### プロジェクトレビュー

## IFERC 計算機シミュレーションセンターの 高性能計算機システム Helios を利用した シミュレーション研究プロジェクト

Simulation Research Projects Using the High-Performance Computer System Helios at IFERC-CSC

編集:量子科学技術研究開発機構 六ヶ所核融合研究所 核融合炉システム研究開発部 BA 計画調整グループ, IFERC 事業チーム, IFERC-CSC ホームチーム Edited by QST BA Project Planning and Coordination Group, IFERC Project Team, and IFERC-CSC Home Team

(原稿受付:2018年10月12日)

幅広いアプローチ協定に基づいて青森県六ヶ所村の国際核融合エネルギー研究センター(IFERC)の計算機 シミュレーションセンター(CSC)に設置された高性能計算機システムHeliosは、2012年1月に運用を開始 し、2016年12月末に計画通り運用を終えた.日欧の磁場閉じ込め核融合シミュレーション研究に供された5年の 間、Heliosは高い利用率を維持し、炉心プラズマ物理から炉材料・炉工学にわたる広い分野で多くの研究成果に 貢献した.本プロジェクトレビューでは、5年間の運用、研究成果への貢献について概観したのち、先のプロジェ クトレビュー以後に国内の大学や研究機関においてHeliosを利用して進められたシミュレーション研究プロジェ クトとその成果を、各研究プロジェクト毎にその目的、用いられる計算手法、これまでの研究成果、そして今後 必要とされる計算を紹介する.

### はじめに

青森県六ヶ所村に位置する国際核融合エネルギー研 究センター(International Fusion Energy Research Centre: IFERC)の計算機シミュレーションセンター(Computational Simulation Centre: CSC)は日欧間のより広範な取組 を通じた活動(Broader Approach: BA)協定に基づいて実 施されている事業で,磁場閉じ込め核融合研究専用計算機 として最新鋭の計算機を提供し,核融合研究への大規模・ 高効率シミュレーションの活用を促進することを目的とし ている.この目的のために設置されたIFERC-CSC高性能 計算機 Helios(愛称:六ちゃん)は2012年1月に運用を開 始し,計画通り2016年12月末に5年間の運用を終えた.

Helios 設置の経緯,機器構成,日欧の責任分担などの詳 細については2015年11月号掲載の解説記事[1]に譲り,こ こでは Helios の概要を述べるに留める.Helios は,CPU のみ搭載する本体システムと,CPUの他にメニーコア (Many Integrated Core; MIC)アーキテクチャをベースに したコプロセッサも搭載する増強システムで構成されてい た.Helios本体システムの2012年の運用開始時における Linpack性能は 1.237 PFLOPSで,これは当時の TOP500 ランキングで世界12位,国内2位(1位は京コンピュータ) であり,核融合研究専用機としては世界最速であった.増 強システムについては2016年8月号掲載の講座[2]に利用 例も含めて紹介されているので参照されたい.図1は, Heliosの通常運用が始まった2012年4月から運用を終了し た2016年12月までのHelios本体システムの月平均稼働率 (Availability)と月平均利用率(Utilisation)を示してい る.2012年7月までは50%程度の利用率にとどまっていた



 2012年4月から2016年12月までのHellosの月平均稼働率 (Availability)と月平均利用率(Utilisation). ものの,2012年8月からは80%を超え,その後も緩やかな 上昇傾向となり,2015年4月以降はほぼ90%以上の高い利 用率を維持した.

Helios を利用する国際選考枠の研究プロジェクトの選定,計算資源の割当は,以下のサイクルごとに日欧各5名 の委員から構成される常設委員会(Standing Committee)によって決定されていた(国際選考枠とは別に日本の 会計年度で切り替わる日本枠もあった.日本枠の各サイク ルの期間についての詳細は2016年3月号に掲載のプロジェ クトレビュー[3]を参照).

第1 サイクル	2012年4月~2012年11月
第2サイクル	2012年11月~2013年11月
第3サイクル	2013年11月~2014年11月
第4サイクル	2014年11月~2015年11月
第5サイクル	2015年11月~2016年12月

図2は国際選考枠のプロジェクト数の推移を示してい る.赤色で示される日本側プロジェクトの数は日本の研究 機関に所属する研究者が代表を務めるもの,青色で示され ているのは欧州の研究機関に所属する研究者が代表を務め るプロジェクトの数である.第1サイクルでは日欧合わせ て58だったのが,第2サイクルでは73となり,第3サイク ル以降は100を超え第1サイクルの2倍程度まで増加した. 日欧の比較では,研究者数が多い欧州が第1サイクルの時 からプロジェクト数で日本を上回っていたが,第3サイク ル以降その差は顕著になり,欧州のプロジェクト数が日本 のプロジェクト数の倍以上となった.図3は利用者数の推 移を示している.プロジェクト数の増加に対応して利用者



図2 国際選考枠のプロジェクト数の推移.各サイクルで採択さ れたプロジェクト数を表す.



数も第1サイクルの188名から順調に増加し,第3サイク ルでは400名に達し,第5サイクルでは最多の454名となっ た.特に欧州のプロジェクト数,利用者数がともに第3サ イクルで大きく増加しているのは,欧州域内の大型計算機 が運用を停止し利用者が移ってきたためと考えられる.

このように Helios が安定に運用され,多くの研究者が利 用し,高い利用率を維持した結果,図4に示されるように Helios を利用して得られた研究成果を発表した査読付き論 文数も毎年,堅調に増加した.Helios を利用した後の論文 の作成・掲載には時間を要するため、第1サイクルが終了 した2012年11月までに報告のあった査読付き論文は31報で あったものの, その後は1年で約150報づつ増え, 2017年2 月には累計で639報に達している.日欧の比較では、利用者 数の多い欧州側の論文数が日本側論文数の2倍以上となっ ている. なお, 日欧の論文数の比(2017年2月までの累計 で448/191)は、プロジェクト数の比(第5サイクルで 83/35) や利用者数の比(第5サイクルで303/126) に近い. これはプロジェクトあたりの論文数では、日欧で同程度で あることを示唆するが、この点は後でさらに分析する. 査 読付き論文のうち日欧共著の論文数の推移を示したものが 図5である.およそ10%程度が日欧共著論文になってい る.興味深いことに日欧共著論文は日本側プロジェクトに よるものが多く、欧州側プロジェクトによるものの2倍程 度となっている.次に掲載誌別の論文数を図6に示す.上 位には、Physics of Plasmas, Nuclear Fusion, Plasma Physics and Controlled Fusion などプラズマ・核融合分野で著名



図4 査読付き論文数の推移.各集計時点までの累計数を表す.



Project Review



な論文誌が並んでいる. 上位6位までの論文誌の順位は解 説記事[1]にある2015年9月までのものと変わっていない. Physics of Plasmas と Nuclear Fusion は日欧共に多いが, Plasma Physics and Controlled Fusion と Fusion Engineering and Design は欧州が多く, Plasma and Fusion Research は日本が多いなど地域性が現れている論文誌があることが わかる.

さて、プロジェクトの研究分野は以下のように分類され ている.

- プラズマ乱流および関連する輸送過程
- 高速粒子に関する物理
- •線形,非線形および拡張電磁流体力学
- 周辺プラズマの物理
- 加熱と電流駆動
- •核融合プラズマの統合モデリング
- 核融合炉材料
- 核融合炉工学

これらの分野ごとの論文数(2017年2月までの集計)を示 したものが図7である.統合モデリング分野の論文数で日 本側が上回る他は,全体の論文数が多い欧州が日本を上 回っている.特に加熱・電流駆動,核融合炉工学の分野で 欧州の論文が多いことがわかる.次に分野ごとの論文数を 1プロジェクトあたりで示したものが図8になる.なお, ここでは複数のサイクルで継続されたプロジェクトは1つ のプロジェクトとして扱っている.これを見ると、乱流、 高速粒子, MHD, 周辺プラズマの分野では, 論文の絶対数 では欧州が上回っていたものの, 1プロジェクトあたりの 論文数では日欧とも同程度(3~4)であることがわかる. MHD に関しては日本は欧州を少し上回っている. 核融合 炉材料については、日欧共に他の分野より明らかに多く、 特に日本の論文数は7に達している.一方,統合モデリン グについては日欧共に前述の4分野より少ないなど分野に よる違いが表れている。平成30年版の科学技術白書[4] に おいて我が国の論文数が減少傾向にあり、国際ランキング が低下しているとの指摘があるが、ここでの結果を見る と、核融合分野において日本の研究者の研究能力は欧州の 研究者に比べて劣ってはいないと考えられる.

以上がHeliosの概要とHeliosを利用したシミュレーション研究プロジェクトの全体概要となる. 個々の研究プロ







図8 研究分野ごとの1プロジェクトあたり論文数.

ジェクトの成果については,前回のプロジェクトレビュー [3]において第3サイクルまでの国内の研究プロジェクト で得られた成果を中心にまとめられた.今回の報告では, その後の第4サイクル,第5サイクルに実施された国内の 研究プロジェクトで得られた研究成果を中心にまとめられ る.表1は、本プロジェクトレビューで報告される国内シ ミュレーション研究プロジェクトの一覧である.前回のプ ロジェクトレビューと同様の形式で、各研究カテゴリー毎 に、研究プロジェクトを研究代表者 (Principal Investigator: PI)の五十音順に示している.同一の研究プロジェク ト名でサイクルを継続している場合もあれば、サイクル毎 に異なる研究プロジェクトを提案している場合もある.次 章以降に各プロジェクトの内容が表1の順に,研究プロ ジェクトの目的、用いられている計算手法、これまでに得 られた成果、そして今後必要とされる計算の記述に絞って 記述される.なお、表1に記載の研究プロジェクト名は日 本語であるが、次章以降の各プロジェクトの報告にある英 語のプロジェクト名が本来のもので、括弧書きされている ものは各プロジェクトの短縮名になっている.本プロジェ クトレビュー及び前回のプロジェクトレビューにおいて、 欧州側の研究プロジェクトの内容については触れていない が、欧州のプロジェクトも含めたオーバービューが第26回 IAEA 核融合エネルギー会議(京都, 2016年)[5]において 報告されている. また IFERC-CSC 事業の全体及び科学的 成果についてはIFERC-CSC最終報告書[6]にまとめられて いる.

現在, IFERC-CSCではHeliosの後継となる新しい計算機 システム Japan Fusion Reactor Simulator 1 (JFRS-1, 愛 称:六ちゃん-II)が稼働している.IFERC-CSC事業が当 初の計画通りに進展し、大きな成果を上げたことが、 JFRS-1の予算が認められた大きな要因であることは間違 いない.今後、Heliosで開発された数値計算プログラム及 び研究成果は JFRS-1に引き継がれ, さらに発展していく ことが期待される.

(BA 計画調整グループ(宮戸直亮)

### 表1 シミュレーション研究プロジェクト一覧.

番号	PI 氏名	PI 現所属	研究プロジェクト名	実施サイクル	頁	
1. 刮						
1.1	石澤明宏	京都大学	高ベータプラズマにおける乱流輸送	4,5	62	
1.2	井戸村泰宏	原子力機構	Full-f ジャイロ運動論コードのベンチマーク	4,5	63	
1.3	井戸村泰宏	原子力機構	Full-fジャイロ運動論シミュレーションによる乱流輸送の同位体効果に関する研究	4,5	63	
1.4	今寺賢志	京都大学	ジャイロ運動論コードによるトカマクプラズマの数値実験	4,5	64	
1.5	糟谷直宏	九州大学	乱流計測シミュレータプロジェクト	4,5	65	
1.6	佐竹真介	核融合研	ITER-BA のための先進的新古典輸送シミュレーション研究	4,5	66	
1.7	龍野智哉	電気通信大学	スラブ配位における平行,垂直位相混合の数値的な調査	1-5	67	
1.8	沼波政倫	核融合研	3次元プラズマにおける乱流輸送モデリングの研究	4,5	67	
1.9	沼田龍介	兵庫県立大学	磁気リコネクションの多階層シミュレーション	4,5	68	
1.10	長谷川裕記	核融合研	周辺プラズマの運動論的シミュレーションコードの開発	4	69	
1.11	林 伸彦	量研機構	JT-60SA, ITER, DEMO プラズマのシミュレーションのための統合モデリング	4,5	70	
	Mart Alexte		コード開発			
1.12	前山伸也	名古屋大学	高ベータジャイロ連動論シミュレーション	4,5	71	
1.13	松尚清吉	<u>原</u> 子力機構	ジャイロ連動論シミュレーションによる新古典トロイダル粘性研究	4,5	72	
1.14	宮戸直亮	量研機構	プラズマの炉心-エッジ結合の研究	4,5	72	
1.15	矢木雅敏	量研機構	磁気核融合プラズマにおけるマルチスケール乱流シミュレーション	1-5	73	
1.16	矢木雅敏	量研機構	トカマクプラズマにおける乱流拡散と帯状流抑制	5	74	
1.17	渡邉智彦	名古屋大学	複数のフラックスチューブを用いたジャイロ運動論的シミュレーション	4,5	74	
2. 高	<b>ī速粒子</b>					
2.1	藤堂 泰	核融合研	ITER15MA 標準シナリオにおけるアルヴェン固有モードと LHD における高エネ ルギー粒子駆動測地的音響モード	4,5	75	
2.2	奴賀秀男	核融合研	トカマクにおけるディスラプション時の逃走電子生成シミュレーション	1-5	76	
2.3	ビアワーゲ アンドレアス	量研機構	トカマクプラズマにおける高エネルギー粒子輸送の大局的非線形シミュレーション	4,5	77	
2 1	<u>於山顕之</u>	<b>昰</b> 研機構	垂直移動現象と逃走電子ビームのシミュレーション研究	4.5	77	
2.4 3 M		里时候時	至世や幼光永に起え起うと いい マスレーション 前九	4,5	111	
2 1	相可信行	景研機構	トカフクプラブフにおけるプラブフ回転・2次元姓・運動 診効里が MHD 宏宁姓	2-5	78	
5.1	10001011	里彻饭带	ドカ、アノノス、におりるノノス、回転、3次九日、運動画効米が MIID 女足日 に与える影響に関するシミュレーション研究	2.5	10	
3.2	市口勝治	核融合研	三次元 MHD 解析の拡張	4.5	78	
3.3	市口勝治	核融合研	三次元平衡の線型及び非線型 MHD 解析	4.5	79	
3.4	佐藤雅彦	核融合研	高ベータトロイダルプラズマの非線形 MHD 現象	1-4	79	
3 5	ビアワーゲ	量研機構	高ペータトカマクプラズマにおけるフィッシュボーンモードのようたシミュレー	4 5	80	
0.0	アンドレアス	2.010AIN	ションのための拡張ハイブリッドモデル開発	1,0		
3.6	三浦英昭	核融合研	磁化プラズマの圧力駆動型モードの拡張 MHD シミュレーション	4,5	81	
3.7	矢木雅敏	量研機構	統合コードを用いた ITER ディスラプションのシミュレーション研究	1-5	82	
4. 周辺プラズマ物理						
4.1	菅野龍太郎	核融合研	共鳴摂動磁場を加えたトロイダルプラズマの粒子・エネルギー輸送解析	4,5	82	
4.2	星野一生	量研機構	原型炉設定に向けたシミュレーション研究	1-5	83	
4.3	矢木雅敏	量研機構	トカマクプラズマにおける L-H 遷移のシミュレーション研究	4,5	84	
5. 紡	合モデリング					
5.1	畑山明聖	慶応義塾大学	SOLPS-IMPGYRO 統合コードによる不純物輸送シミュレーション	5	85	
5.2	矢木雅敏	量研機構	統合ディスラプションコードのためのモジュール開発	2-5	86	
6. 杉	融合炉材料					
6.1	伊藤篤史	核融合研	プラズマ - 物質相互作用の分子動力学研究	1-5	87	
6.2	大澤一人	九州大学	第一原理計算によるタングステン中の空孔拡散の研究	4,5	88	
6.3	鬼塚貴志	福井大学	第一原理計算によるウラン合金中水素の挙動解析	2-5	89	
6.4	鈴土知明	原子力機構	プラズマ対抗材料および構造材料の照射・熱時効下での微細構造発達	4,5	89	
6.5	高山有道	核融合研	第一原理計算によるプラズマ対向材料の研究	2-5	90	
6.6	谷川 尚	量研機構	マルチスケールモデリングによるトリチウム増殖材料の性能評価	2-5	91	
6.7	土屋 文	名城大学	ナノ微細粒子分散型フェライト鋼中のヘリウムおよび水素の相対的安定性	4	92	
6.8	星野 毅	量研機構	リチウムイオン伝導体を用いたリチウム同位体分離に関する研究開発	4,5	92	
6.9	渡辺淑之	量研機構	材料照射相関の解明に向けた計算機シミュレーション研究	4,5	93	
7. 核融合炉工学						
7.1	近藤恵太郎	量研機構	並列モンテカルロ計算による IFMIF 原型加速器(LIPAc)の中性子工学解析	4,5	94	
7.2	佐竹信一	東京理科大学	剪断乱流の大規模スケール MHD シミュレーション	4,5	95	
7.3	宮本賢治	鳴門教育大学	核融合用負イオンNBIシステムの開発に向けた負イオン源プラズマの数値シミュレータ	5	96	

### 1. 乱流と輸送

1.1 高ベータプラズマにおける乱流輸送
 Turbulent transport in high-beta plasmas (THETA)
 プロジェクト代表:石澤明宏 [京都大学]
 国際枠 第4-第5サイクル

核融合プラズマにおいて、ベータと呼ばれる規格化され た圧力は、核融合反応率やトカマクの定常運転に必要な ブートストラップ電流生成などに直接かかわる重要なパラ メータである.そして、微視的乱流は、磁場閉じ込めプラ ズマのエネルギーおよび粒子の異常輸送を引き起こすこと が理解されており、乱流輸送のベータ値依存性は核融合プ ラズマ研究における中心課題のひとつである.この依存性 を理解するためには、有限ベータになって初めて現れる磁 場揺動がどのように乱流と帯状流のバランスに影響するか 理解する必要がある. さらに、ストキャスティックになっ た磁場構造における磁力線方向の輸送など、磁場揺動に よって直接生じる乱流輸送の理解も必要である.本プロ ジェクトの目的は、この電磁的な乱流輸送のベータ依存性 の理解を進めることである.本プロジェクトで用いる手法 は,磁場閉じ込めプラズマにおける乱流輸送の解析および 予測に有用な電磁的局所ジャイロ運動論シミュレーション である[7].

はじめに、これまでのトーラスプラズマにおける電磁乱 流研究をレビューした論文[8]の概要を以下に述べる.有 限ベータプラズマでは、磁場揺動が不安定性の線形成長率 や帯状流生成率など乱流輸送を決定する量に直接影響す る.線形解析により以下のことが理解されている.イオン 温度勾配不安定性(ITG)は本質的に静電的であるが,有 限ベータでは磁力線折り曲げ安定効果によりその成長率は ベータ値とともに減少する.捕捉電子モード(TEM)と電 子温度勾配不安定性は有限ベータ効果の影響をほとんど受 けない.一方,高ベータでは運動論的バルーニングモード という運動論効果によって補正を受けた MHD 不安定性が 現れる. そのほか有限ベータでは微視的テアリングモード が現れる.これらの不安定性はバルーニングパリティとテ アリングパリティに分類され、パリティを保存しながら線 形成長する.そして、プラズマの非線形性によりパリティ は混合され、有限ベータにおけるバルーニングパリティ モード (ITG, TEM など) の飽和状態では、このパリティ 混合が乱流による磁気面破壊の物理機構となる.また、パ リティ混合は帯状流生成に影響を及ぼし、有限ベータでは 乱流と帯状流の相互作用を複雑にする.そして、高ベータ では帯状流が弱くなり、数値シミュレーションにおいて飽 和状態が得られなくなる (図9(a)). これはランアウェイ と呼ばれ、有限ベータプラズマにおける乱流の飽和機構に 対するジャイロ運動論シミュレーションの未解決問題であ る.この問題は非軸対称プラズマにおいては解決している ことを注意する[9]. 局所近似を用いた場合,通常,最も 不安定になるモードはバルーニング角がゼロであるが、有 限ベータ非軸対称プラズマにおいてはモード構造が有限バ ルーニング角を持ち、その結果、傾いたモード同士がお互



図9 (a) Cyclone base DIII-D case における乱流によるイオンエネルギー拡散係数と電子エネルギー拡散係数のイオンベータ依存性. (b)静電ポテンシャル揺動によるエネルギー拡散係数と磁場揺動によるエネルギー拡散係数のイオンベータ依存性(参照論文[8]より転載).

いの渦を引きちぎることにより飽和する.

有限ベータプラズマにおいて乱流輸送を計算するために は、磁場揺動を生成する電流密度揺動 y の評価が必要とな るため運動論的電子の取り扱いが必須となる.この運動論 的電子効果導入を利用し、非軸対称プラズマである大型へ リカル装置およびヘリオトロンJプラズマにおける乱流輸 送への運動論的電子の影響を調べた.解析においては実験 磁場配位を用いて,実験結果との比較を行った.その結果, 実験で観測されるイオンおよび電子のエネルギー輸送を説 明するためには、運動論的電子効果によるドリフト波不安 定性の成長率増加が必須であることを明らかにした [10,11].非軸対称プラズマにおける乱流輸送に対して今 後必要とされる計算は、従来の計算は最も不安定な領域を 通る磁力線の周りにおける乱流輸送の解析に限られてきた ので,乱流輸送の磁力線ラベル依存性を明らかにすること である. **1.2 Full-f ジャイロ運動論コードのベンチマーク** Benchmark test of full-f gyrokinetic codes (BMTFF) プロジェクト代表:井戸村泰宏[日本原子力研究開発機構] 国際枠 第4-第5サイクル

Full-fジャイロ運動論モデルは、巨視的なプラズマ分布 と微視的な乱流成分を第一原理によって同時に発展させる モデルであり、従来の みモデル (分布を固定し乱流成分の みを計算する) では扱うことのできない自己無撞着なプラ ズマ分布と乱流の相互作用を扱うことができる.これま で、みシミュレーションに関しては乱流輸送のコード間ベ ンチマークにより計算結果のロバースト性が確保されてい るが、full-fシミュレーションでは以下の困難さのため、系 統的なコード間ベンチマークは行われていない.まず, full -fシミュレーションにおいては、乱流輸送だけでなく、新 古典輸送、プラズマ分布形成、及び、それらの相互作用を 含むマルチスケール・マルチフィジックス問題のベンチ マークとなる.これに加えて、大域的シミュレーションに おいては、境界モデルや熱源モデルをどのように一致させ るかも大きな問題となる.本プロジェクトでは,full-fシ ミュレーションの計算結果のロバースト性向上を目的と し、GT5D (原子力機構) と GYSELA (CEA) による熱源 駆動乱流シミュレーションのコード間ベンチマークを行っ た.

図10は、GT 5 D と GYSELA による熱源駆動乱流シミュ レーションの比較を示す.図10(b),(c)から,熱流束は 主に雪崩的輸送によって引き起こされること、雪崩的輸送 の伝搬方向が径電場構造によって周辺領域では外向き,炉 心領域では内向きに逆転することなど,コード間で輸送の 時空間的な特徴が一致していることがわかる.また,図10 (a)の周波数スペクトルについても、自己組織化臨界現象 を特徴づける1/fから乱流を特徴づける1/f<sup>3</sup>への遷移に関し て良い一致を得た.これは,full-fシミュレーションにおけ る自己組織化臨界現象やそれによって発生する雪崩的輸送 がロバーストに再現できることを示す.この成果を Physics of Plasmas 誌に投稿した[12].今後は、自発回転を形 成する運動量輸送等,乱流輸送と新古典輸送の相互作用が 重要な問題のベンチマークに取り組む予定である.

### 1.3 Full-fジャイロ運動論シミュレーションによる乱流輸 送の同位体効果に関する研究

Study of isotope effects on turbulent transport using full-f gyrokinetic simulations (GT5DISO)

プロジェクト代表:井戸村泰宏[日本原子力研究開発機構] 国際枠 第4-第5サイクル

GT5DISOプロジェクトではfull-fジャイロ運動論コード GT5Dを用いて閉じ込め性能の水素同位体効果を明らかに することを目標としてシミュレーション研究に取り組ん だ.第3サイクルまでの結果から,断熱的電子モデルを用 いたITG (イオン温度勾配駆動)乱流では同位体効果のう ち規格化ラーマ半径ρ\*の依存性は再現できるが,規格化質 量*M*の依存性は再現できないことがわかった.この結果を 受けて,第4サイクルではfull-fシミュレーションのための 新しいハイブリッド電子モデル[13]を開発し,TEM(捕捉 電子モード)乱流のシミュレーションを開始した.

