果たしていると考えられている。また、磁気リコネクションが起ると、磁気エネ

ルギーが解放されて、プラズマが加熱されることが知られている。磁気リコネクションの室内実験からは、主に、電子はリコネクション点近傍で、イオンは下流で加熱されることが報告されているが、加熱の機構についてはよくわかっていなかった。

本研究では、粒子シミュレーションコードPASMOにより、ガイド磁場がある磁気リコネクションのシミュレーションを行って、イオンの加熱機構を調べた。図10は、磁気リコネクションが駆動されているときの磁力線と磁場に垂直なイオン温度（カラーコンター）を表している。磁場が繋ぎ変わる点、リコネクション点は、シミュレーション領域のほぼ中央に位置している。イオンの温度は、主に下流で上昇していることがわかる。小さな領域（実線で囲まれた部分）における、イオン速度分布を図11(a)に示す。円環状の特徴的な構造が形成されており、このことから、イオンはセパトリクスを通過する際に非断熱的な振る舞いをし、その結果、下流で実効的に加熱されていることがわかった[23-25]。

また、リコネクション磁場（実験では、ポロイダル磁場に相当）が強い場合、図11(b)の速度分布のように、半径が大きい円環構造が見られ、一方でガイド磁場（実験では、トロイダル磁場に相当）が強いと、図11(c)のように、円の一部分が欠けた円弧状の速度分布が見られることがわかった[26]。

そこで、リコネクション磁場、ガイド磁場強度を変えた様々な条件でシミュレーションを行い、イオン加熱の磁場

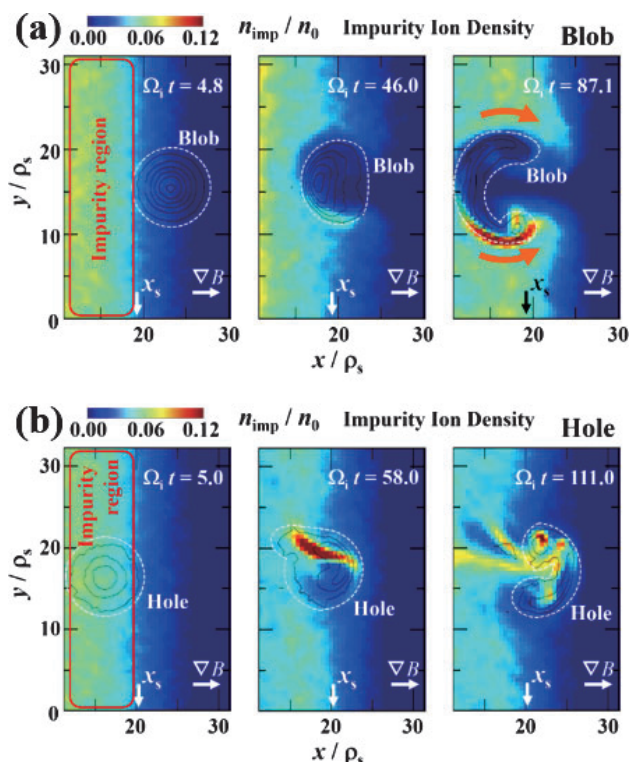


図9 不純物イオン密度分布の時間変化。(a),(b)は、それぞれ、blobが不純物イオン領域に入っていく場合、初期にホールが不純物イオン領域にあった場合を示している。

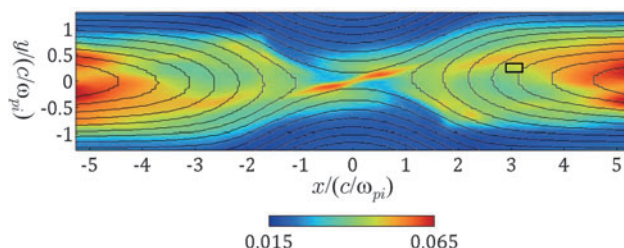


図10 PASMOコードによる磁気リコネクションのシミュレーション結果。カラーコンターは磁場に垂直なイオン温度、線は磁力線を表している。

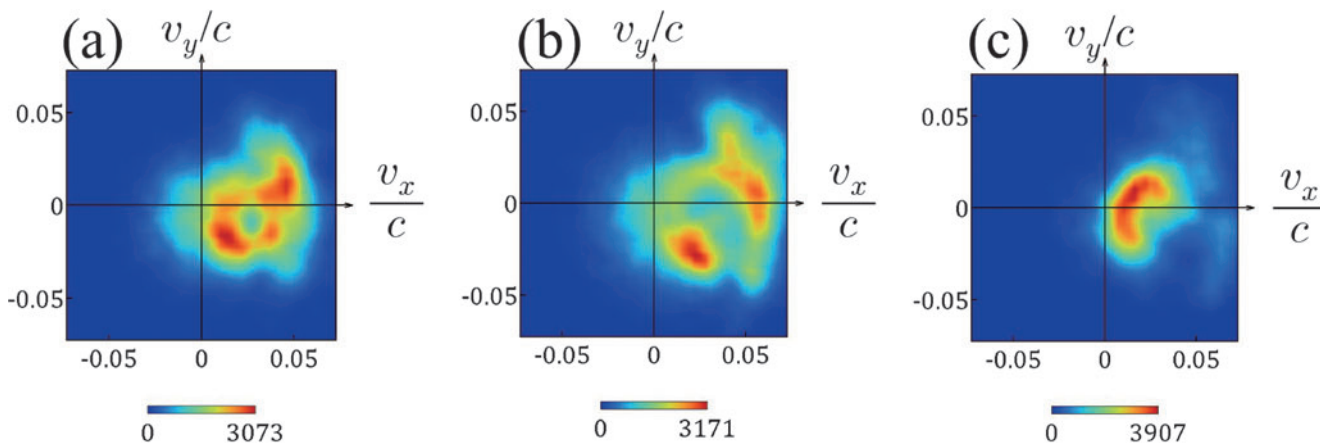


図11 リコネクション下流において形成されているイオンの速度分布関数。(a)円環状の構造が見え、イオンは実効的に加熱されていることがわかる。(b)リコネクション磁場を強くした場合、半径が大きい円環状構造が形成された。(c)ガイド磁場を強くすると、円の一部分が欠けている、円弧状の構造が形成された。

依存性を調べた。図12(a)は、イオン加熱エネルギー（密度×温度）のリコネクション磁場依存性を示したグラフである。イオン加熱エネルギーは、リコネクション磁場の2乗に比例することがわかる。このことは、円環（一般には円弧）の半径が大きくなっていくことに対応する。図12(b)は、ガイド磁場とイオン温度の関係性を表す。ガイド磁場が大きくなるにつれてイオン温度は下がる傾向があることがわかった。このことは、円の欠け具合が大きくなる、すなわち、円弧の中心角が小さくなることに対応する[26]。

このシミュレーション結果を、球状トカマク実験の結果と比較した。球状トカマク装置におけるプラズマ合体実験では、磁気リコネクションを通じてプラズマが加熱されている。我々のシミュレーションで見出されたイオン加熱のリコネクション磁場（ポロイダル磁場）、ガイド磁場（トロイダル磁場）依存性は、実験で報告されている傾向とよく一致していることを確かめた。

3.1.7 非線形磁気音波中の平行電場の理論解析

宇宙プラズマでは至る所で高エネルギー粒子が作られており、それらは無衝突衝撃波によって加速されたと考えられている。そのため、無衝突衝撃波による粒子加速につい

て、多くの理論・シミュレーション研究が行われているが、その全容の解明には未だ至っていない。

これまでの研究によって、無衝突衝撃波の波面（遷移領域）には強い電磁場が形成されること、粒子はその電磁場を介してエネルギーを獲得するが、その具体的な機構は、粒子の種類、波の伝播方向、磁場の強さによって異なる様々なものがあることがわかってきた。その中には磁場に平行方向の電場（以降、平行電場と記す）が重要な役割を果たすものがある。例えば、磁場に対して斜め方向に伝播する磁気音波の衝撃波では、波面付近に形成される平行電場によって捕捉された電子が、超相対論的エネルギーに加速される場合がある。また、イオンと電子に加えて、少量の陽電子を含むプラズマでは、平行電場によって陽電子が強く加速される。いずれも、衝撃波面に強い平行電場が形成されることが電磁粒子シミュレーションによって示されており、平行電場に関する理論解析も行われているが、宇宙のプラズマを考える上で重要な要素である、多種イオンの効果については十分な議論がなされていない。

そこで本研究では、3成分プラズマ中の非線形磁気音波の平行電場について、理論解析を行った[27]。まず、宇宙プラズマを構成するイオンは主に水素とヘリウムであることを考慮して、2種のイオンと電子からなるプラズマ中の非線形磁気音波を考察した。2種イオンプラズマ中の磁気音波は、周波数が $\omega < \Omega_i$ の低周波モードと $\Omega_i < \omega < \sqrt{\Omega_i \Omega_e}$ の高周波モードの2つに分裂する。ここで、 Ω_i はイオンサイクロトロン周波数、 Ω_e は電子サイクロトロン周波数である。高周波と低周波の2つのモードの非線形パルスは、幅が大きく異なる等の性質を持つ[28-30]。これらの非線形パルスの平行電場 $E_{\parallel}$ とその磁力線に沿った積分値 $F = -\int E_{\parallel} ds$ を解析し、 F の最大値が、次のように表されることを明らかにした。

$$\begin{aligned} \text{低周波モード} \quad eF_M &\sim \varepsilon^2 m_e v_A^2 \\ \text{高周波モード} \quad eF_M &\sim \varepsilon^2 m_i v_A^2 \end{aligned}$$

ここで、 ε は波の振幅、 m_i 、 m_e はそれぞれイオンと電子の質量である。上の式は、低周波モードの平行電場に比べて、高周波モードの平行電場は (m_i/m_e) 倍の大きさであることを示している。これまでの研究で、高周波モードは、横電場によって重イオンを加速することがわかっていたが[31]、本結果は平行電場の効果も重要であることを示唆している。

