

ヘリオトロンJ 3次元磁場における  
周辺プラズマ輸送および  
ダイバータ熱負荷に関する研究

的池 遼太

## 要旨

本論文は、磁場閉じ込め核融合プラズマにおいて、SOL 領域における 3 次元磁場構造が周辺プラズマ輸送およびダイバータ熱負荷に与える影響についての研究を行ったものである。トラスプラズマのうち、ヘリカル型装置は生来 3 次元構造を持ち、またトカマク型装置は本来軸対称であるが、共鳴摂動磁場による 3 次元構造が導入されている。このようにトラスプラズマ共通の課題として 3 次元磁場下における SOL 輸送の物理現象の理解が必要とされている。本論文では、磁場構造の制御性に優れた先進ヘリカル装置であるヘリオトロン J において、3 次元周辺輸送コード EMC3-EIRENE を適用し、モデル計算を行うことで、ダイバータレグや磁気島といった周辺磁場構造や電子密度や輸送係数といったパラメータが周辺輸送に与える影響を評価した。

本論文は 7 章で構成されている。

第 1 章では、本研究の背景として、核融合発電がエネルギー問題解決の手段の 1 つであることを述べた。核融合炉の実現に向けた課題にダイバータ機器の受ける熱負荷があり、その設計のためには 3 次元磁場中における熱・粒子輸送の理解が不可欠であることを述べ、その先行研究を示した。また、本研究で利用する 3 次元周辺輸送コード EMC3-EIRENE について、その原理を説明した。

第 2 章では、本研究で対象としたヘリオトロン J 装置について、磁場配位の特徴を述べると共にヘリオトロン J への EMC3-EIRENE 適用の過程およびテスト計算の結果の検証を行った。はじめに、磁力線追跡コードを利用して標準磁場配位における周辺磁場構造を調べ、EMC3-EIRENE で計算するべき領域の見積もりを行った。続いて EMC3-EIRENE に必要な、磁力線に沿った構造と周辺領域における高い空間解像度を有する 3 次元グリッドを開発した。グリッド作成にあたっては、グリッド作成ツール FLARE と併用する形で独自のプログラムを作成した。これにより、磁力線追跡から予測されるプラズマが分布する領域全体を包含しつつ、磁力線に沿った構造を持つ 3 次元グリッドが実現した。作成した 3 次元グリッドを用いて、最初のモデリング計算を行った。計算結果について検証を行い、計算の収束および作成したグリッドが十分な解像度を持つことを確認した。

第 3 章では、ヘリオトロン J における典型的な 3 種類の磁場配位 (High bumpiness, Medium bumpiness, Low bumpiness) を対象として、周辺プラズマ分布および真空容器上の熱負荷分布について磁力線長分布との比較および電子密度依存性の評価を行った。3 種類の磁場配位に共通して、コアプラズマの電子密度上昇に伴って、ダイバータ熱負荷における「分布の平坦化」および「ピーク位置のシフト」が観測された。このうち、分布の平坦化については、プラズマの高密度化によって磁場を横切



る輸送が増加したためと考えられる。分布のシフトについては、熱負荷がピークするダイバータレグの両側で磁場構造が非対称であることが関連していると思われる。

このようなピーク位置や分布形状は、磁力線の角度や真空容器の形状といったローカルな要素に影響を受ける。プラズマ対向壁全体のグローバルな熱の分配を評価するために、新しく「熱流束分布関数」を定義した。ヘリオトロンJの3配位を対象に解析したところ、3配位に共通して、高密度化により熱流束ピークの減少と低熱流束の増加が観測され、低い熱流束も無視できない量の熱を壁に伝えていることが示唆された。配位間の比較においては、Low bumpiness 配位において熱負荷のピーク値が他の配位より低い一方、 $0.5\text{MW}/\text{m}^2$  以下の低熱負荷領域で他の配位より多くの熱量を壁に与えていた。この計算では加熱入力・輸送係数は固定であり、不純物による放射損失を含めていないことから、壁に到達する熱の総量はほぼ一定である。熱流束分布関数の導入により、熱負荷ピーク近傍に限らない熱の分配のようすが明らかとなり、磁場配位制御が高熱流束の低減につながることを示された。

第4章では、SOL中を流れる熱流束や粒子束といった物理量に注目し、フロー構造と磁場構造との関連を議論した。ポロイダル断面における流束や圧力の分布において、小半径方向にSOL領域を内側と外側の2領域(inner region, outer region)に分割するような境界構造が見られた。この構造は、ポロイダル断面においてはすぐ隣りあっているように見える領域でも、磁力線に沿った輸送においては遠く離れた位置に存在することに起因する。この構造は磁力線に沿った熱流束である平行熱流束においても見られた。inner regionにあたるダイバータレグの根本側とouter regionにあたるダイバータレグの先端側に2つのピークが存在し、コアプラズマ密度の変化に応じて位置や強度が変化した。具体的には、低密度条件ではSOLの下流側にあるouter region側ピークの方が強く、高密度条件では上流側のinner region側ピークの方が強かった。また、それぞれの領域内部で熱流束ピークは上流側に移動した。このような分布の変化は壁の受ける熱負荷の密度依存性に対しても矛盾しない結果である。

第5章では、静電プローブ計測を用いて、回転変換の異なる複数の磁場配位を対象として周辺プラズマにおけるフロー構造計測を行った。磁場配位によるプラズマ形状の制御とプローブの駆動機構を併用することにより、逆方向のトロイダルフローの存在が予測されるX-pointの両側を計測した。SOL領域から閉じ込め領域にかけてX-point下側のフロー方向性分布を計測したところ、SOL領域ではトロイダルCW方向のフローを示唆する結果が得られた。閉じ込め領域では強い方向性は現れず、より等方的な分布となった。SOL領域におけるトロイダルフロー方向性計測において、磁場構造から予測される分布が得られたかは配位によって異なった。iota0.567配位におけるX-point上側の計測では、予想と異なりCCW方向のトロイダルフローは見られなかった。iota0.48配位におけるX-point上側の計測では、ダ

イバータレグの外側、内側両方において CCW 方向のトロイダルフローを示唆する方向性分布が得られた。

第 6 章では、ヘリオトロン J のダイバータ構造を大きく変化させる磁場配位の探索を行った。特に、SOL における磁気島構造に注目し、垂直磁場を利用して細かな回轉變換の制御を行うことで、ダイバータ形状を変化させた。ヘリオトロン J における 2 種類の垂直磁場コイル (AV コイル、IV コイル) を利用し、磁気島を伴う磁場配位 (iota 0.48 配位) をベースとして磁場配位スキャンを行った。閉じ込め磁場の回轉變換分布が有理面を横切ると、磁気島が形成される。磁気軸における回轉變換  $iota$  が 0.48 の配位では、トロイダル/ポロイダルモード数が  $4/8$  となる有理面と回轉變換が交差することでポロイダル断面中に 8 つの連なった磁気島が現れる。SOL 中には磁気島構造に伴う閉じ込め領域に匹敵する長い磁力線長分布が現れ、壁に接触する。

垂直磁場スキャンによって回轉變換を上げることで、SOL 中の長い磁力線領域と閉じ込め領域が接触し、磁気島は閉じ込め領域に組みこまれる。このとき、磁気島の外側にも閉じ込め磁気面が発生し、これが真空容器と接触することでリミターのような周辺構造となる。さらに回轉變換を上げると閉じ込め磁場の回轉變換分布が有理面と交差しなくなり、磁気島構造は見られなくなる。一方、逆方向に垂直磁場をスキャンすることで回轉變換を下げていくと、SOL 領域の磁気島構造に伴う長い磁力線領域が小さくなり、最終的に消失した。このとき、壁には閉じ込め領域から伸びたダイバータレグが接触していた。ただし、このとき磁気島構造は無くなったのではなく、磁気島構造自体は SOL 中に残っており、磁気島が壁にどのように切られるかによって存在しないように見えることがある。磁場のスキャンによって変化するのは回轉變換だけではない。磁気軸位置の変化や、体積評価において磁気島が閉じ込め領域に含まれるかがどうかについて、慎重な検討が必要である。

磁気島を伴う磁場配位を対象として、初期的なプラズマ実験およびモデリング計算を行った。プラズマ実験においては、プラズマ電流および蓄積エネルギーがコイル電流値に対して非線形な応答を示した。しかし、磁気島が存在する領域と応答が見られた領域にはずれが存在した。この原因について、プラズマ電流による応答磁場や、コイル電流自身の系統誤差が考えられる。この非線形応答が磁気島によるものかどうかも含めて、今後より詳細な計測が必要である。モデリングにおいては、磁気島構造が閉じ込め領域と離れて存在する配位と閉じ込め領域と接続している配位に対してモデリング計算を行い、磁気島内部の温度・密度分布に大きな差異が見られた。

第 7 章は、本論文の総括である。

# 目次

第1章	序論	4
1.1	核融合プラズマ研究	4
1.2	ダイバータプラズマについての先行研究	6
1.2.1	ダイバータの種類	7
1.2.2	SOL-ダイバータ領域における3次元性とは	8
1.2.3	ヘリカル磁場による3次元効果	9
1.2.4	トカマク外部共鳴擾動磁場による3次元効果	12
1.3	EMC3-EIRENEコードによる3次元モデリング	15
1.3.1	EMC3-EIRENEの扱う粒子	16
1.4	本研究の目的と意義	20
1.5	本論文の構成	20
第2章	ヘリオトロンJ磁場へのEMC3-EIRENEコードの適用	22
2.1	はじめに	22
2.2	ヘリオトロンJ装置と磁場配位の特徴	22
2.2.1	ヘリオトロンJ装置の目的	22
2.2.2	ヘリカル軸ヘリオトロン配位	23
2.2.3	ヘリオトロンJの装置構成	24
2.2.4	ヘリオトロンJにおけるダイバータプラズマに関する先行研究	26
2.3	標準磁場配位に対する3次元グリッドの開発	31
2.3.1	概要	31
2.3.2	磁力線追跡コードを用いた磁力線長分布の計算	31
2.3.3	グリッド作成ツールFLAREを活用した3次元グリッドの開発	35
2.4	EMC3-EIRENEのテスト計算と収束性の確認	36
2.4.1	計算条件の設定	36
2.4.2	計算結果	38
2.5	イタレーションによる収束性の検証	38
2.5.1	グローバルな収束性の検証	38
2.5.2	ローカルな収束性の検証	40

2.6	結論	42
<b>第3章</b>	<b>電子密度に対するダイバータ熱負荷の応答</b>	<b>48</b>
3.1	はじめに	48
3.2	バンピネスの異なる配位に対するモデリング	48
3.2.1	ヘリオトロンJにおけるバンピネス制御	48
3.2.2	バンピネスの異なる配位における周辺磁場構造	49
3.2.3	グリッド開発	49
3.2.4	計算結果	49
3.3	磁力線長と熱流束のフットプリント	51
3.4	熱流束分布の電子密度および磁場配位依存性	54
3.4.1	熱流束ピーク値の依存性	54
3.4.2	2次元分布の依存性	56
3.4.3	真空容器全域における依存性	56
3.5	結論	59
<b>第4章</b>	<b>ダイバータ構造と輸送特性</b>	<b>61</b>
4.1	はじめに	61
4.2	周辺領域におけるフローに関連した物理量の定義	61
4.2.1	熱・粒子束	61
4.2.2	圧力	62
4.3	レグダイバータにおける熱・粒子輸送と磁場構造	62
4.3.1	磁力線長と粒子束の関係性	64
4.3.2	熱流束分布の密度依存性	67
4.4	結論	71
<b>第5章</b>	<b>周辺フロー構造の計測</b>	<b>72</b>
5.1	はじめに	72
5.2	ヘリオトロンJにおける加熱・計測システム	72
5.2.1	加熱装置	72
5.2.2	計測装置	74
5.3	複合型方向性プローブ	76
5.3.1	静電プローブ計測の原理	76
5.3.2	複合型方向性プローブ	80
5.4	周辺フロー構造計測	84
5.4.1	実験手法	84
5.4.2	実験条件	87

5.4.3	計測結果 . . . . .	87
5.5	結論 . . . . .	95
<b>第 6 章</b>	<b>ダイバータ構造制御のための磁場配位検討</b>	<b>97</b>
6.1	はじめに . . . . .	97
6.1.1	ヘリオトロン J における磁場配位スキャン実験 . . . . .	97
6.2	磁気島配位をベースとした垂直磁場スキャン . . . . .	103
6.2.1	垂直磁場スキャンに伴う閉じ込め磁場の变化 . . . . .	103
6.2.2	磁気島に関連した磁場構造の变化 . . . . .	103
6.3	磁気島スキャン配位における初期的な実験およびモデリング計算 . . . . .	107
6.3.1	磁場スキャンに対するプラズマの応答 . . . . .	107
6.3.2	磁気島を伴う配位におけるモデリング計算 . . . . .	109
6.4	結論 . . . . .	109
<b>第 7 章</b>	<b>総括</b>	<b>113</b>
	謝辞	118
	研究業績	119
	参考文献	121

# 第1章 序論

エネルギー資源である化石燃料の枯渇や化石燃料を使用することで生じる温室効果ガスによる気候変動が議論されている。日本においては、核分裂反応を利用した原子力発電を基幹電源として活用することで火力発電による化石燃料の使用を減らし、CO<sub>2</sub> 排出の低減に努めてきた。しかし、東日本大震災において、福島第一原子力発電所が津波被害により電源を喪失し、放射性物質の飛散を起こしたことをきっかけとして、原子力を基幹エネルギーとして利用することを許さない社会的機運が高まっている。

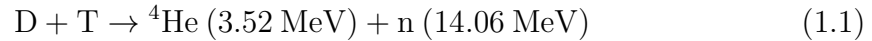
現在では、太陽光発電、風力発電、地熱発電といった再生可能エネルギーを積極的に活用し、CO<sub>2</sub> 排出を減らそうという試みが盛んに行われている。しかし、これらの再生可能エネルギーはエネルギー密度が低く、莫大な用地を必要とする。また、発電量は天候に大きく左右され不安定であり、現在の技術では火力、原子力発電と比較して高コストである。そのため、今の再生可能エネルギーは基幹エネルギーとするには不十分である。

核融合発電は、以下の観点において、他の発電方式と比べ、基幹エネルギー源として優れた特性を持つ。火力発電と異なり、発電時に CO<sub>2</sub> が発生せず、燃料は海水から採取可能であるため、化石燃料における枯渇のリスクや遍在性による争いが起こらないと考えられる。核融合反応で生じた中性子により炉壁が放射化するため、低レベルの放射性廃棄物が発生するが、高レベルの放射性物質は発生しないことに加え、原理的に炉の暴走が起こりえないため、放射線に関する安全性の観点において核分裂を利用した現在の原子力発電より優れる。令和3年のエネルギー基本計画[1]においては、2050年のカーボンニュートラル社会の実現に向け、核融合研究開発を着実に推進するとしている。世界的にも21世紀半ばの核融合発電を目標として、国際協力のもとで国際核融合実験炉 ITER の建設が進められている。このように、核融合発電を実現できれば、エネルギー問題解決に大きな貢献が可能である。

## 1.1 核融合プラズマ研究

核融合反応は、軽い原子の原子核同士が衝突し、より重い原子になる反応をいう。その際に生じる質量欠損によって  $E = mc^2$  に相当する膨大なエネルギーが発生す

る。反応物や生成物によって何通りもの核融合反応が存在するが、現在核融合発電用途として注目されているのは、重水素と三重水素による以下の反応である。



核融合反応を起こすためには、重水素と三重水素の原子核を高温・高密度のプラズマ状態で十分長い閉じ込め時間の間閉じ込める必要がある。この状態を実現するために慣性閉じ込め方式と、磁場閉じ込め方式が提案されている。慣性閉じ込め核融合は、重水素と三重水素からなる直径数 mm の小さなペレットに対し、多数の強力なレーザーによって爆縮し、高密度なプラズマを形成することで核融合を発生させる手法である。

