



## 解説

# エッジローカライズドモードに関する 理論・シミュレーション研究の進展

## Progresses in Theoretical and Simulation Researches of Edge Localized Mode (ELM)

相羽 信行

AIBA Nobuyuki

量子科学技術研究開発機構

(原稿受付：2018年10月19日)

エッジローカライズドモード (ELM) による熱・粒子量放出を低減することは、トカマク型磁場閉じ込め核融合炉の実現に向けて解決すべき最も重要な課題の一つである。特に、ELMの中でも熱・粒子放出量の多い type-I ELM の発生回避は不可欠であり、同 ELM が発生する条件を事前に明らかにすることは、この課題を解決するために必要な前提条件である。また、ELM が発生した際にどの程度の熱・粒子が放出されるかを予測することは、その量がダイバータやプラズマ対向壁に与える影響を評価する上で必須である。本解説では、これらの研究課題を解決するために行われている理論・シミュレーション研究の近年の進展について紹介する。

### Keywords:

edge localized mode (ELM), H-mode, peeling-ballooning mode, extended MHD model, plasma rotation, tokamak

### 1. エッジローカライズドモードとは？

トカマク方式の磁場閉じ込め核融合プラズマでは、改善閉じ込め運転モード (H-mode) [1] と呼ばれる状態が閉じ込め性能・核融合反応効率の観点から望ましいとされる。しかし、プラズマ粒子 (燃料である水素だけでなくそれ以外の不純物も含む) の閉じ込め性能が高いことは、不純物による放射損失が急激な閉じ込め劣化 [2] や、場合によっては急速な放電停止 (ディスラプション) を誘発する可能性がある。そのため、H-mode 放電を定常的に維持するには、閉じ込め性能をあえて劣化させて密度を制御する必要がある。このような H-mode 放電における閉じ込め劣化を引き起こす現象として最も一般的なものがエッジローカライズドモード (ELM: Edge Localized Mode) である。ELM は、ASDEX 装置 (ドイツ) において H-mode 状態のプラズマが初めて得られた段階で既に観測されており [1]、現在建設中の国際熱核融合実験炉 ITER では、ELM のある H-mode (ELMy H-mode) 放電が標準運転モードとされている [3] など、今日に至るまで H-mode と ELM は表裏一体の研究課題となっている。

H-mode 状態のプラズマでは、セパトロクス近傍のプラズマ周辺領域で輸送障壁 (周辺ペDESTル) が得られ、同領域で急峻な勾配を持つ温度・密度 (・圧力) 分布が見られる。このような分布を持つことが閉じ込め性能改善の本質であるが、同時にその急峻な勾配は、周辺ペDESTル領域の熱・粒子を間欠的、周期的に放出する ELM を誘発

する (図 1)。この ELM によって放出される熱・粒子の量は、giant ELM と呼ばれる最も大量に放出するものでもプラズマに蓄積された熱・粒子 (・エネルギー) の最大 10% 程度であり、運転を停止させるほどの影響は持たない。さらに、これまでの実験装置 (主半径で最大 3 m 程度) では、giant ELM で放出される熱でもダイバータやプラズマ対向壁の損耗は十分に小さく、ELM の発生が大きな問題となることはない。しかし、プラズマ蓄積エネルギーが大きい

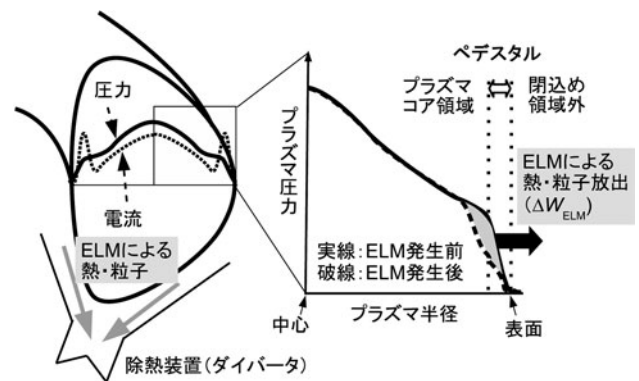


図 1 トカマクプラズマの垂直断面図 (左), およびプラズマ圧力の径方向分布 (右). H-mode 放電では、プラズマ表面 (セパトロクス) 近傍に周辺ペDESTルが得られることで、急峻な圧力勾配、および同勾配に駆動されるブーツトラップ電流が見られる。この圧力勾配および電流が原因で ELM が発生し、ペDESTル領域近傍に熱・粒子が放出されて、主にダイバータに流入する。

ITER や原型炉といった大型炉では、ELM で放出される熱も比例して多くなるため、特にダイバータが著しく損耗する。そのため、高い閉じ込め性能を定常的に維持しつつ ELM によるエネルギー放出量を抑えることは核融合炉実現に向けた重要な課題であり、この課題解決が H-mode/ELM 研究の目的である。

ここまで、ELM という単語を繰り返し用いてきたが、前述の通りこれは現象の総称であり、異なる物理的性質を持つ ELM それぞれに名前が付けられている [4]。実験的に最も容易に得られる ELM は type-I ELM (giant ELM はここに含まれる) と呼ばれ、通常、単に ELM と呼ぶ場合はこの type-I ELM のことを指す。この ELM が発生する H-mode 放電は高い閉じ込め性能を達成できる上、ほぼすべてのトカマク装置で実現されていることが知られ、さらに、後述するように理論的にこの ELM の発生原因はほぼ明らかになっているため、将来の実験装置・炉においても高い確率で実現可能と期待できる。しかし、この type-I ELM は、1つの ELM が発生する際に放出されるエネルギー量 ( $\Delta W_{\text{ELM}}$ ) が周辺ペダスタル領域で蓄積されたエネルギー量 ( $W_{\text{ped}}$ ) の数%から最大20%程度と多く、ITER 等の大型炉では同 ELM の発生を回避する必要がある (例えば ITER で許容される  $\Delta W_{\text{ELM}}$  の上限は  $W_{\text{ped}}$  の 1% 以下である)。この ELM の発生を回避するには、その発生条件を事前に明らかにし、同条件を満たさないように運転制御をすることが求められる。また、type-I ELM に限らず ELM が発生した場合にどの程度のエネルギー量がどのように放出されるかを予測することは、ダイバータ等への影響の評価やエネルギー放出量を抑える対応策を事前に検討する上で重要となる。

本解説では、type-I ELM に関する実験結果の評価や将来の装置における予測を目的に進められている理論・シミュレーション研究として、同 ELM の発生条件の評価に用いられる線形解析、および発生後の動特性の理解に用いられる非線形シミュレーションの近年の進展について紹介する。