まず, ITG-TEM 乱流の線形解析を実施し, 電子衝突時 間 *τ*<sub>e</sub> とイオン通過時間 *v*<sub>ti</sub>/*R* の比で特徴付けられる TEM



図10 (a)イオン熱流束 <sub>Xi</sub>の周波数スペクトル及び GYSELA (b),GT5D(c)により得られたイオン熱流束 <sub>Xi</sub>の時空間発 展.



図11 ITG-TEM 成長率 γv<sub>ti</sub>/R の温度勾配 R/L<sub>ti</sub>,電子衝突度 ν<sup>\*</sup> k 存性. ν<sup>\*</sup> = 0 では粒子コード GT3D との良い一致を示し, ν<sup>\*</sup> = 0.03 では水素と重水素の TEM 成長率に同位体効果が 示される.

の衝突安定化効果が水素(H)と重水素(D)で大きく異なる ことから M 依存性が存在することを明らかにした(図11) [14].次に,運動論的電子モデルの非線形シミュレーショ ンの検証を目的として,同じパラメータの ITG 乱流シミュ レーションを断熱的電子と運動論的電子で比較し,熱輸送 特性や温度分布は大きく変化しないが,乱流飽和をもたら す径電場の形成機構や運動量輸送の機構が異なることを明 らかにした[15].最後に,運動論的電子モデルの実験的検 証を目的として,電子変調加熱数値実験を実施し,実験的 に観測されている電子加熱による密度分布の尖頭化,トロ イダル回転トルクの反転を再現することに成功した.この 数値実験では,ITG 乱流から TEM 乱流への遷移によって, 粒子輸送の向きが逆転し,それがトロイダル角運動量保存 則を介してトロイダル回転トルクを反転させる機構を明ら かにした[16].

今後,JT-60Uで観測されている同位体効果の再現に向 けて,水素プラズマと重水素プラズマにおける ITG-TEM 乱流の系統的なパラメータスキャンに取り組む予定である.

### ジャイロ運動論コードによるトカマクプラズマの数 値実験

Gyrokinetic Numerical Experiment of Tokamak (GKNET) プロジェクト代表:今寺賢志 [京都大学大学院] 国際枠 第4-第5サイクル

本プロジェクトでは、大域的ジャイロ運動論コード GKNETを用いて、(A)反転磁気シアプラズマにおける内 部輸送障壁(ITB)形成に関するシミュレーション[17], (B)熱源駆動型乱流の特性に関する統計解析[18],(C)帯 状流,および測地線音響モードに対する磁気面形状効果の 解析[19],(D)GKNETへの運動論的電子効果の実装,お よび大域的捕捉電子モード不安定性に対する線形解析を 行った.本稿では,(A)の成果について報告する.

乱流を抑制することで輸送係数を低下させ、断熱層/粒 子遮蔽層として作用する「内部輸送障壁」の形成は、磁場 閉じ込め核融合プラズマを高性能化する上で重要な鍵を 握っているが,第一原理に基づいた乱流輸送シミュレー ションでは再現されていなかった.これは,大規模な計算 機資源を必要とする大域的乱流輸送コードの開発・実行が 容易でないこと,さらには径電場に代表される背景分布と 乱流の相互作用が物理的に解明されていないことに起因し ている.

そこで本研究では、ITB が実験的に観測されている反転 磁気シアプラズマにおいて、熱源駆動型乱流輸送シミュ レーションを実施し、内部輸送障壁の形成メカニズムに関 する解析を行った.図12は、各時刻におけるイオン温度分 布を示している.安全係数分布は黒線で示した反転磁気シ ア配位を用いており、t = 1600からt = 3200の間,図に示す 領域に運動量の入射を行っている。この結果から、運動量 を入射してもその領域で温度分布の急峻化がほとんど起き ない一方で、入射を止め十分時間が経過した後、q<sub>min</sub> 近傍 で温度分布が急峻化することが新たに明らかとなった. こ れは磁気シアが正の領域からの運動量ピンチの効果で,回 転分布の急峻化が引き起こされ、その結果、力学的平衡を 介して径電場シアが形成されたためと考えられる. つま り、反転磁気シア配位の場合、内部輸送障壁の位置は運動 量分布に関係はなく、q<sub>min</sub>の位置で決定されると考えられ る.

次に内部輸送障壁の応答特性を検証するため,運動量入 射に関する変調数値実験を行った.図13は,t=4000まで 運動量入射を行った後,入射を止め,t=8000から再度入 射を行った際のq<sub>min</sub>近傍における(A)温度勾配と乱流熱流 束の関係,(B)温度勾配と径電場シアの関係,および(C) 温度勾配の空間-時間発展を示している.局所的な温度勾 配や径電場シアの変化よりも早い時間スケールで乱流輸送 が変化した結果,ヒステリシス性が確認された.これは熱 アバランチや乱流拡散などの非局所輸送がコア部からq<sub>min</sub> に流入することで,内部輸送障壁が崩れることによるもの であり,非局所性が現象を支配していることが明らかと なった.



図12 イオン温度分布(t=1600, t=2400, t=3200, t=4000) と熱/運動量ソース,シンク,安全係数分布.



図13 q<sub>min</sub> 近傍における(A)温度勾配と乱流熱流束の関係,(B)
 温度勾配と径電場シアの関係、および(C)温度勾配の空間 時間発展.

### 1.5 乱流計測シミュレータプロジェクト

Turbulence Diagnostic Simulator Project (TDS) プロジェクト代表:糟谷直宏 [九州大学応用力学研究所] 日本枠 第4-第5サイクル

ITER のような核燃焼プラズマにおいては、実験計測が 制約されるので、得られた実験データから最大限の情報を 引き出すことが不可欠である。そのためシミュレーション データを用いてプラズマ乱流の理解を深め、そしてその結 果を実験観測に適用することで新たな発見をめざす手法は 有効である.計算機技術の発展に伴い可能となったプラズ マ乱流の大域的様相を模擬した大規模シミュレーション, および実験計測技術の発展に伴って可能となった時間的, 空間的に分解能の高い揺動計測の両者を統合して、プラズ マ乱流の理解を加速することができる. そこで我々は乱流 計測シミュレータ[20]という乱流コードと実験計測を模擬 する数値診断モジュールから構成されるコード群の開発を し,計測信号の解釈,定量的評価及び物理機構の解明を 行っている.本プロジェクトではトロイダルプラズマにお ける非線形シミュレーションを行い、揺動場の3次元時系 列データの取得、およびそのデータの数値診断により乱流 輸送ダイナミクスの理解を進めた.

本研究のために乱流コードを Helios へ移植し実行した.研究対象によって複数種類のコードを用いている.乱流コード DISA では3場の簡約化磁気流体モデルを用いて、ヘリカル状磁場配位中での流れ関数、ベクトルポテンシャル、圧力の時間発展を計算し、ドリフト交換型モードを解析する[21].方位角、軸方向に周期境界条件を課してフーリエモード展開をするスペクトル法を用いている.半径方向には離散化した非線形偏微分方程式を解いている.時間発展は予測子修正子法を用いており、線形部分は陰的に解いている.MPI+OpenMPのハイブリッド並列実行が可能である.このコードを用いて、プラズマ中心部に加熱摂動を加える大域的シミュレーションを行った[22].これ

は実験で行われているプラズマに摂動を加えることで非局 所応答の様相を探る研究に対応したものである. 周期的に 加えた摂動に対して条件付き平均法によりプラズマ応答を 抽出している. ヘリカルプラズマでドリフト交換型モード は共鳴面近傍の有限幅に存在するので、複数のモードが存 在する場合,磁場構造に依存した分布を持つ.その不安定 性が分布する中で圧力ソース変調シミュレーションを行 い、プラズマ応答が径方向に伝播する様相を調べた[23]. 不安定モードが駆動する熱流束の連鎖的応答が径方向の圧 力伝播を加速する.ソース変調直後の大変動とともにその 後の飽和状態に近づく過程での圧力小振幅変動を解析し た. 非線形飽和状態は多くのモードからの寄与の総和で飽 和レベルを維持している.一方で揺動スケールの時間変動 についてエネルギー時系列の相関解析を行った. 図14に各 半径位置での圧力平均成分と代表的モードからの非線形寄 与の時間変動の相関係数を示す. 圧力変動はそれぞれの場 所で異なる、共鳴モードからの非線形寄与成分と相関関係 にあることがわかった. 非線形性による自己維持機構が働 く中で、磁場分布に依存する不安定な単一モードがプラズ マ応答を主導し、径方向に変動を伝播する役割を果たして いる様相が示された.加えるソース摂動の分布を変え,応 答の違いを比較した. プラズマ中心部に局在させた摂動に 対して動的応答のポロイダル断面2次元分布を求め,過渡 過程におけるバルーニング性を持つ熱流束の渦巻き構造を 示した.さらに摂動を加える径方向位置を変えたシミュ レーションを行い、摂動の伝搬可能域の違いと分布硬直性 を見た.

ヘリカル型装置における実配位3次元シミュレーション による定量的解釈を目的として数値診断を行った.LHD 装置参照平衡磁場配位を用いたMHD不安定性シミュレー ションでは非線形飽和過程における不安定モード構造の数 値診断を行った.圧力駆動型バルーニング不安定性の駆動 と圧力分布緩和に伴う非線形飽和において,熱拡散係数の 大きさにより励起モード数とエネルギー移送過程に違いが 現れることが明らかになった.また,ヘリカルプラズマで 揺動は3次元的分布を持ち,観測との対応が問題となるの で,実配位を用いたジャイロ運動論シミュレーションによ り得られた揺動場の時系列データを対象とし,観測視線方 向に積分した密度揺動信号と局所揺動の関係を比較した. 実験的に観測されるのは線積分値のみであるが,磁力線方



図14 平均圧力成分とそれに対する各モードからの非線形寄与の 関係[23].時間変動の相関の径方向分布をプロットしてい る.

向の空間分布を利用した局所値の抽出法(磁気シア法)を 適用し,空間分解能を評価した.

このように ITER プラズマにおける乱流輸送の物理的理 解を深めるためのデータ解析技法の基盤研究を着実に進展 させることができた.今後,トカマク配位およびヘリカル 配位における不安定性の駆動力の違いによる多次元的な乱 流輸送ダイナミクスの同定や実配位シミュレーションにお ける輸送の定量化を図る.

## ITER-BA のための先進的新古典輸送シミュレーション研究

Advanced Neoclassical Transport Simulation for ITER-BA (ANTSI)

プロジェクト代表:佐竹真介 [核融合科学研究所・総合研 究大学院大学]

国際枠 第4-第5サイクル

ITER や JT60-SA トカマクにおける核融合研究において 重要となる新古典輸送現象として、軸対称性の破れが生 む,新古典トロイダル粘性 (NTV) がトロイダル回転に与 える影響がある.本課題では第1~3サイクルにおいて、 ヘリカルプラズマ用に開発されてきた新古典輸送コード FORTEC-3D[24]を拡張してNTVの数値計算法を開発し、 トカマクにおける磁場のトロイダルリップル成分による NTV を評価し、その影響を含めたトロイダル回転分布の 予測計算と JT-60U の観測結果の比較を通じて[25,26], 定 量的予測性の検証を行ってきた.第4,5サイクルでは, ITER で設置が計画されているテストブランケットモ ジュール (TBM) のように, 真空容器内に構造体を入れた 場合に生じる局在化した磁場摂動や,共鳴磁場摂動 (RMP) を掛けた場合の JT60-SA について, NTV の評価 と、そのトロイダル回転への影響について研究を進めた. また、トカマクに限らず一般的な3次元配位における新古 典輸送計算の評価において, 従来から用いられてきた局所 近似などの近似モデルと,より第一原理的な大域新古典輸 送計算法を比較し、ドリフト運動論を解く際の様々な近似 が新古典輸送の定量的評価にどのように影響するかについ ての研究[27,28]も行った.NTV がトカマクのトロイダル 回転分布に与える影響の評価については、プロジェクト JIMS の項において報告される.

FORTEC-3D は 5 次元位相空間 ( $r, \theta, \xi, v, \mu$ ) における案 内中心分布関数の局所マクスウェル分布  $f_M(r, v)$  からのず れ  $\delta f \equiv f - f_M$  に対するドリフト運動論方程式

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} + (\boldsymbol{v}_{\parallel} + \boldsymbol{v}_{\mathrm{E}} + \boldsymbol{v}_{\mathrm{B}}^{\wedge} + \boldsymbol{v}_{\mathrm{B}}^{\perp}) \cdot \nabla + \dot{\boldsymbol{v}} \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{v}} \end{cases} \delta f = \\ - \left( \boldsymbol{v}_{\mathrm{B}}^{\perp} \cdot \nabla + \dot{\boldsymbol{v}} \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{v}} \right) f_{\mathrm{M}} + C(\delta f) \qquad (1)$$

を 2-weight of 法と呼ばれる数値手法で解くモンテカルロ コードである.ここで $C(\delta f)$  は線形化衝突項を表す.また, (1)式左辺の $v_{\rm B}^{\perp}$ ,  $v_{\rm B}^{\wedge}$  は磁気ドリフト項の磁気面垂直成分 および,接線成分を意味する.従来の局所近似計算手法で は左辺の $\mathbf{v}_{\mathrm{B}}$ 全体,あるいはその径方向成分 $\boldsymbol{v}_{\mathrm{B}}^{\perp} \cdot \nabla r \frac{\partial \delta f}{\partial r}$ を無 視していたが,FORTEC-3D は $(\boldsymbol{v}_{\mathrm{B}}^{\perp} + \boldsymbol{v}_{\mathrm{B}}^{\wedge}) \cdot \nabla \delta f$ 項を無視せ ず,有限軌道幅効果を含めた正確な案内中心軌道を考慮し て新古典輸送計算が行える点が特徴である.

(1)新古典トロイダル粘性と摂動磁場の空間構造について NTVは〈 $e_{\xi}$ ·∇·δ $\vec{P}$ 〉,  $\delta \vec{P} \equiv (\delta P_{\parallel} - \delta P_{\perp}) bb - \delta P_{\perp} \vec{I}$ のように 表される.ここで,  $\delta P_{\perp} = \int d^{3}v \left(\frac{mv_{\perp}^{2}}{2}\right) \delta f$ ,  $\delta P_{\parallel} = \int d^{3}v mv_{\parallel}^{2} \delta f$ , 〈…〉は磁気面平均を表す.これまでの研究では,磁気面平 均量のみが評価されてきたが,本研究で初めて NTV の空 間分布構造も評価してみた.NTV トルクの空間密度は,

 $\frac{J_{\rm B}}{V'} \frac{\partial}{\partial \zeta} (\delta P_{\perp} + \delta P_{\parallel})$ という量から評価できる.ただし、 $J_{\rm B}$ はBoozer座標系のヤコビアン、 $V' = dV/d\phi$ , Vはトロイダ ルフラックス $\phi$ の磁気面に囲まれる体積を表す[29].

ITERで計画されているように、3か所TBMを挿入した 状況での MHD 平衡磁場を計算したところ,挿入したトロ イダル位置に局在化した摂動磁場が、図15のように形成さ れることがわかった.この摂動磁場は、内側の磁気面 (r = 0.35a)まで深く影響していることがわかる.一方,最 外殻近く (r=0.95a) においては, n=18 のトロイダル磁 場リップルが卓越している.この2つの磁気面上での NTV トルク密度を評価すると、摂動磁場の空間構造に対 応して NTV トルクが発生していることがわかった.この 計算例のように、q = m/nとなる共鳴有理面を持たない、 非共鳴なフーリエ成分 [(m,n)はポロイダル及びトロイダ ルのモード数]の磁場摂動を与えた場合、その摂動磁場は 磁気軸近くまで入りこみ,NTV を発生させる.一方,共鳴 有理面を持つ n = 3 の RMP を JT60-SA に与えたケースで は、摂動磁場の空間構造と NTV トルクの空間分布の関係 は非共鳴摂動の場合ほど明確ではなかった.詳細な報告は [29]にあるが,理想 MHD で評価した MHD 平衡は,プラズ マの応答によって共鳴モードの摂動磁場分布が真空を仮定



図15 ITER に TBM を設置した条件で評価した、非軸対称摂動磁 場成分(上段)と NTV トルク密度(下段)の、2つの磁気 面上における空間分布.(ζ,θ)は Boozer 座標系における トロイダルおよびポロイダル角.

した場合と異なっており、これが NTV の評価に重要であることが計算結果から示唆されている.

(2)局所近似モデルの新古典輸送計算への影響

(1)式のドリフト運動論方程式を解く際に用いられる近 似の影響を統一的に調べるため、(1)をそのまま解く FORTEC-3Dを基に, 左辺の径方向ドリフト $v_{\rm B}^{\perp}$ のみを落と し,接線成分 $v_{\rm B}^{\wedge}$ を残すZero-Orbit-Width(ZOW)モデ ル,磁場ドリフト項全体を落とす Zero-Magnetic-Drift (ZMD)モデル, そこからさらに, DKES コード[30]のよう に、 $E \times B$  ドリフト速度  $\mathbf{v}_E = E \times B/B^2$  を、 $E \times B/\langle B^2 \rangle$  で近 似した DKES-limit モデル (E×B ドリフトの非圧縮近似に 相当)の3通りを1つのコードで解ける局所近似版 FORTEC を構築した. 図16に、LHD 配位における新古典 輸送の計算例を示す.ZMD, DKES モデルでは、径電場  $E_{\rm r} \rightarrow 0$ において所謂  $1/\nu$  領域と呼ばれる、ヘリカル捕捉粒 子の寄与による極端に大きな新古典フラックスが生じてい るが、磁場ドリフトの接線成分を残した ZOW モデルでは そのピークがシフトし、かつ全体的に大幅に小さくなり、 磁場ドリフト項を全て残した global 計算の傾向を再現して いることがわかる.この傾向は電子よりイオンにおいて特 に顕著であった.この研究結果は、ヘリカルプラズマの新 古典輸送において重要な、電子とイオンの新古典フラック スが釣り合う両極性径電場を評価する際に、径電場がゼロ に近く、 $v_{\rm E} \sim v_{\rm R}^{\wedge}$ になっている場合には従来のZMDや DKES モデルの評価は正しくないということを、明確に示 した初めてのシミュレーション例である.

### 1.7 スラブ配位における平行, 垂直位相混合の数値的な 調査

Numerical Investigation of Parallel and Perpendicular Phase Mixing in Slab Geometry (NIPPPMSG) プロジェクト代表:龍野智哉 [電気通信大学] 国際枠 第1-第5サイクル

ITER のような先進核融合装置では、低衝突のため運動 論的乱流における速度空間の構造を理解することが非常に 重要になる.本プロジェクトでは、簡単化したスラブ配位 における、磁力線に平行、垂直な方向のそれぞれについて、 位相混合の基礎物理を理解するための数値的な調査を行う ことを目指した.数値コードは、トーラス配位において世 界的に広く使われているジャイロ運動論コードGS2を簡単 化したAstroGKと、数値スキームのテストのために2次元 の簡約化電磁流体コード rmhdper を用いた.

まず磁力線方向に一様性を仮定した2次元の静電揺動に ついて,自由減衰乱流の理論・数値シミュレーション研究 を行った[31-33].2次元配位では,無衝突保存量が2つ存 在するため,磁場に垂直な位相混合のダイナミクスは双カ スケードを示すと考えられる.この場合非線形相互作用の 保存性とカスケードの性質から簡単な現象論を構築するこ とに成功し,無衝突保存量の減衰則を理論的に導くことが できた.数値シミュレーションは理論的な減衰則とよく一 致し,理論が正しいことが示された(図17).



図16 LHD における、新古典粒子フラックスの径電場依存性のモ デル間比較. GSRAKE はバウンス平均コード (ZMD と同様 のモデル)の計算結果であり、Global が本来の大域的な FORTEC-3D 計算の結果である.



図17 2次元自由減衰乱流における無衝突保存量の減衰則[32]. 低衝突な場合(D)、衝突と非線形ダイナミクスがバランス する場合(B)ともに、無衝突保存量W, E はいずれも時間の べきで表される時間発展を示す.

また、磁場に平行な位相混合とのカップリングについて 調べる大規模シミュレーションを行うため、コードの並列 化効率を高める高速化を行った.rmhdperを用いて OpenMPによる自動チューニングシステムを開発し[34], コードの部分ごとに並列度を変化させることで、全体を通 して同じ並列度を用いたシミュレーションよりも高速化で きることを示した(図18).同様のスキームをAstroGK に も移植中であり、今後はさらに大型のシミュレーションを 行いたい.

**1.8 3次元プラズマにおける乱流輸送モデリングの研究** Gyrokinetic Turbulent Transport Modeling in threedimensional plasmas (GKMDLST) プロジェクト代表:沼波政倫 [核融合科学研究所] 国際枠 第4-第5サイクル

本プロジェクトでは、3次元配位における磁場閉じ込め プラズマの異常輸送現象に対して、ジャイロ運動論的シ ミュレーションを用いた数値計算を実施し、乱流輸送フ



図18 自動チューニングシステムを用いたrmhdperの高速化効率 [34]. B は高速化前,数字は固定されたスレッド数,A は自 動チューニング時の時間ステップ数あたりの計算時間を示 す.

ラックスのプラズマプロファイル依存性の詳細な解析と, 輸送予測やプロファイル予測を実施すると同時に,実験結 果との比較から,シミュレーション結果の検証および妥当 性の確認と,より高精度の乱流輸送モデルの確立を目的と した.特に本課題では,大型ヘリカル装置(LHD)におけ る乱流解析を,5次元位相空間上のプラズマ分布関数を解 く局所乱流輸送コードであるGKVを用いて行い,磁場配 位として,VMECコードにより計算されたLHDの実際の 放電配位を正確に模擬された磁場配位を適用した.

イオン温度勾配不安定生(ITG モード)が駆動する乱流 は、イオン温度勾配分布に極めて敏感である.ここでは、 温度勾配長に関する広範なパラメータ領域においてジャイ ロ運動論的乱流シミュレーションを実施し、輸送フラック



図19 GKVシミュレーションの結果に基づき得られたイオン温度 勾配分布の予測(上図)と実験観測から見積もられる温度 勾配の誤差分布(下図).実験観測から見積もられた温度 勾配(実線)とその誤差幅に対して、シミュレーションか らの予測値(丸印)は、よい一致を確認できる.

スの温度勾配依存性を様々な径方向位置で調べた[35].同 時に、LHD 実験における温度分布の計測誤差データか ら、許容される温度勾配長の誤差幅を見積もることで、温 度勾配の誤差内での輸送フラックスの変化量を特定した. 温度分布は,計測データから,径方向のイオン分布を規格 化小半径の6次から10次までの関数形として仮定して フィッティングし、その誤差分布から温度勾配長の誤差を 評価した.図19で示すように、関数形に応じて誤差幅が大 きく異なることがわかる. また、今回実施した広範な温度 勾配長領域での数値解析から,実験で観測される輸送フ ラックスを実現し得る温度勾配長を見積もった.図19か ら、シミュレーションから予測される温度勾配長が、ほぼ 全領域で、上で評価した誤差範囲内に留まっていることが わかる.近年のトカマクでの研究で、実験での温度分布の 計測誤差に伴う温度勾配の誤差幅の範囲内で,ジャイロ運 動論によるシミュレーション結果と実験との輸送フラック スの差異に関する原因を説明し得るとの議論[36]もある が、LHDにおける本解析では温度勾配の誤差幅自体が大き くないことがわかり、温度勾配の誤差幅に対して、より正 確な評価手法の確立が必要であることが示唆された.

### **1.9 磁気リコネクションの多階層シミュレーション** Multiscale Simulation of Mangetic Reconnection (MSMR) プロジェクト代表:沼田龍介 [兵庫県立大学大学院] 日本枠 第4-第5サイクル

磁気リコネクション現象は、プラズマのエネルギー変換 機構や輸送現象に本質的な役割を果たしており、その理解 は、核融合プラズマの閉じ込め性能の向上に欠かすことは できない.磁気リコネクションは本質的に多階層現象であ る.粒子間衝突や電子慣性といった微視的(粒子的な)効 果によって磁力線のつなぎ変えが起こり、大域的な磁場構 造の変化を引き起こす.本研究プロジェクトでは、運動論 モデルを用いて、マクロからミクロまでを包括的に取り扱 う多階層シミュレーションを行った.磁気リコネクション の爆発的な時間スケールや、磁気リコネクションの結果と して生じる磁気島の成長、飽和過程、および加熱や輸送と いった磁気リコネクションを通したエネルギー分配過程な どにおける運動論効果を明らかにすることが目的である.

