

小特集 タングステンダイバータを用いて熱核融合実験を行う

2. トカマク装置におけるタングステンダイバータ実験

2. The Experiments with Tungsten Divertor in Tokamak Devices

浦野 創

URANO Hajime

日本原子力研究開発機構 那珂核融合研究所

(原稿受付：2015年1月26日)

タングステンダイバータのトカマク装置では、高Z不純物に対するスクリーニング効果およびダイバータデタッチ状態を得るために従来よりも高密度運転が要求される他、混入したタングステンが炉心プラズマの様々な物理的性質に影響を与える。特にHモード遷移パワー、Hモード閉じ込め性能、Heプラズマ運転、ディスラプション等は安全な運転上、高Z不純物による影響が懸念される。これらの多くの問題はプラズマ中の高Z不純物蓄積によって起こるため、高Z不純物の輸送過程を理解し、中心部局所加熱やELMペースメーカーによる適切な不純物制御手法を確立することが重要となっている。

Keywords:

tungsten divertor, confinement, H-mode, ELM, helium operation, disruption, impurity control, plasma facing component, JET, ASDEX Upgrade, ITER

2.1 はじめに

当初ITER研究計画におけるダイバータストラテジーは、炭素・タングステン(CFC/W)ダイバータで運転を開始し、15MAのHモード運転を実証したのちの重水素を用いた放射化運転フェーズでフルタングステンダイバータに変更する計画であった。しかし、2009年にDT実験フェーズ前の初期運転フェーズを短縮するために、H/Heを用いた非放射化フェーズでの過渡的な現象の制御性を確かめた上で重水素運転の前にフルタングステンダイバータを導入するというダイバータ基本戦略に改訂した後、さらに運転開始時からフルタングステンダイバータを設置し、放射化フェーズにおいて $Q=10$ を達成する、というコスト削減策の選択肢の1つをITER機構並びにITER理事会から提案された。これを受けて国際トカマク物理活動(ITPA)調整委員会は各トピカルグループに対し、本件に関わる課題を調査し、ITERのタングステンダイバータ戦略に指針を提示するように求めた。このように将来的にタングステンダイバータを導入する計画であったことに加え、導入時期を早める計画の改訂、そしてそのための各領域における適切な研究開発が緊急に必要なこととなったことから、タングステンダイバータ研究は近年のトカマク装置における中心的な研究課題の1つとなっている。

本章では、このような経緯から近年金属壁・タングステンダイバータ実験を積極的に実施している独逸マックスプランク研究所のASDEX Upgrade(AUG)装置および英国カラム研究所のJET装置における最新の実験結果についてまとめる。AUG装置は金属壁を用いる原型炉を想定

Japan Atomic Energy Agency, Naka, IBARAKI 311-0193, Japan

し、1999年から2005年までに真空容器表面を、2006年から2007年までにダイバータ部を炭素材からタングステンへ段階的に変更を実施した[1]。JET装置はITERと同等のプラズマ対向材料(plasma facing component;以降PFC)での実験を行うために、2009年から2010年までにITER-like-wall(ILW)と呼ばれるベリリウム第一壁、およびタングステンダイバータを導入した[2]。PFCおよびダイバータプラズマとしての比較研究については、過去にプラズマ核融合学会誌における小特集「核融合プラズマおよびダイバータにおけるタングステン研究の進展と課題[3]」として詳細をまとめられているため、本章では特にタングステンダイバータ導入による主プラズマにおける性質について言及したい。そこで、まず第2節において、タングステンダイバータ導入による運転上の制約について述べ、第3節以降でITERにおける非放射化および放射化フェーズでの運転シナリオを成立させる上で高Z不純物による影響が特に懸念される、Hモード遷移パワー、Hモード閉じ込め、周辺ベDESTALとELM特性、Heプラズマ運転、ディスラプションについて実験結果を紹介する。その後、高Z不純物の制御手法について述べ、最後に本章をまとめる。

2.2 タングステンダイバータ導入による運転領域の制限

ダイバータ等をはじめとするPFCを従来の炭素材から高Z材に変更することで、運転上に一体どのような制約が発生するのだろうか。核融合炉では原子番号の大きい不純物が混入するほど燃料の希釈は深刻な問題となるため、そ

author's e-mail: urano.hajime@jaea.go.jp

もそも PFC に炭素材を利用してきた理由の1つはそれが低 Z 材だからであった。高 Z 不純物は主プラズマ内に蓄積すると、放射損失が増大し、コア部でのプラズマ温度を低下させ、適切な核融合出力を得られなくなる他、特に金属等の高 Z 不純物になると大きな放射損失によるディスラプションの危険性が問題となる。したがって、主プラズマ内における高 Z 不純物の侵入を十分に低減（一般に電子密度の 0.01% 以下）すること、特にコア部への蓄積、放射損失によるコラプス、そしてディスラプションを回避すること等に配慮する必要がある。また、一般的に質量数の大きな原子ほどスパッタリング効率が高いため、ダイバータ領域におけるタングステン材の損耗は主に不純物イオンによって起こる [4-7]。特に近年の高加熱パワーを入射する実験では、ELM によるスパッタリングがダイバータの損耗の主な原因となっている [5, 7]。したがって、タングステンダイバータを伴う装置での運転には強いガスパフによってスクリーニング効果を促し、同時にダイバータ領域で非接触プラズマ（デタッチ）状態を保つ高密度運転が要求される。そのため特にガスパフのない、または少ない、低密度領域での運転は極めて困難になる。

