



## 小特集 Edge Localized Mode(ELM)研究の最近の成果

# 5. MHD 解析から見た ELM

水口直紀, 小関隆久<sup>1)</sup>

核融合科学研究所, <sup>1)</sup>日本原子力研究開発機構

(原稿受付: 2006年5月25日)

MHD 解析に基づく Edge Localized Mode (ELM) の理解の進展を概説する。ELM 発生トリガーと考えられている中間のトロイダルモード数に対する巨視的 MHD 安定性コードの開発が進み、プラズマ周辺領域の線形安定特性が明らかになってきている。実験と計算の比較から、Type I ELM はピーリング・バルーニングモードまたは高トロイダルモード数バルーニングモードで励起されることが示されている。非線形 MHD シミュレーションにより、最近の実験で観測されたフィラメント構造の形成が示されており、天体プラズマにおける太陽フレアと同様な爆轟 (detonation) が現れることが示されている。また、核融合の燃焼プラズマの予測・解析に向けて、ELM を含むプラズマ周辺および境界プラズマの物理モデルの統合化が、MHD、輸送、ダイバータ、乱流の各コードを基に進められている。

### Keywords:

Edge Localized Mode (ELM), MHD stability, peeling-ballooning mode, ballooning mode, nonlinear MHD, filament structure, detonation, integrated ELM model

## 5.1 はじめに

Edge Localized Mode (ELM) は、H モードにおける周辺ペDESTAL 部分において間欠的に発生する揺動である。ELM 現象の1周期は、不安定性の発生と成長、ペDESTAL 構造の部分的な崩壊、熱・粒子のスクレイプオフ層 (SOL) / ダイバータへの掃き出し、ペDESTAL 構造の再形成と再不安定化などの諸過程を含む。ELM の揺動は、その時間・空間スケールが電磁流体力学 (MHD) 的であることから、発見当初より MHD の枠組みの中で様々なモデル化が試みられてきた。ELM の不安定性モデルについては、レビュー論文 [1-3] で詳しく述べられているが、本稿では、MHD の観点から ELM を記述する最近の理論モデルをいくつか取り上げ、現時点で理解されている ELM の発生機構を述べ、非線形ダイナミクスシミュレーションおよびモデル化の進展を述べる。本章の構成は以下のとおりである。次節では ELM の観測結果とその場合の線形安定性解析から、ELM の発生機構について述べる。第5.3節では非線形シミュレーションによって得られた ELM 崩壊時における非線形ダイナミクスを述べ、第5.4節では ELM 現象の複雑挙動を記述するため、輸送と MHD と SOL / ダイバータ等を結合した統合モデルの試みについて述べる。

## 5.2 線形安定性解析と実験

ELM は、H モードに遷移したことで形成されるプラズマ表面近傍の急峻な圧力勾配の領域 (ペDESTAL) に発生し、またその成長率が十分に速いことから、発生原因として圧

力勾配に起因する MHD 不安定性 (圧力駆動型不安定性) が考えられた。特にトラスプラズマの低磁場側の周辺部に局在する高  $n$  理想バルーニングモードは、トカマク配位において第一に検討すべき不安定性である。ここで、 $n$  はトロイダルモード数。DIII-D トカマクにおける初期の研究で、周辺プラズマの詳細な温度・密度の分布計測と安定性解析から、Type I ELM から Type III ELM まで分類された。ELM の各 Type の特徴は、本小特集の2章で詳しく述べられている。Type I ELM は高  $n$  バルーニングモード安定限界付近で発生することが示され [4]、三角度の増加と磁気シアの減少によりバルーニングモードの第2安定領域へのアクセスによって Type II ELM が現れることが示された [5]。Type III ELM は、理想バルーニングモード限界の半分以下の圧力勾配で発生しており、抵抗性バルーニングモードの可能性 [6] や Kerner らによる外部キックモードの数値シミュレーションにより、表面の圧力構造の剥離が Type III ELM の物理機構として示された [1, 7]。

Lortz によって理論的に示されたピーリングモード [8] は、その後 Manickam [9] によって、周辺部で形成される圧力勾配と大きな電流密度によって、周辺プラズマに局在化したモードとして現れることが指摘され、ELM の発生モデルとして提唱された。その後 Hegna, Connor ら [10, 11] は、バルーニングモードとピーリングモード双方の複合的な効果により ELM の発生をモデル化した。このピーリング・バルーニングモードについて、プラズマ断面形状効果も含めた解析を行い [12-14]、Fig. 1 に  $s$ - $\alpha$  ダイアグラムに