本プロジェクトでは、電磁的ジャイロ運動論コード AstroGK[37]を用いて、2次元スラブにおける磁気リコネ クションの計算を行った. AstroGK は連続体近似に基づい ており、背景磁場に直交する面内ではフーリエスペクトル 法を用い、時間積分は、線形項に対しては陰解法を、非線 形項に対しては3次の Adams-Bashforth 法を用いている.

第1~3サイクルにおいて,磁気リコネクションの非線 形シミュレーションを行い,位相混合によるプラズマ加熱 機構を実証した[38].電子は沿磁力線方向の位相混合によ り,分布関数に $v_{\parallel}$ 方向の急峻な構造を形成し,これが衝突 によって熱化され加熱が起こる.高ベータプラズマにおい ては,イオンも同様に位相混合によって加熱されるが,イ オンの場合は有限ラーマ半径効果に起因する,磁力線に直 交方向の非線形な位相混合が重要になる. さらに,電流 シート構造の2次的な不安定性によるプラズモイド形成に よって,加熱が強く引き起こされることが新たに明らかに なった.このことは,プラズモイドが活発に生成される乱 流的な状況において,より効率的なエネルギー変換が起こ ることを示唆している.

第4~5サイクルにおいては、磁気リコネクション過程 に乱流が及ぼす影響を明らかにするため、ジャイロ運動論 モデルに外力による乱流駆動項を実装する方法を検討し た.ジャイロ運動論モデルと簡約化MHDモデルの結果を、 乱流強度をパラメタとして比較できるようにするため、入 力エネルギーが一定となるランダム外力項[39]を採用し、 簡約化 MHD コードに実装した.動作確認を行った結果、 一定の外力によるエネルギー入力と粘性散逸が釣り合う定 常状態において、理論的に予測されるエネルギースペクト ル(磁場がない場合  $E \sim k^{-3}$ 、磁場がある場合  $E \sim k^{-3/2}$ ) が得られることを確認した.引き続き同手法の AstroGK への実装を進めている.

また、関連する MIC プロジェクトとして、AstroGK コー ドを MIC ノードに移植し計算効率の測定を行った。フラッ ト MPI 並列化されていたコードに対し、OpenMP+MPI によるハイブリット並列化を実施し、計算効率の向上を測 定した. 図20に強スケーリング測定結果を示す. MIC 上で 単一コアあたり1 MPI プロセスを起動した場合、最大の60 コアまで理想的なスケーリングが得られていること、また 物理コアあたり複数の MPI プロセス/OpenMP スレッド を起動することにより最大2倍程度のスピードアップが得 られることがわかる. しかし、理論ピーク性能に対する計 算効率はCPUに比べて劣っていることや、コアあたりのメ モリサイズに制約があることなどの問題点があり、MIC ノードを用いて実用的な計算を行うにはさらに検討が必要 である.

今後,新たに開発した乱流駆動手法を用いて乱流磁気リ コネクションにおけるエネルギー分配過程を明らかにする 計算を進め,実験室プラズマにおけるプラズマ加熱現象に 対して位相混合加熱機構の検証を行う.





### 1.10 周辺プラズマの運動論的シミュレーションコードの 開発

Development of Kinetic Dynamics Simulation Codes for Peripheral Plasma (KINDSP) プロジェクト代表:長谷川裕記 [核融合科学研究所]

日本枠 第4サイクル

境界層のプラズマ輸送や非接触ダイバータプラズマ過程 については,多くの理論的,数値的な研究がなされてきた が、それらの多くでは、実験装置サイズの現象を扱う必要 性から, 流体モデルが用いられてきた. しかし, そのよう な巨視的手法では、これら諸現象における微視的、すなわ ち、運動論的な物理過程(例えば、粒子ジャイロ運動の効 果,ダイバータ板近傍のシース電位形成,速度分布が非マ クスウェル分布となる現象、放射、電離、荷電交換、再結 合などの原子分子過程等)を,自己無撞着に取り入れるこ とは不可能であり、 微視的過程の影響を評価することがで きない.本プロジェクトでは、周辺プラズマ現象における 運動論的な素過程を明らかにし、それが周辺プラズマ現象 に与える影響を評価するための運動論的プラズマシミュ レーションコードの開発を行う.物理現象としては、非接 触ダイバータプラズマや境界層の非拡散的な動径方向輸送 などに着目し、各々の現象に対応したコードの開発を進め ている[40-42].

本サイクルでは、それらの運動論的コード群のうち、特 に、非接触ダイバータプラズマ過程を解明するための PAMCADEコード(Particle-in-Cell Simulation Code with Monte Carlo collision for Detachment dynamics)の開発を 進めた.本コードは、Particle-in-Cell (PIC)法に基づく空 間1次元速度3次元の静電粒子コードに、モンテカルロ法 によって様々な衝突過程を取り入れている(Monte Carlo Collision (MCC)).本サイクルまでに、すでに、プラズマ 粒子と中性粒子の素過程(水素イオンと水素原子の弾性衝 突、及び、荷電交換、電子と水素原子の弾性衝突、水素原 子の電離、及び、励起の各過程)のnull-collision法[43]を用 いた実装がなされており、本サイクルでは、さらに、プラ ズマ粒子間のクーロン衝突過程をNanbu法[44]により導 入した.

また、シミュレーションでは、計算システムの一方の境 界(下流側境界)をダイバータ板に相当する粒子吸収壁、 もう一方の境界(上流側境界)を反射境界とし、上流境界 側の有限幅(システム長の1/4)の領域を粒子源領域とし ている.粒子源領域では、上流側の密度が一定となるよう に、Emmert型の速度分布[45]でイオン及び電子を系内 に放出し、プラズマ流を生成する.そして、ダイバータ板 側の有限幅(システム長の1/4)の領域を中性粒子領域(中 性粒子の空間分布は固定)とし、プラズマ密度、温度など の時空間変動を観測した.ダイバータ板近傍に中性粒子を 存在させた場合、図21に示したように、ダイバータ板近傍 における電子温度低下、イオン温度低下、プラズマ密度増 加が観測された[40].ここで、大部分のイオンのエネル ギー損失はイオンと中性粒子の弾性衝突および荷電交換衝



図21 時刻 *t* = 24 µs における電子温度,及び,イオン温度の空間 分布(上)と電子密度,及び,イオン密度の空間分布(下) [文献[40]Fig.4及び Fig.5より].0.00[m] < *x* ≤ 0.05[m] が中性粒子領域,0.15[m]≤*x* ≤ 0.20[m]が粒子源領域であ る.

突により引き起こされており,電子のエネルギー損失はイ オンと電子のクーロン衝突により生じている.さらに,ダ イバータ板への熱流と中性粒子のガス圧の関係を調べたと ころ,中性ガス圧が上がることにより熱流が逓減されるこ とも示されている.このように,中性粒子導入によるダイ バータ板への熱流逓減効果を,原子分子過程を含む第一原 理的手法により確かめることができた.

今後は、コードの最適化、高速化による計算の大規模化 を進め、直線装置の実機サイズの計算が可能となるように するとともに、非接触過程におけるプラズマ密度の逓減に おいて重要である再結合過程の導入、さらに、非接触プラ ズマへの高エネルギープラズマ流の影響などの運動論的 コードでなければ解けない課題の解明にあたっていきた い.

### 1.11 JT-60SA, ITER, DEMO プラズマのシミュレーショ ンのための統合モデリングコード開発

JAEA integrated modeling code development for simulation of JT-60SA, ITER and DEMO plasmas (JIMS) プロジェクト代表:林 伸彦[量子科学技術研究開発機構] 国際枠 第4-第5サイクル

本プロジェクトの目的は, JT-60SA, ITER, DEMO のプ ラズマ性能予測, 制御手法や運転シナリオの開発のために 統合モデリングコードを開発することである. コードの中 心は 1.5 次元輸送コードで, それに様々なモジュールを開 発・結合して, 統合コード全体を TOPICS と呼ぶ.

TOPICS とそれに結合するモジュール毎に,様々な並列 数の計算を行う. TOPICS の中心部分は実際の放電時間を 模擬し,その中でモジュールによる計算を制御する比較的 軽い計算を長時間行うので機構内の PC クラスタで実行す る.一方,計算の重いモジュールは Helios で実行して,遠 隔にある複数の計算機で連携した統合計算を行った.

 3次元摂動磁場効果によるトルクとトロイダル回転の評価 トロイダル回転は MHD 不安定性だけでなく径電場を介 して乱流輸送の抑制に寄与するので、トカマクであっても 磁場の3次元性を考慮した場合に生じるトルクの評価とそ れにより駆動される回転のモデリングがプラズマの予測・ 制御に必要である. NBIやα粒子による衝突・j×Bトルク を OFMC, 摂動磁場を含む 3 次元平衡を VMEC で構築し た上で新古典トロイダル粘性(NTV)によるトルクを FORTEC-3D (NIFS の佐竹氏・鈴木氏との共同研究) で評 価し、TOPICS の運動量輸送ソルバと径電場ソルバと連携 した計算ができる統合フレームワークを用いて, ITER に おけるテストブランケットモジュール (TBM) に起因する トルクとトロイダル回転を評価した. 燃焼開始前のLモー ドプラズマにおいてTBMによって生じるNTVトルクが炉 心深くにおいても存在し(図22)トロイダル回転を減速さ せるが、GKWによる評価の結果、熱輸送に大きな影響は与 えないことがわかった[46].



図22 ITER の L モードプラズマにおける NBI と  $\alpha$  粒子による衝 突・ $j \times B$  トルク、NTV によるトルク(トロイダル磁場コイ ル (TF) とフェライト鋼 (FI) に加えて、真空容器の NBI ポート (port) とテストブランケットモジュール (TBM) 有 無の 3 ケース) の分布.

 ・ダイバータ板熱負荷低減用入射不純物の炉心蓄積の評価 ダイバータ板の熱負荷低減のための外部からの不純物入 射制御はITERやDEMOの定常運転シナリオでは必須であ り、制御時の炉心への不純物蓄積とプラズマへの影響評価 が重要である.炉心不純物輸送コード IMPACT を開発し てTOPICSに結合し、ダイバータ統合コードSONICと連携 したシミュレーションをJT-60SA のシナリオに適用し た.入射不純物としてArを用いて、その炉心での蓄積を最 大化する計算条件で、ダイバータ板熱負荷を許容値 (10 MW/m<sup>2</sup>)以下にした場合の、蓄積量とその影響を評価 した(図23).蓄積による放射損失で炉心温度は下がるが、 装置の最大加熱パワー内の追加熱で回復できるレベルであ り、シナリオに対する不純物入射制御の成立性を確認した [47].

今後必要とされる計算として、物理トピックを限定した 統合モデリングによる物理解明や性能予測だけでなく、そ れらが連携した計算が制御手法や運転シナリオの開発のた めに必要となる.

### 1.12 高ベータジャイロ運動論シミュレーション

High-beta gyrokinetic simulations(HBGK) プロジェクト代表:前山伸也[名古屋大学] 国際枠 第4-第5サイクル

本プロジェクトの目的は,電磁的ジャイロ運動論シミュ レーションに基づいて高ベータプラズマにおける乱流輸送 を調べることである.第4,5サイクルでは,新たにマイク ロテアリングモードに関するコード間ベンチマークや線形 モード構造の解析を行うとともに,第2,3サイクルで展 開したマルチスケール相互作用の詳細解析を行った.

ジャイロ運動論シミュレーションコード GKV を用いた [48]. プラズマ乱流を記述する第一原理的方程式である電 磁的ジャイロ運動論に基づいて,局所フラックスチューブ モデルにおける線形成長率や固有関数構造,および,乱流 揺動の非線形時間発展を解析した.

高ベータ領域において電子熱輸送機構の候補の一つとし て考えられているのがマイクロテアリングモードである.



図23 JT-60SA の高ベータ定常運転シナリオにおける Ar 入射時の,(a)ダイバータ領域の Ar 密度分布,(b)外側ダイバータ板熱負荷分布,(c)炉心での価数毎の Ar 密度分布,(d) Ar を入射しない炭素 C不純物のみの場合と比較した電子温度と放射損失分布.

マイクロテアリングモードは本質的に磁場揺動を伴う電磁 的不安定性であり,微細モード構造や衝突オペレータへの 敏感性などから取り扱いが難しかった.そこで,先行研究 の経験を持つGENEコードとのベンチマークを国際協力の 下で実施した.ASDEX-Upgradeの実験的な MHD 平衡配 位の下で,他粒子種衝突項なども加えた包括的なシミュ レーションを行い,構成された磁気座標や線形成長率・周 波数,非線形乱流輸送レベルなどがよく一致することが確 かめられた.さらに,マイクロテアリングモードの線形固 有関数における電流構造について詳しい解析を行い,これ まで知られていた電子共鳴構造に起因する局在した電流 シート構造だけでなく,トロイダルプラズマでは磁場ドリ フトによる非捕捉粒子の有限軌道幅による電流シート構造 の変形が起こることを明らかにした(図24)[49].

次に,電磁揺動効果を含んだイオン・電子温度勾配駆動 乱流の解析におけるマルチスケール相互作用の詳細解析を 行った.そのために,巨大自由度の非線形相互作用の解析 を実現するための流体近似解析や,異なるスケール間の相 互作用を分離して評価するための部分空間伝達解析などの 新たな解析手法を考案した.これらを適用することで,イ オンスケール乱流における電子分布関数揺動が比較的短波 長の帯状流を生成すること,このような短波長帯状流はイ オン温度勾配駆動乱流を抑制する働きを持つが,電子ス ケール乱流の影響を受けて減衰されやすいことなどを新た に発見した[50].

本研究でGKV コードの適用性が確認されたマイクロテ アリングモードと電子温度勾配モードの間のマルチスケー ル相互作用解析は、イオン・電子温度勾配駆動乱流以外の 系でのマルチスケール相互作用の例として興味深く、現在 別の計算機環境を利用して研究が進められている.これら の知見を基に、マルチスケール相互作用のパラメータ依存 性や有効条件の明確化が今後の課題として挙げられる.



図24 マイクロテアリングモードにおける電子電流,静電ポテンシャル揺動,ベクトルポテンシャル揺動の径方向・磁力線方向分布. 左列(a)-(c)は無矛盾なシミュレーション結果だが,右列(d)-(f)では磁場ドリフト項を人為的に除いた[49].

### 1.13 ジャイロ運動論シミュレーションによる新古典トロ イダル粘性研究

Gyrokinetic Simulation for Neoclassical Toroidal Viscosity (GSNTV2)

プロジェクト代表:松岡清吉 [日本原子力研究開発機構 (当時所属.現所属は核融合科学研究所)] 国際枠 第4-第5サイクル

核融合プラズマにおいて、プラズマ回転効果が閉じ込め 性能の改善や安定性制御の観点から注目されている.実際 の実験での回転分布を予測・評価する上で、コイルの誤差 磁場や共鳴摂動磁場印加等による非軸対称摂動磁場によっ て駆動される新古典トロイダル粘性(Neoclassical toroidal viscosity: NTV)が重要である.

NTV については、特に Superbanana-plateau (SBP) 領 域と呼ばれる低衝突周波数 ( $\nu_b^*$ ) 領域において、大域的シ ミュレーションによる $\nu_b^*$  依存性が標準的新古典理論の予 測で定性的に一致しないことが示され[51],その不一致の 原因が問題となってきた.本研究では、大域的 full-f ジャイ ロ運動論コードである GT5D[52]を用い、NTV の衝突周波 数依存性の物理機構について明らかにすることを目的とし て研究を行った.

GT5D は大域的 full-f モデルに基づき, ジャイロ運動論方 程式を 5 次元空間における移流拡散方程式として解く. GT5D において移流項は 4 次精度無散逸保存型差分法, 衝 突項には 6 次精度中心差分法を用いて離散化され, 時間積 分には半陰解法を採用している.また,本研究では静電ポ テンシャルはゼロとしており, 粒子種として重水素を用い た.

まず、GT5DコードによるNTV評価手法の妥当性検証と して、[51]で用いられた新古典輸送コードである FORTEC-3Dとのベンチマークを行った.GT5Dと FORTEC-3D により得られた NTV の v<sub>b</sub> 依存性を **図25**に示 す.図には、標準的新古典輸送モデルである SBP 理論(磁 気シア効果有り/無し)[53,54]から得られた予測も併せて 示されている. ここで, SBP 理論では, バナナ捕捉粒子の トロイダル歳差ドリフト周波数がゼロとなる共鳴粒子から の寄与によって NTV が決定される為, <sub>ν<sub>h</sub></sub> には依存しない 結果が得られている. 図25から, GT5DのNTVの<sub>ν</sub>\* 依存 性が FORTEC-3D とよく一致しており、 $\nu_h^*$  に依存しない SBP 理論とは異なる依存性を示すことがわかる.次に、大 域的シミュレーションに現れる v<sub>b</sub>\* 依存性の原因を調べる ため、粒子軌道解析を行った. 共鳴捕捉粒子軌道に沿って 観測されたプラズマ揺動分布構造をバナナ軌道幅の異なる 重水素及び電子質量に対して評価した結果を図26に示す. 図から,バナナ軌道が小さな電子質量では分布は軌道に 沿ってほぼ一定となるが、バナナ幅が大きい重水素では分 布に有限のモード構造が生じている.このことはバナナ幅 が大きい場合には、有限モード構造によって捕捉粒子領域 内に位相混合が生じることを示唆しており、実際に重水素 での速度空間構造を観測すると、電子質量では見られない 位相混合(微細構造形成)が観測され、さらに低衝突周波



図25 GT5D(赤)及び FORTEC-3D(青)により得られた NTV の規格化衝突周波数依存性. 橙(黒)の破線はそれぞれ磁 気シア効果を含む(含まない)SBP 理論によるもの.



図26 粒子が重水素(m=m<sub>i</sub>)及び電子(m=m<sub>e</sub>)それぞれの場合に、共鳴捕捉粒子軌道に沿って観測されたプラズマ密度分布構造.ここで、同一の粒子軌道をポロイダル断面で見た場合、m=m<sub>i</sub>はバナナ幅が大きく、m=m<sub>e</sub>ではバナナ幅は小さくほぼ磁気面に沿った軌道となる.

数ほどそれが顕著になることがわかる.これらから,大域 的シミュレーションで見られる NTV の ν<sub>b</sub> 依存性は有限の バナナ幅から生じる位相混合による微細構造形成により生 じることが明らかになった.

本研究で得られた成果をもとに、大域的シミュレーショ ンに基づくより一般の NTV 評価モデルを確立するために は、今後は本研究で取り入れられていない径電場の効果等 についての系統的な NTV シミュレーションが必要である.

### 1.14 プラズマの炉心-エッジ結合の研究

Core-Edge Plasma Coupling (CEPC) プロジェクト代表:宮戸直亮 [量子科学技術研究開発機構] 国際枠 第4-第5サイクル

4場(プラズマ密度,磁力線方向イオン流速,静電ポテ ンシャル,磁場ポテンシャル)の簡約化電磁流体(RMHD) モデルに基づくグローバルシミュレーションで,過渡的な 密度ソースを与えるとプラズマの非局所応答が観測される [55].本プロジェクトではこれまで,この非局所応答に対 してイオン温度勾配(ITG)駆動乱流が及ぼす影響につい てのシミュレーション研究を行い,ITG 乱流が非局所応答 を妨げる働きをすることを明らかにしてきた[56]. 非局所 応答を引き起こすには,局在化した密度ソースによって与 えられる,密度揺動の  $\cos\theta$  成分 ( $\theta$  はポロイダル角でトカ マクの外側中立面を 0 とする.ソースは $\theta = 0$  を中心に与 えている)が必要だが,乱流がこれを散逸し非局所応答は 観測されなかった.

この結果から、乱流が弱まり、密度揺動のcos θ 成分に対 する散逸が抑えられれば、非局所応答が起きる可能性があ ると考えられる. ITG 不安定性の線形成長率は有限ベータ 効果により減少することがわかっている[57].そこで、上 記の4場にイオン温度を加えた5場モデルによる電磁的グ ローバルランダウ流体コードを用いて、 プラズマのベータ 値を変化させたシミュレーションを実施した. プラズマの 密度、温度、安全係数分布は前回のプロジェクトレビュー の報告のものと同じものを用い、ベータ値を 0.2% から 0.5% まで変化させると、ITG不安定性の成長率の減少に伴 い、非線形飽和後の準定常状態における乱流の振幅は減少 した. なお, ベータ値を 0.6% にすると ITG 不安定性に代 わり,運動論的バルーニングモードがより不安定になる. 準定常状態に達した後,r/a = 0.8,  $\theta = 0$  (トカマクの弱磁 場側)を中心に局在化した、過渡的な密度ソース(と温度 シンク)を与えた、ソースを与えた場合と与えなかった場 合を比較すると内側コア領域での密度分布にほとんど違い はなく非局所応答は起きなかった(図27).しかし、ベータ 値が高くなるにしたがい密度揺動の cos θ 成分の乱流によ る散逸が小さくなることを確認した.温度分布を変え乱流 をさらに弱くする、あるいはソースを大きくすることで RMHD で観測されているような非局所応答を引き起こす ことができるかもしれない.

次にソース/シンクの位置(ポロイダル角 $\theta$ )の影響に ついて調べた. 簡単のため,電子の断熱応答を仮定し,密 度と磁場ポテンシャルを除いた静電的な3場モデルで,  $\theta = \pi/2$ に温度シンクだけを与えるシミュレーションを実 施した. これにより cos 成分ではなく sin 成分の温度揺動を 与えることになる. このとき GAM (Geodesic Acoustic



図27 密度ソースを加えた場合(赤)と加えない場合(緑)の密度 分布の比較(β = 0.5%).内側コア領域(r/a<0.5)で密度 にほとんど違いはない(密度ソースを加えた場合の方が中 心密度はわずかに大きい).

Mode) 振動する帯状流を観測した.帯状流のGAM 振動 は,主要には径電場と圧力揺動のsin θ 成分の間の振動のた め,ソース/シンクを θ=0 で与えていた以前のシミュ レーションでは駆動されていなかった.もちろん乱流に よってもGAMは駆動され,乱流駆動のGAMでは局所的な GAM 周波数と磁力線方向のイオン音波の周波数の中間領 域に周波数のピークを持つ.一方,シンク駆動のGAM は, 局所的な GAM 周波数にピークを持っていた.今後は乱流 輸送に及ぼす影響などを明らかにしていきたい.

### 1.15 磁気核融合プラズマにおけるマルチスケール乱流シ ミュレーション

Multi-Scale Turbulence Simulation in Magnetic Fusion Plasma (MS\_TURB)

プロジェクト代表:矢木雅敏 [量子科学技術研究開発機構] 国際枠 第1-第5サイクル

核融合プラズマにおいては異なる時間スケール,空間ス ケールの現象が数多く存在する. これまではスケール分離 を仮定し、それらの相互作用は摂動論的な取り扱いを行っ てきた.しかし、ある条件下では、スケール分離が仮定で きない場合がシミュレーションにより明らかにされつつあ る. 例えば、中立安定な長波長モードが短波長モードによ り励起される場合[58,59]やバースト現象[60]のような事 例である.本プロジェクトにおいてはプラズマ乱流に注目 してマルチスケール相互作用の研究を進めてきた。特に第 5サイクルにおいては full-f グローバルジャイロ運動論 コード GKNET に非断熱効果として捕捉電子の運動論的応 答を実装し、ITG/TEM 不安定性の線形解析を行った. full-fジャイロ運動論シミュレーションにおいて TEM 乱流 を取り扱うためには、運動論的電子を取り扱う必要があ る.この場合,運動論的アルヴェン波の静電極限である ω<sub>H</sub> モードは通過電子の応答に起因するがこれが CFL 条件 を律速し、計算コストが増加する問題が指摘されていた. この問題を回避するために GKNET にハイブリッド電子モ デル[61]を導入した. このモデルではトロイダルモード数  $n \neq 0$ に対しては、通過粒子の断熱応答を仮定し、n = 0モードの寄与においてのみ通過粒子の非断熱応答を導入す る.これによりω<sub>H</sub>モードを回避する一方で新古典輸送と 捕捉電子の非捕捉過程を考慮する.新しいモデルを用いて ITG/TEMの ni スキャンを行った.ここで、イオンと電子 の質量比は100を仮定し、密度と電子温度勾配は固定した.