また、ITER のダイバータプラズマにおいて、このような数 eV 程度の温度を維持するためには、燃料ガスパフに加えて不純物入射が必要と考えられている。これより高温になると、入射した不純物によって主プラズマへのタングステン蓄積が増加すると想定されるが、JET 装置および AUG 装置では窒素ガス入射による十分な放射冷却がダイバータでの温度およびスパッタリング効率の低下を促すことによって、この問題を打ち消す結果が示されている [6, 7]。同様に金属壁という観点では、モリブデン壁を有する米国マサチューセッツ工科大学の Alcator C-Mod 装置でもネオンおよび窒素ガスを用いた低 Z 不純物入射量の増加に伴って、主プラズマでのモリブデン蓄積量が単調減少することが観測されている [8]。

2.3 H モード遷移パワー

AUG 装置は炭素壁の時代から長年にわたり、設備機器や計測機器の状況確認のために各運転日の最初の放電を「H モード標準放電」という一定の放電条件で繰り返しているため、ダイバータタイル導入による H モード遷移パワーの変化を時系列的に評価することが可能である。炭素壁実験において H モード遷移パワーは以下の表式に示す経験則で表されることが知られている [9, 10]。

$$P_{scal} = 0.049 \bar{n}_e^{-0.72} B_T^{0.8} S^{0.94} \quad (1)$$

上式において、 P_{scal} 、 \bar{n}_e 、 B_T 、 S はそれぞれ H モード遷移パワー経験則 (MW)、線平均電子密度 (10^{20} m^{-3})、トロイダル磁場強度 (T)、プラズマ表面積 (m^2) を表す。図 1 にショット毎のタングステン設置割合と P_{scal} で規格化した H モード遷移パワーの変化の様子を示す [11]。タングステン設置割合が 100% になったことをきっかけに H モード遷移パワーが 25% 程度減少しているのがわかる [11, 12]。

炭素壁実験において H モード遷移パワーは式 (1) に示す

ように強い密度依存性を有するが、これをタングステンダイバータ時と比較する実験を両装置で実施している。図 2 (a), (b) にそれぞれ AUG [11] および JET 装置 [13] における H モード遷移パワーの密度依存性を示す。ITER における非放射化フェーズでは、軽水素およびヘリウムでの運転が計画されており、H モード遷移に対して十分な加熱パワーが確保できるかどうか重要な課題となっている。これまでに JET 装置における軽水素、重水素、三重水素を用いた実験から、H モード遷移パワーはイオン質量に反比例することが実験的に示されており [12]、図 2 (a) に示す点線 P_{scal} および $2 \times P_{scal}$ はそれぞれ炭素壁における重水素および軽水素プラズマの H モード遷移パワー予測値に相当す

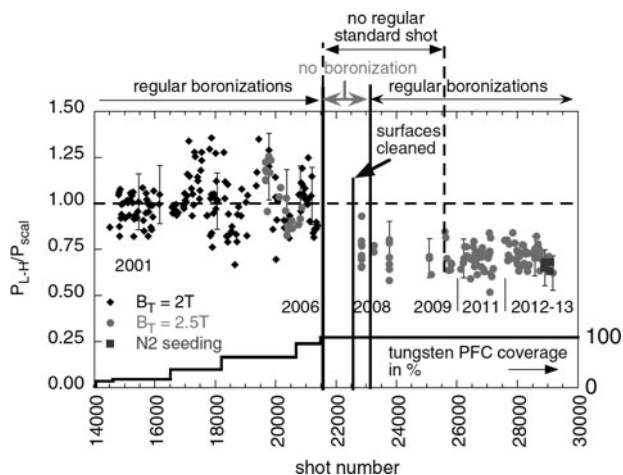


図 1 AUG 装置におけるタングステン設置割合と H モード遷移パワーの変化 [9]。 P_{LH} および P_{scal} は、それぞれ H モード遷移パワーの実験値、経験則を表す。

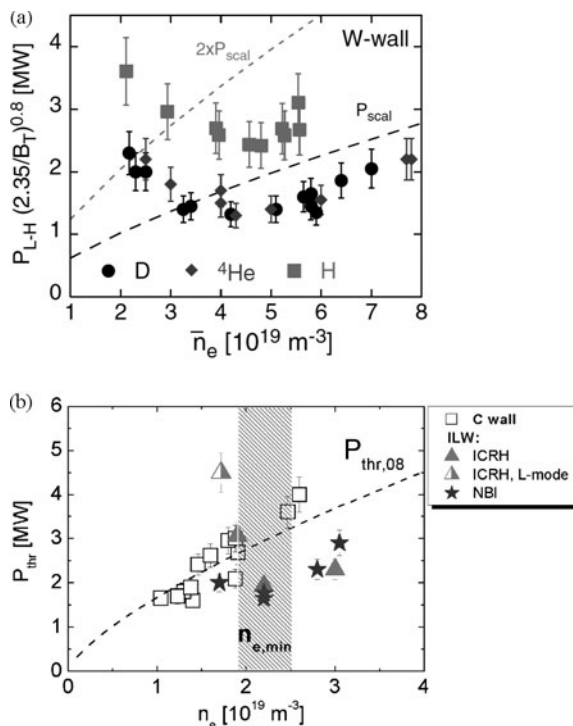


図 2 (a) AUG 装置におけるタングステン壁状況下での H モード遷移パワーの密度依存性 [11]。 (b) JET 装置における ILW 状況下での H モード遷移パワーの密度依存性 [13]。

る。AUG装置では軽水素、重水素、 ^4He プラズマにおいて実験を実施しており、タングステン壁では各粒子種において、 $n_e > 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の領域において炭素壁よりもHモード遷移パワーが低下しているのがわかる。また、この実験の密度領域において軽水素時の遷移パワーは重水素時の1.8倍になっており、炭素壁に比べると水素同位体効果が低減している。ヘリウムプラズマにおける遷移パワーの低下は最も著しく、炭素壁状況下では重水素時の約1.4倍であったのに対し、タングステン壁では重水素時とほぼ一致している。タングステン壁においてHモード遷移パワーが低下する原因については未だよくわかっていない。コア部の放射損失および周辺部の中性粒子圧力を炭素壁およびタングステン壁において評価しているが両者とも顕著な相違は確認されていない。最も顕著な相違は炭素密度割合であり、炭素壁からフルタングステン壁への改造により約2%から約0.5%に低下している。