## 2. ELM 発生条件に関する数値解析の進展

前章で述べたとおり、周辺ペダスタル領域では急峻な勾配を持つ温度・密度分布が見られるが、この急峻な勾配はさらに、新古典輸送に基づく自発電流であるブートストラップ電流を駆動する (図 1) [5]。そのため、周辺ペダスタル領域では“圧力勾配”と“プラズマ電流”という、理想電磁流体力学 (MHD) 的不安定性の 2つの発生要因が混在している。これらの両方が影響して不安定化する理想 MHD モードの 1つに“ピーリング・バルーンモード (PBM: Peeling-Ballooning Mode)”がある (図 2) [6]。この PBM は、長波長であるほど不安定な電流駆動モードと、短波長であるほど不安定な圧力駆動モードの両方の影響を受けているため、中間程度の波長 (トロイダル方向にフーリエ級数展開した際のモード数が 5~50 程度) のモードが最も不安定になる。

2000年初頭に、プラズマが静止していると仮定して実験計測データを利用した PBM の線形安定性を定量的に解析

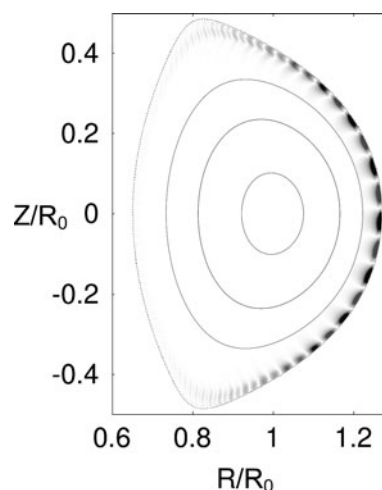


図 2 プラズマの垂直断面 (( $R, Z$ )断面) で見た PBM によるプラズマ変位の 2次元分布。ペダスタル領域の特にトラス外側に局在している。 $R_0$  は磁気軸のプラズマ大半径。

できる数値コード ELITE が開発され、これを用いて DIII-D 装置 (米国) で type-I ELM が発生した H-mode (type-I ELM My H-mode) 放電の安定性解析が行われた結果、この PBM が type-I ELM の発生原因である可能性が高いことが示された [7, 8]。その後、欧州や日本でも PBM 線形安定性の定量的解析が可能な数値コードが開発され、JET 装置 (欧州) や JT-60 装置 (日本) 等世界中の実験装置でも同様の結果が得られた [9, 10]。このような妥当性検証が進められた結果、現在の type-I ELM 発生条件の評価や予測は、プラズマの回転の影響を無視した静止理想 MHD モデルに基づく PBM の線形安定性解析によって行われ、長らく ELM 研究の基盤となる知見を与え続けている。

しかし、近年の実験では、同解析によって評価された ELM 発生条件よりも低いペダスタル圧力でも type-I ELM が発生しうる結果が報告されている。この傾向が顕著に見られているのが、ITER like wall (ILW) と呼ばれる金属ダイバータを導入した後の JET (JET-ILW) 装置である [11]。同装置では、金属 (タンゲステン) がプラズマ中に蓄積してディスラプションが発生することを回避するために、従来の炭素ダイバータを利用していた際に比べてプラズマ密度を高くする必要がある。そのような放電でプラズマ温度 (圧力) を高めるために加熱パワーを上げた場合、従来の炭素ダイバータ時に到達できていたよりも遙かに低いペダスタル圧力で type-I ELM が発生する実験結果が得られた。さらに、この type-I ELM は PBM が安定である領域で発生することが線形安定性解析により示され、標準的な手法である静止理想 MHD モデルに基づく PBM 安定性解析では、ELM 発生条件の評価や予測の精度が不十分であることが明らかになった。特に、ITER と同種の金属ダイバータを用いた JET-ILW 装置でこのような結果が得られたことは、ITER での ELM 発生条件を正確に予測できない可能性を示唆しており、その原因を解明することは ITER 等の将来の装置における ELM の問題を解決する上で不可欠となった。

このような課題の解決を目的として研究が進められてい

るのが、静止理想 MHD モデルで無視されている物理効果を考慮するための MHD モデルの拡張と、その拡張されたモデルに基づく PBM 安定性解析である。PBM 安定性に対して、静止理想 MHD モデルで無視されているいくつかの物理効果が影響を与えることは、解析コードが初めて開発された段階で既に指摘されていた。このような効果の中で特に重要になると考えられているのが、イオン反磁性ドリフト効果およびプラズマ回転効果である。これらはいずれも、圧力勾配で駆動される MHD モードとして知られる理想バルーンモード (IBM: Ideal Ballooning Mode) の安定性に影響を与えることが知られており [12, 13]、同様の理由で PBM の安定性も変わりうると考えられていた。実際、ELITE コードで初めて DIII-D 装置での PBM 安定性解析結果が報告された時点で、IBM の安定性に対するイオン反磁性ドリフト効果を示す簡単な分散関係式

$$-\gamma_{\text{ideal}}^2 = \omega(\omega - \omega_{*i}), \quad (1)$$

を用いて PBM 安定性と type-I ELM 発生条件との関連が議論された [8]。ここで、 $\gamma_{\text{ideal}}$  は理想 MHD モードの線形成長率、 $\omega$  はイオン反磁性ドリフト効果を考慮したモードの複素固有値、 $\omega_{*i}$  はイオン反磁性ドリフト周波数である。また、プラズマ回転の影響については、改良された ELITE コードの他、日本で開発された MINERVA コードを用いた解析が進められた結果、トロイダル方向の差動回転により短波長の PBM は安定化するが、長波長の PBM はむしろ不安定化することが示され [14, 15]、その詳細な物理原因も明らかにされた [16, 17]。しかしながら、イオン反磁性ドリフト効果およびプラズマ回転効果を同時に考慮した PBM 安定性解析による ELM 発生条件の定量解析はこれまで行われていなかった。この研究課題を解決するために近年考案されたのが“反磁性 MHD モデル”である [18, 19]。以降では、まず同モデルおよびこれを線形化して得られる運動方程式 (拡張 Frieman-Rosenbluth 方程式) の導出の概要を紹介する。

