J. Plasma Fusion Res. Vol.86, No.6 (2010) 334-370

プロジェクトレビュー

乱流プラズマ

ー構造形成，選択則，動的応答と動的輸送ー

伊藤早苗
九州大学応用力学研究所，九州大学伊藤プラズマ乱流研究センター

（原稿受付：2010年4月5日）

文部科学省科学研究費補助金特別推進研究「乱流プラズマの構造形成と選択則の総合的研究」が平成16年度に発足し，20年度迄の5年間に大きな成果が上がった．その成果を踏まえ「乱流プラズマの動的応答と動的輸送の統合研究」（科学研究費基盤研究S）が平成21年度に発足し，更なる展開がもたらされている．これらのプロジェクトによって成し遂げられた成果を総覧し，乱流プラズマの構造形成，選択則とダイナミクスに関する研究の最先端を紹介する．

1．はじめに

科学研究費特別推進研究「乱流プラズマの構造形成と選択則の総合的研究」が平成16年度に発足し，20年度迄の5年間に大きな成果があった．

乱流統計理論では代表者らのdressed test mode法を統計力学の森理論によって基礎づける研究を進めた．つまり，遷移理論を発展させ構造相転移の寿命という概念を定式化し非局所輸送理論拡張の見通しを得た．プラズマは様々な構造形成をするがその機構も明らかにした．非線形シミュレーションでも，微視的な乱流揺動と巨視的なMHDダイナミクスが共存する系の微視的揺らぎによる巨視的ダイナミクスの励起に関する新機構を見いだし，大域的な乱流構造形成や崩壊の過程を明示するなど，大きな進展が得られている．メゾスケール構造を含む非線形状態に関する研究としては，トーラスプラズマの帯状流の実験的発見，ストリーマ（乱流揺動が波動進行方向に収束する現象）の実験的発見や帯状磁場（メゾスケールダイナモ磁場）の実験的発見に成功した．さらに，乱流揺動の中で揺動成分同士の非線形結合強度を実験的に実測することができ，理論の予測値との比較研究へと発展した．帯状流がミクロ揺動とmodulational過程で非線形結合し，乱流揺動と輸送を抑制していることを明確に検証することができた．これらはどれも世界初の実験的成果である．乱流による巨視的ダイナミクス励起，数値直線プラズマシミュレーションコードを用いた理論予言の分析による実験先導，帯状流・ストリーマ・帯状磁場の発見，そして揺動の非線形結合強度の実測の例等にあるように，理論・シミュレーション・実験を統合する研究方法によって成果を上げたこと，研究の体系化を可能にしたことは，新しい研究のアプローチ（e-Scienceの1つのプロトタイプ）を実現したと言う意味でも大きな成果である．

体系的な学術成果の発信としては，多数のレビュー論文を完成し，研究動向の主導につとめた．プラズマ帯状流に関する総合的な国際的レビュー論文や，乱流実験研究のレビュー論文や多スケール非線形結合に関するレビュー論文などがある．これらの成果は，磁化不均一プラズマの乱流と構造形成に関する物理学的研究を質的に進歩させると言ってよい．世界の新たな研究潮流の源になっている．

こうした成果に立脚し「乱流プラズマの動的応答と動的輸送の統合研究」（科学研究費基盤研究S）が平成21年度に発足し，さらなる展開が始まっている．この研究では，乱流の時空構造の動的応答を解明することを通じて，磁場閉じ込めプラズマの動的輸送現象を解明することを目的とする．乱流プラズマにおいては微視的揺動とメゾスケール揺動，更には巨視的パラメータの界面等が生成消滅する．このように多スケールな「乱流プラズマ構造」の時空構造や動的応答・遷移の物理過程に取り組む．理論・シミュレーション・実験研究を統合し検証を経て，熱平衡状態からかけ離れた乱流媒質に特有な，非線形で大域的・動的乱流輸送にかかわる法則の定式化をめざし研究が展開している．プラズマ燃焼制御のためには輸送状態のダイナミックな変動を制御する必要があり，「動的」輸送現象の理解を提示することによって核融合実験炉での予測能力を格段に高めることができるだろう．これら全体の研究成果の発信のために，Cambridge University Pressと*Modern Plasma Physics Series*（全三巻）を出版する契約を結んだ．既に第一巻が出版の運びになっている．

このプロジェクトレビューでは，本プロジェクトに参加した共同研究者とともに成し遂げられた成果を総覧し，乱流プラズマの構造形成，そして選択則とダイナミクスに関する研究の最先端を紹介する．

Plasma Turbulence - Structure Formation, Selection Rule, Dynamic Response and Dynamics Transport -
ITOH Sanae-I.
author's e-mail: s-iitoh@riam.kyushu-u.ac.jp

©2010 The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

2．トロイダルプラズマの乱流遷移理論

プラズマに関する物理学が，統計力学や流体力学などの成果をも踏まえつつ，現代物理学の中で牽引力を発揮することが明瞭になっている．特筆すべき成果として，統計力学における「森の方法」をプラズマ乱流に適用し，従来代表者達によって提案されていた dressed test mode method [1]の基盤を吟味し，その近似精度を高めることに成功したことがあげられる[2]．その発展として，乱流が多スケールである場合の体系化を進め，メゾスケール揺動と微視的揺動の共存する系の乱流理論を一段と推進し，その典型的な例である zonal flow の総合報告を完成した[3]．さらには，乱流ノイズによる巨視的なモードの直接励起を直接シミュレーションで実証し，非線形過程を実験で観測することに成功するなど，理論の検証法にも新境地を拓いた研究が発展している．2章では統計物理学的な基盤の成果を報告し，メゾスケールの構造の詳細，直接シミュレーションでの実証や実験的検証等は次章以降で報告する．

2.1　研究体系の概観

本研究に於ける乱流構造形成研究の方法論を概観する．プラズマのダイナミクスを表現する基礎方程式として簡約化方程式を例にとって

$$\frac{\partial}{\partial t}f+\mathcal{L}^{(0)}f=\mathcal{N}(f)\ , \tag{2.1}$$

と書く．ここで$\mathcal{L}^{(0)}$は線形演算子，fは揺動場（例えば$f^{\mathrm{T}}=(\phi,J,p)$，また$\mathcal{N}(f)$は非線型項を表す．解析方法は，次のように定式化できる．

(i) 非線型効果を，着目するモード（運動）に対してコヒーレントな効果$-\Gamma f$（記憶関数）と乱雑なノイズとして扱う効果$\boldsymbol{R}$とに区分する．

$$\mathcal{N}(f)=-\Gamma f+\boldsymbol{R}. \tag{2.2}$$

(ii) コヒーレントな効果に着目し，方程式

$$(\mathcal{L}^{(0)}+\Gamma)f=0\ , \tag{2.3}$$

から非線型な自己無撞着状態を求める．この解は多重解を持ちうる．

(iii) 乱雑力（ノイズ）$\boldsymbol{R}$による着目するモードへの効果を解析する．特に，非線型な自己無撞着状態の間の遷移を研究する．遷移確率によって，可能な多数の非線型な自己無撞着状態のなかで，どの状態が選択的に実現するかを予言する．

この三項目の視点から以下に成果を報告する．

2.2　記憶関数と乱雑力に関する統計物理学の基礎づけ

上記ステップ(i)に示した非線形効果の揺動力と記憶関数への分割について述べる．統計力学における「森の方法」[4]をプラズマ乱流に適用し，dressed test mode method [1]の基盤を吟味した成果[2]を報告する．(1)式をフーリエ変換し，k 成分に関する非線型方程式を取り出す．その非線形項について，森の方法によれば

$$\partial f_k/\partial t+\mathcal{L}_k^{(0)}f_k=i\Omega_k f_k+\mathcal{R}_k(t)-\int_0^t \mathrm{d}s\Gamma_k(s)f_k(t-s),$$

$$i\Omega_k=\langle\dot{f}_k f_k^\dagger\rangle\langle f_k f_k^\dagger\rangle^{-1},$$

$$\Gamma_k(t)=\langle\boldsymbol{R}_k(t)\boldsymbol{R}_k^\dagger(0)\rangle\langle f_k(0)f_k^\dagger(0)\rangle^{-1},$$

$$\mathcal{R}_k(t)=\exp(tQ\Lambda)Q\mathcal{N}_k,$$

と記憶関数と乱雑力とに分割できることが示されている．ここで射影演算子$\mathcal{P}$は初期値との内積であり$\mathcal{P}+Q=1$のように定義されている．森の方法は，記憶関数と乱雑力の分離が可能であることを原理的に示している．

具体的に記憶関数を評価する方法を本研究で推しすすめた．dressed test mode method の方針に沿って次の結果を得た．揺動力$\hat{\mathcal{R}}$の近似的表式は

$$\begin{aligned}\hat{\mathcal{R}}=&\sum{}'M_{k,k_1,k_2}\zeta_{k_1}\zeta_{k_2}\\&+\int_0^t\sum{}'\mathrm{d}t'M_{k,k_1,k_2}M_{k_2,k-k_1}\hat{g}_{k_2}(t,t')\\&\qquad\times\big(\zeta_{k_1}(t)f_{-k_1}(t')-\langle f_{k_1}(t)f_{-k_1}(t')\rangle\big)f_k(t')\\&+\int_0^t\sum{}'\mathrm{d}t'M_{k,k_2,k_1}M_{k_1,k,-k_2}\hat{g}_{k_1}(t,t')\\&\qquad\times\big(\zeta_{k_2}(t)f_{-k_2}(t')-\langle f_{k_2}(t)f_{-k_2}(t')\rangle\big)f_k(t')\\&+\sum{}'M_{k,k_1,k_2}M_{k_1,k,-k_2}M_{k_2,k,-k_1}\\&\qquad\times\int_0^t\mathrm{d}t'\hat{g}_k(t,t')f_{-k_2}(t')f_k(t')\\&\qquad\times\int_0^t\mathrm{d}t''\hat{g}_{k_2}(t,t')f_{-k_1}(t'')f_k(t'').\end{aligned} \tag{2.4}$$

ここで$\hat{g}_k$はグリーン関数，$\zeta_{k_2}(t)$は乱雑力による振幅である．記憶関数は揺動の相関$C_k(t-t')=\langle f_k(t)f_{-k}(t')\rangle$と結びついており，ラプラス変換した結果として連分数表示

$$\overline{\Gamma}_k(p)\sum{}'\frac{V_{k,1,2}}{p_2+\sum{}'\dfrac{V_{2,3,4}}{p_4\left(\sum{}'\dfrac{V_{4,5,6}}{p_6+\cdots}\right)}}\ , \tag{2.5}$$

が得られた．ここで$V_{k,k_1,k_2}\equiv-2M_{k,k_1,k_2}M_{k_2,k,-k_1}C_{k_1}(s=0)$および$p_n=p+\mathcal{L}_{k_n}^{(0)}$と略記している．

揺動力の表式で従来の dressed test mode method では揺動力の右辺第一項のみを用いていた．この結果は，従来の方法の近似の程度を明らかにするもので，統計物理の基盤をなす．この成果は，代表者らが提唱していた dressed test mode method について森の射影演算子による基礎を与えたものである．（詳細は[2]を参照．）

2.3　非線形状態，最尤状態，遷移確率

(2.5)式は揺動の強度と記憶関数が満たすべき関係式を表す．この関係式を用いると，揺動強度や記憶関数，乱雑力の強度をコンシステントに求めることができる．

強い亜臨界プラズマ乱流の統計理論を展開する（上記ステップ(ii)）．不均一性を持つプラズマ乱流の中で乱流揺らぎとそれの作る異常輸送がともに支えあって乱流状態を維

持するという描像のもとに自己維持乱流の理論を作成してきた[5]．その理論を拡張し，乱雑な自己ノイズの効果を含む統計理論を構築した．テストモードに対して記憶関数を drag の効果として簡単化（マルコフ近似）したものを繰り込み，残りを乱雑なノイズとみなしてランジュバン方程式を作り，その解から統計平均を導く．ステップ(iii)では，着目する物理量の平均減衰率と拡散係数を用い，最尤状態を予言する法則や複数の非線形定常解の間の遷移確率を定式化することができている[6]．統計力学全体の展開の中での位置づけを解説した[7]．こうした方法による成果を**表 1** にまとめて報告する．

2.4　寿命

乱流プラズマの統計的遷移を論じるこの方法論は，プラズマの諸現象に広く適用することができる．構造相転移や巨視的な不安定性の突発的励起の過程にも統計理論を構成し遷移確率を計算することができる．乱流状態にあるプラズマの遷移確率の公式を用い，例えば MHD モードの突発的発生に伴う改善閉じ込め状態の寿命を解析することができる．自律的構造間の構造相転移の起きる確率を求めれば，状態の寿命を解析することができる．新しい研究領域を開拓したので，解析の例[8]を報告する．

例としてトカマク中に起きる巨視的な圧力勾配駆動のテアリングモードの確率的発生を考える．(m, n) フーリエモードのベクトルポテンシャルの振幅を A という規格化変数で表現する．（具体的な表式は[8]に譲り，ここでは論理の道筋を報告する．）振幅の発展方程式は，共存するミクロ揺動による乱雑力を取り入れて

$$\frac{\partial}{\partial t}A+\eta\Lambda A=g\mathsf{w}(t), \tag{2.6}$$

と定式化される．右辺の項がミクロ揺動による乱雑力を指す．時間の単位をアルヴェン波の transit time で規格化する慣習に従い，抵抗性磁場拡散の時間をパラメータ $\eta=\eta_{//}\mu_0^{-1}r_s^{-2}\tau_{\mathrm{Ap}}=R_{\mathrm{M}}^{-1}$ によって表現する．圧力勾配駆動テアリングモードの巨視的スケールの過程のみに依るダイナミックスは $\eta\Lambda A$ 項として表現されている．それらの過程には主として 3 種類の機構が重要だと考えられており，

$$-\Lambda=2\Delta' A^{-1/2}-\frac{\rho_{\mathrm{b}}^2}{r_{\mathrm{s}}^2}\frac{L_{\mathrm{q}}}{L_{\mathrm{p}}}\frac{\beta_{\mathrm{p}}}{\beta_{\mathrm{pn}}}\frac{1}{W_1^2+A^2}+\frac{\beta_{\mathrm{p}}}{\beta_{\mathrm{pn}}}\frac{1}{W_2+A}\ , \tag{2.7}$$

$$\beta_{\mathrm{pn}}=L_{\mathrm{p}}/2a_{\mathrm{bs}}\varepsilon^{1/2}L_{\mathrm{q}}\ ,$$

の様に表現される．右辺第一項は電流分布の不均一性による効果（係数 Δ' がその効果の強さを表す），第二項は圧力勾配による不安定化効果，第三項はイオン分極電流による安定化効果である．プラズマの規格化された圧力 β_{p}（プラズマ圧力とポロイダル磁場の磁気圧力の比）によって安定化や不安定化の影響を受けることがわかる．

表 1　熱平衡状態の統計力学と遠非平衡状態の統計力学の結果の比較．

	Near Thermodynamical Equilibrium	**Far-non-equilibrium**
Basic Assumption	Stosszahl Ansatz; $1/\Omega$-expansion	Large degree of freedom with positive Lyapunov exponent
Damping	Molecular viscosity $\gamma_c=\mu_c k_\perp^2$	Nonlinear (eddy) damping $\gamma_N\sim\tilde{\phi}k_\perp^2/B$
Micro vs Macro	$\mu_{\mathrm{micro}}=\mu_{\mathrm{macro}}$ Onsagar's Ansatz	Scale-dependent
Excitation		
(random)	Thermal excitation	Nonlinear drive
(coherent)	-	Instability drive
Decorrelation Rate	γ_c	Nonlinear decorrelation
Balance	FD Theorem	Extended FD Theorem
	Einstein's relation	$I\sim\frac{\text{nonlinear noise}}{\text{nonlinear decorrelation}}$
Partition	Equi-partition $E_k\sim Tk$	Nonlinear Balance $E_k\sim\lvert\nabla p_0\rvert k^{-3}$
Probability	Boltzmann	Integral of renorm. dissipation
Distribution function	$P(E)\sim\exp(-E/k_BT)$	$P(E)\sim\exp(-S(E))/g$ power law tail
Min./Max. principle	Maximum Entropy/ Minimum entropy production rate	$S(E)$ minimum
Phase boundary	Maxwell's construction	$S(E_{\mathrm{A}})=S(E_{\mathrm{B}})$
Transition probability	$\ln(K)\sim-\Delta Q/T$ Arrhenius law	$K\propto\exp(-S(E_{\mathrm{saddle}}))$ Power law
Transport Matrix	Onsagar's symmetry	Not necessarily symmetric
Interference of fluxes	Curie's principle	Interferences between heat, particle and momentum
Transport coefficients	Independent of gradient	Depend on gradient

本章で報告した方針に沿って非線型方程式

$$\Lambda A = 0, \tag{2.8}$$

の解の性質を調べる．Δ' が負であり絶対値が大きいと，(2.8)式の定常状態はただ一つであるが，Δ' が増加すると，(2.8)式は三根の多重解を許す．

この系では多重非線型状態間の確率的遷移が起きる．小振幅状態から大振幅状態への遷移を解析した．大振幅変形により閉じ込めの良い状態が消失するまでの具体的な寿命を計算することができた（**図1**）．

2.5　Granulations（位相空間の統計的揺らぎ）

プラズマには様々な集団運動モード（分散関係 $\varepsilon(k,\omega)=0$ を満たす）があって，多種多様な揺動が存在しうる．それにとどまらず，分散関係を満たさない揺動（非モード・準モード揺動）も存在して，プラズマのダイナミクスに重要な役割を果たす．

熱平衡に極めて近いプラズマでは，粒子の「つぶつぶさ」に起因して非モード揺動が生まれる．即ち，一つ一つの粒子がチェレンコフ輻射で揺動を励起する．一つ一つのフーリエ成分に $k_{\mathrm{B}}T$ のエネルギーが配分される．この揺動の結果，プラズマの緩和速度が決まる．こうした熱平衡プラズマの非平衡緩和過程は，従来からよく理解されている機構である．

乱流プラズマでも，分散関係を満たさない揺動が重要な役割を果たしている．統計的な乱雑成分の重要性は流体的極限の場合を2節で述べたところであるが，位相空間の乱雑揺動成分もプラズマのダイナミックスに重要な役割を果たしている[9,10]．

分布関数を平均 $\langle f\rangle$ と揺動 δf に分け，後者をコヒーレントな部分（分散関係を満たす）f^c と残りの乱雑成分 $\tilde{f}$ とに分ける：$f=\langle f\rangle+\delta f$，$f=\langle f\rangle+\delta f$．揺動の発展は

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+T_{1,2}\right)\langle\delta f(1)\delta f(2)\rangle = S, \tag{2.9}$$

で与えられ，オペレーター $T_{1,2}$ とソース S は

$$T_{1,2}\langle\delta f(1)\delta f(2)\rangle \equiv \left\langle\left[v_-\frac{\partial}{\partial x_-}+(E(1)-E(2))\frac{\partial}{\partial v_-}\right]\delta f(1)\delta f(2)\right\rangle, \tag{2.10a}$$

$$S \equiv -\frac{e}{m}(\langle E(1)\delta f(2)\rangle+\langle E(2)\delta f(1)\rangle)\frac{\partial\langle f\rangle}{\partial v}, \tag{2.10b}$$

と表現される．ここで(1,2)は位相空間の2つの座標を表し $v_\pm=(v_1\pm v_2)/2$，$x_\pm=(x_1\pm x_2)/2$ という相対座標を用いている．この発展方程式から，乱雑成分が無視できない大きさを持つことが示される．すなわち1→2の極限を取ると $T_{1,2}=0$ であるが $S=$finite なので，$\langle\delta f(1)\delta f(2)\rangle$ はその極限で（粒子衝突がない場合）発散する．解析的振る舞いは $\langle\delta f(1)\delta f(2)\rangle\sim\ln(x_-,v_-)$ となる．

このような位相空間分布の揺動成分があると，プラズマのダイナミックスに強い影響を与える．まず，非モード成分（準モード）の電磁場が励起される：

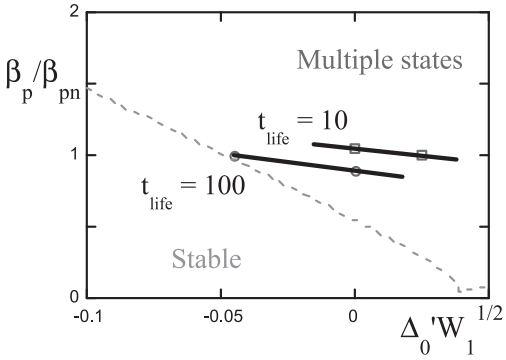

図1　パラメータ空間(Δ_0',β_p)上での寿命の等高線．乱流による揺らぎを考慮しない決定論的なモデルでのカスプを点線で表示する．点線の上側では，確率的な遷移が発生する．

$$\varepsilon(k,\omega)\phi_{k,\omega} = \frac{4\pi n_0 e}{k^2}\int \mathrm{d}v\tilde{f}. \tag{2.11}$$

電場揺動全体としては，これに分散関係 $\varepsilon(k,\omega)=0$ を満たすモード成分が共存している．プラズマの平均分布の発展方程式は

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle f\rangle = -\frac{\partial}{\partial v}D_{ql}\frac{\partial}{\partial v}\langle f\rangle-\frac{\partial}{\partial v}\langle E\tilde{f}\rangle, \tag{2.12}$$

となって，右辺第一項がコヒーレントなモード成分によって生み出される拡散過程であり，右辺第二項が，乱雑成分に起因するdrag項にあたる．この項は質的に異なる働きをしている．dragと拡散との双方が緩和過程に重要な働きをしており，ここで説明したようなgranulationの寄与を解析することで，乱流状態でのdarg効果を求めることができる[10]．今後ますます深い研究が求められている．

この章では理論の方法論の進展を説明したが，特に統計的な乱雑力の効果を強調した．乱雑力とコヒーレントな非線形効果を同じ近似レベルで取り入れることが重要である．運動論的理論への展開[9]も進み，今後の研究に進展が期待される．

2.6　非局所輸送理論

微視的なドリフト周波数領域の乱流とメゾスケールの帯状流（次章に説明を述べる）が共存すると，帯状流を介在としてメゾスケールの相関を持つ，非拡散的輸送現象が生まれる．こうした過程を理論的に説明する帯状流による輸送のシーソー機構を提案する[11]．（長波長揺動（線形理論では安定）が非線形励起され，非局所的な輸送現象をもたらす過程の一般論は[12]に説明されている．）

帯状流が半径方向に相関長 L を持つとする．帯状流はその相関長の中のミクロ揺動で駆動されるから，ミクロ揺動強度分布 $I(x)$ と帯状流の強度分布 $E(x)$ の結合方程式は積分方程式になる：

$$\frac{\partial}{\partial t}I(x)=\gamma(x)I-\omega_2 I^2-\alpha EI, \tag{2.13a}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}E=\alpha E\frac{1}{2L}\int_{-L}^{L}\mathrm{d}xI-\nu E. \tag{2.13b}$$

（ここで ω_2 は非線形減衰率の係数，α は帯状流とドリフト波の結合係数.）この非局所的結合の結果，半径方向にはなれた位置でのミクロ揺動が競争する新たな機構が生まれる．帯状流の相関長の範囲内でミクロ揺動の成長率に違いがある場合，より不安定性の強い領域で揺動が発達し，それが励起した帯状流が線形不安定な揺動を抑制する．シーソーの片側が下がると反対側があがるような効果を持つ．**図 2** は，裸のミクロ揺動が点線のような分布を持ちうるとき，帯状流を励起することによって，実線に示す揺動分布となり，その結果，自律的に輸送障壁が構成される例である．

3．多スケールダイナミックスの共存系ーゾーナルフロー理論の進展

乱流プラズマの構造形成は，微視的な揺動と巨視的な不均一構造の関連が重要であるのはもちろんであるが，それだけでなく，独立なスケールを持つ揺動が非線形過程で発生し全体の発展を規定していることが，近年本研究グループのメンバーを中心にして明らかにされつつある．世界中で精力的に研究されている課題にメゾスケールの平均流形成の機構がある．本特別推進研究ではゾーナルフロー（帯状流）を乱流の非線形過程の典型的問題と捉え，集中的研究を行い，総括論文[3]を完成し世界的研究動向を導いた．（文献[3]は，Plasma Physics and Controlled Fusion 誌に過去10年に発表された論文の中で最も多く引用された論文と言われる.）本章では本研究によって得られた成果の代表的なものを報告する．

3.1　概観

ゾーナルフロー（帯状流）は，磁気面上で一定な（半径方向には短波長で振動する）ポテンシャルによって生まれるプラズマの流れである．（**図 3**）

帯状流はメゾスケールを持ち，線形安定であるが，乱流揺動の非線形過程によって生まれる．帯状流は対流揺動乱流輸送にも強い影響を示す．中心的な課題は，

(i) 帯状流を不安定化する機構
(ii) ドリフト波への逆作用（反作用）
(iii) 帯状流の飽和機構
(iv) 乱流揺動と帯状流のエネルギー分配比
(v) 帯状流を着た乱流による輸送係数
(vi) ストリーマを含む多種の非線型過程

などがあげられる[3, 13, 14]．(i)-(vi)の観点を総合し本研究の成果を説明する．

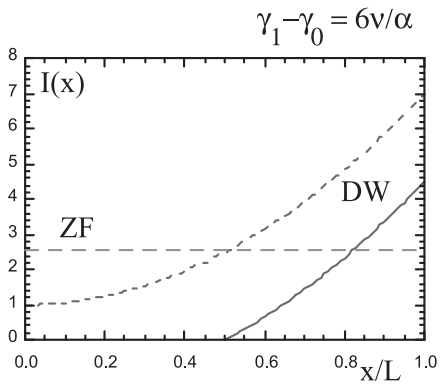

図 2　揺動（実線）と帯状流（破線）の空間分布．乱流駆動源 $\gamma(x)$ を点線で示す．離れた位置の乱流によって励起される帯状流を通じ，乱流抑制が起きる．

3.2　ゾーナルフローの構造

図 4 にトロイダル磁気面と磁力線，および $\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}$ ドリフトによる速度ベクトルを示す．トロイダル効果によって，磁力線は測地線（曲面上の二点間を最短に結ぶ線）からずれている．このずれを曲率 geodesic curvature で表現する．図に示すように，$\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}$ ドリフト速度ベクトルが平行でなく，ドリフト速度の発散 $(\nabla\cdot V)$ が生まれる．そのため，二つの流れのパターンが生じる．

一つは，この発散が磁力線方向の速度 $V_{//} = -2q\cos\theta V_\theta$ によって打ち消されるものである[15]．ここで q は安全係数，θ はポロイダル角．圧力差はないのでDC的な流れになる．これが $\omega = 0$ の帯状流である．もう一つは，（トカマクでは上下の位置で）圧力差が生まれ，振動となる．こちらは geodesic acoustic mode（GAM）と呼ばれる．GAM の振動数は $\omega_{\mathrm{GAM}} = \sqrt{2}c_s/R$ となる[16]．（ここで c_s はイオン音波の速度である.）この振動モードは，ポロイダルおよびトロイダルモード数 $(m.n) = (1, 0)$ の波数を持っているので，磁力線方向の位相速度は $\sqrt{2}qc_s$ である．これがイオン熱速度 $v_{\mathrm{th},i}$ より十分速ければ（すなわち磁力線のピッチが緩く $q > 1$ であるか，または電子温度がイオン温度より高く

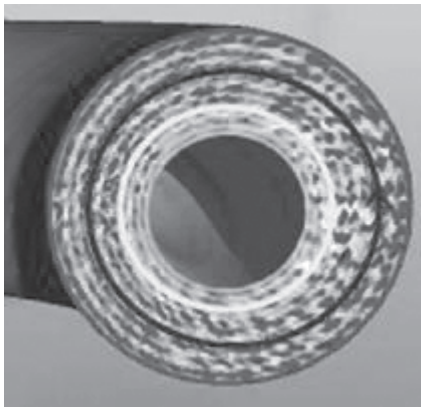

図 3　圧力勾配不安定性（ITG不安定性）による乱流と帯状流の共存系をトロイダルプラズマの断面に示す．トーラス周辺は低温であり，中心部は高温である．細かなスケールの対流揺動と帯状流構造が自律的に生まれる．色は静電ポテンシャルの正負・強弱を示す．波面は径方向に揃おうとするが，帯状流のため折れ曲がり，強弱がでる．[K. Hallatschek の計算に基づく.]

