

NATIONAL INSTITUTE FOR FUSION SCIENCE

核融合原型炉の運転制御

Report on the Operation and Control of the Fusion DEMO Reactors

原型炉の運転制御に関する研究会

Program Committee of Technical Study on the Operation
and Control of the Fusion DEMO Reactors

(Received - Sep. 08, 2017)

NIFS-MEMO-80

Nov. 30, 2017

This report was prepared as a preprint of work performed as a collaboration research of the National Institute for Fusion Science (NIFS) of Japan. The views presented here are solely those of the authors. This document is intended for information only and may be published in a journal after some rearrangement of its contents in the future.

Inquiries about copyright should be addressed to the NIFS Library, National Institute for Fusion Science, 322-6 Oroshi-cho, Toki-shi, Gifu-ken 509-5292 Japan.

E-mail: gakujutsujoho@nifs.ac.jp

<Notice about photocopying>

In order to photocopy and work from this publication, you or your organization must obtain permission from the following organization which has been delegated for copyright for clearance by the copyright owner of this publication.

Except in the USA

Japan Academic Association for Copyright Clearance (JAACC)
6-41 Akasaka 9-chome, Minato-ku, Tokyo 107-0052 Japan
Phone: 81-3-3475-5618 FAX: 81-3-3475-5619 E-mail: jaacc@mtd.biglobe.ne.jp

In the USA

Copyright Clearance Center, Inc.
222 Rosewood Drive, Danvers, MA 01923 USA
Phone: 1-978-750-8400 FAX: 1-978-646-8600

核融合原型炉の運転制御

平成 29 年 9 月

原型炉の運転制御に関する研究会

Report on the Operation and Control of the Fusion DEMO Reactors

Preface

This is the final report under the NIFS Joint Research Program concerning one of the important theme “System Analysis on Operation and Control of the Fusion DEMO Power Plant”. Joint studies have been made in the past three years through four symposiums focusing on the critical subjects. This report was written after these symposiums reflecting the most critical subjects that should be stressed and initiated at this phase of the fusion development. There have been a lot of meetings and symposiums on DEMO related topics, but little documents have been made on a common view of researchers. Therefore, similar discussion took place and repeated when the generation changed. For this reason, this activity started with “a declaration of issuing final agreed report at the end of the activities”.

The report deals with possible actuators for the operation and control of steady state DEMO reactor, and clarified the importance of the inward plasma transport that determines the fusion output. Systematic study of plasma and neutral particle transports of DT and He initiating from the fueling and ending to the vacuum pumping further illuminates the importance of DT neutrals as hidden parameter from the view point of reactor operation and control.

Editor of the Study Group on the Operation and Control of the Fusion DEMO Reactors
S. Matsuda

原型炉運転制御に関する検討報告書目次

はじめに

第1章 原型炉運転制御の技術的検討にあたって

- 1.1 目的と経緯
- 1.2 ITER と原型炉の違い
- 1.3 原型炉運転制御の基本概念

第2章 原型炉におけるプラズマ制御情報

- 2.1 原型炉の放射線環境 (染谷洋二)
- 2.2 原型炉制御・計測のための所要空間 (石川正男、宇藤裕康、松田慎三郎)
- 2.3 運転制御のために必須の計測 (石川正男、秋山毅志)
- 2.4 安全性・機器保全のための critical な保護システム

第3章 原型炉の運転制御

- 3.1 トカマクの燃焼制御
 - (1) トカマクの運転制御の特徴
 - (2) 核融合出力制御の key plasma parameter
 - (3) 目標領域での運転
 - 1) 位置形状制御
 - 2) 核燃焼制御
 - (4) 現状からの距離
 - 1) 原型炉主要諸元 (坂本宜照)
 - 2) POPCON 図上で想定される運転点と熱的不安定性 (徳永晋介)
 - 3) 安定性 (相羽信行)
- 3.2 ヘリカルの燃焼制御 (後藤拓也)
 - (1) ヘリカルの運転制御の特徴
 - (2) 核融合出力制御の key plasma parameter
 - (3) 目標領域での運転
 - (4) 現状からの距離
- 3.3 核融合出力の測定 (西谷健夫)

第4章 トカマクでのプラズマ密度制御と中性粒子制御

- 4.1 コア部でのプラズマ密度とその分布を決めるもの
- 4.2 周辺部でのプラズマ輸送と中性粒子輸送
- 4.3 ダイバータ板への熱負荷と SOL、ダイバータ領域での熱放射 (星野一生)
- 4.4 燃料粒子とヘリウム灰の発生・輸送・排気の模擬実験
- 4.5 ペレット、ガスパフ、ビーム入射による粒子供給

- (1) NBI による粒子供給
- (2) ガスパフ、ペレットによる粒子供給
- (3) 超音速分子ビーム入射
- 4.6 He 排気と粒子の排気 実験との関わり
- 4.7 ダイバータ部の中性粒子圧力運転範囲
- 4.8 粒子輸送に関する逆井実験の評価
- 4.9 トリチウム取扱い量
- 付録 1 粒子の供給と排気
- 付録 2 定常状態での粒子輸送 (松田慎三郎・飯尾俊二)

第 5 章 ヘリカル系でのプラズマ密度制御と中性粒子制御

- 5.1 コア部での輸送 (田中謙治)
- 5.2 周辺部やダイバータでの輸送 (小林政弘)
 - (1) 周辺部に現れるストキャスティック磁場領域と電離領域
 - (2) 非軸対象な磁場配位による粒子・運動量輸送に対する影響
 - (3) その他の研究課題
- 5.3 周辺電子密度分布に関する数値モデリングからの知見 (河村学思)

第 6 章 燃料粒子循環系の設計検討

- 6.1 ペレット入射系 (坂本隆一)
 - (1) プラズマからの要求仕様
 - (2) トリチウム・インベントリー
- 6.2 NBI 混合ビーム (小島有志)
- 6.3 真空排気ポンプ
 - (1) 真空ポンプに対する要求
 - (2) 真空ポンプの開発 (清水克祐)
- 6.4 同位体分離 (林 巧)
- 6.5 ループ構成

第 7 章 原型炉に向けて見えてきたその他の物理課題

- 7.1 実験・中性粒子輸送シミュレーションでわかってきたこと (福山 淳)
 - (1) 粒子輸送と両極性
 - (2) 不純物輸送
 - (3) 中性粒子輸送
 - (4) SOL 輸送
 - (5) 今後の課題
- 7.2 制御から見た壁と粒子の関係 (時谷政行)
 - (1) 定常運転を妨げる要因

- (2) 壁排気率の動的変化による密度制御の不安定化
- (3) 突発的な不純物混入によるプラズマ放電の停止
- (4) 制御からみた第一壁

7.3 原型炉の制御ロジック

- (1) 他の制御との関連付け
- (2) ビッグデータの活用
- (3) 計測の冗長度と補完

7.4 運転限界など MHD 安定性 (相羽信行)

7.5 高速イオンの存在とそれによる巨視的不安定性の励起と影響 (東井和夫)

- (1) ITER と DEMO で予想される高速イオン量
- (2) 危険な高速イオン駆動巨視的不安定性
- (3) 高速イオン駆動巨視的不安定性による高速イオン輸送

7.6 中性粒子計測の重要性

- (1) 物理課題としての中性粒子
- (2) LHD での中性粒子密度計測 (後藤基志)
- (3) He の蓄積防止の試み
- (4) 運転限界に及ぼす中性粒子の影響
- (5) 研究協力の上での留意事項

第8章 原型炉に向けて見えてきたその他の工学課題

8.1 代替ダイバータ (I) 磁場構造配位の転換 (滝塚知典)

8.2 代替ダイバータ (II) 液体金属ダイバータ (宮澤順一)

- (1) 液体金属ダイバータ研究の歴史
- (2) 液体金属ダイバータのヘリカル型核融合炉への適用

8.3 耐放射線計測要素開発計画

8.4 代替計測法 マイクロ波反射計のシステムの検討 (筒井広明)

8.5 フレークに対する対策 (笠原寛史)

8.6 構造物の影響 (筒井広明)

第9章 国・関連研究機関、学会への要望

(執筆者名の記載が無いところは編集担当の松田慎三郎が執筆)

はじめに

この報告書は平成 26 年度から 28 年度にかけて実施された NIFS 共同研究「発電実証原型炉の運転制御のためのシステムの検討」の研究成果をまとめたものである。共同研究は 4 回のシンポジウム（第 1 回と第 2 回は BA 原型炉設計に関する検討会と合同開催）を通して議論してきた課題についてシンポジウム終了後、全体を俯瞰して重要事項をまとめたものである。従来この種のシンポジウムや研究会では成果を纏めた技術報告書が作られてないことが多いため、知見の蓄積やそれを踏まえた発展に乏しく世代が交代したり、時間が経過すると同じ議論が繰り返されてきた嫌いがある。このため、本研究会は科学的な成果報告書を纏めることを最初に宣言して開始した。報告書の内容に関しては研究協力者・講演者の共通理解を得たものであるが、読者の今後の便宜のために各章・節の始めに担当執筆者名を記載した。記載氏名が無いところは編集者が執筆した。なお、各シンポジウムでの個々の発表資料は研究協力者間で閲覧出来るように共有フォルダで管理されている。

第 1 章 原型炉運転制御の技術的検討にあたって

1.1 目的と経緯

ITER の次の装置として核融合原型炉が構想されている。この装置は国が主導する計画の中で実用化の一手手前の最後の統合装置であり、その最大のミッションはプラント規模での発電の実証である。しかし原型炉の運転を具体的にどのように行うかという、ごく平易な問に対して核融合界は科学的知見に基づいた明快な説明をしていない。様々な課題が複合的に絡んでいて単純には答えにくいという現実がある。しかし、ITER の建設が進み、日欧で推進している幅広いアプローチ計画（Broader Activity Project）が進展して新しい成果を出しつつある現状を踏まえ、遅かれ早かれ国の計画として原型炉計画を立ち上げて研究開発を推進する必要がある。そのためには基盤となる科学的知見に大きな空白、不透明領域があってはならない。

そこで、発電の実証とは如何なることかを冷静に捉えたと、これまで装置建設に対して多くの核融合研究者が持って来た共通した態度、「装置の設計や製作に傾注するも完成した装置のプラズマ出力については出たとこ勝負」とは大きく異なる取り組み姿勢が必要となってくる。

ところで、運転が可能となる前提として制御できること、かつ制御のための計測ができることが前提である。このため原型炉の計装制御に光を当てて H24 年度-H25 年度の 2 年間にわたりシンポジウムを企画し、一連の作業によって重要課題を検討し、解決策を提言するなどその成果を報告書に纏めた（文献[1-1] 核融合炉の計装制御 NIFS-MEMO -68）。しかし、発電原型炉の運転制御をどのように実現するかについての検討は依然として不透明であり、このことが研究開発の目標や研究開発方針を不明確なものにしてきたきらいがある。

原型炉の運転制御の検討は実験的データベースが不十分な現状では時期尚早であるとの意見がある。これはプラズマ実験に携わる大多数の研究者の意見であろう。しかし、核融合のように未開発のプロジェクト研究には最善の仮説に基づく目標設定が極めて重要かつ不可欠であり、例えば運転制御アルゴリズムの検討は今後のプラズマ実験研究やシミュレーション研究のみならず計測研究、アクチュエータ研究など原型炉に必要な個々の研究開発を方向付けると考えられる。このため、原型炉の運転制御に焦点を置いて今取り組まなければならない課題を明確化し、解決に向けてのアプローチの検討に取り組む必要があった。この報告書はその成果を纏めたものである。

原型炉で実際の運転制御が行われるまでには予備概念検討、概念設計、工学設計（詳細設計）、建設、

運転と長期にわたる段階を踏んで詳細化が進められる。既存技術の多くは段階が進むにつれて検討すれば解決されるものが多いので、現段階で詳しく検討する必要は全く無い。しかし、ダイバータ問題に代表される課題のように ITER などの単純延長では実現困難な課題については、場合によっては大きな方式変更をしなければならなくなることも起こりえる。このような計画全体の後戻りを避けるためには内在している重要課題(critical issue)が何かを明らかにし、対応策を用意しなければならない。すなわち、この数年に行うべき検討は設計の詳細化ではなく、重要課題の抽出と対応である。本共同研究ではこのことを明確に意識して検討を進めた。

1.2 ITER と原型炉の違い

ITER では発電は行わないが、原型炉では発電の実証を行う。少し詳しく言えば、ITER では核燃焼プラズマの制御が最重要課題であるのに対して原型炉ではプラントとしての発電実証を行う。ITER でもブランケットモジュールでの発電の計画は既にあり、核融合で最初に電気を作ることは ITER で行われるであろうし、核融合で発電される意義は量の大小を問わず十分にあると考えられる。この場合、ITER では運転時間も短くてよく、また発電中に出力電圧が多少変動しても構わないであろう。しかし、原型炉においてプラント規模で発電実証ということになれば、

- 1) 有意な電気出力であって
- 2) 発電は十分長時間一定出力で、さらに継続して連続運転できる見通しがあり、
- 3) 運転のためにトリチウム燃料の自己供給が可能である

ことなどが求められる。

たとえば日本で最初の核分裂動力炉 JPDR は 12.5MW の電気出力で 1963 年原研への引き渡し前に 100 時間連続運転した[1-2]。実証とはこの程度のレベルが必要であることを先ず認識する必要がある。

次に科学・技術面からみた ITER との違いをみると、ITER では高い Q 値 ($Q \geq 10$) で 400 秒の核燃焼制御の実証と、連続運転[1-3]の追及 ($Q \sim 5$) は異なるモードで行われる予定であるが、原型炉では発電を実証するために必然的に高い Q 値 ($Q \geq 20$) で連続運転をしなければならない。つまり、科学技術の統合という点ではプラズマ物理は原型炉ではじめて統合することになる。

他方、発電を行うためのエネルギー発生装置としては、プラズマに対向する第一壁全面にブランケットを設置して中性子エネルギーを熱エネルギーに転換し、同時に燃料のトリチウムを生産しないといけない。そのような増殖ブランケットの機能試験はテスト・ブランケット・モジュール計画 (TBM 計画) として ITER で実施されるので、試験計画が十分検討されていれば大きな齟齬が生じることは無いであろう。しかし、そのためには原型炉ブランケットと ITER テスト・ブランケットとの差異を十分に理解しておく必要がある。

さて、本報告書の主題は運転制御であり、ITER と原型炉の違いに焦点を当てて記述する。これまでプラズマ実験に係わってきた研究者の多くは、例えば ITER の Q 値のミッションに関してならば、「プラズマが $Q \geq 10$ の状態を 400 秒間達成されればそれが時間的に変動しても構わない (仕方が無い)」という認識をしている。しかし、制御という技術用語を一般社会が理解する言葉で言えば、「Q 値が 10 を超えるある一定の値に維持するように制御できること、及び必要に応じてそのレベルを上下できること」が要請されよう。ITER の研究計画が明確にこのことを意識して作られれば原型炉の運転立上げ段階での負担は大いに軽減されるであろう。しかし、もし ITER での核燃焼制御の意味が $Q \geq 10$ さえ達成すれば良いとの認識であるならば、核燃焼プラズマの本格的な制御は原型炉が最初に行うことになる。

次に認識しなければならないことはトリチウム燃料の自給がもたらす影響である。ITER では燃料としてのトリチウムは外部から供給されるのでトリチウム生産用のブランケットは必要としないが、原型炉の運転に必要なトリチウムを生産するためにはプラズマに対向する第一壁面を殆どブランケットで埋めなければならない。即ちプラズマに対向する極めて広い面積が必要となる。これと競合するのは加熱・電流駆動や計測のために必要なポートやダイバータが占める面積である。第2章で定量的に議論するが、原型炉の標準設計のトリチウム増殖率 (TBR) の場合には計測器群に許容される第一壁等価面積は極めて小さくなる。これは多種多様な計測器を装着できるポート空間を有する ITER とは大きな違いである。さらに、ITER では中性子束やガンマ線束が低く、積算照射量も小さいので問題にならないが、原型炉ではこれら放射線の線量率や積算線量が大きいことにより、ITER で使える計測器も原型炉では使えない、或いは使用と共に性能が劣化して使えなくなる計測素子が数多く存在する。つまり、原型炉では放射線環境下で使えない計測器が先ず除かれ、面積的制限から装着できる計測器は必要最小限に絞られる。かかる制約にも拘わらず炉が扱うパワーは ITER の数倍と大きくなるので、計測器に求められる信頼度はより高いものとなる。この矛盾した要求を補完できる唯一の方法は、信頼できるプラズマ予測制御用計算コードを開発して制御系に組み込むことであろう。簡単に言えば、計測が限られる原型炉の運転制御には計算機によるアシストは不可欠であり、そのための計算コードは制御系と不可分一体のものとして機能することが求められる。そのコードは十分な精度でプラズマの動きを予測できること、即ちコードは極めて信頼性が高い、十分な validation が済んだものでなければならない。これは従来進められて来た、《プラズマの振る舞い理解のためのコード》の概念を大きく変えるコード開発が必要なことを意味する。

1.3 原型炉運転制御の基本概念

核反応熱を利用する軽水炉と核融合炉を制御の視点から比較すると、軽水炉の場合は定格出力に達した後も制御棒を少しずつ抜くことによって中性子の吸収を制御し、定格出力を保っている(図 1-1)。しかし、この制御は核燃料の燃焼度に応じて月単位のオーダーで制御するもので、核融合炉が問題にする時間スケールでは何も制御する必要は無い。仮に何らかの原因で原子炉の温度が急上昇しようとする原子炉自身が持っているドップラー効果やボイド効果、温度効果などの自己制御性によって温度上昇を抑え、

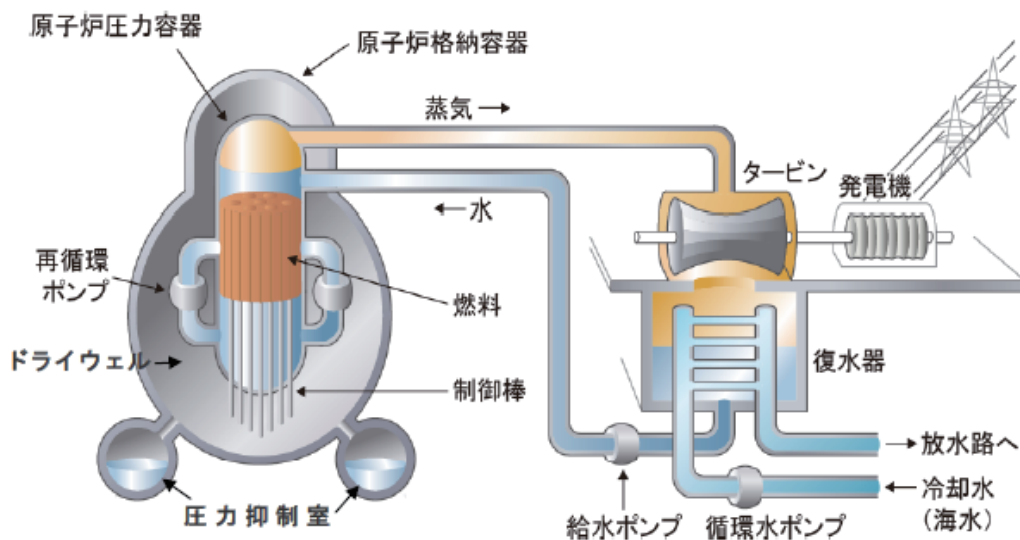


図 1-1 沸騰水型軽水炉の概念図 起動のときに制御棒を操作するが、定格に達してからは時間単位で制御するものは無い(株東京電力パンフレットより)。

動作点を維持しようとする。多数の制御棒が一気に落下するような反応度事故でも起きない限り運転点は安定である。

これに対して核融合炉での運転の概念図を図 1-2 に示す。核融合炉の制御はプラズマ全体としていわゆる「熱的安定点」で運転するとしても、核燃焼状態のプラズマをアクチュエータのフィードバック制御なしに実現することは不可能であり、軽水炉のように自動的に同じ状態に戻るわけではない。

すなわち、核融合炉の制御の特徴として先ず考えなければならないことは、プラズマが外部からの磁場によって閉じ込められ、燃料が一定の速度で供給され、一定の速度で He や不純物が排気され、さらにトカマクの場合には一定のパワー注入や電流が駆動される状態で平衡状態が保たれることが基本的に必要

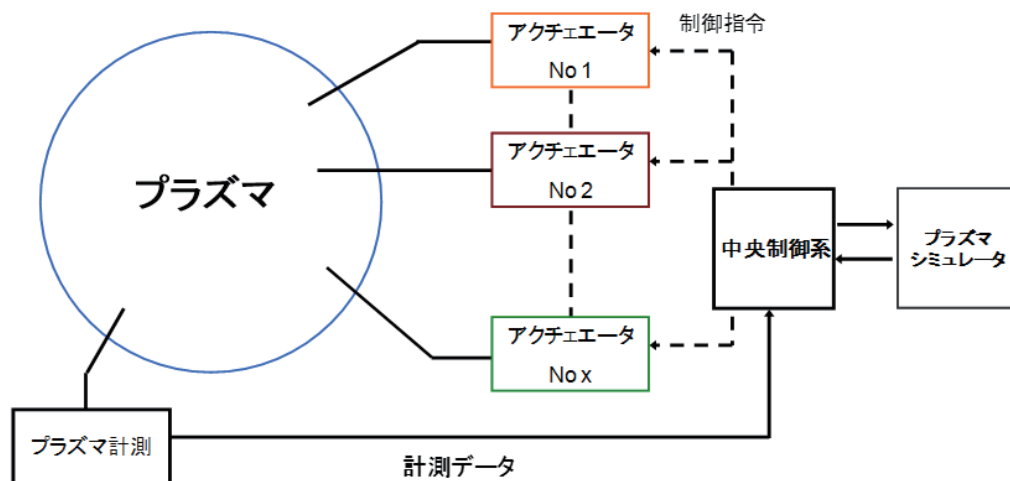


図 1-2 核融合炉の制御の概念。 定常運転はアクチュエータの制御によって支えられている。

である。また、この運転点を維持するためのアクチュエータが同時に変動に対する制御アクチュエータとしても使われることである。ただし、いわゆるプラズマ立上げ時や停止時における制御はこの報告書では扱わないこととする。先ずは定常時の制御が出来なければ意味が無いからである。

これまでのプラズマ物理研究の成果や今後の進展によって、プラズマの密度 n_e, n_i 、温度 T_e, T_i の分布やプラズマ中に流れる電流分布、燃料の中性粒子 n_D, n_T 、それに核燃焼により発生する高エネルギーの α 粒子の分布がわかり、全体としてエネルギーと粒子の輸送の描像が明らかになり、核融合出力 P_f がこれらの関数 $f(n_e(r), n_i(r), T_e(r), \dots)$ として表現できたとする。しかし、これだけでは原型炉の制御は実現できない。これらの諸量はプラズマの物性や特性を表すものの、外部から直接制御できるものではなく、プラントとして外部からプラズマを制御できるのは具体的なアクチュエータ（例えば、コイル電流、粒子補給装置、加熱装置、電流駆動装置など）を通してであり、これらは制御系からの指令によってはじめて動作する。原型炉で発電を実証するという段階においては、かかる制御系のアルゴリズムが構築されていなければならない。つまり、プラズマの特性を表す諸量はアクチュエータに対するタイミングと振幅に対する連続指令に翻訳されている必要がある。

関数表現をするなら、

$$P_f = \vec{T}(I_{coil}, P_{NB}, P_{EC}, P_{LH}, G_{pellet}, \dots)$$

という形で核融合出力が表現されていなければならない。

原型炉を定常状態で運転する場合に、実時間の制御を要しないシステムとしては冷却（除熱）系、真空排気系（後で議論するようにこれも制御系の一部として使う必要が出てくる）、トロイダル磁場系などがあり、これらはそれぞれ定常状態を維持することが本来の役割である。これとは対照的にプログラム制御

やフィードバック制御などを組み込むことによって動作点が安定であるような働きをするシステムとして加熱、電流駆動、粒子供給、磁気制御（PF コイル系）プラズマ回転制御（モーメント入射）などのアクチュエータがある。そこで、後者のグループの役割について核融合炉の運転を概念的にプラズマ諸量空間で図示すると図 1-3 のようになる。核融合の定格出力を一定に維持する動作点を運転基準点とすると、このとき、運転限界と運転範囲が定義できる（しなければならない）。

(1) 運転範囲

ある一定のプラズマパラメータ範囲（多次元）を出力一定のための運転範囲と定める。この範囲内で運転基準点（1 点）を中心としてアクチュエータの制御によって核融合出力一定を保つ。即ち、何らかの原因で動作点が基準点からずれてくる場合に制御系はそれを戻すようにアクチュエータを制御する。

(2) 運転限界（不安定性境界）

動作点がこの範囲を超えると回復不可能な MHD 不安定性が発生したり、核融合反応が終息に向かう境界として定義する。この場合、制御系は機器への影響を最小限に緩和すべくアクチュエータを作動させ、プラズマの状態を運転範囲に戻すことも起こりえるが、戻すことが出来ない場合は停止に移行する。緩和策が有効に効かない場合は急速な消滅（ディスラプション）に至ることもある。

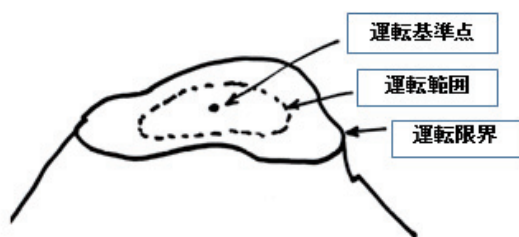


図 1-3 原型炉の運転曲面と運転範囲の概念

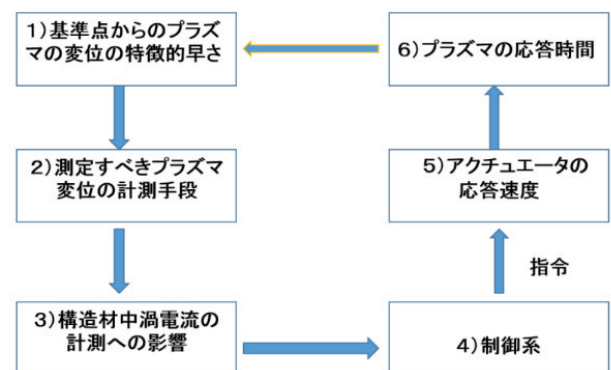


図 1-4 原型炉の制御ループ

これらのことを検討するためには図 1-4 に示すような制御のループについて理解を深めておくことが必要である。最初に検討・整理すべきこととして

- 1) プラズマの動き(変化)の特徴的時間、基準点からずれていく速さや不安定性の成長速度
- 2) それらの動きを計測。トカマクにあっては磁気面の計測と制御、そのための磁場を測定
- 3) 計測へのブランケットや導体シェルなどプラズマに近い金属構造体の影響を除去
- 4) 制御系指令に対するアクチュエータの応答速度
- 5) アクチュエータが動作してからその効果がプラズマに表れるまでの特徴的時間

などであるが、これらについての基本的な検討は既に行われ報告書（NIFS-MEMO-68）[1-1]に纏められている。運転制御に関係が深い特徴的な時定数の一覧を文献[1-1]から抜粋して表 1-1～1-4 に示す。

図 1-3 で単純化した運転曲面について、さらに理解を深めておく必要がある。この運転曲面はそれぞれの点で平衡が維持され、各点で核融合出力が定義できることを示している。この図のように 3 次元の曲

面で運転点群が絞り込まれることが理想であるが運転範囲は 3 次元で表現できなくて 4 次元以上の多次元空間であるかもしれない。

平衡を維持するためのプラズマパラメータのどれかが変化すると、基準運転点に留まることはできず別の運転点に移ることになる。アクチュエータを動作させて動作点を元の位置に戻す必要がある。

曲面、あるいは立体（多次元曲面）のいずれであってもどうすれば原点に戻すことが出来るかの関数形が必要となる。第 3.1 (4) 2) で議論するように、ポプコン図上での各点は 0 次元パワーバランス解析の定常解を示しており、パワーバランス的に安定な運転点であっても物理量の一次元分布に依存した輸送特性の変化や MHD 安定性まで考慮すれば、プラズマの微小変動に対して必ずしもその点が制御上の安定点であるとは限らない。言い換えれば運転基準点およびその近傍の曲面は制御からみたときに変動に対して鈍感な、例えば L-mode を表すような曲面であることが求められているのかもしれない。

文献

- [1-1] 「核融合炉の計装制御」 NIFS-MEMO -68 (2014)
- [1-2] 望月恵一 「JPDR の出力試験」 日本原子力学会誌 (1964) 316
- [1-3] ITER Physics Basis, Nuclear Fusion, Vol.39, No.12 (1999) IAEA, Vienna



運転曲面と運転限界 (南会津 田代山)

表1-1 プラズマの変位の特微的時間

制御方法	制御の目的	特徴的な時定数	センサー	アクチュエータ	ITERでの検討	検討課題
プラズマ位置・形状制御					コイルの大きいインダクタンスのために最低100msの応答時間が必要。	短い時間スケールで第一壁へ高い熱負荷をもたらすH-L遷移を避ける方法
ギャップ制御	プラズマが壁に接触することを避ける	～100ms	磁気プローブ (マイクロ波反射計)	PFコイル電流	セパトリックスと第一壁間のギャップを6か所で計測し、磁気面位置制御。コイルのインダクタンスのために最低100msの応答遅れが必要。H-L遷移などの速い現象に対して、Q-10のDTI燃焼プラズマでは第一壁への熱流速は～40MW/m ² に達し、約300msでベリリウムは融点に達する。	トカマクでは磁気計測が必須であるが、磁気センサーの寿命が十分でないときのバックアップ(マイクロ波反射計)を既存のトカマクにおいても採用し、実用レベルに高めておくこと。
上下位置制御	上下位置の制御範囲にプラズマを留めておく	～100ms(垂直位置不安定性の成長率)	磁気プローブ (マイクロ波反射計)	PFコイル電流	厚さ6cmのステンレス真空容器の2重壁と、厚さ6cmの安定化板が上下位置安定化に寄与。	
電流制御	全電流値とその分布を一定にすること	～100秒	ロゴスキーコイル レーザー偏光計	CSコイル電流、NBOD, EOCD	電流の拡散時間はTe～5keVで約200s、Ti～10keVで約800sと長く、電流分布は数100sかけてゆっくりと最終状態に近づく。	
プラズマ圧力・核燃焼制御						
燃料制御	プラズマ密度がグリーンwald限界以下、NBH突き抜け限界以上となるように制御	数10秒(τ_E 程度)	レーザー干渉計 トムソン散乱計測	ペレット、ガスパフ	核燃焼が始まってからヘリウム濃度が一定になるまでに20-30sかかる。	
加熱(圧力)分布制御	炉出力が低下しようとした時にプラズマの総加熱パワーを一定にするように追加熱、または過出力となる場合に加熱入力を抑える。	数秒(τ_E 程度)	中性子モニター、 トムソン散乱計測、 ECE計測	NBI, ECR, IC入射、 燃料制御で出力制御	電流がフラットトップに達したのち、加熱パワーを注入するが、それにより蓄積エネルギーが定常に達するまでにエネルギー閉じ込め時間(約3.4s)の1～2倍を要すると考えられる。	この制御方法にはおおきな制限が加わる。原型炉はQ=20-30の運転なので、核融合出力200万kWの核融合炉では加熱装置からの入力パワーは70-100MW必要となる。核融合出力の5%の減少を直接加熱入力で補償しようとすれば～100MWの余分の能力を備えていなければならず、非現実的。したがって、エネルギー増倍の特徴を崩すことなく補償する必要がある。
電流分布制御	高閉じ込め維持、MHD安定性確保	数100秒(τ_R 抵抗性 拡散時間程度)ただし、負磁気シアな どの分布の維持にはlocalな電流拡散 時間が効いてくる ので τ_R の数分の 1になりえる。	レーザー偏光計	NBOD, EOCD		
壁への熱・粒子束制御	第一壁、ダイバータへの熱負荷、粒子 負荷が過大にならないように、デタッチ ダイバータの維持	～ τ_E 程度	中性ガス圧力計、 ボロメーター、 赤外線カメラ ダイバータ分光	ガスパフ	ダイバータへの熱負荷軽減にはセミ デタッチプラズマの実現が必須。この ため、ダイバータ領域に軽元素のガ スパフ	

表 1-2 トカマクにおける制御にかかわる不安定性

プラズマの不安定性	特徴的な時定数	センサー	アクチュエータ	ITERでの検討	検討課題
鋸歯状波制御		MSE計測 ECE計測	ECCD、off-axis NBI		高エネルギー α 粒子による安定化
NTM制御	数10秒 (τ_R 程度)	ECE計測. 磁気プローブでの絶 対値測定は不必要。 NTM発生位置は電 子温度揺動分布で 振幅極小、位相反転 位置から算出。	ECCD m/n=3/2, 2/1が対象	170GHzジャイラトロンECCDを20MW これに充てる。ELM制御用の容器内 コイルのやRMPコイルも種磁気島を 作る可能性あり。	NTM発生の実時間予測に基づき、有理面 にNTM発生前にECCDを行うことで、低EC パワーでNTM抑制が可能
ELM制御	$f_{ELM} \sim 1-10\text{Hz}$ だ し、これは繰り返 しの周波数であり、こ の特性的時間で大 きな不安定性が生 じるというもので はない。	ダイバータ分光 磁気プローブ	ペレット	ペデスタルエネルギー緩和の時間ス ケールは数100 μsec 。ELM周波数 $\geq$ 20-40Hz ELMエネルギー $\leq 1\text{MJ}$ と するために重水素ペレットを周波数 $\geq 20-40\text{Hz}$ (25-50ms間隔)で入射す る必要あり。	
アルフヴェン固有モード					シミュレーションコード開発による検討が必要。 実験との照合は核燃焼を行うITERを待 つ。
抵抗性壁モード	壁が近ければ成長 速度は壁の時定数 (τ_w 程度)、壁が 遠いと成長率は早 くなり、かつ規格化 ベータ値も低下す る。	磁気プローブ サドルコイル	NBI(回転)	理想キック制限よりはるかに低い ベータで運転するQ=10の誘導運転で の主限界。	SAでは制御用周期が1ms、サンプリング 周期は50kHz(20 μs) 原型炉で炉内コイ ルが不可能とした場合に、確実にプラズマ 回転を与えられる方法の確保。
(ディスラプション制御)	以下にVDE (Vertical Displacement Event)とMD(Major Disruption)に分け て記述する。			熱的クエンチ時のプラズマエネル ギーの崩壊の時間スケールは1.0ms 以下、ダイバータへの熱流の立ち上 がりの時間スケールは装置サイズと ともに増加傾向にあり、ITERへの外 挿では $\sim 1.5-3.5\text{ms}$	
VDE制御	数100ms	磁気プローブ	ガスジェットによる熱クエンチ の影響緩和	DINAコードで下向きVDEのシミュ レーションによれば、 $t = 0$ で垂直方 向制御を off とすると、 $t = 645\text{ms}$ 経 過して垂直方向の理想位置から1mぐ らい変位した位置で ($q(a)=1.5$) 熱的 クエンチが生じ、引き続き36msの速さ の電流クエンチで減衰する。	
MD制御	$\sim 50\text{ms}$ (電流消滅) ITER		不純物ペレット 大量不純物 ガスパフ	DINAコードでのMDのシミュレーション では垂直位置が変位しない状態で熱 的クエンチが生じ、電流は時定数 16msで減衰する。垂直位置はしば らく経ってから上方向に移動し始めて 壁にあたる。	

表1-3 構造体が測定と制御(アークチュエータの動き)に及ぼす効果

測定/アークチュエータ	対象となる構造体	影響を生じさせる対象	影響の程度と時定数	対象となる計測・制御機能	ITERでの参考値	JT-60Uでの参考値
真空容器内磁場測定	ブランケットモジュール (筐体部分)	側板の板厚方向の磁場浸透時定数とその影響	～1ms	磁気センサー		
		側板に流れるループ電流による磁場の変動と時定数	1モジュールだけなら～18ms インダクタンスは5μH。しかし低mモードに対して縦方向に重なっているモジュール群を考えると、全インダクタンスは1モジュールの場合と大きな差は無いが、側板の一周抵抗値は小さくなるので時定数は長くなり、等価的に7モジュール強を重ねた場合、最大120msとなる。	磁気センサー	シールドブランケットの時定数は10-20ms	
		天板に流れる面電流による磁場の変動と時定数	～2.2ms モジュールを6個程度重ねた効果を考慮すると、30ms程度となる。	磁気センサー		
		板厚方向の磁場の浸透時定数と磁気センサーに対する影響	～7ms (厚さ100mmのF82Hの板の重ね合わせ)	磁気センサー		
導体シエルとしての効果	高温シールド板(バックプレート)	m=0モードに対する効果	なし。	CSコイル、PFコイル		
		m=1モードに対する効果	水平方向(大半径方向)～640ms 垂直方向～1s	PFコイル、NB1EC		
		高次mモードに対する効果	m=2モードに対して～640ms	NBOD,ECOD		
		m=0モードに対する効果	3.2s (0.9s プラズマの円形断面近似で内部インダクタンスを0と求めて求めた)	CSコイル、PFコイル	二重壁真空容器 500ms (～540ms)	
	固定遮蔽/真空容器	m=1モードに対する効果	水平方向変位に対して～2.0s	PFコイル、NB1EC,ペレット	2重壁は垂直、および大半径方向変位に対して200-250ms。とくに、内側壁が効く垂直位置不安定に対して時定数はファクター2小さい。(複数側の円環電流モデルでは2重壁の外側が効くか効かないかにより、時定数は水平方向移動に対して170ms～340ms、垂直位置に対して280ms～570ms。)	2重壁真空容器のτは約10ms n=1RWMの成長時間間はd/a=1.2で10ms程度、d/a=1.7では成長時間1ms以下でデイスラプション(注2)

表1-4 ヘリカル炉におけるプラズマの動きの特徴的時間

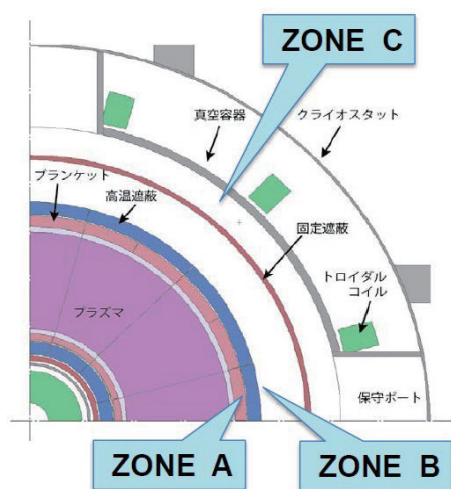
プラズマの変動 プラズマ位置・形状制御	制御の目的	特徴的な時定数	センサー	アクチュエータ	ITERでの検討	検討課題
磁気軸制御	MHD不安定性、高速イオン損失、ヘリカルリップル増大を回避	~1s	磁気プローブ 分布計測	PFコイル電流		磁気軸の同定方法の確立
電流制御	トロイダル電流による周辺磁気シア減少を抑制	~1s	ロコスキークコイル	PFコイル電流		
プラズマ圧力・核燃焼制御						
燃料制御	核融合出力が一定になるように制御	100 ms (ペレット入射間隔)	レーザー干渉計 トムソン散乱計測	ペレット	核燃焼が始まってからヘリウム濃度が一定になるまでに20-30sかかる。	
壁への熱・粒子束制御	第一壁、ダイバータへの熱負荷、粒子負荷が過大にならないように、デタッチダイバータの維持	~ τ_E 程度	中性ガス圧力計、 ボロメーター、 赤外線カメラ ダイバータ分光	ガスバフ	ダイバータへの熱負荷軽減にはセミデタッチプラズマの実現が必須。このため、ダイバータ領域に軽元素のガスバフ	
不安定性制御						
理想モード	コア領域でMHD増大による輸送増大の回避	~1s	磁気プローブ 分布計測	PFコイル電流		磁気軸の同定方法の確立
抵抗性モード	周辺領域でMHD増大による輸送増大の回避					炉条件（高温・高ベータ領域）では安定化されるという予測
放射崩壊	プラズマ消失を回避	100 ms	レーザー干渉計 ボロメーター	ペレット		放射崩壊の目安となる周辺領域密度が須藤密度以下になるように燃料供給を制御

第2章 プラズマ制御のための計測情報と保護システム

2.1 原型炉の放射線環境

(染谷洋二)

原型炉の放射線環境がどのようなものであるかについて、平均中性子壁負荷を 1.5MW/m^2 に合わせた場合の代表的な設計例、トカマク (SlimCS) およびヘリカル (FFHR-d1) について既に検討した。それらの結果は原型炉の計装制御報告書 NIFS-memo68 (文献[1-1]) の第3章に詳しく示したとおりである。各場所での中性子及びガンマ線の強さは炉型、ブランケット材料、遮蔽構造などによって大きく異なるが、計測器の設置場所を検討するために、例えば凡その区分けをしたトカマクの場合は、図 2-1 の場合の領域に対して放射線量は表 2-1 の通りである。ヘリカルの場合は3次元的で[1-1]を参照されたい。



名称	位置	高速中性子線量率 ($>0.1\text{ MeV}$) ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	ガンマ線線量率 (MGy/h)
Zone A	ブランケット背面	2×10^{13}	0.5
Zone B	高温遮蔽体背面	5×10^{10}	0.001
Zone C	低温遮蔽体背面	3×10^9	0.0001

表 2-1 図 2-1 に対応したゾーンでの放射線場

図 2-1 トカマクの場合の放射線環境

2.2 原型炉の制御・計測のための必要空間

(石川正男、宇藤裕康、松田慎三郎)

原型炉の計測器に許容される空間は1) トリチウム自給 (TBR) から決められる上限と、最小限度の計測器がどれくらいの空間を必要とするかの定量的評価の両方から求める必要がある。前者については宇藤らの発表[2-1]で原型炉の構造との関係を踏まえて検討され、TBR (トリチウム増殖率) を 1.05 注 1) を仮定すると加熱と計測に付与できる面積は第一壁の全面積 1100m^2 の 1% にあたる 11m^2 のみであること、このうち、加熱は NB が 3m^2 、EC が 1m^2 を占めるので計測用の空間としては 7m^2 が与えられるに過ぎないという結論となる。

具体的にはどれくらいの大きさになるかを図示すると、図 2-2 のようにトロイダル方向に 54 分割されたブランケットセグメントの外側 1 個分を EC と分け合うことに相当する。このセグメントはブランケットと共存しない計測専用のセグメントとなる。トロイダル方向の複数個所での計測が必須となる場合、計測ポートを複数のセグメントに分散配置すること自体は可能であるが、ブランケットの定期保守交換 (3 年程度と目される) の毎に計測器も取り外さなければならなくなる。つまり現実的には計測器はトロイダル方向に一箇所に纏め、EC (上部を使用) と共存させることによりブランケット交換時に影響を受けないことが保守の観点では望ましい。

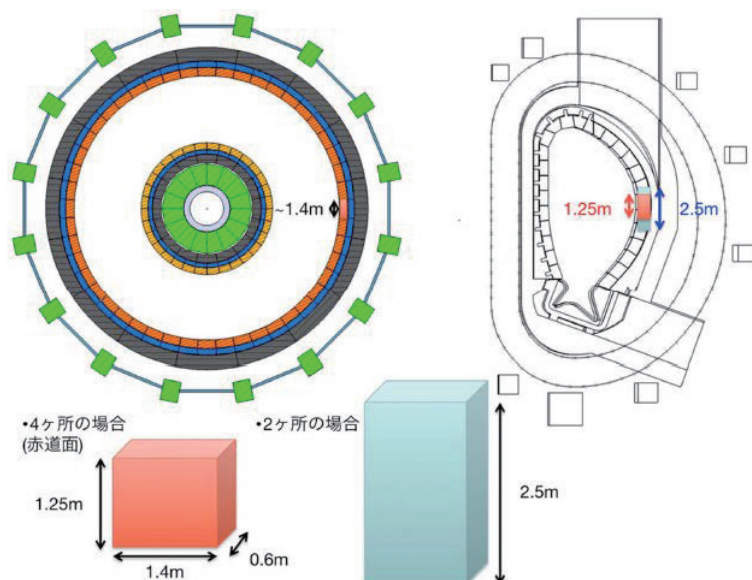


図 2-2 計測用プラズマ対向面積が 7m^2 とはどの程度になるか？

計測場所が 4 ヶ所の場合 $1.4\text{m} \times 1.25\text{m}$ 、
 2 ヶ所に集約する場合 $1.4\text{m} \times 2.5\text{m}$ 、
 1 ヶ所に集約する場合 $1.4\text{m} \times 5\text{m}$ 程度となる。

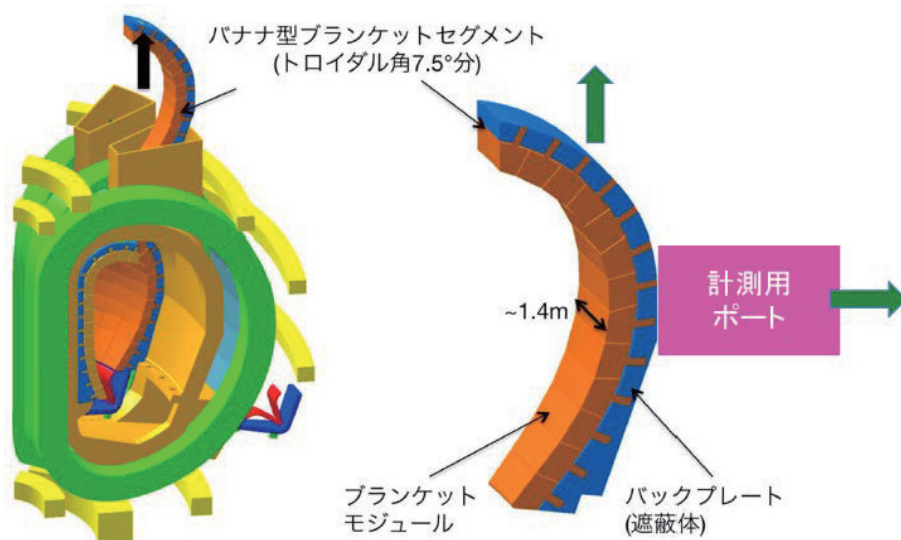


図 2-3 ブランケット垂直引き抜きの場合の計測器配置

定期的に交換するブランケットとの干渉を避けるために、トロイダル方向に 54 分割された外側セグメントの一つを ECH ポートと共有して使用。即ち、計測はトロイダル方向の 1 箇所だけで行うことになり、ブランケットの保守・交換時にも計測・ECH 用セグメントは移動しない。

注 1) ここで仮定した TBR1.05 (局所 TBR1.42) は文献[2-2]によれば、設計目標として選んだものであり、核データの誤差 (6-10%)、モデリングの誤差 (3-7%)、設計に由来する不確定要因 (0-3%) を考慮した場合、TBR>1.1-1.22 で設計すれば確実に燃料自給が可能になるが、確実に安全な設計裕度よりも尤もらしい設計値とすることを重視して選んだとある。この点については後の章でもう一度議論したい。

2.3 運転制御のために必須の計測

(石川正男、秋山毅志)

つぎに、石川らによる計測器側からの検討結果[2-3]を要約する。必要最小限の計測器は文献[1-1] (原型炉の計装制御報告書 NIFS-MEMO-68) での検討から導き出された表 2-2 である。具体的なポートの大きさを評価するに当たって、ITER で設計が進んでいる各計測器について放射線環境を考慮して ITER をベースにすると 7m^2 の 1.5 倍になってしまうが、ITER 計測器のドロワー内構造を最適化ないし、共用することにより遮蔽を強化しつつプラズマ対向面積を約 7m^2 に抑えることはかろうじて可能と見積もられた。なお、位置形状制御の要となる電磁気計測 (磁気プローブ、ワンターンループ、ログウスキーコイルなど) はブランケットモジュール間やモジュールとバックプレートとの間に設置することが出来るので、第一壁の面積を占有することは無い。しかしこれらは中性子照射中の誘起電圧の問題や耐積算線量の問題があり、R&D や回避策が必要となる。なお、今回はドロワー内の検討に留めたが、計測器は真空容器の外側でも放射線遮蔽された設置空間が必要であり、プラズマ対向面積の配分を決める段階では外側空間の検討も重要である。この見積もりにあたって、実施した具体的な検討については文献[2-3]を参照されたい。なお、EU においても DEMO 炉に必要な計測が検討されているが[2-4]、文献[2-3]のような炉の設計に関係した問題として捉えられていない。

測定対象	ITER計測器	原型炉での採用レベル トカマク/ヘリカル	原型炉での占有面積 (ITERベース)	優先度	原型炉での占有面積 (設計の最適化)	優先度
線平均電子密度	トロイダル干渉計・偏光計	必須/必須	1.3000		0.4300	
電子温度分布	トムソン散乱計測	必須/必須(周辺)	1.3000		1.3000	
電子密度分布	トムソン散乱計測	必須/補完				
Da, Ta	可視分光	必須/補完	1.3000		1.3000	
DT燃料比	中性子スペクトロメータ	必須/必須	0.3000		0.3000	
ポロイダル磁場	ポロイダル偏光計	必須/不要	2.6000		1.3000	
Zeff	可視分光	必須/必須	1.3000		— (Dα, Tα 計測と兼ねる)	
不純物発光(ダイバータ)	可視分光	必須/必須	2.6000		1.3000	
合計			10.7000	二つか三つの計測器を除く必要あり	5.9300	全て収まる

表 2-2 原型炉に必須の計測機器と必要面積

炉構造とブランケット BTR などから求められる計測器空間は 7m^2 である。ITER 計測システムの設計と同じ基準では 2~3 計測器の空間が不足する。各システムの設計の最適化を更に進め、かつ空間の共用が可能であれば 7m^2 でかろうじて可能となる。

2.4 安全性・機器保全のための critical な保護システム

機器保全のため、あるいは環境安全性維持のために必要となるインターロックシステムは設計の進展と共に自動的に設計に取り込まれるものなので、敢えてここで言及する必要は無いであろう。しかし、核融合炉、とくに原型炉では大パワー、高エネルギーを制御し、またプラズマの異常時の特徴的時間が他のエネルギー発生装置に比べて極めて短いという特徴がある。したがって、正常な運転が損なわれ、装置が短時間で異常事態に陥る可能性がある現象を同定し、保護インターロックシステムをプラズマの制御系に組み込んでおく必要がある。例えば NBI はプラズマ密度が十分高いときは問題ないが、プラズマが消滅したり、プラズマ密度が低すぎれば対向面に入射する熱負荷はこれを溶融するのに十分な熱流束がある。したがってそのような場合、制御系は即座にビームを遮断しないとイケない。

同様に EC の電磁波ビームもプラズマが消滅すれば対向壁を損傷するパワーを有する。計測用の高出力レーザービームは対向面に受熱版を設けなければならない。ダイバータ部で非接触プラズマが変異するときには直ちに検知してプラズマ出力低下、乃至は停止に導かなければならない。

VDE やディスラプション、あるいは逃走電子の発生に関しても保護が出来るか、緩和が出来るかについて深い検討が必要である。

これらのうち、とくに重要で早期に対策の検討が必要なのは非接触ダイバータである。ダイバータ板への熱負荷について輻射損失による定常的な非接触プラズマが見出されたとしても、不純物入射系などの一時的な異常により、非接触ダイバータが瞬時に接触ダイバータに移行してしまえば短時間のうちにダイバータ板はダメージをうけることになる。NBI、EC、レーザーなどの高パワーに起因する異常はこれらのビーム源を切断すればそれ以上のエネルギー流入が無いので比較的容易であるが、ディスラプションやダイバータ熱負荷の問題はトロイダルプラズマの蓄積エネルギーを消すことはできないので対策が難しくなる。

これらの課題に共通することは放置しておけば壁が破れることになるので、確実に検知できるセンサーや計測信号があること、またそれらは十分に早い応答速度があることが必要である。シンポジウムではこの課題は議論しなかったが、概念検討段階では重要課題であると認識し、高速制御が必要な保護インターロックシステムとして特記しておくことが求められる。

文献

- [2-1] 宇藤裕康 「原型炉構造からの制約」 第2回シンポジウム発表 4.1a (2015)
- [2-2] 飛田健次他 「核融合原型炉 SlimCS の概念設計報告」、JAEA-Research 2010-019
- [2-3] 石川、秋山、宇藤 「原型炉の許容空間に収まる計測器一覧と設置条件」 第2回シンポジウム発表 4.1b (2015)
- [2-4] W. Biel et al., “Demo diagnostics and burn control”, Fusion Eng. And Design 96-97 (2015) 8.

