

プロジェクトレビュー

非平衡プラズマの強相関乱流

Multi-Ferroic Turbulence in Nonequilibrium Plasmas

伊藤早苗^{1,2,3)*}, 小菅佑輔^{1,2)}, 小林達哉⁴⁾, 佐々木 真^{1,2)}, 伊藤公孝^{1,4,5)}
ITOH Sanae-I^{1,2,3)*}, KOSUGA Yusuke^{1,2)}, KOBAYASHI Tatsuya⁴⁾, SASAKI Makoto^{1,2)} and ITOH Kimitaka^{1,4,5)}

¹⁾九州大学極限プラズマ研究連携センター, ²⁾九州大学応用力学研究所,

³⁾中部大学大学院工学研究科創造エネルギー理工学専攻, ⁴⁾自然科学研究機構核融合科学研究所,

⁵⁾中部大学総合工学研究所

(原稿受付: 2020年3月17日)

このプロジェクトレビューでは, 科学研究費基盤研究A「非平衡プラズマの強相関乱流」(代表者: 伊藤早苗, 2015年度-2019年度)を中心として展開された「強相関乱流」という新しい考え方と, それによって広がる理解を総合的に紹介する。強相関乱流という新しい描像の提示は, 複数の非平衡効果の競合という新たな問題設定を示し, プラズマ乱流物理学の方法論を拡張することを目的としている。従来の乱流輸送の描像は, 圧力勾配駆動のミクロ揺動を対象としたものから, 径方向電場の効果・メゾスケール揺動・マルチスケール結合, 等を考察するように発展してきた。本稿では今後さらに必要となる拡張の方向を示した。

ここでは, 複数の非平衡効果の競合という新たな考え方の一環として, 非平衡性の源として, 従来から着目されてきた空間対称性の破れや速度空間自由度に加え, 時間反転対称性の破れという非平衡性の源も考察対象としている。その上で, 複数の非平衡性源が, 乱流輸送の干渉や競合を生みだし, 複合的依存性を示すことなどを説明した。そして, こうした物理的描像の拡張が, 従来から謎とされている現象に対し課題を明確化し, 従来解けなかった問題の解決や考えられていなかったテーマを見出す駆動力になることを説明している。

1. はじめに

1.1 研究の背景と目的

「強相関乱流プラズマ」というのは聞きなれない言葉かもしれないが, 多種の非平衡性(圧力勾配や速度の不均一性等)が共存する状態でプラズマ乱流が発達し, 巨視的な極性ベクトル場や軸性ベクトル場が生じ競合・干渉する状況を表すものとして導入された[1]。多種の干渉しあう非線形過程を通じて生じる巨視的構造形成について研究することを目的としている。

磁化高温プラズマでは, 圧力勾配を緩和する乱流が発達し, 異常輸送が生まれる。次元解析的に, 例えば粒子流束を $\Gamma = -D \nabla n$ のように(ここで Γ は粒子束, D は拡散係数, n は密度分布) Fick の法則的に表現しようと試みると(その表現の適否は別として), 非相関率 γ と非相関長の逆数 k を使って

$$D = \frac{\gamma}{k^2} \quad (1)$$

という混合長理論が使われる[2]。B.B. Kadomtsevの言葉を借りれば, 'Mixing length estimate is correct if you know the correct mixing length'であるが, しばしば, ナイーブに「非相関率 γ を線形成長率 γ_L で評価できる」と考える立場が横行してきた。

* Deceased on July 18, 2019

Kyushu University, Kasuga, FUKUOKA 816-8580 Japan

しかし, 現実のプラズマでは, 亜臨界励起で非線形不安定性がおき[3], スケールの異なる揺動が共存すればそれらが相互作用しマルチスケール乱流という性質が現れる[4]。とりわけ, 圧力勾配のようなスカラー場の勾配が生み出すドリフト波揺動から, 帯状流等の「軸性ベクトル場」が生まれる[5, 6]。帯状流の発生は上記のナイーブな考え方の限界を明確にした。帯状流は実験的にも検証された[7, 8]。近年の非平衡プラズマの研究が進んだ結果, 帯状流[6]に加えて, 測地線音波(Geodesic Acoustic Mode, GAM)[9]の実測[10], ストリーマー[11]の実測[12], 巨大静電揺動[13]や, 帯状磁場のようにメゾスケールダイナモ[14]も実験で観測されるに至った(図1はトーラスプラズマの帯状流の二点相関, および巨大静電揺動の時空相関とストリーマーの変動を示す)。こうした進展(帯状流や帯状磁場の発見, 多スケール乱流の特性研究, 拡散輸送モデルの破綻の研究, 等)は, 特別推進研究(平成16-20年度)や基盤研究(S)(平成21-25年度)において, 先陣を切って解明してきたテーマである[8, 15]。

このように, 輸送現象の描像は「線形, 局所, 決定論」的なナイーブなものから, 「非線形, 非局所, 確率論」的な型へと転換してきた。もう一つ強調すべきは, 実験データ解析法の進展[16, 17]であり, 乱流揺動の非線形結合を実測することが可能になった点である。これによって, 乱流

corresponding author's e-mail: kosuga@riam.kyushu-u.ac.jp

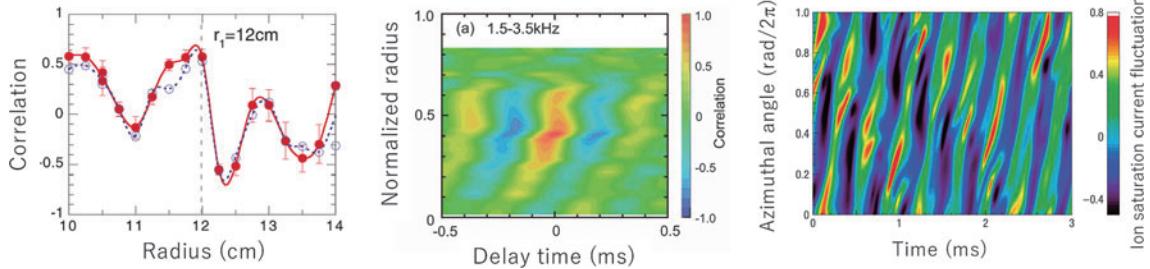


図1 左から、帯状流、マクロ揺動の二点相関とストリーマーの時空変動[7, 12, 13]. Reprinted with permission from A. Fujisawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. 93, 165002 (2004). Copyright 2004 by the American Physical Society. Reprinted with permission from S. Inagaki *et al.*, Phys. Rev. Lett. 107, 115001 (2011). Copyright 2011 by the American Physical Society.

輸送現象を、実験において第一原理的に研究する道がひらけた。

現実のプラズマでは、ドリフト波のようなスカラー場の勾配で駆動される揺動だけではなく、磁場に沿った流れなどベクトル場の不均一性により“ダンジェロ不安定性”(parallel velocity gradient driven mode と呼ぶこともある)も励起され[18-20]、揺動や渦と乱流輸送を引き起こすと考えられている。圧力(スカラー場)勾配や速度(ベクトル場)の不均一性からプラズマ乱流が発達する結果、多種の巨視的な極性ベクトル場や軸性ベクトル場が確率的・間欠的に生じ、多様な巨視的プラズマ構造(強い場、トポロジーの変換等)が生まれる。多種の非平衡性(圧力勾配や速度の不均一性等)による乱流輸送が干渉する状況も生まれる。(「干渉」と呼ぶものは、一例を挙げれば、磁力線方向速度の勾配の緩和によって、密度勾配を急峻にするような粒子流束が生まれる、というような現象である。)複数の自発的構造形成の共存の課題は、非平衡プラズマを理解する中心的な課題である。一方、広く物理学全体を眺めると、固体の中で、反強磁性を示す強誘電体等の複数の履歴現象(自発的な巨視的場の発生、multiferroics)をもつ物質が「強相関」という観点から広く研究されている。そのアナロジーから、プラズマ乱流についても、多種の(自発的な)巨視的スカラー場・ベクトル場の生成競合に焦点を当てた描像を「強相関乱流プラズマ」と呼ぶこととした[1].このプロジェクトレビューでは、科学研究費基盤研究(A)「非平衡プラズマの強相関乱流」(15H02155, 代表者: 伊藤早苗)の成果を中心に紹介し、乱流輸送問題研究の新展開を紹介することを主題としている。

1.2 典型的な対象と課題の例

粒子流や運動量流の干渉や転換を研究する prototypicalな対象として、図2に示すような円柱状磁化プラズマを取り上げ、磁力線方向にも流れがある場合を選ぶ。密度や温度のようなスカラー場も、磁力線方向のベクトル場も、円柱の半径方向に強い不均一性を示すものとする。この状況では、密度勾配に伴う揺動が発達し、半径方向の乱流輸送を起こすとともに、プラズマ柱を周方向に回転させる帯状流を駆動する。更に、軸方向の流れが不均一なので、その速度勾配が揺動に影響を与え(例えばダンジェロモードの励起)、乱流流束の干渉を生む。このシステムを典型的な対象として「強相関乱流」という物理的描像を描出する。

この系で問題になるのは、図3のような競合過程である

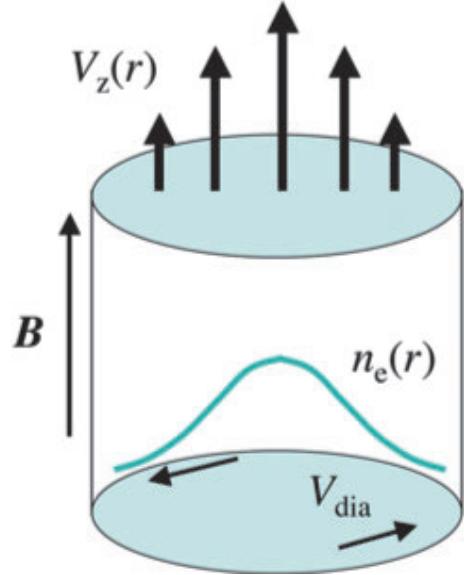


図2 磁化プラズマ中に密度勾配と速度勾配が共存する場合の概念図。

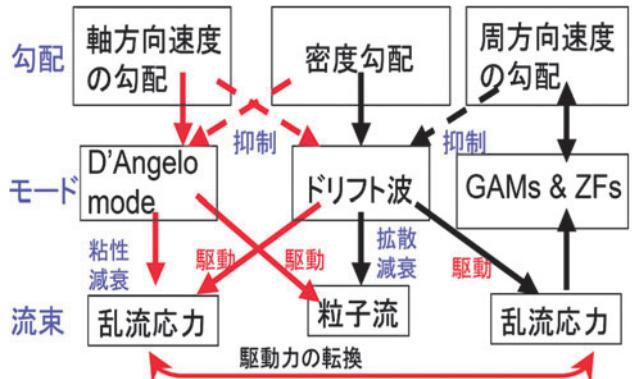


図3 様々な励起・結合関係。黒で示す関連は、従来広く研究が進んできたが、赤で示す関連との共存が、本研究の対象である。

(図3は圧力勾配の緩和を中心に描く)。右側の帯状流生成機構の研究はこの10年来大きく進んだ。帯状流は、周方向を向いている。一方、ドリフト波とダンジェロモードのそれぞれによって、磁力線方向の運動量が半径方向に運ばれる乱流輸送が同時に起きる。帯状流と磁場方向の流れの二つのベクトル場は直交しており、相互の比で流れのトポロジカルインデックスが決まる。二重連結の流れの特性を決めるプロセスとなっている。更に、理論的には、周方向の

乱流駆動力が、軸方向の駆動力に転換される機構も指摘されており[21]、左列の過程と右列の過程とが直接に非線形結合を起こす。こうした干渉は粒子流束にも起きる。

非平衡性をさらに拡張することも必要になる。通常は、密度勾配など空間対称性の破れに着目する。更に発想を展開し、時間反転対称性の破れについても考えてみる。言い換えれば、プラズマを作るソースの効果について考えることになる(図4)。そこまで広い見方で強相関乱流の描像を形成している。本研究では、複合的な非線形過程の観察と解析を通じて、全体の非線形干渉関係を研究し、従来理解困難だった課題の解決の端緒を与えることをめざす。

1.3 本報告の構成

このプロジェクトレビューは、複数の非平衡効果の競合という新たな問題設定を示すことを目的としている。そのため、以下に述べるような構成をとることによって、得られた成果や波及効果、今後の発展可能性などを説明する。そうすることで、課題が明確になり、従来解けなかった問題の解決や考えられていなかったテーマを見出す駆動力を示すことをめざしている。

まず、第2章では、問題や言葉の説明を兼ねて、理論モデルを述べる。図2のような状況で現れる揺動や輸送流を準線形理論から始めて説明する。メゾスケールや大域的性質についても説明する。位相空間自由度と実空間の不均一性の結合がもたらすことについても簡単に述べる。そして、図3に描いたような状況下で、「どのような構造パターンの選択が起きるか」という答えを、例を持って説明する。

次に、第3章では、直線磁化プラズマを用いた精密基礎実験を通じて得られた結果を説明する。まず、基礎実験装置において、二種揺動の共存状態を実現し、輸送の干渉を観測した。そして、実験のパラメータ空間での俯瞰的説明を述べる。径方向電場の外部からの制御をめざしたend plate biasingの効果にも触れる。様々な非線形現象の定量的実験結果を説明する。例えば、波、流れ、渦の3種のパターンの共存と相互作用に触れる。ストリーマーについては、揺動場構造に触れたのち、輸送の空間構造の観測結果を論じる。温度勾配効果、高周波揺動との結合にも触れる。本章で重要な実験の設計・データ抽出法なども説明する。精密基礎実験の成果は、高次相関の解析法の進展に左右されるところが大きく、高次相関観測の意義について、レビュー[22]をまとめ報告している。

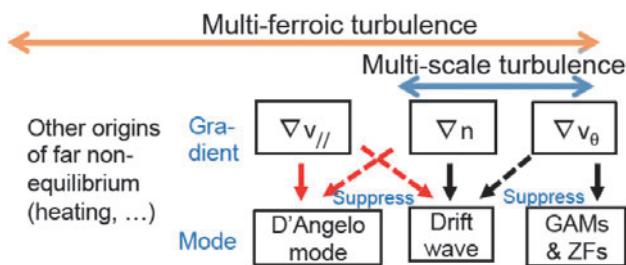


図4 空間不均一のみならず時間反転対称性の破れも非平衡性の源として考慮した強相関乱流の描像が本稿で説明される。

多種非平衡性の共存という問題は、トーラス型の大型装置実験でも重要である。その適用の第一歩として、第4章ではGAMを中心として説明する。GAMを対象として論述する理由は、GAMの周波数スペクトルが孤立したピークとして観測されることが多く、非線形結合を観測・解析する上でわかりやすい例になっているからである。まず、ミクロ乱流による励起機構[6]周辺のテーマから始める。そして、「位相空間自由度との結合」の例として、高エネルギービームによるモードの励起[23]の効果も考察し実験検証法に触れる。GAMによるミクロ揺動のトラッピング[24]を通じた大域的輸送への効果も紹介する。位相空間自由度との結合という視点から、GAMの垂臨界不安定性と突発的励起を説明する。観測結果にも触れる。これは、突発的励起現象の問題[25]に対し、典型例として理解を深めてくれる。

図3に示した流れと揺動の問題を大型装置実験への適用する時の大変な動機は、改善閉じ込め現象の理解であろう。H-modeについては径電場分岐の理論と乱流抑制の理論([26, 27]等)が提案されて以来central dogmaになってきた。第5章では、本研究の波及効果として、改善閉じ込め現象の理解の深まりを簡明に説明する。H-mode物理との関連としては、(a)流れとバリアと分岐やバリア幅、(b)流れとバリア発生機構の定量的検証などが興味深い。トーラスでは、強い径電場によるポロイダル流が磁力線に沿った流れを伴うので[28]、圧力と2種の流れの勾配が共存する図3に示す関係が現れる。このほか、様々な波及効果を報告する。

第6章では、図4に示すようにさらに一般化し、非平衡性の拡張についての論考を解説する。通常は、密度勾配など空間対称性の破れに着目する。その破れ方にも多種多様性がある。従来研究が進んでいない、乱流の空間局在の重要性についてレビューし取りまとめた[29]。更に発想を展開し、時間反転対称性の破れについても考えてみる。言い換えれば、プラズマを作るソースの効果について考えることになる。文献[15, 30]に詳述したように温度勾配と熱流の間にヒステリシスが発見され、実験での輸送関係に根本的な書き換えが求められている。エネルギー源と輸送ヒステリシスの関連が論じられてきたが[31]、強相関乱流という観点から位置付け、様々な波及効果を説明する。エネルギー源が輸送ヒステリシスを生み出すような大きな効果を持つとすれば、粒子源の効果も重要なはずであり、粒子源の効果に対する初期的な考察にも触れる。

第7章に、まとめと今後の展望を述べる。

2. 理論モデル

2.1 線形モードと準線形輸送 (ドリフトモードとダンジェロモード)

ここでは、図2のようなプラズマを考え、このようなプラズマに励起される特徴的な線形モードと輸送について説明する。線形モードを駆動する勾配として、密度の不均一性のほか、磁場に垂直な速度および軸方向の速度の不均一性も不安定性の駆動源となる。密度勾配が駆動する代表的

なモードとしてドリフト波があり、その輸送への影響や帶状流などの非線形励起などの研究が進められている。垂直方向速度場の不均一性は、流体でもよく知られているケルビン-ヘルムホルツ (KH) 型の不安定性があり、強い垂直速度勾配を持つ H-mode のプラズマなどで研究が進められている。

その一方で、軸方向速度場の不均一性も乱流を駆動する源となる。宇宙空間プラズマや核融合プラズマにおいて重要な役割を果たす不安定性であり、D'Angelo (ダンジェロ) モード不安定性と呼ばれ研究が進められている[18]。惑星磁気圏に流れ込んでくる軸方向速度場の不均一性が乱流を引き起こす[32]。核融合プラズマにおいても、中性粒子ビーム加熱の際にその励起が指摘され[33]、より近年においても装置のアップグレードに際し中性粒子ビーム加熱を増強する際にその励起が懸念されている[34, 35]。輸送障壁の領域[36, 37]やスクレイプオフ層における駆動[38]も報告されている。上述のドリフト波や KH 不安定性とともに、その詳細な研究が求められている不安定性である。

こうしたシステムの発展の特徴を捕らえるため、簡約化された流体モデルに基づいた解析を進めた[39]。

$$(\partial_t + \mathbf{v}_{E \times B} \cdot \nabla) \rho_s^2 \nabla_{\perp}^2 \frac{e\phi}{T_e} = D_{\parallel} \nabla_{\parallel}^2 \left(\frac{\tilde{n}_e}{\langle n \rangle} - \frac{e\tilde{\phi}}{T_e} \right) \quad (2a)$$

$$(\partial_t + \mathbf{v}_{E \times B} \cdot \nabla) n_e + \langle n \rangle \nabla_z v_z = \langle n \rangle D_{\parallel} \nabla_{\parallel}^2 \left(\frac{\tilde{n}_e}{\langle n \rangle} - \frac{e\tilde{\phi}}{T_e} \right) \quad (2b)$$

$$(\partial_t + \mathbf{v}_{E \times B} \cdot \nabla) v_z = \frac{e}{m_i} E_z \quad (2c)$$

ここで、 ρ_s は電子温度で評価されたイオンラーマー半径、 D_{\parallel} は電子の磁場方向の拡散係数、 $z(\parallel)$ は磁場方向、 $\langle \dots \rangle$ は平均量、 $\langle \dots \rangle$ は揺動量である。軸方向速度がなければ、密度と渦度の発展からなる長谷川-若谷方程式である。衝突型ドリフト波乱流や KH 乱流を記述するよく知られたモデルである。ここでは、これらの方程式に加え、不均一な軸方向速度場を加えることで、軸方向速度勾配が駆動する不安定性を含む解析が可能となる。

モデル内で励起される特徴的な不安定性に対して線形解析を進めた[39, 40]。3変数からなるモデルであることから容易に類推されるように、分散関係式は周波数に対して

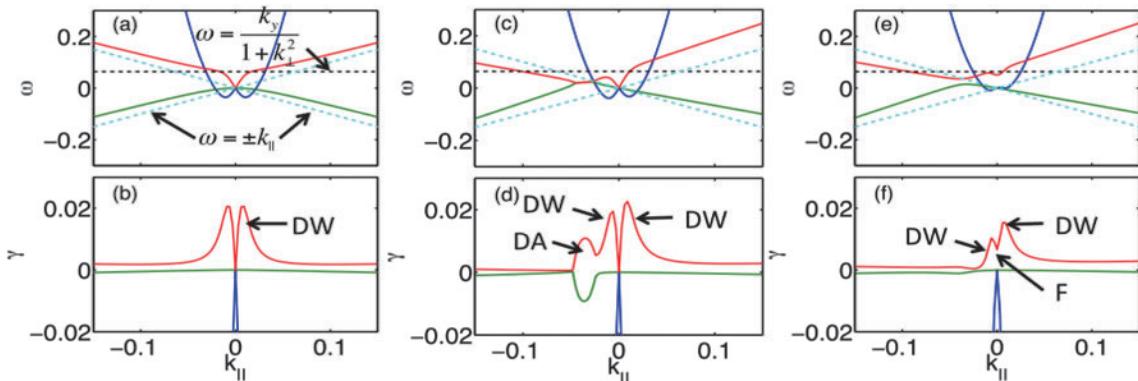


図 5 不安定性の分散関係。[40]より引用。

3次の方程式となり、特徴的な不安定性が3種類含まれる。様々なパラメータに対し分散関係を描くと図5のようになる。まず、速度は均一とし、密度勾配のみによりモードが駆動されるとする。この場合には図5 (a), (b)の結果が得られる。実周波数についてはよく知られたドリフト-イオン音波の分散関係が得られる。不安定化機構は電子の散逸に由来し、密度揺動とポテンシャルの間の位相差が生じることで粒子束を駆動し、密度分布の緩和が起きる。次に周方向速度勾配は無視し、軸速度勾配を有限（ここでは $\rho_s \langle v_z \rangle' / c_s = -0.2$ ）にすると、軸方向速度不均一性に由来するダンジェロモードの励起が示されている（図5 (c), (d)）。ダンジェロモードの特徴については、以下でより詳細に述べる。更に周方向速度の不均一性を含めると ($E \times B$ 渦度の勾配、この例では $e\rho_s^2 \partial_x^3 \langle \phi \rangle / T_e$) 図5 (e), (f) のようにフルート型のモード ($k_{\parallel} = 0$) が励起される。垂直速度場の不均一性に由来する KH モードや回転由来の交換不安定性が含まれている。

ダンジェロモードの特徴をより詳細に描き出すために、垂直速度場の不均一性を無視し、密度勾配と軸方向速度勾配が共存する場合を考える。話を明確にするために、 $k_{\parallel}^2 D_{\parallel} / \omega_* \rightarrow \infty$ として抵抗性ドリフト波不安定性が現れない場合を考える。この場合、線形解析により以下の分散関係が得られる。

$$\omega = \frac{\omega_{*e} + \sqrt{\omega_{*e}^2 + 4(1+k_{\perp}^2 \rho_s^2)(c_s^2 k_{\parallel}^2 - c_s k_{\parallel} \rho_s k_y \langle v_z \rangle')}}{2(1+k_{\perp}^2 \rho_s^2)} \quad (3)$$

簡略化された結果であるが、ダンジェロモードの本質を含んでいる。まず、平方根の中が正となる範囲を考える。この場合、軸方向速度シアはドリフト波の周波数を変化させる。波の位相速度が変化し、ドリフト波の安定化機構であるイオンランダウ減衰が弱められる。こうした効果が発現した一例として、軸方向速度シアによるドリフト波の不安定化が基礎実験から報告されている[20]。次に、軸方向速度シアが強く、平方根の中が負となる場合について考える。まず、この条件が満たされたためには、

$$k_{\parallel} k_y \langle v_z \rangle' > 0 \quad (4)$$

という条件が必要となる。与えられた速度シア $\langle v_z \rangle'$ に対し

て、特定の組のポロイダル波数とトロイダル波数を持つモードが励起されることがわかる。ドリフト波の場合と比較すると、その違いが明らかになる(図6)。ドリフト波の場合には特徴的な k_z がないのに対して、ダンジェロモードの場合には特定方向の k_z のみが励起される。モードの磁場方向の対称性が破れていることがわかる。より直接的な励起条件として、

$$|\langle v_z \rangle'| > \frac{\omega_{*e}^2 + 4(1+k_{\perp}^2\rho_s^2)c_s^2k_{\parallel}^2}{|c_s k_{\parallel} \rho_s k_y|} \quad (5)$$

という関係が得られる。実験的にダンジェロモードを同定する際に指針となる条件である。

実験的にモードを分類する際には、密度揺動や速度揺動の強度比が有用である。電子が軽いためボルツマン関係が近似的に成り立つので密度揺動とポテンシャル揺動の強度比が1に近くなる。こうした性質はスペクトル解析により評価でき、ドリフト波の実験的な評価において重要な役割を果たす。軸方向速度揺動を固有関数の比として評価すると、

$$\left| \frac{\tilde{n}}{\langle n \rangle} \right|^2 \cong \frac{|\omega|^2}{|c_s k_{\parallel} - \rho_s k_y \langle v_z \rangle'|^2} \left| \frac{\tilde{v}_z}{c_s} \right|^2 \quad (6)$$

となる。ドリフト波の場合には $|\omega| > |c_s k_{\parallel} - \rho_s k_y \langle v_z \rangle'|$ という関係式が成り立ち、近似的に

$$\left| \frac{\tilde{n}}{\langle n \rangle} \right|^2 > \left| \frac{\tilde{v}_z}{c_s} \right|^2 \quad (7)$$

という関係式が満たされる。ダンジェロモードの場合には線型分散式から

$$\left| \frac{\tilde{n}}{\langle n \rangle} \right|^2 \cong (1+k_{\perp}^2\rho_s^2) \left| \frac{\tilde{v}_z}{c_s} \right|^2 \cong \left| \frac{\tilde{v}_z}{c_s} \right|^2 \quad (8)$$

となる。これらの性質はプローブ計測などにより評価することができる。こうした性質を利用して、基礎実験においてダンジェロモードの観測が進められている。実験への具体的な応用例については、3章を参照されたい。

複数種のモードが励起されるような系では輸送の干渉が起こり、多様な構造が形成される。こうした様相を描き出

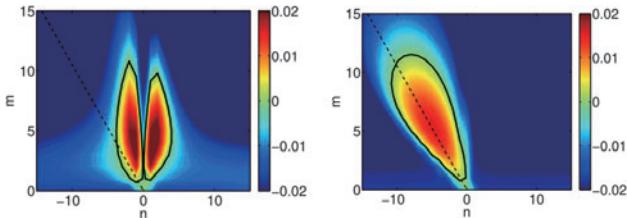


図6 波数空間(m, n)におけるモードの成長率。ここで m は周方向モード数、 n は軸方向モード数。速度勾配不均一性は $\rho_s \langle v_z' \rangle / c_s = -0.15$ 、 $e \rho_s^2 \partial_x^3 \phi / T_e = 0$ で固定。左はドリフト波($\rho_s(m'/n_0 = -0.3)$ 右はダンジェロモード($\rho_s(m'/n_0 = -0.01$))。ドリフト波では周方向モード数に対して正負の軸方向モード数が励起されるに対して、ダンジェロモードでは特定の(不安定性条件を満たす)軸方向モード数のみが励起される。[40]より、一部改変して再録。

すためには、minimal modelとして密度勾配と軸速度勾配が共存する場合を考える。準線形解析[41]によれば、輸送フラックスが以下で与えられる。

$$\frac{\Gamma_n}{\langle n \rangle c_s} = \sum_k \rho_s k_y \frac{\omega_{*e} - \omega}{k_{\parallel}^2 D_{\parallel}} \left| \frac{e \tilde{\phi}_k}{T_e} \right|^2 + \sum_k \rho_s k_y \frac{c_s^2 k_{\parallel}^2 - c_s k_{\parallel} \rho_s k_y \langle v_z \rangle'}{k_{\parallel}^2 D_{\parallel} \omega} \left| \frac{e \tilde{\phi}_k}{T_e} \right|^2 \quad (9a)$$

$$\frac{\Pi_{x\parallel}}{c_s^2} = \sum_k \rho_s k_y \frac{c_s k_{\parallel} (\omega_{*e} - \omega)}{\omega k_{\parallel}^2 D_{\parallel}} \left| \frac{e \tilde{\phi}_k}{T_e} \right|^2 + \sum_k i \rho_s k_y \frac{c_s k_{\parallel} - \rho_s k_y \langle v_z \rangle'}{\omega} \left(1 - i \frac{c_s^2 k_{\parallel}^2}{k_{\parallel}^2 D_{\parallel} \omega} \right) \left| \frac{e \tilde{\phi}_k}{T_e} \right|^2 \quad (9b)$$

各フラックスと駆動勾配との関係に着目すると、密度フラックスでは第一項は密度勾配によるいわゆる輸送行列の対角項であり、第二項が軸方向速度勾配による非対角項に対応する。運動量フラックスでは、第一項が密度勾配による非対角項であり、第二項は軸方向速度勾配による対角項にあたる。ここで、「いわゆる輸送行列の対角項」と書いたが、準線形理論の範囲であっても、実態は単純な輸送行列では書けない。例えば、粒子流束を示す式(9a)の右辺第二項は、速度勾配で駆動される項を含むが、その係数に反磁性ドリフト周波数を含んでいる。単純に輸送行列の形には書き表されない。本稿の中で扱われる多くの例では、複数の非平衡性が共存する時にはその干渉が線形和では表現できないことが多い。「非対角項」という言葉が比喩的であることを念頭に置いた上で、以下に「非対角項」という表記が出てくることを理解いただきたい。

具体例として、ドリフト波の場合を考える。ドリフト波では密度勾配が揺動を駆動する。ドリフト波の分散関係

$$\omega = \frac{\omega_{*e}}{1+k_{\perp}^2\rho_s^2} + \text{sgn}(k_y) \frac{c_s^2 k_{\parallel}^2 - c_s k_{\parallel} \rho_s k_y \langle v_z \rangle'}{\omega_{*e}^2} \quad (10)$$