理想 MHD モデルで無視されている物理効果を含む拡張モデルを考える際には、解析対象となる現象 (今の場合は PBM 安定性) の時間・空間スケールを考慮して、重要な物理効果のみを残したモデルを考案することが望ましい。反磁性 MHD モデルは、時間・空間スケールをオーダーリングパラメータとして得られる以下の階層電磁流体方程式から考案されている [18, 20]。

$$\nu \partial N / \partial t + \lambda \delta \nabla \cdot (N \mathbf{V}_i) = 0, \quad (2)$$

$$m_i N (\nu \lambda \delta \mathbf{V}_i / \partial t + \lambda^2 \delta (\mathbf{V}_i \cdot \nabla) \mathbf{V}_i) + \delta \nabla P + \lambda \delta^2 \nabla \cdot \mathbf{\Pi}_i^{\text{gy}} - \lambda \mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0, \quad (3)$$

$$\lambda \mathbf{E} + \lambda \mathbf{V}_i \times \mathbf{B} + (\delta \nabla p_e - \lambda \mathbf{J} \times \mathbf{B}) / e N_e = 0. \quad (4)$$

ここで、 $N$  はイオン数密度、 $\mathbf{V}_i$  はイオン流体速度、 $m_i$  はイオン質量、 $P$  はプラズマ圧力、 $\mathbf{\Pi}_i^{\text{gy}}$  はイオンジャイロ粘性テンソル、 $\mathbf{J}$  はプラズマ電流、 $\mathbf{B}$  は磁場、 $\mathbf{E}$  は電場、 $p_e$  は電子圧力、 $e$  は電気素量、 $N_e$  は電子数密度である。また、オーダーリングパラメータは  $\nu = \omega_0 / \Omega_i$ 、 $\lambda = V_0 / V_{\text{thi}}$ 、 $\delta = \rho_i / L_0$  で定義される ( $\Omega_i$  はイオンサイクロトロン周波

数、 $V_{\text{thi}}$  はイオン熱速度、 $\rho_i$  はイオンラーモア半径、 $\omega_0$ 、 $V_0$ 、 $L_0$  はそれぞれ特性周波数、特性速度、特性長)。この式に現れるイオン流体速度について主立ったドリフト速度で構成すると

$$\lambda \mathbf{V}_{i,\perp} = \lambda \mathbf{V}_E + \delta \mathbf{V}_{*i} + \lambda^2 \delta \mathbf{V}_{\text{pi}}, \quad (5)$$

と表すことができる。ここで、 $\mathbf{V}_{i,\perp}$  は磁場に垂直方向のイオン流体速度、 $\mathbf{V}_E$  は  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフト速度、 $\mathbf{V}_{*i}$  はイオン反磁性ドリフト速度、 $\mathbf{V}_{\text{pi}}$  はイオン分極ドリフト速度である。理想 MHD モデルでは、 $|\mathbf{V}_E|$  が  $V_{\text{thi}}$  と同程度、周波数  $\omega_0$  は  $\Omega_i$  よりも小さいと仮定、つまり  $\lambda \sim O(1)$ 、 $\nu \sim O(\delta)$  として、特性長  $L_0$  は  $\rho_i$  よりも長いとすることで  $\delta$  を微小パラメータと見なししており、各方程式で  $\delta$  の最低次の項のみを残すことで基礎方程式が得られる。このモデルでは、速いプラズマ回転を考慮できるが、イオン反磁性ドリフト効果は無視される。一方、イオン反磁性ドリフト効果を考慮できる流体モデルとして知られているドリフトモデル [21] では、 $|\mathbf{V}_E|$  と  $|\mathbf{V}_{*i}|$  が同程度でいずれも  $V_{\text{thi}}$  よりも遅いと仮定し、周波数、特性長のパラメータは MHD オーダリングと同じとすることで、 $\lambda \sim O(\delta)$ 、 $\nu \sim O(\delta^2)$  となるオーダーリングを用いて方程式が導出される。このモデルでは、イオン反磁性ドリフト効果は考慮できるが、プラズマ回転は  $V_{\text{thi}}$  よりも十分に遅い必要がある。

反磁性 MHD モデルでは、特性速度を理想 MHD モデルとドリフトモデルの間、つまり  $|\mathbf{V}_E|$  が  $V_{\text{thi}}$  よりも遅いが  $|\mathbf{V}_{*i}|$  よりも速いと仮定することで、比較的速く回転するプラズマ中での MHD 安定性に対するイオン反磁性ドリフト効果を考慮可能にしている。導出の詳細は文献 [17] に預けるが、発想は MHD モデルとドリフトモデルの中間のオーダーリングパラメータとして “ $\lambda = \delta^a$  ( $a$  は  $0 < a < 1$  を満たす定数)” を用いる、というものである。実際にこのパラメータを (2)-(4) 式に代入して求まる方程式について、イオン反磁性ドリフト効果の最低次の影響までを残すことで、以下の式が得られる。

$$\partial N / \partial t + \nabla \cdot (N (\mathbf{V}_{\text{MHD}} + \mathbf{V}_{*i})) = 0, \quad (6)$$

$$m_i N (\partial (\mathbf{V}_{\text{MHD}} + \mathbf{V}_{*i}) / \partial t + (\mathbf{V}_{\text{MHD}} \cdot \nabla) (\mathbf{V}_{\text{MHD}} + \mathbf{V}_{*i}) + (\mathbf{V}_{*i} \cdot \nabla) (\mathbf{V}_{\text{MHD}})) + \nabla P + \nabla \cdot \mathbf{\Pi}_i^{\text{gy}} - \mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0, \quad (7)$$

$$\mathbf{E} + (\mathbf{V}_{\text{MHD}} + \mathbf{V}_{*i}) \times \mathbf{B} + (\nabla p_e - \mathbf{J} \times \mathbf{B}) / e N_e = 0. \quad (8)$$

ここで、 $\mathbf{V}_{\text{MHD}} = \mathbf{V}_E + V_{\parallel} \mathbf{b}$ 、 $\mathbf{b}$  は磁力線方向の単位ベクトルである。これらに対して、磁場の空間変化が緩やかだとして  $\nabla \times (\mathbf{b} / B)$  が無視できること、 $\mathbf{\Pi}_i^{\text{gy}}$  は磁場の曲率の影響等が無視できるとして導かれる最も簡単なものを用いることでジャイロ粘性相殺

$$m_i N (\partial \mathbf{V}_{*i} / \partial t + (\mathbf{V}_{*i} \cdot \nabla) \mathbf{V}_{*i}) + \nabla \cdot \mathbf{\Pi}_i^{\text{gy}} \simeq -m_i N (\mathbf{V}_{*i} \cdot \nabla) V_{\parallel} \mathbf{b}, \quad (9)$$

が適用できること、さらにイオン温度  $T_i$  と電子温度  $T_e$  が同じであると仮定することで、上記の 3 式は以下のように変形できる。

$$\partial N / \partial t + \nabla \cdot (N \mathbf{V}_{\text{MHD}}) = 0, \quad (10)$$

$$m_i N (\partial \mathbf{V}_{\text{MHD}} / \partial t + (\mathbf{V}_{\text{MHD}} \cdot \nabla) \mathbf{V}_{\text{MHD}} + (\mathbf{V}_{*i} \cdot \nabla) \mathbf{V}_E) + \nabla P - \mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0, \quad (11)$$

$$\mathbf{E} + \mathbf{V}_{\text{MHD}} \times \mathbf{B} = 0. \quad (12)$$

反磁性 MHD モデルは、これらの式と状態方程式

$$\partial P / \partial t + (\mathbf{V}_{\text{MHD}} \cdot \nabla) P + \Gamma P \nabla \cdot \mathbf{V}_{\text{MHD}} = 0, \quad (13)$$

および、Maxwell-Faraday の式

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad (14)$$

を組み合わせた基礎方程式で構成される ( $\Gamma$  は比熱比).