5. ELM from Viewpoint of MHD Analysis

MIZUGUCHI Naoki and OZEKI Takahisa

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

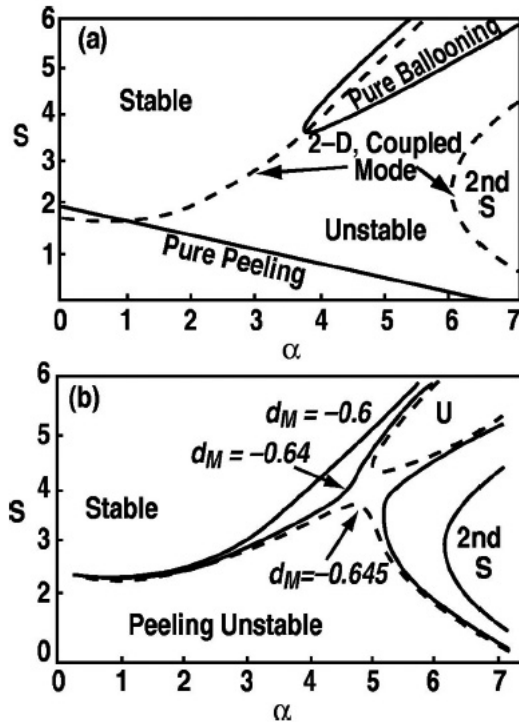


Fig. 1 (a)ピーリングモード、バルーニングモード、ピーリング・バルーニングモードの各単一モードの  $s$ - $\alpha$  空間における安定限界図。(b)有限トロイダルモード結合があるときの磁気井戸に対する安定限界図[12].

まとめた安定性限界を示す[12]. ここで,  $s$  は磁気シヤ ( $\equiv \frac{\rho}{q} \frac{dq}{d\rho}$ ),  $\alpha$  は規格化圧力勾配 ( $\equiv -\frac{2\mu_0 q^2 R}{B_T^2} \frac{\partial p}{\partial \rho}$ ),  $q$  は安全係数,  $B_T$  はトロイダル磁場,  $R$  は大半径,  $\rho$  は小半径,  $p$  はプラズマ圧力. Fig. 1(a)の中に実線で示されているように, ピーリングモード (図中, Pure Peeling) は周辺電流が大きくなる ( $s$  が小さくなる) 程不安定となり, また  $\alpha$  が大きくなる程磁気井戸効果により安定となる. 一方で高  $n$  バルーニングモード (図中, Pure Ballooning) の不安定領域は, ピーリングモードのそれとは十分に離れて存在し, 図中右方の第 2 安定領域への窓が開いている. しかし図中点線で示された有限の  $n$  ( $=20$ ) ではピーリングモードとバルーニングモードは結合し, 安定窓は閉じる. それでも形状を改善して磁気井戸を深くとることにより, Fig. 1(b)で示されるように, 再び第 2 安定領域への窓が開くことが示された. ここで  $d_M = D_M s^2 / \alpha$  ( $D_M$  はメルシェ安定性の判別係数) は磁気井戸の深さを表す指標で, 形状やアスペクト比を制御することで変化する.

従来, 線形理想 MHD 安定性解析には, 混成有限要素法による ERATO-J[15], GATO[16]などが使われてきていたが, トロイダルモード数  $n$  およびポロイダルモード数  $m$  の大きなピーリング・バルーニングモードを扱うには, 非常に多くのメッシュ数と膨大な計算時間を要するため解析が困難であった. そこで,  $1/n$  オーダーリングやバルーニング近似を用いて低  $n$  から高  $n$  モードまでの解析を可能とする ELITE[13]コードや, 同様な方法を取っていると思われる MISHKA[17]コードが開発された. Tokuda

らは, 2次元 Newcomb 方程式の随伴固有値問題を解く方法を採用することで一部を解析的に求め, 高  $n$  モードでも短時間で臨界安定性の同定を可能とする MARG2D コード [18, 19]を開発した. その他, セパトトリクス上での特異性を回避するため, 周辺で磁気面に沿った計算グリッドを用いて, セパトトリクスを含めた理想 MHD モードの安定性解析を可能とした KINX コード[20]による, 高  $n$  モードの解析が進められている.

これらのコードを用いて, JET[21, 22], DIII-D[23], JT-60U[24, 25], などで観測された ELM の安定性解析が行われた. Fig. 2は, 表面付近の電流密度と圧力勾配に対して求めた安定領域の代表的結果である. ELITE コードを用いて, JET 相当の平衡に対して  $J_{edge} / J_{avge} - \beta_N$  面 (あるいは  $J_{ped} - P'_{ped}$  平面) で  $5 < n < 30$  のモード数に対する安定限界を求めた. ここで, 下付きの edge, ped, avge は, 各々, プラズマ端, ベダスタル, 体積平均の値である. ピーリングモードは, 高い  $J_{ped}$  で低い  $P'_{ped}$  のとき不安定となり固有関数が表面付近に局在しているので, 小振幅 ELM の発生と相関が考えられる. 高  $n$  バルーニングモードは低い  $J_{ped}$  で高い  $P'_{ped}$  のとき発生し,  $J_{ped}$  が高く  $P'_{ped}$  も高いときは 6-8 程度の  $n$  数を持つピーリング・バルーニングモードが不安定となり, その固有関数が大きな空間幅を持つため大振幅の ELM と相関していると考えられる. これらの安定限界特性は, MARG2D コードなどでも同様の結果が得られている [19, 26]. このような特徴をもった中間モード数のピーリング・バルーニングモードが, DIII-D 実験の VH モードで観測される Type I ELM と比較され, 安定性限界および周辺に局在した固有関数の形が良い一致を示した [23]. Saarela らは, MISHKA を用いて, JET の ELM を解析し, Type I ELM については, DIII-D 同様にピーリング・バルーニングモードの安定性限界とよく一致することを確かめた[21]. また, JT-60U で Type I ELM と小振幅 ELM の一つである Grassy ELM の安定性の比較を行い, ピーリング・バルーニングモードの固有関数の分布が温度揺動分布  $\Delta T / T$  とよく一致することが示されている [25].