第3章 原型炉の運転制御

3.1 トカマクの燃焼制御

(1) トカマクの運転制御の特徴

トカマクの磁気面は外部のコイル電流とプラズマ電流がつくる磁場の重畳で決まる。またプラズマ電流がビーム入射や電磁波による外部からの駆動電流と、それ以上に大きな割合を占めるプラズマの圧力勾配による自発電流の合成によるため、プラズマ電流の影響を受ける磁気面構造とくに磁気軸や最外殻磁気面の位置や形状をどのように制御するかは基本的に重要な課題である。磁気軸はプラズマ圧力の中心や核融合出力密度に強く関係するが、大抵の場合この位置が装置の幾何学的中心と大きくずれないように制御する。また、最外殻磁気面は閉じ込め領域プラズマと SOL プラズマの境界として閉じ込め領域プラズマが第一壁と直接接触しないように壁から適当な距離を保つように制御しなければならない (gap control)。プラズマの温度や密度が高くなると圧力勾配が大きくなるのでプラズマ平衡を維持する電流分布も変化し、結果として磁気面中心 (磁気軸) は大半半径方向にシフトする。位置制御のためにはプラズマの平衡解を見つけながら、磁気面を求める必要がある。磁気面制御に関しては早くからプラズマ実験に係わる専門家の腕の見せ所として捉えられてきた。その中で JT-60 で開発された CCS 法[3-1]は高い精度で最外殻磁気面を決めることが出来る方法として信頼できるものである。近年韓国の KSTAR の運転にも取り入れられつつある。この他、プラズマ電流の制御は立上げから flat top での一定値維持まで CS コイル電流の制御を通して行うことができる。すなわち、プラズマ電流と磁気面位置形状の制御は一体として制御することが行われている。JT-60SA に向けてもこの方法を発展させたコードの開発が進められ、原型炉においても同様の手法を用いることが想定される。

ITER までのプラズマ運転は上記プラズマ電流と位置形状制御を基本とするが、核燃焼プラズマの制御に関しては決まった手法があるわけではない。加熱・電流駆動装置、ガスパフ・ペレット入射装置などのアクチュエータのレベルやタイミングを駆使して核燃焼が維持される新しい領域にプラズマを持ち込むことになる。ITER では核燃焼状態をどのようなパラメータで実現できるかについて多くの論文が出ている。しかし、これらのシミュレーション計算は肝心のプラズマ密度の分布形状を仮定したり、分布には自由度があるが線平均密度を一定とするなど、大きな仮定の下での解析であり、この単純な延長が原型炉の運転制御に使える訳ではない。原型炉における運転シナリオや制御コードのアルゴリズムは原型炉そのもので最終調整は必要とするものの、運転開始前に完成版に近いものになっていなければならない。

図 3-1 は原型炉で想定される運転制御のシステムを表したものである[3-2]。プラズマ電流、位置形状制御のための平衡制御計算機のほかに核燃焼制御系は後で述べる出力制御を司り、ダイバータ部分での放射冷却を十分得るためのダイバータ・プラズマの制御のためには独立した制御計算機を必要とするであろう。

(2) 核融合出力制御の key plasma parameter

多くの研究者は核融合出力の制御というときに、「目標とする核融合出力を達成すること」と「達成した出力を維持すること」とを区別していない。前者は目標とする核燃焼状態が存在するかどうかは課題であり、基本的には装置の大きさと電氣的・機械的・材料的な特性、及びアクチュエータなどの規模で決まる。このため、エネルギー閉じ込め時間やプラズマの温度・密度および不純物などの分布が問題となり、如何にその様な核燃焼状態に持ち込むかが制御の関心事である。これに対して後者の出力維持の目

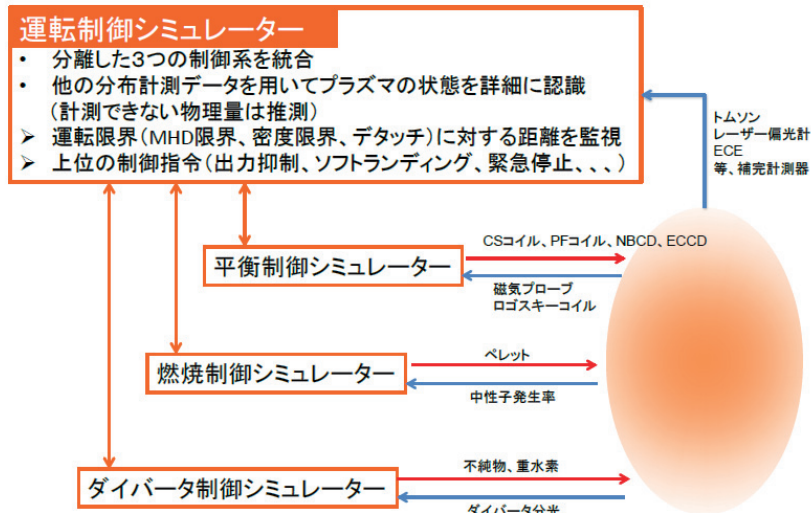


図 3-1 原型炉で想定される運転制御システムと、そのために必要なシミュレータの開発

電を実証するためには当然ながら核融合出力を一定に維持しなければならない。核融合出力が減少傾向にある時はこれを回復するように制御し、増加傾向にある時はこれを抑えるように運転しなければならない。

そこで核融合出力を制御するためには、第一にどのパラメータによって出力が決まるかを良く見極めることが重要である。どのテキストにもあるように核融合反応によって生まれるパワーはプラズマイオン密度（＝電子密度）の二乗に比例し、反応率に比例する：

$$P_f \propto n_e^2 \langle \sigma v \rangle$$

核燃焼が継続している 10keV 前後の温度状態では反応率 $\langle \sigma v \rangle$ は温度の関数ではあるが、余り依存性は強くない。すなわち、核融合出力は電子密度に大変敏感であることを示している。明らかに電子密度は鍵となるパラメータである。

出力を増加させるにはプラズマの生成率を増やすか、損失率を抑えるか、或いは電子密度分布を変化させるかのいずれかである。しかし、電子密度はアクチュエータで直接制御出来るわけではない。上述のようにプラズマ研究者の多くは中性粒子よりもはるかに電子密度の分布（ピーキング）が出力に効くので中性粒子の効果を調べても意味が無いと言う。ところがこれは電子密度のコア部ピーキングを準静的な制御によって実現できる方法があればという仮想の話である。現状そのような都合の良い方法は提案されていない。制御とはその手段によって対象となる諸元（この場合は核融合出力）を変化させ得るものでなくてはならない。他に制御する方法が無ければ感度が低くても例えばガスを制御するしか手立ては無いのである。結論から言えば核融合出力制御上重要な役割を担うのは中性粒子である。中性粒子の制御が如何に核融合出力に影響するかについては第 4 章で述べる。

的を達成するためにはアクチュエータだけが手段となる。例えばピーキング度は核融合出力に大きく効く。それに対してガスパフを制御しても殆ど出力に影響しないからガスの制御を検討する意味が無い、というような見解を良く聞くが、これなどは両者の問題認識が整理されていない典型的な例である。

まず必要なことは、定常的なプラズマ密度分布がどのような中性粒子密度分布と平衡状態をつくっているかについて物理的理解を深めることである。核融合発

(3) 目標領域での運転

1) 位置形状制御

前にも述べたようにこの方面の進展は著しい。JT-60SAではCCS法[3-1]を使って最外殻磁気面を求め、精度の高い gap 制御コードと内部磁気面を求める平衡解析コードをカップルさせた制御コードを開発中である。これは JT60SA が完成したときにそのまま使うことが出来るように開発が進められているが[3-3][3-4]、SAの完成より前に日韓協力を通してKSTARの制御系にも組み込まれている。このことから位置形状制御に関しては磁気センサーが使用出来る限り原型炉に至るまで特段の critical issue は無いといえる。問題は文献[1-1]で取り上げそのR&Dを強く求めているように、原型炉放射線環境では磁気センサーが中性子照射・ガンマ線照射に対してどこまでの中性子束、積算照射量に耐えうるかの限界データが無いことである。ITERの $0.3\text{MWa}/\text{m}^2$ を超える領域でのデータは世界的にも取得されておらず、原型炉の本格運転開始後半年も経たないうちに基本となる形状制御が出来なくなる恐れがあり、このための対策は早期に着手しなければならない。具体的には高い線量率や積算線量での耐放射線性材料の開発と、万一使えなくなるときの対策としてのマイクロ波干渉計アレイなどの代替方式の検討である。とくに代替方式の干渉計アレイの使用を余儀なくされる場合は磁気センサーほどの精度を求めることは困難と予想されるため、この精度低下を補う手段が必要であり、そのためにも信頼性の高い制御用シミュレーション・コードの開発が必須と考えられる。

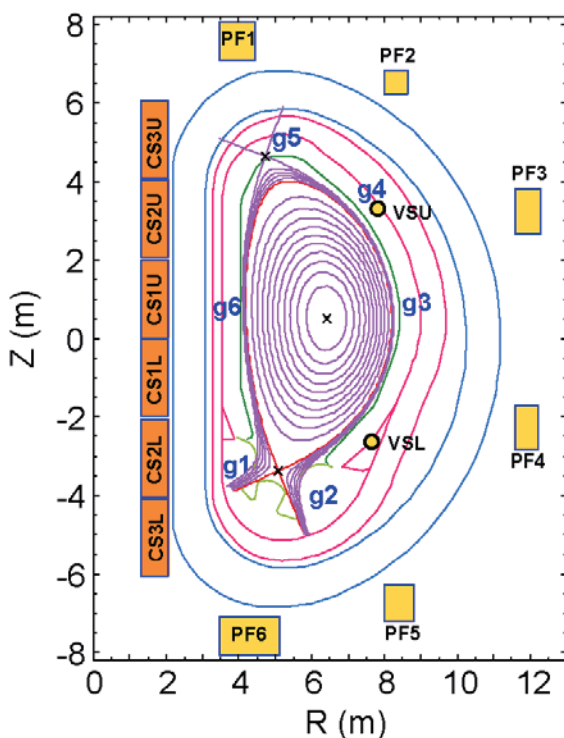


図 3-2 ITERのコイル配置と gap 制御の概念図。6点で gap を制御する。

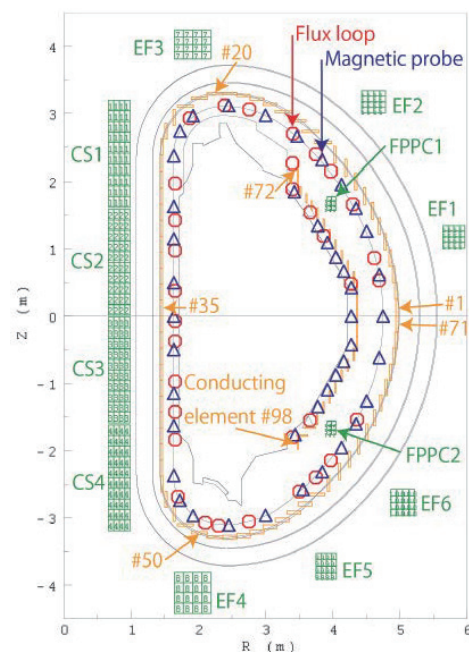


図 3-3 JT-60SA 用に開発された制御コード MECS 用に使われる予定の磁束ループ、磁気プローブ群とコイル配置 [3-5]

2) 核燃焼制御

1.3 に示したように核融合出力は定式化されない限り制御ができないが、分布を仮定した上でプラズマ諸量の関数として次のように表記されている[3-6]。

$$P_f = 3.57 \left\{ 1 - 1.36 \left(1 - \frac{\langle T_i \rangle}{35 \text{ keV}} \right)^{1.7} \right\} \left\{ \left(\frac{\langle n_i \rangle}{10^{20} \text{ m}^{-3}} \right)^2 \left(\frac{V_p}{\text{m}^3} \right) \right\} (MW)$$

この書式の精度は今後の実験によって高められていくと考えられるので、ここではそのプラズマ諸量の依存性に着目すると、幸いにもプラズマ諸量空間ではプラズマ密度とイオン温度に依存するだけである（ただし、分布に依存することが隠されている。）。したがって、制御関数に持ち込むにはこの書式を如何にアクチュエータの記述に変換するかが課題となる。その際に重要なことは可能な限り少ない数のアクチュエータの変数によって表現できることが制御を複雑にしないために重要である。さらにトカマクにおいては磁気面平衡が得られていることが前提として必要である。図 3-1 の概念に基づけば、磁気面平衡制御と核燃焼制御は基本的に交絡するパラメータとしてプラズマ β 値があるが、それ以外は独立である。したがってここでは上記表式を核燃焼制御のループに於いて考えればよい。電子密度、イオン温度に直接関係すると考えられるアクチュエータはガス供給量と加熱入力である。この視点で複数入力の制御を先駆的に捉えた三善らの研究[3-7]は単に体系を単純化したというのではなく、燃焼制御の進むべき方向性を正しく捉えている。このようなコードが物理現象を正しく反映するためには、今後の実験においてアクチュエータを変数とした時の応答を調べ、状態方程式の係数などの信頼性を向上させなければならない。ITER 以外では当面 DT 実験は実施できないので核燃焼状態での実験データを得ることはできないが、DD 核反応出力に対する電子密度やイオン温度の依存性などの確認はできるので、模擬実験でのコードの validation は部分的であるにしろ可能と考えられる。実験計画はこのように目的を明確に意識することによって初めて運転制御に役に立つデータを得ることができると考えられる。

(4) 現状からの距離

1) 原型炉主要諸元 (坂本宜照)

検討中の原型炉 (JA Model 2014) と ITER 定常運転シナリオとのパラメータの比較を表 1 に示す[3-8]。プラズマ大半径 8.5m、核融合出力 $\sim$ 1.5GW（発電端出力 0.5GW）の定常トカマク原型炉である。定常運転を目標とするが調整運転を行いつつ早期に発電実証を行えるように、2 時間程度のパルス運転で核融合出力 1.0GW（発電端出力 0.3GW）程度の運転が、同じ装置で可能な概念としている。高い核融合出力と核融合エネルギー増倍率 Q を達成して発電実証を行うため、ITER よりも高い規格化ベータ値と規格化密度が要求される特徴がある。ここで、炉心プラズマ性能について、現状と目標がどれだけ離れているか考えるため、これまでのトカマク実験で同時達成（総合性能）されたプラズマ規格化性能を原型炉の目標値と比較する。

炉心プラズマ性能を記述する 7 つの性能要素として、閉じ込め改善度 (HH_{98y2})、規格化ベータ値 (β_N)、自発電流割合 (f_{BS})、非誘導電流駆動割合 (f_{CD})、密度指数 (n_e/n_{GW})、放射損失割合 (f_{rad})、燃料純度 ($n_{D,T}/n_e$) が挙げられる。JA Model 2014 の 7 性能要素を正 7 角形の頂点にし、JT-60U で同時達成されたプラズマ性能を比較したダイアグラムを図 3-4 に示す。ここで、JT-60U の代表例として、エネルギー閉じ込め時間 τ_E の 10 倍程度と、100 倍以上（電流拡散時間 τ_R の 14 倍）の時間維持した弱磁気シア放電を比較した。

一目瞭然、密度指数の目標が現状から最も離れている。密度指数はグリーンワルド密度限界に対する電子密度の比であり、グリーンワルド密度限界[3-9]は、

$$n_{GW} = \frac{I_p}{\pi \alpha_p^2} = \frac{2B_T}{\mu_0 q_a R_p} \sqrt{\frac{(1+\kappa^2)}{2}}$$

と表され、大半径が大きな装置で小さくなる特徴がある。そのため、大半径の大きい検討中の原型炉では、十分な核融合出力を得るために、運転密度をグリーンワルド密度限界の 1.2 倍に設定している。グリーンワルド密度限界は周辺部の密度限界と考えられており、原型炉では周辺部（ペDESTAL部）の密度を密度限界の 0.8 倍程度にして中心ピークした密度分布を仮定することで、1 倍以上に設定している。但し、グリーンワルド密度限界はジュール加熱プラズマのデータベースに基づいて導出された経験式であり、アルファ粒子により十分に加熱される原型炉の炉心プラズマ性能の指標になりえるかについて、密度限界の物理機構解明とあわせて議論が必要である。ところで、通常の実験では、ガスパフ等で高密度にすると閉じ込め性能の劣化が観測されている。ペレット入射により閉じ込め性能を維持したまま高密度化に成功している実験結果もあるので[3-10、3-11]、原型炉ではペレット入射でできるだけコアに近い領域に燃料を供給しつつ、粒子ピンチにより中心ピークした密度分布になるような運転領域を検討することが重要である。粒子ピンチの程度によって核融合出力に大きな違いが生じるため、炉心プラズマ設計の観点から粒子ピンチの定量的な予測が極めて重要になってくる。

燃料純度についても現状からの距離が大きい、JT-60U の炭素壁に比べて金属壁の原型炉では燃料純度の改善が見込めるが、放射損失増大のために導入する希ガス不純物やヘリウム灰による燃料希釈がどの程度になるかは核融合出力に大きく影響するため、不純物やヘリウムの輸送を定量的に予測することが炉心プラズマ設計の観点から重要である。

規格化ベータ値については、パルス運転の $\beta_N=2.6$ は十分見通せるが、定常運転の $\beta_N=3.4$ は壁なしのベータ限界を超える領域であり、ディスラプションを引き起こしやすい RWM を安定化しながら長時間運転する必要があり、技術的に大きなギャップが存在する。原型炉では RWM 抑制制御コイルを炉内に設置できないため、プラズマ回転による安定化制御手法を構築するには、アクチュエータとして低エネルギーの中性粒子ビーム入射による運動量入力が必要になる（注）。

编者注) RWM 抑制のためにプラズマに回転を与えられれば抑制できる可能性が指摘されていた。しかし、ITER での検討では、ITER の加熱電流駆動に使われるような高いエネルギー（1MeV）の NBI ではトーラスの回転周波数が中心部でも 1-2kHz と見積もられており、これに対してプラズマの自発回転（intrinsic rotation）はこれまでの装置からの外挿では 10kHz 程度[3-12]となるので、加熱電流駆動用 NBI による効果よりも遥かに大きく、RWM 抑制には自発回転に期待することになる。NBI による場合にはよほど低エネルギーにしなければ期待できないようである。実際、文献[3.13]では多くのトカマク装置での測定結果を比較検討し、スケーリングから求めた ITER の誘導運転で 300km/s、非誘導運転で 600km/s と回転速度を外挿しているが、何故そのような回転が起きるかについての理論は定まっていっていない。回転の測定から径電場を求めているが実際に径電場が測定されていない。この議論を結論つけるには径電場の直接的測定が重要であり、その中でアクチュエータとなりえるものが見つかるか否かで制御できるか、プラズマ任せになるかが決まるであろう。

Size & Configuration			Absolute Performance				Normalized Performance			
Para.	Steady state / Pulse (2hr)	Ref. ITER	Para.	Steady state	Pulse (2hr)	Ref. ITER	Para.	Steady state	Pulse (2hr)	Ref. ITER
R_p (m)	8.5	6.35	P_{fus} (MW)	1462	1085	356	HH_{98y2}	1.31	1.13	1.57
a_p (m)	2.42	1.85	P_{net} (MWe)	303	185	-	β_N	3.4	2.6	2.95
A	3.5	3.43	Q	17.5	13	6	f_{BS}	0.61	0.46	0.48
κ_{95}	1.65	1.85	P_{alp} (MW)	293	217	71.2	f_{CD}	0.39	0.32	0.52
δ_{95}	0.33	0.4	P_{ADD} (MW)	83.7	83.5	59	n_e/n_{GW}	1.2	1.2	0.82
q_{95}	4.1	5.3	T_e (keV)	16	12.9	12.3	f_{He}	0.07	0.07	0.04
V_p (m ³)	1647	831	n_e (10 ¹⁹ m ⁻³)	6.6	6.5	6.7				
I_p (MA)	12.3	9.0	W_{th} (MJ)	786	630	287				
B_T (T)	5.94	5.18	τ_E (s)	2.67	2.66	3.1				
B_T^{max} (T)	12.1	11.8	NWL (MW/m ²)	1.0	0.74	0.35				

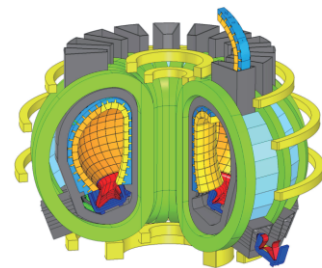


表 3-1 検討中の原型炉（JA Model 2014）のパラメータ

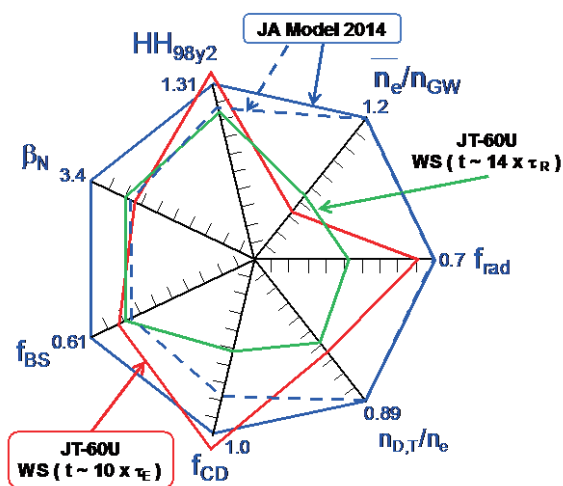


図 3-4 JA Model 2014 のプラズマ規格化性能と JT-60U の代表的な弱磁気シア放電との比較。

点線は JA Model 2014 のパルス運転時の設定パラメータを示す。

2) POPCON 図上で想定される運転点と熱的不安定性

(徳永晋介)

熱的不安定性は、核融合出力と温度の間のポジティブフィードバックによって起こる系の不安定性であり、0次元では主として核融合反応レートの温度依存性とエネルギー閉じ込めのパワー依存性の関係によって決まるため、装置タイプや閉じ込めモードに依存した議論となる。結論から言えば、0次元パワーバランス (PB) として熱的に不安定な運転点でトカマク原型炉を設計することはないのでこの観点で

の懸念はない。むしろ熱的安定性は輸送障壁形成や MHD 不安定性など自律応答に関連した 1 次元以上の分布制御と関連した課題として、或いは粒子バランスとの整合性の観点からの検討が、今後重要である。

系全体のエネルギー収支を考えると、
 $dW/dt = P_\alpha - W/\tau_E - P_{\text{rad}} + P_{\text{aux}}$. ここで W は stored energy、 P_α はアルファ加熱パワー、 τ_E はエネルギー閉じ込め時間、 P_{rad} は放射損失パワー（制動放射、線放射、サイクロトロン放射）、 P_{aux} は外部加熱パワー。温度、密度、その他パラメータに依存する関数 $F(n, T, \dots) \equiv -(P_\alpha - W/\tau_E - P_{\text{rad}})$ と、直接制御可能な P_{aux} の関係: $P_{\text{aux}} = F(n, T, \dots)$ が定常維持可能 ($dW/dt=0$) な運転点を与える。この $F(n, T, \dots)$ の T - n 平面上の等高線図を POPCON (plasma operation contour) plot と呼ぶ。 τ_E スケーリング則が P_{aux} に依存する熱流束に依存するため $F(n, T, \dots)$ は再帰的関数となっており反復計算により求められる。旧 8m 級原型炉概念案に基づく主な使用パラメータは以下の通り。 $R_p=8.2\text{m}$, $a_p=2.56\text{m}$, $\kappa=1.70$, $V_p=1830\text{m}^3$, $I_p=14.6\text{MA}$, $BT=6.26\text{T}$, $q_{95}=4.5$, $\beta_n=3.0$, $Z_{\text{eff}}=1.5$, $H_H=1.0$ for L-mode (ITER89P)、 $=1.25$ for ELMy H-mode (IPB98(y, 2))。

図 3-5 に計算されたプロットを示す。数字のついた線が $F(n, T)$ 等高線、すなわちその点における PB 維持に必要な外部加熱パワーを示している。L-mode 放電（左図）では、閉じ込め改善度 H_H^{ITER89P} を 1.0、He 灰による燃料希釈率を 1%としている。一方、H-mode（右図）では、 $H_H^{\text{IPB98y2}}=1.25$ 、燃料希釈率を 7%として計算している。DT 比はいずれも 50%:50%である。濃灰色のエリアは、LH 遷移の Power threshold により、それぞれ L-mode, H-mode の τ_E スケーリング適用が不適当となるために、PB 解析の解として考

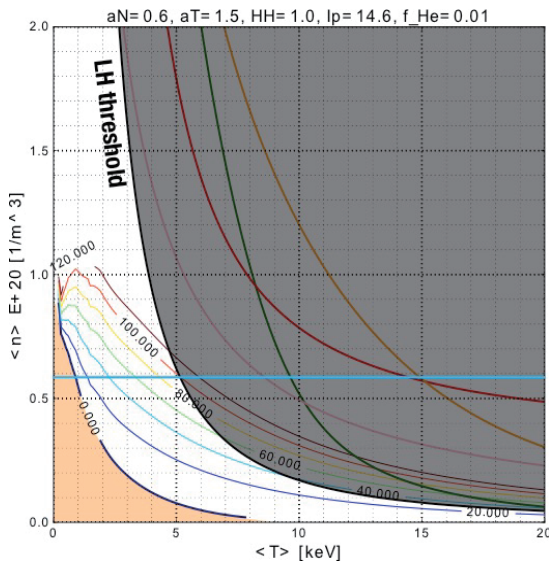


図 3-5a 左 : L-mode (ITER89P scaling) に基づく POPCON プロット。濃灰色領域は、それぞれ τ_E スケーリング則の適用が不適当となるため意味を為さない。オレンジにハッチされた領域は熱的に不安定な領域。

慮する意味が無い領域である。L-mode（図 3.5a）から H-mode（図 3.5b）へは輸送より短い時間スケールで遷移するため、遷移過程において PB が成立するとは仮定し難い。L-mode において LH 遷移閾値に達した運転点が右図のどこへと遷移するかは、熱・粒子の輸送変化とソースに依存する。オレンジの領域は、非現実的な負値の外部加熱パワーが必要となり PB が成立しない領域、すなわち系が熱的不安定となる領域を示している。H-mode の場合にはオレンジ領域が図の中央付近に現れる。オレンジ領域の右側では温度に対する熱輸送や放射損失の増加率が α 加熱の増加率を上回るようになるため、 α 加熱+外部加熱が熱輸送+放射損失と釣り合う点で温度上昇が止まる。

LH 遷移の結果オレンジの熱的不安定領域に運転点が遷移した場合、自己加熱により勝手に高温側へと点が移動した後、密度に依存した熱的均衡に至る。点の移動速度は PB 解析からは解らないが、 α 加熱増大がイオン温度上昇に繋がる緩和時間と輸送応答の時間スケールから数秒のオーダーと推測される。外部加熱でオレンジ領域内の出力上昇を制御することは不可能であり、密度または DT 比率など他の制御ノブで対処する必要がある。

トカマクにおいては外部加熱が PB だけでなく電流駆動とリンクしていることを考慮する必要がある。ブートストラップ (BS) 電流と外部電流駆動だけによって定格 I_p となる運転点 (Steady State) が緑の線で示されている (オレンジ領域内では外部駆動パワー 0 (BS 電流だけで 14.6MA) を条件として計算)。

この緑線と出力 1.5GW の赤線の交点が、現在の炉設計の運転点である。水平の青のラインは、仮定されたピーキング率の密度分布 (放物線関数) のもとで、グリーンワルド密度限界に相当する線平均密度を、体積平均密度に対する限界値に換算した値を示している。オペレーション条件として密度限界 (青線より下) と定常放電 (緑線上) を考慮すれば、運転点ターゲットエリアはオレンジ領域から外れておりフラットトップでの運転制御として熱的不安定性をケアする必要性はほとんど無いと考えられる。これは現在の炉設計パラメータに依存した議論ではなく、トリチウム増殖に必要な炉内機器により密度限界がタイトになる傾向、かつ自発電流比率はたかだか 7 割程度で外部電流駆動が必須と考えられる現状などから、現在視野に入るトカマク原型炉の一般的傾向と言える。

上記解析では、 H_H ファクター、He 希釈率、密度ピーキング率などを仮定値として固定している。トカマク原型炉の出力定常制御においては、むしろ電流分布や密度限界に関連したエネルギー閉じ込めの変化や、粒子輸送 (He 希釈率や密度ピーキング率) の変化など、プラズマの自律応答、すなわち POPCON では仮定され固定されている上記特性値の時間的変化への対処・制御がより本質的な課題になると考えられる [3-14]。これらの制御について POPCON 上で議論することはできない。また、MHD 安定性などの運転限界についても POPCON 上に現れることは無いので、輸送応答解析や安定性解析から求めなければならず、今後の研究に資源の投入が必要である。

3) 安定性 (相羽信行)

核融合発電炉が定常運転をしている場合、プラズマ圧力や電流の分布は時間的にほぼ変化しないことが期待できる。そのため、事前に数値計算などによる検討で安定であると分かっている運転領域で運転

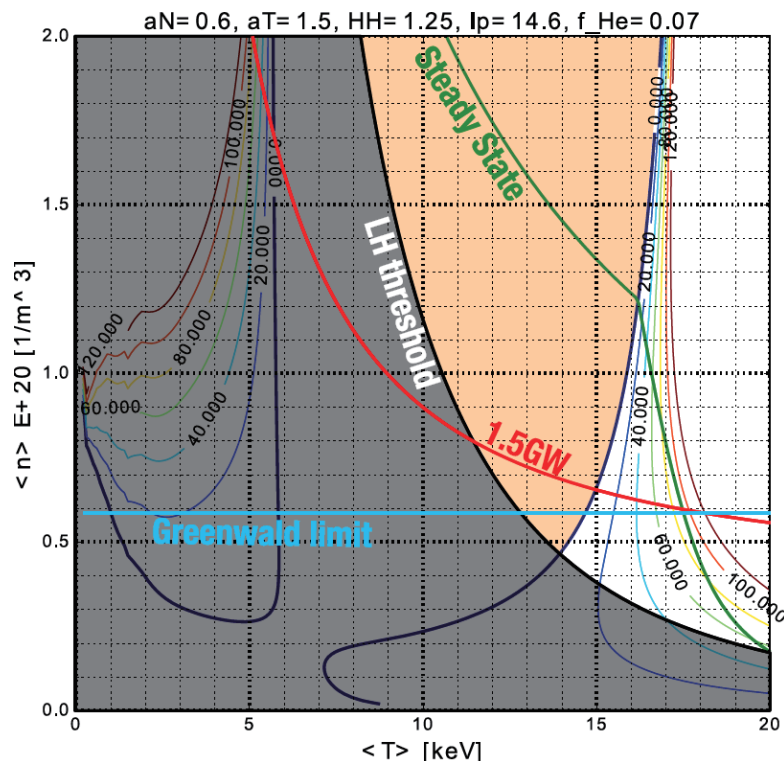


図 3-5b ELMy H-mode (IPB98(y,2) scaling) に基づく POPCON プロット。色の定義は図 3-5a に同じく、濃灰色領域は、それぞれ τ_E スケーリング則の適用が不適当となるため意味を為さない。オレンジにハッチされた領域は熱的に不安定な領域。

をすれば、プラズマが不安定になることはないと期待できる。しかし、例えば核融合出力制御のために燃料補給量を調節するなどの外部制御を行った場合、それらの分布は輸送の時間スケールで決まるゆっくりとした変化をする。この変化の間にプラズマが不安定となり、最悪の場合、ディスラプションに至る可能性もある。このような事態を回避するには、時間変化するプラズマ平衡の線形 MHD 安定性を実時間で解析し、その結果を基に不安定性の発生を回避する新たな外部制御を行うことが望ましい。

実時間平衡制御・安定性解析を実現するには、大きく分けて 2 つの課題がある。1 つは、安定性解析に用いられる MHD 平衡を実時間 (10ms 以下程度) で計算することである。これまでの実験装置でも、実時間平衡計算はある程度実現しており、この平衡を元に垂直位置不安定性 (VDE) の制御などは実現し、実際に楕円度が大きく VDE に対して不安定な平衡でも外部制御により安定に運転することなどは多くの装置で可能である。このような制御が実現している理由は、VDE は軸対称のプラズマが上下に変化する不安定性であり、プラズマ内部で発生するものではないため、プラズマ内部の分布が分からなくても積分値 (プラズマ電流量や内部エネルギー) を知ることが出来れば高精度に制御が可能なのである。一方、MHD 安定性はプラズマの分布に対して非常に敏感であり、同安定性の正確な同定には正確な分布を考慮した平衡を求めることが不可欠である。このような、分布を考慮した平衡計算を実現するには、必要十分な計測データがあること、複数の計測装置それぞれの計測誤差による影響を適切に考慮したデータの重み付けをすること、そして高速かつ安定に非線形方程式である Grad-Shafranov 方程式を解くことが必要になる。これらの研究、特に後者 2 つの点を解決する研究は、国内では板垣・栗原ら、また国外では L.L. Lao や J. Blum, ITER でも今澤らによって精力的な研究が進められており、計算機性能の向上と相まって今後も大きな進展をしていくと期待される [3-15]~[3-19]。

もう一つの課題は、実時間で線形 MHD 安定性を評価することである。プラズマ回転の影響が無視でき、かつプラズマが MHD モードに対して不安定である場合、固有値問題を解くことで線形 MHD 安定性は高速に同定することが可能である。原型炉のような大型装置の場合、従来の実験装置よりもプラズマ回転速度は遅くなると予想され、前者の条件は満たされると考えられる。問題は後者の条件で、核融合炉が定常運転をしている場合、解析対象とする MHD モードは言うまでもなく安定でなくてはならない。つまり、求められている安定性解析は、平衡が MHD 安定であることの同定、さらにそれがどの程度不安定な状態から離れているかを数値計算により短時間で評価することである。このような計算は、よく知られているエネルギー原理を用いたトカマクなどの環状プラズマの数値解析では不可能である。これは、プラズマ中に有理面を持つ一般的な平衡ではシアアルヴェン波などの磁気流体波が作る安定な連続スペクトルの集積点がゼロ周波数の位置に存在するため、安定である MHD モードの離散固有値がその連続スペクトルに埋もれてしまい、数値計算によってこの離散固有値の値を求めることが極めて難しくなるためである (図 3-6)。このような問題を解決し、安定な場合の MHD モードの固有値を求めることができる数値コードは、本原稿の執筆時点で国内に 1 つ (MARG2D) および国外に 1 つ (DCON) 存在する [3-20]、[3-21]。いずれのコードも、線形 MHD 方程式の定式化を一部変更することで上記の連続スペクトルの問題を解決している。特に、MARG2D コードは、物理モデルを解析的に解き進めるとともに並列計算技法を駆使することにより [3-22]、既存の PC クラスタ (64 並列) を用いても 1 秒以下の計算時間で安定性を同定できるという高速性も併せ持っており、実時間安定性解析に求められる前述の要求を満たしている (図 2)。現時点で実験での実時間 MHD 安定性モニタリングには至っていないが、すでに統合シミュレーションコード (TOPICS) にはこの MARG2D が実装され、輸送コードで求めた MHD

平衡を逐次安定性解析しながら平衡分布の時間発展を計算することは実現しており[3-23]，1 つめの課題であった実時間平衡計算が実現すれば，MARG2D と組み合わせることで実時間平衡制御・安定性解析が可能となると期待できる。

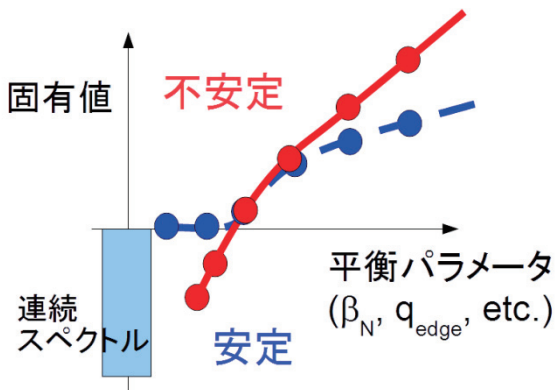


図 3-6 : 安定性解析をした場合の固有値の振る舞い。従来の数値解析（青線）では安定側に離散固有値を求めることが不可能だったが，MARG2D を用いた解析（赤線）では安定側でも固有値が求まり，安定であることを陽に示すことが可能である。

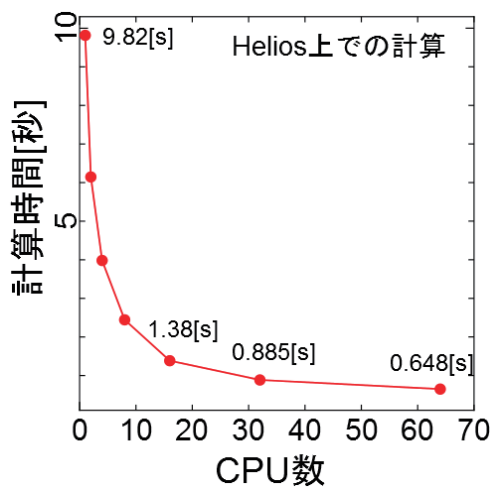


図 3-7 : MARG2D を用いた $n=1$ モードの数値安定性解析にかかる時間。

IFERC Helios 計算機上では，32 並列以上で計算することで 1 秒以下で安定性を評価可能であることが分かる。

3.2 ヘリカル系の燃焼制御

(後藤拓也)

(1) ヘリカル系の運転制御の特徴

ヘリカルもトカマク同様、外部からの制御が可能なパラメータは炉心プラズマへの燃料供給量と加熱パワーの 2 つに限られる。ただし、トカマクと異なりヘリカルは電流駆動を必要としないため（ブートストラップ電流による影響を抑えるために逆向きの電流駆動が必要となる可能性はあるが、ここでは考えないものとする）、外部加熱入力完全にゼロの自己点火定常運転が可能であること、また電流分布の制御が不要であるため、外部加熱入力のデポジション分布を細かく制御する必要がない、という特徴がある。電子温度が周辺でも 1 keV を超える核融合燃焼プラズマでは、ヘリカルでもペレット入射を用いても粒子のデポジションは規格化小半径で 0.8 より外側の領域にとどまる。ペレットの大型化や入射速度の高速化である程度の制御は可能だが、既存技術の延長線上ではいずれにしろ周辺領域への粒子供給に限られる。一方、ヘリカルでは基本的には電離したプラズマの異常な内向きの粒子輸送は期待できず、拡散だけで決まると考えられている（注）。これは密度分布が非常に平坦になることを意味し、閉じ込め効率の観点からは不利であるが、密度分布が事実上固定されるため、分布情報の計測なしに炉心プラズマパラメータの予測ができることを意味する。これは後述するように制御の観点からは極めて有利である。

ヘリカルプラズマの物理については数多くのシミュレーション研究がなされているが、原型炉の運転制御シナリオをまず大まかに検討する上では、炉心プラズマのパワーバランスと粒子バランスの時間発展を合理的な計算資源のもとで計算できるような簡易シミュレーションが望ましい。このようなシミュレーションモデルとしては、過去に 0 次元モデルが開発され、通常熱的に不安定と考えられる高密度・低温領域での定常制御シナリオが示されるなどの計算が行われてきた[3-24]。その一方で、上述のペレットの侵入長の問題もあり、また MHD 平衡など多くの重要な物理解析にプラズマの径方向 1 次元分布の情報が必要なことから、この 1 次元分布の時間発展を考慮したシミュレーションの必要性が認識されていた。そこで現状は LHD 実験結果に基づく仮定を用いてプラズマの 1 次元分布を推定し、必要に応じて MHD 平衡・安定性、新古典輸送の詳細物理計算との整合性確認を行う、という手法を開発した[3-25]。以下の記述はこの 1 次元計算による結果である。一方、自己無撞着なプラズマ運転シナリオの確立のためには、異常輸送、ブートストラップ電流、不純物輸送および各種物理解析における電子温度、イオン温度の切り分け、複数イオン種の存在の影響の考慮も必要である。簡易シミュレーションへの導入のためには、個々の事例に対するこれらの影響の解析や実験での検証を通じ、これらの影響を幅広いパラメータ領域のプラズマ密度・温度分布から推定できるモデルの開発が望まれる。

(編者注) ヘリカルにおいてもトロイダル方向に運動量の流れがあれば、内向き輸送が起こりえることが理論的に示されている。

(2) 核融合出力制御の key plasma parameter

核融合出力を一定に維持するためには、当然ながら電子密度と電子温度を一定に保つ必要がある。ヘリカルプラズマはそのグローバルな閉じ込め特性がいわゆる Gyro-Bohm 型であることが知られているが、多くの場合において、局所的な電子圧力と電子密度との間にも、Gyro-Bohm 的な（電子圧力が電子密度の 0.6 乗に比例する）関係が得られている[3-26]。これは Gyro-Bohm 型の閉じ込めを特徴づけるパラメータで規格化した電子圧力

$$\hat{p}_e(r) = \frac{p_e(r)}{a^{2.4} R^{0.5} B^{0.8} n_e(r)^{0.6}}$$

(以下「規格化電子圧力」と書く) が一定値となることを意味する。このため、温度分布は加熱パワーと密度分布によって一意に決まり、その加熱パワーも温度・密度分布で決まるアルファ加熱パワーに依存するため、密度分布（分布が平坦なので＝密度）が制御において最も重要なパラメータとなる。

一方、定常維持には直接影響しないが、ヘリカルプラズマは周辺電子密度が須藤密度スケーリング

$$n_{\text{Sudo}} = 0.25 \sqrt{\frac{P_{\text{abs}} B}{a^2 R}}$$

で示される値を超えると輻射崩壊を起こすことが分かっており[3-27]、定常状態までの移行中は須藤密度スケーリングに関係する周辺電子密度とプラズマの総吸収パワーも重要な指標となる。なお、最終的な核融合出力の目標値に対応する線平均密度が分かれば、原理的には核融合出力の計測がなくても定常状態への移行は可能であるが、オーバーシュートのないスムーズな移行のためには、核融合出力が最終目標値に達する前の段階から核融合出力の変化に応じて外部加熱パワーを徐々に下げていく必要がある。また突発的な閉じ込め状態の変化等に対応するためにも、核融合出力の計測もなされていること

が望ましい。

(3) 目標領域での運転

図 3-8 に 1 次元シミュレーションによるプラズマ立ち上げおよび定常維持シナリオの解析結果を示す。ここでは粒子輸送、すなわち電子密度分布の時間発展については加熱パワー密度の関数であり空間的には一様な拡散係数

$$D(r) = D \propto \left(\frac{P_{\text{abs}}}{n_e} \right)^{0.6} B^{-0.8}$$

を基に 1 次元の拡散方程式

$$\frac{\partial n_e(r)}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D \frac{\partial n_e(r)}{\partial r} \right) + S(r)$$

を解くことで求めている。熱輸送、すなわち電子圧力分布については、上述した規格化圧力分布にエネルギー閉じ込め時間の時定数で収束する、という簡易モデル

$$\frac{dp_e(r)}{dt} = \frac{1}{\tau_E} \{ \gamma_{\text{DPE}} \hat{p}_e(r) a^{2.4} R^{0.6} P_{\text{abs}}^{0.4} B^{0.8} n_e(r)^{0.6} - p_e(r) \}$$

によりその時間発展を推測している。粒子拡散方程式にあるソースターム $S(r)$ については、NGS モデルで予測されるペレットの溶発分布をそのまま用いた。これらは非常に簡易なモデルであるが、LHD の典型的なペレット放電の電子温度・密度の時間発展をよく再現できる[3-28]。また MHD 平衡については、VMEC および HINT2 コードの計算により、垂直磁場の適切な制御により高ベータ条件においても最外殻磁気面形状が保たれる、という結果が得られているため[3-29]、最外殻磁気面形状を固定した VMEC 計算により評価している。

(2) で述べた通り、ヘリカルプラズマの核融合出力は密度分布でほぼ一意に決定される。さらに密度分布は(1)で述べたようにペレット侵入長で規定されほぼ固定されるため、実際には平均密度のみでの制御が可能である。出力が一定に制御されれば、磁場配位も安定して保持されるため、特段の位置形状制御の必要性もない。ここで平均密度に関しては、特に線平均電子密度について既に高精度で信頼性の高い計測手法が複数開発されている。プラズマ電流に起因する密度制約がなく、ダイバータ熱負荷低減の観点からトカマクに比べ低温・高密度領域での運転が期待されるヘリカルでは、図 3-9 に示したように POPCON プロットの加熱パワーの等高線の傾きが非常に緩やかであり、核融合出力はわずかな密度の上昇で大きく変化する。このため核融合出力を

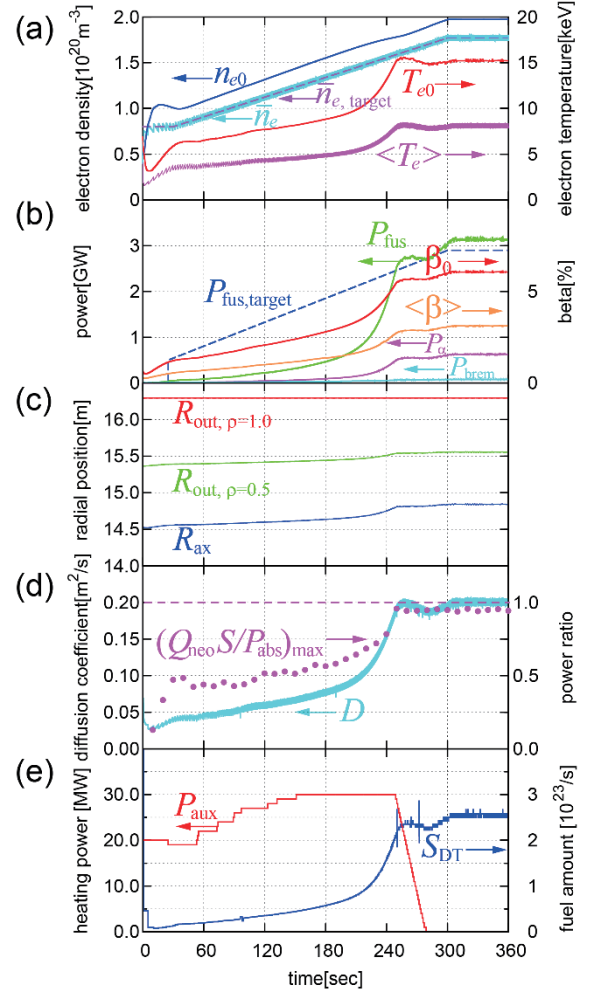


図 3-8 1 次元シミュレーションによる自己点火定常運転点までの立ち上げシナリオ解析結果。上段からそれぞれ(a)電子密度と電子温度、(b)核融合出力、アルファ加熱パワー、制動輻射損失とベータ値、(c)横長断面磁気面外側位置、(d)新古典輸送損失の総吸収パワーに占める比と拡散係数、(e)外部加熱パワーと燃料供給量、の時間変化。

POP CON プロットの加熱パワーの等高線の傾きが非常に緩やかであり、核融合出力はわずかな密度の上昇で大きく変化する。このため核融合出力を

5%程度の精度で維持するためには、密度としては0.1%のオーダーの精度での計測が必要であるが、これは既存のディスパージョン干渉計と偏光計の組み合わせで十分達成可能である[3-30]（なお実際には新古典輸送損失増大により電子温度の増大は抑制されるため、単純なパワーバランスから予測される POPCON プロットの傾きに関わらず、運転点は密度に応じた温度で規定される）。また、粒子供給が周辺部に限られるヘリカルプラズマではペレット入射後の核融合出力の応答に時間遅れがあり、核融合出力を基にしたフィードバック制御ではペレット入射後核融合出力が増大に転じる前のフェーズに過剰入射してしまって温度低下を招いたり、逆に核融合出力が低下する前の本来ならペレット入射が必要なフェーズで入射が遅れてしまうことで安定制御が困難である。一方、線平均密度の計測値はペレットが周辺で溶発して一時的にホローな密度分布になった瞬間に上昇しかつ最大値を取り、その後は密度の平坦化に伴って減少していくため、線平均密度を目標値に取れば常に必要な密度を満たすようなペレット入射

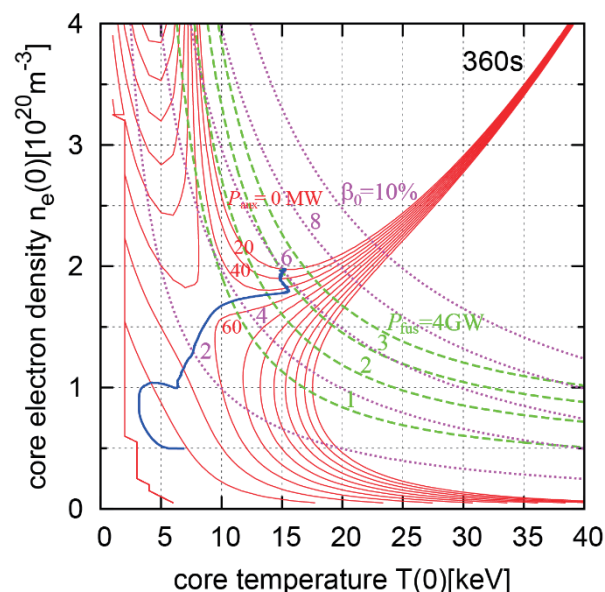


図 3-9 図 3-8 の定常運転点 (360 s) の POPCON プロット。赤線は必要加熱パワーの 20 MW などの等高線 (最上部が自己点火条件)、緑破線とマゼンタ点線は核融合出力、中心ベータ値の等高線を、青線は中心プラズマ温度・密度の時間発展を示す。

定数について、遅いほうの制限は原理上存在しない。上述の通り、立ち上げ中の最外殻磁気面形状の確保のためにはベータ値の増大に応じた垂直磁場の制御が必要であるが、ベータ値の増大速度自体を、垂直磁場の制御能力に応じて調整することも可能である。

ヘリカルプラズマにおいては、制御において自己点火運転と補助加熱ありの運転に本質的な違いはなく、いずれの場合も上述した線平均密度による制御が可能である。ただし、補助加熱ありの運転時は磁気軸に共鳴面を合わせた ECH 入射などによってより中心にピークした加熱分布が達成可能であり、より高い規格化圧力が得られる[3-31]、また、何らかの理由でペレット入射が途切れた場合、運転点にもよるが自己点火条件では 1 秒程度まではペレット入射制御のみで、2 秒以上となっても追加熱（2 秒の場合で 20 MW 程度、以降は停止時間が長いほど多く必要）を投入することで元の運転点への復帰が可能であるが、これらの復帰時間や必要加熱パワーの条件も緩和される傾向にある。一方、ブートストラップ電流の制御が必要となった場合を除き、ヘリカルの補助加熱は（中心加熱を目指すことを除き）分布の制御の必要はなく、仮に加熱パワーが急変してしまった場合も、プラズマの応答はエネルギー閉じ込め時間（数秒程度）の時定数を持ったものとなるため、待機中の別機器の起動などにより加熱パワーが回復し、運転点の急激な変動を避けることができると考えられる。仮に加熱パワーがすぐに回復できなかったとしても、運転点が移動するだけであり、そこからの制御による元の運転点への復帰も可能である。

（4）現状からの距離

LHD のプラズマの運転領域はエネルギー閉じ込め性能と MHD 安定性によって制限されている。前者についてはその傾向は新古典輸送で説明できるものの、熱輸送係数の絶対値はその数倍となっている。また後者については、 $m/n=1/1$ の有理面における Mercier パラメータが 0.3 程度を超えると、中心圧力の崩壊を引き起こす低次モードが引き起こされることが判明している。現状、これら LHD で達成されているパラメータ領域をヘリカル核融合炉の設計点候補である FFHR-d1B ($R_c=15.6$ m, $B_c=5.6$ T) [3-32]に外挿した場合、図 3-10 に示したように核融合利得 11 程度の定常運転が可能である[3-33]。またこの領域でのブートストラップ電流の評価も行われており、総トロイダル電流値は MA で、MHD 平衡への影響は小さいことも分かっている[3-33, 3-34]。

一方で自己点火条件達成のためにはさらなる閉じ込め改善が望まれる。理論計算ではプラズマ回転によって MHD 不安定性が抑制されることが予想されており、より高い Mercier パラメータ領域での運転の可能性が期待できる。また異常輸送の