($\text{sgn}(k_y)$ は k_y が正の時に1、負の時に-1となる)を用いてフラックスを求めるとき、

$$\frac{\Gamma_n}{\langle n \rangle c_s} = \sum_k \frac{\rho_s^2 k_y^2}{k_{\parallel}^2 D_{\parallel}} \frac{k_{\perp}^2 \rho_s^2}{1+k_{\perp}^2 \rho_s^2} \frac{c_s}{L_n} \left| \frac{e \tilde{\phi}_k}{T_e} \right|^2 + \sum_k \rho_s |k_y| \frac{\rho_s^2 k_{\perp}^2}{k_{\parallel}^2 D_{\parallel}} \frac{c_s^2 k_{\parallel}^2 - c_s k_{\parallel} \rho_s k_y \langle v_z \rangle'}{\omega_{*e}^2} \left| \frac{e \tilde{\phi}_k}{T_e} \right|^2 \quad (11a)$$

$$\frac{\Pi_{x\parallel}}{c_s^2} = \sum_k \frac{\rho_s k_y c_s k_{\parallel}}{D_{\parallel} k_{\parallel}^2} \frac{1+2k_{\perp}^2 \rho_s^2}{1+k_{\perp}^2 \rho_s^2} \left| \frac{e \tilde{\phi}_k}{T_e} \right|^2 - \sum_k \frac{\rho_s^2 k_y^2}{k_{\parallel}^2 D_{\parallel}} \frac{k_{\perp}^2 \rho_s^2}{1+k_{\perp}^2 \rho_s^2} \left| \frac{e \tilde{\phi}_k}{T_e} \right|^2 \langle v_z \rangle' \quad (11b)$$

という表式が得られる。まず粒子フラックスに着目すると、第1項が密度勾配による項であり、ドリフト波による異常拡散の項に対応する。第2項は通常のドリフト波のオーダリングでは考慮されないが、速度シアが強くなる場合重要となる。この項の役割については、後述のダンジェロモードの場合に詳しくみる。

ここで、式(1)で議論したKadomtsev Formulaとの対応を考えてみる。この結果はこのモデルの中の限定的な状

況で現れる。まず、粒子フラックスにおける非対角項を無視する。さらに、揺動の性質に関して以下の仮定をする。すなわち、乱流の線形励起が非線形相互作用による減衰と釣り合うとし、乱流と帶状流の結合や、乱流強度の時間変動は結合しない。すると、乱流の強度が定常的に局所的な勾配によって決まるとする混合長理論の結果 $e\tilde{\phi}/T_e \sim 1/(k_\perp L_n)$ (ここで L_n は密度分布の典型的な勾配長) が得られる。これら多くの仮定を用いると、ドリフト波の線型成長率 $\gamma \sim \omega_{*e}^2/D_\parallel k^2$ を用いて密度フラックスは

$$\Gamma_n = -\frac{\gamma_1}{k_\perp^2} \langle n \rangle' \quad (12)$$

となる。プロファイルや乱流のスケールという観測量から評価できるため輸送係数の大きさの概算には非常に簡便であるかもしれないが、こうした描像では乱流の非定常性や多スケール結合、輸送の干渉（ここでは運動量輸送）との関連が考慮されない。こうした限界にもかかわらずこの表式に固執すると、問題の本質から遠ざかってしまう。

ドリフト波は粒子フラックスのみならず運動量の輸送にも影響を及ぼす。まず、ドリフト波は運動量フラックスの異常粘性を駆動する（第二項）。この項は必ず緩和に効き、速度分布を平坦化させる働きがある。粘性の大きさをみると、粒子拡散係数と同程度の大きさであることがわかる。この性質を利用すると、観測から得られたフラックスから非対角成分を間接的に評価できる。すなわち直接計測された運動量フラックスから、揺動の時空間スケールを用いて評価された拡散成分を取り除く。その差分により非対角成分を評価することができる。

運動量流の非対角成分（運動量フラックス第一項）は平行流を生み出す。近年トロイダルプラズマにおける自律回転の観測[42]が報告され、基礎実験においても平行流の駆動や反転現象が報告されている[43]。詳細な揺動計測や輸送フラックスの計測と合わせ様々な研究が近年活発に行われている。モデルから示唆されることとして、こうした非対角項が運動量輸送に現れるためには、揺動スペクトルの対称性が破れていることが必要である[44, 45]。特に、軸方向波数と周方向波数に有限な相関が残る必要があり、例えば軸方向の揺動の対称性の破れが重要となる。トロイダルプラズマでは、径電場による対称性の破れや、「揺動エンベロップの径方向非一様性」などの効果の重要性が指摘されている。直線プラズマでは、テスト的に与えた平行速度場が軸方向波数成分ごとのドリフト波の成長率の違いを生み出し、有限な非対角項を生み出すことが報告されている[46]。プローブ計測を用いた実験が始まられているが、揺動種の遷移（例えばドリフト波からイオン温度勾配駆動モードなどの可能性）に伴う軸方向流の反転など、まだ未解決な問題も含まれており、今後の更なる研究の展開が期待される。

次に、ダンジェロモードによる輸送の特徴をみる。分散関係

$$\omega = \frac{\omega_{*e}}{2(1+k_\perp^2\rho_s^2)}$$

$$+i\frac{\sqrt{4(1+k_\perp^2\rho_s^2)(c_s k_\parallel \rho_s k_y \langle v_z \rangle' - c_s^2 k_\parallel^2) - \omega_{*e}^2}}{2(1+k_\perp^2\rho_s^2)} \quad (13)$$

を用いてフラックスを求めるとき、以下の表式を得る。

$$\frac{\Gamma_n}{\langle n \rangle c_s} = \sum_k \frac{\rho_s^2 k_y^2}{k_\parallel^2 D_\parallel} \frac{k_\perp^2 \rho_s^2}{1+k_\perp^2 \rho_s^2} \frac{c_s}{L_n} \left| \frac{e\tilde{\phi}_k}{T_e} \right|^2 + \text{Re} \sum_k \rho_s k_y \frac{c_s^2 k_\parallel^2 - c_s k_\parallel \rho_s k_y \langle v_z \rangle'}{k_\parallel^2 D_\parallel \omega} \left| \frac{e\tilde{\phi}_k}{T_e} \right|^2 \quad (14a)$$

$$\frac{\Pi_x}{c_s^2} = - \sum_k \frac{\rho_s^2 k_y^2}{\gamma_{DA}} \left| \frac{e\tilde{\phi}_k}{T_e} \right|^2 \langle v_z \rangle' \quad (14b)$$

ダンジェロモードが駆動されると、軸方向運動量の不均一性緩和が起こる。軸方向速度に対する渦粘性として現れ、速度分布の緩和を促進する[47]。典型的なパラメータに対して、電子の軸方向の拡散は通常乱流の時定数に比べて非常に大きい。すなわち、 $D_\parallel k^2 \geq \gamma_{DA}$ という関係が成り立つ。したがってダンジェロモードによる渦粘性はドリフト波の場合に比べ非常に大きくなる。渦粘性を粒子の拡散係数で規格化したプラントル数を用いれば、ドリフト波の場合にはプラントル数が1程度の数になるのに比べ、ダンジェロモードの場合には非常に大きな数になることが期待される。

その一方で、ダンジェロモードは粒子輸送と干渉する。粒子フラックスの第1項は対角項であり粒子分布の緩和につながる。その一方で、非対角項をみると、ダンジェロモードが不安定となる時、この項は負の値を取ることがわかる。ここで密度勾配によって生まれる粒子流は外向き(> 0)である。ダンジェロモードに起因する非対角項は密度の外向き拡散に抗う。粒子分布に対して up-hill フラックスを生み出し、密度分布を先鋭化させる。

実際のプラズマでは上記の輸送干渉過程が連鎖的に起こっていることが観測されている[43]。密度勾配から生じるドリフト波が2次的に軸方向速度を生み出し、軸方向速度勾配が形成される。この速度勾配が強くなり、ダンジェロモードが励起される。ダンジェロモードにより密度の先鋭化が起こり、最初の過程に戻る。複数種の勾配、乱流、輸送が互いに干渉しあう、強相関乱流の典型例である。

2.2 メゾスケールや大域的性質

近年のプラズマ乱流研究は、ミクロスケールの乱流からメゾスケールの構造が生まれることを明確に示した[6]。こうした発展は、主にスカラー場勾配である圧力勾配が駆動する乱流、すなわちドリフト波乱流やイオン温度勾配乱流を対象として発展してきた。その一方で、軸方向速度場などのベクトル場勾配が駆動する乱流が存在し、このようなベクトル場勾配駆動乱流においても帶状流が生成され得る。乱流プラズマでは、極性ベクトル場（ここでは軸速度）から軸性ベクトル場（ここでは渦度）への変換過程が起こりうる。これが実際に可能となることを、ダンジェロモードを例にとって理論的に示すことに成功した[48]。

帶状流が実際にダンジェロモードから生成されることを示すために、帶状流のエネルギーの非線形時間発展を評価した[48]。乱流場としてダンジェロモードが与えられた場

合に、どの程度のエネルギーが帯状流に移送されるかを評価するために発展方程式を

$$\partial_t \mathcal{E}_{\text{ZF}} = \gamma_{\text{ZF}} \mathcal{E}_{\text{ZF}} + \tilde{s} \quad (15)$$

で表現する。ここで、 γ_{ZF} は帯状流の非線形成長率、 \tilde{s} は乱雑力である。非線形成長率に着目すると、

$$\gamma_{\text{ZF}} = \sum_{k_1} \frac{\theta_{k_1, k - k_1, k}}{1 + k_{1\perp}^2} (\hat{z} \times \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{k})^2 \left(1 + \frac{\omega_{*v1}^2}{4\gamma_{\text{NL1}} \sqrt{D_{v1}}} \right) |\phi_{k_1}|^2 \quad (16)$$

である。ここで k_1 はダンジェロモードの波数、 k ($\ll k_1$) は帯状流の波数、 $\theta \sim 1/\gamma_{\text{NL}}$ はダンジェロモードの非相関時間、 ω_{*v} は軸速度勾配によるドリフト周波数、 $\sqrt{D_{v1}} \sim \gamma_{\text{L}}$ はダンジェロモードの成長率、 $|\phi_{k_1}|^2$ はダンジェロモードの静電ポテンシャル揺動振幅である。(ここで各量は無次元化されており、詳細については[48]を参照されたい) 帯状流の成長率が正であり、帯状流が確かにダンジェロモードからエネルギーを受け取り成長できることがわかる。また、 $\gamma_{\text{ZF}} \sim \gamma_{\text{L}}$ であり、乱流の典型的な時間スケールの中で帯状流が成長できることを示している。

式(15)によると、帯状流の励起は乱雑力からも起きることが示される。確率的な帯状流の励起については今後の研究課題である。

帯状流はドリフト波からも、ダンジェロモードからも生まれる。どちらの乱流がより帯状流を励起するのに効率的か、という疑問が生じる。ドリフト波やダンジェロモードが励起された場合に、どちらの乱流からの帯状流生成が卓越するかを評価した。非線形成長率を比較すると、

$$\frac{\gamma_{\text{ZF, DA}}}{\gamma_{\text{ZF, DW}}} \sim \left(\frac{1}{2} + \frac{\langle v_z \rangle^2}{8\gamma_{\text{L}}\gamma_{\text{NL}}} \right) \frac{|\phi_{\text{DA}}|^2}{|\phi_{\text{DW}}|^2} \quad (17)$$

という結果を得る。典型的なドリフト波やダンジェロモードのパラメータに対して、右辺の最初の係数はオーダーが1の係数となる。最終的にはダンジェロモードの振幅とドリフト波の振幅が帯状流生成の効率を支配することがわかる。同程度の強度を持つ場合には、帯状流生成の効率がほぼ同じになる。ドリフト波が帯状流を励起することが多数報告されている。ダンジェロモードが励起されれば、帯状流が同様に励起されうる。さらに、支配的な乱流がダンジェロモードになる場合には、帯状流の生成もダンジェロモードからの生成が支配的となる。

ダンジェロモードから帯状流が生み出されるという結果は、磁化プラズマにおける帯状流生成の多様性を示している。通常ドリフト波乱流の2次元的性質に焦点が当てられ、その中のインバースカスケード、すなわちエネルギーの長波長側への転送というプロセスが重要視される。これは帯状流を生成する一つの方法であるが、ここでは当てはまらない。ダンジェロモードは軸方向流揺動への結合が本質的であり、3次元的性質を有するためである。それにも関わらず短波長の乱流から長波長の帯状流が生成される。これを理解するためには、実空間での混合を考えることが有効である。ダンジェロモードでは不均一軸速度が駆

動力となり、混合や輸送を引き起こす。このとき、速度場のみならず、密度や渦度が輸送される。渦度場が混合され、2次的な帯状流が励起されうる。ダンジェロモードによる帯状流の生成という問題は、磁化プラズマにおける帯状流生成の様々な角度から理解する好例となっている。

ダンジェロモードからの帯状流生成について注目すべきは、あるベクトル場が別のベクトル場に変換されることである。この場合、軸方向速度場が渦度場に変換される。その結果、初期的に系に軸方向速度場のみが存在していた場合においても、垂直方向の速度場やそれに付随する渦度場が発展し、最終的にらせん構造がプラズマ乱流中に生成される(図7)。特に帯状流は径方向に向きが変化するため、径方向に異なるヘリシティを持つ二重螺旋、ダブルヘリックスが発達する。乱流プラズマではこうしたダブルヘリックスが普遍的に存在することを世界に先駆けて提唱した。

上述の性質は、バイコヒーレンス解析により実験的に検証できる[22]。ドリフト波の場合には、

$$\langle\langle \tilde{\phi}, \tilde{n}, \tilde{n} \rangle\rangle \quad (18)$$

というバイコヒーレンスが解析されている。ここで $\langle\langle \dots \rangle\rangle$ は長時間平均を表す。その一方で、ダンジェロモードが励起された場合には、

$$\langle\langle \tilde{\phi}, \tilde{v}_z, \tilde{v}_z \rangle\rangle \quad (19)$$

というバイコヒーレンスが重要となる。こうした解析から、新規な帯状流の生成や螺旋流の励起を実験的に検証することができる。

乱流プラズマは一旦励起されると、励起された不安定領域から安定領域へと乱流伝搬するなど大域的性質を示す。このとき、従来の研究で乱流の伝搬はその強度すなわちエネルギーで起こることが報告されているが、乱流自体が持つ運動量も空間伝搬することを示した[49]。核融合プラズマを例にとると、周辺領域で励起された乱流が運動量を持って中心領域に伝播することにより運動量のチャンネルで大域的に結合することが可能となる。磁場のX点を上下反転させた場合の中心領域でのトロイダル流の変化の背後に、乱流による運動量を大域的に結びつける性質が重要な可能性について報告した。この例では、周辺領域に励起された密度勾配駆動乱流が、中心領域でのトロイダル流

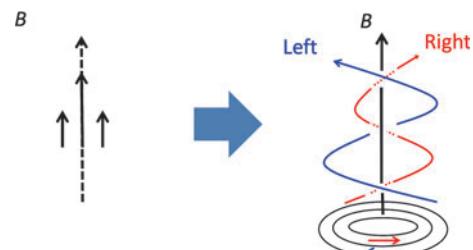


図7 軸方向流から帯状流、らせん流が発生。流線について、実線が紙面手前側、点線が奥、白抜きが更に奥を表す。帯状流は径方向に向きを変えるため、らせんの巻き方が変わる。[48]より再録、一部改変。Reproduced from Y. Koga *et al.*, Phys. Plasmas 24, 032304 (2017), with the permission of AIP Publishing.

を変化させる。輸送の干渉が大域的に起こることを示唆している。

2.3 位相空間自由度との結合

乱流プラズマでは、実空間のみならず速度空間を考えることも重要である。速度空間自由度を考慮することで、波と粒子の相互作用、速度空間勾配に起因する不安定性などを考えることができる。特に、波と粒子の相互作用の結果、互いに相關した粒子群（グラニュレーション）や位相空間ホールなどの構造が形成される[50, 51]。通常乱流プラズマ揺動は分散関係を満たすモードや波の集団と考えられているが、それのみならずグラニュレーションなどの分散関係を満たさない揺動成分が共存している。グラニュレーションはその位相空間での形状から、位相空間における渦とを考えることもできる。いったん形成されると、位相空間における構造は乱流の時間発展を決める重要な成分となり、輸送などのプラズマの巨視的な振る舞いを決める可能性が指摘されている。

位相空間自由度とプラズマの巨視的な振る舞いとの関連についてよく知られている例として周波数掃引の観測[52]がある。掃引現象の背後にあるメカニズムとして、位相空間におけるホール・クランプ対の生成とその成長過程が指摘されている[53]。このメカニズムに着目すると、掃引現象をトリガーとして、位相空間分布関数の変動や窪みの成長を観測できる可能性がある（図8）。こうした研究を通じて位相空間自由度に着目した研究は今後ますます進展するだろう。

分布関数に窪みが生じると、ドリフト周波数帯の揺動と結合し、乱流の非線形不安定性や輸送に影響を及ぼすことが理論的に指摘されている。過渡的な応答や非拡散的輸送に対して、位相空間ホールやグラニュレーションなどの位相空間構造が果たす役割について検討を行った[54]。これらの位相空間構造は、亜臨界不安定性を引き起こし、揺動

の爆発的な成長を引き起こす可能性がある。簡約化された直線型のプラズマで生じるグラニュレーションに対して、その非線形成長率を求めた。

$$\gamma_g \cong \tau_c^{-1} (R-1) \quad (20)$$

ここで τ_c^{-1} は非線形相関率、 R は自由エネルギーを含むファクターであり、正の値をとる。この成長過程の特徴として、非線形相関率を介して乱流強度の関数となる。多くの場合非線形性による τ_c^{-1} は振幅が大きくなれば大きくなる。そうした場合、式(20)は振幅が大きくなるほど成長率が増すような非線形成長過程であることがわかる。また、グラニュレーションは有限な寿命を持つため、非線形相関時間程度で消滅する。その性質を反映して、非線形成長率が位相空間ホールなどのコヒーレントな構造の場合に対して抑制されている。

この非線形成長過程の重要な性質として、線形成長とは異なる閾値をとる点がある。そのため、ドリフト波の線形安定な領域においても、亜臨界不安定性により揺動を駆動することができる。線形成長率が負の領域において、巨視的勾配が線形成長率を正にするには輸送時間程度の時間スケールが必要になる。その一方で、巨視的分布が線形成長率を正にする前に、グラニュレーションなどの位相空間構造は揺動を駆動することができる。過渡的応答などの輸送時間スケールよりも早い現象に対して、位相空間構造が重要な可能性を指摘している。

位相空間構造が非線形不安定性を駆動する際の重要なパラメータとして、多粒子種の散逸がある。例えばイオンが生み出す位相空間構造を考えると、電子の散逸が重要なパラメータとなる。捕捉イオンモードに生じるグラニュレーションが自由エネルギーを解放するためには、電子の散逸がキーとなる。運動論的な電子を含むイオン系の数値計算が可能となり、位相空間構造と乱流との相互作用に関する

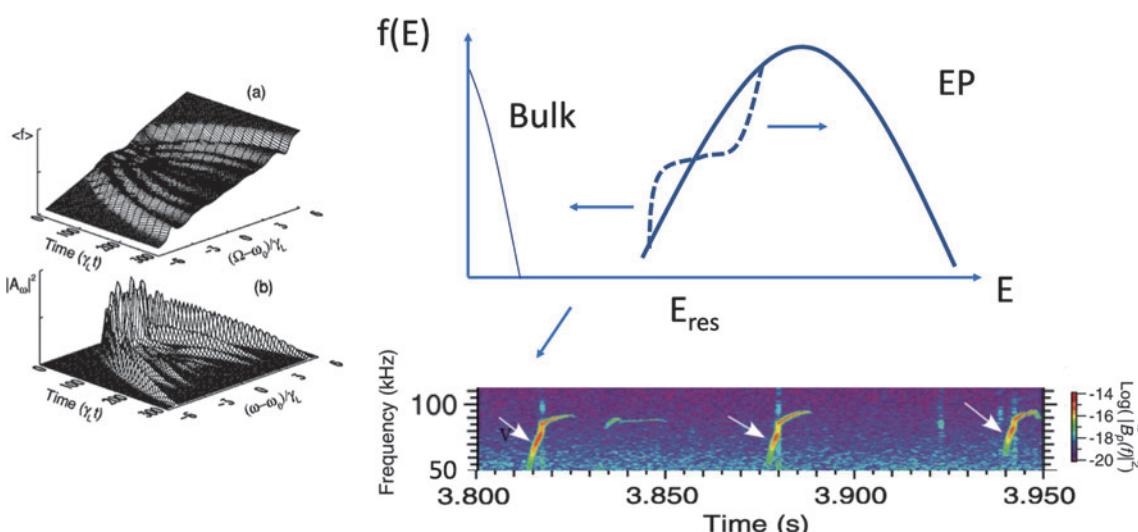


図8 ホールークランプ対の生成と周波数掃引現象。シミュレーションから、分布関数におけるひずみの成長により周波数掃引が引き起こされることが指摘されている。実験的に観測されている周波数掃引現象に伴って、分布関数の変動も生じているはずであり、今後の観測が期待される。[52, 53]より、一部改変の上再録。Reproduced with Permission by IAEA, from T. Ido et al., Nucl. Fusion 57, 072009 (2017). Copyright 2017 IAEA. Reproduced from H.L. Berk et al., Phys. Plasmas 6, 3102 (1999), with the permission of AIP Publishing.

数値的定量的研究が始まりつつある[55].

グラニュレーションやホールはレイノルズ力に寄与するので流れを駆動する. 位相空間構造による帯状流の励起が予測されている[56, 57]. 実験においても, モードとは異なる成分, 例えば飛沫などが帯状流を加速・減速することが報告されている[58]. 位相空間構造と流れの結合を同定する研究が進められている.

位相空間自由度を介して, ベクトル場の変換過程が可能となる. 位相空間の渦が傾ぐことで, 帯状流の加速がトロイダル流の加速へと変換される(図9). 位相空間自由度を介した強相関過程の例である[21]. この変換過程に対して, ポロイダル方向の加速度とトロイダル方向の加速度の間の変換係数を求めた.

$$\partial_t v_\phi = M \partial_t v_\theta \quad (21)$$

ここで係数 M は位相空間自由度(グラニュレーション)に由来し, そのパラメータ依存性が

$$M = \frac{\sqrt{2}q\rho_*}{\sqrt{\epsilon_0}} \left(1 + 1.6 \frac{q^2}{\sqrt{\epsilon_0}} \right) \left\{ 1 + \sqrt{\rho_*} \left(1 + 1.6 \frac{q^2}{\sqrt{\epsilon_0}} \right) \right\} \quad (22)$$

と評価されている. ここで q は安全係数, ϵ_0 は逆アスペクト比, ρ_* はイオンラーマー半径とプラズマ径の比である. これらのパラメータは観測可能量であり, 両者の変換係数を実験的に評価することができる. 加速度についてもプローブ計測のデータ等を利用することで評価することができる. 加速度の変換過程を通じて位相空間効果を実験的に評価する方法について報告した.

共鳴が強い乱流ではホールやグラニュレーションが生じる可能性がある. これらの成分が生じる場合の揺動や輸送の特徴についてまとめられた. Kadomtsev Formula が示唆するような単純な拡散過程とは様相が異なることがわかる

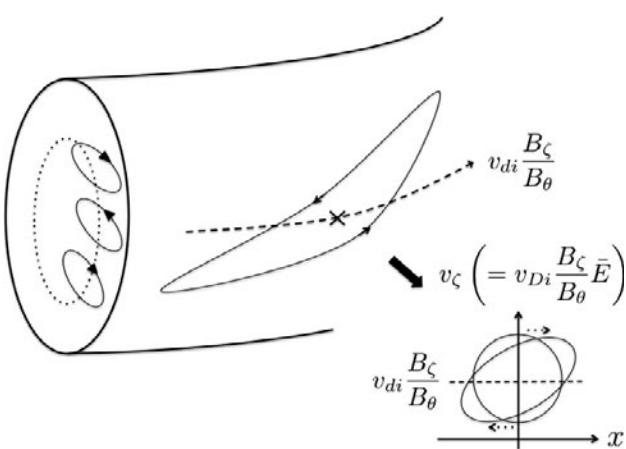


図9 位相空間を介した流れの変換過程. 帯状流の加速に伴い, 垂直断面内の $E \times B$ 渦が傾ぐ. これに伴って位相空間内における捕捉イオンの渦, グラニュレーションが傾き, トロイダル流が駆動される. 帯状流から始まり, 位相空間の渦を介してトロイダル流へと変換される. このときの変換係数が式(22)で与えられる. [21]より引用. Republished with permission of IOP publishing, Ltd, from Y. Kosuga *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 55, 125001 (2013); permission conveyed through Copyright Clearance Center, Inc.

(図10). 特に, 位相空間構造は動的摩擦成分として輸送フラックスに現れる. 非拡散的輸送を生み出す可能性がある.

2.4 構造パターンの選択

乱流プラズマ中に多種多様な構造が形成される. その結果どの構造が選択されるか, という選択則を求める研究を推進した[59, 60]. 典型的な問題として, ストリーマーと帯状流の選択の問題を考える. ドリフト波乱流が発達した結果, 対流胞に代表される2次の流れが生成される. 径方向に伸びた対流胞をストリーマー, 周方向に対象な対流胞を帯状流とみなすことで, 非等方的な対流胞の励起のしやすさ, という観点から研究を進めた(図11).

ストリーマーの励起過程について, 帯状流との違いについて吟味した[60]. ストリーマーと帯状流の違いは周方向対称性の破れにある. 有限な周方向モード数を持つため,

	Conventional	Strongly resonant turbulence
Macro/Flux	Quasi-linear flux $-D\langle f \rangle'$ \rightarrow mixing length estimate $D \sim \frac{q}{k_\perp}$	Lenard–Balescu $-D\langle f \rangle' + F\langle f \rangle$ Dynamical friction Novel path for non-diffusive flux
Micro/Fluctuation	Mode, waves $\epsilon(\omega, \mathbf{k}) = 0$ linear growth versus NL damp. Saturation with mixing length level	Non-mode, structures in phase space (holes/grans.) Nonlinear, subcritical growth \rightarrow Bursty, explosive growth
ZF coupling	Yes, Predator-prey Amp. dressed by ZF	Yes, Predator-prey Acceleration by phase space structures

図10 共鳴が強い場合の乱流の揺動と輸送の特徴. 線形モードとの比較. [54]より引用. Reproduced with Permission by IAEA, from Y. Kosuga *et al.*, Nucl. Fusion 57, 072006 (2017). Copyright 2017 IAEA.

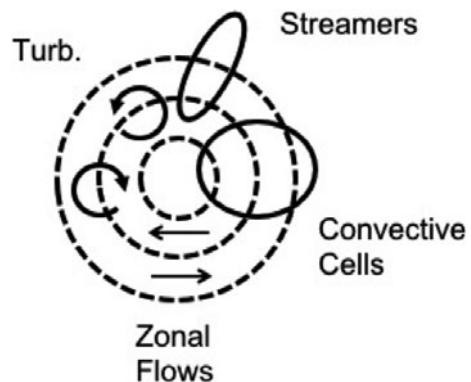


図11 乱流と対流胞の励起. 磁化プラズマの垂直断面を表す. 径方向に伸びた対流胞をストリーマー, 周方向に伸びた対流胞を帯状流とみることができる[59]. Reproduced from Y. Kosuga *et al.*, Phys. Plasmas 24, 122305 (2017), with the permission of AIP Publishing.

ストリーマーは密度の変動を伴う。一般的には、低周波運動のポテンシャルを ϕ 、周方向波数を q_y 、周波数を Ω とすると、密度変動は

$$\frac{n_{q\Omega}}{\langle n \rangle} = \frac{q_y v_* e \phi_{q\Omega}}{\Omega T_e} \quad (23)$$

という式で与えられる。帯状流の場合には $q_y = 0$ であり、直接的な密度の変調は伴わない。その結果、ポテンシャルが支配的な揺動となる。その一方で、有限な周方向モード数を持つストリーマーは密度変動が有限となる。特に低周波数の流れ構造では、こうした密度変動の効果が顕著になる。

背景ドリフト波の周波数や波長よりゆっくり変動する密度変動が生じると、ストリーマーの成長をもたらし得る(図12)。密度変動の影響により、背景ドリフト波の周波数が変調を受ける。密度変調が周方向に不均一であれば、ドリフト波は周方向に位相差を生じ、周方向波数が変調する。その結果有限なレイノルズ応力が生じる。波動運動論によりレイノルズ応力を評価し、以下の表式を得た。

$$\frac{\bar{v}_x \bar{v}_y}{c_s^2} = \int d\mathbf{k} \frac{\rho_s^2 k_x^2}{(1 + \rho_s^2 k_\perp^2)^2} k_y \frac{\partial \langle N_{\mathbf{k}} \rangle}{\partial k_y} \Delta \omega_{\mathbf{k}} \rho_s^2 q_y^2 \left(\frac{e \phi_{q,\Omega}}{T_e} - \frac{n_{q,\Omega} \langle n \rangle}{1 + k_\perp^2 \rho_s^2} \right) \quad (24)$$

ここで x は径方向、 y は周方向を表す。 k はドリフト波の波数、 $N_{\mathbf{k}}$ はドリフト波の作用密度である。従来の解析結果との比較をすると、式(24)右辺に出てくる最後の括弧内第一項がシアによる変調効果であり、第2項が密度変動に由来する効果である。速度シアとともに密度変動を介してストリーマーが励起されうることを示している。

密度変動効果を含めたストリーマーの励起について評価すると、その分散関係が

$$\frac{\Omega}{\omega_{ci}} = \frac{-\text{sgn}(q_y) + i}{\sqrt{2}} \sqrt{\left| \rho_s q_y \right|^3 \int d\mathbf{k} \frac{\rho_s^2 k_x^2}{(1 + \rho_s^2 k_\perp^2)^3} \left(-k_y \frac{\partial \langle N_{\mathbf{k}} \rangle}{\partial k_y} \right) \frac{\rho_* \omega_{ci}}{\Delta \omega_{\mathbf{k}}} } \quad (25)$$

という表式で与えられる。シアによる成長の場合と比べると、ストリーマーの成長は有限な周波数を持っていること

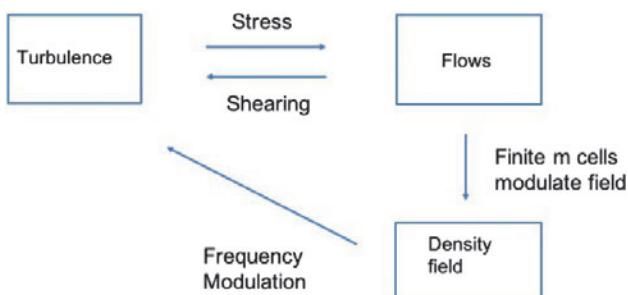


図12 乱流によるストリーマーの励起機構。流れ場のシア変調によるフィードバックのみならず、密度変動からのフィードバックが重要となる。[60]より。Reproduced from Y. Kosuga *et al.*, Phys. Plasmas 25, 100701 (2018), with the permission of AIP Publishing.