このように, Type I ELM に関しては, ピーリング・バルーニングモードあるいは高  $n$  バルーニングモードでよくモデリングができています. しかし, Type I ELM と比べて, 小振幅 ELM については, より局在化した固有関数を持つこと等, 発生条件に関する経験則は得られてきているが, 2章で述べられている QH モード, HRS, Type V ELM などについて, 発生機構の解明は未だ十分ではない[27].

従来の理想 MHD 安定性解析に対して, プラズマ流, セパトトリクス配位, 粘性, 抵抗等の効果について検討が行われている. Huysmans[28]は, 非線形コード JOREK を用いて, セパトトリクスを含んだ領域にて安定性解析を行った. その結果, セパトトリクス (X 点) を含むことにより, 理想および抵抗性ピーリングモードが強く安定化されること, またその場合でも, キンクモードとティアリングモードの結合モードであるピーリング・ティアリングモードは, 不安定で残ることが示されたが, 結果の妥当性は今後の課題である.

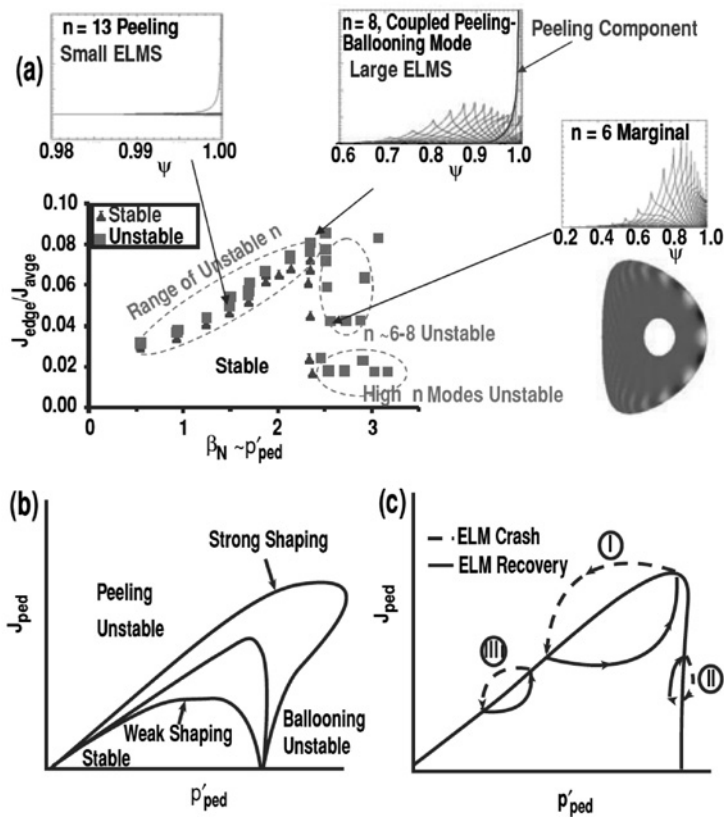


Fig. 2 (a)  $5 < n < 30$  モードに対するペダスタル領域の安定限界と3つの領域において安定限界を決めている固有関数. 二次元の等高線図は  $n=6$  モードの場合. (b) プラズマ断面形状に対するペダスタル領域の安定限界の模式図. (c) 3 ケースの ELM サイクルに対する変化のモデル[23].

他にも, Hastie ら[29]による反磁性シア流によるバルーニングモードの安定化の研究があり, 周辺ペダスタル部の圧力勾配の大きな領域では, 反磁性速度が大きくなるため, 高  $n$  バルーニングモードが強く安定化されることを示した. このとき, その空間分布は急峻であるため, モードは安定化の強い領域を避けて局在化し, 一様に反磁性流が分布する場合と比べて約半分の安定化効果しか予想されないとしている. Furukawa ら[30]は, トロイダル回転シアがある場合のバルーニングモードに関する理論モデルを立て, 不安定なバルーニングモードから安定な磁気流体波へ回転シアがエネルギーを移送させることを捉え, この移送がバルーニングモードの回転シアによる安定化機構であることを理論的に示した.