図28 ITG/TEM不安定性に対する(a)周波数のŋi依存性および(b) 成長率のŋi依存性. R<sub>0</sub>/L<sub>n</sub>=2.22, R<sub>0</sub>/L<sub>n</sub>=2.22 は固定.

図28に(a)実周波数,(b)線形成長率を示す.多くの文献が 示しているように, $\eta_i \sim 2.2$ 付近でITGからTEMへのモー ド変化が確認された.また,モード変化に伴いバルーニン グ角の反転が見られた.さらにITG/TEM不安定性に対す る磁気シア依存性に関しても調べた.磁気シアの減少に供 い,成長率が減少することを確認した.これは磁気シアが 小さい場合はバルーニング角が大きくなる事実と関連して おり,非局所バルーニング理論と矛盾しない.TEMは磁気 シアにより強く安定化される.これは歳差ドリフトシアに 起因すると考えられる[13].

**1.16** トカマクプラズマにおける乱流拡散と帯状流抑制 Turbulent spreading and zonal flow suppression in Tokamak plasmas (TSTOK)

プロジェクト代表:矢木雅敏 [量子科学技術研究開発機構] 国際枠 第5サイクル

トカマクプラズマの乱流輸送の近年の理解は一義的には フラックスと局所勾配に関連する局所パラダイムに基づい ている.しかしながら、多くの実験的証拠から局所的描像 には限界があることが判明している. 非局所モデルによる アプローチはトカマクの乱流輸送の理解を深め、予測の確 度を高めることが期待できる. トカマクの閉じ込め性能に 対する乱流輸送のインパクトを考えると ITER の性能予測 を行う上で最重要課題であり緊急性の高い研究課題と位置 づけられる. 乱流拡散は非局所輸送機構に対する第1候補 のひとつと考えられる. 乱流拡散により, 揺動エネルギー が径方向の離れた領域に位置する異なるモード間結合をも たらし、局所モデルが与える輸送レベルを超える可能性が ある.磁場の形状やトロイダル流により乱流拡散が制御で きることが明らかになりつつあり、分布の硬直性を示す実 験結果[62]とよい一致を示している[63].本プロジェクト ではジャイロ流体モデル[64]やグローバルみコード gKPSP[65], グローバルfull-fコードGKNETを用いて乱流 拡散やそれに関連するシミュレーション研究に取り組ん だ. 今年度は特に輸送障壁形成の問題[66]や輸送障壁内へ の乱流拡散に関して研究を進めた.ジャイロ流体モデルを 用い、反転磁気シアプラズマにおいて局所加熱源の位置を 変化させて内部輸送障壁の形成に関して調べたのでその結 果を報告する. r/a = 0.6 において安全係数は最小値をとる (図29).加熱の大きさは固定してその場所を変化させた (図30). その結果, r/a = 0.4 の熱源をおいた場合に弱い内 部輸送障壁が形成されることが明らかとなった. この結果 は反転磁気シアによる ITG に対する安定化効果のみなら ず,局所加熱源により増長された E×B シア流による安定 化効果も輸送障壁の形成に重要であることを示している. 一方、現モデルには加熱に伴うシャフラノフシフトの効果 やベータの上昇にともなうITG不安定性の抑制効果等が考 慮されておらず、実験と比較するためにはモデルの高度化 を進める必要がある.



図29 安全係数分布と各加熱源に対する定常イオン温度分布.



- 図30 加熱分布モデル、シフトされたガウス分布で加熱源をモデ ル化し、その印加場所を変化させ、イオン温度分布が定常 に落ち着くまで時間発展させた。
- 1.17 複数のフラックスチューブを用いたジャイロ運動論 的シミュレーション

Gyrokinetic simulation with multiple flux tubes (GMTUBES) プロジェクト代表:渡邉智彦 [名古屋大学] 国際枠 第4-第5サイクル

磁場閉じ込め核融合プラズマに生じる乱流輸送の評価お よび予測性能の向上には、そこで用いられるジャイロ運動 論的シミュレーションの精度を高めることが必要である. 与えられた平衡分布における局所的なパラメータに対して 輸送係数の見積もりを得るために、いわゆる flux tube モデ ルを用いた解析が行われ、実験解析にも広く活用されてい る.一般に、ジャイロ運動論では、磁場に垂直方向には ジャイロ半径程度の空間スケールをもつゆらぎを想定して いるが、磁力線平行方向にはトーラス大半径程度の波長を 持つバルーニング型のモード構造を有した揺動を取り扱う. 磁気シアが弱い場合や線形不安定性の安定限界に近い場合などに,ポロイダル角 $\theta$ が± $\pi$ を超えて磁力線方向のゆらぎが広がることが知られている. 同様に,運動論的電子が存在する場合にもゆらぎの構造は磁力線方向に引き伸ばされる. このため,バルーニング表示において $-\infty < \theta < +\infty$ に広がる揺動を扱う際には,乱流ゆらぎの磁力線平行方向への相関を注意深く扱う必要がある. 本研究では,そのために開発されたflux tube trainモデル[67]を用いて, ITG および TEM が不安定となる場合における乱流輸送への磁力線平行方向の相関の影響を解析した.

flux tube train モデルは、従来の flux tube モデルの磁力 線方向の取り扱いを拡張するもので、第1から第3サイク ルで進めた課題GKNAXISにおいて開発され、GKVコード に実装された.従来の手法では、磁力線方向に長い相関長 を扱うには、シミュレーション領域を $-N\pi \le \theta \le N\pi$  に拡 張していた.これに対して新しいモデルでは、flux tube を磁力線方向に複数接続し、バルーニング表現における image mode に関する対称性を数値的にも保持したまま、 磁力線方向に相関長の長いゆらぎを取り扱うことができ る.また、 $\theta$ が増加することによる磁力線垂直方向波数の secularな増大もなくなるため、従来の手法に比べて時間ス テップ幅の設定においても優位性をもっている.

DIII-D実験に対するジャイロ運動論的シミュレーション の検証でしばしば用いられるパラメータに対してこの新し いモデルを適用し、磁力線方向の相関が輸送係数に及ぼす 影響を調べた.ここではイオンとともに電子についても ジャイロ運動論的方程式を解き、ITG/TEM 不安定性が乱 流輸送を駆動する状況を扱う.イオン熱輸送係数 $\chi_i$ の時間 変化を、flux tube trainで用いるflux tubeの数 $N_t$ を 1,2,4と変化させた場合に得られたシミュレーション結 果を比較している(図31参照).ここで $N_t = 1$ のケースは、  $-\pi \le \theta \le \pi$ を扱う従来のシミュレーションと同じものであ る. $N_t = 2 \Leftrightarrow N_t = 4$ の場合に、従来に比べて明らかに輸送 係数が増大していることが見て取れる.

上述の結果を受けて、重水素-電子プラズマに不純物(炭素)を加え、DIII-Dの実平衡形状を用いたジャイロ運動論 的シミュレーションを実行し、ITG/TEM 乱流に対する磁



図31 Flux tube train モデルを用いたジャイロ運動論的シミュ レーションから得られたITG/TEM乱流によるイオン熱輸送 係数の時間発展.

力線平行方向の相関の影響評価を継続している.これまでの結果では,従来に比べ20%程度以上の輸送フラックスの 増大が認められており,現在,用いる flux tube の数に対す る収束性を詳しく調べている.

### 2. 高速粒子

### ITER15MA 標準シナリオにおけるアルヴェン固有 モードと LHD における高エネルギー粒子駆動測地的 音響モード

Alfvén eigenmodes in the ITER 15 MA baseline scenario and EGAM in LHD (ITERLHD) プロジェクト代表:藤堂 泰 [核融合科学研究所]

国際枠 第4-第5サイクル

高エネルギー粒子・MHD 連結シミュレーションコード MEGA とマルチフェーズシミュレーション手法[68]を用 いて、トカマクと LHD における高エネルギー粒子駆動不 安定性に関するシミュレーション研究を実施した.具体的 な研究課題は、(1)ITER15MA 標準シナリオにおけるアル ヴェン固有モード(AE), (2) AE の時間発展に対する中性 粒子ビーム入射(NBI)パワーと衝突減速時間の効果[69], (3)LHDにおける高速イオン駆動 MHD 不安定性[70], (4) LHD における高エネルギー粒子駆動測地的音響モード (EGAM)[71], (5) AE がもたらす高速イオン分布硬直性 [72]である.課題(1)では,ITER15MA標準運転シナリオ において高エネルギーアルファ粒子の有限ラーモア半径効 果を考慮すると、トロイダルモード数n=30程度のトロイ ダルアルヴェン固有モード (TAE) は安定化されることを 見出した. 課題(2)では TFTR トカマクでの実験に基づい た物理条件を使用してマルチフェーズシミュレーションを 実行し,実験と同様のNBIパワー10 MW,減速時間100 ms の場合には複数AEのバースト的な成長と減衰が2msの時 間間隔で繰り返し発生し、実験とよく一致した結果を得 た. 高速イオン圧力の増大とともに高速イオン閉じ込めが 単調に劣化し、TFTR実験に相当する10 MW,100 msの場 合のように AE バーストが発生する場合では, 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. 課題(3)で はマルチフェーズシミュレーションを LHD プラズマに適 用し、トロイダルモード数n=1の複数のAEが現れること を見出した. 主要な AE は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と回転変換 ι = 2/3 磁気面 付近に存在する TAE であり、両者の周波数は実験での観 測値とよく対応している.

課題(4)では、HINT コードによる LHD の3次元実形状 平衡を用いて EGAM のシミュレーションを実行した.シ ミュレーションによって得られた EGAMの MHD ポロイダ ル流速とバルク圧力揺動の空間分布を図32に示す.LHD 実験では第1モード(primary mode)と呼ばれる 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 数の第2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.本研究ではMEGAを用



図32 (a) LHD プラズマにおける EGAM のポロイダル流速分布と (b) 圧力揺動分布・増大した部分と減少した部分がそれぞ れ青色と赤色で示されている。

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.第5サイクル終了の時点では第2モードの振幅 が実験と比較して小さいことが課題であったが、その後の 研究では実験と同様の結果を得ている.

課題(5)では米国の DIII-D トカマクの実験データを用い て,NBIパワーが1.56 MW から15.6 MW の範囲で異なる 8 つの場合のマルチフェーズ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.

- 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.

- 高速イオン圧力分布は、臨界勾配程度の勾配を保ちな がらビームが入射されているプラズマ中心付近から外 側へ向かって広がっていく.
- 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.

文献[72]はNuclear Fusion 誌のLabTalk 記事[73]及び2016 年の年間ハイライトに選ばれた[74].

### 2.2 トカマクにおけるディスラプション時の逃走電子生 成シミュレーション

Fokker-Planck Simulations of the Runaway Electron Generation in tokamak disruptions (FPSREG)

プロジェクト代表: 奴賀秀男 [核融合科学研究所] 国際枠 第1-第5サイクル

ITERやDEMOなど大型のトカマク型装置では、ディス ラプション時に大量の逃走電子が発生することが予想され る.大電流の逃走電子ビームは第一壁に深刻な損害を与え ることが懸念されており、逃走電子生成の抑制や緩和が大 型トカマクにおける重要な研究課題となっている。本研究 ではFokker-Planckコードを用いて、ホットテイル効果を 考慮した逃走電子生成シミュレーションを行った。特に、 逃走電子抑制目的で行われる不純物入射制御時における ホットテイル効果の影響について注目した。本研究では ホットテイル効果を含めた逃走電子生成率を求めるため、 逃走電子の一次生成を電子の運動量分布関数から決定する 必要がある。このため、Fokker-Planck 方程式(一次の逃走 電子生成)、二次の逃走電子生成モデル、電場の拡散方程 式、熱クエンチによる温度変化モデル、不純物入射による 電子密度変化モデルを自己無撞着に計算する。

不純物入射による密度変化は電子の衝突周波数を上昇さ せるため、逃走電子の生成を抑制することができる.しか し、一方で熱クエンチ時間を短くする傾向あるため、ホッ トテイル効果が発生しやすくなる.密度を変化させた場合 の逃走電子生成量をホットテイル効果の有無で比較したも のが図33である.高密度領域では、ホットテイル効果によ



る一次の逃走電子電流量の増加は数十mAと非常に小さい が、二次生成によって増幅されるため、ホットテイル効果 により数 MA の差が生じうることが明らかとなった.ま た、ホットテイル効果は不純物入射による密度上昇の速さ に依存し、逃走電子生成が始まる時点で十分に密度が上昇 していれば、逃走電子の生成は抑制できるという結果が得 られた(図34).

より詳細な検証には不純物入射による密度上昇のより正 確なモデルが必要である.

### 2.3 トカマクプラズマにおける高エネルギー粒子輸送の 大局的非線形シミュレーション

Global Nonlinear Simulation of Energetic Particle Transportin Tokamak Plasmas (EPTRANS)

プロジェクト代表:ビアワーゲ アンドレアス [量子科学 技術研究開発機構]

国際枠 第4-第5サイクル

本プロジェクトはトカマクプラズマの高エネルギービー ムイオンの空間分布と速度分布関数をソース,衝突,MHD 波との相互作用を考慮することにより高精度で予測するこ とを目的とする.負イオン源中性粒子ビーム入射による JT-60U実験において常に観測されていた,突発的大事象 (ALE)と呼ばれる雪崩的な高エネルギーイオン輸送をシ ミュレーションにより再現することに強い関心があった.

確立した MHD-PIC ハイブリッドコード MEGA を出発点 として利用した.コードに現実的な N-NB イオンソースを 組み込んだ.OFMC コードで採用された衝突モデルを実装 し,ベンチマークにより確認した.現実的な連続したハイ ブリッドシミュレーション,および MHD が有/無(より 効率的な計算)の組み合わせで構成されるマルチフェイズ 法と呼ばれるシミュレーションの両方を行った.典型的な シミュレーションでは4,096コアを使用し,数週間から数ヶ 月にわたって実行した.

ALE による雪崩的な輸送シミュレーションに取り組む 前に,JT-60U において ALE が発生する間隔で相対的に静 かな期間に周波数挿引モードのバーストとして観測されて いる小さい振幅変動のダイナミクスをシミュレーション し,解析した.磁場ドリフト効果を考慮した新しい方法を



図34 一次の逃走電子生成率を密度変化の時定数で比較したもの [75].

用い,波と粒子の共鳴相互作用を詳細に解析した[76].ま た周波数挿引モードに対する新しい機構を提案した[77]. 周波数挿引モードの長時間シミュレーションとJT-60Uに よる実験結果を首尾よくベンチマークすることができ,揺 動振幅の急激な脈動に対する説明を提案した[78].最後 に,多相法を用いて ALE (図35)を多サイクルで再現する とともに,関連する高エネルギーイオンの雪崩的輸送を再 現することができた[60,79].

ALE のシミュレーションを継続し,物理的過程,特にこ れらの緩和現象のトリガー機構を同定する必要がある.シ ミュレーション結果の再現性と数値的敏感性を注意深く検 証しつつ,この方向の研究が進展している.

### 2.4 垂直移動現象と逃走電子ビームのシミュレーション 研究

Simulation of Vertical Displacement Event and Runaway Electron Beam (JVDRE)

プロジェクト代表:松山顕之 [量子科学技術研究開発機構] 日本枠 第4-第5サイクル

本プロジェクトでは、ディスラプションがトカマク装置 に与える負荷を決める上で重要な役割を果たす垂直移動現 象 (VDE: Vertical Displacement Event) のシミュレーショ ン手法の研究を行った. VDEのダイナミクスを模擬する物 理モデルとしては1.5次元輸送モデルや2次元/3次元 MHD シミュレーションが知られており、代表的なコード に DINA[80]および TSC[81]がある.いずれのコードも ITER の設計に用いられるなどトカマク装置のディスラプ ション負荷や緩和手法の研究において重要な役割を果たし ている. 一方, 近年の研究ではこれらの VDE シミュレー ションコードの物理モデルを拡張し、高エネルギー電子 (逃走電子)の効果や渦電流やハロー電流の非対称性の物 理を組み込む試みが進められており、これらの研究は ITER や将来の核融合炉におけるディスラプションの装置 負荷をより精度よく予測する上で重要な課題となってい る.本プロジェクトでは,量研で開発を進めている1.5次元 輸送モデルと外部回路方程式を結合した VDE シミュレー ションコードETA (Evolutionary Toroidal-equilibrium) Analysis Code)の高速化・高精度化に Heliosの本体システ ムおよび増強システムを利用するとともに、逃走電子ビー ム発生時の VDE を扱うためのモンテカルロシミュレー ションと MHD 平衡の結合手法の開発や、ハロー電流の3 次元性に重要な役割を果たすと考えられている外部キンク モードの非線形 MHD シミュレーションなど、従来の VDE



図35 MEGA コードにより再現したビーム駆動された JT-60U に おける 3 回の突発的大事象の時系列.

シミュレーションを拡張するための研究開発を行った.

第4サイクルの成果として、運動論的 MHD モデルに よって定式化された MHD 平衡ソルバーを新たに開発し, 高エネルギー電子のモンテカルロシミュレーションコード ETC-Relによって評価した軸対称の逃走電子電流の2次元 分布を MHD 平衡計算分布に反映する手法を開発した [82]. ETC-Rel は逃走電子の発生率を模擬した電場の関数 で与えられるソース項によってテスト粒子を発生させ、そ の後のドリフト軌道および衝突過程を追跡することで、逃 走電子のエネルギー・ピッチ角分布や空間分布を直接軌道 損失や衝突拡散の影響を考慮して評価することが可能であ る[83]. 従来, 逃走電子ビームプラズマの平衡磁場の計算 には逃走電子電流分布を熱電子電流に置き換え,同時に磁 気面関数として扱う仮定が用いられるのが普通であり、逃 走電子電流が平衡に与える効果としては電流ピーキングに よるフープ力のみが考慮されてきたが、本研究で開発した 手法では図36に例示したように逃走電子のエネルギー・ ピッチ角分布を反映した2次元電流分布を考慮してビーム 慣性によるシャフラノフシフトの効果を評価できる. この 拡張は、平衡モデルの精度を向上させるだけではなく、逃 走電子ビームを含めたプラズマが VDE を生じるときに、 逃走電子の軌道損失やビームの壁への接触に対する径方向 ドリフトの効果を考慮できるため、ITER にとって重要と なる逃走電子ビームの影響を考慮したポストディスラプ ションフェーズにおける装置負荷の予測手法を高度化する ことが期待できる.

### 3. MHD

### 3.1 トカマクプラズマにおけるプラズマ回転・3次元 性・運動論効果がMHD安定性に与える影響に関する シミュレーション研究

MHD simulation for understanding rotation, three dimensional effects and kinetic effects in tokamaks (MHDRTK) プロジェクト代表:相羽信行 [量子科学技術研究開発機構] 国際枠 第2-第5サイクル

本プロジェクトは、トカマクプラズマにおける MHD 安 定性,特にエッジローカライズドモード(ELM)および抵 抗性壁モード(RWM)の安定性に対するプラズマ回転、3 次元性,および運動論効果に関する研究を進めることを目 的として進めてきた.第2サイクルから第5サイクルまで



図36 モンテカルロコードによって評価した平均エネルギー 20 MeV,電流値 0.5 MA,ビーム径 50 cm の逃走電子電流 の 2 次元分布.トロイダル電流分布(右図)に関して外向 きの径方向ドリフトによる平衡磁気面(赤線)からのずれ が観測される.

の間に、主に線形 MHD モデルの拡張、および同モデルに 基づいた数値コードの開発をすすめることで、以下のよう な核融合炉の実現に重要となる MHD 安定条件の正確な予 測の実現のみならず、核融合プラズマで発生しうる MHD 安定性に対する新たな物理的性質の発見を行ってきた.

まず、ELM に関して、同安定性に対するプラズマ回転お よびイオン反磁性ドリフト効果を自己無撞着に考慮した線 形安定性解析を実現するために、反磁性 MHD モデルを考 案し、これを用いて線形 MHD 安定性解析コード MIN-ERVA を拡張することで MINERVA-DI コードを開発した [84].この MINERVA-DI を用いて、JT-60U 装置および欧 州 JET 装置における ELM 安定性に対する回転・イオン反 磁性ドリフト効果が与える影響を解析した結果、JT-60U および ITER like wall を設置後の JET では、イオン反磁性 ドリフトによる安定化効果よりも回転による不安定化効果 が打ち勝つことで ELM が発生している可能性が高いこと を示した[85,86].さらに、このような不安定化を引き起こ すには、トロイダル・ポロイダル両方向の回転を考慮する ことが重要であることを明らかにした.

また,RWMに関して,同安定性の回転分布に対する依存性を詳細に調べた結果,プラズマが特定の回転周波数を 持つ場合に新たなMHDモードが不安定化することを発見 した.この不安定化は,RWMとプラズマに存在する安定 な理想MHD固有モードの振動数が近づいた場合に観測さ れており,また,不安定化したMHDモードのモード構造 が,RWMではなく理想MHD固有モードとほぼ一致したこ とから,これら2つのMHDモードが相互作用を起こすこ とが原因であることを示した[87].さらに,RWM安定性 に対する高エネルギー粒子効果について,プラズマ回転の 影響を自己無撞着に考慮するためのモデルの考案,および MINERVA/RWMaCコードの拡張を行うことで,高エネ ルギー粒子効果によってRWMがより効率的に安定化され うることを発見した[88].

### 3.2 3 次元平衡の線型及び非線型 MHD 解析

Linear and Nonlinear MHD Study of 3D Equilibria (LNMS3E) プロジェクト代表:市口勝治 [核融合科学研究所] 国際枠 第4-第5サイクル

ヘリオトロンプラズマの MHD 安定性特性を解明するた めに,交換型モードに対するプラズマフローの交換型不安 定性に対する効果を研究している.平衡及び非線型ダイナ ミクスを3次元的に取り扱うこととしているが,現時点で は,フローを矛盾なく含んだヘリオトロンプラズマの3次 元平衡を計算する手法はまだ開発されていない.そこで本 研究では,3次元静止平衡を利用し,そのダイナミクスの 時間発展を追跡する際に,初期条件にプラズマフローを印 加することによって,その効果を調べることにした.3次 元平衡及び非線形ダイナミクスの計算には,それぞれ, HINT コード[89]及び MIPS コード[90]を用いた.

今回,実験データを模擬したモデル的なフロー速度分布 を仮定して計算を行った[91].ここでは,フローとしてポ



図37 ダイナミクス計算で得られた非線型領域での(a),(b)全圧 力の鳥瞰図,及び(c),(d)圧力の摂動成分のモードパター ンと磁力線のポアンカレプロット.(a),(c)はフローな し,(b),(d)はフローの最大値がアルヴェン速度の0.1倍 の場合の計算結果を示す.

ロイダル成分のみを考慮し、その大きさが磁気面関数であ ると仮定した.また、交換型モードの存在を明確にするた めに、回転変換が1の有理面においてメルシエ指標が  $D_{\rm I} = 1.5$ となる非常に不安定なサンプル的LHD平衡を採用 した.この場合、図37(a)及び(c)に示す通り、フローのな い場合には、m = 4/n = 4モードが成長し、非線型領域にお いて、圧力分布の崩壊が生じている.一方、フローを加え た場合、その絶対値が大きくなるにつれて、MHD 揺動の 成長が抑制されていく結果が得られた.そして、図37(b) 及び(d)に示すように、絶対値の最大値がアルヴェン速度 の 0.1 倍の大きさとなった時には、モードの成長が完全に 抑制される結果となった.