がわかる。このとき、背景ドリフト波が電子反磁性方向に伝播するのに対して、ストリーマーはイオン反磁性方向に伝播しながら成長する。成長率についてみると、乱流強度への依存性が異なる。シアによる成長では強度の2乗に依存するのに対し、密度変調が強い場合には強度の1乗に比例する。また、成長率の絶対値を比べると、典型的なパラメータに対し、密度変動による成長がより強くなることがわかった。

ストリーマー流は径方向の流れであり、輸送を増大させる。その結果、スクレイプオフ層の厚みが増す可能性について指摘した[61]。

ドリフト波や帯状流、ストリーマー等の研究のMinimal modelは準二次元的な枠組みで展開される。これに対して、第3の自由度である軸方向自由度に着目し、軸方向流によるストリーマーと帯状流の励起を制御する可能性について検討を行った[59, 62] (図13)。軸方向流が存在する時、背景モードであるドリフト波の分散がイオン音波への結合を介して変化する。その結果、ドリフト波が伝播する群速度が平行流によって変化し、シアを持つ流れ場や変調密度場からのフィードバックの強さが変わる。最終的には変調不安定性によって生じたドリフト波振幅の‘しづ’とそれが生み出す応力が変化するので、2次的なストリーマーと帯状流の成長を平行流によって制御することが可能となる。このとき、軸方向流がない場合には帯状流が好まれるようなパラメータを用いた場合でも、平行流シアを変化させることでストリーマーが好まれる状況を作り出すことができる。逆に、輸送を増加させてしまうストリーマーを平行流で抑制する研究へと発展させることもできる。

乱流プラズマの状態を反映して、様々ならせん流構造が生み出される。らせん流構造について、そのトポロジーを測る指標として

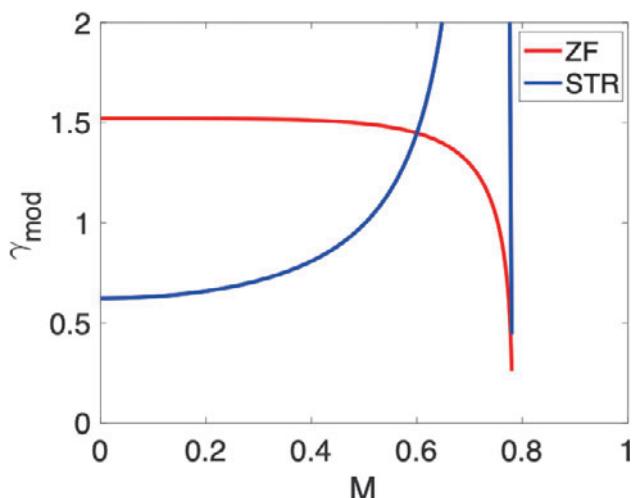


図13 帯状流(赤)とストリーマー(青)の変調不安定性による成長。横軸はドリフト周波数で規格化された軸方向速度シアであり、 $M = |v_{z'} L_n / c_s|$ で与えられる。軸方向流シアにより選択される流れが変わる。[59]より引用。Reproduced from Y. Kosuga *et al.*, Phys. Plasmas 24, 122305 (2017), with the permission of AIP Publishing.

$$\iota = \frac{\lambda}{r} \frac{v_\theta}{v_\parallel} \quad (26)$$

という量を導入し、乱流状態の遷移を整理した[63]。複数の駆動源が存在する状況を想定し、軸方向速度と密度のソースを導入した流体数値実験を行った。密度ソースを徐々に強くし、ダンジェロモードからドリフト波状態へと遷移していく様を調べると、中間領域において両者の複合しているようなモードが励起され、らせん流構造の指標が分岐することがわかった。流れヘリシティに着目した解析が進められ[64]、スパイラル構造[65]の励起も報告されている。今後の研究の展開が期待される。

3. 基礎実験

強相関乱流の素過程を実験的に明らかにするため、図14に示す直線プラズマ装置 PANTA (Plasma Assembly for Nonlinear Turbulence Analysis)において放電実験を実施した[43, 66]。真空装置は円柱型（長さ 4 m, 直径 45 cm）で、円柱軸方向に励起した 0.04 T – 0.15 T の一様磁場を用いてプラズマを閉じ込める。プラズマソースは装置片側に設置されており、ここで 3 kW, 7 MHz のヘリコン波で、アルゴンプラズマが生成される。プラズマソース部の反対側では金属製のエンドプレートでプラズマが終端されている。ここで磁力線方向を z 方向、半径方向を r 方向、周方向を θ 方向 (z 方向の右ねじ方向が正) と定義する。PANTAにおいては、磁場強度とプラズマソース部の中性ガス圧力を変化させることでプラズマ乱流の非線形的な性質が大きく変化する。また、エンドプレートを真空容器に比べ正電位にバイアスすることで、乱流の応答を能動的に観測することができる。図14の縦点線の位置で電子密度、浮遊電位、磁力線方向速度場の平均値・揺動の分布を計測した。速度場の計測は、マッハプローブを用いて行った。

3.1 二種揺動の共存と輸送の干渉

1 章に論じた二種揺動の共存と輸送の干渉に関する実験観測例を論じる。密度分布と磁力線方向速度の分布に、円柱半径方向の強い勾配がある場合を考える。図15は磁場強度が $B = 0.09$ T、中性ガス圧が $p_n = 0.8$ mTorr の場合の、電子密度および磁力線方向速度場の分布を示す。密度分布は径方向中心でピークし、磁力線方向にも緩やかな勾配を持つ。速度場は中心部でプラズマソース部からエンドプレート方向への大きな流れがある一方、周辺では小さくなっている。またプラズマソース部付近では複雑な流れ場が観測

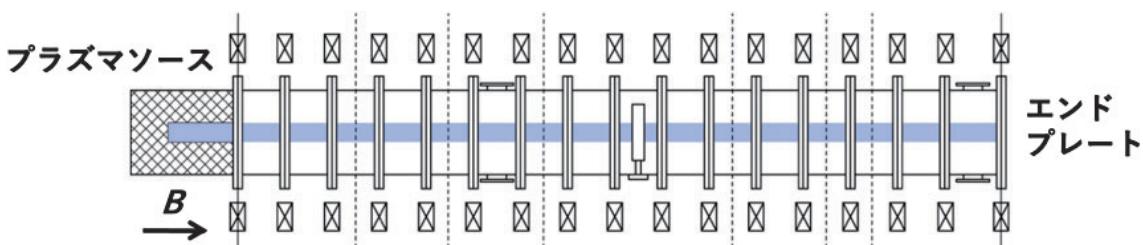


図14 直線磁化プラズマ装置 PANTA. [66]より引用。Reproduced from T. Kobayashi *et al.*, Phys. Plasmas 23, 102311 (2016), with the permission of AIP Publishing.

されている。例えば、 $z = 0.625$ m の位置では、 $r = 3$ cm の位置でエンドプレート側からプラズマソース側への流れの反転が観測されている。

密度勾配と磁力線方向速度勾配が共に存在する系で、図3に示されたような揺動と輸送の干渉関係を実験的に解明することを考える。まず、本章の主題である、粒子輸送と運動量輸送の直接計測から導いた揺動間の因果関係を論じる。次に、理論的に与えられた安定性ダイアグラムや実験的に観測されている揺動の固有関数を元に、モードの同定を行った結果を述べる。最後に、各輸送チャンネルにより散逸されるエネルギーの大小関係に着目し、分布構造形成に二種揺動が及ぼす役割を定量的に議論する。

3.1.1 粒子輸送と運動量輸送の直接計測

2 章で議論したように、このような系では密度勾配駆動の抵抗性ドリフト波と磁力線方向速度勾配駆動のダンジェロモードが不安定性の候補となる。ここでは、揺動が駆動するフラックスの向きが勾配を急峻化するか緩和させるかという議論から、不安定性の原因を同定する。運動量輸送 Π_{rz} (乱流応力, Reynolds stress) および粒子輸送 Γ_r の実験観測値はそれぞれ、以下のように定義される。

$$\Pi_{rz} = \langle \tilde{v}_r \tilde{v}_z \rangle = \langle \tilde{E}_\theta \tilde{v}_z \rangle / B \quad (27)$$

$$\Gamma_r = \langle \tilde{v}_r \tilde{n} \rangle = \langle \tilde{E}_\theta \tilde{n} \rangle / B \quad (28)$$

ここで v_r , v_z , E_θ , n はそれぞれ径方向速度、磁力線方向速度、周方向電場、密度を表し、チルダ記号は揺動量であ

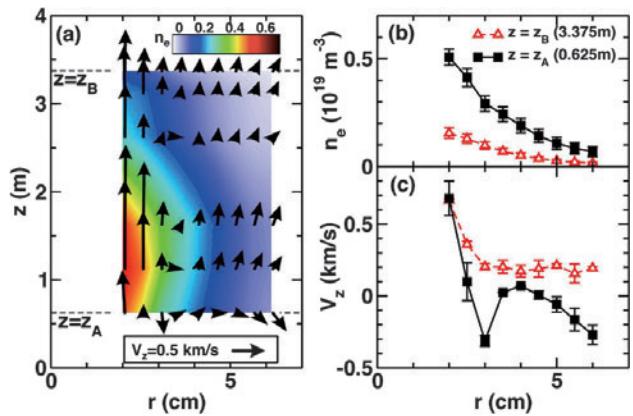


図15 (a) PANTA における電子密度と磁力線方向流れ場の径方向-軸方向分布および、(b) 電子密度と(c) 磁力線方向流れ場の系方向分布 ($z = 0.625$ m (図14のソース側から 1 番目の縦点線) および 3.375 m (6 番目の縦点線))。[43]より引用。

ることを示す。図15(a)に示すような、複雑な流れ場がどのように形成されているかを議論するため、以下に示す磁力線方向の定常イオン流体の運動方程式を考える。

$$0 = -m_i n_i V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial z} - m_i n_i \frac{\partial (r \Pi_{rz})}{r \partial r} - m_i n_i \nu_{in} V_z \quad (29)$$

右辺第一項は慣性項、第二項は圧力項、第三項は乱流応力項、第四項は中性粒子との衝突項に対応する。はじめの3項が流れの駆動項で、これらが中性粒子との衝突抵抗と釣り合うことで定常の流れ場が形成されるという系である。図16(a)にこれら4種類の径方向分布を示す。4つの項のうち、乱流応力項と中性粒子衝突項が支配的で逆符号の分布となっている。即ち、主な領域で乱流応力項が中性粒子衝突項と釣り合っていることがわかる。この解析により、観測されている定常流れ場は、乱流による運動量輸送によって形成されていることが明らかになった。図16(b)は、粒子輸送の径方向分布である。中心部を除く領域 $r \geq 2.5$ cm で、外向きの粒子輸送が観測されており、線形不安定ドリフト波の性質に一致している。一方、中心部では強い内向きの粒子輸送が観測されている。これは、線形ドリフト波以外の不安定性が存在することを示唆している。

3.1.2 モードの同定

ドリフト波による運動量輸送によって形成された速度場が、その強い勾配によって新たな不安定性を励起したと仮定し、2章で議論されたダンジェロモードの安定性解析を実施した。図17は、規格化された密度勾配長（横軸）と速度勾配（縦軸）で張られる空間にプロットされた安定性解析図である。プラズマソース部分に近い2点で、ダンジェロモードが不安定化されることが示された。

ダンジェロモードが不安定になる位置では規格化速度揺動振幅 (\tilde{v}_z/c_s) が規格化密度揺動振幅 (\tilde{n}_e/n_e) より有意に大きくなることが予測されている。実験的にもこの点が検証された[67]。図18(b)は規格化された磁力線方向速度場揺動および密度揺動の振幅比である。これまでのデータとは中性ガス圧が $p_n = 3.0$ mTorr と異なるため、分布に若干の変化が見られる[図18(a)]。ここでイオン飽和電流分布は密度分布の形状をよく表すものと考える。密度勾配が顕著な $r = 4$ cm 付近では 10 kHz 以下の全周波数領域で規格化密度揺動振幅が大きいのに対し、速度場勾配が顕著な $r < 3$ cm の領域では周波数が 3.5 kHz 以上の領域で規格化速度場揺動が支配的になる。即ちこの領域の揺動はダン

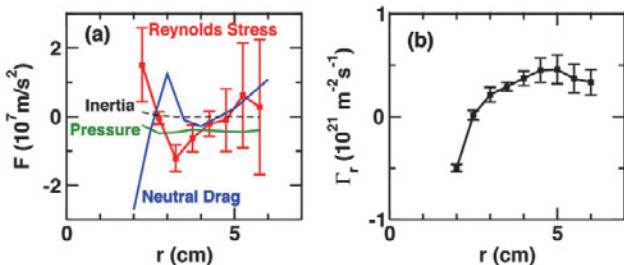


図16 (a)イオン流体に作用する磁力線方向の力および(b)径方向粒子輸送の径方向分布。[43]より引用。

ジェロモードに起因するものであることが示されている。

3.1.3 散逸エネルギーと分布形成

実験と解析によって得られた描像は、ドリフト波によって形成された速度勾配がダンジェロモードを励起し、内向き粒子輸送を形成して密度勾配を急峻化させるというものである。二種の不安定性が輸送を通して複雑に干渉しあうこと、平衡分布が決定されるというこののような系を、「強相関乱流」と呼ぶ。ここで対象としているプラズマに対して実験的に得られた強相関乱流の概念図を図19に示す。

輸送が分布形成に及ぼす影響を量化するため、以下の式で定義されるエネルギー緩和密度を、径方向粒子輸送と磁力線方向速度輸送に関して求めた。

$$w_r = F_r \bar{V}_r = -\frac{\partial p}{\partial r} \frac{F_r}{n_e} \quad (30)$$

$$w_z = F_z \bar{V}_z = -m_i n_i \frac{\partial (r \Pi_{rz})}{r \partial r} \bar{V}_z \quad (31)$$

また、乱流による運動エネルギー散逸を、以下の式で定義した。

$$w_{\text{turb}} = m_i n_i \langle \tilde{V}_r^2 + \tilde{V}_\theta^2 + \tilde{V}_z^2 \rangle / 2\tau_{\text{corr}} \quad (32)$$

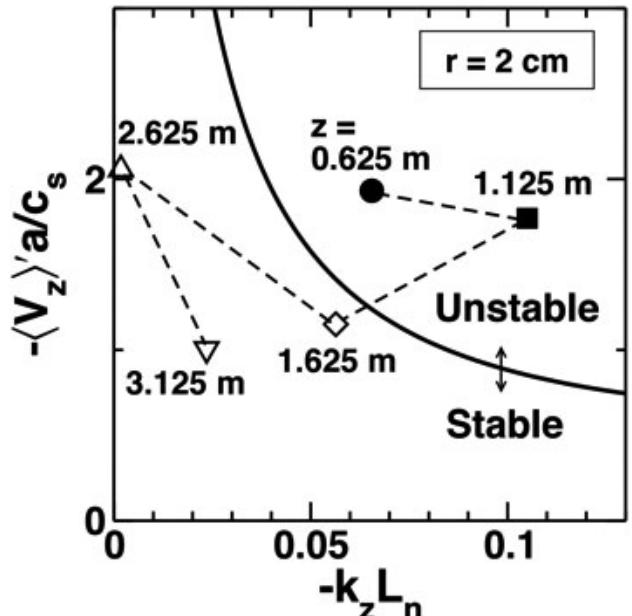


図17 ダンジェロモードの不安定性解析図。[43]より引用。

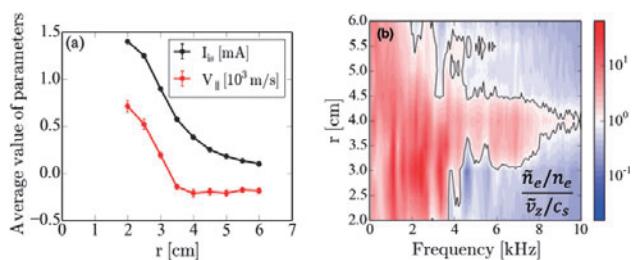


図18 (a) $p_n = 3.0$ mTorr 条件でのイオン飽和電流分布および磁力線方向速度場分布と(b)規格化された密度揺動と速度場揺動の振幅比。[67]より引用。

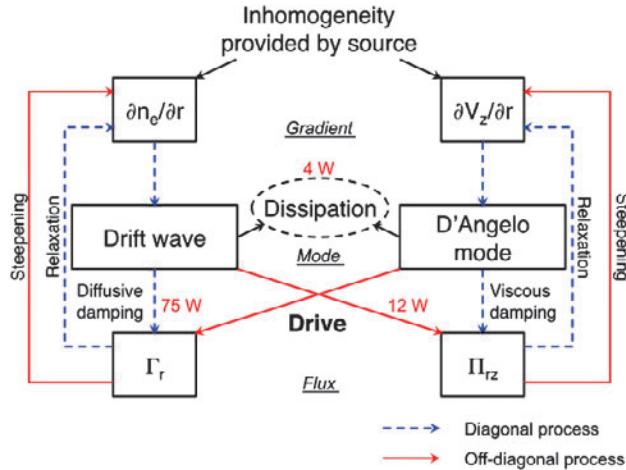


図19 PANTA 実験により得られた強相関乱流概念図。[66]より引用。Reproduced from T. Kobayashi *et al.*, Phys. Plasmas 23, 102311 (2016), with the permission of AIP Publishing.

ここで τ_{corr} は乱流の自己相関時間を表す。これらの値のプラズマ体積積分値、すなわち

$$W_j = \iiint w_j r dr d\theta dz \quad (33)$$

(ここで j は r, z, turb を表す) は、図15に示す実験例ではそれぞれ、75 W, 12 W, 4 W となった。このことは、プラズマの分布構造形成にもっとも影響を及ぼすのがドリフト波に起因する外向き粒子輸送であり、運動量輸送はその1/6程度の影響力であることを示す。密度勾配はプラズマソースによって1次的に与えられ、速度場勾配がドリフト波によって形成される2次的なものであることを鑑みると、これらの大小関係は妥当なものである。また、輸送によるエネルギー散逸の和は、乱流運動が熱化するプロセスに比べ、1桁以上大きな値となった。不安定性と輸送チャンネル間の相互作用を定量化することにより、プラズマソースが与えた自由エネルギー源がどのようにプラズマ中に再分配されるかを明らかにすることが可能となった。

3.2 パラメータ空間での俯瞰的説明

PANTA では、3.1章で論じた異なる不安定性の相互作用の他にも、様々な非線形現象が観測されている。その代表的な例が、ストリーマーと孤立波である。図20にストリーマーと孤立波の典型的な時空間発展と周波数-周方向モード数スペクトラムを示す。ストリーマーは電子反磁性ドリフト方向に伝播するドリフト波が、イオン反磁性ドリフト方向に伝播する媒介波と呼ばれるモードを非線形励起することで発生する[図20(a), (b)]。周波数の高いドリフト波と、周波数の低いモジュレーションが、逆の周方向に伝わっていることが見て取れる。これは2章で式(25)に関連して理論的に論じられていることと一致している。励起された媒介波は元のドリフト波と結合することで周波数・波数スペクトル上のブロードニングを発生させる[図20(e)]。このことは実空間において、媒介波によるドリフト波の振幅変調に対応する。この変調によってドリフト波は周方向に局在化される一方、径方向には伸長され、輸送が

促進される。条件付き平均法を用いて再構成されたストリーマー振幅構造を図21に示す。一方孤立波は、振動が非線形結合によって次々と高調波を生成することによって励起されると考えられる[図20(f)]。励起された高調波は基本波との位相関係が一定であるため、基本波と同じ位相速度で伝播する[70]。このため極度に歪んだ波形が形を崩すことなく伝播する[図20(c), (d)]。

詳細な解析は後述するが、まずはそれぞれの現象がどのようなパラメータ空間で現れるかを俯瞰的に説明する。図22に磁場強度-中性ガス圧空間におけるストリーマー強度と孤立波強度の分布図を示す。ストリーマー強度は媒介波によるドリフト波の変調強度を用いて定義し、孤立波強度はスペクトルピークが周波数-波数空間上でどの程度一直線に並ぶかを基準とした。現象論的にはストリーマーは低ガス圧・中磁場領域で見られるのに対し、孤立波は高ガ

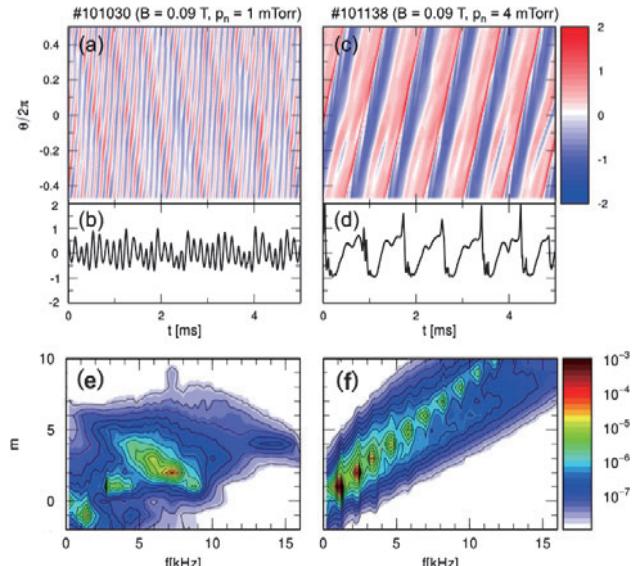


図20 イオン飽和電流振動の(a), (c)円柱周方向分布の時間発展パターン、(b), (d)典型的な時間発展波形及び(e), (f)周波数-周方向モード数スペクトラム。[68]より引用。

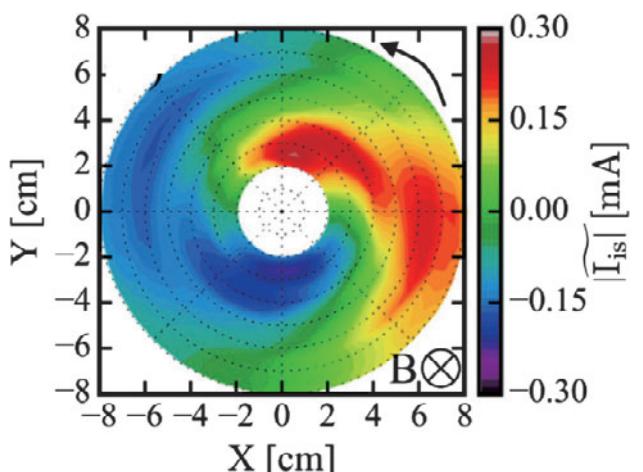


図21 条件付き平均法を用いて再構成されたストリーマー振幅構造。[69]より引用。Reproduced from F. Kin *et al.*, Phys. Plasmas 26, 042306 (2019), with the permission of AIP Publishing.

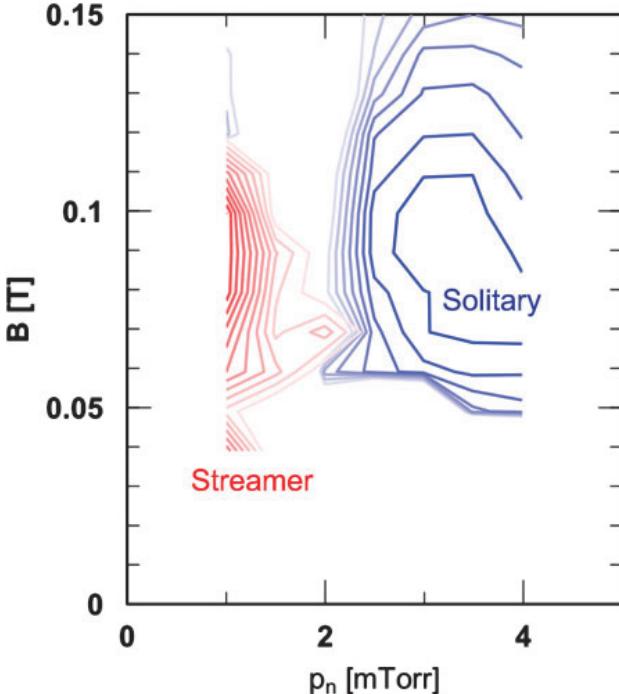


図22 磁場強度-中性ガス圧空間におけるストリーマー強度と孤立波強度の分布図。[68]より引用。

ス圧・中、高磁場でよく観測されることが明らかになった[68]。二つの領域の境界部分では、単一放電中のストリーマー-孤立波の自発遷移現象が観測されている[71, 72]。

3.3 孤立波

3.3.1 波、流れ、渦の共存と相互作用

プローブアレイによる多点同時計測と、条件付き平均法を用いた統計処理で、ドリフト波や流れ場に加え渦の観測も可能となった。対象としたのは、図20(c), (d)に示した孤立波が励起されている放電である。図23(a) (b)に、径方向及び周方向ラングミュアプローブアレイにより、条件付き平均法を用いて導出した2次元断面構造のスナップショットを示す(詳細な手法は報告[73]参照)。図23(a)が密度揺動を示し、図23(b)は渦度を示す。等高線はポテンシャル揺動を示し、実線及び点線はそれぞれ揺動の正負の値を示す。図中に橋円で示した部分が孤立渦の生成部分を示している。この2次元断面は、孤立渦の密度ピークが最大になる時点を示している($\tau = 0$)。図23(a)において、プラズマ中心に対して孤立渦の反対側が、ドリフト波の密度ピークに対応している。帯状流の変化に同期して、孤立渦生成部分における密度ピーク、ポテンシャルの凹み、渦度が増加・減少することで、孤立渦が生成・消滅することを観測した。これらにより、ドリフト波及び帯状流、孤立渦の共存と動的な相互関係があることが明らかとなった。

孤立渦生成・消滅に伴うレイノルズ応力の変化及び流れへの寄与を観測した。図24(a)に、孤立渦が生成する周方向位置におけるレイノルズ応力の時間変化を示す。点線部分が渦の生成領域を示す。図24(b) (d)は、 $\tau = -0.7$ ms 及び、 $\tau = 0.5$ ms の帯状流の径方向分布を示す(帯状流の周期は約 2.5 ms)。孤立渦は、帯状流の腹の部分の内側に生成していることがわかる。図24(c)は、レイノルズ応力によ

る、周方向へ働く力を示す。図24(e)は、図24(c)において、孤立渦の生成する径方向位置を積分し、孤立渦が流れへ与える正味の寄与を表す。図より、孤立渦は流れを加速する向きに寄与し、またその大きさはドリフト波と同程度であり、非常に大きな寄与があることがわかった。

この結果は、ドリフト波から孤立渦を介した帯状流への

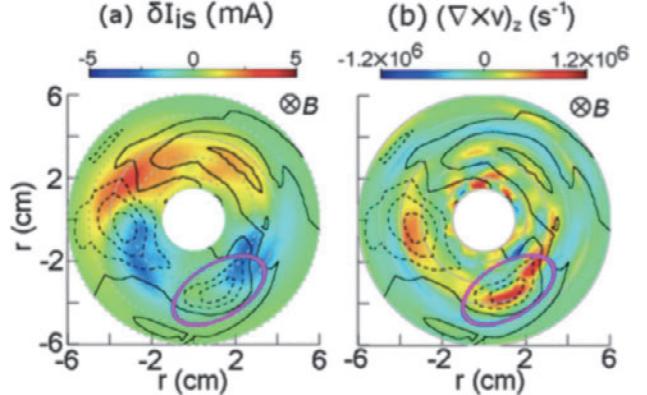


図23 (a)密度揺動及び(b)渦度の2次元断面構造。等高線は、ポテンシャル揺動を示し、実線及び点線は、それぞれ揺動の正負の値を示す。図中に橋円で示した部分が孤立渦を示している。[58]より引用。

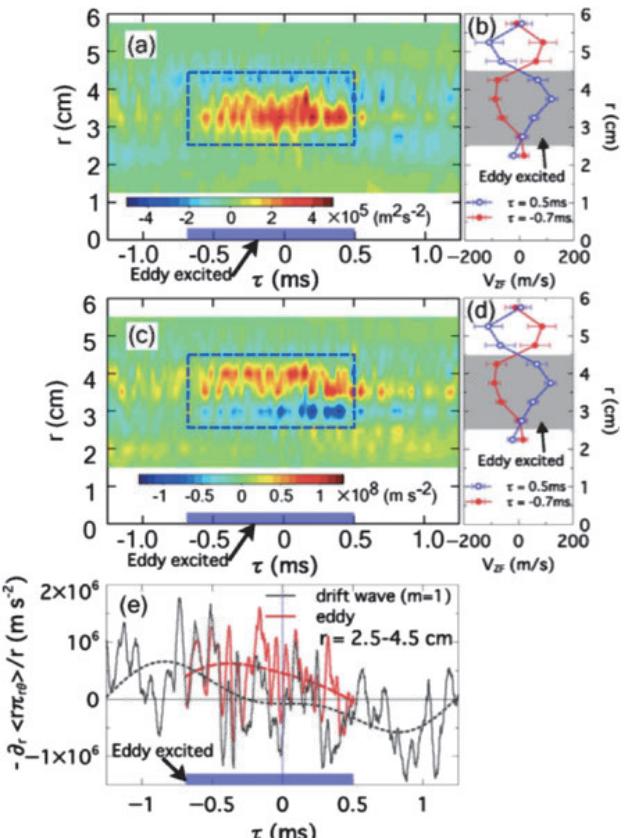


図24 (a)孤立渦が生成する周方向位置におけるレイノルズ応力の時間変化。点線部分が渦の生成領域を示し、時間($\tau = 0$)は、孤立渦生成に伴う密度ピークが最大となる時点とした。(b)(d)帯状流の径方向分布。孤立渦は、帯状流の腹の部分の内側に生成している。電子反磁性方向を正としている((c), (e)も同様)。(c)レイノルズ応力の勾配による、周方向へ働く力。(e)孤立渦及びドリフト波による正味の周方向へ働く力。[58]より引用。

新しいエネルギーおよび運動量の輸送があることを示している。孤立渦のエネルギー密度は、ドリフト波に対して $1/10$ であるにもかかわらず、流れの加速においては、ドリフト波と同程度であり、効率よくエネルギー及び運動量が輸送されている。本結果により、ドリフト波乱流と帶状流、孤立渦の3体系の物理的重要性が明らかとなり、新しい理論的枠組の必要性を示唆した。本研究は、プラズマ物理研究だけでなく、惑星流体等の中性乱流研究においてもインパクトを持つ重要な成果である[58, 73]。

3.3.2 低周波モードと高周波乱流との結合

PANTA では主に周波数 10 kHz 以下のコヒーレントなモードに揺動エネルギーが集中しており、これら同士の結合が輸送の性質を決定している。これらの多くは周方向モード数が4以下で、プラズマ全体にわたって相関を持つコヒーレントなモードである。一方、 10 kHz 以上の高周波数領域にも乱流のエネルギーは分布しており、相対的に振幅は小さいものの広い周波数帯に分布していることから、輸送に無視できない影響を持つことが考えられる。例えば、孤立波が観測されている場合の 10 kHz 以上の周波数スペクトルには、コヒーレントなピークは見られなくなる一方、振幅が周波数に対してべき乗則的に減少する慣性領域のような特徴が見られる(図25)。この揺動はコヒーレントな揺動に比べ相関長が短く乱流的である。条件付き平均法を用いて再構成されたイオン飽和電流揺動波形とその高波数成分を図26(a), (b) に示す。高周波数揺動はその周方向構造が低周波数揺動の正の最大値の位相に捕捉されたような構造をもち、非線型結合度もこの位相で最大となる。これらの高周波数揺動が平均的な輸送に与える影響は限定

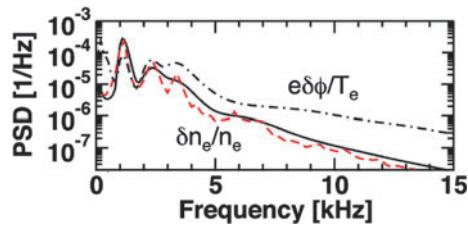


図25 孤立波の密度揺動(実線)および電位揺動(一点差線)のウェーブレットスペクトル。赤点線は密度揺動のフーリエスペクトル。[74]より引用。Reproduced from T. Kobayashi *et al.*, Phys. Plasmas 22, 112301 (2015), with the permission of AIP Publishing.

