



プロジェクトレビュー

乱流プラズマの動的応答と動的輸送の統合研究

Integrated Research of Dynamic Response and Dynamic Transport of Plasma Turbulence

伊藤早苗^{1,2)}, 稲垣 滋^{1,2)}, 藤澤彰英^{1,2)}, 伊藤公孝^{2,3)}

ITOH Sanae-I^{1,2)}, INAGAKI Shigeru^{1,2)}, FUJISAWA Akihide^{1,2)} and ITOH Kimitaka^{2,3)}

¹⁾九州大学応用力学研究所, ²⁾九州大学極限プラズマ研究連携センター, ³⁾核融合科学研究所

(原稿受付: 2014年9月25日)

科学研究費基盤研究(S)「乱流プラズマの動的応答と動的輸送の統合研究」(代表者:伊藤早苗, 研究期間:平成21年度~平成25年度)で実施した研究プロジェクトを紹介する。この研究では、高温磁化不均一プラズマを対象とし、乱流と時空構造の動的応答を探索することを通じて、磁場閉じ込めプラズマの動的輸送現象を解明することを目的とした。微視的揺動とメソスケール揺動更には巨視的パラメータが非線形結合している、多スケールな「乱流プラズマ構造」の静的な時空構造のみならず動的応答・遷移の物理機構の過程解明に取り組んだ。理論・シミュレーション・実験研究を有機的に統合し、理論予測から実験による検証を経て、熱平衡状態からかけ離れた乱流媒質に特有な、大域的・動的乱流輸送にかかわる法則の定式化をめざした。

プラズマ乱流における多スケールの揺動の結合について知識は広がっている。まさに、非線形機構を定量的に研究する試みが重要になっている。本研究では、動的応答を研究することによって、非線形系に働く非線形機構を定量的に観測するという新機軸を開拓した。プラズマ乱流の動力学や乱流輸送の実態の理解に質的な進歩をもたらすことができた。乱流物理の位相空間への拡張、新しい熱力学的な力の提案、乱流輸送の勾配-流束関係におけるヒステリシスの発見、巨視的揺動の発見、帯状流やストリーマーの非線形機構の定量観測、乱流輸送における局所クロージャーの破れ、磁場トポロジー変化と輸送変化の関係、乱流計測シミュレーターの構築、乱流プラズマドックの構築、等等、研究方法と具体的研究結果の双方に進歩をもたらした。従来の「線形・局所・決定論的」描像から「非線形・大域的・確率論的」描像への転換を進めた。プラズマ乱流の諸現象を定量的に研究する、「プラズマ乱流物理学」に大きな進展をもたらすことができた。その成果を報告する。

1. はじめに

1.1 研究の学術的背景

高温磁化不均一プラズマについては、制御熱核融合をめざし世界的な集中的研究が行われており、プラズマ乱流と構造の詳細研究が世界中で活発に行われている。平成16年度に特別推進研究「乱流プラズマの構造形成と選択則の総合的研究」が発足し成果が挙げられた[1]。近年の研究の特徴は、(i)帯状流やストリーマーといったメソスケールの揺動がドリフト波等微視的乱流と共存すること(ii)乱流輸送が微視的・局所的な乱流のみによって定まるのではなく、メソスケール・非局所的な揺動にも大きく影響されつつ規定される、という理解の進展である[2]。参考文献[1,2]に示すような理解は、磁場閉じ込めプラズマに対し、局所機構に立脚し局所的な拡散の過程として定式化している従来のモデルを再検討する必要があることを示している。世界の乱流・輸送研究では、従来の「線形不安定性、局所的な相互作用、決定論」に基づく描像から、「非線形揺動・大域的・確率論的」描像へのパラダイムシフトが起こっている。世界的研究潮流としても、特別推進研究「乱流プラズマの構造形成と選択則の総合的研究」発足の後す

ぐに、米・独・仏・英・台湾・韓で類似の課題に基づく研究プロジェクトが相次いで発足した。

一方、制御熱核融合をめざした実験研究では、静的エネルギーバランスに着目してエネルギー閉じ込め時間 τ_E を求めたり、局所的な熱流と温度勾配の比として乱流輸送係数を評価する、「静的」研究は広く行われているが、更なる理解の進展が求められている。例えば、 τ_E のイオン質量依存性などが未解明である。また、改善閉じ込め状態の遷移など輸送障壁近傍に起きる変化が、拡散的輸送機構による伝達(τ_E 程度の時間がかかる)よりずっと速くプラズマの中を伝播する動的現象が広く観察されているが[3]その物理的な機構の理解にはほど遠い。プラズマ燃焼制御においては、多数存在すると考えられる輸送状態のダイナミックな変動を制御する必要があり、そのために輸送の「動的」現象の理解が真に希求されている。核融合燃焼を現実化する国際熱核融合実験炉(ITER)計画においても、燃焼状態実現と制御のために乱流輸送機構の理解が必要であり、信頼性ある制御法の確立が重要である。

1.2 着想への経緯・発展すべき従来の成果

従来の「線形・局所的・決定論的」描像を「非線形揺

動・大域的・確率論的」描像へと拡張することにあたって、L-H 遷移の物理に源を求めることができる。代表者は、文献 4, 5 において磁場閉じ込めプラズマの乱流輸送における構造相転移機構を世界で初めて提示した。巨視的電場と流れの不均一という新しい変数を導入したこと、構造や遷移を含む大域的な輸送モデル提示したこと、分担者や協力者が実験的検証[6]や理論的展開[7]を与えたという方法論は、現在の問題に適用できる。また、異なるスケールの揺動が結合し合うことによって乱流状態の遷移や大域的輸送現象を生み出すことを主唱し[8]多スケール乱流による大域的輸送を扱う理論の基盤になっている。理論・シミュレーション・実験の研究方法を統合し、検証された法則の形でプラズマ乱流の構造を研究する道筋を開拓した[1]。既にメゾスケール揺動の研究について、帯状流・メゾスケールダイナモストリーマーの実験での発見[9-11]ももたらし、乱流に於ける非線形結合率の実測を実現した[12-14]。これらの成果に立脚し、乱流プラズマの時空構造の動的応答へと研究を進める機が熟した。多スケール乱流の時空構造と動的応答を研究し、位相空間へと次元を拡張し、従来謎とされてきた高温閉じ込めプラズマの動的輸送現象の非線形機構解明ができる。

1.3 研究目標

理論・シミュレーション・実験の研究方法を駆使し連携を通じそれぞれの成果を挙げつつ、研究統合によって法則化された理解を確立すべく、次の目標からなる構想に沿って研究を進めた(図1)。

乱流理論：多スケールの複合揺動からなるプラズマ乱流に対し、統計理論を発展させ「揺動場から構造までの時空構造」という概念の定式化をめざす。巨視的スケール揺動の寄与まで含む大域的な輸送理論を構成し、動的応答理論へと発展させる。位相空間への拡張も含め、乱流構造の多重の時空ダイナミクスを定式化する。

乱流プラズマシミュレーション：マイクロ揺動とメゾ・マクロ揺動まで包括する大域的ダイナミクスのコードを使い、トーラス装置に見られる輸送における非拡散型の速い応答を研究するとともに、大域的動的構造ダイナミクスに明確な描像を与える。「数値直線プラズマ」コードを駆使し、乱流構造間の動的応答を解明し実験の立案・解析を先導する。「数値計測プラズマ」コードを作成しトーラス乱流実験の計測・解析を迅速に行う方法論を確立する。

乱流プラズマ実験：直線装置に保持された磁化不均一プラズマを対象に時間空間高分解揺動計測を実施し、更に外部

系によってマイクロ・メゾ揺動を駆動する。微視的揺動やメゾスケール構造の動的応答を観測し揺動間の非線形過程を定量化する。外部系による制御の因果関係を明らかにする。更に磁場閉じ込めプラズマの中で長距離相関をもつ揺動を探索する。長距離(メゾスケール)相関揺動を同定し、改善輸送状態への遷移などに観測される動的輸送現象で、長距離相関揺動のダイナミックな変化を観測する。それによって、大域的動的応答をもたらしている機構を解明し因果関係を探求する。

これら理論・シミュレーション・実験の研究方法を統合し「プラズマ乱流物理学」に立脚した動的輸送現象の理解を確立することを目標とする。

1.4 成果の例

乱流と時空構造の応答を通じて、磁場閉じ込めプラズマの動的輸送現象を解明する研究を行った。当初に掲げた目標(1.3節)に対し、大きな成果が挙げられた。乱流物理の位相空間への拡張、位相空間に働く新しい熱力学的な力の提案、乱流輸送の勾配-熱流関係におけるヒステリシスの発見、巨視的揺動の発見、帯状流やストリーマーの非線形機構の定量観測、乱流輸送における局所クロージャーの破れの発見、磁場トポロジー変化と輸送変化の新しい関係の発見、乱流計測シミュレーターの構築、乱流プラズマドックの構築、等等、多くの成果を得た。

例えば、プラズマサイズ程度の長波長揺動が発見された[15]。また、温度勾配と熱流の関係が $q = -\chi \text{grad}T$ (または輸送行列) のような単純な関係式ではなく、加熱入力 の時間履歴を反映したヒステリシスをもつことが発見された[16]。(図2の実線。)数十年來、温度勾配と熱流の関係は $q = -\chi \text{grad}T$ (または輸送行列) のように、その位置のパラメータによって決まるという理論に基づいていた。そうした仮説を覆す画期的な発見である。この新しい物理機構を理解するため、新たに速度空間の熱力学的な力を導入し、乱流輸送理論の枠を拡大した[17,18]。今後のプラズマ物理研究の明確な中心問題を提示した。プラズマ乱流物理学を俯瞰するモノグラフも出版した[19]。

1.5 更なる広がり

本研究で生まれたプラズマの遠非平衡性の描像を、広汎な対象へと普遍化する研究を展開した。プラズマ乱流、高エネルギー密度プラズマ、ナノ・バイオプラズマ等、プラ

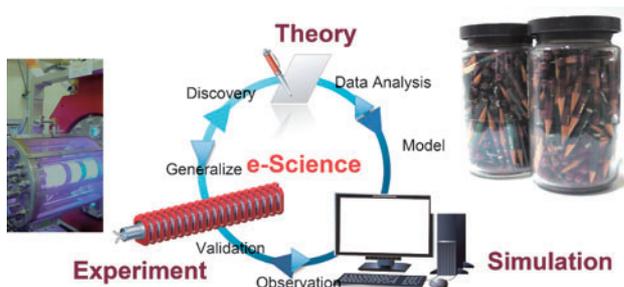


図1 理論・シミュレーション・実験を統合して進める研究。

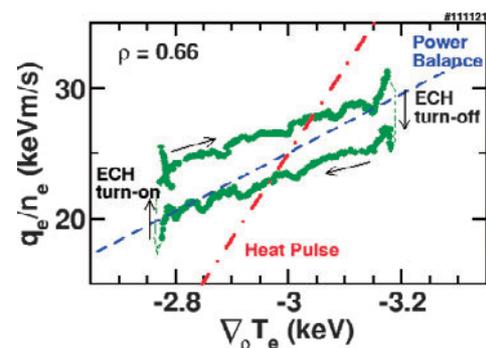


図2 本研究で開拓されたデータ解析法を活用し、LHD で発見された温度勾配と熱流との間のヒステリシス[16]。

ズマ諸分野はこれまで独立して発展してきた。しかし、非平衡の性質に着目することでこれらの分野の先進研究を糾合して、非平衡極限プラズマの学理を確立することが可能になる。その観点から、「非平衡極限プラズマ全国共同連携ネットワーク研究計画」を提案し共同研究を推進している[20-22]。知見・技術の融合により体系的学理を確立し、幅広い科学技術に普遍的学術基盤を提供することをめざしている。本ネットワーク計画は、日本学会会議「学術の大型研究に関するマスタープラン」(平成22, 23年)に取り入れられ、文部科学省の「ロードマップ」策定(平成22年)では優先度が認められる18計画に盛り込まれる等高く評価された。更に、日本学会会議「学術の大型研究に関するマスタープラン2014」(平成26年)では重点大型計画に取り入れられ、文部科学省の「ロードマップ2014」の策定(平成26年)では優先度が認められる10計画に盛り込まれる等、評価が一層高まっている。

1.6 このプロジェクトレビューの構成

成果全体の概観のため、総合報告等まとめとなるような成果を2章に紹介し、個別の詳細な成果をその後説明するという構成をとる。3章は理論研究の進展、4章はシミュレーションによる研究成果、5章は直線プラズマを用いた基礎実験研究の成果、6章はトロイダルプラズマでの研究成果を順次解説する。7章にまとめと展望を述べる。

2. 成果の総合的発信

本研究では、プラズマ乱流物理学を確立発展させるために研究の体系化をめざした。体系的発信のために、総合報告をこれまでにまとめてきた。それらを紹介し、研究の全体概要を説明する。

2.1 乱流研究の進展に係る全体的展望

この研究は、今迄発展した多スケール乱流の物理(構造や機能)に立脚し、動的応答を研究することによって定量的研究として体系化することをめざした。そこで、立脚点となる「多スケール乱流の物理」に関する研究について、当初の最前線を総括し[23]に報告し、本研究の問題設定と基盤にした。改善閉じ込め状態の遷移など輸送障壁近傍に起きる変化が、拡散的輸送機構による伝達よりずっと速くプラズマの中を伝播する動的輸送現象が広く観察されているが、その物理の理解が不完全なままである。また、 τ_E のイオン質量依存性などが未解明である。プラズマ燃焼制御のためにはダイナミックな制御を行う必要があり、そのために「動的」輸送現象の理解が希求されている。こうした問題を明示化し、研究が進むべき方向を取りまとめた[24]を刊行した。

これらが、本計画の立脚点や基本的な研究思想の全体的展望になっている。

2.2 理論研究の動向

理論研究を進める上での方向性について鳥瞰的な説明を公表した。プラズマ不安定性や揺動に関する理論的研究の状況をアセスメントした。線形・準線形安定性の解析がルーチンとして行われる一方で、非線形機構による励起の研究の急速な進展や、大域的なダイナミクスへのチャレ

ンジ等、開始当初のアセスメントを[25]に述べた。そして、そのレベルの理論的方法論によってトラス閉じ込めプラズマの輸送現象がどのように理解されるのかの説明と問題設定を[26]に記述した。

動的応答を研究するための理論的方法として、マクロスケールやメゾスケールのモードや揺動を通じた機構、平均勾配の統計的変動、乱流塊の大域運動、等の種々物理機構の解明が進んだ。そうした理論の進展を概観する研究成果として、「輸送の局所モデルの破れ」という体系的論文をまとめて投稿した[27]。この中で、本研究による理論研究の進展も総合的に説明した。

2.3 乱流実験研究の進展

この研究計画は、理論的な描像を主導として構成されたが、実験による検証もまた中心的な課題である。実験検証によって初めて、定量的な物理学として研究結果を体系化できる。そこで実験研究の成果を体系的に発信する努力にも力をそそいだ。

理論同様、研究のはじめに、世界中の研究を総覧し、「多スケール乱流」に関する乱流の機構と輸送に対する影響を取りまとめた。本研究グループが先導した多スケール乱流の描像は、広く研究者に定着し、ルーチンとしてメゾスケール揺動やその効果を考えるという状況になった[28, 29]。そして本研究を進めることにより、動的応答を解明することで定量的な理解や予言力が得られることから、現象論的な経験則によって設計されているITERが、実は、物理的理解の進展によって得るものが多いという展望も説明されている[30]。

理論・シミュレーション・実験の研究方法を統合する為に、実験装置・研究システムとして、「直線プラズマ乱流ドック」を構築した[31]。直線プラズマ乱流ドックにおけるデータの取得や流れから物理的結果へのまとまりに至る、体系的実践を図3に示す。研究の進展が著しく、随時成果をレビューして発信してきた[32]。実験データ解析と理論との比較により、図4の典型例を示すように、「多スケール乱流」の重要な構成要素(帯状流、ストリーマー、長距離相関揺動)の時空構造が明らかになった。

多スケールの乱流が発達しプラズマ内部全体で非線形結合している状態(概念図を図5に示す)を実験的に研究する為には、プラズマコラム全体の乱流場を同時に計測する必要がある。プラズマ乱流実験学の進歩のためには新しい考えの実験装置が必要であるとの結論に至った[33]。(ドリフト波が帯状流を励起する機構を研究した結果、プラズマのある位置ではドリフト波から帯状流にエネルギーが渡されるものの、別の位置では、逆に、帯状流からドリフト波にエネルギーが還流されることが実際に観測され、全体計測が必須であることが実証されている。)実際にそのような目的を満たす実験装置(トラスプラズマ乱流ドック)の設計が完了し、研究が実施可能であることを示した[34]。今後の研究の道筋をつけている。

2.4 プラズマ輸送研究の進展

本研究の中心テーマの一つは、動的応答を研究することによって、乱流輸送の問題を解明していくことにある。従

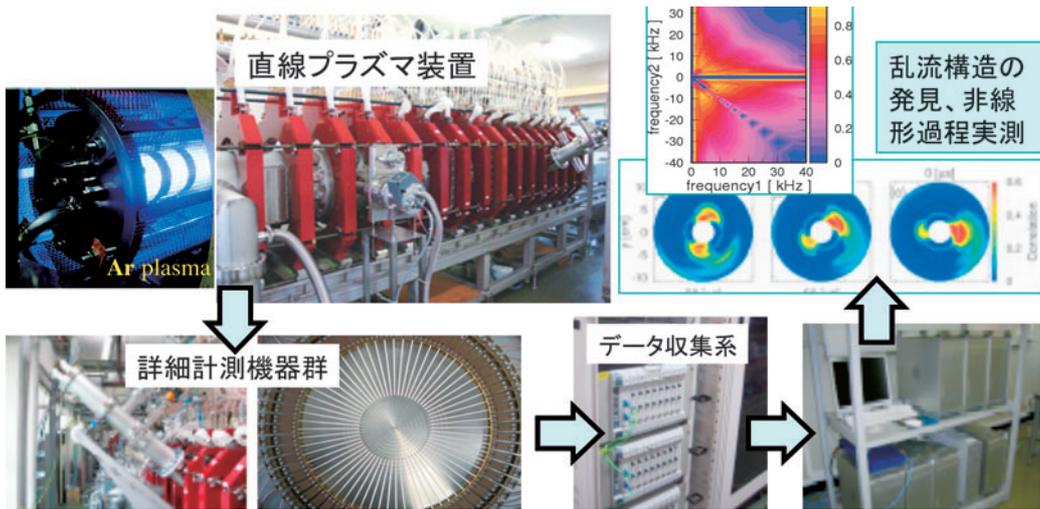


図3 直線プラズマ乱流ドックを用いた、研究の一体的遂行。

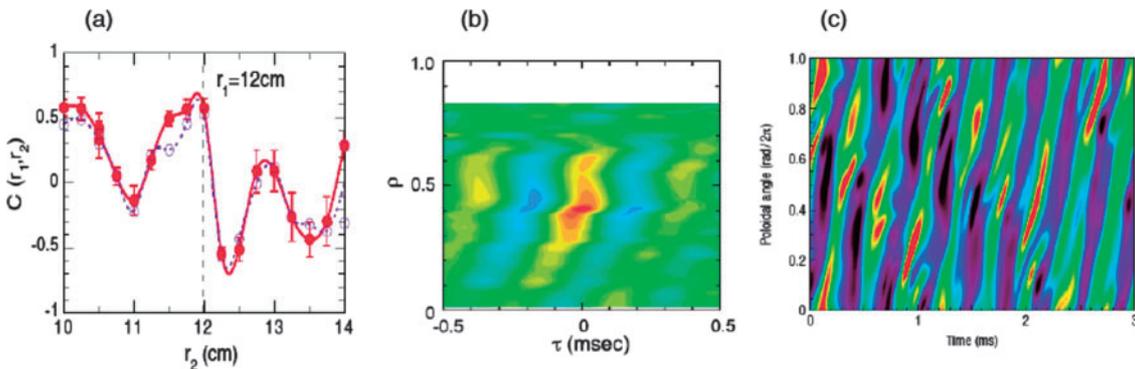


図4 本研究で開拓されたデータ解析法を用いて、帯状流（時間相関）、長距離相関モード（半径と時間の2点2時刻相関）、ストリーマー（周方向角度と時間の2点2時刻相関）の観測例を示す[9, 15, 11].

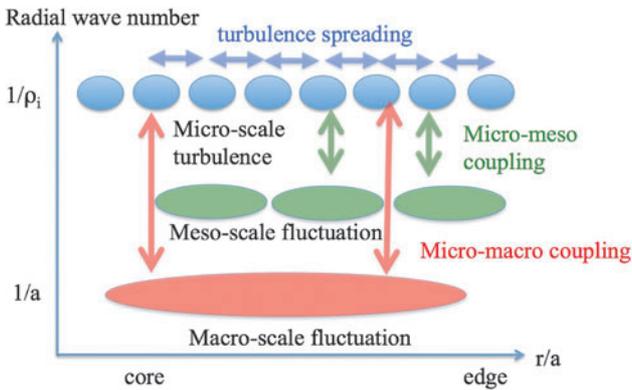


図5 多スケールの乱流が発達しプラズマ内部全体で非線形結合している状態。

来の見方では、gyroBohm 型の輸送関係式

$$q = -\chi \text{grad}T, \quad (1)$$

$$\chi \sim (\rho/a) T/eB$$

がしばしば用いられている。このモデルは「静的」なプラズマの観測（長時間平均値のつりあい）に基づいている。加熱入力を無視したブラソフ方程式のスケール変換普遍性等の基礎的な考察[35]によって裏付けられているとする見方もある。しかしながら、スケール変換の普遍性の考察

は、次元の適切さについて結論するものであり、局所クロージャーを保证するものではない。 $(\rho/a) T/eB$ という[次元]の依存性が正しいとしても、そこに現れるプラズマのパラメータが、考える位置・時刻のパラメータに一致することは保証されていない。静的なバランスの観測だけではなく、動的応答を観測し、因果関係を知ることが必須である。

プラズマ輸送の理解の為には、乱流に関する最新の研究を踏まえて動的応答の研究が必要である。本研究計画で主張しているこの視点は、それを明快に意識した研究潮流が生まれ、研究が広まっている[27, 36, 37].

