

解説

過渡的応答を利用したトロイダルプラズマの輸送研究

東 井 和 夫
(核融合科学研究所)

Transport Studies of Toroidal Plasmas Using Transient Plasma Responses

TOI Kazuo

National Institute for Fusion Science, Toki 509-5292, Japan

(Received 8 May 2001)

Abstract

Recent progress in studies of transient or perturbative plasma transport in tokamak and helical plasmas is reviewed. Perturbative transport study involves monitoring temporal evolutions of plasma perturbations induced by various perturbation sources: typically, sawtooth oscillations, modulated ECH power, modulated gas puff rate, impurity or ice pellet injection, and fast ramp-up of the plasma current. In tokamaks, the incremental particle diffusion coefficient and electron thermal diffusivity obtained through a transient transport study technique are typically larger by a factor of two to five than those obtained by steady state power balance. This indicates that the relationship between the flux and the parameter gradients is in nonlinear or offset-linear. A reversal of electron temperature perturbations δT_e is induced in ohmically heated tokamak plasmas by edge cooling using impurity or ice pellet injection and edge heating employing fast current ramp-up. This can be explained by the sudden change in electron heat diffusivity in the plasma core region and near the edge. This strong nonlocal or non-diffusive behaviour is not yet clarified. This δT_e -reversal is never observed in W7-AS stellarator. Theoretical models are being developed. A model including both ion and electron temperature gradient-driven turbulence qualitatively explains the plasma responses for applied perturbations observed in some tokamak plasmas, without any artificial nonlocal transport effects. In the near future, detailed comparative studies between perturbative transport experiments and theoretical models would elucidate complex behaviours in turbulent transport in a toroidal plasma.

Keywords:

tokamak and helical plasma, turbulent transport, perturbative transport study, transient plasma response, incremental thermal diffusivity, sawtooth oscillation, ECH power modulation, cold pulse propagation, diffusive and nonlocal transport

1. はじめに

トロイダルプラズマの閉じ込め研究は、核融合研究の中心的課題であるとともにプラズマ乱流と密接に絡んだプラズマ物理の基礎的かつ興味深い課題である。しかし、このような乱流輸送の理論的予測は極めて困難であ

author's e-mail: toi@nifs.ac.jp

る。このため種々のプラズマ条件においてエネルギー閉じ込め時間のパラメータ依存性を測定し回帰分析により経験則が導出されている。その代表的な例は、トカマクのHモードプラズマのエネルギー閉じ込め時間に対するITER98-ELMy Hモード則であり、データの分散は15%

以下と精度の高いものとなっている[1]。しかし、将来の核融合実験炉設計の信頼度を一層向上させるためには、エネルギー閉じ込め時間といったグローバルな量ばかりでなくプラズマ粒子や熱エネルギーなどの局所的な輸送特性を明らかにし定量的に予測可能とすることが必要である。このため多くのトカマクプラズマにおいて、輸送係数の空間分布の測定やそれらの各種パラメータ（電子密度、電子温度、イオン温度などのプラズマパラメータとそれらの勾配、磁場強度や磁場構造を特徴づけるパラメータ、プラズマサイズなどの幾何学形状を表すパラメータなど）に対する依存性が実験的に調べられてきた。最近のヘリカルプラズマの閉じ込め研究もかなり進展し、このような段階に入ったといえる。

トロイダルプラズマの輸送研究は、通常、下記のような円筒プラズマに対する単純な輸送方程式：

$$\frac{\partial f(r, t)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r G_r(r, t)] = S(r, t) \quad (1)$$

を用いて流束 G_r を実験的に評価することから始められる。ここで、 $f(r, t)$ はプラズマパラメータで(1)式が粒子保存の式であれば電子密度 n_e 、電子の熱エネルギー保存であれば $3n_e T_e/2$ である。また $G_r(r, t)$ は径方向の流束であり、粒子束 Γ 、あるいは電子熱流束 q_e と対流損失 $5T_e \Gamma/2$ の和などに相当する。右辺の $S(r, t)$ は粒子源あるいは放射電力損失を差し引いた電子への実効的加熱電力密度などである。「定常輸送解析」では、(1)式において定常状態を仮定し、実験的にプラズマパラメータの定常分布を計測するとともに、 $S(r, t)$ を実測するか妥当なモデル計算によって評価することによって流束 $G_r(r, t)$ が得られる。たとえば、次のような流束とプラズマパラメータ勾配との関係から

$$\Gamma = -D \nabla n_e \quad (2)$$

$$q_e = -n_e \chi_e \nabla T_e \quad (3)$$

粒子拡散係数 D や電子熱拡散係数 χ_e が導出される。それぞれの流束と関連のパラメータ勾配とを関係づける方程式が1個しかないため輸送係数はそれぞれ1個しか導入できない。ここで次のような3つの留意すべき点がある。すなわち、① D や χ_e などの輸送係数が電子密度や電子温度勾配に依存せず一定かどうか（空間依存性は本質的ではない）、②(2)式および(3)式の右辺に関連のパラメータ勾配に依存しない項が存在しないかどうか、③流束とパラメータ勾配が1対1に対応するかどうか、である。

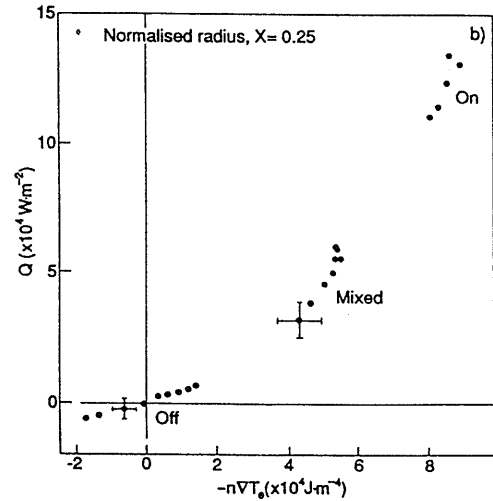


Fig. 1 Relationship between the heat flux and the electron temperature gradient at $\rho = 0.25$ in JET L-mode discharges [2].

①の留意点について一例をあげる。Fig. 1は、JETトカマクのLモードプラズマで測定された電子熱流束と電子温度勾配の関係を表している[2]。あきらかに非線形の依存性が見られる。すなわち、 $\chi_e \propto (\nabla T_e)^a$, $a \approx 1$ という依存性を示している。したがって、定常輸送解析の手法で $\chi_e = q_e / (-n_e \nabla T_e)$ から得られる値（すなわち χ_e^{pb} , electron thermal diffusivity derived from steady-state power balance）と温度勾配の摂動に対する流束の摂動の比から得られる $\chi_e = -(1/n_e) \partial q_e / \partial (\nabla T_e)$ （すなわち χ_e^{inc} , incremental electron thermal diffusivity）とは一致せず、

$$\chi_e^{inc} / \chi_e^{pb} = 1 + a > 1 \quad (4)$$

となる。これを Fig. 2(a)に模式的に示す。この場合、エネルギー閉じ込め時間 τ_E は $\tau_E \propto 1/\chi_e \propto 1/P^{a/(a+1)}$ のような加熱電力に対する劣化を示す。後者の解析法が本解説の主題であるプラズマの過渡的応答を利用した「摂動的輸送解析」あるいは「過渡応答輸送解析」と呼ばれる手法である。

②の留意点については、クーロン衝突できまる新古典輸送理論でも非対角輸送係数の存在が示されており、異常輸送でも非対角輸送やパラメータ勾配によらない対流輸送が存在するものと予想される。実際、多くのトカマクやヘリカルプラズマでは新古典理論では説明できないような対流粒子束が観測されている。さらに、DIII-Dトカマクでは非中心電子サイクロトロン加熱（ECH）実験において中心ピークの電子温度分布が得られ、熱対流

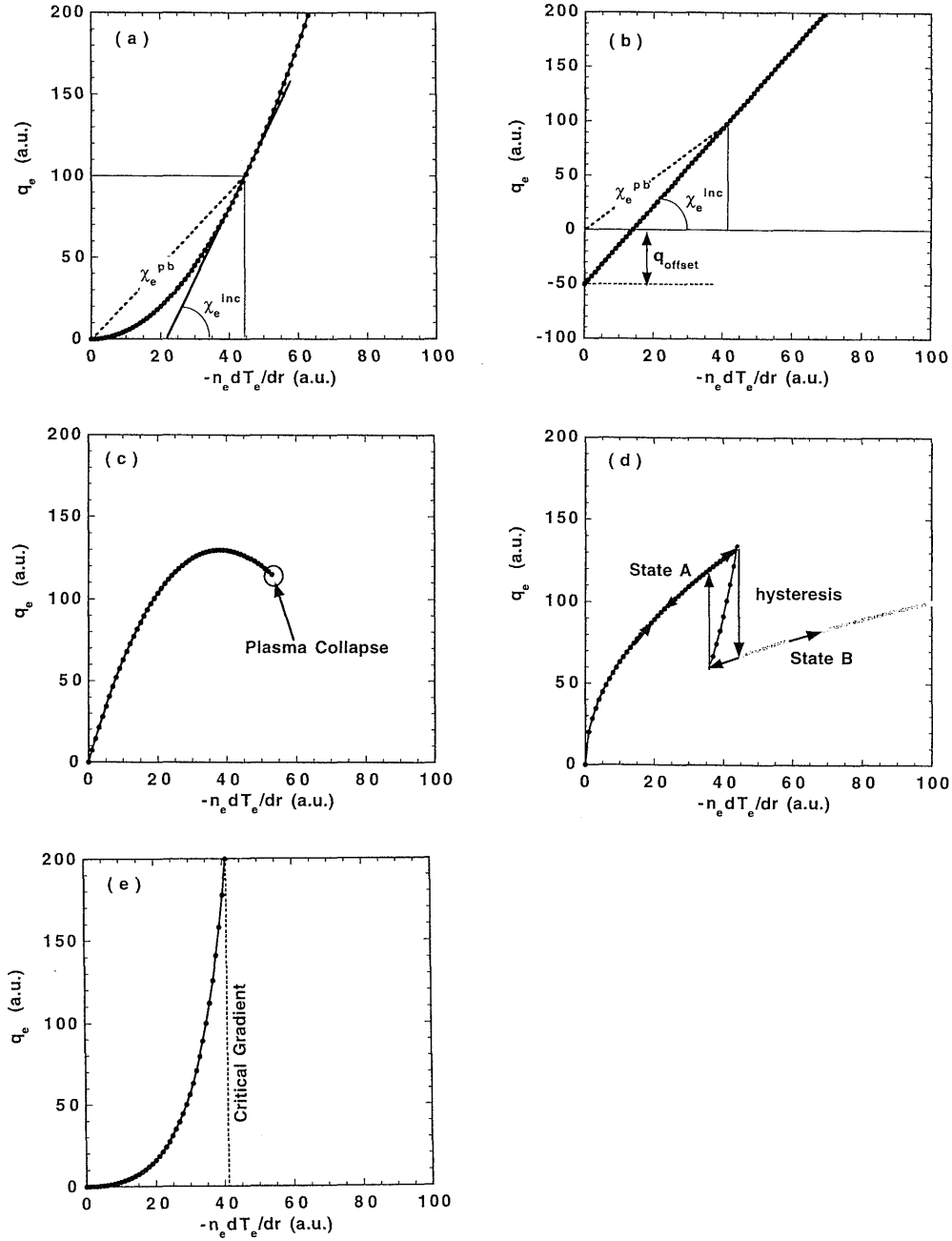


Fig. 2 Examples of the relationship between flux and gradient, (a) a system having a non-linear relationship, (b) a system having an offset-linear relation, (c) a system which may lose stability due to gradient perturbation and decay, (d) a system which may take place a bifurcation from one branch to another by gradient perturbation, and (e) a system which exhibits a marginally stable state defined by a critical gradient.