### 3.3 3 次元 MHD 解析の拡張

Extension of 3D MHD Analysis (E3MA) プロジェクト代表:市口勝治 [核融合科学研究所] 日本枠 第4-第5サイクル

LHD実験では、プラズマ回転の停止と交換型モードの成 長が同期して生じる現象が観測されている[92].そこで, ヘリオトロンプラズマにおける交換型モードに対するプラ ズマフローの安定化効果に対する研究を行っている[91]. まず、ヘリオトロンにおいて実験データと矛盾のないフ ローの計算方法を検討した.磁気面量の径電場によってフ ローが生じていることを仮定すると, Hamada 座標系上で は比較的簡単な表現が得られる.一方,安定性解析に は、3次元 MHD 平衡計算コード HINT [89] と3次元 MHD ダイナミクスコード MIPS[90]を用いる.これらのコード では,円柱座標が採用されているので,円柱座標への座標 変換が必要となる. さらに, 実験データを導入する手法を 組み合わせることによって、3次元フロープロファイルを 求める計算手法を確立した[93]. 図38に, LHD プラズマで 計測されたデータに基づいて計算したフローの流線図を示 す. LHD 実験では、一つのポロイダル断面の水平線上でフ

ローのポロイダル成分とトロイダル成分が1次元データと して計測されている.これに対して、今回開発した手法を 用いることによって、プラズマ全体での3次元のフロー成 分が求められるようになった.

このフローが LHD プラズマでの交換型モードに対して どのような影響を与えるかを調べ、予備的な結果を得た. この時, MHD 不安定性の効果を強調させるために, 実験 でのプラズマよりも非常に不安定なモデル平衡を採用し た. そして、初期条件にフローを加え、時間発展を追跡す ることによって非線型挙動を解析した.その結果,実験に 対応するフローの大きさでは、プラズマの振る舞いへの影 響は小さく,フローがない場合と同様の崩壊が得られた. これに対し、速度の大きさを実験データの200倍にした場 合には、崩壊が少し抑制されている. このことから、プラ ズマフローは交換型モードに対して、安定化のポテンシャ ルを持っていることがわかる.200倍もの大きさが必要 だったのは、極めて不安定な平衡を採用したことと粘性に よってフローが減衰したことによると考えられる.した がって、今後、定量的な評価のためには、実験に対応した 平衡の採用とフロー減衰抑制モデルが必要である.

### 3.4 高ベータトロイダルプラズマの非線形 MHD 現象

Nonlinear MHD phenomena for high beta toroidal plasmas (NMPHBTP)

プロジェクト代表:佐藤雅彦 [核融合科学研究所] 国際枠 第1-第4サイクル

大型ヘリカル装置(LHD)の内寄せ配位での高ベータプ ラズマにおいては、常に周辺部が磁気丘となるため、理論 的には MHD 不安定であることが知られている.しかしな がら、MHD 不安定であるにもかかわらず、体積平均ベー タ値が約5%の安定なプラズマが LHD 実験では得られて いる.このことから、MHD 不安定性が線形不安定であっ ても、その非線形飽和状態は閉じ込め性能に大きな影響を 与えていないものと考えられる.本研究は、シミュレー ション解析により、LHD 内寄せ配位における高ベータプラ ズマの線形及び非線形現象を調べることで、安定な高ベー タプラズマが LHD 実験で得られているメカニズムを明ら



図38 LHD での1次元実験データに基づいて計算した3次元フ ローの流線図.

かにすることが目的である.

本シミュレーション解析では、一流体モデルを数値的に 解く MIPS コード[94]を用いて行った. MIPS コードでは, 円柱座標系のもとで4次精度の中心差分法を用いて離散化 を行っている.本研究では,非線形計算の数値安定性のた めに,移流項に3次精度の風上差分法を適用した修正を 行っている.時間積分は4次精度のルンゲ・クッタ法を用 いて行われている. LHD プラズマの MHD 平衡では, 最外 殻磁気面の外側に磁力線がストキャスティックな領域が存 在し、ベータ値が高くなるほど磁力線がストキャスティッ クな領域がコア側へ広がってくる性質がある.そのため, 磁力線がストキャスティックな領域も含めた計算を行う必 要がある.本研究では、磁気面の存在を仮定しない HINT 2 コードを用いて、中心ベータ値が 7.4% と 9.2% の 2 つの MHD 平衡を構築し、磁力線がストキャスティックな領域 も含めてシミュレーションを行った. モード解析を行うた めに、最外殻磁気面の内側の領域に対して、VMEC コード を用いてMHD平衡の再構築を行った後,NEWBOZコード を用いて最外殻磁気面の内側の領域での Boozer 磁気スペ クトルを取得し、揺動成分のモード分解を行っている.

中心ベータ値が7.4%の時の縦長断面における圧力の等 値面の時間発展の様子を図39に示す。線形段階では周辺部 にてMHD不安定性が発生する.このMHD不安定性のモー ド構造、および、線形成長率の磁気レイノルズ数依存性の 解析から、不安定モードは抵抗性バルーニングモードであ ることがわかった.非線形段階になると、不安定性の影響 がコア領域まで広がり、最終的にはコア崩壊が引き起こさ れる結果が得られた. このコア崩壊メカニズムについて詳 細な解析を行ったところ、異なるトロイダルモード数を持 つバルーニングモード間のモードカップリングにより, (*m*,*n*)=(1,1)を含む低次のモードが発生したことが原因 であることがわかった. 特に, (m, n) = (1, 1)のモードは磁 気軸にて有限の速度を持ち、コア領域のプラズマを外側へ シフトさせるように働く. コア領域に見られる揺動成分は 非線形的に励起された低次モードによるものであり、コア 領域にて低次モード自身のモードカップリングが発生する ことで、コア崩壊が引き起こされることがわかった[95].



図39 中心ベータ値が β<sub>0</sub> = 7.4% の MHD 平衡に対する非線形シ ミュレーションより得られた(a)非線形初期段階と(b)飽和 状態での縦長ポロイダル断面における圧力の等値面.

本研究で得られたシミュレーション結果では,コア崩壊 が引き起こされており,高ベータプラズマを安定に維持す る結果が得られていない.その原因の一つとしては,磁気 レイノルズ数が実験値よりも小さい値を用いてシミュレー ションを行ったことが挙げられる.本研究で見られた不安 定性は抵抗性バルーニングモードであることから,実験値 に対応した高磁気レイノルズ数を用いたシミュレーション では,本研究で得られた結果よりも MHD 不安定性の成長 が穏やかになるものと推測される.したがって,高磁気レ イノルズ数では,本シミュレーションで見られたコア崩壊 が抑制される可能性がある.今後は,実験値に対応した高 磁気レイノルズ数に対して計算を行うことにより,飽和レ ベルが低下してコア崩壊が抑制されるかを確かめていく必 要がある.

# 高ベータトカマクプラズマにおけるフィッシュボーンモードのようなシミュレーションのための拡張ハイブリッドモデル開発

Development of Extended Hybrid Model for Simulation of Fishbone-Like Modes in High-Beta Tokamak Plasmas (MEGAKTI)

プロジェクト代表:ビアワーゲ アンドレアス [量子科学 技術研究開発機構]

日本枠 第4-第5サイクル

本プロジェクトは、イオンランダウ減衰のような熱イオ ンの運動論効果(KTI)を含む大域的非線形 MHD-PICハイ ブリッドコードの開発をめざしている.これはベータ誘起 アルフベン固有モード(BAE)ギャップの周波数領域にお いて、高エネルギーイオンと低周波モード間の相互作用を シミュレーションし、活性化された MHD モードによるバ ルクイオンの加熱率を定量化するために必要である.

確立した MHD-PIC ハイブリッドコード MEGA を出発点 として利用した.高エネルギーイオンは 4 点補間ジャイロ 平均を考慮したドリフト運動モデルを利用してシミュレー ションを行った.バルクプラズマのダイナミクスは抵抗と 粘性拡散を含む完全 MHD モデルを使いシミュレーション を行った.典型的なシミュレーションでは4,096コアを使 用し,数日間にわたって実行した.

拡散係数と他のパラメータに関する MEGA シミュレー ションの感度を調べた[96].研究の結論として,現在利用 可能な計算資源では本来の目的に対し,熱イオンのジャイ ロ運動的取り扱いは可能でないことが判明した([96]の付 録B参照).主な理由として,熱イオンの有限ラーマ半径効 果をとらえるためにはたいへん高い空間分解能が必要であ ること,抵抗スケールを有限ラーマ半径スケール以下にし なければならないことがあげられる.有限ラーマ半径効果 を無視し,現在用いている空間分解により磁場に沿った熱 イオンの流れの運動論的圧縮性のみ考慮したシミュレー ションを行ったが,抵抗散逸は運動論的熱イオン効果と競 合し,それらを阻害する細かい空間スケール及び低周波数 領域で主要な役割を演じ続ける.一方,発見はこのプロ ジェクトに新しい展望を与えた.MEGA による高ベータ JT-60U プラズマのスペクトル分析により,BAE ギャップ (図40) [97] の十分上の周波数でアルフベン波と音波結合が 明らかになった.そのような結合は燃焼核融合プラズマに おいて,熱イオンの非衝突加熱に対する未知のチャンネル を提供する可能性がある.この発見は新しい2つの研究活 動のきっかけとなる.線形ジャイロ運動シミュレーション [98] を利用したアルフベン波と音波結合の物理を研究する 国際共同研究を行うこと,及び MEGA を利用し,バルクイ オンの異常加熱の実験的証拠を探査するため JT-60SA [99,100]における高ベータシナリオを研究することである.

運動論的熱イオン効果のシミュレーションは,新しい高 性能計算機資源が利用可能になったとき,再考される.そ の間,線形ジャイロ運動シミュレーション[98]の利用,お よび MEGA[99]を使った高ベータ JT-60SA の研究に集中 する.

### 3.6 磁化プラズマの圧力駆動型モードの拡張MHDシミュ レーション

High Accuracy Extended MHD Simulation of Pressure Driven Modes in Magnetized Plasmas(HMHDPDM) プロジェクト代表:三浦英昭 [核融合科学研究所] 国際枠 第4-第5サイクル

本研究の目的は、1)圧力駆動型モードなど磁化プラズ マに現れる短波長不安定性の線形・非線形発展と非線形過 程における短波長成分の役割を解明すること、2)短波長 成分の役割を数値モデルで代替し、方程式をグリッドス ケール (GS) のみ解く Large Eddy Simulation (LES) を実 現することである.

これらの目的を達成するため、大型ヘリカル型装置 (LHD) 中のプラズマについての MHD 方程式シミュレー ションコード MHD In Non-Orthogonal System (MINOS) コードを、Hall 項およびジャイロ粘性項を含む拡張 MHD 方程式に拡張した.このコードを用いた主な研究成果





[101-103]は以下の通りである.

拡張された MINOS コード (MUTSU/MINOS コード) に は, Miura et al. [101] で一様等方非圧縮性 Hall MHD 乱流お よび磁化された一様非圧縮性 MHD 乱流のために開発され た Sub-Grid-Scale (SGS) モデルを用いて, LES を実行する 機能が付加された. このため, 圧縮性を伴う拡張 MHD 方 程式にFavre平均を施したGS方程式を導出し,速度による 圧力の移流を表す項に起因する SGS 項を新たに用意した.

MUTSU/MINOS コードを用いて,LHD 中のバルーニン グ不安定性の非線形時間発展のLESを行った.この問題の LES は初めてであるため,過去のデータ[104]と計算結果 を比較しつつ,コードおよびLES 機能の確認を行った.そ の典型的な結果を図41(a)に示す.図41(a)はバルーニング 不安定性の線形段階終盤における圧力の等値面・等高線と 流線の,ポロイダル断面近傍での拡大図である.(b)は不 安定性の飽和段階における圧力の等値面・等高線と磁力線 (太管),流線(細管)である.どちらも文献[103]の図4か ら引用した.このデータの詳細解析から,LES は線形段階 においては比較的低波数の線形不安定性を良く解像しつ つ,少ない格子点数でも発散することなく非線形飽和を実 現するなど,LES の有用性を示した.

今後は、ジャイロ粘性項とLESの関係を確認した上で、LHDなど短波長不安定性が成長し得る不安定性の非線 形過程について、SGSモデルの改良を行い、不安定性解析 にLESを用いる予定である.





図41 LHDの磁気軸位置 R<sub>ax</sub> = 3.6 m, β = 3.6% 平衡についてのバ ルーニング不安定性の LES 結果.(a)線形段階終盤におけ る圧力の等値面・等高線と流線の、ポロイダル断面近傍で の拡大図.(b)不安定性の飽和段階における圧力の等値 面・等高線と磁力線(太管)、流線(細管).どちらも文献 [103]図 4 から引用.

### 3.7 統合コードを用いた ITER ディスラプションのシミュ レーション研究

Simulation Study on Disruption in ITER Plasmas using Integrated Disruption Code (DISRUPT) プロジェクト代表:矢木雅敏 [量子科学技術研究開発機構]

国際枠 第1-第5サイクル

トカマク型核融合炉の研究においてディスラプションは 装置の健全性を脅かす難題であり,ITERにおいては熱負 荷緩和と逃走電子発生回避の両立が信頼性の高いディスラ プション緩和システム構築の最大の課題となっている.本 プロジェクトではITERにおけるディスラプション時の逃 走電子発生メカニズムの研究を主課題とし,トカマクプラ ズマのディスラプションや過渡現象に関する理論・シミュ レーション研究を高度化するための数値計算手法,物理モ デル,並列計算技術に関する研究開発を行った.第4-第5 サイクルでは,新たに簡約化 MHD コードを用いた逃走電 子発生現象の研究[105],抵抗性 MHD 不安定性とITGモー ドを統一的に記述する6場簡約化 MHD シミュレーション を用いた非局所輸送のシミュレーション研究[106],逃走 電子モンテカルロシミュレーションコードETC-Relの開発 [107]などが進展した.

このうち、第4-第5サイクルの主要な成果として、抵抗 性 MHD 不安定性を扱う簡約化 MHD コード EXTREM に ディスラプション時の逃走電子発生を模擬するように工夫 した高エネルギー電子(逃走電子)のモデルを実装するこ とで、ディスラプションによってプラズマ冷却が開始され てから定常的な逃走電子ビームが形成されるまでの数10ミ リ秒の長時間にわたる非線形 MHD シミュレーションを実 現したことが挙げられる[105].従来,逃走電子の分布形 成のシミュレーションは1次元拡散方程式に基づく計算が ITER の予測として議論されてきたが、本研究でははじめ て MHD 不安定性による電流分布の大域的な変化を含んだ 形での分布形成のシミュレーションを可能とした. 図42 は、(a) MHD 不安定性を考慮しない従来の拡散方程式に よるシミュレーションと、(b)今回開発した非線形 MHD コードによるシミュレーションで得られた逃走電子電流分 布の時間発展を比較した結果を示したものである.このシ ミュレーションでは、逃走電子発生時に起こる不安定性と して、逃走電子発生に伴う電流ピーキングによって中心の 安全係数が1を切った時に生じる m=1抵抗性キンクモー ドを考慮した.図42(b)は逃走電子のビーム電流分布は鋸 歯状振動に類似した電流分布の飽和現象を伴うことで図42 (a)にみられるような電流ピーキングが阻害され、抵抗性 キンクモードがマージナルに安定 (q~1) になるような形 状を保ったままビーム電流分布が形成されることを示して いる.このとき、単に逃走電子電流の分布が変化するだけ ではなく、(1)ビームのインダクタンスが低く保たれるこ とで総ビーム電流値が間接的に増加する働きがあること, (2) 逃走電子ビーム電流発生の初期において抵抗性キンク モードが与える強い誘導電場が逃走電子量を直接的に増加 させる働きがあることを本研究のシミュレーションによっ



図42 EXTREMコードによる逃走電子電流分布形成のシミュレーション:抵抗性キンクモードを考慮しない拡散型シミュレーション(a)では逃走電子発生に伴い電流分布がピーキングするのに対し,非線形 MHD シミュレーション(b)では抵抗性キンクモードの励起が繰り返されて電流分布はマージナルに保たれる.

てはじめて明らかにした[105].開発したシミュレーショ ンコードEXTREMは,逃走電子発生時のMHD不安定性の 励起とそれに伴う逃走電子の輸送,逃走電子発生率への影 響を自己無撞着に解析できるので,今後,不純物の効果な どを考慮して発生メカニズムに関するモデルをさらに詳細 化することで ITER における逃走電子発生機構の予測と緩 和手法の開発に貢献することが期待できる.

### 4. 周辺プラズマ

### 4.1 共鳴摂動磁場を加えたトロイダルプラズマの粒子・ エネルギー輸送解析

Particle and Energy Transport Analyses of toroidal plasma affected byresonant Magnetic Perturbations (PETAMP) プロジェクト代表:菅野龍太郎 [核融合科学研究所] 国際枠 第4-第5サイクル

近年、トカマクプラズマにおける ELM の制御法の1つ として, 共鳴摂動磁場 (RMP) の利用が試みられている [108]. 十分強い RMP を静的に加えたプラズマエッジ領域 では磁力線はエルゴダイズするが、衝突度<sub>ν</sub>\*~0.04-0.12 の場合の径方向輸送係数が、従来の標準的な輸送モデルで ある Rechester-Rosenbluth (以下, R-R) の理論[109]に基 づいた予測と大きく異なっている[108].本課題では、第 1~3サイクルに引き続き、このような領域におけるプラ ズマ輸送解析に必要となるコードの開発を行った. ここ で,計算手法としては,前サイクルまでの成果に基づき, ドリフト運動論的 みシミュレーション[110]を採用した. 磁場の3次元性が強い場合、電場は、両極性条件によって 決まる. グローバルにイオンと電子のドリフト運動論方程 式を解きつつ、同時に電場を求めることは、極めて多くの 計算資源と計算時間を必要とし、その実行は現実的でな い. そこで、3次元磁場配位における新古典輸送解析にお いて、しばしば仮定されるように、時間固定したモデル電 場を与え,その下で案内中心分布関数 みを求め,条件  $\Gamma_{\rm e} = \Gamma_{\rm i}$ から両極性電場を決定する手法を開発した.ここ で、 $\Gamma_{\rm e}$ および $\Gamma_{\rm i}$ は、それぞれ電子およびイオンの動径方向 粒子フラックスである.手法の詳細については, [110]を 参照.本課題における みシミュレーションでは、0次オー ダーの分布としてマクスウェル分布fMを仮定している.実 験では、径方向熱拡散係数が R-R 理論よりもオーダー小さ

く、温度分布は完全に平坦化することなく勾配が残ってい ることが知られているが、磁場が乱れた領域において勾配 のある温度分布を仮定した & シミュレーションが、その仮 定に反さずに実行できるのか,確認が必要である.そこで, まずは電場無しの条件下で,数密度の勾配はゼロ(つまり, n = -定) だが,有限の勾配をもつ温度分布 (これを $T^{(0)}$ とする)を設定し、電子の案内中心分布関数  $\delta f$  から、 $T^{(0)}$ からの温度のずれ $\delta T$ を求め、 $T^{(0)} \ge T^{(0+1)} = T^{(0)} + \delta T$ を比較した.ここで、 $T^{(0)}$ は、RMP を無視した場合の磁気 面をリファレンス面として、その関数と仮定し、  $\delta T = (1/n) \langle \int d^3 v \{ (m_e v^2/3) - T^{(0)} \} \delta f \rangle, \langle \cdot \rangle \ t \ ) \ cheve{beta}$  の 合う リ ファレンス面の囲む微小体積による平均である.温度分布  $T^{(0)}$ のスケール長 $L_{\rm T} \sim |\partial \ln T^{(0)}/\partial r|^{-1}$ に対して, 磁気島同 士の重なり幅Lwが同程度のオーダーに近づくと  $(L_w/L_T \rightarrow 1), T^{(0+1)} t T^{(0)}$ から大きくずれてしまい,  $\delta f$ 法の前提条件|δf/f<sub>M</sub>|≪1が成立しなくなる(図43). -方,磁場はそのままで, $T^{(0)}$ を $L_w/L_T \leq 1/10$ となるように 勾配を緩めた温度分布に変更して計算すると ôT が小さく なることがわかった. ここで, エルゴダイズした領域にお けるチリコフ (Chirikov) パラメータは σ<sub>Chir</sub> ≥1 である.以 上より、エルゴダイズした領域において勾配がゼロでない 温度・密度分布を仮定しても、みシミュレーションが実行 できることがわかり、今後、電場の効果を含め、輸送特性 の理解を進める予定である.



図43 (a)  $L_w/L_T \rightarrow 1$  になると、電子温度のずれ $\delta T$  により、温度分 布は平坦化する (図中の破線). ここで、r/a は規格化小半 径. 一方、(b)  $L_w/L_T \lesssim 1/10$  となるよう、(a)の破線の r/a ~0.8 における勾配とほぼ同じである温度分布に変更して 計算すると、 $\delta T$  は小さくなる.ここで、両ケースとも、エ ルゴダイズしている領域は、0.6 < r/a < 1 の範囲である.ま た、RMP 無しの磁場として、円形トカマク磁場を仮定した [110,111].

### 4.2 原型炉設計に向けたシミュレーション研究

Simulation Study for Fusion DEMO Reactor Design (SSDEMO)

プロジェクト代表:星野一生 [量子科学技術研究開発機構] 国際枠 第1-第5サイクル

本プロジェクトの目的は,原型炉設計研究における重要 課題及びそのオプション検討のための数値シミュレーショ ン研究である.全サイクルを通して,原型炉設計において 最重要課題のひとつであるダイバータの検討や,炉心プラ ズマへの粒子供給の検討,保守概念検討のための炉内線量 マップの解析,ブランケット第一壁設計検討等の数値シ ミュレーション研究を進めた.以下では,最も多くのリ ソースを使用したダイバータ検討の結果について述べる.

原型炉ダイバータプラズマの解析には、統合ダイバータ シミュレーションコードSONICを用いた.ポロイダル断面 における2次元のSOL・ダイバータプラズマ輸送は流体 モデルにより扱い、中性粒子及び不純物の輸送はモンテカ ルロ粒子モデルにより解いている.典型的な原型炉ダイ バータの解析では、1ケースあたり32ノード(512コア)を 用いて150時間程度の計算リソースを使用する.

原型炉ダイバータにおける最重要課題は,主プラズマから排出される膨大な熱の制御である.主プラズマから排出 される熱は ITER の数倍に及ぶ一方,ダイバータでの除熱 は,中性子照射環境における材料選択の制約から ITER ダ イバータと同程度かそれ以下となる.第1~第3サイクル では,主に原型炉概念 SlimCS(核融合出力3GW,装置サ イズ 5.5 m)を対象とし不純物ガス注入による放射損失と 非接触ダイバータプラズマを併用した熱制御シナリオの検 討[112,113]を進めると共に,核融合出力と不純物放射量 をパラメータとした運転領域の解析[114]を行った.

これらのダイバータ物理検討に加え、原型炉設計全般の 検討結果を踏まえ,原型炉の設計方針が核融合出力1.5GW 程度,装置サイズ8m級に見直された[115].装置の大型 化は受熱面積増加による熱負荷低減が期待できる.しか し,現在の設計案では主プラズマ密度が6.6×10<sup>19</sup> m<sup>-3</sup>と低 く,この結果,熱負荷低減に必要な非接触ダイバータプラ ズマの形成が不利になることが懸念された、そこで、新し い原型炉概念案を対象に、まずは周辺領域への燃料ガスパ フを行わず,可能な限り SOL 密度を低くし,ダイバータプ ラズマ性能予測と熱制御シナリオの再検討を行った [114] . SONIC 解析の結果, 1.4×10<sup>19</sup> m<sup>-3</sup> と, 現案の主プ ラズマ密度と整合しうる低い赤道面 SOL 密度が得られ た.この時のダイバータ熱負荷分布を図44に示す.核融合 出力が以前の3GWから半分の1.5GWになったことに加 え、この解析では周辺領域へ排出される熱の80%をAr不 純物により放射させているため, 低SOL 密度であっても部 分非接触ダイバータが形成され、熱負荷は当面の目標であ る 10 MW/m<sup>2</sup>を下回る結果が得られた.したがって,低 SOL 密度でも十分に不純物放射させることで、熱制御シナ リオが成立できることを示した.しかし、この時のダイ バータにおけるピークイオン温度は 300 eV を超えており,

燃料プラズマや Ar 不純物による損耗が問題となる可能性 が高い.この解決策の一つとして、100 Pa m<sup>3</sup>/s の D<sub>2</sub> ガス パフを行い、赤道面 SOL 密度を 3×10<sup>19</sup> m<sup>-3</sup> 程度まで増加 させることで、ダイバータ板のピークイオン温度を 100 eV 程度まで減少させることができる結果を得た.得られたダ イバータプラズマ分布の元で、正味の損耗量の評価を行う ために、IMPGYRO コードを用いてダイバータの損耗・再 堆積の解析も進めている[116].今後、SONIC コードの予 測精度向上へ向けた改良を進めると共に、原型炉ダイバー タプラズマの物理特性の理解を深めながら、炉心プラズマ 設計およびダイバータ工学設計と整合したダイバータ物理 設計の最適化を進めていく.