一方JET装置でも図2(b)に示すように同様の密度スキャン実験を実施している[14]。炭素壁状況下では、点線で示す $P_{\text{thr},08}$ と遷移パワーの実験値がよく一致しているのがわかる。JET装置ではILW状況下において、重水素プラズマでNBIおよびICRFを用いた遷移パワーの比較を実施している。炭素壁を対象とした式(1)で示す経験則は、厳密には一般的に $\sim 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 程度以下の低密度領域では成立しないことが知られている[10]。例えばJET装置では、 $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 付近で遷移パワーが最小となり、それより低密度領域では密度の減少に伴って、急激に遷移パワーが増大する[9]。図2(a)および(b)に示すように、このような遷移パワーが最小となる電子密度は両装置においてタングステンダイバータでも観測されているが、その密度は炭素壁よりも明らかに増加している。したがってJET装置では、 $n_e > 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の領域において30–40%程度のHモード遷移パワーの低下が得られており、これはNBIやICRF等の加熱手法に依存しないことがわかる。このように遷移パワーが最小となる最適な密度の存在と、炭素壁に比べて遷移パワーが低下する傾向は、タングステンダイバータのみならずモリブデン壁を有するAlcator C-Mod装置[14]でも観測される金属ダイバータ特有の性質といえる。

2.4 Hモード閉じ込め性能

第2節で述べたように、ダイバータを炭素材からタングステン材へ変更したことによって要求される燃料ガスパフの増加は、特にHモードの運転密度領域を大きく制限する。グリーンワルド密度で規格化したベDESTAL部の電子密度 $n_e(\text{ped})/n_{\text{GW}}$ とHモード閉じ込め改善度 H_{98} の関係を図3に示す[15, 16]。Hモードプラズマには炭素壁、金属壁に関わらず高密度化に伴う閉じ込め性能劣化が発生することが知られており、特に高密度領域では密度の増加に伴って閉じ込め改善度は低下する(例えば[17, 18])。まず低三角度プラズマの炭素壁とILWを比較してみたい。炭素壁時に $H_{98} = 0.9 - 1.1$ であったのに対して、ILWでは $H_{98} = 0.6 - 0.8$ に低減しているものの、これは運転領域が高密度側にシフトしたことで起こる閉じ込め劣化を考慮すると、タン

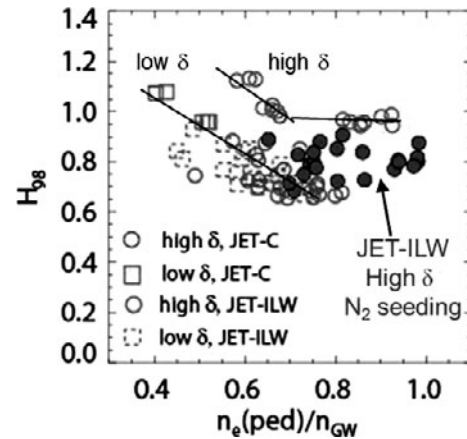


図3 JET装置におけるグリーンワルド密度で規格化したベDESTAL部の電子密度 $n_e(\text{ped})/n_{\text{GW}}$ に対するHモード閉じ込め改善度 H_{98} [15, 16]。

グステンダイバータ導入が低三角度Hモードの閉じ込め性能を大きく変えてはいないことがわかる。一方、プラズマ断面形状の高三角度化はHモード周辺領域におけるMHD安定性限界を改善し、閉じ込め性能を向上させることが知られている。実際に図3においても炭素壁における低・高三角度Hモードを比較すると、同程度の密度領域において高三角度の閉じ込め改善度が高いことがわかる。そして炭素壁とILWによる明確な違いはここで現れている。図3でILWにおける高三角度Hモードの閉じ込め性能を見てほしい。高密度領域において閉じ込め改善度が低三角度のレベルにまで低下しているのがわかる。言い換えれば、ILWにおいては高三角度化による閉じ込め改善が得られていないといえる[16, 17]。同様の結果はAUG装置でも観測されている[19]。ELMの原因とされる周辺部のpeeling-ballooningモードの高三角度化による改善は、十分な周辺電流がある状況下で得られるという報告がある[20]。タングステンダイバータにおいて高三角度で閉じ込め改善が得られない理由として、ガスパフ率の増加による周辺領域での衝突周波数の増加に伴ってブートストラップ電流が減少していることが可能性として考えられている[21–23]。

AUG装置およびJET装置では、このように改善の得られない高三角度Hモードに対して窒素ガスパフを適用することで閉じ込め性能の回復を実現している。図3のJET装置でのILW実験例でも窒素ガス入射によって閉じ込め改善度が上がり、最大時で炭素壁と同程度($H_{98} \sim 1$)にまで回復している[16]。AUG装置ではダイバータ部での中性粒子圧力がほぼ同一であっても窒素ガス入射時に蓄積エネルギーおよび閉じ込め改善度が10–15%増加しており[20]、中性粒子圧力の違いが閉じ込め改善に影響しているとは考えにくい。このようにタングステンダイバータ実験において窒素ガス入射によって閉じ込め性能が回復するメカニズムについて詳細はわかっていないが、このような低Z不純物入射によってHモードの閉じ込め性能が改善するという例は炭素壁、金属壁の両方において報告されている[24–26]。特にJT-60Uではアルゴンのコア部での蓄積による密度分布の中心ピーク化等が観測されているが[27]、