の存在が示唆されている[3, 4]. したがって, 局所的な輸送解析のためには非対角輸送係数やパラメータ勾配に依存しない対流項も考慮する必要がある. ここで, 電子熱流束が電子温度勾配に比例しない付加的流束を有する簡単な場合について検討する. すなわち, 熱流束を

$$q_e = -n_e \chi_e \nabla T_e + q_{\text{offset}} \quad (5)$$

で表されとする. これを Fig. 2(b)に示す. q_{offset} は電子温度勾配以外のパラメータ勾配やプラズマパラメータ自身に依存する電子熱流束である. $q_{\text{offset}} < 0$ のとき DIII-

Dで観測されたように熱ピンチあるいは内向き熱対流が存在することになる。同様の特性はRTPトカマクからも報告されている[5]。(5)式において、「定常輸送解析」による電子熱拡散係数 χ_e^{pb} は

$$\chi_e^{pb} = q_e / (-n_e \nabla T_e) \quad (6)$$

となる。(6)式の熱拡散係数は q_{offset} も含めた等価的熱拡散係数を与える。これに対して、「摂動輸送解析」で得られる電子熱拡散係数 χ_e^{inc}

$$\chi_e^{inc} = \partial q_e / \partial (-n_e \nabla T_e) \quad (7)$$

は(5)式の χ_e と一致する。したがって、 χ_e^{inc} と χ_e^{pb} との比は

$$\chi_e^{inc} / \chi_e^{pb} = 1 - q_{offset} / (-n_e \chi_e^{pb} \nabla T_e) \quad (8)$$

となり $\nabla T_e < 0$ で $q_{offset} < 0$ のとき、 $\chi_e^{inc} > \chi_e^{pb}$ となる。

③の留意点に関しては、上記二例の場合と異なり輸送係数が一意的に決定できない場合がしばしば見られる。これらを、電子熱輸送の場合を例に取って、Fig. 2(c)からFig. 2(e)に模式的に示す。Fig. 2(c)ではパラメータ勾配の摂動がある程度大きくなるとプラズマは安定性を失い、消滅してしまう。この場合 $\chi_e^{inc} < 0$ となりうる。Fig. 2(d)ではL-H遷移のようにある輸送形態から他の輸送形態への遷移を起こす場合である。しかもパラメータ勾配の変化の方向によって流束の変化に差異が生ずる。すなわち履歴現象(ヒステリシス)を示すこともある。Fig. 2(e)については、パラメータ勾配に限界がある場合で固定された勾配を持つ分布となる。この場合、 $\chi_e^{inc} \rightarrow \infty$ (となりうる。Fig. 2に示されるような例からも明らかなように、トロイダルプラズマの異常輸送研究においては「定常輸送解析」のみでは不十分である。一般的に、流束がプラズマパラメータの勾配で駆動されるとすると、次のような関係式がよく用いられる。すなわち、流束をプラズマパラメータ勾配の線形結合として

$$- \begin{bmatrix} \Gamma \\ q_e \\ q_i \\ M \\ J_{||} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D & A_{12} & A_{13} & A_{14} & A_{15} \\ A_{21} & n_e \chi_e & A_{23} & A_{24} & A_{25} \\ A_{31} & A_{32} & n_e \chi_i & A_{34} & A_{35} \\ A_{41} & A_{42} & A_{43} & n_e \chi_\phi & A_{45} \\ A_{51} & A_{52} & A_{53} & A_{54} & \sigma_{||} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nabla n_e \\ \nabla T_e \\ \nabla T_i \\ \nabla \Omega \\ E_{||} \end{bmatrix} \quad (9)$$

と表す。左辺は、粒子束 Γ 、電子熱流束 q_e 、イオン熱流束 q_i 、トロイダル運動量束 M 、磁場方向電流密度 $J_{||}$ などの流束である。右辺の行列は輸送係数行列であり、対角成分が D, χ_e, χ_i 、トロイダル運動量拡散係数 χ_M 、磁場方向導電率 $\sigma_{||}$ である。 ∇n_e などは流束の駆動力に相当している。 $E_{||}$ はトロイダル電場である。もし、平衡状態からのずれが小さい場合は、オンサーガーの対称性 (Onsager Symmetry) から $A_{kl} = A_{lk}$ となり輸送係数行列は対称行列となると考えられる。しかし、Fig. 2に示したように、これらの輸送係数はパラメータ勾配に依存するであろうから対称行列となるとの保証はない[6]。(9)式の流束とプラズマパラメータの勾配との関係式からわかるように、適切な摂動源によりパラメータ勾配に摂動を加えることによって、原理的には関連の各輸送係数が測定できる。実際は、摂動源によって電子密度、電子温度、イオン温度などの複数の勾配に摂動が生じるのでこれら複数の摂動に対する結合輸送方程式を解くことによって対角および非対角輸送係数が得られる。

このようにプラズマ外部から印加された、あるいはプラズマ自身によって誘起された摂動に対するプラズマの過渡応答の研究は、プラズマの異常輸送に関与している基礎的で本質的な物理機構の解明のヒントを与える可能性をもっている。本解説では、まず2章において、摂動的輸送解析の理論と解析手法について簡単にまとめる。3章では、トカマクやヘリカルプラズマにおけるこれまでの摂動的輸送実験の結果をまとめる。特に、鋸歯状波振動を利用した解析、ECH電力変調実験、およびプラズマ周辺部の過渡的な冷却あるいは加熱に対するプラズマ応答の研究結果を中心に述べる。4章では、本解説のまとめと摂動輸送研究の今後の展望について述べる。なお、本解説をまとめるにあたり摂動的輸送解析に関するいくつかのレビュー[6-9]を参考にした。

2. 摂動的輸送解析

1章で述べたように輸送係数行列の非対角項さらには勾配に比例しない対流項が存在する場合には、定常輸送解析はこのような非対角および対流項を含めた実効的輸送係数を与えるにすぎず、過渡的輸送解析の結果と一致しない。上で示した流束とパラメータ勾配による駆動力との関係を示す(9)式から輸送係数行列成分は

$$A_{ij} = -\partial G_i / \partial (\nabla u_j) \quad (10)$$

のように流束とパラメータ勾配の摂動の比から決定でき

る。ここで、 G_i および ∇u_i はそれぞれ (9) 式における流束およびパラメータ勾配成分である。このようにプラズマの過渡応答を利用した摂動的輸送解析は非常に有望な手法といえる。しかしながら、実験的に適当な摂動を用いて (10) 式より輸送係数は導出するためには種々の流束とプラズマパラメータおよびその勾配の摂動を時間・空間分解よく測定することが不可欠である。しかし、これまでの大部分の実験では電子温度や電子密度分布の摂動が測定されたにすぎない。

ここで電子についての粒子およびエネルギー保存方程式を用いてさらに具体的な検討を行う。粒子および電子熱エネルギーの保存方程式

$$\frac{\partial}{\partial t} n_e + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\Gamma) = S_n \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_e T_e \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(q_e + \frac{5}{2} T_e \Gamma \right) \right] - \frac{\Gamma}{n_e} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (n_e T_e) = S_T \quad (12)$$

を摂動に対して線形化する。ここで S_n および S_T はそれぞれ単位体積あたりの粒子供給率および実効的電子加熱入力を表している。摂動粒子束の特性長が平衡粒子束のそれに比べ十分短いと仮定して単純化すると

$$\frac{3}{2} n_0 \frac{\partial}{\partial t} \tilde{T} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\tilde{q}) + T_0 \cdot \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\tilde{T}) = \tilde{S}_T - \frac{3}{2} T_0 \tilde{S}_n \quad (13)$$

が得られる [7]。ここで、 n_0 などは平衡量、 \sim 付き文字は変数の摂動量を表している。また流束 q_e や粒子供給率 S_n などの摂動量は

$$\tilde{q} = \left(\frac{\partial q_e}{\partial T_r} \right) \frac{\partial}{\partial r} \tilde{T} + \left(\frac{\partial q_e}{\partial n_r} \right) \frac{\partial}{\partial r} \tilde{n} + \left(\frac{\partial q_e}{\partial T} \right) \tilde{T} + \left(\frac{\partial q_e}{\partial n} \right) \tilde{n} + \dots \quad (14)$$

$$\tilde{S}_n = \left(\frac{\partial S_n}{\partial n_r} \right) \frac{\partial}{\partial r} \tilde{n} + \left(\frac{\partial S_n}{\partial T_r} \right) \frac{\partial}{\partial r} \tilde{T} + \left(\frac{\partial S_n}{\partial n} \right) \tilde{n} + \left(\frac{\partial S_n}{\partial T} \right) \tilde{T} + \dots \quad (15)$$

のように表される。ここで、 $T_r \equiv \partial T / \partial r$ および $n_r \equiv \partial n / \partial r$ である。(14) 式の右辺第 1 項は対角拡散項でその係数 (に $-1/n_e$ を掛けたもの) が摂動的熱拡散係数、第 2 項は非対角拡散項、第 3 および第 4 項は対流項である。これに対し、(15) 式の右辺第 1 および第 2 項は対流項、第 3 および第 4 項は減衰あるいは増幅項に相当する。これらの式を (13) 式に代入すれば、下記のような一般的な表式