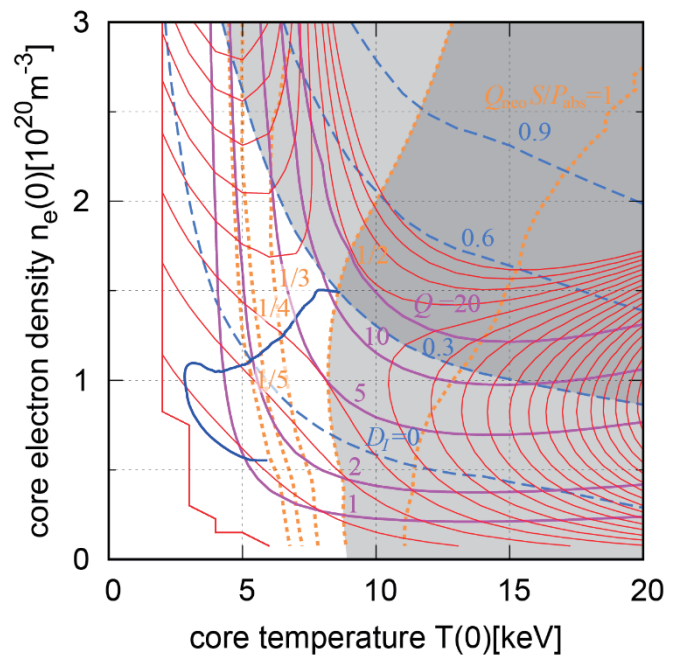


図 3-10 LHD で達成済みの物理パラメータ領域（新古典輸送損失と総吸収パワーの比（橙点線）が 1/2 以下、 $m/n=1/1$ の有理面での Mercier パラメータ（青破線）が 0.3 以下）での運転シナリオ解析結果。赤線は加熱パワーの 10 MW ごとの等高線、マゼンタ実線は核融合利得の等高線を、青線は中心プラズマ温度・密度の時間発展を示す。最終運転点は POPCON プロットの安定領域ではないが、新古典輸送損失に伴う温度上昇の抑制により、定常状態となっている。

物理のさらなる解明による輸送損失の抑制も期待される。これらは核融合利得の式の分子の増大、すなわちより高い核融合出力の実現による高核融合利得の達成につながる。また、今後の重水素実験の推進等により現状の LHD 実験よりも良好なエネルギー閉じ込めが達成されれば、必要加熱パワーの低減、すなわち核融合利得の式の分母の減少による高核融合利得の達成につながる。さらに、ヘリカル炉の三次元配位にはまだ最適化の余地が多く残されており、ヘリカルコイルの巻線則のわずかな変更だけでもより良い閉じ込め配位が実現できる可能性が指摘されている[3-35]。また付加ヘリカルコイルの設置によるブランケット設置スペースの増大[3-36]を通じ、工学設計の重要な指標である蓄積磁気エネルギーを大幅に増大させることなく強磁場化を達成する案など、工学設計の最適化による運転領域の拡大も提案されている。今後はこれらの研究を組み合わせることによって、核融合エネルギー炉として利用し得る高い核融合利得（最終的には自己点火条件）の達成を目指すことになる。

3.3 核融合出力の測定 (西谷健夫)

原型炉においては、中性子の計測から得られる情報が、現行のプラズマ閉じ込め実験に比して格段に重要になることは論を俟たない。中性子は電荷を持たないことから磁場に閉じ込められることがなく、またその強い物質透過性から真空容器外で測定することが可能なことから、本質的に測定器とプラズマ閉じ込め領域の真空を接続する必要が無い。このため、中性子を対象とする計測機器は炉心から十分に距離をおいた位置に設置でき、原型炉計測において常に議論の対象となる受熱、核発熱等の諸問題の影響を受けにくいという利点を備えている。また、核融合中性子は燃料となるイオンの情報を担う形で放出されるため、核反応率、或いはそこから評価される核出力といった原型炉運転において基本量とも言えるパラメータの他、燃料イオン温度、重水素 (D) - 三重水素 (T) 比等の運転制御に必須な物理パラメータについても原理的に測定が可能である。

表 3-2 に、原型炉計装機器として整備すべき中性子計測に関して、物理パラメータ、測定対象、手法、並びに役割について纏める。

表 3-2 Neutron diagnostics on the DEMO reactor

Measurement object	Physical target	Measuring apparatus	Role
Fusion output	Neutron emission rate Neutron yield	Neutron flux monitor Activation foil system	Burn control, Power output monitoring
Fuel ion temperature	Neutron spectrum	Neutron spectrometer	Burn control
D/T fuel ratio	Neutron flux, neutron spectrum	Neutron spectrometer	Burn control
α particle confinement	Neutron spectrum	Neutron spectrometer	Burn control

核融合出力の測定には、 ^{235}U 核分裂計数管とパルス計数及びキャンベル回路機能を有するデジタル信号処理ユニットの組み合わせに基づく中性子フラックスモニタ (NFM) が最有力候補となろう。この測定技術は、改良型沸騰水型軽水炉、所謂 ABWR における起動領域並びに出力領域モニタとして既に用いられており、また日本国内で調達が可能であるという利点がある[3-37]。このシステムの最大の特長は広いダイナミックレンジにあり、単体システムのみで約 9 桁の中性子束の変動に対応できる。出力領域に到達後

も、高エネルギー α 粒子励起 MHD 不安定性等により中性子束が大きく変動する可能性がある原型炉においては、この能力が重要になる場面がある。中性子束測定を通じた核出力測定の最大の課題は、計数管出力と核反応率を対応づけるための較正にあると考える。この課題は ITER の NFM 較正でも取り上げられ、今なお議論が続けられている [3-38]。既存の核融合実験では、真空容器中に中性子放出率が既知の自発核分裂中性子源 ^{252}Cf 、或いは小型中性子発生加速器を導入し、リング状の中性子源を模することにより較正が行われるが [3-39]、既存の線源を原型炉で使用するには中性子の発生率が足らず、この手法を原型炉に適用するには NFM 較正に必要な強力な小型の加速器型中性子源の開発が必要である。同時に、その設置方法、周回方法、加速器型中性子源の中性子発生量そのものの較正法などの検討の他、それらの開発が必要となる。この手法に基づく較正法とは別に、ITER でも計画されている多数の放射化箔を駆使して NFM の較正を行う手法もあり得る [3-40]。ただしこの場合、放射化箔の照射端をプラズマ体積が可能な限り大きく見込めるようプラズマに近接した場所に置く必要がある。また放射化箔を輸送するためのカプセルチューブとカプセルを耐熱性・耐放射線の観点から金属にする必要もある。NFM 較正の実施可能性について、今後見極める作業を行う必要がある。放射化法に基づく新たな計測法として、冷却水の放射化量を連続的に測定して、中性子発生量の絶対値の時間変化を測定する手法がある。水中の $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$ 反応に着目し、半減期 7.13 秒の ^{16}N からのガンマ線を測定するものであり、50 ms 程度の時間分解能が可能である。ブランケットが液体金属や熔融塩冷却の場合には使用できないが、ダイバータの冷却で水を使用する場合や、専用の水ループを設置可能な場合には有効な計測手段となる可能性がある [3-41]。さらに高核融合出力で安定して運転できるような場合には、ブランケットの冷却材の温度で核融合出力を評価する方法が工学的には重要になると思われる。

文献

3.1 トカマク

- [3-1] K. Kurihara, “A new shape reproduction method based on the Cauchy-condition surface for real-time tokamak reactor control”, *Fusion Eng. Des.* 51-52 (2000) 1049.
- [3-2] 坂本宜照 「原型炉設計合同特別チームからの要望」 第 3 回シンポジウム 2.0.2
- [3-3] 鈴木隆博 「平衡制御の検討の現状、課題と計画」 第 2 回原型炉の計装制御に関するシンポジウム 4-4 (2013) .
- [3-4] Y. Miyata et al., “Study of JT-60SA Operation Scenario using a Plasma Equilibrium Control Simulator”, *Plasma and Fusion Res.* 8 (2013) 2405109.
- [3-5] Y. Miyata et al., “Study of Plasma Equilibrium Control for JT-60SA using MECS”, *Plasma and Fusion Res.* 9 (2014) 3403045.
- [3-6] 特集テキスト核融合炉 プラ核学会誌 87 Supplement p 18 2.13 式
- [3-7] Y. Miyoshi and Y. Ogawa “Multi-Input Multi-Output (MIMO) Control System with a State Equation for Fusion Reactors”, *Plasma and Fusion Res.* 9 (2014) 1405015.
- [3-8] Y. Sakamoto et al., 25th IAEA Int. Conf. on Fusion Energy (At. Petersburg, Russia, 2014) FIP/3-4Rb.
- [3-9] M. Greewald et al., “A new look at density limits in Tokamaks”, *Nucl. Fusion* 28 (1988) 2199.
- [3-10] H. Takenaga et al., “The characteristics of the internal transport barrier under reactor relevant conditions in JT-60U weak shear plasmas”, *Nucl. Fusion* 49 (2009) 075012.
- [3-11] P.T. Lang et al., “High-density H-mode operation by pellet injection and ELM mitigation with the new active in-vessel saddle coils in ASDEX Upgrade”, *Nucl. Fusion* 52 (2012) 023017.
- [3-12] 及川聡洋 私信
- [3-13] J.E. Rice et al., “Inter-machine comparison of intrinsic toroidal rotation in tokamaks”, *Nucl. Fusion*

47 (2007) 1618.

[3-14] 福山淳, 矢木雅敏, 「プラズマ閉じ込めと燃焼制御」、プラズマ・核融合学会誌 **75**, (1999) 1353-1359.

[3-15] M. Itagaki et. Al., “Boundary integral equation approach based on a polynomial expansion of the current distribution to reconstruct the current density profile in tokamak plasmas”, Nucl. Fusion **45** (2005) 153

[3-16] K. Kurihara et al., “The basic methods for understanding of plasma equilibrium toward advanced control”, Fusion Eng. Design **74** (2005) 527.

[3-17] L.L.Lao et al., “MHD equilibrium reconstruction in the DIII-D tokamak”, Fusion Sci. Technol. **48** (2005) 968.

[3-18] J. Blum et al., “Reconstruction of the equilibrium of the plasma in a Tokamak and identification of the current density profile in real time”, J. Comp. Phys. **231** (2012) 960.

[3-19] R. Imazawa et al., “A new approach of equilibrium reconstruction for ITER”, Nucl. Fusion **51** (2011) 113022.

[3-20] S. Tokuda, T. Watanabe, “A new eigenvalue problem associated with the two-dimensional Newcomb equation without continuous spectra”, Phys. Plasmas **6** (1999) 3012.

[3-21] A.H. Glasser, M.S. Chance, “Determination of Free Boundary Ideal MHD Stability with DCON and VACUUM”, Bull. Am. Phys. Soc. **42** (1997) 1848.

[3-22] N. Aiba et al., “Extension of the Newcomb equation into the vacuum for the stability analysis of tokamak edge plasmas”, Comp. Phys. Communications. **175** (2006) 269.

[3-23] N. Hayashi and JT-60 Team, “Advanced tokamak research with integrated modeling in JT-60 Upgrade”, Phys. Plasmas **17** (2010) 056112.

3.2 ヘリカル

[3-24] O. Mitarai et al., “Minimization of the external heating power by long fusion power rise-up time for self-ignition access in the helical reactor FFHR2m” Nucl. Fusion **47** (2007) 1411.

[3-25] T. Goto et al., “Integrated physics analysis of plasma start-up scenario of helical reactor FFHR-d1”, Nucl. Fusion **55** (2015) 063040.

[3-26] J. Miyazawa et al., “Formularization of the confinement enhancement factor as a function of the heating profile for FFHR-d1 core plasma design”, Nucl. Fusion **52** (2012) 123007.

[3-27] J. Miyazawa et al., “Density limit study focusing on the edge plasma parameters in LHD”, Nucl. Fusion **48** (2008) 015003.

[3-28] R. Sakamoto et al., Proc. of 26th Symp. Fusion Eng., Austin, Texas, USA, 2015, SO15-2.

[3-29] J. Miyazawa et al., “Helical reactor design FFHR-d1 and c1 for steady-state DEMO”, Nucl. Fusion **54** (2014) 043010.

[3-30] T. Akiyama et al., “Conceptual design of high resolution and reliable density measurement system on helical reactor FFHR-d1 and demonstration on LHD”, Nucl. Fusion **55** (2015) 093032.

[3-31] J. Miyazawa et al., “Physics analyses on the core plasma properties in the helical fusion DEMO reactor FFHR-d1”, Nucl. Fusion **54** (2014) 013014.

- [3-32] A. Sagara et al., “Helical reactor design FFHR-d1 and c1 for steady-state DEMO”, *Fusion Eng. Des.* **89** (2014) 2114.
- [3-33] T. Goto, “Development of a Real-time Simulation Tool towards Self-consistent Scenario of Plasma Start-up and Sustainment on Helical Fusion Reactor FFHR-d1”, Preprint of 26th IAEA Fusion Energy Conf., Kyoto, 2016: <https://conferences.iaea.org/indico/event/98/session/32/contribution/109/material/paper/0.pdf>, submitted to *Nuclear Fusion*.
- [3-34] B. Huang et al., “Benchmark of the bootstrap current simulation in helical plasmas”, submitted to *Plasma Fusion Res.*
- [3-35] S. Okamura, “Magnetic coil design for the improved configuration of LHD”, Proc. of 41st EPS Conference on Plasma Physics, Berlin, Germany, 2014, P4.011.
- [3-36] N. Yanagi et al., “NITA Coil- Innovation for Enlarging the Blanket Space in the Helical Fusion Reactor”, *Plasma and Fusion Res.* **11** (2016) 2405034.
- [3-37] M. Isobe et al., “Plasma diagnostics required for a Heliotron-type DEMO reactor”, *Plasma Fusion Res.* **7** (2012) 2405053.
- [3-38] M. Sasao et al., “Strategy for the absolute neutron emission measurement on ITER”, *Rev. Sci. Instrum.* **81** (2010) 10D329.
- [3-39] J. Strachan et al., “Neutron calibration techniques for comparison of tokamak results”, *Rev. Sci. Instrum.* **61** (1990) 3501.
- [3-40] M.S. Cheon et al., “Development of the prototype pneumatic transfer system for ITER neutron activation system”, *Rev. Sci. Instrum.* **79** (2008) 10E505.
- [3-41] T. Nishitani, et al., “Fusion power measurement based on $^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$ reaction in flowing water”, *J. Nucl. Sci. Technol.* **Supple 2** (2002) 1139.

第4章 トカマクでのプラズマ密度制御と中性粒子制御

この章では原型炉の出力制御にとって最重要と考えられるプラズマ密度制御について、その特性を検討する。この中で燃料中性粒子の輸送や不純物輸送、ダイバータと SOL プラズマ、周辺プラズマとの関係も検討する。

4.1 コア部でのプラズマ密度とその分布を決めるもの

コア部でのプラズマ密度が核融合出力に大きく効くことは既に第3章で述べた。中心付近で高いプラズマ密度と高いイオン温度を実現することが大きな核融合出力を得るために必要なことは誰もが理解している。しかし、そのような状態を定常的に如何にして得るかについて問題認識している人は限られる。コア部で核融合反応が起ると、DT プラズマ粒子数が反応分だけ減少し、He イオンが発生する。このため、粒子の輸送が無ければコア部の DT プラズマ密度は減少し、He イオンは蓄積する。定常状態では

(1) コア部での DT プラズマ密度の減少を補うこと

(2) 発生する He イオンをトーラスの排気ポートに導いてコア部での蓄積を止めること

が必要となる。

このうち、(1)の要求を ITER 以降の大型装置で実現することは、これまでの核融合実験で得られたほど容易ではない。まず、ガスバフによるプラズマ密度増加は JFT-2M のような中型のトカマクでも SOL 領域やセパラトリクス内側の周辺領域のごく限られた領域でしか電離は行われず、コア部のプラズマ密度の増加には殆ど期待できない[4-1][4-2]。装置サイズが遥かに大きな ITER や原型炉では尚更である。DT 中性粒子は周辺プラズマや SOL プラズマによって電離されてしまい、内部まで到達できない(strong screening)。

それではペレットによって内部まで打ち込んだ場合は期待出来るであろうか。図 4-1 は ITER の場合の計算結果で、できるだけ内部まで到達できるように強磁場側から 5mm 長、5mm 径のペレットを 300 m/s で入射した場合の入射分布である[4-3]。異なる分布は計算に使ったモデルの違いによる。この図からもわかるように、ITER のように大きな断面のプラズマではペレットで入射しても小半径の 0.8 倍程度の位置にピークを持ち、コア部まで中性粒子が到達することは無視出来る程度に小さくなる。

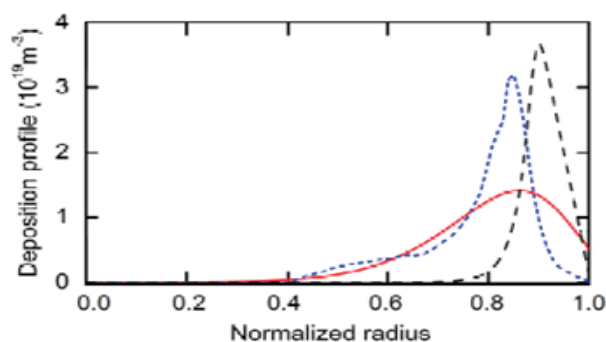


図 4-1 ITER への強磁場側からのペレット入射における電離イオンの発生分布 (ITER Baseline 2009)、サイズ 5mm 径、5mm 長、速度 300m/s

また、NBI による粒子供給も ITER で 1MeV, 原型炉ではそれ以上に高いエネルギーであることを想定すると、無視出来る程度に小さい。例えば核融合出力 1.5 GW の炉をエネルギーシステムとして成立するぎりぎりの $Q=25$ で考えると、電流駆動で外部から投入できるパワーは 60MW である。ITER の 1 MeV でも接線入射では中性ビームが中心まで届かないことを考えると、ビームエネルギーは 1.5MeV 程度必要と考えられる。そうすると、入射中性粒子束は

$$\Gamma = \frac{I}{e} = \frac{60MW/1.5MeV}{1.6 \times 10^{-19}} = 2.5 \times 10^{20} atm/s$$

となる。一方、核融合出力 1.5 GW の炉では $1.5 \times$

$3.55 \times 10^{20} atm/s = 5.3 \times 10^{20} atm/s$ 消費される。したがってもし 1.5 MeV のエネルギーでコア部まで入射でき、全てが燃焼に寄与するのであれば、NBI によって約 50%の粒子補給ができることになる。しかし、4.5 節で議論するように、電離したプラズマのうち核燃焼する割合はごく僅かである。粒子輸送による損失時定数が短いため、殆どの粒子は核融合反応を起こす前にコア部から逃げ去ってしまう。このため、核融合反応率よ

りも遥かに大量の粒子（中性粒子→プラズマイオン）を供給しつつ、周辺部から SOL を介して逃げる粒子はダイバータから排気せねばならない。

結論として、コア部への粒子供給は中性粒子のコア部での電離によるのではなく、コアプラズマの周辺部で電離したプラズマの内向き輸送に依存することになる。

4.2 周辺部でのプラズマ輸送と中性粒子輸送

前節のようにコア部のプラズマ密度はコア部で電離して発生するのではなく、周辺部で電離してできた DT プラズマがコアに向かって輸送されてはじめて目的とする核融合出力に寄与することになる（図 4-2）。周辺部のどれくらいの位置での電離であるかについてはペレットの浸入長に大きく依存する。同じペレットサイズと速度の場合、ITER よりプラズマ小半径が大きくなる原型炉の場合、ペレットの浸入長はプラズマの大きさに比例せず、周辺部分のプラズマ密度、電子温度分布だけで決まるので、ITER に比べて相対的にはより周辺部で電離することになる。周辺部で発生したプラズマは拡散と、それより遥かに大きな内向き輸送によって分布が決まる。単純な新古典拡散だけの場合は平坦なプラズマ密度分布となるが、乱流による内向き輸送がある場合は中心に凸な分布となる場合がある。また、トロイダル方向に運動量の流れがあるとき、新古典内向き輸送が起きるが、乱流状態では輸送は遥かに大きくなることが理論的に示されている[4-4]。文献[4-1]でも議論されて

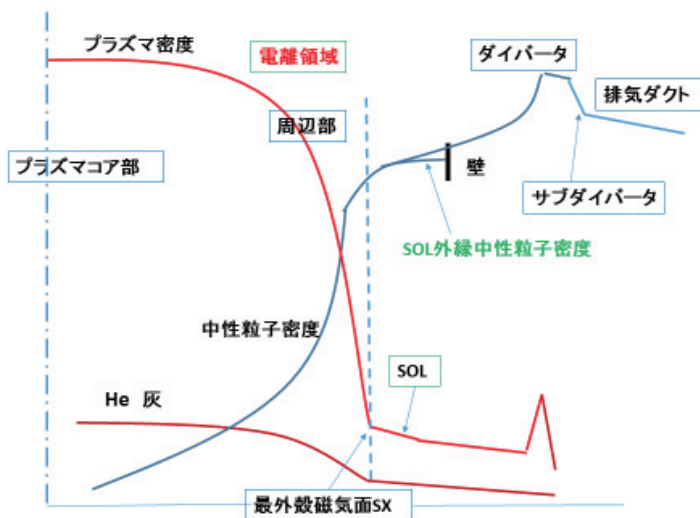


図 4-2 トカマクにおけるプラズマと中性粒子の分布概念図

ているように、これまでのトカマクではガスパフによる中性粒子は周辺部での荷電交換によるエネルギー増加を考慮してもコア部まで到達する割合は極めて小さいと見積もられ、現実には得られている中心に凸のプラズマ密度分布はプラズマの内向き輸送がなければ説明できないとされている。この分野の研究が進まないと、どんなプラズマ分布が得られるかが見通せないため、核融合出力が決められない。

つぎに、DT 中性粒子の輸送について述べる。中性粒子はガスパフやペレット、あるいは NBI によって供給され、真空排気ポンプによって供給した分だけ排気される。

この過程で一部は電離してプラズマに変わり、プラズマの輸送によってダイバータ板に当たって中性粒子となって戻ってくる。プラズマが直接壁に当たらず、中性粒子との荷電交換によって高速中性粒子として壁に当たるものもある。この場合はプラズマイオンが衝突した時点で消滅し、中性粒子が再生したと考えれば良い。このようにみると、定常状態での中性粒子の分布は湧き出し（供給）とシンク（排気）の境界条件のもとでの平衡解を求めることに等しい。

トカマクの場合の全体的な概念を図 4-2 に示す。プラズマは中心で凸、セパトロクスに向かって減少し、そこから SOL に繋がり、SOL プラズマはダイバータに導かれる。ダイバータに向かう熱流はダイバータ板前面での中性粒子の電離、再結合を介して大部分が輻射熱に変換されるが、その過程を通してダイバータ近くでプラズマ密度が高くなる。

一方、中性粒子は電離領域で電離して一旦消滅するが、プラズマに転換した粒子のうち、セパトリクスを横切って SOL に出てくる粒子は磁力線に沿ってダイバータに運ばれ、ダイバータ部で再結合して中性粒子にもどる。ここで壁に当たって出てくる時は壁の温度を反映して出てくるので平均速度はダイバータ部に入射したときのイオンの速度に比べて桁落ちに低くなる。このため、滞在時間が長くなって滞留し、圧力が一番高くなる（付録 2 参照）。ダイバータで圧力が高くなった中性粒子は真空排気によって何段階か昇圧され、大気圧になってトリチウム処理系に輸送される。

第一壁からのリサイクル粒子は SOL 外側の中性粒子圧力を形成するが、その密度分布はコアに向かって電離しながら減少する。図 4-2 ではコアに向う中性粒子密度の減少を線形尺度で描いてあるが、実際には指数関数的に急激に減少する（プラズマによるスクリーニング）。このようにプラズマの源として中性粒子の役割は重要であるにも関わらず、その分布に関する計測データは極めて少ない。

ここで鍵となるのが核融合反応の結果発生する He の処理である。He の発生量は 1 GW 核融合出力あたり 3.55×10^{20} atms/s である。定常状態ではこの He 発生率分の He を必ず排気しなければならない。また、コア部の DT プラズマ密度に対する He 密度割合が限度（ITER の場合は 5% 程度）以下としなければならない [4-3][4-5]。原型炉の場合、この割合はまだ求められていないが、ITER と同程度と想定される。いずれにしても核融合に伴う He 発生率分は真空排気しなければならないが、これに伴って遥かに大量の中性 DT 粒子を排気することになる。He と中性 DT 粒子を混合状態で排気するとき、両者の区別はできないので、同時に排気することになる。これについては 4.6 で詳しく述べる。

4.3 ダイバータ板への熱負荷と SOL、ダイバータ領域での熱放射 （星野一生）

原型炉では、コアから周辺部へ数百 MW の熱が排出される。一方、それを処理するダイバータの除熱性能は、ITER と同程度（熱負荷 10 MW/m^2 、ターゲット全体で 50-60 MW 程度）か、それ以下であるため、不純物ガスパフなどにより周辺・ダイバータ部の放射を促進させると共に、非接触ダイバータを利用して、ダイバータに到達する前に 70-80 %の熱を散逸させる必要がある。このような熱負荷低減シナリオを検討するために、装置サイズ 8m 級のトカマク型原型炉（核融合出力 1.5 GW）[4-6]を対象として SONIC コードを用いたダイバータシミュレーションを行った（[4-6a]および第 2 回シンポジウム星野一生発表資料）。この解析では、主プラズマから拡散する熱の 80%にあたる 200MW を放射させるように Ar ガスパフを調整している。図 4-3(a)に示すように、不純物放射と非接触ダイバータによりプラズマの熱が散逸され、外側ダイバータターゲットでは、ピーク熱負荷は 7 MW/m^2 程度に低減できる解析結果が得られた。ITER で採用されているような銅合金配管を用いた水冷却タングステンモノブロックターゲットが原型炉にも適用できれば、除熱性能は 10 MW/m^2 程度であるので除熱設計可能である。しかし、より中性子照射に強く長寿命な低放射化フェライト鋼の配管を用いた場合、除熱性能は半分以下になる。ダイバータターゲットの交換頻度を下げ、原型炉の稼働率を向上させていくためには、低放射化フェライト鋼配管を使用できるように、さらに熱負荷低減を進める必要がある。また、ターゲットの損耗も交換頻度に関係する重要な課題である。図 4-3(b)に示すように、この解析ではイオン温度はピークで 300 eV を超えており、損耗の観点で非常に大きな課題となる可能性が大きい。これは、不純物放射により電子温度は低下しているものの、SOL 外側の領域ではイオン密度が低く、equi-partition が十分に作用しないためである。このように、単純に不純物放射によりエネルギーを散逸させればいいだけではなくダイバータ形状等の工夫や主プラズマまで含めた設計検討（例えば、主プラズマ中での不純物放射を増やす等）により、非接触ダイバータ領域を広げ、ダイバータターゲットの広い領域で低温化させることも重要となる。

ダイバータ熱制御シナリオを検討する上で、主プラズマ設計との整合性、特に SOL 密度と不純物割合は重要なパラメータである。上記で解析した 8m 級のトカマク原型炉では、プラズマ電流があまり高くないため、Greenwald 密度が低く、高密度の主プラズマ設計が難しい。その結果、SOL 密度も低くなり、広範囲の非接触ダイバータの形成には不利となる。上述の SONIC 解析では、SOL 密度は $1.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ であり、現在の主プラズマ設計とは矛盾しない範囲と考えられる。これは従来の解析よりも低い SOL 密度であるが、高い放射損失により熱負荷は十分低下できている。しかし、低 SOL 密度のため非接触ダイバータ領域が狭く、高いイオン・電子温度に起因する損耗が課題であることは前述の通りである。

また、主プラズマで許容できる不純物濃度について、システムコードを用いた検討が行われた[4-7]。文献[4-6]の原型炉概念で想定している楕円度 $\kappa=1.65$ では、核融合出力として 1.5GW 以上を得るためには、図 4-4(a)に示すように Ar 不純物濃度を主プラズマ領域において平均で 0.2%以下に抑える必要がある。 κ の制限は、主に垂直位置不安定性によるものであるが、例えば κ を 1.75 まで上げることができれば、図 4-4(b)に示すように Ar 不純物濃度 0.5-0.75 %でも 1.5 GW 以上の核融合出力が見込める。一方、SONIC の解析結果では赤道面 SOL において、Ar 不純物濃度は 0.5-1 %程度であった。周辺領域における不純物放射パワーを増やすため不純物ガスパフが多くなり、また、背景プラズマの密度が比較的低いため、不純物濃度は高くなっている。SONIC では主プラズマへの不純物混入・蓄積は評価できないが、主プラズマの中まで同じ濃度であるとすれば、システム解析の結果と整合する。ただし、設計裕度を持たせるためには、ダイバータ側で不純物遮蔽効果を向上させるような運転シナリオの開発を進めると共に、主プラズマ設計における高密度運転シナリオや、炉設計全体で整合した高楕円度の設計を目指す等、多方面から総合的に検討を進める必要がある。

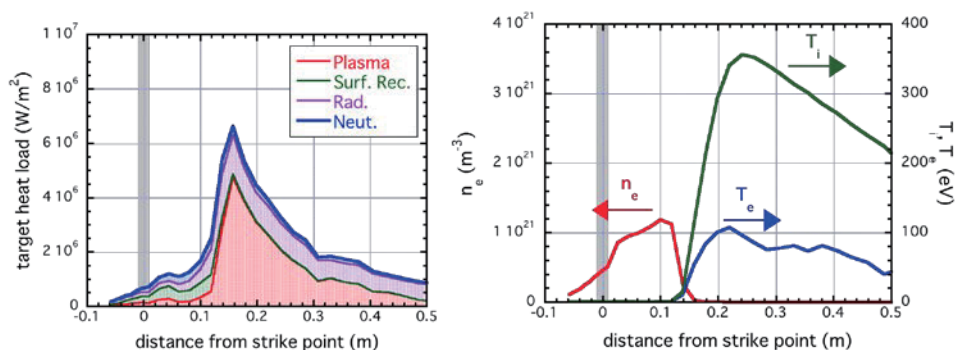


図 4-3 外側ダイバータに沿った (a) 熱負荷および (b) プラズマ分布。

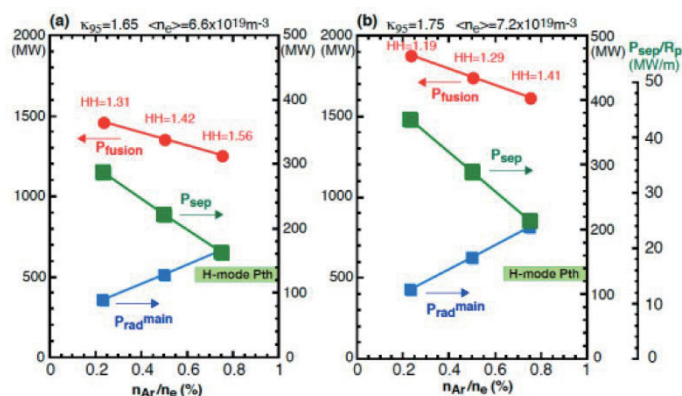


図 4-4 システムコードによる不純物濃度が炉設計へ与える影響の解析[4-7]。

4.4 燃料粒子とヘリウム灰の発生・輸送・排気の模擬実験

前節までに検討したように、原型炉のような大きなサイズの装置でプラズマのソースとなる中性粒子をコア部に持ち込むことは至難のことであり、現実的な解決策はコアの周辺部で電離したプラズマの内向き輸送に期待することである。乱流輸送は内向き輸送が勝るとき凸形分布の形成に貢献する。

同時に電離領域でプラズマになったとしてもコア部と反対方向にセパトトリクスを横切って SOL に向う（核融合反応には寄与しない）粒子束の存在は避けることができず、系全体からみればトーラスに入射したものの核燃焼に使われないまま真空排気される粒子束となる。更に SOL 外側のリサイクリング中性粒子はセパトトリクス内側にも到達せずにダイバータに運ばれる粒子束を生み出す。このため、理想的には燃料粒子は核融合反応で減少する DT 粒子相当分だけ補給すればよいのであるが、灰として生まれる He の排気に伴って DT 燃料も同時に排気してしまうことは避けられず、燃料粒子の利用効率は極めて低くなる。

前節までの課題についての研究がこれまでにどのように進められたかについて述べる。核燃焼の灰として生まれる He の輸送と濃度については早くから核融合炉の課題として取り上げられ検討されてきた。文献[4-8]では核融合発生ヘリウムをガスパフで外部から入射している。また文献[4-9][4-10]では初めて He を中性ビームとして JT-60 の軽水素 L-mode プラズマに入射してその輸送を調べている。しかし、[4-8]ではコア部発生の He の輸送を模擬することは出来ず、また[4-9]では真空ポンプが使われず、壁排気を利用した実験であることや実験時間が 2 秒と短いことと軽水素プラズマであることなどから、定常状態の DT 核燃焼炉を模擬しているとは言いがたい。

この時より約 10 年後 JT-60U において逆井らによって行われた一連の実験は炉を直接模擬した実験として高く評価できる [4-11]、[4-12]。ここでは核融合反応の結果生成する He 粒子を、NBI 装置 2 基を転用して作ったエネルギー 60keV の中性 He ビーム 1.4MW を NBI 加熱した ELMy H-mode の重水素プラズマに打ち込んで模擬し、電離した He イオンの輸送を D プラズマの輸送と同時に調べた。ダイバータ部での排気も炉を模擬した大規模な排気システムを用意して He と DT の排気部における濃度比を調べている。この場合、大きな排気速度を得るために NBI 装置の 3 ユニット分のクライオポンプを真空排気のために転用し、さらに He に対しても排気能力を持つように Ar ガスを吸着させて He と D を同時に吸着排気できるようにして 5% He の混合ガスに対して排気速度 $700\text{m}^3/\text{s}$ を得ており、コンダクタンスを含めたダイバータ引き口での実効排気速度は $13\text{m}^3/\text{s}$ と見積もられている。ダイバータから

真空排気のための NBI ポートに至るルートは図 4-5 の下の図のようになっている。

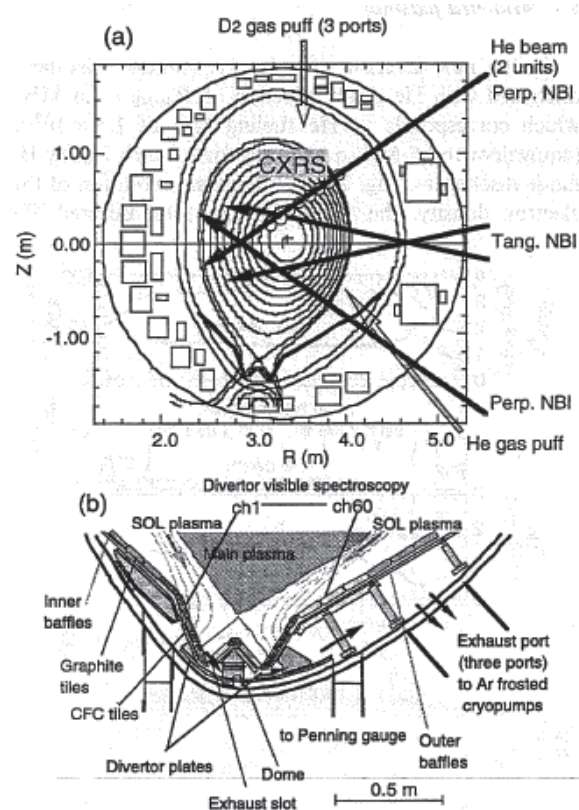


図 4-5 逆井らによる核燃焼 He 輸送・排気実験。NBI の 2 ユニットを He 中性ビームに使い、3 ユニットの NBI クライオポンプを使って He と D2 ガスを同時排気[4-11]。

逆井らの ELMy H-mode の detach や attach プラズマに対する一連の実験結果によると、実験は図 4-6 のように定常状態に達した状態で核燃焼が持続する Reiter の条件 [4-5]

$$\tau_{He}^*/\tau_E \leq 5-10 \text{ を満たしており (図 4-7) 、}$$

また、ダイバータから排気される He 濃度と D 濃度の比で定義される、濃縮度係数 (enrichment factor)

$$\eta_{He} = [P_{He}/2P_{D_2}]_{div}/[n_{He}/n_e]_{main}$$

($[P_{He}/2P_{D_2}]_{div}$ はダイバータにおける He と重水素の中性ガス圧力の比、 $[n_{He}/n_e]_{main}$ はコアプラズマにおける He 密度と電子密度の比)

は $\eta_{He} \sim 1.0 \pm 0.2$ となり、

懸念された He 濃縮は生じていないことが示された。

つまり He と D はプラズマ中の比と同じように真空排気されることを示したのである。この実験は真空排気を含め系全体が定常状態になるまで行っており、以前に行われた短い実験時間の不完全さを消し去っている。加えて実験条件として選定した NBI2 ユニットから入射された He 中性ビームのプラズマへの入力である 1.4MW は $1.5 \times 10^{20}/s$ の He 発生量に相当し、1GW 核融合出力の He 発生量は $3.6 \times 10^{20}/s$ なので JT-60 のプラズマ体積と原型炉のプラズマ体積の比を考慮すると、単位体積当たりの核融合反応発生密度は 3.3 GW 出力相当の炉を模擬していることになる。このように、少量の He ビームを入射して外挿した実験ではなく He 発生密度は原型炉を超える領域での実験となっている。唯一ダイバータの W 構造だけが ITER や今後設計される原型炉と異なるため、ダイバータに向うプラズマ及び中性粒子の圧力分布だけが異なる可能性があるため、原型炉と類似の構造での追加模擬実験が必要となろう。その他の面では ITER の核燃焼実験が行われるまで、この実験を超える He 輸送の模擬実験は困難であろう。

4.5 ペレット、ガスパフ、ビーム入射による粒子供給

この節では DT 燃料を供給するにあたってどのようなシステムが如何なる役割を担うかについて検討する。

(1) NBI による粒子供給

4.1 で述べたように ITER 以降の炉での NBI による粒子供給は無視できる程度に小さい。 因みに ITER の

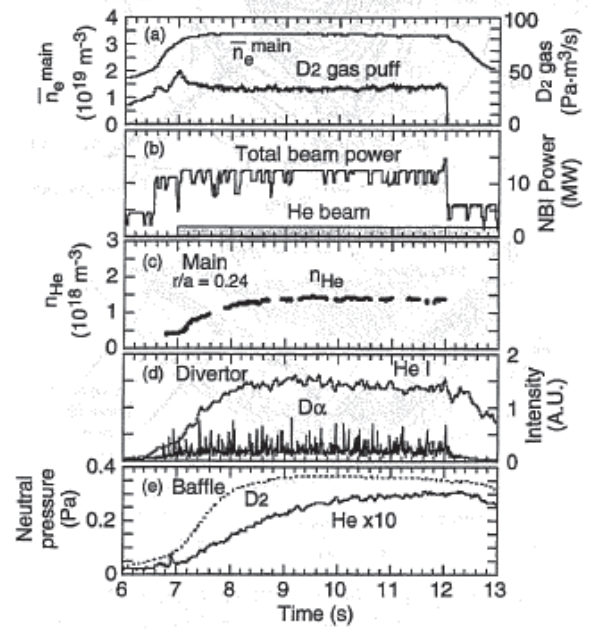


図 4-6 文献[4-11]における時間変化。(e)の中性ガス圧は外側バッフルの下で測定したもので、He が定常になるまでに 5-6 秒要することに注意。

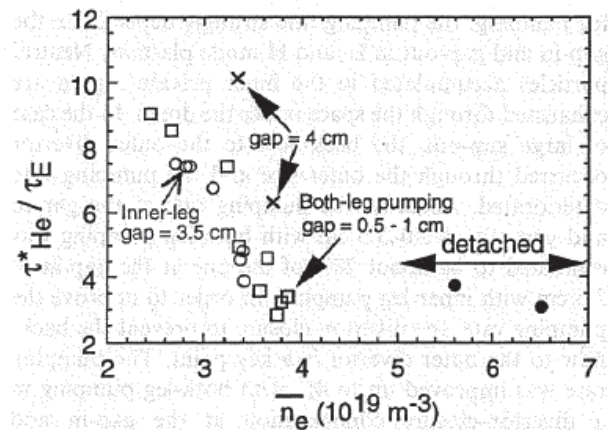


図 4-7 文献[4-12]による He 粒子閉じ込め時間とエネルギー閉じ込め時間の比 τ_{He}^*/τ_E の平均電子密度依存性

15MA、H-mode 運転のとき、シミュレーションコード SOLPS を用いた検討では $800m^3$ のプラズマに対して 1MeV、2 基の NBI から 33MW の重水素ビーム入射を検討している [4-15]。

これから

粒子供給量を見積もると、 $\Gamma = \frac{33MW}{1MeV \times 1.6 \times 10^{-19}} = 2.1 \times 10^{20} \text{ atoms/s}$ となり、等価的な D_2 ガス供給量は $\Gamma = 2.1 \times 10^{20} \frac{\text{atoms}}{\text{s}} \times \frac{1}{2} \times \frac{1}{2.4 \times 10^{20} \text{ ppls}} = 0.43 \text{ Pa} \cdot m^3/s$ となる。同文献

で ITER の $Q=10$ 運転で必要となるペレット+ガスパフによる計画粒子供給量 $\sim 150 \text{ Pa} \cdot m^3/s$ (図 4-8) に比べて無視できるレベルである [4-16]。既存の JT-60 などの実験に比べて ITER のプラズマ容積が 1 桁以上大きいこと、及びビームエネルギーが 1 桁大きいことに反比例して同じ入射パワーで比べると、粒子供給密度が 1/100 程度になること、また、プラズマ回転を駆動する運動量注入もビームエネルギーの平方根に反比例して減少することは既存の装置で ITER や原型炉の模擬実験を行うときに十分な注意が必要であろう。

(2) ガスパフ、ペレットによる粒子供給

先にも述べたように、ガスパフにより、中性 DT 粒子を供給しようとする、プラズマによる電離により、中性粒子は殆ど SOL やセパトトリクスのごく近傍で電離してしまい、ペデスタルの内部まで到達しない。プラズマ小半径方向の減衰は指数関数的であるため、周辺プラズマの中性粒子密度を高くしようとするとセパトトリクス外側の中性粒子圧力を桁違いに高くしなければならず、その結果としてセパトトリクスの直ぐ内側のプラズマ電子密度が異常に高くなり、容易に放射崩壊を起こしてしまう。そこでより深い位置まで燃料粒子の入射が求められ、既存のトカマクではペレットによりコア部までの燃料供給が可能となった。また、理論・実験の協調により粒子供給分布がどのようにして決まるかが理解され [4-17] [4-18] てきたが、同時に ITER のような大型装置に対してはたとえペレットでも容易にコア部までの燃料供給は困難であることも次第にわかってきた。原型炉は ITER よりもさらに大きくなるが、その差は既存の装置から ITER までの差よりも小さいので、まずは ITER についての検討結果を参考としよう [4-19] (図 4-12 [4-15])。

ITER ではコアプラズマへの粒子補給のためペデスタル内部への粒子供給と、ELM 制御のためのペデスタルへの供給のために、それぞれ強磁場側からと、低磁場側からの入射が検討されている (図 4-8、図 4-9)。強磁場側からのペレットはガイドチューブでの損失のため、速度が 300 m/s 以下に制限されている。

ペレットによる最大供給量は約 $100 \text{ Pa} \cdot m^3/s$ であり、これに対して NBI による粒子供給量は $1 \text{ Pa} \cdot m^3/s$ 以下である。図 4-10 は ELM pacing のための低磁場側からサイズが異なるペレット入射の場合のプラズマ密度分布に対する擾乱の大きさを示している。さらに強磁場側、低磁場側、ガスパフの場合の粒子供給分布を対比したものを図 4-11 に示している [4-19]。図 4-1 の赤線分布がここでは HFS 5mm の分布に対応

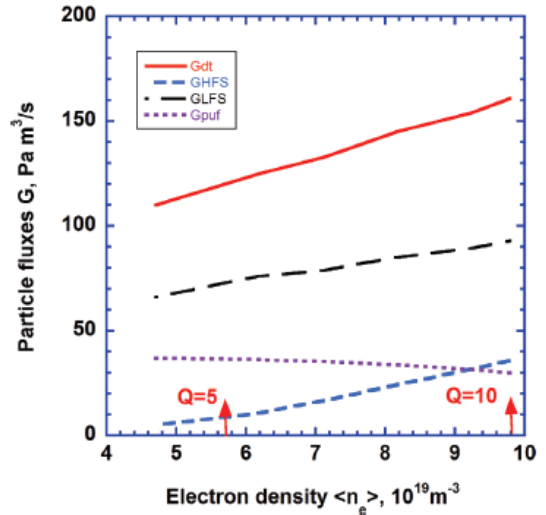


図 4-8 ITER における粒子束の電子密度依存性。

上から順に全粒子束、高磁場側からのペレット、低磁場側からのペレット、ガスパフ、による粒子束 (文献 [4-15])

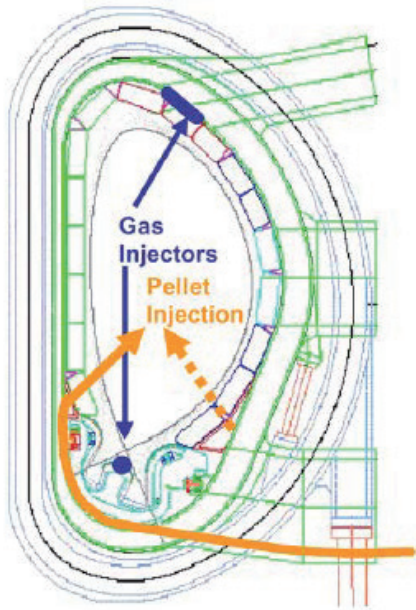


図 4-9 ITER におけるペレット入射、強磁場側からと、ELM トリガーのための弱磁場側からの 2 種類が検討されている。[4-19]

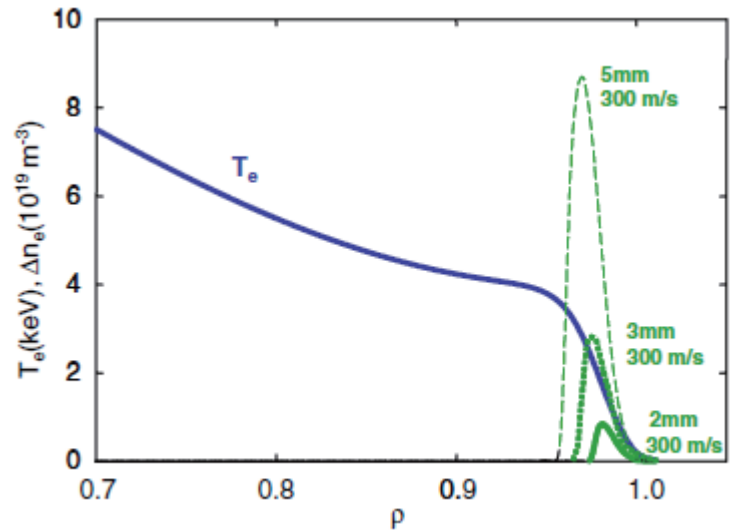


図 4-10 ITER 低磁場側から速度 300m/s でペレット入射のときの密度分布に及ぼす擾乱のペレットサイズ依存性 [4-19]。

している。弱磁場側からの入射に対して強磁場側（HFS）からの入射の場合により深い侵入が可能であるが、この図では縦軸が log スケールで書かれているので、HFS の分布でコア部まで十分に粒子補給されている訳ではない事に注意が必要である。即ち、中心部の凸型プラズマ密度分布のためには周辺領域で電離したプラズマの内向き輸送が不可欠であることに変わりはない。加えて磁気面に低次有理面があるときには grad B ドリフトによる内部への拡散効果が抑えられる可能性があるので[4-20]、注意深くフォローすることが必要である。

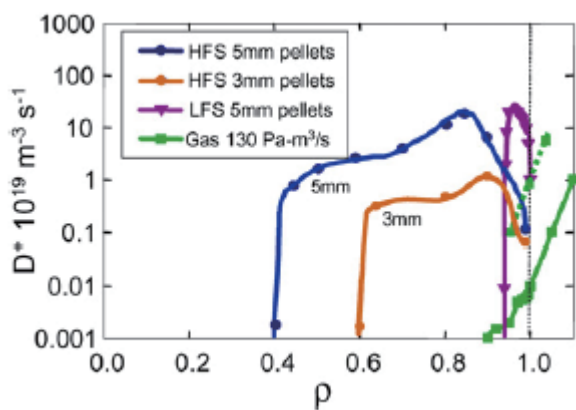


図 4-11 ITER での燃料供給比較。HFS は強磁場側から、LFS は弱磁場側からの 16Hz、5mm ペレットの入射、Gas は $130 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ のガスパフで緑点線は ITER 配位を考慮した SOLPS コードによる計算結果[4-19]。

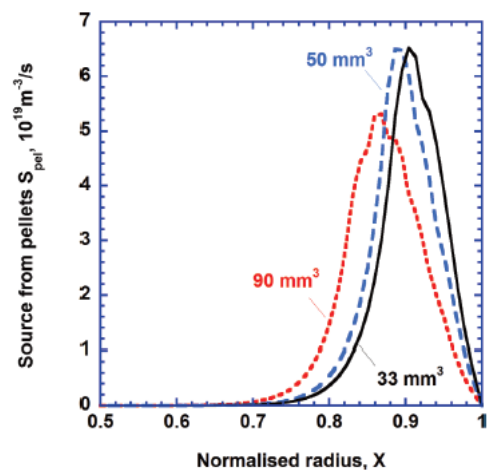


図 4-12 ITER の標準運転シナリオ $Q=10$ における燃料供給分布のペレットサイズ依存性 文献[4-15]による。

(3) 超音速分子ビーム入射 (Supersonic Molecular Beam Injection)

粒子供給の一手段として通常のガスパフではなく、ガスを高い圧力 (0.2-0.6 MPa) に圧縮し、パルスの入射を繰り返す方法が検討された[4-22]。通常のガスパフ、或いは第一壁からのリサイクリング中性粒子は SOL のプラズマによる電離のため、セパトリクスを超えて内側まで入り込む粒子は数少ないため、SMBI によって粒子の速度を上げて入射する。JT-60U の実験では重水素ガスで 2.2 km/s、供給粒子束は約 $1\text{Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ である。この実験では入射によって $\sim 0.25 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ レベルの電子密度上昇が測定されたが、シミュレーション計算では入射粒子の大部分はセパトリクスに到達することは出来ず、SOL で電離してしまう結果となっている。したがって、原型炉でセパトリクスを超えてペデスタルの内側に粒子を供給するためにはどうしても主要な役割をペレットの入射に期待することになる。

4.6 He 排気と粒子の排気 実験との関わり

先に 4.2 で述べたように、核燃焼の維持のためにはプラズマのコア部での He の濃度が約 5% 程度以下であることが求められる。一方、出力一定の定常状態において He 発生率は一定であり (1 GW の炉では $3.55 \times 10^{20} / \text{s} = 1.48 \text{Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$)、同じだけの He 粒子束がコアからセパトリクスの外に取り出され、ダイバータに向って輸送され、かつダイバータから排気されなければならない。今、セパトリクスで囲まれたプラズマ体積を V 、He イオンの平均密度を n_{He} 、粒子閉じ込め時間を τ_{He} 、DT プラズマの平均密度を n_{DT} 、粒子閉じ込め時間を τ_{DT} とすると、He に対して、

$(n_{\text{He}}V)/\tau_{\text{He}} = \Gamma_{\text{He}}$ が成り立つ。ここで Γ_{He} はセパトリクスを横切って SOL に流れる He 粒子束であり、コア部での He 発生率に等しい。核融合出力に対応して Γ_{He} が決まるので、He 粒子閉じ込め時間 τ_{He} が大きいと、コア部での He 濃度 n_{He} が大きくなる。

DT 燃料粒子に対しても同様な関係がある。

$$(n_{\text{DT}}V)/\tau_{\text{DT}} = \Gamma_{\text{DT}}$$

ただし、DT プラズマの場合の粒子の閉じ込めでは、核燃焼による減少率とセパトリクスを横切る粒子束とは無関係である。

したがって、 $n_{\text{He}}/n_{\text{DT}} \leq \delta$ (例えば ITER と同様に 5%) を課すことになれば、

$$\tau_{\text{He}}\Gamma_{\text{He}}/(\tau_{\text{DT}}\Gamma_{\text{DT}}) \leq \delta$$

を求めることになる。もし、 $\tau_{\text{He}} \approx \tau_{\text{DT}}$ 即ち He と DT の粒子閉じ込め時間が等しければ、 $\Gamma_{\text{He}}/\Gamma_{\text{DT}} \leq \delta$ となり、セパトリクスの外側への粒子束はコア部の密度比を保った状態で SOL に輸送されるという当然の帰結となる。しかし、もし $\tau_{\text{He}} > \tau_{\text{DT}}$ となるような場合は より大きな Γ_{DT} が必要となる。また、 τ_{He} が大きいと一定の Γ_{He} のもとでは n_{He} が大きくなければならないので、 δ を一定値以下に抑えるためにはプラズマ密度を高くした解を求めることになる。現実的には DT プラズマ密度は容易に増加させることはできないので、解が無いことになる。