次に、電子とイオンと陽電子からなる3成分プラズマ中の非線形磁気音波を解析した。陽電子を含むプラズマはパルサー磁気圏などに存在すると考えられている。これまで、 $\omega < \Omega_i$ の振動数領域についての $E_{\parallel}$ の理論式は得られていたが、より高周波の $\Omega_i < \omega < \sqrt{\Omega_i \Omega_e}$ の領域の $E_{\parallel}$ は調べられていなかった。そこで、高周波領域について解析を行い、 F の最大値を以下のように求めた。

$$eF_M \sim \varepsilon^2 \frac{n_{i0}/n_{e0}}{(1+n_{p0}/n_{e0})^2} m_i v_A^2 \quad (18)$$

ここで、 n_{i0} 、 n_{e0} 、 n_{p0} は、それぞれイオン、電子、陽電子

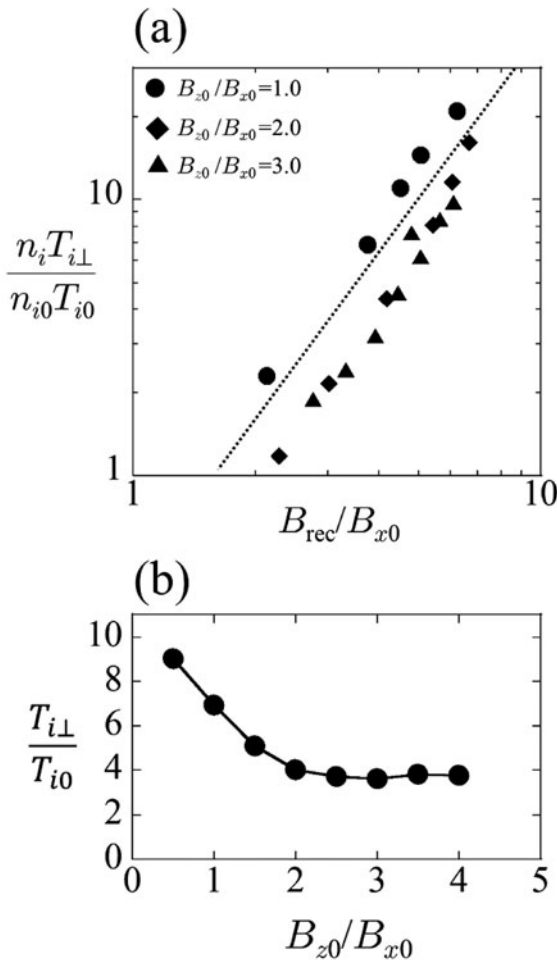


図12 イオン加熱に対する、(a)リコネクション磁場、(b)ガイド磁場、それぞれの依存性。イオン加熱のエネルギーはリコネクション磁場の2乗に比例し、ガイド磁場が強くなるとイオン温度は下がる傾向がある。

の密度である。上式の F_M は、 $\omega < \Omega_i$ の領域の F_M に比べて、大きな値となっている。

このように、3成分プラズマ中の非線形磁気音波の $E_{\parallel}$ について理論解析を行い、低周波領域 $\omega < \Omega_i$ の $E_{\parallel}$ に比べて、高周波領域 $\Omega_i < \omega < \sqrt{\Omega_i \Omega_e}$ の $E_{\parallel}$ は、はるかに大きくなることを明らかにした。

3.1.8 レーザープラズマ

コーン付きターゲットを用いた高速点火レーザー核融合では、加熱用レーザーで生成された高速電子により燃料コアを加熱するが、高速電子の持つ大きな発散角と高すぎるエネルギーが、効率の良い加熱を妨げている。それらに対して、外部印加磁場によるガイディングや加熱用レーザーのコントラスト比の改善により対処しているが[32]、CHフォームをイオン源として光圧により加速された高エネルギーのイオンビームを燃料コアの補助加熱源として用いる手法も考えられている。この手法について、2次元相対論的粒子コード(fiscof2コード)と2次元コア加熱コード(fibmet2コード)を用いた統合シミュレーション[33, 34]により詳細な解析を行っている。

一方、今後の高速点火レーザー核融合実験では、加熱の全エネルギーを増やすことが考えられており、その方法としては、(1)レーザー強度の増加、(2)照射スポット径の拡大、(3)パルス長の伸長がある。(1)については高速電子の高温化による加熱効率の低下が懸念され、(2)については高速電子を燃料コアまでガイディングするだけではなく、更に集束させるための新たな手法が必要である。このため、まずは(3)が現実的な方法と考えられる。

そこで、fiscof2コードで観測された高速電子および高エネルギーイオンをfibmet2コードに取り込んで、統合シミュレーションにより、燃料コアの加熱特性におけるパルス長伸長の効果を評価した。

なお、レーザー媒質のダメージ閾値の特性により、パルス長に比例してエネルギーを増やすことはできず、パルス長の平方根かそれ以下である[35]。このため、パルス長を10倍伸張しても、せいぜい3倍程度のエネルギー増強しか得られない。

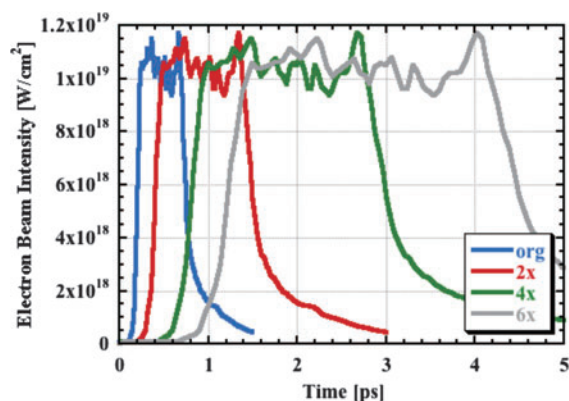
統合シミュレーション

10 ps 程度の長時間加熱用レーザーを用いた粒子シミュレーションは、境界条件や生成された高速電子の扱いについて未解決な課題も多く、計算機資源的にも現実的ではない。そこで、高速点火レーザー核融合実験で用いる加熱用レーザーの典型的なパラメータを考慮して、まずは、fiscof2コードのシミュレーションで得られた典型的な粒子ビームのデータを半径方向に2倍引き延ばし、時間軸方向にも1, 2, 4, 6倍と引き延ばして、粒子ビームの全エネルギーを増やすことで模擬した。図13(a)に高速電子の、図13(b)に高エネルギーイオンのビーム強度の時間発展をそれぞれ示す。なお、変換後の粒子データは、加熱用レーザーとして、半値全幅60 μm は同一で、それぞれパルス長が0.5, 1, 2, 3 ps および全レーザーエネルギーが160, 320, 640, 960 Jに対応すると考えられる。

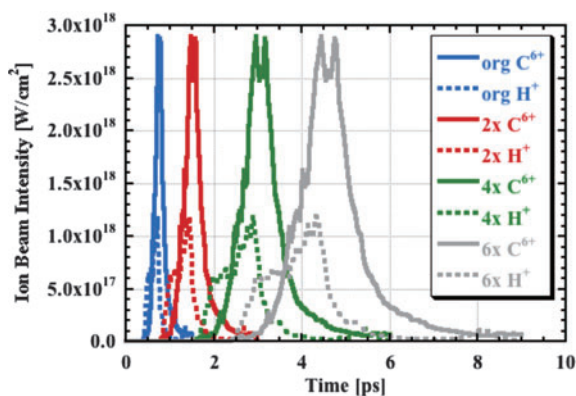
統合シミュレーションでは、最近の高速点火レーザー核融合実験で用いられているターゲットを考慮してコーン付きチップなしの中実CDターゲットを想定し、背景密度は固体の1 g/cm³、爆縮により圧縮された燃料コアは、半径25 μm 、最大圧縮密度10 g/cm³とした。fibmet2コードで用いた金コーンと爆縮コアのプロファイルおよび粒子ビームの入射地点を図14に示す。

fibmet2コードでシミュレーションした結果から得られた密度で平均した電子(実線)およびイオン(破線)コア温度の時間発展を図15に示す。粒子ビームの全エネルギーは、それぞれ2, 4, 6倍と増加しているが、図15における電子温度の上昇率は、その割合より高くなっていることがわかり、長パルス実験にとっては肯定的である。逆に、4, 6倍のシミュレーションでは、燃料コアの密度が比較的強く緩和速度が遅いため、イオンの温度上昇は電子の温度上昇に追いついておらず、イオン温度が最大電子温度に達する前に加熱が終わってしまい、パルスを長くしてもイオン温度に強く依存する中性子発生数は増えないことが懸念される。

図16に10 psにおける電子温度分布を示す。6倍ケースについて、密度で平均したコア電子温度は、10 psで2.3 keVであるが、電子温度分布を見ると最大で6 keV程度



(a) 高速電子ビーム



(b) 高エネルギーイオンビーム

図13 粒子ビーム強度の時間発展。青色は元データを半径方向に2倍引き延ばしたデータ。赤、緑、灰色は、それぞれ更にそのデータを時間軸方向に2, 4, 6倍引き延ばしたデータ。イオンの実線はC⁶⁺、破線はH⁺。

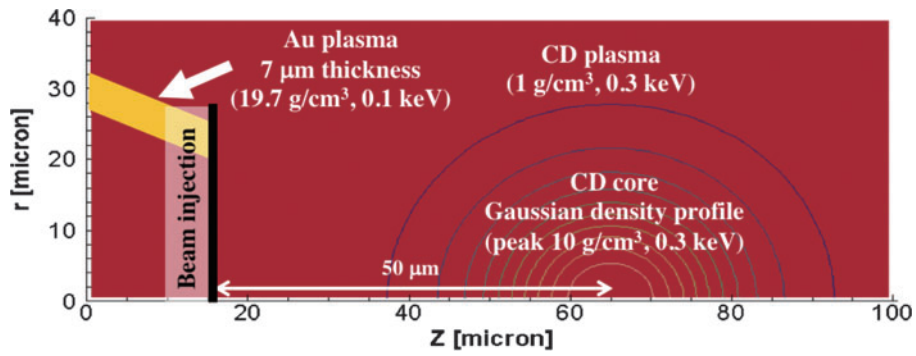


図14 2次元コア加熱 fibmet2 コードで用いた金コーンと爆縮コアのプロファイルおよび粒子ビームの入射地点.