本研究では、輸送の動的応答の研究が活発に進展した。総合報告として次のような発信を行った。[27]においては、「局所クロージャー」が破綻している多くの例を挙げ、現在の仮説を拡張する必要を明示した。勾配と流束の間にヒステリシスがあり一価関数ではないことが認められる(図2)ことや、内部輸送障壁の生成消滅においても、同様な性質が見出される等、進歩を総覧した。

巨視的な輸送のみならず、揺動の強度にも同様な局所モデルの破れを発見したことも特筆される[16]。図2に輸送関係式のヒステリシスを示している。従来行われていたように、ヒステリシスがあることを無視し、輸送が局所的な(1)のような関係式であると仮定して加熱モジュレーション

ン実験を解析すると、図2に一点鎖線で示すような x_{hp} という輸送係数（熱パルス伝播からの評価）が導かれる。熱伝導係数について、パワーバランスからの評価と熱パルス伝播からの評価に大きな食い違いがあることはかねてから知られている。ここで発見したヒステリシスは、その差違と物理的な解釈の違いの主原因と考えられる。

L-H 遷移近傍で自律振動が起きることは古くから知られており、ELMとして知られる現象の一部であると考えられている[38]。近年の乱流や構造に関する観測の進展（時間・空間精度の格段の進歩）や解析法の進歩の双方をふまえ、自律振動に着目して輸送の動的応答を観測する研究の進歩を取りまとめた[39]。乱流や、巨視的パラメータの非線形結合によって、動的な自律状態が実現し、それによって揺動塊の伝播等が実測可能になったことを説明している。また、揺動と関係した、トロイダル方向のプラズマ回転の研究を総覧し[40]、局所的な機構で理解する問題とともに、回転の反転の問題等、新しい枠組みが必要な問題を示した。

2.5 総合的学術発信

プラズマ乱流に関する描像や理論的アプローチのパラダイムシフトを、学術的体系的に取りまとめる研究活動として、プラズマ乱流理論の新しいモノグラフを執筆し、出版した[19]。プラズマ乱流の新しい学術基盤として、熱揺動と乱流揺動の特徴付け、準線形近似の適用範囲や久保数[41]の大きな場合の取り扱い、様々な場のカスケード、多スケールの非線形結合の取り扱い、マルコフ化の近似や記憶関数の役割等、俯瞰的に物事を考える基盤を解説した。これに引き続き叢書に於いて、乱流輸送と構造形成、乱流実験学を順次出版する予定になっている。

更に学会誌に「プラズマ乱流実験の新展開」をテーマとして講座を執筆し、乱流実験学の進歩が、広く使われることをめざした普及活動も行っている[42-48]。更に一般社会へのアウトリーチ活動も進め、[49-51]に引き続き普及記事を出版している[52, 53]。

3. 理論研究の進展

新しい自由度への着目は、新しい進歩を生む。この研究では速度空間の自由度に着目して新たなブレイクスルーをめざした。

3.1 速度空間の自由度と乱流・輸送の動的応答

3.1.1 新しい熱力学的力

定常状態はコヒーレントな非線形項が決める場合でも、緩和の速さを左右するのは非コヒーレントな乱雑力である。流体方程式をモデルとして、非線形定常状態や最尤状態の選択則を導いた[54]。この成果は、乱流状態の確率的定式化の基本的な成果であり、L-H 遷移等乱流構造の分岐に適用された[55]。本研究では、この基本的なスキームについて、運動論的な理論構築を進めた[56]。

速度空間に解析を拡げることによって、新しい揺動の駆動源を指摘した。この機構によって、加熱した直後に熱流が急変する勾配-流束関係に於けるヒステリシスを説明することができる[17, 18, 57]。

位相空間の源（加熱項）Sがある場合に位相空間分布関数の発展方程式

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla + \frac{e_s}{m_s} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_v\right) f(x, \mathbf{v}; t) = S + C, \quad (2)$$

を考える。（記号は v 、 C は粒子の速度と衝突オペレーター、 e 、 m は粒子の荷電と質量で、下添字 s は粒子種をあらわす。）分布関数に $f = f_0 + \tilde{f}$ という摂動が存在する場合、位相空間に於ける加熱入力密度は

$$S[f; x, \mathbf{v}, t] = \overline{S[f_0; x, \mathbf{v}, t]} + \delta S[f_0; x, \mathbf{v}, t] + \frac{\delta S[f_0; x, \mathbf{v}, t]}{\delta f_0} \tilde{f} + \dots, \quad (3)$$

のように摂動される。（ここでは概念の説明の為、最も単純な摂動を示している。）その結果、

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla + \frac{e_s}{m_s} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_v\right) \tilde{f} = -\frac{e_s}{m_s} \tilde{\mathbf{E}} \cdot \nabla_v f_0 + \frac{\delta S[f_0; x, \mathbf{v}, t]}{\delta f_0} \tilde{f} + \tilde{C} \quad (4)$$

のように分布関数の摂動の発展方程式が導かれる。右辺の第一項は、空間不均一性と結びつくことによって揺動が発展する通常の機構を指す。右辺第二項が新たな励起機構である。図6に示すように、速度空間の加速・加熱があるとき、揺動が存在すると、揺動と揃った位相をもって、速度空間の加速・加熱が摂動される。そのため、速度空間の加速・加熱によって揺動が強く励起されうる。従来の考察では、速度空間の加速・加熱によって速度分布関数に変形すれば安定性や揺動強度が変化することはよく知られている。その過程と比較すると、今回指摘する励起機構は、速度分布関数の変形結果ではなく、速度分布関数を変形しようとする力を新たな機構として指摘している。

一例として、捕捉イオン不安定性の成長率を評価した。 $\delta S/\delta f$ が時間の逆数の次元をもっていることに着目し、加熱密度の摂動を

$$\frac{\delta S[f_0; x, \mathbf{v}, t]}{\delta f_0} \tilde{f} = \gamma_{\text{heat}}(P) \tilde{f} \quad (5)$$

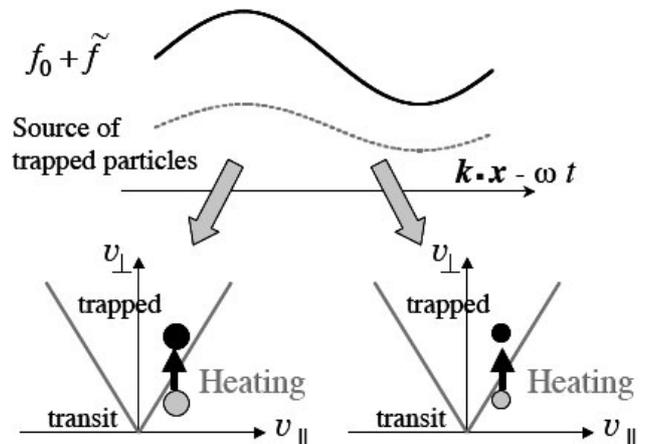


図6 揺動と加熱源が結合することで現れる、位相空間に働く新たな熱力学的力の説明図。下左右の図は、加熱により位相空間を動く粒子の数の大きを概念的に示す[18]。

と簡記する (P は加熱密度をさす). この補正を取り入れると, 捕捉イオン不安定性の成長率は

$$\gamma_{\text{TPM}} = \frac{r}{4R} \frac{\omega_*^2}{\nu_{\text{eff,e}} - \gamma_{\text{heat,e}}} - \nu_{\text{eff,i}} + \gamma_{\text{heat,i}}, \quad (6)$$

となる. (r/R は逆アスペクト比, $\nu_{\text{eff,e}}$ は補促電子の実効衝突周波数.) 分母に (加熱入力と直接比例する) γ_{heat} という項が含まれている. 加熱入力が変動すれば, 加熱の変動とほとんど同時に, 不安定性が影響を受ける.

非線形効果を繰り込んだ結果を紹介する. 加熱入力の摂動として, プラズマの圧力変動によって加熱入力密度が変動する過程 $P = \bar{P} + \gamma_h \tilde{p}$ を考える. γ_h は, モーメント

$$\left(\int d^3 v v^2 \left(\frac{\delta S[f_0; x, v, t]}{\delta f_0} \right) \tilde{f} \right) \left(\int d^3 v v^2 \tilde{f} \right)^{-1}, \quad (7)$$

に相当する. 繰り込み解析の結果, 定常状態の関係式

$$\langle \varphi_1 \varphi_1 \rangle = \frac{1}{1 - \gamma_h \chi_0^{-1} k_{\perp}^{-2}} \langle \varphi_1 \varphi_1 \rangle_0, \quad (8)$$

が得られる. ここで $\langle \varphi_1 \varphi_1 \rangle$ は揺動強度を示す. 分母に $1 - \gamma_h \chi_0^{-1} k_{\perp}^{-2}$ という項が現れる. この項は加熱の on-off に応じて変動するので, 揺動強度と乱流輸送の強さが加熱強度に応じて変化することが予言される. 共通の加熱入力に対し, 長波長モードほど変動が大きいことも予言される.

加熱入力が $\gamma_h(t) = \gamma_{h0} H(t - t_0)$ のように step function で変動する場合, 揺動強度は

$$\langle \varphi_1 \varphi_1 \rangle = \left(\exp(-(\chi_0 k_{\perp}^2 - \gamma_{h0})(t - t_0)) + \frac{1 - \exp(-(\chi_0 k_{\perp}^2 - \gamma_{h0})(t - t_0))}{1 - \gamma_h \chi_0^{-1} k_{\perp}^{-2}} \right) \langle \varphi_1 \varphi_1 \rangle_0, \quad (9)$$

という過渡応答を示す. 図7に図示するような勾配-流束関係にヒステリシスが現れる.

位相空間に働く新しい熱力学的な力を, 従来によく知られたパラメータ (レイノルズ数など) と図8において対比する.

位相空間の結合を考えることで, 新しい流れの駆動機構を提案した[58]. 従来の帯状流等の駆動を考える時, 実空間における半径方向とポロイダル方向の速度揺動を求め, それらの相関を計算することにより, 平均された運動量流が求められてきた. 新たな研究では, 流体運動 (速度空間の自由度は粗視化により無視されている) ではなく, 個々の捕捉粒子の運動に着目した. すると, 捕捉粒子の運動について, トロイダル方向の速度と半径方向の変位という, 位相空間の中で渦運動が存在することを見いだした (図9). そして, 径方向電場が存在する時, この位相空間の渦運動が歪み, 平均としての運動量流を作ること示した. 流体運動としてポロイダル方向の流れを生み出すようなドリフト波乱流が存在する時, この新しい機構で作られるトロイダル流を求めた. この新しい機構で駆動されるトロイダル加速度と, 従来求められてきたポロイダル加速度の間に

$$\frac{\partial \langle v_{\zeta} \rangle}{\partial t} = M_{\zeta \leftarrow p}^{\text{gran}} \frac{\partial \langle v_{\theta} \rangle}{\partial t}, \quad (10)$$

という比例関係が得られ, 比例係数 $M_{\zeta \leftarrow p}^{\text{gran}}$ が求められた. (比例係数の具体的な表式は[58]に示されている.) ポロイダル方向の流れを駆動することでトロイダル流に転換される新しい機構を示した.

3.1.2 速度空間の確率・統計的構造と非線形不安定性

位相空間のでこぼした構造が自発的に生成消滅することがモノグラフ[19]で説明されている. それらは, 流体モ

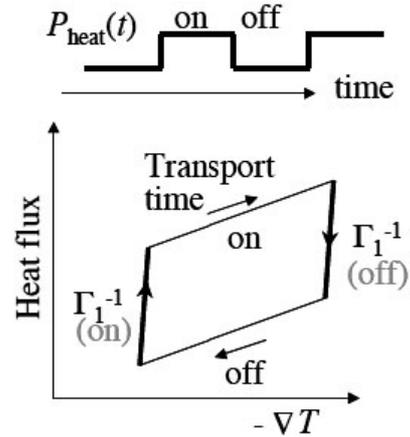


図7 位相空間に働く新たな熱力学的力を考え, 加熱入力の on-off に伴う温度勾配と熱流との間のヒステリシスの理論的説明.

Sheared flow (Reynolds number)	$R_e = \frac{aU}{\nu} \rightarrow \frac{U a^2}{\nu}$
Fluid heated from bottom (Rayleigh number)	$R_a = \frac{a^3 \beta g \Delta T}{\nu \chi} \rightarrow \frac{\Delta T}{a} \beta g \frac{a^4}{\nu \chi}$
A pressure-gradient turbulence in magnetized plasmas	$\mathfrak{S} = \alpha \frac{\kappa p_0^{\tau_{Ap}^{2/3}} a^{8/3}}{m_i n_0 \chi \mu^{1/3}}$
New control parameter associated with plasma heating	$\frac{\partial P_{\text{heat}} a^2}{\partial p \chi}$

図8 従来の実空間の不均一性に起因する駆動源を特徴づけるパラメータ (レイノルズ数とレイリー数, プラズマ乱流の駆動パラメータ, 並びに新しい熱力学的力)[17].

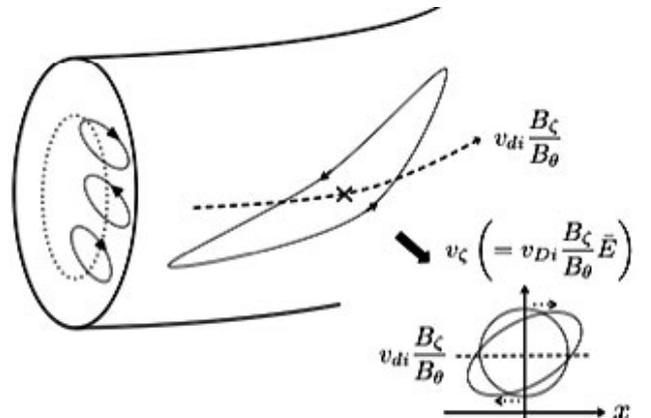


図9 位相空間の渦と, それを通じたトロイダル流の駆動. ポロイダル断面 (左) に傾いた $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 渦運動を示す. バナナ軌道とバナナ中心の歳差運動 (点線). その揺動電場のもとで, バナナ中心は右下に示すような位相空間の渦運動を行う [58].

デルではたいてい無視されてしまうが、乱流や乱流輸送のダイナミクスに重要な働きをする。

シミュレーションにより詳細な研究がなされた[59-63]。揺動の励起という観点からは、亜臨界乱流（線形安定なパラメータ領域でも揺動のレベルが閾値を超えると発生する不安定性をもたらすもの）を生み出す重要な過程である。モノグラフ[19]に述べるように、位相空間の統計的なでこぼこが生まれると、有限の時間存在し消えていく。その寿命が有限なので、「平均」速度分布関数は、滑らかな速度の関数ではなく、多数のグラニュレーションを含む複雑な構造をもつ分布になっている。（図10に例を示す。）普通の安定性解析では shifted-Maxwellian 分布など滑らかな関数例を対象に安定性を計算しているが、現実のプラズマではそうした想定は単純化しすぎたものである。複雑なでこぼこが故に、巨視的パタメタは線形安定な領域にありながら、着目するモードや揺動が不安定成長を示す。亜臨界励起があることによって、揺動や乱流の突発的発生が起きるようになる。

モードの励起に於いて非線形不安定性がおきるように、グラニュレーションによって乱流輸送に於いても線形安定性とは独立した輸送過程が現れる[58, 62-66]。準線形理論の枠組みでは、Kadomtsev formula が線形成長率 γ を用いて、輸送係数 D について $D \sim \gamma k^{-2}$ というような表現を与えたように、線形成長率と準線形輸送モデルは緊密に結びついている。しかし、位相空間の統計的なでこぼこ「グラニュレーション」などを考えると、滑らかな部分（それに対して準線形輸送が計算されている）に加えて、でこぼこに起因する部分が現れて来る。線形不安定境界近辺の限られたパラメータ領域についての局所的理論の範疇ではあるが、グラニュレーションなどの構造を考慮した輸送流束の公式がまとめられた：

$$-D\langle f \rangle' + F\langle f \rangle, \quad (11)$$

輸送流の中に抵抗 F として観測される部分が生まれることが示された。

更に、揺動成分の緩和率にも影響を与える。無衝突プラ

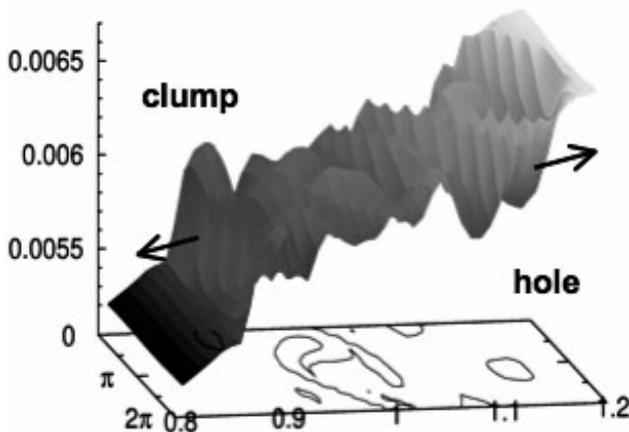


図10 位相空間での様々な構造（グラニュレーション）の発生（Lesurによる）。

ズマであっても、揺動がグラニュレーションを作り出しそれが消失する、という過程が起きている。したがって、そのプロセスに付随した緩和が起きる。乱流揺動の緩和率が、径電場のシアに代表される電場不均一によって増加することは世界的な注目を集めた。同時に、グラニュレーションの生成消滅のような位相空間のダイナミクスによる緩和も起きる。位相空間の緩和機構と電場不均一の影響の双方（具体的には、実空間の $E \times B$ シア流による効果、実空間での乱雑化の効果、速度空間の差による非相関化）を含めて揺動の緩和率を解析する研究が進んでいる[64]。

輸送現象を「静的」に捉えていたときは、平均量の不均一性を考えているとき、その不均一性は、巨視的なスケールで変動する「滑らか」な関数だと捉えていた。（滑らかさが破れるのは輸送障壁の場合、と捉えてきた。）しかし、輸送現象を「動的」に把握しようとするとき、実空間と位相空間の双方で、巨視的変数（プラズマ圧力、など）の不均一は単純な滑らかな関数ではなく、統計的なでこぼこを含む関数となる。対象となる分布のクラスが拡張しており、輸送物理の質的拡張をもたらしている。

3.2 多スケール乱流の構造と輸送

3.2.1 メゾスケール揺動の選択則と非平衡性

多スケールの揺動が共存する乱流を表現する法則を「選択則」の形で表現するアプローチが成果を挙げてきた[1]。その考え方により、プラズマの多スケール乱流の表式を得た。

それぞれの成分のエネルギー配分は、基本的な問題である。マイクロ揺動、メゾスケール揺動（帯状流、GAM (geodesic acoustic mode)）が共存しうる場合の、出現領域、エネルギー配分比等を導いた。これらの成分のエネルギー密度を変数として、非線形発展方程式を考察し、系の全体的発展を司る Liapunov 関数を求めた[67]。帯状流と GAM の減衰率をパラメータとして選択則が得られた。励起されたメゾスケール揺動の強度は、オーダーとしては、マイクロ揺動と同程度であり、反磁性ドリフト速度に相当するエネルギー密度になる。

メゾスケール揺動については、半径方向の波長のスケールがどのように決まるかという問題が重要である。線形成長率が最大になるスケールと、最終的な定常状態のスケールが異なることは以前から知られている。メゾスケール揺動の発展を決める非線形理論を発展させ、実現するメゾスケール揺動の波長のスケールを決める表式を得た[68]。GAM の周波数を観測することで、プラズマの組成を測ることができることが指摘され、GAM スペクトロスコピーと呼ばれている[69]。その精度を上げる為には、GAM の分散関係への非線形効果による補正を取り入れる必要がある。[68]や[70]の結果を活用し実験観測での精度を高めることにも繋がることを示した。

このように多種の揺動が存在する不均一プラズマは、しばしば「遠非平衡状態」と呼ばれる。熱平衡状態からかけ離れているという論述をする為には、乖離の度合いを表すメジャーが必要である。揺動強度や、乱流輸送による緩和の速度等の視点から、乖離の度合いを表すメジャーを導入

した[71]. こうした表式によって, 異なるプラズマ状態の非平衡度を通覧することが可能になる. (参考図11)

3.2.2 メゾ・マイクロ系での競合や実空間・位相空間非局所結合

不均一プラズマでの揺動は, 時間・空間的に非局所的な結合を引き起こす. 多種の揺動の多様な応答も考慮にいれ研究を進めた.