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u} = \mathbf{A} \nabla_r^2 \mathbf{u} + \mathbf{B} \nabla_r \mathbf{u} + \mathbf{C} \mathbf{u} + \mathbf{S}(t) \quad (16)$$

に帰着される [7]。ここで \mathbf{u} はプラズマパラメータ (n_e, T_e など) の摂動ベクトルである。(16) 式の右辺第 1 項の \mathbf{A} は拡散輸送係数行列である。第 2 項の \mathbf{B} は対流速度行列に対応している。第 3 項は \mathbf{C} の負の成分に対して減衰効果を表している。 $\mathbf{S}(t)$ は摂動源強度の時間依存項である。(16) 式の摂動方程式の特徴を理解するため類似の一次元方程式

$$\frac{\partial}{\partial t} u = D \frac{\partial^2}{\partial x^2} u + V \frac{\partial}{\partial x} u - \frac{1}{\tau} u \quad (17)$$

を用いて議論する。ここで D 、 V および τ は拡散係数、対流速度および減衰時定数である。境界条件を $u(x=0, t) = u_0 e^{i\omega t}$ および $u(x=\infty, t) = 0$ として解く。 $V = 1/\tau = 0$ のときの摂動の振幅の特性長と位相速度は

$$\lambda_d = \sqrt{\frac{2D}{\omega}}, \quad v_{\phi d} = \sqrt{2\omega D} \quad (18)$$

と表される。したがって摂動振幅の空間分布と摂動の径方向伝搬を測定することによって拡散係数 D が得られる。また、対流速度 V が存在するとき

$$\lambda_d = \sqrt{\frac{2D}{\omega}} [1 - \epsilon_v + O(\epsilon_v^2)], \quad (19)$$

$$v_{\phi d} = \sqrt{2\omega D} [1 - \frac{1}{4} \epsilon_v^2 + O(\epsilon_v^4)]$$

となる [7]。ここで、 $\epsilon_v = V/(2D\omega)^{1/2}$ である。これからわかるように、対流速度は主として摂動振幅分布の特性長に影響し、しかも摂動源位置の内外で非対称となる。また、減衰時定数は特性長と位相速度に対して影響するが互いに逆方向であり、それらの積 $\lambda_d V_{\phi d}$ には影響を与えない [7]。

(18) 式や (19) 式からわかるように (2) 式や (3) 式のような拡散的流束を仮定するか、あるいは

$$\Gamma = -D \nabla n_e + n_e V_n \quad (20)$$

$$q_e = -n_e \chi_e \nabla T_e + n_e T_e V_T \quad (21)$$

のように対流項を導入した関係式を仮定して (16) 式のような摂動方程式を解き、測定された摂動振幅および位相の空間分布に一致するように D 、 χ_e や V_n 、 V_T を決める。このようにして拡散係数や対流速度が得られる。

このような摂動輸送解析法の重要な利点は次のとおりである。

- (1) 摂動源強度の大きさおよびその空間分布の情報はなくても輸送係数が得られる。
- (2) 摂動の変調周波数が十分高いとき、摂動の特性長が摂動源のサイズより十分小さくなり、このような条件で得られた摂動振幅分布は摂動源分布に相当する。

3. トカマクおよびヘリカルプラズマにおける摂動的輸送研究

3.1 摂動源とプラズマ応答解析

粒子輸送および電子熱輸送解析のためにこれまでに用いられた摂動源と観測された摂動量、摂動の伝搬方向などについて Table 1 および Table 2 にまとめる。摂動源としては ECH 電力変調のような外部印可型と鋸歯状波振動 (sawtooth oscillation) や L-H 遷移のようにプラズマ

自身が引き起こす内部誘起型とがある。内部誘起型の摂動には MHD 安定性や乱流輸送にからむ複雑さが取り込まれる可能性があることに注意を払う必要がある。摂動印加位置は摂動源の特性によっておのずと規定されるが、ECH 電力を利用した方法では局所的にしかも選択的に電子温度に摂動を加えることができるとともに、任意に摂動印加位置を選択できる利点がある。また、電子密度に加えられた摂動は、エネルギーの保存式からわかるように電子温度にも摂動を誘起する。このような場合は、(16) 式の電子温度と電子密度摂動の結合方程式を解く必要がある。鋸歯状波振動によって誘起された電子温度および密度摂動の結合を考慮した解析により 2 行 2 列の輸送係数行列が測定された例がある [10]。これについては以下にその概略を紹介する。

イオンの摂動的輸送解析は、イオン温度の高時間・高空間分解での適切な計測手段が確立していなかったこと

Table 1 Perturbation sources employed for a study of transient particle transport.

Perturbation sources	Perturbation signals	Direction of perturbation propagation	Experimental devices
Gas puff modulation	FIR interferometer signals	From plasma edge to center	TEXT[26], LHD[27] etc.
Sawtooth oscillations	FIR interferometer signals	From plasma center to edge	TEXT[16], JET[10]
Ice pellet injection	FIR interferometer signals	From plasma center to edge, or from-plasma edge to center	JIPP T-IIU[33], RTP[34] etc.

Table 2 Perturbation sources employed for a study of transient electron and ion heat transport.

Perturbation sources	Perturbation signals	Direction of perturbation propagation	Experimental devices
Sawtooth oscillations	ECE signals, Soft X-ray signals	From plasma center to edge	ORMAK[13, 14], JET[10], RTP[5] etc.
Power modulation in on-axis ECH	ECE signals, Soft X-ray signals, Doppler broadening of spectral line in charge exchange spectroscopy	From plasma center to edge	DIID-D[11], RTP[5], AUG[32], CHS[24], W7-AS[17, 23] etc.
Power modulation in off-axis ECH	ECE signals, Soft X-ray signals, Doppler broadening of spectral line in charge exchange spectroscopy	From deposition zone of ECH power to plasma edge and center	DIID-D[11], RTP[5], AUG[32], W7-AS[17, 27], CHS[24]
Plasma current ramp-up/down	ECE signals	From plasma edge to center	TEXT[29], RTP[34], JIPP T-IIU[33]
L-H transition, ELMs	ECE signals	From plasma edge to center	JET[39, 40], JT-60U[41]
Impurity injection (laser blow-off, impurity pellet,)	ECE signals	From plasma edge to center	TEXT [28, 29], TFTR [8, 30, 31], JIPP T-IIU[33], W7-AS[36] etc.
Ice pellet injection	ECE signals	From plasma edge to center	JIPP T-IIU[33], RTP[34] etc.
Te-perturbations caused by ne-perturbations	ECE signals, FIR interferometer signals	From plasma edge to center, or from plasma center to edge	Examples listed up in Table 1

Table 3 Perturbation source employed for a study of transient toroidal momentum transport.

Perturbation sources	Perturbation signals	Direction of perturbation propagation	Experimental devices
Power modulation in co- and counter- NBI power	Toroidal rotation velocity	Deposition zone of NBI power to plasma edge and center	JT-60U[12]

もありこれまでほとんど行われてこなかった。また、エネルギー閉じ込め時間より十分短時間で起こるような加熱シナリオでない限りイオン温度摂動源とはならない。DIII-D トカマクにおける ECH 電力変調実験において、電子温度変調の伴うイオン温度摂動が観測されたにすぎない[11]。

JT-60U トカマクでは摂動的輸送解析法を用いてトロイダル方向の運動量輸送が研究された[12]。同実験では、同方向入射 (CO 入射) および逆方向入射 (CTR 入射) NBI の電力変調によりトロイダル方向トルクの時間変調が行われた (Table 3)。

また、印加される摂動の時間変化としては、①正弦波、②パルス列、および③単一パルスの形態をとる。①および②の摂動に対しては、フーリエ変換、③に対してはラプラス変換やインパルス応答法がしばしば適用される。①や②の摂動の周期はプラズマ輸送の特徴的時間より短いことが必要である。ただし一方では、摂動に対する応答を議論する時間スケールは摂動が磁気面上で一定となる時間よりも長いことが必要である。また、背景のプラズマの輸送特性を調べるためには摂動振幅が平衡値より小さいことが必要である。ただし、摂動によって新たな輸送特性の応答や遷移現象を研究する場合は必ずしも平衡値より小さい必要はない。たとえばアイスレット入射や ECH 電力のステップアップおよびダウンスキャンなどがこのような場合に対応している。また、②を単一パルスとみなし③と同様に、摂動波面の径方向伝搬を単純な拡散方程式からの予測と比較することによって解析されることも多い。これは摂動波面伝搬追跡法 (time-to peak method) と呼ばれるものである。

3.2 代表的な摂動輸送解析

3.2.1 鋸歯状波振動による熱および密度パルス伝搬

トカマクプラズマの過渡的応答から輸送解析が最初に試みられた例は、鋸歯状波振動に伴って発生する熱パルスの伝搬特性を利用したものである[13]。(16)式の右辺の拡散項 ($B = C = 0, S = 0$) のみを残した電子温度摂動に対する拡散方程式から、次式のような摂動波面の伝搬時間と電子熱拡散係数との間の簡便な関係式が

$$\chi_e^{\text{inc}} \sim \frac{1}{8} \frac{r^2 - r_{\text{mix}}^2}{t_p} \quad (22)$$

導出された[14]。ここで、熱拡散係数と電子密度は空間一様で、鋸歯状波振動の反転半径に対してダイポール型の初期摂動を仮定している。ここで r_{mix} は鋸歯状波振動崩壊によってすばやく熱が広がる領域の大きさを表している。すなわち、初期摂動の空間的広がりを表している。これまでにこのような解析が多く行われ、熱パルス伝搬はほぼ拡散の緩和機構で説明された。ただ、TFTR トカマクでは、熱パルスが極めて早く伝搬することが見いだされ、(22)式によると定常輸送解析結果の10倍にも達する結果が得られた。しかし、これは鋸歯状波振動崩壊により熱が熱拡散の時定数に比べ格段に速く r_{mix} を超えて広がっていることに起因していることが明らかとなった[15]。この現象は「弾道的応答」と呼ばれる。したがって、摂動方程式を解くときの初期摂動および境界条件にたえず注意を払うことが必要である。

鋸歯状波振動に伴う密度パルス伝搬の解析も上記と全く同様に解析できるが、このような解析は軟 X 線信号による熱パルス解析から10年以上後のことであった。これは多チャンネルの FIR 干渉計が一般的に使用されるようになるまでに時間を要したためである。TEXT トカマクで得られた代表的密度パルス波形を Fig. 3 に示す[16]。Fig. 3 からわかるように波形は熱パルスと極めてよく似ている。この場合、拡散係数とパルス伝搬時間 t_p との関係は $r_{\text{mix}}^2 \ll r^2$ とすると $D^{\text{inc}} \sim r^2/(12t_p)$ となる。ただし、密度パルスについては熱パルスで観測されたような中心部から周辺部への弾道的応答は観測されていない。なお、Fig. 3 に反転半径 r_{inv} より内側へ向かうピンチがみられる。