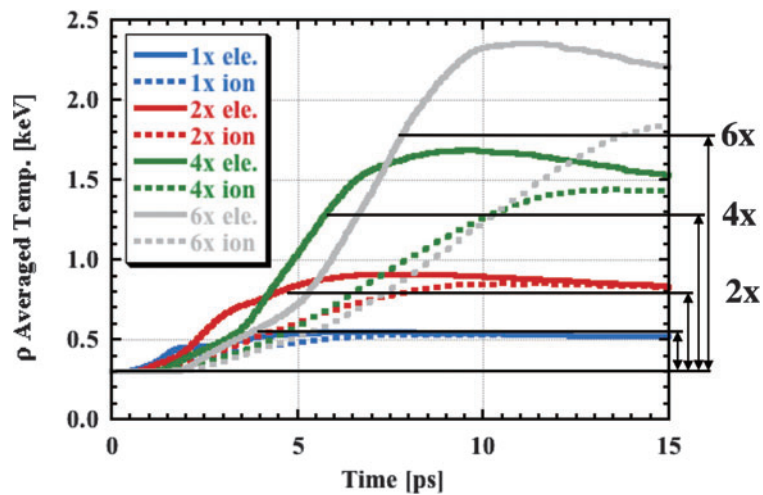


図15 密度で平均したコア温度の時間発展点.

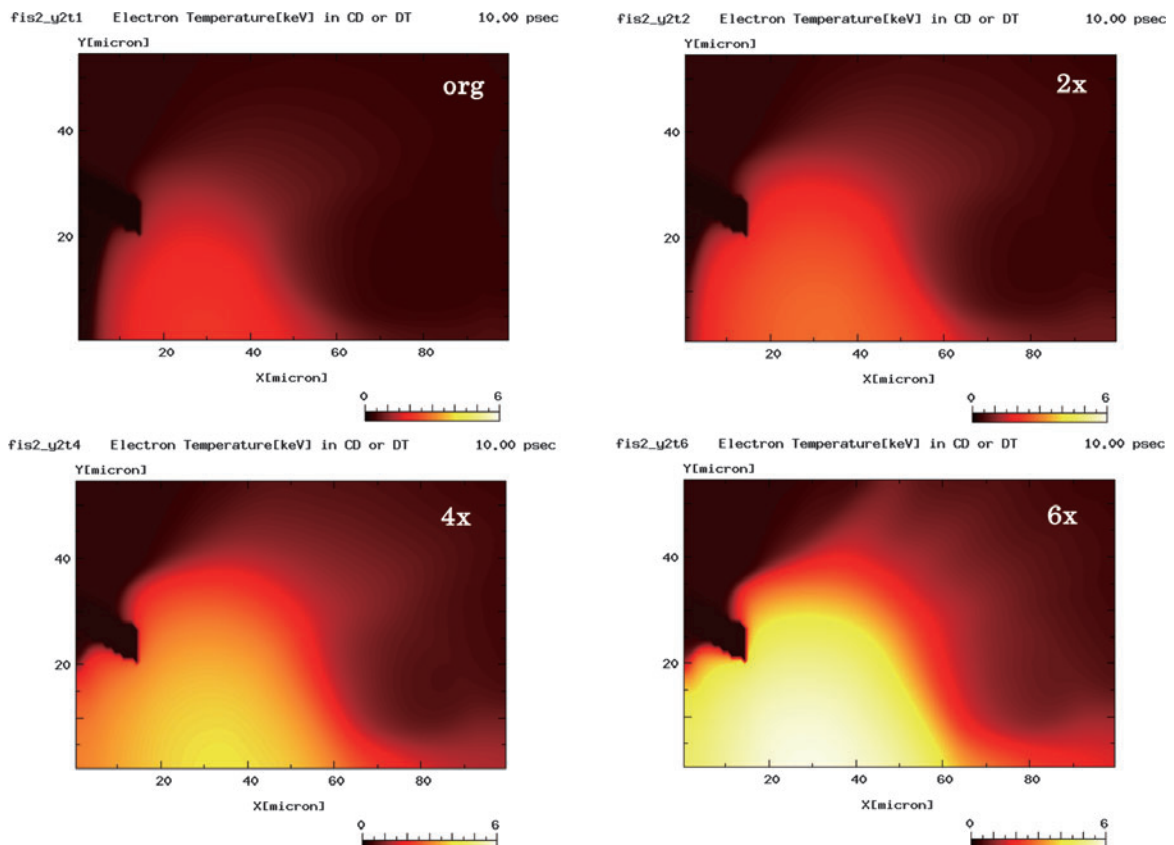


図16 $t = 10$ psにおける4つのケースの電子温度分布. 単位は keV.

に達していることがわかる。しかし、温度が高い領域は、**図16**より、圧縮された燃料コアの領域ではなく、粒子ビームが入射される領域近傍であり、燃料の主要部が加熱されているわけではない。これは、温度という単一の指標で、加熱特性や加熱効率を評価できないことを意味しており、注意を要する。

エネルギー変換効率

粒子ビームの全エネルギーとデポジットされたエネルギーを時間軸方向に引き延ばさない場合と比較して**表1**に示す。

粒子の全ビームエネルギーは、時間軸方向の引き延ばし率2, 4, 6倍にそれぞれ比例していることがわかり、時間軸方向の伸長変換が正しいことを確認できる。しかし、粒子ビームがデポジットするエネルギーの割合は、粒子ビームエネルギーが増加する割合より低くなっており、パルス長の伸長効果について否定的な結果である。これは、コア温度の上昇に伴って粒子間の衝突周波数が低下し、エネルギーのデポジットが小さくなるためだと考えられる。また、電子よりイオンの方が、デポジットエネルギーの割合が低下している。一方、密度が5 g/cm³以上のコア部でデポジットされるエネルギーだけで評価すると、その割合が良くなっており、密度で平均したコア温度の傾向の理由でもある。これは、高密度になるほど同じエネルギーがデポジットされても温度上昇は小さいので、衝突周波数の低下も小さいためだと考えられる。また、この割合は、電子の方が高いため、相対的にイオン補助加熱の効果は小さくなることがわかった。

3.1.9 PASMO の最適化

PIC 法によるプラズマ粒子シミュレーションコードでは、ラグランジアンで表現される粒子系とオイリアンで表現される電磁場とを連成させるため、粒子に働く電磁場の計算及び粒子の位置と速度からの電流密度の計算でメモリへのアクセスがランダムになったり、粒子分布の不均一に伴い計算負荷の不均一が発生したりなど、計算効率を悪化させる要因が多々ある。そこで本研究では、粒子位置・速度の更新／電流密度計算のルーチンについての最適化や、ロードバランスをよくするためのアルゴリズムの導入を進めた。

電磁粒子コードPASMOにおける粒子位置・速度の更新／電流密度計算のルーチンについての最適化では、粒子配列の構造を A(M, N, L) から A(M, N*L) へとスレッド並列用に設けていた次元 L を廃止し、バケットソーティングとともに粒子配列内でのソーティングを行うようにプログラムの改良を進めた。ここで、M は粒子の物理量（座標や速

度、電荷、質量など）を示す次元、N はスレッド並列の次元を設けた場合の粒子番号を示す次元を表す（スレッド並列の次元を廃した場合は N*L が粒子番号を表す）。これにより、粒子配列の第2次元に対して連続にメモリアクセスすることが及び場のデータとのランダムアクセスが抑止されることが期待される。**図17**はGatherプロセスにおける詳細プロファイルを採取した結果である。オリジナルではスレッド間のバランスが良いが、演算を行っている時間は半分以下という状況であった（**図17上図**）。それに対して、次元の削減、schedule (dynamic) の導入、粒子配列内でのソーティングの導入、スレッド並列間のインバランス解消のためのループ構造変更を行うことにより、実行時間がオリジナルに比べ53.9%まで改善することができた（**図17下図**）。この際、L2 キャッシュミスが改善されたことも確認できた。

開発を進めている電磁粒子コードPASMOでは、均等にシミュレーションボックスを領域分割して分散並列をしている。しかし、粒子分布が不均一になる場合、均等に分割した領域内に含まれる粒子数が領域によって異なるため、粒子に関する計算（運動方程式を解くルーチンと電流密度を計算するルーチン）で最も計算コストがかかる粒子シミュレーションでは、分散並列におけるロードバランスが悪くなる。そこで京都大学の中島浩教授がプラズマ粒子シミュレーション用に開発した OhHelp ライブラリ[36] の導入を行った。OhHelp ライブラリは計算を担当する粒子数が多いプロセスの計算負荷を粒子数が少ないプロセスに肩代わりさせる動的負荷分散アルゴリズムを適用している。OhHelp ライブラリの導入には、

- OhHelp 用 2 重化配列の洗い出し
- PASMO と OhHelp の粒子のデータ構造の修正
- OhHelp の初期化・2 重化配列のアロケート
- 粒子の初期条件の読み込みから構造体へのコピー
- 粒子のトランスバウンドを行うルーチン開発
- 粒子計算で使用する格子データの allreduce, bcast の追加・修正
- 入出力ファイルの変更

を行った。また、OhHelp 導入で自動並列化がされなくなった DO 文の OpenMP によるスレッド並列化、粒子がどの領域に存在するかを記録する OhHelp で必要な表の書き出しの最適化を進めた。

磁気再結合を想定した粒子分布での動作検証を行った。グリッド数は128×512×32 (Case1) と128×512×64 (Case2) の2通りで、MPI プロセス数はそれぞれ8×8×4, 8×8×8であり、スレッド数はともに16とした。周期境

表1 エネルギー変換効率。

Exp. Factor	Beam Energy			Total Deposit Energy			Deposit Energy in Core		
	ele.	C ⁶⁺	H ⁺	ele.	C ⁶⁺	H ⁺	ele.	C ⁶⁺	H ⁺
2x	2.00	2.00	2.00	1.95	1.86	1.59	2.59	2.50	1.56
4x	4.01	4.01	4.01	3.77	2.96	2.23	6.23	5.21	2.40
6x	6.01	6.02	6.02	5.49	4.75	3.27	9.40	7.34	2.84