多種の揺動が励起される時, それらの揺動の相関長の中に含まれる多数の揺動が励起に寄与する. ある局在した領域で, ミクロ揺動が強く励起されるとすると, そのミクロ揺動はメゾスケール・マクロスケールの揺動を強める. メゾスケール・マクロスケールの揺動が強まると, ミクロ揺動が強く励起される位置とは異なる場所でのミクロ揺動が抑制されることになる. 一カ所の乱流輸送が強くなることで別の位置での輸送を抑える効果をもたらすので, 「シーソー効果」と呼ぶ[72]. 乱流内の集団的な非線形結合の一つである. たとえば, ドリフト揺動 (強度 I で表示) と帯状流 (強度 E で表示) の系の結合方程式を考える. 帯状流の径方向相関長 L の範囲に居るミクロ揺動のすべてが共通の帯状流を励起するので

$$\frac{\partial}{\partial t} I(x) = \gamma(x)I - \omega_2 I^2 - \alpha EI, \quad (12a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} E = \alpha E \frac{1}{2L} \int_{-L}^L dx I - \nu E, \quad (12b)$$

のように空間結合をあからさまに含む. (簡単化の為, 結合係数 α や非線形減衰係数 ω_2 や帯状流の衝突減衰率 ν を定数としているが, それらの空間分布を取り入れても結論は変わらない.) この結果, 帯状流もドリフト波も同時に励起されているような状況では, 定常解として

$$I(x) = \frac{\gamma_L(x)}{\omega_2} - \frac{1}{2L} \int_{x-L}^{x+L} \frac{\gamma_L(x)}{\omega_2} dx + \frac{\nu}{\alpha}, \quad (13)$$

となる. ミクロ揺動強度が (そしてその結果乱流輸送強度も) その位置のパラメータで決まらないことになる. 観測点 x から離れた位置において不安定性が強い (弱い) 場合, x では局所評価より揺動レベルが下がる (上がる). シー

ソー機構と呼ぶゆえんである. 勾配と輸送の関係が局所的な関係式では決まらないことを示し, 局所的クロージャーの破れの一つの典型的な例である.

プラズマパラメータの実空間の不均一性や非対称性は, 乱流駆動の起源として捉えられている. 同時に, 揺動の不均一性や非対称性が生み出す流れにも興味が集まっている. 特に, トロイダル流の発生に対して, 揺動のエンベロープの空間不均一性が集中的に研究され, まとめを刊行した[73]. プラズマ表面近傍では, 表面を境に磁場構造やプラズマ構造が急変するので, 揺動の空間不均一が更に顕著になる. また, プラズマ内部から励起され外へ向かって伝播するミクロ揺動と, プラズマ表面近傍で励起され内部へ向かって伝播するミクロ揺動と, 双方があるので, 内側・外側の対称性も大きく破れる可能性がある. これらの過程により, GAMと低周波ZFの間にエネルギーの交換が生まれ, GAMが低周波ZFを励起する可能性を指摘した[74,75]. トカマクプラズマの表面近くでは, 安全係数 q 値が高く, 従来の準線形理論によると選択的にGAMが励起されると考えられているが, 実際には低周波ZFも観測されている. この解析は, 低周波ZFが生まれる新しい可能性を示唆している. 空間構造の差による再配分の過程が起きる.

GAMを介在としての非局所的な結合は, 実空間だけではなく位相空間でも起きる. 高速イオンがあるとGAMを励起しうる. 励起されたGAMは, バルクイオンのLandau減衰を通じてバルクイオンへとエネルギーを移送する. 位相空間での非局所的なエネルギー交換が, GAMを介在として起きる. 粒子衝突過程では, (プラズマ温度より数十倍エネルギーの大きな) 高エネルギーイオンは主として電子を加熱し, イオンへのエネルギー授受は相対的に少ない. GAMを介在として主イオンへの選択的エネルギー移送が起きるので, GAM channeling と呼ばれる[76]. 実空間に限らず位相空間での結合の重要性が新たに知られるようになった. 励起されたGAMはミクロ揺動とも結合し乱流輸送に大域的影響を与える. GAMを介在として多種のエネルギー交換が起きるので, 今後GAM channelingの過程を整理して考察を進める必要がある.

非線形結合は有限の非線形緩和時間を伴って順次生起するので, 外部からの応答を観測することができれば, 非線形結合の強度や選択則を直接観測する可能性が生まれる. 外部回路によって揺動に摂動を与えた場合の応答を理論的に導き, 実験観測の手引きとした[77]. 外部回路から帯状流を駆動する例を考えると, (12)式に外部からの駆動源 S を加えた応答方程式

$$\frac{\partial}{\partial t} W = \gamma_L W - \omega_2 W^2 - \alpha ZW, \quad (14a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} Z = -\gamma_{damp} Z + \alpha Z \frac{1}{2L} \int_{x-L}^{x+L} dx' W(x') + S(t), \quad (14b)$$

が考えられる. この駆動源 S が $\exp(-i\omega t)$ という時間変動すれば, 帯状流の強度の振動は

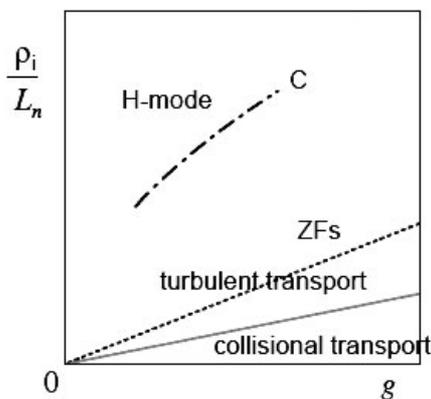


図11 非平衡度の強さを, 輸送過程の特徴で表す. 横軸の g はプラズマパラメータ, 図中 C は分岐のカस्प点の位置を示す[71].

$$z(t) = \frac{i\omega - \Gamma_{11}}{\omega^2 + i\omega\Gamma_{11} - \Gamma_{12}\Gamma_{21}} S(t), \quad (15)$$

$$\Gamma_{11} = \frac{\gamma_{\text{damp}}\omega_2}{\alpha}, \quad \Gamma_{12} = \gamma_{\text{damp}},$$

$$\Gamma_{21} = \frac{1}{2l} \int_{x-L}^{x+L} dx' \gamma_L(x') - \frac{\gamma_{\text{damp}}\omega_2}{\alpha}.$$

となる．線形成長率や帯状流の衝突減衰率は評価が容易であり，マイクロ乱流同士の非線形緩和率 ω_2 についてはスペクトル幅から評価する等従来の研究蓄積がある．それらに立脚し，応答を観測することができれば，振幅と位相遅れの周波数依存性を解析することにより，応答式から非線形結合強度 α の絶対値を評価することが可能になる．

3.2.3 プロブ，フロント，非拡散伝播

マイクロ揺動は短い波長（しばしばイオン旋回半径程度）をもつので，普通は，相関長もイオンラーマー半径程度の短い長さに留まると仮定されている．しかし，実際は揺動の強度が強くなり局在すると，その結果局在した構造が自己相関距離より長い距離を運動する可能性が知られている．そうした揺動のダイナミックな発展が起きれば，乱流駆動の輸送も影響を受け，マイクロ揺動の局所モデルでは表せない過程を生み出す．その例として，スクレイプオフ層領域のプロブや，揺動塊の移送が積極的に検討されている．巨視的圧力分布には，avalancheやfront過程が現れる．これらのプロセスは，動的応答を考えることで理解が進むものである．

スクレイプオフ層におけるプロブと輸送についてのシミュレーションと解析を進めた．スクレイプオフ層領域では，磁力線が壁と交差しシースができそこでの電気抵抗が大きい為には，インターチェンジ不安定性が起きるときに，荷電分離を打ち消そうとする沿磁力線電流が阻害される．そのため，インターチェンジ不安定性の発達を抑制する機構が弱まり，（半径およびポロイダル方向に局在した）プラズマの塊プロブが，荷電分離を伴って磁場の弱い方向へ移動し続ける．プラズマの塊プロブ自体のサイズの選択則を検討した．サイズが増せばインターチェンジ不安定性の成長率が上がるが，大きすぎるとプロブにバルーニング不安定性が起きる，二つの過程の競合からプロブのサイズと速度が決まることを見だし[78]，TORPEX 実験での比較に成果を提供した．（なお，大振幅の密度変動が一定速度で伝播する点には，ソリトンとの類似性がみられる．しかし，プロブ内でインターチェンジ不安定性が起きる等の機構が働き，衝突後の回復性が保証されていない等，ソリトンとは異なる．）

プロブの移動距離は，プロブのサイズより長く，スクレイプオフ層のスケール長にも及ぶ．揺動運動を考えると，プロブの寄与としては，揺動のミクロスケールではなく，プロブの運動距離という相関長をもつことになる．長い相関長をもつ揺動運動が含まれるので，プロブが存在する場合の輸送係数（熱流とその場の勾配の比）は，Bohm型になることを確認した[79]．プロブがプラズマ表面近傍で生み出されスクレイプオフ層へ伝播する場合，スクレイプオ

フ層のなかの乱流揺動は，遠く（表面近傍）で生まれ伝播してくるものである．

プラズマ内部でも，揺動の塊が自己相関長より長く運動することが知られ，フロント現象として集中的に研究されている．理論的には，

$$\frac{\partial}{\partial t} A = D_0 \frac{\partial^2}{\partial x^2} (IA), \quad (16a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} I = \gamma_L(A)I - \gamma_{NL}I^2 + D_0 \frac{\partial}{\partial x} I \frac{\partial}{\partial x} I, \quad (16b)$$

というような拡散非線形方程式を用いて性質が理論的に研究されてきた．（変数 A は巨視的な圧力の勾配（規格化）， I はマイクロ揺動の強度（規格化）を表す．）このモデルの背景は，圧力勾配でマイクロな線形不安定性が励起され，マイクロ揺動の自己非線形安定化が働き，さらにこの自己非線形効果は，揺動の相関長の範囲で揺動を空間的に再配分する効果を含むことに着目している．そして，勾配は，揺動の増大により緩和される，としている．これらの機構は，従来のマイクロ揺動による輸送現象の枠組みの中でも知られており，拡散的な輸送をもたらすと考えられてきた．しかし，このシステムは非拡散的な輸送現象をもたらしうる．動的応答を調べることでこの研究が進められた．その動機に沿って，プラズマ内部から伝わる熱流を境界条件で与え，勾配が自律的に発展するような大域的乱流シミュレーションを行い，勾配-流束関係を求めた[80]．勾配が人為的に固定されているのではなく，自律的にダイナミックに発展する状況では，フロントが自律的に形成され運動していることを示した．図12に温度勾配の変化を時間・半径面に表示した．勾配が高く変化した領域（図では明るい色で表示）が，中から外へと，一定速度で伝播する様が観察される．その構造を詳細に観察すると，局所的に揺動が強くなっており，圧力勾配が急変する．揺動の増大と勾配の変化がペアとなって，一緒に半径方向に移動していることがシミュレーションで観測され，その速度が反磁性ドリフト速度程度であることを示した[81]．図12に示すように，フロント前面で勾配が小さく後面で大きく，後面付近で揺動強度が最大になっている．この関係は，中から伝わるフロントでも，外から伝わるフロントでも，共通である．これらの結果は理論的予測を検証している．

3.2.4 長距離相関揺動の非線形励起

線形安定な巨視的揺動が，マイクロ揺動との非線形結合で励起される機構を解析した．GAMや帯状流の場合，励起されるメソスケール揺動自体が乱流輸送を引き起こすことが無いので，マイクロ・メゾ結合は輸送の抑制をもたらした[2]．一方，巨視的揺動[15]の例を考えると，このモードはそれ自体で輸送をもたらす．マイクロモードからこのような線形安定なモードにエネルギーが移る場合，全体として輸送が増えるのかそれとも減るのか，[82]で検討を行った．全体として輸送が減る条件は

$$\left(\frac{\gamma_L}{\omega_*} \right)^2 < \frac{\gamma_{\text{dec}}}{\gamma_{\text{dec,drift}}} \left\{ 1 + \left(\frac{2\pi r}{\lambda_r} \right)^2 \right\}, \quad (17)$$

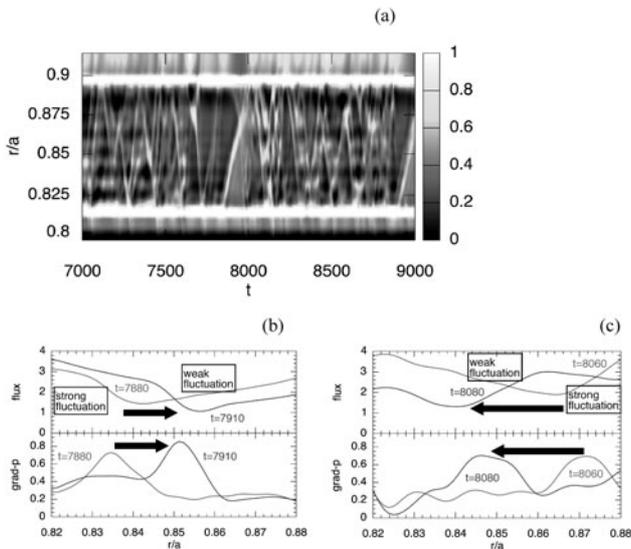


図12 非線形シミュレーションでの結果を時間-半径面上に示す。圧力勾配の局所的な変動(明るい色で表示)が半径方向に一定に近い速度で伝わっている。Front部分の空間分布を示し、外側へ(b)または内側へ(c)伝播の構造を明示[81]。

と与えられた、(γ_L と $\gamma_{dec,drift}$ はドリフト揺動の成長率と非相関率、 γ_{dec} と λ_r は長距離相関モードの非相関率と波長。) 安定不安定限界に近い条件の場合は、全体として輸送が減る。そうでない場合は、マイクロモードの寄与は減っても、全体として輸送量は増える。長距離相関モードは、輸送の「局所クロージャ」を破る働きをする。長距離相関モードまで含む輸送の全容解明は今後の課題である。

3.3 統計的特性

乱流揺動の塊は、(同時刻で定義される)自己相関長より長い距離運動しうる。乱流揺動の塊の長距離運動が乱流輸送に重要な働きをする状況では、伝播する距離と言う、新しい長さのスケールが現れてくる。フロントが運動する距離を二つのアプローチから解析した。一つは、非線形シミュレーションの結果を対象に統計的な解析を行った。他方は、avalancheやフロント運動の大域的な安定性を解析し、フロント運動の持続的な持続長を解析するものである。

直接シミュレーション[81]の乱流データを解析し、ラグランジュ相関を求めた[83]。(ここでラグランジュ相関と呼ぶのは、二時刻二点相関を求め、運動する軌道に沿って与えられる相関長である。)半径方向にフロントの進む時空軌道に沿って、熱輸送の統計的変動に対するラグランジュ相関を求めた。その半値全幅でフロントの伝播長 l_{Lag} を定義する。ラグランジュ相関長は、自己相関長(同時刻の半径方向2点相関の半値全幅によって求めたもの、オイラー的評価) Δ_{pulse} とは異なった値やパラメータ依存性をもつ。伝播長 l_{Lag} は全熱流 S にほぼ依存しない。一方、自己相関長 Δ_{pulse} は全熱流 S に $\Delta_{pulse} \sim S^{-0.23}$ と依存する。従って 両者の比は $l_{Lag}/\Delta_{pulse} \sim S^{-0.23}$ のように S に依存することになる。熱流が大きくなれば大きくなるほど、フロント伝播の重要性が増すことが見いだされた。

並行して、avalancheに於けるパルス状変動の伝播距離を解析した。パルス状変動が拡散伝播より早く運動するこ

とが知られているが、その運動が長波長の揺動を受ける状況を考える、その長距離揺動の不安定性を解析した。一様なパルスの伝播は、この長距離揺動の波長より長く自由に伝わることは困難であり、パルスの伝播距離を規定する一つの過程となる[84]。パルスが発生し、伝播し、伝播が不均一なものへと変動すると、輸送強度も半径方向に均一ではなく強弱を含む。そして平均量の分布は「しわ」が寄ったものとなる[84-86]。

大規模な非線形シミュレーションにおいても、ここで述べた統計的変動が発生していることが観測され[87]、動的揺動に関する統計的解析を進めることによって理解が深まると期待される。

4. 数値計測シミュレーター

4.1 数値直線プラズマ

直線基礎プラズマでは、揺動場について詳細な大域的同時計測を行うことが可能であり、したがって選択した非線形過程を定量的に観測することが可能な点に特長がある。その特長を生かすため、数値直線プラズマを用い、非線形過程の解析と実験への比較・予言をすすめた。

ドリフト波、帯状流、ストリーマーの系について、数値シミュレーションによって発現パラメータ領域を明らかにし、選択則を取りまとめた[88,89]。これら3つの特徴的なダイナミクスのとりまとめは一応完了したが、プラズマには更に多数のモードが存在する。3章に説明されている長距離相関揺動のように、非線形励起される安定モードの中にも、それ自身が輸送をもたらす場合がある。そうした状況を検討する為に、ドリフト波、帯状流、ストリーマーに加え、フルートモードも含めて考察した。フルートモードは、軸方向の波数がゼロで一様であるが、周方向に波数をもつので、励起されるとプラズマ輸送を引き起こす。磁場が均一であるとフルートモードは安定である。ドリフト波とフルートモードの波動と、帯状流などのメゾスケール揺動の双方を含むような場合を考えることによって、前章で述べた長距離相関揺動の役割の理解など、乱流輸送に関する理解が更に深まる。直線プラズマを再現する「数値直線プラズマ」Numerical Linear Deviceによってこの問題を考察した[90,91]。加熱入力を増加させることによって、乱流輸送の発生、そして輸送が抑制される状態への遷移を見いだすことができた[90,91]。遷移を図13に示す。加熱入力弱い場合は、衝突拡散で決まる輸送の性質を示す。入力が増し、揺動が発達するようになると、プラズマの総量や勾配の増加が抑えられる。更に入力を増し、閾値を超すと揺動の抑制が起き、プラズマの総量や勾配の増加が始まる。

5.3節で実験結果を述べるように、乱流レイノルズ応力と乱流駆動粒子流束を同時に計測し、粒子流束と運動量流束の joint PDF を求めることで、どちらが他方を駆動しているのか因果関係の実験的検討が行われている。実験では、粒子流束が先んじて変化することを検証し、密度の緩和によりドリフト波乱流が発展し運動量流束が駆動されるという描像を確認した。「数値直線プラズマ」を活用して joint PDF を作り、粒子流束と運動量流束の間の時間差を

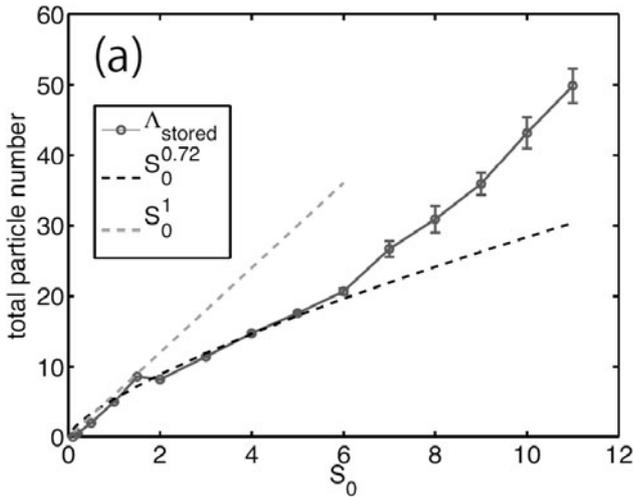


図13 直線プラズマにおいて、入力 S_0 を増すときに起きる遷移。縦軸は、プラズマ柱単位長さあたりの粒子総数。 S_0 の小さい領域の漸近線（直線）と、 S_0 の中間領域（乱流が強い領域）のフィッティングをそれぞれの点線で示す[91]。

観測した。実験条件では、運動量流がサイクロトロン旋回周期の数倍遅れることが導かれ、実験結果を説明している[92]。

直線基礎プラズマでは、不安定性としてドリフト波を中心に研究されているが、シミュレーションにおいてイオン温度勾配モードを励起する可能性を指摘した[93]。実際に実験において励起できれば、多数の不安定化機構の下での多スケール乱流揺動を研究できる。

4.2 トーラスへの拡張

直線プラズマ乱流シミュレーターが成果を見せたので、トロイダルプラズマへと拡張し、乱流計測シミュレーターへと発展させた。

トロイダルプラズマの不安定性と大域的な非線形構造形成の双方を取り入れた、非線形大域シミュレーションを構築した[94]。高温トロイダルプラズマでは、計測のデータが極端に限られる。このシステムの第一の応用は、実際の計測法によってえられるデータが、実際の乱流揺動をどのように変形・写像しているかを理解し、また、観測データから実際の乱流場を再構成する方法を探求することである[95, 96]。磁気アイランドが発生している時その周辺の径電場の観測について論じた[97]。もう一つの活用法は、プラズマ内で起きている非線形過程を計測し可視化するところにある。相関長の長い揺動と短い揺動の非線形結合の空間分布を明らかにした[98]。

4.3 マイクロ波反射計のデータ解析法

ITERの核融合燃焼環境下では、強い中性子等の放射場のため使用計測機器に限られる。マイクロ波計測は使用環境が広いので、マイクロ波計測シグナルから多くのデータを抽出する研究が重要である。乱流研究のための新しい解析法を研究した。

波動光学を活用し、反射計のシグナルから乱流揺動の相関長を観測する方法を考えた[99]。 ω と ω_0 の二つのマイクロ波を入射し、その反射波のそれぞれから、共通の周波