反対に $\tau_{\text{He}} \leq \tau_{\text{DT}}$ であれば He の濃度比は劣化せずに (蓄積は起こらず) SOL やダイバータに導かれることになる。また粒子閉じ込め時間がほぼ同じであれば、He と DT 燃料のフラックスの比はコア部での濃度比をほぼ反映したものとなる。

しかし、既存装置で実験によりこれらの個々の閉じ込め特性を調べ、原型炉に外挿することはかなり大変である。そこで定常核燃焼状態における He と燃料粒子の測定可能な諸量の関係を理解しておくことが重要と考える。逆井らの実験系は主プラズマでの He と燃料密度の比、真空排気ダクトでの中性ガスの圧力比など、確

実に測定できるパラメータを踏まえているために、原型炉に近い状態でモデリングやシミュレーションを有効に活用できるものである[4-11][4-12]。

燃料と He の給排気をシステムとして捉えるとき最も基本的なことは、ダイバータでの He の排気速度がどの分圧状態で必要かという点である。この排気速度が決まることによって必然的に真空排気される DT 粒子束が決まってしまう。

先ず最初に 1 GW の炉について、定常状態はどのような粒子の流れになるかを考察する（図 4-13）。最初に量的感覚を掴むため、数値を仮定して検討をすすめる。

(1) He

コア部で He イオン発生率は $3.55 \times 10^{20} / \text{s}$ ($1.48 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3 / \text{s}$) であり、これだけの He イオンの net 流量がプラズマ中を輸送され⑥、セパトトリクスを横切って SOL に入り⑧、ダイバータに達し⑨、ダイバータ部で中性 He となって真空排気される⑩。この途中で中性化したり、第一壁などにあたってリサイクルする He もあるが、定常状態では壁の反射係数 = 1 であり、また、どこにも蓄積することはない前提なので、発生量と同じだけの粒子束がダイバータで排気される。即ち、定常状態では途中での電離や再結合を気にする必要は無い。

(2) 燃料粒子 (D, T)

コア部で核燃焼により、D, T それぞれ $3.55 \times 10^{20} / \text{s}$ ($0.74 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3 / \text{s}$) ずつ消費される。ペレットで入射した中性 DT 粒子①はプラズマ周辺部の電離領域で電離する②。ガスパフで供給する場合は殆どが SOL 領域で電離してしまい、セパトトリクスの内側まで侵入するのはごく僅かである。この SOL から周辺部領域での電離率を $A \text{ (ion/s)}$ とする。このうち、周辺部からコア部に net で $3.55 \times 10^{20} / \text{s}$ のプラズマ粒子束が輸送される③-⑤。残りの $A - 3.55 \times 10^{20} / \text{s}$ の net 流量⑦が SOL プラズマを介してダイバータに向う。壁でのリサイクリングについては He と同じように考える。また、再結合によるイオンとしての消滅はイオン化の種となる中性粒子の増加になるので、粒子の増減は無く、燃料循環系を考えたときの粒子の燃焼効率には影響を与えない。このように電離が SOL から周辺部のどこで行われても同じである。したがって net で $A - 3.55 \times 10^{20} / \text{s}$ の流量が排気されなければならない。

(3) ダイバータ真空引き口での中性ガス圧力

ダイバータ部で①に対応する流量を真空排気するにあたって、He の分圧を仮に 1Pa になるように排気速度を決めるとする。また、4.4 で紹介した逆井らの定義による He 濃縮係数（次式で定義）

$$\eta_{\text{He}} = [P_{\text{He}} / 2P_{D_2+T_2}]_{\text{div}} / [n_{\text{He}} / n_e]_{\text{main}} \cdots \cdots (1)$$

$[P_{\text{He}} / 2P_{D_2+T_2}]_{\text{div}}$ はダイバータにおける He と重水素の中性ガス圧力の比、 $[n_{\text{He}} / n_e]_{\text{main}}$ はコアプラズマにおけ

He 発生量 $3.55 \times 10^{20} / \text{s GW}$ ($1.48 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3 / \text{s}$)

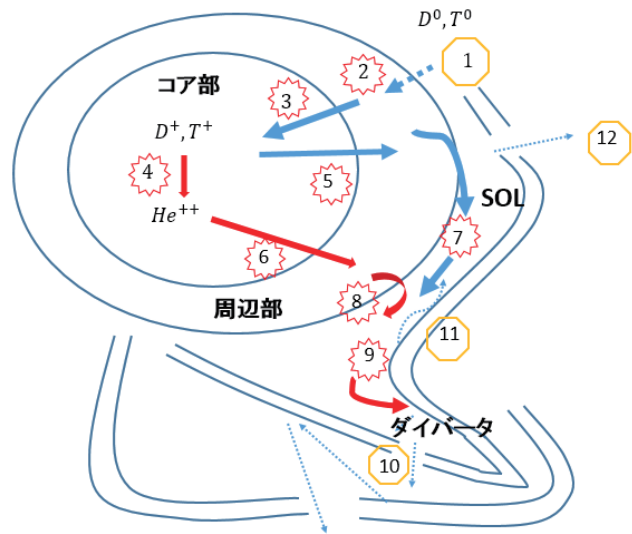


図 4-13 D,T 燃料粒子と核反応ヘリウムの輸送概念図

トカマクではダイバータ部でヘリウムなどが真空排気される。ダイバータでの輻射損失を大きく取るため、ダイバータ部での中性粒子密度は SOL 水平面での密度との間に大きな密度勾配がある。

る He 密度と電子密度の比) を実験で得られたように $\eta_{He} \sim 1$ とする。

さらに、コア部での He の濃度を電子密度の 5% とすると ($[n_{He}/n_e]_{main} = 0.05 \dots \langle 2 \rangle$)、ダイバータ部での中性粒子圧力は $\langle 1 \rangle, \langle 2 \rangle$ から

$$P_{D_2+T_2} = \frac{P_{He}}{2 \times 0.05} = 10P_{He} = 10Pa = 2.4 \times 10^{21} / m^3 \dots \dots \dots \langle 3 \rangle$$

また、He 排気のために必要な排気速度は $S = \frac{Q}{p} = \frac{1.48 Pa \cdot m^3/s}{1Pa} = 1.48 m^3/s$

となる。この真空排気ポンプの存在により、D,T 混合燃料ガスの分圧が $\langle 3 \rangle$ から 10Pa なので、排気流量は

$$Q = pS = 10Pa \times 1.48 m^3/s = 14.8 Pa \cdot m^3/s$$

となる。また、 D_2, T_2 それぞれに対して粒子数は、

$$7.4Pa \cdot \frac{m^3}{s} = 2.4 \times 10^{20} Pa^{-1} \cdot m^{-3} \times 7.4Pa \cdot m^3 s^{-1} = 1.78 \times 10^{21} \text{分子}/s = 3.55 \times 10^{21} \text{atms}/s$$

(4) イオン化率

D,T それぞれ $A - 3.55 \times 10^{20} / s = 3.55 \times 10^{21} / s$ より、 $A = 11 \times 3.55 \times 10^{20} / s$

即ち、実際にイオン化して燃焼により減少するイオンの 11 倍の燃料ガスを真空排気しなければならないことを意味している。

もし、DT ガスの排気を 1Pa で真空排気するためには (He 排気は 0.1Pa) 必要な真空排気速度は $14.8 m^3/s$ と

He は定常排気 → 何処にも蓄積は無い。
He 発生率: $B \times 3.55 \times 10^{20} / s (1.48 Pa \cdot m^3/s) = \text{真空排気流量}$



DT 燃料 電離領域でイオン化 電離率: $A(\text{ion}/s)$
核反応分はコアで消費
← net で $B \times 1.48 Pa \cdot m^3/s$ のイオン束が電離領域からコアへ。
← net で $A - B \times 1.48 Pa \cdot m^3/s$ は SOL を介してダイバータへ



濃縮係数の定義 $\eta = [P_{He}/2P_{D_2+T_2}]_{div}/[n_{He}/n_e]_{main}$
コア部の He 濃度 $\delta = \frac{n_{He}}{n_e}$

$$P_{D_2+T_2} = \frac{P_{He}}{2 \times \delta \times \eta} \dots \dots (1)$$

$$S = \frac{Q_{He}}{P_{He}} = \frac{B \times 1.48}{P_{He}} \dots \dots (2)$$

$$Q_{DT} = P_{D_2+T_2} \times S = \frac{1.48 \times B}{2\delta\eta} \dots \dots (3)$$



$Pa \cdot m^3/s$ を単位として、イオン化率とダイバータでの粒子束の真空排気を考えると、

$$A - B \times 1.48 = Q_{DT} = B \times 1.48 \times \frac{1}{2\delta\eta}$$

これから、イオン化率と実際の核燃焼での消費の比が求められる。

$$R = \frac{A}{B \times 1.48} = \left(\frac{1}{2\delta\eta} + 1 \right)$$

Ex: $\delta = 0.05$ (He 濃度 5%), $\eta = 1$ (濃縮係数), なら、
核融合出力 B に無関係に $R=11$
 $\eta = 0.5$ なら 21 倍の燃料循環流量が必要となる。

A は B に比例する。出力に応じて電離率を増加させる必要あり。

なる。また、核融合出力が 2 倍の 2GW の場合に同じ真空度で排気したいときには 2 倍の排気速度が必要となる。付録 1 にコンダクタンスの計算例を示したが、この程度の排気速度は十分に実現可能であろう。

濃縮度、密度比、流量関係の一般化

以上、特徴的な数値を把握するために特別な例で示したが、これを一般化する(図 4-14)。

核融合出力: B GW, コア部での He 濃度: δ 、

He 濃縮係数: η とすると、

濃縮係数の定義(1)から

$$P_{D_2+T_2} = \frac{P_{He}}{2 \times \delta \times \eta} \dots \dots (1) \quad S = \frac{Q_{He}}{P_{He}} = \frac{B \times 1.48}{P_{He}} [Pa \cdot$$

$$m^3/s] \dots \dots (2)$$

DT 混合ガス流量は、

$$Q_{DT} = P_{D_2+T_2} \times S = \frac{1.48 \times B}{2\delta\eta} [Pa \cdot m^3/s] \dots \dots (3)$$

D_2, T_2 それぞれに対して流量は

$$\frac{1.48 \times B}{4\delta\eta} \left[Pa \cdot \frac{m^3}{s} \right] \times 2.4 \times 10^{20} [m^{-3} \cdot Pa]$$

$$= 1.78 \times 10^{20} \times \frac{B}{\delta\eta} [\text{atms}/s]$$

図 4-14 燃料、He の給排気諸量の関係

イオン化率と関係づけて

$$A - B \times 3.55 \times 10^{20} = 1.78 \times 10^{20} \times \frac{B}{\delta\eta} \quad \text{より、}$$

イオン化率と実際の核燃焼率の比が次のように求められ、出力 B に無関係に決まる：

$$R = \frac{A}{B \times 3.55 \times 10^{20}} = \left(\frac{1}{2\delta\eta} + 1 \right) \dots\dots (4)$$

$\delta = 0.05$, $\eta = 1$ の場合は先の数値例に一致する。もし、 $\eta = 0.5$ であれば、この比は約 21 となり、約 20 倍の燃料ガスを循環させる必要がある。燃焼効率としては 5%ということになる。また、イオン化率は核融合出力に比例して増やさなければならない。

一方、必要排気速度はひとえに如何なる真空度で排気するかにかかっていて、燃焼効率とは無関係に決めることが出来る。また、He 分圧より 1 桁以上高い DT 混合ガスの真空度 $P_{D_2+T_2}$ ($= \frac{P_{He}}{2 \times \delta \times \eta}$) を、ダイバータ板熱

負荷条件を満たすデタッチプラズマ成立の条件から決めることとなろう。ITER では DT 燃料の分圧が数 Pa 領域での運転が想定されており、原型炉ではデタッチプラズマ実現のためにより高い粒子密度が必要とされる可能性が高いため[4-21]、2GW 出力、ダイバータ全圧力 5Pa レベル以上での運転を想定すると、濃縮係数 $\eta \sim 1$ を得ることが出来れば(原型炉でこれを実現することは必ずしも容易ではない。このことは 4.8 で議論される)

必要な排気速度は (1),(2) 式から $S = \frac{1.48 \times B}{2\delta\eta \times P_{D_2+T_2}}$ が求められて約 $6 \text{ m}^3/\text{s}$ となり、十分実現可能なレベルであることがわかる。

He 排気の模擬実験を進めるにあたっては完全な定常状態さえ実現できれば、コア部の He イオンと DT イオンの比、及び真空引きダクトでの中性 He と DT 分子の比が測定されればプラズマ中や SOL での閉じ込め時定数の測定が出来なくても給排気装置の設計に必要なデータを得ることが出来る。実験にあたってはこのようなパラメータ関係を理解した上で進める必要があろう。

4.7 ダイバータ部の中性粒子圧運転範囲

ダイバータ室の DT ガス圧力はダイバータの成立性に関わる物理的な検討の結果から決められなければならない。DT ガスの真空排気を考える際に二つの制限要素を考慮する必要がある。

- 1) ダイバータ板への熱負荷制限を実現するデタッチプラズマのために必要な中性 DT 粒子圧力の維持
- 2) MARFE の発生や主プラズマの閉じ込め特性劣化を避けるため、ダイバータ及び SOL 領域での中性 DT 粒子圧力の抑制

そこで、真空排気系の検討に於いては、1)、2) の条件をダイバータ部での中性粒子圧力範囲に置き換えて検討する必要がある。即ち、ダイバータ部での中性 DT 粒子圧力 P_{div} がある範囲 ($P_{div}^{min} < P_{div} < P_{div}^{max}$) に入る条件を求めることになる。この制限値は実験やシミュレーションによって求められるものである。

もし、He の排気に必要な最小排気速度ではダイバータ部の圧力が $P_{div} > P_{div}^{max}$ となってしまう場合、排気速度を大きくしてダイバータ部の圧力を下げる必要がある。逆に He の排気のためにダイバータ部の圧力が $P_{div}^{min} > P_{div}$ となってしまう場合、ダイバータ部の DT ガス分圧を高めるために燃料ガス導入量を増加させるか、コンダクタンスを絞ることによってダイバータ部の圧力を $P_{div}^{min} < P_{div}$ まで上昇させるかのいずれかが必要である。

4.6 と上の検討をあわせて考えれば、実験やシミュレーションでコア部 He の許容濃度 δ 、濃縮係数 η 、ダイバータでの燃料ガス圧力範囲 $P_{div}^{min} < P_{div} < P_{div}^{max}$ が明らかになったときに、真空排気速度を決める手順は図 4-15 のようになるだろう。最初に He 排気を考え、ダイバータでの He 分圧を暫定的に決め、対応する必要排気速度を求める。次に(1),(3)式からダイバータでの燃料粒子圧力と流量が決まる。そこで燃料粒子圧力がダイバータ成立条件 ($P_{div}^{min} < P_{div} < P_{div}^{max}$)に含まれるかどうかを確認する。成立条件から決まる圧力限界に対応する真空排気速度を求め、装置の設計としては最大値+設計裕度で排気速度を決める。運転開始時は実際の運転圧力に合わせて真空排気速度を絞って運転する。すなわち、真空排気系も一つのアクチュエータとして使い、系のトリチウム・インベントリ-の最小化に役立てる。

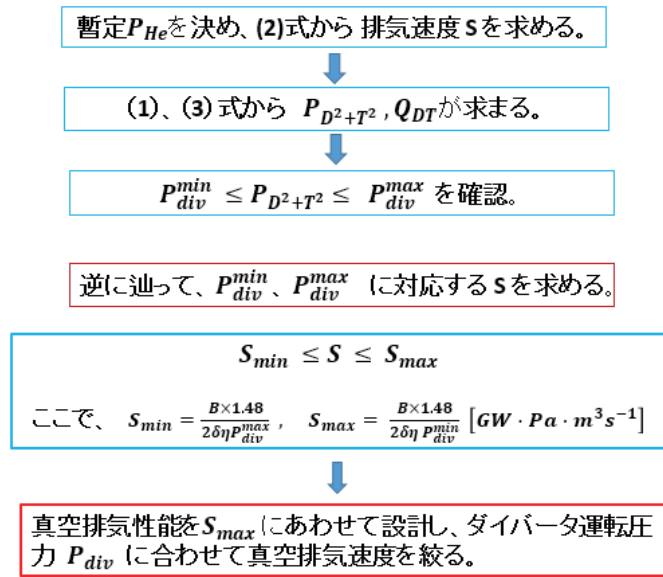


図 4-15 ダイバータ部での真空排気速度の決め方

仮にコア部の He イオン密度の平衡解が 5% を超えるものしか見つからない場合にはダイバータでの排気速度を増加させ、ダイバータ部の運転圧力を下げることによってコア部の He イオン濃度を下げることが期待できる。ただし、この場合はダイバータ部での DT 燃料密度を維持するために DT ガスの流量も増加、すなわち余分にペレットやガスパフの流量を増加させる必要がある。つまり燃料効率は低下する。

なお、ダイバータと真空引き口の構造の工夫によりダイバータから He 排気を選択的に効率よくできないかという検討が行われたことがあるが[4-14]、この検討領域は 0.1Pa 以下の圧力が低い分子流領域での検討なので、デタッチプラズマではその効果は期待できない。一方、ごく最近 RMP コイルによる磁気島をプラズマ

周辺部に作り出すことにより He の輸送が高められたという興味深い実験報告がある[7.6.16]。これについては 7.6 で触れる。

ダイバータと第一壁の構造上の留意点

とくにトカマク炉でデタッチプラズマ達成のために中心面付近の SOL 外側の中性ガス圧とダイバータ部の中性ガスの圧力の比を大きく取りたい場合、工学的検討として見落としがちな点に触れておく。ダイバータの物理的検討のときにはダイバータから中心面に至る第一壁は連続した壁を構成しているように錯覚するが、実は真真空的には多くの隙間がある構造となっている。これはブランケットモジュールなどの熱変形や設置誤差を考慮してモジュール間に隙間を設けざるを得ない構造上の制約から生じるものであり、隙間は狭くても数が多いため、SOL を通した流れの他に、ダイバータの裏側からブランケットモジュールの裏側をとおり、モジュール間の隙間を抜けて中心面 SOL の外側に至るバイパスルートが存在を無視してはならない。ITER でも原型炉でも基本的に構造は同じであり、高い圧力比を求める場合には粒子の流れとして留意する必要がある。

4.8 粒子輸送に関する逆井実験の評価

逆井実験 (4.4) と 4.5~4.7 を纏めて以下のことが導かれる。

逆井らの実験により、JT-60U のダイバータ配位では仮に核燃焼を生じたとしても、He の排気は十分に行われることが示された。しかし、この結果を原型炉に外挿するに当たっては二つの点で注意が必要である。ひとつはダイバータの配位が JT-60U では W 型でデタッチプラズマを実現する場合であっても中心面での粒子密度とダイバータ板前面での粒子密度の圧縮比が (JT-60U の場合ダイバータレッグの長さが ITER や DEMO 炉と比べて短いので) ITER や原型炉で大きくなったときに He の濃縮率 η が低下しないことを確かめる必要があること。他の一つはより本質的課題であるが、プラズマのサイズが大きくなったときに中性粒子の分布や輸送がサイズの影響を受けるため、同じ燃料粒子供給法では JT-60U と同じ濃縮率を実現することが困難になることである。逆井らの実験では燃料粒子はガスパフで供給された。ITER や DEMO に比べて JT-60U のプラズマ断面が小さいのでプラズマ小半径に対する中性粒子の相対侵入長は前者に比べて大きく、かつ、NBI によるコア部への粒子供給も大きい。したがって中性粒子のうちどれだけ核融合反応に寄与できたかという核燃焼粒子効率も高い。しかし、ITER や DEMO 炉でのガスパフの場合は大部分が SOL で電離してダイバータで排気されてしまい、容易にセパトリクスの内側の周辺領域まで到達できない。これは図 4-13 の⑦の増加を意味し、その結果として濃縮率 η の定義式

$$\eta_{He} = [P_{He}/2P_{D_2+T_2}]_{div}/[n_{He}/n_e]_{main} \cdots \cdots (1)$$

の $P_{D_2+T_2}$ の増大を招き、濃縮率を低下させる。したがって、この低下を防ぐためには燃料供給をガスパフからペレットに変えて、かつ出来るだけ侵入長が大きくなるようにした上でプラズマの内向き輸送に期待することになる。すなわち、大きな断面のプラズマほど内向き輸送の研究の重要性を再確認することになる。濃縮係数 $\eta \sim 1$ が実現できない時は 4.6 で検討したよりもはるかに大きな真空排気速度が求められることになる。

評価の結論として JT-60U での逆井実験は reactor relevant な実験であり、He 排気に同伴して排気される燃料粒子に要求される真空排気速度は合理的なものであるが、これがそのまま原型炉で実現できる訳ではない。原型炉でこれと同等の性能を実現するには高速ペレットなどによる周辺電離領域への燃料中性粒子の供給と、電離プラズマのコア部への内向き輸送が不可欠である。

4.9 トリチウム取り扱い量

第 6 章で議論するように系内におけるトリチウム・インベントリを最小化する有力な方法は燃料の D:T 配合比を 50 : 50 とし、クライオポンプなどの吸着型真空ポンプを使用しないことである。

他一つの考え方は He に対して大量の循環を必要とする燃料粒子について、T の循環量を減らすため、T はできるだけコア部に補給し、D は周辺に補給することにより T の燃焼効率を高めるというコンセプトが竹永らにより提案されている [4-23]。しかし、この方式を原型炉に適用するとき T の侵入長は高速ペレットを用いたとしてもセパトリクスから $(0.1 \sim 0.15)r_p$ 程度に限られるため、コア部への輸送は依然として周辺で電離したプラズマの内向き輸送に頼らざるを得ない。そして D の供給を T よりさらに外側に供給 (エネルギーの低いペレットやガスパフなどで) することになる。これは図 4-13 の②で電離し、直ぐに⑦となる粒子束を大幅に増加させることを意味しており、コア部での DT 反応率を一定にしたときに T 燃料の反応率やインベントリなどに真の gain があるかどうか、二つの方式を良く比較検討しないといけない。

文献

- [4-1] M. Honda and A. Fukuyama, “Dynamic transport simulation code including plasma rotation and radial electric field”, J. Comp. Phys. 227 (2008) 2808.
- [4-2] M. Honda et al., “Modeling of neutral transport for self-consistent transport simulations in tokamaks”, J. Plasma Fusion Res. SERIES, Vol 9 (2010).
- [4-3] B. Pegourie et al., “Recent results on the fueling and control of plasmas by pellet injection, application to ITER”, Plasma Phys. Control. Fusion 51 (2009) 124023.
- [4-4] M. Honda et al., “Modelling of anomalous particle transport for dynamic transport simulations”, Nucl. Fusion 50 (2010) 095012.
- [4-5] D. Reiter et al., “Burn condition, helium particle confinement and exhaust efficiency”, Nuclear Fusion Vol.30, No.10 (1990) 2141.
- [4-6] Y. Sakamoto, et al., 25th IAEA Fusion Energy Conference, FIP/3-4Rb, St. Petersburg, Russian Federation, Oct. 2014.
- [4-6a] 星野一生、他、第 32 回プラズマ・核融合学会年会、25aB01、名古屋、2015 年 11 月。
- [4-7] N. Asakura et al., 22th International Conference on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, O16, Rome, Italy, May, 2016.
- [4-8] M. Shimada et al., “Helium ash exhaust with single-null poloidal divertor in Doublet III”, Phys. Rev. Letters, 47 No. 11 (1981) 796.
- [4-9] H. Nakamura et al., “Helium ash exhaust studies with core fueling by a helium beam: L-mode divertor discharges with neutral beam heating in the JT-60 tokamak”, Phys. Rev. Letters Vol.67, No.19 (1991) 2658.
- [4-10] 中村博雄他 (解説)「トカマクにおけるヘリウム灰研究の現状」 プラズマ核融合学会誌 Vol.69、No.5 (1993) 403.
- [4-11] A.Sakasai et al., “Helium exhaust in ELMy H-mode plasmas with W-shaped pumped divertor of JT-60U”, J. Nuclear Materials 266-269 (1999) 312.
- [4-12] A.Sakasai et al., “Helium exhaust in divertor-closure configuration with W-shaped divertor of JT-60U”, J.Nuclear Materials 290-293 (2001) 957.
- [4-13] D.L.Jassby, “Neutral-Beam-Driven Tokamak Fusion Reactors”, Nucl. Fusion 172 (1977)309.
- [4-14] D.N.Ruzic et al., “Neutral gas temperature and densities in the divertor region and pump duct of ITER”, J. Nucl. Materials 176&177 (1990) 926.
- [4-15] A.R. Polevoi et al., “Analysis of fueling requirements in ITER H-modes with SOLPS-EPED1 derived scalings”, Nucl. Fusion 57 (2017) 022014.
- [4-16] 及川聡洋 (ITER 機構) 私信。
- [4-17] L.R.Baylor et al., “Comparison of deuterium pellet injection from different locations on the DIII-D tokamak”, Nucl. Fusion 47 (2007) 1598.
- [4-18] B.Pegourie et al., “Recent results on the fueling and control of plasmas by pellet injection, application to ITER”, Plasma Phys. Control. Fusion 51 (2009) 124023.

- [4-19] L.R. Baylor et al., “Pellet fueling and control of burning plasmas in ITER”, Nucl. Fusion 47 (2007) 443.
- [4-20] N.Commaux et al., “Influence of the low order rational q surface on the pellet deposition profile”, Nucl. Fusion 50 (2010) 025011.
- [4-21] 星野一生：私信
- [4-22] H. Takenaga et al., “Fuelling characteristics of supersonic molecular beam injection in JT-60U”, Nucl. Fusion 50 (2010) 115003.
- [4-23] 竹永秀信、「プラズマの密度限界」、第2回原型炉の運転制御に関するシンポジウム、2015.3.13



《トカマクのプラズマ閉じ込め》

トカマクでダイバータから X 点方向を見たときの SOL の流れ

急勾配のペデスタル崖を流れ落ちた水は崖際の SOL 川の速い流れに乗ってダイバータに向かう。水はあくまで透明である。その勢いを止めるため堰をつくり、滞とすることを試みるが十分でない。そこで土嚢を投げ入れ水のパワーを削ごうとするが、水が濁り上流までの環境影響評価が必要となっている。その効果のほどは今後に期待。

(第5章末尾のヘリカルと対比)

4 章付録 1 粒子の供給と排気

I 核融合出力と D、T の消費量、He の生成量

1-1 1 GW あたりの He 生成量、D、T の消費量（注ここではブランケットの中での核反応による増加分は考えない。）

DT 核融合反応は $D+T \rightarrow {}^4\text{He} (3.52\text{MeV}) + n (14.06\text{MeV})$

核融合出力を P_{NF} とすると、単位時間当たり $P_{\text{NF}}/17.6\text{MeV/s}$ 個の He が生成される。

1 GW 出力の時、He 生成量は

$$\frac{1 \times 10^9 \text{ J/s}}{17.6 \times 10^6 \times 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}} = 3.55 \times 10^{20} \text{ atoms/s}$$

He は単原子分子で、気体に依らず 300K、1Pa なら 1m^3 あたり 2.4×10^{20} 個含まれるので、流量の工学的単位に直せば $1\text{Pa}\cdot\text{m}^3 = 2.4 \times 10^{20} \text{ pcls}$ であり、

$$1\text{GW 出力の He 発生量は } (3.55 \times 10^{20} \text{ atoms/s}) / (2.4 \times 10^{20} \text{ pcls}) / \text{Pa}\cdot\text{m}^3 = \underline{1.48 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3/\text{s}}$$

となる。

他方、この He を生み出すために消費される D、T 粒子の個数は He の発生量と同じなので、それぞれ $3.55 \times 10^{20} \text{ atoms/s}$ であり、給排気を考えたときの

D_2 分子、 T_2 分子の流量はそれぞれ、1 GW あたり $0.74 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3/\text{s}$ となる。

これが 1GW 核燃焼のための最小必要量であるが、ITER（核融合出力 0.5GW）では燃焼による消費量 $\frac{1}{2} \times 1.48 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3/\text{s} = 0.74 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3/\text{s}$ であるのに対して、ダイバータ部からの排気能力として、 $200 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3/\text{s}$ 必要だとしており、実に燃焼量の 270 倍の循環流量が必要と設計されている。

1-2 1 GW あたりのトリチウム消費量

1GW 出力時の T_2 の消費量は $0.74 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3/\text{s}$ であったが、重量では

$$3.55 \times 10^{20} \frac{\text{atoms}}{\text{s}} \times 3 \times 1.66 \times \frac{10^{-24} \text{ g}}{\text{atoms}} = 1.77 \times \frac{10^{-3} \text{ g}}{\text{s}} = 6.37 \frac{\text{g}}{\text{h}} = 153 \text{ g/day} = 55.8 \text{ kg/year}$$

II NBI による粒子供給

2 GW の炉で ITER と同じ 1MeV の重水素ビームの粒子供給能力を検討する。He の発生量は 7.1×10^{20} 個/s、D、T の消費量もそれぞれ同じく 7.1×10^{20} 個/s である。1MeV、100MW の中性 D ビーム入射による等価電流値 100A、 $100 \times 10^6 \text{ J/s}$ のエネルギーが注入される。したがって、粒子束は

$$\frac{10^8 \text{ J/s}}{10^6 \text{ eV} \times 1.6 \times 10^{-19} \text{ J/eV}} = 6.3 \times 10^{20} \text{ 個/s} \text{ となり、ほぼ核反応 He 発生量に見合う量となる。}$$

しかし、これらが電離して熱化したプラズマのうち、核燃焼に寄与するのは僅かに数%に過ぎず、燃料補給の主力を NBI に頼ることはできない。

ただし、1 MeV のエネルギーで電離したイオンはその減衰過程で核反応が起こりやすく、熱化したプラズマよりも燃焼の割合は高い。これは TCT 効果と言われ、かつての TFTR の売り言葉であった。

粗い見積もりを Jassby の Fig. 18[4-13]から外挿から求めると、ビーム核融合反応の Q 値は 2 程度と推定される。

Q~20 で 2 GW 出力、NBI 加熱入力 100MW を想定すると、入射に伴う粒子束は 6.3×10^{20} 個/s であったが、ビーム核融合がもたらす Q 値は 2 (200MW) 程度なので、2 GW の出力を得ようとすれば、必要な粒子束の 10 分の 1 の寄与である。

一方、熱的な反応で必要な重水素粒子の数はプラズマ体積を V, 平均電子密度を $\langle n_e \rangle$ 、粒子閉じ込め時間を τ_p とすると、粒子循環量は

$$\Gamma = \frac{N}{\tau_p} = \frac{\langle n_e \rangle V}{\tau_p} \sim \frac{1.2 \times 10^{20} \times 800}{5-10} \approx (1 \sim 2) \times 10^{22} \text{ 個/s}$$

これが D イオンとして補給が必要な量であり、実際に燃える粒子数 7.1×10^{20} /s に比べると、15-30 倍である。

以上を纏めると、2 GW の出力を得るためには、熱的重水素イオンの場合、実際に核反応を起こして消費される粒子数 7.1×10^{20} 個/s の 15-30 倍に当たる $(1 \sim 2) \times 10^{22}$ 個/s の重水素イオン束を補給しなければならない。

これに対して NBI で入射した重水素イオンは減衰過程で核反応を起こす割合が 10% と高いので、100MW 入射の場合にはその 10% にあたる 6.3×10^{19} 個/s が核燃焼を起こす。

すなわち、2 GW の出力を得るには NBI の場合は燃焼効率が $\frac{6.3 \times 10^{19} \text{ 個/s}}{7.1 \times 10^{20} \text{ 個/s}} \sim 0.09$ であるのに対し

て、熱化粒子の場合は $\frac{7.1 \times 10^{20} \text{ 個/s}}{(1 \sim 2) \times 10^{22} \text{ 個/s}} \sim 0.036 - 0.07$

である。ただし、この見積もりでは粒子の閉じ込め時間を 5-10 秒と仮定している。粒子閉じ込め時間が長ければプラズマ生成率は小さくて済むが、短いとビームによる供給割合が何割かを占めることになる。

Ⅲ コンダクタンス計算

全般的な参考文献として[A-1]、分子流計算の考え方[A-2]と計算[A-3, A-4,]、平板間のコンダクタンス[A-5, A-6]などがある。

分子流としての計算

仮定 トロイダルコイルの数 18 個

真空引き口の数 18 ポート以内 一個おきなら 9 ポート

1 ポートの大きさ 1m x 0.3m と仮定 断面積等価の円環は 内径 0.6m のダクト

装置大半径 約 8m

排気口から真空ポンプまでの最短距離 大半径の 5 倍 x 8m = 40m 内径 0.6m

粘性流でのコンダクタンス

1 本当たり

$$C = \frac{1340 \times 0.6^4}{40} \times P = 3.3 \text{ m}^3/\text{s}$$

引き口で He の分圧 5% 流量 $1.5 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ 、D/T $30 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$

ガス圧力 引き口で $P_1 = 1 \text{ Pa}$ ポンプ吸入端で $P_2 = 0.5 \text{ Pa}$ 、ダクトの数 N 、

$Q = C(P_1 - P_2)$ より

総流量 $31.5 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s} = N \times \text{Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s} \times (P_1 - P_2) = N \times 3.3 \text{ m}^3/\text{s} \times (1.0 - 0.5) \text{ Pa} = 1.65N$

→ 19 本の配管が必要

→ 18 個の TF コイル毎に排気ダクトを設ける 排気速度が約 1/2 となる領域で使用するため、ルーツポンプの必要台数は約 2 倍となる。

配管径 $D=1\text{m}$ が確保される場合は、コンダクタンスは 1 本あたり $25 \text{ m}^3/\text{s}$ となり、配管数 2.5 本でできる。

引き口 $1\text{m} \times 0.3\text{m}$ で 9 ヶ所から大半径 16m ぐらいまで引き出し、 $D=1\text{m}$ の大口径ダクト 3 本にまとめてトロイダル方向 3 ヶ所からクライオスタットの外に引き出す。

このときコンダクタンスは

$$\frac{1340 \times 0.6^4}{10} \times 9P = 156 \text{ m}^3/\text{s} \quad \text{と} \quad \frac{1340 \times 1.2^4}{30} \times 3P = 195 \text{ m}^3/\text{s} \quad \text{の直列接続}$$

総合コンダクタンスは $C = 86.7 \text{ m}^3/\text{s}$

∴ 総流量は $31.5 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s} = 86.7 \text{ m}^3/\text{s} \times (1 - P_2)$ より、 $P_2 = 0.64 \text{ Pa}$

となり、真空排気は可能であるが、市販のルーツポンプの動作領域よりは離れている。

もしダイバータ引き口での圧力が 10 Pa レベルであれば必要な排気速度は $3.2 \text{ m}^3/\text{s}$ となり、ダクト、及び真空排気ポンプともに合理的な設計が可能となる。ダイバータ引き口圧力が数 Pa レベルのときも 6.3 で述べるような動作圧力に合わせたポンプの開発が行われており、今後の進展を考慮すれば大きな問題とはならず、むしろ排気ダクトの大きさを炉の構造設計に併せて確保することが早期に検討すべき課題となる。

付録文献

- [A-1] ジョン・オハソロン「真空技術マニュアル」、産業図書 (1985)
- [A-2] 松田七美男、「入射頻度分布と通過確率」、解説 J. Vac. Soc. Jpn. (真空) 47 (2004) 690.
- [A-3] 堀越源一、「長い一様断面パイプの分子流コンダクタンスの解析と考え方」、真空 30 (1987) 658.
- [A-4] 楠本淑郎、「パイプコンダクタンスの対称性について(II)鏡面反射」、真空 49 (2006) 552.
- [A-5] 沢田 雅他、「平行平板間希薄気体流のコンダクタンス」、真空 37 (1994) 218.
- [A-6] 杉山 渉他、「平行平板流路における希薄気体流への壁面の影響」、日本機械学会論文集 (B 編) 62 (1996-4) 27.

核燃焼を行う定常核融合炉での出力（一定）制御を行うためには核燃焼によって発生する He を真空排気しなければならない。しかし、He だけの選択的排気はできないので、燃料の DT ガスも同時に排気することになる。その上で、ダイバータ熱負荷問題を解決するスキームを見出す必要がある。このような系での定常粒子循環の特性を理解し、ダイバータでの中性ガス密度は何で決まるかを検討する[B-1]。

文献[B-2～B-5]を参考として、

ダイバータに向かう SOL での 1 次元 Braginskii 方程式は

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial(nv)}{\partial x} = s_n \dots\dots\dots (1) \quad \frac{\partial(mnv)}{\partial t} + \frac{\partial(mnv^2 + P)}{\partial x} = s_v \dots\dots\dots (2),$$

$P = 2nT$ プラズマ圧力、 s_n 粒子源、 s_v 運動量源

$$s_n = nn_n \langle \sigma v \rangle_{ion} - n^2 (\langle \sigma v \rangle_{rre} + \langle \sigma v \rangle_{3re}) \dots (3)$$

$$s_v = -mnv \{ n_n \langle \sigma v \rangle_{cex} + n (\langle \sigma v \rangle_{rre} + \langle \sigma v \rangle_{3re}) \} \dots (4)$$

ここで、 $\langle \sigma v \rangle_{ion}$ は電離、 $\langle \sigma v \rangle_{rre}$ は放射再結合、 $\langle \sigma v \rangle_{3re}$ は三体再結合、 $\langle \sigma v \rangle_{cex}$ は荷電交換係数である。

通常ダイバータの取り扱いダイバータ板への熱負荷や、輻射熱放出などを調べるために(3)、(4)を考慮に入れてプラズマについて解くのであるが、ここでは燃料粒子の輸送だけに着目して検討する。つまり水素原子と電子だけの系であり、水素原子がイオンの状態にあるか中性であるかの違いだけであること、荷電交換によって質量、運動量は保存されること、中性粒子の電離は電子の衝突により行われ、電離エネルギーの供給は電子系によることを踏まえると、

イオン及び中性水素の合計を定義すると、(1)式の右辺 s_n は（水素原子の増減は無いので） $=0$ であり、

また、(2)式の右辺も $=0$ となる。

また、定常状態を扱うので、 $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ であり、粒子束 $\Gamma = nv + n_n v_n$ は概ね保存される。

セパトリクスを横切って SOL へプラズマが拡散してくるとして、分岐点（stagnation point）では粒子束は全てプラズマ $\Gamma_{SOL} = nv$ であり、一方ダイバータ領域では水素原子がイオンと中性原子の混在した状態、即ち $\Gamma_d = nv + n_n v_n$ となる。

質量保存により、 Γ が保存されるので、ダイバータ領域では流体の速度が低下する分だけ粒子密度は上昇する。

しかし、もっと本質的な効果は壁に衝突したあとに壁から出てくる中性粒子の平均速度である。ここでは完全な定常状態を考えているので、ダイバータ板での粒子の吸い込みは無い。つまり、ダイバータ板にイオン及び中性粒子の合計の粒子束 Γ が入射したとき、これが壁にあたり、壁から同じ粒子束 Γ の中性水素原子が放出するが、入射する粒子の平均速度と放出される中性粒子の平均速度に大きな違いが生じる。入射する粒子は磁力線に沿った方向性をもって入射してくる。これに対して壁から放出される中性粒子は壁のエネルギーをもらい、即ち壁の温度を反映しつつ、金属の表面状態や離脱するときの分子の状態

(DT、D2、T2) にしたがって余弦法則ないし少し-Z 方向に方向性を持った分布で出てくる [B-6] (付図 2-1)。壁の温度を 300°C とし、平均自由行程が ITER で想定される圧力である、 $2\text{--}3\text{Pa}$ 以上であるとすれば、文献[B-7]から

$$\lambda = \frac{kT}{\sqrt{2}\pi d^2 P} \approx \frac{3.1 \times 10^{-24} T}{d^2 P} \sim (5-7) \times 10^{-3} m$$

即ち約 5-7mm 程度で分子間衝突する。すなわち、閉ダイバータ室のダイバータ板に近いところでは軸方向の速度成分は最大に見積もっても $v_{D,T} = \sqrt{3kT/m}$ を超えない。

仮に Z+方向の入射粒子の平均エネルギーを 5eV とし、その速度 $v_{primary}$ に対する、Z-方向の放出 D,T

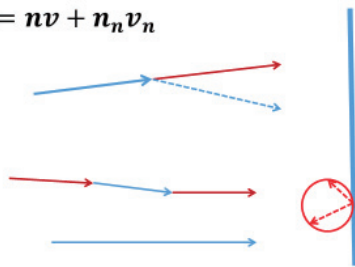
粒子の最大平均速度の比を求めると、 $\frac{|-v_{D,T}|}{v_{primary}} < 0.15$

即ち、壁からの放出分子は約 1 桁平均速度が小さくなる。壁では粒子の吸収は無いので、粒子束の保存則は壁でも成り立つので、空間の粒子密度は入射粒子束と加算されることも寄与して約 1 桁高くなる。また、磁力線に垂直な壁でなくても側壁から放出されるときも、またダイバータ板のように傾いた壁からの放出に際しても同様の効果（z 軸方向の平均速度が限りなく小さくなる）があり（付図 2-2）、その結果、ダイバータ付近には室温の中性ガスが滞留することになる。即ち、ダイバータでの中性粒子の向きと平均速度が密度を決め、ダイバータ板の角度や側板がランダムイズに寄与し、滞留する粒子を生み出す。滞留中性粒子はプラズマによる電離・再結合の対象となつて、ダイバータ板熱負荷の視点から密度下限が決まり、上限は MARFE やコアプラズマ性能劣化を避けるために決まる。

それではダイバータ領域の真空度はシステム的には何で決まるかといえ、ダイバータ部での真空排気速度である。定常状態では供給した流量 Q に等しいだけ真空排気される。したがって真空度 p が決まれば、必要な真空排気速度 S が $p = Q/S$ によって求められる。実際にはこの他に核燃焼の産物である He を真空排気しなければならない。これについては 4.5 で検討した。

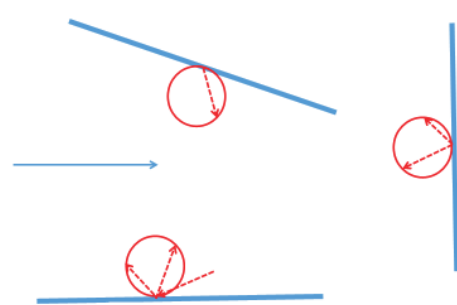
電離の標的となる中性粒子の滞留

$$\Gamma = nv + n_n v_n$$



壁から反射する中性DT粒子の流体速度は壁温反映粒子束は入射粒子と同じ → 密度大

$$\Gamma = nv + n_n v_n$$



磁力線に対して傾いた壁は再放出の中性粒子を滞留させる。⇒ 電子などによる衝突電離の標的となる。

付図 2-1 垂直な壁に入射する高速の水素同位体粒子と壁から出てくる室温中性水素同位体分子の概念図。壁からの分子の磁力線方向の平均速度は入射粒子の平均速度に比べて圧倒的に小さい。

付図 2-2 磁力線に対して垂直な壁のほか、平行な側壁やダイバータ板のような傾いた壁も粒子の平均速度を小さくし、かつその方向性をランダムにする。これによって分子および原子状の中性粒子がダイバータ付近に滞留することになる。

付録文献

- [B-1] 松田慎三郎、飯尾俊二 「定常環状系における中性粒子輸送」 九大 連合講演会 (2016) 14P081
- [B-2] 朝倉幸男、清水勝宏他 小特集「周辺プラズマの最近の進展」 核融合学会誌 80 (2004) 181-227
- [B-3] 星野一生、藤間光徳 「周辺プラズマシミュレーション」、核融合学会誌 86 (2010) 681.
- [B-4] S. Nakazawa et al., “One –dimensional simulation on stability of detached plasma in a tokamak divertor”, Plasma Phys. Control Fusion 42 (2000) 401.
- [B-5] W.M. Stacey の text “Fusion Plasma Physics”, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA , 2008
- [B-6] 小林正典、辻 泰 「気体分子の脱理過程における角度分布」 応用物理 50 (1981) 278.
- [B-7] 千田裕彦、「粘性流領域における真空排気の理論計算とその応用」 SEI テクニカルレビュー、第 176 号 (2010) 1

第5章 ヘリカル系でのプラズマ密度制御と中性粒子制御

この章では定常核燃焼の制御が比較的容易と考えられるヘリカルについて核燃焼状態の総合的な描像を出力制御と粒子バランスの視点から纏める。これまでの実験やシミュレーション解析などから得られた現状の理解をまとめ、今後の原型炉の検討に必要な課題を纏める。磁場構造の違いが現れるトカマクとの違いについても触れる。

5.1 コア部での輸送 (田中謙治)

電子密度分布はトカマクとヘリカル系で最も明確な差が表れる物理量である。LHD の実験開始後、ヘリカル系でもコア領域において粒子供給がほとんど無視できる将来の核融合炉に近い状態での実験が可能になった。図 5-1(a), (b) は JT-60U における密度スキャンをした電子密度分布の比較である[5-1]。密度が低く温度が高くなる、即ち衝突周波数が低くなるにつれて密度分布はより尖塔化する。これは多くのトカマク装置で確認されており、物理機構としては波長がイオンのラーモア半径の $10 \sim 50$ 倍程度であるイオン温度勾配不安定性や補足電子不安定性による乱流が密度分布の尖塔化に寄与していることが分かっていた[5-3]。一方、ヘリカル系では密度分布は全く異なる描像を示す。図 5-1(c), (d) に示すように LHD ではほぼ同じ線平均電子密度で加熱パワーの増加に従い、電子温度が増加、即ち衝突周波数の減少に伴い、電子密度分布は尖塔化したものから凹型の分布に変化する。図 5-1(c), (d) の放電は NBI 加熱プラズマで NBI からの粒子供給もあるが、加熱パワーが増大しビーム粒子供給も増大するにもかかわらず、密度分布は凹化する。粒子輸送を定量的に評価するために LHD において密度変調実験を用いて拡散係数と対流速度を評価した[5-2]。規格化衝突周波数を加熱パワーと磁気軸位置を変えることによりスキャンした結果、図 5-2 に示す結果を得た。図 5-2(a) に示すように密度変調実験から求めた拡散係数は規格化衝突周波数が減少するに従い増大する。拡散係数は規格化衝突周波数が高い領域では新古典値より一ケタ以上大きい規格化衝突周波数が減少すると、拡散係数は新古典値の 2, 3 倍程度となる。一方、図 5-2(b) に示すように対流速度は幅広い衝突周波数領域で新古典値と比較的近い値を示している。これは、トカマクが拡散、対流ともに乱流駆動による異常輸送で支配されているのに対して、ヘリカル系では拡散は乱流の寄与が大きく、対流は新古典輸送の寄与が大きいことを示唆している。また、ここでの新古典対流は電子温度の温度勾配により駆動される拡散(thermos diffusion)である。粒子束のバランスを考えると典型的な粒子輸送として図 5-3 が得られる。図 5-3(a) に示すようにヘリカル系では典型的な電子密度分布は凹型である。外向きに密度が増加するコア領域(規格化位置 $r < 0.8$) では粒子ソースが無視でき、内向きの主に乱流駆動による拡散粒子束と外向きの主に新古典輸送による対流粒子束がつり合い総和でゼロとなる。一方、それより外側の領域では拡散粒子束が粒子束を支配しそれが粒子ソースによる内向き粒子束と釣り合う。コア領域における乱流駆動による内向き拡散と、新古典対流のバランスはジャイロ運動論による準線形計算により定性的に示され[5-4]、最近ではジャイロ運動論による非線形シミュレーションにより定量的な評価が行われつつある[5-5]。

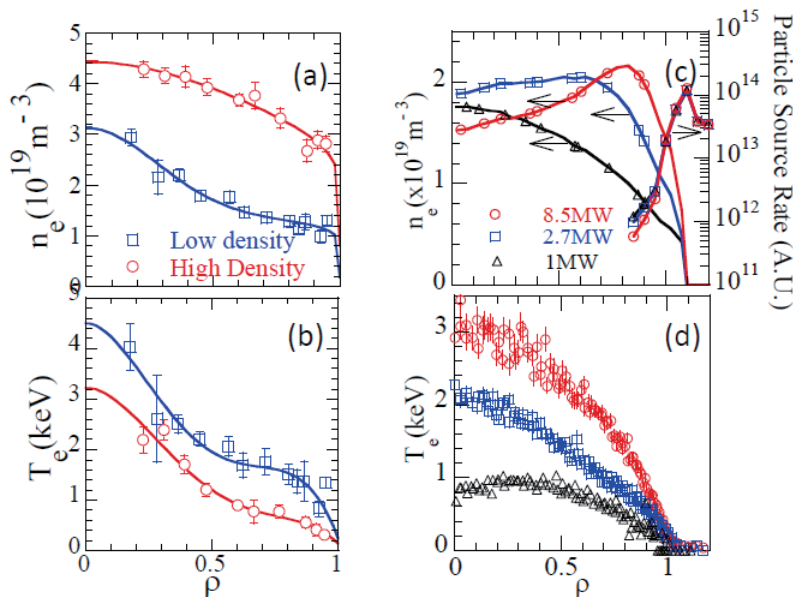


図 5-1
JT-60U (a), (b) と LHD
(c), (d) の電子密度、電子温
度分布の比較[5-1]、[5-2]

Rax=3.5,3.6,3.75 and 3.9m Blank; Exp., Colored ; Neo.