これらの方程式でイオン反磁性ドリフト効果を含むのは運動方程式(11)式のみであるため、磁束はプラズマに凍り付き、プラズマ変位ベクトルを用いた線形方程式の導出が可能である。この変位ベクトルの導入による変数の削減は、PBM 安定性の定量解析に必要な計算資源の節約に有用である。実際に、このモデルを線形化し、さらに MHD モードの変位は非圧縮かつフルート近似 (磁場に垂直方向の波数が平衡方向の波数よりも十分大きい、という圧力駆動 MHD モードで満たされる近似) を満たすという仮定を導入すると、以下の拡張 Frieman-Rosenbluth 方程式が導出できる。

$$\rho_0 \partial^2 \xi / \partial t^2 + 2\rho_0 (\mathbf{V}_{0,\text{MHD}} \cdot \nabla) \partial \xi / \partial t + \rho_0 (\mathbf{V}_{0,*i} \cdot \nabla) \partial \xi_{\perp} / \partial t = \mathbf{F}_{\text{MHD}} + \mathbf{F}_{*i}, \quad (15)$$

$$\nabla \cdot (\xi_{\perp} + \xi_{\parallel} \mathbf{b}) = 0, \quad (16)$$

$$\mathbf{F}_{\text{MHD}} = \mathbf{J}_0 \times \mathbf{B}_1 + \mathbf{J}_1 \times \mathbf{B}_0 - \nabla P_1 + \nabla \otimes (\rho_0 \xi \otimes (\mathbf{V}_{0,\text{MHD}} \cdot \nabla) \mathbf{V}_{0,\text{MHD}} - \rho_0 \mathbf{V}_{0,\text{MHD}} \otimes (\mathbf{V}_{0,\text{MHD}} \cdot \nabla) \xi), \quad (17)$$

$$\mathbf{F}_{*i} = \nabla \otimes (\rho_0 \xi \otimes (\mathbf{V}_{0,*i} \cdot \nabla) \mathbf{V}_{0,\text{MHD}} - \rho_0 \mathbf{V}_{0,*i} \otimes (\mathbf{V}_{0,\text{MHD}} \cdot \nabla) \xi) + \rho_0 / e N_e |\mathbf{B}_0|^2 \cdot ((\nabla \cdot (\xi \times \nabla P_0) \mathbf{B}_0 - (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla P_0) \nabla \times \xi) \cdot \nabla) \mathbf{V}_{0,E}. \quad (18)$$

ここで、 $\rho$  はイオン質量密度、 $\xi = \xi_{\perp} + \xi_{\parallel} \mathbf{b}$  は摂動プラズマ変位ベクトル、下添え字 0(1) は平衡量 (摂動量)、 $\otimes$  はテンソル積、 $\nabla \otimes$  はテンソルの勾配を意味する。この (15) 式を解く数値コードとして MINERVA-DI が開発されたことで、回転しているプラズマ中でのイオン反磁性ドリフト効果を考慮した PBM の線形安定性解析が実現した[18]。

MINERVA-DI コードを用いた type-I ELM 発生条件の評価は、既に JT-60 装置および JET-ILW 装置において進められており、いずれの場合もプラズマ回転およびイオン反磁性ドリフト効果を自己無撞着に考慮することで、数値計算による PBM 安定性解析結果と実験的に評価される ELM 発生条件の差が、従来のモデルを用いた場合に比べて小さくなることが示された[19, 22, 23]。本解説では、このうち JET-ILW 装置における解析結果について紹介する。

PBM 安定性解析に基づく type-I ELM 発生条件の評価は、実験計測で求まる温度・密度 (・圧力) 分布と、これらの分布から計算されるブーツトラップ電流を含む電流分布を持つ MHD 平衡を基準として、圧力ペダスタルの高さおよびブーツトラップ電流分布を独立に変化させた MHD 平衡それぞれの PBM 安定性を評価し、その安定・不安定

の境界 (安定限界) を調べることで行われる。この評価結果は通常、 $J-\alpha$  安定性図と呼ばれる、ペダスタル領域の電流密度  $J$  と規格化圧力勾配  $\alpha$  をパラメータとした 2 次元平面に示され、基準となる MHD 平衡の点 (運転点) が安定限界を示す線の近傍にある場合には、type-I ELM の発生条件が PBM 安定性解析で説明できたことになる。今回の JET-ILW 装置の解析では、MINERVA-DI コードを用いて  $J-\alpha$  安定性図を以下の 3 通りの方法で求め、その結果を比較した (図 3、色付・網目の領域はそれぞれの場合で PBM 不安定となる領域)。

- ① プラズマ回転およびイオン反磁性ドリフト効果の両方を考慮しない場合 (理想 MHD モデル, 灰)。
- ② イオン反磁性ドリフト効果のみを考慮した場合 (反磁性 MHD モデル (回転無し), 網目)。
- ③ 回転およびイオン反磁性ドリフト効果の両方を考慮した場合 (反磁性 MHD モデル (回転有り), 黒)。

なお、このような解析の際には、安定性を調べる PBM の波長をどの程度まで考慮するかを指定する必要があるが、今回はトロイダルモード数  $n$  が 1 から 100 までを考慮している。この図 3 から、①および②の場合では運転点から大きく離れた位置に安定限界が描かれており、ELM 発生条件を正確には示せていないことがわかる。一方、③の場合には、実験の計測誤差として描かれる誤差棒の範囲内程度にまで安定限界が近づいている。この結果は、回転およびイオン反磁性ドリフト効果の両方を考慮することで JET-ILW 装置の ELM 発生条件がより正確に評価できることを示している。同様の解析は、既に JET-ILW 装置 40 放電以上に対して行われており、いずれの放電でも③の場合に運転点と安定