数成分を取り出す。それらの相関を $CCF(\Delta L)$ とする。 ΔL は、マイクロ波の周波数の違いによる反射点の位置の違い。様々な入射周波数の観測を行い、 $CCF(\Delta L)$ の関数形が実験で求められた場合、乱流自体の相関 $C(r)$ を求める変換とカーネル関数 K を得た[99]。

$$C(r) = \int_{-L_0}^{L_0} A \cdot CCF(\Delta L) K(r - \Delta L) d\Delta L \quad (18a)$$

$$K(r - \Delta L) = \int_{-2\omega/c}^{2\omega/c} e^{-i\kappa(r - \Delta L)} \left[e^{i\frac{\pi}{2}\text{sign}(\kappa)} \frac{|\kappa|}{\text{erf}^*(\sqrt{\kappa} L_0)} \right] d\kappa \quad (18b)$$

この結果は、多数のマイクロ波周波数での計測が乱流研究に重要なことをも示している。そこで、新たにマイクロ波コムを入射波として活用することを提案した[100]。マイクロ波コムは、キャリア波の位相がエンベロープに対して正確に固定されているところに特徴がある。そこで反射してきたパルスを、エンベロープの位相に基づいて周期的に畳み込むと、キャリア波の位相も正確に畳み込むことができる。キャリア波の位相の変動（揺動場を示す）を正確に観測し、しかもプラズマ内部に広く広がった領域での同時計測を行うことが可能になる。畳み込みのパルス数を増すことで、ノイズを除去できる。ECE計測に対しても新しい解析法の応用が考えられている[101]。

4.4 輸送モデルと構造形成

乱流過程を繰り込んで輸送モデルを構成し、巨視的構造の変化の研究を並行して進めた。内部輸送障壁が生まれる過程を[102]において解析した。電子温度勾配、新古典理論による径電場ならびに帯状流の径電場、そして乱流揺動の4者が組み合わさり、輸送障壁が生まれ、自律振動を起こすことが予想される。自律振動が発生する領域を理論的に予測した[103]。この結合系では、電子温度とイオン温度の比、温度や密度が重要な制御パラメータになる。正負電場の拮抗する境界位置付近で、自律的な振動が生まれることが予言されている（図14）。

帯状流の減衰機構に平均の径電場が及ぼす影響について、ヘリカル系を対象に調べた。径電場が正の状態の方が負の場合に比べ、リップル損失粒子の効果により、電場減衰率が小さい。そうした輸送モデルを検討した[104]。

非線形過程における分岐では、分岐が起きる条件をMaxwell構成則の拡張として表すことができる。径電場に分岐が起きた圧力分布にも分岐が起きる場合の構成則を得た。電場の分岐を司る構成則と、それを繰り込んだエネルギー輸送に関する条件式を得た。全体をまとめ二重構成則として定式化した[105]。

LHDでの動的輸送実験を再現できるか否か検討を進めた[106]。

4.5 MHDと電場や揺動との結合

巨視的な揺動のなかで磁気アイランドは特異な位置を占める。磁場トポロジーを変え、複数が発生すれば磁気面破壊も引き起こしうる。

磁気アイランドの発生についてシミュレーションを行い[107]、境界での摂動や外部の回路との結合により、アイ

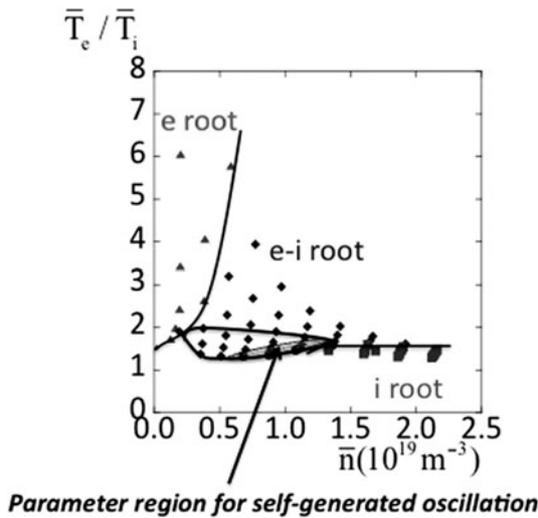


図14 electric pulsation 発生の領域の理論予測[103].

ランドの回転がどのように影響を受けるかを研究した [108, 109]. アイランドの回転により、プラズマにポロイダル方向の力が働き、乱流揺動との新しい結合過程となることを明らかにした [110-112].

磁気アイランドがマイクロ揺動と相互作用をもつ課題については、マイクロ揺動によるアイランド形成速度への影響を研究した [113, 114].

5. 基礎プラズマ実験

5.1 解析方法

プラズマ乱流実験では、実験データから物理過程の情報を抽出する、データの解析法の研究が重要である。最初に解析法の進展を簡記する。

5.1.1 時間変化する輸送係数の解析

実験データ、特に動的応答実験を解析する為の新しい手法を述べる。加熱入力のもジュレーションによる熱パルス実験では、温度変動の位相が半径方向に遅れることに着目し、実効的輸送係数が評価される。普通は、フーリエ変換によって変動周波数と位相を求めるが、輸送係数が急変する場合には適用が難しくなる。

ウェーブレット変換を適用することで、新しい伝播解析法を考案し、急変する環境下での計測を可能とした [115]. ウェーブレット変換での収束性を確認した。この方法により、磁気面破壊が途中で発生するような状況に於いても、発生時刻を評価することが可能となった。

輸送流についても、ダイナミックな変動に追従できる方法を、同様にウェーブレット変換を用い開発した [116]. 求める時間分解能と、対象が変動する動的な時間スケールの関連について、それぞれの方法の適用性を図15に整理して表示する。

5.1.2 因果関係の検定法

プラズマ乱流実験では、因果関係がしばしば探求の目的になる。因果関係を検定する方法について以下に二つの例を述べる。

一つ目の方法では相関に着目する。着目する二つの変数

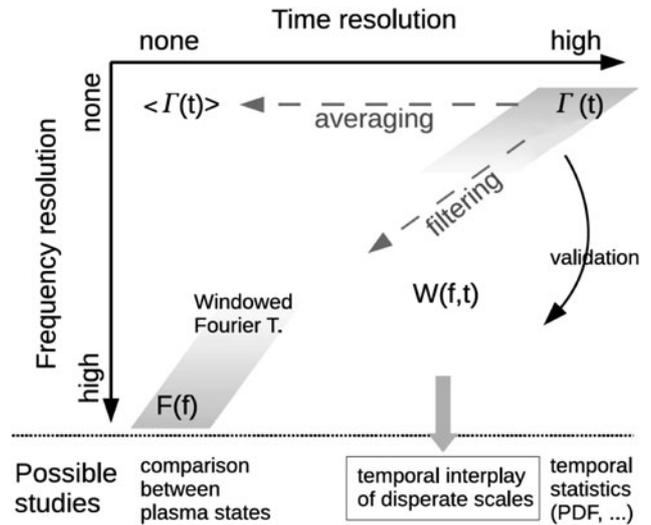


図15 wavelet 変換とフーリエ変換を用いる輸送流の評価法 [116].

(ある周波数レンジの揺動強度, etc.) の時系列 $\{X(t), Y(t)\}$ の因果関係があると想像され、それを検定する場合、相互相関

$$C(\tau) = \langle X(t)Y(t+\tau) \rangle, \quad (19)$$

を求め、 C が最大になる時間差 τ が正か負かによって、どちらの変化が先に起きているか決定する。因果関係があるなら先に起きるほうが原因である。統計的収束性を検定し、この方法の確実性を確認した [117].

もう一つの方法は、準周期的な変動 (リミットサイクル等) が起きている場合に自動的に順序を探査するアルゴリズムである。時系列 $X(t), Y(t)$ に対して向きをもった積分

$$A_j = \frac{\sum_{i=1}^{m_j-1} [X(t_{ij}) - X(t_{ij+1})][Y(t_{ij}) + Y(t_{ij+1})]/2}{(X_{j,max} - X_{j,min})(Y_{j,max} - Y_{j,min})}, \quad (20)$$

を導入する。ここで、 $t_{ij} = t_j + \Delta t(i-1)$ は時刻 t_j から始まる j -番目の周回変動の中で、 i -番目の時刻 (Δt の間隔で刻んだ観測で i 番目) を指し、 $X(t_{ij})$ と $Y(t_{ij})$ はその時刻に於ける X (および Y) の値を指す。 j -番目の周回変動の中で、 $X_{j,max}$ ($X_{j,min}$) は X の最大値 (最少値)。同様に $Y_{j,max}$ ($Y_{j,min}$) が定義される。方向性をもった面積 A (規格値) は、 X - Y 面のリサージュで囲まれた面積を $(X_{j,max} - X_{j,min})(Y_{j,max} - Y_{j,min})$ の値で規格化したものであり、周期の方向 (左回り, 右回り) が符号を左右する。この方法によって、 (X, Y) 面上での準サイクル運動が右巻きか左巻きかを求めることができる [118]. 自動的にデータ解析を行うことにより、サイクル運動の巻く向きを求める。図16にデータの例を示す。多変数の物理量間の前後関係を、自動的に観測し、因果関係を判断する為の確率的な分布を与える方法となっている。

波動の位相伝播方向の検出法も、向きを検出する問題に属す。定在波の探査法も [119] に論じた。

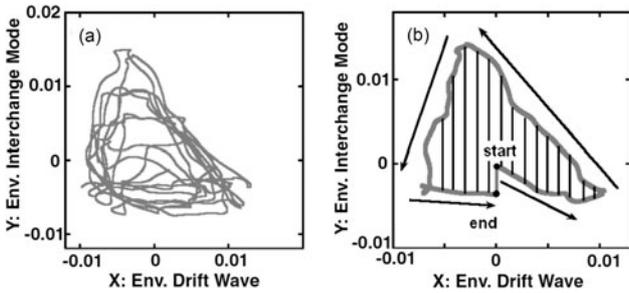


図16 二つの振動的な変動がある場合、どちらが先に変動するかを解析する手法（向きを持つ面積）とその適用。(a)は二つの物理量の時系列をリサージュで表示。(b)ではその中の一つのループについて、向きをもった面積を求める[118]。

5.1.3 温度や速度の揺動の観測

揺動による輸送を検討する為には、静電揺動と同時に、密度や温度、速度の揺動を同時観測する必要がある。基礎実験装置での、これらの計測についての検討も行った。

電子温度については、プローブ特性の理論に基づき、triple probeを用いて計測しその中から揺らぎを抽出する計測を実施した[120]。一方、揺らぎが存在するときに、多数のプローブ特性曲線を観測し、プローブ電圧と電流の時系列 $\{V(t), I(t)\}$ を、同時観測した浮動電位揺動の位相に着目して再構成する方法（条件付き平均法の一つ）も考案した[121]。浮動電位揺動の位相ごとにデータ取得時刻を種別する。それぞれの位相区分に属する取得時刻における $\{V(t), I(t)\}$ を集約して、それぞれの位相ごとに温度を求める。浮動電位揺動の位相に沿った温度の時系列とし、温度揺動を評価する方法である。

運動量輸送の実験研究には、速度揺動の観測が必要である。マッハプローブを用いて速度揺動を観測した[122]。光学的な観測で、発光強度の変動パターンから、プラズマの速度を推定する方法との比較も進められている。

以上の解析では、レファレンスとなる揺動を用いた畳込みによって統計精度を高め、相関をもつ成分を抽出している。その意味で、レファレンスとなるデータに対し、統計的裏付けをもった把握法が重要になる。擬周期的な揺動データに対する方法を考案した。高次の高調波成分まで正確に計測することが非線形結合の定量的観測には必要である。フーリエ変換や単純な畳込みの方法では周期的なデータには適用できるが、擬周期的データでは限られた情報しか抽出できない。そこで心電図の解析法等で使われている「テンプレート」抽出法をプラズマ揺動の研究に適用できる形に定式化した[123]。非線形波形が繰り返し現れる時系列の中から、波形をテンプレートとして抽出する。そして時系列とテンプレートの相関から、各時刻がテンプレートのどの位相にあたるかも求めることができる。図17に挙げる例では、データの時系列と周波数スペクトルを(a)、(b)に示す。この時系列から抽出したテンプレートを(c)に示す。時系列データとテンプレートの区間相関の時間変化を求めることで、揺動の準周期的発生を観測できる。各時刻の区間相関は、その時刻をこのテンプレートに当てはめ

た位相に相当する。テンプレート法はある基準を作る方法論であり、この場合は、この位相を、温度を計測する目的での畳込み解析において時間領域を区分する為のレファレンスとして適用することができる。

5.1.4 ウェーブレット解析

本研究が取り組む動的応答の探求においては、5.1.1節に説明した通り、ウェーブレット解析法がしばしば有効である。本章の以下の節にもその応用例が紹介されている。実験結果の解析では、多数の揺動成分の間の相関や高次相関を求めることが基本的作業になるが、ウェーブレット解析を効率よく実行するアルゴリズムをまとめ[124]に報告した。計算の並列化によりデータ解析が高速化でき、現実的な時間の中で動的な乱流解析が可能になることを明らかにした。

5.2 非線形結合

プラズマの中で発生する多様な揺動が観測され、非線形機構が定量的に観測された。不安定な揺動の観測を述べ、その後に様々な非線形過程の観測を報告する。

5.2.1 不安定波動

従来の報告[1]にあるように、直線基礎実験プラズマでは、主としてドリフト波不安定性によって揺動が生まれている。4.1節に述べたように、ドリフト波以外にも、線形不安定な異種モードが共存できる。磁場に局率があればフルートモードも不安定になり、ドリフト波と共存・競合しうる[125, 126]。また、線形安定な場合でも、ドリフト波からのエネルギー配分により、フルートモードが励起される可能性を理論的に示した。ドリフト波とともに、フルートモードも観測されている。

ドリフト波は、帯状流やストリーマー構造を形作るが、それらを伴わずに高調波を励起した非線形構造を作ることにも観測されている。 $m=1$ の基本波に加え、位相速度が共通な高調波が励起され、準定常状態の鋸歯状の波として現れる。この波は、帯状流と結合し、周波数の高い微細な波動(splash)を放出する[1]。その揺動振幅の統計分布を観測して報告した[127]。

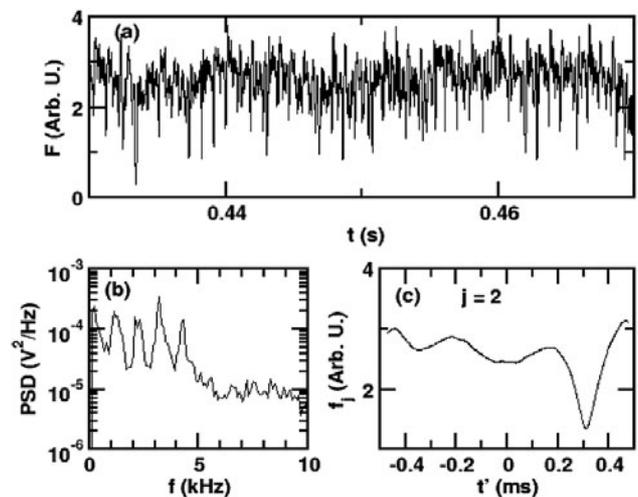


図17 揺動の時系列、周波数スペクトル、構成されたテンプレートを(c)に示す[123]。

プラズマ内部で $m = 2$ のモードが発達し、それがもとで外部へ $m = 1$ の構造をもったプラズマ塊が放出される現象を研究した(図18) [128]. 不安定波動から発達した密度変動が孤立した塊の形で放出される現象は、動的的非線形緩和の典型例であり、今後解析が進められる。

なお、非線形孤立波は鋸歯状の波形に発達する。伝播の前面が切り立つか、後面が切り立つか、選択性の機構も明らかにされた。九州大学の実験装置 PANTA (Plasma Assembly for Nonlinear Turbulence Analysis) では、後面が切り立つ鋸歯状波が報告されている。Numerical Linear Device を用いたシミュレーション結果と、基本波と高調波の結合の安定性解析から、選択を決めるパラメータとして

$$\Xi = \partial_r \ln \left(\frac{|\phi_{11}|}{|N_{11}|} \right), \quad (21)$$

が得られた[129]. ここで ϕ_{11} と N_{11} は、基本波のポテンシャル揺動と密度揺動を指す(いずれも規格化されている). この Ξ パラメータが正であると波の伝播前面が切り立ち、負になると後面が切り立つ。ボルツマン分布であれば $\phi_{11} = N_{11}$ となって Ξ はゼロになる。すなわち、ボルツマン分布からのずれが半径方向に増すか減るかで非線形波動の形が異なることが見いだされた。実験での揺動の基本波の観測値を用いて、この式に基づいて考えると、後面が切り立つ予測となる。予測と実験結果は合致しているが、今後更に広い条件で検証を進める。

5.2.2 ストリーマーを含む系

ストリーマーのように、周方向に伝播するドリフト波が自己収束する過程は、帯状流(周方向に一樣で半径方向に変動)とともに、ドリフト周波数帯の揺動の非線形過程の典型例である。

ストリーマー構造は、ドリフト波により、周方向に $m = 1$ のモード数をもち半径方向に節をもつモデレーター(こちらは線形安定)の組が作り出す非線形構造である。この野崎-谷内の描像は、[11]で報告され、解析の詳細が進展した[130-134]. 非線形結合の全体像を報告した。プラズマ柱の一断面を選び、その中のある半径位置で、周方向全体を覆う同時計測を行い、周方向波数ごとに分解した時系列を得る。それらの多数の時系列同士の非線形過程とし

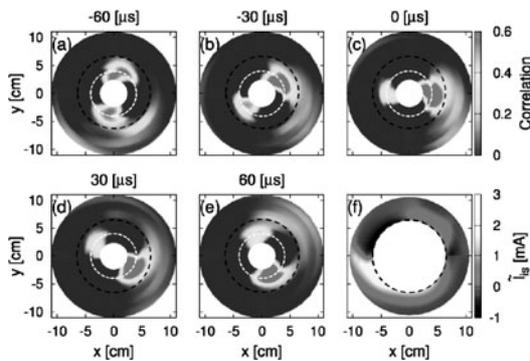


図18 $m = 2$ の揺動が発達し、 $m = 1$ の塊を放出。空間2次元2時刻の、三次元相関データから、いくつかの時刻の等高図を示す。(白い点線は、 $r = 4$ cm の半径位置) [128].

て

$$\begin{aligned} m &= m' + m'', \\ \omega &= \omega' + \omega'' \end{aligned} \quad (22)$$

のように波数と周波数が同時に合致した組み合わせの非線形結合を求めた[131]. 低い周波数で励起されている成分は、モデレーターの周波数に対応する組み合わせで顕著な結合を示す。即ち、モデレーターと明確にモジュレーション結合していることが示されている。一方、高い周波数の成分で相関時間の短い成分がスペクトルではなだらかな広がりとして観測されているが、それら同士は非線形結合していることが示された。そして、like-scale の非線形結合で高調波が波数空間において広がり、(減衰率が大きいので)結果として、揺動のエネルギーを緩和させている。

ストリーマーの場合、非線形結合(強度や位相)が半径方向に一樣であるとされる。それは、帯状流では半径方向に振動することと比較し際立った違いであり、ストリーマー構造の特徴である。[131]は(共通の半径において)周方向の構造を議論した。半径方向の結合構造についても研究し成果を報告した[132]. 図19に示すように、結合の位相が半径方向にほぼ一定であることも確認した。これらは、ストリーマーの非線形過程を多面的に検証した結果となっている。

5.2.3 非線形結合強度(効果)の時間空間非均一性

中性流体の乱流の理想化された状態について「一樣等方性乱流」というコルモゴロフの透徹した描像が提示されている。同時に、長距離(長時間)の現象と短距離(短時間)のモードが結合して、スケール間結合が現存する事も本質的であり、そうした非平衡性は、「一樣等方性乱流」の枠を超えている。我々の扱うプラズマのマルチスケール乱流では、空間一樣ではなく、準二次元の制限のもとで、(半径方向・周回方向)面内で等方でもない。[135, 136]では、プラズマ乱流の中で起きる非線形結合の時空分布を実測し、如何に非線形結合が時空局在しているかを観測し報告した。周波数の高い二つの成分と周波数の低い成分からなる三変数のバイコヒーレンスを求めた。条件付き解析法を適用することで、バイコヒーレンスの動的変動を観測することに成功した。非線形結合の強い領域は、波動の位相速度とともに移動していることを観測した。

帯状流が存在する場合にも、時空局在した非線形結合が

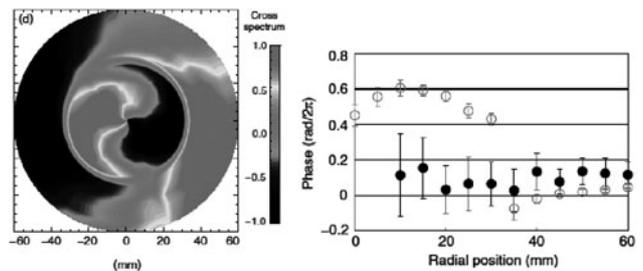


図19 ストリーマーにおけるモデレーター成分の波形をプラズマ断面に示す。(左). 非線形結合の半径方向の分布を示す(右の黒丸) [132].

起きている[137]. 時空に局在した位置で高次高調波が発生していることを見いだした. 高次の高調波成分の励起については, 帯状流の位相に着目する必要があることがわかる. 図20の(a)は帯状流成分の時間変化, (b)は孤立波成分の(ピーク位置, および裾野位置)での時間変化を示す. (c)には高次高調波成分の時間変化を示す. 帯状流のある位相に局在して微細な揺動が非線形的に励起されることが見いだされた. 理論のレビュー[2]で述べられたように, メゾスケールの帯状流のなかで, ミクロな揺動は細かくされエンベロープの半径方向の一様性が破れる. その結果, ミクロな成分同士の非線形結合も, 帯状流の位相に応じて強弱の変動を受けることになる. ここでの観測により, 帯状流と不安定波と微細な揺動の関係が実験的に明らかにされた.