AUG 装置および JET 装置では強い密度ピークは観測されおらず、その関連性について研究が進められている。

2.5 周辺ペデスタルと ELM

内部輸送障壁等を伴わない標準的な H モードの閉じ込め性能は周辺ペデスタル部の状態ではほぼ決定される。これはコア部の温度分布が ITG/TEM 等の温度勾配が駆動する乱流によって制約を受けるため (profile stiffness または分布の硬直性と呼ぶ)、結果的に中心部の温度は分布の境界値にあたる H モード周辺ペデスタル部の温度に強く依存するためである。そしてその周辺ペデスタル部の温度もプラズマ周辺領域において ELM を誘起する MHD 不安定性による制約を受けている。この制約条件を含む周辺ペデスタル部の温度、密度、圧力等の状態は n - T ダイアグラムと呼ばれる図を用いて表される。図 4 (a) および (b) に AUG 装置 [28] および JET 装置 [16] における n - T ダイアグラムを示す。一般的に H モードの周辺領域は ELM によってプラズマ圧力がほぼ一定に制限される。フルタングステン壁の AUG 装置では窒素ガスパフを用いない通常の H モードでは、燃料ガスパフの増加によって周辺密度を増加させたことで周辺ペデスタル部の温度が低下している。同様に炭素壁時の JET 装置では、低・高三角度ともに周辺ペデスタル

部の電子密度の増加に伴って電子温度が緩やかに低下しているのがわかる。前節で窒素ガス入射によって閉じ込め性能が回復する結果を示したが、このときの周辺ペデスタル部のプラズマ圧力・温度は窒素ガス入射なしの時と比べて増加している。JET 装置ではコア部の温度分布および密度分布形状が窒素ガス入射で大きく変化していないことを観測しており [29]、閉じ込め改善は周辺ペデスタル部の温度上昇によって得られていることを示している。

次にタングステンダイバータ実験における ELM の性質について述べる。図 5 (a) に JET 装置での炭素ダイバータ、ILW, ILW での窒素ガス入射時における ELM 放出エネルギーとペデスタル部の蓄積エネルギーの関係を示す [30]。ELM 毎に放出される電子エネルギー ΔW_{th}^e は、PFC の種類や不純物ガス種によらずペデスタル部の蓄積エネルギーに比例して増加することがわかる。図 4 (b) で示すように炭

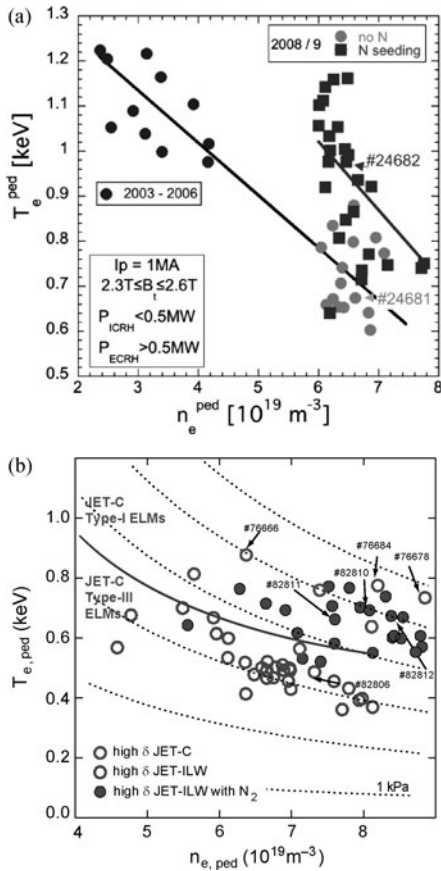


図 4 (a) AUG 装置における H モード周辺ペデスタル部の電子密度と電子温度の関係 ($1 MA$, $\delta = 0.23 - 0.30$) [24]。2003-2006 は燃料ガスパフなし、2008/9 は燃料ガスパフありと窒素ガスパフ付きのデータを示す。(b) JET 装置における H モード周辺ペデスタル部の電子密度と電子温度の関係 [15]。

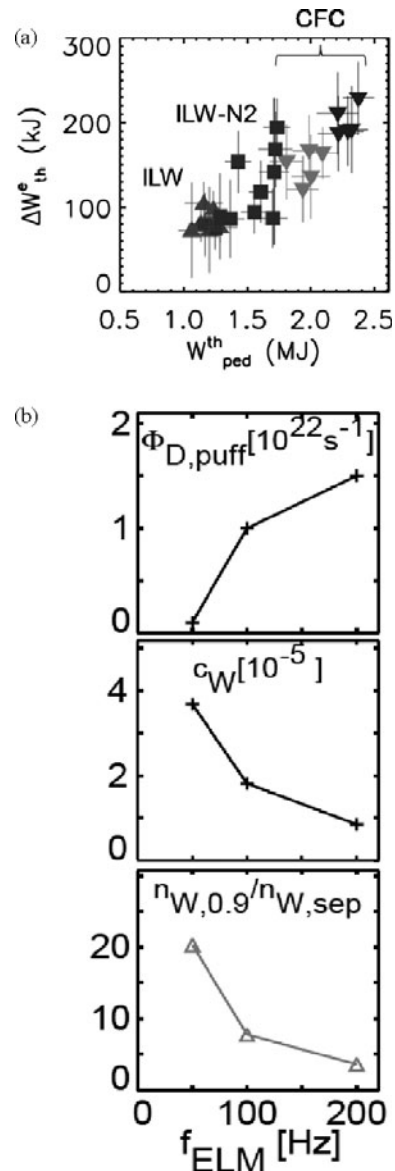


図 5 (a) JET 装置における ELM 放出エネルギーとペデスタル部の蓄積エネルギーの関係 [30]。(b) AUG 装置における ELM 周波数とガスパフ率、タングステン蓄積割合、タングステン周辺密度割合の関係 [31]。