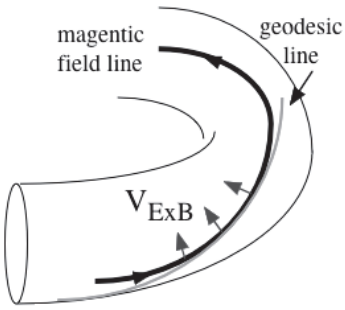

図 4　トロイダルプラズマの磁力線と $\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}$ 速度．

$T_e \gg T_i$ であるなら）GAMはイオンによるランダウ減衰を受けない．流れのパターンをまとめると**表2**のとおり．

3.3　帯状流を不安定化する機構とドリフト波への逆作用（反作用）

ドリフト波（波数$\boldsymbol{k}$，振幅ϕ_{d}）に帯状流（振幅ϕ_z）が加わると，ビート・モード（振幅$\phi_{\mathrm{d}\pm} \propto \phi_{\mathrm{s}}\phi_z$）が生まれる．このビートモードともとの波（波数$\boldsymbol{k}$）が相互作用すると，帯状流の波数を持つ変動（振幅$\delta\phi_z \propto \phi_{\mathrm{d}}^2\phi_z$）が生まれる．$\delta\phi_z$が$\phi_z$と同符号なので，帯状流が成長する[17]．

ドリフト波乱流に対する帯状流の効果（反作用）を解析した．帯状流の効果でドリフト波のアクションが拡散する．拡散過程では全アクションは保存する．しかし，エネルギー密度は$\omega_k \langle N_k \rangle$であり$k_x$が増すと$\omega_k$が下がるので，エネルギー・スペクトルは拡散効果だけではなく減衰効果も受ける．ドリフト波の全エネルギーは減衰する．この減衰した分のエネルギーは，帯状流の運動エネルギーに転換されている．

こうした相互作用をまとめて，帯状流のエネルギーV^2の発展の式と，ドリフト波の全エネルギーWの発展の式をポイント・モデル

$$\frac{\partial}{\partial t}V^2 = \alpha W V^2 - \gamma_{\mathrm{damp}}V^2 - \gamma_{\mathrm{NL}}(V^2)V^2, \tag{3.1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}W = \gamma_{\mathrm{L}}W - \alpha V^2 W - \Delta\omega_2 W^2, \tag{3.2}$$

のように書き表すと見通しがよい．αを比例係数として(3.1)式の項$\alpha W V^2$はドリフト波による帯状流の励起をさし（その分は(2)式ではドリフト波の減衰に働いている），γ_{damp}はイオン衝突などによる帯状流の減衰率，$\gamma_{\mathrm{NL}}(V^2)$は帯状流の高次効果で帯状流を飽和させる機構を形式的に表す．γ_{L}はドリフト波の線形成長率であり，ドリフト波自体の非線形減衰率は$\Delta\omega = \Delta\omega_2 W$と表記している．

3.4　帯状流の飽和機構

準粒子の考え方は帯状流の非線形飽和過程を考える上でも有効である．ドリフト波パケットは，帯状流のポテンシャルが作る構造の中で，k_x方向に移送される．ドリフト波パケットが(x, k_x)空間のなかで準粒子として振る舞うダイナミクスを解析し，捕捉運動の周期や，帯状流との高次結合係数を求めた．

(3.1)，(3.2)式で記述されるドリフト波と乱流と帯状流の系がどのような振る舞いをするかは，帯状流の励起項$\alpha W V^2$と非線形安定化項$\gamma_{\mathrm{NL}}(V^2)V^2$に依存する．解析的見通しのため，$\gamma_{\mathrm{NL}}(V^2) = \alpha_2 V^2$と略記してみる．(3.1)，(3.2)式の定常解は

$$W = \frac{\gamma_{\mathrm{L}}}{\Delta\omega_2} \qquad V^2 = 0 \qquad (\gamma_{\mathrm{L}} < \gamma_{\mathrm{damp}}\Delta\omega_2\alpha^{-1}),$$

$$W = \frac{\gamma_{\mathrm{damp}}\alpha + \alpha_2\gamma_{\mathrm{L}}}{\alpha^2 + \Delta\omega_2\alpha_2} \qquad V^2 = \frac{\gamma_L\alpha - \gamma_{\mathrm{damp}}\Delta\omega_2}{\alpha^2 + \Delta\omega_2\alpha_2} \qquad (\gamma_{\mathrm{L}} > \gamma_{\mathrm{damp}}\Delta\omega_2\alpha^{-1}), \tag{3.3}$$

のように与えられる．ドリフト波の成長率γ_{L}が小さいときは，帯状流は現れず裸のドリフト波が励起される．しかし，成長率γ_{L}がしきい値を超えると，帯状流が共存する系に移る．

帯状流の非線形安定化率$\gamma_{\mathrm{NL}}(V^2)$が（衝突等による）減衰率$\gamma_{\mathrm{damp}}$より小さくて無視できる場合，ドリフト波の強度は$W = \gamma_{\mathrm{damp}}/\alpha$となって，帯状流の減衰率でコントロールされる．帯状流の強度は，$V^2 = (\gamma_L\alpha - \gamma_{\mathrm{damp}}\Delta\omega_2)\alpha^{-2}$で与えられドリフト波の線形成長率と共に増大する．

一方，帯状流の減衰率γ_{damp}が無視できる場合，帯状流とドリフト波の強度は，いずれもγ_{L}とともに増大するようになり，配分比は次のように与えられる：

$$\frac{V^2}{W} = \frac{\alpha}{\alpha_2}\ . \tag{3.4}$$

(3.3)，(3.4)式はドリフト波の緩和率の大きい場合に有効な表式である．とくに，ドリフト波の振幅が小さい場合の飽和条件を考えるときには別途注意が必要である．その場合は，ドリフト波の捕捉周波数と非相関率が近づき，$\Delta\omega_k = \omega_{\mathrm{bounce}} \propto \sqrt{V_Z}$の条件に達すると，帯状流の飽和が起きる．その機構を考えるため，高次非線形計算において高次の非線形項を繰り込む．繰り込まれた帯状流成長率を用いると，衝突減衰がゼロの極限で帯状流の成長が飽和する条件は，帯状流の渦度Uに対し

$$\Delta\omega_k^2 = Ck_\theta^2\rho_s^2U^2 - \omega_{\mathrm{bounce}}^2\ ,$$
$$\omega_{\mathrm{bounce}}^2 = 2\rho_s^2k_\theta q_r(1+\rho_s^2k_\theta^2)^{-1}\omega_k U\ , \tag{3.5}$$

で与えられる．（Cは2程度の数係数.）このことから，$\Delta\omega_k = 0$に近づくとき（即ちドリフト揺動の振幅がゼロに近づくとき）帯状流の振幅は有限の値に漸近する[18]．

3.5　帯状流を着た乱流による輸送係数

乱流輸送係数については，ドリフト波が帯状流と共存し，エネルギーが帯状流との間で分配されることから，裸のドリフト波を考えた場合とは違いが顕著に現れる．(3.3)式に見るように，帯状流の減衰率に強く影響される．

不安定成長率が低い場合，裸のドリフト波が励起され

$$x_i = \frac{\gamma_{\mathrm{L}}}{k_r^2}\ , \tag{3.6}$$

となるが，(3.3)式からわかるように，γ_{L}が増すとエネルギーの増分は帯状流に渡され，ドリフト波への分配が抑えられる．例えば帯状流の衝突減衰率が大きい場合を考え強い乱流の表式を援用すると

表2　帯状流とGAM振動の性質をまとめる（qは安全係数）．

	帯状流	GAM
ポロイダル速度	$V_\theta(r)$	$V_\theta(r)$
トロイダル速度	$-2q\cos\theta V_\theta(r)$	$\frac{1}{q}\cos\theta V_\theta(r)$
密度変動	$\simeq 0$	$\frac{\tilde{n}}{n} = -\sqrt{2}q_r\rho_{\mathrm{s}}\sin\theta\frac{e\tilde{\phi}_{\mathrm{GAM}}}{T}$
振動数	$\omega = 0$	$\omega = \omega_{\mathrm{GAM}}$
径方向波数 q_r	$O(10^{-1})\rho_i - 1$	

$$x_i \sim \sqrt{\frac{\nu_{\mathrm{damp}}}{\alpha}\frac{\omega_*}{k_r^2}}\ , \tag{3.7}$$

となる．（ν_{damp} は衝突効果による帯状流の減衰率，ω_* はドリフト周波数である．）

更に γ_{L} が増した場合や，ν_{damp} が小さい場合には，帯状流の自己非線形機構がエネルギー配分や飽和振幅に重要な働きをする．(3.5)式に示す飽和条件に沿っては，

$$x_{\mathrm{III}} = \frac{Ck_\theta^2\rho_{\mathrm{s}}^2\omega_*}{2\alpha}\left(-1+\sqrt{1+\frac{4\alpha}{Ck_\theta^2\rho_{\mathrm{s}}^2\omega_*^2}(\gamma_{\mathrm{L}}-\gamma_{\mathrm{L,c}})}\right)\frac{\omega_*}{k_{\mathrm{r}}^2}\ , \tag{3.8}$$

の表式が得られ，$\gamma_{\mathrm{L}} \geq \gamma_{\mathrm{L,c}}$ となってはじめて乱流拡散が起きる．Upshift の境界は

$$\gamma_{\mathrm{L,c}} = \frac{2\sqrt{2}}{C}\frac{q_r^2}{k_\perp^2}\omega_*\ , \tag{3.9}$$

と与えられる．

こうした解析的結果を直接シミレーションと比較する研究も行って理解を深めている．解析的な議論と非線形シミュレーションの比較を**図5**に報告する．イオン温度勾配を種々に変えて成長率を変化させたシミュレーションの結果を点で示す．実線は解析的な理論式である．準定量的な一致が見られる．このように微視的な乱流揺動と準巨視的な帯状流の間のエネルギー配分比に関し理解が大いに進んだ．本研究の当初の目的を満たす成果である．

3.6 帯状流効果を繰り込んだ乱流粘性

帯状流の研究が示すように，トロイダルプラズマの乱流揺動はポロイダル流を励起し，準線形理論では，負の異常粘性のような形式を持つ．帯状流のもたらすスペクトルの変形を考慮し，巨視的なポロイダル流に対する乱流揺動の効果を解析した．準線形理論とは異なり，乱流粘性は巨視的なポロイダル流を減衰させることがわかり，実験での観測（巨視的なポロイダル流の異常粘性）に理解を与える[19]．

乱流によるポロイダル流や帯状流生成を記述する方程式は，帯状流の飽和機構も取り入れ

$$\frac{\partial}{\partial t}U + D_{rr}\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2}U + K_0^{-2}\frac{\partial^4}{\partial r^4}U\right) - D_3\frac{\partial^2}{\partial r^2}U^3 - \mu_\parallel(1+2q^2)\frac{\partial^2}{\partial r^2}U = 0\ , \tag{3.10}$$

と表現できる．ここで $U=\partial V/\partial r$ は渦度，$\gamma = D_{rr}q_r^2(1-q_r^2/K_0^2)$ は準線形成長率，q_r は流れの径方向波数，$K_0^2 = \Delta\omega_k^2(\partial\omega/\partial k_r)^{-2}$ は揺動の分散に起因し短波長流の不安定限界を与える．この式から，小振幅のポロイダル流は負の異常粘性のような形式を持つ．しかし，波数が $K_{\mathrm{m}} \simeq \sqrt{1-\mu}K_0/2$ 程度の帯状流が発達し，飽和振幅 $U_0^2 \simeq (1-\mu)D_{rr}/D_3$ の帯状流が生成される（$\mu \equiv \mu_\parallel(1+2q^2)D_{rr}^{-1}$）．ここで $D_3 \sim k_\theta^2K_0^{-2}(1-\mu)^{-1}\Delta\omega_{\mathrm{k}}^{-2}D_{rr}$ と評価される（k_θ と $\Delta\omega_{\mathrm{k}}$ は微視的揺動の波数と非相関率）[20]．帯状流が発達した状態における巨視的渦度 δU について，$U = U_0 + \delta U$ を(3.10)式に代入し長波長のポロイダル流 δU の変化を与える方程式が得られる：

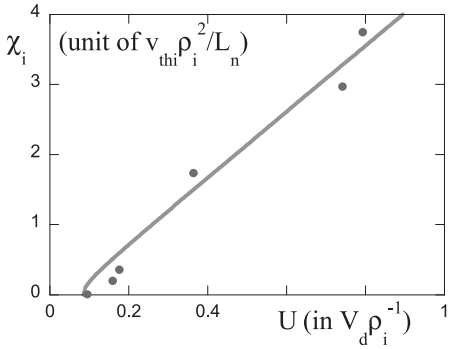

図5　定常状態でのドリフト揺動と帯状流強さの関係．（エネルギー分配を意味する．）実線は理論式，点は非線形シミュレーションの結果．（[18]より引用）

$$\frac{\partial}{\partial t}\delta U = \frac{1}{2}D_{rr}\frac{\partial^2}{\partial r^2}\delta U\ . \tag{3.11}$$

この結果，帯状流が存在すれば，その効果を繰り込むことによってポロイダル流が異常粘性で減衰することがわかる．

3.7 帯状流を介在とする輸送分岐

帯状流効果を繰り込んだ乱流輸送係数を導いたことによって，ヘリカル系プラズマの電子内部輸送障壁内部で乱流輸送が低減する理由を解明することができた．さらに，実験観測と比較することにより，帯状流の減衰率の違いから乱流輸送の差を生み出したことを理論・実験から明示した．今後の世界の研究動向として，帯状流の減衰率を制御することで閉じ込め改善をめざす研究が展開することを考えると，新しい研究の方向を明示したものである．

帯状流効果を繰り込んだ乱流輸送係数は

$$x_{\mathrm{T}} = \sqrt{x_{\mathrm{T0}}}\min(\sqrt{x_{\mathrm{T0}}}, \sqrt{x_{\mathrm{damp}}}), \tag{3.12}$$

と書くことができる．個々で裸の乱流輸送係数と帯状流減衰率で決まる輸送係数は

$$x_{\mathrm{T0}} = x_{\mathrm{T0}}^{(L)}/(1+\tau_c^2\omega_E^2),\ \ x_{\mathrm{damp}} \simeq k_\perp^2q_r^{-2}k_\theta^{-2}\nu_{\mathrm{damp}}\ , \tag{3.13}$$

と表現される．ヘリカル系のプラズマでは，リップル補足粒子の新古典拡散輸送係数が直接径電場の影響を受ける．そのため帯状流の減衰率が径電場に依存する形式

$$\nu_{\mathrm{damp}} = \left(\min(1,\nu_*) + \frac{\varepsilon_h^{3/2}}{\sqrt{\varepsilon}}\frac{1}{\nu_*}F(E_r)\right)\frac{v_{th,i}}{qR}\ , \tag{3.14}$$

を持つ．ここで関数 F は[21]に具体的に導かれている．

この理論式を用いてヘリカル系プラズマの内部輸送障壁を解析する．中心部を強く加熱すると，中心付近が強い正の電場を持つ状態に分岐する．（**図6**(a)）．するとそこでは帯状流の減衰率が下がり，異常輸送係数も低下する．一方，径電場界面の外では弱い正の電場の分枝にあって，そのため帯状流の減衰率が高い．乱流輸送が帯状流に抑制されることがない．この機構により，中心部の強い正の電場を持つ領域で乱流輸送係数が低下し，輸送改善が広い領域で起きる（**図6**(b)）[22]．

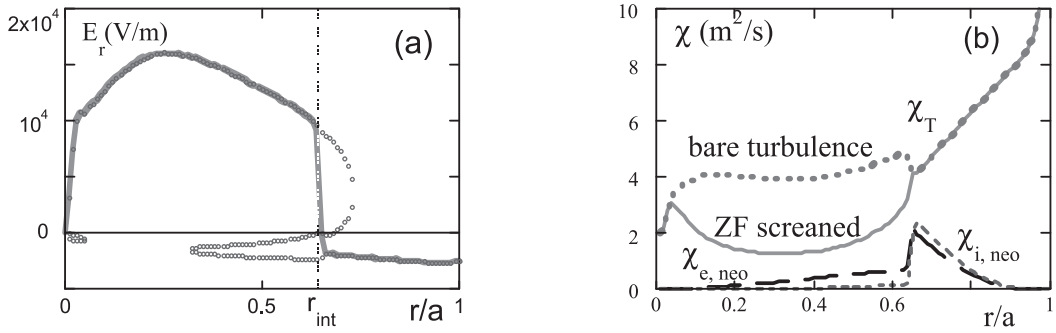

図6　(a)ヘリカル系プラズマの径電場の分布，および(b)輸送係数の分布．帯状流による乱流輸送の抑制効果を取り入れた新しい理論（実線）と取り入れない古い理論（点線）とを比較する．

3.8　ストリーマとドリフト波の競合

ドリフト波が励起するメゾスケール構造としては，ストリーマ（ドリフト波が伝播方向に収束する現象）も重要である．ドリフト波の伝播が条件 $k_y^2\rho_s^2 < 3(1+k_x^2\rho_s^2)$ を満たす場合，ストリーマが励起される．ドリフト波揺動とストリーマの競合は方程式

$$\frac{\partial}{\partial t}W = \gamma_{\mathrm{L}}W - \gamma_N W^2 - \alpha WS\left(1-\frac{k_\perp^2 V_{\mathrm{d}}^2 S}{\gamma_{\mathrm{N}}^2 W}\right), \tag{3.15}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}S = -\gamma_S S + \alpha WS\left(1-\frac{k_\perp^2 V_{\mathrm{d}}^2 S}{\gamma_{\mathrm{N}}^2 W}\right). \tag{3.16}$$

ここで $W = k_\perp^2 B^{-2}|\tilde{\phi}|^2 V_{\mathrm{d}}^{-2}$ は規格化されたドリフト波エネルギー密度，$S = V_{\mathrm{S}}^2 V_{\mathrm{d}}^{-2}$ はストリーマのエネルギー密度，γ_{L} はドリフト波の成長率，γ_{s} はストリーマの減衰率である．

この関係式より，ドリフト波揺動とストリーマのエネルギー分配を求めることができる．一般的な式は[23]に譲り，ここではストリーマの減衰率が小さい $\gamma_{\mathrm{s}} \to 0$ の極限を述べておく．その場合，等分配則

$$S = W \simeq \frac{\gamma_{\mathrm{L}}}{\omega_*}, \tag{3.17}$$

が導かれる．次元を持った量で表現すると，ストリーマの引き起こす対流速度が $V_{\mathrm{S}}^2 \simeq \gamma_{\mathrm{L}}\omega_*^{-1}V_{\mathrm{d}}^2$ というレベルに達することがわかる．これはストリーマのとりうる最大値である．

3.9　GAM 二倍高調波と非線形過程の検証法

GAM 振動があると，固有モードではない（準モード）2 倍高調波が駆動される．非線形過程を考慮して，理論的に二倍高調波の振幅が求められた．詳細な表式は[24]に譲り，

$$\frac{\tilde{\phi}_{2\omega}}{\tilde{\phi}_{\omega}} \simeq q_{\mathrm{r}}^2 L_{\mathrm{n}} k_{\mathrm{r}} \rho_{\mathrm{s}}^2 \frac{\gamma_{\mathrm{GAM}}}{\Delta\omega}\frac{e\tilde{\phi}_{\omega}}{T_{\mathrm{e}}}\ . \tag{3.18}$$

ここで $\tilde{\phi}_{\omega}$，q_{r} および γ_{GAM} は，GAM 振動のポテンシャル変動振幅，波数および（ドリフト波による）励起成長率，k_{r} と $\Delta\omega$ はドリフト波の波数および非線形非相関率，L_{n} は密度勾配長．この結果から，実験による GAM 振動の非線形過程を検証する方法が得られる．

3.10　まとめ

帯状流研究をきっかけに Paradigm shift と言われることがある．本章では，研究の Paradigm shift，即ち「線形・局所・決定論」的理論から，「非線形・非局所・統計論」への枠組みの進化の例としての帯状流を対象とした研究を報告した．帯状流については，今後とも無衝突の極限での非線形飽和機構の研究が重要であり，基本的な考察がこの章に述べた他[25,26]などにも示されている．帯状流の統計理論についても[3]に示すような成果を上げ，全体像を[3]にあわせ[27]にもまとめて紹介した．

4．乱流シミュレーション

核融合プラズマにおいては様々な時空間スケールの現象が共存し，それらが相互作用をすることによりダイナミクスが決まると考えられている．本特別推進研究に於いて，森の方法に立脚し，記憶関数や乱流ノイズを精密にモデル化する研究がすすみ，その成果を 2 章に報告した．

これらの研究の結果，異なるスケールのダイナミクスの間を結合させる非線形過程があり，それが乱流プラズマに重要な役割を果たしていることが明らかになってきた．その例として，2 章には微視的乱流による巨視的な変形パターンや閉じ込め状態の確率的遷移の問題を説明した．また，3 章には微視的乱流揺動とメゾスケールの帯状流の相互作用とダイナミクスを詳説した．

このように異なるスケールのダイナミクスの間の直接結合の重要性を本特別推進研究で明らかにしてきている[28,29]．近年，計算機能力の発展とともに近傍間の相互作用を考慮した数値シミュレーション研究が可能になった．本研究でも直接シミュレーションによる研究や検証を積極的に行って大きな成果を上げている．

一方，非線形過程直接計測のための実験も行われている．3 章に説明したように，直線プラズマでの揺動実験が進められている．その実験計画とデータ解析，そして非線形結合解析のため，直接シミュレーション numerical linear device（NLD；数値直線装置）コードを開発した．

直接シミュレーションについてもこのように多方面から構成的に研究が進んでいる．成果の例を報告する．

4.1　ドリフト波乱流による MHD モードの励起

第一の成果として，大局的な MHD モードとドリフト波乱流の相互作用を考慮したシミュレーション結果に関して報告する．この例を通じ，異なるスケールのダイナミクスのなかから

(1) コヒーレントな効果に着目するモデルの位置づけ
(2) 直接の結合によって生まれるその他の効果の理解

の双方を明確にし，異なるスケールのダイナミックスの共存系の物理を論ずる．

2章に説明したようにテアリングモードは電流の勾配により線形的に不安定化されるが，同時に圧力勾配も不安定化の要因である．圧力勾配で不安定化されるものを neo-classical tearing mode（新古典テアリングモード；NTM）と呼ぶことが多い．

例としてテアリングモードが弱線形不安定な場合の平衡配位を用い，ドリフト波とテアリングモードの共存系のシミュレーションを行った．（単一のヘリカル・ピッチを持つモードを取り扱う．）巨視的な圧力勾配によって励起されるテアリングモードと同時に，微視的な揺動（ドリフト波揺動）についてもそのダイナミクスを追う．この研究では，微視的な揺動同士の非線形結合から巨視的なテアリングモードが励起されたり，巨視的モードの発達により微視的モードが抑制される機構などを直接シミュレーションにより観察することに成功した[28]（**図7**）．

モデル方程式としては一般化されたポテンシャル $F=\phi+\alpha_i p$，ベクトルポテンシャル A，磁力線方向の速度 v，圧力 p の4つの変数で閉じたモデルを選ぶ．

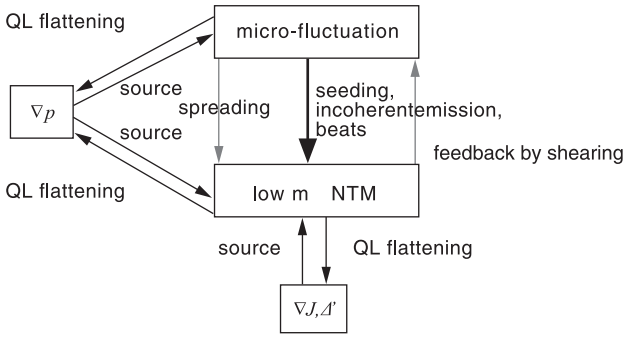

図7　新古典テアリングモード（NTM）とドリフト波乱流（micro-fluctuation）の相互作用を模式図として示す．

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\nabla_\perp^2 F=-\nabla_{/\!/}\nabla_\perp^2 A+\mu_i^c\nabla_\perp^4 F-\frac{q_\mathrm{s}}{\varepsilon_\mathrm{s}}\mu_\mathrm{i}^\mathrm{nc}\frac{\partial U_\mathrm{pi}}{\partial r}-\frac{q_\mathrm{s}}{\varepsilon_\mathrm{s}}\frac{m_\mathrm{e}}{m_\mathrm{i}}\mu_\mathrm{e}^\mathrm{nc}\frac{\partial U_\mathrm{pe}}{\partial r},\quad(4.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(A-\alpha^2\frac{m_\mathrm{e}}{m_\mathrm{i}}\nabla_\perp^2 A\right)=-\nabla_{/\!/}(\phi-\alpha_\mathrm{e}p)+\alpha^2\frac{m_\mathrm{e}}{m_\mathrm{i}}[\phi,\nabla_\perp^2 A]+\eta_{/\!/}^c\nabla_\perp^2 A-4\mu_\mathrm{e}^c\alpha^2\frac{m_\mathrm{e}}{m_\mathrm{i}}\nabla_\perp^4 A+\alpha\frac{m_\mathrm{e}}{m_\mathrm{i}}\mu_\mathrm{e}^\mathrm{nc}U_\mathrm{pe},\quad(4.2)$$

$$\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t}=-\nabla_{/\!/}p+4\mu_\mathrm{i}^\mathrm{c}\nabla v-\mu_\mathrm{i}^\mathrm{nc}U_\mathrm{pi}-\frac{m_\mathrm{e}}{m_\mathrm{i}}\mu_\mathrm{e}^\mathrm{nc}U_\mathrm{pe},\quad(4.3)$$

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t}=-\hat{\beta}\nabla_{/\!/}(v+\alpha\nabla_\perp^2 A)+\hat{\beta}\eta_\perp^c\nabla_\perp^2 p-\hat{\beta}\alpha\frac{m_\mathrm{e}}{m_\mathrm{i}}\frac{q_\mathrm{s}}{\varepsilon_\mathrm{s}}\mu_\mathrm{e}^\mathrm{nc}\frac{\partial U_\mathrm{pe}}{\partial r}.\quad(4.4)$$

ここで $\mathrm{d}/\mathrm{d}t=\partial/\partial t+[\phi,]$，$\nabla_{/\!/}=\partial/\partial z-[A,][,]$ は Poisson bracket であり，規格化 $v_\mathrm{A}t/R\to t$，$r/a\to r$ を用いた．その他，$U_\mathrm{pi}=v+(q_s/\varepsilon_s)\partial F/\partial r$，$U_\mathrm{pe}=v+\alpha\nabla_\perp^2 A+(q_s/\varepsilon_s)\partial/\partial r(F-\alpha p)$，$\hat{\beta}=\beta/(1+\beta)$，$\alpha=c/(a\omega_\pi)$，$\alpha_\mathrm{i}=\alpha/(1+\tau)$，$\alpha_\mathrm{e}=\tau\alpha/(1+\tau)$ などの記号を用いた．

この方程式系によって微視的揺動と巨視的な MHD 変動であるテアリングモードを含むダイナミクスを扱うことができる．トロイダルモード数 n の関数として不安定領域を調べると，プラズマの電流分布によって，巨視的（$n\sim1,2$）モードと微視的（$n>10$）モードの双方が不安定になる．

巨視的・微視的双方のモードが不安定化する場合の非線形シミュレーションの成果を得た．揺動エネルギーのフーリエ成分の時間発展を**図8**に示す．(2, 1) モードは $t\le600$ まで線形成長をし，その後，非線形成長をしている．**図8**にも示されたように，微視的モード群の方がより大きな成長率を持っており，より早く成長している．図には微視的揺動の中から (16, 8) のモード数成分を取り出して示している．

このシミュレーションによって，テアリングモードの非

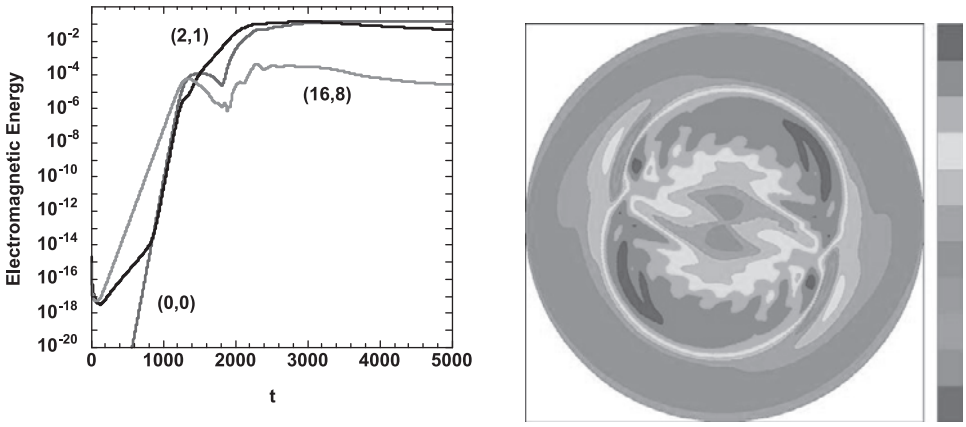

図8　揺動エネルギーのフーリエ成分の時間発展（左）．(2, 1)モードは線形性長の後，より大きな非線型成長率を示す．時刻 $t=5000$ における圧力駆動電流の摂動分布（右）．磁気アイランドができた場所で圧力が平坦化しているが，単純な $m=2$ の螺旋対象構造だけではなく，細かな変動を伴っている．

線形励起フェイズでは，テアリングモード（(2, 1) モード）のエネルギー E_2 と，微視的揺動（(16, 8) モード）のエネルギー E_{16} の間に

$$E_2 \propto E_{16}^2, \tag{4.5}$$

なる関係が成立していることを見いだした．乱流理論を用いて評価すると，この非線形励起は微視的揺動のビート

$$k_2 \sim k_{16} - k_{14}, \quad \omega_2 \simeq \omega_{16} - \omega_{14}, \tag{4.6}$$

によりもたらされたものであることが明らかとなった．2つの異なるスケールが相互作用することにより，微視的揺らぎから直接巨視的テアリングモードが励起される．こうした微視的モードによる直接励起は，シミュレーションとしては本研究がはじめて検証したものと言って良い．

この例では $n_{0,0}$ を解いているためドリフト波は準線形効果による分布の平坦化により飽和する．飽和フェイズにおいて(2, 1)モードに対する高次モードの効果は，磁気島の形を変形させ磁気島内に（微視揺動の存在に基づく）細かい構造を形成することである．(**図 8**（右)に示す.)