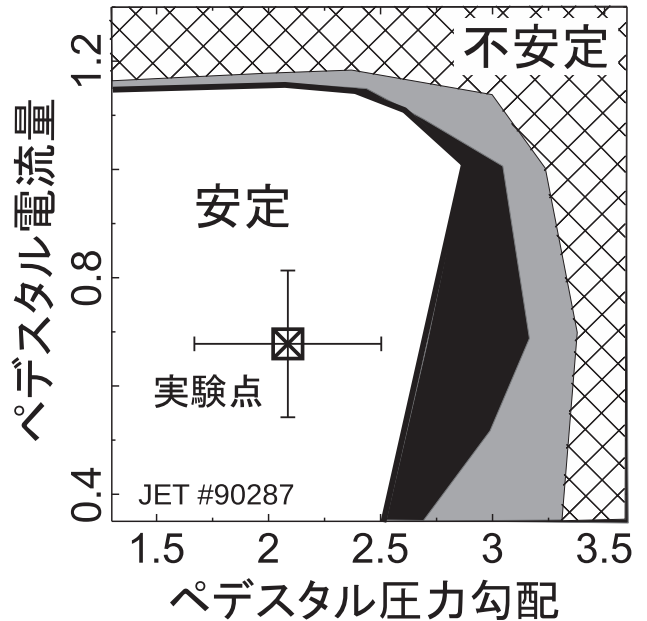


図 3 JET-ILW 装置における ELM 安定性図 (色付・網目の領域で PBM 不安定)。理想 MHD モデル (①, 灰) および回転を考慮しない反磁性 MHD モデル (②, 網目) を用いて評価した PBM 安定限界は、運転点から大きく離れているが、回転を考慮した反磁性 MHD モデル (③, 黒) を用いて評価した同安定限界は誤差棒の範囲内程度まで運転点に近づく (参考文献[23]の図 1 を引用)。

限界の差が最も小さくなることが確認されている [23, 24].

### 3. 非線形シミュレーションによる ELM 研究の進展

前章では, type-I ELM の発生条件を正確に評価と予測することを目的とした線形安定性解析の進展について述べたが, ELM が発生した場合に放出される熱・粒子の量がどの程度であるか, またそれらは主にどこに向かうのかを知ることは重要な研究課題である. このような課題の解決には非線形シミュレーションが不可欠であり, 近年, 精力的にコード開発および実験とシミュレーションの比較等が行われ [25-29], 国内でも MIPS コード [30] を用いた type-I ELM シミュレーションが進められている. 本解説では, 欧州で開発が進められ, JET 装置や MAST 装置 (英国) 等での ELM 実験結果との妥当性検証が行われた JOREK コードを用いた, JT-60 装置における ELM シミュレーションを紹介する [23, 31].

JOREK コードの基礎方程式は, 5 場ないし 6 場の簡略化 MHD 方程式と呼ばれるものであるが, 今回の解析では以下の 5 場の方程式を用いている.

$$\rho \partial \mathbf{V}_E / \partial t + \rho ((\mathbf{V}_E + \mathbf{V}_{*i}) \cdot \nabla) \mathbf{V}_E = \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla_{\perp} P + \mu \nabla^2 (\mathbf{V}_E + \mathbf{V}_{*i}), \quad (19)$$

$$\rho \partial \mathbf{V}_{\parallel} / \partial t + \rho (\mathbf{V}_{\parallel} \cdot \nabla) \mathbf{V}_{\parallel} = -\nabla_{\parallel} P + \mu \nabla^2 (\mathbf{V}_{\parallel} - \mathbf{V}_{\text{NBI}}), \quad (20)$$

$$\partial \psi / \partial t = \eta (J_{\phi} - J_A) + R [\psi, \Phi] - \partial \Phi / \partial \phi - \delta^* R [\psi, p_e] / \rho + \delta^* \partial p_e / \partial \phi / \rho, \quad (21)$$

$$\partial \rho / \partial t = -\nabla \cdot (\rho (\mathbf{V}_E + \mathbf{V}_{*i})) + \nabla \cdot (D_{\perp} \nabla_{\perp} \rho) + S_{\rho}, \quad (22)$$

$$\partial P / \partial t = -\mathbf{V}_E \cdot \nabla P - \Gamma P \nabla \cdot \mathbf{V}_E + \nabla \cdot (\kappa_{\perp} \nabla_{\perp} T + \kappa_{\parallel} \nabla_{\parallel} T) + S_T. \quad (23)$$

ここで,

$$\nabla_{\parallel} = \mathbf{b} \cdot \nabla, \quad (24)$$

$$\nabla_{\perp} = \nabla - \nabla_{\parallel}, \quad (25)$$

$$[\zeta, \lambda] = R^2 \nabla \phi \cdot (\nabla \zeta \times \nabla \lambda), \quad (26)$$

$$\mathbf{V}_{\parallel} = V_{\parallel} \mathbf{b}, \quad (27)$$

$$\delta^* = \Omega_i R_0, \quad (28)$$

であり, また,  $\mu$  は粘性係数,  $\psi$  はポロイダル磁束,  $\eta$  は電気抵抗,  $J_{\phi}$  はトロイダル電流,  $R$  はプラズマ大半径,  $\Phi$  は静電ポテンシャル,  $\phi$  はトロイダル角,  $R_0$  は  $\Omega_i$  を評価した位置の  $R$  である. また, 中性粒子ビーム入射 (NBI) による運動量, 質量密度, 温度, 電流のソースはそれぞれ  $\mathbf{V}_{\text{NBI}}$ ,  $S_{\rho}$ ,  $S_T$ ,  $J_A$  として表されるが,  $J_A$  には Sauter モデル [32, 33] を用いて評価されたブーツトラップ電流も含まれる. その他, 粒子拡散係数  $D_{\perp}$ , および熱伝導係数  $\kappa_{\perp}$ ,  $\kappa_{\parallel}$  も導入されている. シミュレーション時の具体的な条件は文献 [23] を参照していただきたい. また, JOREK コードでは, プラズマの閉じ込め領域外側 (スクレイプオフ層) も計算領域に含まれており, ダイバータや真空容器の形状を計算境界として設定することで, ELM によって放出されるエネルギーがどの場所にどの程度流入するかを評価することが可能である [31].