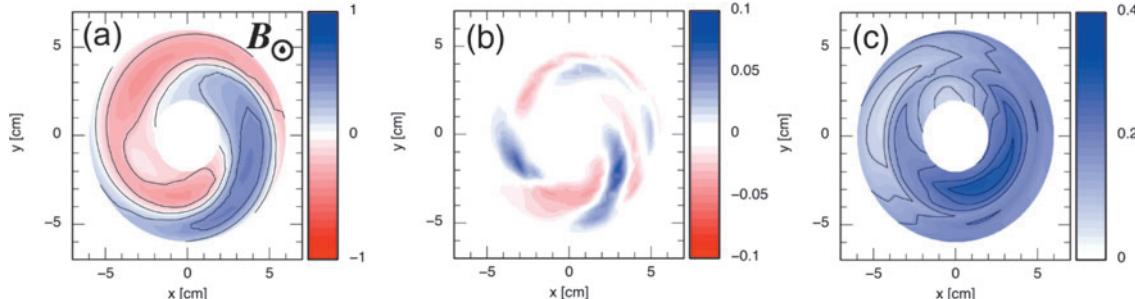


図26 孤立波が発生している実験条件において条件付き平均法を用いて再構成された(a)イオン飽和電流揺動と(b)その高波数成分および(c) $m=1$ のドリフト波と高波数乱流成分の非線型結合強度。[74]より引用。Reproduced from T. Kobayashi *et al.*, Phys. Plasmas 22, 112301 (2015), with the permission of AIP Publishing.

的だが、低周波数モードとの結合で輸送の突発性や非対称性を強調することが、歪度、尖度などの高次統計量の解析から定量的に示された。エネルギー注入スケール以外の微小乱流が輸送の統計的性質に本質的な役割を果たすことはこれまで実験的に指摘されておらず、核融合プラズマや天体・宇宙プラズマに見られる様々な突発輸送現象を理解する端緒となり得る[74]。

3.4 ストリーマー

3.4.1 ストリーマーの揺動場構造

上記の通りストリーマー揺動場構造の特徴の一つは、媒介波によるドリフト波の変調によって生成される、周方向局在、径方向伸長した渦構造である(図21)。ドリフト波は典型的な抵抗性モードで、有限の周方向モード数を持ち、電子反磁性ドリフト方向に伝播する。また磁力線方向にも有限の波数を持ち、ほぼボルツマン関係式を満たす電位揺動の伝播が発生する。一方で非線形励起された媒介波は径方向に節構造を持つ。軸方向には位相差を持たず、フルート的なモード構造となる。また媒介波によって生成されたドリフト波の振幅変調構造も媒介波と同様のフルート構造を持つ[75]。

また、媒介波及びストリーマーの形状に着目すると、波形の尖り程度が振幅の2乗に比例する一般的なソリトンの性質と一致する非線形波であることが明らかとなった。これらは非線形シュレディンガー方程式で記述されているソリトン波解であることが理論的に予測されているが[76]、本観測はそれを初めて実験的に検証したものとなった。また非線形性の要因は、ドリフト波を介しての非線形相互作用によるものだということを明らかにした[77]。

3.4.2 ストリーマーの輸送構造

ストリーマー構造が形成された際の輸送促進はこれまで理論的に予測されていたが実測された例はなかった。プローブで同時多点計測して得られたデータに対し条件付き抽出法を適応することで、ストリーマーが駆動する粒子束の時空間構造を抽出した。図27(a)にストリーマーが作る粒子輸送のスナップショットを示す。円筒プラズマの半径を規定するソースリミタ径5 cmに対して、マクロなスケールの相関を持つ輸送構造が形成されていることが示されている。また、周方向には局在化した輸送構造となっている。これらの性質は、径方向に相関が短く、周方向に均一な、單一ドリフト波が作る粒子輸送と特性が異なるものであ

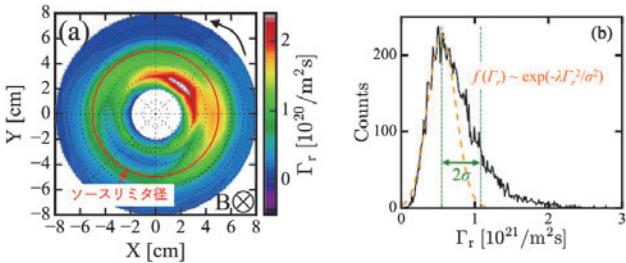


図27 ストリーマーの駆動する粒子束の性質. (a) ストリーマー輸送の空間分布と(b)発生頻度を表すヒストグラム. [69]より引用. Reproduced from F. Kin *et al.*, Phys. Plasmas 26, 042306 (2019), with the permission of AIP Publishing.

る. ストリーマーの存在により, 径方向相関長の長い粒子束が駆動されることが明らかにされた. また, ストリーマーが駆動する粒子輸送の統計的な性質を表すヒストグラムを図27(b)に示す. 発生分布はガウス分布から大きく逸脱し, 顕著なテール分布を持つことがわかった. 即ち, ストリーマーが駆動する粒子束は間欠的輸送を引き起こす[69].

3.5 温度勾配効果

磁場閉じ込めプラズマ中で揺動を駆動することのできる自由エネルギー源として, これまでに議論した密度勾配, 速度場勾配に加え, 温度勾配がしばしば挙げられる. 特に大型の核融合装置では中心部加熱を行うため, 乱流揺動を駆動するだけの温度勾配が形成されることがある. ところがこのような大型装置においては, 計測装置や運転条件に様々な制限がかかるため, 非線形素過程や他のモードとの相互作用を詳細に解明するための研究は実施することが難しい. 一方で低温の基礎装置においては, 一般に温度勾配が小さいため, 温度勾配駆動揺動が自然に励起されることは珍しい. 基礎装置で温度勾配駆動揺動を研究するため, 東北大学のQT-Upgrade直線装置において能動的に温度勾配を制御するための装置が導入され, 密度勾配駆動モードと電子温度勾配駆動モードの非線形相互作用の研究が実施されている. ここでは, 生成した円柱プラズマの周辺部分の電子温度を, 同軸低温度電子入射により減少させ, 電子温度勾配が人為的に生成された. その結果, 高電子温度と低電子温度領域の界面で, 400 kHz付近にコヒーレントな密度揺動が励起された. モードの振幅が電子温度勾配を増加させることによって増幅することなどから, このモードは電子温度勾配駆動モードであると同定されている[78].

東北大学との共同研究により, 生成された電子温度勾配駆動モードの非線形発展過程の研究が実施された. 電子温度勾配がある閾値を超えると, 線形不安定な電子温度勾配駆動モードに加え, 低周波数領域である7 kHz帯に別のコヒーレントモードが励起された. このモードは線形安定なドリフト波であると考えられており, 電子温度勾配駆動モードからのエネルギー移送によって非線形的に励起される. 図28は, これらのモードの間の非線形結合度(バイコヒーレンス)の変化を, 電子温度勾配に対してプロットしたものである. 電子温度勾配がおよそ1.1 eV/cmの閾値を超えると非線形結合強度が急激に増加することが示されて

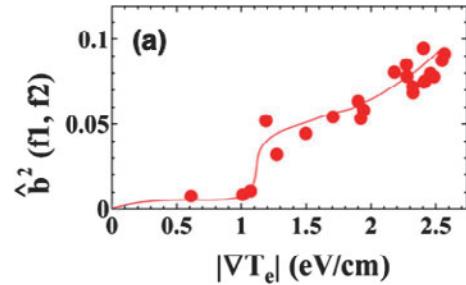


図28 電子温度勾配駆動モードとドリフト波のバイコヒーレンスの電子温度勾配依存性. [78]より引用. Reprinted with permission from C. Moon *et al.*, Phys. Rev. Lett. 111, 115001 (2013). Copyright 2013 by the American Physical Society.

いる[78].

また, 電子温度勾配駆動モードと非線形励起ドリフト波が流れ場の影響をどのように受けるか調べるため, 電極バイアスにより径方向電場を励起する実験を実施した. 電子温度勾配が弱く, 電子温度勾配駆動モードとドリフト波の非線形結合度が弱い場合では, 揺動振幅は電場の絶対値が大きくなることで抑制される. この観測は, 電場勾配が乱流振幅を抑制するという理論の枠組みで説明される. ところが電子温度勾配が大きく, 電子温度勾配駆動モードからドリフト波へのエネルギー移送が大きい状態では, 振幅抑制は印加した電場の符号に強く依存することが示された. これは, 電場の符号によって電子温度勾配駆動モードとドリフト波の間の非線形結合度が変化し, 移送されるエネルギーが変化したことを示す[79]. より精細な機構解明のための今後の解析とモデリングが待たれる.

3.6 エンドプレートバイアス実験

複雑に相互作用しあう流れや波, 輸送の因果関係を実験的に明らかにするためには, 各要素同士の関係性を個別に理解することが重要となる. このための取り組みとして, 流れ場に外部擾動を与えるエンドプレートバイアス実験が行われている[80-83]. バイアスを実施するためにPANTAのエンドプレートを真空容器本体から絶縁し, 電源とスイッチング装置を接続した. ここに10–50 Vの正のバイアスを印加することで径電場に変化を与えた.

バイアス電圧印加前後で波数-周波数空間の2次元フーリエ変換を行い, 揺動駆動粒子束を求めた. これにより各揺動成分が駆動する粒子束を評価することができる. バイアス電圧を印加することで, 線形不安定なドリフト波揺動の振幅が大きく減衰し, さらに密度-電位揺動の位相差も低減した. ドリフト波の振幅と位相差はそれぞれ外向き粒子束の減少に寄与するように変化することが明らかとなつた. 一方で, 低周波の非線形励起モード(ストリーマー媒介波)については, 振幅の変化は小さかった一方で, 密度-電位揺動の位相差が90°以上変化し, 粒子束が内向きから外向きへと変化することが観測された. 輸送の電場変化に対する感受性は揺動モード毎に異なること, したがって振幅と位相差はバイアス印加によって独立に変化しうることが明らかになった[83].

3.7 高周波擾動との結合

低周波数領域では密度擾動と浮遊電位擾動の振幅が同程度となる「ボルツマン条件」が満たされるが、高周波領域では浮遊電位にのみ準コヒーレントなモードが励起されることがある。このモードは周方向に $m = 0$ の対称な構造を持つ。また、低周波数モードと有意な非線型結合を持つ[84]。このモードの同定や、低周波数ドリフト波との結合により輸送がどのような影響を受けるかなど興味深い問題が課題として残されている。

3.8 実験の設計・データ抽出法など

ここまで紹介した基礎実験結果のうちの大部分は、プラズマ乱流と流れ場の相互作用に関するものであり、擾動計測手法としてラングミュアプローブが用いられた。微小な時空間スケールに大域的に存在する乱流の高次統計量の性質、および巨視的スケールを持つ平均場との相互作用を精度よく計測し新たな物理を見出すのに、空間分解が良く多チャンネル化が容易で、且つ十分な信号対雑音比とダイナミックレンジを有するプローブ計測は本質的な役割を果たしてきた。その有用性は、小中規模の核融合実験装置でも見直されており、多くの新たな物理的発見に貢献している。このようにプラズマ乱流物理の発展に寄与してきたプローブ計測であるが、得られたデータから物理量を推定する際に用いるモデルによっては、必ずしも定量性が担保されない場合がある。例えばマッハプローブを用いた流れ場の計測は、使用すべきモデルに議論がある[85]。またこのような問題はプローブ計測に限らずいずれの物理計測器においても程度の差はあるが存在する。より定量性のある議論のため、複数の独立な計測器を用いて結果を検証することは定量性の担保のため有意義である。このような観点で、レーザー誘起蛍光法によるイオン速度場の絶対値計測が行われている[86, 87]。時間分解能は劣るが直接的にイオンの分布関数を計測できるレーザー誘起蛍光法を用いて、マッハプローブで得られた結果の絶対値校正や、プローブデータをリファレンスにした条件付き平均法を用いた擾動波形の再構成が可能となると考えられる。

また速度場などのベクトル成分を計測する際には、プローブの位置や傾き角度が絶対値やベクトル成分間の相関値の誤差を生む。複雑な形状の実験装置に対して機器を正確に取り付けることはしばしば容易ではなく、またその取り付け精度を定量化することも困難であることが一般的である。そのような場合でも、対称性を持つことが一般的に知られている帶状流などのプラズマ擾動モードを用いて機器を補正することが提案されている[88, 89]。

また、PANTAで見られるストリーマーや孤立波などの乱流擾動は、コヒーレンスの高い複数のモードが非線形相互作用しあうものである。このような対象においては、波形の歪みや振幅変調など、時系列データから得られる情報が背景物理を理解する上で重要となることが多くある。ところが乱流の性質上、様々な擾動モードに同オーダー程度のエネルギーが分配されるため、対象とする現象が別の擾動に埋もれてしまったり、発生するたびに一見異なる形状に見えたりする。このように複雑なプラズマ乱流データか

ら対象の波形を抽出するために、条件付き平均法がよく用いられる。これは対象波形の準周期性を元にサンプリングを行い、それを平均することで非周期的な情報を除去するものである。この手法をさらに発展させた「テンプレート法」がプラズマ乱流データに応用された[90-92]。これは、テンプレートと呼ばれる典型的な波形パターンを用いて、条件付き平均を行うための準周期を得る手法である。図29はテンプレート法の計算アルゴリズムを示す。初期テンプレートとして平均的なイオン飽和電流擾動周期を持つ \sin 関数を与える。図29 (b) にテンプレート波形とイオン飽和電流波形との相互相関関数を示す。相互相関関数の極大値はテンプレート波形の発現時刻に対応する。この時刻を基準としてデータに対して条件付き平均を行い、得られた結果を用いてテンプレート波形を更新する。この手続きをテンプレート波形が収束するまで繰り返して得られる波形を、典型的擾動波形と定義する。通常の条件付き平均法では、基準時刻にあらかじめ設定した閾値通過時刻などを用いるが、この閾値の設定方法に恣意性が残る問題があった。テンプレート法を用いることでこの恣意性を抑えた、データ駆動型の条件付き平均を行うことができる。

4. 大型装置実験への適用(1) : GAMを中心として

4.1 ミクロ乱流による励起機構

ミクロ乱流がメゾスケール構造を自発的に励起することは広く認識され、実際に、高次相関解析によってミクロ乱流とメゾスケール構造の非線形結合も観測されてきた。GAMを駆動する乱流力はレイノルズ応力[6]や輸送が変調されることによる動的シアリング効果[93]等、複数の励起機構が理論的に提案されていたが、実験による直接検証は行われていなかった。本研究において、GAMの乱流駆動力についてレイノルズ応力・動的シアリング力のそれぞれを、空間構造を含めて定量化することに成功し、両駆動力を

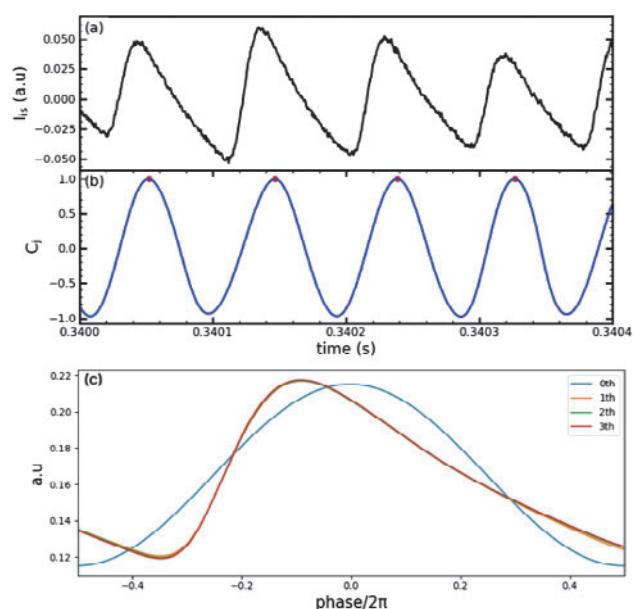


図29 (a) イオン飽和電流の典型的時間発展、(b) テンプレート波形とイオン飽和電流波形との相互相関関数および (c) テンプレート波形の更新履歴。[91]より引用。

の定量的比較を行った。中型トカマク装置である JFT-2M における L-mode 放電を対象とし、重イオンビームプローブ (Heavy ion beam probe, HIBP) による乱流計測データを使用した。プラズマエッジ近傍で観測された GAM および乱流振動の時空間発展から、乱流の変調振幅、乱流波数分布、密度・ポテンシャル位相差の空間構造を抽出し、両駆動力の時空間構造を評価した。データを取得した放電では、レイノルズ力は空間的に局在し、動的シアリング力に比べ大きいことを示し、その大きさは GAM の時間発展と矛盾しないことを明らかにした[94]。

実験で明らかになった GAM の励起機構の知見を基に、乱流・GAM 結合の理論解析を行った。従来の理論モデルでは、GAM の成長率は GAM の半径方向波数の符号に対称のため、定在波となることが予測される。しかし観測では、プラズマ境界効果のために境界付近で定在波となることは観測されていたが[95]、より内側の領域では一方向伝播が観測された[94]。GAM の半径方向の伝播については、イオン温度勾配に起因する機構が指摘されているが[96]、さらに多様な可能性を探査する必要がある。本稿のテーマである複数の非平衡性が及ぼす効果を研究する観点から、GAM の空間伝播方向の選択性を検討した。上述の観測で、平均的な乱流の径方向波数スペクトルが非対称であったことから、乱流波数スペクトルがピークとなる径方向波数の値を有限パラメータとして導入し、乱流効果を含む GAM の分散関係を求めた。有限な乱流波数においてスペクトルがピークをとることによって、乱流の平均的群速度が有限となる。これが半径方向の対称性を崩すために、GAM の一方向伝播が可能になることがわかった[97]。

4.2 位相空間自由度との結合

4.2.1 モードの励起

GAM は上述のように乱流による駆動を受けると同時に、高エネルギー粒子の運動と共鳴することで速度空間不安定性によっても駆動されることがある[23]。高エネルギー粒子駆動 GAM は乱流駆動 GAM と区別され EGAM (Energetic particle driven GAM) と呼ばれ、DIII-D 始め大型ヘリカル装置 (LHD) 等でも観測されている[98, 99]。EGAM は、直接イオン加熱効果を持つ可能性が指摘されており[100]、乱流駆動 GAM とは違う働きを持つ。同時に、EGAM は速度空間の自由度と結合するため、位相空間ダイナミクスの典型的問題を提供してくれる。

EGAM は従来、高エネルギー粒子のトロイダル旋回運動との共鳴が支配的であると考えられてきたが[23]、高エネルギー粒子のエネルギーが大きな場合、磁気ドリフト運動との共鳴が重要となる。本研究ではジャイロ運動論を基礎に磁気ドリフト共鳴を考慮した EGAM 励起の理論解析を行った。磁気ドリフト共鳴に起因する新たなプランチを発見し、そのプランチが不安定となり得ることを明らかにした[101]。さらに、図30に示すような磁気ドリフト共鳴プランチの固有関数を得た。磁気ドリフトはポロイダル方向に不均一であり、ポロイダル断面上下で反転する。そのため共鳴条件 (EGAM の径方向位相速度が高エネルギー粒子の磁気ドリフト速度に一致する) を満たすポロイダル角と

いう特別な角度が生じ、その位置に局在した凸凹構造が出現する。得られた凸凹構造は、急峻なポロイダル勾配を伴うため EGAM の実効的磁場方向波数が増加するため、背景イオンへのランダウ減衰が大きくなる。そのため、磁気ドリフト共鳴プランチは大きな背景イオン加熱を伴う可能性がある。

EGAM の磁気ドリフト共鳴プランチは、背景イオン加熱だけでなくトロイダル流励起機構を持つことを発見した。分散関係から得られた固有周波数や固有関数を用いて、運動量輸送を準線形理論の枠組みで議論した。通常、ドリフト波乱流の残留応力の理論では、磁場方向波数の正負対称性を破ることが磁場方向運動量を生むということがよく知られている (e.g. [44])。EGAM の場合はトロイダル対称なため、磁場方向波数はポロイダル勾配で規定される。すなわちポロイダル固有関数の構造が重要である。従来のトロイダル旋回運動共鳴に起因する EGAM はポロイダル断面の上下で反対称であり、トロイダルレイノルズ応力は生み出さない。しかしながら、磁気ドリフト共鳴プランチの場合は、図31に示すようにポロイダル断面における上下反対称性が破れ、大きなトロイダル運動量を生み出す。さらに、EGAM によるトロイダルレイノルズ応力は、ドリフト波乱流による残留レイノルズ応力に匹敵する可能性があることを示した[102]。

4.2.2 実験検証法

上述のように EGAM の磁気ドリフト共鳴プランチは背景イオン加熱・トロイダル流駆動効果を伴う重要な機構を

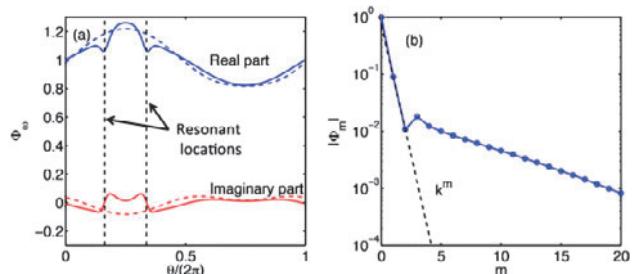


図30 EGAM の磁気ドリフト共鳴プランチのポロイダル構造 [101]。 (a) ポロイダル固有関数および(b) 固有関数のポロイダルモードスペクトル。 Reproduced from M. Sasaki et al., Phys. Plasmas 23, 102501 (2016), with the permission of AIP Publishing.

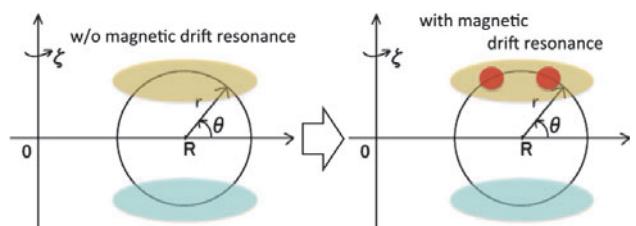


図31 EGAM のポロイダル固有関数の Schematic view [102]。磁気ドリフト共鳴を考慮すると、ポロイダル構造の上下反対称性が崩れる。赤丸は磁気ドリフト共鳴条件を満たす位置。 Reproduced with Permission by IAEA, from M. Sasaki et al., Nucl. Fusion 57, 036025 (2017). Copyright 2017 IAEA.

持つ可能性があるため、その実験的検証が必須である。LHDのEGAM観測で用いられていたHIBPに着目し、HIBPによるプランチ検証方法を考察した。線積分効果および高エネルギー粒子による重イオン電離過程を考慮したHIBP計測信号を定式化し、実験値を基にそれぞれの効果を評価した。すると、線積分効果は小さいが、(磁気ドリフトプランチは共鳴条件を満たす位置近傍で大きな高エネルギー粒子密度揺動を伴うため,) 高エネルギー粒子に起因する電離効果が無視できないことがわかった。そこで、高エネルギー粒子効果を考慮し、HIBP計測による空間構造の模擬を行った。HIBP計測信号は高エネルギー粒子効果によって、大きく上下非対称となること、重イオンビームの入射エネルギーを変化させる実験を行うことで高エネルギー粒子密度揺動を評価できることを明らかにした[103]。

4.3 大域的輸送への効果

EGAMは高エネルギー粒子が存在する場合は速度空間自由度と結合し、高エネルギー粒子の運動との共鳴現象が重要となることは上述の通りである。一方、乱流駆動のGAMの場合においても、乱流を波動運動論的に考えると、実空間・波数空間によって構成される位相空間におけるダイナミクスが本質的となる。ここではGAM・乱流相互作用におけるGAMの大域的効果について、波動運動論を基礎とした研究成果について述べる。

波動運動論的に乱流を扱う場合、乱流の波動パケットを準粒子とみることができる。その位相空間における運動は、

$$\dot{\mathbf{x}} = \frac{\partial \omega_k}{\partial \mathbf{k}}, \quad (34a)$$

$$\dot{\mathbf{k}} = -\frac{\partial \omega_k}{\partial \mathbf{x}} \approx -\nabla(\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}), \quad (34b)$$

で記述される。ここで ω_k はドリフト波の分散関係、 \mathbf{k} は乱流波数、 \mathbf{V} はGAMの速度場である。乱流の空間伝播は乱流群速度で与えられ、乱流波数は流れによるドップラーシフトの空間不均一性によって変化する。すなわち、流れの空間不均一性は乱流波数の変化を通じて分散関係を変化させ、乱流伝播が決まる。流れの振幅が大きな場合は、流れに乱流が捕捉される[24]。従来のGAMや帶状流理論では、この乱流捕捉効果を陽に取り込んだ研究は限られていた。本研究では、この位相空間ダイナミクスが空間構造に及ぼす影響を明らかにするために、波動運動論方程式に基づくシミュレーションを行った。初期状態には空間均一な乱流を与え、小振幅の摂動を与えその時間発展を計算した。初期摂動は成長し、GAMを形成すると同時に、有限振幅に飽和する。それと同時に、GAMによる乱流捕捉が発生し、乱流の空間伝播はGAMの位相速度に強く律速されることが示された[104]。シミュレーションで得られた乱流の位相空間構造の図はNuclear Fusion誌の表紙に選出された(図32)。GAMは有限周波数・有限径方向波数を持つため空間伝播速度は大きく、反磁性ドリフト速度に匹敵するまでになり得ることがわかった。さらに乱流捕捉効果によって乱流は、GAMの速度場の曲率が正に大きな領域で

は乱流の排斥が、負に大きな領域に乱流が局在することを示した。捕捉効果を含む乱流・GAMの時空間発展は以下の2本の式に集約される。

$$\partial_t I + \partial_x (v_g I) = -2 \prod_{\theta} \partial_x V_\theta + \gamma_L I - \Delta \omega I^2, \quad (35a)$$

$$\partial_t V_\theta^2 = -2 V_\theta \partial_x \prod_{\theta} + 2 \mu V_\theta \partial_x^2 V_\theta, \quad (35b)$$

ここで、 I は乱流エネルギー、 \prod_{θ} は乱流が駆動するレイノルズ応力、 V_θ はGAMのポロイダル流である(その他の係数は[104]を参照)。乱流発展の左辺第2項が本研究で検討する乱流捕捉効果を表しており、非線形飽和状態での乱流の群速度は平均的にはGAMの位相速度に一致する。また、それぞれの右辺第1項はエネルギー移送を表している。乱流抑制を引き起こす $-2 \prod_{\theta} \partial_x V_\theta$ は、GAMへのエネルギー移送項 $-2 V_\theta \partial_x \prod_{\theta}$ と空間構造が異なることを注意しておく。両エネルギー移送項の空間積分は一致するためトータルではエネルギーは保存されている。乱流空間伝播項 $\partial_x (v_g I)$ はエネルギー移送項と同程度の大きさを持つこともわかった。すなわち、乱流の空間分布は、捕捉効果を含む乱流伝播、および流れによる乱流抑制効果の両方のバランスによって決まっていることがわかった。

上記解析を、EGAMの場合に拡張した。ここでは、乱流が空間不均一な場合を考え、図33の左図のように乱流の不安定領域と安定領域の両方が共存する場合を考える。

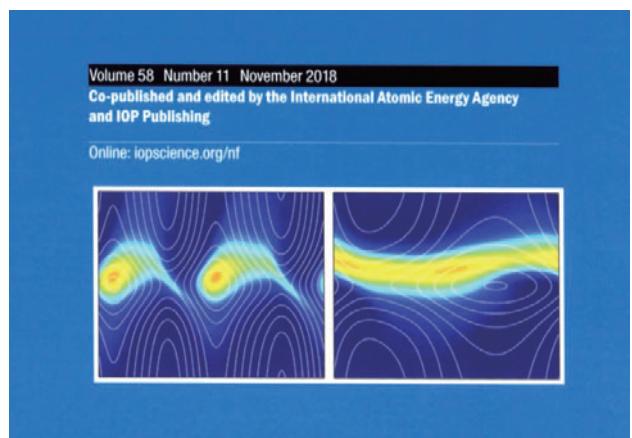


図32 Nuclear Fusion誌の表紙を飾ったGAMと相互作用する乱流の位相空間構造の様子[97]。Reproduced with Permission by IAEA, from M. Sasaki *et al.*, Nucl. Fusion 58, 112005 (2018). Copyright 2018 IAEA.