異なるスケールの非線形ダイナミクスは，乱流輸送係数（異常抵抗）などに繰り込むことができる要素と，ここに例をあげたように，コヒーレントな効果として繰り込めない要素がある．2章に理論的方法を説明し，コヒーレントな効果を繰り込むとともに後者を乱雑励起項として扱う方法論を論じた．直接シミュレーションにより，双方が重要であることを本研究によって明瞭に示した[30].

さらに密度や温度勾配がある場合，ドリフト・テアリングモードがプラズマの巨視的な回転を生成したり，回転の変化を通じた新たな微視的モードとの結合を示す可能性がある．その観点から，ドリフト・テアリングモードのシミュレーションによって，磁気アイランドとプラズマポロイダル流の生成減衰の結合過程を研究した[31-36].

4.2　Numerical Linear Device の研究

第二の例として，Numerical Linear Device（NLD：数値直線装置）シミュレーションの研究成果を報告する．乱流プラズマの構造形成機構の解明のために，本特別推進研究では円柱形の磁化直線プラズマを対象とし実験研究を進めた．実験観測と直接シミュレーション研究を統合しつつ理解を進めるため，Numerical Linear Device（NLD）を開発した[37, 38]．NLD は円筒形直線型プラズマにおける乱流を模擬する計算コードである．この開発は，

(1) 乱流が形成する磁化プラズマ中のメゾスケール構造とその自己維持機構を定量的に評価すること
(2) それを検証するために適した実験条件を選ぶガイドラインを与えること
(3) 計測機器の配置や精度の条件などにガイドラインを与えること

が目的である．

本研究対象は抵抗性ドリフト波乱流である．**図 9** の配位のプラズマに対し，中性粒子の効果を取り入れた3場簡約流体方程式をモデルとして用いて，密度，静電電位，磁力線方向電子速度の揺動構造を求める．線形成長率の評価から実験でドリフト波乱流が不安定になる条件を調べた．評価には九州大学 Large Mirror 装置のパラメータを用いた．適切な装置長，磁場強度，そして中性粒子密度の減少とイオン密度の上昇が系を強く不安定にすることがわかった．

非線形時間発展の計算を行い，乱流の飽和状態を得た．用いたパラメータはアルゴンプラズマ，電子温度 2 eV，中性粒子圧力 1 mTorr，磁場 0.1 T，プラズマ半径 50 mm，装置長 3 m で，系を不安定にするイオン－中性子間衝突周波数を選んである．次の**図10**には，密度摂動（対数），静電ポテンシャル摂動，および電子速度摂動の断面上の分布を示している．軸対称な(0, 0) 成分は線形には安定であるが，他モードとの非線形結合により励起され，支配的となっていることがわかる．

実験観測への予言としての例を一つ紹介する．ここに図示した揺動場から，静電ポテンシャルを形成する駆動項が導かれる．その駆動項の空間分布を NLD シミュレーションでは知ることができる．この結果から，空間一点で計測するのではなく，周回方向と軸方向に分布させた計測をする必要が明確になる．

こうした結果が実験の計画に活かされている(6 － 8 章.)

NLD シミュレーション研究を通じて，乱流プラズマを実験的に達成するためには，中性粒子制御と急峻な密度分布を作り出すことが必要であることが明らかとなった．このためモンテカルロコードを開発し，中性粒子の制御の可能

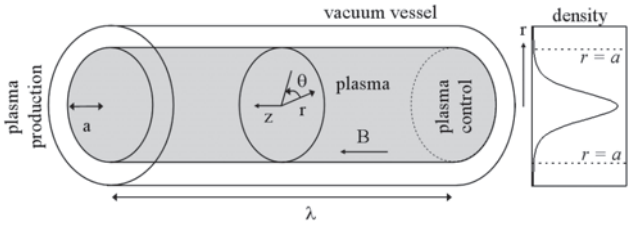

図 9　数値直線装置（NLD）の配位．中心にピークした密度分布を持つ．

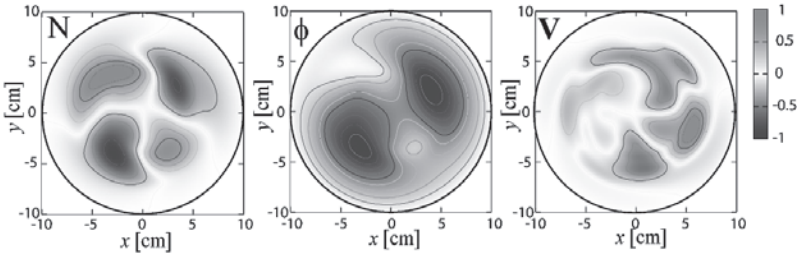

図10　数値直線装置 NLD のなかで発達する揺動分布．

性について検討を行った[39]．その結果，電子温度が3−4 eVの時はバッフル板を用いて中性粒子を抑制できる可能性を見いだした．ただし，バッフル板が有効に機能するためには，それをエンドプレートからイオン化平均自由行程以内に設置すること，かつプラズマ流がある閾値以上であることが必要条件である．特に第2の条件を満足しない場合は，逆に中性粒子を増加させてしまう．こうした知見が実験に活かされている[40]．もし電子温度を4 eV以上にできればプラズマ中の中性粒子は電子衝突によるイオン化により強く減衰するので乱流状態を達成しやすいと期待できる．また急峻な密度勾配を作り出すためには収束磁場を用いればよいことが実験を通じて明らかになり乱流プラズマを達成するノウハウが蓄積されつつある．

NLDシミュレーションと実験研究を連携して進めた．計測結果をもとにバッフル板とポンプ位置の最適化を行い，実験に反映させた．コード整備に関しては実験から得られた分布データをもとにモンテカルロコードによる中性粒子分布の評価，それらをNLDの初期分布として用い，乱流飽和レベルの予測，構造形成の時間発展を追跡した．実験データとの詳細な比較が可能となるよう実験データやコード間のインターフェイス開発を積極的に進めた．

4.3　ストリーマの予言

数値直線プラズマNLDを駆使し，乱流が塊になる「ストリーマ」が励起されることを予言した（**図11**）．ストリーマでは，ドリフト波動が（波が伝わっていく方向に）塊となってバンチしている．シミュレーションの予測を示し，ストリーマがどのように見えるかを予想し，観測法を整えた．

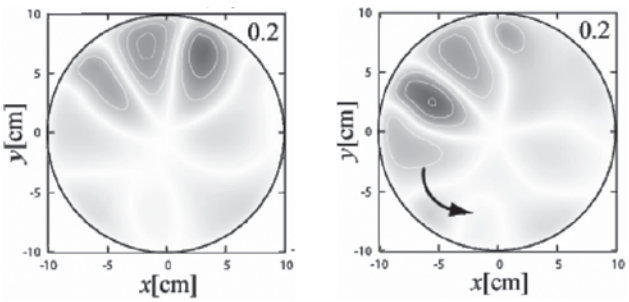

図11　NLDで予言されたストリーマ構造．プラズマ円柱の断面図に，ドリフト波揺動の2次元構造を示す．ポロイダル方向に伝わる波が，ポロイダル方向に収束し局在し，そのかたまりがポロイダル方向に伝わっていることがわかる．

プラズマ中の中性粒子によってイオンに抵抗が働き，その結果平均電場が減衰する．減衰が強ければ帯状流が起きず，小さければ帯状流が励起される．したがって，中性粒子密度が低ければ帯状流が励起され，中性粒子密度が高いとストリーマが励起される．中性粒子密度に閾値があり，帯状流とストリーマの遷移をもたらす．中性粒子密度をコントロールパラメータとして，帯状流とストリーマの遷移を解明した（**図12**）[41]．

4.4　輸送障壁の形成と崩壊に係わる大域的機構

輸送障壁の形成の解明はプラズマ乱流研究の重要な課題であるが，内部輸送障壁の例を取って，大域的な機構について研究を進めた．

トカマクの逆磁気シア配位（中心部で安全係数$q(r)$が減少関数$q'(r)<0$となり，周辺部で増加関数$q'(r)>0$）の場合を，三場簡約方程式を用いた大域的乱流シミュレーションで研究した．安全係数$q(r)$が$r=0.6a$で最小値を取る場合．**図13**(左)はプラズマ分布の発展を示す．縦軸は温度勾配（の1.5倍）と密度勾配の差を示し，横軸はプラズマ小半

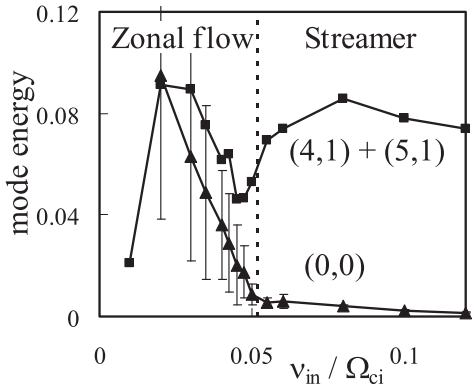

図12　中性粒子によるイオンの衝突周波数の関数として，（定常状態での）揺動成分のエネルギーを示す．(0, 0)は帯状流成分を示し，(4, 1)＋(5, 1)はストリーマを構成するドリフト波成分．中性粒子密度に閾値があり，帯状流とストリーマの遷移をもたらす．（注：閾値より低い衝突周波数では(4, 1)+(5, 1)モードの揺動振幅は残るが位相がそろわないのでストリーマにならない）．

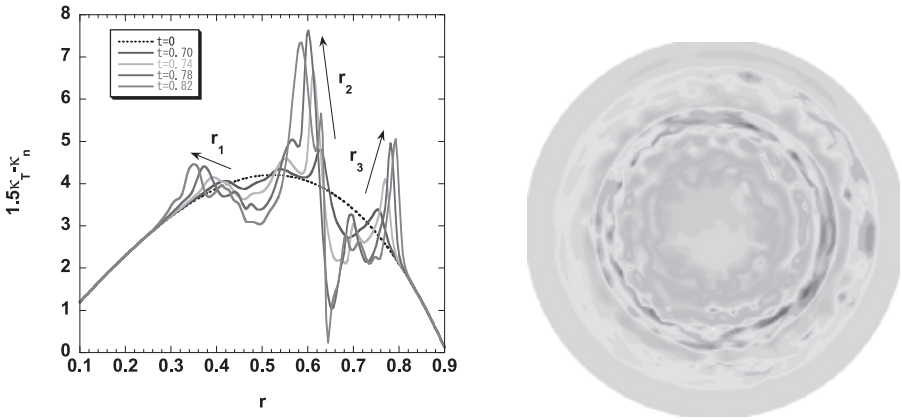

図13　プラズマの勾配の半径分布の時間発展(左)．揺動のプラズマ断面での分布．層状の揺動構造を持っている(右)．

径で規格化した半径を指す．初期条件は点線で示すようになだらかに中央付近で大きく，プラズマ中心と表面で小さい分布を選んだ．不安定性によって乱流が発展し（**図13**(右)），温度密度分布が変化する．（この4.4節では，時間はa^2eB/Tで規格化している．）この結果の焦点は，乱流が発展する結果，**図13**(左)に示すようにプラズマ中央部$r=0.6a$付近の勾配が時間とともに急増することである．温度勾配のため線形理論では不安定であるにもかかわらず，周囲の乱流揺動との大域的な結合によって温度勾配が増大する．局所的な線形安定性に束縛されるのではなく，大域的な機構によって輸送障壁が作られることが示された．

この大域的な輸送障壁形成は，乱流揺動の選択的伝播で起きることがわかった[29]．**図14**(左)に乱流揺動強度分布の時間発展を示す．揺動が中心へ，また，周辺へと動いているのがわかる．この発展について揺動のピーク位置の時間変化を**図14**(右)に示す．強い揺動がプラズマ中央部$r=0.6a$付近で生まれ，内外へと伝播することが示されている．揺動の塊が半径方向に伝播する場合，伝播速度Uに対し

$$U \simeq \frac{\gamma}{\omega_*} V_{\mathrm{d}} \ , \tag{4.7}$$

という理論的な評価が与えられている[42]．（V_{d}：反磁性ドリフト速度，γ：揺動の代表的不安定性成長率．）シミュレーション結果は，この理論的評価と同じオーダである．揺動が亜臨界不安定性（非線形不安定性）で生まれる場合の解析も行った[43]．

この輸送障壁の崩壊過程も研究した[44-47]．より自律的な場合を研究するため，加熱分布を与え，乱流揺動や分布の発展を解いた．**図15**(左)に乱流輸送係数の時間発展を再録するが，この場合も輸送障壁が形成される．更に加熱を続けると輸送障壁は崩壊する．その過程を**図15**(右)に示すが，詳細に見ると，$m, n = 4, 3$という準巨視的なモードが$t = 109$で発生し，その結果$t = 112$にはそのモード揺動が存在しないような遠方でも輸送係数が急増していることが明らかにされた．$m, n = 4, 3$モードの発展を見ると，その近傍での微視的モード（ITGモード）からの非線形励起が種エネルギー源となっており，スケールの異なる揺動間の非線形エネルギー移送が輸送障壁の崩壊現象においても重要な役割を持っていることを示した．

これらの研究結果は，揺動塊の伝播や大域的構造生成の重要性を示している．

4.5　ブロッブ輸送

スクレイプオフ層では，磁力線が閉じず，両端が壁（ダイバーター板）と交差する．磁場曲率が悪い（密度が弱まる半径方向に磁場強度が弱まる）場合，シースでの磁力線に沿った散逸も寄与することで強い不安定性が起きる．小振幅で飽和させる効果がないので，摂動パターンがサイン波の形から大きく歪み，高温高密度の部分がポロイダル方向に狭い範囲に外に吹き出すようになる．これをプリュームまたはブロッブと呼ぶ．ブロッブが作り出されるようになると，ブロッブが半径方向に長い寿命を持って移動するので，平均された輸送量は，拡散過程とは異なる．実際の

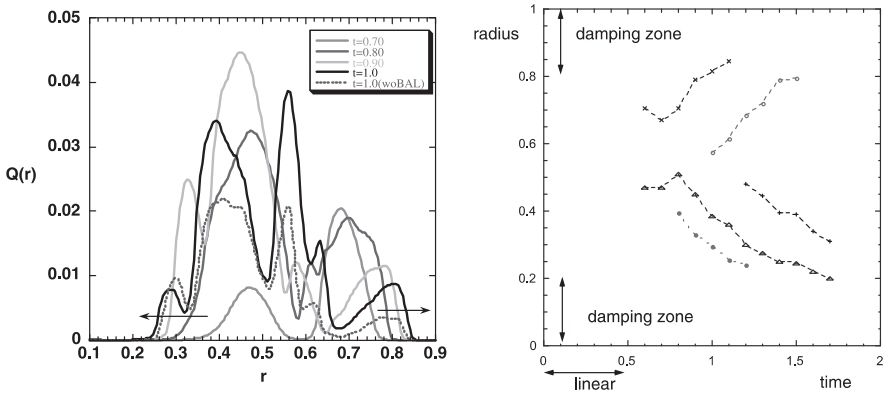

図14　乱流揺動強度分布の時間発展(左)．揺動が中心および周辺へと動いているのがわかる．ピーク位置の時間発展を右に示す．プラズマ中央部$r = 0.6a$付近で生まれ，内外へと伝播することが示されている．

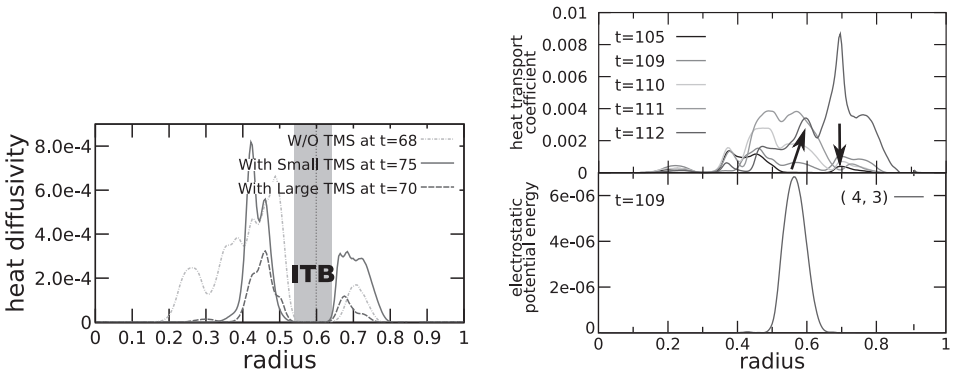

図15　乱流輸送係数の空間分布の時間発展を示す(左)．輸送障壁の形成がみられる．障壁崩壊における，乱流輸送係数分布の詳細な時間発展(右)．$m, n = 4, 3$モードの波形も示す．

トロイダル装置でも，第二 SOL と呼ばれる，プラズマ表面から遠方までプラズマが広がった状況を生み出す．

簡約モデル方程式を用いたシミュレーションによって，ブロッブの発展と移動を研究した．ブロッブは半径が小さい場合，ブロッブ内の速度不均一によって（ケルビンヘルムホルツ不安定性により）歪んでポロイダル方向に広がる．半径が大きいと，ブロッブ内に短波長のインターチェンジ不安定性が生まれて小さいものへ分かれようとする[48,49]（**図16**）．

プラズマ最外殻磁気面付近から SOL にプラズマが供給され密度勾配が維持され，強い乱流が発達する場合の研究を行った．乱流が発達して，次々にブロッブが生み出される場合のシミュレーションが行われ，SOL の乱流輸送の様相が解明された（**図17**）．ブロッブ状揺動が生まれ変形と融合を繰り返し，結局ケルビンヘルムホルツ不安定性とインターチェンジ不安定性の成長率が等しくなるようなサイズになって，径方向に移送されることが解明された．また，揺動場の時間空間相関関数を調べることによって，半径方向に巨視的な相関長を持ってプラズマが運ばれていることも明らかにした．非局所輸送の典型的な例として，その機構を明示することができた[50]．

長距離相関をもつ揺動とそれによる乱流輸送の典型例として解析結果を紹介する．ブロッブ状揺動が生まれ変形と融合を繰り返しサイズが決まる．サイズの選択則はケルビンヘルムホルツ不安定性とインターチェンジ不安定性のバランスで定まり，代表的サイズ δ_c は

$$\delta_c \sim (L/R)^{1/5} L^{1/5} \rho_s^{4/5}, \tag{4.8}$$

で与えられ，ブロッブ状揺動の半径方向への伝播速度は

$$V_x \sim 0.66 (L/R)^{1/5} (\rho_s/R)^{2/5} c_s, \tag{4.9}$$

と与えられることがわかった．ここで R は磁力線の曲率半径，L は SOL でのダイバーター板間の接続長．サイズも速度もイオンサイクロトロン半径 ρ_s というミクロスケールではなく，ミクロスケール ρ_s とマクロスケール L のハイブリッドになっていることがわかる．

勾配に伴う代表的な速度は反磁性ドリフト速度 V_d であり，

$$V_d \sim (\rho_s/a) c_s, \tag{4.10a}$$

音速 c_s の ρ_s/a 倍というスケーリングを満たす．また，ミクロドリフト波で誘起される gyro-reduced Bohm 拡散 D_{gB} によって起きる平均拡散流速 $V_{diff} \sim D_{gB} d/dr$ では

$$V_{diff} \sim D_{gB} d/dr \sim (\rho_s/a)^2 c_s, \tag{4.10b}$$

となって，音速の $(\rho_s/a)^2$ 倍だけ抑制されている．それに対し，磁気面が閉じていない SOL でのブロッブの半径方向速度は $(\rho_s/R)^{2/5}$ 倍というハイブリッド依存性をもつことが判明した．接続長が長く曲率が強い（が短い）ほど，ブロッブは大きく，速度が増すことが示された．また，揺動場の時間空間相関関数を調べることによって，半径方向に巨視的な相関長を持ってプラズマが運ばれていることも明らかにした[50]．

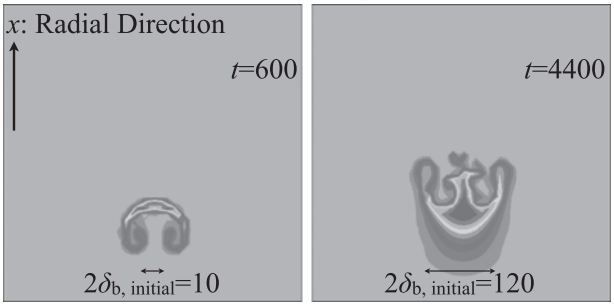

図16　スクレイプオフ層に於けるブロッブの移動と変形．初期分布はガウス型の密度分布を与える．左は初期サイズが半径 $5\rho_s$ 程度と小さい場合，右は $60\rho_s$ と大きい場合．図の縦軸が半径方向，横軸がポロイダル方向に当たる．

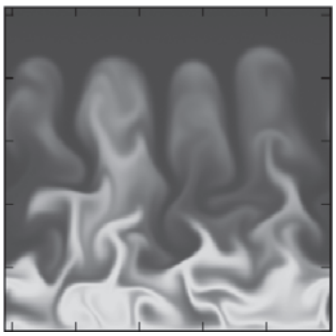

図17　スクレイプオフ層に於ける乱流の発達と，ブロッブ状揺動の自律的形成．二次元密度分布のスナップショット．図の縦軸が半径方向，横軸がポロイダル方向に当たる．図の下端がプラズマ表面で，プラズマが供給される．

4.6　多スケール間ダイナミクスの非線形結合のレビュー

本研究のテーマである乱流構造形成は，ミクロな乱流とプラズマの巨視的な構造の相互関係の研究が中心テーマである．微視的な揺動が巨視的な構造を作り出す過程のように，異なったスケールのダイナミクスが直接結合する非線形過程のレビューを行った．特に，トーラスプラズマの表面近傍のように勾配が急であり，閉じた磁気面と開いた磁気面が近接する領域では，多彩な非線形過程が競合する[51]．輸送現象を表現するときに単純な「拡散過程」では表現できない機構が現れる．時空間歇性を含めて理論とシミュレーション研究の進展をまとめた．さらに，実験観測との比較を論じて，直線プラズマにおける詳細な揺動の観測と統計の研究とを統合する研究をまとめた．

5．輸送シミュレーション

5.1　コード連結による統合と質的に新しい展開

巨視的構造に影響する物理過程は多数あるので，いくつもの物理過程を同時に考慮して理論やシミュレーションで解析する必要があることは広く認識されている．

そうした視点の先に，モデルを連結することで質的に異なる理解が得られることを本特別推進研究は重視して研究を進めている．一つ一つの過程を独立に解くだけではなくそれぞれの全体を結合させることによって，新たな構造形成やダイナミックが解明される．**図18**に TASK コードに於

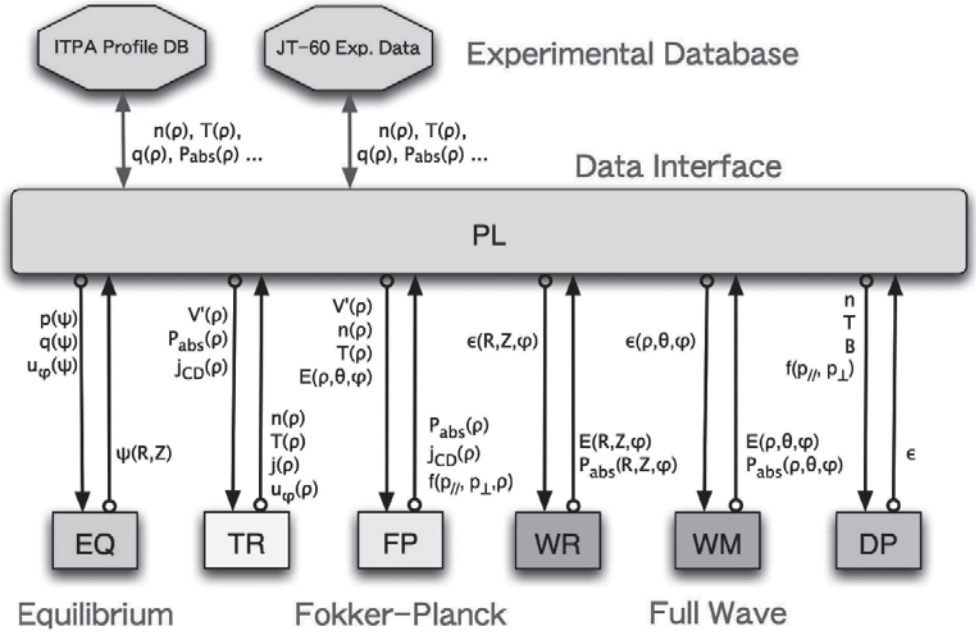

図18　TASK コードにおける諸過程の統合的シミュレーション．

ける諸過程の結合を示す．プラズマの平衡，輸送，巨視的安定性，速度分布関数の発展，波動の伝播，等々を解析するコード群を統合し，全体としての発展を predictive に計算するコードシステムを開発しており，世界的なリーダーシップを取っている．今年度までに，本コード群の公開を開始することができたことは，本特別推進研究の成果として特筆するものの一つである．

典型的な例として，内部輸送障壁を持つ定常プラズマの中に起きる自律的振動の問題を指摘しよう．

(a) 微視的な非線形不安定性の乱流状態
(b) 温度や密度分布の発展
(c) 電流分布の発展
(d) 平衡磁場の変化

という過程を結合して解くことにより，高ベータポロイダル・モードでの輸送障壁が形成されることを理論・シミュレーションによって導くことができる（**図19**）．個々の過程だけに着目していると内部輸送障壁というような構造形成が起きるのかどうか判明しない．複数のプロセスを結合させたことによって，内部輸送障壁という構造相転移が起きること，そしてそれが自律的に維持されることが導かれる．次にエネルギー閉じ込め時間より長い時間スケールでこの結合システムを解くことにより，高ベータポロイダル・モードが高電力加熱や電流駆動によって定常維持される場合に，自律的振動が生まれることが予言される（**図20**）．こうした自励振動は最近 Tore-supra トカマク（仏）で観測されていおり，今後ますます重要なものとして認識されるようになるだろう．

核融合研究への寄与という観点からは，乱流輸送係数の検証が重要である[52]．最近の輸送解析では，直接シミュレーションの結果で経験的に数値係数をフィットした輸送表式が使われることがあるが，(3.8)式のような帯状流を繰り込んだ理論式がより適切と考えられる．また，輸送ダイナミクスを半径１次元の問題として考えるだけでなく２次元構造の重要性も本研究で見いだされた[53-55]．（進展を11章に説明する．）こうした幅広い方向の研究も鋭意進められている．

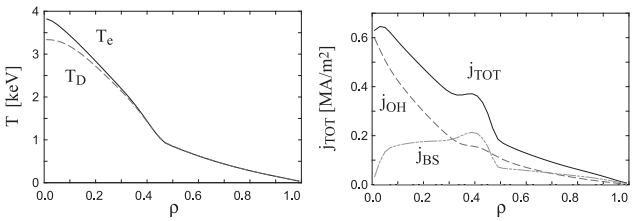

図19　内部輸送障壁の形成を解析した統合コードの成果．温度勾配が急変する輸送障壁が形成されている（左）．自律的な電流分布の構造形成が同時に起きている（右）．

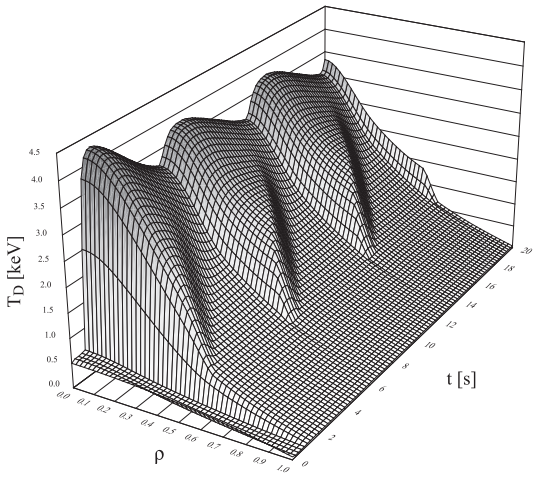

図20　プラズマの長時間ダイナミックスを解析した統合コードの成果．内部輸送障壁が長時間で自発的な生成・消滅を繰り返すことが予言された．

6．ゾーナルフロー（帯状流）の発見と研究

近年の理論やシミュレーションの発展によりトロイダルプラズマ中にメゾスケールの構造，ゾーナルフロー（帯状流）が存在し，これを考慮して乱流と構造形成のプロセスを論じようとする研究の急展開がある．理論・シミュレーションによる成果を前章までに説明した．こうした研究は世界的潮流になり，実験的な検証の重要性の認識が高まっている．本特別推進研究の発足により，CHS プラズマを対象として，重イオンビームプローブ（HIBP）の多点計測によって帯状流の実験的検証に成功した[56]．これは世界初の成果であり，世界中の研究に大きなインパクトを与えた．更に帯状流の励起機構の解明，帯状流による乱流揺動や乱流輸送の抑制という諸過程を実験で検証することにも成功した[57,58]．