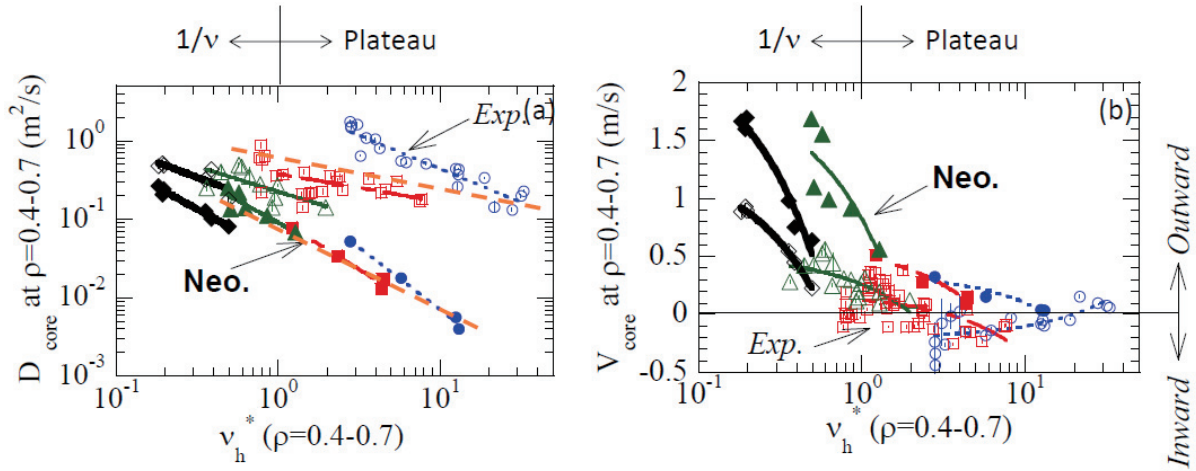


図 5-2 密度変調実験で求めた $\rho=0.4-0.7$ の(a) 拡散係数、(b)対流速度の衝突周波数依存性

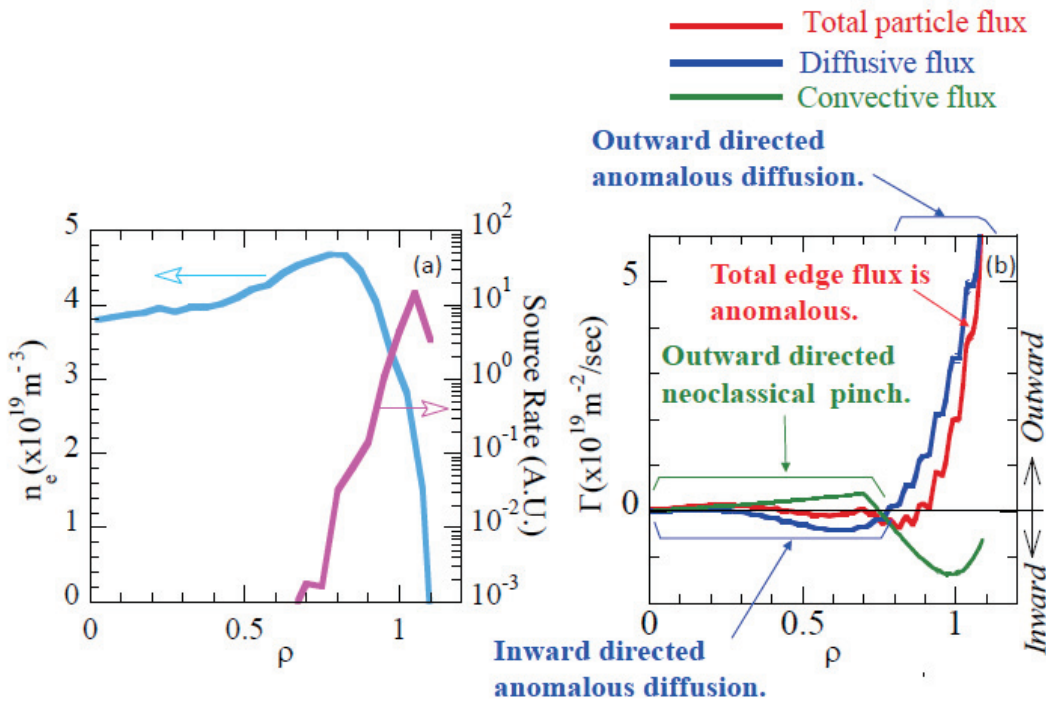


図 5-3 LHD における(a) 電子密度分布と粒子ソース (b) 密度変調実験で求めた拡散係数と対流速度を用いた粒子束分布

5.2 周辺部やダイバータでの輸送

(小林政弘)

(1) 周辺部に現れるストキャスティック磁場領域と電離領域

ヘリカル型装置では、周辺部にストキャスティック領域や磁気島が現れるため、ダイバータ板から L C F S (閉じ込め領域) までの距離がトカマク装置に比べて遠くなる。結果として、ダイバータ板でリサイクリングした中性粒子のほとんどは L C F S の外側で電離される。これは水素からの発光分布計測[5-6]や、3次元数値シミュレーション[5-7, 5-8]でも確認されている。数値シミュレーションによれば、ダイバータリサイクリング粒子のうち L C F S より内側まで中性粒子のまま侵入できるものは全体の数%であると見積もられる。

図 5-4 は L H D における周辺部の密度・温度分布の測定結果とその分布を 3 次元輸送シミュレーションで模擬したときの水素の電離分布を示す。電離のほとんどが L C F S の外側で起こっているが、密度 (注) の勾配は半径内側に向けて形成されている。シミュレーションでは磁力線を横切る粒子輸送は拡散のみで、内向きのピンチ等は含んでいない。従ってこのような密度分布は L C F S よりも内側に到達した中性粒子が閉じ込め領域で電離されてプラズマ源となることによって維持されていることになる。

図 5-5 には周辺部での磁力線長 (L_C) 分布を示す。半径内側に向けて接続長は長くなっていく。粒子が電離されてからダイバータ板まで戻するのに要する時間 τ_{res} (滞在時間、周辺部での閉じ込め時間) は、磁力線に沿った輸送によるもの $\tau_{res\parallel} = L_C / V_{\parallel}$ と磁力線を横切る輸送によるもの $\tau_{res\perp} = \lambda_{ion}^2 / 2D_{\perp}$ の競合 (どちらか小さい方) で決まっていると考えられる ($V_{\parallel}$: 磁力線方向のプラズマの速度、 λ_{ion} : 電離領域とダイバータ板間の距離、 $D_{\perp}$: 磁力線を横切る方向の粒子の拡散係数)。ダイバータに近い領域では、 $\tau_{res\parallel} < \tau_{res\perp}$ となり、トカマクの S O L と同様に平行方向の輸送が支配的と考えられるが、半径内側に向かうにつれて L_C が大きくなるため、どこかで $\tau_{res\parallel} > \tau_{res\perp}$ となる。このような領域では、垂直方向の輸送が支配的である。ヘリカル型装置における周辺部での粒子輸送の理解には、このような二つの輸送領域と電離フロントの位置関係を考慮した解析をすることにより、理解が深まると考えられる。

将来の炉では、ダイバータ板と L C F S の間の距離が長くなり、かつその間 (ストキャスティック領域、磁気島領域) に形成されるプラズマの密度・温度も高くなる。従ってリサイクリング中性粒子の電離の平均自由行程が短くなり、L C F S よりも内側まで到達できるリサイクリング中性粒子の割合は現行の装置よりも小さくなる。また、電離分布 (電離フロント) のほとんどが $\tau_{res\parallel} < \tau_{res\perp}$ のような領域に位置する可能性がある。このような状況では、磁力線を横切る輸送が拡散のみによるものであると仮定すると、ダイバータ板と L C F S 間の密度分布はより平坦なものになると予想される。これらについては、ペレット入射による粒子供給とあわせて調べていく必要がある。

注) この節を通して単に「密度」と書かれているところはプラズマの密度を意味し、中性粒子の密度は中性粒子密度と書くことにする。

(2) 非軸対称な磁場配位による粒子・運動量輸送に対する影響

ヘリカル装置では磁場配位の軸対称性が破れることにより、周辺部の磁場構造が 3 次元的となる。その結果、磁気島の形成や、磁気島の重なり合いによってストキャスティック領域と呼ばれる磁場構造が現れる。

S O L ・ダイバータ領域においては開いた磁力線に沿った輸送が重要となるため、粒子の輸送は常に磁力線に沿った圧力保存とともに考える必要がある。ヘリカル装置のダイバータの特徴の一つとして、この磁力線方

向の圧力保存が破れることがある [5-9]。図 5-6 (b)に示すように、周辺部にポロイダルモード数 m の磁場構造が現れた場合、ダイバータに向かうプラズマの流れがこれに沿うことにより、各流れのチャンネル間の距離はおおよそ $\lambda_m \sim 2\pi a / m$ と書ける。ここで a はプラズマ小半径である。従って、 m が大きくなるとチャンネル間の距離が短くなり、流れがお互いに垂直方向の輸送を介して相互作用を始める。隣のチャンネルの流れの向きはトロイダル方向に互いに逆向きとなるため、相互作用により運動量（動圧）の損失が起きる。すなわち磁力線に沿った圧力（静圧+動圧）保存が破れる。トカマクの場合には、X 点の一つ、すなわち $m=1$ であるため、このような効果は起こりにくいと考えられる。磁力線に沿った圧力の損失が起こると、SOL の上流部（例えば赤道面付近、あるいは L C F S 付近）とダイバータプラズマの結合が弱くなる。結果として、上流の圧力（またはコアの密度）の上昇に対してダイバータプラズマの圧力（または密度）が追従しにくくなる。これは中性粒子の圧縮に影響する可能性がある。

図 5-7 はこのような運動量損失の効果を様々な装置に対して評価した結果を示す。縦軸は上述の磁力線に沿った圧力損失の効果を現すパラメータ $\tau_{m\parallel} / \tau_{m\perp}$ であり、磁力線方向とそれに垂直方向への運動量の輸送時間の比である。この値が大きいと、チャンネル間の相互作用が大きくなり、圧力損失が起こりやすい。横軸（ $q_{\perp e} / q_{\parallel e}$ ）は、磁力線に垂直方向と平行方向のエネルギー輸送の比である。この値が大きいと、磁力線を横切るエネルギー輸送が増え、逆に磁力線に沿ったエネルギー束が減る。磁力線に沿ったエネルギー束が横切る方向の輸送で置き換えられることにより、磁力線方向のエネルギー輸送の結合が弱くなることになる。結果として、上流部に対してダイバータ部のプラズマの圧力が追従しにくくなる。図中で、青で示した装置では磁力線に沿った圧力が保存されていると考えられる場合で、**high recycling** と呼ばれる現象が確認されたものを示す。赤で示した装置では、**high recycling** が観測されなかった場合である。同じヘリカル装置であっても、磁場配位や装置サイズでダイバータプラズマの振る舞いが違うことがわかる。一般的な傾向として、主要な周辺磁場構造のポロイダルモード数 m 、磁気シア、衝突頻度が大きいほど輸送に対する 3 次元性が顕著になり、上流とダイバータ部のプラズマの結合が弱くなる。これはダイバータ部での中性粒子の圧縮の低下につながる。図 5-7 による解析から、このような効果は、 $(\tau_{m\parallel} / \tau_{m\perp})^2 (q_{\perp e} / q_{\parallel e}) > 3.6 \times 10^{-5}$ となるようなパラメータ領域に現れると思われ、将来の装置におけるダイバータがこのような運転領域にある場合には注意が必要である。これに対しては、バップル板の形状によってダイバータを閉構造化することにより、中性粒子の圧縮を促進させるような対策が必要になる [5-10, 5-11]。

(3) その他の研究課題

①ダイバータ板上の粒子・熱負荷の不均一性

ヘリカル型装置のダイバータでは、粒子（および熱）負荷がポロイダル・トロイダル方向に不均一となることが確認されている [5-12, 5-13]。ダイバータ板上の粒子負荷は、そこに接続する磁力線が長い程、またトロイダル方向に周回する間により閉じ込め領域に近づく程大きくなる。磁場配位が非軸対称であるため、これら磁力線の接続の仕方も非軸対称となり、結果として、非対称な粒子負荷分布が起こる。例えば L H D の場合には、トラス内側のダイバータ板にかなりの粒子負荷が集中する。プラズマの水平位置を、トラス外側に移動すると、この内側への集中の度合いは低くなり、トラスの上下のダイバータ板に広がっていく。ダイバータで

の排気と熱負荷除去にはこのような不均一性を考慮した設計が必要である [5-11]。

②第一壁での粒子リサイクリング量

第一壁でのリサイクリング粒子の密度分布と量を把握することは、中性粒子の電離分布と全体の粒子バランスを理解する上で極めて重要であると思われる。具体的には以下のような状況が予想される。ヘリカル型装置の場合、コイルの巻き方がトロイダル・ポロイダル方向に変化し、第一壁の形状はほぼコイル形状に追従して変化する。結果として、プラズマの磁気面と第一壁（すなわちコイル）との距離が様々に変化するが、一般的に、プラズマと第一壁（すなわちコイル）の位置が接近する箇所では、ポロイダル磁場が強くなるため、磁気面が密になり、LCFSと第一壁の距離も短くなる。このような箇所では、磁力線を横切って出てきたプラズマや、荷電交換した中性粒子束が増えると考えられる。またこのような場所でリサイクリングした中性粒子は、LCFSと第一壁の距離が短いため、より閉じ込め領域まで入り易いと考えられる。結果として、ダイバータ板でのリサイクリング粒子に対して、プラズマ密度の制御に大きく寄与する可能性がある。

また、第一壁でのリサイクリング粒子密度分布と量は、壁で排気される粒子分布にも影響すると考えられる。将来の炉において、何らかの事情で第一壁の温度が変化し、壁からの粒子放出がある場合には、これら壁排気の不均一性による密度制御への影響があるかも知れない。

LHDの開構造ダイバータにおける初期的な数値シミュレーションでは、第一壁とダイバータ板での中性粒子のリサイクリング粒子束はほぼ同等であるとの見積もりも出ている。炉設計に向けて、第一壁でのリサイクリング粒子束を予測出来るよう、研究を進める必要がある。

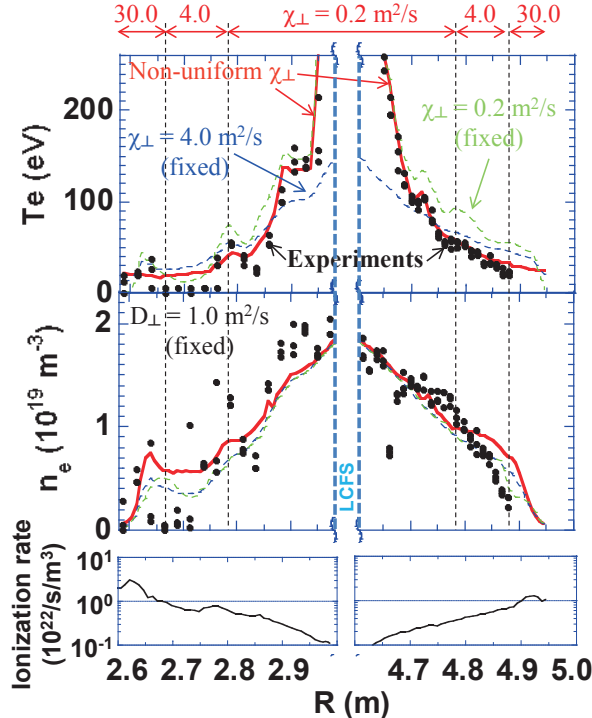


図 5-4 LHDにおける赤道面での T_e, n_e 、電離の径方向分布。 T_e, n_e の黒点はトムソン散乱計測、線は数値シミュレーションによる結果。エネルギーの輸送係数($\chi_{\perp}$)は空間的に変化させている。粒子の輸送係数($D_{\perp}$)は空間で一定。電離の分布は、シミュレーションによる結果。(磁気軸 3.75 m, #109715, $P_{\text{NBI}}=7$ MW, $t=4.40 \pm 0.05$ sec.)

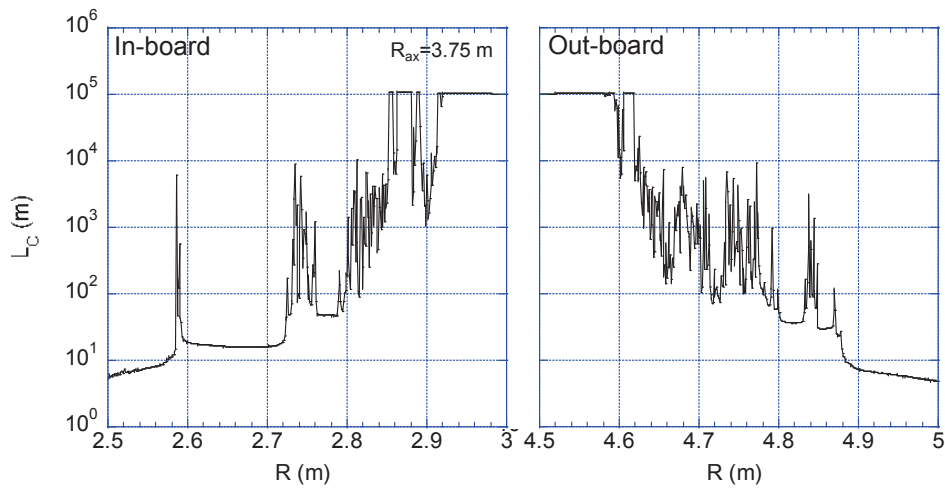


図 5-5：LHDの赤道面における磁力線接続長分布。（磁気軸 3.75 m、真空磁場近似）

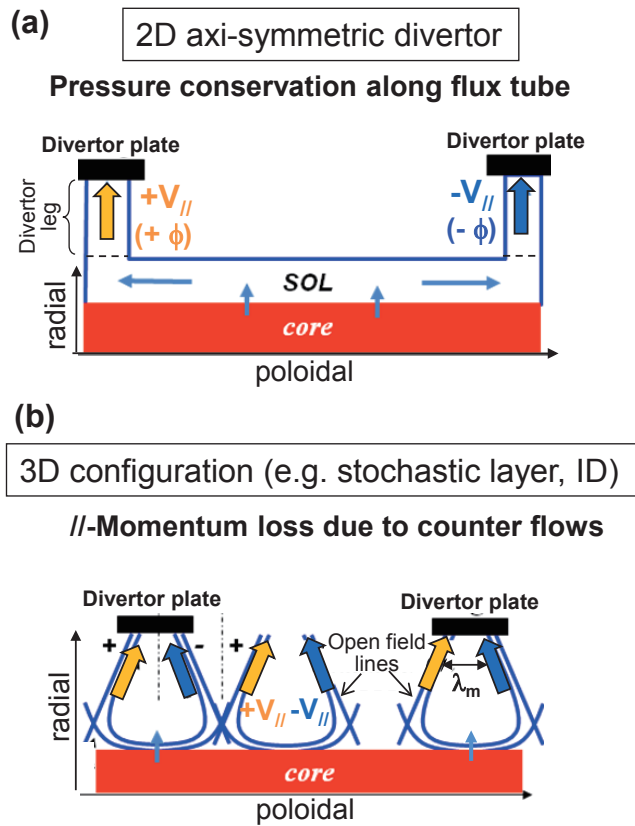


図 5-6：SOLにおけるプラズマ流 ($V_{||}$) の模式図。(a)トカマク型装置 (X点ポロイダルダイバータ配位) の SOL。(b) ヘリカル型装置 (ストキャスティック層、磁気島ダイバータ配位) の SOL。 $V_{||}$ の $\pm$ はトロイダル方向に正負の流れの向きを意味する。

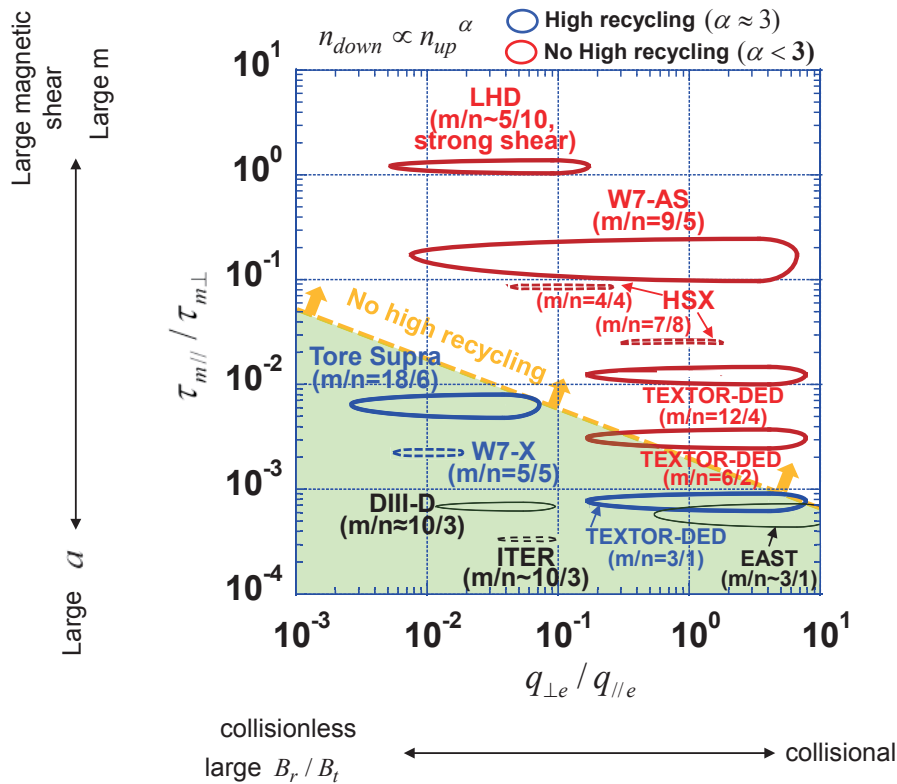


図 5-7：周辺磁場の 3 次元効果によるダイバータプラズマへの影響。縦軸は磁力線に沿った圧力損失の効果を示すパラメータ $\tau_{m\parallel}/\tau_{m\perp}$ ：磁力線方向とそれに垂直方向への運動量の輸送時間の比。横軸は磁力線に垂直方向と平行方向のエネルギー輸送の比 $q_{\perp e}/q_{\parallel e}$ 。 $\tau_{m\parallel}/\tau_{m\perp}$ 、 $q_{\perp e}/q_{\parallel e}$ 共に大きいと、3 次元磁場効果による圧力保存、エネルギー輸送への影響が大きい。青線：High recycling 現象が観測された（上流とダイバータ部のプラズマの結合が強い）装置、赤線：High recycling 現象が観測されなかった（上流とダイバータ部のプラズマの結合が弱い）装置。図中の陰の部分とは $(\tau_{m\parallel}/\tau_{m\perp})^2(q_{\perp e}/q_{\parallel e}) < 3.6 \times 10^{-5}$ の領域で、High recycling 現象が観測される領域を示す。

5.3 周辺電子密度分布に関する数値モデリングからの知見 （河村学思）

ダイバータプラズマの特性あるいは挙動を記述するため、古くからモデリング研究が行われている。SOL からダイバータ板に至る領域を限られた数の点で代表させる点モデル、磁力線に沿った輸送を 1 次元の流体方程式で解くモデルなどから得られた知見が炉のパラメータ設計等に用いられてきた。しかし、概念設計が核融合炉の高出力化と小型化に進み、また寿命やメンテナンスなどを含めた詳細設計が行われるにつれ、ダイバータ設計にはより高度な判断が求められるようになった。そのため、実際の装置形状や炉材料の情報を含めることで、より定量的な予測を与えるモデルの開発が行われ、装置に即した 2 次元あるいは 3 次元輸送コードが世界中の複数のグループで開発されている。プラズマと中性ガスをそれぞれ流体方程式と運動論方程式で記述する輸送コードが広く使われ、軸対称であるトカマク装置に対しては SOLPS・SONIC・EDGE2D-EIRENE・UEDGE-EIRENE などが代表的な 2 次元コードである。ヘリカル装置に対しては Max-Planck-Institut für

Plasmaphysik(ドイツ・グライフスヴァルト)のDr. Fengによって開発されている3次元コードである EMC3-EIRENE [5-14, 5-15]が LHD を含め[5-16]、主要なヘリカル装置やトカマク装置に適用されている。トカマク装置でも RMP 印加によってダイバータ領域に非軸対称性が強く現れるため、3次元コードの重要性が高まっている。

炉心の閉じ込め性能予測の関しては炉心サイズや形状へのスケーリング則が各装置で検証され、重要な指標となっているが、SOL/ダイバータあるいはエルゴディック領域(以下周辺領域と呼ぶ)のプラズマ性能を少数のパラメータで予測することは容易ではない。プラズマは磁力線によって強く束縛されているために、その形状および構造は磁場とともにおおむねスケールするが、中性粒子は磁場に束縛されず、さらに代表的なスケール長である電離平均自由行程は装置サイズと無関係に電子温度と密度で決まる。このため、電子あるいはイオン分布と中性粒子分布は異なるスケール長に支配されており、装置サイズが変わると粒子輸送の全体像が変わる可能性がある。グローバルな観点で炉心と周辺の相互作用を考える上で、装置サイズは重要なパラメータであると考えられ、装置サイズがプラズマに与える影響を理解しておく必要がある。本研究では、LHD 型ヘリカルデモ炉において、装置サイズがプラズマおよび中性粒子分布に与える影響を理解するため、LHD に近い放電条件を仮定して、LHD の単純スケールアップモデルを作成し、EMC3-EIRENE コードの結果を比較した。

磁気軸位置 $R_{ax}=3.6m$ の LHD 磁場配位と開ダイバータ形状を元に、2 倍および 4 倍に単純拡大した計算メッシュおよび壁形状を作成した。相互比較のため、粒子および熱の垂直輸送係数 $D_{\perp}$ と $\chi_{\perp}$ はそれぞれ $0.5 m^2/s$ と $1 m^2/s$ の値を共通で用いた。これらは LHD の放電を模擬する典型的な概略値である。炉心と周辺の境界面の電子密度に $7 \times 10^{19}/m^3$ を共通で用い、その境界面を横切る熱フラックス(電子とイオンに等分配)を $9.375MW$ 、 $75MW$ 、 $600MW$ と 8 倍ずつスケールアップした。 $9.375MW$ は LHD 放電において使われる加熱量と同じオーダーであり、 $600MW$ は $3GW$ の DT 核融合で発生する中性子とヘリウムが持つエネルギーのうち、ヘリウムがプラズマにもたらす加熱量である。結果としては、プラズマ体積あたりに加熱量を固定した条件となっている。軽水素プラズマを仮定し、ヘリウムを含む不純物は解かず、不純物の放射によるエネルギーロスもないと仮定した。中性ガスの排気と燃料供給を行わない、リサイクリング率 1 を仮定した。

図 5-8 に電子密度分布の比較を示す。図中の scale は装置サイズの拡大率を表し、LHD そのもの、2 倍、4 倍に拡大した場合であるが、比較のために縮小して同じサイズで示している。各分布中央の白い楕円領域は炉心領域であり、EMC3-EIRENE では解かず、その境界において前述の電子密度と流入する熱フラックスを仮定している。もっとも明確な違いは、4 倍スケールモデルで周辺電子密度が極端に高くなっていることである。2 倍スケールでも電子密度増加が見られるが、比較的小さく局所的である。また、図ではサイズを合わせて示しているために炉心周囲でほぼ同じ電子密度分布を持つように見えるが、実際にはスケールアップによって、より平坦な分布となっている。

図 5-9 に水素原子の電離密度分布の比較を示す。4 倍スケールの場合、電離がプラズマの表層に集中して、中性粒子が内部へほとんど進入しないことがわかる。中性粒子は磁場に束縛されないため、プラズマ温度と密度が同じならば、電離までのプラズマへの進入長は装置サイズに依存しない。したがって、スケール比が大きいくほど相対的に外側で電離することになり、炉心への燃料供給が減少する。実際、この計算で仮定した炉心領域に進入した中性粒子量は 1 倍スケールで約 0.3%、4 倍スケールで約 0.02%であった。炉心ではイオンが消滅することはないため、いわば袋小路の状態であり、電離した粒子はグローバルに見れば必ず径方向外向きに輸送される。そのため、ピンチ等の非拡散輸送が小さい状況では、外に向かって電子密度が減少する。このよ

うに、炉心への粒子供給効率の落ちる大型のプラズマでは電子密度分布が平坦化するため、炉心の電子密度を維持するためには周辺領域も炉心に近い高密度にならなければならないことが計算から示唆される。

図 5-10 に電子温度分布の比較を示す。スケールアップに従って、炉心の温度が増加する一方、ダイバータレグの電子温度は減少している。4 倍（および 16 倍）の表面積に 8 倍（および 64 倍）の熱が流れることになり、炉心側電子密度と熱送係数を固定した条件では、サイズ増加にともなって電子温度が増加することが説明される。一方で、ダイバータレグでは電子密度の増加の影響が上回るため、より低温になっている。

以上から、単純なスケールアップを用いた解析では、中性粒子の輸送に大きな違いが生じ、その結果として周辺電子密度の大幅な増加が生じることが示された。この電子密度増加は炉心プラズマ密度の制御性に大きく影響するため、その制御手法の研究は従来のサイズの装置よりも重要になると考えられる。ただし、この計算結果を見る際には、ガスの排気も燃料供給もないと仮定した点に注意が必要である。

スケールアップ比較の元とした LHD に対しては、ガス排気と燃料供給に対しての解析を[5-17]で行っており、その概要を述べる。磁気軸位置 $R_{ax}=3.6m$ の LHD 磁場配位と閉ダイバータ形状に対して、次の 3 種類の条件で EMC3-EIRENE 計算を行った。(a)粒子排気なし・供給なし、(b)粒子排気あり・ガスによる供給あり、(c)粒子排気あり・ペレットによる供給あり。排気はこの節で示してきた横長断面の主半径方向内側に設置されているドーム板の裏側から行った。(b)のガスによる供給はダイバータ板での再結合粒子を人為的に増加させることで、また(c)のペレットによる供給は炉心側境界からイオンを人為的に供給することで、それぞれ模擬した。定常状態を解くため、粒子の出入りは釣り合っている。また、炉心側境界での電子密度は固定した。図 5-11 にこの 3 種類の条件に対して得られた水素分子圧力分布の比較を示す。排気供給なしと比べて(b)のガス供給は、ポンプのあるドーム板下（図では左側）の領域のガス圧が減少したこと以外、違いは小さい。一方、(c)のペレット供給は全体的にガス圧が減少している。ここには図を示していないが、電子密度の径方向分布に関しても同様で、(a)と(b)の違いは小さく、(c)は(a)と比べて周辺の密度が減少しており、その影響で周辺の電子温度が上昇する結果となった。

このように、装置サイズを変えることで中性粒子とプラズマの相対的な特性長の変化が変化してグローバルな粒子輸送に大きく変わることで、そして粒子の供給方法によってもやはり粒子輸送が変わることが明らかになった。原型炉を含めた大型の装置においては、炉心の電子密度温度制御に対して粒子制御が非常に重要になると考えられる。核融合炉ではペレットによる燃料供給と真空ポンプによる排気が想定されているため、それを模擬する条件を用いた粒子輸送の解析を進めると同時に、その結果が妥当なものであることを現存の装置で検証することが必要である。また、不純物による放射冷却を積極的に利用することが想定される原型炉では、粒子輸送と熱輸送をあわせた解析が必要である。

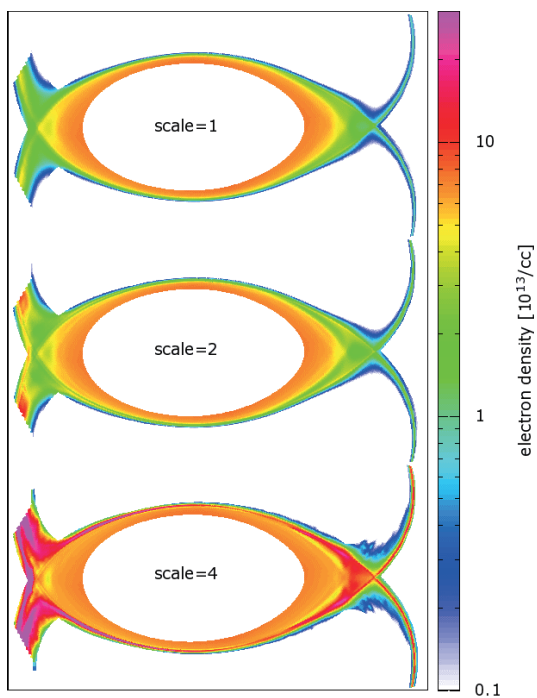


図 5-8 電子密度分布

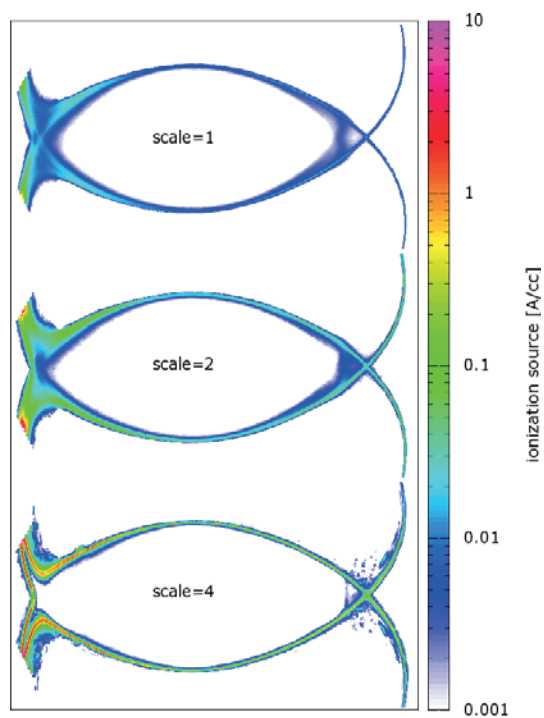


図 5-9 電離密度分布

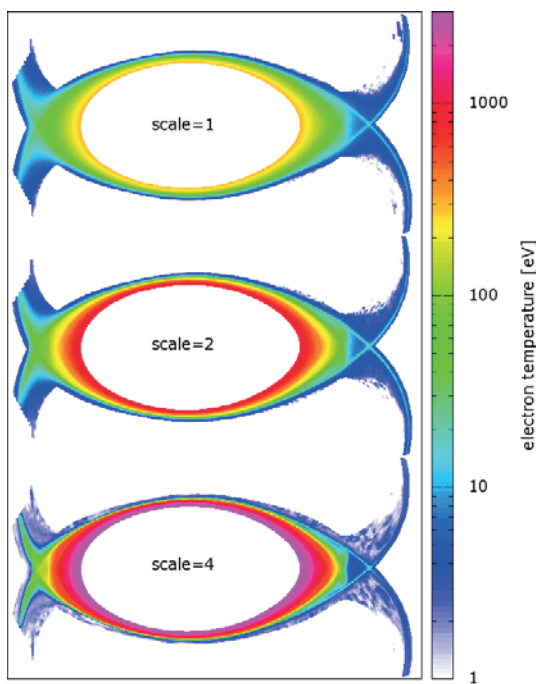


図 5-10 電子温度分布

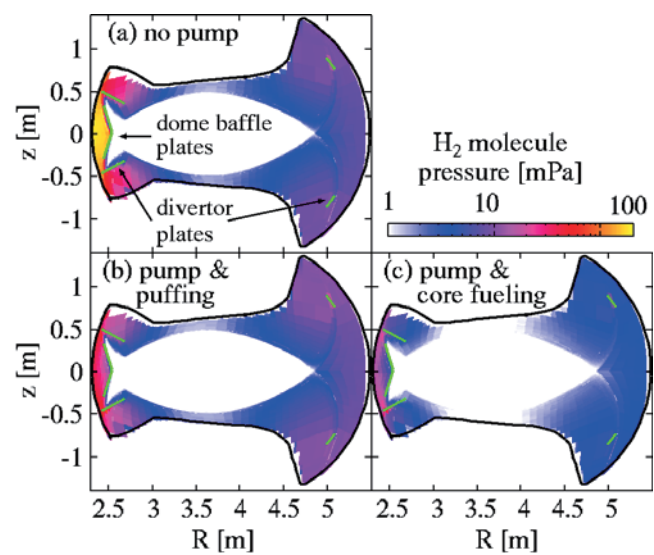


図 5-11 水素分子圧力分布

文献

- [5-1] H. Takenaga, K. Tanaka, K. Muraoka et al, “Comparisons of density profiles in JT-60U tokamak and LHD helical plasmas with low collisionality”, Nucl. Fusion 48 (2008) 075004
- [5-2] K. Tanaka et al, “Particle Transport of LHD”, Fusion Sci. Tech. 58 (2010) 70
- [5-3] C. Angioni et al, “Particle transport in tokamak plasmas, theory and experiment”, Plasma Phys. Control. Fusion 51 (2009) 124017
- [5-4] O. Yamagishi et al, “On the particle fluxes and density profiles in helical systems”, Phys. Plasmas 14 (2007) 012505.
- [5-5] A. Ishizawa et al, “Turbulent transport of heat and particles in a high ion temperature discharge of the Large Helical Device”, Nuclear Fusion 55 (2015) 043024
- [5-6] M. Goto et al., “Evaluation of hydrogen atom density in the plasma core region based on the Balmer-alpha line profile”, Nucl. Fusion 51 (2011) 023005.
- [5-7] M. Kobayashi et al., “Edge impurity transport study in the stochastic layer of LHD and the scrape-off layer of HL-2A”, Nucl. Fusion 53 (2013) 033011.
- [5-8] G. Kawamura et al., “First EMC3-EIRENE Simulations with Divertor Legs of LHD in Realistic Device Geometry”, Contrib. Plasma Phys. 54 (2014) 437.
- [5-9] M. Kobayashi et al., “3D effects of edge magnetic configuration on divertor/scrape-off layer transport and optimization possibilities for a future reactor”, Nucl. Fusion 55 (2015) 104021.
- [5-10] S. Masuzaki et al., “Neutral Gas Compression in the Helical Divertor with a Baffle Structure in the LHD Heliotron”, Plasma and Fusion Research 6 (2011) 1202007.
- [5-11] S. Masuzaki et al., “Design and installation of the closed helical divertor in LHD”, Fusion Engineering and Design 85 (2010) 940.
- [5-12] S. Masuzaki et al., “The divertor plasma characteristics in the Large Helical Device”, Nucl. Fusion 42 (2002) 750.
- [5-13] Y. Feng et al., “Modelling of island divertor physics and comparison to W7-AS experimental results”, J. Nucl. Mater. 313-316 (2003) 857.
- [5-14] Y. Feng et al., “3D edge modeling and island divertor physics”, Contrib. Plasma Phys. 44 (2004) 57.
- [5-15] D. Reiter et al., “The EIRENE and B2-EIRENE Codes”, Nuclear Fusion 47 (2005) 172.
- [5-16] G. Kawamura et al., “First EMC3-EIRENE Simulations with Divertor Legs of LHD in Realistic Device Geometry”, Contrib. Plasma Phys. 54 (2014) 437.
- [5-17] G. Kawamura et al., “Transport simulation analysis of peripheral plasma with the open and the closed LHD divertor”, TH/P6-39, 25th IAEA FEC, 2014, Saint Petersburg, Russia.



ヘリカルのプラズマ閉じ込め

(写真上)

尾瀬 燧ヶ岳（閉じ込め領域）から流れ
出た水は



(写真中)

裾野では方々に浸み出て浮島の間を縫っ
て静かに流れ、



(写真下)

最後は集いて拡散池に向う。

(第4章末尾のトカマクと対比)

第6章 燃料粒子循環系の設計検討

核融合炉の燃料循環系にはトーラスへのペレット、ガスパフ、NBI などからの D, T 燃料の供給と、トーラスからの灰としての He や不純物の排気とそれに伴う D, T 未燃焼ガスの排気が周辺設備の機能として求められるが、工学システムとしてみたときには別の視点が必要である。

既に 4.5 で言及したように、He の排気のために付随して排気される D, T 燃料ガスの流量の方が桁違いに大きい。このため、排気される D, T ガスは He や不純物を除いた後で再利用することが必要となる。即ち循環系ループを構成する必要があるが、この基本的なループの中に不純物除去、同位体分離、燃料比調整の機能を付与し、かつ燃料循環系全体を捉えてできるだけシンプルで、かつトリチウム・インベントリーを少なくするシステムを検討することが求められる[6-1]。

よく知られているようにこの中でトリチウム・インベントリーが大きくなる最大の要素は水素同位体分離のために極低温で一旦水素同位体を固体にしたあと分離する必要がある（深冷分離）[6-2]（この章末尾の注参照）、この過程でトリチウムを貯め込むことになるためインベントリーが増えることにある。したがって、もし排気・回収した、殆ど燃えていない DT 燃料をそのままペレットなどの燃料供給系に戻すことが出来れば、トリチウム・インベントリーを大きく減らすことが出来る。He や水素同位体以外の不純物は低温にしなくても分離することが比較的容易なため連続処理が可能である。一方ブランケットやトーラスからの排気の中に量は少ないが軽水素 H が含まれることを避けることが出来ない。したがって、軽水素だけは分離して除去する必要がある。以下の章ではこのような要求を念頭に置いて DT 混合燃料循環系の技術的成立性を検討する。

6.1 ペレット入射系

（坂本隆一）

（1）プラズマからの要求仕様

第4章、第5章で検討してきたように、ITER 以上の大きさの装置における燃料供給として、ガスパフでは最外殻磁気面の内側には中性粒子を供給することができない。また、NBI では燃料として必要な粒子数を供給することができないため、ペレット入射法が最も信頼できる燃料供給法と考えられている。ペレット入射によって最外殻磁気面の内側への燃料供給が可能であるが、燃焼プラズマ条件下では侵入長が浅く、コア部への直接粒子供給は困難である。トカマク配位では強磁場側（トーラス内側）からのペレット入射によって、ペレット溶発プラズモイドのドリフト輸送を利用して燃料供給分布を深くすることができるとが理論的にも実験的にも確認されており、ITER では $(0.8-0.85) r_p$ 程度まで粒子を供給することが可能である。しかしさらに深い燃焼領域への燃料供給に関しては、プラズマの輸送特性に期待するところが大きい。

以上のような物理的背景のもとでペレット入射装置はどのような特徴を持ち、全体のシステムにどのような影響を及ぼすかを検討する。すなわち、ここではペレット入射装置そのものの構造や R&D については述べないで、ペレット装置を一構成要素としてみたときのプラント全体との工学的関わりを検討する。

表 6-1 は現状ペレット入射実験が行われている JT-60U や LHD とともに、ITER 及び原型炉で検討されているペレット入射の例を示す。ペレット入射装置に対するプラズマからの要求は、

- ① 十分に深い粒子デポジションが得られるような位置から適切な速度でペレットを入射できること
- ② 核融合出力の大きな変動を引き起こさないようなペレットサイズであること

装置	粒子数/pellet	速度	侵入長	プラズマ
ITER	38×10^{20} $140\text{--}190 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$	500m/s, 20-40Hz	$r/a=$ 0.85-0.9	$n_{core} \sim 1.2 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$ $n_{sep} \sim (2.5\text{--}4) \times 10^{19} \text{m}^{-3}$
JA-DEMO	$(2\sim 4) \times 10^{21}$	$> 2000 \text{m/s}$ 2-3 Hz	$r/a=$ 0.85-0.9	$\langle n_e \rangle = 5.9 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ Pellet D:T=25:75 NBI D ⁰ 100
FFHR	2×10^{22}	$\geq 1500 \text{m/s}$ 2-10 Hz	$r/a < 0.7$ で 自己点火	$\langle n_e \rangle \geq 2.1 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$ プラズマ中粒子の5%
LHD	$(0.6\text{--}1.0) \times 10^{21}$ $(1.0\text{--}2.0) \times 10^{21}$	300-400m/s 1200m/s	$r/a \sim 0.5$ $r/a \sim 0$	$0.4\text{--}1.0 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$ プラズマ中粒子の20%
JT-60U	$(1\text{--}2.3) \times 10^{21}$ $43.3 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ 3.6×10^{20}	$< 2.3 \text{ km/s}$ $0.2\text{--}1.0 \text{ km/s}$ 1-10Hz	$r/a \sim 0$ 遠心加速法	$\sim 0.25 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$

表 6-1 ペレット入射による燃料供給の検討。JT-60U や LHD などの現状装置ではプラズマ中心部までのペレット入射が可能であるが、ITER 以降の大型装置ではペレット入射の侵入はコアプラズマの周辺部に限られる。図中青字で示したものが遠心加速法で、他は全てガス圧による加速である。

③ 入射周波数は必要な粒子束供給率を満たすことなどが基本である。

電離したプラズマが拡散のみで内向き輸送が起きると想定した場合、ヘリカル炉において、周辺密度限界を避けつつ自己燃焼条件を満たすためにはペレットを $0.7 r/a$ より深くまで侵入させる必要があり、そのときのペレット入射速度は 1500m/s 以上が必要とされている。また、このときの出力変動を 3 % 以下に抑えるためにはペレットサイズが粒子数 1.2×10^{22} atoms で 10Hz での入射が必要であった[6-3]、[6-4]。より深いコア部への侵入長を得るためには $10\text{--}20 \text{km/s}$ という超高速のペレットの開発が必要となり、現状の技術で見通しがあるわけではない。トカマクでも大略同様の結果が得られている[6-5]、[6-6]、[6-7]。また、ITER については第 4 章で詳しく述べたように[4-15]、[4-18]、D 及び DT 混合 (90T/10D) の 2 種類のペレットを準備しているが、これまでの装置とは異なりペレットの侵入長は周辺プラズマに限られる[6-8]。また表 6-1 では現在検討中のトカマク型およびヘリカル型の DEMO 炉でのペレット装置の仕様を示した[6-9]、[6-4]。これらの炉

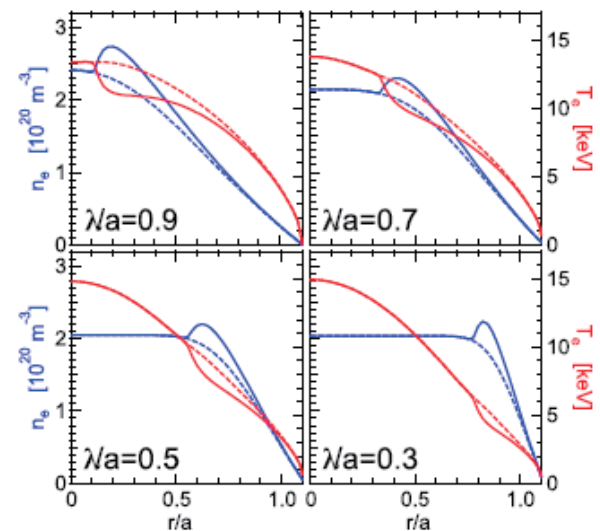


図 6-1 ヘリカル炉への $2 \times 10^{22}/\text{pellet}$ ペレット入射。速度を変えて侵入長を変えたときのプラズマ電子密度と電子温度の入射前後の分布変化。

に於いてはペレットサイズに応じてプラズマ密度や温度が変動し、これに伴って核融合出力も変動するが、例えば電子密度の上昇、温度の低下が制御により回復可能であるため、核融合出力の変動によるプラント機器への影響の度合いを考慮して決めることができる。同時に単位時間当たりの粒子供給量が要求を満たすように入射頻度 (Hz) が決められる。このように②と③はリンクするが、深い侵入長を得るにはペレットサイズも大きなものが必要となるので結局①も関係して最適な仕様を決めることになる。図 6-1 はヘリカル炉に $2 \times 10^{22}/\text{pellet}$ のペレットを入射するとき侵入長を変えたときの電子密度と電子温度の入射前後の径方向分布の変化を示している。ただし、このモデルでは粒子は LHD の高密度放電の特徴である単純な拡散的輸送で決まるとしている[6-4]。

なお、ヘリカル炉で自己点火の場合、線平均密度で 1 % の増大で核融合出力は 12 % 増大することがある。その理由は POPCON 上で傾きが小さいため、少しの密度増加が大きな出力増大につながる。 $Q \sim 10$ のサブイグニッション場合、線平均密度 2 % 増大で出力が 12 % 増大する。したがって、精度の高い線平均密度の測定が必要となる。

(2) トリチウムインベントリー

現状でプラズマからの要求に対応でき、技術的に信頼できるペレット入射装置はガス圧でペレットを加速して入射する方法である。図 6-2 に 3 GW の自己点火炉用の DT 混合ペレット入射装置の概要を示す。約 $3 \times 10^{23}/s$ のペレットを入射するためには射出用加圧ガスは射出するペレットの粒子束を 1 桁近く上回る流量が必要となる。加速に伴うこのような大量のガスがトーラスに流入することを避けるために差動排気によって殆どのガスを回収しペレット入射装置に戻す必要がある。射出用ガスとして He やその他の不活性ガスの使用は賢明とは言えず、 D_2 T_2 燃料ガスそのものを使用する。何故なら、固体のペレットを加速する場合、射出用ガスが射出方向に向って漏れることを防ぐ必要があり、また DT 混合ペレットからの溶発ガスが射出用ガスに必ず混じってしまい、使用中にトリチウム濃度が上昇して DT の同位体分離が必ず必要になってくるからである。これは射出ガスに D_2 ガスを用いても同じである。射出用ガスループの中で必要な循環ガス流量は膨大なので、不純物除去や同位体分離を行うとなると、膨大なトリチウム処理系が必要となる。

これに対してトリチウムが蓄積せず、循環している系ではインベントリーはさほど高くはならない。例えば図 6-2 のシステムでは DT 比 50 : 50 の混合ペレットを製造し、射出する装置であるが、射出用ガス系も同じ比率の混合ガスを用いるものであるが、この場合ペレット装置内の循環流量 (処理量) は約 700 kg/day とべらぼうに大きい、循環の時定数が 15 s 程度と短いために T_2 のインベントリーとしては 72 g と合理的な量に抑えることができる。

トカマク、ヘリカルを問わず、発電炉の燃料循環系全体をみたときに、トリチウム・インベントリーを低減する為にはトリチウムが固定される深冷蒸留による水素同位体分離を行わないことが鍵となる。核融合システム全体の中で飛びぬけて大量の DT を扱うペレット入射システムで混合ペレットが使えることになればトーラスからの排気ガスから He や他の不純物だけを取り除いてそのままペレットの生成に使うことができる、インベントリー最小のシステムを構築することができる。

施した結果、1MeV、250A/m²のDビームと1MeV、200A/m²のTビームの軌道が一致する事から、Dビームに最適化した加速器において、電流密度を調整することによりTビームの加速が可能である事が分かった。

さらに、DT混合ビームのもつ総合空間電荷 $\Sigma j(m)^{0.5}$ をDビームのみの場合の空間電荷に合わせれば、同一の加速器でDT混合ビームも加速できる可能性がある。DT混合ビームの電流密度比 j_T/j_D を α と定義すると、DT混合ビームの加速条件は、 $j_D = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{2+\alpha\sqrt{3}}} j_{pure D}$, $j_T = \frac{\alpha\sqrt{2}}{\sqrt{2+\alpha\sqrt{3}}} j_{pure D}$ であり、これを用いてDT混合ビームの2次元の軌道計算を実施した。結果として、図6-3で示すように、合計電流密度を通じて総合空間電荷を合わせることで、 α に関わらずDT混合ビームの加速が可能であり、発散角のみなならず、同じビーム軌道が得られることが分かった。また、 $\alpha=1$ の場合、合計電流密度は225A/m²となり、入射パワーはDビームの90%程度になる事が分かった。

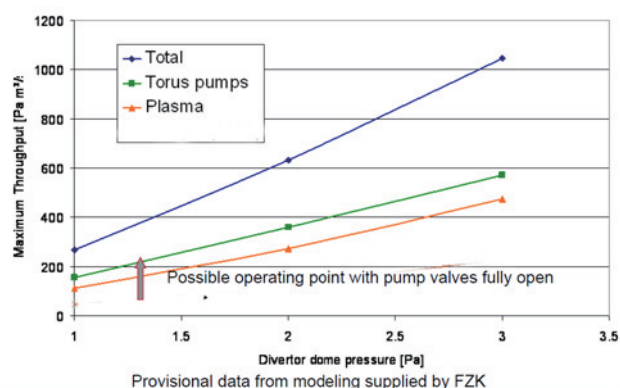
今後の課題として、負イオン源における負イオン生成用磁場を考慮した3次元軌道計算を実施し、DT混合ビームが磁場による偏向で分離する影響を調べると共に、残留イオンダンプの電場あるいは磁場による偏向の検討、ビームライン中のDT中性子発生量の検討が必要である[6-10]。

6.3 真空排気ポンプ

(1) 真空ポンプに対する要求

最近のダイバータシミュレーションの検討によって、ダイバータ室での中性粒子圧力が1Paを超えそうであることがわかってきた。図6-4はITERにおけるダイバータ・ドームの圧力と必要流量の関係を示したものである。原型炉の場合はデタッチメントを実現するためにさらに高い圧力が必要となる可能性があるという[4-21]。この圧力が数Paとなると、ダイバータ室の真空排気ポンプとして分子流ポンプを使わなくても良く、いきなり粘性流ポンプを使うことができる。図6-5は圧力とコンダクタンス（排気速度）の関係を示したものでDは配管の代表的口径を示す。原型炉では特徴的なDの大きさを0.5~1.0mと思うと、横軸はダイバータ室（あるいはサブダイバータ室）のD、Tガスの圧力或いはその1/2に等しい。即ち、ダイバータで排気する領域は中間流から粘性流領域に入り、これまでの装置やITERで想定してきた分子流領域で使われる、クライオポンプやターボ分子ポンプをスキップして粘性流ポンプで排気すれば良いことになる。分子流領域で一定の流量を排気するためには極めて大きな排気速度のコンダクタンスや真空排気ポンプが必要となるが、いきなり粘性流領域のポンプを使うことができれば真空排気系は大いに単純化することができる。この場合、トリチウムを含む気体を扱うことが出来る粘性流ポンプの開発が必要となるが、ITERの工学設計段階の頃に既に

Max throughput for 4 pumps pumping during plasma



セラミックポンプの動作領域を拡大する目的で粘性流から使用できるポンプの開発が進められていた[6-14]。これについては次項(2)で述べる。

図 6-4 ITER におけるダイバータドームの運転圧力領域[Pa] と最大流量[Pa m³/s] 文献 [6-11]、[6-12]による。

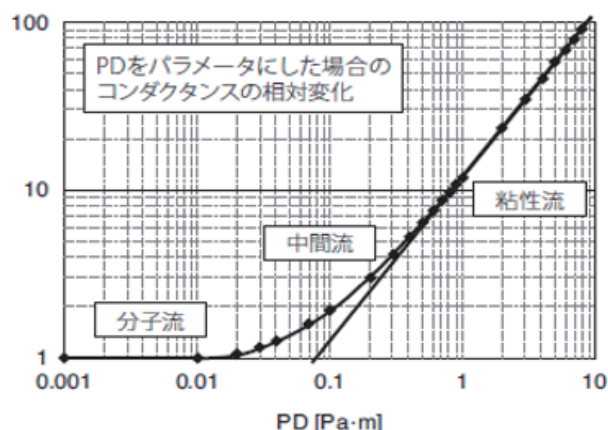


図 6-5 PD を変化させた場合のコンダクタンスの相対変化 文献[6-13]による。
P は圧力、D はダクトの径

(2) 真空ポンプの開発

(清水克祐)