素ダイバータに比べて ILW では周辺ペDESTAL部の圧力が低下しており、それに伴って ELM サイズが炭素ダイバータ時の半分以下に低減している。これに対し、窒素ガス入射によって周辺ペDESTAL部の圧力を回復させた場合には、同様に ELM サイズも増加している。AUG 装置ではガスパフ量によって ELM 周波数 f_{ELM} を増加させ、主プラズマ内のタングステン蓄積量を調べる実験を実施している。図 5 (b) に ELM 周波数とガスパフ率、タングステン蓄積割合、タングステン周辺密度割合の関係を示す[31]。ELM 周波数の増加とともに炉心プラズマ中のタングステン割合が低下していることがわかる。また周辺プラズマ領域におけるタングステンも ELM 周波数の増加とともに効果的に排出されており、ELM は不純物制御の重要なツールとなり得ることを示している。

2.6 He プラズマ運転

真空容器内作業が可能な物理的なアクセシビリティを維持した調整運転期間として、ITER では放射化フェーズの前に H/He 運転を計画している。He プラズマは軽水素よりも H モード遷移しやすい性質があり[32]、放射化フェーズ前での高性能試験運転として積極的に利用される可能性がある。He プラズマ運転の水素同位体を用いた運転との違いとして PFC の影響が挙げられる。JET 装置および米国ジェネラルアトミクス社の DIII-D 装置等の炭素壁における実験では水素同位体を用いたプラズマで一般的に見られる化学スパッタリングが He 放電は発生しないという結果が報告されている[32, 33]。タングステンダイバータ実験における He プラズマの H モード遷移パワーについては第 3 節でも触れたが、ITER の非放射化フェーズではガスパフ単体での粒子供給ができない場合、軽水素ペレット入射を計画しているため、軽水素と He が混在したプラズマでの H モード遷移パワーの増加が懸念されている。図 6 に AUG 装置における炭素壁での経験則で規格化した H モード遷移パワーと H/He プラズマ中の He 割合の関係を示す[11]。He 割合の低下（軽水素割合の増加）とともに H モード遷移パワーが増加することがわかる。また AUG 装置における ITER 標準運転シナリオを想定した実験では、重水素放電の場合はコア部での不純物蓄積を防ぐために中心電子加熱や強いガスパフが必要であるが、He プラズマ放電（NB は重水素）の場合は中心 ECH を必要とせずタングステンの蓄積による問題は発生しておらず[34]、ITER の非放射化フェーズにおいて想定される課題を軽減している。

2.7 ディスラプション

炉心プラズマ中に存在する不純物量および不純物種はディスラプションの物理現象に多大な影響を及ぼす。特に熱消滅（Thermal quench）および電流消滅（Current quench）による PFC への熱負荷、垂直位置移動現象 VDE（Vertical Displacement Event）および導体構造物に流れるハロー電流および渦電流によって発生する電磁力、逃走電子形成等に対して、タングステンダイバータにおいて炭素壁時と比べて運転上どのような問題が起こり得るのかが懸

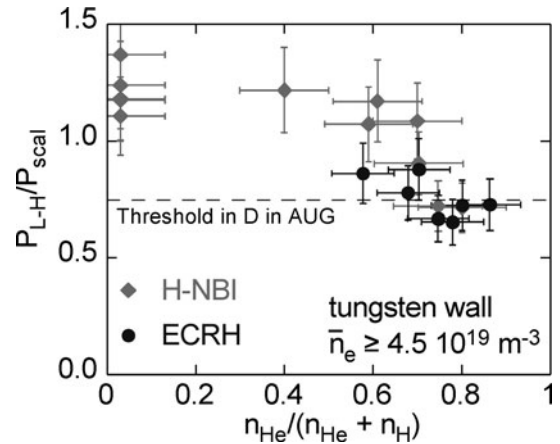


図 6 AUG 装置における炭素壁での経験則で規格化した H モード遷移パワーと H/He プラズマ中の He 割合の関係[11]。

念される。

熱消滅中におけるダイバータ表面の温度上昇は $q_{\perp}/\Delta t_{TQ}^{0.5}$ に比例する。ここで q_{\perp} ($\sim E_{th}/S$) は垂直方向の熱流束、 E_{th} 、 S 、 Δt_{TQ} はそれぞれプラズマの熱エネルギー成分、ダイバータ板における熱負荷の有効面積、熱消滅時間を表す。しかし、 S および Δt_{TQ} は不純物種に依らないため、昇華点または融点より低いダイバータ表面温度であれば、熱消滅中におけるダイバータ熱負荷に対して PFC の影響はないと考えられている。一方で JET 装置における ILW 実験では、熱消滅後のプラズマ中の不純物蓄積量が炭素壁時よりも少なく、十分な放射損失エネルギーが取れていない結果が観測されており[35]、これは次に述べる電流消滅において PFC を損傷させる可能性をもたらす。

炭素壁においてはディスラプション時のプラズマのエネルギーの大部分は不純物蓄積割合の増加および電子温度の低下によって電流消滅中に放射損失によって散逸する。しかし、Alcator C-Mod 装置では放射損失エネルギーは全エネルギーの 20–30% 程度であり[36]、一般的に金属壁においては電流消滅中の放射損失エネルギー割合は炭素壁時に比べて小さい[36, 38]。図 7 (a) に JET 装置における電流消滅中の放射損失エネルギー割合を示す[36]。炭素壁時（C PFC）では 50–100% 程度だった放射損失エネルギー割合が、ILW 時には約 50% 以下に低下しているのがわかる。そのため熱消滅後に放射損失として散逸させられなかったエネルギーは PFC へ熱負荷として到達するという問題が生じる。JET 装置においては故意に VDE を起こした実験によって、真空容器上部での温度がベリリウムの融点を越えたという結果が出されている[36]。このような問題を回避するために massive gas injection (MGI) と呼ばれる不純物ガスの入射によって放射損失エネルギーを積極的に増大させる手法が用いられている。図 7 (a) に示すように MGI の利用によって、ILW 時に 50% 以下だった放射損失エネルギー割合が 80–90% まで増加している。JET 装置では 2.5 MA 以上の運転では自発的な放射損失エネルギーが小さすぎるため MGI の利用が不可欠となっている[37]。