鋸歯状波振動崩壊に伴い、電子温度摂動と電子密度摂動が同様の時間発展を示し、これらが密接に相互作用している。典型的な例は、JET トカマクで観測された鋸歯状波振動崩壊に伴う通常の熱パルス波形と崩壊直後に負の摂動の見られる密度パルスである (Fig. 4) [10]。(16)式において拡散項のみを考慮した摂動方程式を電子温度と密度摂動について結合させて解き、その2行2列

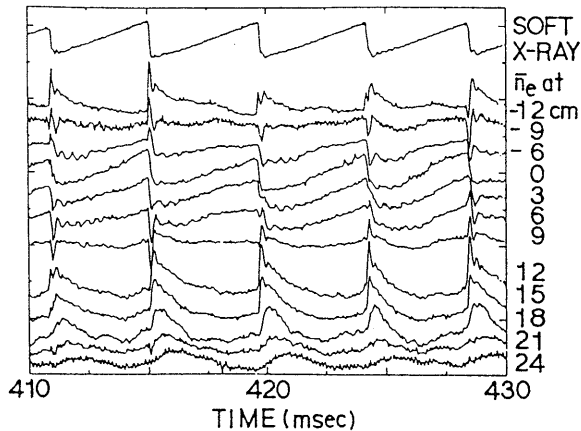


Fig. 3 Sawtooth oscillations in electron density observed in an ohmic discharge of the TEXT tokamak, where the top trace is the central soft x-ray signal and the others are the chord-averaged interferometer signals [16]. The discharge condition is followings: the safety factor at the plasma surface is $q(a)=2.3$ and line averaged electron density along the central chord is $4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Density sawteeth are in phase with the central soft x-ray signal. The inversion radius of the sawteeth is $\rho_{\text{inv}} \sim 9 \text{ cm}$.

の拡散輸送係数行列 A の固有値が得られた (Table 4). これらの固有値 δ_{fast} および δ_{slow} はそれぞれ高速変化と低速変化を特徴づけるものであり、密度摂動については高速成分が負の寄与をするため Fig. 4 に示されるような負の密度摂動が誘起される。また、この解析で 2 行 2 列の輸送係数行列が得られた (Table 4)。

鋸歯状波振動崩壊を利用した摂動的輸送解析で得られたいわゆる摂動的電子熱拡散係数 χ_e^{inc} や粒子拡散係数 D^{inc} と定常輸送解析で得られた χ_e^{pb} や D^{pb} との比、 $\chi_e^{\text{inc}}/\chi_e^{\text{pb}}$ や $D^{\text{inc}}/D^{\text{pb}}$ は 2-5 となっている。これは Fig. 2(a) および Fig. 2(b) で示されたように流束とパラメータ勾配の非線形あるいはオフセット線形関係にあることに起因している。すなわち、輸送係数が定数ではなく関連のプラズマパラメータ勾配やそれ以外のパラメータ勾配、さらにはプラズマパラメータに依存していることを示唆している。

3.2.2 ECH 電力変調実験

この摂動源は、初期摂動発生位置を自由に制御できることと電子温度に優先的に摂動を加えることができる利点を有する。変調周波数は、電子熱輸送の特性時間あるいはエネルギー閉じ込め時間の逆数より大きく設定される。2章の(18)式で示したように変調周波数を十分高くすると摂動振幅の特性長は急速に減少し、ECH 電力の吸収分布の特徴的拡がりより十分小さくなる。この結果、

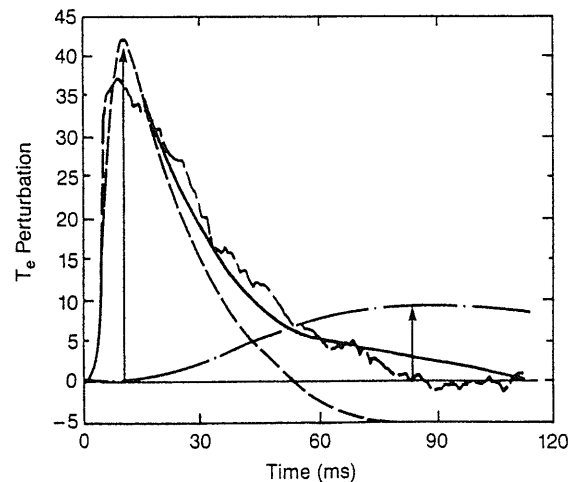
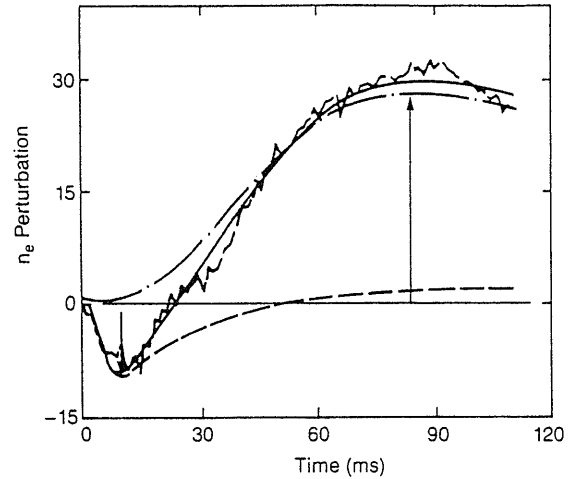


Fig. 4 Density and electron temperature perturbations associated with the sawtooth crash observed in JET[10]. The peculiar point is a negative density perturbation just after the crash, while the temperature perturbation is always positive. These perturbations are composed by fast and slow eigenmodes ($\delta_{\text{fast}} \sim 1.7 \text{ m}^2/\text{s}$ and $\delta_{\text{slow}} \sim 0.19 \text{ m}^2/\text{s}$), where the former and latter are indicated with a broken and chain curve, respectively.

得られた摂動分布は ECH 電力の吸収分布に漸近するようになる。Fig. 5 は W7-AS ステラレータにおいて 3 種類の変調周波数に対して行われた ECH 電力変調実験の結果である。変調周波数を上昇させるとともに、電子温度摂動分布は急速に収縮し ECH 電力吸収分布に近づく [17]。

RTP トカマクで行われた ECH 電力変調実験結果を紹介する [5]. Fig. 6(a) に ECH 電力をプラズマ中心部に吸収させた場合の電子温度摂動の基本波および第二高調波の振幅および ECH 電力波形に対する位相の径方向分布を

Table 4 Characteristics of heat and density pulses induced by a sawtooth crash in JET, which are derived using the following coupled equation for electron density and temperature perturbations[10]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u} = \mathbf{A} \nabla_r^2 \mathbf{u}, \quad u_1 = \tilde{n}/n_{e0}, \quad u_2 = \tilde{T}/T_{e0}, \quad \mathbf{A} = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix}$$

Here, the linearized transport matrix is defined as \mathbf{A} in the coupled equations. Two eigenvalues of \mathbf{A} are obtained as δ_{fast} and δ_{slow} , where they characterize fast and slowly evolving components in each disturbance, respectively. The eigenvectors for fast and slow components are respectively given as \mathbf{e}_{fast} and \mathbf{e}_{slow} , and \mathbf{e}_n (\mathbf{e}_T) is a vector of the relative density (temperature) perturbation.

Eigenvalues (m^2/s)	$\delta_{\text{fast}} = 1.7 \pm 0.4$ (fast component) $\delta_{\text{slow}} = 0.19 \pm 0.04$ (slow component)
Amplitude ratio of slow component to fast one for electron temperature and density perturbations	Electron temperature perturbation = 0.22 ± 0.05 Electron density perturbation = -2.9 ± 0.7
Amplitude ratio of the initial perturbations of electron density and temperature	0.3 ± 0.05
Elements of linearized transport matrix (m^2/s)	$A_{11} = 0.30 \pm 0.06$, $A_{12} = -0.3 \pm 0.3$, $A_{21} = -0.5 \pm 0.2$, $A_{22} = 1.6 \pm 0.4$
Eigenvectors	Fast eigenvector: $\mathbf{e}_{\text{fast}} = -0.19\mathbf{e}_n + \mathbf{e}_T$ Slow eigenvector: $\mathbf{e}_{\text{slow}} = 2.5\mathbf{e}_n + \mathbf{e}_T$

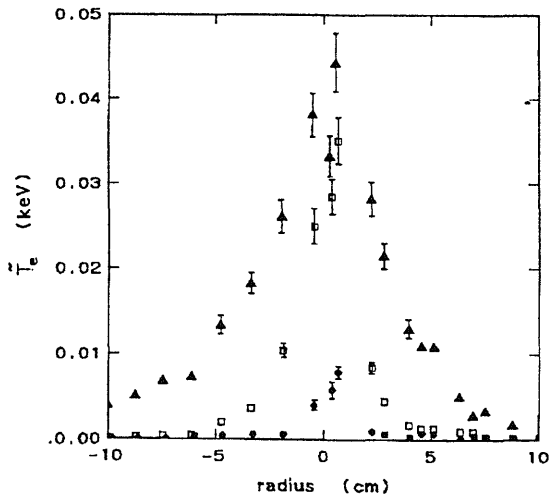


Fig. 5 Radial profile of electron temperature perturbations induced by modulated ECH with a different modulation frequency f_{mod} in the W7-AS stellarator, where the shots for $f_{\text{mod}} = 92$ Hz, 800 Hz and 5 kHz are shown by triangles, boxes and dots, respectively [17].