[135-137]ではプローブで得られたデータをもとに解析されていることと比較し, [138]では, 可視光の変動から速度揺動を推定したデータに対して解析を適用した. この方法では, プローブが使えない状況で活用できること, 更に広い空間全体を覆って観測することが可能である等の長

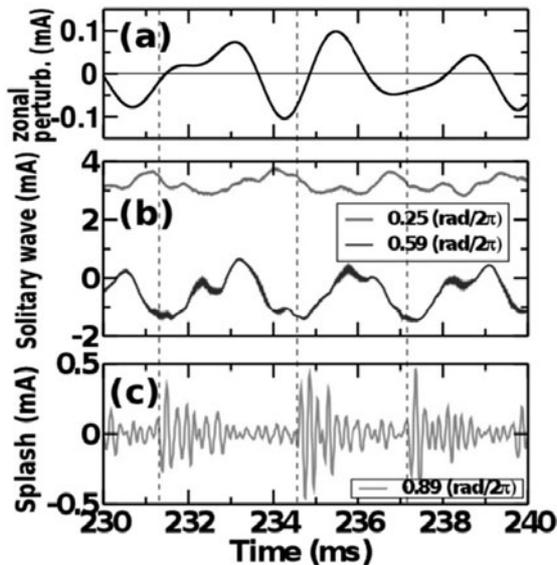


図20 高調波の発生(c)は, 帯状流の位相の中で局在した時刻(a)に起きる[137].

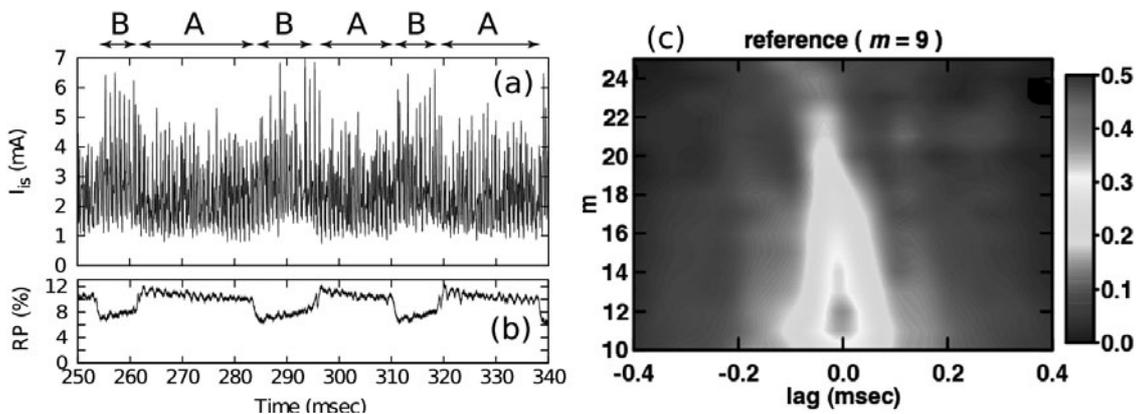


図21 二つの揺動状態の間を遷移するプラズマ. 密度の変動(a)と, 入射波のアンテナへの反射率(b). (c)は, 左に見られる遷移の時刻での $m=9$ 成分の応答を基準にした, 高い m モードの応答の相関を示す. 高い m のモードは, プラズマイナス 0.1 msec 以内に同時に遷移が起きている[139].

所を持ち, 今後の適用可能性が広がる.

5.2.4 動的变化

乱流では, スペクトルの中でカスケードが起きて, 空間スケールの大きな波から小さなスケールの波(揺動)へと順次エネルギーが渡っていくと広く考えられている. ドリフト波のバイスペクトルを観察すると, 細かなスケールの揺動がエネルギーを得ている[1]. しかし「順々に」渡っていくのかは実験的に明らかにされていない. スペクトルのダイナミックな変化や全体の変動を観測する必要がある.

プラズマ乱流スペクトルの動的観測という課題に取り組み, スペクトルの時間発展を観測することに成功した[139-142]. 直線磁化プラズマでは, [1]に報告したように, 孤立波状態や, ストリーマー等様々な乱流状態が実現される. 乱流揺動の状態が変わるパラメータ近辺では, 乱流が自発的に二つの状態の間を行き来する自律的振動状態が現れる(図21). この自律振動に着目し, 乱流・揺動状態の変動がどの周方向フーリエモードから発生するか観測する. 最初にジャンプが起きるのは, 図21の場合 $m=2$ の成分である. その変動が起きる時刻をレファレンスとして, 他の成分の変動がどのような時間遅れで発生するか観察し, 波数空間の時間発展を研究することができる. 周方向波数 $m \sim 10$ 程度の成分と比較し, より高い m 成分の変動の前後関係を調べる為に, 両者の変化の二時間相関を遅れ時間と波数の空間で表示したのが図21(c)である. 周方向波数 $m \sim 10$ 程度より先では多くのモードが一緒に変動しており, 順々に m の高い成分へとエネルギーが移るといった単純な描像とは異なる. 高い波数の成分が相互の時間遅れなく一体で応答するという観測結果を得た. この結果はモジュレーション結合のように, 低い波数(長スケール)の成分と, 高い波数(短スケール)の成分が直接結合する, スケール交差する非線形結合の特徴を表していると考えられる.

5.2.5 競合

乱流状態図をまとめた. PANTA プラズマの中に現れる乱流揺動の区分を運転パラメータ(磁場と粒子補給圧力)に整理したものを図22に示す[143]. 孤立波状態や, ストリーマー等様々な乱流状態の間の競合が起きていることが

示されている。

5.3 輸送流束の統計的観測と把握

帯状流の研究には既に多くの成果が報告されてきた[1]。多くの実験は、少数の点での長時間平均による静的な観測に留まっている。多スケールの乱流構造形成を研究する為には大域的な観測が必須である。非平衡性の定量的把握の為にも統計的性質の実験解析研究が必要である。

帯状流の駆動源は、乱流揺動によって作られる運動量輸送である。周方向運動量の半径方向への流れを観測する為には、レイノルズ応力プローブが有効である[144]。運動量輸送の大域観測と統計的性質の把握にも進歩があった。レイノルズ応力プローブを多数配置し、乱流揺動による応力の多点同時計測を実現した[145]。周方向運動量の半径方向への運動量流を観測し、ガウス統計からの乖離を観測した[146]。運動量流の値の統計分布は、Stretched Gaussianとなる。即ち、観測量Zの値が取る確率密度分布(PDF)が

$$P(Z) \sim \exp(-Z^\alpha). \quad (23)$$

ただし $\alpha < 2$ 、という依存性であることを確認した。(図23)。そのべき数 α が、観測領域を広く取り平均することで変化する様も定量的に観測した。周回方向の積分領域が、相関長程度より短い領域では、積分範囲の長さとともにべき数 α は急速に増大する。積分領域が広がると、べき数 α が一定値に収束し、統計分布が収束することが示される。半径方向の粒子流束を同時に計測し、粒子流束と運動量流束の joint PDF を求めた。その結果、粒子流束が先んじて変化することを検証し、密度の緩和によりドリフト波乱流が発展し運動量流が駆動されるという描像を確認した。

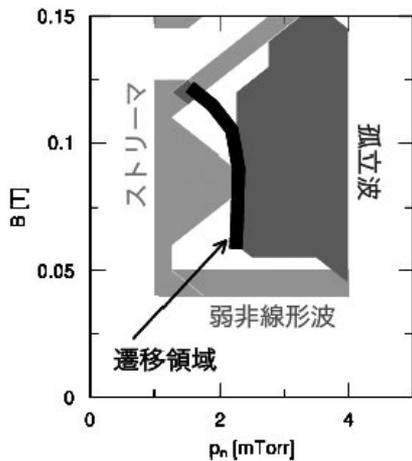


図22 PANTA プラズマにおける揺動状態図[143].

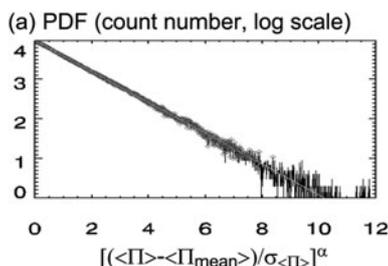


図23 運動量流の Stretched Gaussian 分布[146].

5.4 ポテンシャルの外部制御

5.4.1 終端板バイアスによるポテンシャル制御

半径方向の平均電場変化が乱流場への影響を与えることは知られている。直線プラズマの特徴を生かし、終端板にバイアス電圧を掛けることにより、プラズマ柱内の電場を制御する実験を行った。図24に、概念図と電極の形を示す。プラズマ中央部を通る磁力線がバイアス電極に交差し、バイアス電位をかけることによりプラズマ中央部の電位を制御することをめざしている[147]。

第一ステップでは、終端板をプラズマ源から遠方に置いた実験を行った。プラズマの再結合が起きている領域にあたる。こうした条件を選んでスタートするのは、外部電源回路に流すことができる電流値に制限があるため、電極電流の低い状況から実験を始めている故である。順次、電子温度が高い領域への実験を予定している。

5.4.2 揺動への効果

この実験で、プラズマ乱流輸送の遷移が誘起できることを発見した[147]。バイアス電流を正にかけると、バイアス電圧が増すと、電極電流は最初増加しその後飽和する。更に電圧を強くすると、閾値を超えたところで遷移が発生する(図25)。図25(c)には、揺動強度の変化をあわせて示す。バイアス電位が50 Vに至り遷移が起きると揺動振幅は急速に減少する。図25(d)に示すように、遷移の前後を比較すると、密度の半径分布が急峻に集中した分布になっている。

この遷移は、半径方向の径電場構造の変化を伴っており、それによる乱流への効果が一つの機構である。それと同時に、非線形固有関数のように軸方向のプラズマ分布にも変化が起きており、終端板の前面でのプラズマ密度が変化していると考えられる。半径方向のみならず軸方向の分布もともに変動する遷移であると考えられる。

5.5 計測機器と解析法

今後の大域的計測をめざした新しい計測器が開発されている。高速カメラは可視光をカバーするが、紫外線領域やX線領域の光子をも同時観測するには別の手立てがある。

可視光と紫外線領域やX線領域を同時に大域計測するため、超多視線のトモグラフィー(スーパートモグラフィー)を設計制作した[148]。図26(左)には一つのセグメントを示す。多数のコリメーターが並んでいる。このセグメントでプラズマを取り囲み、全周から視線データを同時計測

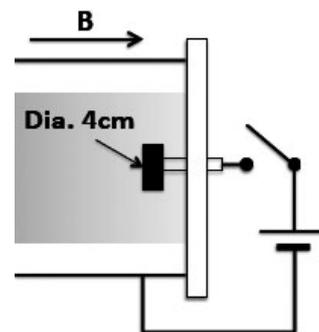


図24 プラズマ径方向電場制御のための終端板のバイアス。

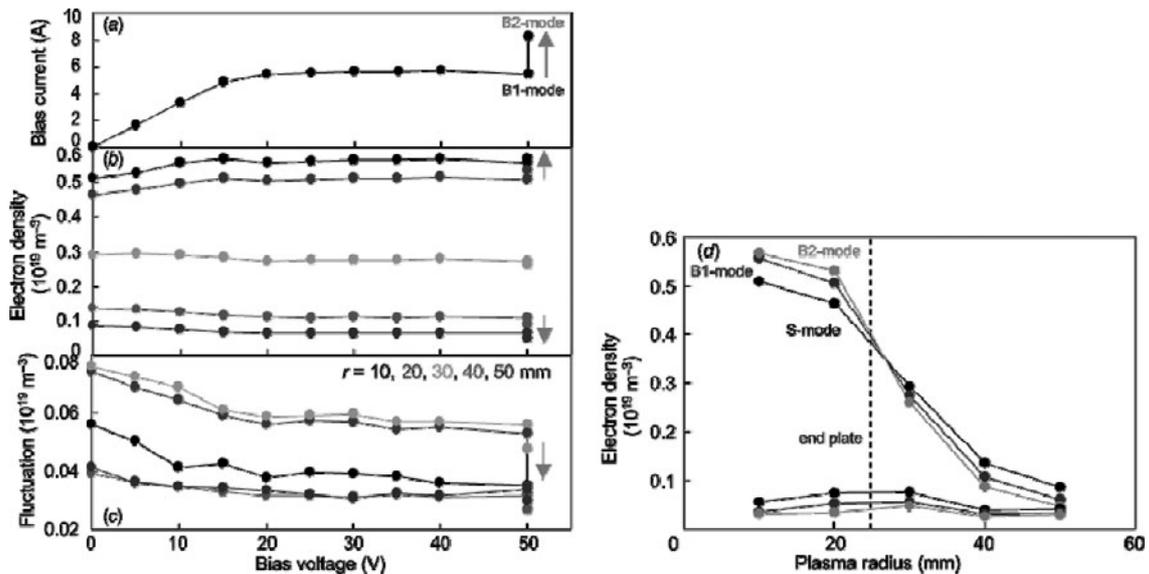


図25 終端板のバイアス電流の関数として電流を表示．閾値を超えると遷移が発生（左）．それに応じて乱流レベルが変化し，密度分布も中心に集中する（右）[147]．

し，トモグラフィ変換により，プラズマ全域での変動を同時連続計測する．このデータをもとに，プラズマ全域の変動の大域的な非線形結合も解明することができる．

6. トロイダルプラズマの実験

前章迄に報告した通り，本研究では，動的応答を研究することによって，非線形系に働く非線形機構を定量的に観測するという新機軸を開拓し，プラズマ乱流の動力学や乱流輸送にかかわる基礎学理を進展させた．その成果を核融合研究装置のトロイダルプラズマに適用した．乱流輸送の勾配-流束関係に於けるヒステリシスの発見や乱流輸送における局所クロージャの破れの発見など，閉じ込めプラズマの理解に質的な進歩をもたらすことができた．閉じ込めプラズマ研究の新しい切り口としての研究展開がもたらされている．本研究計画で得られた成果を紹介しつつ，トロイダルプラズマを対象に今後展開する研究の展望を述べる．

6.1 輸送現象

6.1.1 輸送障壁（現象の観察）

トロイダルプラズマの輸送を研究する第一のステップは，自律的に形成される閉じ込めモードの準定常的構造を探索することである．H-modeの発見以来，このアプローチによって数々の発見とプラズマ物理学の進歩がもたらされてきた．

トロイダル・ヘリカル系のプラズマにも進歩があった．閉じ込めが中心部で改善されるイオンの内部輸送障壁の研究が進んでいる[149,150]．輸送障壁の位置が特殊な有理面と関係するのではないかという仮説があり，その検証は重要なテーマである．ヘリカル系とトカマクでは磁場の構造が違い，安全係数（回転変換）の分布が異なり，相補的な理解の為にも比較は重要なテーマである[149]．磁場ダイナミクスとの相関も，時間発展を観測することにより検証できる．輸送障壁の発生や移動速度は，低次の有理面の移動速度より速い．動的輸送の研究法によって，輸送障壁

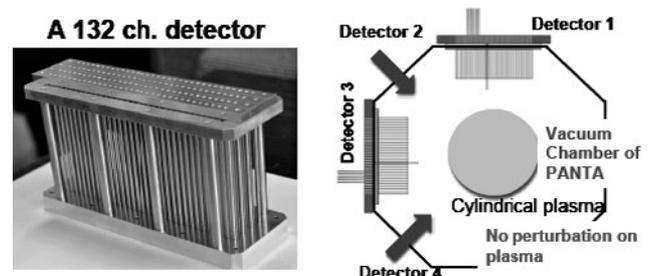


図26 スーパートモグラフィ[148]．（左）には一つのセグメントを示す．多数のセグメントでプラズマを取り囲む（右）．

の発生位置が特殊な有理面と関係しないという知見を得て，イオンの内部輸送障壁形成機構の理解に進展をもたらした．

LHDプラズマのイオン内部輸送障壁の中で，不純物ホールと呼ばれる現象が発見された[151]．閉じ込めが改善され，燃料純度が改善するという応答は，H-modeで不純物の集中を伴うことと比較して，核融合研究にとってインパクトが大きい．動的応答の研究方法によって局所クロージャの限界を明示しており，その点を6.2節で説明する．

6.1.2 輸送流束の干渉

速度分布の研究も進展した．運動量の源の評価に基づき，観測される速度分布に伴う運動量流束の評価（運動量流の観測値，と呼ぶ）が進展している．観測値を衝突拡散機構の流束と比較すると，後者は小さく，乱流による運動量流輸送の重要性が認識されている．

乱流がドリフト波のように密度勾配や温度勾配によって励起され，同時に運動量流束をもたらす場合，密度勾配や温度勾配が運動量の輸送量と干渉する．4.1節と5.3節で説明したように，粒子流束やエネルギー流束と，運動量流に相関が生まれる[92,146]．基礎実験プラズマで，周方向（トーラスで言えばポロイダル方向）の運動量の半径方向流束が，粒子流束と相関していることが示されている．ト

ロイダルプラズマの運動量流束を観測し、密度勾配や温度勾配との干渉を報告した[152, 153].

6.1.3 トポロジーの効果

磁場閉じ込め装置においては、磁気面が同心状のトラス面になっていることが閉じ込めの原理となっており、磁場のトポロジーが変わることは、輸送現象に大きな影響を与える。ヘリカル系をトカマクと比較するとトロイダル対称性がないため、新古典輸送係数など様々な差を生むが、同心状のトラス面 (nested magnetic surface) ができている限りは、乱流・輸送に関する物理学と言う観点からは、トカマクプラズマとの共通性も大きい。質的な違いは、二次元性からの逸脱による磁場のトポロジーの変化が顕著である。トポロジー変化としては、磁気アイランドの発生や、磁気面破壊等である。

磁気アイランドができると、中心部 (O-点) では、プラズマの密度や温度が平坦になる。アイランド磁場構造は、O-点を囲んで、同心状のトラス面ができている。アイランドの中の磁気面間での輸送現象の研究を進めた。特に、イオンのエネルギー輸送に関する研究の成果を[154, 155]に発表した。アイランドの中での電子エネルギーの伝播では実効的輸送係数が小さいことが発見されている[156]。イオンの熱伝導も小さく、アイランドの中では圧力勾配が小さいので、乱流も強く励起されず乱流輸送が抑えられている。

速度の観測により、磁気アイランドの中での回転分布構造 (平坦ではないポテンシャル分布) が形成されていることが見いだされており、その成果をまとめて報告した[154]。アイランドのセパトリックスに着目すると、アイランドの内側と外側でそれぞれ閉じた磁気面と接しているため、O-点を中心にプラズマを回転させると考えられる。

磁気面破壊が起きれば、同心状磁気面が形成できない領域が半径方向に有限の厚みをもって現れ、その領域では実効的熱伝導係数が大きくなる。LHDプラズマで、NBI駆動電流とブートストラップ電流の微妙な差から、中心部の回転変換を緩やかに変化させる。磁気シアが閾値に達すると、 $m/n = 2/1$ ピッチの磁気アイランドが発生拡大、ついには磁気面破壊にいたる。この変化を実験で明示した。5.1.1節で紹介したウエーブレットを用いた熱伝播実験解析法[115]をLHDの実験に適用し、磁気面破壊の発生を観測した[157]。時間分解能は、ECH modulationの周期から20 ms程度となっている。フーリエ成分を解析する方法では、磁気面破壊の発生を同定することは困難であり、新しい手法の有効性が実証されている。また、磁気面破壊が起きると考えられる領域の電子エネルギー輸送を定量分析し、 $100 \text{ m}^2/\text{s}$ のオーダーまで増大していることを確認した。

なお、磁場トポロジーの変化を対象とした実験研究の展開は、平均磁場の計測精度の向上によっている[158]。

6.2 輸送の局所クロージャの破れ

本研究計画の実験の成果として、輸送の局所クロージャの破れの証明を挙げるができる。しばしば、粒子流束 Γ は

$$\Gamma = -D \text{grad}n + Vn, \quad (24)$$

のように拡散モデルで表現されている。このレビューで「局所クロージャ」と呼ぶのは、「流束 Γ や輸送係数 D や V が、同じ位置のプラズマパラメータとその勾配で表現できる」という仮定である。静的な定常分布の比較では検定は不可能である。ダイナミック変動に対して、流束の変化と、その同位置・同時刻でのプラズマパラメータと勾配の双方を同時観測することではじめて、局所クロージャの適否を判定できる。輸送の局所クロージャの破れは多面的にかつ明確に実証された。

6.2.1 'Nonlocal' Phenomena の観測

LHDプラズマに於いて、摂動に対するプラズマ分布の応答が集中的に研究された。まず、ペレットによる周辺冷却に対応した、プラズマ中央部の応答を観測した[159-162]。その結果、低密度のプラズマにペレットを入射し、プラズマ周辺で溶発させた場合、中央部で電子温度が上昇する現象が見いだされた。プラズマ内部での温度変化を観測すると、溶発による温度低下の発生が内部へ伝わる様は、(拡散的伝播では説明できない) 速い伝達を示すことが明らかになった。

プラズマ中心部で勾配・流束関係を同時刻同一点で表示すると、この場合でもヒステリシスが見える。この状況で、離れた位置での勾配との相関を取ったものが解析された[162]。ある位置の熱流が、同一地点での勾配ではなく、遠く離れた点の勾配と強い正の相関を示すことが見いだされた。この結果は、輸送流束が離れた位置 (時刻) の勾配に影響されることを示唆している。