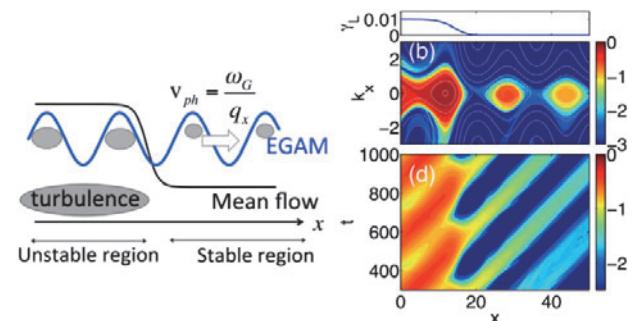


図33 EGAMと相互作用する空間不均一な乱流(右)と乱流の空間伝播(左)[105]。

EGAM は乱流駆動 GAM の場合と異なり、乱流による駆動とは独立な理由で駆動されるので、乱流の安定領域にも EGAM が存在する場合を考察する。この状況は、空間不均一な乱流の線形成長率を与えることで模擬した。単純化として EGAM の振幅は空間一様に与えておく。図33の右図で示すように、乱流の不安定領域では、前述と同様の乱流変調が起り、結果として乱流が抑制される。一方で乱流安定領域では、不安定領域で捕捉された乱流が染み出し、EGAM とともに伝播するため EGAM によって逆に乱流が増加することになる。また、安定領域に染み出した乱流は、EGAM の位相速度で弾道的に伝播することが明らかになった。この EGAM による乱流伝播機構は、turbulence spreading やアバランチと同程度の効果を持つことも示された[105]。この現象は、大域的ジャイロ運動論シミュレーションで観測されていた EGAM に起因する乱流アバランチ[106]を説明する有力な機構である。

4.4 亜臨界不安定性と突発的励起

太陽フレアの発生や閉じ込めプラズマのディスラプション等の突発的大規模変動の発生は、種々のプラズマで古くから観測され、多くの研究がなされてきたが理解からは程遠い。物理的な描像を拡張すべき必要性を示す典型的な例[25]であり、強相関乱流の考え方を説明する例としてここで論述する。

「突発現象」の本質的な問題は、変形の成長率が突然増大することである。これは「トリガー問題」と呼ばれている。

旧来、「プラズマのパラメータが線形不安定性の閾値に近づき、線形モードが不安定となり非線形発展へ移行する」というパラダイムに沿って研究が行われてきた。しかし、それでは突然の発生を理解できない。大規模な変形モードの線形成長率は、圧力・電流・抵抗率等の巨視的分布で表現され、それらは大域的な長い時間スケール (τ と記す) で変化する。安定状態から不安定状態へと移る時、線形成長率 γ は、時間微分の最低次の展開項を取って

$$\gamma \sim \gamma_0 t / \tau \quad (36)$$

と変化する（脚注¹）。($t = 0$ は系が不安定になる時刻。 γ_0 は代表的な線形成長率の値。)

$$\tau \gg 1/\gamma_0 \quad (37)$$

なので、線形成長の考え方では、時刻 $t = 0$ から成長を始める摂動の成長率は $O(\tau)$ という長い時間をかけないと $O(\gamma_0)$ に達しない。しかしながら、実際の突発現象のトリガーでは、 $1/\gamma_0$ 程度の短い時間で成長率が γ_0 程度まで増大する。こうした観察から、突発現象の理解には、通常の考え方の枠を超えることが必須であることが明瞭である。

問題の理解に近づく一つの方向性は、非線形不安定の描像の提案である。概念図を図34に示す。横軸は不安定性を司る巨視的パラメータで、上述のように τ という長い時間スケールで変化する。縦軸は摂動振幅であり、非線形不安定機構が働き出すと、(巨視的な) 不安定化パラメータの

1 理想 MHD モデルでは、最低次の依存性が $\gamma \sim \gamma_0 \sqrt{t/\tau}$ となることがある。それでも時間スケールに関する結論は変わらない。また、 $\gamma \sim 0$ の近傍では成長率の計算に散逸の効果を無視することができないから、結局(36)のような形になる。

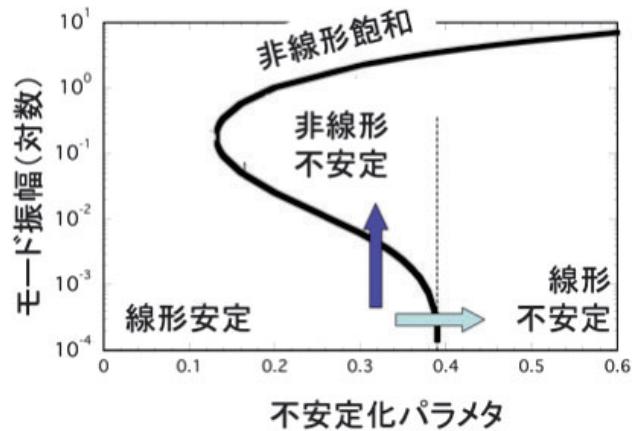


図34 非線形不安定性と急速な不安定化の概念図。

変化がなくとも、急速に成長率が増大することが可能になる。これは図34の上向きの濃い色の矢印で示すパスで概念的に示している（通常の線形不安定性に着目する見方を薄い色の矢印で対比的に示している）。

最近、井戸らにより、LHD における GAM が詳細に観測され[107]、GAM が突発的に励起される現象の詳細な時空データが得られるようになった。GAM はマルチスケール乱流相互作用によって発生する乱流構造の問題として典型的例であったが[6]、位相空間での非平衡性と結合することで、突発的な発達を示すことがわかった[108]。その意味で、強相関乱流の考え方方が、輸送に関わる問題だけでなく、突発的ダイナミクスの理解にまで広いインパクトを示す例としてここで取り上げる。

GAM を例として取り上げるもう一つの理由は、実験では GAM が孤立したピークとして観測されることが多く、その振る舞いを観測しやすいという特徴を持つことである。典型的な例としてこれを考察することで、より複雑な現象を観測するための基礎ともなるであろう。

4.4.1 速度空間自由度との結合と亜臨界不安定性

高エネルギー粒子が共存すると、速度空間での非平衡性が現れ、揺動励起や緩和現象を引き起こす。実空間の非平衡性が元で発展するドリフト波やそれが生み出す GAM に対して、速度空間の非平衡性が加わって現れる揺動の性質や輸送を4.2節に説明した。

ここでは、速度空間自由度との結合を通じて亜臨界不安定性が現れること[108]に触れる。速度空間分布がマクスウェル分布からずれていることで生まれる不安定性や揺動は多くの研究がある。例えば、 $v \sim v_0$ 附近で $\partial f / \partial v > 0$ の逆転分布がおきている時には、位相速度が v_0 であるような揺動 (primary mode と呼んでおく) があれば不安定化し、分布を平坦化する。その平坦化の結果、 v_0 から少し離れた速度の粒子分布をみると、急峻化するようなことが起こり得て、その速度で共鳴する揺動 (secondary mode と呼んでおく) があれば、より不安定化しうる[109]。図8に概念図を示しておく。この考え方は、高エネルギー粒子駆動の揺動の chirping 現象 (周波数が時間とともに変化していく現

象)を様々な例で説明することに成功している。

ここでは、高エネルギー粒子を含むトロイダルプラズマのGAM(EGAM)にこの考え方を適用した。構想の第一ステップとして、共鳴条件近傍に焦点を当てることで、1次元の速度空間発展モデル

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{qE_1}{m} \frac{\partial f}{\partial v} = \frac{\nu_f^2}{k_1} \frac{\partial^2 f}{\partial v^2} + \frac{\nu_d^3}{k_1^2} \frac{\partial^2 f}{\partial v^2} \quad (38)$$

を構成できることを示した[110]。ここで $\delta f \equiv f - f_0$ であり、 f_0 は初期速度分布である(理論としては、dynamical frictionとvelocity diffusionに対応する右辺の二つの係数は、当面input parameterであるが、他の実験観測などで評価されうる)。その結果、この方程式系は、速度空間での非平衡性により、非線形不安定をもたらすことが示されている。

4.4.2 突発的励起の観測と解釈

非線形励起の実験的検証として、井戸らによるLHDにおけるGAMの突発的励起現象を選んで研究を進めた。図35にGAMの突発的励起現象のクローズアップを例示する。上から、強度スペクトル、EGAM振幅、およびGAM振幅の時間発展を示している([52]より引用)。高パワー

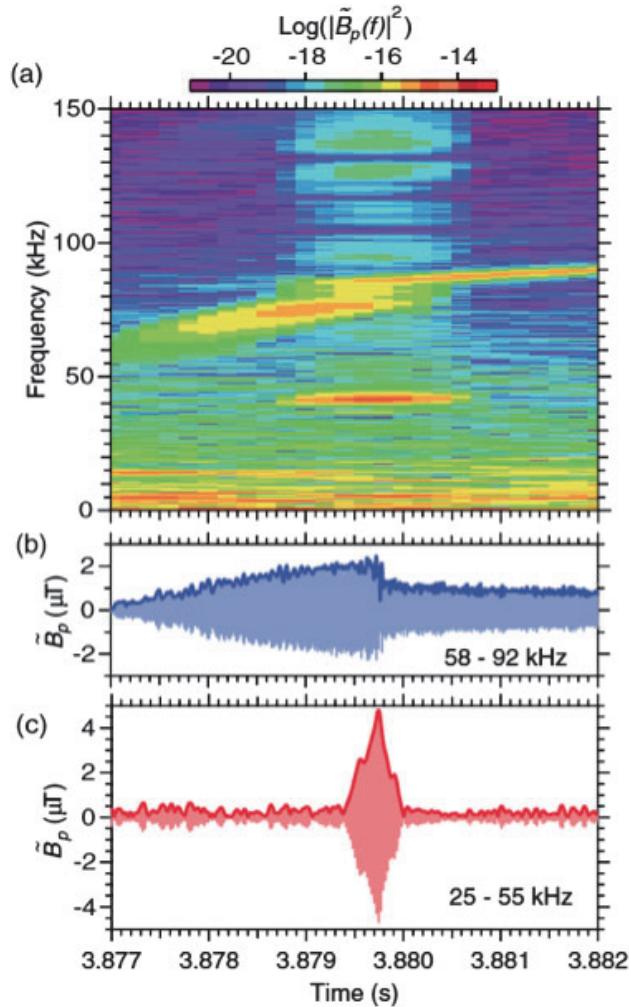


図35 GAMの突発的励起現象。上から、強度スペクトル、EGAM振幅、およびGAM振幅の時間発展を示す([52]より引用)。Reproduced with Permission by IAEA, from T. Ido *et al.*, Nucl. Fusion 57, 072009 (2017). Copyright 2017 IAEA.

の高エネルギーNBI入射によってEGAMが発生し、周波数が緩やかにチャーピングして高くなっていく。EGAMの周波数がGAMの周波数の2倍に近づくと、突然、GAMが成長を始めEGAMの振幅が少し減少する。GAMの振幅はEGAMの振幅を大きく超えるが、急速に消失する。

時間スケールを詳細に観測した結果を図36に示す。GAMの成長率が数十マイクロ秒で大きな値へとジャンプし、巨視的なプラズマパラメータの変化時間(数十ms以上)に比べ圧倒的に早い変化を示しており、トリガー問題の一例になっている。しかも、右側のリサージュでは、振幅が増すとともに成長率が増す領域が捕らえられており、非線形不安定化も観測することに成功している。

この現象は、EGAMのperiod doublingとして纏めることもできる。そうした見方を図37に示す。上の段は、磁場運動(横軸)と運動の時間微分(縦軸)のリサージュを示し、それらの時間発展を下段に示す([107]より引用)。最初は、単純なEGAM振動であったものが、倍の長さの周期を持った成分が現れ、そちらが卓越し、最後に消えていく様子がとらえられている。

理論・実験・シミュレーション研究を統合し、強相関乱流の描像に立って分析を行った。4.4.1節に述べたように、(通常は線形安定でありながら多スケール乱流結合で励起されうる)GAMには、高速粒子による非平衡性が共存する時に非線形不安定性が発生しうる。この理論成果を、EGAMという独立な大振幅モードが存在している状況に拡張することによって、本研究によって発見された突発現象に物理的理説を与えることができる。

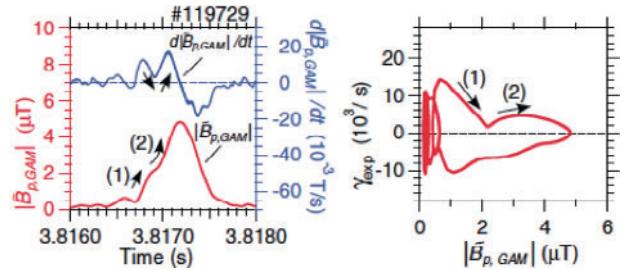


図36 GAMの突発的励起現象における成長率の詳細。左は、振動強度と成長率の時間変化。右は、振幅と成長率のリサージュ。([52]より引用)。Reproduced with Permission by IAEA, from T. Ido *et al.*, Nucl. Fusion 57, 072009 (2017). Copyright 2017 IAEA.

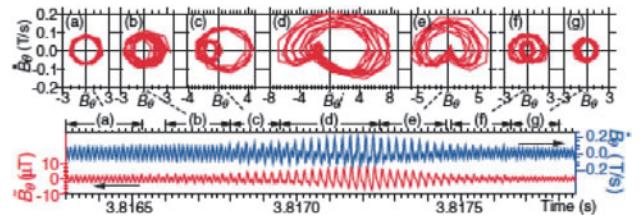


図37 EGAMのperiod doublingとして理解する図解。上の段は、磁場運動(横軸)と運動の時間微分(縦軸)のリサージュ。それらの時間発展を下段に示す。([107]より引用)。Reprinted with permission from T. Ido *et al.*, Phys. Rev. Lett. 116, 015002 (2016). Copyright 2016 by the American Physical Society.

前節に述べたように、速度空間非平衡性によるダイナミクスを記述するモデル方程式は用意されている。次のステップは、大振幅EGAMが緩やかに周波数チャーピング(周波数 ω_2)している条件下でGAM(周波数 ω_1)の位相空間非線形不安定性を考慮しつつ両者の結合ダイナミクスを考えることである。ここでは、話を単純明瞭化して、それらの場の結合方程式を

$$\frac{dZ_1}{dt} = -\frac{m\omega_1^3}{4\pi q^2 n_0} \int f(x, v, t) e^{-i(k_1 x - \omega_1 t)} dx dv - \gamma_d Z_1 - i \frac{V}{\omega_1} Z_2 Z_1^* e^{-i\theta t}, \quad (39a)$$

$$\frac{dZ_2}{dt} = -i \frac{V}{\omega_2} Z_2^2 e^{i\theta t}, \quad (39b)$$

とモデル化した。分布関数 f の発展方程式は前節で記述されている。添字1がGAM、添字2がEGAMを示す。実験で観察される電場は $E_i \equiv Z_i \exp(i(k_{ix} - \omega_i t)) + c.c. (i=1, 2)$ のように変数 Z と直接結びつき、 n_0 は全粒子密度を示す。結合係数 V は周波数の異なるGAM(EGAM)同士の結合係数であり、多スケール乱流の研究の過程で解析されプラズマパラメータ依存性などが議論されている[111]。こうした背景を踏まえ、(論旨のわかりやすさから)ここでは V はパラメータとして話を進める。解析では、(38)、(39a)、(39b)の3つの方程式を結合させて解くこととし、初期条件としては、EGAMの振幅 Z_2 と周波数のchirping rateを与える、 $Z_1 = 0$ (ノイズレベル)としている(パラメータの選択とその根拠は[110]に詳細に説明されている)。

図38に実験(左)とシミュレーション結果(右)を比較している。上段はEGAMとGAMの振幅の時間発展、下段はスペクトログラムの時間発展が示されている。EGAMの周波数が緩やかに増加していき、GAMが突発する様子が再現されている([108]から再録)。

詳細に実験やシミュレーションの結果を観察すると、 ω_2 が ω_1 の2倍に近いところでGAMが急成長するものの、厳

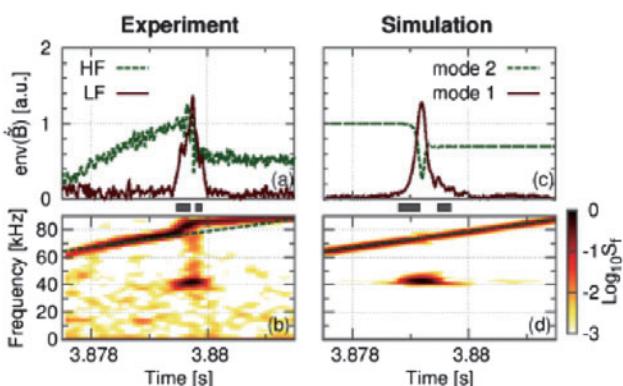


図38 実験(左)とシミュレーション結果(右)の比較。上段はEGAMとGAMの振幅の発展、下段はスペクトログラム。EGAMの周波数が緩やかに増加していき、GAMが突発する様子が示されている。([108]から再録) Reprinted with permission from M. Lesur et al., Phys. Rev. Lett. 116, 015003 (2016). Copyright 2016 by the American Physical Society.

密に $\omega_2 = 2\omega_1$ を満たす必要がない。その条件を検討した。GAMが成長を始める瞬間は、振幅も小さく非線形不安定効果も小さいだろうから、式(39a)の速度分布関数を含む項は

$$-\frac{m\omega_1^3}{4\pi q^2 n_0} \int f(x, v, t) e^{-i\xi_1} dx dv = \gamma_{L,0} Z_1 \quad (40)$$

という具合に線形化してみる($\xi_1 = k_1 x - \omega_1 t$)。すると一つのパラメータ $\gamma_d = \gamma_{L,0} - \gamma_{\text{damp}}$ にまとめられ、 Z_1 の発展方程式は

$$\dot{Z}_1 = -\gamma_d Z_1 - i \frac{V}{\omega_1} Z_2 Z_1^* e^{i\theta t} \quad (41)$$

と単純化される。周波数ミスマッチ $\theta = 2\omega_1 - \omega_2$ は、chirpingがゆっくりしているとしている定数として取り扱う。式(41)を時間微分し、式(39b)と組み合わせることにより、

$$\ddot{Z}_1 = (-2\gamma_d + i\theta) \dot{Z}_1 + (i\theta\gamma_d - \gamma_d^2 + D^2) Z_1, \quad (42a)$$

$$D^2 = \frac{|V|^2}{\omega_1^2} |Z_2|^2 \quad (42b)$$

と簡単な結合方程式を得ることができる。パラメータ D が今議論しているパラメトリック不安定性の駆動力を示すが、それは、二つのモードの結合係数 V とバックグラウンドに共存するEGAMの振幅の積となっている。式(42a)から、 Z_1 が不安定になる条件は

$$\frac{\theta^2}{4} < D^2 - \gamma_d^2 \quad (43)$$

となり、周波数ミスマッチ $\theta = 2\omega_1 - \omega_2$ がゼロではなくとも、十分小さくなれば、GAMがパラメトリック不安定性によって増加をはじめる[112]。非線形シミュレーションと式(43)の比較を図39に示す。Onset criterionは、大略式(43)で与えられると考えて良い。

突発現象を考える新しい考え方の概念図との関係を改めて整理しよう。図34の太矢印のような道筋は、二つのステップからなっている。まず、線形安定領域で(例えば多スケール結合のような何らかの非線形機構によって)種ができる成長し、それが亜臨界不安定領域に達すると爆発的に成長する。この描像に対し、井戸たちの観測をきっかけに発展した研究は具体例を与えた。4.4.2節で述べた一連の研究を総合的にまとめると、(1)閾条件に達すると、EGAMの存在下で(線形安定な)GAMがパラメトリック結合によって急速に成長し、(2)その振幅が速度空間非線形不安定化の閾値を越えると、速度空間の非線形効果さらに成長率を加速する、ということになる。

GAMの成長率が時間的に変化する早さを観測すると、「 $1/\gamma_0$ 程度の短い時間で成長率が γ_0 程度まで増大する」ことが実証され、その理論的な説明も与えられた。トリガー現象の一例に対して、定量的実測を行い、それを説明する理論描像をあわせて提示・検証できたことは大きな進展であ

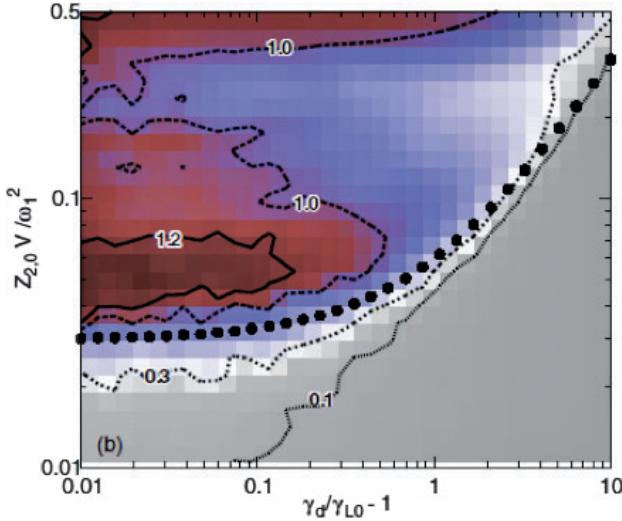


図39 非線形シミュレーションで得られた GAM の成長率の等高線。太い黒点線は式(43)の条件 ([110]より再録)。Reproduced with Permission by IAEA, from M. Lesur *et al.*, Nucl. Fusion 56, 056009 (2016). Copyright 2016 IAEA.

る。強相関乱流という研究描像が新しい理解を与えた成果と言える。トリガー問題を描き理解する一つの典型的な例を提供することができた。

4.5 他の非線形励起との結合

GAM がドリフト波擾動によって励起される状況の研究は進んでいる。GAMが励起されている状態に、他の大規模変動が共存すると、新たな非線形結合と非線形構造が生み出される。

ここでは GAM と $m/n = 6/2$ の MHD モードとの synchronization を紹介しよう (m, n はポロイダルおよびトロイダルモード数)。HL-2A トカマクでの観測が分析された [113]。図40には GAM のスペクトル (上) と MHD モードのスペクトル (下) の時間発展が示されている。この放電では、上の図に点線で示すように GAM の周波数が緩やかに下がっている。およそ $540 \text{ ms} < t < 630 \text{ ms}$ の時間帯に、ECH 加熱が重畠されている。その結果、周辺の温度分布が変化し、 $m/n = 6/2$ の MHD モードが励起され、ほぼ一定の 10.5 kHz 程度の周波数を示す。こうした MHD モードが励起されると、GAM の周波数低下は止まり、両者が共通の周波数を示す。両者の周波数がロックされた状況は ECH 加熱が終了したのち 20 ms 程度持続するが、そこで結合状態は消える。GAM の周波数は低下を続け、一方、MHD モードの周波数は増加を始める。

ここで「周波数引き込み現象」が観測されたのか、それ

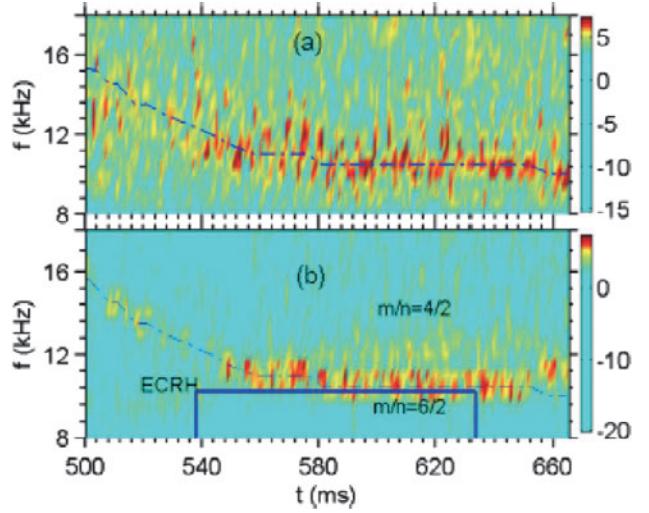


図40 GAM (上) と MHD モード (下) のスペクトログラム [113] から引用。Reprinted with permission from K. J. Zhao *et al.*, Phys. Rev. Lett. 117, 145002 (2016). Copyright 2016 by the American Physical Society.

とも偶然周波数が近い状態が見られただけ (すなわち、非線形結合に起因しない見かけ上の「近さ」に過ぎない) なのか、という問い合わせに対する判断は、両者の位相関係を解析することで判断できる。図41には、 20 ms の時間レンジを選び、その時間内で、GAM と MHD モードの位相差をヒストグラムとして示したものである。時間のレンジは図40と共通である。ECH が加わって周波数が共通に現れている時間帯 (左端) では、位相差が $\pi/4$ という値に集中していることが明白である。すなわち、両者の振動はほぼ一定の位相差を保ち共通の周波数を持っている。このことから、synchronization が観測できたと結論される。ECH を終えて 20 ms 以上経つと位相差はランダムになっており、周波数の引き込みが終了していることに対応している。多スケール乱流に対して、独立な非平衡要因で励起された擾動が加わることによって、synchronization 機構を誘起することができるが観測されたユニークな成果である。同時に、非平衡性の源が複数になることによって新しい乱流構造が生まれるという強相関乱流の描像を支える発見にもなっている。ここでは GAM に絞って synchronization 過程を説明したが、低周波帯状流も含めた結合例の実験観測を [114] に示している。

この synchronization 現象をもたらす非線形機構としては、MHD モードが作る磁気アイランドが GAM (およびそれを生み出すミクロ擾動振幅) に周期的変動を与える、というモデル化も試みられている ([115, 116])。ドリフト波

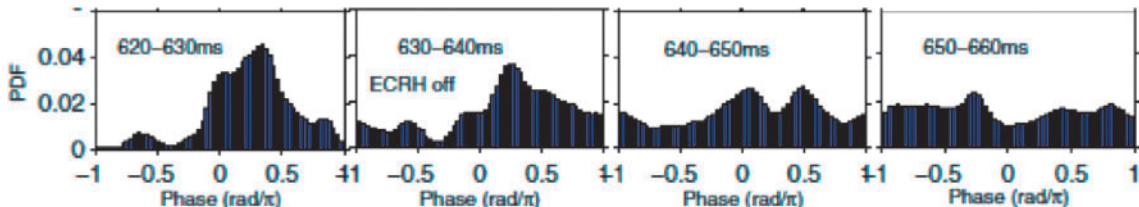


図41 GAM と MHD モードの位相差のヒストグラム。時間のレンジは図40と共通。[113] から引用。Reprinted with permission from K. J. Zhao *et al.*, Phys. Rev. Lett. 117, 145002 (2016). Copyright 2016 by the American Physical Society.

などのミクロ擾動のエネルギーがテアリングモードを駆動することが示されており[117]、そのようなエネルギーの流れは zonal flow や GAM の誘起エネルギーを減らすことになるので、MHD モードと GAM がエネルギーを奪い合うというような結合も働きうる。プラズマ乱流の synchronization 研究は端緒についたところであり今後の深化が求められている。

5. 大型装置実験への適用(2)：改善閉じ込めとの関連を視野に

磁化トロイダルプラズマを対象に強相関乱流の描像を適用した例を紹介する。対象は輸送障壁とそれに関わる問題を選んで論じる。

輸送障壁を対象として論ずる二つの典型的な理由を述べる。第一は、輸送障壁のような強い径方向の電場がありボロイダル方向の流れがある場合、磁力線方向に強い return flow が流れる[28, 118]。ボロイダル流、磁力線方向の流れ、いずれも半径方向に強い不均一性をもつ(図42)。序章に説明したような状況(図 3)の典型的な例になる(実験での検証例は[119]などに見られる)。もう一つの理由は、そのような環境下でスケール分離が必ずしも自明ではないという更に困難な問題が現れることである。図43は TEXTOR トカマクの実験例[120]をもとに描いたものである。ミクロ擾動の相関長が巨視的電場の勾配長より長いか同値度になっている(さらに Doublet III-D トカマクの実測例[121]では、メゾスケール擾動である GAM の波長が H-mode バリアの勾配長よりずっと長くなっている)。すなわち、ミクロ擾動の相関長や、メゾスケール擾動の波長、H-mode バリアの勾配長が同値度になり、スケール混淆が生じている。スケール分離のモデルに限界があることを念頭に置く必要がある。しばしば、ドリフト波のような「ミクロ」擾動、帶状流や GAM など「メゾ」擾動と巨視的圧力分布のスケールが分離されると単純化していた。しかしそうしたスケールが混淆し同じ様になると、「非平衡性の源の共存」という視点を取り入れて考え直す必要も出てくる。そうした視点に立ってアプローチを拡張する試みを説明する。

5.1 H-mode 物理との関連

図43に示すようにスケール混淆が起きることに着目し、

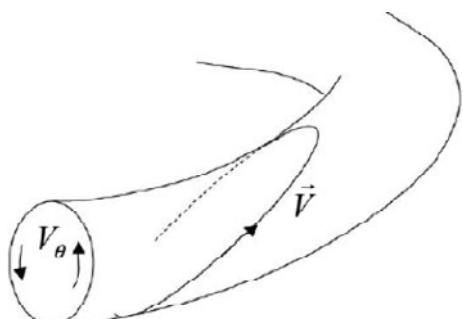


図42 輸送障壁での流れ(強い沿磁力線流を重ね合わせている)。[28]から引用。Republished with permission of IOP publishing, Ltd, from K. Itoh *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 38, 1 (1996); permission conveyed through Copyright Clearance Center, Inc.