示す。振幅は中心から周辺に向かって滑らかに減少し、位相も中心から周辺に向かって滑らかに増大しており拡散の特徴を示している。これらのデータに実線のようにベストフィットするようにして予想された電子熱拡散係数は、Fig. 6(b)の χ^{pert} 分布のようになる (χ^{pert} は χ^{inc} に相

当している)。RTPの実験で特に興味深い点は、非中心ECHにおける電力変調実験の結果である。Fig. 7(a)は、鋸歯状波振動崩壊の反転半径 $r_{\text{inv}} (\sim r_{\text{mix}}/\sqrt{2})$ のすぐ外側にECH電力を吸収させた非中心ECH場合の電子温度摂動の位相と振幅の分布である。1点鎖線は、Fig. 6(b)と同様の滑らかな χ^{pert} 分布の場合のシミュレーション結果、実線が r_{inv} 付近に輸送障壁をもつような χ^{pert} 分布 (Fig. 7(b)) とした場合を示している。後者の χ^{pert} 分布が摂動振幅分布のプラズマ中心部のへこみ構造を精度良く再現している。結局、輸送障壁を有する χ^{pert} 分布は安全係数 $q(a) = 3.2 - 5$ のすべての実験データを再現できる。したがって、これらのプラズマは r_{inv} 付近に輸送障壁を有しているものと思われる。これらのプラズマでは $\chi^{\text{pert}}/\chi^{\text{pb}} \sim 2 - 3$ であり、しかも χ^{pert} は電子温度勾配に依存しない。これらの結果とともに閉じ込め時間の加熱電力劣化を説明できる熱流束と電子温度勾配との関係は、熱ピンチを持つオフセット直線型 (Fig. 2(b)) と考えられる。

最近、DIII-DトカマクにおいてECH電力変調実験が行われ、電子温度だけでなくイオン温度摂動に対してもECH変調周波数に対応できる時間分解能で位相と振幅の径方向分布が得られた[11]。Fig. 8は $\rho_{\text{ECH}} = 0.3$ のときの電子およびイオン温度摂動の位相と振幅分布を示している。4つの輸送モデルと実験データとの比較検討が行

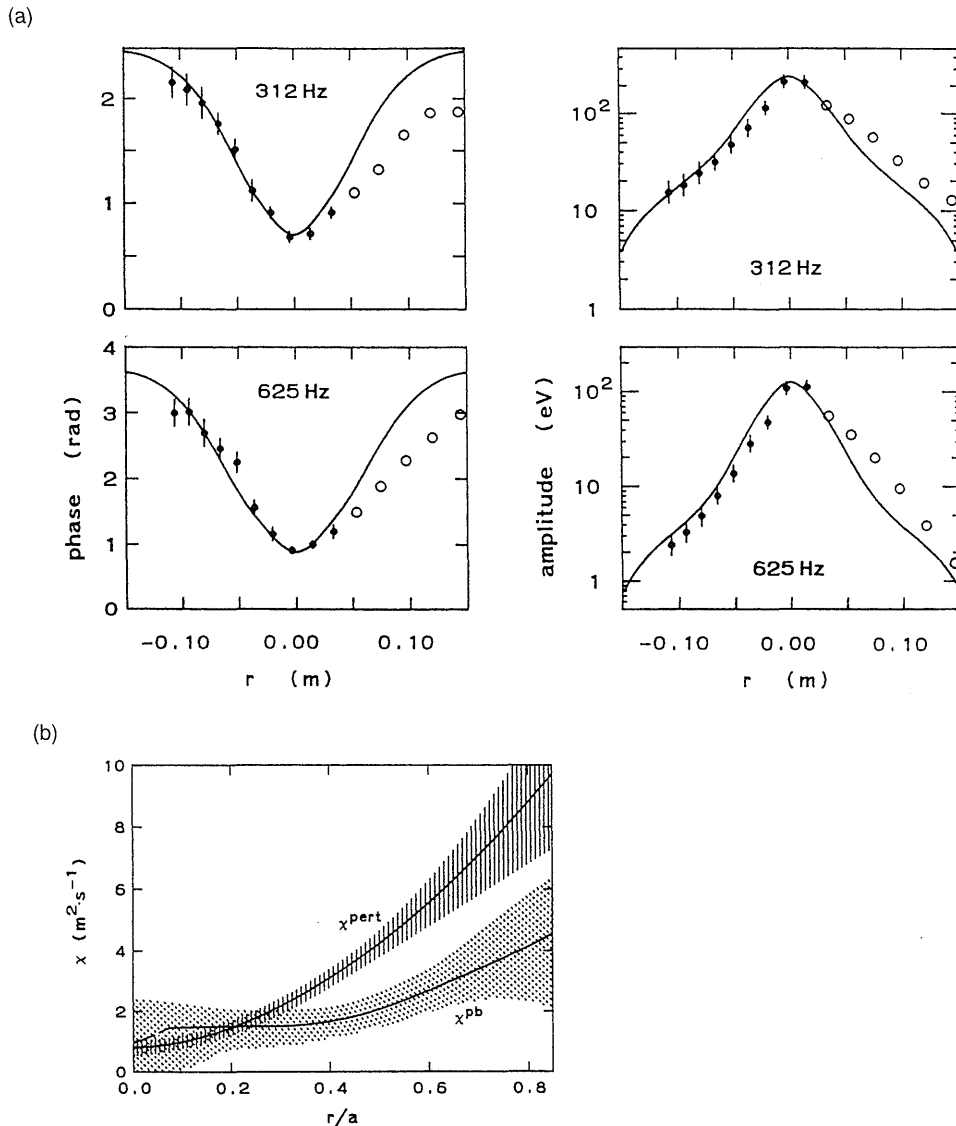


Fig. 6 (a) Radial profiles of phase and amplitude of the first and second harmonics of electron temperature perturbations induced by modulated ECH in the RTP tokamak, where ECH power is deposited at the plasma centre[5]. The solid curve indicates the simulation curve using a smooth electron heat diffusivity χ^{pert} shown in (b), where it is enhanced by about a factor 2 compared with that derived from the stationary power balance. (b) The smooth heat diffusivity χ^{pert} profile that provides a fit to all on-axis ECH power modulation data. The χ^{pb} profile was derived from the stationary power balance analysis.

われた。すなわち、①イオン温度勾配乱流 (ITG) 理論に基づき限界イオン温度勾配に輸送が敏感に依存する IFS-PPPL モデル[18]、②抵抗性電流拡散バレーニング理論に基づく IIF モデル[19]、③ ITG と電子温度勾配乱流 (ETG)、および捕捉電子モード (TEM) を取り込んだ GLF23モデル[20]、および④ ITG と TEM を考慮し、ETG を含めず抵抗性ドリフトおよび運動論的バレーニングモードをとりいれた MM モデル[21]、がテストされた。4つのモデルのなかでは GLF23モデルが電子とイ

オンの両方の摂動特性をバランスよく説明できると結論している (Fig. 8 のグレイの実線、黒丸が実験データ点)。

ECH 電力変調実験とともに ECH 電力のステップアップ/ダウン時の電子温度の過渡的応答測定も摂動的輸送研究として有用である。ここでは、W7-AS ステラレータにおいて ECH 電力のステップアップ/ダウン時に観測された非局所輸送現象について述べる。無電流プラズマでの摂動的輸送研究はトカマクプラズマの摂動的輸送研究で観測されている非局所的輸送現象について新たなヒ

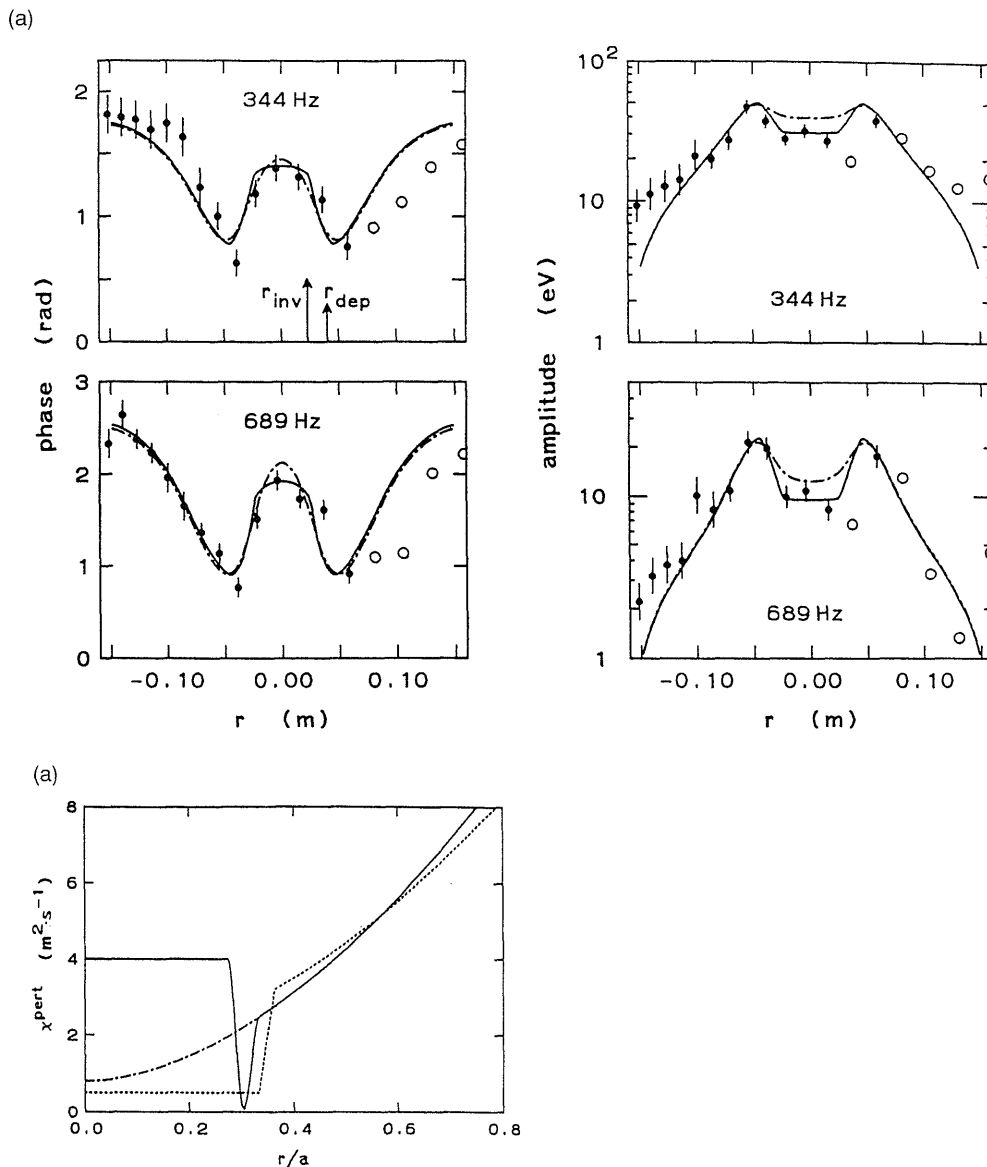


Fig. 7 (a) Radial profiles of phase and amplitude in the case of modulated ECH with off-axis deposition on RTP[5]. The chain curve is obtained using a smooth heat diffusivity χ^{pert} profile (chain curve) in (b). The solid one corresponds to the diffusivity profile with an internal transport barrier shown by a solid curve in (b), where the barrier is located just outside the sawtooth inversion radius. The model profile with the barrier gives the best fit for most of RTP shots.