JOREK コードを用いて JT-60 装置における type-I ELM の非線形シミュレーションを行ったプラズマは, type-I

ELM の性質に対するプラズマ回転の影響を調べるために行われた実験 (放電番号 E49228 と E49229) で得られたものである [34]. 実験では, プラズマ電流と同じ方向に回転 (順回転) している E49228 と, 反対の方向に回転 (逆回転) している E49229 を比較すると, E49229 では type-I ELM が発生する直前の圧力ペダスタルが低いこと, また, type-I ELM によるエネルギー放出量 ( $\Delta W_{\text{ELM}}$ ) が約半分 (E49228 が 85 kJ 程度に対して E49229 が 45 kJ 程度) であることが確認されている. これらのプラズマにおける PBM 線形安定性解析は, 回転を考慮した理想 MHD モデルおよび反磁性 MHD モデルを用いてそれぞれ行われている. いずれの場合も, 順回転している E49228 では回転による安定性への影響が小さいが, 逆回転している E49229 では回転による不安定化を受けて type-I ELM が発生していることが示され, これが ELM 発生時の圧力ペダスタルの低下の一因と考えられる [17, 19]. 一方,  $\Delta W_{\text{ELM}}$  の違いについては未解明であり, この違いの原因を解明することを目的に JOREK コードを用いた非線形シミュレーションが行われた (平衡の温度・密度・圧力等の分布や計算条件は文献 [19, 23] に, また実験条件の詳細は文献 [34] に示されている).

図 4 (a) は, JOREK コードで得られた外側ダイバータへの熱フラックスの時間変化を, E49228 および E49229 で評価した結果を比較している. この図から, E49228 の方が多くの ELM による熱フラックスが発生していることがわかり, また, この場合の E49228 での  $\Delta W_{\text{ELM}}$  は 7.3 kJ 程度であるのに対して, E49229 では 4.6 kJ であった. これらの値は実験値よりもそれぞれ 1 桁程度小さく, シミュレーションで定量的に実験結果を再現するには至らなかった. しかし, 順回転のプラズマで生じる ELM の方が逆回転のプラズマよりも大きな  $\Delta W_{\text{ELM}}$  を生じる, という定性的な傾向は実験結果と一致する結果が得られた.

そこで次に, このような違いが生じる原因を調べるために, 線形理想 MHD 解析コード MINERVA [35] を用いた計算結果との比較を行った. 図 4 (b) は, JOREK コードの計算で得られた ELM によるプラズマ圧力の変化量の径方向分布であり, ELM によってプラズマが影響を受けた領域の幅が評価できる. この図から, E49228 では E49229 に比べて,  $0.7 < \bar{\psi} < 0.85$ , および  $0.91 < \bar{\psi} < 1.0$  の領域で圧力の減少量が多いことがわかる ( $\bar{\psi}$  は規格化ポロイダル磁束). この結果を, MINERVA コードを用いて得られた PBM の固有関数 (図 4 (c)) が有限の振幅を持つ領域の幅の違いと比較すると, E49228 で最も不安定となるトロイダルモード数  $n = 12$  の PBM は E49229 で最も不安定な  $n = 15$  のモードよりも  $\bar{\psi}$  方向に広がっており, その差は JOREK コードで求めた ELM によって影響を受けた領域の幅の差と同程度であることがわかった. この結果は, ELM によって影響を受けた領域の幅が線形固有モードの幅と相関しており,  $\Delta W_{\text{ELM}}$  の差の原因となっている可能性が高いことを示唆している.

固有モードの違いは解析を行った平衡の違いにより生じていることになるが, 今回比較を行ったプラズマは, イオ

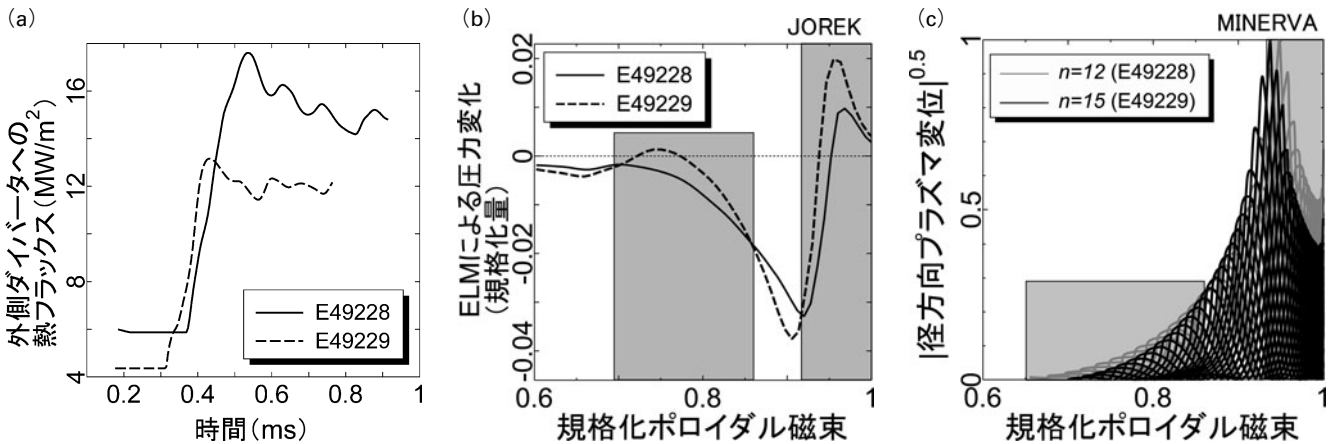


図4 (a) JOREK コードを用いて評価した JT-60 装置での type-I ELM による外側ダイバータへの熱フラックス。順回転しているプラズマ (E49228) では、逆回転しているプラズマ (E49229) よりも熱フラックスが 1.5 倍強大きく、実験結果と定性的に一致する傾向が得られている。(b) JOREK コードで得られた PBM によるプラズマ圧力の変化、および (c) MINERVA コードで得られた PBM の線形固有関数。E49228 では E49229 よりも圧力が減少した領域 (ELM の影響を受けた領域) が広く、その幅の違いは固有モードの幅の違いと同程度であることがわかる (図 (b), (c) で色付された領域は、E49228 で圧力減少 (図 (b)), および固有モードの振幅 (図 (c)) が大きい領域を表す) (参考文献 [23] の図 5, 6 を引用)。

ンおよび電子温度分布はほぼ同じであったことから、原因の候補として着目したのは、プラズマ回転分布および電子密度分布である (イオン密度分布は直接計測できず、電子密度分布および実効電荷数を用いて準中性条件から見積もるため、電子密度分布と強い相関がある)。そこで、MINERVA コードを用いて、E49228 と E49229 の回転分布を入れ替えて PBM 安定性を再評価したところ、回転分布の変化では不安定化する固有モードの空間構造に大きな変化はないことが確認された。以上のことから、今回解析を行った JT-60 装置のプラズマでは、プラズマ回転は ELM 発生条件には影響を与えるものの  $\Delta W_{\text{ELM}}$  には大きな影響は持たず、 $\Delta W_{\text{ELM}}$  の違いは平衡の密度分布の違いが原因である可能性が高いことが示された [23]。