一方、磁場閉じ込め核融合は、プラズマを構成する荷電粒子がローレンツ力によって磁場に巻きついて運動するという性質を利用する。粒子を閉じこめるため、磁場を環状(トーラス)に閉じるという手法が採られているが、単純なトーラス構造ではトロイダル磁場強度の勾配によりプラズマ中の電子とイオンに荷電分離が生じる。その結果、プラズマ中に電場が発生し、 $E \times B$  ドリフトによって外側へプラズマが逃げてしまい閉じこめられない。この問題を解決するために、トーラス方向のトロイダル磁場に加え、トーラス小半径方向のポロイダル磁場を印加し、螺旋状の磁場構造を形成することで、荷電分離を起こさないという手法が考案された。このポロイダル磁場を生成する手法によって、磁場閉じ込め核融合は大きく2つに分類される。一つは、プラズマに電流を流すことでポロイダル磁場を形成するトカマク方式で、もう一つは、外部コイルによってポロイダル磁場を形成するヘリカル方式である。

トカマク方式は、1968年にT-3トカマクにおいて電子温度1 keV、ボーム拡散を上回る閉じ込め時間が達成されたことから、その後世界的にトカマクの研究が盛んに行われるようになった。中でも日本のJT-60U、EUのJET、米国のTFTRは3大トカマクと呼ばれ、核融合発電の実現に向けた大きなマイルストーンを達成してきた。JT-60U装置では重水素プラズマによる放電で、エネルギー増倍率 $Q = 1$ に必要な温度、密度、閉じ込め特性を達成した。JET装置では三重水素を10%混合した重水素プラズマにおいて、D-T核融合出力16 MWを達成した。TFTR装置では、三重水素と重水素比率1:1の放電を行い、10 MWの核融合出力を達成した。現在では、エネルギー増倍率 $Q = 10$ の達成、500 MWの核融合出力を目標とした国際熱核融合実験炉ITERの建設がフランスで進められている。

ヘリカル方式は、プラズマ電流に依存せず外部コイルによる磁場のみで閉じ込め磁場を形成するため、定常運転に優れている。ヘリカル系磁場閉じこめ装置は、日本のヘリオトロンEやドイツのW7-ASの成果が大型装置LHDやW7-Xと発展し、核融合炉心プラズマを目指した温度・密度領域の拡張やプラズマの長時間運転の実証が行われている。

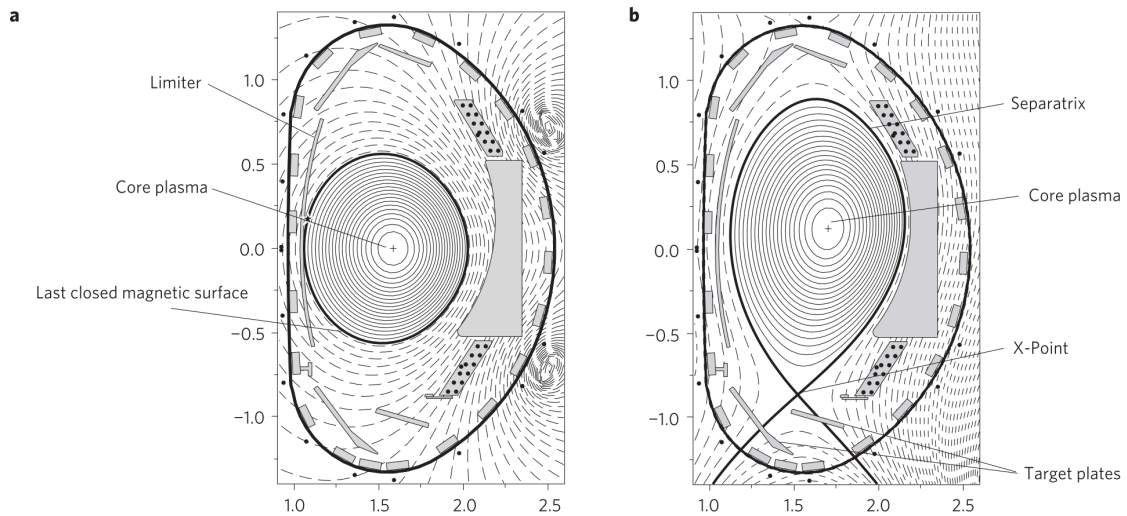


図 1.1: トカマク装置における (a) リミタ配位および (b) ポロイダルダイバータ配位の例 [4]

## 1.2 ダイバータプラズマについての先行研究

トカマク・ヘリカルを問わず、磁場閉じ込め核融合炉において必須となる機器がダイバータである。プラズマが閉じ込め容器に接触し、スパッタリングによって容器が損耗したり、不純物の混入によってプラズマが劣化することは、核融合研究の初期から問題とされてきた。プラズマが直接真空容器壁に接触することが無いように考案された手法のひとつがリミターである。リミターは、図 1.1(a) のように真空容器内に内側に突出するような構造物を設置することにより、プラズマの存在できる範囲を真空容器内で制限し、閉じ込め領域と Scrape-Off-Layer(SOL) を分けるセパトトリクスを形成することでプラズマ容器壁が直接高温のプラズマに晒されることを防ぐものである。リミター装置の例としては TEXTOR[2] や Tore Supra[3] がある。しかし、リミターによって他の容器壁はプラズマから隔離されるが、リミター自身は直接プラズマと接触するため、そこから発生した不純物は用意にコアプラズマに侵入する。また、リミターの受ける熱負荷も非常に大きくなる。

そこで、セパトトリクスを固体ではなく磁場によって構成するという手法が考案された。これが現在ダイバータと呼ばれる手法である。



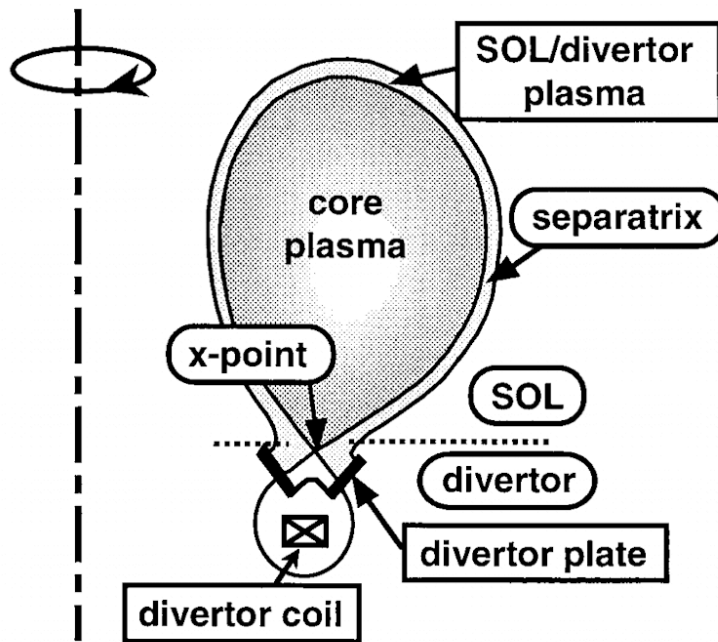


図 1.2: JT60-U 装置をモデルにしたポロイダルダイバータの概念図 [5]

### 1.2.1 ダイバータの種類

#### ポロイダルダイバータ

ポロイダルダイバータの概念図を図 1.2 に示す。ポロイダルダイバータでは、ダイバータコイルを設置しプラズマ電流と同じ向きに電流を流すことで、8の字型のセパトトリクスを形成し、プラズマ閉じ込め領域を制限する。このセパトトリクスを切るようにダイバータ板を設置することで、固体が直接閉じこめ領域に直接接触することなくプラズマを受けとめることが出来る。ポロイダルダイバータは現在のトカマク装置において最も標準的なダイバータであり、ITER や JT-60SA 装置においてもポロイダルダイバータが採用されている。トカマク装置と同様、基本的には軸対称である。

#### アイランドダイバータ

W7-AS 装置におけるアイランドダイバータを図 1.3 に示す。W7-AS や W7-X のような低磁気シアのヘリカル装置においては、磁気島半径  $r_i \propto \sqrt{Rb_{mn}/m'}$  の大きな磁気島が形成される [6]。ここで  $R$  は主半径、 $b_{mn}$  はトロイダル磁場で規格化した

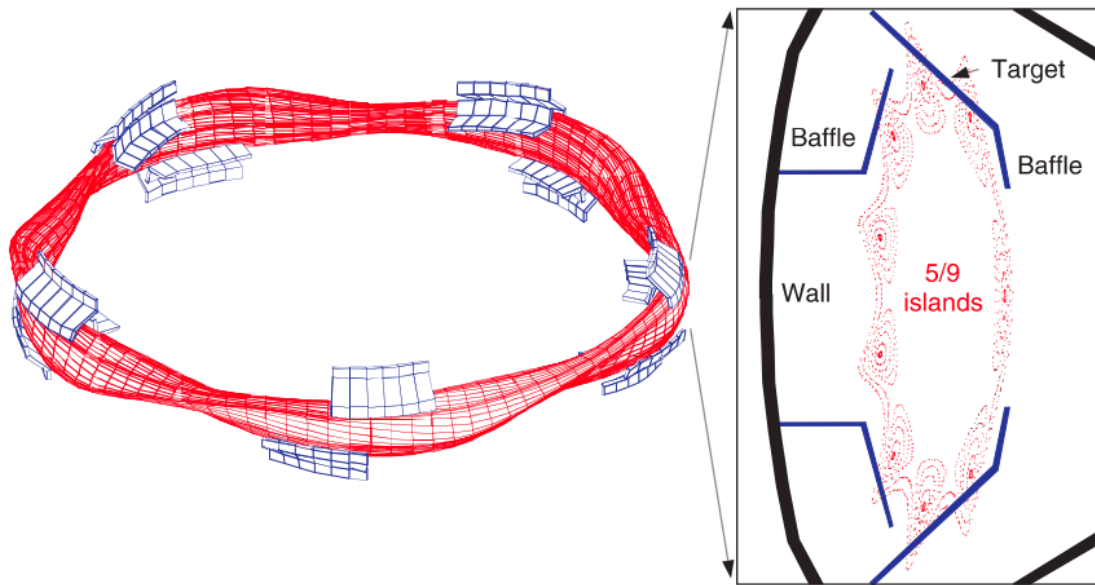


図 1.3: W7-AS 装置におけるアイランドダイバータ [7]

共鳴径方向摂動磁場、 $m$  はポロイダルモード数、 $l'$  はシアである。ポロイダルモード数は、装置において実現可能な回転変換  $l$  に依存する。内側セパトリクスを横切って磁気島に進入した粒子やエネルギーは、磁気島中の開いた磁力線によってコア領域から離れた外側セパトリクスに位置するダイバータターゲットまで磁気島中を輸送される。

### ヘリカルダイバータ

LHD におけるヘリカルダイバータを図 1.4 に示す。Heliotron-E や LHD のような磁気シアの大きなヘリカル装置においては、周辺部において複数のモード数の磁気島が重なりあい、長い磁力線長と短い磁力線長が混在するストキャスティック領域が形成される。最も壁に近い外側の領域では、ヘリカルコイルによる強いポロイダル磁場が 2 つの X-point から伸びる 4 本のダイバータレグを形成する。このダイバータレグを切るようにダイバータ板を設置する。

### 1.2.2 SOL-ダイバータ領域における 3 次元性とは

本研究分野における「3次元性」、とは、トーラスプラズマにおける実空間上で、半径方向、ポロイダル方向に加えてトロイダル方向を加えた空間における物理現

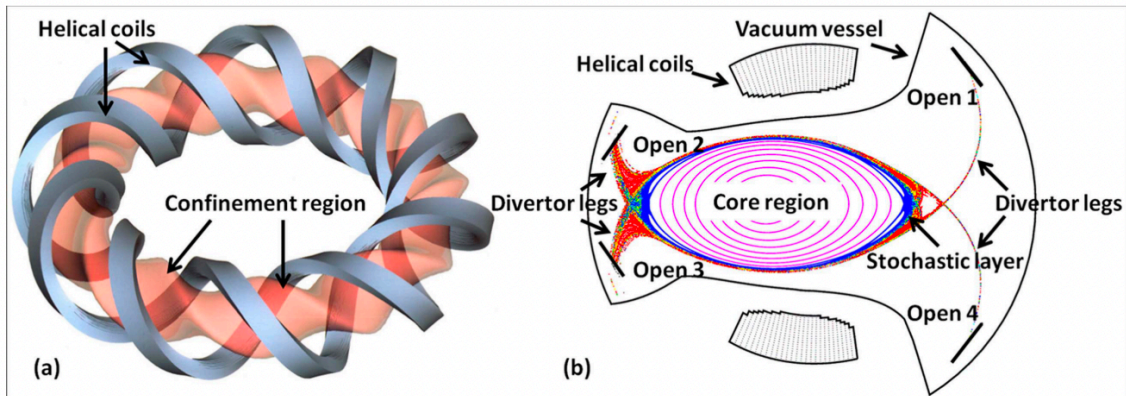


図 1.4: LHD 装置におけるヘリカルダイバータ [8]

象を差す。現在のトカマク装置において最も主流であり、ITER においても採用されているダイバータはポロイダルダイバータと呼ばれる方式であり、基本的には軸対称構造を持つ。そのため、トカマクにおいてはトロイダル性を考慮しない2次元での解析も多い。しかしながら以下のように、トカマクにおいても周辺プラズマ制御の観点から3次元的な磁場構造を必要としてきた [9]。ポロイダルダイバータに非軸対称の共鳴摂動磁場を印加する Resonant Helical Divertor や Ergodic Divertor といったダイバータ配位が考案された。また、トカマクにおいて閉じ込め改善モード (H-mode) におけるプラズマ周辺部における急峻な圧力勾配によって生じる Edge Localized Mode (ELM) を抑制する目的で RMP を印加することも試みられた [10]。また、ヘリカル装置は生来的に非軸対称であり、当然3次元性を持つため、ヘリカル装置における周辺輸送を解析するためには3次元解析は必須である。

このように、3次元磁場における解析はトカマク・ヘリカルを問わず周辺プラズマ・ダイバータ制御に取りいれられている。

### 1.2.3 ヘリカル磁場による3次元効果

本節では、ヘリカル磁場における3次元磁場によって周辺輸送に与えられる影響の一部を紹介する。

#### 垂直輸送の増加

SOL 領域におけるプラズマ輸送を磁力線に平行方向 ( $\Gamma_{\parallel}$ ) および垂直方向 ( $\Gamma_{\perp}$ ) の粒子束に分けて考える。SOL における典型的なパラメータとして  $T_e \simeq 100$  eV、

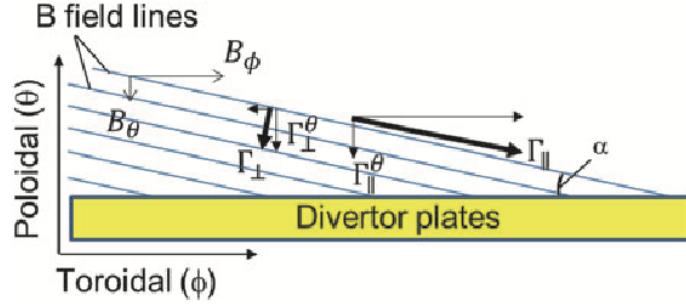


図 1.5: トカマク装置 (軸対称配位) のダイバータ板に到達する磁力線 [9]

$n_e \simeq 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  を仮定する。このとき電子・イオンにおける垂直輸送・水平輸送の比はそれぞれ  $\Gamma_{\parallel e}/\Gamma_{\perp e} = \chi_{\parallel e}/\chi_{\perp e} \simeq 10^8$ 、 $\Gamma_{\parallel i}/\Gamma_{\perp i} = \chi_{\parallel i}/\chi_{\perp i} \simeq 10^6$  であり、平行輸送の寄与が圧倒的である。