従来の輸送分岐のモデル描像にどのような新視点があらわれるか概観する。実験観測データとの具体的比較解析については5.2節以降で議論する。

5.1.1 流れとバリアと分岐(電場曲率の効果)

電場曲率の効果についての思考実験を述べる。

標準的な考え方とは、図44に示すように、径電場構造、ミクロ擾動、巨視的な圧力勾配の3者の関係に L-H 遷移の源があるとされている。電場分岐理論、不均一電場による乱流抑制理論、などが代表的なものである。乱流抑制の原因については、電場勾配や電場曲率などのモデルが提案されてきた(レビューとして[28]を参照)。特に広く用いられるものが、電場勾配によるミクロ擾動安定化効果に基づくモデル[27]である。

近年、実験データの精度が上がり、データ解析の方法が

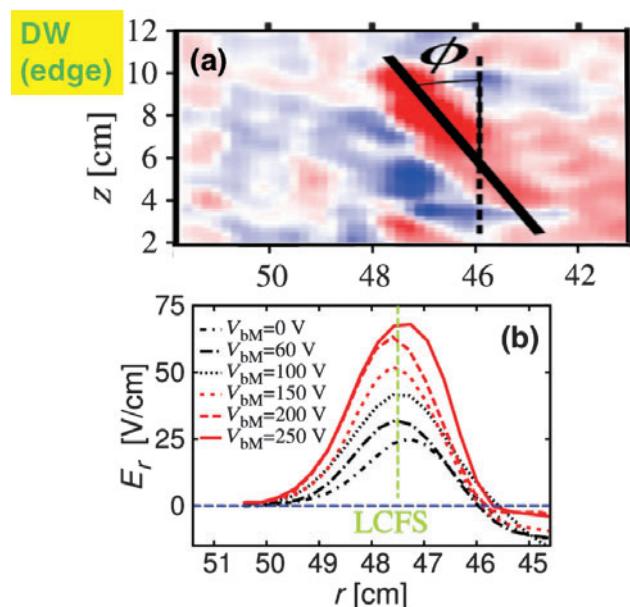


図43 輸送障壁近傍での擾動のスケール長の実態。リミターバイアス実験でプラズマ周辺に強い不均一径電場(下図)を作った場合のドリフト波擾動の空間パターン(上図)。ミクロ擾動が、半径方向に 3 cm 程度の相関長を持つが、巨視的電場勾配スケールより長い([120]に基づき一部改変)。Reprinted with permission from I. Shesterikov *et al.*, Phys. Rev. Lett. 111, 055006 (2013). Copyright 2013 by the American Physical Society.

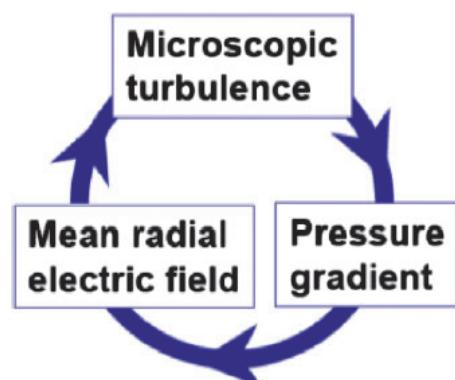


図44 輸送障壁を生み出す要素の概念図(矢印は一方的とは限らない)。

発展してくると、従来の単純化された描像が不十分と思われるようになってきた。図45には、JT-60UにおけるH-modeの輸送障壁の詳細観測結果を紹介する（[122]より引用）。この精度で分布を観察すると、温度勾配が最大になる位置と、径電場が最大になる位置とがほぼ一致している。言い換えれば、電場勾配がほとんど無い位置で乱流輸送がもっとも弱くなっているということになる。この事実は、従来の物の見方では不十分であることを示している。

スケール混淆を踏まえた考え方を簡単に述べる。通常のスケール分離ができる環境下では、ミクロ揺動のエネルギーは電場勾配の二乗に比例し減衰し、電場の曲率と電場の積に比例する項に比例して、平均電場や帶状流のようなordered motionのエネルギーが増加する、とされている。しかし、スケール混淆が起きる図43のような状況では、「ミクロ」揺動の相関長の範囲でその双方が同時に起きている。そこで、相関長の範囲で平均化した「揺動強度」 I に対しては、電場勾配の二乗の効果と、電場の曲率と電場の積に比例する項の効果が同時に働いていると考え、

$$I = \frac{1}{1 + (k\rho_i)^{-2}(Z_1 + Z_2)} I_0 \quad (44)$$

のようなモデル方程式が提案されている[123]。ここで、

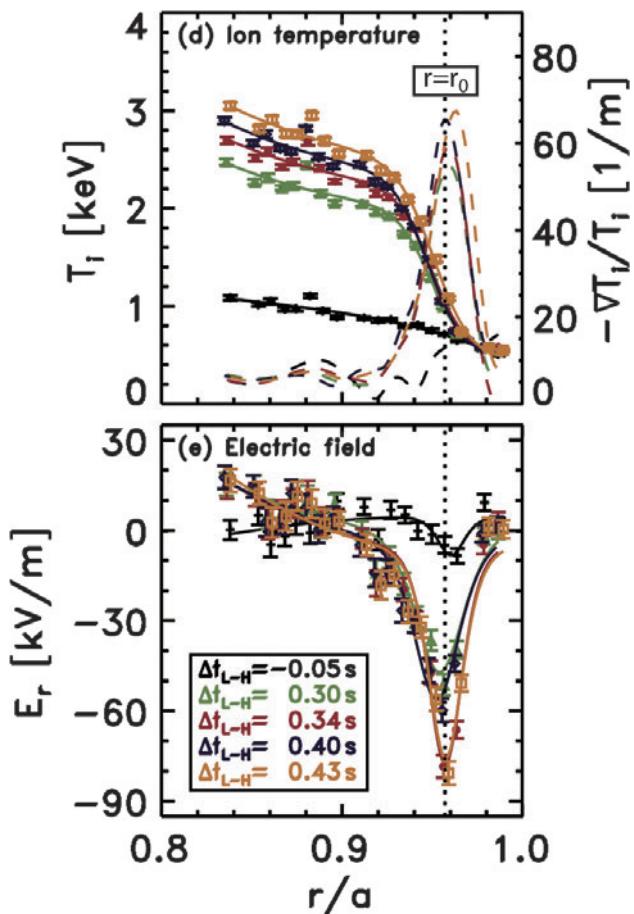


図45 H-mode の輸送障壁の詳細観測結果 (JT-60U の成果)。 ([122]より引用)。

$$Z_1 = \rho_i^2 \left(\frac{1}{V_d B} \frac{d E_r}{d r} \right)^2 \quad (45)$$

と

$$Z_2 = \rho_i^2 \left(\frac{1}{V_d B} E_r^\dagger \right) \left(\frac{1}{V_d B} \frac{d^2 E_r}{d r^2} \right) \quad (46)$$

は、それぞれ無次元化された電場シアと電場曲率による乱流抑制効果を表す。 (E_r^\dagger) には平均トロイダル回転の効果が差し引かれている。式(44) - (46)において V_d は反磁性ドリフト速度、 I_0 は電場効果が無い場合の揺動強度を表す（スケールが混淆するなら、揺動強度 I はその場のパラメータにのみ依存するのではなく、乱流拡散の効果にも依存するが、その問題は次の小節で説明する）。

こうしたスケール混淆モデルをH-modeの輸送障壁の理解にいかに役立てるかは5.2.2節と5.2.3節で説明することとし、ここではスケール混淆という新概念によって新たな構造分岐が予言されることを紹介する。話を非常に単純化して、

径電場は温度勾配に比例する $\frac{e E_r}{T} \sim \frac{\alpha}{T} \frac{dT}{dr}$ と仮定する。係数 α はオーダー1の数である（これは、径方向電場を駆動する機構の中で新古典損失機構が卓越する場合を例にしたものである。輸送障壁に働くion orbit loss効果など、他の複数の機構の比較は5.2.1節で議論する）。規格化勾配 $G = \frac{\alpha}{T} \frac{dT}{dr}$ を導入すると電場は $\frac{1}{V_d B} E_r = \alpha G$ と表現できるので、乱流輸送係数が揺動強度 I に比例すると単純化して話を進めれば式(44)と結びつけて $\chi_{\text{turb}} = \chi_0 (1 - \alpha^2 \rho_i^2 \{GG'' - (G')^2\})^{-1}$ となる（ χ_0 は電場効果のない極限での代表値）。すると、輸送方程式 $-\chi_{\text{turb}} n \nabla T = Q_r$ は

$$g^2 (1 - gg'' + (g')^2)^{-1} = 1, \quad x = (r - r_0) / \alpha G_0 \rho_i, \quad (47)$$

という非線形方程式にまとめることができる（ $g = G/G_0$ 、 x は規格化小半径、 $G_0^2 = Q_r (nT(\rho_i T/aeB))^{-1}$ は電場効果がない場合に実現される平均勾配。 G_0 は加熱入力の平方根に比例することから、L-modeの平均的な性質に対応している）。この方程式は積分することができて

$$(g')^2 = F(g) \equiv -1 - 2g^2 \ln g + C_0 g^2 \quad (48)$$

が得られる。 C_0 は積分定数である。図46に示すように、

$$C_0 \geq 1 \quad (49)$$

では、 $g(x)$ はperiodic functionになる。 $C_0 < 1$ では、 $g(x)$ は一定値を取る。すなわち、なめらかな分布と、でこぼこした分布の二つの分布を取りうる可能性があって、構造相転移を内蔵している。L-modeのプラズマであっても、なめらかな、大域的に一様（に近い）勾配をもった分布と、大域的な平均としてはL-modeの勾配(G_0)に近いが自発的に細かな凸凹を含む分布と、二つの分布を取りうることを示している。勾配 $G(r)$ の具体的な形は[123]に記述されている。

5.1.2 バリア幅

5.1.1節では、スケール混淆が起きるような場合には、電

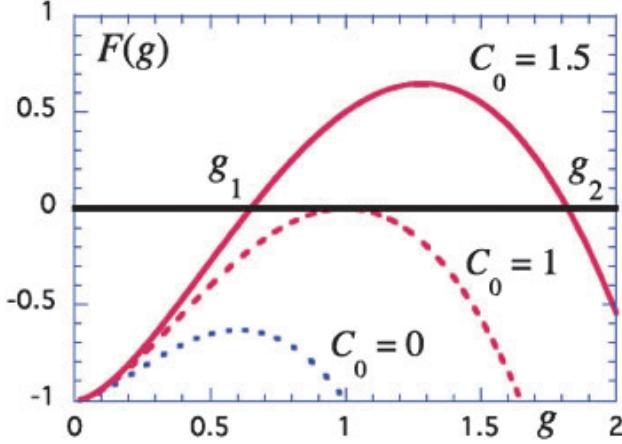


図46 式(48)の第一積分.

場の不均一効果をパラメータである式(45), (46)に表現して解析を進めるモデルを説明した. 図45などの詳細計測では, 改善閉じ込めのバリア付近では, 勾配が強くなっている(閉じ込めが改善されている)領域が, 電場不均一が集中している領域よりも, 幅広いことが指摘されている[124]. スケール混淆が起きている状況では, 搖動の空間移送が幅広い領域で乱流抑制を引き起こす可能性がある. 式(44)のような局所的表現を, 乱流移送(ここではturbulence spreading[125]を例にとって)が共存する場合に拡張すると

$$\gamma_L - \omega_* (1 + (k\rho_i)^{-2} (Z_1 + Z_2)) I + D_0 I_0^{-1} \frac{d^2}{dr^2} I = 0 \quad (50)$$

のような非局所的効果(左辺第三項)を含んだ形に拡張される[126].(turbulence spreading coefficientは $D = D_0 I / I_0$ と表現されている.) 解析の詳細は[126]に述べるが, 結果の一例を図47に示す. 安定化効果(ここではパラメータ Z_1, Z_2 で表現されている)が働いていない領域でも

$$(1 + (k\rho_i)^{-2} (Z_1 + Z_2))^{-1/2} \lambda, \quad \lambda = \sqrt{D_0 / \gamma_L} \quad (51)$$

の厚みの領域で安定化効果が生まれる. そして温度勾配の増大も広い領域に現れる. この結果に立脚して, 輸送障壁の厚さの ρ_p 依存性なども論じられている.

5.2 流れとバリア発生機構の定量的検証

Hモード遷移の際の電場励起機構やバリア構造がどのように決まるか, 輸送がどのように抑制されるか等は, 核融合炉の展望に大きな影響を持ちうる問題であるにも関わらずこれまで未解明であった. 近年の計測器の発展により, 径電場や乱流強度の高時空間分解能での計測が可能となった. また, 先進データ解析法の発展により, 物理的機構をより明確に抽出できるようになった. 電場励起機構同定に関しては, 世界的にも研究が行われているが通常多くの仮定が必要でありまた空間分解に乏しく, 問題に対する決定的な回答は得られていない. 本章では, 日本原子力研究開発機構(現量子科学技術研究開発機構)との共同研究により, JFT-2Mの重イオンビームプローブによる多点同時計測で得られた電場の直接計測データ[94, 127-132]および,

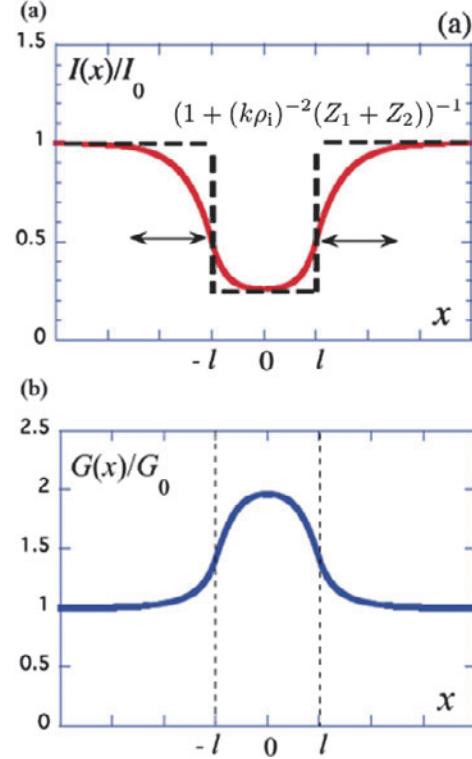


図47 乱流強度(上)と勾配(下)の空間分布. 上の図の太い破線は Z の分布で, この解析では独立に与えている([124]から引用). Reproduced with Permission by IAEA, from K. Itoh *et al.*, Nucl. Fusion 57, 022005 (2016). Copyright 2016 IAEA.

JT-60Uの輸送障壁構造の高精度観測データ[122, 124, 133, 134]を用いて, これらの問題に実験的にアプローチした結果を示す.

5.2.1 電場形成

電場形成物理を解明するための実験は, JFT-2Mトカマク(大半径~1.3 m, 小半径~0.3 m)で行われた. 700 kWの中性ビーム加熱で維持した線平均電子密度 $1.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ のプラズマを対象とした. 中性ビーム入射後約300 msのsawtooth crash時にLH遷移が観測された. Hモードプラズマでは, 最外殻磁気面内側1 cm程度の位置に -20 kV/m 程度の電場構造が形成される. 遷移過程の電場, 密度勾配, 乱流を重イオンビームプローブを用いて計測した[135].

トーラスプラズマ中の径電場は, 荷電分離を引き起こす径電流によって励起される. 径電場と径電流の関係は,

$$\epsilon_{\perp} \epsilon_0 \frac{dE_r}{dr} = -J_r \quad (52)$$

のようく表される. ここで ϵ_{\perp} はプラズマの比誘電率係数を示す. 衝突領域なら $\epsilon_{\perp} = 1 + 2q^2$, 無衝突領域なら $\epsilon_{\perp} = 1 + 1.6q^2/(a/R)^{1/2}$ と評価されている. 即ち, 径電流の実験値は計測した径電場の時間発展により与えられる. 図48は, LH遷移時の逆勾配長, 径電場, 径電流の時間発展を示す. ここで t_{LH} は, LH遷移の開始時間を示す. 径電場の時間発展をみると, $t - t_{\text{LH}} \sim 0 \text{ ms}$ と $\sim 3.5 \text{ ms}$ の2つの時間で電場が成長し, 径電流がピークしていることがわか

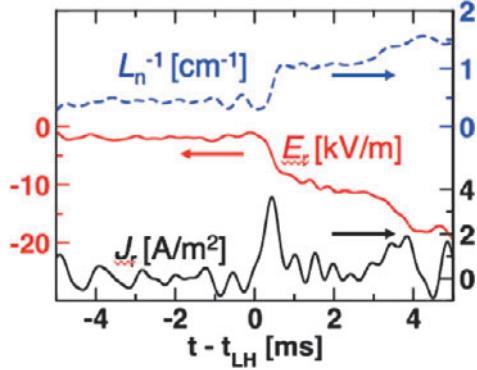


図48 LH遷移時の逆スケール長、径電場、径電流の時間発展 ([131]から引用). Reproduced with Permission by IAEA, from T. Kobayashi Nucl. Fusion 57, 072005 (2017). Copyright 2017 IAEA.

る。一方、理論解析より、径電流は、

$$J_r = J_i^{lc} + J_i^{bv} + J_i^{v\nabla v} - J_{e-i}^{wave} + J_{e-i}^{CX} + \text{others} \quad (53)$$

のようにモデル化されている。右辺の各項はロスコーン損失電流、新古典バルク粘性電流、レイノルズ応力電流、波動対流電流、荷電交換電流損失を表す。本研究では、プラズマパラメータより式(53)の1-3項を評価し、実験値と比較することで、モデルの妥当性を検証した[129-131]。

図49は、径電流の規格化電場 $X (= e\rho_p E_r / T_e)$ 依存性を示す。図49の黒線は実験観測から式(52)により推定した径電流値を表す。プラズマがLモードである場合、径電場は0に近い値となり、電場の時間発展がないため径電流も0となる。プラズマがHモードに遷移する際は、正の径電流が発生し、負の電場が成長する。赤線は式(53)第1,2項の新古典バルク粘性電流とロスコーンロス電流の和 ($J_i^{lc} + J_i^{bv}$) を表す。LH遷移中の新古典バルク粘性電流とロスコーンロス電流の和は実験値とよく一致することが示された。また、Lモードでは、($J_i^{lc} + J_i^{bv}$) の項だけでは正の電流が得られており、実験値との大きな差異が存在する。式(53)第4項の波動対流運動量損失量をLモードにおいて見積もると、この差異と同オーダーの負電流が得られた。Lモードにおいて径電流平衡を担っていた波動対流電流による負電流が、遷移の際に消失して粒子軌道由来の正電流のみが残ることで負電場が励起されると考えれば、実験値の軌跡が再現される。一方、第3項のレイノルズ応力電流の寄与は

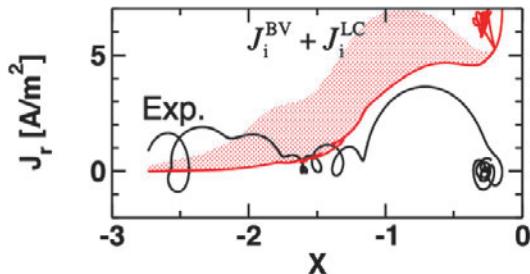


図49 径電流の規格化電場依存性 ([131]から引用). Reproduced with Permission by IAEA, from T. Kobayashi Nucl. Fusion 57, 072005 (2017). Copyright 2017 IAEA.

小さいことがわかった。JFT-2M実験におけるレイノルズ応力電流の寄与が小さいという結論は、連続的にLH遷移を繰り返す現象（リミットサイクル振動）における解析結果とも整合する[127, 128]。

5.2.2 バリア構造

5.1.1節で議論したように、Hモード遷移の際の乱流抑制メカニズムとして、電場シア (E_r') による乱流渦の微細化[27]及び、巨視的流れ場とのモジュレーションカップリングによるエネルギー移送（電場曲率 E_r'' に比例）[6]が考えられている。前者は局所的には[136]等で実験検証されているが、両方のメカニズムを同時に大型閉じ込め装置で実験検証した例はこれまで存在しなかった。式(44)-(46)を用いた解析を、JT-60Uの実験結果（図45）に適用した。荷電交換分光によるプラズマ回転の高時間分解能計測より電場を推定し Z を定量的に評価した結果、 Z_2 は Z_1 と同程度の大きさになることがわかった。このことから、L-H遷移の際の電場による乱流抑制を考える際に、シアだけでなく曲率も考慮すべきであることが示された。イオン温度逆勾配長のL/Hプラズマ比の Z 依存性をプロットしたのが図50である。 Z が増加すると閉じ込め改善が起こりイオン温度逆勾配長が増加する。

図50の例では、 $Z \sim 0.5$ 程度までイオン温度勾配の急峻化が \sqrt{Z} に比例して増加されている様子が示されている。一方、 $Z > 1$ の領域では、イオン温度勾配の急峻化が飽和している。この飽和は、イオンの熱流が新古典拡散流束程度に近づいていることと対応していると考えられている[133]。理論的には、イオン旋回半径スケール（fine scale）の揺動が不均一電場で抑制されると、さらにスケールの小さい（hyper fine scale）電子駆動揺動が主を占めるようになる。引き続き径電場効果が顕著になれば hyper fine scale の揺動も抑制され、乱流による粒子輸送や電子輸送の低減が起きる[4]。イオンの熱輸送改善が飽和したのちにも、 H_α の急減が起きうる。このような乱流輸送や揺動の抑制

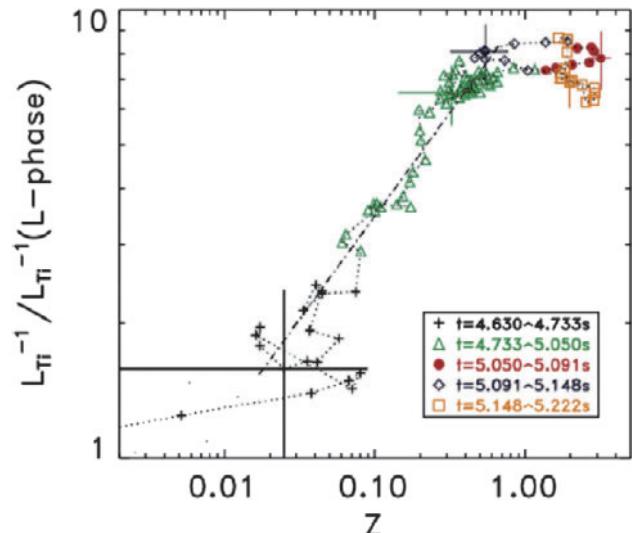


図50 イオン温度勾配長の L/H プラズマ比の径電場不均一性 Z 依存性 ([133]から引用). Reproduced with Permission by IAEA, from K. Kamiya *et al.*, Nucl. Fusion 57, 126003 (2017). Copyright 2017 IAEA.

の2重構造も実験で観測されている[134]。

5.2.3 搖動抑制

次に、式(44)-(46)の Z_1 と Z_2 が乱流輸送にどのように影響を与えるかを、重イオンビームプローブで直接乱流計測を行ったJFT-2Mのデータを用いて論じる。図51に乱流及び電場パラメータの径方向分布を示す。図中でMHと名付けた状態は、図48で $0.5 < t - t_{\text{LH}} < 3$ msの時間範囲を示している。プラズマがMHモードに遷移すると、密度揺動振幅及び密度-電位揺動の位相差が減少して乱流粒子束が抑制されている。シア強度 Z_1 が有限な領域で密度揺動振幅が顕著に抑制されている。一方 Z_2 が大きく(Z_1 が小さく)、密度揺動振幅の減少が小さい位置においても、位相差が0に近づくことで乱流輸送は抑制されている。結果としてシア及び曲率の双方で乱流輸送が抑制されることが明らかになった[132]。なお、密度揺動の減少具合は顕著であるが、電位揺動の遷移前後の変化は小さい。この観測は単純化した電子のボルツマン関係式の再考を求めていた。揺動の物理量による電場に対する応答の違いについては、今後の研究が待たれる。

6. 非平衡性の拡張

多くの議論では、空間不均一がもたらす非平衡性とそれがもたらす乱流構造や遷移などのダイナミックスが議論されている。非平衡性の源の多様化をはかり理論の枠を拡張する上で、時間反転対称性の破れに着目する。

Vlasov方程式を代表とする運動方程式はしばしば時間反転対称性を持っている。そこにプラズマを生成保持するために加熱や粒子補給が加えられている状況では、大きく時間反転対称性が破れることになる。もちろん、粒子衝突効果を取り入れれば、時間反転性は破れているが、(平衡

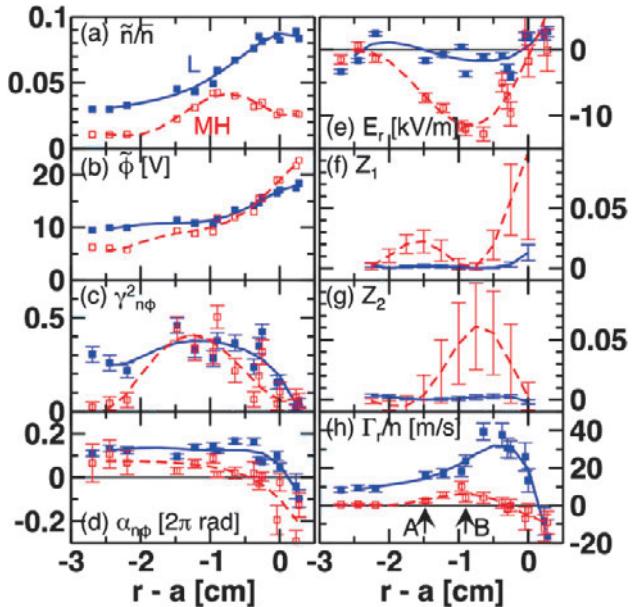


図51 乱流及び電場パラメータのLモード及びMHモードにおける径方向分布。(a)密度揺動振幅、(b)電位揺動振幅、密度-電位揺動の(c)コヒーレンス及び(d)位相差、(e)電場、(f)シア強度、(g)曲率強度、(h)粒子フラックス。([132]から引用。)

系で評価された衝突効果を用いるような)散逸効果による不安定性や揺動については、すでに多くの研究が行われている。衝突型散逸効果に乱流の効果を繰り込む試みは[137]などがある。ここでは、プラズマの加熱や粒子補給という外部からの入力がもたらす時間対称性の大規模な破れを非平衡性の源とみなし、強相関乱流という描像のテーマとして解説する。その描像によれば、外部入力に応じて乱流構造が変化する現象を理解する一歩になる。

6.1 エネルギー源と輸送ヒステリシス

本章の最初の問題として、LHDで発見された「輸送ヒステリシス」の問題を述べる。最初に実験観測の進捗を述べる。そして強相関乱流の考え方に基づくモデルを説明する。

6.1.1 輸送ヒステリシスの実験的観測

加熱入力をon-offさせて、矩形波のように周期的に変動させて、その周波数で温度変化が伝播する様を観測し輸送係数を評価する方法が伝統的に行われている。図52に例を示すように、時間的に一定なベース加熱に加え、(図では中心部に)加熱入力を周波数 Ω の矩形波

$$H(t) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{2m-1} \sin[(2m-1)\Omega t], \quad (54)$$

の形で時間変動させon-offを繰り返すと、温度の周期的変動が周辺に伝わる。周期的変動が周辺に伝わっていく様子の観測例を図53に引用する[138, 139]。

通常の考え方では、熱流が拡散過程に従うと仮定して、

$$\bar{q}_x = -n_0 \chi_{\text{HP}} \nabla \bar{T} + n_0 V_{\text{HP}} \bar{T} \quad (55)$$

のよう熱拡散係数 χ や熱ピンチ V のパラメータで表現しようとする(添字HPはパルス伝播法で評価したことを示す)。時間的に一定な加熱分布で実現される定常分布を対象に、式(55)と同形式の勾配-流束を仮定して解析を行い、 χ_{pb} や V_{pb} を評価することが常識的手続きとして行われている(添字pbはパワーバランスから評価したことを示す)。実際の実験データを解析してみると

$$\chi_{\text{pb}} \leq \chi_{\text{HP}} \quad (56)$$

となって、両者の乖離は大型装置になればなるほど顕著になる。こうした問題を transient transport problem と呼ぶ

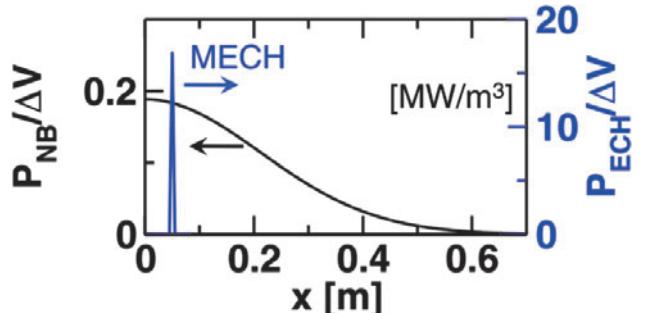


図52 空間的に広がった時間一定の加熱密度と、その上に重畠される時間変動する(中央部に集中した)摂動加熱分布。[138]から再録。Reprinted from T. Kobayashi et al., JPSJ, 86, 074501 (2017). Copyright 2017 by J. Phys. Soc. Japan.