なお，3章に説明したように，帯状流には二種類ある．極低周波のものと，GAM（Geodesic Acoustic Mode）振動周波数で振動するものである．乱流揺動強度や乱流輸送に強い影響力を持つのは前者の極低周波の帯状流である．この章では極低周波の帯状流の発見と研究を報告する．後者の GAM 振動周波数で振動するものについての成果は次章で報告する．

6.1　帯状流の実験的検出と電場揺動の計測

帯状流の実験的検出には次のステップが必要である．第一に，電場の揺らぎを検出すること，そして第二に，その揺らぎが磁気軸周りの対称性を持つこと，すなわち $m = n = 0$ の対称性のある揺らぎを検出すること．第三に，径方向の波数を測ること，第四に，乱流との因果関係を示すことが必要である．HIBP で直接計れるのは電位である．CHSのHIBPは2系統あり長距離相関を研究できる（**図21**）が，それぞれ，空間の隣接する3チャンネルを計測できるように製作されている．そのうちの2つを選び，それぞれの電位の差をとると2点間の平均的電場を得ることができる[59]．

イオン源の改良[60,61]によって電位の揺動が観測可能になった．2チャンネルの差から得られる電場揺動の計測の要求はノイズレベルが2倍になるためさらに厳しくなる．そこで，帯状流の検出のためにできる限り強い2次ビームが得られる点を選んで実験を行った．このとき，なるべく余計な MHD 的な揺らぎのないプラズマ（できる限り巨視的な不安定性のないプラズマ）を選ぶ必要がある．この理由から電子サイクロトロン加熱（ECH）プラズマをターゲットに選択した．ECH のプラズマは電子温度も高く，電位の揺動は大きいと期待される．

密度領域はビームの強度がもっとも高くなる領域，半径 $r = 12$ cm のところに選んだ．この位置は電場の分岐現象という観点からも十分外側にありダイナミックな遷移が起こりにくく帯状流の観測に適している．

この実験では，一方の HIBP には 600 nA 程度の十分な2次ビームが得られた．この HIBP から得られた電場のスペクトルを**図22**に示す．この図の特徴は，低周波側のピーク，50 kHz 周りに広域のピークがあること，また，16.7 kHz のところに鋭いピークが存在していること，が挙げられる．2つの重イオンビームの電場の揺らぎの間のコヒーレンスを評価すると，この低周波のピークの部分に高い相関があることが示されている．実際，ここでのコヒーレンスは，10ショット以上の平均操作の結果得られたものであり，非常に高い相関を示すショットの適当な時間領域では，より高いコヒーレンス値が示される．よって，この領域の揺らぎは，帯状流としての必要条件（長距離相関をもつこと）を満たしている．本章第2節以下に述べるような詳細な検討を通じ，この低周波揺動が帯状流（低周波帯状流）であることが判明した．

3章に説明したように，帯状流には，ゆっくりと揺らぐブランチと高周波の振動として現れる Geodesic Acoustic Mode（GAM）と呼ばれるブランチがある．その周波数は $\sqrt{2}c_s/R$ と推定される．ここで c_s はイオン音波の速度，R は主半径である．観測点でのこのパラメータを計算してみると，ほぼ17 kHzの値となり電場のスペクトルに示された鋭いピークの周波数 16.7 kHz と一致する．この振動が GAM であるとすると長距離の相関をもつはずである．コヒーレンスについて調べてみると，電位には非常に高い相関が示されている．しかしながら，一方の HIBP の信号レベルが十分ではないため，局所的な流れの性質を示す電場に関してコヒーレンスは有意な結果は得られていない．（その後の実験で，電場のスペクトルに鋭いピークが観測され，電場においても有意なコヒーレンスを示すデータが得られている．しかも，複数の鋭いピークが示されている．

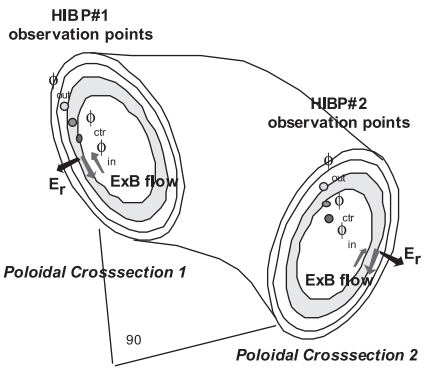

図21　CHS の重イオンビームプローブ（HIBP）と観測点の配置図．

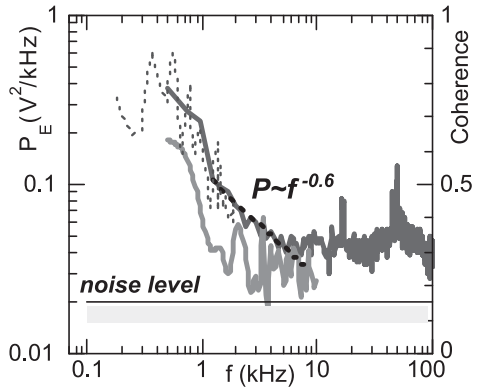

図22　電場のスペクトルと長距離のコヒーレンス．1 kHz 以下に長距離相関を示す領域がある．

多数のGAMが同時に励起されている可能性を示唆している[62].)

6.2　帯状流の時空間構造

図22に示されているように1 kHz以下の電場の揺らぎは長距離相関を持っていることが示されている．この周波数領域の時間変化を適切なフィルタを用いて抽出できる．**図23**に高周波成分をのぞいた波形を示している．閉じ込め時間よりも長いような揺らぎはここでは興味がないので，極低周波の部分は同じフィルタを用いて除去されている．**図23**(a)は，2つの観測点が同じ磁気面上にある場合で，2つの信号がきれいに揃っているのがわかる．このことから$n=0$の対称性が証明される．磁力線上で電位が一定と仮定すると，一方の観測点（Aとする）をたどっていき他方の観測点（Bとする）があるポロイダル断面上の一点（Cとする）に対応させると，3点A，B，Cの電位は等しい．A点とB点の電位が等しいことから$m=0$の対称性も間接的に証明できる．

図23の帯状流の振幅は1 V程度である．ここで縦軸の単位がボルト(V)になっているのは，それぞれのHIBPの近接する3つの観測点の2つの電位の差として計測される平均電場をそのまま表示していることによる．観測点間の距離で割ると電場が得られる．軌道を線とした計算からは距離は1 cm程度である．よって電場の揺らぎは1 V/cm程度と推定できる．しかし，軌道に太さを持たせ，観測している体積の重心間の距離を計算すると1 cmよりも短くなる．観測点が有限の大きさをもち有限波長の波が平均化されることも考慮にいれると4倍程度は大きくなる可能性がある．

さて，次の問題は空間構造である．厳密には，電場の多点計測を行わない限り帯状流の径方向構造－径方向の波数を決定することはできない．しかしながら，**図23**(b)を見ると，2つの観測点が磁気面に換算して少しだけ離れた位置（～5 mm程度）にある場合，2つの信号の山と谷がほぼ反転しており，位相はおおよそπだけずれていることがはっきりとわかる．**図23**(a)の場合，相関係数はほぼ1に近く，**図23**(b)の場合は-1になる．2者のコヒーレンスは高いので，相関係数の値は両者の位相関係を反映する．このことから，一方の観測点を固定し，他方を少しずつ変え相関係数を評価するならば帯状流の空間の位相構造を調べることができる．実際に，2.5 mmずつ一方の観測点を変えて実験を行ってみた．すると**図24**に示すような相関係数の空間分布を得た．この構造から波長を評価すると1 cmから2 cm程度の径方向の波数を持っていると予想される．CHSのイオンラーマ半径は1 mm程度であり，その10倍から20倍程度の値となっている．シミュレーションで得られる帯状流の波長はほぼイオンラーマ半径の数十倍であり，ほぼ予想と一致している．以上より，1 kHz以下の低周波の電場の揺らぎが$m=n=0$の対称性をもち，径方向に有限の波数をもつことが証明された[56]．これは世界初の成果である．

ここまでの議論で，帯状流の存在が確認されたことを説明した．次に，乱流との相互作用の問題についての研究成果[63, 64]を次節以下に説明する．

6.3　揺動による帯状流励起機構の実験的検証

総合報告[3]に説明したように，ドリフト波揺動はパラメトリック・モジュレーショナル結合を通じ帯状流を励起すると考えられている．しかしながら実験でその過程を検証することは今までなかった．このプロジェクトにおいてLMDプラズマの揺動を観測し帯状流とドリフト波が共存することを確認し[65]，その解析を行うことで，パラメトリック・モジュレーショナル結合を通じた帯状流の励起過程を実証することに成功した[66]．

図25には揺動スペクトル（左）とドリフト波の径方向波数やレイノルズ応力分布（右）を示す．数kHzの揺動はドリフト波揺動であり，数百Hzの低周波領域に帯状流が観測される．(前者では密度変動とポテンシャル変動がほぼ同程度である一方，後者ではポテンシャル変動に比べ密度変動がずっと小さく，理論的に予想される関係式を満たしている.)

この共存状態において，ドリフト波成分の波数を計測し，その（ドリフト波周波数よりずっとゆっくりした）時間変動を求めることができた．**図26**にはドリフト波の（ポ

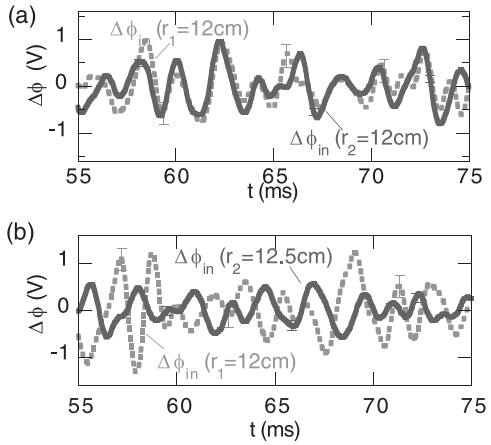

図23　トロイダル方向に90度離れた位置にある低周波電場の揺らぎの時間変化．(a)同一磁気面にある場合，(b)5 mm離れたところにある場合．同一磁気面にあった時，同相である位相が反転していることがわかる．

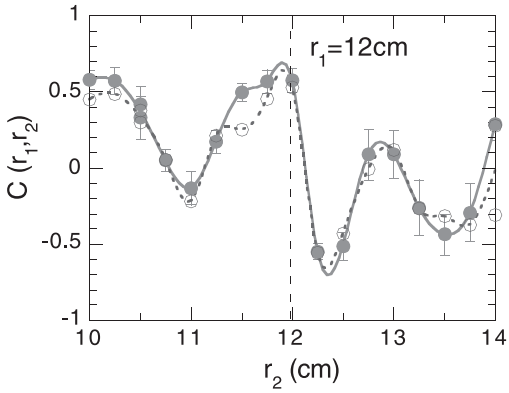

図24　ゾーナル流の空間構造．一方のHIBPの観測点を固定し他方を2.5 mmずつ動かしたときの相関関数．

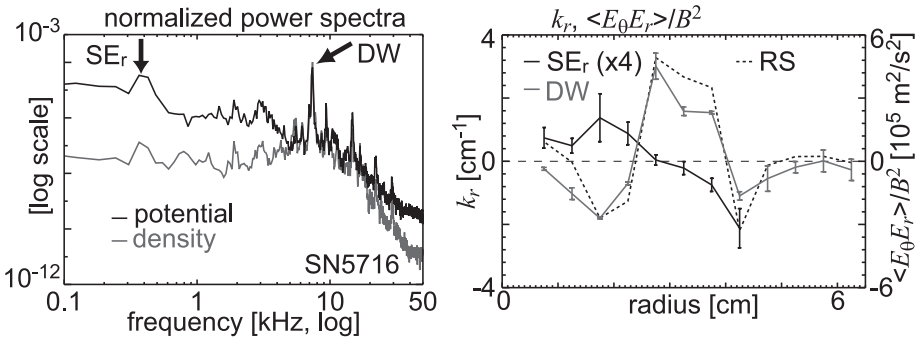

図25 直線磁化プラズマ柱揺動の周波数スペクトル（左）．帯状流成分（SE_r と表記）とドリフト波成分が見られる．帯状流成分（SE_r）とドリフト波成分の径方向波数の分布を示す（右）．レイノルズ応力の分布も示す

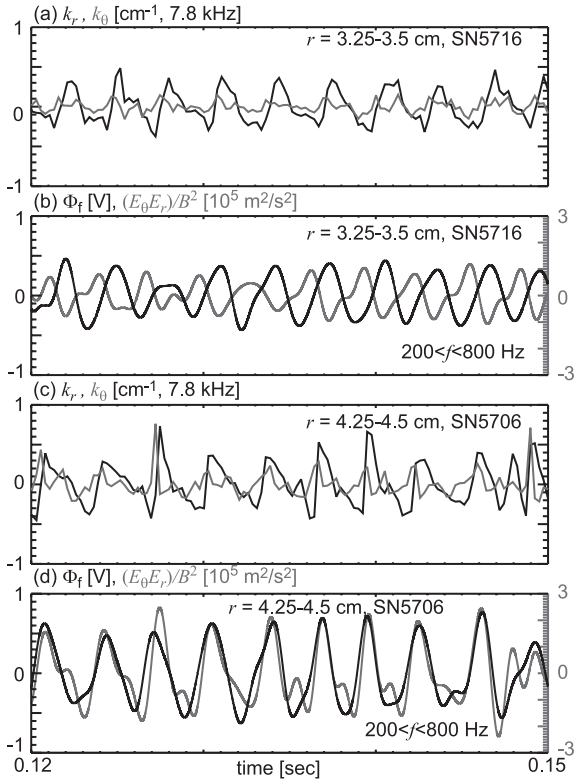

図26 ドリフト波の波数（一段目）および帯状流のポテンシャル（二段目）の時間変動．帯状流の振動に応じてドリフト波の径方向波数が振動している．k_r の変動は大きいが，k_θ の変動は小さい．波面のモジュレーションを示す．それに応じてレイノルズストレスも振動する（二段目）．異なる半径位置での同様な観測（三段目および四段目）．同様に，k_r の変動は大きいが k_θ の変動は小さい．

ロイダルおよび径方向）波数を上段に，そのプラズマでの帯状流成分のポテンシャル変動を二段目に示した．帯状流成分のポテンシャル変動に応じて，ドリフト波の波数が変動する様がはじめて観測された．即ち，ポロイダル波数はほとんど変動しないが，半径方向波数は正負に大きく振動している．波面が帯状流によって曲げられる様が実測された．ドリフト波が作るレイノルズ応力も二段目に図示するが，帯状流と同じ周波数で変動することがわかる．即ち，帯状流の時間変動によってドリフト波が生むレイノルズ応力が変動することが実証された．観測位置を（半径方向に）変えた場合，同様の結論が導かれる（図の3段目および4段目）．注意すべきは，帯状流とレイノルズ応力の位相差が半径によって異なっていることである．応力の発散（半径方向の変動）がポロイダル方向の回転を駆動するトルクになるので，この位相差の観測から，種となる回転を乱流応力が加速していることも実証された．帯状流の駆動機構について決定的な実験成果である．

6.4 帯状流による乱流揺動へのインパクト－揺動の捕捉と抑制

帯状流が励起されると，トロイダルプラズマの微視的乱流に対して，平均としては揺動を抑制しつつ，揺動の塊が帯状流の「谷」の部分に補足されることが理論的に予言されている．（この過程は，微視的乱流揺動が帯状流を生み出す過程での反作用と言ってもよい．）CHS トーラスのプラズマについて詳細な HIBP 計測を行って帯状流を観測し，微視的揺動の捕捉と抑制の過程を実験的に検証した[67]．

まず，帯状流と微視的揺動の同時観測から，微視的乱流が帯状流に捕捉されていることを実証した．**図27**は微視的揺動の周波数スペクトルの時間発展(a)と同時計測した帯状流電場（1 cm 程度離れた半径位置でのポテンシャルの差で表現する）の時間発展(b)を示す．帯状流の電場揺動の符号が負の時，$\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}$ ドリフトは電子反磁性ドリフトの向きに向いている．帯状流の「谷」と「山」で conditional average を行い揺動スペクトルを(c)に示す．谷のところで揺動が強く，山の位置で揺動が弱まっていることがわかる．すなわち，揺動が帯状流に捕捉されている[67, 68]．

図27に示した帯状流振動と揺動振幅の変化が偶然の一致ではなく，非線形結合に起因していることを実証するため，bicoherence 解析によって確認する[68]．（bicoherence 解析については7章冒頭を参照．）特に wavelet bicoherence 解析を適用し，帯状流の振幅の大きい時（符号が正の場合および負の場合）と振幅の小さいときを区別して bicoherence 解析を行う．その結果を**図28**に紹介する．図で phase A と呼ぶのは帯状流の径電場摂動が正の最大値（山）を取る場合(a)，phase C は帯状流の電場摂動がゼロに近い場合(b)，phase E は帯状流の電場摂動が負の最大値（谷）を取る場合(c)を指す．帯状流と微視的揺動の結合は周波数の小さい領域に現れるので，その領域を(d)，(e)に拡大して示す．帯状流と微視的な周波数の高い揺動とに優位な bicoherence が得られ，両者が非線形結合していることが実証

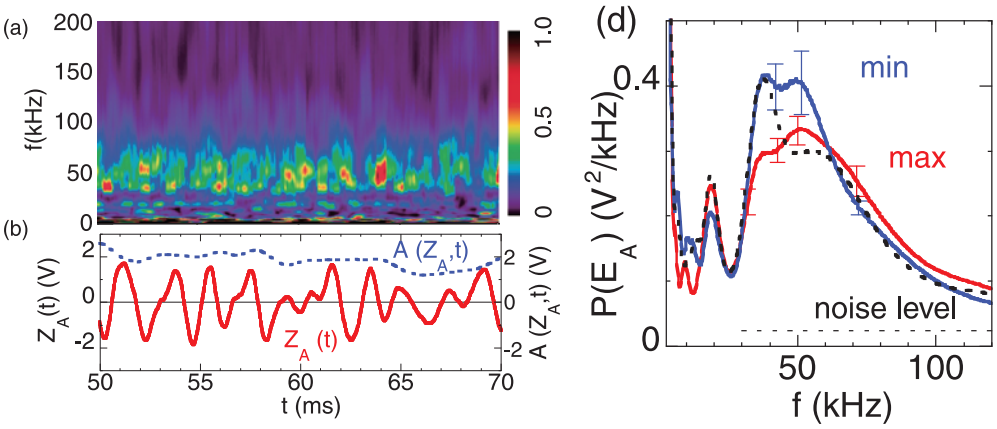

図27　微視的揺動の周波数スペクトルの時間発展(a)と帯状流電場の時間発展(b)．帯状流の「谷」と「山」で conditional average を行い揺動スペクトルを(c)に示す[68]．

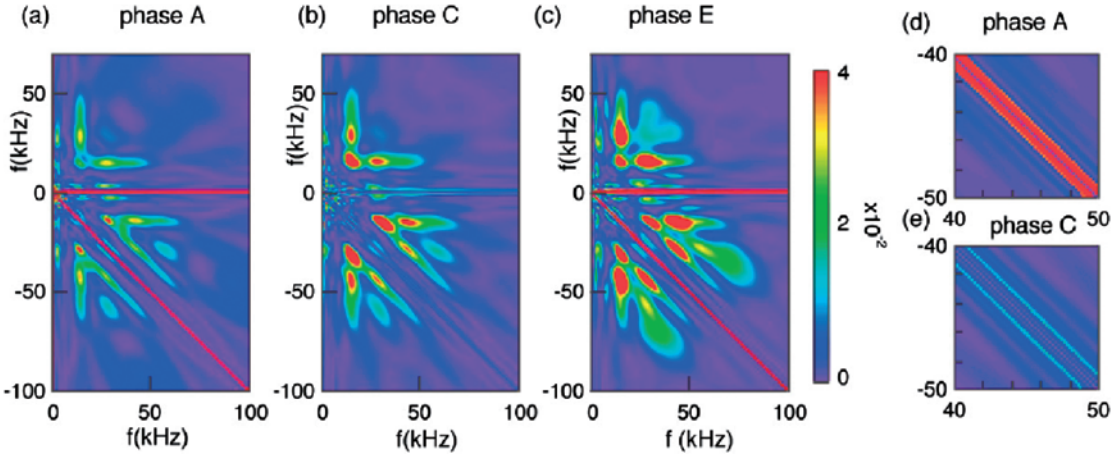

図28　Wavelet bicoherence 法による，帯状流と微視的揺動との結合の実証．phase A(帯状流の電場摂動が正の最大値付近)(a)，phase C(帯状流の摂動がゼロに近い場合)(b)，phase E（帯状流の電場摂動が負の最大値を取る場合)(c)．差周波数の小さい領域を(d)，(e)に拡大して示す．

された．**図27**に示す変化は，偶然の一致ではなく，非線形結合によるものである．また，帯状流の振幅の小さい状況では結合が弱いことも示されており，そのことも非線形結合過程を観測していることを裏付けている．(phase E では微視的揺動が捕捉され Phase A に比べ強度が強まっているので，微視的揺動同士の非線形結合を表す bisoherence は phase E が強い値を示している．)

帯状流振動に揺動の塊が捕捉されるが，平均としては帯状流によって微視的揺動が抑制される．その観測を**図29**を用いて説明する．CHS プラズマの（HIBP を用いた）揺動の時間発展データを周波数のウインドウで区分する．高周波数成分をフィルタで抜き出したもの（図では 30 kHz から 200 kHz の間の成分），GAM 周波数近傍をフィルタで抜き出したもの，そして帯状流の低周波成分を抜き出したものについて，強度の時間変化を観測した．全体の揺動の中に占める相対強度を図では q という記号で表している．**図29**(a)に時間変動を表し，(b)，(c)に帯状流成分強度との相関を示す．帯状流成分が強い場合，高周波数成分の強度は下がっていることがわかる．GAM成分はこの場合，帯状流成分と弱い相関を示すに留まっている．

以上の観測から，帯状流によって，トロイダルプラズマ

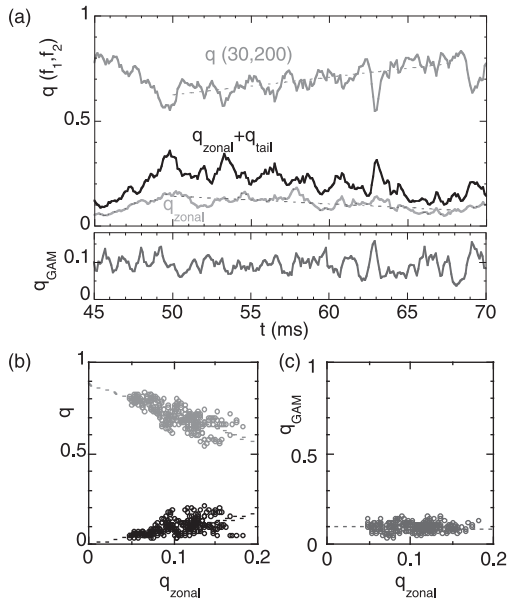

図29　CHS プラズマ揺動の高周波数成分（30 kHz から 200 kHz の間の成分），帯状流成分および GAM 周波数近傍成分の強度の時間変化(a)．全体の揺動の中に占める相対強度を *q* という記号で表している．(b)，(c)に帯状流成分強度との相関を示す[67]．

の微視的乱流が平均として抑制されつつ，揺動の塊が帯状流の「谷」の部分に補足されることが実証された．

6.5　帯状流による乱流輸送の抑制

CHS の HIBP 計測では密度および電場の同時計測が可能なため，揺動による径方向輸送も観測することができ，帯状流の乱流輸送へのインパクトを解明することができる．

粒子輸送束を周波数成分に分け

$$\Gamma = \sum_{\omega} \Gamma_{\omega}, \qquad \Gamma_{\omega} = \frac{1}{B}\langle \tilde{E}_{\omega} \tilde{n}_{\omega} \cos \alpha_{\omega} \rangle,$$

と表現する．（$\tilde{E}_{\omega}$：電場揺動の周波数フーリエ成分，$\tilde{n}_{\omega}$：密度揺動の周波数フーリエ成分，α_{ω}：両者の位相差．）**図30**に帯状流電場と Γ_{ω} の同時計測結果を示す[63]．帯状流によって微視的揺動が抑制と捕捉を受けその結果 Γ_{ω} は「山」で強く抑制され「谷」に局在していることが見いだされた．帯状流によって乱流揺動が全体として抑制されており，乱流輸送も抑制されていることが見いだされた．

6.6　高速粒子駆動型 MHD 不安定性と振動帯状流の生成

プラズマは流体的な応答と同時に，個々の粒子が場と集団的に相互作用する，粒子運動論的な応答を持ち，その機構に特有な非線形過程を持つ．代表的なものはプラズマ中の高速イオンが誘起する不安定揺動であり世界的に研究が進んでいるが，本研究によって高速イオンが誘起する不安定揺動が帯状流を生み出すことが実測された．

CHS では中性粒子ビーム入射によって維持される低密度の放電において，フィッシュボーン不安定性のような，疑似周期的な（モード数 $m = 2/n = 1$ を主体とする）MHD 不安定性の非線形発展が観測されている．この再現性のよい現象について条件付き平均法を用い内部電位と電子密度の非線形発展の様子を HIBP によって観測した．その結果，$q = 2$ の有理面上での磁場構造の変形につれ高速ビームがプラズマの外側に向かって輸送されるとともに，（振動する）ビーム損失が起こることが示唆され，それと伴ってビームの直接損失による，対称性のある振動電場あるいは振動流がおきること，すなわち，振動帯状流が形成されていること，が判明した（**図31**）[69]．

この実験観測は，燃焼プラズマにおいて重要となる MHD 不安定性と共鳴して起こる α 粒子の損失が作り出す電場構造がプラズマの性質を大きく変えることを示唆する重要な知見をもたらしている．粒子運動論的過程と構造形成機構の結びつきを実験的に検証したもので，新たな研究領域を示した．

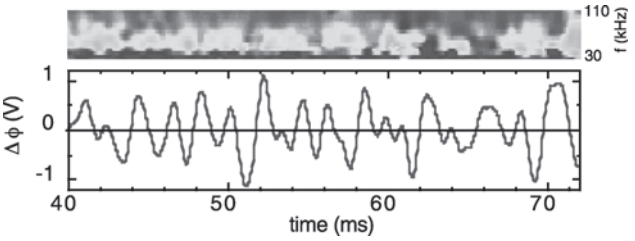

図30　帯状流電場の時間発展（下）と粒子輸送束（上，周波数成分に区分し 30 - 110 kHz を表示）の時間発展．乱流輸送は帯状流の谷に集約されている．

6.7　帯状流による内部輸送障壁構造の形成

3.7節で論じたように，帯状流が励起されるか否かと言うことに応じて輸送係数が変わるため，ヘリカル系の径電場分岐によって，乱流輸送に分岐がもたらされる．CHS の HIBP 計測で密度および電場の同時計測を行うことでこの過程を実証した．

CHS の内部輸送障壁を持つプラズマの観測結果を**図32**に示す．図の右上に，ポテンシャルの半径分布を示す．L-mode プラズマはなだらかな分布だが，内部輸送障壁が生まれると，屈曲点（r_{int}）の内側で強い正の電場を示す．観測点（r_{obs}）を屈曲点より内側に選び，そこでの帯状流振幅（横軸）とミクロ揺動振幅（縦軸）を示す．L-mode 状態ではミクロ揺動振幅が強く帯状流が弱いことが確認された一方，電子内部輸送障壁ができると，帯状流が強まりミクロ揺動振幅が減少することが実証された[21]．

巨視的な電場勾配の効果のみを考えると，屈曲点（r_{int}）付近の揺動抑制は期待されるものの中央部の抑制は期待できない．そのため，電子内部輸送障壁モードにおいて，電場シアのない中央部を含む内部障壁全体の輸送が抑制され

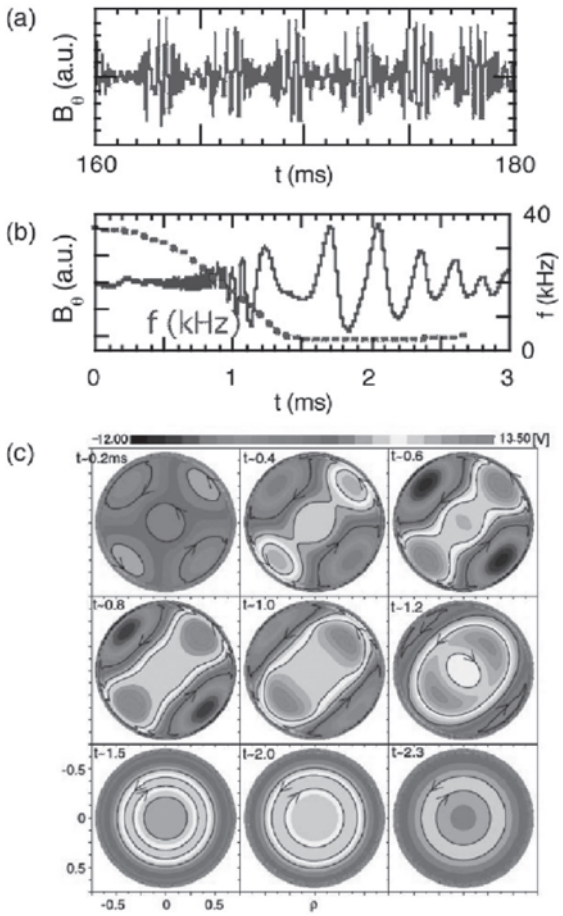

図31　CHS プラズマで観測されたフィッシュボーン不安定性型のバースト群(a)．一つのバーストを拡大したもの(b)．磁場揺動が発達するともに振動周波数が低下している．(b)に示す一つのサイクルに於いて，ポテンシャル変動の 2 次元分布を示す(c)．当初 $m = 2$ のポロイダル周期を持った摂動が成長し，融合して $m = 0$ の対称性を持つ帯状流のポテンシャル摂動へと転換される．