典型的なトカマク装置において、トロイダル磁場成分  $B_\phi$  とポロイダル磁場成分  $B_\theta$  の比は  $B_\theta/B_\phi \simeq 0.1$  である。図 1.5 に示すように、磁場のポロイダル成分によって磁力線はダイバータ板に到達する。磁力線のピッチ各を  $\alpha$  とすると、磁力線に沿った輸送 ( $\Gamma_{\parallel}$ ) および磁力線に垂直な輸送 ( $\Gamma_{\perp}$ ) のポロイダル投影成分は、それぞれ  $\Gamma_{\parallel}^\theta = \Gamma_{\parallel} \sin \alpha \simeq \Gamma_{\parallel} (B_\theta/B_\phi)$  および  $\Gamma_{\perp}^\theta = \Gamma_{\perp} \cos \alpha \simeq \Gamma_{\perp}$  である。従って、ポロイダル磁場に平行な輸送とポロイダル磁場に垂直な輸送の大小関係は  $\Gamma_{\parallel}^\theta \simeq \Gamma_{\parallel} (B_\theta/B_\phi) \gg \Gamma_{\perp}^\theta \simeq \Gamma_{\perp}$  となり、プラズマは磁力線に沿った輸送によってダイバータ板に到達する。

一方、RMP を印加したトカマク装置やヘリカル装置において生じるストキャステイク領域においては、図 1.6 のように径方向の磁場成分  $B_r$  が存在する。このとき、径方向に水平な輸送成分  $\Gamma_{\parallel}^r$  および  $\Gamma_{\perp}^r$  は、 $\Gamma_{\parallel}^r \simeq \Gamma_{\parallel} (B_r/B_\phi)$ 、 $\Gamma_{\perp}^r \simeq \Gamma_{\perp}$  である。多くの装置において典型的な値である  $B_r/B_{phi} = 10^{-3} \sim 10^{-4}$  を仮定すると、軸対称の場合と比べ垂直輸送成分の寄与が大きくなる。

この非軸対称磁場による垂直成分の寄与は、トカマクとヘリカルで更に異なる。図 1.7 に、温度・密度のパラメータ領域に対する垂直輸送 (トカマクでは  $\Gamma_{\perp}^\theta$ 、ヘリカルでは  $\Gamma_{\perp}^r$ ) と水平輸送 (トカマクでは  $\Gamma_{\parallel}^\theta$ 、ヘリカルでは  $\Gamma_{\parallel}^r$ ) の大小関係を示したものである。図中の直線は垂直輸送と水平輸送の寄与が等しくなる境界線を表しており、境界線より下側の領域では垂直輸送による寄与の方が大きくなる。この図から、ヘリカル装置においては  $T_i \simeq 100 \text{ eV}$  および  $T_e \simeq 30 \text{ eV}$  において  $\Gamma_{\parallel}^r \simeq \Gamma_{\perp}^r$  となることが分かる。イオン温度については典型的な SOL の温度であり、イオンのエネルギー輸送については常に垂直輸送の寄与が無視できないことが分かる。一方トカマクにおいては、この境界線は  $T_i \simeq 3 \text{ eV}$ 、 $T_e < 1 \text{ eV}$  であり、常に水平輸送の方

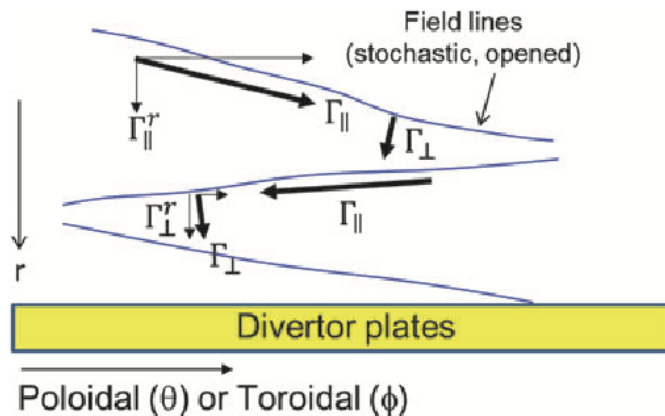


図 1.6: RMP トカマク・ヘリカル装置 (非軸対称配位) のストキャスティック領域におけるダイバータ板に到達する磁力線 [9]

が支配的である。

#### 磁気島構造に伴う運動量損失

運動量のようなベクトル量の輸送においては、輸送の向きも重要となる。非軸対称磁場においてはほとんどの場合で磁気島構造が現れる。磁気島構造においては、磁力線に沿ったプラズマフロー構造が形成された場合、隣接する磁気島間においてトロイダル方向に逆向きの流れが相対する [12, 7]。図 1.8 に、(a) 軸対称配位と (b) 非軸対称配位における磁力線に沿った輸送の概念図を示す。図の横軸はポロイダル方向、縦軸は径方向を表し、紙面に垂直な向きがトロイダル方向である。図中に黄色と青色で示された  $\pm\phi$  および  $\pm V_{||}$  はそれぞれ正負方向のトロイダル角度および磁力線に沿ったフローを表す。軸対称のポロイダルダイバータにおいては、内側/外側ダイバータ板にそれぞれ逆向きのフローが到達する。3次元ダイバータ配位においては、逆向きのフロー同士の距離  $\lambda_m$  が短くなる。互いの流れが干渉して打ちけしあうことで、運動量の損失が起こる。この効果によって磁力線に沿って運動量 (全圧力) が保存されるという原則が破られ、ダイバータ部におけるプラズマ密度の低下につながる。

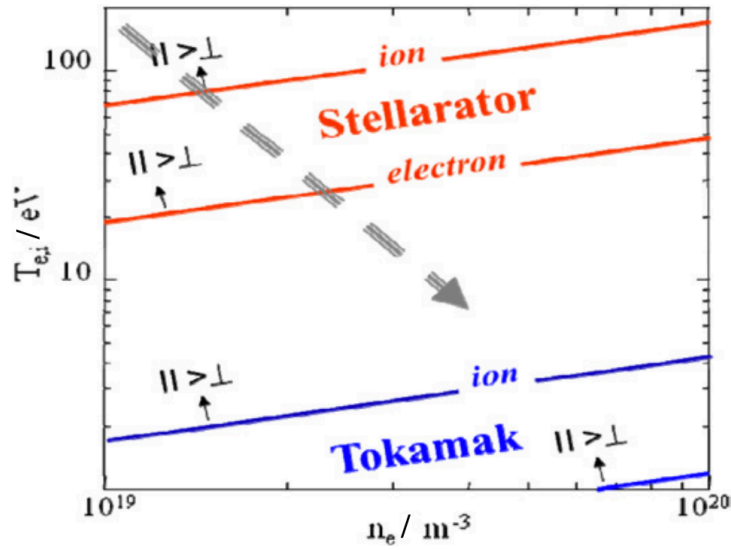


図 1.7: トカマク (Tokamak) とヘリカル (Stellarator) における垂直輸送と水平輸送の大小関係。線は垂直輸送と水平輸送が等しくなる境界を表す。[11]

#### 1.2.4 トカマク外部共鳴摂動磁場による 3次元効果

1.2.1 節において説明したように、トカマク装置およびポロイダルダイバータ配位は、軸対称構造を持つ。しかし、H-mode プラズマにおける間欠的なプラズマの放出現象である周辺局在化モード (ELM: Edge Localized Mode) の低減 [13] を目的として、共鳴摂動磁場 (RMP: Resonant Magnetic Perturbation) を印加することにより軸対称性が崩れ、3次元効果が現れる。本節では、これまでのトカマク装置における3次元磁場印加の適用例について述べる。

ELM は、プラズマのペデスタル領域における急峻な圧力勾配によって生じる。RMP は、3次元摂動磁場によって磁力線構造をストキャスティック化し、輸送を増大させることにより圧力勾配を低下させることにより ELM を制御するという考えに基づいている。

図 1.9 は DIII-D トカマク装置における RMP 磁場適用例を示す [14]。図 1.9 左列は X-point 領域のポロイダル断面におけるポアンカレプロットおよび磁力線長分布、右列は内側ストライク点における磁力線長分布である。図 1.9(a)-(c) はそれぞれ摂動磁場を印加した真空磁場、プラズマ応答を含めた摂動磁場、摂動磁場なしの軸対称のケースを表している。図 1.9(a)(b) と (c) を比べると分かるように、共鳴摂動磁場を印加したケースにおいては、セパトロリクス付近の磁力線構造がストキャスティック化していることが分かる。特に、X-point 近くで磁力線長分布が分岐し、突



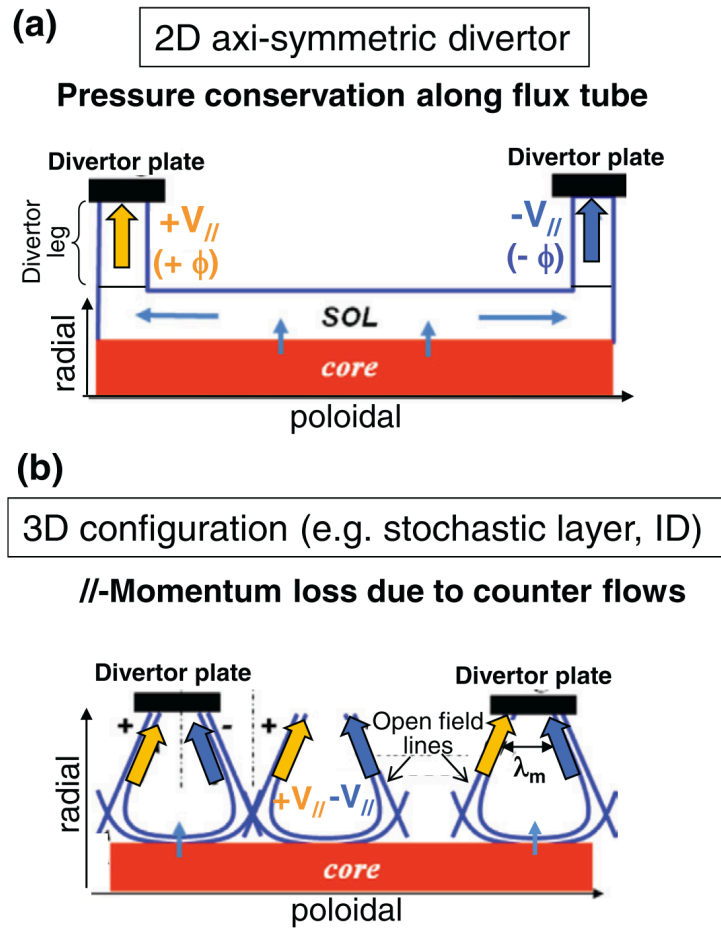


図 1.8: (a) 軸対称配位と (b)3 次元配位 (アイランドダイバータ配位) における磁力線に沿ったフロー形成の概念図。[7]

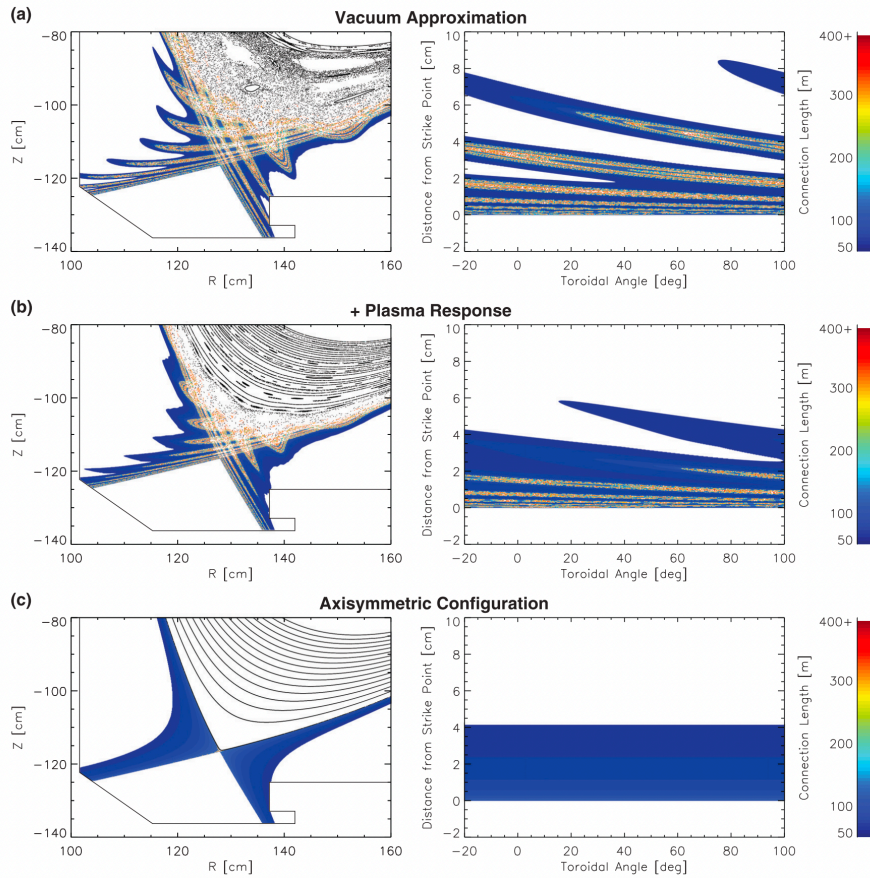


図 1.9: D-III-D トカマク装置 X-point 領域におけるポロイダル断面図 (左) および内側ストライク点 (右) における磁力線長分布。(a)RMP を印加した真空磁場の場合、(b) プラズマ応答を含めた場合、(c) 摂動磁場なしの軸対称の場合について表す [14]

起のような構造 (lobe 構造) が形成される。lobe 構造はセパトロクスを突き抜け、ダイバータ板へ到達する。RMP が印加された場合の磁力線フットプリントは、図 1.9(a)(b) の右列に示すように、元のダイバータレグに加えて、新たな輸送チャンネルが形成されている。この構造によって、ダイバータ板のピーク負荷が低減される。

このような RMP 磁場下におけるダイバータフラックスについて、1.3 節で説明する 3次元輸送コード EMC3-EIRENE を用いて計算した結果が図 1.10 である。図 1.10(a-c) は粒子フラックス、(e-f) は熱フラックスについての結果を示している。図 1.10(a)(d) は真空磁場、(b)(e) はプラズマ応答磁場における結果である。図 1.9 で示された lobe 構造が、フラックス分布においても反映されていることが分かる。図 1.10(c)(e) はそれぞれ粒子・熱フラックスの  $\phi = 0^\circ$  における 1次元分布を抽出した



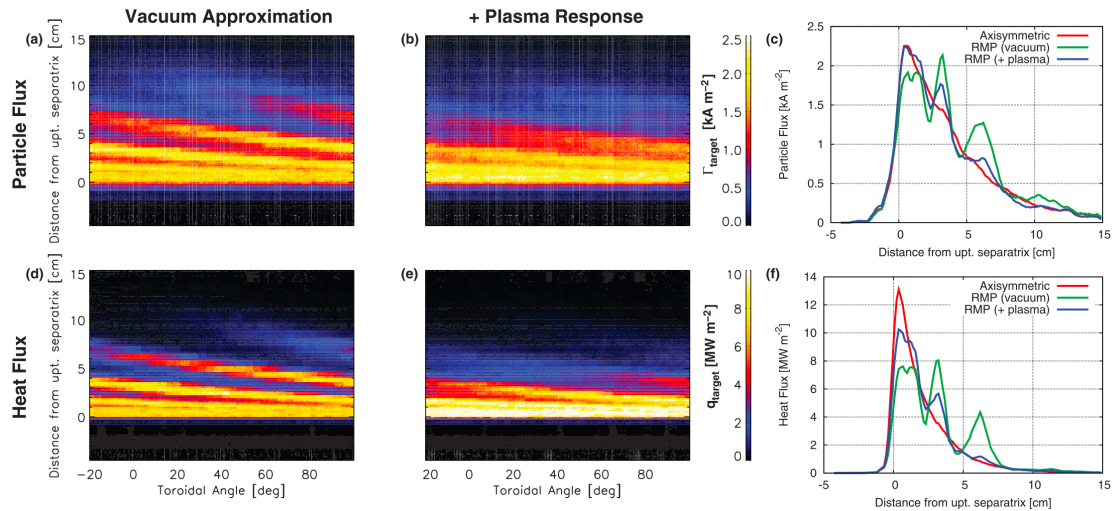


図 1.10: D-III-D トカマク装置の内側ストライク点における (a-c) 粒子フラックスおよび (d-f) 熱フラックス。(a)(d) は真空磁場、(b)(e) はプラズマ応答磁場。(c)(f) は  $\phi = 0^\circ$  断面において軸対称 (Axisymmetric) 配位と比較したもの。