前節に述べた不純物ホール現象[161]においても、輸送の局所クロージャの破れが指摘されている。即ち、不純物の流束 Γ は、内向き (不純物蓄積) から外向き (イオンホール形成へ) に短時間 Δt で変化し、その短い時間差 Δt の間に、不純物密度や温度の変化は小さい。したがって、 D や V といった輸送係数が巨視的パラメータで表現されていたと仮定すると表式 $-D \text{grad}n + Vn$ の変化も小さいことになる。一方で、不純物の流束 Γ の短時間 Δt の間の変化は大きい。拡散モデル内では、実験観測を説明できない。

6.2.2 動的な勾配と流束の関係

輸送の局所クロージャの破れを最も明瞭に示したのは、ECH modulation 実験による温度・熱流変化の大域的観測である。

LHDプラズマの中心部にECH加熱を行い、その入力 of on-off を周期的に繰り返す。半径方向の多くの点で連続的に温度変化を計測する。加熱入力が吸収されていない $r/a \sim 0.3$ から 0.8 程度の領域で電子熱流の時間変動を評価する。温度勾配や温度の時系列と、熱流の時系列が同時に得られる。多数の周期を重ね合わせることでノイズを消去し、勾配と熱流や揺動強度の時間変化を観測した[16, 163]。

この観測から、プラズマパラメータの時間変化と比較すると、揺動強度や熱流には、時間スケールの異なる変動が含まれていることが発見された。即ち、エネルギー閉じ込

め時間のオーダーに属する数 10 ms の時間程度の変動があることに加え、加熱の on および off の直後には ms オーダーの短い時間での変化（ジャンプ）が発生している。プラズマパラメータが前者のゆっくりした時間スケールをもって変化するのに対し、熱流は on-off の直後には短時間で変動する。この時間スケールの差違は、「熱流束が、同じ位置のプラズマパラメータとその勾配で表現できる」という局所クロージャー仮定が破れていることを明確に実証している。なお、「ms オーダーの短い時間」と書いたが、この経過時間は上限である。温度変化の測定が ECE 計測によっており、その時間分解能が ms オーダーであるため、ms の時間分解で描かれている。加熱直後の熱流のジャンプが、実際にどの時間で起きているのかの解明は、計測の高度化 [164] を活かした今後の成果を待つところである。なお、このヒステリシスは、輸送係数が温度や温度勾配に対して非線形な依存性をもつことを考えても、説明ができない。

ここで、揺動強度も同時計測されていることの重要性を強調する。加熱の on-off に伴う輸送流束の急変については、世界的にもその事実を示唆する報告が今迄なされてきた [165, 166]。しかしながら、「輸送流束の急変」ではなく単に加熱分布の評価の間違いではないかという疑問が残り、不可知論に陥っていた。加熱の on-off によって輸送係数が変わらないという考えも用いられている [167]。本研究の質的な進歩は、乱流揺動を同時に観測していることである。熱流のジャンプは、加熱分布の評価の間違いによる誤認ではない。揺動強度や乱流駆動熱輸送が、加熱入力 of on-off に応じ、短時間で変化し、その後長い時間スケールでの緩やかな変化を示すという結論が確認できる。

6.2.3 モジュレーション実験の理解

輸送法則（勾配と流束の関係式）が、局所クロージャーを満たさないことが明らかになった成果を踏まえ、加熱入力 of モジュレーションによる輸送研究に新しい理解の光をあてた。局所クロージャーの破れが、モジュレーション実験で様々に現れることを示した。

6.2.2 節で説明した勾配-熱流関係式のヒステリシスは、プラズマ全体にわたり多くの点での温度変化を同時計測することで得られる。しかしながら、こうした多数の点での高精度同時計測は、研究界全体としてはまだルーチン化されていない。より簡便な方法による実験観測が望まれる。そこで、少数の点での観測でも共通の物理を抽出する方法を研究した。

on-off の直後の変動の空間伝播が速いことと比較して、温度変動ゼロの位相の伝播はゆっくりしており（こちらは閉じ込め時間のオーダー）、両者が明確に異なることがわかる。変動の位相によって径方向伝播速度が明確に異なるという現象は、空間点が少なくても観測できる。

高調波の振幅の半径方向の分布をみることによって、通常の拡散モデルの破れを観察することができる [168, 169]。温度摂動 δT は、拡散応答に従うなら（熱流の convective term を加えても結論は変わらないので、ここでは diffusive term のみをとって話を進める）、熱伝播方程式

$$\partial \delta T / \partial t = \chi \nabla^2 \delta T, \quad (25a)$$

の解は

$$\begin{aligned} \delta T &\sim \exp(-i\omega t + ikx), \\ k_r &= k_i = (\omega/2\chi)^{1/2}, \quad k = k_r + ik_i, \end{aligned} \quad (25b)$$

のように与えられる。加熱が on-off を繰り返し矩形波の変動をする場合、高調波も励起される。熱伝播方程式から導かれる高調波の成分の半径方向分布は $\delta T_n \propto \exp(k_n x)$ 、 $k_n = (n\omega_1/2\chi)^{1/2}$ となる。ここで ω_1 は基本波の周波数、 $n\omega_1$ が n -番目の高調波の周波数を指す。この結果、高調波のパワーは、同一点での基本波のパワーと比較して

$$p_n = \delta T_n^2 \propto p_1^z, \quad z = n^{1/2}, \quad (26)$$

のように指数的減衰を示すことになるはずである。

LHD での加熱入力モジュレーション実験の結果を、この予測と比較した [169]。畳み込み解析法の適用により、7 次や 9 次の高調波まで観測できる。[169] では 3 次と 7 次の高調波のパワーについて、半径分布を理論と比較した。指数的減衰は明確に除外される。むしろ、高調波のパワーは n^{-4} というべき分布に近い依存性を示している。この実験法は TJ-II プラズマにも適用され、そこでも高調波のパワーは n^{-4} というべき分布に近い依存性を示している [170]。サイズが異なる LHD と TJ-II とで同様な結果を得たことは、この方法の広い応用性を示している。 n^{-4} のべき分布は、加熱入力の変動のポワースペクトルと対応しており、加熱入力 of on-off に応じた熱流量のジャンプに対応している。

6.2.4 局所クロージャーの破れのレビュー

動的实验解析法を開拓したことにより、勾配と流束の関係式が局所パラメータのみで閉じた表現には表せないことが示された。この観点から、従来の観測の再吟味も行った。例えば、JT-60U で観測された凹凸曲率遷移も勾配と流束の関係式として再吟味した。理論的な諸仮説（シーソー機構、乱流塊の伝播、フロント、その他）のレビューもあわせ、総合的な報告を行った [27]。

6.3 乱流と輸送

直線プラズマを用いた基礎研究の成果を活かし、トロイダル装置においても、各種の乱流揺動を発見・観察した。プラズマの実空間・位相空間への動的な応答をもたらす様も研究した。以下に、長距離相関揺動（巨視的揺動）とメゾスケール揺動に関する成果を説明する。そして輸送障壁の生成消滅にかかわる動的応答の研究成果を紹介する。

6.3.1 長距離相関揺動

トロイダル・ポロイダルモード数が低い線形安定モードも、マイクロ揺動によって非線形機構を通じ励起される。こうしたモードが誘起されていると、それを通じて離れた半径におけるマイクロモードが相互に影響し合うので、局所クロージャーは自ずと破れてしまう。そのモード自体が作る流束は小さくとも、動的応答には大きな影響を与えることが理論的に指摘されている [8]。

LHD プラズマの中に、このような長距離相関揺動が存在

することが見いだされた(図4)[171-173]. 電子温度揺動の計測は, 数 kHz までの時間分解感度をもつ. そこで 0.5~5 kHz 程度の周波数領域の電子温度揺動の探査を行った. その結果, 2 kHz 近傍に明確なピークが見いだされ, その高調波も観測された. 密度揺動の計測が同時に行われ, そのエンベロープの(この周波数での)モジュレーションも見いだされた. このモードは半径方向に約 1 km/s 程度の位相速度で伝播している. 微弱な磁場揺動成分も伴っており, その計測から, ポロイダル・トロイダル波数は $m/n = 1/1$ と構成された. 駆動された低周波モード自体, 非線形波動に発展しており, その時空構造の観測にも成功している[174]. この長距離相関揺動モードと, 同位置で測ったマイクロ揺動と, 双方を同時計測し, 両者の間のバイコヒーレンスを観測した[175]. 両者の非線形結合とエネルギー移行を確認した.

このモードが電子エネルギー輸送に与える影響を分析した[82]. この揺動成分は $m/n = 1/1$ と考えられるので, エネルギー輸送をもたらす. この揺動自体によるエネルギー輸送は電子熱流の平均値の10%程度と評価され, 定常値としては, 全熱流量の一部であるが, 動的応答ということからは大きな差違を生む[8]. マイクロ揺動はこの周波数でモジュレーションを受けている.

半径方向に遠く離れた二つの点でのマイクロ揺動を同時計測することにより, この巨視的モードが, 半径方向に遠く離れた二つの点でのマイクロ揺動と有意な非線形結合をしていることを, 非局所バイコヒーレンス解析によって検証した[176].

6.3.2 メゾスケール揺動

帯状流やGAMsといったメゾスケール揺動について本研究で更に詳細な知見が得られ, 理解が進歩した.

CHS プラズマで成果が挙がってきたが, LHD でもデータが順次得られてきた[177, 178]. また, 磁場配位が異なる TJ-II 装置においても, メゾスケール揺動の発達と乱流輸送の抑制の観測データが充実してきた[179].

まず, 高エネルギーイオンによる GAMs の励起の実験観測である[178]. また, GAMs の周波数がイオン音速に比例することから, GAMs の周波数を観測することで, イオン種比(特に, H/D の同位体比)を観測することが可能になると指摘されている(GAM スペクトロスコピー[164]). LHD で励起される GAM の周波数変動から, プラズマの実効的イオン質量数を観測した[180]. 実効的イオン質量数の変化を観測し, その時間変化が, 高イオン温度モードの出現消失に関連して起きていることが示唆された. 新しいプラズマ動的応答の観測方法として提示された.

JFT-2M プラズマの表面付近で, GAM 振幅の空間変動を精密に計測した[181]. GAMs は, 磁気面が壁と交差するスクレイプオフ層領域では励起されない. その性質に着目し, 表面近傍で GAMs の振幅の空間変動を計測し, それに基づき, 表面からの距離を推定する方法を展開した. 図27にその結果を示す. 振幅と周波数がくっきりと変わる位置を表面と推定する. GAMs 振幅の節の位置はよい精度で計測できる. この表面位置付近の密度や温度分布の変形方向

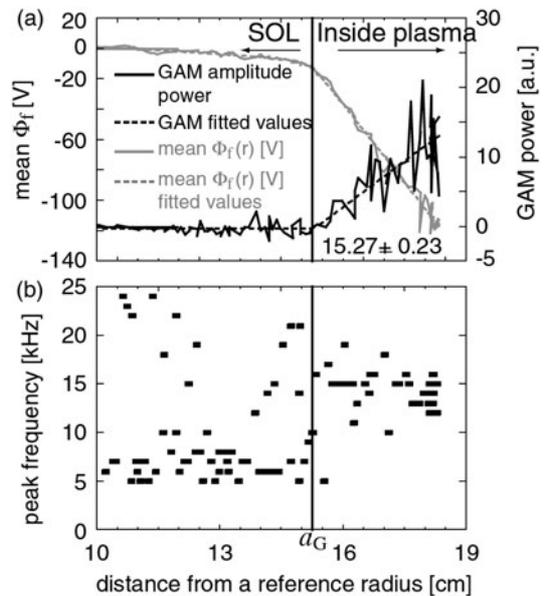


図27 表面近傍の GAM 振幅の空間分布(上). 周波数の観測(b). GAM 振幅の観測から決められた表面位置を図中央の線で示す. 左側が SOL, 右側が閉じ込め領域[181].

の変化を解析した. プラズマ表面の(補助的ではあるが)新しい決定法として提案した[181].

6.3.3 GAM Channeling の観測へ

3.2.2節に述べたように, 高エネルギー粒子によって GAMs が励起される可能性があり, それが励起されると GAMs を介在として, 主イオンへエネルギーが移り, 高エネルギーイオンから主イオンへの(電子を介さない)直接のエネルギー移送が起きうる(GAM channeling[76]). モードの空間分布の実測, 周波数の理論との比較から, 50~80 kHz の周波数範囲に観測された GAMs は, 高エネルギー粒子によって励起される GAMs と結論された[178]. このモードの励起に応じて, 主イオンにこの揺動からエネルギーが移行していることを示唆する結果を得ている[182]. GAM channeling のための一過程が観測されたと考えられる.

6.3.4 乱流レイノルズストレス

メゾスケール揺動を励起する乱流レイノルズストレスの研究を進展させた. 特に, L-H 遷移や, L-H 遷移に近い状況での自律振動の動的な応答を研究することで検証を進めた.

CHS プラズマの L-H 遷移前後における乱流によるレイノルズストレスを表面近傍の輸送障壁を含む領域で実測した[183]. JFT-2M トカマクにおける, L-H 遷移に近い状況での自律振動の研究では, HIBP による多点連続計測が行われ, 密度と静電ポテンシャルが実測された[184]. HL-2A トカマク観測データに対する解析も行なった[184-189].

トロイダル流の励起についても実験観測が進んだ. 駆動する力として, イオン温度等の半径方向勾配に起因する成分があることをかねてより示している[27]. 通常の粘性では説明できない駆動力を観測した. 特に, LHD でイオン内部輸送障壁が発生するときに, 自発的駆動力の方向が変わることを示した[190]. 動的応答の研究法の適用によって

得られた知見である。未解決な問題が多く、理論研究の総合報告が提示され[73]、実験観測との関連も論述されている。

6.3.5 微視的揺動

ミクロスケール揺動についても研究が進んでいる。基礎実験プラズマの項で説明したように、プローブ観測を使って、密度やポテンシャルのシグナルをレファレンスとして、条件付き平均法を活用することにより、電子温度揺動も観測された[191]。

6.4 電場分岐

電場分岐の問題は、乱流輸送や構造形成のダイナミクスを考える格好の課題である。

H-mode のバリアにかかわる分布の研究、外部からリミターバイアスによって駆動される遷移、L-H 遷移近傍であられるリミットサイクル振動、そしてELMに伴う、揺動の大域の変動について説明する。

6.4.1 L-H 遷移

JT-60U の H-mode のバリア形成の物理が進展した [192, 193]。明確になったことは、揺動抑制と電場構造の関連である。乱流輸送の抑制は、電場勾配の最大値ではなく、電場の曲率の極値にあっている。電場勾配の強い位置で乱流が抑制されるという議論は ($m=0$ 成分を抽出する) 体積平均がもとである。マイクロ揺動による乱流レイノルズ応力は、電場勾配に比例する。乱流応力が対称性の破れに起因する。すなわち、

$$\langle \bar{v}_r \bar{v}_\theta \rangle \propto E_r' \quad (27a)$$

の関係になる。平均流を駆動する乱流の力は、乱流レイノルズ応力の空間微分であり、仕事は「駆動する力」に「平均速度」を乗じたものになる。つまり、乱流が平均流に対して与える仕事率 (乱流エネルギー密度の減衰率) は

$$\langle \bar{v}_r \bar{v}_\theta \rangle' V_{E \times B}^{LF} \propto -E_r \frac{\partial^2}{\partial r^2} E_r \quad (27b)$$

という関係をもつ。 $E_r E_r''$ に比例した割合で、マイクロ揺動から平均流へとエネルギーが移る [2]。この式を体積積分すれば E_r' の 2 乗と変形される。空間分布迄考慮に入れば、乱流揺動を抑制する効果は $E_r E_r''$ に比例した形を有する。この物理的関係を確認した。

第二の発見は、JT-60U の H-mode では、改善度の弱い H-mode と強い H-mode が認められ、その間の遷移が研究された [193]。改善度の強い H-mode では、規格化電場

$$X = e\rho_p E_r / T_i \quad (28)$$

が 1 を超える値へ遷移していることが見いだされた。 $X < 1$ では弱い、 $X > 1$ では強い H-mode が実現するが、その間を超えるダイナミクスは速い。(ASDEX-U の実験結果も同様な閾値の報告をしている [194].)

H-mode 形成の機構として、径電場遷移理論 [4] が提案されていたが、これらの結果は、径電場遷移理論の描像に合致している。径電場の分岐を記述する方程式として

$$\frac{\epsilon_0 \epsilon_{\perp}}{e} \frac{\partial}{\partial t} E_r = \Gamma_{e-i}^{\text{anom}} - \Gamma_i^{lc} - \Gamma_i^{bv} - \Gamma_i^{v\nabla v} - \Gamma_i^{\text{ex}} - \Gamma_i^{\text{NC}} + \Gamma_e^{\text{NC}} \quad (29)$$

が提案され、イオン軌道損失や新古典粘性の双方にある非線形性から分岐が起きることが予言されていた。 [4] では、駆動源としてイオン軌道損失を考慮していたが、 [195] では、乱流による駆動力や新古典粘性の効果を考慮して threshold power を議論している。

6.4.2 リミターバイアスと孤立径電場構造

径電場分岐や乱流揺動の抑制の問題は、リミターバイアス法を用いた研究が可能である。

リミターにバイアス電圧をかける実験が広く行われ [196]、電圧が閾値を超えると径電場分岐が起きることが知られている [197, 198]。LHD プラズマで電場構造と乱流揺動へのインパクトが研究された [199]。論文 [199] には、表面付近の $E_r E_r''$ の値と揺動の強度変化を、時間-半径平面に示している。二山構造を取る時間に、 $E_r E_r''$ が正の値を取る位置で、揺動強度が増加することが明瞭に示された。この実験は、径電場構造による乱流抑制の過程について、本質的な事項を実験的に検証する成果を生み出した。

6.5 L-H 遷移時のリミットサイクル振動

乱流とメゾおよびマクロスケールの各場との非線形結合の実測が広く行われている。L-H 遷移ダイナミクスについても実験データ解析が新しいフェーズに再入している。TJ-II, D-III D, HL-2A, EAST, ASDEX, JFT-2M では、L-H 遷移前のリミットサイクル振動 (LCO) が注目されている [184, 187, 200-207]。これらは、1980-90年代には、'dither' と現象論的に呼ばれていた現象 [38, 208, 209] に通ずるが、乱流とメゾ・マクロ場との相互作用が最近を実測されるようになったことで、改めて脚光を浴びている。本研究では、JFT-2M の HIBP データを用い、先進的解析法を活用することで、乱流と構造形成の動的応答に大きな進歩をもたらした [184, 210]。他の実験装置への適用 [186-188] も含め、データ解析の結果を発表した。多くの装置での観測結果のレビューを [39] に取りまとめて刊行した。この現象では、表面付近の径電場分岐が自律的に発生しており、6.3 節のテーマとの関係が深い。平均量と揺動の双方を大域のかつダイナミックに計測し解析することで物理過程が解明された典型的な例なので、この節に詳説する。

6.5.1 研究背景

帯状流を介在としない 'dither' のリミットサイクル振動については、伊藤らの議論 [38, 209] がある。帯状流を介在とするモデルとしては、Kim and Diamond のモデルのように、マイクロ揺動、帯状流、平均電場シアの 3 体系モデルがある [211]。実験によって解明すべき事柄では、(i) リミットサイクル振動における変動は、帯状流の変動か? (ii) リミットサイクル振動の時空構造はどのようになっているか? (iii) 揺動から径電場 (帯状流) へ流れるエネルギーが、遷移の本質的な部分を占めるかが重要である。

6.5.2 リミットサイクル振動現象の詳細

L-mode, LCO-mode, および H-mode の平均ビーム強度

(密度), 平均ポテンシャル, 平均径電場の空間分布を図28に示す. H-mode 定常状態では, E_r は表面から 2 cm の範囲に集中し ~ 20 kV/m 程度の強度をもつ. 密度分布は, 表面から 2 cm 程度の半径まで急峻な勾配をもつ. L-mode と H-mode で密度の大小が入れ替わる半径は, 表面から 1.5 cm 程度の位置にある. リミットサイクル振動状態では, 約 2.5 kHz \sim 4 kHz の振動を平均した電場の空間分布を観察すると, むしろ L-mode に近い値を有する.

微視的乱流の周波数スペクトルを求めた. 数十 kHz の領域では, ドリフト波揺動と考えられる. 密度揺動の相対振幅を比較すると, ほぼ同程度の大きさになる. ($r-a = -1$ cm の位置で, 二次ビーム強度 (密度を反映) の揺らぎはその平均値の 3.5%, ポテンシャル揺動は $e\phi/T_e \sim 4\%$ である.) ポロイダルモード数として $m \sim 25 (k_\theta \sim 100/m)$ 程度) at $f \sim 30$ kHz (位相速度は $\sim 2.5 \times 10^3$ m/s) を得ている. 実験室系で, 伝播方向は電子反磁性ドリフト方向である. 半径方向の 2 点相関の振る舞いは [212] に報告されている. 乱流成分の半径方向の相関長は 2 \sim 3 mm 程度と評価されている.

リミットサイクル振動におけるメゾ・マクロ成分の時空構造を研究し, リミットサイクル振動に伴う低周波 (~ 4.5 kHz) の変動が $m = 0$ であることを検証した. 4.5 kHz で振動する, ポテンシャル, 電場, 密度, ミクロ揺動エンベロップの半径方向の構造を図29に示す. (a) - (d) は振幅とコヒーレンスを示し, (e) - (h) はそれぞれの振動の Da との位相差を示す. 位相差の空間構造に注目すると, 最も顕著なことは, ポテンシャルは表面から 5 cm まで同相に変動しており, 帯状流ではないことが判明した. 4.5 kHz で振動する密度の変動は, 表面から 1.2 cm 程度まで Da とほぼ同相であるが, それより内側では逆相になっており (図29(g)), $a-r = 1.2$ cm 程度の位置に pivot point とでも呼ぶべき点がある. その位置を支点に内外がシーソーのように変動している. 電場変動については, プラズマ表面から 1.5 cm までの領域に, リミットサイクル振動状態では, 内向きの電場が変動し, その絶対値が, 5 \sim 10 V/cm 程度の振幅で, Da と逆相で変動する.