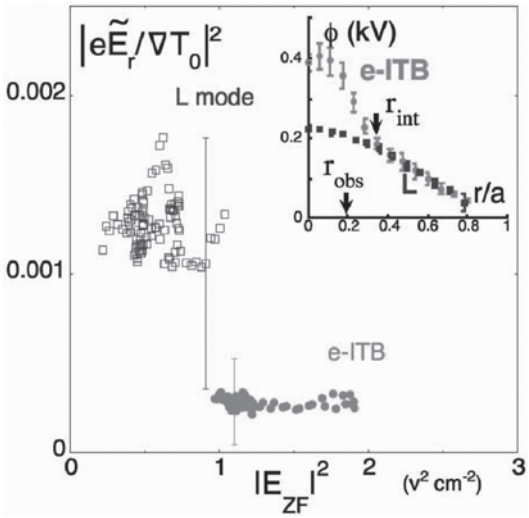

図32　CHS の内部輸送障壁を持つプラズマ．図の右上に，ポテンシャルの半径分布を示す．観測点での帯状集振幅（横軸）とミクロ揺動振幅（縦軸）．

ることは謎であった．その解明として3.7節で論じた帯状流と径電場分岐との結合が理論的に指摘されたが，この実験によってそうした過程が検証された．

6.8　まとめ

以上 6 章に説明したように，(i) 低周波帯状流の実在，(ii) パラメトリック・モジュレーショナル過程によるドリフト波揺動による帯状流の励起，(iii) 帯状流による微視的揺動の捕捉と抑制，(iv) 帯状流による乱流揺動の抑制，(v)帯状流をともなう内部輸送障壁構造の形成，という諸過程について，その物理機構を明確に実験で検証することができた．さらに(vi)粒子運動論的集団運動から帯状流が励起される過程についても初期結果を得た．これらは世界初の実験的成果であり，低周波帯状流の物理の根本的理解を与えている．

7．乱流揺動の非線形結合の実験的観測

研究では乱流揺動の非線形過程を実験的に観測することを目標に提示している．その課題についても大きな進展が得られたのでここに報告する．

前章に報告したようにメゾスケール揺動の帯状流を世界で初めて実験的に観測することに成功した．また GAM 振動についても詳細な観測に成功している．3 章に説明したように，帯状流は（低周波帯状流および GAM とも），線形応答としては安定であり，微視的揺動との非線形結合によって励起されることが理論的に予測されている．この問題を典型的な例として，乱流揺動の非線形過程に関する実験的観測が成果を上げた[62, 63, 70-73]．解析方法としては bicoherence 解析を選び，帯状流と微視的乱流の間の非線形結合や，微視的な揺動同士の結合を実測した．また，その観測結果を理論的に理解する解析も進めた．bicoherence を求め GAM とドリフト波との結合強度を求め，さらには biphase まで観測し modulational 結合を検証したのは世界ではじめてのことである．bicoherence 解析を用いた実験観測結果を報告する．

さらにはドリフト波と準モードとの結合や，ドリフト波とフルート波の競合など，更に多彩な非線形過程を観測し結合過程を同定することに成功しており，それらも含め，非線形過程の実験的観測について成果を報告する．

7.1　Bicoherence 解析

時系列データ $g(t)$ が得られたとき，そのフーリエ成分を

$$g(t)=\sum_{\mathrm{p}} g_{\mathrm{p}} \exp(-i\mathrm{p}t), \tag{7.1}$$

と表記する．パワースペクトル $P(\mathrm{p})=g_{\mathrm{p}}g_{\mathrm{p}}^*$ は通常のデータ解析で使われる．bicoherence は三次相関係数であり，auto bispectrum indicator

$$\hat{B}(\omega,p)=\langle g_{\mathrm{p}}^* g_{\mathrm{p}-\omega} g_{\omega}\rangle, \tag{7.2}$$

二乗（auto-）bicoherence および summed-（auto-）bicoherence

$$\hat{b}^2(\omega,p)=\frac{|\hat{B}(\omega,p)|^2}{\langle|g_{\mathrm{p}}g_{\mathrm{p}-\omega}|^2\rangle\langle|g_{\omega}|^2\rangle}, \tag{7.3}$$

$$\sum \hat{b}^2(\omega)=\sum_{p}\hat{b}^2(\omega,p), \tag{7.4}$$

が用いられる．さらに，本研究では biphase Θ

$$\hat{B}(\omega,p)=\exp(i\Theta)|\hat{B}(\omega,p)|, \tag{7.5}$$

についても観測する．前章までに説明したように，プラズマ乱流では電磁場や密度や温度，速度など様々な物理量が同時に変動し，その相互相関が本質的な役割を果たしている．それゆえ，一つの物理量に対し定義されている(7.2)-(7.5)式の bicoherence だけでなく，異なる物理量 $x(t)$，$y(t)$，$z(t)$ の間の高次相関

$$\hat{B}(\omega,p)=\langle x_{\mathrm{p}}^* y_{\mathrm{p}-\omega} z_{\omega}\rangle, \tag{7.6}$$

も有用な情報であり，研究が展開している．

統計的収束に注意する必要がある．ここで解析されている対象について評価を行った．観測数を N とし，フーリエスペクトルの周波数セグメント数を M とすると，bicoherence indicator の統計的誤差は

$$|\varepsilon|\simeq\frac{1}{\sqrt{N}}|\overline{g_{\mathrm{p}}}|^3, \tag{7.7}$$

($\overline{g_{\mathrm{p}}}$ は代表的な振幅)，summed-bicoherence の統計的誤差については

$$\varepsilon_{\mathrm{b}}=\frac{M}{N}, \tag{7.8}$$

という評価が得られている．

7.2　乱流揺動の非線形結合の bicoherence 解析による観測

JFT-2M トカマクのデータを用い，GAM（Geodesic Acoustic Mode）とドリフト波，ドリフト波同士，といった組み合わせの非線形過程の性質を，ポテンシャル揺動の測定などから実験的に観測した．まず GAM とドリフト波の二乗 bicoherence を統計精度良く測定した結果，二乗 bicoherence の値自体が GAM 振幅の二乗に比例するという依

存性を得た．また，biphase に初めて着目することで，ドリフト波は互いに乱雑な位相を持って非線形相互作用しているが，GAM に対しては位相を揃えた相互作用をしていることなど新たな知見を得ている．これらの性質は理論的にも予測されており，本研究で定量的比較も行われた．ドリフト波乱流・帯状流システムの非線形結合強度に対して定量的実験的観測を行った，世界で初めての結果である[70, 72-74]．

図33（左）に，JFT-2M トカマクのポロイダル断面図を示す．実験で用いられた静電プローブの位置も示している．このプローブを用いて揺動を観測した．揺動のスペクトルを**図33**（右）に示す．1 kHz 以下の低周波の揺動と，10 kHz 近傍の鋭いピークと，30 kHz 以上の幅の広い揺動と，少なくとも三種類の揺動が観測される．

このパワースペクトルにみられるピークは GAM（Geodesic Acoustic Mode）であると考えられている．まずポロイダル方向の波長が長く，磁気面上で一定の回転運動と矛盾しないこと，周波数が予測された値に近いこと，そして密度揺動 $\tilde{n}$ とポテンシャル揺動 $\tilde{\phi}$ との相対的強度を観測すると，理論的予測[75]

$$\frac{\tilde{n}}{n} = -\sqrt{2} q_r \rho_s \sin\theta \frac{e\tilde{\phi}_{\mathrm{GAM}}}{T_e}, \tag{7.9}$$

に近いことも確認された．（θ は観測位置のポロイダル角度，q_r は半径方向の波数，ρ_s はイオン旋回半径，T_e は電子温度．）

bispectrum 解析によってこの GAM 振動と broad-band 揺動との非線形結合を観測した．**図34**に示すように GAM 振動の周波数の揺動と，broadband 揺動との間に際立った三次相関があることがわかる．この結果は，GAM振動の周波数の揺動とbroadband揺動とが非線形に結合した一体の存在であることを示している．

biphase を**図34**にあわせて示す．この図は，GAM 周波数の揺動と broadband 揺動との結合において，相互の位相が broadband 揺動成分の周波数に緩やかにしか依存しないことを示している．一方，周波数が GAM 周波数に一致しない場合の結合係数を観測すると，biphase は周波数にきわめて敏感に依存していることが発見された．**図35**にはさらに詳細に biphase の周波数依存性を示す．左は，GAM 振動周波数との結合の場合であり，右は40 kHz の揺動と結合する場合を示す．左では波の周波数 f_1 にゆるやかに依存する．一方，右の図（broadband 揺動同士の結合）では位相がほぼランダムであることを示している．この結果は，GAM 周波数揺動と微視的な揺動との結合が modulational coupling を通じておこるという，理論的予測を確認したものである．理論による予測も[76]に報告した．

結合係数の絶対値を観測することにも成功した．サンプル数 N で評価した total bicoherence は，有限の統計誤差のため $\sum b^2(\omega)$ からずれている．そのことを考えて，サンプル数 N での評価を $\sum b^2[\omega, N]$ と表記する．実験結果から total bicoherence を統計的極限 $\lim_{N\to\infty} \sum b^2[\omega, N] = \sum b^2(\omega)$ によって求める．**図36**に示すこの統計的極限をとることにより，GAM 周波数での total bicoherence は

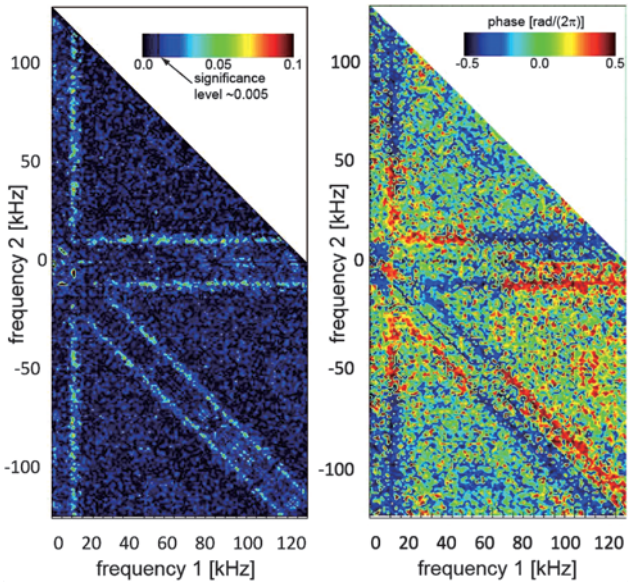

図34　$N = 200$ のデータを用いて揺動ポテンシャルの二乗 bicoherence を求めた(左)．横軸と縦軸は f_1 と f_2 をさす．右は，biphase を示す．

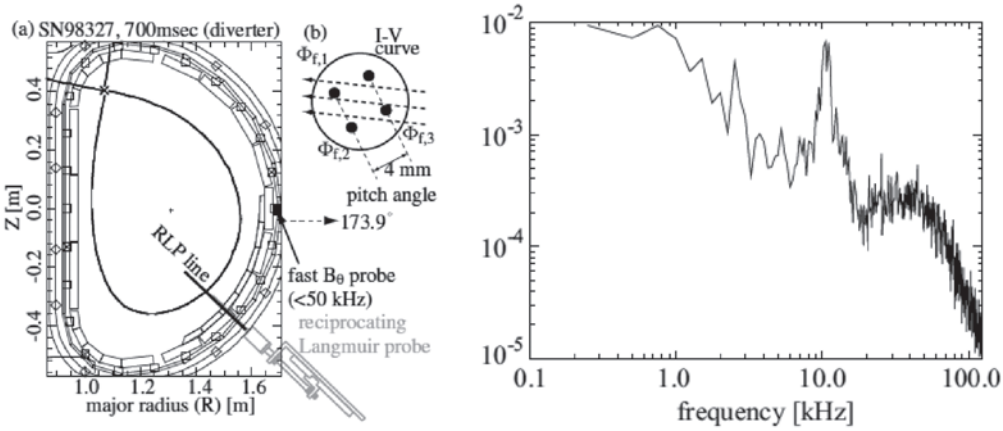

図33　JFT-2M プラズマの断面図と観測機器（静電プローブ）の配置(左)．静電プローブで観測された揺動のパワースペクトル(右)．

$$\lim_{N\to\infty}\sum b^2[\omega, N] = 0.84, \tag{7.10}$$

と評価される[72]．実験パラメータを理論による評価式に代入すると，理論予測値は

$$\sum b^2(\omega) \simeq 0.9, \tag{7.11}$$

となる．(7.10)，(7.11)式を比較すると，実測値は理論予測に近いことが判明し，bicoherence 解析によって非線形結合強度が実測でき理論予測を検証できることを明確に示した．

なお，total bicoherence の値がGAM周波数揺動の振幅に依存することが理論的に予言されており，その依存性も確認した（**図37**）．以上の実験観測により，GAM 周波数帯の帯状流が背景の微視的揺動の modulational　非線形結合により励起されるという描像が実験的に検証されたと言って良い[77]．

7.3　帯状流（GAM）による乱流のモジュレーション

JFT-2M プラズマの周辺揺動データのなかから，微視的揺動を取り出し（70 kHz 以上を high-pass filter によって取り出す）そのエンベロープを求めた．エンベロープのGAM周波数での振幅$\tilde{\Phi}_{\rm env}$を測り，$\tilde{\Phi}_{\rm env}/\tilde{\phi}_{\rm GAM} \sim 0.1$という振幅比になっていることを観測した[78]．理論の予測式が本研究で得られている．その予測式に従うと，このプラズマパラメータでは15%程度になると予言されており[75]，観測は（波数などの計測値の誤差の幅を考慮すれば）理論の予言に矛盾していない．modulational coupling による非線形結合過程が更に確証されたと考えられる．こうした観測に立脚し，新規計測法 modulational spectroscopy が考案された．（10章に説明する．）

7.4　直線実験装置における多チャンネルプローブ計測

3 章に報告したように，直線実験装置に多チャンネルプローブシステムを取り付けた（**図38**）．48チャンネルプローブおよび64チャンネルプローブの計112プローブによる同時計測により，詳細な乱流揺動の非線形過程の実測が可能となった[79-81]．注意深い調整を繰り返し，プローブを径方向および周方向位置に関して高精度で設置したため，システムは高い波数分解能を持つ．

このプローブシステムにより詳細な揺動の時空間発展を観測することができた．**図39**(左)は64チャンネルプローブで計測された揺動場の時空変動である．斜めに伝わるパターンはポロイダル方向に伝わる波動（ドリフト波）を示しそれが複雑にモジュレートされ変動する様が観測される．

多チャンネル揺動データに 2 次元フーリエ変換を行うことで周波数－波数（周方向モード数）空間におけるパワースペクトルを求めることができる[81, 82]．**図39**(右)に観測したパワースペクトルの例を示す．揺動は，周方向モード数および周波数の広がりが狭いシャープな成分（a，b，c などの記号を図に記入）と，broadband 揺動から構成されていることが明らかになった．図中の線はドリフト波の線形分散関係を示す．図中の10以上あるシャープな成分のいくつかは分散関係を満たす（不安定成分）が，分散関係を満たさない成分（準モード，non-mode）も多数存在することがわかる[83]．

これらの揺動成分に対して bicoherence 解析を適用する

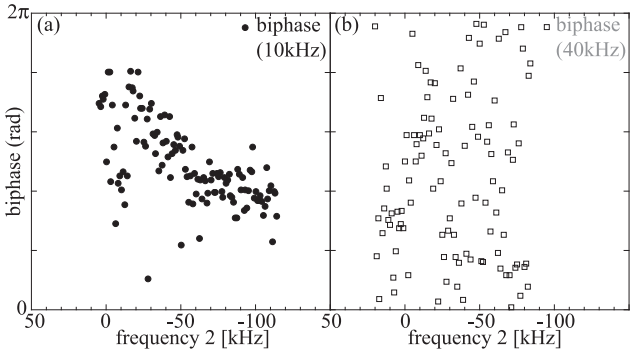

図35　biphase を示す．左は，GAM 振動周波数との結合の場合であり，右は 40 kHz の揺動と結合する場合を示す．左では波の周波数 f_1にゆるやかに依存する．一方，右の図（broadband揺動同士の結合）では位相がほぼランダムであることを示している．

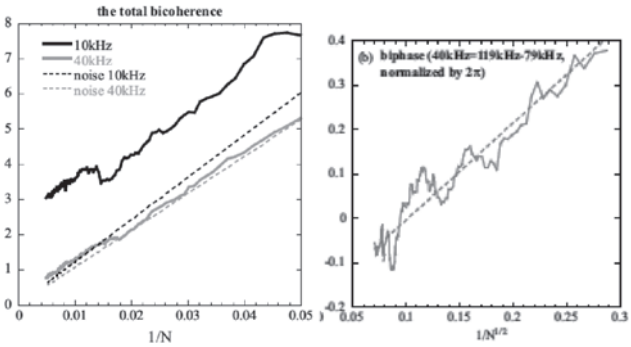

図36　total bicoherence の収束（左図）．実践は total bicoherence データであり，破線は統計的誤差の期待値．濃い実践はGAM周波数のbicoherenceであり，灰色の線はドリフト周波数での bicoherence を示す．観測サンプル数 N を無限大に近づけるとき，誤差は $1/N$ の依存性を持って統計平均へ収束する．Biphase の収束を右図に示す．統計的ばらつきは $1/\sqrt{N}$の依存性を持っていることが確認される．

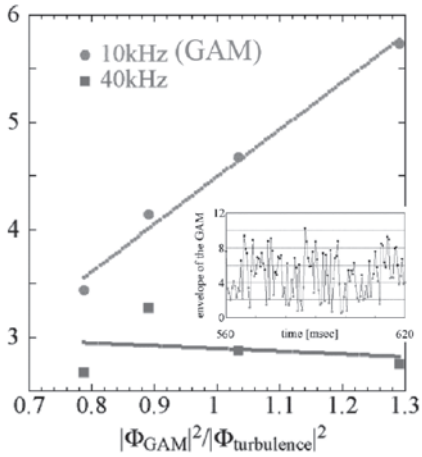

図37　total bicoherence の$\phi_Z^2\phi_d^2$（GAM周波数揺動の強度と微視的揺動の強度との比）に対する依存性を示す．GAM 周波数では線形の増加を示すが，ドリフト周波数帯ではほぼ無関係である．

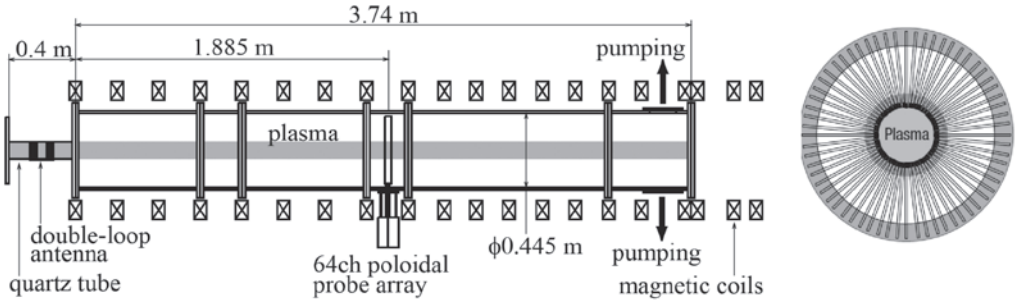

図38　直線プラズマの配位（横から描いたもの）と64チャンネルプローブの配置図（プラズマ断面図）.

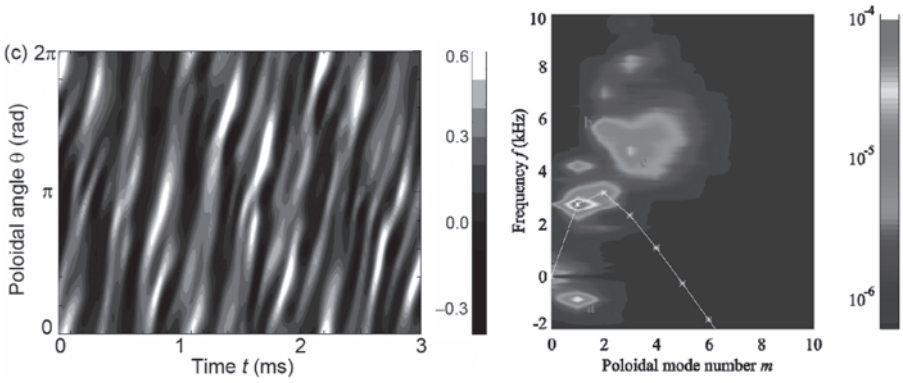

図39　周方向 64 ch プローブで測定した揺動の時間空間変動（左）．波数分解したパワースペクトルの等高線図(右)．ドリフト波の線形分散関係（平均径電場効果を含む）も示してある．

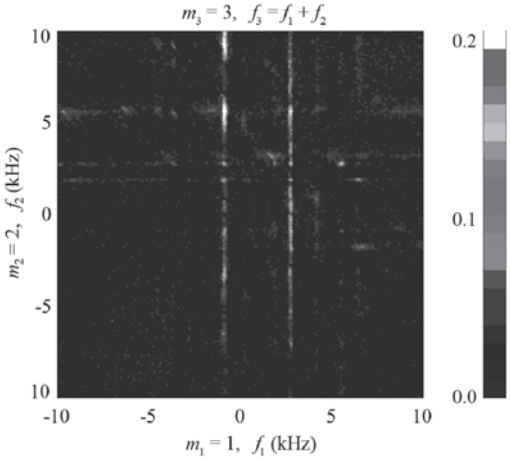

図40　$m = 1, 2, 3$ のポロイダルフーリエ成分に対し，周波数 bicoherence 解析.

ことにより，3 波非線形相互作用を観測した．ポロイダルモード分解した揺動に対する bicoherence 解析という新たな非線形解析を行うことに成功した．**図40**は $m = 1,2,3$ のポロイダルフーリエ成分に対し，周波数の bicoherence 解析を行った結果である．多くの知見が得られたが，特にストリーマの発見を 8 章に紹介する．

7.5　ドリフト波とフルートモードの競合

直線磁化プラズマでは，磁場を軸方向に変え（ミラー効果）半径方向磁場不均一を強めると，磁場と密度の不均一性が共存するためフルートモードが不安定になりうる．フルートモードは散逸なしでも不安定になる reactive instability であり，電気抵抗など電子の散逸で不安定になるドリフト波とは異なるメカニズムで不安定化する．トロイダルプラズマにおいても，バルーニングモードやイオン温度勾配不安定性（ITG モード）など，散逸なしに不安定になる reactive instability があり，ドリフト波と共存・競合する機構の研究が重要である．

小型のミラー装置において ECH 加熱によりプラズマを生成するときに，供給ガス圧の高い場合はフルートモードが現れ，低い場合はドリフトモードが現れるが，中間のパラメータでは，両者が共存する状態となる[84]．共存する場合のスペクトルを**図41**(左)に示す．

共存状態をよく調べるため，両者のエンベロープを観測した．その時間発展を描いたものが**図41**(右)である．ドリフト波とフルートモードが順々に励起消滅を繰り返し競合状態をなしていることが明らかになった[85,86]．この実験環境ではフルートモードはドリフト波よりポロイダルモード数 m が小さく，プラズマ中心近くに現れる一方，ドリフト波は（相対的に）周辺近くに励起される．両者の揺動の発生によって平均密度勾配が中心付近と周辺付近で緩和し，異なった位置での勾配の緩和と両者の生成消滅が競合過程の源であることを突き止めた．

トーラスプラズマでも，その中に大域的な輸送現象が起きることが知られており，将来の解明が待たれるが，この成果はそうした研究を今後進める上での物の見方を提供している．

7.6　非局所エネルギー輸送

帯状流を介在とした非局所エネルギー輸送も観測することに成功した．6 章の6.3項に説明した LMD 装置を用いた

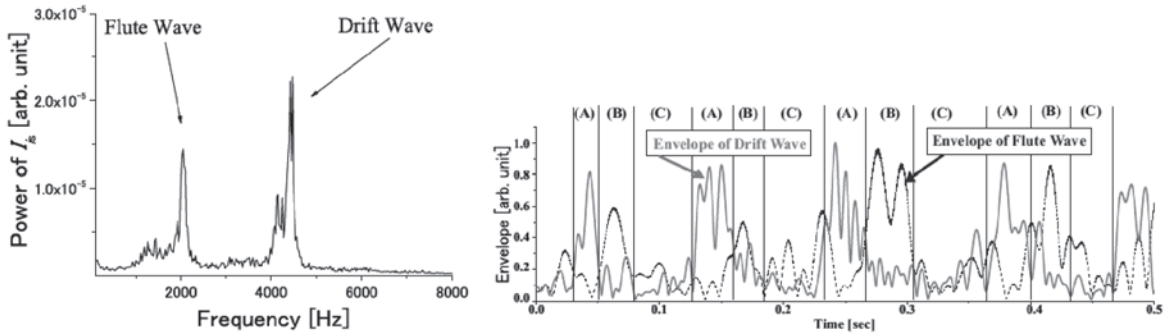

図41　フルートモードとドリフト波の共存する場合の周波数スペクトル(左)．両者のエンベロープの時間発展(右)．生成消滅を繰り返す．

詳細観測実験では，半径の異なる各々の位置で，ドリフト波から帯状流へのエネルギー移行を実測した[66]．その結果を**図42**に示す．この結果から，プラズマ全体としてはドリフト波から帯状流へのエネルギー移行が起きているが，その励起過程は半径の半分ほどの位置に集中している．一方，プラズマ中心近くや表面近くでは，逆に帯状流から揺動にエネルギーが戻っている．このことから，ドリフト波揺動のエネルギーがプラズマ柱の一部で集中的に帯状流に移り，それが中心付近でまた波に戻っている．

この結果は，ドリフト波揺動のエネルギーが帯状流を介在として異なる位置に移送されていることを示している．非局所エネルギー交換が起きていることが検証された．理論的にもメゾスケール揺動を介在として（半径方向に離れた位置の間の）非局所エネルギー交換が起きることが予言されており[11]，乱流輸送理論として新たな領域に進むべきことが指摘されている．この理論的な予測に対し，実験でそうした過程の実在を示した先駆的な成果である．今後の新たな研究の方向を示したものである．

7.7　帯状流状の振動軸対称径電場による揺動のモジュレーション

帯状流によってミクロ乱流がモジュレーションを受ける過程を実測するために，人為的に帯状流のような軸対称径電場を励起する実験を行った．直線ミラープラズマにECH加熱によりプラズマを生成するときに，ECHパワーを時間的に振動させる（AM: Amplitude Modulation）ことで，振動する軸対称径電場（半径方向に不均一）を励起することに成功した[87,88]．

フルートモードが不安定になって励起される場合に振動軸対称電場の効果を研究した．**図43**(a)にスペクトルを示す場合では，ポロイダルモード数$m=2$の約3.5 kHzの振動数を持つ揺動が発生し定常状態に達している．ECHパワーのAM周波数を1 kHzに選んでAM振幅を徐々に増した場合の結果を**図43**(b)-(d)に示す．ビート周波数に，非線形駆動された揺動が現れると共に，基本波の振幅が低下することが観測された．

AM振幅とともに帯状流状の軸対称径電場も増加することが観測されている．その$\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}$速度によって，基本波の位相がどのように変形されるかを図示したものが**図44**(a)-(d)である．基本波もポロイダル方向に伝わりながら，半径方向にも伝播しているので，波面は螺旋状になっている