もので、RMP 磁場が加えられていない軸対称配位との比較が行われている。軸対称配位と比較すると、真空磁場においては図 1.9 に従った分布となりピークフラックスが低減したが、プラズマ応答を含めたケースではよりメインのストライク点に集中した分布となり、真空磁場と比べ粒子フラックス、熱フラックスのピークはそれぞれ 17%、35%増加した。

このような摂動磁場による熱負荷の低減は ITER[15] においても採用されており、上述の D-III-D[16, 17, 14] 以外にも、JT-60SA[18]、ASDEX-U[19]、EAST[20] といった多くのトカマク装置でモデリングおよび実験による研究が行われている。

### 1.3 EMC3-EIRENE コードによる 3次元モデリング

EMC3-EIRENE[21, 22, 23, 24, 25] はドイツ Max-Planck 研究所で非軸対称性を持つステラレータ装置において定常プラズマ分布を求めるために開発された輸送コードである。ヘリカル装置 (W7-AS[23, 7], W7-X[26, 27, 28], HSX[29, 30], LHD[31, 32, 33] など) のみならず、トカマク装置 (JT-60SA[18], ITER[15], ASDEX Upgrade[34], EAST[20], TEXTOR[2] など)、さらに直線装置 (NAGDIS-II[35], MPEX[36] など) においても広く利用されてきた。EMC3-EIRENE は装置の軸対称性を仮定せずにプラズマや中性粒子の輸送を計算し、温度・密度・フローなどの定常分布を求める。また、磁力線構造が、閉じ込め領域と SOL 領域が明確に分かれていない領域でも数

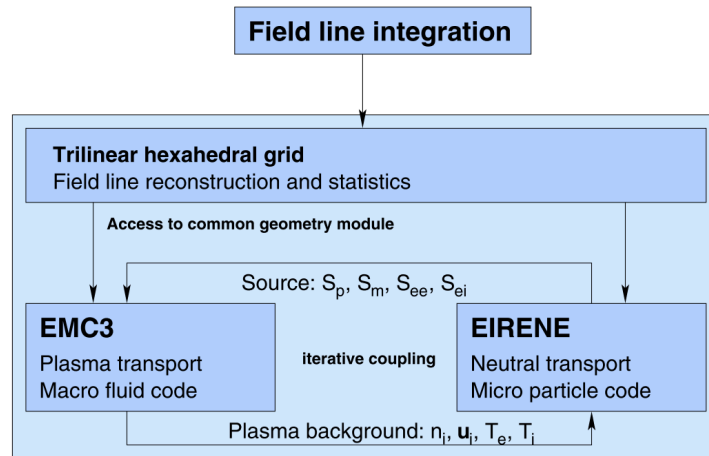


図 1.11: EMC3-EIRENE コード全体像の概念図 [17]

値解が得られるようになっている [37]。図 1.11 にコードの全体像についての概念図を示す。

EMC3-EIRENE コードでは、質量、運動量、エネルギーといった物理量を表すモンテカルロ粒子に対して、磁力線に対して垂直・水平方向の対流・拡散過程を追跡する。各粒子の位置および計算ステップごとの変位はグリッドとは無関係な空間座標  $(R, z, \phi)$  において設定され、3次元グリッドは各粒子の位置での磁場ベクトルの向きの決定と、各セルごとに物理量を出力するために利用される [22]。EMC3-EIRENE の取り扱う成分は水素プラズマ、水素中性粒子、不純物イオン、不純物中性粒子に分類される。このうち EMC3 は水素プラズマ、不純物イオン、不純物中性粒子を扱い、EIRENE が水素中性粒子を扱う。EMC3-EIRENE は、各成分を独立して解く。具体的には、中性粒子の輸送はプラズマを固定して解き、プラズマの粒子輸送はプラズマ温度や中性粒子を固定して解く。それらを前回の計算結果を用いながら順番に繰り返して解くことで数値を収束させ、プラズマおよび中性粒子分布の定常解を求める。

### 1.3.1 EMC3-EIRENE の扱う粒子

#### 水素プラズマ

EMC3-EIRENE モデルの基礎となるプラズマについては、軽水素、重水素、三重水素のいずれか1つを対象とし、1価のイオンと電子による準中性状態が保たれていると仮定している。従って、水素イオン密度  $n_i$  と電子密度  $n_e$  は等しく、 $n_i = n_e = n$

となる。プラズマ輸送を扱う方程式としては、以下の式が用いられる。磁力線に沿う方向に2流体方程式が用いられ、磁力線を横切る方向は拡散項となっている。

$$\nabla_{\parallel} \cdot (n\mathbf{v}_{\parallel}) + \nabla_{\perp} \cdot (-D\nabla_{\perp}n) = S_p \quad (1.2)$$

$$\nabla_{\parallel} \cdot (m_i n \mathbf{v}_{\parallel} \mathbf{v}_{\parallel} - \eta_{\parallel} \nabla_{\parallel} \mathbf{v}_{\parallel}) + \nabla_{\perp} \cdot (-m_i \mathbf{v}_{\parallel} D \nabla_{\perp} n - \eta_{\perp} \nabla_{\perp} \mathbf{v}_{\parallel}) = \nabla_{\parallel} p + S_m \quad (1.3)$$

$$\nabla_{\parallel} \cdot \left( -\kappa_e \nabla_{\parallel} T_e + \frac{5}{2} n T_e \mathbf{v}_{\parallel} \right) + \nabla_{\perp} \cdot \left( -\chi_e n \nabla_{\perp} T_e - \frac{5}{2} T_e D \nabla_{\perp} n \right) = -k(T_e - T_i) + S_{ee} \quad (1.4)$$

$$\nabla_{\parallel} \cdot \left( -\kappa_i \nabla_{\parallel} T_i + \frac{5}{2} n T_i \mathbf{v}_{\parallel} \right) + \nabla_{\perp} \cdot \left( -\chi_i n \nabla_{\perp} T_i - \frac{5}{2} T_i D \nabla_{\perp} n \right) = k(T_e - T_i) + S_{ei} \quad (1.5)$$

ここで、 $p = n(T_e + T_i)$ 、 $\eta_{\perp} = m_i n D$ である。変数  $p$ 、 $n$ 、 $m$ 、 $T$  はそれぞれ圧力、密度、質量、温度を表す。添字  $i$  および  $e$  はそれぞれイオン、電子を表す。添字  $\parallel$  および  $\perp$  は磁力線に対してそれぞれ水平、垂直方向を表す。水平輸送係数  $\eta_{\parallel}$ 、 $\kappa_e$  および  $\kappa_i$  は古典輸送に基づき、垂直輸送係数  $D$ 、 $\chi_e$  および  $\chi_i$  は異常輸送に従うと仮定する。水平輸送の項は Braginskii 方程式の磁力線方向成分が用いられた2流体方程式であり、垂直輸送の項は2流体方程式の拡散項となっている。多くの場合、垂直輸送係数は実験結果に合わせて決定される。ソース項である  $S_p$ 、 $S_m$ 、 $S_{ee}$  および  $S_{ei}$  は粒子、運動量、エネルギーソースであり、これらはイオン化、励起、荷電交換といったプラズマ-中性粒子相互作用によって生じる。流体方程式 (1.2)-(1.5) および式 (1.8) は以下の移流拡散方程式に一般化できる。

$$\nabla_{\parallel} \cdot [\alpha_{\parallel} f - \nabla_{\parallel}(\beta_{\parallel} f)] + \nabla_{\perp} \cdot [\alpha_{\perp} f - \nabla_{\perp}(\beta_{\perp} f)] = S \quad (1.6)$$

ここで、変数  $f$  はイオン/不純物密度、プラズマイオンの水平方向の運動量、電子/イオン温度を表す。 $\alpha_{\parallel}$ 、 $\beta_{\parallel}$ 、 $\alpha_{\perp}$ 、 $\beta_{\perp}$  および  $S$  は各  $f$  における輸送係数およびソース項であり、それぞれの意味は表 1.1 に示すとおりとなっている。

式 (1.6) は、質量、運動量、エネルギーといった物理量がモンテカルロ粒子の追跡によってシミュレーション可能な対流、拡散過程において保存される様子を記述している。モンテカルロ粒子はソース分布に従ってランダムに生成され、時間  $\Delta t$  におけるランダムウォーク  $\Delta r$  は、以下のように決定される。

$$\Delta r = \sqrt{2\beta_{\parallel} \Delta t \xi_{\parallel}} + \alpha_{\parallel} \Delta t + \sqrt{4\beta_{\perp} \Delta t \xi_{\perp}} + \alpha_{\perp} \Delta t \quad (1.7)$$

表 1.1:  $f$  に対応する輸送係数およびソース項の意味

$f$	mass $n$	momentum $V_{\parallel}$	heat $T_{e,i}$
$\alpha_{\parallel}$	$V_{\parallel}$	$m_i n V_{\parallel} + \nabla_{\parallel} \eta_{\parallel}$	$\frac{5}{2} n V_{\parallel} + \nabla_{\parallel} \kappa_{e,i}$
$\beta_{\parallel}$	0	$\eta_{\parallel}$	$\kappa_{e,i}$
$\alpha_{\perp}$	0	0	$(\chi_{e,i} - \frac{5}{2} D) \nabla_{\perp} n$
$\beta_{\perp}$	$D$	$m_i n D$	$n \chi_{e,i}$
$S$	$S_p$	$-\nabla_{\parallel} p + S_m$	$\pm k(T_e - T_i) + S_{ee,i}$

ここで、 $\xi_{\parallel}(\xi_{\perp})$  は磁場に水平 (垂直) 方向の 1 次元 (2 次元) ベクトルである。式 1.7 右辺の第 1 項および第 3 項は拡散、第 2 項および第 4 項は対流項となっている。粒子は追跡され、座標に応じたメッシュ内に格納されるが、粒子が真空容器壁等に到達して失われた場合は、新しい粒子が生成される。

### 水素中性粒子

上述のように、水素中性粒子は EIRENE で扱われる。軽水素プラズマならば  $H_2$  分子および  $H$  を扱う。典型的な原子分子過程としては、以下ようになる。

- 水素分子が  $H_2$  電子からエネルギーを受けとり、電離や解離によって  $H_2^+ \cdot H \cdot H^+$  といった粒子が生成される。
- ダイバータプラズマの典型的な温度領域では  $H_2^+$  は速やかに解離し、その場から移動することなく  $H$  や  $H^+$  となる。
- 水素中性原子  $H$  は磁場に束縛されることなくプラズマ中を直進し、電離して  $H^+$  となる。

粒子が  $H^+$  となった時点で EIRENE の計算は終了し、 $H^+$  の空間分布データはイオンのソースとして EMC3 に渡される。

また、粒子ソースとして外部から中性ガスを入射するガスパフおよび壁上での表面再結合によるリサイクリングを扱うことができる。ガスパフの場合は分子を、リサイクリングの場合はイオンの壁への衝突を模擬した分子・原子が空間中に入射される。

## 不純物イオン

プラズマ中の不純物は励起によるエネルギーのシンクや不純物のイオン化によって与えられる。不純物イオンは、水素イオンと温度が等しいと仮定し、粒子と運動量について水素と同様に以下の流体輸送方程式を解く。価数の異なるイオンは、流体の別成分として個別に解かれる。

$$\nabla_{\parallel} \cdot (n_z \mathbf{v}_z) + \nabla_{\perp} \cdot (-D_{\text{imp}} \nabla_{\perp} n_z) = S_z \quad (1.8)$$

$$m_z \frac{dv_{z\parallel}}{dt} = -\frac{1}{n} \frac{dp_z}{ds} + ZeE_{\parallel} + m_z f_{\text{fri}} \frac{\mathbf{v}_{\parallel} - \mathbf{v}_{z\parallel}}{\tau_s} + 0.71 Z^2 \frac{dT_e}{ds} + 2.6 f_{\text{ion}} Z^2 \frac{dT_i}{ds} \quad (1.9)$$

$$T_z = T_i \quad (1.10)$$

ここで、添字  $i$  および  $z$  はそれぞれバックグラウンドのイオンおよび不純物をあらわす。  $D_{\text{imp}}$  は不純物の磁場に垂直方向の輸送係数で、  $S_z$  は不純物  $z$  のイオン化と再結合によって決まる不純物ソースである。変数  $s$  と  $\tau_s$  はそれぞれ磁力線に沿った座標と不純物とバックグラウンドイオンの衝突時定数を表している。

式 1.9 の右辺は順に、不純物圧力勾配による力、静電力、摩擦力、電子の熱的力、イオンの熱的力をあらわす。水平方向の電場  $E_{\parallel}$  は電子の水平方向の運動量の式で決定される。

$$\mathbf{b} \cdot \nabla n_e T_e + n_e e E_{\parallel} + n_e C_e \mathbf{b} \cdot \nabla T_e = 0 \quad (1.11)$$

不純物イオン密度は水素イオン密度よりも小さい(数%)という仮定のもと、不純物の電離により生じる電子はプラズマ電子密度に寄与しないものとしている。電離・再結合・放射パワーなどの計算に必要な反応速度係数は ADAS データベースを利用する。水素と不純物の間での結合は、主に水素イオンの流れによる摩擦力と熱力が主である。

## 不純物中性粒子

不純物中性粒子は、現段階では分子を扱うことはできず、原子として扱われる。ソースとしては、外部から不純物を入射するガスパフと、プラズマ対向壁から発生するスパッタリングを模擬することが可能である。

## 1.4 本研究の目的と意義

ここまで述べてきたように、核融合炉設計において最も高い熱負荷を受けるダイバータにおいて、熱負荷の低減のため、SOL 領域におけるプラズマ輸送の理解が必要とされている。コアプラズマの熱・粒子は SOL 領域を經由しダイバータまで磁場に強く影響を受けながら輸送される。トカマク装置は基本的には軸対称であるが、ELM 低減のために共鳴摂動磁場を印加することで 3 次元性を持つ。ヘリカル装置の磁場構造は本質的に 3 次元性を持つため、トラスプラズマ共通の課題として、周辺輸送における磁場の 3 次元効果を解明することが必要とされている。ヘリオトロン J は優れた磁場の制御性を持つヘリカル装置で、レグダイバータ、磁気島ダイバータ、リミタといった大きく異なるダイバータ構造を単一の装置で実現可能であることから、3 次元磁場の周辺プラズマへの影響を調べるのに適している。本研究はヘリオトロン J における周辺プラズマモデリングの第一段階として、代表的な磁場配位を対象として磁場配位、電子密度に対する依存性と調査した。また、磁気島を伴う新しい磁場配位をベースとして磁場配位の探索を行い、磁気島構造が連続的に変化するような磁場配位について特性を検討した。今後モデリング計算の対象をこれらの多様な磁場配位に拡張することにより、ダイバータの観点からヘリカル軸ヘリオトロン磁場配位の最適化に関する新たな知見が得られると考えられる。また、単一装置で多様なダイバータ構造を実現できるヘリオトロン J で得られる配位依存性は、ヘリオトロン型装置に限らないトラスプラズマのダイバータ配位最適化研究の発展に貢献できる重要な研究テーマであり、本論文はその基礎研究として意義のあるものである。