[140]。実際、最近の大型装置の実験では数十倍に及ぶ。この問題の旧来の解決法としては、Gradient-flux relationの係数 χ が ∇T の増加関数だから式(56)のような関係でも良いとみなす立場もある（もし χ が $|\nabla T|^\alpha$ に比例するなら、 χ_{HP} と χ_{pb} の比は $\alpha+1$ になるから式(56)も導かれるだろう、という理屈）。しかし、両者の比が数十倍に及ぶと、そうした論理は破綻する。

図53を見れば明瞭なのが、温度振動の位相が、中央部と周辺部とほとんど揃っていて、遅れが見られないことである。拡散現象であれば、遠方に伝わるにつれ位相が遅くなるはずである。このことから、式(55)のような拡散モデルが破綻していると推察される。この破綻をより厳密に検証した。加熱の変動は式(54)のように高調波を含んでいるので、それぞれの周波数成分を温度変動から抽出[138]し、式(55)に沿ってデータ処理して「輸送係数」として評価したものが図54である。さらに、外側に振動熱源を与えた実験も行って、同様な解析を行った。図の赤色の印は、中心から外部へ伝播する場合の解析、黒色の印は外側に熱源があり内部へと温度変動が伝播する場合の解析結果を示している[141]。もし、式(55)のような関係式が成り立つなら、（バックグラウンドパラメータが共通のプラズマで）共通の係数を持つはずだから、周波数成分や、伝播の方向によらず共通の輸送係数が再現されるはずである。しかし、実際のプラズマの応答は、こうした予測とは全く異なるものであることがわかった。

以上の観測結果から、単純な輸送モデル描像を置き換え、より適切な輸送の表現が求められていることがわかる。式(54)のような摂動加熱に対して、LHD装置で熱流の変動を直接計測したところ、gradient-flux relationにヒステリシスがあることが発見された[142]。図55に輸送ヒ

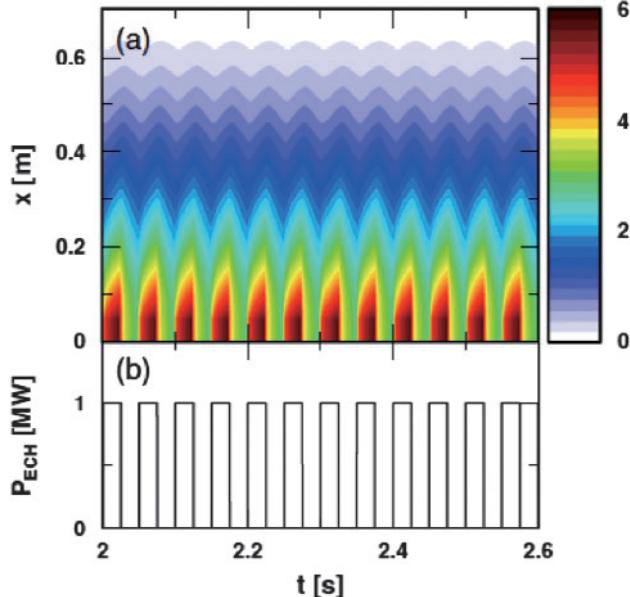


図53 図52に示した時間変動する（中央部に集中した）摂動加熱による温度摂動の観測結果。[138]から再録。Reprinted from T. Kobayashi *et al.*, JPSJ, 86, 074501 (2017). Copyright 2017 by J. Phys. Soc. Japan.

テリシスの典型例を示す[30]。一粒子あたりの熱流を上段に、摂動強度の応答は中段に示す。矩形波の加熱が加わっている時間帯は上のプランチ、offの時間帯では下のプランチの上にある。式(55)とは質的に異なる応答をプラズマは

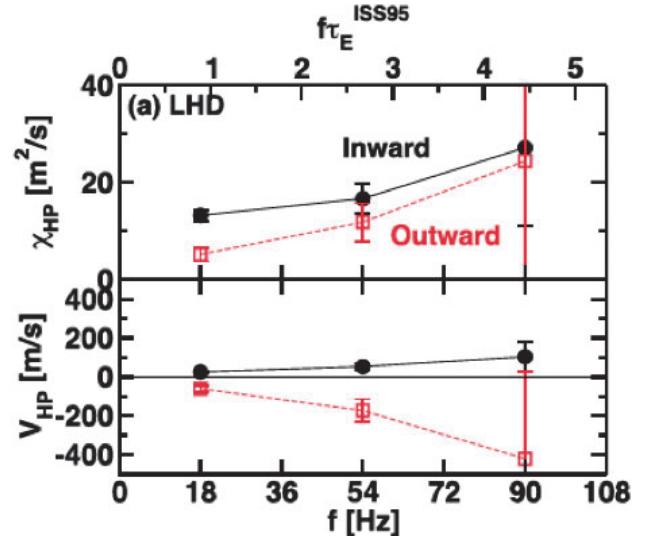


図54 図53にみるような温度変動を拡散モデルに当てはめた場合の評価値。赤色の印は、中心から外部へ伝播する場合の解析、黒色の印は外側に熱源があり内部へと温度変動が伝播する場合の解析。[141]より再録。Reproduced with Permission by IAEA, from T. Kobayashi Nucl. Fusion 57, 076013 (2017). Copyright 2017 IAEA.

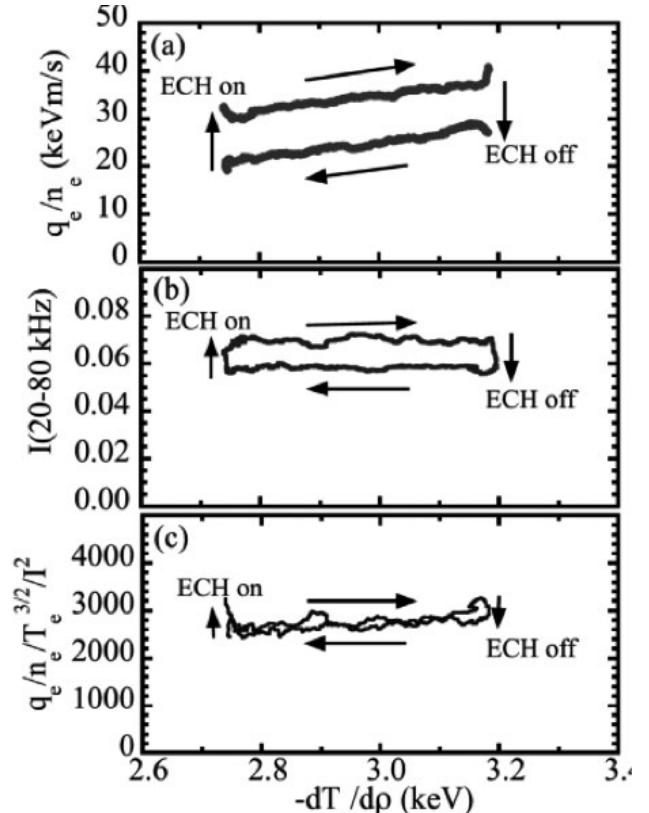


図55 LHDにおけるgradient flux relation。一粒子あたりの熱流(a)。摂動強度の応答は(b)に示す。(c)では、熱流を摂動強度で規格化したものを縦軸に示す。[30]より引用。Reproduced with Permission by IAEA, from K. Ida *et al.*, Nucl. Fusion 55, 013022 (2015). Copyright 2015 IAEA.

示していることが明瞭となった。加熱の有無によって, gradient-flux relation がヒステリシスを含む多価関数であることは一部では指摘されてきた(例を図56[143]に示す)が, 研究者の大勢の受け入れるところにはなっていなかった。その一つの理由は, 加熱入力の空間分布が計算による評価であり, 実験的検証が終わっていなかったことがある。それら従来の研究に対する疑念は, 今回の研究で払拭されたと言える。その理由は, 揺動強度も同時計測し, 揆動強度にもヒステリシスが観測されたことによる。(仮に常識的な考え方のように) 加熱入力分布(したがって熱流も)の評価に誤りがある, 図55の上段のグラフが一本の線になったとしても, その思考実験では揆動強度のヒステリシスを消去することはできない(揆動強度のグラフには, 加熱分布の理論的評価を必要としているためである)。図55の中段に示すヒステリシスこそが, 加熱の有無による熱流の多価性を示す決定的な証拠であると言える。

ヒステリシスの有無を調べる方法として, 温度揆動の半径方向の分布を見る方法もある[145]。もし拡散過程であるなら,

$$\frac{T_{2m-1}(r)}{T_{2m-1}(r_0)} \sim \left[\frac{T_1(r)}{T_1(r_0)} \right]^{\sqrt{2m-1}} \quad (57)$$

のように m 番目の higher harmonics が指数的に減少するのに対して, ヒステリシスがある場合, それが

$$T_{2m-1} \propto \frac{1}{(2m-1)^2} \quad (58)$$

すなわち harmonic number に対し m^{-2} という緩やかな減少に留まる[145]。Higher harmonic 周波数での温度変動の半径方向の分布を観察することはヒステリシスの有無を調べる有効な手法である。具体例を図57に示しておく([146]より引用)。温度揆動振幅の半径分布を, 基本周波数, 3倍高調波, 7倍高調波の3つの成分について図示している。

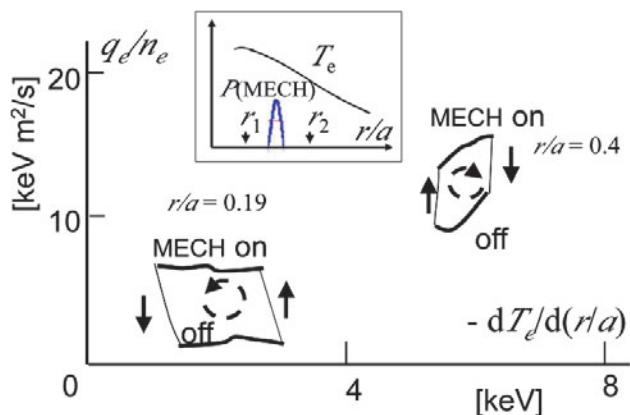


図56 D-IIIDの観測結果。周期的加熱のon-offによって、輸送ヒステリシスが現れていることを示している。二つのヒステリシスのうち、右側は、周期的加熱位置より外側で観測した場合、左側は加熱位置より外側で観測した場合。[143]の原図に基づく。[144]より引用。Reproduced with Permission by IAEA, from K. Itoh et al., Nucl. Fusion 57, 102021 (2017). Copyright 2017 IAEA.

輸送関係式が拡散モデルに従うならば、高調波は式(57)の示す如く急速に半径方向に減衰するはずである(それを傾きの大きい破線で示している)が、実際はそうした急速な減衰は見られていない。式(57)の依存性は棄却される。むしろ、3成分のいずれも(絶対値は異なるものの)類似の半径依存性を示している点は、式(58)のような依存性を定性的に支持している。

6.1.2 運動量応答の観測

付帶的現象として、ECH 加熱の式(54)のようなモジュレーションがプラズマ周辺に重畠された場合に見られた、速度変動の伝播の観測を述べておく。

図58に示すものは、LHD の周辺プラズマに式(6.1)のような時間依存性を持つ ECH を重畠した時のプラズマ速度の変動応答である([147]より引用)。ここで測られているトロイダル流は、外部のトルクで生まれるとは考えられず、いわゆる intrinsic flow[44]と見なされている([42]にレビューがある)。加熱入力の周期的変動に応じて、トロイダル速度も周期的に変動する。ボロイダル速度の周期的変動も同時計測されており、両者にヒステリシスがあることが見出されている。

こうした周期的応答と速度のヒステリシスを理解する一つの仮説として、ボロイダル流のトロイダル流への転換理論[21]がある。本観測は、この転換現象と解釈することも可能であり、今後の更なる研究の出発点になると考えられる。

6.1.3 描像の拡張

6章にあげた以上の例に見たように、周期的加熱変動で明らかになったヒステリシスを含む輸送関係式は、二つの要素を含む。一つは、加熱の有無に応じた熱流の速い変化

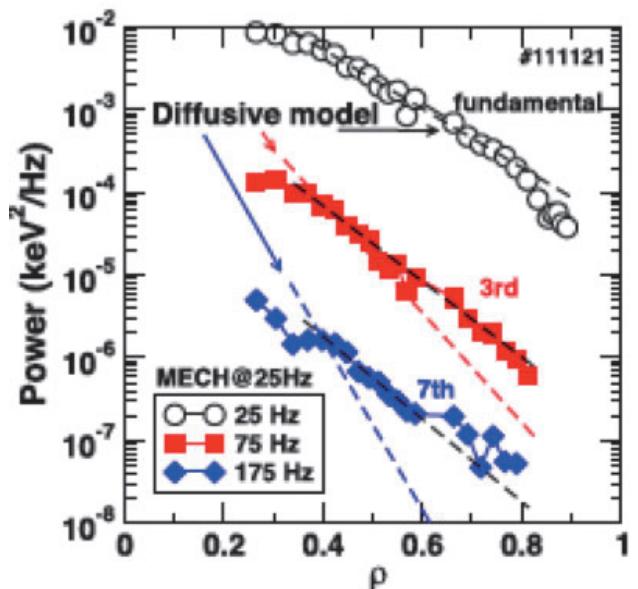


図57 温度揆動振幅の半径分布を、基本周波数、3倍高調波、7倍高調波の3つの成分について図示したもの。輸送関係式が拡散モデルに従う場合、高調波が示すべき急速な半径方向の減衰を傾きの大きい破線で示している。[146]より引用。

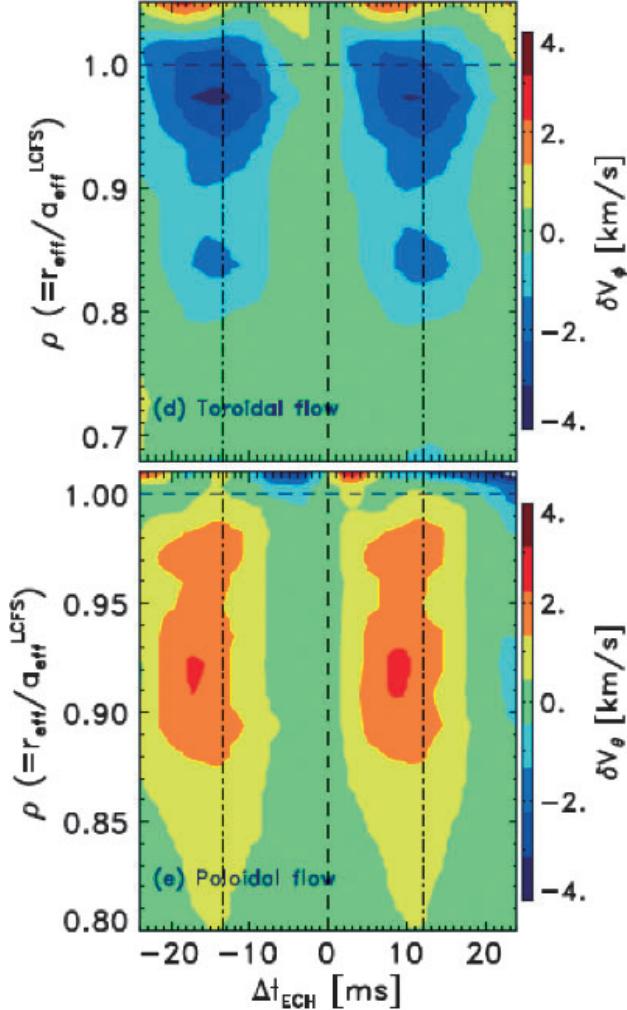


図58 周辺部 ($r/a \sim 0.9$) で周期的 ECH 摂動 ($-13 \text{ ms} < \Delta t < 0$ で off, $0 < \Delta t < 13 \text{ ms}$ で on) に対するトロイダル速度 (上) ポロイダル速度 (下) の時空変動. [147]より再録. Reproduced from K. Kamiya *et al.*, Phys. Plasmas 23, 102309 (2016), with the permission of AIP Publishing.

(図55, 図56ではほとんどジャンプに見える) の部分であり, 他方は, 勾配の変化とともに増減する熱流という, 二つの異質な応答である. 概念図を図59に示す[148].

輸送ヒステリシスがあれば, χ_{HP} と χ_{pb} の差異が出てくることに不思議はない. 図59には, 輸送関係式にヒステリシスがある場合, そこに式(55)のような当てはめをした場合を比較している. 定常的な power balance で得られる「輸送係数」は対角線を結んだ線に当たる. 热パルスで得られる「輸送係数」も鎖線で示す. もともとステリシスを含んだプラズマの輸送関係は, 式(55)のような一価関数で表せない. それなのに一価関数でフィットしようとしているところに, 問題の源があった. また, こうした輸送ヒステリシスも[143, 144]に引用するように他の実験装置でも観測されており, トロイダルプラズマで広く現れる現象と考えられる. こうした知見について, レビュー[144]や[149]に総合的に報告されている. また, 他の加熱源が周期的に摂動された場合の応答の予測が表1にまとめられている[148].

このような輸送ヒステリシスを理解する一つの説として, 強相関乱流の考え方に基づいた理論が提案されてい

る. 輸送ヒステリシスの一つのエッセンスは, 加熱の有無が時間遅れをほとんど (本章で紹介された例では時間分解能 1 ms 程度以下で) 持たず乱流輸送の増加をもたらしているということである. 言い換えれば, 加熱が乱流輸送を増加させる「非平衡性」の源の役を果たしているという解釈がありうる. その解釈は, 強相関乱流の考え方で, 6章冒頭に説明されたように, 加熱を系の時間反転性の破れをもたらすものとみる見方に結びついている. この理論的仮説は, 加熱が, 「分布関数を変形しようとする」熱力学的な力を持っていることを予言する[31]. 詳細は[150]に示されているが, 摆動強度 $I = (e\bar{\phi}L_p/\rho_i T_e)^2$ が加熱の存在によって

$$I = \frac{1}{1 - \Gamma_h} I_0, \quad (59a)$$

$$\Gamma_h = \gamma_h \chi_0^{-1} k_{\perp}^{-2}, \quad (59b)$$

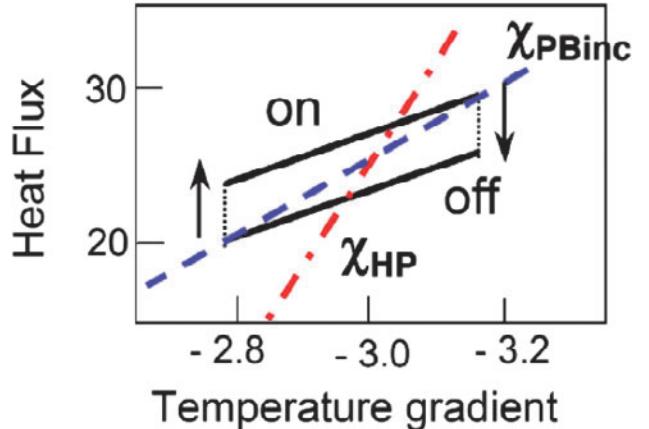


図59 輸送関係式にヒステリシスがある場合, そこに式(55)のような当てはめをした思考実験. 定常的な power balance で得られる「輸送係数」と, 热パルスで得られる「輸送係数」も点線で示す. [148]より引用. Reproduced with Permission by IAEA, from S.-I. Itoh *et al.*, Nucl. Fusion 57, 022003 (2017). Copyright 2017 IAEA.

表1 種々の加熱源が式(55)のように摂動された場合の電子温度摂動について予測をまとめたもの ([148]より引用). 表の中の「Equation (1)」などは[148]を参照.

Heating method	Waveform of injection power	Waveform of absorbed power by electrons	Amplitude of higher harmonics
ECH	Stepwise	Stepwise	
	Equation (1)	Equation (1)	$T_{2m-1} \propto (2m-1)^{-2}$
	Triangle wave	Triangle wave	
(minority heating)	Equation (19a)	Equation (19a)	$T_{2m-1} \propto (2m-1)^{-3}$
	Stepwise	Slowing-down	$(2m-1)^{-3}$ for $\nu_s \ll (2m-1)\Omega$
NBI	Equation (1)	Equation (21b)	$(2m-1)^{-2}$ for $\nu_s \gg (2m-1)\Omega$
	Stepwise	Slowing-down	As above
		Equation (1)	
		Equation (21b)	

$$\gamma_h \equiv \left(\int d^3v v^2 \left(\frac{\delta S[f_0; v, x, t]}{\delta f_0} \tilde{f} \right) \right) \left(\int d^3v v^2 \tilde{f} \right)^{-1} \quad (59c)$$

と増加することが示されている。ここで S は位相空間のソースで、加熱密度に比例する。 γ_h は分布関数を変形しようとする熱力学的な力を代表し、流体モデルでは $\gamma_h = \delta P_{\text{heat}} / \delta p$ と、簡略化して評価される。パラメータ Γ_h はそうした加熱による効果と、バックグラウンド運動による緩和効果の競合を表すパラメータである。 I_0 は、加熱の効果を考えず、圧力勾配のみで駆動されている場合の運動強度である。式(59a)の分母に現れるように、パラメータ Γ_h は加熱による運動の増加の割合を決定する。式(59a)は、圧力勾配と加熱という、二種類の非平衡性を生む出力源が共存して運動強度と乱流輸送が決まるという、新しい描像、強相関乱流の描像で導き出されたものである。そして加熱ヒステリシスという従来説明困難だった現象に理解を与える。

式(59a)は、他のパラメータが共通であるなら、加熱入力が大きいほど、加熱による運動増加率が高まることを示す。[142]には、周期的 ECH 摂動のパワーを変化させた場合を比較した実験結果が示されており、周期的 ECH 摂動の振幅が大きくなればなるほど、輸送ヒステリシスのジャンプが大きくなることが実証されている。定性的には、式(59a)のような関係式を支持している。

Γ_h は加熱による効果と、バックグラウンド運動による緩和（長波長ほど小さい）の競合を表すため、長波長運動に対して顕著になると予言される。概念図を図60に示すように、加熱摂動の効果は長波長運動に顕著に現れ、それがプラズマ全体に輸送ヒステリシスをもたらしているという仮説になっている。

式(59a)のモデルに立脚すると、加熱摂動がプラズマ半径の中央部付近にある場合、温度摂動の伝播方向によって、輸送ヒステリシスが異なる様相を示すことが導かれる。図61のように、加熱摂動がプラズマ半径の中央部付近にある場合、伝播方向の異なる温度摂動が起きる。図62には、内側に伝播する場合（左側）は左回りのヒステリシスとなり、外側に伝播する場合（右側）は右回りのヒステリシスとなる。この結果は、図56の観測（ヒステリシスの右巻きと左巻きの差）を定性的に説明する。また、図59に示すような拡散モデル ($\chi_{\text{HP}}, V_{\text{HP}}$) を当てはめた場合、右巻きと左巻きで、 V_{HP} の符号が異なることも理解できる。図62

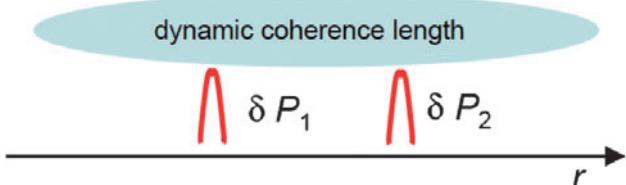


図60 半径方向に局在した加熱摂動と、長波長の運動。[151]より引用。Reprinted with permission of IOP publishing, Ltd, from S.-I. Itoh et al., Plasma Phys. Control. Fusion 60, 035008 (2018); permission conveyed through Copyright Clearance Center, Inc.

（右）の右巻きの場合、図59に示す ($\chi_{\text{HP}}, V_{\text{HP}}$) の当てはめでは、 $V_{\text{HP}} < 0$ という結果を得る。一方、図62（左）の左巻きの場合、 $V_{\text{HP}} > 0$ となる。図54の観測では、温度摂動の伝播方向によって、 V_{HP} の符号が変化することが示されており、観測に見られた符号の反転も説明する。

以上のように強相関乱流の考え方では、加熱入力依存性など定性的に輸送ヒステリシスに理解を与える[30]が、さらに詳細な実験検証が今後求められる。例えば、ヒステリシスのプラズマ密度依存性が実験で調べられ始めている[152]。

6.1.4 水素同位体効果研究への応用

上記のように、プラズマ加熱に伴う輸送ヒステリシスがパラメータ Γ_h で特徴づけられるとするなら、輸送ヒステリシスに着目することにより、プラズマ閉じ込めへの水素同位体効果を探求する手がかりが得られる[151]。

通常の考え方では、圧力勾配で駆動されるミクロ運動がもたらす乱流輸送係数は、gyro-Bohm 型の形式を持つとされる。より精密に言えば、帯状流まで繰り込んで考える場合、Dimits shift と呼ばれる現象がシミュレーションから予言され、閾値の勾配を超えない場合、圧力勾配駆動乱流輸送係数は増えないとされている。その閾値に対する水素同位体効果を[153]において議論している。その解析では、Dimits shift に対する水素同位体効果はモードによると結論されているが、閾値から離れた状況を今は議論しているものとする、その単純化した条件下では、圧力勾配駆動の乱流輸送係数は、gyro-Bohm 型の形式を持つとして、以下

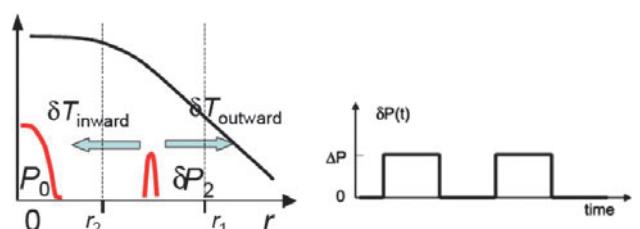


図61 加熱摂動がプラズマ半径の中央部付近にある場合、伝播方向の異なる温度摂動が起きる。右側に時系列を示す。[151]より引用。Reprinted with permission of IOP publishing, Ltd, from S.-I. Itoh et al., Plasma Phys. Control. Fusion 60, 035008 (2018); permission conveyed through Copyright Clearance Center, Inc.

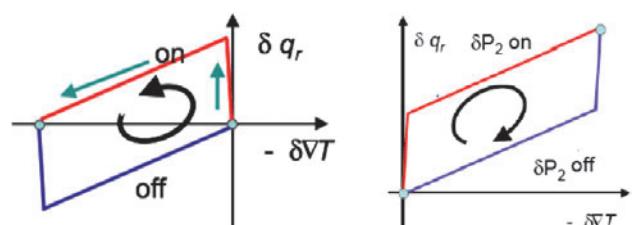


図62 加熱摂動がプラズマ半径の中央部付近にある場合、伝播方向が内向きなら左巻き（左図）、外向き伝播では右巻き（右図）の輸送ヒステリシスが現れる。[151]より引用。Reprinted with permission of IOP publishing, Ltd, from S.-I. Itoh et al., Plasma Phys. Control. Fusion 60, 035008 (2018); permission conveyed through Copyright Clearance Center, Inc.

の議論を進める。

ミクロモードとマクロモードの競合で決まる Γ_h のパラメータ依存性について[151]で議論された。水素質量数を A とする。ミクロ揺動や圧力駆動乱流輸送が gyro-Bohm 型の依存性を持つとするなら $\chi_0 \sim \chi_{\text{gB}} \sim A^{0.5}$ の依存性を示す。加熱入力に応答する成分の波数 k について（長波長ほど効果が大きいから） ρ_i にスケールしないとすると

$$\Gamma_h \sim A^{-0.5} (\chi_0 \sim \chi_{\text{gB}} \sim A^{0.5}, k \text{ independent of } \rho_i) \quad (60)$$

の如く、 Γ_h は A の大きいほど小さくなる。図63に右回りのヒステリシスでの比較を示す。（他のパラメータは共通とする場合を比較すると、）ジャンプの部分は A の大きい場合ほど小さくなる。その後、圧力の勾配に応じて増える分は、 A が大きいほど大きくなる。この場合は、両者が競合している。その組み合わせから（加熱の周期的摂動に対する）全体の周期的温度変動幅がきまる。

今までの仮説に沿って論理を展開すると[151]、反時計回りの輸送ヒステリシスの場合、水素同位体効果が顕著になる。前述の如く、 Γ_h は A の大きいほど小さくなる。図64に左回りのヒステリシスでの同位体効果を示す。（他のパラメータは共通とする場合を比較すると、）ジャンプの部分は A の大きい場合ほど小さくなる。その後、圧力の勾配に応じて減少する分は、 A が大きいほど小さくなる。この場合は、両者の変動が同様の依存性を持っている。その組み合わせから（加熱の周期的摂動に対する）全体の周期的温度変動幅にまとめると、 A の大きいほど、温度変動幅が小さくなる。特に、温度変動幅の A 依存性が左巻きヒステリシスの場合に顕著になると予測される。

6.1節にまとめられたように[144, 148]、輸送ヒステリシスの実在は、実験の輸送解析において方法論を革新すべき重要事項である。また、そのヒステリシスを生む機構として、プラズマ加熱に起因するものと圧力勾配による二つの

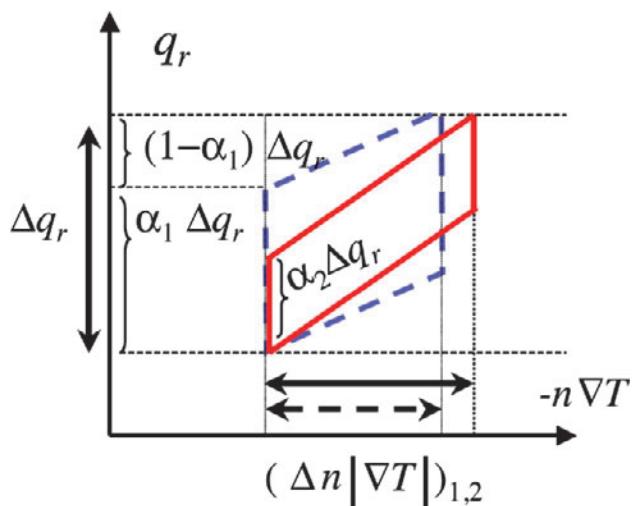


図63 ヒステリシスの同位体比の依存性を比較する。実線と点線は A の大きい場合と小さい場合に当たる。[151]より引用。Republished with permission of IOP publishing, Ltd, from S.-I. Itoh *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 60, 035008 (2018); permission conveyed through Copyright Clearance Center, Inc.