セラミック製ポンプの開発は[6-15]、当時の日本原子力研究所が主導的な立場で、1985 年頃から、(1)強い磁場中で運転できること（耐磁性）、(2)燃料となる水素同位体を排気できること、(3)放射性物質であるトリチウム・インベントリが少ないこと、(4)中性子等の放射線照射に耐性があること（耐放性）、(5)真空域から大気域までに対応できる排気特性を有すること、を目標として始まり、1992 年に開発が終了するまでに、低真空領域から高真空領域まで排気が可能なシステムが提案された。しかしながら、実用化（量産化）までには至らなかった。

セラミック製ポンプの特徴を概説する。ポンプ回転体（動翼）の材料として、当時、自動車用ターボチャージャー、ガスタービンローターで実績を有した窒化ケイ素（ Si_3N_4 ）が選定された。回転体の駆動力は、磁場環境下で使用することを考慮して、ガスタービン方式とし、軸受部は、潤滑油のトリチウム汚染を回避するために、気体軸受方式とした。これらのシステムの健全性確保に向けて、要素技術開発、組み合わせ検証試験が行われた。

セラミック製ローターを製作するための接合技術としては、種々の方式の中から高融点ろう材を用いた真空ろう付け法が開発された。その接合界面の健全性評価手法としては、超音波探傷法、X 線 CT 法等の適用性を調査し、超音波探傷法の方が有効との結果を得たが、実用化までの道のり途中で終了した。高速回転体としての安全性確保のために、動的荷重試験等を実施し、当時の設計荷重に対しては健全性を確保できる見通しを得た。軸受部の気密性に関する試験、排気性能試験等々が行われ、システムとしての成立性を見通しを得ることができた。

真空排気容量に関しては、排気容量 1000ℓ/sec クラスのターボ分子ポンプの開発に始まり、バックキングポンプとの組み合わせによる低真空域から高真空域までのポンプシステムの概念が構築された。さらに、大型化、大容量化の開発に移行し、10000ℓ/sec クラスのポンプシステム、さらには、用途を拡張した粘性領域まで対応可能なポンプシステムが開発された。核融合炉向け用途に限らず、排気容量 30000ℓ/sec クラスの汎用のポンプシステムが提案された。

1992 年以降に、セラミック製ポンプの報告はあまりないが、2009 年に、大気圧ターボ分子ポンプに関する技術報告があり [6-16]、セラミックローターと金属ローターとを組み合わせたもので、大気圧から低真空域は、セラミックローター部が支配的な役割を担うコンセプトとなっている。

ITER では、クライオポンプを用いた真空排気システムとなっているが、定常、連続排気となる将来の核融合炉では、上述の(1)~(5)を再考したポンプシステムの開発が必要となる。

6.4 同位体分離

(林 巧)

核融合炉では、その融合反応の相対的な容易さから重水素（D）と三重水素（T:トリチウム）が燃料として用いられるが、その燃料供給の観点では、以下の要求により水素同位体分離が必要とされている。

- 1) 炉内での重水素とトリチウムの存在割合が 1 : 1 となるよう燃料供給すべき。
- 2) 燃料供給系では、単一同位体ガス (D か T か) での供給が望ましい。
- 3) 中性粒子ビーム加熱では D 単独ビームでの使用実績はあるが、T または D+T ビームの実績はなく、本方式をプラズマ加熱に使用する場合は、T 又は T リッチな DT 燃料の供給が必要。
- 4) 種々の経路で燃料循環処理ループに混入し得る軽水素は、ある一定の値以下で制御すべき。

この水素同位体分離には種々の方式があるが、ITER (0.5GW 熱出力) [6-1]、[6-2]やその後の核融合炉 (2 ~ 3GW 熱出力) においては、燃料取扱処理量 (ITER 設計要求: 200Pam³/s) が大きいことと、同位体分離性能が大きいことなどの利点から、水素同位体の沸点の差を利用し液化水素を蒸留する方式 (深冷蒸留法) が採用されることになる。図 6-6 に ITER の水素同位体分離装置における深冷蒸留塔の塔構成例を示すが、本方式の水素同位体分離は高純度のトリチウム製造実績もあるが、水素を液化することから処理量に比例した液ホールドアップ、純度要求に応じたトリチウム・インベントリーの増大 (図 6-6 では No. 1 と No. 4 の塔) が懸念される。特にトリチウムは放射性物質であることから、液体水素の一般可燃性高压ガス取締法の管理に増して、放射線障害防止法上の十分な安全取扱が必要となる。

表 6-2 に ITER と核融合炉の主燃料循環処理ループへの要求値を比較して整理したが、DT 磁場閉じ込め核融合炉の場合、1 日約 0.45kg のトリチウムを燃焼する必要がある、全体の循環処理量として、数 10kg-T/日が必要であることがわかる。この燃料循環処理ループを安定的に連続運転するためには、最低限のインベントリー (ITER では約 1kg と想定) は必要不可欠であるとは考えるが、核融合炉では、ブランケットでのトリチウム生産と回収使用 (自給自足) を念頭に、少なく出来るに越したことはない。この主燃料循環処理ループ内でのインベントリーを少なくするための鍵になるのが、上述の深冷蒸留塔による同位体分離装置であり、極力必要のない同位体分離を行わないことである。そのためには、以下の考慮が必要となる。

- ① 燃料供給系及び中性粒子ビーム加熱装置で、DT 同位体分離が必要ないこと。
- ② 真空容器 (第一壁、ブランケット含む)、ダイバータなどの冷却系に軽水を使用する場合、冷却水へのトリチウムの混入を極力抑えること。
- ③ 固体リチウムセラミクスを用いた増殖ブランケットでは生産したトリチウムを効率よくパージするために軽水素を添加するがその量を極力少なくする ($H/T < 100$)。若しくは、別の先進増殖ブランケットにより高同位体純度のトリチウムを直接回収する。

基本的に、①が達成できれば、避けられない軽水素同位体の混入量のみをプラズマ運転に影響のない濃度レベルに制御すれば良いことになる。したがって、図 6.6 の深冷蒸留塔の構成は No. 1 と No. 2 のみで良く、水素同位体分離装置での必要処理割合 (C%) も、全体の燃料循環処理量に対する混入軽水素量の割合 (A%) と制御したい軽水素濃度 (B%) にも依存して、理想的には $C = 100 \times (1 - B/A)$ 程度の割合を処理すれば良いことになる。②③の処理要求とのバランスにも依存するが、同位体分離装置でのトリチウム・インベントリを低減でき得る。

なお、トリチウム・インベントリーは、許認可上、一時的に隔離弁などで閉止できる最小区画内での量が制限されることになる。例えば、ITER では、決定論的な事故進展シナリオとして、最小区画内でのトリチウムが全て放出されると仮定し、この時の影響緩和機能 (トリチウム除去設備で ITER では 90% 以上は回収する) によって環境への放出量を評価し、敷地境界でも 1 mSv を超えない値として、最小区画内でのトリチウム・インベントリを 70 g と評価しているが、水素同位体設備としては現実的には困難である。上記①の対応により、この安全上の要求も緩和でき得る。

表 6-2 主燃料循環系での必要トリチウム処理要求など

	ITER (0.5 GWth)	DEMO (3GWth)
DT flow rate [Pam^3/s]:	200	~ 200
DT reaction rate [%]:	0.3	A few
T processing [kg/day]:	5.8	~ 23
T Combustion [kg/day]:	0.017*	0.45
Tritium Inventory (Main Fuel cycle loop) [kg]:	< 1	~ 1

*: 0.5GW x 450s x 2shots/h x 24

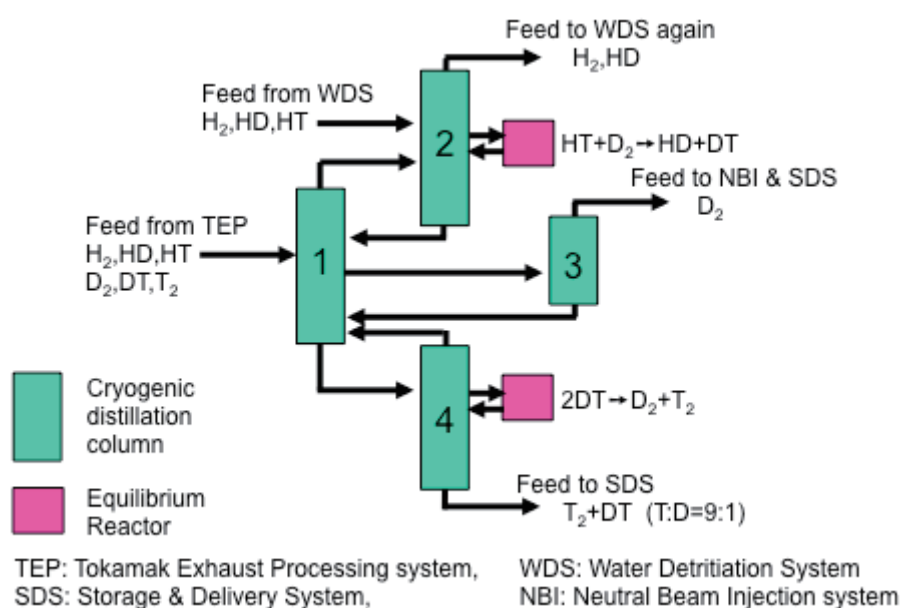


図 6-6 ITER における水素同位体分離装置（深冷蒸留塔）の塔構成例[6-2]

6.5 ループ構成

以上のような部分検討を反映させた燃料を中心とした循環システムのループとして、図 6-7 が考えられる。6.4 で検討したように、ダイバータ室から排気された He ガスを含む DT 混合燃料ガスは最初に常温で He や他の不純物が除去される。このとき混合ガスの中にはわずかな量の軽水素 H_2 ガスが含まれるが、これを除去しようとして D, T, H の全量を分離する深冷同位体分離を行うことにすると、トリチウムのインベントリは途端に大きくなる（図 6-8）。そこで、main loop では D, T の分離は行わず、その一部を取り出した sub loop で H のみを分離する深冷分離を行うこととする。この方法は軽水素の濃度が一定レベルに達するまで許容される場合に取り得る方法である。DT 調整器では燃焼によって減少し、バランスがずれた分だけ不足する D または T ガスを補給する。このようにして、D, T 混合ガスの深冷分離を最低限の規模にして系の中に滞留するトリチウム量を抑えることができる。ただし、ブランケット系では生成してスweepされたトリチウムは大量の He ガスの中に混じった形で取り出されるので、トラス系の不純物分離系とは別に He などを分離処理したうえで DT 混合ガス系に合流させる。平均 TBR が 1 であればブランケット系を接続することで D と T の比は 1 に保たれ、He に転化して消費された分だけ D, T を供給すればよい。しかし、ひとつ大きな課題がある。固体ブ

ランケットを用いる場合、He の回収を容易にするためにスイープガスに軽水素を混ぜるというアイディアがある[6-19]。混合する軽水素の量はTよりも遥かに大量なので、軽水素除去のための深冷分離は大規模なものになってしまう懸念がある。軽水素を混ぜるとTの放出速度が速くなるという過渡的視点ではなく、定常状態でのトリチウム取り出しにおいて本当に軽水素を導入することが必要か否かを検討し、T取り出し特性とプ

ラント設計との整合をとる必要がある。

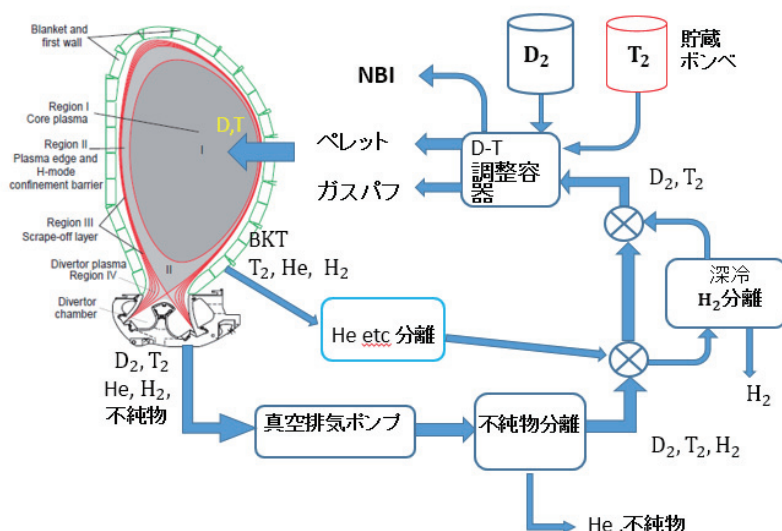


図 6-7 前節までの検討を踏まえた燃料循環系のループ

真空ポンプで大気圧状態になった混合ガスは He などの不純物分離されたあと、D-T 比調整容器に導かれる。軽水素だけが、小さなサブループで深冷分離で除去される。

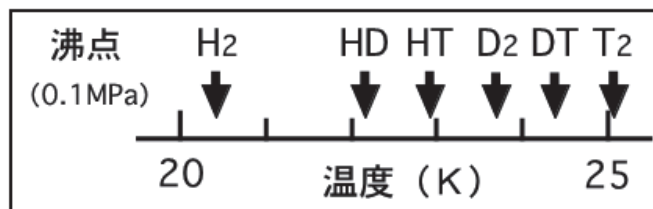


図 6-8 水素同位体の分離は液体水素の蒸留における沸点の差により行われる。

水素同位体の沸点 (K)

文献

- [6-1] 林 巧他、「ITER トリチウムプラントの開発」 プラズマ・核融合学会誌 92(6) (2016) 440.
- [6-2] 山西敏彦 「深冷蒸留を用いた水素同位体分離」 プラズマ・核融合学会誌 92(1) (2016) 21.
- [6-3] R. Sakamoto, H. Yamada, “Fueling requirements of super-high-density plasmas towards innovative ignition regime” Fusion Eng. Design 89(6) (2014) 812.
- [6-4] R. Sakamoto, H. Yamada, “Prospects for Self-Burning Operation in Heliotron-Type Fusion Reactor” IEEE Transactions on Plasma Sci. 44(11) (2016) 2915.
- [6-5] S.L. Milora et al., “Review Paper Pellet Fueling”, Nucl. Fusion 35(6) (1995) 657.

- [6-6] K. Kizu et al., “A repetitive pellet injection system for JT-60U”, Fusion Eng. Design 58-59 (2001) 331.
- [6-7] H. Takenaga et al., “The characteristics of the internal transport barrier under reactor relevant conditions in JT-60U weak shear plasmas”, Nucl. Fusion 49 (2009) 075012.
- [6-8] A.S. Kukushkin et al., “Physics requirements on fuel throughput in ITER”, J. Nucl. Materials 415 (2011) S497.
- [6-9] S.Tokunaga et al., “Conceptual design of pellet fueling system for DEMO”, Fusion Eng. Design (2017).
- [6-10] Y.Kojima et al., “Analysis on acceleration of DT-mixed ion beams in a negative ion acceleration for a DT-mixed Neutral Beam Injector”, Fusion Eng. Design, 121 (2017) 145.
- [6-11] R. Pearce et al., “Vacuum Systems and Disruption Mitigation”, ITER Fueling Workshop Dec. 2008.
- [6-12] R. J. Pearce et al., “The ITER divertor pumping system, design evolution, simplification and performance”, Fusion Eng. Design 88(6-8) (2013) 809.
- [6-13] 千田裕彦 「粘性流領域における真空排気の理論計算とその応用」 SEI テクニカルレビュー 176 (2010) 1.
- [6-14] 第3回原型炉運転制御シンポジウム向け発表資料「核融合炉用機械式真空ポンプの課題と要件-セラミックローター真空ポンプについて-」 2016年2月
- [6-15] 阿部哲也他、「セラミックターボ型粘性真空ポンプの性能試験」、真空 37 (1994) 161.
- [6-16] 川崎裕之、小神野宏明、「大気圧ターボ分子ポンプの開発」、エバラ時報、No. 225, 2009-10
- [6-17] P. Clark Souers “Hydrogen properties for fusion energy”, Univ. Calif. Press Ltd., London, Eng. ISBN 0-520-05500-4.
- [6-18] R.J.H. Pearce et al., “Gas species, their evolution and segregation through the ITER vacuum systems”, Vacuum 86 (2012) 1725.
- [6-19] 谷川 尚：私信.

第7章 原型炉に向けて見えてきたその他の物理課題

7.1 実験・中性粒子輸送シミュレーションでわかってきたこと (福山 淳)

本節では燃料粒子、不純物粒子の輸送に関してこれまでに実験や理論で分かっていること、およびシミュレーション計算でわかったことなどを纏める。SOL やダイバータを含め、種々のシミュレーション・コードが開発されつつあるが、それぞれのコードの特徴とコード相互の関係を示した上で何が不足しているかを記述して今後の発展の方向性を議論する。

(1) 粒子輸送と両極性

燃料粒子や不純物粒子の空間分布とその時間発展を支配する粒子輸送は、熱輸送と同様に衝突輸送と乱流輸送から構成され、その物理機構の理解も進展している。しかしながら、熱輸送と大きく異なる点は、両極性という拘束条件が課せられていることである（本節の最後の解説参照）。新古典輸送は、トロイダル方向の運動量の保存から両極性条件を満たしているとされることが多いが、それが成り立つのは定常状態であり、外部からの運動量注入がない場合に限られる。乱流輸送も磁場に垂直な運動量の保存から両極性であると考えられる場合が多いが、波が運動量を運ぶ場合は局所的には成立せず、運動量の拡散、すなわち粘性として取り扱うことも必要となる。さらに、新古典輸送と乱流輸送はそれぞれが両極性を満たしていると仮定される場合も多いが、両極性はすべての荷電粒子と物理過程に対して全体として成り立つべき条件である。従来の拡散型輸送方程式による記述は、新古典輸送と乱流輸送はそれぞれ独立に両極性が成り立つとして輸送係数を求め、全イオンの密度分布を輸送方程式によって計算し、電荷中性条件が成り立つように電子密度を決めている。トロイダル方向の運動量緩和時間よりも短い過渡現象や外部からの運動量注入が無視できない場合には、各粒子種の運動方程式とガウスの法則を自己無撞着に解く TASK/TX コード [7.1-1] のようなアプローチが必要である。また、乱流輸送についても、両極性を仮定して拡散係数や粒子ピンチ速度を求めるのではなく、粒子種間の運動量交換や粘性として表すアプローチも必要である。

(2) 不純物輸送

燃料である水素イオンとは異なり、不純物イオンは複数の荷電状態をもち、その空間分布は電子温度に依存する電離と再結合の釣り合いに強く依存する。そのため、荷電状態の異なる不純物イオンの空間分布から電子温度を求めることも行われる。しかしながら、電荷数の大きな不純物イオンの新古典輸送は水素イオンとは大きく異なることから、不純物の中心部への蓄積や不純物が中心部から押し出される不純物ホールの形成が観測されている。これらの現象は、Open-ADAS [7.1-2] のような原子分子過程データベースを用いて不純物輸送シミュレーションによる解析が進んでいる。それに対して不純物イオンの乱流輸送は十分には評価されていない。また、これまではバルク成分である電子や水素イオンとは別に不純物の輸送を取り扱うことが多かったが、新古典輸送や乱流輸送を取り入れて、バルク成分と同時に輸送シミュレーションを行うことが望まれる。

(3) 中性粒子輸送

中性粒子の空間分布は、壁からの放出、ガスパフ、中性粒子ビーム入射、ペレット入射等の粒子源と電離・再結合・拡散・排気・吸着等の原子分子過程の釣り合いによって定まる。その解析には、粒子源の非軸対称性と比較的遅い拡散速度のため、3次元効果を容易に取り入れることができるモンテカルロ法を用いた粒子シミュレーションが主に用いられている。しかしながら、周辺部の高い密度とプラズマ中心部の低い密度の差が数桁にも及び、プラズマ内部の中性粒子密度の精度を高めるためには非常に多くのシミュレーション粒子数を必要とする。プラズマ中心部の中性粒子密度は、その電離がプラズマの密度分布に、荷電交換がエネルギー損失

に影響を与える可能性があり、必要な精度を得るために流体として拡散方程式を解く手法を併用することも必要であろう。

(4) SOL 輸送

高温プラズマとダイバータ面や壁面との間を満たしている SOL プラズマは、ダイバータ面や壁面への粒子と熱の流れ、輻射による冷却、高温プラズマの温度や密度の境界条件等を支配する。中性粒子や不純物イオンの粒子モデルと組み合わせた流体モデルによるシミュレーション[7.1-3]が進展し、実験結果をかなり説明できるようになってきている。しかしながら、磁場勾配や電場によるドリフト運動を正確に入れた例は少なく、輸送係数も実験を再現するように経験的に与えている場合が多く、原型炉への外挿性は不十分である。その理由としては、流れのある開放系の平衡配位の解析が確立していないこと、SOL における乱流輸送モデルの開発が遅れていること、粒子輸送における両極性条件の取り扱いが十分検討されていないこと、高温のコアプラズマとの結合が開発途上であること等があげられる。SOL 輸送のモデリングを進展させるためには、運動論的解析 [7.1-4] との比較・検証を進めると共に、これらの課題を解決することが急務である。

(5) 今後の課題

粒子輸送の理解とシミュレーションによる定量的な評価は、原型炉運転制御において非常に重要である。両極性条件を仮定せずに輸送シミュレーションを行う TASK/TX コードは、非円形断面に拡張され、新古典輸送も正確に記述できるようになったが [7.1-4]、多粒子種への拡張が粒子輸送解析には必要である。不純物輸送に関しても、不純物輸送モジュールを従来の輸送コードに組み込み、自己無撞着な解析が可能となることが望まれる。また、多粒子種化に伴って並列処理による高速化も必要となる。これらのコア粒子輸送の解析コードの整備は1～2年で進めることが可能であるが、信頼できる乱流粒子輸送モデルの開発・検証には数年が必要であろう。中性粒子輸送には現在のモンテカルロ法モードでも解析が可能であるが、流体モデルによる高精度化も1～2年で可能であろう。SOL 輸送については、既に2次元コードが開発され、解析が進んでいるが、コアプラズマとの結合、ドリフト運動を含めた新古典輸送や乱流輸送の導入、運動論的解析との比較・検証等の課題を解決するためには数年を要するであろう。

● 両極性条件 (Ambipolarity Condition)

イオンと電子の拡散係数が異なる時、両者の流束の差が電場を生じさせ、この電場が拡散の大きい方の粒子を引き戻す方向に働き、定常状態では両者の流束は等しくなる。この流束が一致する条件： $\Gamma_i = \Gamma_e$ を両極性と呼び、このときの流束を両極性流束と呼ぶ。更に、両極性条件 $\Gamma_i = \Gamma_e$ によりこの状態の電場が決定されることになる。簡単のため密度勾配と電場による拡散のみを考慮し、拡散係数 D_s および移動度係数 μ_s を用いてイオンおよび電子の流束が $\Gamma_s = D_s (n' - \mu_s neE/T)$ で与えられるとすると、両極性条件により電場 E は

$$\frac{eE}{T} = \frac{n'}{n} \frac{D_e - D_i}{\mu_e D_e - \mu_i D_i}$$

となる。トラス系プラズマなど閉じた磁気面があるプラズマの定常状態を考えた場合、新古典流束を Γ_s とすると両極性条件は径方向電流の磁気面平均 $\langle J^r \rangle$ がゼロであること： $\langle J^r \rangle = e[\langle \Gamma_i^r \rangle - \langle \Gamma_e^r \rangle] = 0$ となる。ヘリオトロン/トルサトロンなど非軸対称系では、イオンおよび電子の径方向流束がそれぞれ電場の関数であり、この両極性条件が径電場を決定する条件となる。他方、軸対称性があるトカマクにおいてはこの両極性条件が内在的に満たされていることから（径電場に無関係に常に $\Gamma_i = \Gamma_e$ ）、径電場は両極性条件では決まらない。（核融合研 村上定義）

7.2. 制御から見た壁と粒子の関係

(時谷政行)

本節では現状の装置で定常運転を試みたときの壁と粒子の関係をレビューし、完全定常が必要な原型炉ではどのような状況が満たされないとならないか、また定常状態から逸脱しようとした場合、壁は制御の視点ではどのような働きをするかについて記述する。

(1) 定常運転を妨げる要因

大型ヘリカル装置 LHD や TRIAM-1M における材料実験の結果から、定常運転を妨げる要因となるプラズマ壁相互作用(PWI)は、「①壁排気率の動的変化による密度制御の不安定化」、「②突発的な不純物混入によるプラズマ放電の停止」に大別することができる[7.2-1~7.2-5]。そして、①と②を引き起こす主要な物理素過程は、低 Z 材料と高 Z 材料が混在する対向壁環境によってもたらされる「(A). Mixed-material 堆積層の形成」と「(B). 金属材料へのヘリウム粒子による照射損傷の形成」であると言える[7.2-4, 7.2-5]。LHD における長時間放電実験の PWI 解析の結果を元に、①と②について詳細に解説する。

(2) 壁排気率の動的変化による密度制御の不安定化

LHD での高加熱入力の長時間放電は、水素マイノリティの ICH+ECH 加熱によるヘリウム長時間放電が主に行われてきた。これまでの長時間放電の最高記録では、加熱入力パワー $P_{ICH+ECH} \sim 1.2 \text{ MW}$ で $n_e \sim 1.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T_{i,e} \sim 2 \text{ keV}$, のプラズマを 48 分間維持した記録がある。そのときの壁排気率(Γ_{wall})の変化を図 7.2-1 に示す[7.2-5]。壁排気率(Γ_{wall})は大きく分けて 3 つの phase(1~3)に分類することができる。Phase 1 では、約 300 秒にわたって $\Gamma_{\text{wall}} \sim 1.0 \times 10^{20} \text{ He/s}$ の高い壁排気率で、ほぼ 100%のヘリウムが壁に排気されていることがわかる。ところが 400 秒以降の Phase 2 では、それが一転してマイナスの壁排気率 $\Gamma_{\text{wall}} \sim -3.5 \times 10^{18} \text{ He/s}$ となり、壁に捕捉されたヘリウムが放出されている。マイナスの壁排気は 1500 秒程度まで継続する。一般的に考えて、壁が粒子放出に転じた場合、壁飽和現象が予想され、同じプラズマ密度・温度が継続される以上、壁排気が復活することは無いと考えていた。ところが、Phase 3 では、再び $\Gamma_{\text{wall}} \sim 1.4 \times 10^{19} \text{ He/s}$ で壁排気がプラス側に転じる現象が見られた。この興味深い壁排気機構を担っている要因を突き止めるために、図 7.2-2 に示す試料駆動装置を用いて、LHD 第一壁と同じステンレス鋼(SUS316L)試料を図 7.2-1 とほぼ同様な長時間放電に 1000 秒, 3389 秒, 9980 秒曝露させた。図 7.2-3 は、それぞれの曝露時間後の SUS316L 試料表面を透過型電子顕微鏡(TEM)によって断面観察した結果である。SUS316L 試料表面直下にはヘリウムバブルによる損傷組織が形成されるだけでなく、表面には 5nm, 15nm, 40nm の厚さを有する堆積層が形成されていることがわかる。堆積層の電子線回折図形から、堆積層の結晶構造はアモルファスに近いことを確認した。また、ラザフォード後方散乱法(RBS)による分析から、堆積層の組成は 1~2%程度の鉄元素を含む炭素で構成される Mixed-material であることがわかった。ダイバータタイル表面がスパッタリング損耗を受け、輸送された炭素元素が第一壁に堆積していると考えられる。放電時間が経過するにつれてその堆積量は増え続けている。Mixed-material 堆積層のみに捕捉されたヘリウム粒子の量を昇温脱離ガス分析(TDS)実験とその後の放出スペクトル解析により求めた結果、1000 秒, 3389 秒, 9980 秒曝露させた試料において、それぞれ $1.1 \times 10^{20} \text{ He/m}^2$, $1.7 \times 10^{20} \text{ He/m}^2$, and $5.2 \times 10^{20} \text{ He/m}^2$ であった。図 7.2-4 に、Mixed-material 堆積層の厚さとそこに捕捉されたヘリウム粒子の放電時間依存性を示す。放電時間が増加するにつれて Mixed-material 堆積層の厚さが線形的に増加し、そこに捕捉されるヘリウム粒子量も同様に線形的に増加していることがわかる。この関係から求められる壁排気率は、Mixed-material 堆積層の形成面積が LHD プラズマ対向壁のおおよそ 3/4 と仮定した場

合, $8.8 \times 10^{18} \text{He/m}^2\text{s}$ となる[7.2-4]. この値が図 7.2-1 で示した Phase 3 の壁排気率に近いことから, LHD 長時間放電時のヘリウム壁排気の担い手は, 放電に伴って対向壁面に形成される炭素が主の Mixed-material 堆積層であると結論付けられる. Phase 1, 2, 3 のように, 壁排気が動的に変化する理由は, Mixed-material 堆積層がプラズマからの輻射熱により温度上昇を受け, 捕捉されたヘリウム粒子の脱離と捕捉が競合するためではないかと考えられる. Phase 1 では, Mixed-material 堆積層がほとんど形成されていない状況であり, 壁温度の上昇もほとんど発生していないため, 放電開始前の壁表面に残されていた捕捉サイトにヘリウムが多量に捕捉されている可能性が高い. Phase 2 では, 壁温度は徐々に上昇してきてはいるものの, ヘリウムのトラッピングサイトを十分に有する堆積層の成長がまだ追いついていないためにマイナスの壁排気となっていると考えられる. 1500 秒過ぎに壁排気率がプラスに転じるときには 10nm 程度の新しい堆積層が形成されているため, これらが新しいヘリウム捕捉サイトとして機能し始めると予想される. 動的な変化はプラズマ密度制御の不安定性を招き, 定常状態から逸脱するきっかけと成り得る. 原型炉では燃料は水素同位体であり, 対向材料はおそらく金属材料が用いられ, 金属堆積層の形成が予想される. 水素同位体と金属堆積層の組み合わせであっても, LHD のヘリウム壁排気で見られた現象と同様な機構が発生する可能性がある. 金属材料は水素同位体の捕捉量が少ないと考えられているが, 堆積層となった場合, 堆積層中に含まれる酸素不純物が堆積層の結晶粒の微細化を招き, 微細化された結晶粒の効果により, バルク金属材料の 10 倍以上の水素同位体捕捉をもたらすことが, 金属壁装置 TRIAM-1M の実験でわかっている[7.2-2, 7.2-3].

このような動的変動の要因は主に「(A). Mixed-material 堆積層の形成」によってもたらされるため, 堆積層の形成を抑制する何らかの手段を検討する必要がある. もしくは, Mixed-material 堆積層が形成されたとしても, 表面での燃料粒子リサイクリング率が 1, もしくは一定の割合で継続するように表面状態を操作し, 壁排気を能動的に制御する方策が必要となる.

(3) 突発的な不純物混入によるプラズマ放電の停止

7.2 (1) で述べた LHD 長時間放電が停止する二つ目の主要因が, 突発的な不純物混入である. 放電中に対向材料のある場所から局所的なスパークが発生し, プラズマ中で主に鉄と炭素の発光が顕著になり, 放射崩壊に至る現象である. 局所的なスパークの原因を突き止めるために, スパークが発生した場所付近を目視で調べた結果, 図 7.2-5 に示すダイバータタイル表面に行き着いた. 図 7.2-5 の左手にそのデジタルカメラ写真を示す. かさぶたのような状態の堆積層が剥離しかけているところが目視で確認された. これらの剥離途中の堆積層が何らかのメカニズムで完全剥離の後, プラズマ中に大量に混入し, 局所的なスパークをもたらしていると考えられる. 堆積層剥離の特徴を調べるために, 採取したかさぶた状の堆積層を集束イオンビーム加工観察装置(FIB)でナノ加工し, TEM によって断面微細構造解析を行った. その結果(像)を図 7.2-5 の右手に示す.

3つの像はそれぞれ TEM 像および TEM 像に対応する炭素(C)と鉄(Fe)の元素マッピング像を示している. 解析の結果, 堆積層はアモルファスに近いナノレベルで緻密な層状構造を有し, 炭素が主で鉄を僅かに含む Mixed-material 堆積層であることがわかった. また, 鉄の堆積層は全体の中でも深さ方向で底部に位置することが特徴であった. 後に述べるが, 鉄堆積層の深さ方向の場所が堆積層剥離に重要な意味を持っている. Mixed-material 堆積層がどのような機構で剥離に至るのかを調べるために, 第一壁に堆積基盤として設置した Si 試料上に堆積した Mixed-material 堆積層の分析, ダイバータタイル上に堆積した Mixed-material 堆積層の分析など, 複数件の Mixed-material 堆積層の断面微細構造解析を実施した. 代表的な解析結果を図 7.2-6 に示した. 複数件の Mixed-material 堆積層の解析により, 堆積層の剥離機構は大きく分けて Type 1, 2 の

2種類に分類できることが確認された。図 7.2-6 は、Type 1, 2 それぞれの剥離機構を説明するための断面 TEM 像とそこから予想される剥離機構を示している[7.2-4]。Type 1 では、堆積層形成の初期過程に鉄を主とする堆積層が厚さ 100-200nm で形成され、その後から 500nm を越す厚さの炭素を主とする堆積層が形成されている。この堆積層の剥離場所は鉄堆積層の中だけで発生しており、その後で堆積層全体が持ち上げられている。考えられる剥離機構としては、堆積層表面に何らかの熱負荷が入力され、炭素が主の堆積層と鉄が主の堆積層の熱膨張係数の違いにより発生した内部熱応力が鉄堆積層に集中し、その応力が破断応力を越えたことである。一方、Type 2 は、鉄が主の堆積層と炭素が主の堆積層が数百 nm のレベルで交互に繰り返された堆積層の中で、鉄が主の堆積層に集中して数百 nm のオーダーのブリスタリングが発生し、上方の層全体を持ち上げている状態である。このブリスタリングの層が剥離の基点となっていることがはっきりとわかる。ブリスタリングが発生している層構造の中にはヘリウム照射による影響と考えられる微細なバブル構造も含まれている。このように、Type 1, 2 の剥離機構は剥離の機構そのものは異なるが、いずれも Mixed-material 堆積層形成の初期段階に形成された鉄の堆積層が基点となってミリメートルあるいはセンチメートルスケールの大規模な剥離をもたらしていることが明らかである。おそらく、純粋な炭素堆積層あるいは純粋な鉄堆積層であればこのような剥離には至らないと考えられる。原型炉においてこのような剥離を防ぎたいければ、プラズマ対向材料に2種類以上の材料を使用しないことが望まれ、また、使用する材料は極力スパッタリング損耗を受け難いものである必要がある。また、高 Z 材料と低 Z 材料は性質が異なる材料が多いため、2種類以上の材料を使用するにしても、質量数の極端に異なるものは避けた方が良くと考えられる。ITER においても高 Z 材料であるタングステンと低 Z 材料であるベリリウムが組み合わされた対向材料であるため、LHD で観測されたような堆積層の剥離が発生する可能性が考えられる。

(4) 制御からみた第一壁

第6章や本節(2)で検討したように、完全な定常状態では制御系は壁が動的な領域を越えてリサイクリング率が1であることを期待する。壁を最初に放電洗浄などで枯らしておいたとしても定常炉では直ぐに飽和してしまい、飽和状態で運転することになる。したがって壁が飽和状態まで吸い込んだ粒子を一気に排気するような動的現象が起きないかが残された懸念事項である。よく知られているように金属壁は呼吸する。このため必要となる重要な基礎的データは原型炉の第一壁の材料と設計温度状態で壁はどのように振舞うかに関したものである。仮に放出粒子束が大量で SOL 周辺の中性粒子密度を急上昇させ、プラズマ密度上昇により安定性を損なう懸念がある場合には圧力調整リザーバーのようなものが必要となろう。ただし、文献[7.6-1]の Alcator C-mod 実験にあるように、SOL 外側の中性粒子密度の大きな変化に対してセパトリクス直ぐ内側の中性粒子密度変化が僅かでしかなかったという実験結果があり、もしこの比例関係を壊す結果に普遍性があるとすれば、第一壁による粒子束放出は余り深刻な影響を与えないかもしれない。いずれにしても他の複数の装置で確認する必要がある。

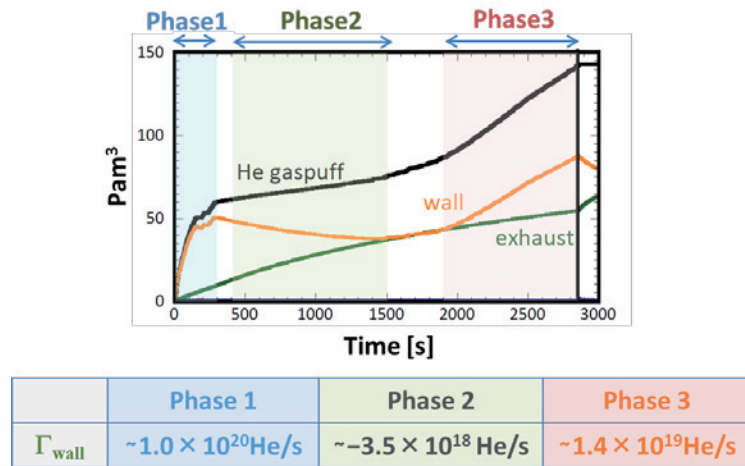


図 7.2-1 LHD 長時間放電における動的な壁排気率(Γ_{wall})の変化. 上図中の「He gaspuff」, 「exhaust」, 「wall」は, それぞれ外部からのヘリウムガス供給量, ポンプによる排気量, 壁排気量, を示す[7.2-5].

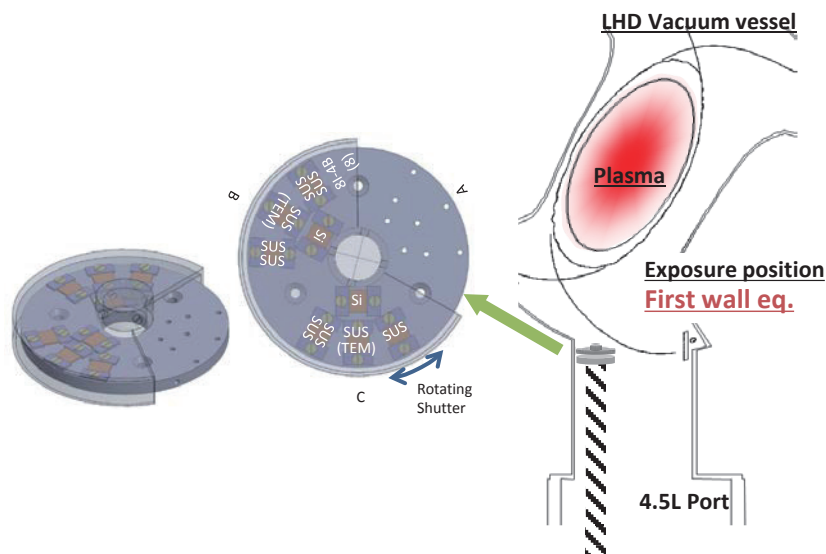


図 7.2-2 LHD 試料駆動装置による材料照射模式図, 回転シャッター機構の付いた試料駆動装置を用いて, 目的のプラズマだけに分析用材料試料を照射することができる. 第一壁での PWI に着目した研究の場合, 照射位置は第一壁位置とする[7.2-4].

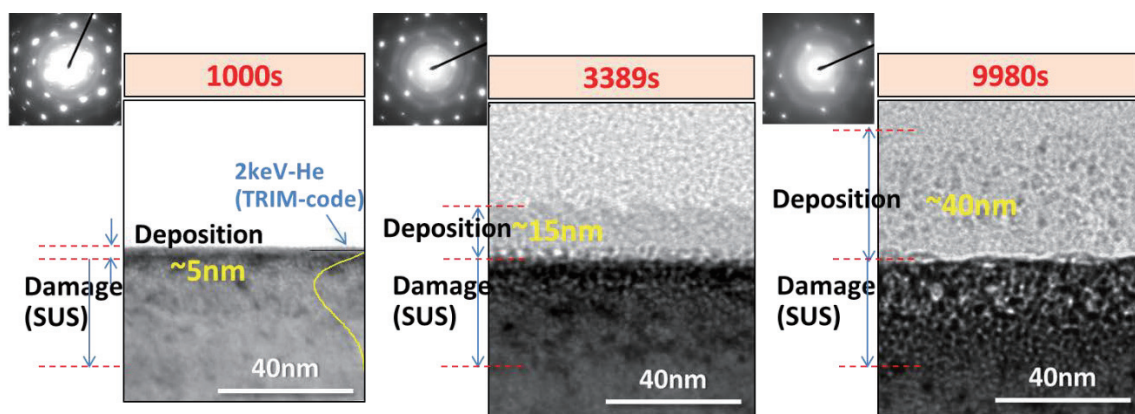


図 7.2-3 ヘリウム長時間放電に 1000 秒, 3389 秒, 9980 秒曝露したステンレス鋼(SUS316L)試料の断面 TEM 像. 各試料の電子線回折図形を左上方に示した[7.2-4].

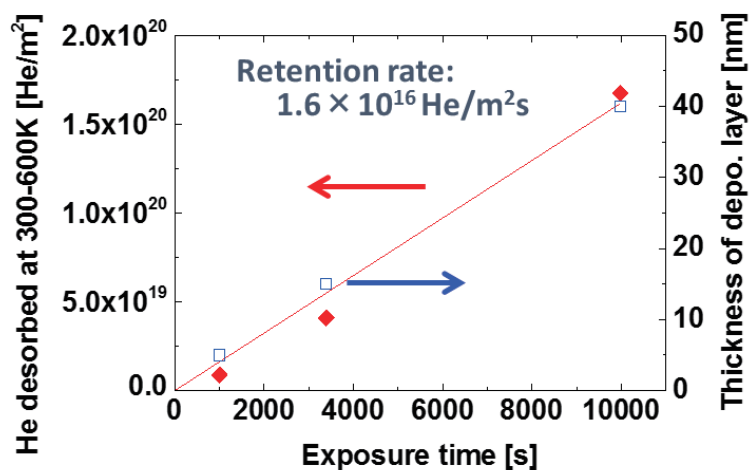


図 7.2-4 Mixed-material 堆積層の厚さとそこに捕捉されたヘリウム粒子の放電時間依存性の関係[7.2-4].

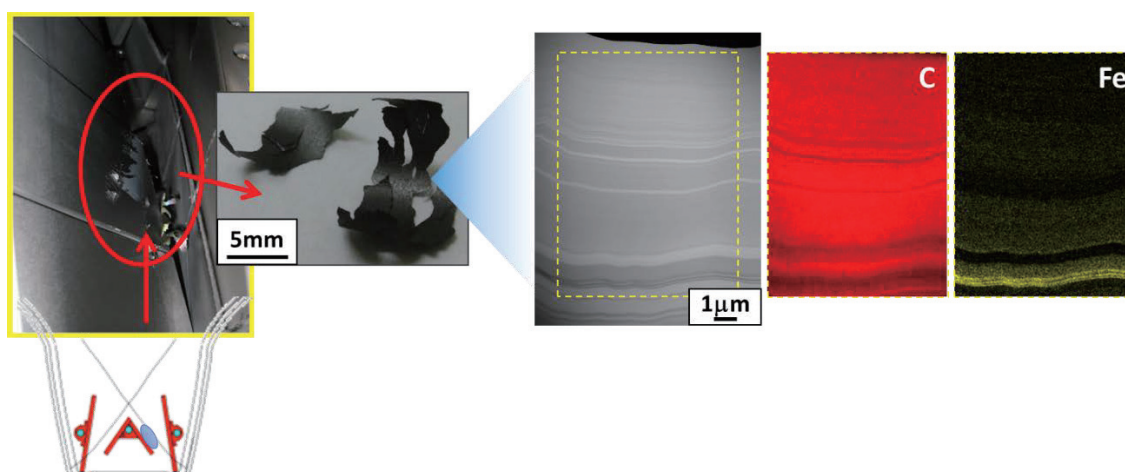


図 7.2-5 ダイバータタイル表面に形成された Mixed-material 堆積層の写真と, その断面 TEM 像および TEM 像に対応する炭素(C)と鉄(Fe)の元素マッピング像

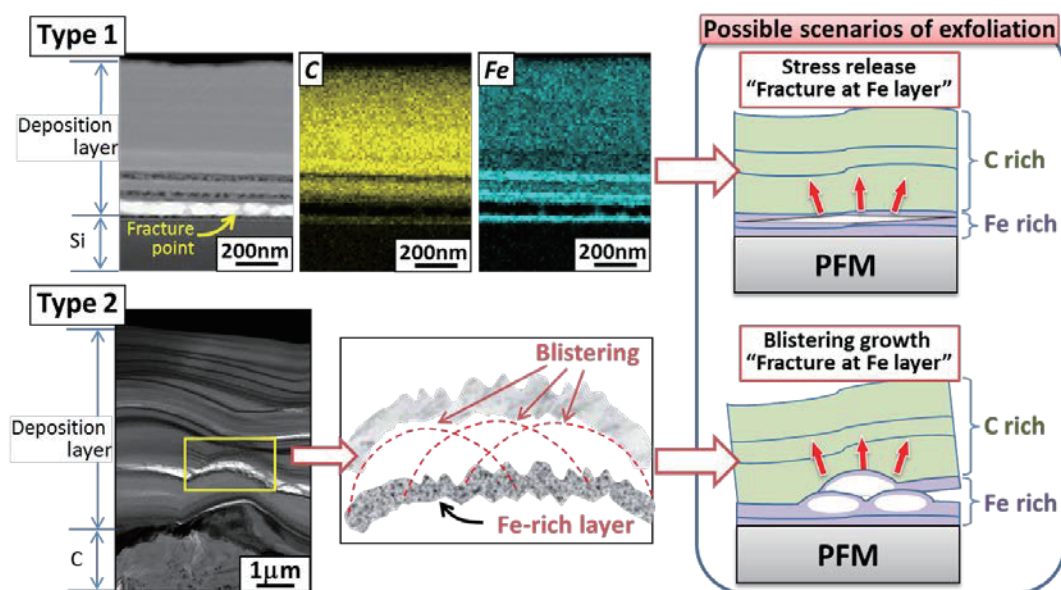


図 7.2-6 (Type 1) : LHD に設置した Si 基板上に堆積した Mixed-material 堆積層の断面 TEM 像と対応する炭素(C)と鉄(Fe)の元素マッピング像と予想される Mixed-material 堆積層剥離機構の模式図[7.2-4].
(Type 2) : LHD 炭素製ダイバータタイル表面に堆積した Mixed-material 堆積層と四角で囲んだ部分の構造を拡大した模式図およびそこから予想される Mixed-material 堆積層剥離機構の模式図[7.2-4].