## 1.5 本論文の構成

本論文は 7 章から構成されている。

第 1 章では、本研究の背景として、核融合プラズマ研究や核融合炉におけるダイバータ研究における重要な先行研究について述べた。また、本研究の基盤となるコードである EMC3-EIRENE コードについて、利用されているモデルや他装置における適用例についても紹介する。第 2 章では、本研究で対象としたヘリオトロン J 装置に対する EMC3-EIRENE の適用について述べた。ヘリオトロン J 装置の特徴的な磁場構造と、EMC3-EIRENE を適用する上での工夫について紹介すると共に、標準磁場配位を対象としたテスト計算について、計算の収束性を確認した。第 3 章では、ヘリオトロン J における典型的な磁場配位である 3 種類の磁場配位 (High bumpiness, Medium bumpiness, Low bumpiness) を対象として、真空容器壁上の熱負荷分布について磁力線長分布と比較すると共に、密度依存性を評価した。第 4 章

では、実験やモデリング研究のための検討として、磁力線追跡コードを用いて磁場配位を探索し、磁気島や周辺磁場構造の系統的な制御が可能な磁場配位を探索した。第5章では、流束や圧力に焦点を当て、輸送と磁場構造の関連性を議論した。第6章では、周辺のフロー構造に関する、実験的な検証を行った。第7章は本研究の総括である。

# 第2章 ヘリオトロンJ磁場への EMC3-EIRENEコードの 適用

## 2.1 はじめに

本章では、3次元周辺輸送コード EMC3-EIRENE のヘリオトロンJ装置への適用過程 [38, 39] について述べる。はじめにヘリオトロンJ装置の概要とヘリオトロンJにおけるダイバータ領域における先行研究を紹介する。その後、EMC3-EIRENEを利用するための3次元グリッドの開発およびテスト計算の結果について述べる。

## 2.2 ヘリオトロンJ装置と磁場配位の特徴

### 2.2.1 ヘリオトロンJ装置の目的

ヘリオトロンJは京都大学エネルギー理工学研究所が保有する中型のヘリカル軸ヘリオトロン装置である。[40]。ヘリカル系磁場閉じ込め装置は、ヘリオトロンEやW7-AS装置において進められた研究を基により大型の装置であるLHDやW7-Xへと発展し、核融合炉心プラズマの実現を目指したプラズマ密度・温度パラメータの拡張やプラズマの長時間維持・制御が行われている。一方で、ヘリオトロンE装置における課題として、「MHD安定性と良好な粒子閉じ込めの両立」があった。ヘリオトロンEでは、ECH及びNBIの各加熱プラズマにおいて、磁気軸を2cm内側へシフトさせることにより粒子閉じ込めが改善し、エネルギー閉じこめ時間が30%改善することが実証された[41]。しかしながら、この磁場配位は磁気丘構造であり、ベータ値の増加に伴って顕著なMHD不安定性が観測された。一方、高ベータ領域での磁気井戸によるMHD安定を目指し、磁気軸を外側にシフトする実験においては、粒子閉じ込めが劣化することが判明した。粒子閉じ込め性能を保ちつつMHD安定性を向上させるため、磁気井戸を活用することが検討され、実際にトロイダル磁場の補助的印加によりプラズマコア部に浅い磁気井戸を形成した結果、MHD安



定性の向上が検証された。より良好な粒子閉じ込めと MHD 安定性のためにはプラズマ閉じ込め領域全体に渡って磁気井戸を形成することが必要となる [42]。ヘリオトロン J は、この課題に対してヘリオトロン E 磁場配位における平面磁気軸の制約を開放し、先進ヘリカル配位であるヘリカル軸ヘリオトロン磁場配位の観点からアプローチを行う装置である。具体的な目的は以下の通りである [43, 44]。

1. ヘリカル軸ヘリオトロン磁場配位を実験的に最適化する。
2. 同配位における無電流プラズマ生成・閉じ込め特性への理解を深め、トーラス系装置におけるプラズマの磁場閉じ込めへの理解を深める。
3. 同磁場配位に適したダイバータ関連物理・制御技術の基礎研究、開発を行う。

## 2.2.2 ヘリカル軸ヘリオトロン配位

2.2.1 節で述べたように、ヘリオトロン J ではヘリカル軸ヘリオトロン配位を導入し、良好な粒子閉じ込めと MHD 安定性の両立を目指している。良好な粒子閉じ込めの基本的な概念は、磁気面と粒子軌道をできるだけ近づけることである。ヘリカル軸ヘリオトロン磁場においては、トーラスの一部に磁気面を形成する磁力線がほぼ直線となる領域 (ストレート部) をつくり、ストレート部に局所的な準等磁場構造を形成する。ヘリオトロン J 標準磁場配位における各ポロイダル断面の真空磁気面および等磁場強度線を図 2.2 に示す。ストレート部の断面は図 2.2(c) である。この領域では磁場の曲率半径が大きく、径方向の磁場勾配が小さいため、 $\nabla B$  ドリフトおよび曲率ドリフトが軽減され、粒子軌道が磁気面に近づく。さらに、コーナー部の磁場強度をストレート部に比べ高くすることによってトロイダルセクション毎にミラー状の磁場を形成し、ピッチ角の大きな粒子をストレート部に補足する。このように、ヘリカル軸ヘリオトロン磁場配位では磁場スペクトル成分として、従来活用されてきたトロイダル成分 (トロイディシティ)、ヘリカル成分 (ヘリシティ) に加えて、トロイダルリップルを表すバンピー成分 (バンピネス) を活用し、これらの組み合わせによって良好な粒子閉じ込めを実現する。

バンピネスは、ヘリカルヘリオトロン配位における特徴的な磁場パラメータである。磁場強度  $B$  の空間変動構造は、Boozer 座標によって次のようにスペクトルの和として表すことができる。

$$B(r, \theta, \zeta) = \sum_{mn} B_{mn}(r) \cos(m\theta - n\zeta) \quad (2.1)$$

ここで、 $\theta(\zeta)$  はそれぞれ、Boozer 座標におけるポロイダル (トロイダル) 角、 $r$  は径方向座標である。ヘリオトロン J 標準磁場配位における主要な磁場成分を図 2.1

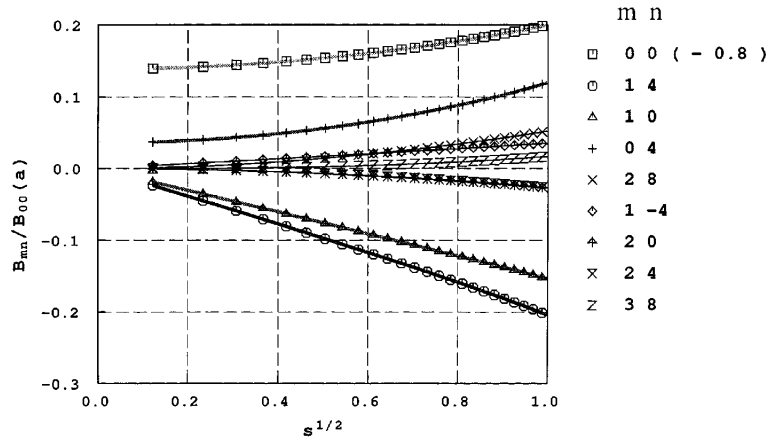


図 2.1: ヘリオトロン J 標準磁場配位の Boozer 座標における磁場スペクトルの径方向分布 [45]

に示す。ここで、 $(m, n) = (0, 0)$  成分は 0.8 を引いた値を表しており、その他の成分は、最外殻磁気面での一様磁場成分  $B_{00}(a)$  で規格化されている。各成分のうち、トロイディシティ  $\varepsilon_t = B_{10}/B_{00}$ 、ヘリシティ  $\varepsilon_h = B_{14}/B_{00}$  に加えて、バンピネス  $\varepsilon_b = B_{04}/B_{00}$  が主要な成分となっていることが分かる。

また、ヘリオトロン E では周辺領域に向かって増大する回転変換に伴う高い磁気シアによって MHD 不安定性の抑制が行われていたのに対し、ヘリオトロン J はほぼ一様の回転変換を持つ低磁気シア配位である。その代わりに、プラズマ全域に渡って磁気井戸が形成されており、MHD 安定性に寄与している。ヘリオトロン J 標準磁場配位の回転変換分布および磁気井戸分布を図 2.3 に示す。標準磁場配位において、磁気軸での回転変換は 0.56、最外殻磁気面における磁気井戸深さは 1.5% となっている。

### 2.2.3 ヘリオトロン J の装置構成

ヘリオトロン J 装置の概観を図 2.4 に、装置の写真を図 2.5 にそれぞれ示す。主要な装置パラメータは表 2.1 の通りとなっている。ヘリオトロン J のコイルシステムは  $L=1$ 、 $M=4$  の連続巻きヘリカルコイル (HFC: Helical Field Coil)、2 種類各 8 本のトロイダルコイル (TFC-A: Toroidal Field Coil-A, TFC-B: Toroidal Field Coil-B)、3 組 6 本のポロイダルコイル (主垂直磁場コイル MVFC: Main Vertical Field Coil, 補助垂直磁場コイル AVFC: auxiliary Vertical Field Coil, 内側垂直磁場コイル IVFC: Inner Vertical Field Coil) によって形成される。これらのうち、HFC/MVFC, TFC-A, TFC-B, AVFC, IVFC にそれぞれ独立した電源を用いることで、様々な磁場配位が実現可能である。

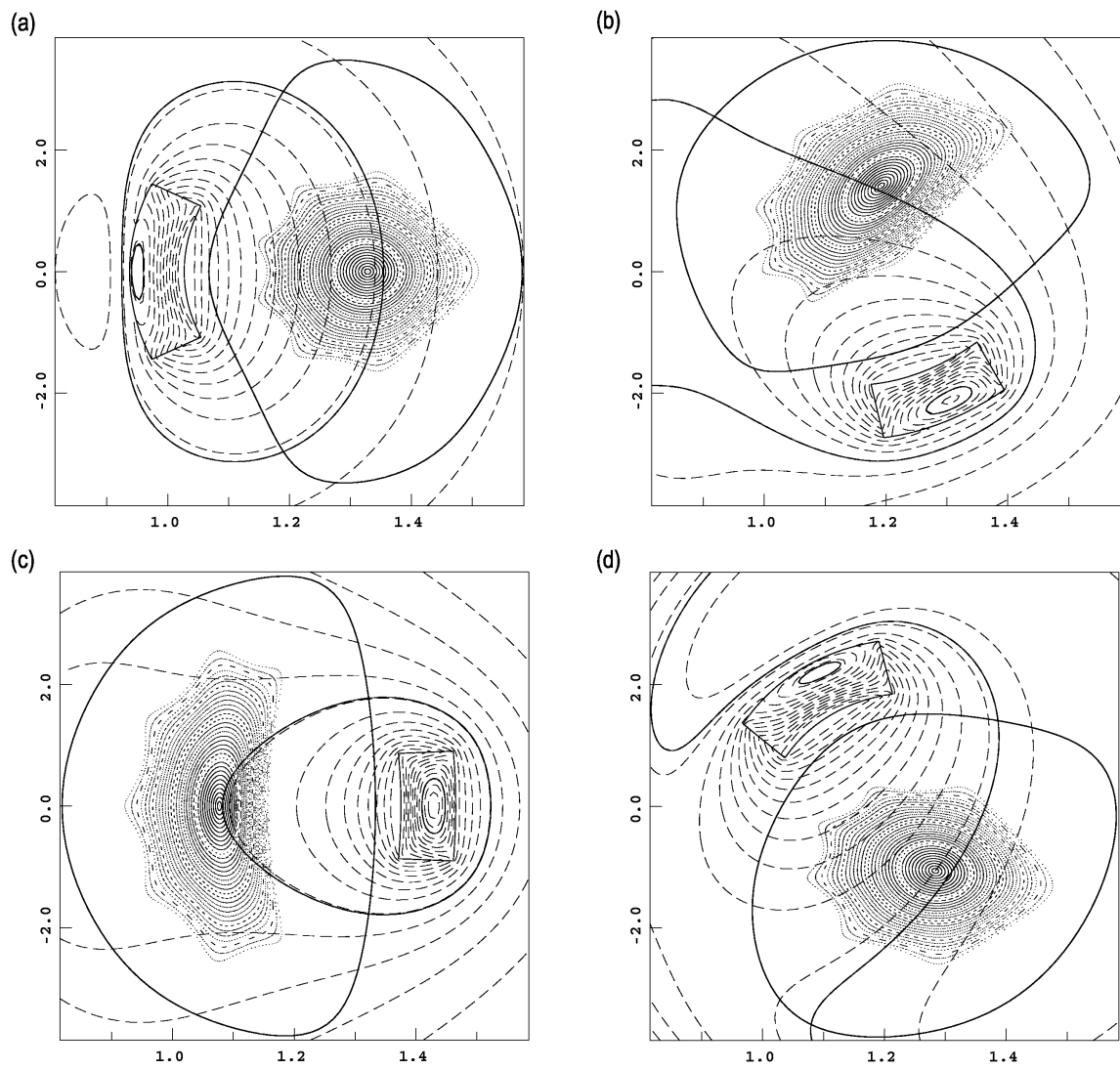


図 2.2: ヘリオトロン J 標準磁場配位における真空磁気面および等磁場強度線

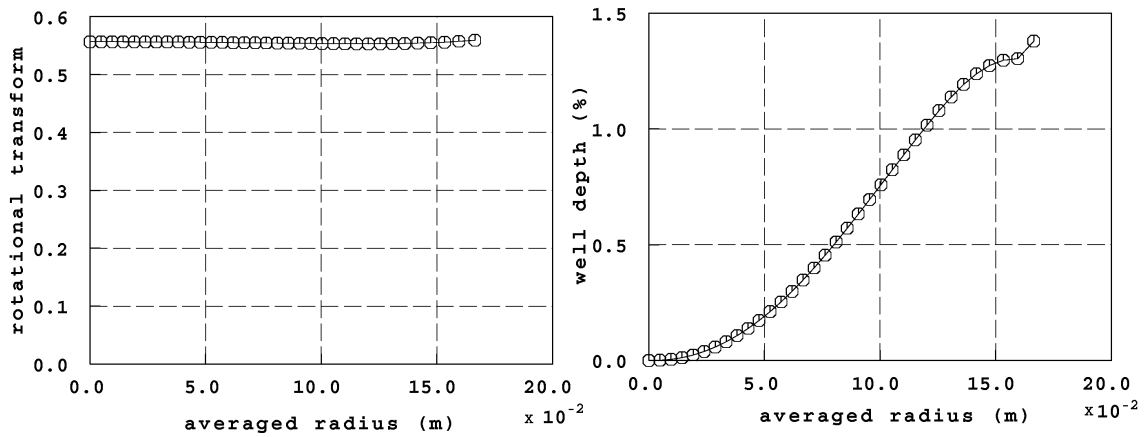


図 2.3: ヘリオトロン J 標準磁場配位における回轉變換分布および磁気井戸分布

表 2.1: ヘリオトロン J 装置の主要パラメータ

主半径 R	1.2 m
プラズマ小半径 a	0.1-0.2 m
磁場強度	< 1.5 T
回轉變換	0.3-0.8
プラズマ体積	0.24-0.95 m <sup>-3</sup>
最大イオン温度	0.4 keV
最大電子温度	3 keV
最大電子密度	1 × 10 <sup>20</sup> m <sup>-3</sup>

図 2.6(b) はヘリオトロン J プラズマの上面図で、図 2.6(a) では図 2.6(b) と対応したトロイダル角度  $\phi = 0^\circ, 22.5^\circ, 45^\circ, 67.5^\circ$  におけるポロイダル断面の磁力線長分布を示す。トロイダル周期性から、トロイダル角度 90 度ごとに同一のポロイダル断面が、トロイダル角度 45 度ごとに上下対称のポロイダル断面が現れる。