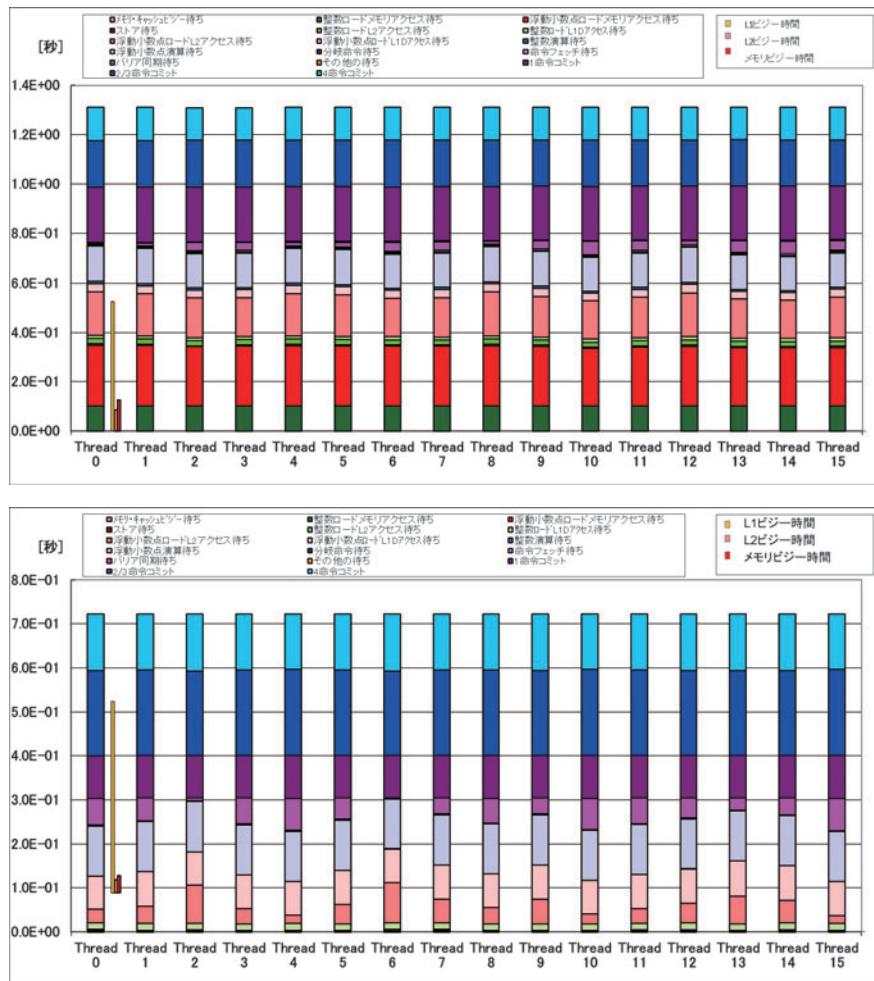


図17 Gather ルーチンにおける詳細プロファイル。横軸はスレッド並列の番号であり、縦軸は計算時間（秒）である。棒グラフの色はそれぞれ、その計算に実行された命令の種類を表す。

界条件下で2枚の電流層をx方向に並べ、粒子数はそれぞれ1.26億、2.52億として、粒子数密度の粗密差はともに31.8倍とした。計算ステップ数は10,000である。OhHelpライブラリを組み込む前のコードと比較した結果、下記の表2のような結果が得られた。Case2ではOhHelpを組み込んだ効果が得られなかったのに対し、Case1では得られた。

OhHelp の効果は動的負荷分散によるメリットと追加コストによるオーバーヘッドの兼ね合いで決まる．磁気再結合のシミュレーションでは，電流層が維持されて構造が変化しない場合や，磁気再結合の結果，構造のトポロジーそのものが変化した後にはその構造が準安定的に維持される場合，また，粒子が集合する磁気島が発生して移動する場合など，構造が物理条件や時間経過とともに変化する．今回の動作検証ではそのような大きな構造変化が起こっていないので，OhHelp の効果が得られづらい場合であったと考えられる．今後は，In-Situ 可視化と組み合わせでシミュレーション結果を確認しながら，オリジナルと OhHelp を組み込んだコードとを使い分けて運用したいと考える．また，粒子が集中する領域が発生してその領域を担当するノードのメモリ容量を超えるような場合，通常はその時点で計算不能となるが，OhHelp の負荷分散機能を使えばメモリ容量を超える粒子情報を他のノードに自動的に割り付

表2 PASMO コードの OhHelp ライブラリ導入前と後の計算速度の比較.

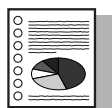
	オリジナル	OhHelp
Case1	359.78 秒	341.36 秒
Case2	366.38 秒	400.74 秒

けてくれる。これは、オリジナルコードでは実行できなかった条件でのシミュレーションが可能になることを示しており、核融合プラズマの粒子シミュレーションの可能性が大きく拡大されることが期待される。

参考文献

- [1] H. Miura *et al.*, J. Comput. Phys. **316**, 385 (2016).
- [2] H. Miura *et al.*, 26th IAEA Fusion Energy Conference (Kyoto, Japan, October 17-22, 2016).
- [3] H. Miura *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 076034 (2017).
- [4] H. Miura *et al.*, Phys. Plasmas **24**, 092111 (2017).
- [5] H. Miura *et al.*, Sherwood Fusion Theory Conference 2019 (April 15-17, 2019, Princeton, U.S.A.).
- [6] A. Ito and J.J. Ramos, Phys. Plasmas **24**, 072102 (2017).
- [7] A. Ito and J.J. Ramos, Phys. Plasmas **25**, 012117 (2018).
- [8] T. Moritaka *et al.*, Plasma **2**, 179 (2019).
- [9] M. Cole *et al.*, Phys. Plasmas **26**, 32506 (2019).

- [10] M. Cole *et al.*, Phys. Plasmas **26**, 82501 (2019).
- [11] T. Moritaka *et al.*, the 27th IAEA Fusion Energy Conference, TH/P5-5, Gandhinagar, India, 22 October 2018.
- [12] M. Cole *et al.*, the 27th IAEA Fusion Energy Conference, TH/P6-21, Gandhinagar, India, 22 October 2018.
- [13] 大野哲靖：プラズマ・核融合学会誌 **82**, 205 (2006).
- [14] S.I. Krashennnikov *et al.*, J. Plasma Phys. **74**, 679 (2008).
- [15] D.A. D'Ippolito *et al.*, Phys. Plasmas **18**, 060501 (2011).
- [16] S. Ishiguro and H. Hasegawa, J. Plasma Phys. **72**, 1233 (2006); <https://dx.doi.org/10.1017/S00223778060006003>
- [17] H. Hasegawa and S. Ishiguro, Plasma Fusion Res. **12**, 1401044 (2017); <https://dx.doi.org/10.1585/pfr.12.1401044>
- [18] H. Hasegawa and S. Ishiguro, Plasma **1**, 61 (2018); <http://dx.doi.org/10.3390/plasma1010006>
- [19] H. Hasegawa and S. Ishiguro, Phys. Plasmas **26**, 062104 (2019); <http://dx.doi.org/10.1063/1.5093561>
- [20] H. Hasegawa and S. Ishiguro, Nucl. Fusion **57**, 116008 (2017); <http://dx.doi.org/10.1088/1741-4326/aa7700>
- [21] "Supercomputer in Japan used for plasma edge simulation", ITER Newslines, 9 January 2017; <https://www.iter.org/of-interest/680>
- [22] H. Hasegawa and S. Ishiguro, Nucl. Mater. Energy **19**, 473 (2019); <http://dx.doi.org/10.1016/j.nme.2019.04.005>
- [23] S. Usami *et al.*, Phys. Plasmas **24**, 092101 (2017).
- [24] S. Usami *et al.*, Plasma Fusion Res. **13**, 3401025 (2018).
- [25] S. Usami *et al.*, Plasma Fusion Res. **14**, 3401137 (2019).
- [26] S. Usami *et al.*, Phys. Plasmas **26**, 102103 (2019).
- [27] M. Toida, Phys. Plasmas **23**, 072115 (2016).
- [28] M. Toida and Y. Ohsawa, J. Phys. Soc. Jpn. **63**, 573 (1994).
- [29] M. Toida and Y. Kondo, Phys. Plasmas **18**, 062303 (2011).
- [30] M. Toida and Y. Aota, Phys. Plasmas **20**, 082301 (2013).
- [31] M. Toida *et al.*, Phys. Plasmas **15**, 092305 (2008).
- [32] S. Sakata *et al.*, Nature Communications **9**, 3937 (2018).
- [33] H. Sakagami *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **688**, 12096 (2016).
- [34] H. Sakagami *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **717**, 12046 (2016).
- [35] B.C. Stuart *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2248 (1995).
- [36] H. Nakashima *et al.*, Proc. Intl. Conf. Supercomputing, pp.90-99 (2009).



プロジェクトレビュー

3. 基礎物理シミュレーション研究と可視化技術の進展

3. Progress in Simulation Study of Fundamental Physics and Visualization Technology

3.2 可視化技術

3.2 Visualization Technology

大谷寛明^{1,2)}, 石黒静児^{1,2)}, 宮澤順一^{1,2)}, 大野暢亮³⁾, 陰山 聡⁴⁾, 三浦英昭¹⁾, 森高外征雄^{1,2)}, 田村祐一⁵⁾, 北澤修太⁶⁾, 片桐孝洋⁶⁾, 大島聡史⁶⁾, 永井 亨⁶⁾, 沼波政倫^{1,2)}, 名倉成輝³⁾, 川原慎太郎⁷⁾, 胡 昆祁⁸⁾, 小山田耕二⁸⁾, 後藤拓也¹⁾, 嘉無木 昇⁹⁾, 高丸尚教⁹⁾, PETROSKY Tomio¹⁰⁾, 田中 智¹¹⁾, OHTANI Hiroaki^{1,2)}, ISHIGURO Seiji^{1,2)}, MIYAZAWA Junichi^{1,2)}, OHNO Nobuaki³⁾, KAGEYAMA Akira⁴⁾, MIURA Hideaki¹⁾, MORITAKA Toseo^{1,2)}, TAMURA Yuichi⁵⁾, KITAZAWA Shuta⁶⁾, KATAGIRI Takahiro⁶⁾, OHSHIMA Satoshi⁶⁾, NAGAI Toru⁶⁾, NUNAMI Masanori^{1,2)}, NAGURA Shigeki³⁾, KAWAHARA Shintaro⁷⁾, HU Kunqi⁸⁾, KOYAMADA Koji⁸⁾, GOTO Takuya¹⁾, KAMUKI Noboru⁹⁾, TAKAMARU Hisanori⁹⁾, PETROSKY Tomio¹⁰⁾ and TANAKA Satoshi¹¹⁾

¹⁾自然科学研究機構核融合科学研究所, ²⁾総合研究大学院大学, ³⁾兵庫県立大学, ⁴⁾神戸大学, ⁵⁾甲南大学, ⁶⁾名古屋大学, ⁷⁾海洋研究開発機構, ⁸⁾京都大学, ⁹⁾中部大学, ¹⁰⁾テキサス大学オースティン校, ¹¹⁾大阪府立大学

(原稿受付: 2020年8月17日)

1997年に没入型 (CAVE 型) バーチャルリアリティ (VR) 装置 CompleXcope を導入して以来, 核融合科学研究所ではシミュレーション結果の解析や医療データの可視化, 心理学での VR 装置の活用など, 様々な研究分野での VR 可視化研究を進めてきた. 最近では実験観測データと実験装置・シミュレーションデータの同時 VR 可視化や将来の核融合炉の CAD データの VR 可視化などの研究を進めている. 本節では, 共同研究の下で核融合科学研究所で進められている可視化研究について紹介する.