ミクロ揺動の振幅の変動について, 条件付き平均法によって 4.5 kHz 振動の振幅や Da 振動との位相差を得た. 乱流のポテンシャル揺動は振幅 10 \sim 20 V 程度である. ミクロ揺動振幅の変動幅は 5 \sim 8 V 程度であり, 確かに周波数 4.5 kHz で振幅変動が起きていることがわかる. 位相差は $-0.2\pi \sim -0.4\pi$ 程度の値を $r-a = -2$ cm \sim -1 cm 程度の位

置で示している. (その位置で揺動振幅の変動が Da シグナルの変動に先んじていることを示す.)

6.5.3 リミットサイクル振動現象における因果関係

因果関係探査のために, 4.5 kHz の $m = 0$ 変動成分とミクロ揺動振幅のリサージュ関係を評価する. 図30はリサージュを示す. JFT-2M のリミットサイクル振動では, まず電場が強くなり, 揺動を抑制し, 密度勾配が強くなる, という [38] モデルの因果関係を示している.

リサージュの向きは, 実験装置によって異なる. HL-2A で解析を行ったところ, リミットサイクル振動初期と, H-mode へ遷移する直前とで, リサージュの回転の向きが逆転していることが発見された [187, 213, 214].

乱流応力の評価を行い, リミットサイクル振動の駆動への寄与を解析した. 図31に示すものは, Da の周期で時刻をそろえた時系列データ (2π の位相で表示). 横軸のゼロは,

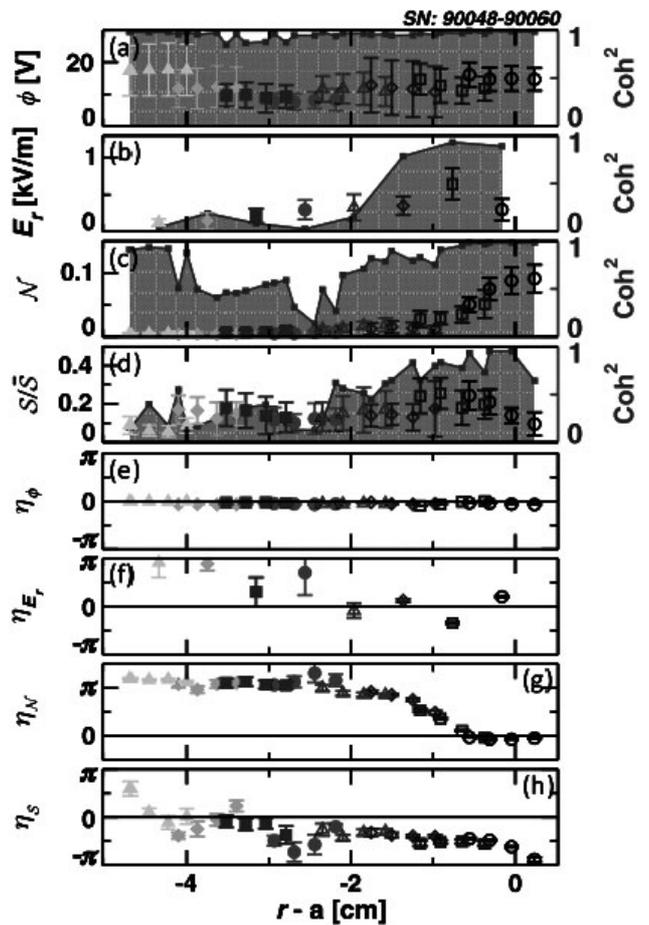


図29 JFT-2M トカマクで観測された表面近傍の詳細構造 [184].

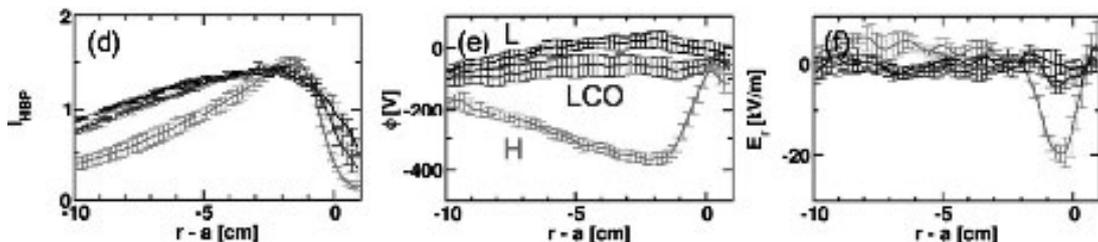


図28 JFT-2M トカマクで観測された表面付近の空間分布. シグナル強度 (左) がプラズマ内部で減少するのは, 積分効果でビーム強度が減衰するため [210].

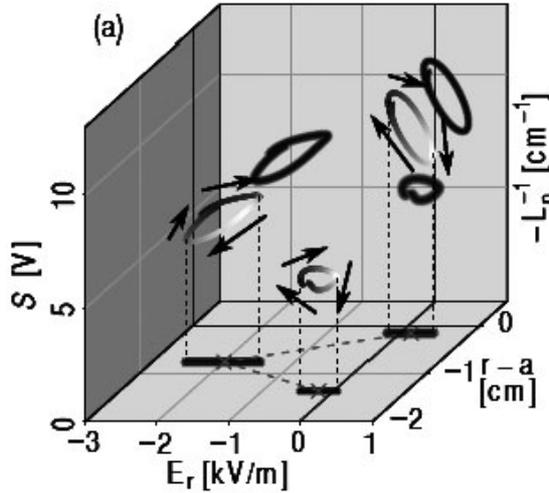


図30 リミットサイクル振動に於けるリサージュ [184].

$D\alpha$ の強度が最大になる時刻に対応している。マイクロ揺動振幅 S 、波面モジュレーションに起因する波数 k_r と k_θ の変動 (ポロイダル波数 k_θ の変動分は小さい)、レイノルズストレス $\Pi_{r\theta}$ 、径電場 E_r 、を示す。定量的な比較を行った。リミットサイクル振動に伴う乱流レイノルズストレスの変動は $\delta RS \sim -150000 [\text{m}^2/\text{s}^2]$ である。この RS による駆動力を評価する。プラズマに働く加速度は $d(\delta RS)/dr = 100\delta RS \sim 1.5 \times 10^7 [\text{m}/\text{s}^2]$ 程度である。 δRS に起因する速度変化 δV を評価する。運動方程式のバランスは

$$\epsilon_{\text{tor}} \omega \delta V = d(\delta RS)/dr \quad (30)$$

となる。ここで ϵ_{tor} はトロイダルリターン流効果を取り入れた誘電係数であり、プラトー領域の評価を用いると $\epsilon_{\text{tor}} = (1 + 2q^2) \sim 20$ となる。その結果、 δRS に起因する速度変化 δV は $\delta V = \epsilon_{\text{tor}}^{-1} 1.5 \times 10^7 / 3 \times 10^4 \sim 25 [\text{m}/\text{s}]$ となる。一方、実験で観測された電場のリミットサイクル振動に伴う変動は $300 - 500 \text{ V}/\text{m}$ であり、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 速度の変動は $\sim 400 \text{ m}/\text{s}$ である。リミットサイクル振動に伴う変動 RS は、電場変動の $1/10$ 程度以下の寄与しかもたらさない。ト

表 1 多くの実験装置における、L-H 遷移近傍の dithering H-mode やリミットサイクル振動の観測結果。表の中の引用文献は [39] に挙げられている。

Device	Ref (year)	location	LCO freq.	Diagnos.	mean Er	zonal flows	phase rela-tion in LCO
JFT-2M	[12] (91)	edge	0.5 kHz		perhaps	not measured	CCW
ASDEX-U	[33] (94)	edge	~ 1.5 kHz		perhaps	not measured	CCW
NSTX	[23] (10)	edge SoL	~ 3 kHz	GPI	?	?	SoL density-Vp: anti correlation CCW?
ASDEX-U	[35] (11)	edge	~ 2.5 kHz	DBS	Y	GAM	
EAST	[36] (11)	edge	4 kHz	Probe		ZF: energy balance	ani-correlation
DIID	[37] (12)	edge	~ 2 kHz	DBS	Y	ZF: radial wave number	CW and variations
DIID	[38] (13)	edge	~ 2.5 kHz	Probe	maybe	ZF: energy balance	CW
HL-2A	[39] (13)	edge	2 \sim 3 kHz	Probe	Y	perhaps No	CCW and CW
JFT-2M	[41] (13)	edge	4.5 kHz	HIBP	Y	no	CCW
TJ-II	[43] (10)	r/a < 0.8	~ 2 kHz	DBS		maybe	CW
CHS	[42] (98)	r/a ~ 0.4	~ 0.5 kHz	HIBP	leading bifurcation	not measured	
CHS	[50] (06)	r/a ~ 0.4	low freq.	HIBP	leading bifurcation	zonal flow	ZF-turb.: anti-corr.

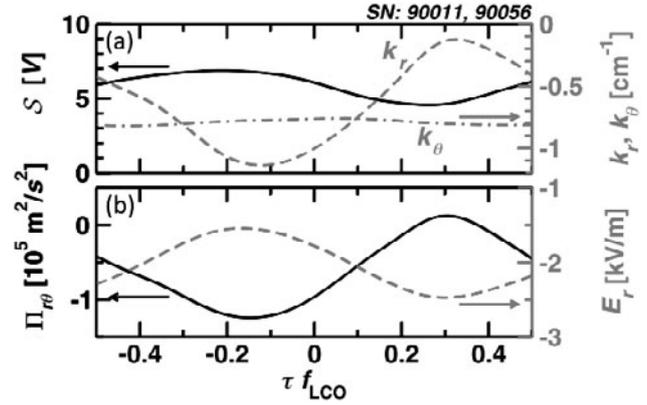


図31 LCO における、乱流によるレイノルズ応力と径電場の変動の時間発展 [184].

ロイダルリターン流効果が重要。JFT-2M の観測結果については流れの乱流駆動機構を介とするリミットサイクル機構は重要ではないことを確認した。更にレイノルズ応力と径電場がほぼ同位相であることも、その応力が電場の変動の主原因ではないことを示す。

以上の考察を多くの実験装置の観測結果に当てはめ、アセスメントを行った [39]。表 1 にそのまとめを再掲する。

6.6 乱流塊の伝播運動

6.6.1 リミットサイクル振動での揺動塊の内部への ballistic な伝播

図29(h)の結果からは、揺動強度の変動 (リミットサイクル振動数で変動する部分) が、規則的に伝播する様が見られる。 $r-a \sim -2 \text{ cm}$ の位置より内側では、揺動強度の変動信号が、内向きに伝播する。図の点線のようにフィットすれば、波数に変換して $k_r \sim 40 / \text{m}$ 程度の値を示す。4.5 kHz 振動の伝播速度で表現すれば、 $\omega/k_r \sim 0.7 \text{ km}/\text{sec}$ 程度の伝播速度となる [184].

この観測は、表面でのリミットサイクル振動の結果が、プラズマ内部へ ballistic に伝播する端緒と考えることができる。図32には、この伝播について密度勾配と揺動強度の位相関係を図示する。両者は、同じ位相速度をもって内部

に伝播している。図32(c)に示す位相関係は、図12に掲げた乱流シミュレーションの結果（強い勾配のパルスの後ろで揺動強度が強くなる位相関係）と合致している。今回の観測は、フロント伝播の端緒の観測に成功したことを示唆している。

6.6.2 ELM 発生時の揺動塊の伝播

JET の詳細観測以来、多くの装置でも確認されたように、L-H 遷移直後、プラズマ中央部の輸送改善が起き、その伝播速度が拡散伝播の数十倍の速さになることが確立されている。また、ELM が発生した後、プラズマ中央部の輸送増大が起き、その伝播速度も拡散伝播の数十倍の速さになる。

LHD における ELM 発生に伴う、揺動ダイナミクスの研究を行った。マイクロ波反射計の活用により、様々な位置での密度揺動の強度の変化を高時間分解で観測した。そして ELM 発生時の $H\alpha$ の急増する時刻を基準（時刻の原点）として、多くのデータを積み込んだ[199]。ELM 発生時刻をレファレンスとすることによって、揺動強度の変動の伝播を示す結果が得られた。高周波揺動成分の急増が分布のピボット半径付近で発生し、それがプラズマ内部へ速い速度で伝播することが認められる。

7. まとめ

この研究では、高温磁化不均一プラズマを対象とし、乱流と時空構造の動的応答を探求することを通じて、熱平衡状態からかけ離れた乱流媒質に特有な、大域的・動的乱流輸送にかかわる法則の定式化をめざした。微視的揺動とメゾスケール揺動更には巨視的パラメータが非線形結合している、「乱流プラズマ構造」を対象に、理論・シミュレーション・実験研究を統合して研究を進めた。

本研究では、動的応答を研究することによって、非線形系に働く非線形機構を定量的に観測し、プラズマ乱流の動力学や乱流輸送の実態の理解に質的な進歩をもたらすことができた。

研究と研究手法との双方に進歩をもたらした。具体的な研究成果については、いくつかの鍵概念でまとめられる。

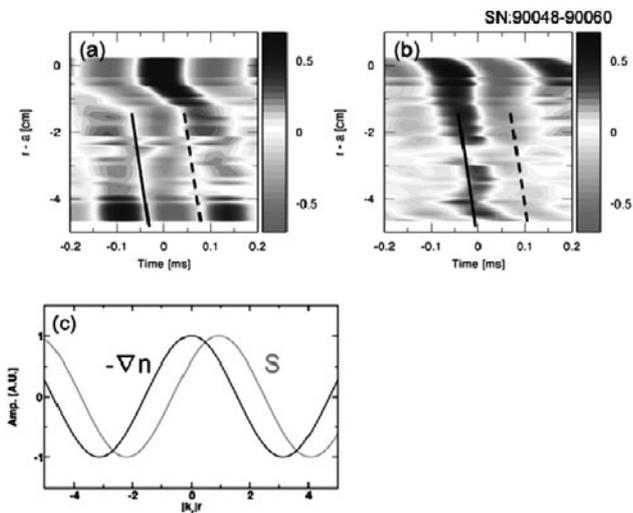


図32 JFT-2M における LCO では、揺動塊の内部への伝播が見られた[210]。

理論的な枠組みとしては、(i)乱流物理の位相空間への拡張と、(ii)乱流を制御する新しい熱力学的な力の提案、(iii)勾配の不均質さ（でこぼこさ）の統計的導入、(iv)輸送の局所クロージャーの破れの理論的予測、など、従来のプラズマ物理学の範疇を拡張した。(v)こうした過程を抽出できるデータ解析法を実現した。乱流と輸送の実験法則として、(vi)乱流輸送の勾配-流束関係に於けるヒステリシス関係の発見、(vii)巨視的揺動の発見等を通じ、(viii)乱流輸送に於ける局所クロージャーの破れを実験的に明示した。従来の拡散的輸送関係と比較し、新しく発見された輸送関係式は、磁場閉じ込めプラズマの予測のパラダイムシフトをもたらす。更に(ix)帯状流やストリーマーの非線形機構の定量観測、(x)磁場トポロジー変化と輸送変化の関係、(xi)径電場分岐と乱流抑制の動的応答解明を通じた定量的研究、(xii)乱流塊のプラズマ内伝播の観測等、定量的なプラズマ乱流実験学を進展させた。理論的方法論の革新と、乱流・輸送に関わる実験の発見とは、相互に変革を促しつつ新しいプラズマ乱流の物理基盤を構築している。

研究手法としても顕著な進歩を見た。理論・シミュレーション・実験研究を統合するアプローチとして、乱流計測シミュレーターの構築、乱流プラズマドックの構築、等等、研究方法としても進歩をもたらした。その結果、(i)理論的な新概念の考案を、基礎実験装置における実験と結びつけて、現象に理解をもたらす理論を検証する道筋を作った。更に、(ii)基礎実験で確立したこの物理学像を大型実験研究に活かす研究の流れを生み出すことができる。

従来の「線形・局所・決定論的」描像の「非線形・大域的・確率論的」描像への転換を進めた。プラズマ乱流の諸現象を定量的に研究する、「プラズマ乱流物理学」に大きな進展をもたらすことができた。理論的・基礎的考察を源とし、基礎実験装置で具体化し、大型実験での極限的パラメータに適用するという、学術的な研究加速の方法の活用例を図33に示す。

この研究の成果は、広い波及効果をもつと考えられる。

本プロジェクトレビューではトロイダルプラズマの実験研究への展開を詳しく述べたが、トロイダルプラズマは、実験室や自然界に普遍的にみられる。ここでの成果は、ト

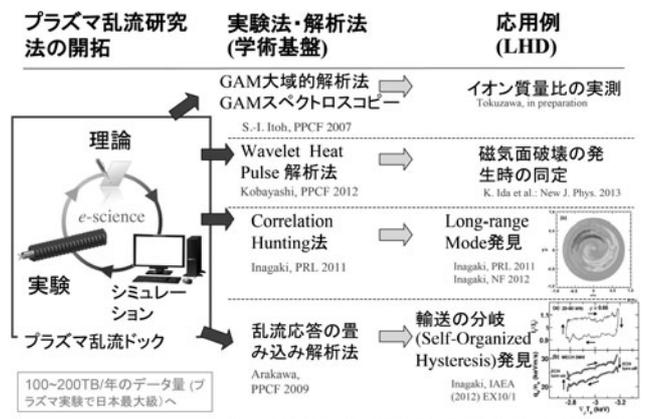


図33 理論的・基礎的考察を源とし、基礎実験装置で具体化し、大型実験での極限的パラメータに適用するという、学術的な研究加速の方法の活用例。

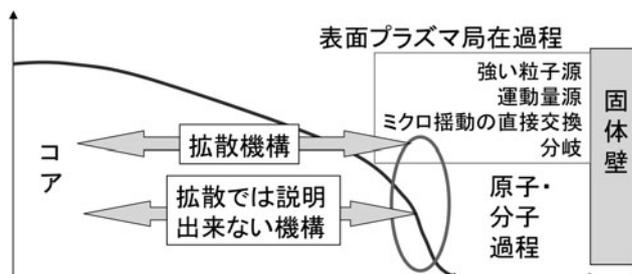


図34 トーラスプラズマにおける、閉じ込め時間への水素同位体効果を考える仮説。

ポロジカルな特徴の乱流や輸送への効果、プラズマの位相空間の構造と実空間の構造の相互関連、不均一性と幾何形状の乱流構造形成における働き等の物理過程の理解を深める。乱流と輸送の動的解析法の開拓にあわせ、パラメトリックスペクトロスコーピーや位相敏感計測法等新しい計測法も考案検討し、トロイダルプラズマについての普遍的な研究展開を駆動している。

核融合プラズマ研究への応用としては、トロイダル閉じ込めプラズマの異常輸送の問題に対して大域的輸送現象を取り扱う描像として、時間空間積分による結合の効果に加え、ヒステリシスを含む形で構成できるという作業仮説が提示される。現在の拡散的応答モデルの限界を乗り越える新しい枠組みの提示が可能になる。動的輸送応答の解明など、核融合実験炉での予測能力を格段に高めるだろう。位相空間まで拡張した物理像により非拡散型の輸送の速い応答を解明することによって、今後 ITER 制御法の研究を加速する。更に、突発的崩壊発生のタイムスケールや平均寿命という予測にあわせ、微視的揺動のモジュレーションなどの相関に着目することによって、突発的現象の発生の事前「予知（予報）」の一方法を考案する等、ITER を代表とする今後の核融合プラズマ研究への応用上の意義も大きい。

より身近な例としては、現在の謎である、トロイダルプラズマ閉じ込めの水素同位体効果の基盤的理解に寄与すると考えられる。エネルギー閉じ込め時間 τ_E について、トカマクの実験結果では、 $\tau_E \sim A^\alpha$ (A は水素イオンの質量数であり、 α は 0.5 程度の数) という現象論的なアセスメントが行われている。局所的な輸送モデルでは、この現象が理解できない。たとえば、イオンラーマー半径のスケールで起きるドリフト波 (のグループの) 乱流では、マイクロ揺動による局所的輸送係数は水素イオン質量数 A とともに大きくなるとされ、実験観測には合わない。また、CDBM モデルのように無衝突表皮長のスケールの揺動に着目するモデルは、輸送係数の依存性が輸送量の観測に合致するものの、そのスケールのマイクロ揺動の観測がなされておらず、実験的根拠が与えられていない。マイクロ乱流以外の機構を考える必要がある。例えば、原子・分子の電離がそのエネルギーやイオン種によることに着目し、原子・分子種の違いがプラズマ閉じ込めへ与える可能性が検討されている [215]。中性粒子の容器壁での反射率の違いから、容器壁の材質により H-mode の輸送障壁での中性粒子の密度が変わり、結果として閉じ込め改善率が影響されることが指摘

されている。一方で、本研究の発展からわかったことは、局所輸送モデルの枠を超えたプロセスがプラズマ全体の性質を決定しうる事実である。この研究から得られた考え方を敷衍すると、水素同位体効果は、表面近傍の原子分子過程に影響される機構と大域的な輸送の性質が結びついてもたらされる現象である、との仮説が考えられる。(図34に概念図を掲げる。) 本研究で開拓された研究成果を活用することで、新たな研究の発展がもたらされるだろう。

「輸送障壁」は30年前に磁場閉じ込め実験装置で発見されたものであるが、太陽内部の「タコライン構造」(回転角速度勾配が急変する面) の存在が発見されるなど、輸送障壁の存在は自然界にも普遍的な物理現象である。実験室での乱流輸送の研究は、自然界のプラズマの理解を先導している。静的な構造の理解を進展させ時空構造の動的応答に理解をもたらす本研究は、広汎なプラズマ物理学へのインパクトや宇宙・天体の最先端観測の理解に大きな寄与をもつ。

謝 辞

このプロジェクトレビューに報告された研究成果は、研究分担者、連携研究者、研究協力者の方々との共同研究によって得られたものである。特に、居田克巳、P.H. Diamond、永島芳彦、山田琢磨、糟谷直宏、矢木雅敏、福山淳、佐々木真、Stella Oldenbürger、M. Lesur、小菅佑輔、荒川弘之、小林達哉、鎌滝晋礼、西村征也、徳永晋介、杉田暁、登田慎一郎、K. Hallatschek、徳澤季彦、井戸毅、神谷健作、三浦幸俊、G.R. Tynan、U. Stroth、J.Q. Dong、K.J. Zhao、J. Cheng、W.L. Yan、C. Hidalgo、土屋隼人、吉澤徹、森肇、松岡啓介、他の方々との共同研究共同作業に感謝する。また、「非平衡極限プラズマ全国共同連携研究ネットワーク」活動の中で、上杉喜彦、大野哲靖、金子俊郎、兒玉了祐、白谷正治、田中和夫、畠山力三、浜口智志、米田仁紀の諸氏との議論に感謝する。

本研究においては、科学研究費基盤研究 (21224014, 23244113) の援助を受けたことを感謝する。また、「直線プラズマ乱流ドック」の構築にあたっては、国立大学法人施設整備費補助金 (文部科学省) の援助も受けたことを感謝する。九州大学応用力学研究所共同研究、核融合科学研究所共同研究 (NIFS07KOAP017, NIFS10 KOAP023, NIFS13KOCT001)、原子力研究開発機構共同研究、浅田榮一研究奨励金事業の一部援助を受けたことをあわせて感謝する。

参考文献

- [1] S-I. Itoh, *J. Plasma Fusion Res.* **83**, 241 (2007).
- [2] P.H. Diamond *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **47**, R35 (2005).
- [3] U. Stroth *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **38**, 1087 (1996).
- [4] S-I. Itoh and K. Itoh, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2276 (1988).
- [5] S-I. Itoh and K. Itoh, *J. Phys. Soc. Jpn.* **59**, 3815 (1990).
- [6] K. Ida *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 364 (1990).
- [7] H. Biglari *et al.*, *Phys. Fluids B* **2**, 1 (1990).