### 4.3 トカマクプラズマにおける L-H 遷移のシミュレー ション研究

Simulation Study on L/H Transition on Tokamaks (LHTOK)

プロジェクト代表:矢木雅敏 [量子科学技術研究開発機構] 国際枠 第4-第5サイクル

プラズマ境界近傍の周縁領域に輸送障壁が形成され,炉 心の閉じ込め性能が改善するHモード放電はITER・原型 炉の標準運転モードであり,L-H遷移の物理機構の解明は ITER・原型炉の炉心性能予測の高度化における重要課題 の一つである.これまでのL-H遷移の理論研究としては径 電場とプラズマ回転シアが周辺乱流を抑制してL-H遷移に 至るモデルが複数提案されているが,実験を定量的に説明 出来るモデルの確立には至っていない.そのため,従来の L-H遷移モデルと実験との直接比較による検証に加えて, より第一原理的な物理モデルに基づくL-H遷移の数値シ ミュレーション手法の構築が課題となっている.

近年,熱源駆動型の2場の簡約化 MHD 方程式に基づく L-H 遷移モデルによる数値シミュレーション[117,118]が 報告されており,これらのモデルでは,静電抵抗性乱流, 渦度方程式に新古典粘性に由来するダンプ項として導入さ れる径方向の力の釣り合い,圧力の式のソース・シンク項 と乱流輸送の釣り合いとして導入される動的圧力分布,の



図44 核融合出力 1.5 GW の 8 m 級原型炉におけるダイバータ熱 負荷分布[114].

3要素によりL-H 遷移が記述される.本プロジェクトで は、電磁プラズマ乱流系におけるL-H 遷移シミュレーショ ン手法の構築の前段階として、前述の2場のL-H 遷移モデ ルを三次元周辺 MHD コード BOUT++[119]へ実装して L-H 遷移シミュレーションの予備計算を行うとともに、3 場の簡約化モデルによる無衝突バルーニングモード (CBM)/抵抗性バルーニングモード(RBM)不安定性の 線形成長率に対する抵抗率と電子表皮長のパラメースキャ ンを実施した[120].

図45はL-H遷移シミュレーションの予備計算で得られた 平均流シアと乱流強度の径方向分布であり,周辺部で平均 流シアによる乱流強度の抑制が確認できた.一方で, BOUT++コードの数値スキームの検証から,フルート近 似を用いた二次元ポアソンソルバーは揺動の平均流成分の ポロイダル構造を正確に表現できないため数値振動を引き 起こすことが明らかになった.周辺輸送障壁形成時に平均 流圧力と平均流磁場から平衡磁場を更新する必要がある電 磁プラズマ乱流系におけるL-H遷移シミュレーション手法 の構築には,平均流成分の整合良い取り扱いが不可欠であ るため,本プロジェクトで得られた知見を基に平均流成分 を整合良く取り扱うことが可能な三次元ポアソンソルバー の開発を行っている.

図46は円形断面の解析的平衡におけるn = 40-CBM/ RBM 不安定性の線形成長率の電子表皮長・抵抗率依存性 を表している.実電子表皮長を用いた場合は,電子温度ペ デスタルに特有の電子温度領域 ( $10^{2}$ [eV] <  $T_{e} < 10^{3}$ [eV]) に相当する抵抗率  $10^{-9} < \eta < 10^{-7}$  で RBM/CBM 不安定性 の遷移が起こるが,現実よりも大きな抵抗率や電子表皮長 を用いた場合は局所理論では十分に小さいと近似されてい る磁力線方向の構造の影響が無視できなくなるため,電子 表皮長・抵抗率依存性は弱くなる結果が得られた.これは 非理想効果を導入した実形状平衡の周辺安定性解析・乱流 計算を行う場合は流れの相似性を仮定せずに現実の抵抗率 と電子表皮長を用いる必要があることを示唆する結果であ る.



図45 2場の L-H 遷移モデルの予備計算で得られた平均流径電場 *Ē*<sub>r</sub> と乱流強度(*ā*<sup>2</sup>)の径方向分布.



図46 n = 40 - CBM/RBM 不安定性の線形成長率の電子表皮長・ 抵抗率依存性、ここで de/deは現実の電子表皮長で規格化さ れた電子表皮長の大きさを表す.

- 5. 統合モデリング
- 5.1 SOLPS-IMPGYRO 統合コードによる不純物輸送シ ミュレーション

Impurity transport simulation of the ITER-like plasma by the coupled SOLPS-IMPGYRO codes (IMPGYRO) プロジェクト代表:畑山明聖 [慶應義塾大学] 国際枠 第5サイクル

ITER およびそれに続く原型炉では、タングステンがダ イバータ板および第一壁候補材になっている。炉心プラズ マの性能は、炉壁から発生する不純物によって大きく影響 を受ける。したがって、タングステンのような高 Z 材料の 周辺プラズマでの輸送過程およびコアプラズマへの混入過 程の理解とその制御手法の確立は、ITER および原型炉設 計、ひいては、核融合実用化にとって必須の課題と考えら れる.本研究は、ITER、JT-60SA 等の予測シミュレーショ ンが可能な信頼性の高い不純物輸送シミュレーションコー ドを開発することを目的とする.

慶應義塾大学にて開発されたモンテカルロ高乙不純物輸送コード IMPGYRO [121] は、1)不純物粒子のジャイロ 運動を直接計算、2)背景イオンとのクーロン衝突を二体 衝突法により模擬、3)モンテカルロ法による多価電離・ 再結合過程のモデル化、4)EDDYコード [122] との結合 によるスパッタリング・反射機構を考慮している等の特徴 を持っている.以上の特徴から、IMPGYRO はダイバータ 領域、スクレイプ・オフ層 (SOL)における大域的な輸送 のみでなく、壁表面でのプロンプト・リディポジションや セルフスパッタリングの効果をも考慮可能である. IMP-GYROのような運動論的輸送コードは並列化計算との相性 がよく、Heliosを利用した場合、128 CPU の本研究室のク ラスターシステムを使う場合と比較し、計算時間を 1/10 以下に抑えることが可能である.

主として以下の成果を得た.ページの制約から,詳細に ついては参考文献に譲る.

(1) タングステン輸送シミュレーションモデルの高度化と IMPGYROへの実装[123-125]

モデルの高度化では上で述べた従来のIMPGYROモデル

に加え,背景プラズマに温度勾配及び密度勾配が存在する 場合に生じる背景プラズマの速度分布関数のゆがみを考慮 し,モンテカルロ二体衝突モデルを適用した.これにより, 磁力線平行方向はもちろん,従来,SOL/ダイバータプラ ズマの運動論的シミュレーションでは,全く考慮されてこ なかった磁力線垂直方向の古典・新古典輸送による不純物 輸送の体系的な理解を行うためのモデリング基盤が,ほぼ 整備されたと考えられる.

(2) JT-60Uを対象とした計算メッシュ体系におけるW輸送
 シミュレーション[126]

成果(1)に基づき, IMPGYRO コードに磁力線平行方向 の運動論的熱力の効果を導入し, JT-60U 計算メッシュ体 系での不純物輸送シミュレーションを行った.計算の結 果,不純物は熱力・摩擦力による磁力線方向の輸送によっ て SOL 上部に滞留する場合がある.さらに,このポロイダ ル面上の不純物分布の上下非対称性が生じると,磁気ドリ フト由来の内向きの粒子束が発生し,SOL からコアへと不 純物が浸入することが示された.本結果は,成果(1)で述べ た新古典輸送効果の重要性を一部示唆している.

(3) 新古典輸送の効果の検証[127]

成果(2)で得られたコア浸入過程の詳細な検証を行うた め,磁力線垂直方向のW輸送過程の解析を行った.その結 果,新古典的な輸送が,従来SOL/ダイバータ解析で用い られてきた異常輸送係数による異常輸送と比較し無視でき ない領域が存在することがわかった.これは,SOLにおけ る新古典輸送の効果が無視できないことを示唆している. (4)IMPGYROコードによるITER 運転シナリオでのW

不純物輸送予測計算[128,129]

IMPGYRO コードを初めて ITER に適用し,現在考えら れている代表的な運転モードにおける W 不純物輸送の予 測計算を行った.日本のコードとしては,ITER の SOL/ ダイバータの不純物輸送解析ははじめての試みである. ITER プラズマ計算に用いたメッシュを図47に,計算結果 例として得られた W 不純物密度分布を図48に示す.IMP-GYROによる ITER プラズマにおける W 不純物輸送の計算 基盤が整い,ITER への貢献が可能となった.今後,H モー ドやドリフト等を考慮した詳細な計算を行う上での,リ ファレンスケースが確立できた.

(5) SOLPS-ITER IMPGYRO 統合コードの開発

正確なW不純物のコアへの混入量評価のためには,自己 無撞着な統合コード開発が必要である.コード開発にあた り,ITER 機構サイトにて6ヶ月間,本プロジェクトの主 要メンバーである ITER 機構 Xavier BONNIN 博士と慶應 義塾大学博士課程学生 矢本昌平氏が共同で作業を進め, SOLPS-ITER IMPGYRO 統合計算コードの開発に成功し た.これにより,背景燃料へのWのイオン化や放射冷却の 影響を考慮した,ELM を含む詳細な実験解析・予測計算 の基盤が確立された.

Hモード時のペデスタルを考慮した背景プラズマ分布, および背景プラズマのドリフトを考慮した計算を行い,よ り詳細なW輸送過程の解析を進めていく.また,特に, ITER での ELM 発生時のW輸送についても,開発された



図47 ITER プラズマ計算に用いたメッシュ形状[129].

SOLPS-ITER IMPGYRO 統合コードを利用し, 計算を行っていく予定である.

**5.2 統合ディスラプションコードのためのモジュール開発** Module Development for Integrated Disruption Code (MODEV)

プロジェクト代表:矢木雅敏 [量子科学技術研究開発機構] 国内枠 第2-第5サイクル

トカマク型核融合炉の研究開発において、ディスラプ ションは装置の健全性を左右する問題であり、その回避法 や緩和法の開発は急務とされている。本プロジェクトは計 算科学の観点から、ディスラプション統合コードに関連す る物理モジュールの開発やコードの高速化を進めた[130-132].特に第5サイクルにおいては、Helios本体システム 用にチューニングした簡約化 MHD モデルを Helios 増強シ ステム(インテル社製 MIC コプロセッサ Knight Corner (KNC)を搭載する)に移植し、Nativeモードで実行するこ とで性能評価を行った.VTuneを用いてホットスポット解 析を行った.ここで MPI 並列数(-n) = 128、ノード数 (-N) = 64とした.解析の結果、以下の3つのサブルーチン においてコストが高いことが判明した.各モードのエネル



図48 計算結果例. ITER 形状でのW 不純物密度分布[129].

ギーを計算するサブルーチン tmenr (FFTW ライブラリを 使用),セットしたマトリックスをLU分解により解くサブ ルーチン tmpus (LAPACK ライブラリを使用),非線形項 を擬スペクトル法を用いて評価し右辺ベクトルにセットす るサブルーチン tmrhs (FFTW ライブラリ (スレッド並列 版)を使用).tmrhsにおける経過時間のスレッド数依存性 を調べたところスレッド数1に比べ、スレッド数8の時の ほうが、FFTW のスレッド並列効果により、性能向上が見 られた.参考のため、Helios本体システム(インテル社製 CPU の Sandy Bridge を搭載する) でも同様の計測を行っ た、傾向は増強システムと同様であったが、計測のばらつ きは小さかった. Elapse 時間は Helios 本体システム 26.75 秒, Helios 増強システム 234.34 秒であり, 約8.8 倍程度の性 能差が確認された. また, 欧州の High Level Support Team (HLST)の好意により、伊にある MARCONIの MIC パー テション(インテル社製 Knight Landing (KNL) 搭載) に よる性能比較を行うことができた. KNLに対しては -xMIC-AVX512のオプションを追加した.KNLではElapse 時間は 43.62 秒であり, KNC と比較すると約 5.37 倍程度性

Project Review

能が向上している。今回、以下の2点についてプログラム をチューニングし、スレッド数をパラメータとした経過時 間計測を行った. (1)サブルーチンtmpusでLAPACKライ ブラリを call するループを, OpenMP により並列化した. (2) サブルーチン tmenr の FFTW をスレッド並列版に変更 した. この結果, 増強システムで FFTW のスレッド数を8 にした場合, 121.5 秒, Helios 本体システムで 20.15 秒まで 高速化することができた. 性能差は約6倍まで短縮するこ とができた. 今後の課題として、キャッシュミスヒットに より、性能飽和が判明したため、キャッシュチューニング を行う必要がある.具体的には配列の引数の入れ替え等を 行うことで、メモリのアクセスパターンを変更しメモリコ ピーの速度改善を図る. また, NAG LAPACK もしくは ScaLAPACK はスレッド並列に対応しているので、それに 置き換えることで、さらなる速度改善が見込めるかもしれ ない. 個人的な印象としてMARCONIのMICパーティショ ンは Helios 本体システムと同程度(約80%程度)の性能を 示しているが、性能を引き出すためにはデータ配置等を工 夫しメモリーコピーを最適化する必要があり, 一般ユー ザーが利用するには少し閾値が高い計算機と言えるだろ う.

### 6. 炉材料

### 6.1 プラズマー物質相互作用の分子動力学研究

Molecular Dynamics Simulation for Plasma-Material Interaction (MDPMI)

プロジェクト代表:伊藤篤史 [核融合科学研究所・総合研 究大学院大学]

日本枠 第1-第5サイクル

核融合炉の内壁,特にダイバータ部分におけるプラズ マ-物質相互作用では,材料表面のミクロな損耗や破壊が 重要である.損耗によってプラズマ中へ放出される不純物 も分子レベルのミクロな物質であるし,材料表面のミクロ な凹凸による表面積の増加は水素同位体のリテンションに 大きな変化を与える可能性がある.よって実験研究におい ても照射試験をした試料表面の電子顕微鏡画像などによる 解析が必要不可欠である.それに呼応して,理論的な研究 においても,原子レベルの挙動を解くシミュレーション研 究が必要である.

本プロジェクトでは、主にタングステン材料表面のプラ ズマ - 物質相互作用現象を解明すべく、分子動力学(MD) を中心に、二体衝突近似(BCA)、密度汎関数理論(DFT)、 動的モンテカルロ法(KMC)を使い分けたマルチスケール 解析を実施した.この中で、DFT および KMC に必要な知 見は後に述べる FPSPFM プロジェクトと密に連携するこ とで大いに得られた.

第1サイクルから第3サイクルの間は、ヘリウム照射で 誘起されるタングステン表面の繊維状ナノ構造を対象とし て、マルチスケール解析に必要な各種のコード開発から適 用までを幅広く行った.特に、MDとKMCを連結させた MD-MC ハイブリッド手法の開発により、繊維状ナノ構造 の形成をある程度再現することができた[133,134].

その本質は、材料中のヘリウム原子の拡散を KMC に担 当させたことで、現実の 0.5 秒に相当する長時間スケール のシミュレーションを可能としたことにある.これによ り、プラズマ粒子の入射フラックスを現実同様の 10<sup>22</sup> m<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>まで下げることができたことにある.MDシ ミュレーションだけを用いた場合は、その再現時間の短さ から入射フラックスを数桁上げざるを得ず、粒子の入射 と、材料内部拡散を経た再放出の競争が正しく再現できな くなってしまう.ハイブリッド化によりこの点を改善でき たわけである.

この知見をもって、第4サイクルから第5サイクルで は、より汎用性の高いシミュレーション手法へと拡張すべ く、水素照射によるリテンションの算出を課題とした.こ こでは、BCA-KMCハイブリッド手法を開発した[135]. 材料中の原子拡散をKMCで扱う点は以前の手法を継承し、 今度は照射部分を BCA で解き(図49)、より高エネルギー かつより長時間スケールへと対応させた.入射フラックス を 10<sup>20</sup> m<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>に設定した場合、最長で30秒に相当するシ ミュレーションが24時間程度で完了する.

また, KMC部分もMD-MCに比べるとより詳細なモデル へと進化し,現実の格子間の原子移動経路に沿った拡散を 扱えるようになった.特に,粒界やアモルファスの様な対 称性の低い構造中での原子移動経路と,そこでの移動障壁 エネルギーを自動的に探索する手法を開発した[136].本 手法では**図50**のように材料を構築する任意の原子配置に対 して,局所的に切り出した領域内で構造緩和の MD を行う ことで拡散原子の安定点を見つける.空間的に満遍なく切 り出して計算することで,全ての安定点を洗い出す.続い て,安定点の間が移動可能な経路となりえるかどうかを調 べるため, MD による Nudged Elastic Band (NEB) 法を行 う.これにより移動障壁エネルギーが算出される.各局所 領域の計算は独立に実行可能であり,Multi-Program Multi-Data 形式でロスの少ない並列化が行われ,高速な移 動経路探索が可能となる.



図49 BCA-KMC ハイブリッド法、MD を利用した KMC 経路の自動探索、ならびに、MD 用ポテンシャルモデル開発の関連図.モデルにおいても階層構造が成り立っている.



図50 MDを利用した KMC 経路の自動探索の概念図. 局所安定サ イトおよび移動経路は区切られた局所領域内での MD 計算 によって求められる. 各 MD 計算は MPMD 並列化によっ て、個々の CPU プロセス上で非同期に実行される.

これらに加え、本プロジェクトでは MD に必要な原子間 相互作用ポテンシャルモデルの開発も行ってきた[137]. また現在では、MD-MCとBCA-KMCを合わせた、 BCA-MD-KMC 三連ハイブリッドコードを開発中であ る.このような一連の取り組みにより、プラズマ照射過程 から材料内部の現象までのマルチスケール現象を扱える コード群が構築されてきている(図49).今後は、より汎用 性を高め、ダイバータを始めとした将来の炉材料開発に役 立つ実用性のあるコードへと成長させたい.

**6.2 第一原理計算によるタングステン中の空孔拡散の研究** Study of vacancy diffusion in tungsten by first principle calculation (SVDT)

プロジェクト代表:大澤一人 [九州大学応用力学研究所] 日本枠 第4-第5サイクル

タングステンは融点が高く水素溶解度が低いために,核 融合炉材料の中でも最も激しい照射を受けるダイバータの 表面を保護するために使われる予定である.タングステン 結晶に水素が溶解することはないが,照射で生成する格子 欠陥に捕獲される可能性はある.そこでタングステン材料 の照射損傷や水素吸蔵に関する研究が行われている.本研 究では,第一原理計算を使ってこれらの現象の研究を行っ た.タイトルには空孔拡散とあるが空孔と水素同位体の多 岐にわたる相互作用のシミュレーションを行った.

タングステン空孔に水素がn 個捕獲された空孔水素複合 体(VHn)の移動エネルギーを計算した(図51).空の空孔 の移動エネルギーは 1.8 eV であるが,捕獲される水素が増 えるほど移動が難しくなる.移動の特徴は空孔と水素が常 に一緒に移動するのではなく,空孔に捕獲されていた水素 が一旦全部外に出て空の空孔が移動し,最後に水素が元の 空孔に戻るような過程を経ることがわかった.従って,水 素が多いほど移動エネルギーも大きくなる.空孔と水素同 位体の結合エネルギーを計算した(図52).タングステン 空孔には水素は最大で12個まで捕獲される.さらに水素同 位体の零点振動エネルギーの違いにより軽い水素同位体ほ ど空孔との結合エネルギーは大きい.そのため,残留量が 問題となっている放射性の三重水素が軽い水素同位体の影 響で量が少なくなることが期待される.今後の課題として はこのような複数の水素同位体が共存する系の研究が必要 になると考えられる.また,図52が示すように水素の影響 で空孔(空孔水素複合体)の生成エネルギーは著しく小さ くなる.空孔内に3個以上の水素が捕獲されれば空孔の生 成エネルギーはマイナス,すなわち自発的な空孔の生成が 起こる[138].このような状態での水素の捕獲量の研究も 行った.





### 6.3 第一原理計算によるウラン合金中水素の挙動解析

Analysis of Hydrogen Behavior in Uranium alloys by firstprinciples calculation (AHBU)

プロジェクト代表:鬼塚貴志 [福井大学附属国際原子力工 学研究所]

日本枠 第2-第5サイクル

DT 核融合炉開発において,余剰のトリチウムを安全に 蓄積可能で良好な吸蔵特性をもつトリチウム貯蔵材料の開 発は,安全性と経済性向上の観点において重要課題であ る.現在,有力な候補材として UNiAl 合金に代表される UTX 系(U:ウラン,T:遷移金属,X:半金属)ウラン化 合物が挙げられている[139].しかしながら,UTX 系化合 物であっても UPtAl 合金のように貯蔵能の低い合金も存在 し,経験的手法によって合金の水素吸蔵特性を予測するこ とは困難である.それゆえ,吸蔵特性のより優れた合金を 探索するには,計算科学的手法が不可欠である.本プロ ジェクトでは,第一原理計算を用いて UTX 系ウラン合金 の水素同位体吸蔵特性の予測法を確立することを目的とし た.

計算パッケージとして密度汎関数法に基づく第一原理計 算コードである VASP を用いた.まず実験値が比較的充足 している UNiAl 合金と UPtAl 合金を対象とし,系の全エネ ルギーの計算結果から水素化物の構造安定性を検討した. また,水素吸収にともなう,格子定数および最安定な原子 位置等のミクロ構造の変化に関する計算を行い,それぞれ 実験結果と比較・検討した[140,141].

図53にUNiAlHx合金の安定構造の水素濃度(H/U)によ る変化を示す[143].UTX 系合金は一般に六方晶に属する Fe<sub>2</sub>P型構造をとるが,UNiAlHx合金はH/U=0.67を越える と c 軸上のNiの安定位置が顕著に変化するという実験結果 がある[139,140].水素化物の構造安定性および,最安定な 原子位置等のミクロ構造に関する計算結果は,このような 実験知見を良く再現する結果を得た.一方UPtAl合金の水 素化物はエネルギー的に不安定で,水素吸蔵能力が小さい ことが計算からも示された[142].図54にUNiAlHx合金 および UPtAlHx 合金の格子定数の水素濃度による変化を 示す.UNiAlHx 合金とUPtAlHx合金の変化はそれぞれ異 なる傾向を示すが,いずれの場合においても実験と概ね一 致する傾向が得られた[140,141].以上の成果から,UTX 系合金の水素吸蔵特性を計算によって十分に予測可能であ ることが確認できた.

今後は実験的知見の少ない多様な UTX 合金系を対象と



図53 UNiAlHx合金の(a)H/U=0,(b)H/U=0.667,(c)H/U=2.0 の場合の安定構造の計算結果[143].



図54 (a) UNiAIHx 合金および(b) UPtAIHx 合金の格子定数の水 素濃度(H/U) 依存性.計算値[141,142]を白抜き記号 で,実験値[139,140]を黒塗り記号で示す.H/U>0.5の範囲 の UPtAIHx 合金は実験的に得られていない.

した網羅的な計算評価による,水素吸蔵特性の優れた合金の探索が必要である.現在,Seleneの計算機システムを利用して引き続きこれらの課題に取り組んでいる.

### 6.4 プラズマ対向材料および構造材料の照射・熱時効下 での微細構造発達

Microstructure evolution of plasma-facing and structural materials under irradiation and thermal aging(MEPFSM) プロジェクト代表:鈴土知明[日本原子力研究開発機構 システム計算センター] 日本枠 第4-第5サイクル

本プロジェクトはプラズマ対向材料で起こる素過程の中 で材料劣化に影響を与えるものを切りだして,精度の高い モデリングを行うことを目的とした.以下では特に,タン グステン(W)材中で生成される核変換元素の影響につい ての研究を報告する.Wに中性子照射されると核変換に よってレニウム(Re)やオスミウム(Os)が生成されるが それらの元素がBCC相のW中でσ相やx相として析出し, 材料の延性低下を引き起こすことが知られている.またこ れとは別に,WにReやOsを加えると照射スウェリングが 抑制されることが知られている.このような現象の発生メ カニズムはまだ知られておらず,今後W材の適用を考える 上で,解決すべき問題である.このような背景から第一原 理計算をベースに,W結晶中でReやOsがどのように移動 するかを正確にモデル化することを試みた.