上述のように金属壁においてはディスラプション時の放射損失エネルギー割合が小さく、電流消滅時間が長くな

る。そしてVDEの成長率が電流消滅時間に依存するため、結果としてVDEの時間スケールも長くなる。図7(b)にJET装置の炭素壁およびILWにおけるディスラプション時の各種パラメータの時間変化の様子を示す[37]。ILW時の放射損失パワーが小さく電流消滅時間が長くなっており、同様の時間スケールでプラズマ垂直位置 Z_p およびハロー電流 I_{halo} が発生していることがわかる。ILWでのハロー電流の総量は炭素壁よりも多く、このためディスラプションで発生する電磁力による導体構造物への負担は比較的大きいという結果が報告されている[35]。電流消滅時間が長いにもかかわらずハロー電流が大きい理由の詳細は未だよくわかっていないが、炭素壁との間でハロー領域での電子温度やハロー領域幅に系統的な相違が生じている可能性が考えられる。

ディスラプション時には電流消滅による誘導電場に比例してトーラス周回電場が形成され、これによって逃走電子が発生する。図7(b)からもわかるようにタングステンダイバータにおいては電流消滅時間が長いために形成されるトーラス周回電場が小さくなり、発生する逃走電子は炭素

壁よりも少なくなる。逃走電子の発生機構の1つであるドライサ過程は電場による加速に基づく発生機構であり、これにより電子温度および電流消滅時間の増加とともに逃走電子は発生しにくくなる。JET装置においてはILW実験時に自発的な逃走電子は観測されておらず、これはドライサ過程による逃走電子生成の減少によると考えられている[38]（但し、アルゴンガス入射でプラズマ電流の高速な変化を促し、逃走電子を誘起する実験は行われている[39]）。ITERにおいては熱消滅および電流消滅による熱負荷を低減させるためにMGIの利用を予定しているが、多すぎるMGIは電流消滅を加速するために逃走電子を発生させやすくしてしまう可能性も指摘されている。

JET装置におけるILW実験で発生するディスラプションの大部分はコア部へのタングステンの蓄積によって起こることがわかっている。ディスラプション自体の前兆現象を観測して事前に予期することは非常に難しいが[40]、このような不純物蓄積の時間スケールは数100msのオーダーであるためボロメータ計測によって探知することが可能であり、早期に中心電子加熱で高Z不純物の拡散を促す、または安全なプラズマ電流立ち下げ制御を行う等、適切にディスラプションを回避することが可能と考えられている。

2.8 高Z不純物輸送と制御

Hモード化による境界輸送障壁領域における不純物輸送過程については従来から積極的に研究されている分野であり、粒子拡散の抑制、特に強い内側ピンチ効果が特徴である[41-45]。AUG装置では、ヘリウム、炭素、ネオン、アルゴンを使った不純物種による周辺部における粒子輸送の評価を行っており、ELM間における不純物輸送は新古典輸送レベルにまで低下し、ピンチ速度と拡散係数の比は不純物の電荷数とともに増加することを示している[45]。したがって、主プラズマ領域に侵入したタングステニオンは強い内側ピンチ効果を受け、電子密度分布より急峻な密度勾配を形成している。そのため、境界輸送障壁内部の不純物蓄積を防ぐために適切にそれらを排出させる必要がある。この高Z不純物の制御手法の1つとしてELM周波数の増加が有効であることがAUG装置[46]およびJET装置[47]において示されており、実効的なタングステン閉じ込め時間はELM周波数に反比例する[48]。ITERでの15MA標準運転での境界輸送障壁における新古典輸送係数は $0.01 \text{ m}^2/\text{s}$ 程度で非常に小さく[46]、この場合タングステン蓄積を許容値レベルまで下げるには15Hz程度のELM周波数で制御可能と予測されており、定常運転に必要な熱排気のために要求される30-40HzのELM周波数の範囲内で運転が可能である[48]。

プラズマコア部における不純物の拡散係数は非常に小さく、中心部では新古典輸送レベルにまで低下し得ることがAUG装置[49]での実験および非線形ジャイロ運動論シミュレーション[50]によって指摘されており、新古典拡散に基づく中心部への不純物蓄積が起こると考えられる。コア部におけるタングステンの蓄積は電子温度の低下を伴う

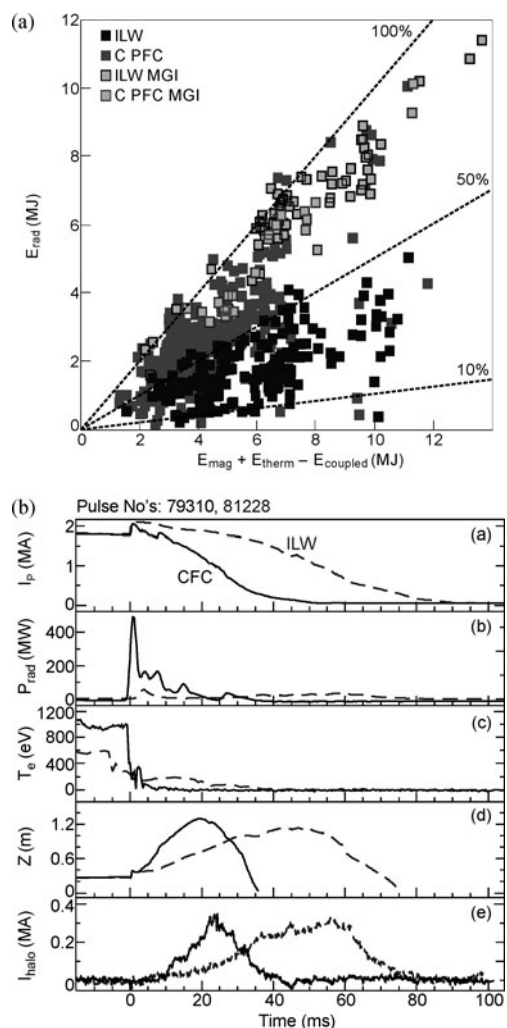


図7 (a)JET装置の炭素壁およびILWにおける電流クエンチ中の放射損失エネルギー割合[35]。(b)ディスラプション時のプラズマ電流、放射損失パワー、電子温度、プラズマ垂直位置、ハロー電流の炭素壁とILW間の比較[37]。