- [8] S.-I. Itoh and K. Itoh, *Plasma Phys. Control. Fusion* **43**, 1055 (2001).
- [9] A. Fujisawa *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 165002 (2004).
- [10] A. Fujisawa *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 165001 (2007).
- [11] T. Yamada *et al.*, *Nature Physics* **4**, 721 (2008).
- [12] Y. Nagashima *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **48**, S 1 (2006).
- [13] A. Fujisawa *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **48**, S31 (2006).
- [14] A. Fujisawa *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **48**, S205 (2006).
- [15] S. Inagaki *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 115001 (2011).
- [16] S. Inagaki *et al.*, *Nucl. Fusion* **53**, 113006 (2013).
- [17] S.-I. Itoh and K. Itoh, *Sci. Rep.* **2**, 860 (2012).
- [18] S.-I. Itoh and K. Itoh, *Nucl. Fusion* **53**, 073035 (2013).
- [19] P.H. Diamond *et al.*, *Modern Plasma Physics* (Cambridge University Press, Cambridge 2010).
- [20] S.-I. Itoh *et al.*, *J. Plasma Fusion Res.* **87**, 371 (2011).
- [21] S.-I. Itoh and M. Sato, *J. Plasma Fusion Res.* **85**, 634 (2009).
- [22] A. Fujisawa *et al.*, *J. Plasma Fusion Res.* **90**, 177 (2014).
- [23] S.-I. Itoh, *Plasma Fusion Res.* **4**, 038 (2009).
- [24] S.-I. Itoh, *J. Plasma Fusion Res.* **86**, 334 (2010).
- [25] K. Itoh, *Nucl. Fusion* **50**, 054001 (2010).
- [26] K. Itoh, *Fusion Sci. Technology* **58**, 256 (2010).
- [27] K. Ida *et al.*, *Nucl. Fusion* **54**, (2014) *in press*.
- [28] G.R. Tynan *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **51**, 113001 (2009).
- [29] A. Fujisawa, *Plasma Fusion Res.* **5**, 046 (2010).
- [30] A. Fujisawa, *Plasma Fusion Res. Special Issue* **5**, S1005 (2010).
- [31] 「直線プラズマ乱流ドック」の構築にあたっては、国立大学法人施設整備費補助金（文部科学省）の援助も受けたことを感謝する。
- [32] A. Fujisawa, *Plasma Phys. Control. Fusion* **53**, 124015 (2011).
- [33] A. Fujisawa, *JPS Conf. Proc.* **1**, 015005 (2014).
- [34] 松岡啓介, 九州大学応用力学研究所所報 第 141 号 51 (2011)
- [35] J.W. Connor, *Plasma Phys. Control. Fusion* **30**, 619 (1988).
- [36] K. Ida *et al.*, *Nucl. Fusion* **52**, 027001 (2012).
- [37] S. Inagaki, *Summary of 'Non-local transport and turbulence spreading and coupling'*, 4th Asia Pacific Transport Working Group, Kyushu Univ., June (2014).
- [38] S.-I. Itoh *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2485 (1991).
- [39] K. Itoh *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **8**, 1102168 (2013).
- [40] K. Ida and J. Rice, *Nucl. Fusion* **54**, 045001 (2014).
- [41] 久保数とは、揺動の自己相関時間と、揺動内に補足された粒子がバウンス運動する時間の比を指す。久保数が小さい場合、揺動の相関時間以内には粒子の運動があまり変化しない。逆に、久保数が大きい状況では、揺動の中で粒子の軌道が大きく変わり捕捉などが起き、線形理論や準線形理論の予測とは大きく異なった応答が現れる。
- [42] S. Inagaki, *J. Plasma Fusion Res.* **88**, 300 (2012).
- [43] N. Tamura and S. Inagaki, *J. Plasma Fusion Res.* **88**, 302 (2012).
- [44] T. Yamada and S. Oldenbürger, *J. Plasma Fusion Res.* **88**, 309 (2012).
- [45] Y. Nagashima, *J. Plasma Fusion Res.* **88**, 315 (2012).
- [46] N. Kasuya *et al.*, *J. Plasma Fusion Res.* **88**, 322 (2012).
- [47] M. Sasaki and N. Kasuya, *J. Plasma Fusion Res.* **88**, 309 (2012).
- [48] Y. Nagashima, *J. Plasma Fusion Res.* **88**, 740 (2012).
- [49] 伊藤公孝, 伊藤早苗: パリティ **20**, 36 (2005).
- [50] 伊藤早苗: パリティ **23**, 6 (2008).
- [51] 藤澤彰英: パリティ **24**, 16 (2009).
- [52] 居田克巳: パリティ **25**, 29 (2010).
- [53] 藤澤彰英: パリティ **29**, 20 (2014).
- [54] S.-I. Itoh and K. Itoh, *J. Phys. Soc. Jpn.* **69**, 427 (2000).
- [55] S.-I. Itoh and K. Itoh, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 215001 (2002).
- [56] S.-I. Itoh and K. Itoh, *J. Phys. Soc. Jpn.* **78**, 124502 (2009).
- [57] Y. Kosuga *et al.*, *JPS Conf. Proc.* **1**, 015002 (2014).
- [58] Y. Kosuga *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **55**, 125001 (2013).
- [59] M. Lesur and Y. Idomura, *Nucl. Fusion* **52**, 094004 (2012).
- [60] M. Lesur and P.H. Diamond, *Phys. Rev. E* **87**, 031101 (2013).
- [61] M. Lesur, *Phys. Plasmas* **20**, 055905 (2013).
- [62] M. Lesur *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **56**, 075005 (2014).
- [63] M. Lesur *et al.*, *Plasma Phys.* **21**, 112307 (2014).
- [64] Y. Kosuga *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **9**, 3403018 (2014)
- [65] Y. Kosuga *et al.*, *Nucl. Fusion* **53**, 043008 (2013).
- [66] Y. Kosuga and P.H. Diamond, *Plasma Fusion Res.* **8**, 2403080 (2013).
- [67] S.-I. Itoh and K. Itoh, *Plasma Phys. Control. Fusion* **53**, 015008 (2011).
- [68] M. Dafinger *et al.*, *Phys. Plasmas* **20**, 042507 (2013).
- [69] S.-I. Itoh *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **49**, L7 (2007).
- [70] Makoto Sasaki *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **8**, 1403010 (2013).
- [71] S.-I. Itoh and K. Itoh, *J. Phys. Soc. Jpn.* **79**, 124501 (2010).
- [72] K. Itoh *et al.*, *J. Plasma Fusion Res. Series* **8**, 119 (2009).
- [73] P.H. Diamond *et al.*, *Nucl. Fusion* **53**, 104019 (2013).
- [74] M. Sasaki *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **51**, 085002 (2009).
- [75] M. Sasaki *et al.*, *Nucl. Fusion* **52**, 023009 (2012).
- [76] M. Sasaki *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **53**, 085017 (2011).
- [77] S.-I. Itoh and K. Itoh, *Chin. Phys. B* **21**, 095201 (2012).
- [78] S. Sugita *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **79**, 044502 (2010).
- [79] S. Sugita *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **81**, 044501 (2012).
- [80] S. Sugita *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **81**, 034502 (2012).
- [81] S. Sugita *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **54**, 125001 (2012).
- [82] K. Itoh *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **54**, 095016 (2012).
- [83] S. Sugita *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **9**, 1203044 (2014).
- [84] Y. Kosuga *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 105002 (2013)
- [85] Y. Kosuga *et al.*, *Phys. Plasmas* **21**, 055701 (2014).
- [86] O.D. Gurcan *et al.*, *Phys. Plasmas* **20**, 022307 (2013).
- [87] S. Tokunaga *et al.*, *Nucl. Fusion* **49**, 075023 (2009).
- [88] N. Kasuya *et al.*, *J. Plasma Fusion Res. Series* **8**, 77 (2009).
- [89] N. Kasuya *et al.*, *Nucl. Fusion* **50**, 054003 (2010).
- [90] M. Sasaki *et al.*, *JPS Conf. Proc.* **1**, 015011 (2014).
- [91] M. Sasaki *et al.*, *Nucl. Fusion* **54**, 114009 (2014).
- [92] M. Sasaki *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **8**, 2401113 (2013).
- [93] Y. Miwa *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **8**, 2403133 (2013).
- [94] N. Kasuya *et al.*, *J. Plasma Fusion Res. Series* **9**, 523 (2010).
- [95] N. Kasuya *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **6**, 1403002 (2011).

- [96] N. Kasuya *et al.*, Plasma Science and Technology **13**, 326 (2011).
- [97] S. Nishimura *et al.*, Plasma Fusion Res. Special Issue **5**, S2057 (2010).
- [98] N. Kasuya *et al.*, Plasma Fusion Res. **8**, 2403070 (2013).
- [99] N.V. Teplova Kosolapova *et al.*, Phys. Scr. **87**, 045502 (2013).
- [100] S. Inagaki *et al.*, Plasma Fusion Res. **8**, 1201171 (2013).
- [101] H. Tsuchiya *et al.*, Plasma Fusion Res. **9**, 3402021 (2014).
- [102] S. Toda *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, 011 (2010).
- [103] S. Toda and K. Itoh, Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 115011 (2011).
- [104] S. Toda and K. Itoh, Plasma Fusion Res. Series **5**, S2023 (2010).
- [105] K. Itoh *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **81**, 124501 (2012).
- [106] R.O. Dendy *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **55**, 115009 (2013).
- [107] M. Muraglia *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 055016 (2009).
- [108] S. Nishimura *et al.*, Nucl. Fusion **50**, 054007 (2010).
- [109] S. Nishimura *et al.*, Plasma Fusion Res. Rapid Communications **5**, 040 (2010).
- [110] S. Nishimura *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 122505 (2010).
- [111] T. Voslioni *et al.*, J. Plasma Fusion Res. Series **9**, 574 (2010).
- [112] T. Voslioni *et al.*, Phys. Plasmas **18**, 062302 (2011).
- [113] M. Yagi *et al.*, J. Plasma Fusion Res. Series **8**, 122 (2009).
- [114] S. Nishimura *et al.*, J. Plasma Fusion Res. Series **8**, 1179 (2009).
- [115] T. Kobayashi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 095012 (2011).
- [116] S. Oldenbürger *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **54**, 055002 (2012).
- [117] T. Yamada *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **79**, 085001 (2010).
- [118] K. Kamataki *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **79**, 24501 (2010).
- [119] T. Kobayashi *et al.*, Plasma Fusion Res. **6**, 1401050 (2011).
- [120] K. Kawashima *et al.*, Plasma Fusion Res. **6**, 2406118 (2011).
- [121] S. Yamada *et al.*, Plasma Fusion Res. **7**, 2401133 (2012).
- [122] S. Oldenbürger *et al.*, Plasma Fusion Res. **7**, 2401146 (2012).
- [123] S. Inagaki *et al.*, Plasma Fusion Res. **9**, 1201016 (2014).
- [124] A. Fujisawa *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 104503 (2010).
- [125] K. Kamataki *et al.*, J. Plasma Fusion Res. Series **8**, 82 (2009).
- [126] K. Kamataki *et al.*, Plasma Fusion Res. Special Issue **5**, S2046 (2010).
- [127] H. Arakawa *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, S2044 (2010).
- [128] N. Ohyama *et al.*, Plasma Fusion Res. **7**, 1201025 (2012).
- [129] 佐々木真他：「抵抗性ドリフト波乱流における孤立渦構造の選択則」日本物理学会年次大会（東海大学，2014年3月30日）。
- [130] T. Yamada *et al.*, J. Plasma Fusion Res. Series **8**, 87 (2009).
- [131] T. Yamada *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 052313 (2010).
- [132] T. Yamada *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 225002 (2010).
- [133] T. Yamada *et al.*, Plasma Fusion Res. Special Issue **5**, S 2016 (2010).
- [134] T. Yamada *et al.*, Plasma Fusion Res. Special Issue **8**, 2401022 (2013).
- [135] T. Kobayashi *et al.*, Plasma Fusion Res. Special Issue **5**, S2047 (2010).
- [136] T. Kobayashi *et al.*, Plasma Fusion Res. **6**, 2401082 (2011).
- [137] H. Arakawa *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 115009 (2011).
- [138] S. Oldenbürger *et al.*, Phys. Plasmas **18**, 032307 (2011).
- [139] H. Arakawa *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 085001 (2009).
- [140] H. Arakawa *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **52**, 105009 (2010).
- [141] C. Brandt *et al.*, Phys. Rev. E **84**, 056405 (2011).
- [142] T. Kobayashi *et al.*, Plasma Fusion Res. **7**, 2401054 (2012).
- [143] 小林達哉他：「PANTAにおけるプラズマ乱流構造の相関」，第69回日本物理学会年次大会（東海大学，2014年3月）
- [144] Y. Nagashima *et al.*, J. Plasma Fusion Res. Series **8**, 50 (2009).
- [145] Y. Nagashima *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **82**, 033503 (2011).
- [146] Y. Nagashima *et al.*, Phys. Plasmas **18**, 070701 (2011).
- [147] T. Yamada *et al.*, Nucl. Fusion **54**, 114010 (2014).
- [148] 藤澤彰英他：「磁化プラズマ乱流大域計測のためのトモグラフィシステムの開発と進展」日本物理学会年次大会（東海大学，2014年3月30日）
- [149] K. Ida *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 095024 (2009).
- [150] K. Ida *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **50**, 558 (2010).
- [151] K. Ida *et al.*, Phys. Plasmas **16**, 056111 (2009).
- [152] K. Ida *et al.*, Fusion Sci. Technol. **58**, 150 (2010).
- [153] K. Ida *et al.*, Nucl. Fusion **50**, 064007 (2010).
- [154] K. Ida *et al.*, Fusion Sci. Technol. **58**, 113 (2010).
- [155] K. Ida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 065001 (2012).
- [156] S. Inagaki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 055002 (2004).
- [157] K. Ida *et al.*, New J. Phys. **15**, 013061 (2013).
- [158] K. Ida *et al.*, Fusion Sci. Technol. **58**, 383 (2010).
- [159] S. Inagaki *et al.*, Nucl. Fusion **50**, 064012 (2010).
- [160] N. Tamura *et al.*, Fusion Sci. Technol. **58**, 122 (2010).
- [161] N. Tamura *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **50**, 514 (2010).
- [162] S. Inagaki *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **52**, 075002 (2010).
- [163] S. Inagaki *et al.*, *Is Turbulence Determined by Local Temperature Gradient?*, 24th IAEA Fusion Energy Conference, San Diego (2012).
- [164] H. Tsuchiya *et al.*, Plasma Fusion Res. **6**, 2402114 (2011).
- [165] U. Stroth *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 611 (1996).
- [166] K.W. Gentle *et al.*, Phys. Plasmas **13**, 012311 (2006).
- [167] J.D. Callen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **38**, 971 (1977).
- [168] S. Inagaki *et al.*, Plasma Fusion Res. **8**, 1202172 (2013).
- [169] S. Inagaki *et al.*, Plasma Fusion Res. **8**, 1202173 (2013).
- [170] S. Inagaki *et al.*, Plasma Fusion Res. Rapid Communications **9**, 1202052 (2014).
- [171] S. Inagaki *et al.*, Plasma Fusion Res. **6**, 1402017 (2011).
- [172] S. Inagaki *et al.*, *Radial Structure of Fluctuation in Electron ITB Plasmas of LHD*, 23rd IAEA Fusion Energy Conference, Daejeon (2010).
- [173] S. Inagaki *et al.*, Nucl. Fusion **52**, 023022 (2012).
- [174] T. Kobayashi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **54**, 115004 (2012).
- [175] S. Inagaki *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **81**, 034501 (2012).
- [176] S. Inagaki *et al.*, Nucl. Fusion **54**, 114014 (2014).
- [177] T. Ido *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **52**, 124025 (2010).

- [178] T. Ido *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 073046 (2011).
- [179] C. Silva *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 063025 (2011).
- [180] T. Tokuzawa *et al.*, *submitted to* Phys. Rev. E.
- [181] Y. Nagashima *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **51**, (2009) 065019.
- [182] T. Ido *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 073046 (2011).
- [183] Y. Nagashima *et al.*, Plasma Fusion Res. Rapid Communications **5**, 022 (2010).
- [184] T. Kobayashi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111**, 035002 (2013).
- [185] J. Dong *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, S2014 (2010).
- [186] K.J. Zhao *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **52**, 124008 (2010).
- [187] J. Cheng *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 265002 (2013).
- [188] K.J. Zhao *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 083011 (2013).
- [189] J. Cheng *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 093008 (2013).
- [190] K. Ida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111**, 055001 (2013).
- [191] J. Ozaki *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, 023 (2010).
- [192] K. Kamiya *et al.*, Phys.Rev.Lett. **105**, 045004 (2010).
- [193] K. Kamiya *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **54**, 591 (2014).
- [194] U. Stroth *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 104003 (2103).
- [195] S.-I. Itoh and K. Itoh, Nucl. Fusion **54**, 114017 (2014).
- [196] たとえば R.R. Weynants *et al.*, Nucl. Fusion **32**, 837 (1992).
- [197] K. Itoh *et al.*, Phys. Plasmas **5**, 4121 (1998).
- [198] N. Kasuya *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 244 (2003).
- [199] T. Tokuzawa *et al.*, Phys. Plasmas **21**, 055904 (2014).
- [200] T. Estrada *et al.*, Europhysics Letters **92**, 35001 (2010).
- [201] S.J. Zweben *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 102502 (2010).
- [202] G.D. Conway *et al.*, Phys. Rev. Lett. **106**, 065001 (2011).
- [203] G.S. Xu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 125001 (2011).
- [204] M.X. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 055003 (2011).
- [205] L. Schmitz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 155002 (2012).
- [206] G.R. Tynan *et al.*, *Power Transfer to Turbulent-driven Low-frequency Sheared ExB flows as the Trigger for the H-mode Transition*, 24th IAEA Fusion Energy Conference, San Diego (2012).
- [207] D. Hill and DIII-D Team, Nucl. Fusion **53**, 104001 (2013).
- [208] ASDEX Team, Nucl. Fusion **29**, 1959 (1989).
- [209] H. Zohm, Phys. Rev. Lett. **72**, 222 (1994).
- [210] T. Kobayashi *et al.*, Nucl. Fusion **54**, 073017 (2014).
- [211] E.J. Kim and P.H. Diamond, Phys. Rev. Lett. **90**, 185006 (2003).
- [212] T. Ido *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, S41 (2006).
- [213] J. Cheng *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 265002 (2013).
- [214] K.J. Zhao *et al.*, J. Nucl. Fusion **53**, 123015 (2013).
- [215] K. Itoh and S.-I. Itoh, Plasma Phys. Control. Fusion **37**, 491 (1995).