## 2.2.4 ヘリオトロン J におけるダイバータプラズマに関する先行研究

ヘリオトロン J においては、ヘリカルダイバータ配位と磁気島ダイバータ配位を生成可能である。ヘリカルダイバータの例を図 2.7 に、磁気島ダイバータの例を図 2.8 に示す。

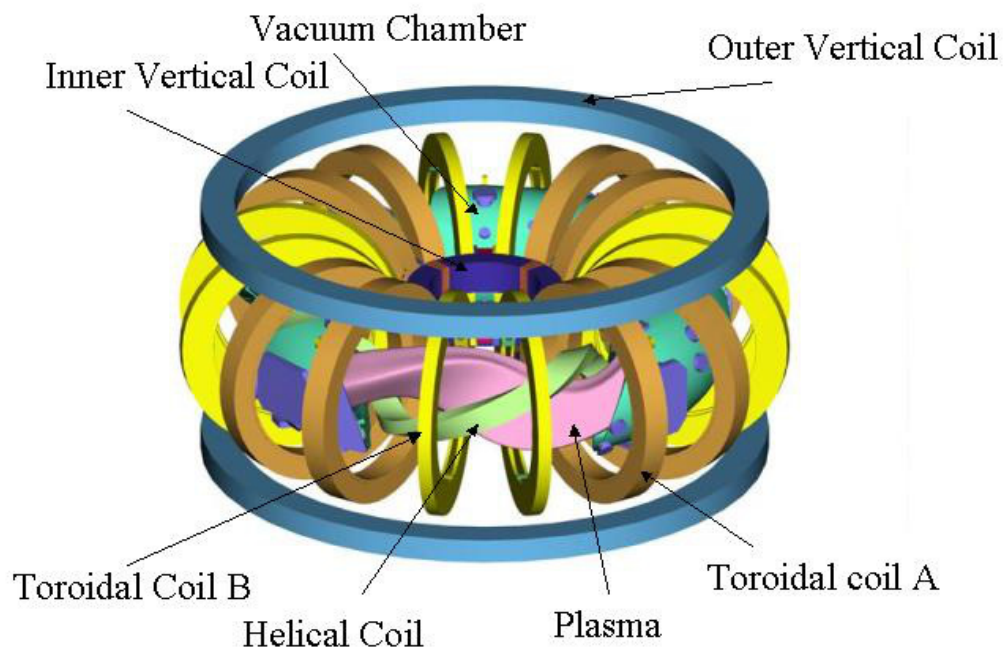


図 2.4: ヘリオトロンJ装置概観図

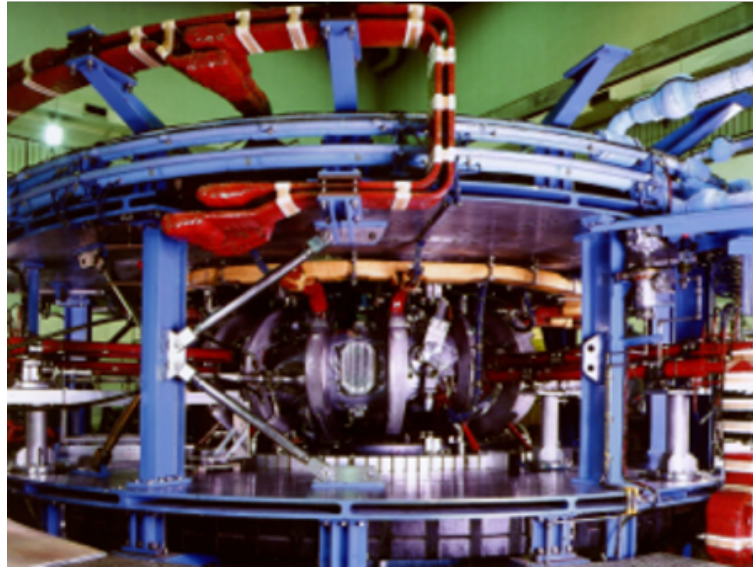


図 2.5: ヘリオトロン J 装置写真

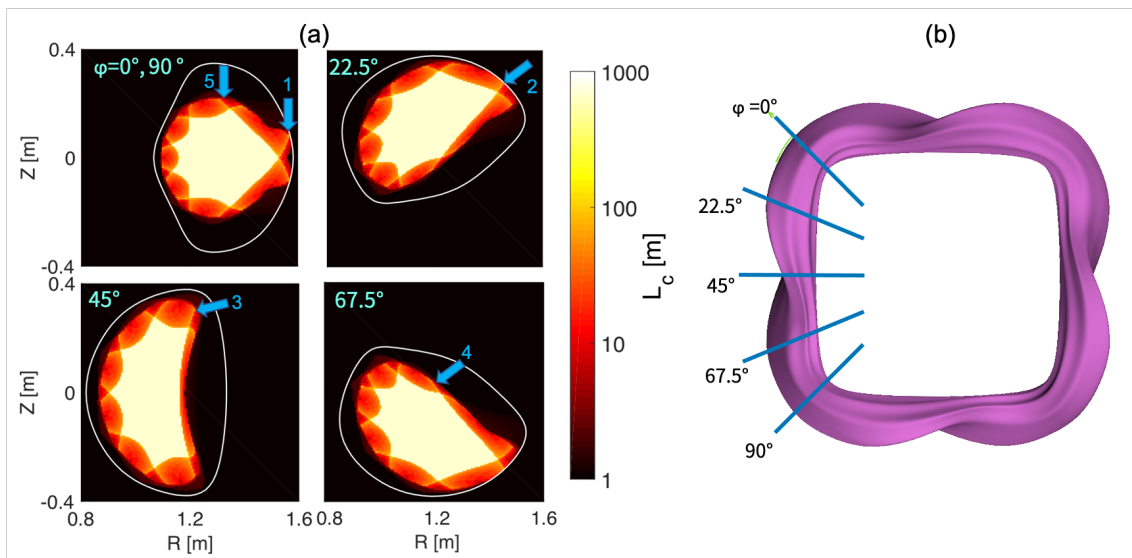


図 2.6: ヘリオトロン J 標準配位における磁場構造

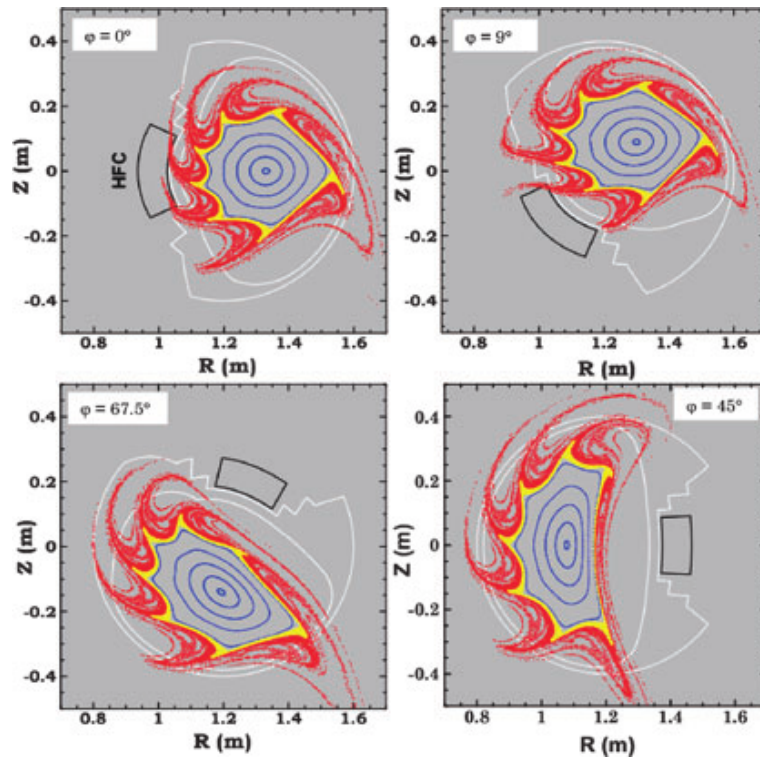


図 2.7: ヘリオトロン J におけるヘリカルダイバータ [46]

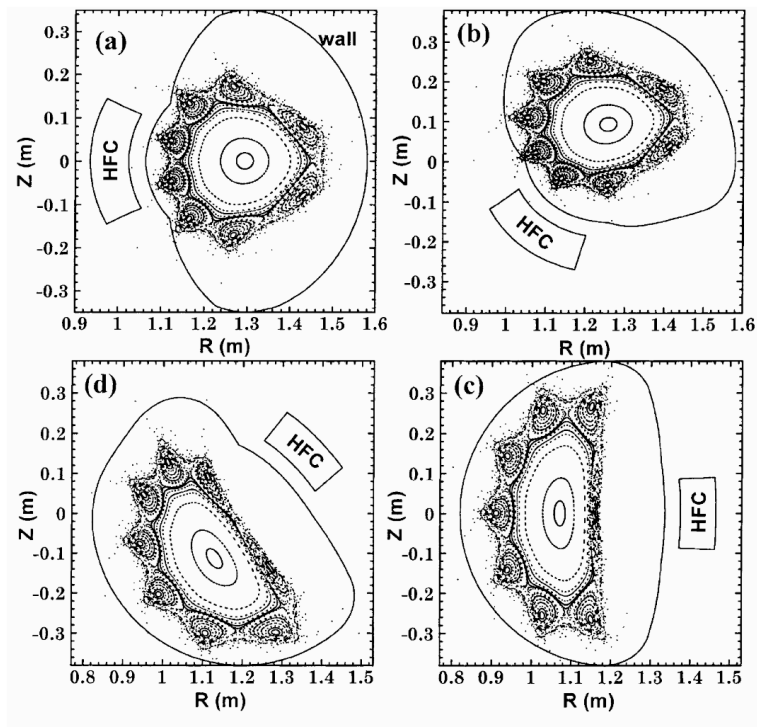


図 2.8: ヘリオトロン J における磁気島ダイバータ [47]



## 2.3 標準磁場配位に対する3次元グリッドの開発

### 2.3.1 概要

はじめに、EMC3-EIRENE 計算のためにどのようなグリッドが必要であるか述べる。EMC3-EIRENE は磁力線に沿った3次元構造を有するグリッドを用いるため、磁場配位ごとに専用のグリッドを開発する必要がある。本章では、標準磁場配位を対象としてグリッド作成やモデリング計算を行う。磁場のバンピネスを変化させた配位については3章で、回転変換による磁気島制御については6章において扱う。実際に作成した3次元グリッドを図2.9に示す。グリッドは磁気軸を中心とした入れ子状の構造を持ち、一定のトロイダル間隔でそれぞれのポロイダル断面上に作成される。2.2節で述べたトロイダル周期性とヘリカル対称性を利用することにより、 $\phi = 0-45^\circ$  の範囲でグリッドを作成することで、トーラス全体と等価な計算領域を確保できる。図2.9(a)は $\phi = 0^\circ$  断面におけるグリッドの二次元構造を示す。グリッドは入れ子状の構造の内側から順に(1)CORE, (2)EDGE, (3)SOL, (4)VACUUMの4つのdomainに分類される。このうちEDGE-domainとSOL-domainはEMC3-EIRENEコードがプラズマの輸送計算を行う領域であり、EDGE/SOL領域間の境界は最外殻磁気面(LCFS)である。CORE-domainおよびVACUUM-domainではEIRENEによる中性粒子計算のみが行われる。EDGE/SOL-domainはCORE/VACUUM-domainよりも細かい解像度を持ち、トロイダル方向に磁力線に沿った構造を有する。プラズマはCORE-domainとEDGE-domainの境界(図2.9(a)の青い点線)をコア領域側の境界とし、ダイバータ側では、各ポロイダル断面でグリッドと独立に定義された真空容器を境界としている。

3次元グリッドの開発にあたっては、まず磁力線追跡を利用して周辺磁場構造から周辺プラズマの存在する領域や壁へのフットプリントの位置を予測し、プラズマを計算するSOLグリッドが包含すべき範囲を決定した。続いてグリッド作成ツールを利用して磁力線追跡で見積もった範囲が含まれるように3次元グリッドを作成した。

### 2.3.2 磁力線追跡コードを用いた磁力線長分布の計算

グリッド作成に向けた準備として、磁力線追跡コードKMAG[45, 48]を利用してヘリオトロンJ周辺磁場における磁力線長分布を調査した。2.3.1節で述べたように、プラズマの輸送計算はグリッドのSOLおよびEDGE領域で行われる。従って、両領域内に周辺プラズマや真空容器壁のプラズマフットプリント全体が包含される必要がある。基本的に周辺プラズマは磁力線構造を強く反映するため、磁力線追跡計算によってプラズマ分布を見つかり、SOLグリッドが包含すべき範囲を決定する

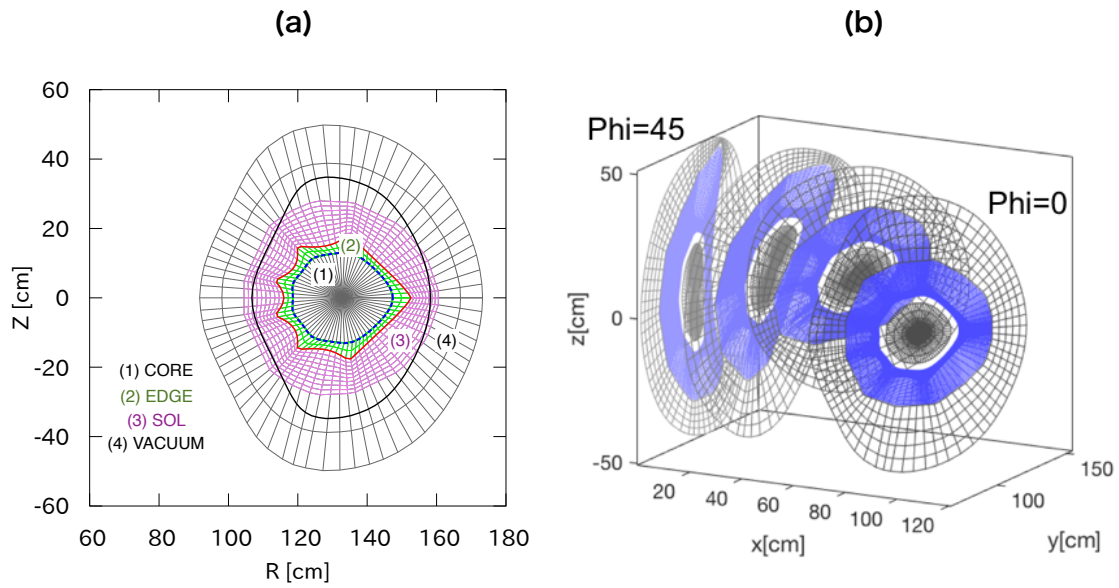


図 2.9: (a)Phi=0 ポロイダル断面でのグリッド。黒線は真空容器壁を表し、グリッド点とは独立に定義する。(b)グリッドの3次元構造。実際にはグリッドはトロイダル方向に0.5度ごとに存在する。

ことが可能である。KMAG は主に閉じ込め領域における磁力線追跡を行うために利用されており、SOL における詳細な磁場構造を可視化したり、磁力線長を求めたりするためには独自に追跡開始点の設定および磁力線長の計算プログラムの追加を行った。

### KMAG における磁力線追跡の原理

KMAG は以下の原理で磁力線追跡を行う。

直交座標系における点  $\mathbf{r} = (x, y, z)$  における磁場を  $\mathbf{B}(\mathbf{r}) = (B_x(\mathbf{r}), B_y(\mathbf{r}), B_z(\mathbf{r}))$  とすると、以下の微分方程式が成立する。

$$\frac{dx}{B_x(\mathbf{r})} = \frac{dy}{B_y(\mathbf{r})} = \frac{dz}{B_z(\mathbf{r})} = \frac{dl}{|\mathbf{B}(\mathbf{r})|} \quad (2.2)$$