このように、PBM の非線形発展がシミュレーション可能な非線形 MHD コードの開発が大きく進展したことで実験結果との比較が実現し、ELM 動特性を理論・シミュレーション研究で定性的に捉えることが可能になっている。また、定量性についても、例えば  $\Delta W_{\text{ELM}}$  の大きさについて、温度や密度の分布を実験計測誤差で許容できる範囲内で径方向にずらすことで実験結果に近づくことが示される [31] など、さらなる妥当性検証が精力的に進められている。

#### 4. まとめと今後の課題

本解説では、ELM に関する理論・シミュレーション研究の近年の進展として、線形 MHD 安定性解析による type-I ELM 発生条件の正確な評価や予測の実現、および、非線形 MHD シミュレーションによる type-I ELM の動特性に関する定性的な理解および定量的な評価を実現するための試みについて紹介した。このうち前者については、プラズマ回転とイオン反磁性ドリフト効果が MHD 安定性に与える影響に着目し、これらを自己無撞着に考慮した MHD 安定性解析を実現するために反磁性 MHD モデルを考案、これに基づいた線形安定性の数値解析を MINERVA-

DI コードで行うことで、金属ダイバータ導入後の JET 装置等における ELM 発生条件のより正確な評価が可能になったことを示した。また、後者については、非線形 MHD シミュレーションコードの開発が精力的に進められ、国内外の数多くの実験装置で観測された ELM 現象とシミュレーション結果との妥当性検証が行われており、その一例として、JOREK コードを用いたシミュレーションが JT-60 装置での 2 つの放電における type-I ELM の定性的な性質変化を再現可能であることなどを示した。これらの成果、および今回は紹介できなかったその他の多くの成果から、線形解析・非線形シミュレーションによって既存装置における type-I ELM の発生条件および発生後の動特性の評価は可能であると言える段階にまで研究は進展しており、この実績に基づいて ITER や原型炉におけるこれらの予測も進められている。

一方、序章でも述べたとおり、ITER 等の大型炉では、type-I ELM の発生は回避すべき事態である。この回避方法は大きく分けて 2 種類存在し、1 つは能動的にプラズマを変化させて制御する方法、もう 1 つは type-I ELM が発生しない状態で定常的に維持されるような運転領域にプラズマが留まるように運転 (制御) する方法である [36]。前者については、共鳴摂動磁場 (RMP: Resonant Magnetic Perturbation) をプラズマに印加することで ELM の抑制や小振幅化が達成されることが既存装置の実験で示されており、ITER でも同様の方法で ELM 制御を試みる予定である [37]。なお、この外部コイルを用いた ELM 制御は、JFT-2M 装置 (日本) で先駆的な研究が進められていたことは特筆すべき点である [38]。また、ベレット入射による ELM 周波数制御によってエネルギー放出量を抑えることも、既存装置での実績を踏まえて ITER でも予定されている [39]。このような能動的な制御手法が実際に ITER で有用であるかを検討する上で、非線形 MHD シミュレーションは大きな役割を果たすと期待できる [40, 41]。また、RMP がプラズマにどのように浸透するかというプラズマ応答の

研究については、線形解析も精力的に進められている[42, 43]。しかし、原型炉のような中性子照射環境下では炉内機器の設置が著しく制限されるため、これらのような能動的な制御は実現が困難であるとも考えられている。

もう1つの運転領域に基づくELM制御については工学的な問題が少ないと期待でき、これまでに国内外の多くの実験装置で様々な運転領域の研究が進められている。実際に、type-I ELMよりも放出エネルギー量の少ないH-mode放電(小振幅ELMy/ELM-free H-mode放電)は多くの種類が存在し、主なものとしてはtype-II ELM, type-III ELM, grassy ELM, HRS H-mode, EDA H-mode, QH-mode, I-mode等が挙げられる[4, 36, 44]。これらはいずれも、ペDESTAL領域の圧力がtype-I ELMが発生しない程度に低い状態で維持されることが実験的に示されている。しかし、そのような状態を維持できる物理的な要因の理解は、type-I ELMに関する理解ほどは進んでいないのが現状である。

この物理要因の解明に欠かせない研究の一つは、ペDESTAL領域におけるプラズマ輸送現象に関する研究である。この研究がペDESTAL領域の温度・密度等の分布について実験結果の再現や予測を実現し、さらにはこれらの分布をtype-I ELMを発生させない状態に定常的に維持できることを理論的あるいは数値的に示してようやく、核融合炉におけるH-mode/ELMに関する理論・シミュレーション研究は完了したと言える。しかしながら、このような研究を実現するには非常に高い壁がいくつも存在している。例えば、輸送研究で現在精力的に行われているジャイロ運動論モデル[45]に基づくシミュレーション研究を行う場合、同モデル導出時の仮定がペDESTAL特有の急峻な勾配や大きな揺動振幅といったパラメータ領域で適用可能であるか懐疑的であることや、プラズマの加熱や燃料(粒子)補給、不純物輸送やスクレイプオフ層の影響を模擬する必要があること、さらに、小振幅ELMy H-modeだけでなくELM-free H-modeでも電磁的な揺動が観測されていることが多いため、そのような揺動をシミュレーションで再現する必要があること(現在のジャイロ運動論シミュレーションは多くの場合静電揺動が解析対象)、といった課題が挙げられる。これらの課題のすべてを短期間、例えばITERの運転開始までに解決することは現実的とは考えられないため、課題解決に向けた研究を精力的に進めることと並行して、簡略化したモデル等を用いた実用的な研究を進めることも重要である。

このような実用的な研究を進めていく場合、評価や予測をすべき対象を限定することは不可欠である。前述の小振幅ELMy/ELM-free H-mode放電で、ITERや原型炉等で想定される“高温・低密度のペDESTAL”でも得られるものは限られており、grassy ELM, QH-mode, I-modeがその候補として挙げられる。そのため、これらの放電の特徴を踏まえて、ITERや原型炉での実現可能性が高いものを選択し、これを対象とした研究を進める必要がある。例えば、grassy ELMは短波長MHD(バルーニング)モードが原因であると考えられていることから[46]、同モードの発生に