ントを与える可能性があり、最近、ステラレータなどのヘリカル装置においてさかんに研究されている。Fig. 9は、ECH 電力 P のステップダウン時の ECE 計測で得られた電子温度変化を示している[22]。また、実線、破線および点線はそれぞれ電子熱拡散係数 χ_e がそれぞれ① $\chi_e = \chi_0 (P/P_0)^{0.5}$ 、② $\chi_e = \chi_0 (T/T_0)^{1.5}$ 、および③ $\chi_e = \chi_0 (\nabla T/\nabla T_0)$ のようなパラメータ依存性を持つと仮定した場合を示している。この図からわかるように局所輸送モデルではなく加熱電力で直接輸送がきまるとい

非局所輸送モデルが実験データと最もよく一致している。ここで注意すべき点は、②や③のモデルでは $\chi^{pert}/\chi^{pb} > 1$ となるが、①の仮定では χ_e が ∇T に陽に依存していないので $\chi^{pert}/\chi^{pb} \sim 1$ となりうる。実際、W7-AS ステラレータでは $\chi^{pert}/\chi^{pb} \sim 1$ の結果が得られており、トカマクプラズマとの明らかな差異が見られる[23]。これらいずれの仮定を適用した場合でも、W7-AS で得られている加熱電力に対するエネルギー閉じ込め時間の低下を説明できる。このように、W7-AS プラズマは

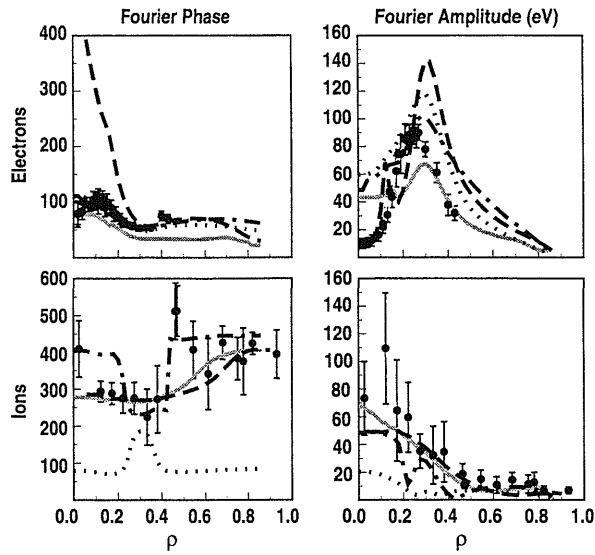


Fig. 8 Fourier analysis of phase and amplitude for electron and ion temperature perturbations induced by modulated ECH in DIII-D, where the ECH deposition location is $\rho \sim 0.3$ [11]. The dashed, dotted, dot-dashed and solid grey curves are results obtained by IFS-PPPL, IIF, MM and GLF23 models, respectively. The GLF23 model agrees well with the experimental data for both electron and ion channels.

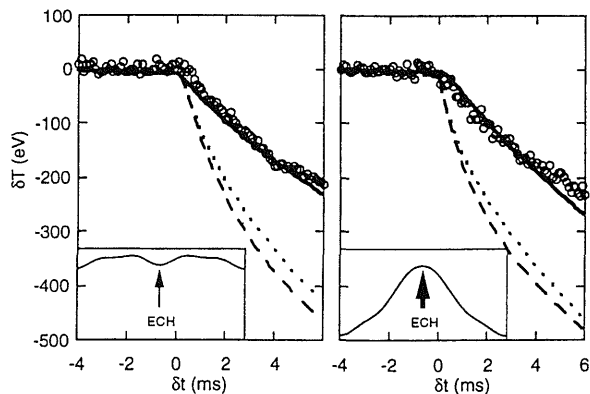


Fig. 9 Temporal evolution of the relative change in electron temperature after a step-down of the ECH power at $\delta t=0$ by 0.45 MW in W7-AS stellarator [22]. These experiments were carried out in the standard magnetic configuration (left) and a hill configuration (right) where the ECH power is absorbed in a local minimum and maximum of the magnetic field, respectively (see inset). Three simulation results are shown: solid, dashed and dotted curves are obtained for the assumptions of (1) $\chi_e = \chi_0 (P/P_0)^{0.5}$, (2) $\chi_e = \chi_0 (T/T_0)^{1.5}$ and (3) $\chi_e = \chi_0 (\nabla T / \nabla T_0)$. In the case of (1), χ_e changes instantaneously with the power P .

トカマクプラズマと異なる輸送特性を示しており、他の磁場配位のヘリカルプラズマでの研究は重要である。ヘリカル装置のCHS[24]やLHD[25]でもECHの変調実験

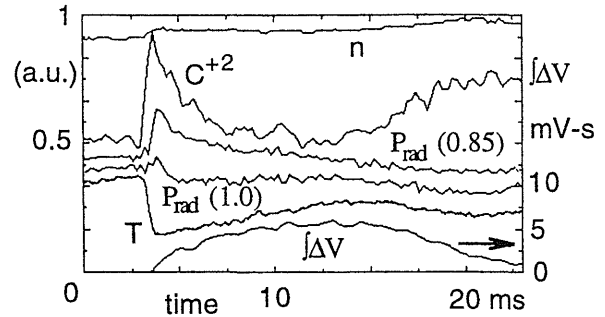


Fig. 10 Characteristics of an ohmic discharge in TEXT where carbon was injected by a laser blow-off technique [29]. The electron temperature, density, radiation powers at $\rho=1.0$ and 0.85, spectral line related to C^{+2} ions and poloidal magnetic flux change are shown.

が行われている。

3.2.3 摂動的トロイダル方向運動量輸送研究

JT-60U トカマクでは摂動的輸送解析法を用いてトロイダル方向の運動量輸送が研究された。同実験では、CO および CTR-NBI の電力変調によりトロイダル方向トルクが時間変調された[12]。プラズマのトロイダル回転速度の摂動振幅分布と位相分布から $r/a \sim 0.3-0.6$ の位置に $\chi_\phi / (aV_{in}) \sim 1$ 程度の大きな内向きのトロイダル運動量ピンチがあることが示された。ここで、 χ_ϕ および V_{in} はそれぞれトロイダル方向運動量の拡散係数および同運動量の内向きピンチ速度である。この実験は、粒子や熱と同様にトロイダル方向の運動量にも内向きピンチがあることを裏づけた。

3.2.4 ガスパフ変調による摂動的粒子輸送研究

粒子対流束はトロイダルプラズマの閉じ込め研究の初期から多くの実験で明らかとなっていた。粒子束は、しばしば(20)式のように拡散項と対流項の和として表され、(11)式の粒子保存式から導出される摂動方程式を用いて粒子拡散係数 D と粒子対流速度 V_n が測定されてきた。2章で述べたような摂動的輸送解析の利点を活かすため、粒子源としての燃料ガスパフのガス流量を正弦波的に変調し、摂動振幅と位相の径方向分布が測定される。TEXT[26]などの多くのトカマクやLHD[27]などのヘリカル装置における粒子輸送研究にこの手法が使われている。

3.2.5 過渡的周辺冷却と周辺加熱による輸送解析

ここで述べる摂動的輸送研究は、不純物パフ、不純物やアイスレット入射による周辺部の冷却に対するプラズマの過渡応答に注目したものである。この場合、冷却された波面 (cold pulse あるいは「冷却パルス」と呼ば

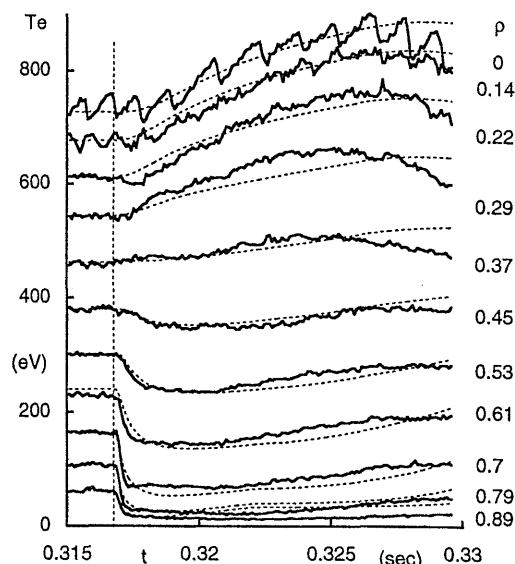


Fig. 11 Time evolution of electron temperature in the ohmic plasma shown in Fig. 10 [29]. The dotted curves are obtained using a model "electron heat resistivity" ($\eta=1/\chi_e$) profile shown in Fig. 12, where it is reduced in the edge region and enhanced in the core region within 0.1 ms after the carbon injection.

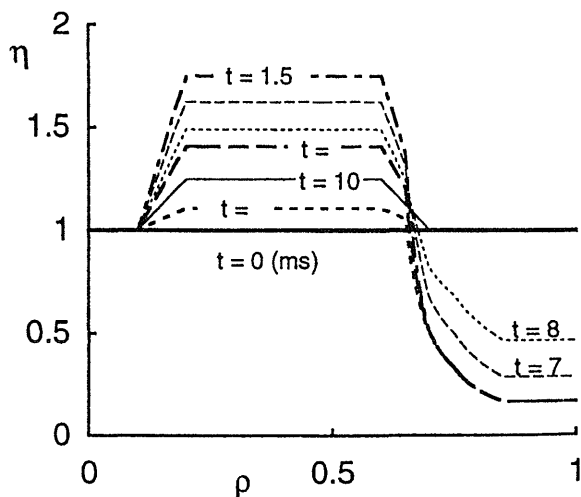


Fig. 12 Relative change in a model heat resistivity ($\eta=1/\chi_e$) for that just before the carbon injection [29]. This model profile gives the best fit to the experimental data shown in Fig. 11.