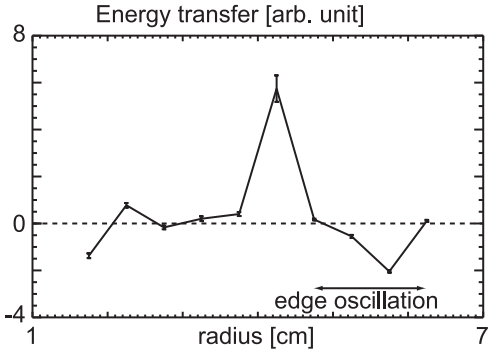

図42　ドリフト波揺動から帯状流へのエネルギー注入率の半径方向分布．

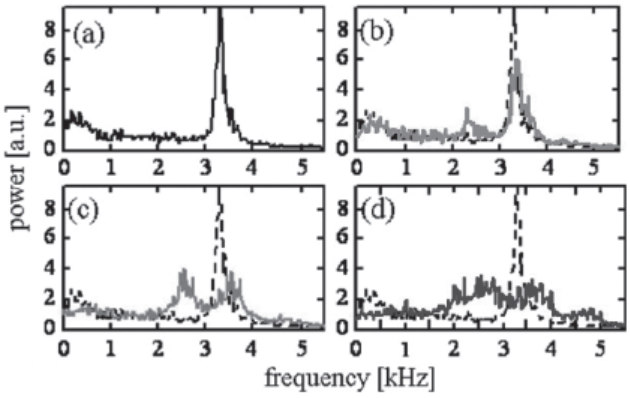

図43　ミラー磁場中のECHプラズマに生じる$m=2$フルート不安定性揺動の周波数スペクトル(a)．1 kHzで振動する帯状流状の軸対称径電場を増加させていくと，$m=2$ビート振動が現れ，基本波が抑制される(b-d)[87]．

(a)．帯状流状の軸対称径電場によって，波面が引き延ばされていく様が(b)-(d)に描かれている．

プラズマ中に自然発生する帯状流によってドリフト波揺動が変形され抑制される様を観測することに成功し6章に説明した．さらに，人為的に制御された形で帯状の軸対称不均一流を作り出し，それによる不安定揺動へのインパクトを定量的に観測することができたことも，大きな成果である．

7.8　まとめ

6章に説明した研究と併せ，帯状流（低周波帯状流およびGAM振動の双方）とドリフト波周波数帯揺動とからなる揺動系について，非線型結合が総合的体系的に検証され

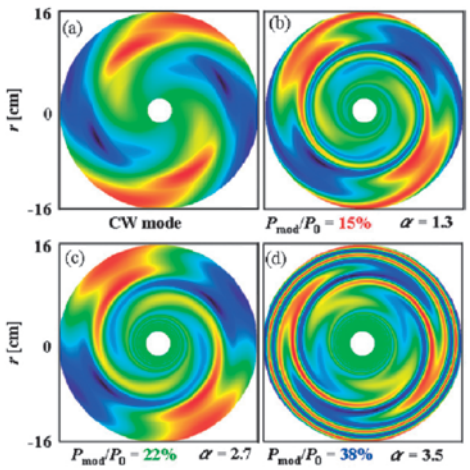

図44　プラズマ柱断面での揺動の２次元分布．基本波は螺旋状の伝播のパターンを持っている(a)．$E\times B$ 流のシアが増えることで起きる波面の変形を構成したもの(b-d)．

たと結論される．ここに報告した成果は，計測法の進展（本文に説明した他[89,90]を参照）と計測データに関する非線形結合の評価法の進展（本文に説明した他[91,92]も参照）の双方が顕著であったこと，それに併せて理論解析やシミュレーション結果との統合的研究が進められたこと，それら総ての発展の上に得られたことをあらためて強調する．

8．ストリーマの発見と研究

ドリフト波乱流には，帯状流以外に，ストリーマ構造を作ることが知られている．ストリーマでは，ドリフト波動が（波が伝わっていく方向に）塊となってバンチしている．シミュレーションの予測を２章および３章で説明した．ストリーマが現れると乱流輸送は増大するので，プラズマの異常輸送の理解のために重要性は長く認識されてきたが，今まで実験で明確に観測されることはなかった．

この研究によって，LMD-U 装置で64チャンネルのプローブを同時計測に用いて，ストリーマ構造の発生を実験で実証するとともに，揺動との非線型結合を実証することに成功した[93]．これは世界で初めての成果である．**図45**にストリーマの観測例を示す．この図ではドリフト波揺動の時空変動（横軸が時間，縦軸がポロイダル角）を表示している．細い筋状に見えるのがポロイダル方向に速い位相速度で伝わるドリフト波を表し，太いパターンがゆっくり廻っているように見えるのがストリーマ構造である．波がポロイダル方向にバンチし，ゆっくり回転する様をわかりやすくするためシミュレーションの結果も示しておく．一カ所のポロイダル位置での変動データも示す．この図から，速い周波数で振動する揺動の振幅がゆっくり振動していることもわかる．

プラズマの回転を考慮に入れると，プラズマの上でゆっくり伝わるストリーマは０(100 Hz) の周波数を持ち，ドリフト波とはオーダの違う時間スケールを持っていることがわかる．ドリフト波のエンベロープの収束は，モード数 $m \geq 2$，のモード同士の結合（即ち**図38**のピーク(X)と（X

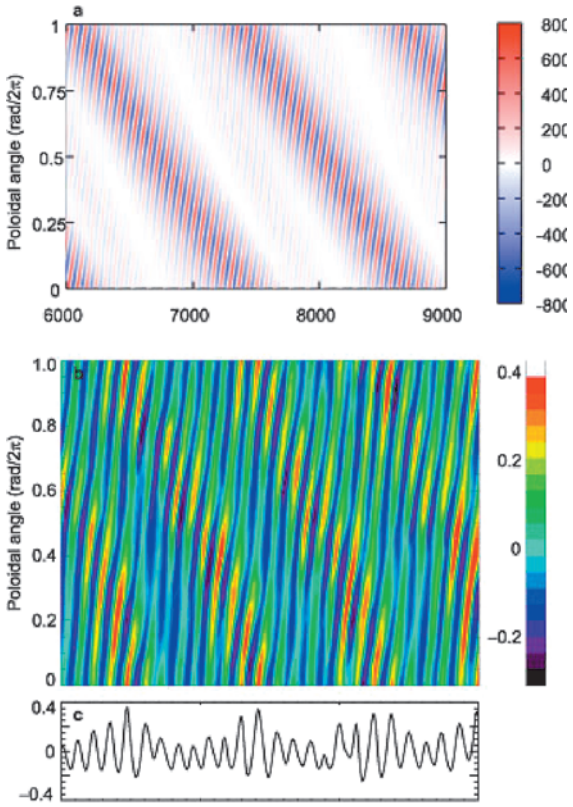

図45　直線磁化プラズマに於けるストリーマ．時間（横軸）およびポロイダル角（縦軸）の面上に，揺動場（イオン飽和電流の変動値）を示す．上はシミュレーションの結果，中央はLMD-U に於ける観測．揺動がバンチしゆっくりポロイダル方向に伝わっている．下の図はポロイダル位置（$\theta = 0$）を一点選び，そこでの揺動場の時間変化を示す．（$r = 4$ cm and $z = 1.885$ m）（Reproduced from[93].）

±a）の結合）によって生じる． ピーク(X)は例えば（2c），(b+c)，というような成分である．モード(a)とその他の $m \geq 2$ のスペクトラムのピーク（準モード）との非線形結合も確認した．

ストリーマはポロイダル方向に収束し，半径方向には長くのびている．この２次元性も確認した．**図46**には，２次元可動プローブと固定プローブとの相関係数を図示する．

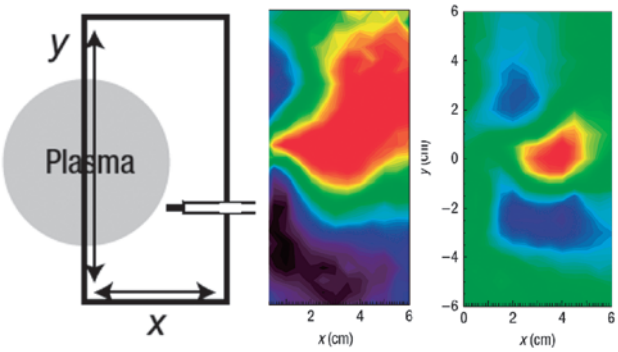

図46　２次元可動プローブの説明図(左)と揺動場（中央および右）．２次元可動プローブでのデータと固定プローブ（$x = 4$ cm, $y = 0$ の位置）のデータとの相関係数を２次元可動プローブ位置に図示する．低周波成分（中央）と，高周波成分（右）．いずれも半径方向に長く伸び，ポロイダル方向に収束していることがわかる[93]．

低周波成分をフィルタして相関を求めた図と，高周波成分をフィルタで取りだして相関を求めたものと双方を示す．図は円筒の半分を示し，左端中央がプラズマ中心である．低周波成分も高周波成分も，いずれも半径方向に長く伸び，ポロイダル方向に収束していることがわかる．

波動とストリーマとの共存する状態は多スケール乱流の典型例である．ドリフト波揺動の周波数スペクトルは数 ms のオーダで変化している．しかし，二つのドリフト波成分の周波数の関係（ビート周波数）はより長い時間（オーダ 10 ms）一定値を保ち，$m = -1$ 成分との非線形結合がその長い時間の寿命を保って続いていることがわかった．

以上の結果は，ストリーマがドリフト波揺動の非線形過程で発生し，オーダの異なる時間スケールをもっていることを実証したものであり，ドリフト波揺動に於ける非線形過程を実験的に明証した成果である．

9．ダイナモの実験的研究

帯状流については本特別推進研究によって，トロイダルプラズマ中におけるその実在と乱流との結合そして輸送への影響が，CHS で HIBP による電場の精密かつ詳細な観測から明らかになった．一方で，理論からは帯状流と同様にドリフト波乱流から（電磁効果を考え）帯状磁場（zonal field）が生まれることが指摘されている．この仮説を確かめるべく，特別推進研究発足当初より，我々は HIBP がもつ潜在的可能性，磁場揺動計測能力の開発を積極的に進めてきた[94, 95]．その結果，ビーム軌道の揺らぎから局所的な磁場の揺らぎを数ガウスの精度で計測することが可能になった[96]．

本研究によって開発された HIBP の磁場揺動計測法によって，電子サイクロトロン加熱で生成されたCHSプラズマ中の磁気揺動スペクトルを得ることに成功した（**図47**参照）．高温プラズマ内部の局所磁場乱流揺動の観測としては初めてのことと思われる．**図47**(a)から磁場揺動スペクトルは低周波部に向かって揺動パワーは大きくなり，また，ドリフト波の周波数帯である 50 kHz付近でピークを持つことがわかる．ここで，ひとつ注意すべきことは，この HIBP の磁場揺動計測では，観測点の電場の揺らぎの混入が予想されることであり，図中にその最大値は破線として示されている．図から，混入成分は低周波の部分においては十分に無視できる．また，90度トロイダル方向に離れた２つの HIBP で同一のポロイダル位置を観測し低周波部の揺動（1 kHz 程度）のトロイダル方向のコヒーレンスを調べてみると，十分高い相関を持ち対称性の高い構造をもっていることがわかる．

この低周波の揺らぎの空間構造を調べるために，一方の HIBP の観測点を固定し，他方を半径方向に変化させ相関関数を評価した．**図48**に示されているが，径方向への相関からはこの低周波磁場揺動はｉ) 1～2 cm 程度の径方向の波数をもつこと，ⅱ) 時間相関からは，1～2 ミリ秒の寿命を持つことが示されている．また，**図47**(b)，(c)に示されている各観測点の時間的変化からは，この磁場の揺らぎの絶対値は 30 G 程度と推定されている．また，wavelet を用いた bicoherence 解析を行ってみると，今問題としている低周波の揺らぎは乱流と結合していることが実証されている．

上記の実験事実を総合すると，低周波の磁場揺らぎは－2004年に本研究によって実証された帯状流と同様に―

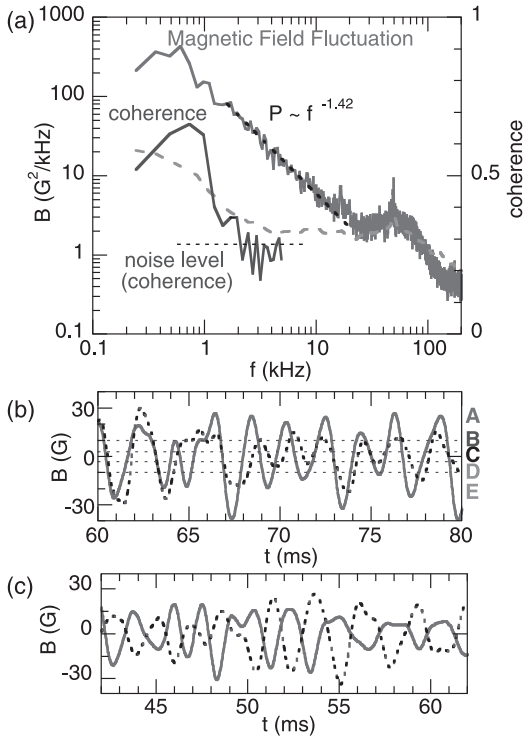

図47　(a)HIBP で観測された磁場揺動スペクトル．(b)磁場揺動の時間変化．異なるポロイダル面上の同一点を観測した場合で両者の位相が揃っている．(c)磁場揺動の時間変化．異なるポロイダル面上の径方向に 1 cm 離れた点を観測した場合で両者の位相が反転している．

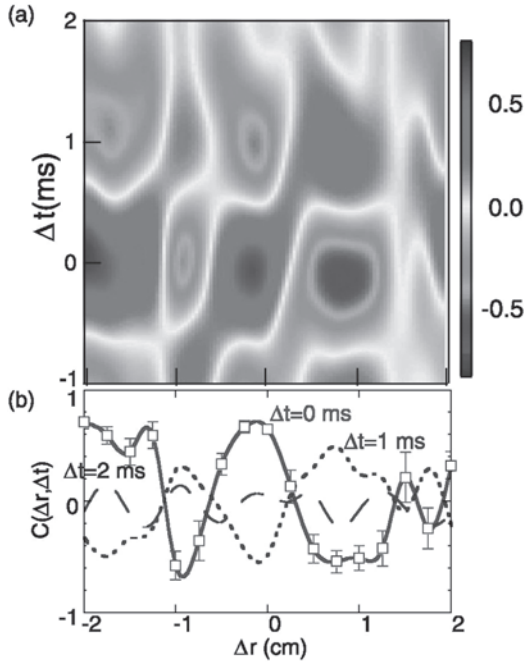

図48　(a)低周波磁場揺らぎ成分の径方向への相関関数　(b)径方向への相関関数の時間変化．低周波磁場揺らぎが 1–2 cm の波長を持つこと，1–2 ミリ秒の寿命を持つことが示されている．

乱流から生成され，半径方向に1−2 cmのメゾスケールの波長をもち磁気軸周りに対称な構造をもっていること，すなわち，理論が予想する帯状磁場であると考えられる[96,97]．これも世界初の成果である．

この実験で実証されたトロイダルプラズマ中のメゾスケールのダイナモは，天体・惑星の回転熱対流に起因する帯状流の問題と同様の理論的枠組みで考察することができる．「熱対流による巨視的な軸性ベクトル場の発生」という視点からは，ダイナモの問題に直結しており，今後，巨視的なダイナモ発生に関わる基礎過程として，宇宙・惑星の構造形成の問題に多大な貢献をなすであろう．また，本特別推進研究の研究目標としての主題の一つであるダイナモの実験的検証が達成されたことは特筆すべき成果である．

10. 新規乱流計測法

乱流の中で起きている非線形過程を定量的に観測し，また，線形モードだけではなく非線形過程で誘起される揺動成分についての知見も深まった．こうした研究法の進歩に立脚し，新規の計測法を提示するに至った．二つの例を紹介する．

10.1 パラメトリック・スペクトロスコピー

帯状流は密度の変動が小さく電場のみ大きな成分をもつ．密度揺動は様々な環境で計測が行われている一方，電場の計測は重イオンビームプローブ（HIBP）などの計測器を必要とし，計測条件が限られている．帯状流が重要な意味を持つことを考えると，密度のような容易な観測データをもとに，帯状流を観測する方法が極めて重要である．こうした必要性に応えて，微視的揺動のモジュレーションを観測することによって，微視的モードをモジュレーションする揺動成分を探査する方法を開拓した[78]．

その成果を**図49**に示す．周辺揺動をラングミュアプローブで計測し，ポテンシャル変動(a)および密度変動(b)のスペクトルを示す．GAM振動が現れており，ポテンシャル変動には明瞭に現れるが，密度変動にはピークが現れない．そこで，密度変動の高周波成分をフィルタして計測し，そのエンベロープの時間変動を求めた．エンベロープの周波数スペクトルを(c)に示す．GAM振動が明瞭に現れている．密度揺動とポテンシャル揺動の相関を(d)に示すが，そこではGAMの応答を観測することはできない．しかし，エンベロープとポテンシャルの相関を見ると(e)にあるように，明瞭な相関のピークを示す．

エンベロープがモジュレーションされることを観測することによって，直接は密度変動に現れない帯状流成分を観測することができることを実証した．この方法を一般化し，乱流のパラメトリック・スペクトロスコピー法として提示した．**図50**のように，離れた位置の微視的揺動に巨視的（メゾ）揺動がモジュレーションを及ぼすことに着目し，巨視的（メゾ）揺動を探査する方法であり，今後広い応用範囲が期待される．

10.2 GAMスペクトロスコピー

核融合プラズマではイオンが核融合反応を起こすのだから，イオンの密度分布や，水素同位体の密度比を実測することが重要な実験的課題である．しかしながら，イオンの密度分布や同位体の密度比を計測する方法は発展していない．GAM振動が固有モードを持つ[98-100]ことから，イオンの密度分布や同位体の密度比を計測する方法を考案し[101]，セパラトリックス磁気面等プラズマ表面を評価する方法も実証された[102]．GAM振動のポロイダル固有関数がより精密に求められている[103]．

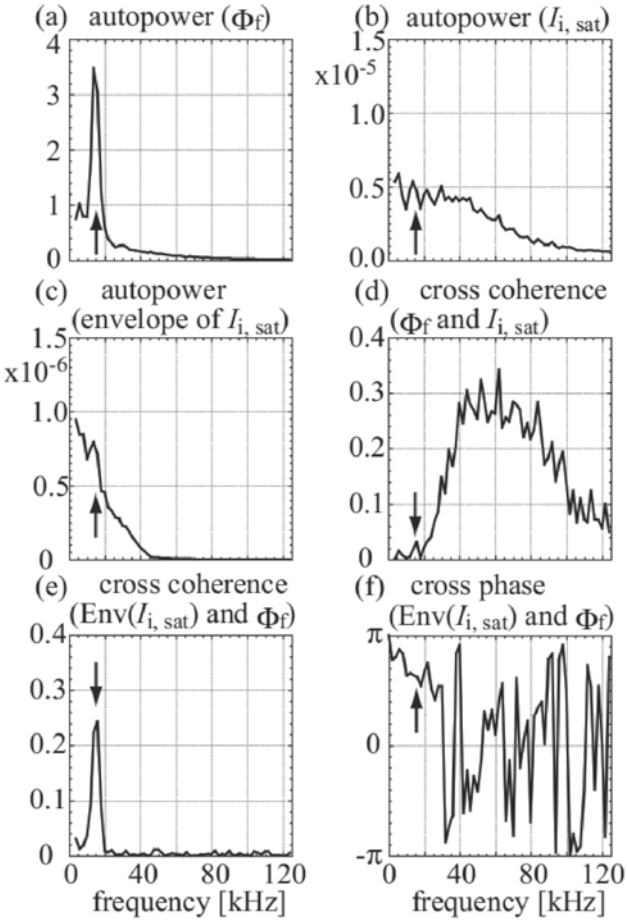

図49 トカマクの周辺揺動のラングミュアプローブによる計測．ポテンシャル変動(a)，密度変動(b)のスペクトル，密度変動（高周波成分）のエンベロープの周波数スペクトル(c)，密度揺動とポテンシャル揺動の相関(d)，エンベロープとポテンシャルの相関(e)および位相(e)．

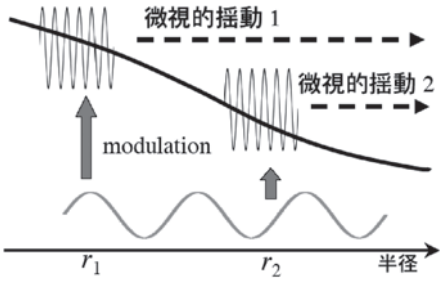

図50 微視的揺動を測って，そのエンベロープのモジュレーションを調べれば，その位置での低周波揺動を評価できる．別の位置でも同様な操作を行う．二つの位置で得られた低周波揺動成分の相関を調べることで，低周波揺動の空間的な長い相関を確認する可能性が生まれる．

図51に結果の例を示す．左の図は一つの固有モードの波形を示す．局所的なGAM振動数が固有周波数に一致する位置を矢印で示した．即ち，固有振動数は，振幅が最大になる位置のGAM振動数を与える．固有モードのピーク位置と固有振動数を右側に書き，局所的なGAM振動数と比較した．固有モードのピーク位置と振動数を観測することで，その位置のGAM振動数が求められる．イオン音速が求まることになり，イオンの質量が評価できる．電子密度やイオン温度が求まっていれば（両者はより容易に求まっている），イオン密度や同位体比が求められることになる．さらに別の低周波ブランチに着目することで，磁力線のピッチ（安全係数）を求める方法も議論されている[104]．

11. 様々な構造

ここまでドリフト周波数帯の揺動を中心とする乱流構造について詳細な説明を述べたが，上記の例以外にも，乱流揺動と大域的電磁場の相互作用や遷移に起因して，プラズマには多くの構造相転移が生まれる．2，3の例を紹介する．

11.1　ポロイダルショックと輸送障壁の二次元構造

輸送障壁が作られる機構として，半径方向に狭い領域に強い径電場が生まれる過程が[1]にまとめられている．そうした考えに沿って，半径方向の1次元輸送構造の研究が進んだ．しかし，トロイダルプラズマにおけるHモードの輸送障壁中では，大きなポロイダル流が存在するので，ポロイダル方向にショック状不均一構造が形成されうる[105, 106]．そのため，改善閉じ込めを定量的に評価するには径方向のみならず，ポロイダル方向も含めた二次元的に急峻な構造形成機構を理解する必要がある．

自己無撞着な密度，電位分布を求める研究がなされている[53-55, 107]．二次元構造を求めるために，運動量保存則

$$\frac{\partial V}{\partial t}+V\cdot\nabla V=-c_s^2 n^{-1}\nabla n+\frac{1}{m_i n}\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B}, \qquad (11.1)$$

（密度n，速度V，電流J，ポテンシャルΦ）を用いて解析する．(11.1)式に乱流粘性からくるシア粘性を流速の二階微分に比例する拡散項として加えたモデルを用いる．このシア粘性項が径方向とポロイダル方向の結合を与える．密度のポロイダル摂動が$O(\varepsilon^{1/2})$であるとしてモデル方程式を$u\equiv V_\theta q/\varepsilon c_s\sim 1$近傍で展開する（$\varepsilon=r/R$は逆アスペクト比）．まず(11.1)式のポロイダル成分の磁気面平均から，ポテンシャルの平均量が得られ（step 1），次に(1)式の磁力線方向成分から，平均からのずれとしての径・ポロイダル二次元分布$\delta\Phi(r,\theta)$や$\delta u(r,\theta)$が求まる（step 2）．ポロイダル・ショックは急峻ではあるが有限な勾配となる．このオーダを用いると径方向流速はポロイダル流速よりも十分小さいので，（step 1）で求めたポロイダル流分布を（step 2）に代入して二次元分布を求めるという逐次的な解法を用いることができる．

トカマクHモード時のプラズマ端近傍領域で二次元的なポテンシャル分布が得られている．**図52**にその一例を示す．プラズマ端部に挿入した電極とリミタ間に電圧を印加して得られる電極バイアスHモードの解析結果である．径方向に急峻な構造とともにポロイダル方向に局在化した急峻な電場構造（ポロイダルショック構造）が競合した二次元構造が得られている．なお，乱流によるシア粘性が径方向の特徴的なスケールを与えており，また，ポロイダルショックの位置はポロイダル流の大きさに依存する．この結果は，実際のHモードで観測される強い径電場（～10 kV/m）に伴うポロイダル電場によって，径方向の対流的イオン粒子束（ピンチ速度 1 m/s 以上）が生じることを示している[107]．そしてこの径方向粒子輸送がL/H遷移時の早い密度ペデスタル形成の一因となると考えられている[54, 108]．

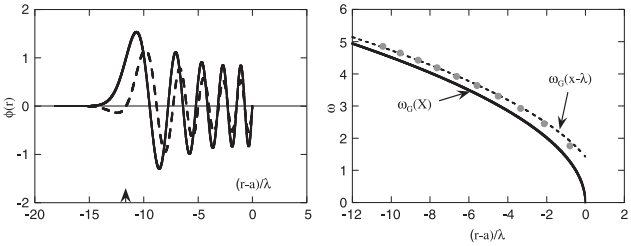

図51　典型的なGAM振動の固有モード（左）．固有モードのピークと固有周波数（右：点線）その場所のGAM周波数の近似になっている．

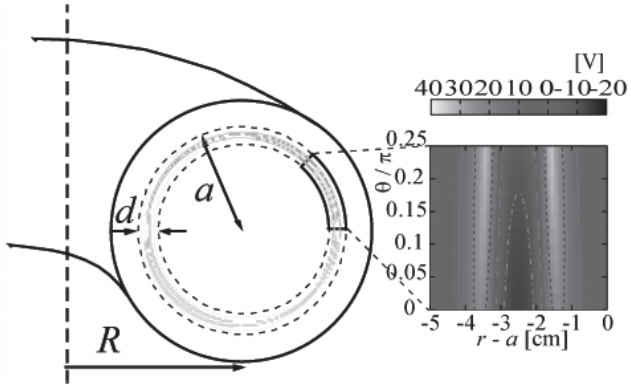

図52　トカマク周辺輸送障壁における二次元電位構造．ポロイダル断面における外側点線がプラズマ端（リミタ電位），内側点線が挿入電極端（電極電位）を表し，その間に輸送障壁が形成されている．

この問題は，プラズマの大域的流れや衝突拡散と乱流輸送とが結合して生起しているプラズマのダイナミクスを理解する上での要所にも位置しており，far-from-equilibrium systemとしてのプラズマの理解や核融合装置の性質の予測にとって見逃せない問題である．二次元構造研究の今後の発展が待たれる．

11.2　磁気アイランドと自律的修復機構

磁力線のピッチに共鳴する摂動磁場によって，プラズマの磁気面のトポロジーが変わり，磁気アイランドが生まれる．プラズマの外部から，共鳴磁場を印可すれば磁気アイランドがプラズマの中に生まれると予想される．磁気アイランドの発生は，2章に説明したように，亜臨界過程である．即ち，外部から共鳴摂動磁場が印可された場合，線形過程とは異なった応答をする．磁力線のピッチの分布としてLHDの様な場合の例をとって応答を解析した[109]．結果を**図53**に示す．図の横軸は外部共鳴磁場の強度を意味

するが，プラズマの亜臨界応答を考えない線形的な描像で評価した磁気アイランドの大きさによって表現する．縦軸が形成されるアイランドの幅である．点線は線形的な評価であり，実線がプラズマの非線形応答を繰り込んだ解析結果である．外部から印可される共鳴磁場の強さに閾値がある．閾値より小さな場合はプラズマ内部に応答電流がながれてアイランドが現れないよう自律的修復機能を持つ．閾値を超えると，アイランドが発生する．亜臨界応答の実験的検証も成果を得た[110]．最近，輸送障壁に共鳴摂動磁場を印可する実験が各地で試みられているが，この研究結果はプラズマ構造形成の機構理解の重要性を示している．

11.3　星の磁流構造

プラズマ乱流は宇宙に満ちており，乱流による構造形成の代表的なものにダイナモ磁場の発生がある．3章に述べてきたように，この特別推進研究では乱流揺動による巨視的（準巨視的）流れの発生とともに，巨視的（準巨視的）磁場の発生があり，それらは同時に起きうる現象であることを解明した．この考え方を回転天体のダイナモの問題に適用すると，磁場構造の発生が流れ場の生成を伴っていることが導かれ，「磁流構造」を生むという結論になる[111,112]．

両者を均等に考える立場から，乱流状態での巨視的磁場と渦度を記述する方程式として

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \nabla \times (\boldsymbol{V} \times \boldsymbol{B} + \alpha \boldsymbol{B} - \beta \boldsymbol{J} + \gamma(\omega + 2\omega_{\mathrm{F}})), \tag{11.2}$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \nabla \times \left(2\left(\boldsymbol{V} - \frac{\gamma}{\beta}\boldsymbol{B}\right) \times \omega_{\mathrm{F}} + v_{\mathrm{T}} \nabla^2 \left(\boldsymbol{V} - \frac{\gamma}{\beta}\boldsymbol{B}\right)\right). \tag{11.3}$$

ω_{F} は星の回転角速度，α，β，γ，v_{T} は乱流による駆動効果を現し，それぞれ，ヘリシテイ・ダイナモ効果，乱流抵抗（または乱流による帯状磁場駆動効果），クロスヘリシテイ・ダイナモ効果，乱流粘性効果（または乱流による帯状流駆動効果）にあたる．この方程式系から，回転球殻の乱流プラズマ内に閉じ込められたトロイダル磁場構造が可能になることが示された．（**図54**）．回転する星の中にトロイダル磁場構造が埋め込まれている可能性を予言している．