円筒座標  $\mathbf{r} = (r, \phi, z)$  の場合は次式で表される。

$$\frac{dr}{B_r(\mathbf{r})} = \frac{rd\phi}{B_\phi(\mathbf{r})} = \frac{dz}{B_z(\mathbf{r})} = \frac{dl}{|\mathbf{B}(\mathbf{r})|} \quad (2.3)$$

ただし、 $dl$  は磁力線に沿う方向の微小長さで、

$$\begin{aligned} dl &= \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2} \\ &= \sqrt{dx^2 + (rd\phi)^2 + dz^2} \end{aligned} \quad (2.4)$$

である。

ここで、式 2.3 を変形して  $\phi$  についての連立微分方程式として表すことができる。

$$\frac{dr}{d\phi} = \frac{rB_r(\mathbf{r})}{B_\phi(\mathbf{r})} \quad (2.5)$$

$$\frac{dz}{d\phi} = \frac{rB_z(\mathbf{r})}{B_\phi(\mathbf{r})} \quad (2.6)$$

この方程式を数値的に解くことで磁力線追跡を行うことができる。KMAG においては、トロイダル変位  $d\phi = 90/128^\circ$  とし、追跡開始点から最初の 3 ステップはルンゲクッタ法、4 ステップ目以降はアダムス法を用いている。

### KMAG を用いた磁力線長の導出手法

磁力線長の計算は磁力線追跡の過程において、式 2.4 で示した各ステップ毎での空間座標の変位  $dl$  を順次加算することで行った。1 ステップ毎に現在の空間座標が真空容器の内側と外側のどちらにあるか判定を行い、真空容器外に出た場合はそこで追跡を打ちきる。閉じ込め領域や磁気島の内部は無限長の非常に長い磁力線長を持つため、追跡ステップがトロイダル 400 周期 (実際の装置におけるトーラス 100 周に相当) 追跡しても真空容器内に存在した場合もそこで追跡を打ちきる。各追跡開始点に対してトーラス時計回り方向と反時計回り方向それぞれに対して追跡が打ちきられるまでの経路長を計算し、両者の和をその追跡開始点における磁力線長  $L_c$  として定義した。

### 標準配位におけるポロイダル断面での磁力線長分布

図 2.6(a) は 2.3.2 節において説明した手法によって計算した、代表的なポロイダル断面における磁力線長分布である。追跡開始点はそれぞれのポロイダル断面において、 $0.8 \leq R \leq 1.6 \text{ m}$ 、 $-0.4 \leq Z \leq 0.4 \text{ m}$  の範囲で 5mm 間隔のグリッド状に設定した。図中の白線は真空容器壁である。トロイダル周期性およびヘリカル対称性より、 $\phi = 90^\circ$  における断面は  $\phi = 0^\circ$  におけるものと同じで、 $\phi = 22.5^\circ$  と  $\phi = 67.5^\circ$  における断面は上下対称となる。閉じ込め領域は 1000m を越える磁力線長を持ち、その周囲を 10-100m 程度の磁力線長を持つ SOL 領域が分布している。各ポロイダ

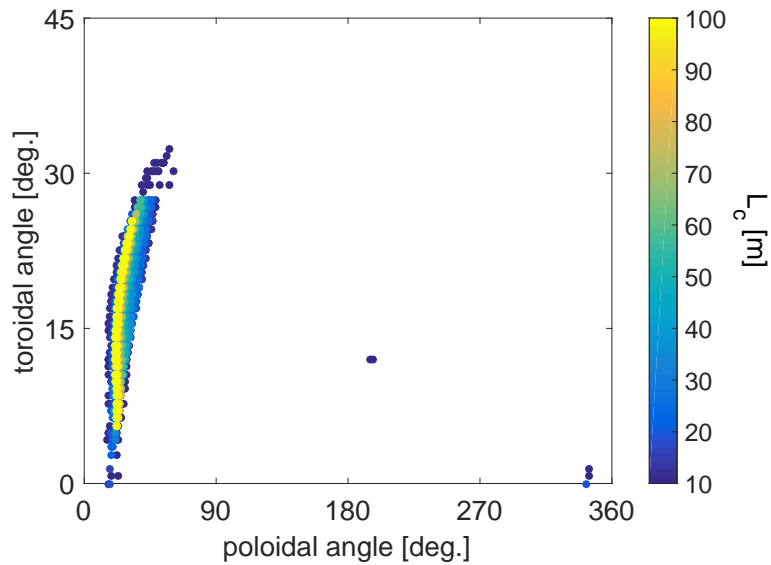


図 2.10: 標準配位における磁力線フットプリント

ル断面には7つの X-point と呼ばれる箇所が存在し、それぞれ2本のダイバータレグが伸びている。ダイバータレグは 100-200m 程度の磁力線長を持つ。 $\phi = 0^\circ$  や  $\phi = 22.5^\circ$  においては、ダイバータレグが真空容器壁に接触している様子が見られる。EMC3-EIRENE においてプラズマ壁相互作用を正確にモデル化するには、この領域がグリッドの SOL-domain に含まれる必要がある。

#### 標準配位における磁力線フットプリント

ダイバータレグの壁への衝突箇所についてより詳細な分布を得るため、磁力線追跡が壁への衝突によって終了した場合のトロイダル/ポロイダル位置と磁力線長の関係を調査した。計算結果を図 2.10 に示す。この図においては、実際の真空容器でトーラス一周に相当する  $128 \times 4 = 512$  ステップを完了する前に追跡を終了した非常に短い磁力線については表示を省略している。この場合の  $L_c$  はおよそ 10 m 未満に相当する。 $L_c > 100$  m となる長い磁力線が  $\phi = 0^\circ$  から  $\phi = 35^\circ$  にかけて壁に衝突していることが分かる。この衝突は、図 2.6(a) において水色矢印 1 や 2 で示したダイバータレグが相当する。

### 2.3.3 グリッド作成ツール FLARE を活用した 3 次元グリッドの開発

本節では、3次元グリッド作成ツール FLARE と独自のプログラムを組み合わせたグリッド作成の手法について述べる。FLARE[17]はウィスコンシン大学で開発されたオープンソースのグリッド開発ツールである。FLAREが読みこむ磁場の3次元マップとして、HINTコード[49]における真空磁場データを利用した。磁場データの範囲は、各ポロイダル断面において  $(R, z) = (1.2, 0)$  m を中心とする 0.5 m 四方である。ヘリオトロン J の真空容器は、どのポロイダル断面でも  $(R, z) = (1.2, 0)$  m を中心とした 0.4 m 四方の範囲内に収まっている。

EMC3-EIRENE の必要とする周辺領域で磁力線に沿った 3 次元グリッドを実現するため、以下の手順でグリッドを作成する。

1. 基準断面の EDGE-domain における 2D グリッド (base-grid) を作成
2. EDGE-domain を外側に拡張し、SOL-domain の base-grid を作成
3. EDGE/SOL-domain の各点をトロイダル方向に磁力線に沿って追跡し、3次元グリッドを作成
4. VACUUM/CORE-domain のグリッドを作成

手順 2 において、SOL-domain の base-grid は FLARE の機能を用いるのではなく、独自にプログラムを作成した。FLARE は SOL-domain の base-grid を作成する際、EDGE-domain の外側境界、すなわち最外殻磁気面を一様に拡大することで SOL-domain の外側境界を設定し SOL 全体の包含を試みる。しかし FLARE の機能を利用して SOL プラズマ全体を包含した場合、手順 3 においてグリッドの一部がトロイダル方向の追跡中に磁場データの領域外に飛び出してしまい、「SOL 領域全体を包含すること」と「磁力線に沿った 3 次元構造を有すること」を両立できなかった。base-grid を作る  $\phi = 0^\circ$  断面から  $45^\circ$  の追跡が可能かどうかの境界およびグリッドの範囲を図 2.11 に示す。赤く示された磁力線長領域が  $L_c > 10$  m のグリッドで包含したい SOL 領域である。青で示した SOL-domain のグリッドは、この領域全体を含める必要がある。しかし図中の桃色でハッチされた領域から磁力線を追跡開始すると、トロイダル角  $45^\circ$  追跡するよりも先に磁力線が用意された磁場データの範囲外に飛びだしてしまう。従って、SOL-domain はこの領域を含んではいけない。この 2 つの条件を両立するためには、SOL-domain の外側境界を任意に設定する必要があった。そこで、SOL-domain の外側境界を任意に設定可能な独自のプログラムによって SOL-domain の base-grid を開発、それを利用して FLARE で手順 3 以降を行うという手法を用いた。図 2.12 に、 $\phi = 0^\circ, 22.5^\circ, 45^\circ$  の 3 つの断面における

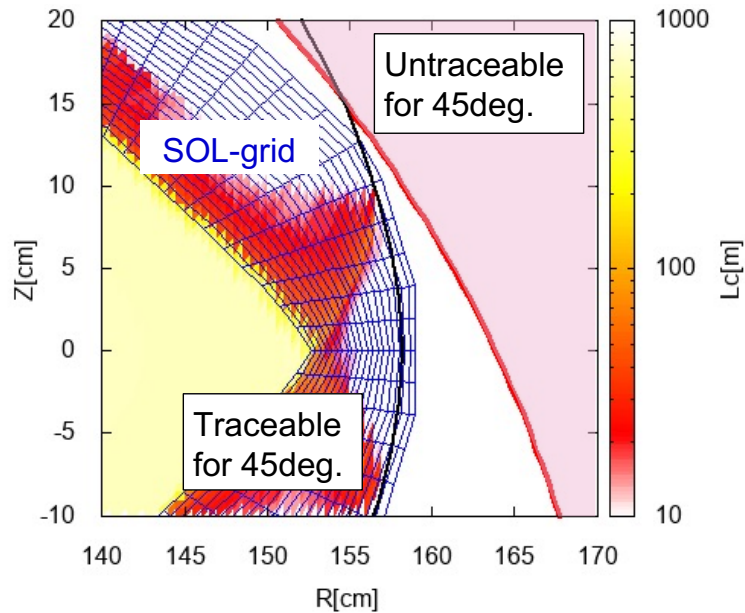


図 2.11: 追跡可能領域

SOL-domain グリッドを青色で示す。カラーマップは磁力線長、黒線は真空容器壁である。グリッドが、 $L_c > 10$  m の範囲、特に長い磁力線長が壁に接触している部分を包含していることが分かる。

## 2.4 EMC3-EIRENE のテスト計算と収束性の確認

本節では、作成したグリッドを用いたテスト計算の結果と、結果が適切に収束しているかどうかの考察を行う。収束の考察については、計算結果がイタレーションにより一定値に収束するか、グリッド解像度が計算結果に影響するかの2点において議論する。

### 2.4.1 計算条件の設定

作成した3次元グリッドを用いて、EMC3-EIRENE のテスト計算を行った。本解析においては、グリッド解像度が計算結果に与える影響を評価するため、表 2.2 に示すように4種類のグリッドを用意した。ポロイダル分割数および SOL 領域における径方向分割数が異なっており、grid1 が最も粗く、grid4 が最も細かい解像度を持つ。トロイダル方向のセルは4種類のグリッドに共通して45度を90分割している。

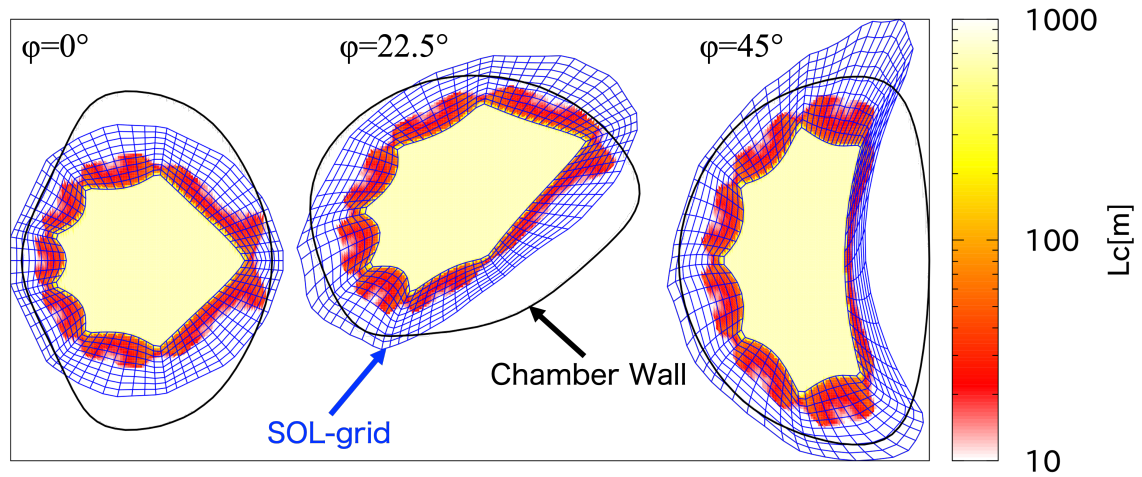


図 2.12:  $\phi = 0^\circ, 22.5^\circ, 45^\circ$  の 3 断面における SOL-domain グリッド範囲。実際のグリッドでは、より細かな解像度を持つ。

表 2.2: グリッドの各方向のセル数を示す。グリッド 1 が最も粗く、グリッド 4 が最も細かいグリッド解像度を持つ。トロイダルセル数は全グリッドに共通して 90 である。

	radial			poloidal	
	CORE	EDGE	SOL	VAC	
grid 1	5	15	15	10	120
grid 2	5	15	45	10	120
grid 3	5	15	15	10	360
grid 4	5	15	45	10	360

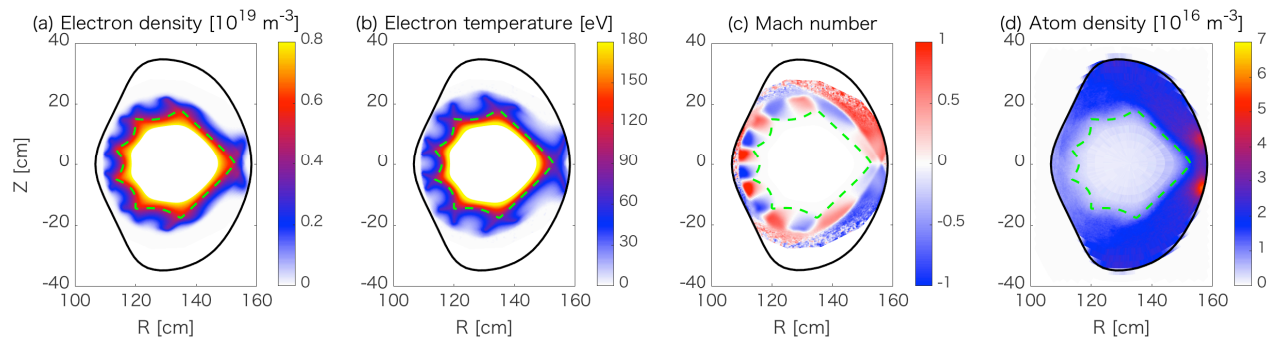


図 2.13: ポロイダル断面 (corner section) における (a) 電子密度、(b) 電子温度、(c) マッハ数、(d) 原子密度分布。黒線は真空容器壁、緑の点線は最外殻磁気面を表す。[39]

モデル計算におけるプラズマパラメータは以下のように設定した。加熱入力  $P_{in} = 200\text{kW}$ 、上流部 ( $\rho \simeq 0.8$ ) 電子密度  $n_{eu} = 0.8 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ 、垂直熱輸送係数  $\chi_{\perp} = 2.0\text{m}^2/\text{s}$ 、垂直粒子輸送係数  $D_{\perp} = 0.5\text{m}^2/\text{s}$  である。不純物による放射損失は考慮していない。本計算はヘリオトロン J の特定のプラズマ放電を模擬したものではないが、入力パワーや電子温度・密度が典型的な値のオーダーになるように設定した。