放射損失を増大させるため、安定な運転を遂行するために回避すべき課題となっている。この回避策の1つとして中心部への電子加熱があり、これは強い中心電子加熱が粒子拡散を促し、新古典輸送に基づく対流項とバランスして、タングステンの密度勾配が減少するためと考えられている。このような中心電子加熱によって外向きの対流を観測した例もある[49, 51-53]。

中心電子加熱による不純物輸送への効果は理論研究においても興味深いテーマとして取り組まれている。一般的に不純物の中心部での蓄積は、不純物電荷数が増加するにつれ、新古典輸送による内向きピンチ効果が乱流輸送を上回ることが予測される[54]。一方で中心電子加熱は内向きの対流を弱め、あるいは外向きの対流を増加させる効果が予測されており、AUG装置におけるECRF加熱を用いた実験で確かめられている[55]。

鋸歯状振動 (Sawtooth oscillation) の周期制御がコア部でのタングステン蓄積量を制御するツールになる可能性も検討されている。図8にJET装置における鋸歯状振動の発生前後の軟X線信号強度分布および放射損失パワー密度分布を示す[47]。中心部における放射損失パワーのピークが鋸歯状振動のパルスによって反転半径外部へ排出されている様子がわかる。したがって、ECCD等による局所的な電流駆動によって鋸歯状振動の周期を変動させることで中心部のタングステン蓄積量を適切に制御できる可能性がある[56]。

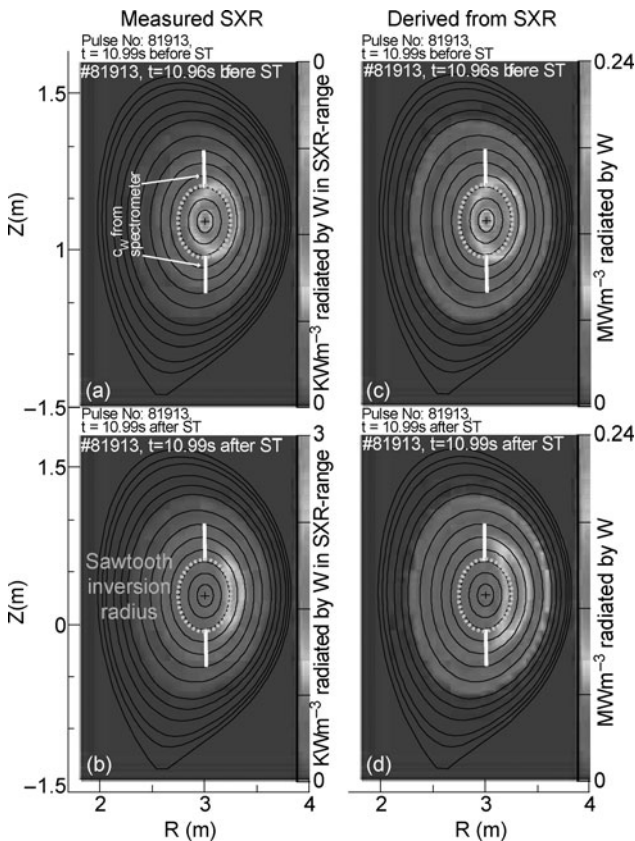


図8 JET装置における鋸歯状振動の(a)発生前および(b)発生後の軟X線信号強度分布。(c)および(d)はそれぞれ(a)および(b)に対応する全放射損失パワー密度[47]。

2.9 まとめ

本章ではタングステンダイバータを導入したトカマク装置において発生する運転上の制約、炉心プラズマの各種性質、タングステン制御について述べた。炭素壁に比べるとタングステンダイバータの装置では、高Z不純物に対するスクリーニング効果およびダイバータデタッチ状態を得るために従来よりも高密度運転が要求される他、混入したタングステンが炉心プラズマの様々な物理的性質に影響を与える。タングステンダイバータにおけるHモード遷移パワーは特に高密度領域において減少することが実験的に観測されており、タングステンダイバータにおけるHモード遷移が炭素ダイバータよりも難しくなるとは予期されないと考える。Hモード閉じ込めに関しては低三角度配位においては運転領域の高密度化に伴う予測に沿う性能が得られている一方で、高三角度配位では三角度増加による周辺ペデスタル部の閉じ込め改善が得られていない。しかし、これは低Z不純物ガス入射によって炭素壁時とほぼ同レベルにまで閉じ込め性能を回復させることに成功している。ITERの非放射化フェーズでは、Heプラズマを用いた運転を想定しているが、高Z不純物制御のために水素ペレット入射が必要になった場合、Heプラズマ中の水素量が増加し、Hモード遷移パワーが上昇することが懸案事項となっている。またディスラプション時には放射損失エネルギー割合が小さく、電流消滅時間が長くなる傾向があり、適切なMGIの利用は有効なディスラプション緩和手法となると考えられる。これらの多くの問題はプラズマ中の高Z不純物蓄積によって起こるため、中心部局所加熱やELMペースメーカーによる不純物制御は有望視されている制御手法である。また、本章では触れなかったが、LモードプラズマではPFCからの高Z不純物の蓄積量は低く、特別な不純物制御をすることなく、ITERにおけるプラズマ運転の制限値以下となっていることが示されている。