よる $\Delta W_{ELM}$ が小さいこと、さらに、加熱と粒子補給による熱・粒子の輸送に伴う圧力上昇と同モードによる間欠的な圧力減少が準定常的に釣り合うことを示す必要がある。また、QH-modeではELMは発生しない一方でペDESTAL領域に局在した磁場等の高調波振動(EHO: Edge Harmonic Oscillation)が観測されるが、このEHOの原因はプラズマ回転によって不安定化された長波長MHD(ピーリング)モードであると考えられている[47]。そのため、QH-modeをシミュレーションで再現するには、回転の影響を含む同モードの非線形飽和、そして、これによってプラズマが3次元的に変形した状態での熱・粒子、さらには運動量の輸送を解くことで、非線形飽和状態が定常的に維持されることを示す必要がある。これらの小振幅ELMy/ELM-free H-mode放電では、いずれもMHDモードの存在が重要な役割を果たしていると考えられているため、非線形MHDシミュレーション研究が実用的な研究の中心を担うと期待される。

一方、I-mode[44]や、近年発見された別のQH-mode(標準のQH-modeに比べてペDESTALの幅が広いことからwide pedestal QH-modeと呼ばれる[48])では、弱いコヒーレントモード(WCM: Weak Coherent Mode)やブロードバンドMHD揺動といった、乱流揺動に近い性質を持つと考えられる現象が観測されている。この場合には、微視的不安定性による乱流現象を取り扱えるシミュレーション研究が不可欠となるため、二流体モデルやジャイロ流体モデル等の同不安定性を解析できる流体モデルを用いたシミュレーション研究が実用的には重要になると考えられる。

これらのシミュレーション研究は一朝一夕で進められるものではなく、物理モデルの考案、数値コードの開発、数値計算による物理解の進展、そして実験結果との比較による妥当性検証を積み重ねていくことでようやく可能になる。核融合研究開発におけるH-mode/ELMの課題解決の重要性から鑑みても、このような理論・シミュレーション研究の実現は不可欠であり、今後、さらに研究を進展させていく必要がある。

## 謝辞

本原稿を書くにあたり、量子科学技術研究開発機構の矢木雅敏博士、大山直幸博士、名古屋大学の前山伸也助教との議論に感謝します。本稿の内容の一部は科学研究費補助金(15K06656)の助成を受けました。

## 参考文献

- [1] F. Wagner *et al.*, Phys. Rev. Lett. **49**, 1408 (1982).
- [2] 岡本正雄 他: 核融合研究 **58**, 105 (1987).
- [3] E.J. Doyle *et al.*, Progress in the ITER physics basis chapter 2: plasma confinement and transport, Nucl. Fusion **47**, S18 (2007).
- [4] 鎌田 裕 他: プラズマ・核融合学会誌 **82**, 566 (2006).
- [5] D.M. Thomas *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 065003 (2004).
- [6] C.C. Hegna *et al.*, Phys. Plasmas **3**, 584 (1996).
- [7] H.R. Wilson *et al.*, Phys. Plasmas **9**, 1277 (2002).
- [8] P.B. Snyder *et al.*, Phys. Plasmas **9**, 2037 (2002).
- [9] S. Saarelma *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **47**, 713

- (2005).
- [10] N. Aiba *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **9**, 74 (2010)
- [11] C.F. Maggi *et al.*, Nucl Fusion **55**, 113031 (2015).
- [12] W.M. Tang *et al.*, Nucl. Fusion **20**, 1439 (1980).
- [13] W.A. Cooper, Plasma Phys. Control. Fusion **30**, 1805 (1988).
- [14] P.B. Snyder *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 961 (2007).
- [15] N. Aiba *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 065015 (2009).
- [16] N. Aiba *et al.*, Nucl. Fusion **50**, 045002 (2010).
- [17] N. Aiba *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 073012 (2011).
- [18] N. Aiba, Plasma Phys. Control. Fusion **58**, 045020 (2016).
- [19] N. Aiba *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 022011 (2017).
- [20] D.D. Schnack *et al.*, Phys. Plasmas **13**, 058103 (2006).
- [21] R.D. Hazeltine and J.D. Meiss, *Plasma Confinement* (Reading, MA: Addison-Wesley) 1992.
- [22] N. Aiba *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 126001 (2017).
- [23] N. Aiba *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 014032 (2018).
- [24] C. Giroud *et al.*, Proc. 27th IAEA FEC, EX/3-4 (2018).
- [25] G.T.A. Huysmans *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 124012 (2009).
- [26] N.M. Ferraro *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 102508 (2010).
- [27] X.Q. Xu *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 103040 (2011).
- [28] L.E. Sugiyama, Phys. Scr. **86**, 058205 (2012).
- [29] J.R. King *et al.*, Phys. Plasmas **23**, 062123 (2016).
- [30] Y. Todo *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, S2062 (2010).
- [31] S. Pamela *et al.*, Proc. 27th IAEA FEC, OV/4-4 (2018).
- [32] O. Sauter *et al.*, Phys. Plasmas **6**, 2834 (1999)
- [33] O. Sauter *et al.*, Phys. Plasmas **9**, 5140 (2002) (erratum)
- [34] A. Kojima *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 115008 (2009).
- [35] N. Aiba *et al.*, Comput. Phys. Commun. **180**, 1282 (2009).
- [36] N. Oyama, J. Conf. Series **123**, 012002 (2008).
- [37] T.E. Evans *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 093029 (2013).
- [38] M. Mori *et al.*, Proc. Int. Conf. on Control. Fusion and Plasma Phys. **2**, 567 (1992).
- [39] L.R. Baylor *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 085013 (2009).
- [40] F. Orain *et al.*, Phys. Plasmas **20**, 102510 (2013).
- [41] S. Futatani *et al.*, Nucl. Fusion **54**, 073008 (2014).
- [42] J.-K. Park *et al.*, Phys. Plasmas **14**, 052110 (2007).
- [43] Y. Liu, *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 122502 (2010).
- [44] D.G. Whyte *et al.*, Nucl. Fusion **50**, 105005 (2010).
- [45] 洲鎌英雄：プラズマ・核融合学会誌 **79**, 107 (2003).
- [46] N. Oyama *et al.*, Nucl. Fusion **50**, 064014 (2010).
- [47] K.H. Burrell *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 155003 (2009).
- [48] X. Chen *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 022007 (2017).



あい ぼ のぶ ゆき  
相羽 信行

量子科学技術研究開発機構核融合エネルギー研究開発部門プラズマ理論シミュレーショングループ 上席研究員。専門はトカマクプラズマにおけるMHD安定性の理論・シミュレーション研究。世界中のトカマク装置のMHD安定性を理解したいと思って努力中で、実際に解析して装置ごとの違いを知るたびに好奇心を刺激されています。最近の幸せは、娘（1歳）と遊んでいる中で、出来ることが日に日に増えていく様子を実感することです。