ReやOsは従来から空孔と位置交換することによって比 較的ゆっくり移動することが知られていたが,格子間原子 としての移動メカニズムは明らかにされていなかった.こ れらの格子間原子はW原子と安定な混合ダンベルを形成 することが知られていたため,多くの研究者はその移動障 壁は高い,すなわち移動が困難と考えていた.しかしなが ら,Reに関して様々な移動様式を探索した結果,図55に示 したように第一近傍へのジャンプとその場での回転によっ て非常に容易に拡散することが明らかになり[143],Osに ついても類似の結果を得た.これにより,ReやOsは照射 下では容易に移動し,析出もしやすいことがわかった.そ の上,純W中の格子間原子が1次元運動であるのに対し て,これらの拡散次元は3次元になるため,周辺の空孔と の再結合確率が増えることから,ボイドの形成すなわちス ウェリングを抑制する効果も明らかになった[144].



図55 〈111〉混合ダンベルの移動パターン;第一近傍間でのジャ ンプと回転によって, Reの格子間原子は容易に移動でき る.

今後は、スウェリング抑制効果を別の析出を起こさない 元素で代替できないか、そしてW材のもう一つの大きな問 題点である、脆性を合金元素添加によって改善できないか を計算科学的手法で探っていくことになる.

### 6.5 第一原理計算によるプラズマ対向材料の研究

First Principle Simulation for Plasma Facing Materials (FPSPFM)

プロジェクト代表:高山有道 [核融合科学研究所・総合研 究大学院大学]

日本枠 第2-第5サイクル

核融合炉においてプラズマと対向するタイバータの材料 としてタングステンは有力な候補であり、精力的に研究が 進められている.ダイバータは、核融合の燃料である水素 および核融合反応生成物であるヘリウムに曝される. タン グステンは融点が高く,スパッタリング耐性も高いが,ダ イバータのような過酷な環境下では強く損傷を受けること が懸念され、プラズマー物質相互作用を理解することは重 要である.本プロジェクトは、タングステンとヘリウムを はじめとする希ガスおよび水素の共存系に対して密度汎関 数法に基づく第一原理シミュレーションを実行し原子ス ケールでの特性およびポテンシャルエネルギー面を得るこ と. 得られたポテンシャルエネルギー面に基づいて各種状 態間の遷移確率モデルを構成し動的モンテカルロ法による シミュレーションが実行可能なコードを開発すること、を 目的として遂行した. 最終的にめざすところはタングステ ンダイバータでのプラズマー物質相互作用を理解すること にあるが、これは核融合研の伊藤が代表としてIFERC国際 枠で実施されたプラズマ – 物質相互作用のための分子動力 学シミュレーション (MDPMI) プロジェクトと密に連携 することにより取り組んだ.

シミュレーションは、東京大学の尾崎らが主として開発 しているオープンソースコードOpenMXをMDPMIおよび 本プロジェクト遂行のため伊藤がチューニングしたものを 用いた.OpenMXは密度汎関数法に基づく第一原理シミュ レーションコードであり、交換相関ポテンシャルとして Perdew-Burke-Ernzerhof 汎関数による密度勾配近似 (GGA-PBE)を、コアクーロンポテンシャルに対して擬原 子局在軌道およびノルム保存擬ポテンシャルを用いた.初 期状態として計算対象とする系の原子配置を設定し、自己 無撞着(SCF)収束させ、さらにBroyden-Fletcher-Goldfarb-Shanno(BFGS)法により体積保存下で全原子位 置を緩和させて構造最適化を行うことにより最終状態を得 る,という手順により計算を実行した.初期状態を設定す る際,望まない準安定状態に収束することを避けるため, 想定される平衡原子位置から適切な変位でランダムにずら す工夫をした.

タングステン空孔に捕捉されたヘリウム原子系に対する 研究[145]を踏まえ、タングステン以外のいくつかの遷移 金属中の単一空孔にヘリウムが捕捉された場合に対する計 算を行い、結合エネルギーとして図56を得た.このデータ は、核融合炉材料研究のための基礎データのみならず工学 応用を考える上でも有用となりうる.

空孔のない (BCC 構造をもつ) タングステン中にヘリウ ムおよび水素が格子間原子として存在する場合についてシ ミュレーションを行った.また,得られた安定状態に対し て電子密度分布解析を行った. その結果, ヘリウムは (空 孔がなくても)格子間原子としてクラスターを形成しうる 一方、水素は格子間原子としてはクラスターを形成し難い がヘリウムが介在すれば複数の水素が格子間原子として集 合しうることが明らかとなった.これらの結果はタングス テン結晶格子間に捕捉されたヘリウムの周辺に電子密度の 低い領域が形成されそれが新たな捕捉サイトとなることで 説明しうることを示した. ここで得られた結果は, ヘリウ ムリッチなクラスターが水素の捕捉サイトとして機能する ことにより水素の拡散挙動に影響を及ぼしうること、水素 によるタングステン材のブリスタリングがヘリウム照射に より抑制されるという実験事実と関係しうること、を指摘 した[146].

タングステン中の空孔に捕捉されたヘリウムの動的挙動 を調べるため、単空孔および二重空孔の移動障壁エネル ギーおよび単空孔に捕捉されたヘリウム1原子および2原 子の移動障壁エネルギーを第一原理計算により評価した. その結果、単空孔は[111]方向へ移動しやすいこと、二重空 孔の移動は単空孔の移動が連続して起こるという見方で説 明しうるとの理解を得た[147].これらの第一原理シミュ レーションによって得られた結合エネルギーおよび移動障 壁エネルギーのデータを用いて、タングステンにヘリウム を照射した際にナノ構造(ファズ構造)形成の前段階で観 測されるヘリウムバブルの生成過程に対する動的モンテカ



図56 各種遷移金属の単空孔中に捕捉されたタングステン原子の 結合エネルギー.

ルロシミュレーションを行い定性的な再現をみた(図57).

本プロジェクト終盤には結晶粒界近傍に対する第一原理 計算に取り組んだが,結果をまとめるまでには至っておら ず,今後の課題として残っている.

### 6.6 マルチスケールモデリングによるトリチウム増殖材 料の性能評価

Multi-scale modelling for long-term performance of tritium breeding materials (MMLP\_TBM)

プロジェクト代表:谷川 尚 [量子科学技術研究開発機構] 国際枠 第2-第5サイクル

Li<sub>2</sub>TiO<sub>3</sub>などの固体増殖材料中では,高速中性子による 弾き出しやトリチウム生成に伴うLi燃焼により,核融合炉 運転時に大量の照射欠陥が形成される.そして照射欠陥 は,熱伝導率の低下やトリチウム放出速度の低下などの性 能劣化を引き起こす.本プロジェクトでは,固体増殖材料 の照射損傷過程を理解し,照射欠陥の蓄積がどのように材 料の熱機械的特性や化学的安定性に影響を与えるかを解明 することを目的として,量子力学計算,古典分子動力学 (MD)計算,速度論計算等を利用したマルチスケールモデ リングを展開した.計算は,量子力学計算コード VASP や,MD計算コード LAMMPS 等を利用した並列計算を主 に実施した.以下では,熱伝導率に照射欠陥が与える影響 について得られた知見を概説する.

まず,MD計算による熱伝導率評価において利用されている,グリーン・久保公式に基づく手法の比較検討を行った.その結果,異なる以下の2つの式が利用されていることがわかった[148,149].

$$\kappa_1 = \frac{L_{QQ}}{T^2} \tag{2}$$



図57 動的モンテカルロシミュレーションによるヘリウムバブル 構造形成.

$$\kappa_{2} = \frac{1}{T^{2}} \left( L_{QQ} - \frac{L_{Q1}^{2}}{L_{11}} \right)$$
(3)

ここで*T* は温度,  $L_{QQ}$  と $L_{Q1}$  はそれぞれ熱フラックスの 自己相関関数と熱フラックス-質量フラックスの相関関数 の現象論的係数であり, MD 計算により評価できる.2式 により計算される熱伝導率の比較を,2元系(Li<sub>2</sub>O, TiO<sub>2</sub>) で進めたところ,  $\kappa_2$ は実験結果と類似の温度依存性を示し た一方で,  $\kappa_1$ は高温において上昇するという不自然な挙動 を示した(図58).2式の相違を解析的に分析した結果,ポ テンシャルエネルギーの絶対値の物理的意味は乏しいにも 関わらず,  $\kappa_1$ ではそのエネルギーの輸送が熱伝導率に寄与 する形になっていることがわかった.そのため,  $\kappa_1$ は原子 輸送に伴うポテンシャルエネルギー輸送が発生する状況, つまり拡散係数が大きくなる高温や欠陥を含む系におい て,不適切な結果を与える可能性がある.

本プロジェクトで実施した他の計算において,Li<sub>2</sub>TiO<sub>3</sub>の重要な照射損傷は,弾き出しにより形成されるアンチサイト型欠陥(Ti<sub>Li</sub>)と,Li燃焼により形成されるLi<sub>2</sub>O欠損であることが示唆されている.そこで,これらの欠陥がLi<sub>2</sub>TiO<sub>3</sub>の熱伝導率に与える影響を(3)を利用して評価した(図59).まず,いずれの欠陥も熱伝導率を低下させることが確認できた.そして,アンチサイト型欠陥はその形成の容易さにも関わらず,Li<sub>2</sub>O欠損と同程度の大きさの影響を与えることがわかった.

既往の増殖ブランケット性能評価においては、Li<sub>2</sub>TiO<sub>3</sub> の物性値として未照射材の値が利用されてきた.本研究で 得られたような照射損傷の影響を含んだ物性値を利用する ことで,長期的な性能評価の信頼性向上が期待できる.し かし,計算結果を実際の設計に利用するためには,さらな る計算精度の向上が求められる.特に,MD計算で利用す るポテンシャルモデルの精度向上は重要である.本プロ ジェクトにおいても,ポテンシャルモデルの精度向上のた めに,フーリエ級数展開を用いて2体力モデルを構築する 手法を開発した[150].現在,類似の方法を用いた多体力 モデルの構築手法の開発を進めている.また,近年その利



図58 異なる計算式により評価したLi2Oの熱伝導率の温度依存性の比較.



図59 アンチサイト欠陥とLi<sub>2</sub>O 欠損がLi<sub>2</sub>TiO<sub>3</sub>の熱伝導率に与える影響.

用が急拡大している機械学習を利用したモデルの開発も, より高精度の計算結果を得るには重要になると考えられ, 今後の研究課題である.

### 6.7 ナノ微細粒子分散型フェライト鋼中のヘリウムおよ び水素の相対的安定性

Relative Stability of Helium and Hydrogen in Nanostructured Ferritic Alloys (HEHFA)

プロジェクト代表:土屋 文[名城大学理工学部] 日本枠 第4サイクル

### 1. 緒言

フェライト鋼(α-Fe)にナノサイズの微細な酸化物粒子 (Y<sub>2</sub>Ti<sub>2</sub>O<sub>7</sub>)を分散させた補強材料が核融合炉の構造材の候 補の一つとして挙げられている.転位の運動の抑制が材料 中に添加されたナノ微細 Y<sub>2</sub>Ti<sub>2</sub>O<sub>7</sub>粒子によって促進さ れ,材料強度が高まることが期待される.さらに,分散粒 子がプラズマ粒子として照射される He,H等を捕捉し,ボ イドスウェリング(膨張)や粒界脆化などを抑えることが 期待される.本研究では,第一原理計算を用いて,Y<sub>2</sub>Ti<sub>2</sub>O<sub>7</sub> および α-Fe 中の四面体および八面体位置に捕獲された He および H の欠陥形成エネルギーを求め,Y<sub>2</sub>Ti<sub>2</sub>O<sub>7</sub> が分散さ れたフェライト鋼中の He および H の最も安定な占有位置 を決定することを目的とした.

2. 実験

第一原理計算プログラム (VASP) を用いて, He あるい はHの1原子をパイロクロア型Y<sub>2</sub>Ti<sub>2</sub>O<sub>7</sub>中の四面体および 八面体型の格子間位置に占有させた時の形成エネルギーを 計算した.さらに,体心立方晶の*a*-Fe 中の四面体,八面体 格子間および空孔位置に捕捉された He および H の欠陥形 成エネルギーについても計算した.

### 結果・考察

Y<sub>2</sub>Ti<sub>2</sub>O<sub>7</sub>中に捕捉されたHeおよびHの形成エネルギーを 図60に示す.HeおよびHはそれぞれY<sub>2</sub>Ti<sub>2</sub>O<sub>7</sub>中の八面体お よび四面体型の格子間位置を占有することが判明した.さ らに,  $\alpha$ -Fe 中の He およびH の形成エネルギーと比較する



図60 Y<sub>2</sub>Ti<sub>2</sub>O<sub>7</sub> および Fe 中の四面体(tetra.),八面体(octa.)および空孔(sub.)位置に占有した(a)He および(b)Hの欠陥形成エネルギー.エネルギーが低いほど安定であることを示す.

と, He および H はそれぞれ Y<sub>2</sub>Ti<sub>2</sub>O<sub>7</sub> および  $\alpha$ -Fe 中に捕獲 されることが明らかになった.この結果から,Y<sub>2</sub>Ti<sub>2</sub>O<sub>7</sub> が分 散された $\alpha$ -Feでは, He によるスウェリングが生じ難く, He と H の同時蓄積による相乗効果も低いことが予測される.

### 6.8 リチウムイオン伝導体を用いたリチウム同位体分離 に関する研究開発

Research and Development of Lithium Isotope Separation Technology by using a Lithium Ionic Superconductor (LISTLIS)

プロジェクト代表:星野 毅 [量子科学技術研究開発機構] 日本枠 第4-第5サイクル

核融合炉の燃料として必要なトリチウムは,核融合炉ブ ランケット内に装荷されるトリチウム増殖材料中のリチウ ム 6(<sup>6</sup>Li)と中性子との核反応により生産する.しかしなが ら,天然のリチウムには<sup>6</sup>Liが最大で約7.8%しか存在せず, 核融合炉の定常運転には、<sup>6</sup>Liの存在比を約90%に濃縮し たリチウムが必要となる.研究代表者は,これまでに,セ ラミックス製のイオン伝導体をリチウム分離膜とした,海 水からのリチウム回収技術を発案した[151].イオン伝導 体中をリチウムのみが透過することに着目した技術であ る.<sup>6</sup>Liは<sup>7</sup>Liより移動度が高いことから,原理的には本技 術を発展させることで、<sup>6</sup>Liと<sup>7</sup>Liの分離が可能となる.本 研究では,イオン伝導体中の<sup>6</sup>Liと<sup>7</sup>Liの移動メカニズムを 計算科学により探索するとともに、<sup>6</sup>Liと<sup>7</sup>Liの分離試験を 行った.

Li 拡散経路を nudged elastic band 法により探索し, フォ ノン計算を行うことにより,単位時間当たりにLiイオンが サイト間をジャンプする頻度 Γを計算した.また,キネ ティクス・モンテカルロ法を実行することにより<sup>6</sup>Li,<sup>7</sup>Li の自己拡散定数を評価した.計算には第一原理計算ソフト vaspを使用した.Li同位体拡散に関して得られた知見は以 下の二つである.

- ①:Liイオンが狭い領域から広い領域に移動する結晶構 造の場合に量子効果は同位体拡散比を上昇させる.
- ②:空孔を介した<sup>6</sup>Li,<sup>7</sup>Li間の相関効果により同位体拡 散比が減少する.

イオン伝導体LiTi<sub>2</sub>O<sub>4</sub>及びLiC<sub>6</sub>における<sup>6</sup>Li, <sup>7</sup>Liジャンプ 頻度比 $\Gamma_6/\Gamma_7$ を評価した(図61). ①を満たす構造を持つ LiTi<sub>2</sub>O<sub>4</sub>では,室温においてジャンプ頻度比は $\Gamma_6/\Gamma_7 \approx 1.1$ 

となり、古典統計力学[152]から予測される値  $(\sqrt{m_7/m_6} \simeq 21.08)$ を上回る結果となった. ①と逆の構造を 持つ LiC<sub>6</sub> では,  $\Gamma_6/\Gamma_7 \approx 1.06$  となり, 同位体効果が小さく なった.これらの結果は、結晶構造の違いにより、拡散に おけるゼロ点振動の寄与が異なる事に起因する.また、キ ネティクス・モンテカルロ法により求めた LiTi<sub>2</sub>O<sub>4</sub> におけ る同位体拡散定数比を求めた結果, D<sub>6</sub>/D<sub>7</sub> = 1.05~1.06 程 度の値となり、単一イオンの動きやすさを表すジャンプ頻 度 $\Gamma$ の計算から予見される比 ( $\Gamma_6/\Gamma_7 \approx 1.11$ )を下回る値と なった. 我々は相関因子等の計算から, 空孔を介して生じ た<sup>6</sup>Li,<sup>7</sup>Li間の相関効果が同位体拡散比を小さくしている ことを明らかにした.以上の結果から、①を満たす構造で あり, 且つ空孔機構が弱い物質においてLi同位体効果が大 きく現れることが期待される.これらの条件を満たす物質 として、イオン伝導体Li<sub>3</sub>xLa<sub>2/3-x</sub>TiO<sub>3</sub>(LLTO)におい て、リチウム濃度(x)が小さくした組成が挙げられる.

次に,実験により<sup>6</sup>Li,<sup>7</sup>Liの同位体分離効果を検証した. 0.1 MのLiOH水溶液10Lを原液として,海水リチウム回収 技術と同様の手法にてイオン伝導体LLTOに電圧を5V 印加し,回収液中の<sup>6</sup>Liの割合を分析する透析試験を行っ た(図62(a)).7日間の電気透析の結果,試験期間中,<sup>6</sup>Li の割合は天然比の7.8%を大きく上回る約8.0%を維持して おり(図62(b)),同位体分離係数は最大で1.04と高い値を 得ることに成功した.

今後は同位体分離効果に優れたイオン伝導体の材料探索 を計算科学にて行うとともに,実験結果の計算へのフィー ドバックを試みる予定である.



図61 (a) LiTi<sub>2</sub>O<sub>4</sub>, LiC<sub>6</sub> における<sup>6</sup>Li, <sup>7</sup>Li のジャンプ頻度比 Г<sub>6</sub>/Г<sub>7</sub> の計算結果. (b)Li イオンの拡散経路.



図62 (a)実験概念図(<sup>6</sup>Li が早く移動)(b)回収液中の<sup>6</sup>Li の割合.

## 6.9 材料照射相関の解明に向けた計算機シミュレーション研究

Computational Study for Materials Irradiation Correlation (COSMIC)

プロジェクト代表:渡辺淑之 [量子科学技術研究開発機構] 国際枠 第4-第5サイクル

本研究では、高エネルギー粒子線照射に晒された材料の ミクロ構造変化の数理モデルの構築に必要となる、はじき 出し欠陥生成量や欠陥エネルギーなどの原子レベルの情報 の獲得を目的としている. 主な対象材料は低放射化フェラ イト鋼 (RAFM),炭化ケイ素 (SiC),タングステンであ り,同材料中の点欠陥(原子空孔,自己格子間原子,ヘリ ウム・水素原子など)やそれらの複合欠陥の挙動について の解析を実施した. ここで、ヘリウムや水素同位体は、材 料内の格子欠陥(転位,欠陥集合体,析出物,粒界,酸化 膜など)と強く相互作用することで材料の特性・形状変化 を促進させることが懸念されているが、とりわけ水素同位 体と格子欠陥の相互作用については未だ十分な理解が得ら れていない.本稿では,RAFM 中の主要酸化膜である酸化 鉄(FeO)を対象とし、第一原理計算により同結晶中の水 素同位体の存在状態を電子論的に評価した内容について報 告する.

密度汎関数法に基づいた第一原理計算コードである SI-ESTA[153]を使用した. SIESTA では各原子に帰属する実 在波動関数を基底関数として用いており、格子欠陥周辺な どの局所的な電子状態を知るための効果的手法である.本 計算では原子数64個の FeO スーパーセルに水素原子を導 入し、それぞれ0K・体積一定の下で系を構造緩和させ、 水素原子の安定サイト(固溶エネルギーが低い配置)を調 べた. 第一原理電子状態計算における構造最適化計算は原 子の初期配置の影響を強く受け、初期配置近傍の極小値を 解として得る傾向にある. そこで水素原子を導入する際に は、FeOにおける結晶構造の対称性を考慮し、12パターン の初期配置を設定し、それぞれについての計算を行った. また,尚,水素(H)原子の固溶エネルギーは  $E_F = E_{\text{tot}}(\text{FeO-H}) - E_{\text{tot}}(\text{FeO}) - 1/2E_{\text{tot}}H_2$ にて算出した. *E*<sub>tot</sub> (FeO-H)はH原子を含む FeO 結晶のトータルエネル ギー, Etot (FeO) は FeO 完全結晶のトータルエネルギー, EtotH2は真空中の水素分子の結合エネルギーである.

図63は,計算より得られたFeO中のH原子の安定サイト とその時の固溶エネルギーを示している.最も安定なサイ ト(Site-1)は6個のFeを頂点とした8面体の中心付近に 酸素と近接して存在していた.このときのH-O間の距離は 約1.1Åである.また,2番目に安定なサイト(Site-2)は 2個のFeと2個のOを頂点とした菱形の中心付近に存在 する.このときのH-O間距離も約1.1Åであった.また,得 られたH原子の固溶エネルギーはそれぞれ0.074 eV, 0.132 eVであり,純鉄中でのH原子の形成エネルギー 0.25 eV[154]よりも低い.これは,Feベースの母相を持つ RAFMにおいても酸化膜が水素の拡散障壁として働き,水 素同位体の強いトラップサイトになっている可能性を示唆



図63 FeOにおける水素原子の安定サイト.

するものである.続いて,FeO中における水素の拡散挙動 を調べるため,水素が格子間位置をジャンプするための拡 散障壁を調べた.ここではSite-1に位置する水素原子が隣 接する等価なSite-1に移動する際の活性化障壁を評価した 結果,活性化エネルギーは約0.26 eVであった.これは,同 酸化膜中において水素は室温のような比較的低温において も容易に拡散できることを示唆している.これらの知見 は,RAFMにおける水素同位体の拡散・放出メカニズムの 究明やトリチウムインベントリー評価モデルの構築に有用 である.今後は,酸化膜だけでなく粒界やラス境界などの 複数の相が共存する場合における水素の存在状態を解析 し,RAFM中の水素同位体欠陥エネルギーの場所依存性を 系統的に明らかにする必要がある.

### 7. 炉工学

### 7.1 並列モンテカルロ計算による IFMIF 原型加速器 (LIPAc)の中性子工学解析

LIPAc Neutronic Analyses by means of Monte Carlo Parallel Compution (MCLIPAC)

プロジェクト代表:近藤恵太郎 [量子科学技術研究開発機 構]

国際枠 第4-第5サイクル

現在,量子科学技術研究開発機構 六ヶ所核融合研究所 では,日欧共同でIFMIF 原型加速器 (LIPAc)の研究開発 が進められている.MCLIPAC プロジェクトは,原型加速 器の中性子工学解析のため,大規模並列モンテカルロ計算 による放射線輸送計算を行うものである.このプロジェク トの目的は,原型加速器の核解析のための計算ツールと方 法論を確立し,加速器施設の運転許認可を取得するため の,総合的な放射線安全解析を実施することである.

IFMIF 原型加速器では、ビーム加速に用いる大電力の高 周波入射のための導波管と、加速空洞を冷却するための冷 却水配管のため、建屋の貫通部が多く、遮蔽計算では放射 線ストリーミング効果を厳密に考慮する必要がある.この ため、解析計算ではなく、モンテカルロ法による遮蔽計算 が必須となるが、およそ11桁の中性子束の減衰を計算する 必要があり、かつ建屋が比較的大きい(約40m×20m)た め、大規模並列計算が不可欠である.輸送計算コードとし ては、米ロスアラモス研で開発されている MCNP5/6 を主 に用いた.並列化には MPI および MPI/Open MP ハイブ リッドを用いており、256コアを標準として、最大4096コア までを用いた.また、重陽子入射による核反応(中性子、ガ ンマ線生成)のシミュレーションのため、PHITS コードに 実装された物理モデルの検証も実施した.様々な分散低減 法を組み合わせて、統計的に有意な結果を得ることに注意 を払う必要があるが、必要な計算精度が達成できることを 確認した.