この状態では，トロイダル流も同時に生まれており，磁気面に沿った流れを持っている．（**図55**）．ある状態の解が得られたとして，磁場の向きを入れ替えたものも解である．このことは，回転天体の回転方向が変わらないのにダイナモ磁場が反転うることの根拠となっている．その符号の入れ替えをするとき，速度場の符号は変わらないことに注意する．太陽磁場の観測から，太陽の巨視的磁場は11年で符号を入れ替えし22年周期の変動をしていることはよく知られている．最近の太陽の詳細観測により，太陽の差動回転（貿易風）も変化していることがわかってきた．その変動を torsional oscillation と呼ぶが，その周期は11年である．ここで理論的に導かれた磁流構造のパリティを考えると，磁場が振動して符号を変えるとき，流れも変動し，流れの振動は磁場の振動の2倍の周波数（半分の周期）を持つことになる．ここで述べた磁流構造は，太陽に見られる torsional oscillation 現象の一つの説明を提供している[113]．

巨視的な電磁場や流れと乱流を同時に考察し，構造形成や構造相転移を大域的に考える研究の重要性が今後ますます高まるだろう[114,115]．

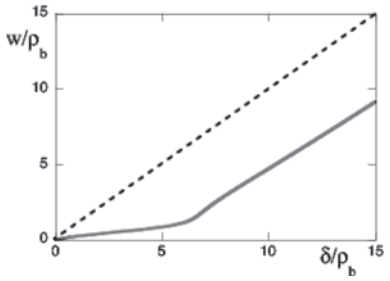

図53　外部より印可された共鳴磁場で励起されるアイランドの幅．パラメータは[109]を参照のこと．

12. プラズマの構造と輸送の動的応答

12.1　動的応答の研究の進展

H-mode をはじめとして多くの内部輸送障壁が発見されている．こうした障壁構造をもたらすものは，径電場と乱流のシステムに内在する分岐現象であると考えられている[1,5,116-118]．

実験的にそのメカニズムを同定するためには，遷移の動

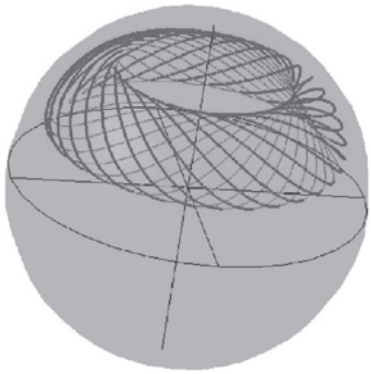

図54　回転天体の内部に存在しうるトロイダル磁場構造．磁気面の一つを描く．

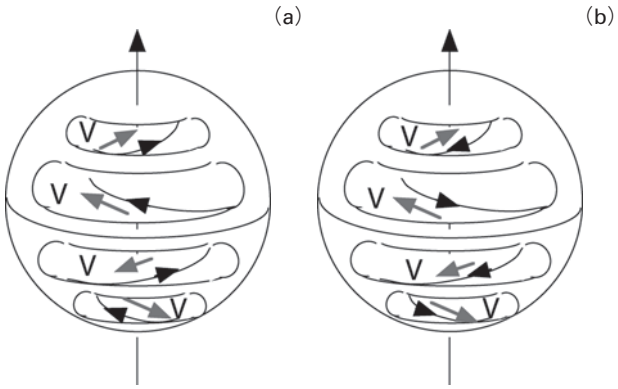

図55　回転天体の内部に存在しうるトロイダル状の磁流構造．トーラス面を描く．磁場と流速が同じ向きを向いた解が存在するとき，磁場の符号を入れ替えた（流速の向きは不変）解も存在する．

的応答を観測し，遷移の時定数を観測することによって，変化（例えばポロイダル回転速度の変化）を生み出す非線形力の絶対値を評価することができる．こうして，分岐機構を実験で解明することができるだろう．

本研究では，こうした展望に基づいて，内部輸送障壁の生成消滅に伴う動的応答の精密な観測を進めている．[119,120]には，HIBP プローブによる高時間分解電場計測と遷移ダイナミクス研究の進歩がまとめられた．温度分布に対し，詳細な時間空間分解が得られつつあり，分解能の向上は輸送障壁の姿に変革を要求している．高温トカマクプラズマのイオン温度の詳細計測から，内部輸送障壁と通称しているものについて，内部構造によって二種類に分類できることがわかった[121]．「上に凸の分布」と「下に凸の分布」と呼ばれることになったが，温度分布の勾配が急峻になるだけでなく，曲率にも顕著な差があること，異なる曲率の二つの状態の間を行き来する遷移が発見された．温度勾配の遷移だけでなく曲率という自由度まで拡張した遷移モデルが必要であることを示している．今後の理論モデルの進歩を促している．

輸送障壁の動的応答の研究では，かねてより輸送変化の情報が，半径方向にはなれた位置に速く伝達する，transient response of transport bifurcation の問題が知られている．（「速い」というのは，拡散過程の伝達に比べ速い，という意味である．）例えば，H-mode プラズマに ELMs 崩壊が起きたり L-mode に逆遷移する場合，内部の輸送係数も悪化する．表面で遷移が起きた後内部の輸送係数が悪化を始める時間遅れが（拡散過程で予想される遅れに比べ）短いことは広く知られており，トロイダルプラズマ閉じ込めの謎と考えられている．こうした輸送変化の情報の速い伝達の例には，（周辺への）ペレット入射による変化が，内部に速く伝達する現象等もある．

LHD や JT-60U 等の大型装置での高分解計測は，輸送変化の情報の速い伝達の研究に進展をもたらした．ペレット入射時の応答の精密計測に対し共同研究としてデータ解析を進め，輸送変化の情報の速い伝達が内部輸送改善をもたらしていること等が明瞭に確認された[122-125]．軟遷移の場合も精密に観測され，トカマクとヘリカルの異同も比較検討された[126-128]．

輸送変化の情報の速い伝達を取り入れた輸送モデルとして，積分核を含む非局所的な輸送方程式が提案されている[129-132]．LHD における動的輸送の観察の結果，実験的にも非局所的輸送と言う定式化が進められた[133,134]．

12.2　輸送変化の速い伝達の機構

2.6節に述べたように，輸送変化の速い伝達の機構の一つとしては，長い相関長をもった揺動の励起が考えられる．線形安定な場合も不安定な場合もいずれもあり得るが，それらの解析が例えば[12,135]にかねてより展開されている．帯状流の場合は長い相関長をもつが，この成分は乱流輸送を抑制するので，輸送の抑制が速く伝達しうる[11]．理論の進展の結果，輸送変化の速い伝達には，増加の伝達と抑制の伝達の双方があり得るが，そのキャリアとなる揺動には違いがあることが整理されてきた．

図56には，プラズマの中に大域的マルチスケール非線形シミュレーション（長波長揺動と短波長揺動が共存する系）の結果を示す．（シミュレーションの詳細については4.4節で詳細を述べた[47]．）横軸は半径で，縦軸はポロイダルモード数，揺動強度は色の濃淡で示す．ポロイダルモード数の大きい揺動は，相関長が短く，直接は離れた位置との結合はほとんどない．しかし，メゾスケール揺動や巨視的スケールをもった揺動（長距離相関揺動）と Disparate Scale (DS) interaction によって結合するので，メゾスケール・巨視スケール揺動を介在として結びつく．その結果，乱流輸送変化が拡散的な輸送過程に比べて速く伝達することができる．

12.3　長距離相関を持つ乱流の探索

乱流の多スケール結合の理論を基盤にした輸送の長距離相関の理解に進展があった．10章に提案された，ミクロ乱流とメゾスケール構造との相互作用から長距離相関をもつ揺動を探査する方法（Parametric Spectroscopy）を LHD の密度揺動計測へと適用し，その有効性を確認した[136,137]．**図57**(a)は長距離相関輸送現象が観測されるプラズマにおける典型的な密度揺動（反射計信号の高周波成分）およびそのエンベロープの時間発展を示す．ミクロ乱流揺動がモジュレーションされていることが確認できる．**図57**(b)はエンベロープのパワースペクトルである．長距離相関輸送現象が発現するプラズマにおいて，コア部に低周波数のミクロ乱流モジュレータが存在することを示唆している．更に，揺動の長距離相関を示すために Correlation ECE を提案した．Correlation ECE は径方向に隣接した ECE 信号の相関を求めることで径方向に相関のある揺動成分を抜き出すことができる．また，相関操作により熱雑音の影響を除去することが可能であり，従来の単一チャンネル信号でのスペクトル解析では不明瞭であった成分の観測に成功した．Correlation ECE を**図57**と同一の放電に適用し，1.5－3.5 kHz の帯域の揺動成分が長距離相関を持ち，この周波数帯域はミクロ乱流モジュレータの帯域と重な

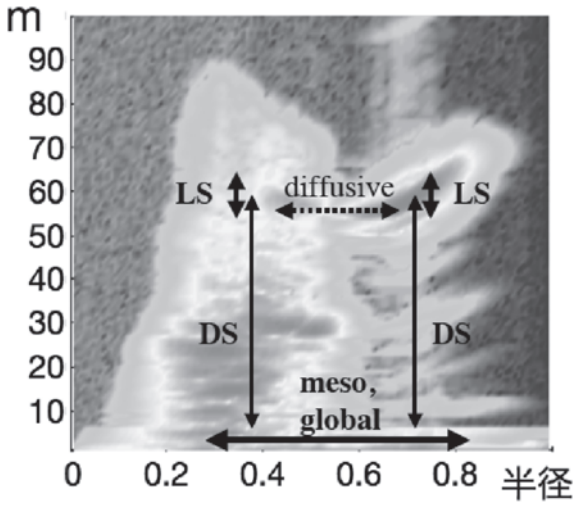

図56　プラズマの中に長波長揺動と短波長揺動が共存する系の非線形シミュレーションの結果[47]．Like-scale（LS）結合と disparate-scale（DS）結合が共存して働く．

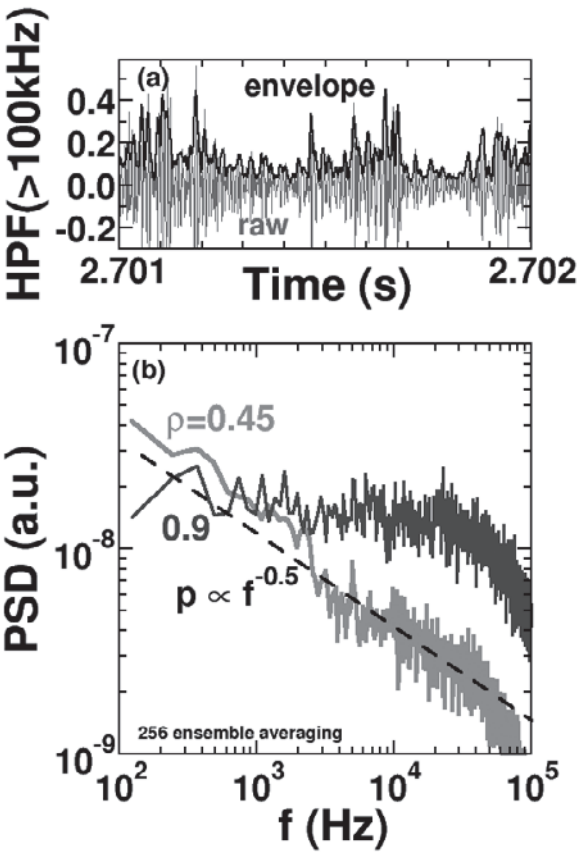

図57 LHD における(a)X-mode 反射計信号をハイパスフィルタ（100 kHz）処理したものとそのエンベロープの時間発展，(b)エッジおよびコア領域におけるエンベロープのパワースペクトラム[136].

る，という初期的結果を得ることができた[137].

長距離相関をもつ低周波揺動を実験により，検証することができたのは画期的な成果である．現在も急速に研究が進展している．

13. 乱流の遷移とダイナミクスの研究

13.1 乱流のダイナミクス研究の展望

輸送障壁形成のメカニズムを実験的に同定するためには，遷移の動的応答を観測し遷移の時定数を観測することによって，変化を生み出す非線形力を評価し分岐機構を実験で解明することが可能である[138]．12章では，輸送障壁を例にとってその研究展開を述べた．この研究方法は，乱流の中で働く非線形機構を研究するためにも役立つ．7章の議論では，定常状態の乱流について，その配分比や，非線形過程の統計平均等を研究した．ダイナミックな発展状態ではGAMsから低周波帯状流が直接生み出されることが予言されているなど[139]新たな現象が論じられている．また，乱流が巨視的モードの遷移をもたらす等両者には強い関係がある[140]．乱流の遷移に焦点をあて，遷移に於けるスペクトルなどの動的応答を観測することができれば，乱流の中で働く非線形機構を更に詳細に定量的に実測することが可能になる．本プロジェクトでは，乱流の動的応答を観測することによって非線形機構を詳細に実測するという展望を掲げ，乱流の生成消滅に伴う動的応答研究を開拓している．

13.2 自発的乱流スペクトル遷移の発見

LMD-U における乱流実験では，広範囲な運転領域（磁場，中性粒子圧）で揺動データ取得に成功した[65,73].

LMD-U プラズマでは，中性粒子は粘性を通してレイノルズ数に寄与し，乱流構造に影響を与える．高い中性ガス圧放電時にはイオン飽和電流揺動の周波数－波数空間のパワースペクトルには規則正しいピークが現れる．一方，低い中性ガス圧放電では広がったパワースペクトルが観測される．そして中間領域の中性ガス圧運転では，乱流スペクトル構造が自発的遷移を繰り返す現象が観測される[141].

図58に典型的な自発遷移時のイオン飽和電流の時間発展を示す．**図58**(a)から，イオン飽和電流が二つの状態間を突発的にかつ間欠的に行き来していることがわかる．それぞれの状態において，64 ch ポロイダルプローブアレイで計測した揺動の時空間構造を**図58**(c)(d)に示す．**図58**(c)/(d)に示した揺動時空構造は高／低中性ガス圧放電時に観測される構造と同様であり， LMD-U における乱流構造には質的に異なる二つの状態が存在することがわかる．すなわち，1．規則正しいピークが現れる，2．広がったパワースペクトルが観測される，という二つの乱流状態であり，その間に遷移が起きる．ポロイダルプローブアレイを用いて，瞬時波数分解法を開発し，ポロイダルモード数に分解した波動の時間発展を求め，遷移時における各モードの変化の時間的前後関係を観測することが可能になった．

13.3 乱流遷移に於けるダイナミクス解析

LMD-U プラズマにおける自発遷移現象に着目し，64 ch ポロイダルプローブアレイを用いて遷移に於ける動的応答を研究した．揺動をポロイダルモード数で分解し，各モード成分の時間発展を求めることで，遷移時における低ポロイダルモード数の揺動と高ポロイダルモード数の揺動の変

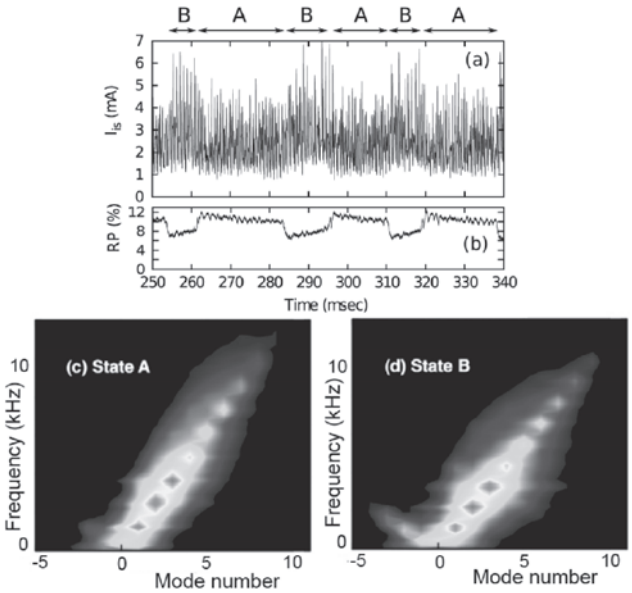

図58 LMD-U における乱流遷移現象．(a)典型的なイオン飽和電流の時間発展波形，(b)RF 波の反射パワー，(c)(d) 64 ch ポロイダルプローブアレイで計測したイオン飽和電流揺動の時空間構造．

化の時間的前後関係を観測した．**図59**に結果の一例を示す．遷移時にポロイダルモード数 $m=2$ の揺動が最初に変化し，続いて $m=1,3$ の揺動がほぼ同時に変化し，その後 $m=0$ の揺動が変化することが明らかになった．更に高いモード数の成分への変化が起きる．現在の統計精度の範囲では，$m=8$ 以上の成分の前後関係は同定できていない．作業仮説としては，統計精度を今後高めることで同定が可能になるか，または，単純な（順次高いモード数へ受け渡す）カスケードとともに低波数モードから Disparate Scale interaction などで高モード数成分に直接エネルギーが渡される機構が重要である，などの可能性が検討されている．結論は今後詰められていくが，新しい研究方法が実現されたことを強調する．

13.4　乱流ダイナミクスの解析法の進展

因果関係の同定には，複数の物理量を観測し，統計的相関にあわせ，その前後関係を決定することが必要である．その新しい方法を考案した．直線プラズマの乱流にドリフト波とフルート波との双方が共存する場合[84,86]，両者によって密度勾配も変化するので，それらがどのように変化を導くかを解析した例[142]を紹介する．

図60(左)に，ドリフト波振幅（横軸）とフルート波振幅（縦軸）のリサージュ図を示す．複雑な形であるが，横軸の一振幅周期を切り出し**図60**(右)に示す．

この囲まれた領域について，方向をもった面積 A と相関係数 R とを求める．

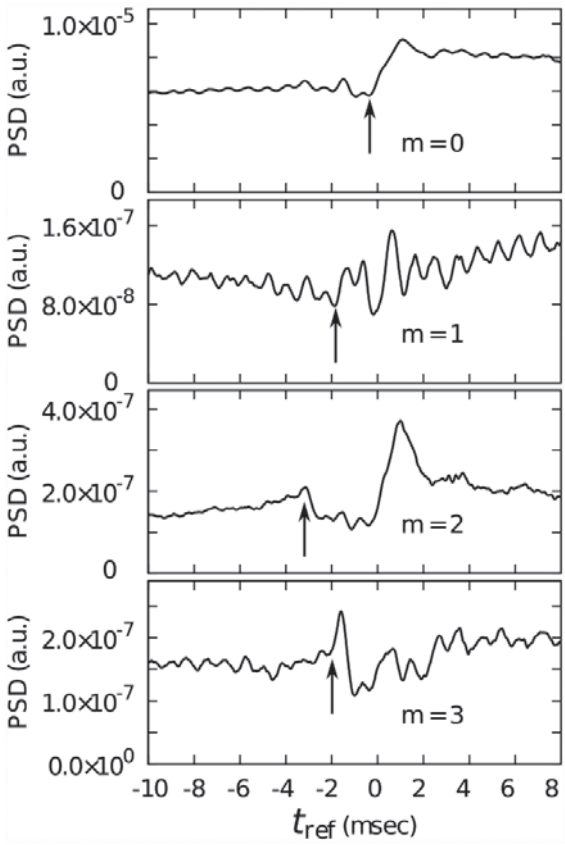

図59　図58における状態Aから状態Bへの遷移時におけるポロイダルモード分解した揺動の時間発展[141]．

$$A=\frac{\sum_{t=1}^{n}(x_{t=j}-x_{t=j+1})(y_{t=j}+y_{t=j+1})/2}{(x_{\max}-x_{\min})(y_{\max}-y_{\min})},$$

$$R=\frac{\sum_{t=1}^{n}(x_{t=j}-\bar{x})(y_{t=j}-\bar{y})}{\sqrt{\sum_{t=1}^{n}(x_{t=j}-\bar{x})^2}\sqrt{\sum_{t=1}^{n}(y_{t=j}-\bar{y})^2}}. \tag{13.1}$$

(x，yは図の横軸と縦軸の変数の値で，over-barは切り出した周期での平均，min，max は切り出した周期での最少最大，$t=j$ はデータ取得のサンプリングタイム)．横軸の周期ごとに (R,A) のペアが得られるので，多数の周期に対しその数値を求め統計的性質を調べる．**図61**(左)は，ドリフト波振幅(x)とフルート波振幅(y)の組み合わせについて調べたもので，方向付き面積は正であることが明確にわかる．すなわち，ループは左巻きである．振幅の増加に関していえば，ドリフト波振幅の増加が先になっていることが結論できる．相関係数 R が正負にばらついていることから，この二変数だけではなく，他に重要な要素があることがわかる．一方，**図61**(右)は，ドリフト波振幅 (x) と平均密度勾配(y)の組み合わせについて調べたものである．相関係数は明確に負であり，方向付き面積も統計平均としては負であることが明確にわかる．ループは右巻きである．A，R の振る舞いから，ドリフト波振幅の増加が密度勾配の減少を生み，その後，ドリフト波振幅が減少しそして密度勾配の増加を生み出していることが統計的に確証をもって示すことができた．今後この方法は広く適用可能である．

7.4節で説明したように，ポロイダルモード分解した揺動に対する bicoherence 解析を行うとともに，ACT (Amplitude Correlation Technique) を当てはめることで，

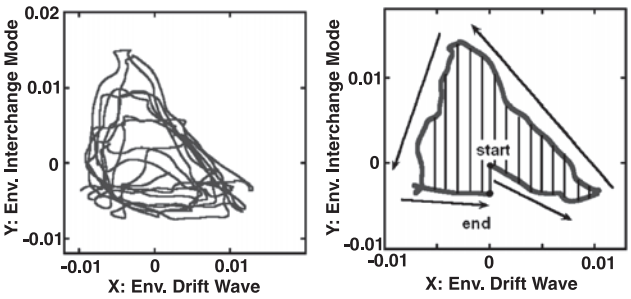

図60　ドリフト波（横軸）とフルート波（縦軸）のリサージュ図（左）．横軸の一振幅周期を切り出したもの(右)．

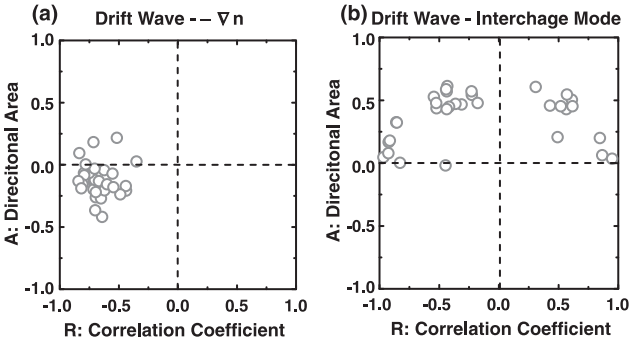

図61　(R,A)値の統計的分布．左は，ドリフト波振幅(x)とフルート波振幅(y)の組み合わせ．右はドリフト波振幅(x)と平均密度勾配(y)の組み合わせ[142]．

モードや準モードの間でエネルギーをやり取りする順序も評価できる[143]．新たな方法を実現し，乱流の生成消滅に伴うダイナミクス研究を開拓している．

14. まとめ

科学研究費特別推進研究「乱流プラズマの構造形成と選択則の総合的研究」ならびに「乱流プラズマの動的応答と動的輸送の統合研究」（科学研究費基盤研究S）が実現し，大きな成果が上がった．

プラズマ乱流に関する理論・シミュレーション・実験を統合的に進め，プラズマ物理に関する従来の「線形・局所・決定論」的な描像を「非線形・非局所・確率的」描像へと拡張することができ，現在もその前線を開拓している．プラズマ乱流や乱流輸送について，理論やシミュレーションだけでなく，実験に於いても定量的研究が可能になり「プラズマ乱流実験学」を開拓することができたと言えよう．

体系的な学術成果の発信につとめた．本誌のプロジェクトレビュー[144]やレビュー論文[145]などがその例である．体系的成果を世に問うため，Cambridge University press と出版契約を結び，*Modern Plasma Physics Series*（全三巻）を出版する運びとなった．第一巻として，プラズマ乱流の非線形統計理論を体系的に記述する *Physical Kinetics of Turbulent Plasmas*[10]を執筆し，印刷段階に入った．プラズマ乱流に関わる非線形現象や統計物理について，最先端に至る方法論を総合的に論述することができ，大きな成果である．

最後に，本プロジェクトの進め方について付記する．研究目的の実現のため，定期的にプロジェクト会合を実行し，目標と達成度の吟味，必要な計画の改善策策定につとめた．海外共同研究者の滞在型研究等も含む集中的研究を推進し，理論家と実験家との積極的共同作業を重視した．理論・シミュレーション・実験の手法を統合して成果を出すことがこの研究体制で可能になった．さらに，国際諮問委員会を発足させ，自主的チェックアンドレビューを常時進めた．国際的な指導的研究者である諮問委員会委員が来訪し，進捗を評価し提言をいただくシステムがうまく働いたことも，本研究成功の源である．評価と提言に対応した action plan をまとめ，action plan に対応した成果を適時，評価委員会に報告し，フィードバック・ループを密にすることで，成果をより高める工夫も取り入れた．国際諮問委員会等では，特別推進研究が軌道に乗った時点で研究 momentum を継続するための方策検討が議題になり，丹念な準備により基盤研究(S)という形で展開することができた．研究展開が多くの方々のサポートによることを明記したい．

謝　辞

このプロジェクトレビュー作成にあたっては，多くの方の助力を受けたが，特に伊藤公孝，藤澤彰英，矢木雅敏，稲垣滋の各氏の援助に感謝する．ここで報告された研究成果は，研究分担者，連携研究者，研究協力者の方々との共同研究によって得られたものである．この4名の方々に加えて，P.H. Diamond，福山淳，森肇，糟谷直宏，永島芳彦，山田琢磨，篠原俊二郎，居田克巳，吉澤徴，K. Hallatschek，河合良信，M. Ignatenko，鎌滝晋礼，西村征也，佐々木真，徳永晋介，荒川弘之，杉田暁，安積正史，土屋隼人，齋藤和史，大塚史子，米須章，深尾正之，登田慎一郎，餘永芙美，G.R. Tynan，U. Stroth，R. Greiner 他の皆様との共同研究共同作業に感謝する．さらに，故 R. Balescu，大河千弘，F. Wagner，上坪宏道，土岐博，R. Z. Sagdeev の方々には，国際評価委員として国際評価に併せて研究推進法に関する貴重なサジェスチョンをいただいたことを深く感謝する．

本研究においては科学研究費特別推進研究（16002005）ならびに科学研究費基盤研究S（21224014）の援助を受けたことを感謝する．九州大学 P&P プログラム，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（NIFS 07KOAP017），浅田榮一研究奨励金事業の一部援助を受けたことをあわせて感謝する．

参 考 文 献

[1] K. Itoh, S.-I. Itoh and A. Fukuyama, *Transport and Structural Formation in Plasmas* (London: Institute of Physics Publishing, 1999).
[2] S.-I. Itoh, K. Itoh and H. Mori, J. Phys. Soc. Jpn. **75**, 034501 (2006).
[3] P.H. Diamond, S.-I. Itoh, K. Itoh and T.S. Hahm, Plasma Phys. Control. Fusion **47**, R35-R161 (2005).
[4] H. Mori, Prog. Theor. Phys. **33**, 423 (1965).
[5] A. Yoshizawa, S.-I. Itoh and K. Itoh, *Plasma and fluid turbulence - Theory and modelling* (IoP, 2002, England).
[6] F. Spineanu, M. Vlad, K. Itoh and S.-I. Itoh, *Trends in Chemical Physics* (NOVA Science Publisher, 2006) pp.1-69.
[7] K. Itoh and S.-I. Itoh, Buturi **63**, 785 (2008) (*in Japanese*).
[8] S.-I. Itoh, K. Itoh and M. Yagi, J. Phys. Soc. Jpn. **74**, 947 (2005).
[9] S.-I. Itoh and K. Itoh, J. Phys. Soc. Jpn. **78**, 124502 (2009).
[10] P. H. Diamond, S.-I. Itoh, K. Itoh, *Physical Kinetics of Turbulent Plasmas* (Cambridge University Press, planned publication 2010) 570 pages, *in press*.
[11] K. Itoh, S.-I Itoh, M. Yagi and A. Fukuyama, J. Plasma Fusion Res. Series **8**, 119 (2009).
[12] S.-I. Itoh and K. Itoh, Plasma Phys. Contr. Fusion **43**, 1055 (2001).
[13] K. Itoh and S.-I. Itoh, J. Plasma Fusion Res. **81**, 972 (2005).
[14] K. Itoh, S.-I. Itoh, P. H. Diamond, T. S. Hahm, A. Fujisawa, G. R. Tynan, M. Yagi and Y. Nagashima, Phys. Plasmas **13**, 055502 (2006).
[15] K. Itoh and S.-I. Itoh, Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 1 (1996).
[16] N. Winsor, J. L. Johnson and J. M. Dawson, Phys. Fluids **11**, 2448 (1968).
[17] R.Z. Sagdeev, V.D. Shapiro and V.I. Shevchenko, Sov. J. Plasma Phys. **4**, 306 (1978) [Fiz. Plasmy **4**, 551 (1978)].
[18] K. Itoh, K. Hallatschek, S.-I. Itoh, P.H. Diamond and S. Toda, Phys. Plasmas **12**, 062303 (2005).
[19] K. Itoh, S. Toda, A. Fujisawa, S.-I. Itoh, M. Yagi and A. Fukuyama, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 084502 (2007).