Keywords:

visualization, virtual-reality, simulation data, CAD data

3.2.1 核融合科学研究所のバーチャルリアリティ可視化装置及びソフトウェア

核融合科学研究所 (核融合研) では, 時間的にも空間的にも複雑な形や動きを示すプラズマのシミュレーション結果を調べたり, バーチャルリアリティ (VR) 空間で再現した実験装置の中にシミュレーション結果を同時に映し出すことによって装置開発に寄与したり, また, 実験観測データを 3 次元空間で解析を進めたり, 将来の核融合炉の組み立て・メンテナンス作業を VR 空間で検討して設計研究に寄与したりするため, CAVE 型 VR 装置 CompleXcope をはじめとする VR 装置を使った可視化手法の研究を推進している [1, 2].

プラズマシミュレータの性能向上に伴う出力データ量の爆発的な増加が予想されたので, より大規模となるシミュレーションデータを VR 空間に円滑に表示して 3 次元的に解析・研究するため, CompleXcope では処理能力の高い二

系統のコンピュータシステムを導入している. これらは分散メモリシステムとなる PC クラスタと大きな共有メモリをもつ Linux 機があり, 目的に応じて排他的な利用が可能となっている. PC クラスタは Windows ベースであるため一般的なソフトウェアを活用した表示に優れているが, 分散システムであるため巨大なシミュレーションデータの表示には不向きである. 他方, Linux 機では大きな共有メモリを使って巨大なシミュレーションデータを表示することに優れている. VR 可視化を行いたいデータの性質に合わせて, それぞれのコンピュータシステムの特色を生かした可視化を行っている. 表 1 に現在, 運用している CompleXcope のコンピュータシステムのスペックをまとめた. また, 平成 28 年 12 月には CompleXcope で利用するプロジェクトを Christie Mirage WU7KM に更新した. 表 2 にそのスペックをまとめる.

平成 28 年にはヘッドマウントディスプレイ (HMD) とい

表1 CompleXcope 用コンピュータシステム.

	Linux	PC クラス
導入年度	令和元年度	平成28年度
筐体	HP Z8 G4	HP Z840×2
OS	Red Hat Enterprise Linux 7.7	Windows10 Pro (64bit)
CPU	インテル Xeon(R) Gold 6128 プロセッサ (3.4 GHz, 6 コア) × 2	インテル(R) Xeon(R) E5-2637v4 プロセッサ (3.50 GHz, 4 コア) × 2/1 筐体
メモリ	384 GB	128 GB / 1 筐体
記憶媒体	1 TB SSD × 2	2 TB HDD × 2/1 筐体
グラフィックカード	NVIDIA RTX 6000 × 2	NVIDIA Quadro P6000 × 2/1 筐体

表2 CompleXcope 用プロジェクタ.

	Christie Mirage WU7KM
投影方式	DLP 方式
パネル解像度	WUXGA (1920×1200 ピクセル)
光出力(最大)	センタールーメン: 6,930 (2 灯時) / 3,465 (1 灯時) ANSI ルーメン: 6,300 (2 灯時) / 3,150 (1 灯時)
コントラスト比	最大 10,000:1 / 650:1
対応走査周波数	(水平) 15.75 kHz ~ 120 kHz (垂直) 23.97 Hz ~ 150 Hz

う頭にかぶるタイプの VR 装置がメーカー各社から一斉に販売された。それらは高品質な VR を体験できる上、それまでと比べ格段に安価であったため、瞬く間に市場に回った。核融合研においてもこの安価な HMD (Oculus Rift [3] 及び HTC VIVE [4], Windows Mixed Reality Headsets (WindowsMR) [5]) を導入して、その利活用のための研究を推進している。HMD と CompleXcope との違いは、HMD は基本的に一人用であるのに対し、CompleXcope は立体映像が投影された大きなスクリーンで部屋を囲っているため、多人数で一緒にひとつの VR 空間に入ることができるので、同時にひとつのモノを見ながら議論を行うことができる。大学共同利用機関として共同研究を進めるため、今後も CompleXcope による VR 可視化研究を推進していきたいと考えている。

その一方で、HMD は広く社会に普及していることから、CompleXcope と HMD の双方で研究成果を活用できるような環境整備も進めている。この環境整備における問題点は、異なる可視化デバイスには異なる可視化開発環境があり、デバイスに合わせてその都度、開発をやり直さねばならないことである。この点を解決する方法の一つとして、全ての場合に利用可能な汎用的開発環境を用意するため、ゲーム開発エンジン Unity [6] を活用した可視化研究を進めている。Unity では直接 HMD に表示することが可能である。他方、CAVE 型 VR 装置である CompleXcope に Unity で開発した可視化ソフトウェアを表示するためのミドルウェア MiddleVR [7] を導入している。このように Unity を中心とした可視化ソフトウェア開発環境を整えている。

ソフトウェア面では、3 次元的に表現されたプラズマを VR 空間で立体的に解析することを目的として、シミュレーションデータの解析で活用される AVS/Express の VR 対応版である AVS/Express MPE [8] を導入している。また、将来のヘリカル型原型炉の設計研究へ貢献することを目的として、3 次元 CAD データの評価検証支援ツール VirDSE [9] を導入している。本ソフトウェアを用いること

により、CAD ソフトウェアのデータを直接読み込んで CompleXcope に投影して、VR 空間内で部品の組付けや干渉判定、作業検証などを行うことができる。異なる可視化ソフトウェアの描画命令をキャプチャして、それらを重畳表示するソフトウェア EasyVR/FusionVR [10] の導入により、シミュレーションデータの可視化結果と、3 次元 CAD データから写實的に表現された実験装置とを CompleXcope 上に同時に表現することができる。VR 装置を用いた立体表示は、実験観測ポートからの視野の確認やプラズマと実験装置の空間的な相対関係の確認など、炉設計支援において重要な役割を果たすものである [11, 12]。

これらの環境を活用することにより、共同研究を推進すると共に、社会への発信を進めている。以下では、この 5 年間で共同研究の下で進められた核融合研における可視化研究について紹介する。

3.2.2 CAD データの VR 可視化

核融合研では、将来の核融合発電炉を実現するために、その原型となる「ヘリカル型原型炉」の設計研究を進めている [13]。原型炉では多くの機器が取り付けられ、とても複雑な構造になる見込みである。そのため、原型炉設計では建設時の組み立て工程や稼働開始後のメンテナンス手順などを考慮する必要がある。この時、部品の取り付けや取り外し、移動に利用するロボットアームの設計、また、それを動かす手順も検討する必要がある。これら原型炉そのものとロボットアーム、そのまわりのメンテナンス作業を行う場所をまとめた総合的な設計研究が進められている [14]。このような検討では、これまで設計用のソフトウェアを使って、通常のパソコンのディスプレイのような 2 次元ディスプレイに表示された情報を基に行ってきた。しかし、この方法では、本来 3 次元の情報を 2 次元に投影するために奥行き情報が失われてしまい、部品の立体構造や 3 次元的な位置関係の把握は難しくなる。そのため、部品やロボットアームの動きを検討しながら検討結果を設計に反映することは大変難しく、この問題を解決できる新たなシステムの開発が求められていた。そこで、本研究では、CompleXcope で VirDSE を使ってロボットアームを含めたヘリカル型原型炉の設計データを 3 次元 VR 空間に投影して、炉内部品の位置関係やロボットアームの動きについて、3 次元で確認できるシステムを構築した [15]。このシステムでは、まず、原型炉の設計データを VR 空間に投影し、自分自身が原型炉の中に立ったり、歩いて視点を変え

たりするなどして、部品の位置関係をあらゆる方向から確認できるようにした(図1)。次に、ロボットアームを含めたデータを投影し、ロボットアームによる部品の取り付け・取り外しや移動を確認できるようにし(図1)、さらに、自分自身の「手」をVR空間の中に投影することで、VR空間内の「手」で部品をつかんで動かしたりすることもできるようにした(図2)。

3.2.3 In-situ 可視化

In-situ 可視化を行うための可視化ライブラリ VISMO の開発[16]を進めている。

スーパーコンピュータの発達に伴いシミュレーション規模の著しい増大が進んでいる。しかし、ハードディスク使用量制限のため全てのシミュレーションデータを保存することはできず、また、ローカルの可視化解析マシンでの解析もローカルマシンのスペックの制限があるためデータを間引くといったことが行われている。そこで、シミュレーションの生データを保存する代わりに、可視化データを保存するという In-situ 可視化の研究が進められている。In-situ 可視化はシミュレーションの実行とともにデータの可視化を行う方法である。VISMO の可視化手法はソフトウェアレンダリングであり、開発言語はシミュレーション研究者になじみの深い Fortran2003 を使用している。可視

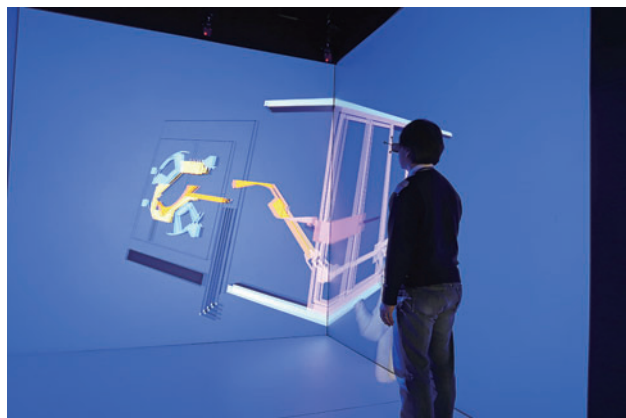


図1 ヘリカル型核融合エネルギー原型炉の設計データをバーチャルリアリティ装置 Complexcope に投影して、ロボットアームによる炉内部品の取り付けを確認している様子。