### 5.3 崩壊相の非線形ダイナミクス

前節で述べた線形安定性解析により, ELM 発生のトリガーとなる MHD 不安定性に関しては, かなり明確な物理的描像が得られるようになってきている. しかし ELM の崩壊相以後は主に非線形的なふるまいを示し, SOL/ダイバータでの熱・粒子挙動やプラズマ閉じ込めへの影響, また, 太陽フレアに類似する爆発的なエネルギーの放出などが起きる. これらの挙動は, 炉を考える上では物理的・工学的設計条件に直接関係するため, ELM 崩壊相におけるダイナミクスをよく把握し, 特に ELM の時間・空間構造, 飽和レベル, 損失と閉じ込めについての非線形特性の理解

を深めることは重要な課題である. 本節では ELM の非線形ダイナミクスに関する最新の研究の進展を述べる.

トカマクの ELM 崩壊相で現われる最も特徴的な非線形挙動は, スクレイプオフ層に吐出されるフィラメント構造である. ELM 発生時における高速カメラ像による観測結果では, トーラス表面上に螺旋状の数条の輝線が現れる. 特に MAST[31]等の球状トカマク装置では, その幾何学的形状からトーラス全体を一視野角に入れた撮影が可能になり, この様子がよくわかる(第3章 Fig. 11). 同様のフィラメント構造を示す証拠は ASDEX-Upgrade[32]や DIII-D[33]でも得られており, 低磁場側周辺部で磁力線に沿った細長い領域に形成されることがわかっている. おおよそ 100  $\mu\text{sec}$  の短い時間スケールで現れたフィラメントは, やがて径方向外側へ伝播する(つまりスクレイプオフ層へ向かって吐出される). このように, フィラメントは, それ自体がプラズマ塊となって対流損失の原因となる他, プラズマ表面上での所謂プロブ(Blob)構造形成との関連の可能性もあり, 周辺部での損失を増やす要因となり得る. とくに Type I ELM については, フィラメントによる直接的な対流損失だけでは損失量の多さを説明しきれないため[34], 損失を引き起こす要因について様々な非線形モデルが提唱されている.

Cowley ら[35-37]は, 単純なスラブ体系にて交換型不安定性の弱非線形解析を行った. 単一のモードに対して高次の摂動展開により非線形時間発展を追跡した結果, 非線形

項の効果により(1)モード構造が細く長く伸び、且つ(2)モード構造が有限領域に拡大することにより、初期平衡においては線形安定であった領域をも非線形不安定化するという双方の効果により、不安定性が爆発的に成長する過程を説明する「爆轟 (detonation) モデル」を提唱した。またこの過程を ELM に適用した場合、バルーニングモードの非線形発展により生ずる、細く伸びた高温の磁力線束が、スクレイプオフ層へと侵入することで、磁力線を横切る損失を促進する可能性があることを示唆した。

実際のトラス装置で観測される ELM は、2 章で述べられた実験結果の多様性が示すように、事情はより複雑であると考えられ、それらの具体的な理解のためには数値シミュレーションが有用な手段となる。Hayashi, Mizuguchi ら[38-40]は球状トカマク体系にて有限差分法に基づく 3 次元非線形 MHD シミュレーションを行い、中間波数のバルーニングモードの非線形発展を調べた。その結果、実験で観測されているような磁力線に沿った数条のフィラメント構造が形成され、しかしながら複数モード間の競合によって、その一部のみがコアから分離して浮き上がる様子を再現した (Fig. 3(b))。さらに、それが先述の反磁性効果による高波数成分の線形安定化を考慮しても矛盾無く起こることを示した (Fig. 3(c)(d))。またそのようにして形成されるフィラメントによって、高压のトラス磁場とスクレイプオフ層の開いた磁場との間で駆動型磁気リコネクションが誘起され、つなぎ変わった磁力線に沿って圧力勾配が生じることにより、プラズマ流が発生し、それによって短い時間スケールで相当量のプラズマの対流損失が起こりうることを示した。このように、ELM によるエネルギー損失の物理機構には、プロブによる輸送、磁気リコネクションの介在のほか、後述の乱流輸送の関与も指摘されており、今後、実験的検証も含めて、更なるモデリングの発展が求められる。

先述の有限要素法に基づく簡易 MHD ソルバーである JOREK コードによる Huysman らの非線形解析[41]では、 $n=1$  のピーリング・ティアリングモードが、その非線形発展において、X 点近傍に磁気島をもった飽和状態を形成し、実験においてしばしば観測される低  $n$  のプレカーサを説明しているようである。この解析では、線形コードによる予備的安定性解析結果に基づいて圧力効果を無視する一方で、セパトリス近傍を精密な有限要素で表現し、定量解析を行っている。一方で Hayashi らは[38, 40]、空間精度については犠牲にしながらも、長時間にわたって低～中波数までの現象を無矛盾的に取り扱う第一原理シミュレーション (コード名無し) を行い、中  $n$  抵抗性バルーニングモードから始まる一連の非線形時間発展の中で、プロファイルの再配置により自発的に  $n=1$  キンクモードが励起される様子を再現している。このように、現状では、高波数の線形不安定性と、低波数構造の形成との間をつなぐダイナミクスに関して、いくつかのモデルが得られている。