7.3 原型炉の制御ロジック

本報告書のタイトルからすればこの節が最も詳細に記述されるべきであると核融合外の技術者は思うに違い無い。一方、核融合関係者の多くはこれまで数々の装置を建設してきた経験からその制御に関しては装置を構成する主要機器の仕様が決まってから設計すれば良いと考える。しかし、装置が大規模になり、かつ開発要素を多く含む原型炉では初めからどのように制御するかを考えておかなければ全体像を描けない。原型炉は物理実験装置ではなく発電を実証する炉であり、何をどのように制御して運転するかについて、建設開始前から明確にわかっていなければならない。

このため、当研究会を開始する前段階であった、原型炉の計測制御に関する研究会（H24 年度—H25 年度）においても制御方法や制御ロジックに関する検討も行ってきた。そこでは数あるプラズマ諸量の中で出力制御をプラズマ電子密度とプラズマ温度の二つに絞って検討してきた[1-1][3-7]。その後は運転制御に検討範囲を拡大して当研究会に引き継がれたが、この3年間で検討した内容を踏まえても、燃焼制御の対象として選んだ二つの諸量は正しい選択であったと言えよう。したがって、本節ではその詳細は既報[1-1]に譲り、新たに検討した視点について以下に述べる。

(1) 他の制御との関連付け

核燃焼制御対象として絞るとすればプラズマ密度と外部加熱である。しかし、3.1 節に述べたように、核燃焼制御は位置形状制御やダイバータ制御に関連する他のプラズマパラメータとも弱く関連している。これらをどのように制御関係の中で取り入れるか、また、計測データの不足を補完するときに比例則を活用したり、シミュレーション計算の結果を利用するなどが考えられるが、これらの検討は原型炉の開発が本格化する際に進

めることが必要となろう。

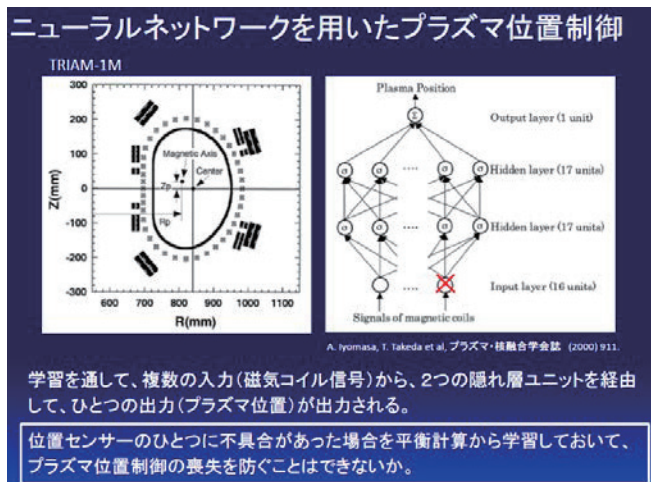
(2) ビッグデータの活用

現在の気象予報は年々信頼度が高まってきている。その背景に近年の観測点の充実と膨大なデータの蓄積によるところが大きい。これは単にシミュレーション・コードの開発が進み、計算速度が速くなっただけで得られたものではなく、蓄積された膨大なデータをシミュレーション予測に用いていることが大きい。核融合炉の運転制御においても、限られた計測情報からシミュレーション・コードを実時間で走らせ、運転制御を行うが、この際に第一原理計算だけに頼ることはできないので、蓄積した運転・実験データを活用することになる。現在の核融合実験においても数多くの実験でデータが蓄積され、LHD ではプラズマ特性を分析する対象として使われ始めている[7.3-1]。この手法は確かに有用であるが課題として重要なことは装置が違ったときにも共通して整理できる指標を見つけることである。そのためには背後の物理に対する深い理解が求められる。言い方を変えれば、原型炉を建設し、運転を開始してから運転データを蓄積してその後の運転制御に活用するときにはビッグデータは信頼できるツールとして強力な力を発揮することは間違いない。運転期間が長くなればなるほど、データの信頼性が高くなるであろう。問題は、原型炉完成の直後から運転制御に役立つビッグデータを原型炉以前の装置によって予め整備できるかという点である。この問題は原型炉の出力を決められるかという問題とも関連している。電気出力 50 万 kW の核融合炉を作らせて欲しいと言うとき、核融合界は何を確約出来るか、世間一般からみれば、50 万 kW $\pm$ 5% ぐらいなら、或いは開発研究だから $\pm$ 10% ぐらいであれば認めようと言うであろう。しかし、50 万 kW の意味が $\pm$ 30%、或いは $\pm$ 50% といわれた場合、そのような計画が認められると考えるか、言い方を変えれば、「核融合出力は最終的に輸送が決める分布によって定まるので、装置を建設してみなければ信頼できる出力はわかりません。」という論理が通用するかを考えないといけない。もし、そのような計画は認められそうも無いというのであれば、高い精度でプラズマの性能を予測が出来るモデルや比例則、データ群（ビッグデータ）が整理されている必要があるだろう。逆にそのようなデータがあれば、原型炉の運転当初からこれらを使って運転制御ができることを示唆している。つまりは、原型炉開発計画を前にして、早い段階から利用目的を明確にしてデータの蓄積、コードの開発、および実験計画を立てることが必要ということであろう。

(3) 計測の冗長度と補完

原型炉では空間的制約から計測点数は最低限度に限られる。一方、厳しい放射線環境や耐熱、耐真空環境により、計測センサーの中に運転中に欠損するセンサーが出てくる可能性は否定できない。これまでの装置であれば運転を停止して健全なものに交換すればよいのであるが、原型炉やそれ以降の炉環境では交換は容易で無いらので定期保守時まで待たなければならない。このため、当面の運転制御は当該センサー無しで運転することが求められよう。

一方、原型炉の運転が開始されれば、運転によって発生する装置固有のビッグデータは予測制御の著しい精度向上に役立つであろう。そこで欠損センサーが出たときにその信号無しでもビッグデータがそれを補うことができれば運転の継続は可能となるので、この面からの研究が必要である。例として TRIAM で計画されたニューラルネットワークを用いたプラズマの位置制御についての計画を図 7.3-1 に示す[7.3-2]。このような考え方はプラズマの位置形状制御に限らず適用できるところがあると考えられるので、原型炉の概念設計が終わった段階で、稼働率向上の目的で工学設計の一環として検討すべきものと考ええる。残念ながら TRIAM はこの実



験を行う前にシャットダウンしたが、類似の実験は他の装置で可能である。磁気面の再構成に必要な最小限度のセンサーの一つを壊した場合、どのレベルのビッグデータがあれば磁気面再校正が可能かという命題である。

図 7.3-1 TRIAMで計画されたニューラルネットワークを用いたプラズマ位置制御の概念（未実施）

7.4 運転限界など MHD 安定性

(相羽信行)

運転限界を MHD 平衡限界あるいは MHD 安定性で制限されるプラズマパラメータの限界値と定義した場合、この限界は原型炉で想定する運転方式（トカマク・ヘリカル）に強く依存する。

トカマクプラズマでは、プラズマ電流と MHD 平衡が密接に関係しており、適切な電流値を選ぶことにより MHD 不安定性が発生する前に平衡が得られない状態になることはほとんどない。問題となるのは、このプラズマ電流が原因で発生する電流駆動型 MHD 不安定性であり、同不安定性が発生しない範囲内でどの程度プラズマベータ値を高めることができるかが運転限界を決める。この際に運転限界を決める不安定性は、主に理想外部キンク・バルーニングモード(IKBM)および抵抗性壁モード(RWM)である[7.4-1]。IKBM はプラズマの閉じ込め時定数や外部制御を試みる場合に必要となる回路の時定数に比べて遙かに短い時間で不安定化するため、発生後に制御などによる安定化を行うことは実質不可能である。幸い、この IKBM の線形安定性は定量的に評価することがすでに可能であるため、同モードが安定な運転領域を事前に数値計算で評価し、その領域内で運転を行うことが必要不可欠である。また、3.1 節の通り、実時間安定解析計算によるモニタリングも非常に有用である。一方、RWM はプラズマを囲む真空容器の電気抵抗の時定数で不安定化することから、制御回路の時定数よりは遅く成長すると期待でき、実際にトカマク装置や逆磁場ピンチ装置で外部磁場制御コイルを用いた安定化が実証されている[7.4-2]。しかし、原型炉でこのような制御が可能であるかは不透明であり、特に真空容器内に制御コイルを設置する必要がある場合には現実的な制御手法にはならないと考えられる。また、この RWM は閉じ込め時定数よりは短い時間で発生するため、短い時間で能動的に分布を変えることができる制御手法がない限り、分布制御に因る安定化は期待できないと考えられる。さらに、この RWM はプラズマを高速に回転させることで安定化できることが古くから知られ、実証実験および数値計算による予測も数多く行われているが、安定化に十分とされる高速回転をしていても RWM がしばしば発生してしまうなど、単に回転させるだけで同モードが完全に抑制できるわけではないことも知られている[7.4-3, 7.4-4]。このことから、RWM についてはそもそも不安定化し得ない運転領域（壁無しベータ限界以下の領域）から大きく逸脱しない範囲で運転し、回転や外部制御による安定化手法を補助的に用いることが現実的であると考えられる。このような場合でも、どのようにしてプラズマを回転させるか、またどのような外部制御系が適切であるかを検討するなど未解決な問題は多い。その他の不安定性としては、内部キンクモードやテアリングモードなどは因果関係が完全に理解はできていないもののディスラプションを誘発しうることが実験的に知られていることから、

できる限りこれらが安定である運転領域での運転，あるいは電子サイクロトロン波などを用いた局所電流分布制御による安定化が望まれる．併せて，これらの不安定モードがディスラプションを誘発する物理機構の解明は不可欠であり，シミュレーション研究による理解の進展が最も求められる課題の1つと言える．

一方，ヘリカルプラズマでは能動的にプラズマ電流を流すことは必要ないため，電流駆動型 MHD 不安定性の発生を考慮することはほぼない．プラズマベータ値が高くなった際には自発電流が無視できない程度流れると考えられるが，それも磁場配位の最適化によりある程度抑制することができる．そのため，ヘリカルプラズマで発生する MHD 不安定性はプラズマ中の圧力で不安定化する圧力駆動型 MHD 不安定性である．圧力駆動型不安定性のうち交換型不安定性は，磁気シアの比較的大きな磁場配位を持つプラズマで不安定化しやすいが，電流駆動型不安定性に比べて局在化したプラズマ変形を引き起こすため，同不安定性が発生しても必ずしも運転限界を迎えるわけではなく，むしろ熱・粒子輸送を増大させて加熱によるベータ値上昇を制限すると考えられている．一方，磁気シアを小さい磁場配位では，磁気井戸の形成などによる同不安定性の回避が可能であるが，バルーニング型不安定性が不安定になる可能性がある．実験では，この不安定性により崩壊現象（CDC）が起り到達ベータ値を制限することもあるため，この不安定性を回避する方法の研究も進められている[7.4-5]．また，ヘリカルプラズマでの運転限界では，MHD 平衡限界も重要と考えられている．ヘリカルプラズマは閉じ込めに必須の（仮想）磁気面を外部コイルで構成するため，プラズマのベータ値上昇によるシャフランドフシフトの増大、それに伴うプラズマ形状の変化によって磁気面が破壊されてしまうと考えられている[7.4-6]．この磁気面の破壊によって力学的な平衡状態を維持することが困難になることや，輸送の大幅な増大を誘発することで運転が維持できない状態になると考えられる．LHD では，現時点で MHD 平衡限界へ到達するほどベータ値が上昇していないことから，このようなシナリオで運転限界を迎えたことはないが，それでもプラズマ周辺領域で一部の磁気面破壊などはすでに起きており，このような領域での閉じ込め特性の解明が重要な研究課題となっている．

最後に，トカマク・ヘリカル双方で放電停止の主要因となる現象について述べる．プラズマ内部への不純物蓄積は，プラズマの熱クエンチを誘発することで放電を停止させる．トカマクの場合，この熱クエンチからさらに電流クエンチを誘発し，垂直位置不安定性（VDE）を引き起こす場合もある．そのため，どちらの磁場閉じ込め方式であっても不純物を効率的に排気できることが望ましい．それが難しい場合，特に原型炉で想定される高 Z の金属壁ではプラズマ密度が高い状態を維持することで不純物の影響を遮蔽するなどの対策が必要となる．実際 ITER like wall 設置後の欧州 JET 装置ではタングステン蓄積が問題となり，ガスパフによって高いプラズマ密度を維持することでディスラプションの発生を回避している．一方，密度を高くしすぎた場合にも放電停止に至ることもトカマク・ヘリカル双方で分かっており，この密度の上限値は密度限界と呼ばれる．トカマクプラズマではグリーンワルド密度限界と呼ばれる限界値を超えるとディスラプションの発生確率が急激に増大すること，またヘリカルプラズマでは，密度上昇による周辺領域の温度低下が不純物による輻射パワーを増大させ，それが熱クエンチを引き起こすことなどが観測されている．特に，グリーンワルド密度限界については，ディスラプションとの関連について十分に理解されているとは言えず，解明すべき重要な未解決問題となっている．さらに，原型炉では核融合反応によって生じるヘリウム灰がプラズマ中心領域の不純物ソースとなるため，ヘリウム排気による燃料希釈を回避することが求められる．そのため，核融合出力の制御を粒子補給で行う場合には，密度限界以下で高 Z 不純物の影響を遮蔽しつつヘリウム排気を行う制御が求められる．このような制御を実現する方法については，ペレット入射などの粒子補給や粒子ピンチ効果を考慮したシミュレーション研究によって検討することも不可欠な課題である．

7.5 高速イオンの存在とそれによる巨視的不安定性の励起と影響

(東井和夫)

(1) ITERとDEMOで予想される高速イオン量

ITERやDEMOのプラズマはD-T反応により生成される高速アルファ粒子によるアルファ加熱により核燃焼が維持される。ITERの標準運転プラズマでは、空間平均イオン温度 $\langle T_i \rangle = 10$ keV程度で核融合ゲイン $Q=10$ が達成されると予想されている。この場合、アルファ加熱比率は67%であり、アルファ粒子密度 n_α は、図7.5-1からわかるように背景電子密度（～イオン密度） n_{th} の約

0.2%にすぎない[7.5-1]。また、アルファ粒子による高速イオンベータ値 β_α は背景プラズマの平均ベータ β_{th} (~5%)の8%程度である。しかし、DEMOでは $\langle T_i \rangle = 20$ keV, $Q=20$ 程度が期待されており、 $n_\alpha/n_{th} \sim 1\%$ 及び $\beta_\alpha/\beta_{th} \sim 25\%$ に達する。ITERプラズマに比べ、DEMOプラズマではアルファ粒子や高速重水素イオンの存在による高速イオン駆動不安定性が励起されやすくなる可能性がある。

3.5 MeV の初期エネルギーを持って生成されるアルファ粒子は主として背景プラズマの電子との衝突により減速され、アルヴェン速度程度となる。アルファ粒子が等方的な減速速度分布関数を持ったとしても、シア・アルヴェン波である各種アルヴェン固有モードが不安定化される可能性が高い。このようなアルヴェン固有モード、特に周波数が低く減衰率の低いトロイダルアルヴェン固有モード(TAE)は大きな振幅を有しやすく、アルファ粒子や高速ビームイオンの径方向輸送を増大させる。このことが高速イオンによる加熱電力分布を平坦化させ、プラズマの閉じ込め性能に影響する可能性がある。また、高速イオンの閉じ込め領域外への損失も引き起こす可能性がある。さらに、ITER に比べ DEMO では $\beta_\alpha/\beta_{th} \sim 0.25$ と高速イオンベータ値が高く、バーストの様相を示すアルヴェン固有モードの発生も予想され、高速イオン分布の平坦化に加え閉じ込め領域からのかなりの損失が起これる。このことがプラズマ対向機器の損傷を引き起こしうる。

(2) 危険な高速イオン駆動巨視的不安定性

これまでの実験結果との比較からその妥当性を検証された理論シミュレーションから、ITER ではTAE などのアルヴェン固有モードが不安定化されるであろうと予想される。ただ、TAE などのアルヴェン固有モードは中性粒子入射やイオンサイクロトロン波加熱された比較的低密度で高速イオンベータ値の高いプラズマで観測されている。このような条件下では、高速イオンの速度分布関数はピッチ角方向に非等方であり、またエネルギー閉じ込め時間に比べ高速イオンの減速時間が相当長く正の速度微分 ($\frac{\partial F_{EP}}{\partial v} > 0$) を有している。ITER のアルファ粒子速度分布関数のようにピッチ角方向に等方で且つどの速度域でも $\frac{\partial F_{EP}}{\partial v} < 0$ の減速分布関数の場合に比べ、高速イオン駆動不安定性は励起され易いと考えられる。これまでの実験結果と理論シミュレーション

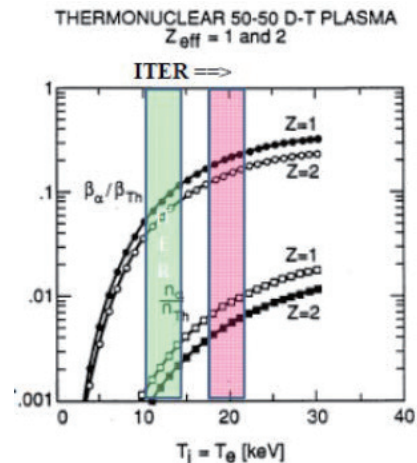


図 7.5-1 D-T 反応プラズマにおける背景プラズマのベータ値に対するアルファ粒子のベータ値の比及び背景プラズマイオン密度に対するアルファ粒子密度の比の背景プラズマの空間平均イオン温度依存性。

の比較から ITER プラズマにおける TAE の安定性の予測が行われている。図 7.5-2 は ITER の 3 種類の運転シナリオに対する TAE 成長率のトロイダルモード数依存性を示している[7.5-2]。ここでは放射減衰、電子ランダム減衰及び捕捉電子衝突減衰を考慮している。図 7.5-2 の左図から、ELMy H モード運転では、 $n < 10$ の比較的低 n の TAE が不安定となる。中央の図に示された Hybrid シナリオでは $n = 10 - 15$ の TAE が不安定となりやすい。右図に示された Advanced tokamak(AT)シナリオでは TAE に対して比較的安定であるが、反転磁気シアアルヴェン固有モード(RSAE)やコア局在化 TAE のような他のアルヴェン固有モードが不安定化される可能性もある。TAE の安定性は、使用した平衡配位(q 分布や磁気シア分布、高速粒子の速度分布関数等)と減衰率の評価精度に大きく依存する。ITER において比較的高い n の TAE が不安定化されやすいのは、アルファ粒子のラーマ半径と不安定性のポロイダル波長が同程度となる $k_{\theta} \rho_{\alpha} \sim 1$ という粗い評価からの予想 $n \sim (a/\rho_{\alpha})/q$ と近いものとなる。ITER や DEMO で高速イオンのラーマ半径は、プラズマ小半径 a に比べ $1/40$ とかなり小さく、現状の実験条件との大きな差異である。このことが理論予測を困難にしている要因の一つである。

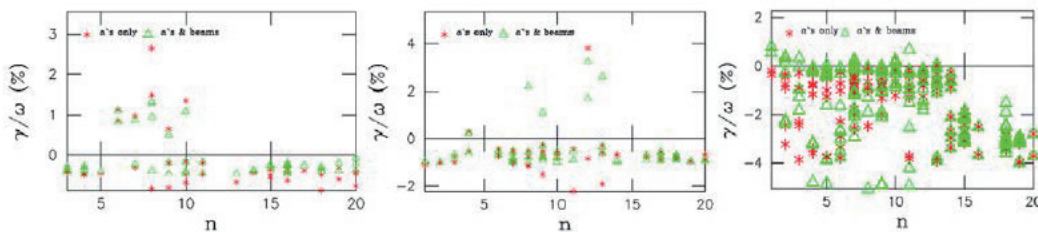


図 7.5-2 ITER の(左)ELMy H-mode, (中央) hybrid mode 及び(右) advanced tokamak (AT あるいは reversed magnetic shear 配位) 運転シナリオのプラズマに対する TAE 成長率。赤のマークはアルファ粒子のみを考慮、黄緑のマークはアルファ粒子と D ビームも考慮した場合

TAE より低周波でアルヴェン共鳴による減衰(連続スペクトル減衰)に打ち勝つほど高速イオン駆動が強い場合、高速粒子モード(EPM)が発生し、バースト的振幅と高速周波数掃引をとめない大きな高速イオンの径方向輸送や損失を引き起こす恐れがある。EPM の代表例が fishbone 不安定性である。図 7.5-1 に示した予想高速イオンベータ値は、fishbone 不安定性の発生の閾値の $1/2$ 程度に達する[7.5-2]。この条件では内部キンクモードが高速イオンベータ効果で安定化されると考えられるが、giant sawtooth さらにはそれにより新古典テアリングモード(NTM)を引き起こすというさらに厄介な状況も想定される。TAE 周波数より低周波のアルヴェン固有モードで危険な不安定性として、ベータ誘起アルヴェン固有モード(BAE)がある。高速イオン駆動 BA は、現状のトカマクプラズマでもしばしば観測され、高速イオンの閉じ込めにも影響を与えている[7.5-2]。BAE 周波数は側線音響モード(GAM)周波数と同一であり、背景プラズマの電子及びイオン温度に依存するがトロイダルモード数は $n \neq 0$ である。ITER の AT シナリオに代表される反転磁気シアプラズマでは BAE がプラズマ周辺部で励起され、反転磁気シアアルヴェン固有モード(RSAEs)と共存すると高速イオンの輸送に大きな影響を持つ可能性がある。なお、BAE と同一周波数を有し、 $n=0$ の高速イオン駆動側線音響モード(EGAM)も不安定化されることがある。EGAM は、プラズマ電流と逆方向(すなわち counter)NBI 時に発生しやすい。EGAM によるピッチ角散乱により高速イオンの損失を増加させることが DIII-D で確認されている[7.5-3]。JET の反転磁気シアプラズマでの ICRF 加熱中にも EGAM が観測されたが[7.5-4]、トカマクではプラズマ電流の立ち上げフェイズでの逆方向 NBI の開始直後に過渡的に励起されるにすぎない。EGAM はプラズマ物理としては興味深い、高速イオン駆動不安定性としては ITER や DEMO の通常運転シナリオにおいてはあまり重要ではない

と考えられる。

(3) 高速イオン駆動巨視的不安定性による高速イオン輸送

上記に述べた TAE などの高速イオン駆動巨視的不安定性の安定性解析よりも、そのような不安定性が励起されたとき高速イオンの閉じ込め、すなわち径方向輸送や閉じ込め領域外への損失にいかに関与するかがより重大な関心事である。高速イオン駆動巨視的不安定性の高速イオン輸送に与える影響の予測には精度の高い非線形ミュレーションが必須であり、これまでに多くの論文が発表されているが、基本的な物理現象の理解の段階である。実空間も含めた位相空間での運動論が必須であり極めて複雑である。高速イオンについてはジャイロ運動論記述、背景プラズマについては MHD 記述による hybrid シミュレーションが盛んに行われているが、最近、高速イオンも背景プラズマもすべてジャイロ運動論で取り扱う大規模シミュレーションも行われるようになってきた[7.5-2]。このようなシミュレーションの利点は、励起される高速イオン駆動不安定性と背景プラズマとの間のエネルギー輸送も自動的に考慮され、高速イオンを有する DT 燃焼プラズマの振る舞いを包括的に取り扱うことが可能となる。実験との比較が行われつつあるが、実験データ、特にプラズマ周辺のプラズマ諸量の計測誤差に加え、高速イオンの速度分布関数とその空間分布に関する情報が限られており、このことがシミュレーションとの厳密な比較に制約を与えている。

高速イオン損失については高速損失イオンプローブのデータが多く、トーラスでルーチン的に得られるようになり、理論シミュレーションとの比較がさかんに行われている。図 7.5-3 は、AUG で観測された TAE による高速イオン損失の代表的な 2 つの過程を示している[7.5-5]。TAE あるいは RSAE(あるいは Alfvén cascade モード)が単独で、しかも空間的な重なりが無い場合、TAE あるいは RSAE の磁場揺動振幅に比例して高速イオン損失が生じている。これは対流的損失を示している(図 7.5-3(a))。一方、図 7.5-3(b)に示された場合、TAE 揺動振幅に対し、高速損失束が 2 乗で増加する。これは拡散的損失を表しており、大きな損失を起こす危険性が高い。AUG のこの実験では、TAE と RSAE の固有関数が空間的に重なる場合や単一モードでも磁場振幅がある閾値を超えるような場合にこの損失機構が支配的となることを示された。高速イオン損失とともに TAE 等による高速イオンの径方向輸送

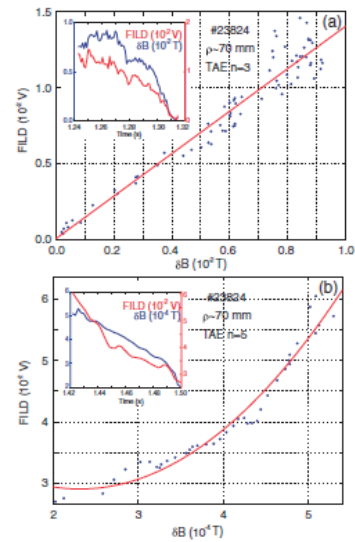


図 7.5-3 AUG で観測された(a) 高速イオン損失束の TAE 磁場揺動に対する線形的増加。対流的損失を示している。(b) TAE 磁場揺動振幅の 2 乗に比例した高速イオン束の増加。拡散的損失を示している。

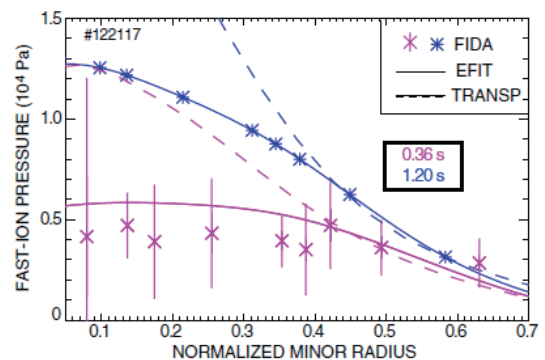


図 7.5-4 FIDA で計測された高速イオン圧力の径方向分布(データ点)、EFIT による MHD 平衡データからの予測(実線)及び古典的閉じ込めを仮定した TRANSP コードによる予測分布(破線)との比較。

は、背景プラズマに対する加熱電力分布の平坦化を引き起こす。図 7.5-4 は、多数の TAE 及び RSAE が励起されている DIII-D の反転磁気シアプラズマで観測された高速イオン圧力の径方向分布を示す[7.5-6]。高速イオンによる荷電交換分光法(FIDA)により計測された高速イオンの圧力分布が中心部で強く平坦化されている。このような高速イオン分布の平坦化が ITER でも起これば、背景プラズマの閉じ込め特性を変え、DT 核燃焼プラズマ性能をかなり劣化させる恐れがある。特に、中心に尖頭化した加熱分布が必要と思われる内部輸送障壁の形成が困難となったり、その消失や性能劣化などを引き起こすかもしれない。また、平坦化した高速イオン分布は NBI による駆動電流分布、すなわち q 分布にも影響する可能性もある。高速イオンの平坦化は TAE 等のアルヴェン固有モードの成長率を低下させ、その振幅の低減を引き起こすであろう。このようにアルヴェン固有モードの高速イオンによる不安定化と高速イオン閉じ込めへの影響は互いに非線形に影響しあい、信頼性の高い評価を困難にしている。ジャイロ運動論による DT 燃焼プラズマの包括的な大規模シミュレーションによる予測が不可欠である。もちろん、理論シミュレーションの妥当性は、ITER での DT 実験との比較を通じて厳格に検証されるべきである。この段階ではじめて、DEMO プラズマの信頼性の高い予測が可能となろう。

7.6 中性粒子計測の重要性

(1) 物理課題としての中性粒子

既に述べたように、原型炉の制御に必要な計測については H24 年度から H25 年度の 2 年間で行われた共同研究により、トカマク、ヘリカル両方の制御に必要な最低限の計測器が検討され、その全体は報告書として NIFS-MEMO-68 に纏められている。しかし、この段階では原型炉の出力制御に関してどのプラズマパラメータを制御対象とすべきかについて明確な議論が行われていなかったが、H26 年度から 3 年間に亘って行った運転制御に関する共同研究により、出力制御の鍵を握るプラズマ密度分布について中性粒子 (DT 燃料粒子) の役割が益々重要であることが明らかになってきた。

第 4 章や 7.4 節に述べたように、特にトカマク系で通常得られ、設計上の仮定にもなっている中心に凸のプラズマ密度分布は、周辺で電離したプラズマの内向き輸送によってはじめて期待できるものである。文献[5-3]のレビューにもあるように、トカマク系でコア部の凸分布が得られることは非誘導電流駆動でも実験的に示され、新古典+トロイダル電場による内向き粒子輸送では説明が付かないこと、その大きさは異常輸送のレベルであり、乱流が関係した内向き粒子輸送の理解が不可欠であることが明確となり[4-1][4-2][4-4]、基本的な理解を深めるための実験計画が進められている[7.6-1]。その意味で周辺部での電離率を知ることは極めて重要であり、

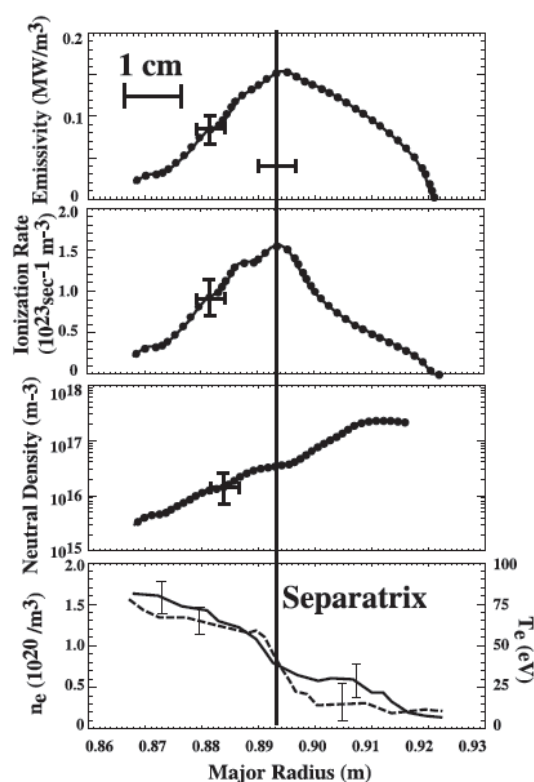


図 7.6-1 Alcator C-Mode での光ダイオードアレイの測定から求めた、重水素ライマン α 線放射率、電離率、中性粒子密度及び電子密度の径方向分布

電離が中性粒子とプラズマの衝突によることからその領域での中性粒子の分布が大きな影響を与えていることは間違いない。

このためには最外殻磁気面近傍のプラズマの計測と同時に中性粒子の密度分布を知る必要があるが、中性粒子密度分布の測定は極めて限られている。Alcator C-Mode ではセパトリクスをまたぐ中性粒子分布を詳しく計測している[7.6-1]。図 7.6-1 は光ダイオードによる重水素ライマン α 線から求めたセパトリクスを横切る分布であり、電離率はセパトリクス付近で最大となること、中性粒子密度は SOL の外側からコアに向って指数関数的に減少しているこ

とがわかる。その減衰は僅か 4-5cm の間に 100 分の 1 位低下しており、プラズマによるスクリーニング効果が強いことがわかる。ただし、Alcator C-Mode は強磁場なので、他のトカマクに比べて電子密度が高いという特徴がある。この文献では電離率の分布が L-mode と H-mode で大きく異なることも示しており、H-mode の場合にセパトリクス内側 1cm あたりで最大となることは H-mode でのペデスタル形成に中性粒子が関与していることを示唆している。

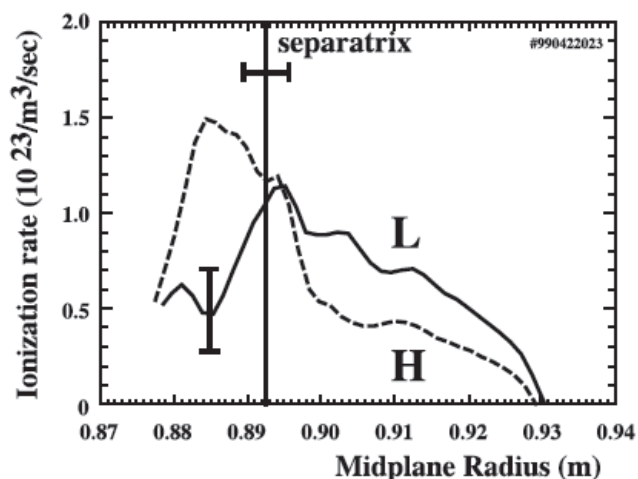


図 7.6-2 Alcator C-Mode での H-mode と L-mode でのセパトリクス近傍での電離率分布

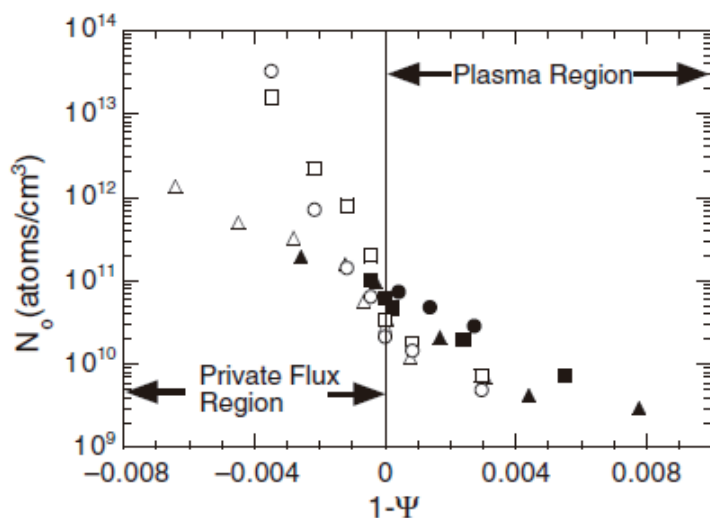


図 7.6-3 DIII-D での中性粒子密度分布。横軸の Ψ は規格化した磁束で $1-\Psi=0$ は X 点の位置を示す。

セパトリクス近傍での中性粒子密度の分布は DIII-D でも新たな計測法を用いて精力的に測定された[7.6-2]。この中で発光強度が最も大きいと考えられる X 点近傍の分布を計測した[7.6-3]。図 7.6-3 は X 点を横切る private region とプラズマ領域の中性粒子密度分布をしめす。印の違いは X 点の壁からの位置を変えたときの距離の違いである。白抜きが L-mode、塗つぶしが H-mode である。セパトリクスの内側で中性密度分布は H-mode の方がやや高いことは Alcator の実験と定性的には合っている。

ところで、中性粒子の分布はその源が何処にあるか、ソースの位置によってその密度分布が大きく異なるのではないかという疑問が

常についてまわる。中性粒子は磁場の影響を受けないので平均自由工程が短ければ測定場所によってその密度分布は大きく異なるはずという懸念である。1990 年代後半からの L-H 遷移に中性粒子が影響している

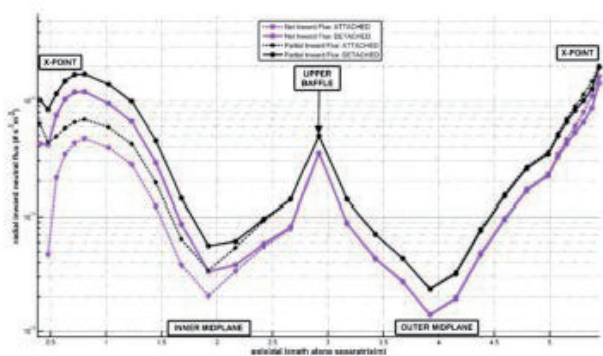


図 7.6-4 ダブルット Gr のシミュレーション（文献 [7.6-5]）によるセパトリクスを横切る中性粒子束

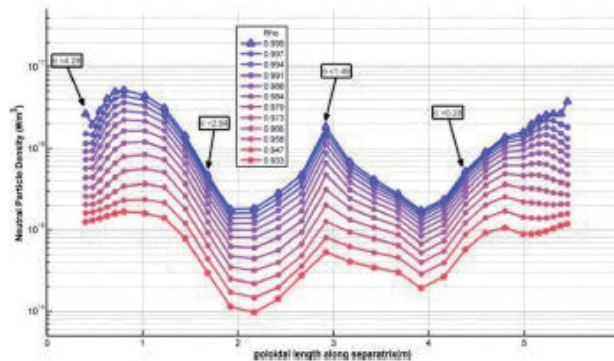


図 7.6-5 セパトリクスから内側に向ってのペダスタル磁気面上での中性粒子密度分布 [7.6-5]

のではないかとこの観点でおこなった検討の中で DIII-D グループでは早くからセパトリクスでの中性粒子密度分布についてポロイダル方向に大きな不均一性があることを指摘していたが [7.6-4]、リサイクリング粒子束の測定データを用いて GTNEUT や OEDGE などのシミュレーションコードにより行われた近年の解析結果では [7.6-5]、セパトリクスを横切る中性粒子束の不均一性（図 7.6-4）を反映して、ペダスタルにおいても中性粒子密度の不均一性が生じることを示している（図 7.6-5）。JT-60U の測定でも D_α 線の強度に大きなポロイダル方向の不均一性を示しており、これが直ちにセパトリクスを横切る中性粒子束分布とはならないが、大きな不均一性を生じるであろう事は容易に想定される。

磁力線に影響されない中性粒子の輸送はモンテカルロ法などでしかシミュレートできないことも相まって、2000 年代初めから今日まで中性粒子分布計測が進展しているとはいいがたい。周辺の密度分布が磁気面上で一定でないことは測定する側にとって大変であるがコードによる補完が可能な程度の測定ができなければプラズマの源となる重要な量を常に仮定しなければならないことになる。セパトリクスの内側で一旦電離してプラズマになれば磁力線上での不均一性は問題にならないので、磁気面を通して侵入する総中性粒子束が判ればプラズマのシミュレーションとの繋がりを得ることが出来るだろう。

なお、中性粒子の測定について 1990 年代後半からセパトリクス付近の中性粒子密度が L-H 遷移に関係する [7.6-6], [7.6-7], [7.6-29] 閉じ込め特性に及ぼす影響 [7.6-8]、或いはダイバータのデタッチの実現のため

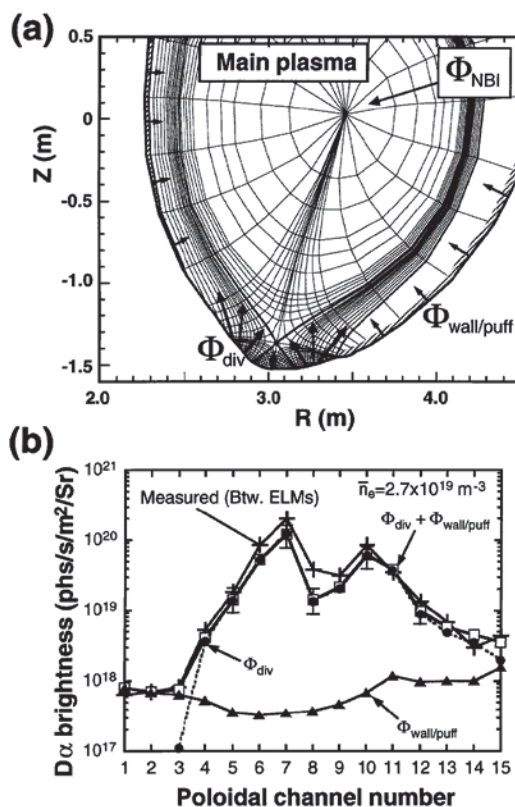


図 7.6-6 JT-60U における D_α 線の強度分布の不均一性測定値（+印）。ダイバータからのリサイクル粒子が主な粒子源。文献 [7.6-8] より

[7.6-9]という視点で調べられた。しかし、これらの文献では定点の中性粒子密度（或いは真空度）とプラズマパラメータの相関を調べたもので、中性粒子密度の分布計測ではないので中性粒子の輸送を研究するには十分ではない。

ヘリカル系に於いては 3.2 に述べたようにプラズマ密度分布は平坦であり、線平均密度を指標として核融合出力の制御が可能である。リサイクル中性粒子の電離率は閉じた最外殻磁気面の外側少し離れた位置で最大となる。プラズマ密度は閉じた最外殻磁気面（LCMS）に向って増加し、中性粒子密度は指数関数的に減少する。ペレット入射の放電を除けば、 $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 程度以上の線平均電子密度のプラズマでは、粒子供給はガスパフによるものが支配的である。密度上昇に伴い原子の電離位置はより外側に集中し、電子密度プロファイルはホローとなる。 $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 程度の線平均密度のプラズマでは、NBI による粒子供給が無視できなくなり、丁寧に壁のコンディショニングを行うことで、中心ピークの電子密度プロファイルが得られることが確認されている。このような事実からも電子密度プロファイル形成において中性粒子が重要な役割を果たしていることは明らかである。

前記の NIFS-MEMO-68 には原型炉制御の視点から中性粒子の計測に触れていない。確かに今後の研究の進展によって、燃料供給系の制御—中性粒子周辺密度—プラズマ密度—核融合出力の関係が定式化できれば、最終的な原型炉の運転段階ではアクチュエータとしての燃料供給系の制御のみで詳細な中性粒子密度計測が無くても核融合出力制御を行うことが出来る可能性は否定できないし、計測制御の単純化を志向する原型炉においては中性粒子計測無しで出力制御が出来れば理想的である。

しかし、それは原型炉以前に中性粒子計測をしなくて済むということとは全く別問題である。中性粒子計測無しではそもそも原型炉は設計できない。定常な核燃焼の出力を決めるもの、ダイバータの放射冷却の成立性、周辺プラズマからの放射、閉じ込め特性の劣化や MARFE、コラプスの回避など、殆ど全てのプラズマの振る舞いの中で、中性粒子は極めて重要な hidden parameter である。プラズマの振る舞いを定量化し、設計のベースを築くためには ITER を含めた原型炉以前の装置において中性粒子計測は必須である。原型炉で中性粒子計測が運転制御上必要かどうか、分布まで必要か、定点測定で OK か、或いは何も測定しなくても良いかは原型炉以前の装置における研究と理解度の上で決まるものである。

しかるにこの分野の研究者は数少なく、QST や NIFS などの研究機関が率先して研究体制を整え、各大学の協力を得つつ解析に対応できる計測データの取得に向うべきであろう。これは研究者個人の関心に委ねる事柄ではなく、核融合を推進する機関の経営者たちが責任を持って進めるべき運営上の問題である。プラズマのエネルギー閉じ込めに傾注した研究者数に比して粒子輸送にかかわる研究者数の少なさが重要度のバランスを欠いている。

（２）LHD での中性粒子密度計測

（後藤基志）

これまでの伝統的な中性粒子計測は原子発光線強度の複数視線による線積分値計測とその逆変換に基づくものであった。この手法の欠点は、最外殻磁気面近傍での発光が強く、プラズマ内部での微弱な発光の検出が難しいことである。

発光線の強度だけでなくそのプロファイルにも注目すると、上記の問題に対する解決策が見出される。プラズマ中の原子は主に荷電交換反応で作られることを考えれば、原子の温度は同じ空間位置に存在するイオンの温度と近似的に等しいはずである。つまり、周辺部に存在する原子の温度は低く、プラズマ内部に深く侵入した原子の温度は高い。その結果、周辺部とプラズマ内部の原子から放出される発光線はそのドップラ

一幅が異なり、線プロファイルの裾野部分はプラズマ内部での発光によるものが支配的となる。

数学的には、観測される発光線プロファイルはラプラス変換として表すことができ、適切な逆変換を行うことにより、線強度の温度に対する分布関数が得られる。さらにこの結果をイオン温度の空間分布データと照らし合わせることで、線強度の空間分布が得られ、衝突輻射モデルを用いた解析から、原子密度、電離速度等の空間分布が求められる。[7.6-10]

伝統的な手法では、強度の高い周辺部から強度を求めていくため、強度の低い中心部の値は大きな誤差を含むことになる。それに対して、本計測法はドップラー広がり大きいプラズマ中心部の線強度が先に求められるため、プラズマ内部の情報を求めるための手法としては大変都合が良い。ただし逆にプラズマ周辺部では、原子の生成が荷電交換反応だけでなく分子の解離等他のプロセスが重要となるため、単純にイオン温度分布との対応だけで空間分布を求めることの妥当性に疑問が生じる。

図 7.6-7 は LHD で計測された結果の例で、階段状にガスパフで電子密度を上昇させた放電で、異なる線平均電子密度の時間帯で求めた原子密度の空間分布である。電子密度が高い場合には当然のことながら最外殻部での原子密度が大きい、プラズマ中での密度減少が大きく、中心部近くでは低電子密度の場合の方が原子密度が大きいという結果となった。この結果は直感的理解とも矛盾せず、また、モンテカルロ法による中性粒子シミュレーションの結果ともよく一致している。

計測手法は非常にシンプルで、プラズマの中心近くを通る一本の視線さえあれば空間分布計測が可能であるため、計測器設置について制限が大きいと予想される原型炉において原子密度分布計測を行う際には有望な計測手法となりうる。

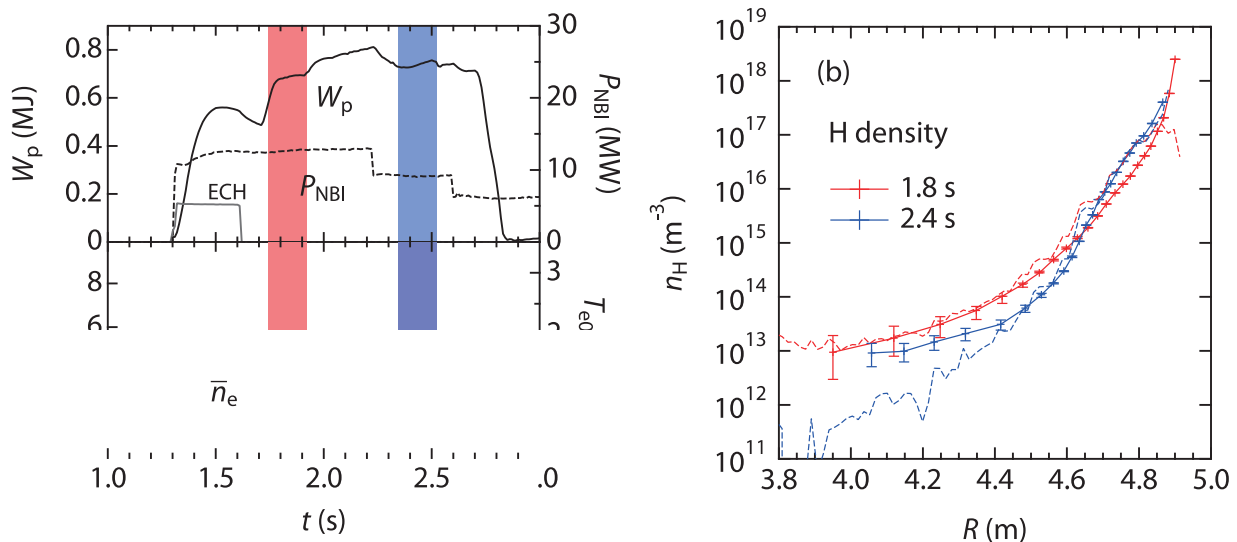


図 7.6-7 LHD で計測された中性粒子密度分布の例。パルスのなガスパフにより電子密度を段階的に上昇させ (a)、異なる密度領域において計測された H_α 線プロファイルをラプラス逆変換することにより原子密度の空間分布を求めた。点線はモンテカルロシミュレーションの結果。

(3) He の蓄積防止の試み

第 4 章でトカマクにおける粒子輸送の概要を述べた。その中でヘリウム灰の蓄積について行われた実験についても触れた。核燃焼維持のための主プラズマ中での He 濃度の許容レベルに関する D.Reiter の論文[4-5]以

降、とくに ITER を対象として He に関する幾つかのシミュレーション検討の結果が報告されている[7.6-11]～[7.6-15]。これらはいずれもコア部で 5～7% の He 蓄積量を示しているが、輸送計算の結果として得られたというよりも、核燃焼を実現するために必要な仮定と理解した方が良いでしょう。

これに対して近年荷電交換 2 波長分光法によって詳細な He イオン分布の計測が可能となり、プラズマ中の He の輸送が議論できるようになった。LHD に取り付けられた分光システムによりコアから最外殻磁気面を横切ってストキャスティック層に至るまで He と水素の同時分布計測が可能となり、バルク水素と He の輸送の差を議論することが可能となった[7.6-16]。実験結果はバルク水素の中に He があるような系ではバルク水素の分布が平坦でも minority である He の分布は中心付近にピークを持つこと、He と水素の内向き粒子束の比は最外殻磁気面の少し内側での He と水素イオンの比に比例することなど興味深い。居田らはセパトロクス近傍での He を含むイオン閉じ込めの研究が重要であることを強調している。トカマク系においてもこの分野の研究が進展し、定常状態での分布が求められ、第 4 章で検討したこととリンクして議論できるようになることが望まれる。

最近 He の輸送に関して発表された実験結果は注目すべきである [7.6-17]。この文献では外部に設けられた RMP コイルによる磁気島の形成により He の輸送を変えることによって主プラズマ部における He 濃度を低下させることを目的として行われたもので、TEXTOR (トカマク)、LHD (ヘリカル) を用いた比較実験である。磁気島の形成により、He の実効的閉じ込め時間をそれぞれ 43%、28%削減できたとしている。磁気島がリサイクリングして主プラズマに戻ろうとする He を抑える効果が大きいことを示している。

(4) 運転限界に及ぼす中性粒子の影響

ヘリカル系においては早くから密度限界の検討が進められており、不純物を含む周辺プラズマのパワーバランスを考察した伊藤らによる先駆的検討[7.6-18]を経て、実験データとの関係をも調べた所謂須藤限界[7.6-19]によってその物理的描象も明確であり、その後非軸対象な放射崩壊 (MARFE) の検討にも発展している[7.6-20]。これらは放射損失が加熱を上回るようなプラズマは存在できないことを示している。

これに対してトカマクで提案された、経験的に多くのデータで裏づけられ装置設計の指針にもなっている Greenwald の密度限界[7.6-21]は古くから提唱されていたにも拘らず、今だに明確な物理的描象が見当たらない。実験的には周辺プラズマの密度に敏感であることが判っていても何故比例則ではプラズマ電流のようなマクロな量で整理できるのか、プラズマの分布でなくて小半径で整理できるのか、多くの研究が行われてきたにも拘らず[7.6-22]～[7.6-25]定説がなく、また、古くは P.H.Rebut が提唱し近年改めて検討された電流チャンネルによる輻射駆動の磁気島原因説[7.6-26]など、まだ定まっていない。さらに、ELM に関係した密度限界の検討が数多くの装置で研究されている (例えば[7.6-27]、[7.6-28])。

先に紹介した 2000 年前後の L-H 遷移に関する検討や、2010 年の文献 7.6-5 に於けるシミュレーションの支援を得た中性粒子の影響の検討が進められて来たが、その基本として中性粒子密度分布の実験的データは依然として希薄である。H モードにしる、密度限界にしる、ペデスタルやその周辺のプラズマ分布形成は電離、即ち中性粒子の分布とせめぎあって決まるものであり、今後の研究に当たってはより詳細な中性粒子の分布計測に精力を注ぎ、コードの信頼性を更に高めるべきであろう。

例えば Alcator C-Mode での実験[7.6-1]ではセパトロクス近傍での中性粒子密度分布が詳しく測定されているが、その中で壁付近での燃料粒子ガス圧を 100 倍くらい変化させても、セパトロクス内側 2mm で測定した中性粒子密度は高々 5 倍変化するだけであるとの記述がある。この強い非線形性はペデスタル近傍

の電子密度の上昇と密度分布勾配の変化を意味していると考えられ、電子密度が高い Alcator C-Mode 以外の装置での実験結果との比較検討も重要である。

中性粒子に関するもう一つの視点は ITER 以前の装置 (Alcator-Cmod, D-III-D, JT-60SU, JT-60SA, JET など) での粒子分布と定常原型炉での粒子分布の繋がりをどのようにみるかという点である。例えば前記 7.6-5 の D-III-D の論文ではプラズマと中性粒子はガスパフ粒子供給や真空排気無しの孤立系でどのように粒子バランスしているかを検討している (NBI のコア部へのイオン供給だけは考慮)。中性粒子は壁からのリサイクリング粒子と再結合がソースである。しかも核燃焼が無いので粒子の損失は無い。一方原型炉ではペレットなどによる供給や真空排気があり、また、He 排気のために大きな循環量の D,T 燃料ガスの循環がある。その流量は 1GW の出力あたり D,T 消費量はそれぞれ $3.55 \times 10^{20}/s$ であり、4.6 節での He 濃縮係数 $\eta = 0.2$ とすると、50 倍の $17.8 \times 10^{21}/s$ という循環量が流れていることになる。そこで問題は原型炉で《このような流れが存在したとしても壁とのリサイクリングが粒子バランスを支配していてこれを崩すには至らず、中性粒子の密度分布は流れの影響を殆ど受けない》、のか、或いは《原型炉クラスの流れが存在すると孤立系で検討した姿から大きく変わってしまうので検討を初めからやり直す必要がある》のか、原型炉をターゲットとして研究計画を作る際に最初に議論すべきことであるように思われる。いずれにしてもシミュレーションに頼ることになるが、そのコードがどのようなパラメータ範囲で実施された実験により validate すべきかと言い換えても良い。

第 4 章付録 2 での考察により、中性粒子の速度が遅ければ定常状態で流れがあってもその領域での粒子密度が大きくなることを理解した。これはダイバータ付近の粒子についてだけでなく、プラズマ対向壁でリサイクリングする粒子 (壁から放出される時は壁温であっても SOL の外側、即ち文献[7.6-29]でいう HALO 領域では放出された中性分子は直ぐに解離して Franck-Condon エネルギーを持つ中性原子となる。) の速度における平均自由行程次第で対向壁前面の中性粒子密度が決まるであろう。粒子全体の流れから見れば、プラズマ対向面の SOL 外側の領域は粒子の淀み淵のようなものである。

(5) 研究協力の上での留意事項

中性粒子分布計測の難しさを考えるとあらゆるプラズマ状態に対して時間空間的に詳細なデータを網羅的に得るには困難が予想される。この不完全さはシミュレーションを介して他の測定量によって補うことが期待される。また、測定やシミュレーションしやすい実験や運転を考えることも必須である。即ち、実験、計測、シミュレーション解析の 3 者が共同して計画立案にあたる必要があり、その協力体制を作ることが先ず最初に求められる。

文献

- [7.1-1] M. Honda and A. Fukuyama, " Dynamic transport simulation code including plasma rotation and radial electric field", J. Comp. Phys. 227 (2008) 2808
- [7.1-2] <http://open.adas.ac.uk/>
- [7.1-3] T. Takizuka, M. Hosokawa, K. Shimizu, "Particle simulation of detached plasma in the presence of diffusive particle loss and radiative energy loss", Trans. Fusion Technol. 39 (2001) 111.
- [7.1-4] M. Honda and A. Fukuyama, " Development of the fluid-type transport code on the flux coordinates in a tokamak", Comp. Phys. Comm. 208 (2016) 117.

- [7.2-1] M. Sakamoto et al., “Global particle balance and wall recycling properties of long duration discharges on TRIAM-1M”, Nucl. Fusion 44 (2004) 693-698.
- [7.2-2] M. Miyamoto et al., “The effect of co-deposition of hydrogen and metals on wall pumping in long duration plasma in TRIAM-1M”, J. Nucl. Mater. 337-339 (2005) 436-440.
- [7.2-3] M. Tokitani et al., “Hydrogen retention properties of co-deposition under highdensity plasmas in TRIAM-1M”, J. Nucl. Mater. 367-370 (2007) 1487-1491
- [7.2-4] M. Tokitani et al., “Plasma wall interaction in long-pulse helium discharge in LHD-Microscopic modification of the wall surface and its impact on particle balance and impurity generation”, J. Nucl. Mater. 463 (2015) 91-98
- [7.2-5] G. Motojima et al., “Global helium particle balance in LHD”, J. Nucl. Mater. 463 (2015) 1080-1083.
- [7.3-1] M. Yokoyama, “A Statistical Approach for Predicting Thermal Diffusivity Profiles in Fusion Plasma as a Transport Model”, Plasma and Fusion Res. Letters, 9 (2014) 1302137.
- [7.3-2] 坂本瑞樹「ニューラル・ビッグデータ運転」、第3回原型炉の運転制御に関するシンポジウム (2016) 2月.
- [7.4-1] ITER Physics Expert Group on Disruptions, Plasma Control and MHD, “MHD stability, operation limits and disruptions”, Nucl. Fusion 39 (1999) 2251.
- [7.4-2] M. S. Chu and M. Okayabashi, “Stabilization of the external kink and the resistive wall mode”, Plasma Phys. Control. Fusion 52 (2010) 123001.
- [7.4-3] G. Matsunaga et al., “Dynamics and Stability of Resistive Wall Mode in the JT-60U high-beta plasmas”, Proceedings of 22nd IAEA-FEC, Geneva, 2008, EX/5-2 (IAEA, Vienna, 2008).
- [7.4-4] N. Aiba and M. Hirota, “Excitation of Flow-Stabilized Resistive Wall Mode by Coupling with Stable Eigenmodes in Tokamaks”, Phys. Rev. Lett. 114 (2015) 065001.
- [7.4-5] H. Yamada et al., "Characterization and operational regime of high density plasmas with internal diffusion barrier observed in the Large Helical Device", Plasma Phy. Control. Fusion 49, B487 (2007).
- [7.4-6] K. Y. Watanabe et al., “Characteristics of MHD equilibrium and related issues on LHD”, Fusion Sci. and Technol. 58 (2010) 160.
- [7.5-1] J.W. Van Dam, ITER international summer school, University Provence, 2011.
- [7.5-2] N. Gorelenkov, S.D. Pinches and K. Toi, “Energetic particle physics in fusion research in preparation for burning plasma experiments”, Nucl. Fusion 54 (2014) 125001.
- [7.5-3] R. Nazikian et al., “Intense geodesic acousticlike modes driven by suprathermal ions in a tokamak plasma”, Phys. Rev. Lett. 101 (2008) 185001.
- [7.5-4] H. L. Berk, C. J. Boswell, and D. Borba et al., “Explanation of the JET n=0 chirping mode”, Nucl. Fusion 46 (2006) S888.
- [7.5-5] M. Garcia-Munoz et al., “Convective and Diffusive Energetic Particle Losses Induced by Shear Alfvén Waves in

the ASDEX Upgrade Tokamak”, Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 185002.