本章を執筆するにあたり、英国カラム研究所のMarc Beurskens 博士、Carine Giroud 博士、日本原子力研究開発機構の仲野友英博士、仲田資季博士、柴田欣秀博士との議論が有益でした。感謝いたします。

参考文献

- [1] R. Neu *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **438**, S34 (2013).
- [2] G. Matthews *et al.*, *Phys. Scr.* **T128**, 137 (2007).
- [3] 朝倉伸幸 他：プラズマ・核融合学会誌 **87**, 575 (2011).
- [4] A. Thoma *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **39**, 1487 (1997).
- [5] R. Dux *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **390-391**, 858 (2009).
- [6] A. Kallenbach *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **415**, S19 (2011).
- [7] G.J. van Rooij *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **438**, S42 (2013).
- [8] M.L. Reinke *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **54**, 045004 (2012).
- [9] Y.R. Martin *et al.*, *J. Phys.: Conf. Ser.* **123**, 012033 (2008).
- [10] ITER Physics Basis, *Nucl. Fusion* **39**, 2175 (1999).
- [11] F. Ryter *et al.*, *Nucl. Fusion* **53**, 113003 (2013).
- [12] R. Neu *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **438**, S34 (2013).

- [13] C. Maggi *et al.*, Proc. 39th EPS Conf. on Plasma Physics and 16th Int. Congress on Plasma Physics (Stockholm, Sweden) (Europhys. Conf. Abstracts) O3.108 (2012).
- [14] Y. Ma, PhD Thesis, MIT (2012).
- [15] C. Giroud *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 113025 (2013).
- [16] M. Beurskens *et al.*, Proc. 40th EPS Conf. on Plasma Physics (Espoo, Finland) (Europhys. Conf. Abstracts) I2.105 (2013).
- [17] H. Urano *et al.*, Nucl. Fusion **42**, 76 (2002).
- [18] G. Saibene *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, 1769 (2002).
- [19] J. Schweinzer *et al.*, Proc. 40th EPS Conf. on Plasma Physics (Espoo, Finland) (Europhys. Conf. Abstracts) P2.134 (2013).
- [20] P. Snyder *et al.*, Nucl. Fusion **44**, 320 (2004).
- [21] C. Maggi *et al.*, in Fusion Energy 2014 (Proc. 25th Int. Conf. St. Petersburg, 2014) (Vienna: IAEA) EX/3-3 (2014).
- [22] C. Giroud *et al.*, in Fusion Energy 2014 (Proc. 25th Int. Conf. St. Petersburg, 2014) (Vienna: IAEA) EX/P5-25 (2014).
- [23] E. de la Luna *et al.*, in Fusion Energy 2014 (Proc. 25th Int. Conf. St. Petersburg, 2014) (Vienna: IAEA) EX/P5-29 (2014).
- [24] H. Kubo *et al.*, Nucl. Fusion **41**, 227 (2001).
- [25] H. Urano *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, A437 (2002).
- [26] J.W. Hughes *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 083007 (2011).
- [27] H. Urano *et al.*, Nucl. Fusion (in press).
- [28] J. Schweinzer *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 113003 (2011).
- [29] M. Beurskens *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **55**, 124043 (2013).
- [30] L. Frassinetti *et al.*, Proc. 40th EPS Conf. on Plasma Physics (Espoo, Finland) (Europhys. Conf. Abstracts) P5.183 (2013).
- [31] R. Dux *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 053002 (2011).
- [32] P. Gohil *et al.*, in Fusion Energy 2012 (Proc. 24th Int. Conf. San Diego, 2012) (Vienna: IAEA) CD-ROM file ITR/P1-36 (2012).
- [33] D.C. McDonald *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, 519 (2004).
- [34] W. Suttrop *et al.*, in Fusion Energy 2012 (Proc. 24th Int. Conf. San Diego, 2012) (Vienna: IAEA) CD-ROM file EXC/3-4 (2012).
- [35] P.C. de Vries *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **54**, 124032 (2012).
- [36] R.S. Granetz *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 1086 (2007).
- [37] M. Lehnen *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 093007 (2013).
- [38] G. Papp *et al.*, Proc. 40th EPS Conf. on Plasma Physics (Espoo, Finland) (Europhys. Conf. Abstracts) O5.102 (2013).
- [39] C. Reux *et al.*, J. Nucl. Mater. (2014) (in press).
- [40] Y. Zhang *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 063039 (2011).
- [41] M.E. Perry *et al.*, Nucl. Fusion **31**, 1859 (1991).
- [42] D. Pasini *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **34**, 677 (1992).
- [43] T.S. Pedersen *et al.*, Nucl. Fusion **40**, 1795 (2000).
- [44] R. Dux, Fus. Sci. Tech. **44**, 708 (2003).
- [45] T. Pütterich *et al.*, J. Nucl. Mater. **415**, S334 (2011).
- [46] R. Dux *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 053002 (2011).
- [47] T. Pütterich *et al.*, in Fusion Energy 2012 (Proc. 24th Int. Conf. San Diego, 2012) (Vienna: IAEA) CD-ROM file EX/P3-15 (2012).
- [48] A. Loarte *et al.*, Nucl. Fusion **54**, 033007 (2014).
- [49] R. Dux *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **45**, 1815 (2003).
- [50] N. Howard *et al.*, Phys. Plasmas **19**, 056110 (2012).
- [51] M.E. Puiatti *et al.*, Phys. Plasmas **13**, 042501 (2006).
- [52] M. Valisa *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 033002 (2011).
- [53] M. Sertoli *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 035024 (2011).
- [54] C. Angioni *et al.*, Phys. Plasmas **14**, 055905 (2007).
- [55] C. Angioni *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, 2027 (2007).
- [56] I.T. Chapman *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 013001 (2011).