以上に述べたように、様々な物理が複合して現れる ELM のダイナミクスに対する理解は、最近の計算機環境

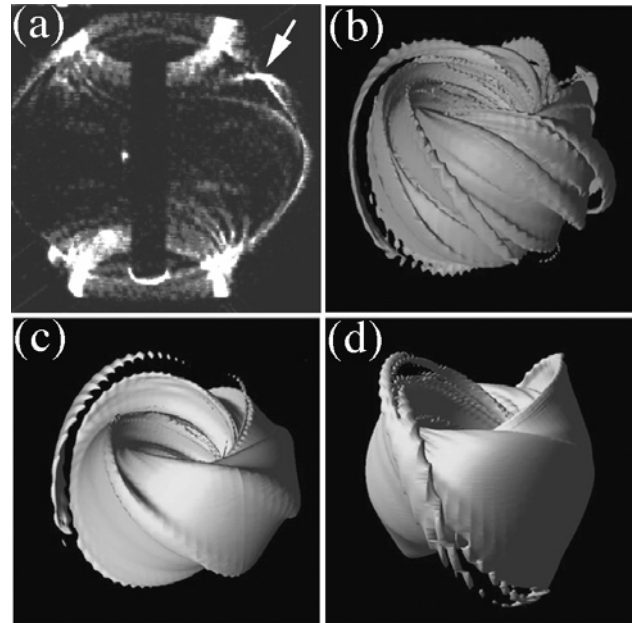


Fig. 3 (a) MAST プラズマにおいて ELM 発生時に観測されたフィラメント構造の高速カメラ画像[31]。フィラメントの一つがコアから引離されている (矢印)。(b) 純粋 MHD モデルによるフィラメント構造形成のシミュレーション結果。(c) (b) のケースで、線形の高  $n$  モードに対する反磁性安定化効果が弱い場合。(d) 同様に (b) のケースで、反磁性安定化効果が強い場合。

の進展とも相まって急速に進展した。しかし、2 章でも述べられているように、新しい Type の ELM が次第に見つかっており、ELM の非線形挙動は多様性を極めていている。今後も個々のダイナミクスに関して更なる非線形モデリングの進展が必要になってゆくと考えられる。その一方で、ELM は、より一般的に、ある種の MHD 不安定性が引き起こす爆発的現象 (explosive events) の具体例として捉える方向性も出てきている。先述の Cowley らは、爆轟モデルを、トカマクのディスラプションや、或いは天体プラズマにおけるサブストームや太陽フレアといった爆発現象に共通する素過程として提唱している。また先述の Hayashi, Mizuguchi らによる、外部磁場との磁気リコネクションを介したエネルギー損失過程については、球状トカマクにおけるマイナーディスラプションの一種である「リコネクション現象 (reconnection event) [42]」でも同様の過程が重要となっているほか、最近になって、太陽フレアの発生機構としても、コロナ磁場との磁気リコネクションに基づいて説明する、同様のモデルが発表されてきている[43]。このように、ELM の研究は、より広い分野への発展の可能性を秘めているといえよう。

#### 5.4 ELM のモデル化から統合シミュレーションへ

ELM を伴った H モードプラズマは、ITER での標準運転として考えられており、ELM によるメインプラズマの閉じ込め性能への影響と吐出された熱・粒子のダイバータ板への負荷は重要課題であり、予測可能なシミュレーションモデルの構築が求められている。周辺プラズマは、周辺乱流・輸送、周辺 MHD 安定性、SOL やダイバータの境界プ

ラズマとの相互作用, 原子分子過程など, 時間スケール ( $10^{-10} - 10^3$  sec) や空間スケール ( $10^{-6} - 10^2$  m) が大きく異なった幾つかの物理要素から成っている. また, これらの物理要素は, 互いに結合した複雑性を有しており, これらの物理モデルを統合し, 矛盾無く特性解明できるシミュレーションコードが必要である.