れる)のプラズマ内部への浸透過程に注目する。また、電流ランプアップなどによる過渡的な周辺電子加熱はこの周辺冷却実験に対比して行われている。これらの実験では、摂動振幅はかなり大きい場合がありしばしば100%近い摂動が励起される。

TEXT トカマクのオーミック加熱プラズマでは不純

物のレーザーブローオフによる周辺冷却実験が行われた (Fig. 10) [28, 29]. わずかな不純物を入射したにもかかわらず周辺部の電子温度が不純物放射損失からの予想を大きく上回る急速な低下を引き起こした。さらに驚くべきことは、Fig. 11 に示されるように周辺部の冷却から 1 ms 程度の極めて短時間の時間遅れをもってプラズマ中心の電子温度が上昇するという電子温度摂動の位相反転が起こったことである。周辺冷却によるプラズマ中心部の電流密度分布変化によるオーミック加熱電力密度分布の変化は時間スケールの点から無視できる。また、重イオンビームプローブの測定結果から、プラズマ電位あるいは径電場の影響も除外された。Fig. 11 の結果は、現象論的には Fig. 12 のような電子熱拡散係数の周辺部での急速な増加とプラズマ中心部での急速な低減によって説明できる (図では、熱拡散係数の逆数で示されている)。不純物入射によって確かに密度揺動が増加しているが中心部では特に低下は起こらない。もちろん電位揺動と電子温度や密度揺動間の相関の変化によって輸送が低減された可能性は否定できない。同様の結果は、TFTR や AUG のトカマクにおける不純物入射実験でも観測された [8, 30-32]。また、JIPP T-IIU [33] や RTP [34] トカマクでは、不純物ではなく周辺部で溶発するような小さな低速アイスレット入射やペレットの斜め入射で観測された。JIPP T-IIU ではカーボン電極に正バイアスを印加し電子衝撃によって少量の炭素を入射した実験も行われた [33]。

逆に、プラズマ電流の高速ランプアップによって周辺加熱を行ったときには周辺部の急速な加熱とランプアップからわずかな時間遅れで中心部の電子温度が低下することが TEXT トカマクで観測された [29]。同様の結果は JIPP T-IIU [33] や RTP [34] でも観測されトカマクプラズマに共通した特徴といえる。特に JIPP T-IIU ではプラズマ電流の周辺部からの浸み込みの様子がゼーマン偏光計で実測されており、電流の浸透に比べて圧倒的に速く電子温度が応答していることがわかる (Fig. 13) [33]。TEXT, JIPP T-IIU, RTP の高速電流ランプアップ実験では磁場揺動の影響も議論されたが、周辺部の熱拡散係数が急速に低下し中心部では増加したと考えるのが妥当であると結論された。これは周辺冷却実験と好対照をなしている。これらの周辺冷却および周辺電子加熱実験の結果は、強い非局所的輸送の存在を示唆している。このような現象は比較的低密度 ($2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 程度以下) のオーミック加熱トカマクプラズマでのみ観測され、電子密度の上昇とともにこのような現象は不明瞭となり消失

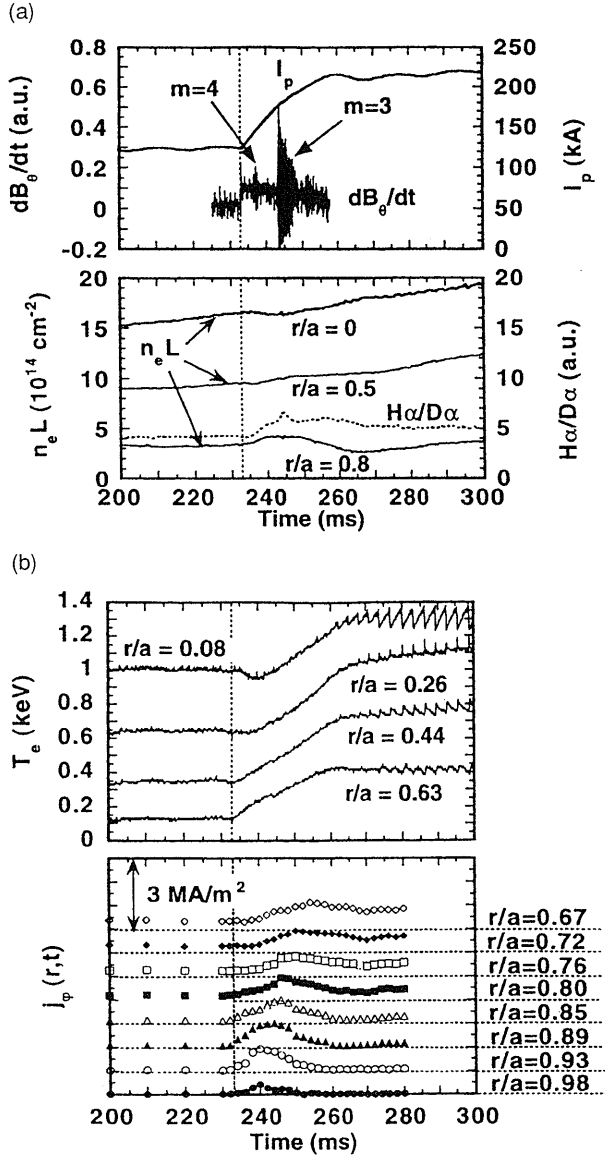


Fig. 13 (a) Discharge waveforms of an ohmic discharge with a fast current ramp in the JIPP T-IIU tokamak [33]. (b) Time evolutions of electron temperature and local current density at various radial locations measured with a fast response Zeeman polarimeter near the edge. The electron temperature in the core region responds much faster than the radial penetration of the ramped-up toroidal current.

する。TFTR では、このような電子温度摂動反転が発生する条件として $n_e(0)/T_e(0)^{1/2} \leq 0.035 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}/\text{eV}^{1/2}$ を見いだしている[31]。また、NBIやECH加熱を行ってもこのような現象は不明確となり消失する。

最近、AUG トカマクのオーミック加熱プラズマでは最大 20 Hz までの繰り返し周波数で鉄、シリコン、カー

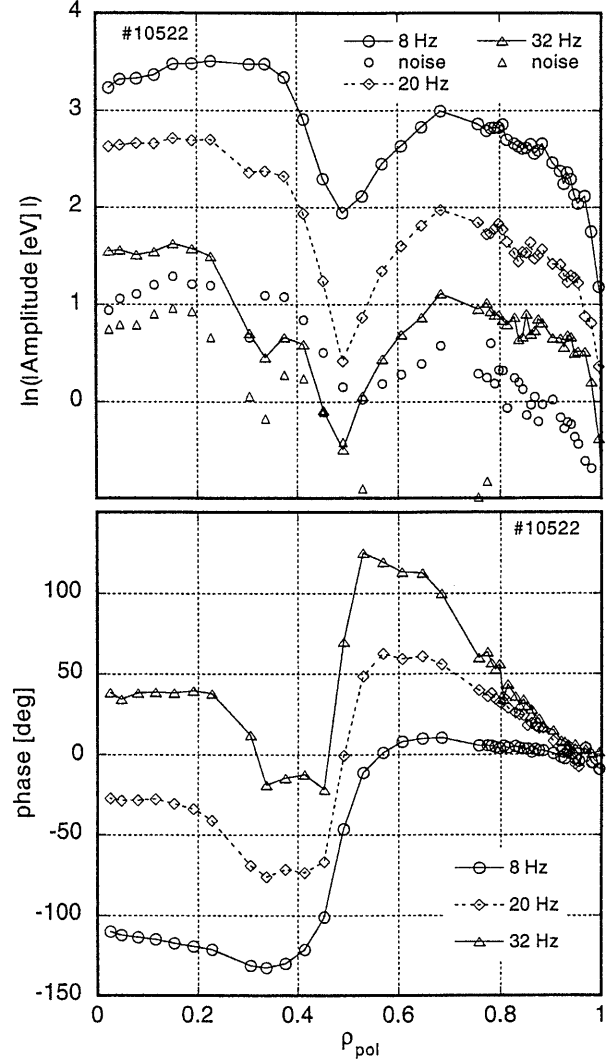


Fig. 14 Radial profiles of phase and amplitude of electron perturbations induced by Fe-injection using laser blow-off pulses of 4 Hz in the AUG tokamak [32]. The data for the second, fifth and eighth harmonics of perturbations are shown. The inversion of electron temperature perturbation takes place at $\rho \sim 0.5$.

ボンさらには重水素ガスパルスの入射実験が行われ、データのフーリエ変換によりさらに精度よい解析が行われた[32]。Fig. 14は鉄を4 Hzの繰り返しで入射した場合の電子温度摂動振幅と位相の径方向分布を示している。規格化半径 $\rho_{\text{pol}} \sim 0.5$ 付近から摂動振幅が中心へ向かって増加し、位相が反転（負は正の摂動が発生したことを意味）している。これも周辺冷却によって電子温度摂動反転が発生していることを明確に示している。また、この反転位置は安全係数とともに減少する傾向があるが、鋸歯状波振動の反転半径 r_{inv} よりも常に大きい。この実

験ではさらに周辺 ECH を使用して周辺電子加熱の効果も調べられたが高速電流ランプアップ時のような温度摂動反転は観測されなかった。

限界イオン温度勾配に輸送が強く依存するイオン温度勾配乱流 (ITG) に基づく IFS-PPPL モデルによるシミュレーションが, TEXT の周辺冷却実験に対して試みられた[35]. TEXT の周辺冷却実験で観測された①電子温度摂動反転, ②摂動反転が電子密度上昇とともに消失, および③追加熱とともに摂動反転が消失, という現象が定性的に説明された. また, 同モデルは AUG の実験にも適用され, 観測された電子温度摂動の振る舞いと定性的に一致した結果を示した. しかし, モデルから予想される周辺冷却に呼応した素速いイオン温度上昇は観測されなかった. 3.2.2 で述べたように最近の DIII-D における ECH 電力変調実験結果に対し, ISF-PPPL モデルは電子温度摂動の振る舞いをよく説明するがイオン温度摂動をうまく説明できない[11]. ただ, 注目すべき点は同モデルにおける輸送は局所プラズマパラメータによって規定されており特に非局所的輸送機構を導入していない. このようにプラズマ周辺部への摂動印加に対するコアプラズマの応答に関して非局所的応答があるかどうかは今後の輸送研究における重要な課題となっている.

一方, W7-AS ステラレータにおいて不純物入射による周辺冷却実験が行われたがトカマクで観測されたような電子温度摂動の反転現象は全く観測されていない[36]. この点からも, トカマクやヘリカルなど磁場配位の相当異なるプラズマでの比較実験の重要性は増している.