図2 ヘリカル型核融合エネルギー原型炉のVR可視化。パーツを仮想的な「手」でつかみ、つかんだパーツが別のパーツと接触したため赤く表示されている。

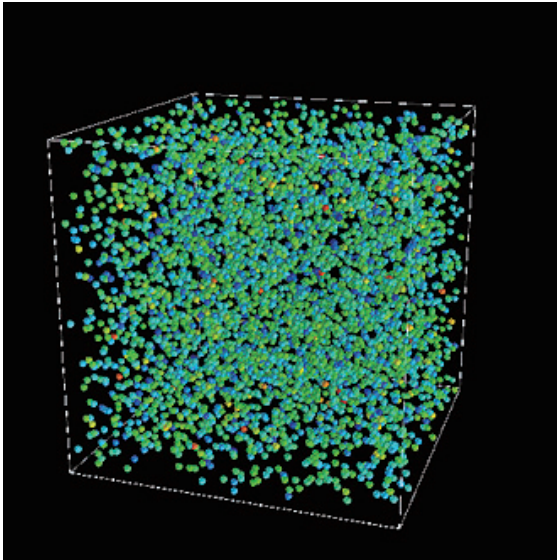
化手法として、粒子(色や半径の変更が可能)・等値面・スライス・流線・矢印がある(図3)。これまでに VISMO はプラズマ粒子シミュレーションコード PASMO[17]や、MHD シミュレーションコード[18]、量子乱流シミュレーションコード[19]に実装された。MHD シミュレーションコード及び量子乱流シミュレーションコードへの実装では VISMO で描かれた図がそのまま論文に採用されている。図3は PASMO コードに VISMO を実装して描いた図である。

3.2.4 Unity を用いた可視化

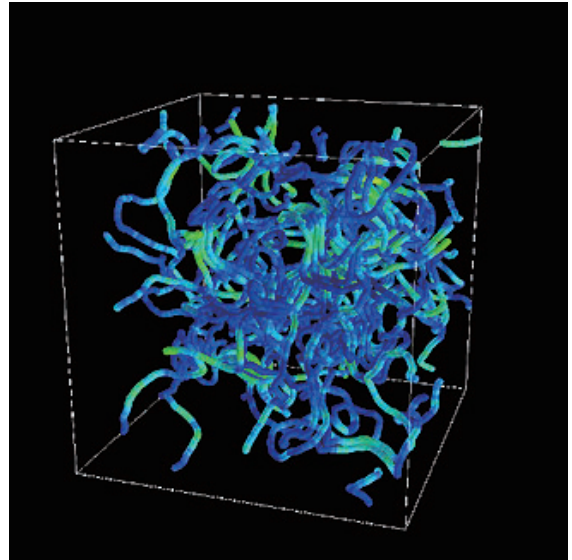
Unity は汎用ゲーム開発エンジンのひとつで、Android などで動作するゲームの開発で幅広く使われている。使いやすいインターフェースやC#による開発環境を備え、Windows, MacOS, iOS, Android, WebGL などの様々なプラットフォームで実行可能な実行ファイルを出力することができる。豊富なアセットも公開されているため、開発をより容易にしている。また、PC の画面上だけでなく、Oculus Rift や HTC VIVE, WindowsMR などのHMDや、zSpace[20]といった多様なVR装置に出力することも可能である。CAVEを採用している Complexcope においても MiddleVR というミドルウェアを介することで、Unity で作成したアプリケーションを表示することができる。CAD データの obj ファイル、fbx ファイルなどを Unity は直接インポートできるので、これまでより容易に CAD データから VR コンテンツを作成することができるようになった。図4は、LHD 周りの NBI 装置や真空排気装置、ベルジャー、ヘリカルコイルやポロイダルコイル(図には表示されていない)を Unity に取り込んだ様子を表している。これまでに開発してきた真空容器内部の VR コンテンツを組み合わせることも行い、LHD 周りの装置から真空容器内まで(ヘリカルコイルやポロイダルコイルも含む)を表示する VR コンテンツを作成することができた(図5)。さらに、この LHD 装置のコンテンツは FusionVR を介して Virtual LHD[21]と同時に表示することも可能である。Virtual LHD は核融合研で開発された VR 可視化ソフトウェアで、この同時 VR 可視化により、HINT[22,23]による平衡プラズマデータ(磁力線、等圧面、ドリフト粒子軌道)を真空容器内に表示することができる[24,25]。

この他にも、LHD 実験で得られた不純物放射光の強度データを Unity を使って iPad などのデバイスで可視化するシステムを開発した[26]。実験で得られている発光分布強度のデータは構造化されていないため、直交格子に再構成することで高速に可視化することが可能となり、リアルタイムでの視点変更などが可能となった。システムではハンドヘルドデバイスで強度分布データを表示して、スライドボタンを使って描画パラメータを変更することができる。

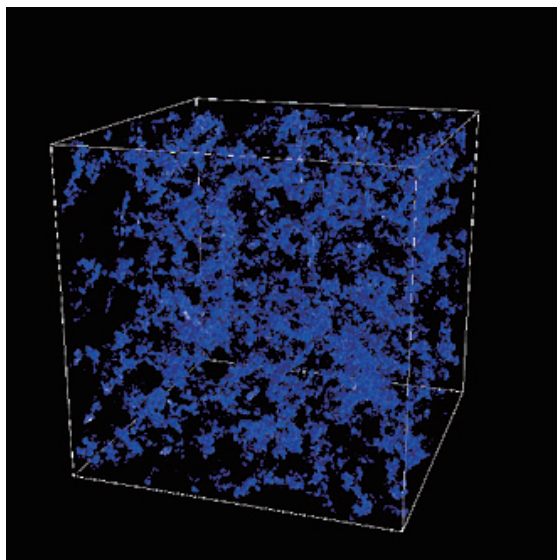
また、GKVシミュレーションによるプラズマ乱流シミュレーションデータ[27,28]をHMDでVR可視化する研究を進めている。シミュレーションで得られたフィールドデータから AVS/Express で描画して ply ファイルを出力して、



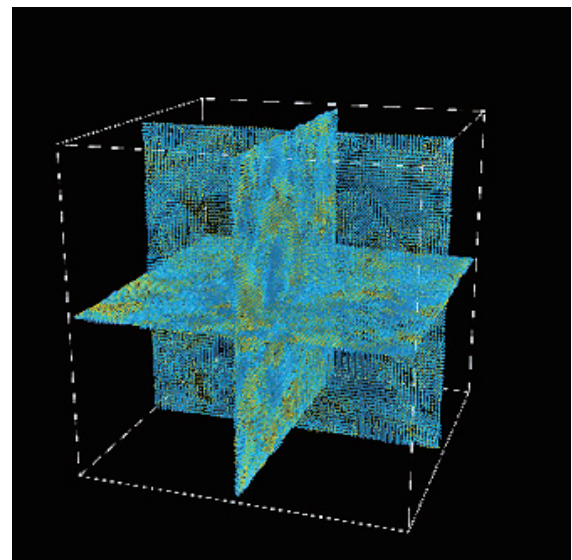
(a) 粒子. 色は粒子速度を表す. 半径を物理量に合わせて変更も可能.



(d) 流線.

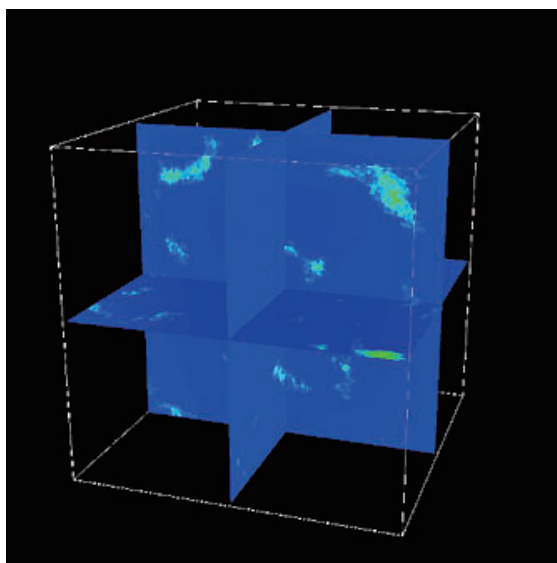


(b) 等値面.



(e) 矢印.

図3 VISMOによる可視化.



(c) スライス.

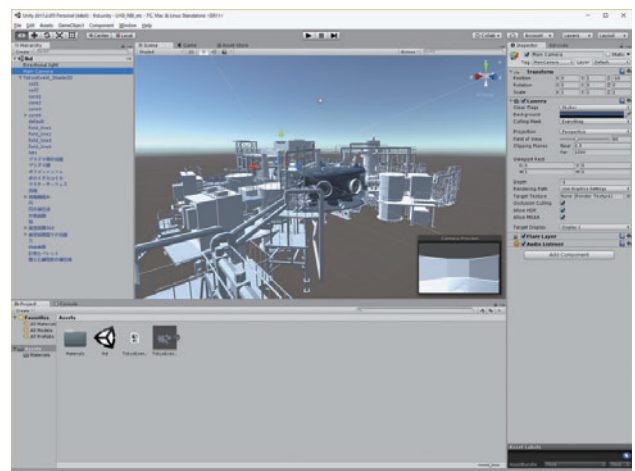
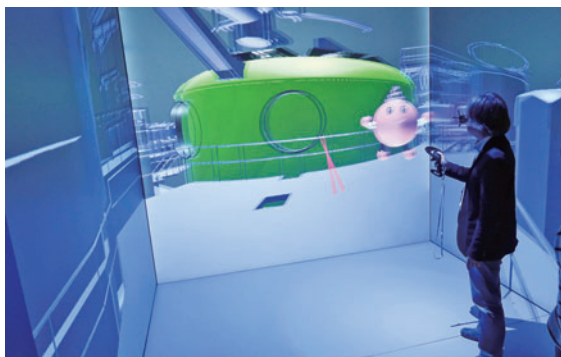
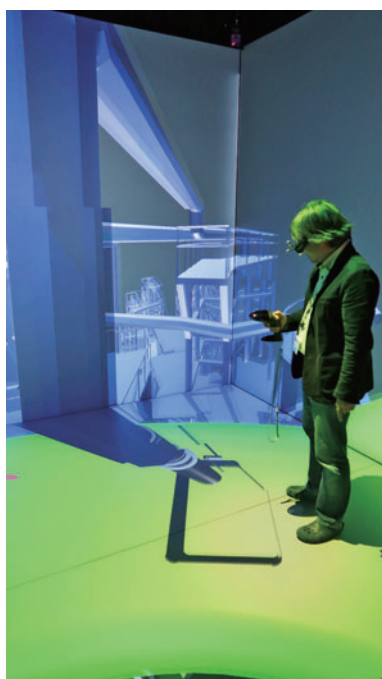


図4 Unityのインターフェース.