1.5次元輸送コードをプラットフォームとしてELMを表すプラズマ周辺MHDモデル, ペDESTALを形成する輸送障壁モデル, SOL/ダイバータ領域の輸送・壁相互作用モデルを結合することが一つの有力な方法である. 5.2節で述べたように, ELMはプラズマ表面付近で局在化した中間 $n$ のピーリング・バルーニングモードによって主に発生すると考えられており, MHD安定性の計算では精度を確保するために, 多くの空間的メッシュや計算時間が必要である. このため, Onjun, Kritzらは, バルーニングモード

限界  $\alpha_c$  ( $\alpha \equiv -\frac{2\mu_0 q^2 R}{B_T^2} \frac{\partial p}{\partial \rho} > \alpha_c$ ) やピーリング・バルーニ

ングモードの限界 ( $\sqrt{1-4D_M} > 1 + \frac{2}{2\pi q} \int \frac{J_{||} B}{R^2 B_p^3} dl$ ) を解析的に求め, 輸送コードJETTOへ組み込み, ELMの挙動のシミュレーションを行っている[44, 45]. ここで,  $J_{||}$ は磁場に並行方向電流密度,  $D_M$ はメルシェ条件. ペDESTAL構造の幅 $\Delta$ と高さは, プラズマの閉じ込め性能を決めるために重要であり, ここでは, コアは異常輸送モデルを用い, ペDESTAL幅 $\Delta$  (例えば $\propto \rho_i s^2$ )で新古典レベルまで下がるとしている. ELMの発生時には, 熱と粒子の輸送係数を増加させ, 実験で観測されたELMによる吐出しエネルギー割合を再現する様に増加分を決めている. Lönnroth, Parailらも, 不安定モードの取扱が異なるが同様に輸送コードJETTOを用いてモデル化を行っている[46, 47]. これら方法により, 粒子供給の効果[46], プラズマ断面の三角度依存性, 加熱パワー依存性, ペDESTAL幅

依存性などの特性を調べ, ITERにおける性能予測などで一定の成果をあげている[48].

解析的安定性モデルを用いずに, MHD安定性と輸送コードを結合して, 両者の繰返し計算によって求めるのが矛盾の無い方法である. そこで, ELMのような高 $n$ モードも高速に解けるMHD安定性コードMARG2Dと1.5次元輸送コードTOPICSコード[49]の統合モデルが開発されている[50]. Fig. 4は, JT-60Uプラズマに近いパラメータで, 不安定となった $n=7$ モードの固有関数 $\bar{f}_{\text{eig}}(\rho)$ に従って,

摂動磁場による磁気面破壊モデル ( $D_M = \left(\frac{\tilde{B}_r}{B_\theta}\right)^2 (qRv_\theta)$ )

[51]を仮定し, 熱輸送係数を $\Delta\chi$ 増加 ( $= C_{\text{ELM}} \times \bar{f}_{\text{eig}}(\rho)^2$ , ここで $C_{\text{ELM}}$ は1000)させた結果である. ペDESTAL構造の崩壊(ELM)や, MHDモードの安定化によるペDESTAL構造の再構成を示している. 今後, 詳細な実験との比較によるモデル検証や, モデルによる特性解明が求められる.

ここまでのモデルでは, 周辺輸送とMHDであるが, プラズマ端の温度, 密度はSOL/ダイバータ領域の特性によって決まり, プラズマ端のパラメータは, 周辺の輸送特性およびMHD安定性に影響を与える. このため, 矛盾の無いシミュレーションを行うには, 周辺プラズマ輸送と周辺MHD安定性とSOL/ダイバータを統合したモデルが必要である. これに向けて, 5点モデルで簡約化したSOL/ダイバータモデルと輸送・MHDの統合化が行われている[52]. また, ダイバータコードを基にした周辺モデルの統合化も行われており, ダイバータコードSOLDOR, 不純物コードIMPIC, 中性粒子コードNEUT2Dを結合した統合コードSONIC[53]や, ダイバータコードB2, 中性粒子コードEireneを結合した統合コードSOLPS[54]が開発されており, Parailらは, 輸送コードにJETTOにダイバータコードEDGE2D, 不純物コードSANCO, 中性粒子コードNIMBUSを結合した統合コードCOCONUTを計画して