非平衡性の源の共存、すなわち、強相関乱流の考えに基づいた仮説を説明した。今後の研究深化が求められている。

6.2 粒子源の効果

プラズマ加熱に起因するものと圧力勾配による二つの非平衡性の源の共存を前小節で説明した。強相関乱流の考えに基づけば、粒子供給と圧力勾配による二つの非平衡性の源の共存も、新たな研究展開を生み出す。そうした問題をここで述べておく。

研究の動機は、スクレイプオフ層 (SoL) での粒子補給や、容器壁の素材が、コアプラズマの閉じ込めに大きな影響を持つという実験観測にある。例えば、容器壁が軽元素であるか重金属であるかによって H-mode の閉じ込め改善係数が大きな影響を受ける。オーミック加熱プラズマでガス補給により密度を上げると、密度とともに閉じ込め時間が上昇する (LOC) 領域から閉じ込め時間が飽和する状態 (SOC) に移り、しかも SOC プラズマに中性粒子供給を止めると改善閉じ込め状態 (IOC) に遷移する。この他にも、コアプラズマの閉じ込め状態が、SoL や容器壁の状況で変化する多数の例が知られている。こうした問題への理解をすすめるため、強相関乱流の考え方を適用してみる。すなわち、粒子補給という平衡の破れが、新たな乱流状態をもたらす可能性が[154]や[155]で議論されている。要点を説明する。

図65にプラズマ表面と SoL の粒子循環の概念図を示す。定常状態では、表面近傍の粒子源は、主として、容器壁から解離によって発生した中性粒子が SoL を抜けてプラズマに届き電離するものが主たる成分である（エネルギーの比較的大きい反射粒子については[156]で議論されているので参照されたい）。そのような場合、表面付近の粒子源の揺らぎは

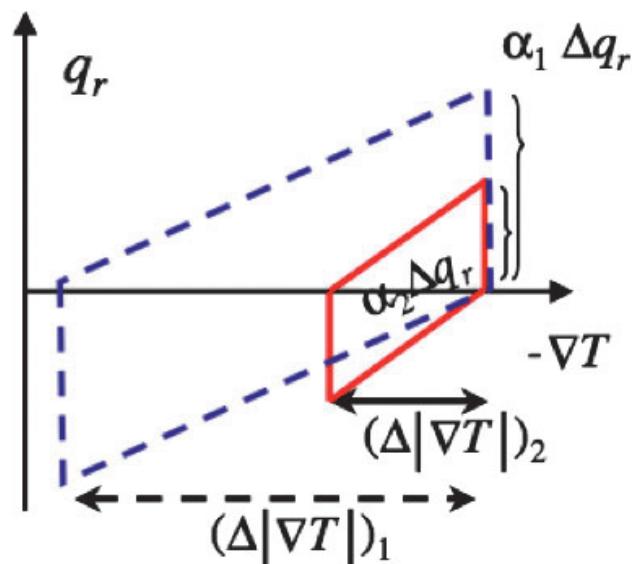


図64 ヒステリシスの同位体比の依存性を比較する。実線と点線は A の大きい場合と小さい場合に当たる。[151]より引用。Republished with permission of IOP publishing, Ltd, from S.-I. Itoh *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 60, 035008 (2018); permission conveyed through Copyright Clearance Center, Inc.

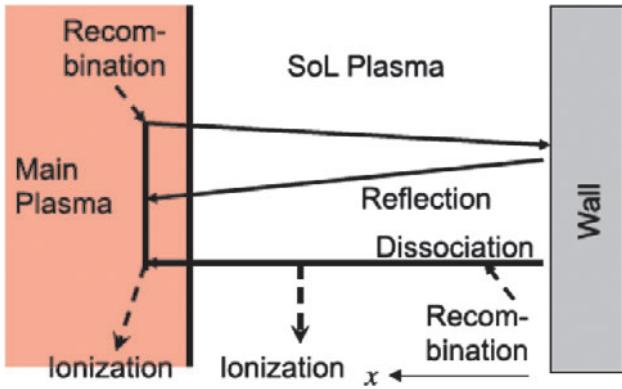


図65 プラズマ表面と SoL の粒子循環の概念図。[154]より再録。
Reproduced with Permission by IAEA, from K. Itoh et al., Nucl. Fusion 57, 056031 (2017). Copyright 2017 IAEA.

$$\bar{S} = \langle S \rangle \left[\frac{\tilde{n}_e(a)}{\langle n_e(a) \rangle} + C \left\{ \frac{\tilde{n}_e}{\langle n_e \rangle} \right\}_{\text{SoL}} \right], \quad (61a)$$

$$\langle S \rangle = \langle \sigma v \rangle_{\text{ion}} \langle n_0(a) \rangle \langle n_e(a) \rangle. \quad (61b)$$

と評価される[156]。ここで添字 e は電子, 0 は中性粒子を表し, S は粒子源の値である。 $\langle \dots \rangle$ は平均値を表す。定常状態では、粒子閉じ込め時間 τ_p と中性粒子の侵入長 Δ_n とを用いて、平均粒子源 $\langle S \rangle$ は

$$\langle S \rangle = \frac{a \langle n_e \rangle}{\Delta_n \tau_p} \quad (62)$$

と表現される。表面に届く中性粒子の密度は、SoL での電離や荷電交換のプロセスを経て届いたものに対応するので、その揺らぎには、SoL 領域のプラズマの揺らぎが刻印されている。その結果

$$\frac{\bar{S}}{\langle S \rangle} \approx C \left\{ \frac{\tilde{n}_e}{\langle n_e \rangle} \right\}_{\text{SoL}} \quad (63)$$

という評価(式(61a)の右辺第二項が重要な場合)が与えられる。係数 C はオーダー 1 の数係数である。SoL 領域にはプローブをはじめ主プラズマと比して相対的に強い乱流が発展しているので、式(63)の右辺は大振幅の摂動量となる。粒子源に揺らぎが含まれている時、電子密度も自ずとプラズマ表面付近で揺動を含むことになる。粒子バランス方程式を表すと

$$\frac{d\tilde{n}}{dt} = -\frac{\tilde{n}}{\tau_{NL}} + \bar{S}, \quad (64)$$

ここで τ_{NL} は代表的な非線形非相関率で線形分散の効果も含んでいるものとする。

粒子源の揺らぎに (61a) のように二つの項があるので、それぞれを評価してみよう。まず、式(61a)の右辺の括弧の中の第二項 (SoL の揺らぎが刻印されている成分) に着目してみよう。その項によって駆動される揺動[154]は、

$$\frac{|\tilde{n}|}{\langle n_e \rangle} \sim \frac{1}{\rho_i \Delta_n k^2} C \left| \frac{\tilde{n}_e}{\langle n_e \rangle} \right|_{\text{SoL}} \left[\frac{|\tilde{n}|}{\langle n_e \rangle} \right]_{\text{mix}}. \quad (65)$$

ここで $|\tilde{n}|/\langle n_e \rangle$ は圧力勾配で駆動される揺動レ

ベルの代表値(いわゆる準線形の mixing-length estimate)。式(65)の右辺に出てくる係数 $(\rho_i \Delta_n k^2)^{-1}$ は $k^2 < (\rho_i \Delta_n)^{-1}$ の場合 1 度になり、より長波長の揺動が強く励起されると期待される。

次に(61a)の右辺第一項の効果を見てみよう[155, 157]。この項は電子密度の揺動に比例しているので、式(64)と組み合わせれば、新たな粒子源と結合した不安定性が予測される。不安定になる条件は

$$\frac{a \langle n_e \rangle}{\Delta_n \langle n_e(a) \rangle \tau_p} \sim \frac{c_s}{L_n} K \rho_i \quad (66)$$

書き直せば (K は代表的な揺動波数)

$$\frac{\langle n_e \rangle_{\text{vol}}}{\langle n_e(a) \rangle} < K \rho_i \frac{\Delta_n \tau_p}{a} \frac{c_s}{L_n} \quad (67)$$

となり、プラズマ分布のピーク度(左辺)が中性粒子のソースによって制限されている。

中性粒子を介在として、SoL の乱流とコアプラズマの乱流の結びつきが生まれるというのは、強相関乱流の描像から導かれる考え方であり、6.2節冒頭に掲げた多くの謎を考える第一歩になる。今後、研究の深化が求められている。

7. まとめと今後の展望

このプロジェクトレビューでは、強相関乱流という新しい考え方と、それによって広がる理解を総合的に紹介した。強相関乱流という描像の提示は、複数の非平衡効果の競合という新たな問題設定を示し、プラズマ乱流物理学の方法論を拡張することを目的としている。従来の乱流輸送の描像が、圧力勾配駆動のミクロ揺動のみを対象としたものから、径方向電場の効果、帶状流などのメゾスケール揺動、そしてそれらのマルチスケール結合、などを考察するように発展してきたものの、まだ不十分であった。必要な拡張の方向として強相関乱流という考え方を紹介し、それによって、従来の超難問に解決の糸口を与える可能性があることを示した。

多スケール乱流描像の如く進んだ「ものの見方」であっても、多くの観測結果が深い謎の霧に包まれている。いくつかの例を挙げてみよう。(1) L-H 遷移の閾値パワーガー上下対称性を破っている(セパラトリクスの X 点が ion gradient-B drift の方向に向いている場合、閾値が逆の場合より低い)[158]。(2a)閉じ込め時間に対する水素同位体効果が広く観察されている(トカマクでは、質量数が大きいほど閉じ込め時間は長くなるが、それはドリフト波周波数帶の不安定性がもたらすとされているジャイロ・ボーム拡散が予言することと逆である)[159]。(2b)ヘリカル系では、トカマクと異なる水素同位体効果を示し、閉じ込め時間が質量数にあまり依存しない[160]。この実験結果は、水素同位体効果の謎をさらに深くする。(3)真空容器の壁の材質にコアプラズマの閉じ込め時間が依存する[161]。(4)中性ガスの供給を止めることで saturated Ohmic confinement から improved Ohmic confinement への遷移が起き[162]、また中心部のイオン温度や密度の分布の尖頭化

を伴う IL-mode も生まれる[163]。 (5) 真空容器壁の中性水素吸着量を減らした条件下で、 supershot のように中心に鋭くピークしたプラズマ分布が実現する[164]。 (6) transient transport problem[140]、 (7) 輸送関係にヒステリシスが存在し加熱入力が熱流に直接影響する (6.1.1 節)、等々。 説明困難な現象のリストは、 実際はもっとずっと長い。

本プロジェクトレビューでは、複数の非平衡効果の競合という新たな考え方方に併せ、非平衡性の源として、従来から着目されてきた空間対称性の破れや速度空間自由度に加え、時間反転対称性の破れという非平衡性の源にも考察対象を拡張している。その上でそれらの共存がもたらす効果を考察している。複数の非平衡性源が、乱流輸送の干渉や競合を生みだし、複合的依存性を示すことなどを説明した。そして、こうした物理的描像の拡張がここに挙げた(1)-(7)に関するいくつかの謎に対し、解決の糸口を与えることを説明した。今後の発展可能性も説明した。課題が明確になり、従来解けなかった問題の解決や考えられていなかったテーマを見出す駆動力になることを説明した。

非平衡プラズマの理解には、複数の非平衡性源の共存を取り扱う方法論が必要であり、本稿はその要求に答えようとするものである。相応の成功を収めていることは確かであるが、さらなる拡張が必要なことも、また確かである。例えば、ポロイダル断面内的一部分に揺動が局在する「揺動局在」の問題も考察を深める必要がある[29]。実験でも PLATO (PLasma Turbulence Observatory) [165] が建設中であり、その観測結果を解析するための方法についても研究が進んでいる[166, 167]。今後 PLATO によって実験データが生み出されれば、さらに多様な動的現象の観測結果が得られ、物理的描像の改革を迫るであろう。未来の話ではなく現在の観測知見においても、すでに本稿の枠を超える展開が求められている。このプロジェクトレビューでは、非平衡性源が多数であろうとも、それらによって誘導される揺動の大部分が（渦やグラニュレーションも論じているものの）「モード」の形で表現されている（ここに「モード」と呼ぶのは、トロイダル・ポロイダルモード数で特徴付けられる揺動パターンを指している）。しかしながら、プラズマに励起される揺動がここで述べた渦以外にも「モード」に限らないことが近年発見された[168-170]。特に、突発的な現象のトリガーが、「モード」で表現されるよりむしろトーラスの一部に局在した tongue (舌) 状変動として突発することが見出されている[168]²。大規模なストリーマー的揺動も Type III ELM の崩壊現象で観測されている[171]。プラズマ揺動のパターンとして、従来考えられていたものとは全く異なるものが検出された以上、そうしたものも包含できるようにプラズマ乱流の描像を拡張していく必要がある。今後さらなる新境地を切り拓かねばならない。

² もちろん、文献[168]に報告された tongue (舌) 状変動をモードの集合として表現することはできるが、膨大な数のモードのあつまりという結果となる。こうしたプリミティブな取り扱いでは、tongue (舌) 状変動の突発や変貌を定式化することは困難であろう。

謝 辞

ここで述べた研究成果は、(アルファベット順に) T. Akiyama, H. Arakawa, S. Benkadda, G. Birkenmeier, Y. Camenen, J. Cheng, G. D. Conway, R. O. Dendy, P. H. Diamond, X. T. Ding, J. Q. Dong, X. R. Duan, N. Dupertuis, A. Escarguel, S. Etoh, T. Evans, A. Fujisawa, A. Fukuyama, X. Garbet, Z. B. Guo, O. D. Gurcan, T. S. Hahm, K. Hallatschek, Y. Hamada, T. Happel, K. Hasamada, R. Hatakeyama, C. Hidalgo, M. Honda, K. Hoshino, K. Ida, T. Ido, S. Inagaki, A. Isayama, Y. Kamada, K. Kamiya, T. Kaneko, N. Kasuya, D. Kato, M. Kikuchi, F. Kin, S. Kobayashi, S. Kubo, M. Lesur, J. Q. Li, Yong Liu, H. Maeda, R. Makino, K. Matsuoka, K. Miki, T. Mitsuzono, Y. Miura, C. Moon, M. Mori, I. Murakami, K. Nagaoka, Y. Nagashima, K. Ogawa, N. Oyama, H. K. Park, S. Sakakibara, K. Shinohara, U. Stroth, S. Sugita, T. Takizuka, N. Tamura, K. Tanaka, K. Terasaka, S. Toda, Y. Todo, T. Tokuzawa, M. Q. Tran, G. R. Tynan, B. Ph. Van Milligen, H. Wang, L. Wang, M. Xu, M. Yagi, H. Yamada, T. Yamada, K. Yamasaki, L. W. Yan, N. Yokoi, M. Yoshinuma, D. L. Yu, G. S. Yun, K. J. Zhao はじめ多くの方々との共同研究によってなされたものであり、ご協力いただいたことに感謝します。中部大学飯吉厚夫総長の激励に感謝します。本研究は科学研究費 JP15H02155 および JP16H02442 の援助を受けました。さらに、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、量子科学技術研究開発機構との共同研究、浅田科学振興基金の支援を受けました。

参考文献

- [1] S.-I. Itoh, Cross ferroic turbulence. Number 17aCN-10 (Kansai Univ., Sep. 2015. Japan Physical Society Autumn Meeting).
- [2] B.B. Kadomtsev, *Plasma Turbulence* (Academic Press, New York, 1965).
- [3] K. Itoh, S.-I. Itoh, and A. Fukuyama, *Transport and Structural Formation in Plasmas*. (Institute of Physics Publishing, Bristol, 1999).
- [4] S.-I. Itoh and K. Itoh, *Plasma Phys. Control. Fusion* **43**, 1055 (2001).
- [5] A. Hasegawa and M. Wakatani, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 11581 (1987).
- [6] P.H. Diamond, S.-I. Itoh, K. Itoh, and T.S. Hahm, *Plasma Phys. Control. Fusion* **47**, R35 (2005).
- [7] A. Fujisawa *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 165002 (2004).
- [8] S.-I. Itoh, *Plasma Fusion Res.* **86**, 334 (2010).
- [9] K. Hallatschek and D. Biskamp, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1223 (2001).
- [10] Y. Nagashima *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 095002 (2005).
- [11] Y. Kodama and T. Taniuti, *J. Phys. Soc. Jpn.* **47**, 1706 (1979).

- [12] T. Yamada *et al.*, Nat. Phys. **4**, 721 (2008).
- [13] S. Inagaki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 115001 (2011).
- [14] A. Fujisawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 165001 (2007).
- [15] S.-I. Itoh *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **90**, 793 (2014).
- [16] Y. Nagashima *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, A177 (2006).
- [17] K. Itoh *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 102301 (2005).
- [18] N. D'Angelo, Phys. Fluids **8**, 1748 (1965).
- [19] J.Q. Dong *et al.*, Phys. Plasmas **1**, 3250 (1994).
- [20] T. Kaneko *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 125001 (2003).
- [21] Y. Kosuga *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **55**, 125001 (2013).
- [22] S.-I. Itoh *et al.*, Plasma Fusion Res. **12**, 1101003 (2017).
- [23] G.Y. Fu, Phys. Rev. Lett. **101**, 185002 (2008).
- [24] P. Kaw *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, 51 (2002).
- [25] S.-I. Itoh *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **40**, 879 (1998).
- [26] S.-I. Itoh and K. Itoh, Phys. Rev. Lett. **60**, 2276 (1988).
- [27] H. Biglari *et al.*, Phys. Fluids B **2**, 1 (1990).
- [28] K. Itoh and S.-I. Itoh, Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 1 (1996).
- [29] K. Itoh *et al.*, Plasma Fusion Res. **13**, 1102113 (2018).
- [30] K. Ida *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 013022 (2015).
- [31] S.-I. Itoh and K. Itoh, Sci. Rep. **2**, 860 (2012).
- [32] W.E. Amatucci, J. Geophys. Res. **104**, 14481 (1999).
- [33] P.J. Catto *et al.*, Phys. Fluids **16**, 1719 (1973).
- [34] I.T. Chapman *et al.*, Nucl. Fusion **52**, 042005 (2012).
- [35] W. X. Wang *et al.*, Phys. Plasmas **22**, 102509 (2015).
- [36] S.S. Kim *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 073021 (2011).
- [37] M. Sasaki *et al.*, Nucl. Fusion **59**, 066039 (2019).
- [38] X. Garbet *et al.*, Phys. Plasmas **6**, 3955 (1999).
- [39] Y. Kosuga, S.-I. Itoh, and K. Itoh, Plasma Fusion Res. **10**, 3401024 (2015).
- [40] M. Sasaki *et al.*, Plasma Fusion Res. **12**, 1401042 (2017).
- [41] Y. Kosuga, S.-I. Itoh, and K. Itoh, Contrib. Plasma Phys. **56**, 511 (2016).
- [42] K. Ida and J.E. Rice, Nucl. Fusion **54**, 045001 (2014).
- [43] S. Inagaki *et al.*, Sci. Rep. **6**, 22189 (2016).
- [44] P.H. Diamond *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 104019 (2013).
- [45] Y. Kosuga, P.H. Diamond and Ö.D. Gürçan, Phys. Plasmas **17**, 102313 (2010).
- [46] J.C. Li and P.H. Diamond, Phys. Plasmas **23**, 052311 (2016).
- [47] Y. Kosuga, S.-I. Itoh, and K. Itoh, Plasma Fusion Res. **11**, 1203018 (2016).
- [48] Y. Kosuga, S.-I. Itoh, and K. Itoh, Phys. Plasmas **24**, 032304 (2017).
- [49] Y. Kosuga *et al.*, Phys. Rev. E **95**, 031203(R) (2017).
- [50] T.H. Dupree, Phys. Fluids **15**, 334 (1972).
- [51] P.H. Diamond, S.-I. Itoh, and K. Itoh, *Modern Plasma Physics Volume1: Physical Kinetics of Turbulent Plasmas* (Cambridge University Press, Cambridge, 2011).
- [52] T. Ido *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 072009 (2017).
- [53] H.L. Berk *et al.*, Phys. Plasmas **6**, 3102 (1999).
- [54] Y. Kosuga *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 072006 (2017).
- [55] M. Lesur *et al.*, Phys. Plasmas **24**, 012511 (2017).
- [56] Y. Kosuga and P.H. Diamond, Phys. Plasmas **18**, 122305 (2011).
- [57] Y. Kosuga and P.H. Diamond, Phys. Plasmas **19**, 072307 (2012).
- [58] H. Arakawa *et al.*, Sci. Rep. **6**, 33371 (2016).
- [59] Y. Kosuga, Phys. Plasmas **24**, 122305 (2017).
- [60] Y. Kosuga and K. Hasamada, Phys. Plasmas **25**, 100701 (2018).
- [61] Y. Kosuga *et al.*, Contrib. Plasma Phys., e201900141 (2020).
- [62] M. Sasaki *et al.*, Plasma Fusion Res. **14**, 1401161 (2019).
- [63] M. Sasaki *et al.*, Phys. Plasmas **24**, 112103 (2017).
- [64] Y. Kosuga *et al.*, Phys. Plasmas **27**, 022303 (2020).
- [65] M. Sasaki *et al.*, Phys. Plasmas **26**, 042305 (2019).
- [66] T. Kobayashi *et al.*, Phys. Plasmas **23**, 102311 (2016).
- [67] N. Dupertuis *et al.*, Plasma Fusion Res. **12**, 1201008 (2017).
- [68] T. Kobayashi *et al.*, Plasma Fusion Res. **12**, 401019 (2017).
- [69] F. Kin *et al.*, Phys. Plasmas **26**, 042306 (2019).
- [70] M. Sasaki *et al.*, Phys. Plasmas **22**, 032315 (2015).
- [71] H. Arakawa *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 085001 (2009).
- [72] H. Arakawa *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **52**, 105009 (2010).
- [73] H. Arakawa *et al.*, Phys. Plasmas **26**, 052305 (2019).
- [74] T. Kobayashi *et al.*, Phys. Plasmas **22**, 112301 (2015).
- [75] T. Yamada *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **87**, 034501 (2018).
- [76] K. Nozaki *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **46**, 91 (1979).
- [77] F. Kin *et al.*, Phys. Plasmas **25**, 062304 (2018).
- [78] C. Moon *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111**, 115001 (2013).
- [79] C. Moon *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **58**, 105007 (2016).
- [80] T. Yamada *et al.*, Nucl. Fusion **54**, 114010 (2014).
- [81] F. Kin *et al.*, Plasma Fusion Res. **10**, 3401043 (2015).
- [82] T. Kanzaki *et al.*, Plasma Fusion Res. **11**, 1201091 (2016).
- [83] F. Kin *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 093501 (2016).
- [84] K. Hasamada *et al.*, Plasma Fusion Res. **2**, 1201034 (2017).
- [85] Ian H. Hutchinson, Phys. Plasmas **9**, 1832 (2002).
- [86] H. Arakawa *et al.*, IEEJ Trans. Electr. Electron. Eng. **14**, 1450 (2019).
- [87] H. Arakawa *et al.*, Plasma Fusion Res. **10**, 1201085 (2015).
- [88] K. Itoh *et al.*, Plasma Fusion Res. **11**, 1402002 (2016).
- [89] K. Itoh *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **87**, 025002 (2018).
- [90] S. Inagaki *et al.*, Plasma Fusion Res. **9**, 1201016 (2014).
- [91] Y. Kawachi *et al.*, Plasma Fusion Res. **13**, 3401105 (2018).
- [92] F. Kin *et al.*, Plasma Fusion Res. **14**, 1402114 (2019).
- [93] K. Itoh, K. Hallatschek and S.-I. Itoh, Plasma Phys. Control. Fusion **47**, 51 (2005).
- [94] T. Kobayashi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **120**, 045002 (2018).
- [95] Y. Nagashima *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 065019 (2009).
- [96] K. Itoh *et al.*, Plasma Fusion Res. **1**, 037 (2006).
- [97] M. Sasaki *et al.*, Nucl. Fusion **58**, 112005 (2018).
- [98] R. Nazikian *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 185001 (2008).
- [99] T. Ido *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 073046 (2011).
- [100] M. Sasaki, K. Itoh, and S.-I. Itoh, Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 085017 (2011).
- [101] M. Sasaki, Phys. Plasmas **23**, 102501 (2016).
- [102] M. Sasaki *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 036025 (2017).
- [103] M. Sasaki *et al.*, Plasma Fusion Res. **3**, 3403040 (2018).
- [104] M. Sasaki *et al.*, Phys. Plasmas **25**, 012316 (2018).
- [105] M. Sasaki *et al.*, Sci. Rep. **7**, 16767, 1 (2017).
- [106] D. Zarzoso *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 125002 (2013).
- [107] T. Ido *et al.*, Phys. Rev. Lett. **116**, 015002 (2016).
- [108] M. Lesur *et al.*, Phys. Rev. Lett. **116**, 015003 (2016).
- [109] H. Berk *et al.*, Phys. Plasmas **2**, 3007 (1995).

- [110] M. Lesur *et al.*, Nucl. Fusion **56**, 056009 (2016).
- [111] See, e.g., K. Itoh, K. Hallatschek, S.-I. Itoh, Phys. Plasmas **12**, 062303 (2005).
- [112] K. Itoh *et al.*, Plasma Phys. Rep. **42**, 418 (2016).
- [113] K.J. Zhao *et al.*, Phys. Rev. Lett. **117**, 145002 (2016).
- [114] K.J. Zhao *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 076036, (2017).
- [115] M. Muraglia *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 055016 (2009).
- [116] M. Leconte and P.H. Diamond, Phys. Plasmas **18**, 082309 (2011).
- [117] M. Yagi *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 900 (2005).
- [118] K. Hallatschek, Plasma Phys. Control. Fusion **49** (12B), B137 (2007).
- [119] T. Pütterich *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 025001 (2009).
- [120] I. Shesterikov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111**, 055006 (2013).
- [121] L. Schmitz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 55002 (2012).
- [122] K. Kamiya, K. Itoh, and S.-I. Itoh, Sci. Rep. **6**, 30585 (2016).
- [123] K. Itoh and S.-I. Itoh, Plasma Phys. Control. Fusion **58**, 045017 (2016).
- [124] K. Kamiya *et al.*, Phys. Plasmas **21**, 122517 (2014).
- [125] Ö.D. Gürcan *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 032303 (2005).
- [126] K. Itoh *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 22005 (2016).
- [127] T. Kobayashi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **11**, 035002 (2013).
- [128] T. Kobayashi *et al.*, Nucl. Fusion **54**, 073017 (2014).
- [129] T. Kobayashi *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 063009 (2015).
- [130] T. Kobayashi *et al.*, Sci. Rep. **6**, 30720 (2016).
- [131] T. Kobayashi *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 072005 (2017).
- [132] T. Kobayashi *et al.*, Sci. Rep. **7**, 14971 (2017).
- [133] K. Kamiya, K. Itoh and S.-I. Itoh, Nucl. Fusion **57**, 126003 (2017).
- [134] K. Kamiya *et al.*, Nucl. Fusion **59**, 086046 (2019).
- [135] T. Ido *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 055006 (2002).
- [136] G.D. Conway *et al.*, Phys. Rev. Lett. **106**, 065001 (2011).
- [137] S.-I. Itoh and K. Itoh, J. Phys. Soc. Jpn. **8**, 24502 (2009).
- [138] T. Kobayashi *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **86**, 074501 (2017).
- [139] T. Kobayashi *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **87**, 043505 (2016).
- [140] N.J. Lopes Cardozo, Plasma Phys. Control. Fusion **37**, 799 (1995).
- [141] T. Kobayashi *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 076013 (2017).
- [142] S. Inagaki *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 113006 (2013).
- [143] K.W. Gentle *et al.*, Phys. Plasmas, **13**, 012311 (2006).
- [144] K. Itoh *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 102021 (2017).
- [145] K. Itoh *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 014501 (2016).
- [146] S. Inagaki *et al.*, Plasma Fusion Res. **8**, 1202173 (2013).
- [147] K. Kamiya *et al.*, Phys. Plasmas **23**, 102309 (2016).
- [148] S.-I. Itoh *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 022003 (2017).
- [149] S.-I. Itoh *et al.*, Plasma Fusion Res. **11**, 2503086 (2016).
- [150] S.-I. Itoh and K. Itoh, Nucl. Fusion **53**, 073035 (2013).
- [151] S.-I. Itoh, and K. Itoh, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 035008 (2018).
- [152] T. Kobayashi *et al.*, Nucl. Fusion **58**, 126031 (2018).
- [153] S.-I. Itoh and K. Itoh, Nucl. Fusion **56**, 106028 (2016).
- [154] K. Itoh *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 056031 (2017).
- [155] K. Itoh and S.-I. Itoh, On the source of turbulence by fuelling. pages 17aK310-1 (Kyushu Univ., 2019. Japan Physical Society Autumn Meeting).
- [156] K. Itoh and S.-I. Itoh, Plasma Phys. Control. Fusion **37**, 491 (1995).
- [157] K. Itoh and S.-I. Itoh, Plasma Fusion Res. **14**, 3403058 (2019).
- [158] ASDEX Team. Nucl. Fusion **29**, 1959 (1989).
- [159] M. Bessonrodt-Weberpals *et al.*, Nucl. Fusion **33**, 1205 (1993).
- [160] H. Yamada *et al.*, Phys. Rev. Lett. **23**, 185001 (2019).
- [161] F. Wagner *et al.*, Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion Research Vol. 1. Number IAEA-CN-53/A-IV-2 (IAEA, Vienenna, 1990).
- [162] F.X. Söldner *et al.*, Phys. Rev. Lett. **61**, 1105 (1988).
- [163] M. Mori *et al.*, Nucl. Fusion **28**, 1892 (1988).
- [164] J.D. Strachan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **58**, 1004 (1987).
- [165] A. Fujisawa. Plasma turbuelnce observation system for puzzling out the principles of structural formation and fucntional expression in turbulent plasmas, Specially Promoted Research (17H06089), 2017.
- [166] A. Fujisawa *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **58**, 025005 (2016).
- [167] A. Fujisawa *et al.*, Phys. Plasmas **26**, 012305 (2019).
- [168] K. Ida *et al.*, Sci. Rep. **6**, 36217 (2016).
- [169] K. Itoh *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 094504 (2016).
- [170] K. Ida *et al.*, Sci. Rep. **8**, 2804 (2018).
- [171] J. Cheng *et al.*, Nucl. Fusion **60**, 046021 (2020).