第4サイクルでは、5 MeV までの重陽子パルスビーム (デューティー比 0.1%)を用いた、いわゆる「フェーズ B」 試験のための解析を行った。得られた空間線量分布の例を 図64に示す。この結果を基に、運転時の線量が法令基準を 満たすことを確認し、原子力規制庁に許認可申請を行っ た。加速器の運転に必要な許可は2016年3月31日で取得す ることができた。また、第5サイクルでは、「フェーズ B」試験時の機器(ビームダンプ)の放射化による運転停止 後の線量率の解析を実施し、安全に保守作業を行える見通 しを得た。停止後線量の解析結果を図65に示す。このほか、 9 MeV までの重陽子直流ビームを用いた、いわゆる 「フェーズ C」試験のための解析を行い、必要な追加遮蔽等 の条件を明らかにした。

今後は、上記「フェーズ C」の許認可申請に向けて、追加 遮蔽等を含む申請条件に基づく詳細な遮蔽計算,放射化計 算を行う必要がある.本計算においては、およそ14桁の中 性子束の減衰を精度よく計算する必要があり、チャレンジ ングな取り組みとなる.また、加速器室内の空気の放射化、 冷却水の放射化による即発ガンマ線等に注意を払う必要が あり、それぞれ計算方法の工夫が必要である.



図64 得られた IFMIF/EVEDA 原型加速器運転中の空間線量分布 の例(地下ピット、ダクト貫通部を含む建屋の垂直断面の 線量分布).



図65 得られた IFMIF/EVEDA 原型加速器運転後の停止後線量率 の解析結果の例(低出力ビームダンプ周辺での停止後線量 分布).

7.2 剪断乱流の大規模スケール MHD シミュレーション Large-scale MHD simulation of turbulent shear flow (LSMHDTSF)

プロジェクト代表:佐竹信一 [東京理科大学基礎工学部] 国際枠 第4-第5サイクル

このプロジェクトの目的は、核融合炉において重要な第 一壁冷却特性を検討するため、冷却材として Flibe-から Li を想定した MHD 乱流における熱輸送特性に関する大規模 シミュレーションを実施することである.特にターゲット とするレイノルズ数は、実験的研究で行われているレイノ ルズ数10万以上の規模に相当するシミュレーションを行う ことを予定している.実験データでいわれている主流れの 乱れのピーク値のレイノルズ数依存性や円管中心部の大規 模構造の役割などをシミュレーション結果から考察する. さらに磁場を印加し,得られるDNSデータから詳細な乱流 エネルギー収支式の各項の詳細を得ることで MHD 乱流モ デル構築するための基礎知見を得ることである. 次期計算 機で標準搭載されるアクセレータ計算機の最適並列化手法 の開発という意味で大きい. MIC で大規模並列を想定して いるため本計算コードのチューニング目標は, MPI+ OpenMP のいわゆるシンメトリック並列の最適なメモリ 分散の方法を開発することである.またこの方法を用い 2048×512×768の系での印加磁場下で乱流統計量を得るこ とを主たる目的としている.

計算コードを MPI から MPI+OpenMP のハイブリッド コードに変更し高速化を図った.基礎方程式は円筒座標に おいて3次元非圧縮性 Navier-Stokes 方程式,連続の式を 用いており,圧力ポアソン方程式の周期方向にはフーリエ 変換を径方向の離散化には2次精度中心差分を適用し3重 対角行列解法を用いている.時間離散化には非線形項に3 次精度 Runge-Kutta 法,粘性項は Crank-Nicolson 法により 時間積分を行った.さらに並列化についてのアルゴリズム は前述のフーリエ変換を行うために別々の並列軸をもつ2 つの配列の軸反転を行うアルゴリズムを用いている. チャ ネル乱流の場合は,周期境界条件の方向にスペクトル法を 用いているが同じコードで2つの座標系を扱うことができ る.本研究の乱流直接数値シミュレーションのプログラミ ングコードは MPI + OpenMP による並列化をしている.

円管内乱流において、格子数は、流れ方向、径方向、周 方向にそれぞれ2048×512×768を用いた. 壁面摩擦速度と 円管半径で無次元化されたレイノルズ数は、1050である [155]. 十分発達した乱流場が得られ、速度場のみならず スカラー場の統計量を得ることができた[155].図66にハ イブリッド並列に成功した計算例を示す.128にランクの 数を固定した時にホスト CPU, MIC, CPU+MIC を様々な 組み合わせで稼働させた時の速度比較を示す. 円管内乱流 において流れ方向,径方向,円周方向にそれぞれ2048× 512×768の格子数で最大64ノードまでの計算を行った [156]. MIC は CPU+ MIC の組み合わせであるヘテロジニ アス計算において MPI でランクを作ることができるの で、演算コアとして使用することができる. つまり、コア 内でランクを振ることができるため、全体の並列化効率を 向上させることができる.ホスト CPU, ネイティブモー ド,シンメトリックモードの速度を比較すると,ホスト CPU が最速となった.そして次は、シンメトリックモー ド,ネイティブモードであった.ノードの数が16,32の時 シンメトリックモードとホスト CPU 及び MIC が同じ数の ランクを使用する場合はシンメトリックモードのほうがホ スト CPU より速くなる. ヘテロジニアススーパーコン ピュータでシンメトリックモードが使える環境であるな ら、少ないノード数で高性能な計算を行うことができると いうことが明らかになった.

本研究では磁場下の乱流現象解明ということが一番の目 的であるが,次世代の計算機でも搭載されると考えられる アクセレータの搭載もしくはスレッド計算可能な並列計算 機のための並列化手法の開発という目的もある.将来ヘテ ロジニアス並列を想定しているため本計算コードのチュー ニング目標は,MPI+OpenMPの組み合わせの並列化にお いて最適なメモリ分散の方法を開発することである.また この方法を用いて,より大型で高レイノルズ数の円管内乱 流で磁場下における乱流統計量を得ることを今後予定して



図66 Helios における64ノードまでのヘテロジーニアス計算.

いる.

### 7.3 核融合用負イオン NBI システムの開発に向けた負イ オン源プラズマの数値シミュレータ

Numerical simulator project for negative ion source plasmas for developing fusion N-NBI heating systems (N-IOS) プロジェクト代表:宮本賢治 [鳴門教育大学] 日本枠 第5サイクル

核融合プラズマの追加熱・電流駆動装置の1つに,負イ オンを用いた中性粒子入射装置(N-NBI)がある.負イオ ンビームには発散角の小さいビームコア以外に,ビームハ ロと呼ばれる発散角の大きい成分が観測されている.N-NBIで大電流負イオンビームを高エネルギーに加速する 際,ビームハロは加速部での電極熱負荷や絶縁破壊の原因 の1つと考えられるため,N-NBIを実現する上で,ビーム ハロの低減は必須の課題である.本研究の目的は,3次元 のParticle In Cell (PIC)コードを用いて負イオンビームの 引出・加速のシミュレーションを行い,ビームハロ発生の 物理機構を明らかにすることである.

負イオン源の負イオン生成部から加速部までを,総合的 にモデル化した(図67).負イオンビームの引出・加速方 向をx軸とし,またフィルター磁場,電子抑制磁場に平行 な方向をそれぞれy軸,z軸とした.計算モデル領域は実サ イズで,309 mm×19 mm×19 mm であり,これを2472× 152×152個のメッシュに分割した.

電子、H<sup>+</sup>、H<sup>-</sup>の粒子種の運動方程式を解き、各メッシュ領域での電位や粒子密度を求めた。各粒子数は 2.96×10<sup>7</sup> 個(電子)、 $3.11 \times 10^7$  個(H<sup>+</sup>)、 $0.15 \times 10^7$  個(体積生成されたH<sup>-</sup>)である。負イオン源における物理パラメータの測定値を基に、電子密度は  $1.0 \times 10^{18}$  m<sup>-3</sup> とし、また電子温度と正イオン温度はそれぞれ 1 eV、0.25 eV とした。プラズマ電極(PG)表面から放出される表面生成負イオンの初速度分布は、1 eV の初期温度の半マクスウェル分布を仮定した。

PG 表面から放出された表面生成負イオンは、クーロン 衝突や荷電交換によって、エネルギー緩和される.これを モデル化するために、クーロン衝突については Binary Collision Model[157]を、また荷電交換については Null Collision Model[158]をそれぞれ用いた.

まず,計算モデルの妥当性を評価するために,荷電粒子の加速に要したパワーに対する電極熱負荷の割合について,実験結果と計算結果を比較した(**表**2).加速部の電極熱負荷の要因として,1)残留水素ガス分子とH<sup>-</sup>との衝突によって生じた剥離電子,2)ビームハロ,3)引出部からの2次電子が挙げられる.0Paまで外挿した際の電極熱負荷は,ビームハロか,引出部からの2次電子による.**表**2では0Paまで外挿した際の値を示した.両者がほぼ一致することから,計算モデルは妥当であると言える.

次に,ビームハロ発生の物理機構は,以下の通りである ことを明らかにした.すなわち,負イオン引出し面の中央 部付近から引き出された負イオンはビームコアになるのに



表2 加速部の電極熱負荷(荷電粒子の加速に要したパワーに対 する割合).

加速電流	実験結果 (0 Paに外挿した値)	数值計算結果
A1G	2.4%	0.9%
A2G	3.0%	2.4%
GRG	5.0%	3.7%

対して, 負イオン引出し面の端部から引き出された負イオ ンはビームハロになる. 負イオン引出し面の端部の電界レ ンズ効果は強いため,引出部で負イオンビームが過収束し てビームハロになる.

引出部からの2次電子が考慮されていないため,A1G の電極熱負荷の計算結果は実験結果に比べて大幅に低いと 考えられる. 今後,引出部からの2次電子をモデルに考慮 する予定である.

### 参考文献

- [1] 中島徳嘉他:プラズマ・核融合学会誌 91,711 (2015).
- [2] 中島徳嘉他:プラズマ・核融合学会誌 92,612 (2016).
- [3] 日本原子力研究開発機構 IFERC-CSC 利用委員会 他 編:プラズマ・核融合学会誌 92,157 (2016).
- [4] 文部科学省: 平成30年版科学技術白書 http://www. mext.go.jp/b\_menu/hakusho/html/hpaa201801/ 1398098.htm
- [5] D. Borba et al., Proc. 26th IAEA Fusion Energy Conf. (Kyoto, Japan, 2016) OV/P-9.
- [6] N. Nakajima et al., IFERC-CSC Final Report (2017).
- [7] A. Ishizawa et al., Nucl. Fusion 53, 053007 (2013).
- [8] A. Ishizawa et al., J. Plasma Phys. 81, 435810203 (2015).
- [9] A. Ishizawa *et al.*, Phys. Plasmas **21**, 055905 (2014).
- [10] A. Ishizawa et al., Nucl. Fusion 55, 043024 (2015).
- [11] A. Ishizawa et al., Nucl. Fusion 57, 066010 (2017).
- [12] Y. Asahi et al., Phys. Plasmas 24, 102515 (2017).
- [13] Y. Idomura, J. Comput, Phys. 313, 511 (2016).
- [14] Y. Idomura et al., Proc. 26th IAEA Fusion Energy Conf. (Kyoto, Japan 2016) TH/P3-1.
- [15] Y. Idomura, Plasma Fusion Res. 11, 2403006 (2016).
- [16] Y. Idomura, Phys. Plasmas 24, 080701 (2017).
- [17] K. Imadera *et al.*, Proc. 26th IAEA Fusion Energy Conf. (Kyoto, Japan 2016) TH/P3-3.

- [18] Y. Kishimoto et al., Proc. 26th IAEA Fusion Energy Conf. (Kyoto, Japan 2016) TH/P3-2.
- [19] K. Obrejan et al., Comput. Phys. Commun. 216, 8 (2017).
- [20] N. Kasuya et al., Plasma Sci. Tech. 13, 326 (2011).
- [21] N. Kasuya et al., Plasma Fusion Res. 8, 2403070 (2013).
- [22] N. Kasuya *et al.*, Phys. Plasmas **21**, 110701 (2014).
- [23] N. Kasuya et al., Plasma Fusion Res. 12, 1303005 (2017).
- [24] S. Satake *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 054018 (2011).
- [25] M. Honda et al., Nucl. Fusion 54, 114005 (2014).
- [26] M. Honda et al., Nucl. Fusion 55, 073033 (2015).
- [27] S. Matsuoka et al., Phys. Plasmas 22, 072511 (2015).
- [28] B. Huang et al., Phys. Plasmas 24, 022503 (2017).
- [29] W.I. van Rij and S. P. Hirshman, Phys. Fluids B 1, 563 (1989).
- [30] M. Honda et al., Nucl. Fusion 57, 116050 (2017).
- [31] G.G. Plunk *et al.*, New J. Phys. 14, 103030 (2012).
- [32] T. Tatsuno et al., Phys. Plasmas 19, 122305 (2012).
- [33] 龍野智哉:日本物理学会誌 67,640 (2012).
- [34] 宮川大和 他: プラズマ・核融合学会誌 93,271 (2017).
- [35] M. Nunami *et al., 20th International Stellarator-Heliotron Workshop* (Greifswald, Germany, 2015) P1S2-25.
- [36] T. Görler et al., Phys. Plasmas 21, 122307 (2014).
- [37] R. Numata et al., J. Comput. Phys. 229, 9347 (2010).
- [38] R. Numata and N.F. Loureiro, J. Plasma Phys. 81, 305810201 (2015).
- [39] K. Alvelius, Phys. Fluids 11, 1880 (1999).
- [40] T. Pianpanit et al., Plasma Fusion Res. 11, 2403040 (2016).
- [41] S. Ishiguro and H. Hasegawa, J. Plasma Phys. 72, 1233 (2006).
- [42] H. Hasegawa and S. Ishiguro, Plasma Fusion Res. 12, 1401044 (2017).
- [43] V. Vahedi and M. Surendra, Comput. Phys. Commun. 87, 179 (1995).
- [44] K. Nanbu, Phys. Rev. E 55, 4642 (1997).
- [45] G.A. Emmert *et al.*, Phys. Fluids 23, 803 (1980).
- [46] M. Honda et al., Nucl. Fusion 57, 116050 (2017).
- [47] N. Hayashi et al., Nucl. Fusion 58, 066001 (2018).
- [48] T.-H. Watanabe and H. Sugama, Nucl. Fusion 46, 24 (2006).
- [49] S. Maeyama et al., Plasma Fusion Res. 11, 2403011 (2016).
- [50] S. Maeyama et al., Nucl. Fusion 57, 066036 (2017).
- [51] S. Satake et al., Phys. Rev. Lett. 107, 055001 (2011).
- [52] Y. Idomura et al., Nucl. Fusion 49, 065029 (2009).
- [53] K.C. Shaing *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 035009 (2009).
- [54] K.C. Shaing et al., J. Plasma Phys. 81, 905810203 (2015).
- [55] M. Yagi *et al.*, Contrib. Plasma Phys. 54, 363 (2014).
- [56] N. Miyato, Plasma Fusion Res. 9, 1203148 (2014).
- [57] N. Miyato et al., Phys. Plasmas 11, 5557 (2004).
- [58] M. Muraglia et al., Phys. Rev. Lett. 107, 095003 (2011).
- [59] S. Maeyama et al., Phys. Rev. Lett. 114, 255002 (2015).
- [60] A. Bierwage et al., Nature Communications 9, 3282 (2018).
- [61] K. Imadera, 20th ITPA Transport and Confinement Topical Group Meeting, NFRI (Daejeon, Korea 2018).
- [62] P. Mantica et al., Phys. Rev. Lett. 107, 135004 (2011).
- [63] S. Yi, et al., Nucl. Fusion 55, 092002 (2015).
- [64] Y.W. Cho et al., 2017 KSTAR conference (Korea, 2017).
- [65] J.M. Kwon et al., Nucl. Fusion 52, 013004 (2012).
- [66] M. Yagi et al., 14th BPSI meeting, RIAM, Kyushu Univer-

#### sity, (Japan, 2016).

- [67] T.-H. Watanabe et al., Phys. Plasmas 22, 022507 (2015).
- [68] Y. Todo et al., Nucl. Fusion 54, 104012 (2014).
- [69] Y. Todo, New J. Phys. 18, 115005 (2016).
- [70] Y. Todo et al., Phys. Plasmas 24, 081203 (2017).
- [71] H. Wang et al., Phys. Rev. Lett. 120, 175001 (2018).
- [72] Y. Todo et al., Nucl. Fusion 56, 112008 (2016).
- [73] http://iopscience.iop.org/journal/0029-5515/labtalk/article/65845
- [74] http://iopscience.iop.org/journal/0029-5515/page/ Highlights-of-2016
- [75] H. Nuga et al., Nucl. Fusion 57, 086011 (2017).
- [76] A. Bierwage and K. Shinohara, Phys. Plasmas 23, 042511 (2016).
- [77] A. Bierwage and K. Shinohara, Phys. Plasmas 23, 042512 (2016).
- [78] A. Bierwage et al., Nucl. Fusion 57, 016036 (2017).
- [79] A. Bierwage *et al.*, *Proc. 26th IAEA Fusion Energy Conf.* (Kyoto, Japan, 2016) TH/4-3.
- [80] R.R. Khayrutdinov and V.E. Lukash, J. Comput. Phys. 109, 193 (1993).
- [81] S.C. Jardin et al., J. Comput. Phys. 66, 481 (1986).
- [82] A. Matsuyama et al., Bull. Am. Phys. Soc. 60, 295 (2015).
- [83] A. Matsuyama et al., Bull. Am. Phys. Soc. 58, 261 (2013).
- [84] N. Aiba *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 58, 045020 (2016).
- [85] N. Aiba et al., Nucl. Fusion 57, 022011 (2017).
- [86] N. Aiba et al., Nucl. Fusion 57, 126001 (2017).
- [87] N. Aiba et al., Phys. Rev. Lett. 114, 065001 (2015).
- [88] J. Shiraishi et al., Sci. Rep. 6, 25644 (2016).
- [89] Y. Suzuki et al., Nucl. Fusion 46, L19 (2006).
- [90] Y. Todo et al,. Plasma Fusion Res. 5 S2062 (2010).
- [91] K. Ichiguchi et al., Plasma Fusion Res. 11, 2403035 (2016).
- [92] S. Sakakibara *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 043010 (2013).
- [93] K. Ichiguchi et al., Proc. 26th IAEA Fusion Energy Conf. (Kyoto, Japan, 2016) TH/P1-4.
- [94] Y. Todo et al., Plasma Fusion Res. 5, S2062 (2010).
- [95] M. Sato *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 126023 (2017).
- [96] A. Bierwage *et al.*, Nucl. Fusion **56**, 106009 (2016).
- [97] A. Bierwage et al., Phys. Rev. Lett. 114, 015002 (2015).
- [98] A. Bierwage and Ph. Lauber, Nucl. Fusion 57, 116063 (2017).
- [99] A. Bierwage *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 59, 125008 (2017).
- [100] A. Bierwage *et al.*, Plasma Phys Control. Fusion **61**, 014025 (2019).
- [101] H. Miura et al., J. Comput. Phys. 316, 385 (2016).
- [102] H. Miura et al., Proc. 26th IAEA Fusion Energy Conf. (Kyoto, Japan, 2016) TH/P1-5.
- [103] H. Miura et al., Nucl. Fusion 57, 076034 (2017).
- [104] H. Miura and N. Nakajima, Nucl. Fusion 50, 054006 (2010).
- [105] A. Matsuyama *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 066038 (2017).
- [106] M. Yagi et al., Proc. 26th IAEA Fusion Energy Conf. (Kyoto, Japan, 2016) TH/P3-21.
- [107] A. Matsuyama et al., Nucl. Fusion 54, 123007 (2014).
- [108] T.E. Evans et al., Nature Phys. 2, 419 (2006).
- [109] A.B. Rechester and M.N. Rosenbluth, Phys. Rev. Lett. 40, 38 (1978).
- [110] R. Kanno et al., Contrib. Plasma Phys. 56, 592 (2016).

- [111] R. Kanno et al., Nucl. Fusion 58, 016033 (2018).
- [112] N. Asakura et al., Nucl. Fusion 53, 123005 (2013).
- [113] K. Hoshino et al., Plasma Fusion Res. 9, 3403070 (2014).
- [114] K. Hoshino et al., Plasma Fusion Res. 12, 1405023 (2017).
- [115] Y. Sakamoto et al., Proc. 25th IAEA Fusion Energy Conf. (St. Petersburg, Russia, 2014) FIP/3-4Rb.
- [116] Y. Homma et al., Nucl. Mater. Energy 12, 323 (2017).
- [117] L. Chone et al., Phys. Plasmas 21, 070702 (2014).
- [118] G.Y. Park et al., Phys. Plasmas 22, 032505 (2015).
- [119] B.D. Dudson et al., J. Plasma Phys. 22, 365810104 (2015).
- [120] H. Seto et al., Plasma Fusion Res. 11, 1203122 (2016).
- [121] A. Fukano *et al.*, J. Nucl. Mater. **211**, 363 (2007).
- [122] K. Ohya, Physica Scr. T124, 2006 (2006).
- [123] Y. Homma and A. Hatayama, J. Comput. Phys. **231**, 3211 (2012).
- [124] Y. Homma and A. Hatayama, J. Comput. Phys. **250**, 206 (2013).
- [125] Y. Homma et al., Nucl. Fusion 56, 036009 (2016).
- [126] S. Yamoto et al., J. Nucl. Mater. 463, 615 (2015).
- [127] S. Yamoto et al., Contrib. Plasma Phys. 56, 646 (2016).
- [128] S. Yamoto et al., Proc. 26th IAEA Fusion Energy Conf. (Kyoto, Japan, 2016) TH/P6-23.
- [129] S. Yamoto et al., Nucl. Fusion 57, 116051 (2017).
- [130] M. Yagi, J. Plasma Phys. 81, 435810201 (2015).
- [131] 矢木雅敏:原子力・量子・核融合事典,第1分冊原子 核物理とプラズマ物理・核融合 ISBN978-4-621-08874-6, I-170 (丸善出版, 2014).
- [132] M. Yagi et al., Proc. M&C International Conference on Mathematics & Computational Methods Applied to Nuclear

- Science & Engineering (Jeju, Korea 2017).
- [133] A.M. Ito et al., J. Nucl. Mater. 463, 109 (2015).
- [134] A.M. Ito et al., Nucl. Fusion 55, 073013 (2015).
- [135] A.M. Ito et al., Proc. 26th IAEA Fusion Energy Conf. (Kyoto, Japan, 2016) MPT/P5-23.
- [136] A.M. Ito *et al.*, Nucl. Mater. Energy **12**, 353 (2017).
- [137] A.M. Ito et al., Physica. Scr. T159, 014062 (2014).
- [138] K. Ohsawa *et al.*, J. Nucl. Mater. **458**, 187 (2015).
- [139] T. Yamamoto et al., J. Alloys Compd. 213/214, 533 (1994).
- [140] T. Yamamoto et al., J. Alloys Compd. 269, 162 (1998).
- [141] M. Yamawaki et al., Adv. Sci. Tech. 94, 32 (2014).
- [142] M. Yamawaki et al., J. Nucl. Sci. Tech. 26, S10312 (2015).
- [143] T. Suzudo *et al.*, J. Nucl. Mater. **467**, 418 (2015).
- [144] T. Suzudo and A. Hasgawa, Sci. Rep. 6, 36738 (2016).
- [145] A. Takayama et al., Jpn. J. Appl. Phys. 52, 01AL03 (2013).
- [146] A. Takayama et al., J. Nucl. Mater. 463, 355 (2015).
- [147] Y. Oda et al., Plasma Fusion Res. 9, 340117 (2014).
- [148] G.D. Samolyuk et al., J. Nucl. Mater. 418, 174 (2011).
- [149] N. Galamba et al., J. Chem. Phys. 126, 204511 (2007).
- [150] T. Oda et al., Comput. Mater. Sci. 111, 54 (2016).
- [151] T. Hoshino, Desalination. 359, 59-63 (2015).
- [152] G.H. Vineyard, J. Phys. Chem. Solids. 3, 121 (1957).
- [153] E. Artacho, Phys. Status. Solidi B 215, 809 (1999).
- [154] E. Fromm and G. Hörz, Intern. Metals Rev. 25, 269 (1980).
- [155] S. Satake et al., Fusion Sci. Tech. 68, 640 (2015).
- [156] K. Hosaka et al., Proc. 28th International Conference on Parallel Computational Fluid Dynamics (Kobe, Japan, 2016).
- [157] T. Takizuka *et al.*, J. Comput. Phys. 25, 205 (1977).
- [158] K. Nanbu, IEEE Trans. Plasma Sci. 28, 971 (2000).