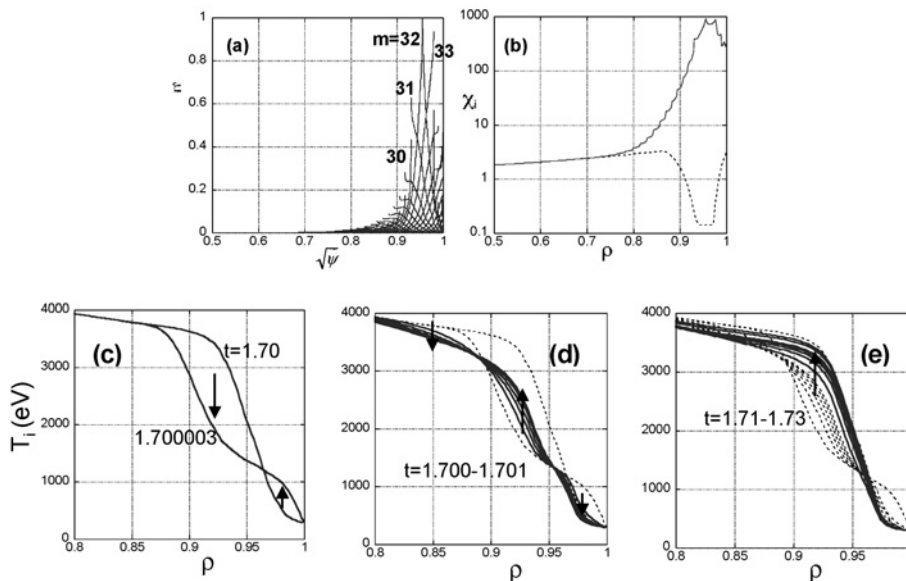


Fig. 4 (a) $n=7$ モードが不安定となったときの固有関数. 最大値は1で規格化. (b)新古典輸送による $\chi_i$ 分布(点線)と不安定モードの固有関数に従って増加した $\chi_i$ 分布(実線)(c)イオン温度のペDESTAL構造の崩壊. (d)崩壊直後の温度分布に見られる閉じ込め劣化と改善. (e)ELM間におけるペDESTAL構造の再構成.

いる。ここで重要なのは、実験や第一原理シミュレーションとの結果の比較によるモデルの妥当性の検証にあり、滝塚らは2体衝突モデルを用いた粒子コードPARASOL[55]のシミュレーションから得られた基礎物理データを基にモデルの検証・構築を行っている。

一方で、乱流モデルを基に、伊藤らによる Giant ELM モデルが示されており[56]、高山・若谷は、簡約化2場流体方程式（長谷川・若谷方程式）によって、ダイバータの様な開放端磁場配位が接したプラズマにおいて、間欠的振動が現れることを示した[57]。Benkadda は簡約化磁気流体方程式によって、抵抗性バルーニングモードが輸送障壁の成長と緩和の間欠現象を示し[58]、さらに、プラズマ境界と周辺の実形状配位で、非線形簡約 Braginskii コードに基づく乱流コードBOUT[59]に、電流駆動項を加えて、ピーリング・バルーニングモードによる ELM のシミュレーションを行い、モード間の競合により少ない数のフィラメント構造が生成されることを示した[60]。このBOUTコードとダイバータコードUEDGEを結合し、周辺乱流、ダイバータ特性、ELM の統合化モデルが試みられている[61]。このような、巨大なコードの統合化においては、統合したことにより物理モデルの妥当性を失わないことが重要であり、モデルの検証が不可欠である。

## 5.5 おわりに

ELMについて、初期の研究段階から MHD 安定性が関係していると考えられ、周辺プラズマ計測の向上とともに安定性の解析が進展し、ELM のトリガーとなるピーリング、高  $n$  バルーニング、ピーリング・バルーニングの理想 MHD モードで矛盾の少ない結果が得られている。しかし、最近の JT-60U 実験で見られるように、プラズマ流の変化によって ELM の挙動の変化が見られ、これが非理想 MHD の影響によるものか、分布の変化等を通じた理想 MHD 安定性の変化で説明できるものかは今後の課題である。また、プロブやフィラメント構造の観測など、非線形プロセスによる構造形成について理論モデル・シミュレーションが進んでおり、開放磁場配位と閉磁場配位が接触している系における非線形プロセスによる構造形成および間欠現象など興味深い物理課題領域として残されている。ITER による本格的核融合燃焼実験を控え、プラズマ性能およびダイバータ板への負荷と強く関係する ELM は、総合的なモデル化が必要であり、今後より予測可能なシミュレーションコードが求められている。