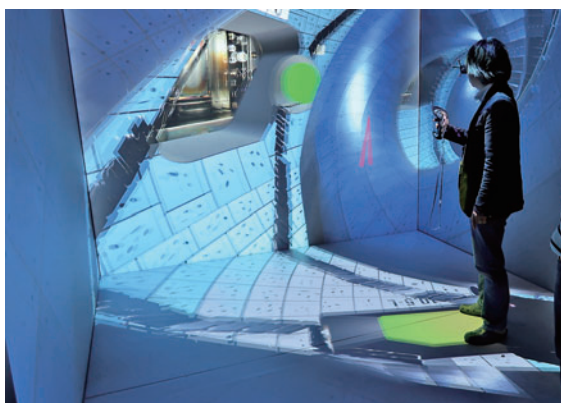
Blenderを使ってUnityに対応したfbxファイルヘデータ変換を行う。Unityを使って、WindowsMRのモーションコントローラによるモデル操作を実装して、両手の相対的な動きによって対象の移動、回転、拡大縮小や片手の操作によってVR空間内を移動することができる。



(a)LHD 真空容器の外。



(b)LHD 真空容器の上部。



(c)LHD 真空容器内部。

図5 LHD 周りから真空容器内のVR可視化。写真には表示されていないが、ヘリカルコイルやポロイダルコイルも設置されている。

可視化のプロセスでは、その目的によって利用する表示装置が異なるだけでなく、可視化のためのソフトウェアもシステム構成に合わせた専用のものとなることが多い。Unity やミドルウェアを用いることにより、既存のソフトウェア資産を生かしつつ、CompleXscope のような大型のVR装置からHMDのような可搬性のあるVR装置までに幅広く対応可能な可視化コンテンツの開発ができるようになった。このことは、共同研究だけではなく、社会への情報発信をこれまで以上に進めていくための強力な推進力となる。

3.2.5 HMD を用いた VR 可視化

前節で述べたように、Unityを導入することでHMDでのVR表示を容易に導入することができるようになった。Unity を用いて開発したLHD 真空容器のコンテンツを、MiddleVRを介してCompleXscopeで表示することを紹介したが、同コンテンツをHMD (Oculus Rift) でも実行できるようにした。Oculus Touchによるフリスルーも可能である。図6はUnity上でLHD 真空容器コンテンツを稼働させている様子で、図中央の2つの図のうち、右図がHMDに表示されている画像である。

その一方で、これまでに開発されてきたCAVE用の可視化アプリケーションをHMDでも活用したいと考えた場合、HMDベンダーの提供するプログラミング言語用開発キット (SDK) や、Unity 用プラグインを用いて、それらをHMD用に移植または再開発しなければならない、非常に多くの工数が必要となる。Virtual LHDはCAVE装置用SDKであるCAVELibを用いて開発されており、HMD用CAVELib 互換ライブラリ CLCL[29]を用いることにより、この問題を解決できるのではないかと考えた。そこで、Virtual LHDへのCLCLの導入を進め、HMDでも動作させることに成功した。図7はCLCLを使って移植されたVirtual LHDがPC上で実行されている様子を示す。Oculus Touchを使ってCAVEと同じ操作性で操作ができる。

3.2.6 磁力線データの可視化

核融合炉の設計研究では、3次元CADを使って設計を行っている。その設計の過程で、VMEC[30,31]で計算された平衡プラズマでのMGTRC[32]による磁力線追跡データからポアンカレマップを求めて、炉構造体の断面図に重

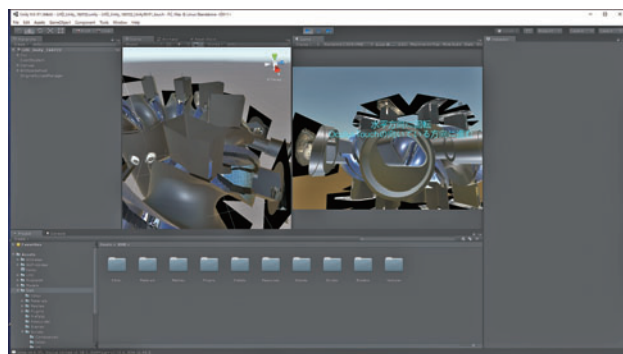


図6 LHD 真空容器コンテンツのHMDへの移植。



図7 Virtual LHDのHMDへの移植. 本図左側は、HMD内におけるVirtual LHDの実行中の様子をPC画面上にプレビュー表示したものである。

ねながら炉構造体とプラズマとの接触判定を行っている。この際、断面図を1度ずつ区切りながら行っているが、この判定法により十分な精度が得られるか明確ではない上、炉構造体の構造を変更するたびにこの作業を進めるのは大変効率が悪い。そこで、粒子のラーマー半径を考慮しながら、追跡された磁力線データからそれらを包む包絡面を求め、プラズマが存在する最外面を3次元で求める研究を進めている[33]。この3次元最外面が求まれば、3次元CADデータと直接に接触判定を行うことができ、炉設計の効率が上がることが期待される。

3.2.7 FFHR CADデータの構造解析

核融合科学研究所核融合工学研究プロジェクトで進められている将来のヘリカル型核融合発電所の設計研究で、新型ヘリカルブランケットCARDISTRY-Bが提案された[14]。これはユニットが基本的に板で構成され、垂直もしくは大半径外側方向への移送のみで各ユニットを取り外すことができる画期的な構造となっている。この提案とともに、ロボットを使ったユニットの脱着・交換・輸送作業がCADソフトウェアを使ったアニメーション機能で検討されている。しかし、この検討ではユニットの構造解析や機構解析はなされていない。そこで、CADソフトウェアCATIA[34]を使った構造解析や機構解析を進めている。当初、SketchUP[35]を使って設計が行われていたため、CATIAで読み込みができなかった。現在、Fusion360[36]を使って設計が行われ(図8)[37]、CATIAによる構造解析が行われた。その結果、自重のみの負荷で完全に変形するユニットや、構造的に耐えられる限界のユニット、十分に耐えられるユニットがあり、また、設計データの問題でメッシュ分割できず、解析不能なユニットがあることがわかった。これらの結果は炉設計にフィードバックされた。

3.2.8 可視化研究の応用

可視化研究の応用として、アインシュタイン方程式の解析を進めた。

一般相対論に基づく宇宙モデルにはいくつかのモデルがあるが、そのうちの一つである空間一様・非等方宇宙モデルについて解析を行ったところ、これまでに研究されてきた力学系のカオスとは全く異なる特異な構造を持つカオス

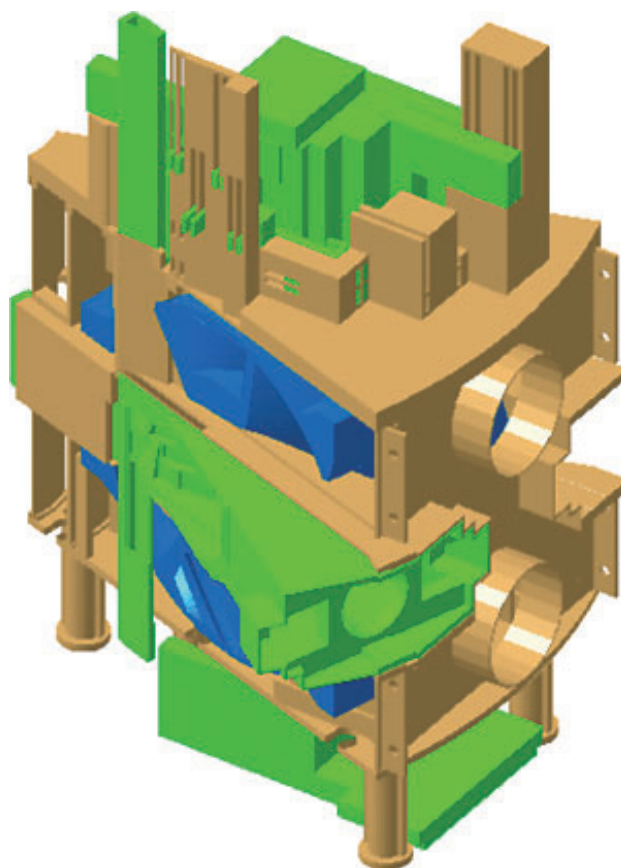


図8 FFHRのCADデータ。

が発生することを大阪府立大学大学院生の竹内雄哉君が見出した。膨張・収縮を繰り返している間は、適当に用意した断面に運動が繰り返し戻ってくるのでポアンカレマップが定義でき、そのマップが作る構造からカオスの判定が可能である。実際に、そのような膨張・収縮を繰り返す軌跡の集団(分布)はポアンカレマップで引き伸ばしと折りたたみを繰り返し、カオス系特有の構造を成す。

このように、多くのカオス研究ではそのカオス性を調べる手段として軌道のポアンカレマップを作成して議論する。しかし、この方法では軌道が作る構造の断面のみが解析可能であり、構造の全体像を把握することは困難であった。また、より観測事実に近い、膨張を続ける進化だけを集めた状態分布の発展では、上記の描像による繰り返し運動が存在しないので、ポアンカレマップを定義できない。そこで、アインシュタイン方程式で得られた軌道データについて4次元位相空間から3次元位相空間への射影を行い、3次元空間での軌道の可視化を行ったところ、集団を成す個々の軌跡が螺旋状に、回転しながら発展していることがわかった(図9)。したがって、この回転を繰り返し運動とみなすことで、ポアンカレマップのようなもの(正確にはバーコフ座標を用いたマップで、ビリヤード問題などに使われる)を考えることができ、この場合にもカオスを可視化できる可能性がでてきた。