[7.5-6] W.W. Heidbrink et al., “Anomalous Flattening of the Fast-Ion Profile during Alfvén-Eigenmode Activity”, Phys. Rev. Lett. 99 (2007) 245002.

[7.6-1] R.L. Boivin et al., “High resolution measurements of neutral density and ionization rate in the main chamber of the Alcator C-Mod tokamak”, J. of Nucl. Materials 290-293 (2001) 542.

[7.6-2] R.J. Colchin et al., “Measurement of neutral density near the X point in the DIII-D tokamak”, Nucl. Fusion, 40 No.2 (2000) 175.

[7.6-3] J. Mandrekas et al., “Neutral transport analysis of recent DIII-D neutral density experiments”, Nucl. Fusion 43 (2003) 314-320.

[7.6-4] B.A. Carreras et al., “Effect of edge neutrals on the low-to-high confinement transition threshold in the DIII-D tokamak”, Phys. Plasmas 5 Vol.7 (1998) 2623.

[7.6-5] Z.W. Friis et al., “Analysis of neutral particle recycling and pedestal fueling in a H-mode DIII-D discharge”, Phys. of Plasmas 17, 022507 (2010)-1.

[7.6-6] K. Tsuchiya et al., “Effect of edge neutrals on the condition of the H-mode transition in JT-60U”, Plasma Phys. Control. Fusion 38 (1996) 1295.

[7.6-7] B.A. Carreras et al., “Effect of edge neutrals on the low-to-high confinement transition threshold in the DIII-D tokamak”, Phys. of Plasmas Vol.5, No.7 (1998) 2623.

[7.6-8] N. Asakura et al., “Degradation of energy and particle confinement in high-density ELMy H-mode plasmas on JT-60U”, Plasma Phys. Control. Fusion 39 (1997) 1295.

[7.6-9] A. Loarte et al., “Effect of divertor geometry on tokamak plasmas”, Plasma Phys. Control. Fusion 43 (2001) R183.

[7.6-10] M. Goto et al., “Evaluation of hydrogen atom density in the plasma core region based on the Balmer- α line profile”, Nucl. Fusion **51**, 023005 (2011).

[7.6-11] G. Becker, “Transport simulations of the ignited ITER with high helium fraction”, Nucl. Fusion 34 (1994) 507.

[7.6-12] U. Samm et al., “On the relation between radiation level, central impurity concentration and helium in a burning fusion plasma”, J. Nucl. Materials 241-243 (1997) 827.

[7.6-13] A. S. Kukushkin et al., “Divertor issues on ITER and extrapolation to reactors”, Fusion Eng. Design 65 (2003) 355.

[7.6-14] A.S. Kukushkin et al., “Physics requirements on fuel throughput in ITER”, J. Nucl. Materials 415 (2011) S497.

[7.6-15] I. Ivanova-Stanik et al., “Influence of impurity seeding on plasma burning scenarios for ITER”, Fusion Eng. Design 109-111 (2016) 342.

[7.6-16] K. Ida et al., “Helium transport in the core and stochastic edge layer in LHD”, Plasma Phys. Control. Fusion, 58(2016) 074010.

[7.6-17] O. Schmitz, K. Ida et al., “Enhancement of helium exhaust by resonant magnetic perturbation fields at LHD and TEXTOR”, Nucl. Fusion 56 (2016) 106011.

- [7.6-18] K.Itoh and S-I. Itoh, “Deatched and Attached Plasma in Stellarators”, J. Phys. Soc. Jap. 57(4) (1988) 1269.
- [7.6-19] S. Sudo et al., “Scaling of energy confinement and density limit in Stellarator/ Heliotron devices”, Nucl. Fusion 30 (1) (1990) 11.
- [7.6-20] B.J.Peterson et al., “Multifaced asymmetric radiation from the edge-like asymmetric radiative collapse of density limited plasmas in the Large Helical Device”, Phys. Plasmas 8(9) (2001) 3861.
- [7.6-21] M. Greenwald et al., “A new look at density limits in Tokamaks”, Nucl. Fusion 28(12) (1988) 2199.
- [7.6-22] Wesson et al., “Disruptions in JET”, Nucl. Fusion 29(4) (1989) 642
- [7.6-23] T. Nishitani et al., “MARFE phenomena on neutral beam heated JT-60 Plasmas”, J. Nucl. Materials 176-177 (1990) 763.
- [7.6-24] J. Rapp et al., “Density limits in TEXTOR-94 auxiliary heated discharges”, Nucl. Fusion 39(6) (1999) 765.
- [7.6-25] B. LaBombard et al., “Particle transport in the scrape-off layer and its relationship to discharge density limit in Alcator C-Mod”, Phys. Plasmas 8(5) (2001) 2107.
- [7.6-26] D.A. Gates et al., “Physics of radiation-driven islands near the tokamak density limit”, Nucl. Fusion 53 (2013) 063008.
- [7.6-27] K. Borrass et al., “A scrape-off Layer Based density Limit for JET ELMy H-modes”, Plasma Phys. 38 (1998) 1/2 130.
- [7.6-28] L.D. Horton et al., “Performance near operational boundaries”, Plasma Phys. Control. Fusion 41 (1999) B329.
- [7.6-29] R.J. Groebner et al., “The role of neutral in high-mode (H-mode) pedestal formation”, Phys. Plasmas 9 (2002) 2134.

第8章 原型炉に向けて見えてきたその他の工学課題

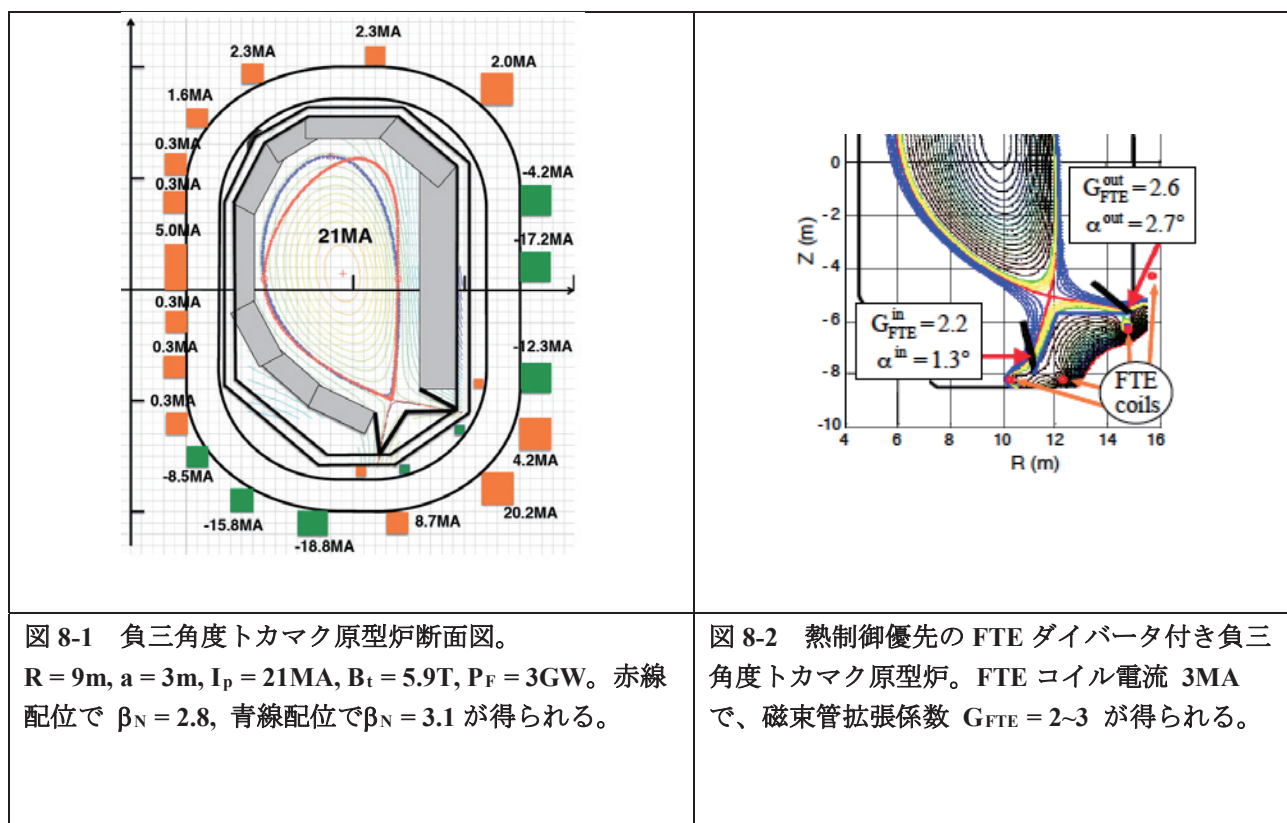
デタッチプラズマなどの追求によってこれまでのダイバータ設計でダイバータ熱負荷問題解決の見通しが立たないときの代替方式が検討されている。この中で重要なものが 8.1、8.2 に述べる 2 つの方式である。

8.1 代替ダイバータ(I) 磁場構造配位の転換 (滝塚知典)

ダイバータ板への熱負荷は、原型炉の成立可能性を決める最重要項目のひとつである (4.3 節参照)。熱負荷の低減のためには、遠隔放射冷却と非接触ダイバータプラズマを形成することが不可欠である [8-1]。X 点からダイバータ板までの距離を長くとり遠隔放射冷却領域を大きくする long-leg divertor 配位は、熱流入総量の低減に有効であるが、長足化によりダイバータ板上の磁束管は狭くなるので単位面積当たり熱負荷の低減は容易でない [8-2]。磁束管を拡げるダイバータ配位として、Snowflake divertor [8-3]、X divertor [8-4]、Super-X divertor [8-5] が提案された。これらの代替ダイバータ配位は、DIII-D, NSTX, MAST, TCV, ASDEX Upgrade, JET 等に採用され実験研究されている。しかし、これらのセパトリクス磁力線曲線はダイバータ領域でかなり複雑になっている。そこで原型炉ダイバータへの採用の観点から、磁束管拡張ダイバータ、flux-tube-expansion (FTE) divertor、が新たに提案された [8-6]。

FTE divertor は、一組の FTE カスプコイルをトロイダル磁場 (TF) コイル内に設置して、ダイバータ板近傍の磁束管を拡げる。FTE コイル電流はプラズマ電流に比べ十分小さいので、TF 内への超伝導 FTE コイル設置は困難ではない。TF コイル外に、ダイバータコイルの他にセパトリクス配位コイルを置き、long-leg ダイバータ領域のセパトリクス磁力線をほぼ直線にする。FTE コイルは、磁束管を拡張するが、セパトリクス磁場配位 (ストライク点位置) をほぼ一定に保つ事ができる。ダイバータ領域に新X点を作らず、拡張係数を $2 \sim 5$ 程度に自在に選択する。ただしダイバータ板への磁力線入射角を $1 \sim 2^\circ$ より小さくしないように、ダイバータ板傾斜角と拡張係数を最適設計することが必要である。FTE ダイバータは、受熱面を拡げるだけでなく、磁力線連結長を延ばし、中性粒子保持能力を向上し、放射領域体積を増大させるので、少ない不純物シーディングで遠隔放射冷却割合を大きくする事ができる。

ダイバータ足位置のトーラス大半径を大きくすればトロイダル長に比例して受熱面積を大きくすることができるので、プラズマ断面の三角度を負にした熱制御優先原型炉の概念設計が進められている (図 8-1) [8-7] [8-8]。この負三角度トカマク原型炉に FTE ダイバータを容易に取り込めることが示された (図 8-2)。



8.2 代替ダイバータ（Ⅱ）液体金属ダイバータ

（宮澤順一）

核融合炉のダイバータにおけるプラズマ対向材として液体金属を用いるアイディアは、既に 1970 年代から検討されてきているが、核融合炉の設計研究が具体的に進展してきた近年、改めて注目を集めつつある。この液体金属ダイバータについては、最近のプラズマ・核融合学会誌の小特集にレビューがある[8-9]。本稿ではこのレビューを参考に、液体金属ダイバータに関するこれまでの研究を簡潔にまとめる。後半では最新の研究例として、核融合科学研究所で概念設計活動を進めているヘリカル型核融合炉 FFHR-d1[8-10], [8-11]への液体金属ダイバータの適用検討について、その概要を述べる[8-12]～[8-14]。

（1）液体金属ダイバータ研究の歴史

プラズマ対向機器として液体金属を用いる方式は、これまでも多く提案されてきた。1974 年には、米国ウィスコンシン大学で設計されたトカマク型核融合炉 UWMak-1 において液体リチウム流を用いたダイバータが検討されている[8-15]。慣性核融合炉でも、第一壁に液体リチウムや溶融塩の自由表面流を用いた設計が HYLIFE-I 及び HYLIFE-II として提案されている[8-16]。第一壁の天井部分において溶融塩を細かい溝から染み出させ、毛細管現象によって重力に逆らい溶融塩を保持する KSF (Kunugi-Sagara type Free-surface) が、ヘリカル型核融合炉 FFHR の設計で提案されている[8-17]。APEX 活動の一環として、米国のトカマク型核融合炉 ARIES-RS の設計では、液体リチウムまたは溶融塩の高速シート流で第一壁を覆った後、その流体を液滴化して落下させ、ダイバータを構成するという CLiFF (Convective Liquid Flow First-wall concept) の構想が提案された[8-18]。液体金属の中でもリチウムは融点が 181°C と低く、水素吸蔵量が大きいためにリサイクリングを低減する効果もあることから、様々な装置で使われている。例え

ば、モリブデンメッシュから毛細管現象を用いて液体リチウムを滲み出させる CPS (Capillary Pore System) は、ロシアのトカマク型装置 T-11M [8-19]、イタリアのトカマク型装置 FTU (Frascati Tokamak Upgrade) [8-20]、及びスペインのヘリカル型装置 TJ-2 [8-21]において適用されている。米国のトカマク型装置 LTX (Lithium Tokamak Experiment) では、大面積の液体リチウム壁を用いても、広いプラズマパラメータ範囲で良いエネルギー閉じ込めを得られることが実証された[8-22]。やはり米国の球状トカマク型装置 NSTX (National Spherical Torus Experiment) における LLD (Liquid Lithium Divertor) は、液体リチウムを滲み込ませた多孔質のモリブデン板で構成されている[8-23]。しかしながら、核融合炉において静止した液体金属で定常高熱流束を受けることは難しい。一方、液体金属の高速流は高熱負荷にも耐えられる。核融合炉の材料試験のために開発が進められている国際核融合材料照射施設 (IFMIF) では、液体リチウムのターゲットに 1 GW/m^2 の重水素ビームを当て、中性子束を発生させる。液体リチウムターゲットは曲線流路に沿って、 $15\text{--}20 \text{ m/s}$ という高速でシート状に流される。このような高速流であれば、 1 GW/m^2 という超高熱負荷にも耐えられる[8-24]。液体金属を積極的に流動させる方式についても、様々なものが検討されてきた。例えば、熱電磁流体現象 (TEMHD, Thermo-Electric Magneto-Hydro-Dynamics) を利用する方式として、LiMIT が提案された[8-25]。中国のトカマク型装置 HT-7 では、LiMIT と同様の仕組みを持つ液体リチウムリミター FLLL (Flowing Liquid Lithium Limiter) を用いたプラズマ実験が行われた[8-26]。近年、嶋田・廣岡によって提案された ACLMD (Actively Convected Liquid Metal Divertor) では、ローレンツ力を用いて液体金属を循環させる[8-27]。これらの電磁力を用いる方式の他に、重力を用いる方式がある。T-3M では、液体ガリウム Ga の液滴を落下させ、カーテン状にしたものがリミターとして用いられた[8-28]。その他、2つの刃先の間に液体金属を流して薄い液膜の壁を生成する方式[8-29]、流路に液体金属を流す方式、液体金属の噴流を用いる方式などがあり、特に後者の2つは既に1986年の段階で提案されている[8-30]。

(2) 液体金属ダイバータのヘリカル型核融合炉への適用

核融合科学研究所では、大型ヘリカル装置 (LHD) の成果を基にしてヘリカル型核融合炉 FFHR-d1 の概念設計が進められている[8-10], [8-11]。FFHR-d1 のダイバータ設計においては、特に以下の5つ、即ち、

(1) 高い安全性、(2) 高いメンテナンス性、(3) 少ない放射性廃棄物量、(4) 十分な排気速度、及び(5) 高い耐熱負荷性能、に重点が置かれている。これらの要求を満たすため、宮澤らは液体金属噴流シャワーからなるエルゴディックリミタ/ダイバータの方針を提案し、REVOLVER-D (Reactor-oriented Effectively VOLmetric VERtical Divertor) と名付けた[8-12] ~ [8-14]。FFHR-d1 はヘリオトロンタイプの核融合炉であり、超伝導磁場コイルの配置は LHD[8-31]と相似である。装置の大きさは LHD の4倍であり、ヘリカルコイル大半径は 15.6 m 、プラズマ中心での磁場強度は約 5 T 、核融合出力は約 3 GW である。FFHR-d1 のダイバータは基本的に LHD と同様の構造を持つ。一般的に円形に配置されるトカマクのダイバータと比較すると、LHD のヘリカルダイバータはトロイダル方向にもポロイダル方向にも展開されているため、プラズマ濡れ面積が大きく、例えば LHD では 2 m^2 程度と考えられている[8-32]。ヘリカルダイバータへのプラズマからの熱流束分布は、基本的に磁力線分布によって幾何学的に決まるため、FFHR-d1 のヘリカルダイバータにおけるプラズマ濡れ面積は $2 \text{ m}^2 \times 4^2 = 32 \text{ m}^2$ と見積もられる。もし FFHR-d1 で放射損失が無ければ、 600 MW の α 加熱パワーが定常的にダイバータに流入することになり、平均熱負荷は約 20 MW/m^2 となる。これは放射損失を増大し、所謂ダイバータデタッチメントを実現することで低

減可能である[8-33]。しかしながら、中性子と γ 線の強照射環境となる核融合炉条件においては、使用可能な測定器や制御装置が限定されるため、デタッチメントを安定に長時間制御することは難しい。更に、LHD 型のヘリカルダイバータはトロイダル及びポロイダル異方性を有するため、ダイバータの最大熱負荷は平均熱負荷の数倍に達すると予想される[8-34], [8-35]。追加コイルを用いてダイバータを一様にする検討もなされているが、未だ不十分である[8-36]。例えば放射損失がゼロでプラズマが直接ダイバータプレートに達するとした場合、FFHR-d1 では最大で数十 MW/m²を超える熱負荷となる。フランスで建設中のトカマク型国際熱核融合実験炉 ITER では、タングステンモノブロックに銅パイプをロウ付けし、これに冷却水を流して除熱する固体水冷却方式ダイバータが開発されているが、その最大許容熱負荷はパルス入熱で 20 MW/m²、定常入熱で 10 MW/m²である[8-37]。これを用いて FFHR-d1 のヘリカルダイバータを構成する場合、デタッチメント制御は必須となる。しかしながら、仮にデタッチメント制御が可能だとしても、先に述べた FFHR-d1 のダイバータに要求される事項を満足することは難しい。即ち、安全性に関して、絶対にアタッチしないデタッチメント制御の実現が困難であること、メンテナンス性に関して、真空容器内で広範囲に展開しているダイバータ機器を高放射線量下で保守・交換する手法が未だ考案されていないこと、放射性廃棄物量が多くなること、排気性能に関して、高排気速度を得るための閉ダイバータ構造がメンテナンス性と相容れないこと、等の未解決課題が残されている。これらを解決し得るものとして、液体金属噴流シャワーからなるリミタ兼ダイバータ REVOLVER-D の概念が提案された[8-12] ~ [8-14]。

REVOLVER-D では液体金属として溶融スズを用いる。その主な理由は、低蒸気圧であること、低融点 (~230°C) であること、資源量が豊富で、低コストなこと、及び安全性が高いことにある。溶融スズの自由落下噴流を並べてシャワーとしたものを、トーラス内側のプラズマ断面が横長になっている位置 10 箇所において、最外殻磁気面を取り囲んでいるエルゴディック層に挿入し、エルゴディックリミタとして用いるのが REVOLVER-D の基本構想である。トカマクと異なり、プラズマ電流駆動が不要で、電流ディスラプションがないヘリカル型核融合炉では、大きな周回電圧の発生に起因する液体金属の飛散を考慮する必要がないため、ダイバータへの噴流の適用は比較的容易であると言える。但し、液体金属噴流にプラズマが接触し、磁場と垂直方向の電流を供給することで発生するローレンツフォースなどの MHD 効果については、閉じ込め方式によらない共通の課題である。FFHR-d1 の磁場配位において最外殻磁気面から発した磁力線は、エルゴディック層で数 km にわたりトーラスを周回した後、ヘリカルダイバータへと向かう。エルゴディック層内にリミタがある場合、磁力線に沿って移動するプラズマは、ヘリカルダイバータへと流出する前にリミタに衝突し、中性化される。REVOLVER-D において溶融スズシャワー表面で生じた中性ガスは、シャワーの隙間を経て、トーラス内側に設置される真空排気ポンプによって排気される。真空ポンプとしては、既存技術で実現可能なクライオポンプとターボ分子ポンプを用いる。10 セットのクライオポンプを順番に用いることで、炉内トリチウム貯留量を抑制することは十分可能である。溶融スズを循環させるための液体金属ポンプもトーラス内側に設置し、溶融スズの循環経路を極力短くすることで必要なポンプ動力を最小化する。トーラス内側領域には約 5 T という強磁場が存在するため、ターボ分子ポンプや液体金属ポンプを使用するには磁気遮蔽を施す必要がある。このため、REVOLVER-D では高温超伝導マグネットの磁気シールドをトーラス内側に設置する。エルゴディックリミタにはヘリカルダイバータを遥かに凌ぐ高熱流束が流入する。REVOLVER-D では最大熱負荷を約 170 MW/m²と予想している。このような高熱負荷であっても、液体金属流量を然るべく確保できれば、溶融スズ全体の

温度増加を 200°C 程度に抑えることは十分可能であり、従って低放射化フェライト鋼の許容最高温度 550°C 以内でも運用できる。FFHR-d1 の場合、シャワー 1 箇所あたり約 3,000 トン/時という流量を確保することが必要となる。高速増殖炉もんじゅにおいて、液体ナトリウムの一次冷却系循環ポンプとして、1 台あたり 5,100 トン/時が実証されていることから、熔融スズで 3,000 トン/時というポンプは十分実現可能と考えられる。シャワーを構成する噴流は、蛇口から出る水道水などで日常経験されるように、重力によって加速されて細流化し、その後、表面張力不安定性によって容易に液滴化する[8-38]。液滴化すると、その隙間を抜けたプラズマが真空容器壁に損傷を与える可能性があるため、REVOLVER-D では噴流内にチェーンやテープ、あるいはワイヤ等の内部抵抗を挿入し、重力に対する抗力を発生させることで流速を一定として、噴流を安定化することを検討している。このような内部抵抗を有する噴流を「鞘状噴流（シースジェット）」と名付け、その基礎物理解明のための研究も開始している[8-39]。

REVOLVER-D であれば、先に述べた FFHR-d1 のダイバータに要求される 5 つの事項を満足できる可能性がある。即ち、REVOLVER-D は、（１）デタッチメント制御が必ずしも必要ないため制御失敗による装置損傷などの心配がなく、安全性が高い、（２）真空容器内に設置される機器はトラス内側にのみ離散的に配置されるため保守・交換が容易であり、メンテナンス性が高い、（３）想定される放射性廃棄物は、酸化したスズや噴流安定化のために用いる内部抵抗などであり、少量である、（４）シャワー構造を有効に利用することで、高い排気速度を実現可能、（５）比較的高速の液体金属流を用いているため、高い耐熱負荷性能を達成可能、といった特長を有している。

REVOLVER-D の実現に向けた課題として、熔融スズ噴流の安定化、超高熱負荷試験、MHD 効果の検証、スパッタリングの実験的評価、機器構成材料と熔融スズの共存性検証、ヘリカルプラズマへの適用実証などが挙げられる。核融合科学研究所では、これらの課題を解決するための取り組みを始めている。

8.3 耐放射線計測要素開発計画

ITER 放射線環境を超える原型炉での放射線環境の下で、放射線束、および積算照射量に耐えうる耐放射線要素の開発の必要性については既に NIFS レポートとして纏められている[1-1]。すなわち、開発が必要な耐放射線要素の同定と照射計画などである。このレポートが纏められて以降に新たな変更は必要となっていないので、詳細は上記レポートを参照されたい。レポートの入手は NIFS 学術情報係 (toshio@nifs.ac.jp) にお訊ねください。

8.4 代替計測法 マイクロ波反射計のシステムの検討 (筒井広明)

トカマク型核融合装置では、プラズマの平衡を維持し、第一壁への接触を避けるために、プラズマの位置形状を正確に計測／同定する必要がある。現在は主に磁気計測が用いられている。ところが次世代の発電実証炉では高い線量率と桁違いの運転時間による積算線量のため、磁気センサーの ITER を越える長期に亘る使用が見通せない。問題点をあげると以下ようになる。

- 放射線束による熱起電力を避けるため遮蔽体の後背面にしか設置できない。
- 感度の低下：検出器がプラズマから遠いことと、遮蔽体による渦電流により信号が減衰、遮蔽される。また、遮蔽材が強磁性体であることも磁気計測を難しくする。
- 積分器のドリフト：1 日にせまる長時間運転で、積分の誤差が蓄積する。
- 放射線積算線量による絶縁材料の特性劣化に対するデータが皆無。

これらの問題を解決するために、マックス・プランク研究所では、反射計を用いた位置の実時間制御手法を開発中である[8-40]。レーダー反射計を代用し電磁波の反射面としてプラズマ表面を見ることを考える。プラズマ表面は等磁束面であるので、プラズマ表面は等電子密度面としても捉えられ、マイクロ波の反射面として検出できる(図8-3)。

反射計の利点としては以下が挙げられる。

- 発振器・検出器は放射線の弱い遠方に設置することができる。
- アンテナは遮蔽不要なのでプラズマの近傍に設置できる。
- 距離を表す電磁波の位相は積分器なしで検出できるので、長時間測定可能。

反射計は放電終了後の実験解析に利用する電子密度分布の計測法として実績があり、放射線影響も小さいと考えられ、発想を変えて実時間制御に転用すれば、強力な表面検出器となる。他にも次の2点で磁気計測より有利である。

- 高速な時間応答：計測による時間遅れがない
- 簡便な表面形状算出：複雑な信号処理が不要

つまり高い時間・空間分解能の実時間制御手法となる可能性まで秘めている。新規に特殊な計測デバイスの開発なしに、実績ある技術の転用で、炉心プラズマ制御の見通しが立てられる意義は大きい。多チャンネル化により、磁気センサー群に代わり得るなど、原型炉以降の標準制御となるポテンシャルを有する。

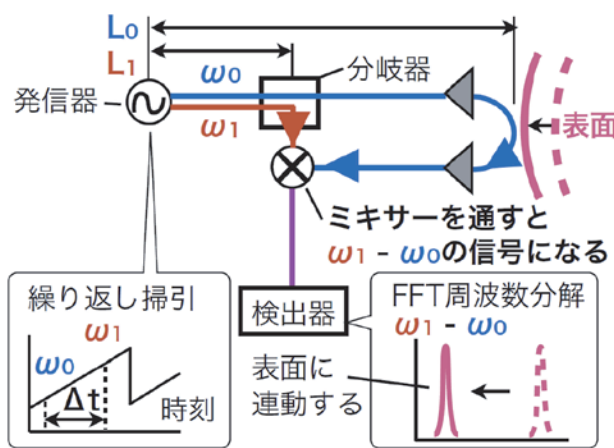


図 8-3 プラズマ表面位置の計測原理
表面までの距離 $= L_0 - L_1$ を周波数で測る。

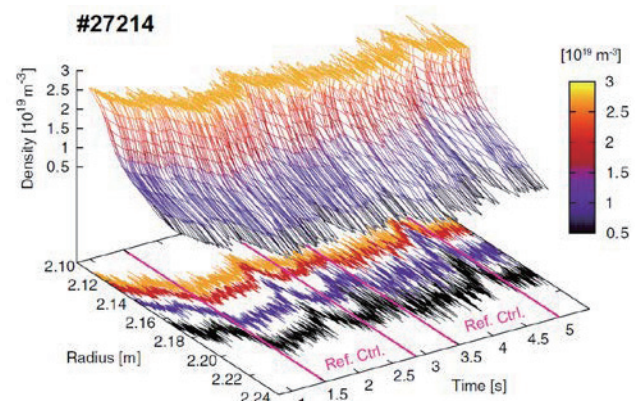


図 8-4 ASDEX でのセパトリックス位置評価のための、反射系による密度分布の時間変化計測結果[8-40]

8.5 フレークに対する対策

(笠原寛史)

定常プラズマ放電研究を実施している際に、不意に堆積層が剥離し不純物混入が発生することでプラズマが放射崩壊することが観測されている[8-41]～[8-43]。原型炉におけるプラズマ崩壊は電力喪失に繋がる異常と考えられるため、不純物混入の制御や混入時のプラズマ性能を保持しえる制御手法の確立が発電炉の実現には必要不可欠である。不純物混入の原因となる堆積層の剥離は、その頻度および剥離する堆積層の厚さに分布があるものの真空容器内の至る所で発生している[8-44]。原型炉においても容器内の至る所で発生する堆積層剥離を観測するためには多数の計測器を必要とするが、炉内に多数の計測装置を設置することは容易ではない。現実的な制御としては、プラズマ崩壊に繋がる深刻なサイズのフレーク剥離を発生させるのではなく、混入しても問題の無いサイズの堆積層剥離を制御・構造により誘発させ、プラズマへ混入させるか容器外に排気することが望ましい。そのタイミングおよび混入レベルの予測を行うために、堆積層成長と剥離の物理現象を理解する必要があり、そのためには定常放電が必須となる。放電を繰り返すことで堆積層成長が引き起こされるが、多数の実験装置で実験終了時に容器内に強堆積層[8-44]～[8-48]が観測されている。また、高性能長時間放電実験ではフレーク混入により時折プラズマが崩壊する現象が観測されている[8-42]、[8-43]。LHD では 30MW 程度の加熱入力で総放電時間数時間に至る放電の後でも顕著な不純物混入現象は観測されないが、1MW 程度の加熱入力で 30 分を越える放電を数ショット行った後では、顕著に堆積層剥離が発生しフレーク混入が発生している[8-49]。

堆積層が放電中に影響を及ぼす定常放電研究は炭素ダイバータを用いた実験装置で進められているが、ITER または発電炉ではダイバータはタングステンが使用されると予想されるため、現状の研究結果とは異なる状況が考えられる。現在の定常放電研究では加熱入力としては 1MW 程度、放電時間は長くても 1 時間程度と、発電炉の条件と比べてダイバータへの熱・粒子負荷がともに短く低い。定常実験装置のダイバータを炭素からタングステンに変更することでダイバータ材の単位時間あたりの溶損量を減らして堆積層剥離が発生するまでの時間を延ばすことは出来る。しかし DEMO における 1 時間程度のプラズマ放電ではこの現象が現れないとしても、1 週間または 1 ヶ月以上連続運転を予定する装置では堆積層の成長および剥離が発生する可能性が高い。堆積層の原因となる物質はダイバータとダイバータレッグとの接触面での溶損で発生し、ITER のためにテストを行っている JET のタングステンダイバータにおいても短い放電において溶損は確認されており[8-50]、タングステンといえども堆積層成長は免れない。九州大学に設置されている QUEST と呼ばれるタングステンを用いた球状トカマク装置では、加熱入力 40kW、電子密度 $1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 程度のプラズマであるが、長時間放電中にタングステン堆積層が剥離することが確認されており、DEMO でもタングステン剥離が起きる危険性が高いことを示している。さらに堆積層混入は必ずしも落下で発生せず、LHD での定常放電では連続した堆積層の剥離が装置下部から発生し、プラズマ側へ重力に逆らって継続的に混入しプラズマを放射崩壊へと導いていた。その閾値を調べるために、TESPEL により不純物を意図的に混入させてプラズマの維持条件を調べたところ、放射損失が全パワー損失の 40%程度になるとプラズマが崩壊することが分かった。この条件は通常の LHD の放電において密度を増加させ放射損失が 40%程度を越えると崩壊することと一致し、長時間放電時の壁の条件に依存せずプラズマが維持しうる放射損失の閾値が 40%であることが分かった。このプラズマ崩壊現象は、炭素・鉄・タングステンと異なる材料によって確認したが、混入したイオン数ではなく電子数増加に伴う放射損失量の増加だけで、イオン種の違いによる放射損失量の閾値に明確な差がなかった。LHD ではフレーク混入に伴うプラズマの温度の低下を追加熱により抑え、放射損失量割合の増加を抑えることで制御によって崩壊現象を避けることができることが分かっている[8-51]。しかし継続して混入が続く場合には追加熱源の制約によって維持す

ることが出来なくなっているため、安定維持を目指した加熱源の整備を進めている。

原型炉で考えられる堆積層の影響は、フレーク混入が引き起こす放射損失の増加によるプラズマ崩壊である。能動的な制御としては、追加熱をすることで不純物混入による急激な密度増加が引き起こす放射損失増加を緩和する手法があるが、常に追加熱機器を待機状態にすることは消費電力などの観点からふさわしくない。直接制御にはならないが、強堆積層が成長する前に主プラズマに影響を与えない少量の剥離を発生させ、その後プラズマ中に混入させ定常運転を実施することが望ましい。そのためこれからの定常放電研究では堆積成長と剥離を能動的に制御する研究が重要になってくると考えている。堆積層成長がダイバータレッグの熱負荷量や幾何的位置に相関があるため、この関係を明らかにすることを目指している。またプラズマ周辺部における不純物輸送研究の知見を反映させることで、不純物耐性に強い定常プラズマ放電の実現も重要となる。

8.6 構造物の影響

(筒井広明)

構造物に流れる渦電流は磁場計測に影響を及ぼすが、その影響の程度については渦電流の時定数だけでなく、位相差による絶対値やどのようなモードを考えるかに依る。開発されたコードによってこれを調べる。

磁気計測データからプラズマの位置形状を同定するにはプラズマを複数の線電流で模擬するフィラメント法や、プラズマを面電流で模擬するCCS法[8-52]などがある。

プラズマの周りに磁束、及び、磁場を計測する機器を取り付けることが出来れば、その外側に導電体、及び磁性体があっても、それらの影響を考慮せずにプラズマ電流、及び、位置形状を同定することが出来る[8-53]。しかし、原型炉においては磁気計測装置は中性子照射を免れるために、ブランケットなどの背面などに設置される。また、炉内構造物には磁性体で導電体でもある低放射化フェライト鋼が多く使われる予定であり、渦電流や磁性体の効果を取り入れた解析が必要である。

従来も渦電流の効果はプラズマと回路方程式の組み合わせで解かれている（TSCコード[8-54]等）が、軸対称を仮定しており磁性体も含まれていない。また、複雑な体系について解析するには真空容器など導電性構造物を殻で模擬し、そこに誘導される表面電流を電流ポテンシャルで表し、その変化を回路方程式で解く方法がある（EDDYCALコード[8-55]）。この電流ポテンシャルは任意の表面電流を表すことが出来るが、面に垂直な向きの電流成分を表すことは出来ない。また、磁性体の効果も含めることが出来ない。

一方、有限要素法に基づくコード（ANSYS, COMSOL等）を用いれば、詳細なモデルについて渦電流[8-56]と磁性[8-57]、双方を扱うことが出来る。また、計算量は膨大になるが、同時に扱うことも出来るようになってきている。

原型炉をトカマクで設計する場合、プラズマ位置形状の同定は必須の条件であるので、設計においては有限要素法によるモデリングが必要である。

参考文献

- [8-1] Progress in the ITER physics basis, chapter 4: power and particle control, Nucl. Fusion **47** (2007) S203.
- [8-2] K. Hoshino, K. Shimizu, N. Asakura, T. Takizuka, et al., “Simulation study of an extended divertor leg for heat control in the SlimCS DEMO reactor”, Contrib. Plasma Phys. **52** (2012) 550.

- [8-3] D.D. Ryutov, “Geometrical properties of a “snowflake” divertor”, Phys. Plasmas **14** (2007) 064502.
- [8-4] M. Kotschenreuther, P.M. Valanju, S.M. Mahajan, “On heat loading, novel divertors, and fusion reactors”, Phys. Plasmas **14** (2007) 072502.
- [8-5] P.M. Valanju et al., “Super-X advanced divertors and high power density fusion devices”, Phys. Plasmas **16** (2009) 056110.
- [8-6] T. Takizuka, S. Tokunaga, K. Hoshino, et al., “Combination of helical ferritic inserts and flux-tube-expansion divertor for the heat control in tokamak DEMO reactor”, J. Nucl. Mater. **463** (2015) 1229.
- [8-7] M. Kikuchi, A. Fasoli, T. Takizuka, et al., “Negative Triangularity Tokamak as Fusion Energy System”, 1st Int. e-Conf. on Energies (2014) e002.
- [8-8] S.Yu. Medvedev, M. Kikuchi, T. Takizuka, et al., “Single null divertor in negative triangularity tokamak”, 26th IAEA Fusion Energy Conf. (Kyoto, 2016) ICC/P3-47.
- [8-9] 嶋田道也, 宮澤順一, 小特集 液体だけど水じゃない～次世代ブランケット・ダイバータ研究開発の現状と課題～ 3. 液体ダイバータ, プラズマ・核融合学会誌 **92** (2016) 119.
- [8-10] A. Sagara, et al., “Design activities on helical DEMO reactor FFHR-d1”, Fusion Eng. Des. **87** (2012) 594.
- [8-11] A. Sagara, et al., “Helical reactor design FFHR-d1 and c1 for steady-state DEMO”, Fusion Eng. Des. **89** (2014) 2114.
- [8-12] J. Miyazawa, et al., “Liquid Metal Divertor Concept Consisting of Vertical Free-Surface Streams and a Supersonic Jet Pump,” First IAEA TM on Divertor Concepts (Vienna, Austria, 29 Sep. – 2 Oct., 2015) P-7.
<http://www-naweb.iaea.org/napc/physics/meetings/TM49934.html>
- [8-13] J. Miyazawa, et al., “Basic concept of the ergodic limiter/divertor consisting of showers of molten tin sheath jets,” The 1st International “All-about-Divertor” Symposium (Kyoto, Japan, 14 – 15 Oct., 2016), submitted to Fusion Eng. Des.
<http://fusiondivertor.wixsite.com/all-about-divertor>
- [8-14] J. Miyazawa, et al., “REVOLVER-D: The Ergodic Limiter/Divertor Consisting of Molten Tin Shower Jets Stabilized by Chains,” 26th IAEA Fusion Energy Conf. (Kyoto, Japan, 17 – 22 Oct., 2016) FIP/P7-2.
<http://www-pub.iaea.org/iaameetings/48315/26th-IAEA-Fusion-Energy-Conference>
- [8-15] [22] B. Badger, et al., “UWMAK-I - A Wisconsin Toroidal Fusion Reactor Design,” UWFD-68 (1974).
<http://fti.neep.wisc.edu/pdf/fdm68.pdf>
- [8-16] R.W. Moir, “HyLife- II Inertial Confinement Fusion Power Plant Design”, Particle Accelerators **37-38** (1992) 467.
- [8-17] A. Sagara, et al., “Innovative Liquid Breeder Blanket Design Activities in Japan”, Fusion Sci. Tech. **47** (2005) 524.
- [8-18] M.A. Abdou, et al., “On the exploration of innovative concepts for fusion chamber technology”, Fusion Eng. Des. **54** (2001) 181.
- [8-19] S. Mirnov, “Plasma-wall interactions and plasma behaviour in fusion devices with liquid lithium plasma facing components”, J. Nucl. Mater. **390-391** (2009) 876.
- [8-20] G. Mazzitelli, M.L. Apicella, A. Alexeyev, “Heat loads on FTU liquid lithium limiter”, FTU Team, Fusion Eng. Des. **86** (2011) 580.
- [8-21] F.L. Tabarés, et al., “First liquid lithium limiter biasing experiments in the TJ- II stellarator”, J. Nucl. Mater. **463** (2015) 1142.

- [8-22] J.C. Schmitt, et al., “High performance discharged in the Lithium Tokamak experiment with liquid lithium walls”, *Phys. Plasmas* **22** (2015) 056112.
- [8-23] H.W. Kugel, et al., “NSTX plasma operation with a Liquid Lithium Divertor”, *Fusion Eng. Des.* **87** (2012) 1724.
- [8-24] M. Ida, et al., “Thermal-hydraulic characteristics of IFMIF liquid lithium target”, *Fusion Eng. Deg.* **63-64** (2002) 333.
- [8-25] D.N. Ruzic, W. Xu, D. Andruczyk, and M.A. Jaworski, “Lithium-metal infused trenches (LiMIT) for heat removal in fusion devices”, *Nucl. Fusion* **51** (2011) 102002.
- [8-26] G.Z. Zuo, et al., “Liquid lithium surface control and its effect on plasma performance in the HT-7 tokamak”, *Fusion Eng. Des.* **89** (2014) 2845.
- [8-27] M. Shimada and Y. Hirooka, “Actively convected liquid metal divertor”, *Nucl. Fusion* **54** (2014) 122002.
- [8-28] S.V. Mirnov and V.A. Evtikhin, “The tests of liquid metals (Ga, Li) as plasma facing components in T-3M and T-11M tokamaks”, *Fusion Eng. Des.* **81** (2006) 113.
- [8-29] F. Okino, R. Kasada, S. Konishi, “Study on flow instability for feasibility of a thin liquid film first wall”, *Fusion Eng. Des.* **89** (2014) 1054.
- [8-30] K. Maki, ‘Tokamak Concept Innovations’ IAEA-TECDOC-373 (1986) 87.
<http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/Public/17/056/17056491.pdf>
- [8-31] A. Komori, et al., “Goals and Achievements of Large Helical Device Project”, *Fusion Sci. Tech.* **58** (2010) 1.
- [8-32] J. Miyazawa, et al., “Role of recycling flux in gas fueling in the Large Helical Device”, *Nucl. Fusion* **44** (2004) 154.
- [8-33] J. Miyazawa, et al., “Characteristics of the Global Energy Confinement and Central Pressure in LHD”, *Fusion Sci. Tech.* **58** (2010) 200.
- [8-34] S. Masuzaki, et al., “The divertor plasma characteristics in the Large Helical Device”, *Nucl. Fusion* **42** (2002) 750.
- [8-35] M. Shoji, et al., “Investigation of the Helical Divertor Function and the Future Plan of a Closed Divertor for Efficient Particle Control in the LHD Plasma Periphery”, *Fusion Sci. Tech.* **58** (2010) 208.
- [8-36] N. Yanagi, et al., *Proc. of the 24th IAEA Fusion Energy Conf. (San Diego, USA, October 2012)* FTP/P7-37.
- [8-37] J. Schlosser, et al., “Technologies for ITER divertor vertical target plasma facing components”, *Nucl. Fusion* **45** (2005) 512.
- [8-38] F. Okino, K. Noborio, Y. Tamamoto, S. Konishi, “Vacuum sieve tray for tritium extraction from liquid Pb-17Li”, *Fusion Eng. Des.* **87** (2012) 1014.
- [8-39] 大胡武, “液体金属ダイバータのための内部境界のある自由表面流に関する研究”, 総合研究大学院大学修士論文 (2017).
- [8-40] J. Santos, ASDEX Upgrade Team, “Reflectometry-based plasma position feedback control demonstration at ASDEX Upgrade”, *Nucl. Fusion* **52**, (2012) 032003.
- [8-41] C.H. Skinner, C. A. Gentile, K. M. Young “Observation of flaking of co-deposited layers in TFTR”, *Symp. Fusion Eng. Proceedings (Albuquerque, NM, 1999)* pp89-92.
- [8-42] L. Colas, V. Basiuk, B. Beaumont, et al., “Key results of long pulse ICRH operation in Tore Supra”, *Nucl. Fusion* **46** (2006), S500-S513.
- [8-43] M. Shoji, H. Kasaharam H. Tanaka, et al., “Observation of termination Process of long pulse plasma discharge using stereoscopic fast framing cameras in the Large Helical Device”, *Plasma and Fusion Res.*

11 (2016), 2402056.

[8-44] Y. Oya, H. Fujita, C. Hu, et al., “Effect of impurity deposition layer formation on D retention in LHD plasma exposed W”, Nucl. Mater. and Energy 9 (2016) p84-88.

[8-45] C. H. Skinner, C. A. Gentile, N. M. Menon, et al., “Flaking of co-deposition hydrogenated carbon layers on the TFTR limiter”, Nucl. Fusion 39 (1999) pp1081-1085.

[8-46] P. Petersson, M. Rubel, H. G. Esser., et al., “Co-deposited layers in the divertor region of JET-ILW”, J. Nucl. Mater. 463 (2015) pp814-817.

[8-47] C. Martin, R. Ruffe, C. Pardaud, et al., “Structure of the carbon layer deposited on the toroidal pump limiter of Tore Supra”, J. Nucl. Mater., 415 (2011) S258-S261.

[8-48] Y. Ueda, M. Fukumoto, M. Nishikawa, et al., “Surface studies of tungsten erosion and deposition in JT-60U”, J. Nucl. Mater., 363-365 (2007) pp66-71.

[8-49] H. Kasahara, Y. Yoshimura, M. Tokitani, et al., “New development on high-performance steady-state discharge and plasma wall interaction research toward a fusion reactor” Plasma Phys. Fusion Res. 91 (2015) pp402-411.

[8-50] M. Mayer, S. Krat, W. Van. Renterghem, et al., “Erosion and deposition in the JET divertor during the first ILW campaign”, Phys. Scr. T167 (2016) 014051.

[8-51] H. Kasahara, T. Seki, K. Saito, et al., “Development of steady-state operation using ion cyclotron heating in the Large Helical Device”, Phys. Plasmas, 21 (2014) 061505.

[8-52] K. Kurihara, “A new shape reproduction method based on the Cauchy-condition surface for real-time tokamak reactor control”, Fusion Eng. Des. **51-52** (2000) 1049.

[8-53] K. Takeuchi et al., “Magnetic Analysis of Plasma Configuration in Tokamak Experiment Using Boundary Element Method”, JJAP **30** (1991) 398.

[8-54] S. C. Jardin et al., “A new method for computing normal modes in axisymmetric toroidal geometry using a scalar form of ideal MHD”, J. Comput. Phys. **66** (1986) 481.

[8-55] A. Kameari, “Transient eddy current analysis on thin conductors with arbitrary connections and shapes”, J. Comput. Phys., **42** (1981) 124.

[8-56] J. Doody et al. “Modeling technique to Periodic Fields, Current, and Loads for C-Mod’s Advanced Outer Divertor During a Disruption With a 2.5-MA Plasma Current and 9-T Toroidal Fiel”, IEEE Trans. Plasma Sci. **42** (2014) 568.

[8-57] S. Äkäslompolo, et al., “Calculating the 3D magnetic field of ITER for European TBM studies”, Fusion Eng. Design, **98-99** (2015) 1039.

第9章 国・関連研究機関、学会への要望

これまでに議論してきた内容を元に、システムの（総合的）見地から核融合原型炉の特徴と実現への技術的要件をまとめると、

核融合原型炉は ITER までには取り込めていない新たな開発面を含んでいる。即ち、プラズマ特性として核燃焼定常運転は新たな領域、とくに ITER よりも数倍高い壁に向う熱流束の対策などが必要であり、工学的にはブランケットによる燃料自己供給サイクルでのエネルギーシステムとしての発電実証である。

信頼できる原型炉の設計を進めるためには、精度の高いプラズマ運転点の予測が必要であるが、原型炉プラズマが ITER を超える新領域を含んでいるため、ITER の実験が進めば原型炉が自動的に見通せるという単純なものではない。そこには理論や実験に裏打ち(validate)された、プラズマのモデリングとシミュレーションによる原型炉プラズマの予測が必ず必要となる。とりわけ国民に賛同が得られる精度で核融合出力を決め、また、発電に見合う出力制御のためにはプラズマ密度分布の制御が必須であるが、制御の手段は限られる。その中で鍵を握るのは電離プラズマの輸送と、その源となる中性水素粒子の分布であり、その特性解明が強く求められる。

かかる視点に立ち、学会・研究機関、及び国に対して具体的に必要な事項を以下のように提言する。

- ① 限られた人材によって原型炉開発を進めるためには関係する研究者・技術者、研究機関、学会の構成員が研究開発の全体像をつくり、共有することが重要である。本研究会では科学的知見に基づき具体的な研究開発を決めるための重要な要素を議論し、提示した。今後これらの内容を吟味し、総花的でない建設へのアプローチを具体化する必要があるが、そのための強いリーダーシップの発揚が求められる。
- ② 核融合出力予測、そのためのプラズマ予測を目的とする粒子計測およびシミュレーション・コード開発にかかる資源が明らかに不足している。資源の重点的配分と、プロジェクト全体の中で設計・理論・実験の専門家を含む共同作業体制 (mission oriented research structure) を強化 (encourage) すべきである。
- ③ ダイバータ問題の解決策を見出すことは最重要な課題である。このための資源（人材・計算費）の増加なくして解決策は得られない。また、その実験的確認を得ることが極めて困難であることに鑑み、並行して進める代替案の検討レベルを核融合政策の中で高めるべきである。

編集後記

この報告書はこれまで3年間 NIFS の共同研究（研究会）「発電実証原型炉の運転制御のためのシステムの検討（研究代表者 東工大 松田慎三郎、所内世話人 坂本隆一教授）」の一環として4回に亘って開催されたシンポジウムの議論を踏まえて纏めたものである。研究活動を開始するに当たり、次のような目的を掲げた。

「核融合炉の出力一定制御を具体的にどのように実現するかという極めて単純な質問に対して核融合研究者が明快な答えを持たず、他方で原型炉計画を要求することという現実には研究者がシステムを理解する大局観に欠けている事を示している。原型炉の運転制御に関わる重要課題に見通しをつけるためには、プラズマ実験制御、制御工学、シミュレーション、炉構造、計測、中性子工学、材料、加熱・電流駆動など実に広範囲の専門家が一同に会して検討する必要がある。その意味で当研究会は単なる知識共有・情報交換の場ではなく、論点を明確にして課題を如何に解決するかを検討し、統一した見解を纏める作業会である。」

この活動に参加した共同研究者は以下の通りである。

研究代表者 松田慎三郎（東工大）

所内世話人 坂本隆一（NIFS）

研究協力者

藤田隆明（名大）、福山淳（京大）、長崎百伸（京大）、東井和夫（NIFS）、落合謙太郎（QST）、富田英生（名大）、飯尾俊二（東工大）、三善悠矢（QST）、笠田竜太（京大）、吉川正志（筑波大）、江尻晶（東大）、岡本 敦（名大）、秋山毅志（NIFS）、後藤拓也（NIFS）、飛田健次（QST）、石川正男（QST）、日渡良爾（QST）、筒井広明（東工大）、宇藤裕康（QST）、相羽信行（QST）、滝塚知典（阪大）、畠山昭一（東工大）、朝比祐一（東工大）、後藤基志（NIFS）、本島 巖（NIFS）、稲垣 滋（九大）、星野一生（QST）、岸本泰明（京大）、磯部光孝（NIFS）、坂本宜照（QST）、宮澤順一（NIFS）、西谷健夫（NIFS）、横山雅之（NIFS）、徳沢季彦（NIFS）、時谷政行（NIFS）、居田克巳（NIFS）、竹永秀信（QST）、澤田圭司（信州大）、藤井恵介（京大）、河村学思（NIFS）、小林政弘（NIFS）、笠原寛史（NIFS）、田中謙治（NIFS）、増崎 貴（NIFS）、御手洗修（東海大）、中村一男（九大）、本間裕貴（QST）、朝倉伸幸（QST）、小島有志（QST）、林 巧（QST）、清水克祐（三菱重工）、相良明男（NIFS）、徳永晋介（QST）、染谷洋二（QST）

シンポジウムの開催日時と参加者数は以下の通りである。

第1回 2014年7月8-9日 49名

第2回 2015年3月12-13日 50名 年度予算 60万円 追加 50万円

第3回 2016年2月18-19日 52名 年度予算 40万円 追加 33.3万円

第4回 2017年3月2日 25名（日米成果報告会と重なる）年度予算 35万円 追加 5万円

各シンポジウムでの発表者資料は Dropbox の共有フォルダで閲覧可能です。

本報告書の原稿は2016年はじめから各人に依頼して作り始め、2017年7月最終的な形を整えた上で約1ヶ月参加者全員による最終レビューに付し、共通理解として纏めたものである。

なお、編集は研究代表の松田が務めた。