3.2.6 L-H 遷移やプラズマ周辺部局在モード (ELM) に伴う摂動伝搬

これについては, プラズマ自身がプラズマ周辺部に摂動を誘起したことに対応しており 3.2.5 との関連で興味深い. 多くのトカマク [1] さらには CHS [37] および W7-AS [38] などのヘリカル装置でも H モードが観測されており, L-H 遷移に伴う周辺部からコア部へ至る電子温度やイオン温度の振る舞いが研究されている. 通常は, L-H 遷移と同時にプラズマの周辺部の電子密度, 電子温度などが急速に増大し, コア部ではエネルギー閉じ込め時間に応じて増大する.

これに対し, JET では遷移直後, 輸送障壁のすぐ近傍のプラズマ周辺部ばかりでなく $\rho \sim 0.6$ までに至る領域で電子温度がほぼ同時に上昇する [39, 40]. これは, H モードでもかなりプラズマの内部まで輸送係数が急速に減少したことを示唆しており, 何か非局所的輸送機構が働いている可能性がある. また, JT-60U でも L-H およ

び H-L 遷移時に周辺部はもちろんプラズマコア部の輸送係数がグローバルエネルギー閉じ込め時間 (高速イオン成分の寄与を除いたもの) に比べ格段に短い時定数で変化することが見いだされている [41].

今後は, L-H 遷移, H-L 遷移, ELM 時, さらには内部輸送障壁 (ITB) の形成と崩壊に伴う過渡的摂動を利用した輸送研究は, 閉じ込め改善モードの精度の高い輸送特性解明の点から重要である.

4. まとめと今後の展望

4.1 まとめ

トカマクやヘリカルプラズマにおける摂動的輸送研究の現状について紹介した. 摂動輸送研究は, 摂動計測のための計測機器の進展と大型プラズマにおける実験によって最近特に大きな広がりを見せ, 現在は輸送研究の有効な手法として多くの実験に取り入れられている. また, 新たに提案される輸送モデルの非常に良いテスト課題を提供している. これらの研究成果は非常に豊富であり, 必ずしも統一された結論に至っていない部分も多いが, 主な結果を以下に列記する.

- ① トカマクプラズマでは, 鋸歯状波振動や ECH 電力変調などを利用した摂動的輸送実験で測定された輸送係数 ($\chi^{\text{inc}}, D^{\text{inc}}$ など) は定常分布に基づく定常輸送解析からの結果 ($\chi^{\text{pb}}, D^{\text{pb}}$ など) に比べ 2-5 倍大きい. これは, 輸送係数が各種プラズマパラメータの勾配やそれら自身に依存していることを示している. すなわち, 流束とパラメータ勾配は非線形あるいはオフセット線形の関係にあることを意味している. さらに, このことはエネルギー閉じ込め時間の加熱電力に対する劣化をも意味している.
- ② W7-AS ステラレータのみの結果であるが, 電子熱輸送係数比が $\chi^{\text{inc}}/\chi^{\text{pb}} \sim 1$ となり, 電子熱流束は電子温度勾配とほぼ比例している. しかし, この関係は W7-AS で見られる閉じ込め時間の加熱電力に対する劣化 $\tau_E \propto 1/\sqrt{P}$ を直接説明できない. しかし, 電子熱輸送係数がグローバルなパラメータである加熱電力に依存して増加するという非局所輸送モデルで説明可能であるが, 物理的機構は不明である.
- ③ トカマクのオーミック加熱プラズマへの不純物やアイスレット入射などによる周辺部の冷却あるいはプラズマ電流の高速ランプアップによる周辺加熱に対してプラズマ中心部の電子温度がすばやく逆位相の応答を示す. このような電子温度摂動の反転現象は, 周辺部とプラズマコア部での輸送係数の高速でかつ逆位相の

変化として理解される。このような輸送係数のすばや
い変化は非局所的、あるいは非拡散的な電子熱輸送を
示唆している。

- ④ W7-AS プラズマにおける不純物入射による周辺冷却
に対し、トカマクで観測されるような電子温度摂動反
転は観測されない。
- ⑤ 輸送障壁形成と崩壊に伴う摂動を利用した輸送研究は
閉じ込め改善モードの輸送特性の解析に有効である。
- ⑥ いくつかの理論輸送モデルによる摂動的輸送実験結果
の解釈が試みられているが、実験結果を首尾一貫して
説明できる状況にはない。ただ、イオン温度勾配乱流
や電子温度勾配乱流など限界温度勾配のアイデアを盛
り込んだモデルが、一部のデータの定性的説明に成功
している。注目すべき点は、このモデルは、特別な非
局所的輸送機構を導入しておらず、今後の実験と理論
モデルとの精度の高い比較検討が期待される。

4.2 今後の展望

この手法は、輸送対象に応じた適当な摂動をプラズマ
に加え、その応答から輸送係数や構造を研究しようとす
るものである。高温高密度のトロイダルプラズマは強力
な加熱と粒子補給がなされるとともに輸送過程に応じて
粒子やエネルギーがプラズマ閉じ込め領域外に放出され
るという、いわゆる遠非平衡システムとなっている。プ
ラズマ輸送現象はプラズマ乱流過程に支配されており、
揺動特性を精度良く測定し理論モデルとの比較を通じて
その基礎的機構を明らかにするという手法は重要であ
る。一方、本解説で述べたように、このような複雑な機
構を理解するもう一つの有効な手法として、プラズマを
ある種のブラックボックスとみなし、摂動を加えその過
渡的応答を観測するという摂動的輸送解析法がある。こ
れにより、プラズマの定常的な様相の研究だけからでは
明らかにできないような重要で興味深いプラズマ応答が
得られる。このためプラズマからの応答の強度と位相の
空間分布を精度良く測定することが不可欠である。最近
の計測機器の進展により、電子密度、電子温度、イオン
温度、不純物密度、トロイダル回転速度などの摂動デー
タが得られるようになってきている。また、注目すべき
点は、電力変調やマルチベレット入射などによる摂動的
輸送実験は長パルスや定常プラズマにおいて簡便かつ精
度良く実行できることである。今後、摂動源と摂動観測
装置とからなる総合システムは「トロイダルプラズマ摂
動計測・解析装置」といえる役割を果たすであろう。さ
らに、これらの摂動的輸送研究の進展は、プラズマ輸送
の理論モデル改良への大きな刺激になるものと期待され

る。

参考文献

- [1] ITER Physics Basis Editors *et al.*, Nucl. Fusion **39**, 2137 (1999).
- [2] JET Team, *14th IAEA Conf. Plasma Phys. Control. Nucl. Fusion Research*, 1992, Wuerzburg (1993, Vienna) Vol. 2, p.161.
- [3] T.C. Luce *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 52(1992).
- [4] C. Petty and T.C. Luce, Nucl. Fusion **34**, 121(1994).
- [5] P. Mantica *et al.*, Nucl. Fusion **36**, 1317 (1996).
- [6] K.H. Burrell *et al.*, Phys. Fluids B **2**, 2904 (1990).
- [7] N.J. Lopes Cardozo, Plasma Phys. Control. Fusion **37**, 799 (1995).
- [8] J.D. Callen and M.W. Kissick, Plasma Phys. Control. Fusion **39**, B173 (1997).
- [9] U. Stroth, Plasma Phys. Control. Fusion **40**, 9 (1998).
- [10] J.C.M. de Haas *et al.*, Nucl. Fusion **31**, 1261 (1991).
- [11] J.C. Deboo *et al.*, *17th IAEA Fusion Energy Conf.*, 1998, Yokohama, paper No. EXP2/08
- [12] K. Nagashima *et al.*, Nucl. Fusion **34**, 449 (1994).
- [13] J.D. Callen and G.L. Jahns, Phys. Rev. Lett. **38**, 491 (1977).
- [14] M. Soler and J.D. Callen, Nucl. Fusion **19**, 703 (1979).
- [15] E.D. Fredrickson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **65**, 2869 (1990).
- [16] S.K. Kim *et al.*, Phys. Rev. Lett. **60**, 577 (1988).
- [17] H.J. Hartfuss *et al.*, *Proc. 8th Joint Workshop on ECE and ECRH* (Gut Ising, 1992)(Garching: Max Planck Institut fuer Plasma Physik) p.211.
- [18] M. Kotchenreuther *et al.*, Phys. Plasmas **2**, 2381 (1995).
- [19] S.I. Itoh *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 1200 (1994).
- [20] R.E. Waltz *et al.*, Phys. Plasmas **4**, 2482 (1997).
- [21] J.E. Kinsey *et al.*, Phys. Plasmas **3**, 3344 (1996).
- [22] U. Stroth *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 611 (1996).
- [23] H.J. Hartfuss *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **36**, B17 (1994).
- [24] M. Iwase *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **37**, 678 (1998).
- [25] S. Kubo *et al.*, *Proc. 13th Topical Conference on Radio Frequency Power in Plasmas*, Annapolis, USA (1999) p.237.
- [26] K.W. Gentle *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **29**, 1077 (1987).
- [27] K. Tanaka *et al.*, *to be published in J. Plasma Fusion Res. SERIES* Vol. 4 (2001).
- [28] K.W. Gentle *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3620 (1995).
- [29] K. W. Gentle *et al.*, Phys. Plasmas **4**, 3599 (1997).
- [30] M.W. Kissick *et al.*, Nucl. Fusion **34**, 349 (1994).
- [31] M.W. Kissick *et al.*, Nucl. Fusion **38**, 821 (1998).
- [32] F. Ryter *et al.*, Nucl. Fusion **40**, 1917 (2000).
- [33] K. Toi *et al.*, *16th IAEA Conf. Nuclear Fusion Energy*, 1996, Montreal (Vienna, 1997) Vol. 1, p.559.

- [34] P. Galli *et al.*, Nucl. Fusion **39**, 1355 (1999).
- [35] J.E. Kinsey, R.E. Waltz and H.E.St. John, Phys. Plasmas **5**, 3974 (1998).
- [36] H. Walter *et al.*, Plasma Phys. Contr. Fusion **40**, 1661 (1998).
- [37] K. Toi *et al.*, *14th IAEA Conf. Plasma Phys. Contr. Nucl. Fusion Research*, 1992, Wuerzburg (1993, Vienna) Vol. 2, p.461.
- [38] V. Erckmann *et al.*, *14th IAEA conf. On Plasma Phys. Control. Nucl. Fusion Research*, 1992, Wuerzburg (1993, Vienna) Vol. 2, p.469.
- [39] J.G. Cordey *et al.*, Nucl. Fusion **35**, 101 (1995).
- [40] V.V. Parail *et al.*, *15th IAEA Conf. Plasma Phys. Control. Nucl. Fusion Research*, 1994, Seville (Vienna, 1995) Vol.1, p.255.
- [41] H. Shirai *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 1455 (1996).