[20] S. Toda, K. Itoh, K. Hallatschek, M. Yagi and S.-I. Itoh, J. Phys. Soc. Jpn. **75**, 104501 (2006).
[21] K. Itoh, S. Toda, A. Fujisawa, S.-I. Itoh M. Yagi, A. Fukuyama, P.H. Diamond and K. Ida, Phys. Plasmas **14**, 020702 (2007).
[22] S. Toda, K. Itoh, A. Fujisawa, S.-I. Itoh, M. Yagi, A. Fukuyama, P. H. Diamond and K. Ida, Nucl. Fusion **47**, 914 (2007).
[23] S.-I. Itoh and K. Itoh, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 055002 (2008).
[24] M. Sasaki, K. Itoh, Y.Nagashima, A. Ejiri and Y. Takase, Phys. Plasmas **16**, 022306 (2009).
[25] K. Itoh, K. Hallatschek, S. Toda, H. Sanuki and S.-I. Itoh, J. Phys. Soc. Jpn. **73**, 2921 (2004).
[26] K. Hallatschek, Phys. Rev. Lett. **93**, 065001 (2004).
[27] K. Itoh, S.-I. Itoh, P. H. Diamond, A. Fujisawa, Y. Nagashima, M. Yagi, A. Fukuyama, T. S. Hahm, K. Hallatschek and G.R. Tynan, *Turbulent transport in fusion plasmas* (AIP, 2008) AIP Conference Proceedings 1013, pp.106-126.
[28] M. Yagi, S. Yoshida, S.-I. Itoh, H. Naitou, H. Nagahara, J.-N. Leboeuf, K. Itoh, T. Matsumoto, S. Tokuda and M. Azum, Nucl. Fusion **45**, 900 (2005).
[29] M. Yagi, T. Ueda, S.-I. Itoh, M. Azumi, K. Itoh, P.H. Diamond and T.S. Hahm, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, A409 (2006).
[30] M. Yagi, S.-I. Itoh, K. Itoh, M. Azumi, P. H. Diamond, A. Fukuyama and T. Hayashi, Plasma Fusion Res. **2**, 025 (2007).
[31] S. Nishimura, M. Yagi, S.-I. Itoh, M. Azumi, and K. Itoh, J. Phys. Soc. Jpn. **77**, 014501 (2008).
[32] S. Nishimura, S. Benkadda, M. Yagi, S.-I. Itoh and K. Itoh, Phys. Plasmas **15**, 092506 (2008).
[33] S. Nishimura, M. Yagi, S.-I. Itoh, M. Azumi and K. Itoh, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 064501 (2007).
[34] A. Smolyakov, P. H. Diamond, M. Yagi, K. Itoh and S.-I. Itoh, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 113501-1 (2007).
[35] M. Yagi, S.-I. Itoh, S. Nishimura, S. Tokunaga, S. Sugita and K. Itoh, J. Plasma Fusion Res. Series **8**, 122 (2009).
[36] M. Muraglia, O. Agullo, M. Yagi, S. Benkadda, P. Beyer, X. Garbet, S.-I. Itoh, K. Itoh and A. Sen, Nucl. Fusion **49**, 055016 (2009).
[37] N. Kasuya, M. Yagi and K. Itoh, J. Plasma Phys. **72**, 957 (2006).
[38] N. Kasuya, M. Yagi, M. Azumi, K. Itoh and S.-I. Itoh, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 044501 (2007).
[39] M. Ignatenko, M. Azumi, M. Yagi, S. Shinohara, S.-I. Itoh and K. ItohJpn. J. App. Phys. **46** Part1 A, 1680 (2007).
[40] Y. Saitou, A. Yonesu, S. Shinohara, M. V. Ignatenko, N. Kasuya, M. Kawaguchi, K. Terasaka, T. Nishijima, Y. Nagashima, Y. Kawai, M. Yagi, S.-I. Itoh, M. Azumi and K. Itoh, Phys. Plasmas **14**, 702301 (2007).
[41] N. Kasuya, M.Yagi, K. Itoh and S.-I. Itoh, Phys. Plasmas **15**, 052302 (2008);N. Kasuya, M. Yagi, K. Itoh and S.-I. Itoh, J. Phys.: Conference Series **123**, 012026 (2008).
[42] O.D. Gurcan, P.H. Diamond, T.S. Hahm and Z. Lin, Phys. Plasmas **12**, 032303 (2005).
[43] K. Itoh, S.-I. Itoh, T.S. Hahm and P.H. Diamond, J. Phys. Soc. Jpn. **74**, 2001 (2005).
[44] S. Tokunaga, M. Yagi, S.-I. Itoh and K. Itoh, J. Phys.: Conf. Ser. **123**, 012030 (2008).
[45] S. Tokunaga, M.Yagi, S.-I. Itoh and K. Itoh, Theoretical and Applied Mechanics Japan (Proceedings of NCTAM 2008 Japan) **57**, 429 (2009).
[46] M. Yagi, S.-I. Itoh and K. Itoh, Theoretical and Applied Mechanics Japan (Proceedings of NCTAM 2008 Japan) **57**, 199 (2009).
[47] S. Tokunaga, M. Yagi, S.-I. Itoh and K. Itoh, Nucl. Fusion **49**, 075038 (2009).
[48] S. Sugita, M. Yagi, S.-I. Itoh and K. Itoh, Plasma Fusion Res. **3**, 40 (2008).
[49] S. Sugita, M. Yagi, S.-I. Itoh and K. Itoh, Theoretical and Applied Mechanics Japan (Proceedings of NCTAM 2008 Japan) **57**, 207 (2009).
[50] S. Sugita, M. Yagi, S.-I. Itoh and K. Itoh, J. Phys. Soc. Jpn. **79**, 044502 (2010).
[51] M. Yagi, S.-I. Itoh, K. Itoh and P. H. Diamond, Contrib. Plasma Phys. **48**, 13 (2008).
[52] M. Honda and A. Fukuyama, Nucl. Fusion **46**, 580 (2006).
[53] N. Kasuya and K. Itoh, Phys. Rev. Lett. **94**, 195002 (2005).
[54] N. Kasuya and K. Itoh, Phys. Plasmas **12**, 090905 (2005).
[55] N. Kasuya and K. Itoh, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, A319 (2006).
[56] A. Fujisawa, K. Itoh, H. Iguchi, K. Matsuoka, S. Okamura, A. Shimizu, T. Minami, Y. Yoshimura, K. Nagaoka, C. Takahashi, M. Kojima, H. Nakano, S. Ohsima, S. Nishimura, M. Isobe, C. Suzuki, T. Akiyama, K. Ida, K. Toi, S.-I. Itoh and P.H. Diamond,Phys. Rev. Lett. **93**, 165002 (2004).
[57] A. Fujisawa, T. Ido, A. Shimizu, S. Okamura, K. Matsuoka, H. Iguchi, Y. Hamada, H. Nakano, S. Ohshima, K. Itoh, K. Hoshino, K. Shinohara, Y. Miura, Y. Nagashima, S.-I. Itoh, M. Shats, H. Xia, J.Q. Dong, L.W. Yan, K.J. Zhao,G.D. Conway, U. Stroth, A.V. Melnikov, L.G. Eliseev, S.E. Lysenko, S.V. Perfilov, C. Hidalgo, G.R. Tynan, C. Holland, P.H. Diamond, G.R. McKee, R.J. Fonck and D.K. Gupta, Nucl. Fusion **47**, S718 (2007).
[58] A. Fujisawa, Nucl. Fusion **49**, 013001 (2009).
[59] A. Fujisawa and A. Shimizu, J. Plasma Fusion Res. **81**, 983 (2005).
[60] S. Ohshima, A. Fujisawa, A. Shimizu and H. Nakano, Rev. Sci. Instrum. **77**, 03B704 (2006).
[61] A. Fujisawa, A. Shimizu, H. Nakano, S. Ohshima and H. Iguchi, Jpn. J. Appl. Phys. **46**, 1710 (2007).
[62] A. Fujisawa, K. Itoh, A. Shimizu, H. Nakano, S. Ohsima, H. Iguchi, K. Matsuoka, S. Okamura, S.-I. Itoh and P. H. Diamond, Plasma Phys. Contr. Fusion **48**, S31 (2006).
[63] A. Fujisawa, A. Shimizu, H. Nakano, S. Ohsima, K. Itoh, H. Iguchi, Y. Yoshimura, T. Minami, K. Nagaoka, C. Takahashi, M. Kojima, S. Nishimura, M. Isobe, C. Suzuki, T Akiyama, Y. Nagashima, K. Ida, K. Toi, T. Ido, S.-I. Itoh, K. Matsuoka, S. Okamura and P.H. Diamond, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, S205 (2006).
[64] A. Fujisawa, A. Shimizu, H. Nakano, S. Ohsima, K. Itoh, H. Iguchi, K. Matsuoka, S. Okamura1, S.-I. Itoh and P.H. Diamond, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, A365 (2006).
[65] Y. Nagashima, S.-I. Itoh, S. Shinohara, M. Fukao, A. Fujisawa, K. Terasaka, Y. Kawai, N. Kasuya, G.R. Tynan, P. H. Diamond, M. Yagi, S. Inagaki, T. Yamada and K. Itoh,

J. Phys. Soc. Jpn. **77**, 114501 (2008).
[66] Y. Nagashima, S.-I. Itoh, S. Shinohara, M. Fukao, A. Fujisawa *et al.*, Phys. Plasmas **16**, 020706 (2009).
[67] A. Fujisawa, A. Shimizu, H. Nakano, S. Ohshima, K. Itoh, Y. Nagashima, S.-I. Itoh, H. Iguchi, Y. Yoshimura, T. Minami, K. Nagaoka, C. Takahashi, M. Kojima, S. Nishimura, M. Isobe, C. Suzuki, T. Akiyama, T. Ido, K. Matsuoka, S. Okamura and P. H. Diamond, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 033501 (2007).
[68] A. Fujisawa, A. Shimizu, H. Nakano, S. Ohshima, K. Itoh, Y. Nagashima, S.-I. Itoh, H. Iguchi, Y. Yoshimura, T. Minami, K. Nagaoka, C. Takahashi, M. Kojima, S. Nishimura, M. Isobe, C. Suzuki, T. Akiyama, T. Ido, K. Matsuoka, S. Okamura and P.H. Diamond, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, 211 (2007).
[69] S. Ohshima, A. Fujisawa, A. Shimizu, H. Nakano, H. Iguchi, K. Itoh, Y. Yoshimura, K. Nagaoka, T. Minami, M. Isobe, S. Nishimura, C. Suzuki, T Akiyama, C. Takahashi, M. Takeuchi1, T. Ito1, T. Watari, R. Kumazawa, K. Itoh, K. Matsuoka and S. Okamura, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, 1945 (2007).
[70] Y. Nagashima, K. Itoh, S.-I. Itoh, A. Fujisawa, K. Hoshino, Y. Takase, M. Yagi, A. Ejiri, K. Ida, K. Shinohara, K. Uehara, Y.Kusama and JFT-2M group, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, S1 (2006).
[71] T. Ido, Y. Miura, K. Kamiya, Y. Hamada, K. Hoshino, A. Fujisawa, K. Itoh, S.-I. Itoh, A. Nishizawa, H. Ogawa, Y. Kusama and JFT-2M group, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, S41 (2006).
[72] Y. Nagashima, K. Itoh, S.-I. Itoh, M. Yagi, A. Fujisawa, K. Hoshino, K. Shinohara, K. Uehara, Y. Kusama, A. Ejiri and Y. Takase, Rev. Sci. Instrum. **77**, 045110 (2006).
[73] Y. Nagashima, K. Hoshino, A. Ejiri, K. Shionohara, Y. Takase, K. Tsuzuki, K. Uehara, H. Kawashima, H. Ogawa, T. Ido, Y. Kusama and Y. Miura, Phys. Rev. Lett. **95**, 095002 (2005).
[74] Y. Nagashima, K. Itoh, S.-I. Itoh, K. Hoshino, A. Fujisawa, A. Ejiri, Y. Takase, M. Yagi, K. Shinohara, K. Uehara, Y. Kusama and JFT-2M group, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, A377 (2006).
[75] K. Itoh, K. Hallatschek and S.-I. Itoh, Plasma Phys. Control. Fusion **47**, 451 (2005).
[76] K. Itoh, Y. Nagashima, S.-I. Itoh, P. H. Diamond, A. Fujisawa, M. Yagi and A. Fukuyama, Phys. Plasmas **12**, 102301 (2005).
[77] Y. Nagashima, K. Hoshino, K. Shinohara, K. Uehara, Y. Kusama, K. Nagaoka, A. Fujisawa, K. Ida, Y. Yoshimura, S. Okamura, K. Matsuoka, A. Ejiri, Y. Takase, K. Itoh, M. Yagi, S.-I. Itoh, JFT-2M group and CHS group, Plasma Fusion Res. **1**, 041 (2006).
[78] Y. Nagashima, K. Itoh, S.-I. Itoh, A. Fujisawa, M. Yagi, K. Hoshino, K. Shinohara, A. Ejiri, Y. Takase, T. Ido, K. Uehara, Y. Miura and JFT-2M group, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, 1611 (2007).
[79] K. Terasaka, S. Shinohara, Y. Nagashima, T. Yamada, M. Kawaguchi, T. Maruta, S. Inagaki, Y. Kawai, A. Fujisawa, N. Kasuya, M. Yagi, K. Itoh and S.-I. Itoh, Plasma Fusion Res. **2**, 031 (2007).
[80] T. Yamada, Y. Nagashima, S. Inagaki, Y. Kawai, M. Yagi, S.-I. Itoh, T. Maruta, S. Shinohara, K. Terasaka, M. Kawaguchi, M. Fukao, A. Fujisawa and K. Itoh, Rev. Sci. Instrum. **78**, 123501 (2007).
[81] T. Yamada, S.-I. Itoh, T. Maruta, S. Shinohara, N. Kasuya, Y. Nagashima, M. Yagi, K. Terasaka, M. Kawaguchi, S. Inagaki, Y. Kawai, M. Fukao, A. Fujisawa and K. Itoh, Plasma Fusion Res. **2**, 051 (2007).
[82] T. Yamada, S.-I. Itoh, T. Maruta, N. Kasuya, S. Shinohara, Y. Nagashima, M. Yagi, K. Terasaka, S. Inagaki, Y. Kawai, M. Fukao, A. Fujisawa and K. Itoh,Plasma Fusion Res. **3**, 044 (2008).
[83] T. Yamada, S.-I. Itoh, K. Terasaka, N. Kasuya, Y. Nagashima, S. Shinohara, T. Maruta, M. Yagi, S. Inagaki, Y. Kawai, A. Fujisawa and K. Itoh,Plasma Fusion Res. **3** Special Issue, S1021 (2008).
[84] K. Kamataki, Y. Nagashima, S. Shinohara, Y. Kawai, M. Yagi, K. Itoh and S.-I. Itoh, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 054501 (2007).
[85] K. Kamataki, Y. Nagashima, S. Shinohara, Y. Kawai, S. Inagaki, M. Yagi, K. Itoh and S.-I. Itoh, Plasma Fusion Res. **2**, 034 (2007).
[86] K. Kamataki, S.-I. Itoh, Y Nagashima, S. Inagaki, S. Shinohara, M. Yagi, T. Yamada, Y. Kawai, A. Fujisawa and K. Itoh, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 035011 (2008).
[87] H Tsuchiya, S.-I. Itoh, A Fujisawa, K Kamataki, S Shinohara, M Yagi, Y Kawai, A Komori and K Itoh, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 055005 (2008).
[88] K. Kamataki, S.-I. Itoh, Y Nagashima, S. Inagaki, S. Shinohara, M. Yagi, T. Yamada, Y. Kawai, A. Fujisawa and K. Itoh, Plasma Fusion Res. **3**, 047 (2008).
[89] H. Nakano, A. Fujisawa, A. Shimizu, S. Ohshima, T. Minami, Y. Yoshimura, S. Okamura and K. Matsuoka, Rev. Sci. Instrum. **75**, 3505 (2004).
[90] H. Nakano, A. Fujisawa, A. Shimizu, S. Ohshima, H. Iguchi, Y. Yoshimura and T. Minami, Rev. Sci. Instrum. **78**, 063502 (2007).
[91] K. Itoh, A. Fujisawa, Y. Nagashima, S.-I. Itoh, M. Yagi, P. H. Diamond, A. Fukuyama and K. Hallatschek, Plasma Fusion Res. **2**, S1003 (2007).
[92] Y. Nagashima, S.-I. Itoh, S. Shinohara, M. Fukao, A. Fujisawa, K. Terasaka, Y. Kawai, N. Kasuya, M. Yagi, S. Inagaki, T. Yamada and K. Itoh, Plasma Fusion Res. **3**, 056 (2008).
[93] T. Yamada, S.-I. Itoh, T. Maruta, N. Kasuya, Y. Nagashima, S. Shinohara, K. Terasaka, M. Yagi, S. Inagaki, Y. Kawai, A. Fujisawa and K. Itoh, Nature Phys. **4**, 721 (2008).
[94] A. Shimizu, A. Fujisawa, S. Ohshima and H. Nakano, Rev. Sci. Instrum. **76**, 043504 (2005).
[95] A. Fujisawa, A. Shimizu, H. Nakano and S. Ohshima, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, 845 (2007).
[96] A. Fujisawa, K. Itoh, A. Shimizu, H. Nakano, S. Ohshima, H. Iguchi, K. Matsuoka, S. Okamura, T. Minami, Y. Yoshimura, K. Nagaoka, K. Ida, K. Toi, C. Takahashi, M. Kojima, S. Nishimura, M. Isobe, C. Suzuki, T. Akiyama, Y. Nagashima, S.-I. Itoh and P.H. Diamond, Phys. Rev. Lett. **98**, 165001 (2007).
[97] A. Fujisawa, K. Itoh, A. Shimizu, H. Nakano, S. Ohshima, H. Iguchi, K. Matsuoka, S. Okamura, T. Minami, Y. Yoshimura, K. Nagaoka, K. Ida, K. Toi, C. Takahashi, M.

Kojima, S. Nishimura, M. Isobe, C. Suzuki, T. Akiyama, T. Ido, Y. Nagashima, S.-I. Itoh and P. H. Diamond, Phys. Plasmas **15**, 055906 (2008).

[98] K. Itoh, S.-I. Itoh, P. H. Diamond, A. Fujisawa, M. Yagi, T. Watari, Y. Nagashima and A. Fukuyama, Plasma Fusion Res. **1**, 037 (2006).

[99] M. Sasaki, K. Itoh, A. Ejiri and Y. Takase, Plasma Fusion Res. **3** Special Issue, S1017 (2008).

[100] M. Sasaki, K. Itoh, A. Ejiri and Y. Takase, Contribut. Plasma Phys. **48**, 68 (2008).

[101] S.-I. Itoh, K. Itoh, M. Sasaki, A. Fujisawa, T. Ido and Y. Nagashima, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, L7-L10 (2007).

[102] Y. Nagashima, K. Itoh, A. Fujisawa, K. Shinohara, S.-I. Itoh, T. Ido, M. Yagi, K. Hoshino, A. Ejiri, Y. Takase, K. Uehara and Y. Miura, Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 065019 (2009).

[103] M. Sasaki, K. Itoh, A. Ejiri and Y. Takase, Plasma Fusion Res. **3**, 009 (2008).

[104] S.-I. Itoh, S. Nishimura, K. Itoh, A. Fujisawa, Y. Nagashima and S. Inagaki, J. Plasma Fusion Res. **4**, 014 (2009).

[105] K. Itoh, N. Kasuya and S.-I. Itoh, J. Plasma Fusion Res. **83**, 509 (2007).

[106] N. Kasuya and K. Itoh,Plasma Fusion Res. **3** Special Issue, S1016 (2008).

[107] N. Kasuya, K. Itoh and Y. Takase, J. Plasma Fusion Res. **81**, 553 (2005).

[108] N. Kasuya and K. Itoh, Nucl. Fusion **48**, 035003 (2008).

[109] K. Itoh, S.-I. Itoh and M. Yagi,Phys. Plasmas **12**, 072512 (2005).

[110] K. Ida, S. Inagaki, M. Yoshinuma, Y. Narushima, K. Itoh, T. Kobuchi, K.Y. Watanabe, H. Funaba, S. Sakakibara and T. Morisaki LHD Experimental Group, Phys. Rev. Lett. **100**, 045003 (2008)

[111] S.-I. Itoh, K. Itoh, P. H. Diamond and A. Yoshizawa, Publ. Astron. Soc. Jpn. **58**, 605 (2006).

[112] S.-I. Itoh, K. Itoh, H. Shibahashi, P.H. Diamond and A. Yoshizawa, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, 809 (2007).

[113] S.-I. Itoh, K. Itoh, A. Yoshizawa and N. Yokoi, The Astrophys. J. **618**, 1044 (2005).

[114] P.H. Diamond, S.-I. Itoh, K. Itoh and L. Silvers ,*The Solar Tachcline* (ed. D. Hughes, N. Weiss, Cambridge University Press, 2008) pp.213.

[115] P.H. Diamond, S.-I. Itoh, K. Itoh, *Relaxation Dynamics in Laboratory and Astrophysical Plasmas* (ed. P. Diamond, X. Garbet, Ph. Ghendrih and Y. Sarazin, World Scientific, 2010), Chap.4 (119).

[116] K. Itoh, S.-I. Itoh, A. Fkuyama, M. Yagi, S. Toda, M. Kawasaki, Modelling of Bifurcations in Magnetic Confinement Plasmas in *Bifurcation Phenomena in Plasmas* (ed. S.-I. Itoh and N. Kawai, Kyushu Univ., 2002) 416.

[117] A. Fukuyama, K. Itoh, S.-I. Itoh, M. Yagi, Bifurcation in transport barrier formation in *Bifurcation Phenomena in Plasmas* (ed. S.-I. Itoh and N. Kawai, Kyushu Univ.) 297.

[118] U. Stroth, K. Itoh, S.-I. Itoh, Physics of bifurcations in toroidal plasmas, in *Bifurcation Phenomena in Plasmas* (ed. S.-I. Itoh and N. Kawai, Kyushu Univ. 239).

[119] A. Fujisawa, Structural Bifurcation in a Toroidal Plasma: A brief review of bifurcation phenomena in CHS Stellarator, in *Recent research and development* (Transworld Research Network, India, 2004) p1147-p1164.

[120] A. Fujisawa, Fusion Sci. Tech. **46**, 91 (2004).

[121] K. Ida, Y. Sakamoto, H. Takenaga, N. Oyama, K. Itoh, M. Yoshinuma, S. Inagaki, T. Kobuchi, A. Isayama, T. Suzuki, T. Fujita, G. Matsunaga, Y. Koide, M. Yoshida, S. Ide, Y. Kamada, and JT-60 team, Phys. Rev. Lett. **101**, 055003 (2008).

[122] N. Tamura, S. Inagaki, K. Ida, T. Shimozuma, S. Kubo, T. Tokuzawa, K. Tanaka, S. Neudatchin, K. Itoh, D. Kalinina, S. Sudo, Y. Nagayama, K. Ohkubo, K. Kawahata, A. Komori and LHD experimental group, Phys. Plasmas **12**, 110705 (2005).

[123] S. Inagaki, N. Tamura, T. Tokuzawa, S. V. Neudatchin, K. Itoh, K. Ida, M. Yakovlev, K.Tanaka, Y. Nagayama, K. Kawahata, S. Sudo and LHD experimental group, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, A251 (2006).

[124] T. Notake, S. Inagaki, N. Tamura, T.Fukuda, S. Kubo, T. Shimozuma, K. Tanaka and the LHD Experimental Group, Plasma Fusion Res. **3** Special Issue, S1029 (2008).

[125] N. Tamura, S. Inagaki, K. Ida, K. Tanaka, C. Michael, T. Tokuzawa, I. Yamada, K. Narihara, T. Shimozuma, S. Kubo, H. Igami, T. Fukuda, K. Itoh, Y. Nagayama, K. Kawahata, S. Sudo, A. Komori and the LHD Team, J. Phys.: Conference Series **123**, 012023 (2008).

[126] S. Inagaki, H. Takenaga, K. Ida, A. Isayama, N. Tamura, T. Takizuka, T. Shimozuma, Y. Kamada, S. Kubo, Y. Miura, Y. Nagayama, K. Kawahata, S. Sudo, K. Ohkubo, LHD Experimental group and the JT-60 Team, Nucl. Fusion **46**, 133 (2006).

[127] K. Ida, S. Inagaki, R. Sakamoto, K. Tanaka, H. Funaba, Y. Takeiri, K. Ikeda, C. Michel, T. Tokuzawa, H. Yamada, Y. Nagayama, K. Itoh O. Kaneko, A. Komori, O. Motojima and the LHD experimental group, Phys. Rev. Lett. **96**, 125006 (2006).

[128] K. Ida, Y. Sakamoto, M. Yoshinuma, H. Takenaga, K. Nagaoka, N. Oyama, M. Osakabe, M. Yokoyama, H. Funaba, N. Tamura, K. Tanaka, Y. Takeiri, K. Ikeda, K. Tsumori, Y. Oka, O. Kaneko, K. Itoh, S. Inagaki, T. Kobuchi, A. Isayama, T. Suzuki, T. Fujita, G. Matsunaga, K. Shinohara, Y. Koide, M. Yoshida, S. Ide and Y. Kamada, Nucl. Fusion **49**, 095024 (2009).

[129] T. Iwasaki, S.-I. Itoh, M. Yagi, K. Itoh and U. Stroth, J. Phys. Soc. Jpn. **68**, 478 (1999).

[130] T. Iwasaki, S. Toda, S.-I. Itoh, M. Yagi and K. Itoh, Nucl. Fusion **39**, 2127 (1999).

[131] T. Iwasaki, S.-I. Itoh, M. Yagi and K. Itoh, J. Phys. Soc. Japan **69**, 722 (2000).

[132] T. Iwasaki, S.-I. Itoh, M. Yagi and K. Itoh, Contrib. Plasma Phys. **40**, 450 (2000).

[133] N. Tamura, S. Inagaki, K. Tanaka, C. Michal, T. Tokuzawa, T. Shimozuma, S. Kubo, R. Sakamoto, K. Ida, K. Itoh, D. Kalinina, S. Sudo, Y. Nagayama, K. Kawahata, A. komori and the LHD Experimental group, Nucl. Fusion **47**, 449 (2007).

[134] S. Inagaki, N. Tamura, K. Ida, S. Kubo, T. Shimozuma, Y. Nagayama, K. Kawahata, S. Sudo, A. Fujisawa, K. Itoh, S.-I. Itoh and Experimental Group LHD, Nucl. Fusion **50**,

064012 (2010).
[135] K. Itoh and S.-I. Itoh, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, A367 (2002).
[136] S. Inagaki, N. Tamura, Y. Nagashima, T. Tokuzawa, T. Yamada, K. Ida, T. Maruta, S. Kubo, K. Terasaka, T. Shimozuma, Y. Nagayama, K. Kawahata, A. Komori, S. Shinohara, A. Fujisawa, M. Yagi, Y. Kawai, S.-I. Itoh, K. Itoh and the LHD experimental group, Plasma Fusion Res. **3** Special Issue, S1006 (2008).
[137] S. Inagaki *et al., 22th IAEA Fusion Energy Conference* (Geneva, Switzerland 13-18 October 2008) EX/P5-10.
[138] A. Fujisawa, H. Iguchi, H. Sanuki, K. Itoh, S. Lee, Y. Hamada, S. Kubo, H. Idei, T. P. Crowley, R. Akiyama, K. Tanaka, T. Minami, K. Ida, S. Nishimura, S. Morita, M. Kojima, S. Hidekuma, S.-I. Itoh, C. Takahashi, N. Inoue, H. Suzuki, S. Okamura and K. Matsuoka, Phys. Rev. Lett. **79**, 1054 (1997).
[139] M. Sasaki, K. Itoh, A. Ejiri and Y. Takase, Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 085002 (2009).
[140] K. Itoh, S. -I. Itoh, M. Yagi, S. Toda and A. Fukuyama On the onset of collapse events in toroidal plasma - turbulence trigger for neoclassical tearing mode in tokamak - in *Relaxation Dynamics in Laboratory and Astrophysical Plasmas* (ed. P. Diamond, X. Garbet, Ph. Ghendrih and Y. Sarazin, World Scientific, 2010), Chap.10 (295).
[141] H. Arakawa, K. Kamataki, S. Inagaki, T. Maruta, Y. Nagashima, T. Yamada, S. Shinohara, K. Terasaka, S. Sugita, M. Yagi, N. Kasuya, A. Fujisawa, S.-I. Itoh and K. Itoh, Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 085001 (2009).
[142] K. Kamataki, K. Itoh, S. -I. Itoh, A. Fujisawa, S. Inagaki, Y. Nagashima, M. Yagi and T. Yamada, J. Phys. Soc. Jpn. **79**, 024501 (2010).
[143] T. Yamada, S.-I. Itoh, S. Inagaki, Y. Nagashima, S. Shinohara, N. Kasuya, K. Terasaka, K. Kamataki, H. Arakawa, M. Yagi, A. Fujisawa and K. Itoh, Phys. Plasmas **17**, 052313 (2010).
[144] S.-I. Itoh, J. Plasma Fusion Res. **83**, 241 (2007).
[145] S.-I Itoh, Plasma Fusion Res. **4**, 038 (2009).