この可視化研究による螺旋構造の発見は、当該研究分野に対して新たな研究の視点を与え、更なる研究の進展をもたらした。

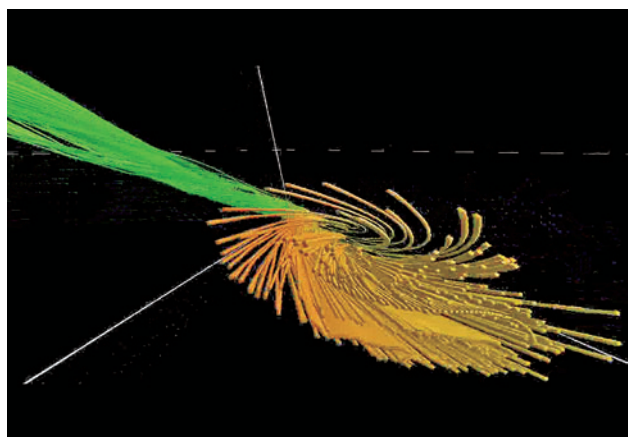


図9 アインシュタイン方程式から得られた軌道の解析結果。4次元位相空間から空間2次元・速度1次元の3次元位相空間への射影を行い、軌道を流線で表現したアニメーションの一面である。

参考文献

- [1] C. Cruz-Neira *et al.*, Proc. of the 20th Annual Conference on Computer Graphics and Interactive Techniques, 135 (1993).
- [2] 石黒静児, 大谷寛明: プラズマ・核融合学会誌 **90**, 325 (2014).
- [3] Oculus Rift: <https://www.oculus.com/>
- [4] HTC VIVE: <https://www.vive.com/>
- [5] Windows Mixed Reality Headsets: <https://www.microsoft.com/en-us/windows/windows-mixed-reality-devices>
- [6] Unity: <https://unity.com/>
- [7] MiddleVR: <https://www.middlevr.com/2/>
- [8] AVS/Express MPE: <https://www.cybernet.co.jp/avs/products/mpe/>
- [9] VirDSE: <http://www.aec.co.jp/solution/mm/products/virdse/>
- [10] EasyVR / FusionVR: <https://www.fiatlux.co.jp/product/virtual/easyvr/>
- [11] H. Ohtani *et al.*, Plasma Fusion Res. **6**, 2406027 (2011).
- [12] H. Ohtani *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **56**, 692 (2016).
- [13] A. Sagara *et al.*, Fusion Eng. Des. **89**, 2114 (2014).
- [14] J. Miyazawa *et al.*, Plasma Fusion Res. **12**, 1405017 (2017).
- [15] H. Ohtani and S. Ishiguro, Proc. of the 36th JSSST Annual International Conference on Simulation Technology, 194 (2017).
- [16] N. Ohno and H. Ohtani, Plasma Fusion Res. **9**, 3401071 (2015).
- [17] H. Ohtani and R. Horiuchi, Plasma Fusion Res. **4**, 024 (2009).
- [18] H. Miura, Fluids **4**, 4010046 (2019).
- [19] K. Yoshida *et al.*, J. Low Temperature Phys. **196**, 211 (2019).
- [20] zSpace: <https://jp.zspace.com/>
- [21] A. Kageyama *et al.*, Proc. ICNSP, 138 (1998).
- [22] K. Harafuji *et al.*, J. Comput. Phys. **81**, 169 (1989).
- [23] Y. Suzuki *et al.*, Nucl. Fusion **46**, L19 (2016).
- [24] H. Ohtani *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. **39**, 2472 (2011).
- [25] H. Ohtani *et al.*, Plasma Fusion Res. **6**, 2406027 (2011).
- [26] Y. Tamura *et al.*, Plasma Fusion Res. **14**, 3406084 (2019).
- [27] T.-H. Watanabe and H. Sugama, Nucl. Fusion **46**, 24 (2006).
- [28] M. Nunami *et al.*, Phys. Plasmas, **19**, 042504 (2012).
- [29] S. Kawahara and A. Kageyama, J. Adv. Simulat. Sci. Eng. **6**, 234 (2019).
- [30] S.P. Hirshman and J.C. Whitson, Phys. Fluids **26**, 3553 (1983).
- [31] S.P. Hirshman and P. Merkel, Comp. Phys. Comm. **43**, 143 (1986).
- [32] MGTRC: <https://github.com/yasuhiro-suzuki/MGTRC>
- [33] K. Hu *et al.*, J. Adv. Simulat. Sci. Eng. **7**, 151 (2020).
- [34] CATIA: <https://www.3ds.com/ja/products-services/catia/>
- [35] SketchUP: <https://www.sketchup.com/>
- [36] Fusion360: <https://www.autodesk.co.jp/products/fusion-360/overview>
- [37] J. Miyazawa *et al.*, Plasma Fusion Res. **14**, 1405163 (2019).



プロジェクトレビュー

4. まとめと展望

4. Summary and Prospect

洲 鎌 英雄^{1,2)}

SUGAMA Hideo^{1,2)}

¹⁾自然科学研究機構核融合科学研究所, ²⁾総合研究大学院大学

(原稿受付: 2020年8月17日)

数値実験炉研究プロジェクトでは、平成27年度（2015年度）に行われた前回の外部評価の提言の後、第3期中期計画が始まった平成28年度（2016年度）からこれまでの間、プラズマシミュレータや関連する研究体制・研究環境の整備を進め、各研究グループ間の連携や国内外の研究機関との共同研究の強化によって、数値実験炉の構築に向けたシミュレーションコードの開発・応用や関連する基礎物理シミュレーション研究を推進し、核融合科学および関連理工学の学術体系化に貢献してきた[1]。

特に、第3期中期計画の中に、複数イオン種効果を取り込んだ輸送シミュレーションコードの整備・拡張やLHD実験結果との比較によるコードの検証・高度化等を掲げ、LHDプロジェクトとの密接な連携の下、平成29年（2017年）3月から開始されたLHD重水素実験のミッションの一つであるプラズマ閉じ込めの水素質量依存性（同位体効果）の解明やLHD実験で発見された不純物ホール現象の物理機構の解明等の極めて重要な研究課題に対する理論シミュレーション解析に取り組み、第2～3章で示したような多くの注目すべき成果を上げた。各研究グループ間やプロジェクト間の連携が着実に進展することにより、統合輸送コードへ適用する高精度の乱流輸送モデルの開発、ハイブリッドコードや運動論的コードの実験解析やMHD拡張への応用、周辺プラズマ輸送とプラズマ壁相互作用の統合解析、統合輸送コードの拡張、多階層複合物理過程の粒子・流体シミュレーション技法の改良や、また、シミュレーション解析・核融合炉設計へのVR可視化技術の応用等に関する数多くの成果が上げることができた。また、数値実験炉プロジェクトは、シミュレーション研究拠点として、プラズマシミュレータを活用した国内共同研究、分野間連携研究や国際連携研究を大いに推進している。第2章および第3章で示した核融合科学、関連する理工学や基礎物理に関するシミュレーション研究を通して、国内外の数多くの大学・研究機関と数値実験炉プロジェクトとの間で、分野間連携も含めた研究交流が活発に行われ、他分野や社会への学術成果の発信に貢献している。

以上に述べた研究成果は、多くの学術研究論文や国際会

議での発表として報告されている。査読付き学術雑誌に掲載された数値実験炉研究プロジェクト関連の論文の総数は、平成28年（2016年）から令和元年（2019年）までの4年間で266編に達し、この中には、Physical Review Letters等の著名雑誌への掲載論文6編の他、Physics of Plasmas誌37編、Nuclear Fusion誌60編、Plasma Physics and Controlled Fusion誌24編等が含まれる。IAEA核融合エネルギー会議（2016年、2018年）における発表件数は、83（その中oralは18件）、それ以外の国際（国内）会議における招待講演は、44（10）件に上り、核融合科学研究所内の数値実験炉研究プロジェクトメンバーは、10件の学会賞等の受賞を受けるなど、国際的に高いレベルの研究成果が挙げられていることを示している。

数値実験炉研究プロジェクトは、上述の研究の進展を支えるため、スーパーコンピュータシステム「プラズマシミュレータ」等の研究環境・関連設備を共同研究で利用するための支援体制の整備・拡充を進めるとともに、将来のシミュレーション研究を担う人材の育成にも貢献している。また、最先端のシミュレーション研究環境を全国の共同研究者に提供するため、最新のスーパーコンピュータの開発動向に関する綿密な調査を精力的に行い、前機種に比べて4倍以上に性能を向上させた新しいプラズマシミュレータ「雷神」を導入し、令和2年度（2020年度）7月1日に、その運用を開始した。さらに、数値実験炉プロジェクトは、他のプロジェクトや大学・研究機関との連携の下、これまで開発を進めてきた理論解析手法・シミュレーションコードを磁場配位創成・最適化研究等に活用し、核融合科学研究所の将来計画の策定や次期装置の設計に大きく貢献している[2, 3]。

以上のプロジェクト活動の成果・実績を背景に、令和2年度（2020年度）以降、数値実験炉を構成する各種3次元シミュレーションコードの完成度を高めるとともに、関連する学術研究を進展させるため、性能を向上させたプラズマシミュレータを最大限に活用し、国内外の大学・研究機関との共同研究やプロジェクト・研究グループ・分野間の連携を深めていく。第4期中期計画が始まる令和4年度

(2022年度)以降を睨み、LHD 重水素実験等との比較・検証により、数値実験炉コード体系の予測性能を向上させるともに、プラズマ閉じ込め物理機構の解明、磁場配位創成・最適化研究や装置設計等へのコード体系の適用を進め、核融合科学研究所およびコミュニティ全体の更なる発展に貢献すべく、数値実験炉研究プロジェクトを引き続き強力に推進する。

参考文献

- [1] 核融合科学研究所運営会議外部評価委員会：「令和元年度外部評価報告書」(2020年3月)。
- [2] 安藤 晃 他：プラズマ・核融合学会誌 **96**, 388 (2020).
- [3] <https://www.nifs.ac.jp/TFNRP/>