最後に、当小特集 5 章の執筆予定者であり、平成18年4月に他界された林隆也教授の長年の MHD シミュレーションのご功績に、当論文を捧げます。

## 謝辞

本章をまとめるにあたり、中島徳嘉教授、滝塚知典博士、相羽信行博士からの貴重なご意見、ご協力に感謝いたします。

## 参考文献

- [ 1 ] H. Zohm, Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 105 (1996).
- [ 2 ] J.W. Connor, Plasma Phys. Control. Fusion **40**, 191 (1998).
- [ 3 ] Y. Kamada, J. Plasma Fusion Res. **74**, 977 (1998).
- [ 4 ] P. Gohil *et al.*, Phys. Rev. Lett. **61**, 1603 (1988).
- [ 5 ] T. Ozeki *et al.*, Nucl. Fusion **30**, 1425 (1990).
- [ 6 ] G.T. Huysmans *et al.*, Proc. EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics 1992 part I, p247.
- [ 7 ] ASDEX team, Nucl. Fusion **29**, 1959 (1989).
- [ 8 ] D. Lortz, Nucl. Fusion **15**, 49 (1975).
- [ 9 ] J. Manickam, Phys. Fluid B **4**, 1901 (1992).
- [ 10 ] C.C. Hegna *et al.*, Phys. Plasmas **3**, 584 (1996).
- [ 11 ] J.W. Connor *et al.*, Phys. Plasmas **5**, 2687 (1998).
- [ 12 ] P.B. Snyder *et al.*, Phys. Plasmas **9**, 2037 (2002).
- [ 13 ] H.R. Wilson, *et al.*, Phys. Plasmas **6**, 1925 (1999).
- [ 14 ] L.L. Lao, Plasma Phys. Control. Fusion **42**, A51 (2000).
- [ 15 ] R. Gruber *et al.*, Comput. Phys. Commun. **21**, 323 (1981); and S. Tokuda *et al.*, JAERI-M 9040, Japan Atomic Energy Research Institute, Ibaraki (1980).
- [ 16 ] L.C. Bernard *et al.*, Comput. Phys. Commun. **21**, 2259 (1990).
- [ 17 ] A.B. Mikhailovskii *et al.*, Plasma Phys. Rep. **23**, 844 (1997).
- [ 18 ] S. Tokuda *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **73**, 1141 (1997).
- [ 19 ] N. Aiba *et al.*, Comput. Phys. Commun. *accepted for the publication* (2006).
- [ 20 ] S. Yu. Medvedev *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, 927 (2006).
- [ 21 ] S. Saarelma *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **47**, 713 (2005).
- [ 22 ] M. Becoulet *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, A103 (2002).
- [ 23 ] P.B. Snyder *et al.*, Nucl. Fusion **44**, 320 (2004).
- [ 24 ] L.L. Lao *et al.*, Nucl. Fusion **41**, 295 (2001).
- [ 25 ] N. Oyama *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 871 (2005).
- [ 26 ] N. Aiba *et al.*, 21st IAEA Fusion Energy Conf., Chengdu 2006, appear in CD-ROM paper IAEA-CN-149/TH/P-8.
- [ 27 ] N. Oyama *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, A171 (2006).
- [ 28 ] G.T.A. Huysmans, Plasma Phys. Control. Fusion **47**, 2107 (2005).
- [ 29 ] R.J. Hastie *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 4561 (2000).
- [ 30 ] M. Furukawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 175001 (2005).
- [ 31 ] A. Kirk *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **47**, 315 (2005).
- [ 32 ] T. Eich *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 195003 (2003).
- [ 33 ] M.E. Fenstermacher *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 1493 (2005).
- [ 34 ] A.W. Leonard *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, A 149 (2006).
- [ 35 ] S.C. Cowley *et al.*, Phys. Plasmas **3**, 1848 (1996).
- [ 36 ] B.H. Fong *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 4651 (1999).
- [ 37 ] H.R. Wilson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 175006 (2004).
- [ 38 ] T. Hayashi *et al.*, Proc. 19th IAEA Fusion Energy Conf., Lyon, TH/6-3(2002).
- [ 39 ] R. Khan *et al.*, *submitted to* Phys. Plasmas (2006).
- [ 40 ] N. Mizuguchi *et al.*, IEEJ Trans. FM **125**, 934 (2005).
- [ 41 ] G.T.A. Huysmans, Plasma Phys. Control. Fusion **47**, B165 (2005).
- [ 42 ] N. Mizuguchi *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 940 (2000).
- [ 43 ] H. Isobe *et al.*, Nature **434**, 478 (2005).
- [ 44 ] T. Onjun *et al.*, Phys. Plasmas **11**, 3006 (2004).

- [45] T. Onjun *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 012506 (2005).
- [46] J-S Lönnroth *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **45**, 1689 (2003).
- [47] J-S Lönnroth *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, 767 (2004).
- [48] T. Onjun *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 082513 (2005).
- [49] H. Shirai *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **64**, 4209 (1995).
- [50] T. Ozeki *et al.*, Fusion Sci. and Tech. Phys. July 2006 (*in press*).
- [51] T.H. Stix, Phys. Rev. Lett. **30**, 833 (1973); and A.B. Rechester *et al.*, Phys. Rev. Lett. **40**, 38 (1978).
- [52] N. Hayashi *et al.*, *to appear in 21st IAEA Fusion Energy Conf. 2006* and in J. Nucl. Fusion.
- [53] K. Shimizu *et al.*, *to be published in J. Nucl. Mater.*
- [54] D.P. Coster *et al.*, *19th IAEA Fusion Energy Conf.*, Lyon 2002 CD-ROM paper IAEA-CN-94/TH/P2-13.
- [55] T. Takizuka *et al.*, Trans. Fusion Tech. **39**, 111 (2001) and T. Takizuka *et al.*, *to be published in Contrib. Plasma Phys.*
- [56] S.-I. Itoh *et al.*, Phys. Rev. Lett. **67**, 2485 (1991).
- [57] A. Takayama *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 1411 (1996).
- [58] S. Benkadda *et al.*, *20th IAEA Fusion Energy Conf.*, Vilamoura 2004 CD-ROM paper IAEA-CN-116/TH/1-3Rb.
- [59] X.Q. Xu *et al.*, New J. Phys. **4**, 53.1 (2002).
- [60] P.B. Snyder *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 056115 (2005).
- [61] T.D. Rognlien, Plasma Phys. Control. Fusion **47**, A283 (2005).