## 2.4.2 計算結果

モデル計算の結果について、 $\phi = 0^{\circ}$  におけるポロイダル断面での電子密度、電子温度、マッハ数、原子密度の分布を図 2.13 に示す。電子密度および電子温度の分布は図 2.6(a) から分かるように、磁力線長の構造を強く反映している。マッハ数分布は、ダイバータレグ構造に沿ったプラズマフローのポロイダルモジュレーションの存在を示唆している。また、水素原子分布については、ダイバータレグが壁に接している箇所で局所的に高密度となっている。

## 2.5 イタレーションによる収束性の検証

### 2.5.1 グローバルな収束性の検証

本節では、計算領域全体のグローバルな観点から計算結果の収束性を検証する。



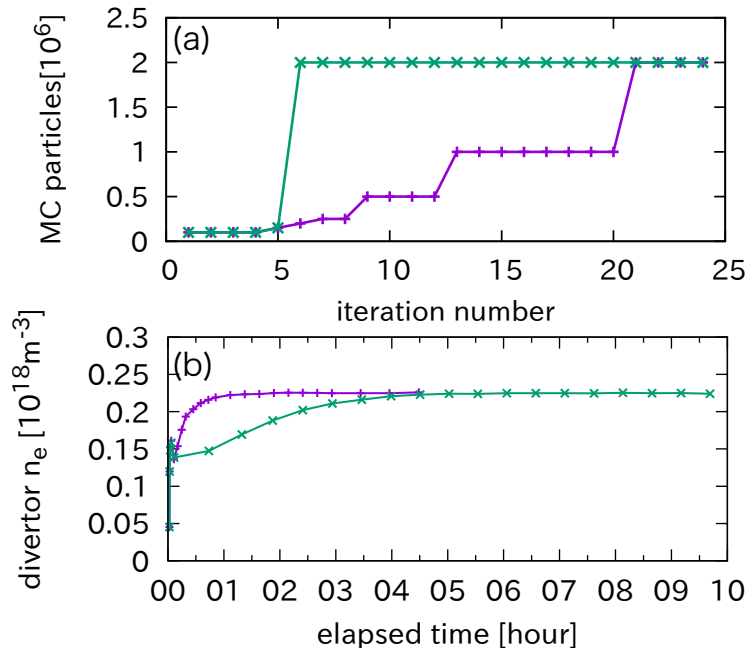


図 2.14: (a) 計算に用いたイタレーション毎のモンテカルロ粒子数。(b) ダイバータ部平均電子温度のイタレーション毎の変化。同じ色のプロットは同じ計算を表す。[39]

### モンテカルロ粒子数の増加方法による計算時間への影響

1.3 節で述べたように、EMC3-EIRENE コードはモンテカルロ計算を繰り返し行うことにより計算結果を収束させる。モンテカルロ (MC) 粒子は、最初は  $5 \times 10^5$  個を用いて計算し、イタレーション毎に粒子数を増加させて最終的に  $2 \times 10^6$  個の粒子数を用いた。MC 粒子の増やし方による異なる 2 通りの計算について、イタレーション回数と MC 粒子数の対応を図 2.14(a) に、計算時間に対するダイバータ部平均電子密度の変化を図 2.14(b) に示す。イタレーション回数はどちらの計算も 25 回であるが、MC 粒子を一気に  $2 \times 10^6$  個まで増加させた場合、電子密度が一定値に収束するまで 4-5 時間かかったのに対し、イタレーション毎に段階的に MC 粒子を増加させた場合は 1-2 時間で収束した。以降の計算においては、原則として MC 粒子を段階的に増加させる手法を採用している。

## グリッド解像度による計算結果への影響

表 2.2 に示す grid1 から grid4 について、イタレーションごとの計算結果の収束を確認した。図 2.15 に、(a) 電子密度の相対変化、(b) 電子温度の相対変化、(c) 下流側の平均電子密度、(d) 下流側の平均電子温度についてのイタレーション毎の変化を示す。ここで、相対変化とは一つ前のイタレーションにおける値からの変化割合を意味する。下流側平均電子密度  $n_e^{ds}$  および下流側平均電子温度  $T_e^{ds}$  はプラズマ対向壁 (ここでは真空容器壁) 直前のセル群において、圧力で重み付けられた平均量で、以下の式で定義される。

$$n_e^{ds} = \frac{\sum_{l=1}^{np} P^{(l)} V^{(l)} n_e^{(l)}}{\sum_{l=1}^{np} P^{(l)} V^{(l)}} \quad (2.7)$$

$$T_e^{ds} = \frac{\sum_{l=1}^{np} P^{(l)} V^{(l)} T_e^{(l)}}{\sum_{l=1}^{np} P^{(l)} V^{(l)}} \quad (2.8)$$

変数  $P$  はローカルなプラズマ密度、 $V$  はセルの体積で、

$$P = n_e(T_e + T_i) \quad (2.9)$$

と定義される。 $\sum_{l=1}^{np}$  は下流側セル全体の総和である。

図 2.15(a) および (b) から分かるように、MC 粒子を増加させるとイタレーション毎の相対変化が減少した。解像度の異なるグリッドを比較すると、細かいグリッドでは統計誤差が多くなっている。これは高解像度でセル数の多いグリッドでは 1 セルあたりの MC 粒子数が相対的に少ないためと考えられる。しかし、最も細かいグリッドである grid4 においても、最終的な相対誤差は 1% 未満となる。図 2.15(c)(d) に示すように、下流側電子密度、電子温度も、イタレーションによって特定の値に収束した。

これらの結果から、グリッド解像度による計算結果への影響は、実験結果との比較という観点からは無視できるほど小さく、用意したグリッドは十分な解像度を備えていると言える。しかしながら、下流部電子密度はグリッド解像度が細くなるに従って増加していたため、グリッド解像度を慎重に検討する必要がある。

### 2.5.2 ローカルな収束性の検証

本節では、実験結果との比較を見越し、局所的なプラズマ構造についてグリッド解像度による影響や計算の収束性を議論する。2.5.1 節において示した全ての計算結果は特定の値に収束しているが、モデリング計算の結果を実験と比較するためには、実験計測の空間分解能より細かな構造を再現できるようにグリッド解像度を設定する必要がある。例として、 $\phi = 22.5^\circ$  断面に設置されているダイバートプロー

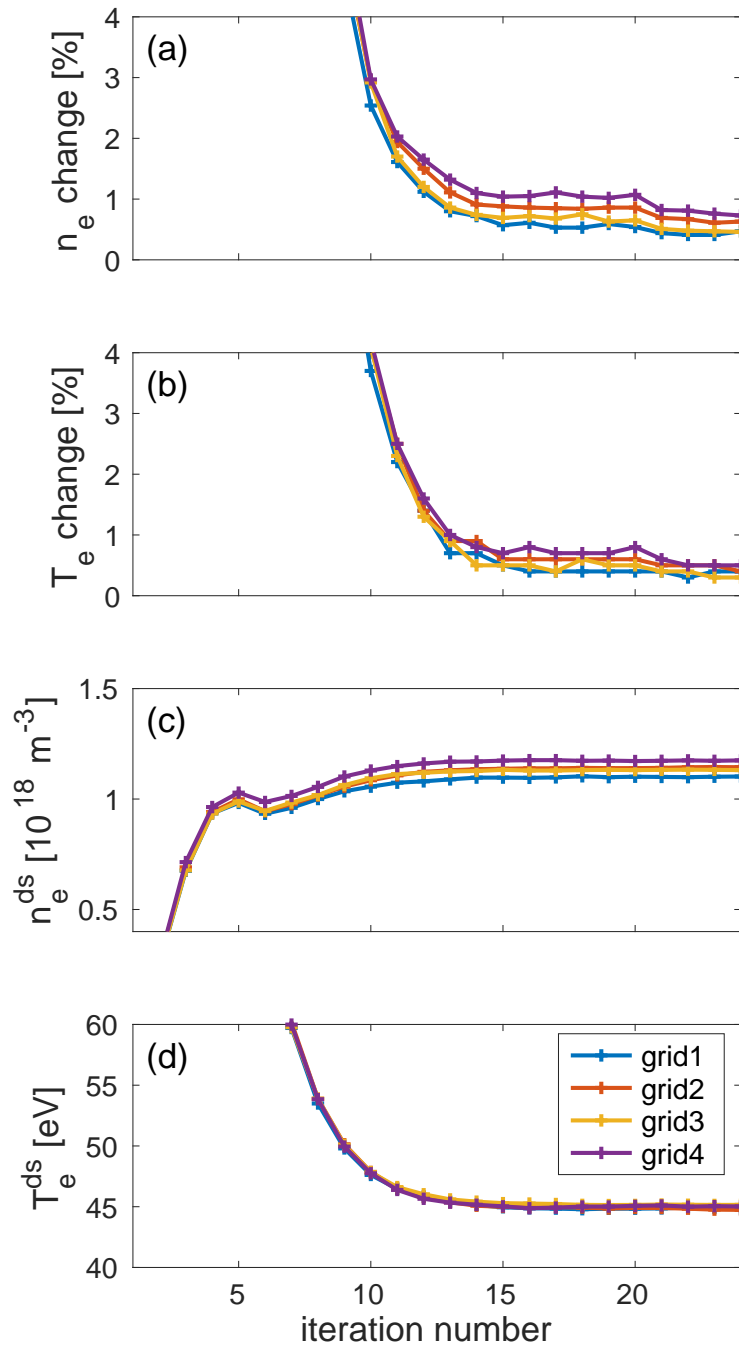


図 2.15: イタレーション毎の計算結果の収束の様子。(a) 電子密度の相対変化、(b) 電子温度相対変化、(c) 下流部平均電子密度、(d) 下流部平均電子温度を表す。[39]

ブを対象とする。図 2.16 と図 2.17 に、ダイバータプローブの設置位置における電子密度、温度分布を示す。それぞれ (a) は低解像度の grid1、(b) は高解像度の grid4 を用いた計算結果である。(a) と (b) を比較すると、(b) は (a) より滑らかな空間分布が得られた。図中のマーカーはダイバータプローブアレイの静電プローブピンの位置を表す。(b) においては、静電プローブによる計測より十分高い空間解像度を確保できた。

図 2.16 のマーカー、すなわちダイバータプローブ計測位置に沿った位置における、(a) 磁力線長、(b) 電子密度、(c) 電子温度の 1 次元分布について、グリッド解像度およびイタレーション回数による影響を調べた。グリッド解像度による影響を図 2.18 に示す。

図 2.19 にイタレーション回数による影響を示す。この図では、最も細かいグリッド 4 を利用し、イタレーション回数が 8 回、12 回、20 回、23 回終了した後の結果を比較した。イタレーション段階と MC 粒子数の関係は図 2.14(a) の紫色のプロットに準じており、それぞれ MC 粒子は  $0.2 \times 10^6$ 、 $0.5 \times 10^6$ 、 $1 \times 10^6$ 、 $2 \times 10^6$  個となっている。

MC 粒子数が  $0.2 \times 10^6$  個の段階では電子温度・密度ともに以降の計算結果と明らかに異なっており、結果は未収束であるといえる。MC 粒子数  $0.5 \times 10^6$  個の段階では電子密度はほぼ収束している。電子温度についても  $R = 144$  cm 付近の高温領域では以降の計算結果とほぼ一致しているが、 $R = 136$  cm 付近の低温側では温度が低くなるほど最終的な値との差が大きくなっている。MC 粒子数  $1 \times 10^6$  個と  $2 \times 10^6$  個の場合は、電子温度・密度ともに有意な差は見られず、収束したと判断できる。

## 2.6 結論

本章では、周辺輸送コード EMC3-EIRENE をヘリオトロン J 磁場に適用した過程について述べた。

EMC3-EIRENE 計算に必要な 3 次元グリッドの開発にあたって、磁力線追跡コードを利用して SOL 領域における磁場構造を可視化することで、周辺プラズマの分布領域を予測した。主に  $\phi = 0^\circ$  から  $35^\circ$  の範囲でダイバータレグが壁に接触していたため、この領域を完全に包含できるようにグリッド領域を設定する必要があった。既存のグリッド作成ツールと独自に開発したプログラムを併用することにより、磁力線に沿った 3 次元構造と周辺プラズマ全域の包含を両立させたグリッドを実現した。

モデリング計算の結果について、計算領域全体と、計測機器との比較を見越したローカルな領域それぞれにおいて、グリッド解像度およびイタレーション段階による計算結果への影響を評価した。十分な数の MC 粒子およびイタレーション回数に

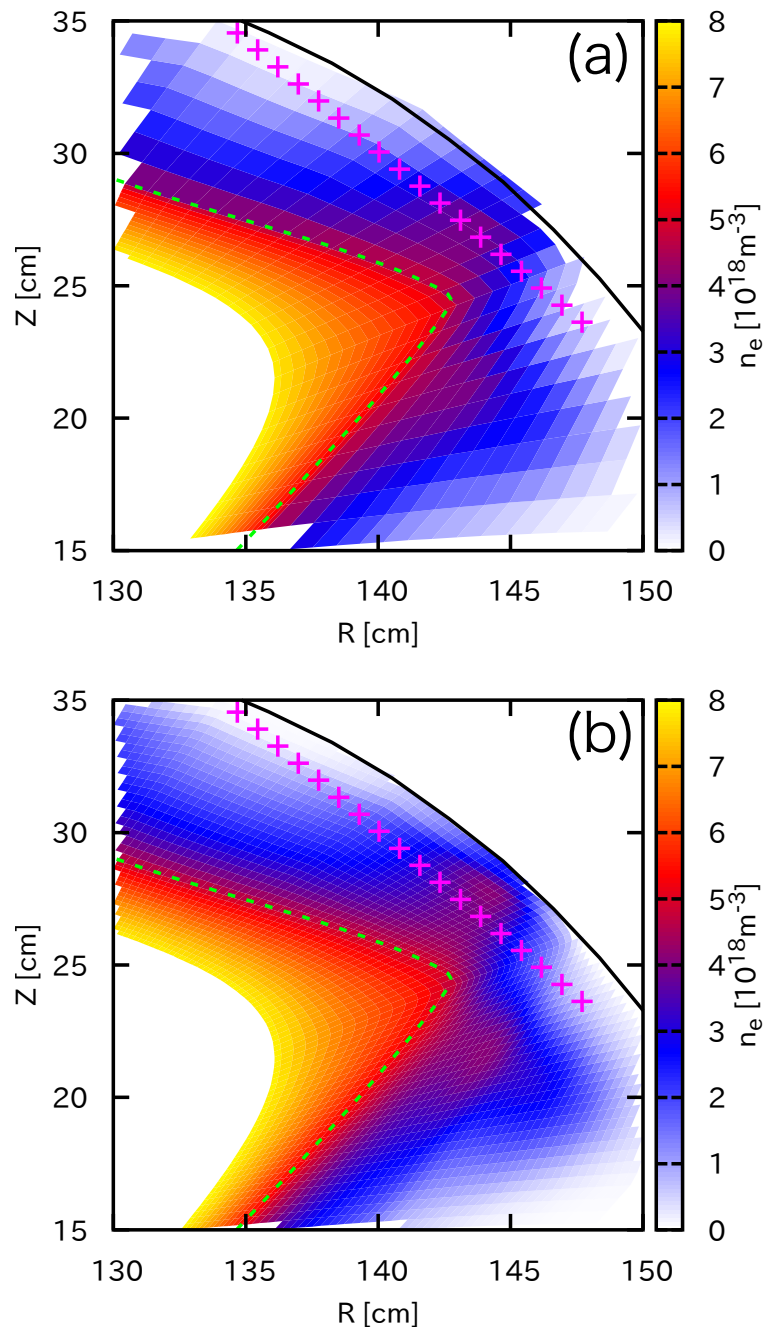


図 2.16: ダイバータプローブ位置における電子密度分布。(a)は grid1、(b)は grid4 を利用したもの。ピンクの印はダイバータプローブの計測点を、緑の点線は LCFS を示す。

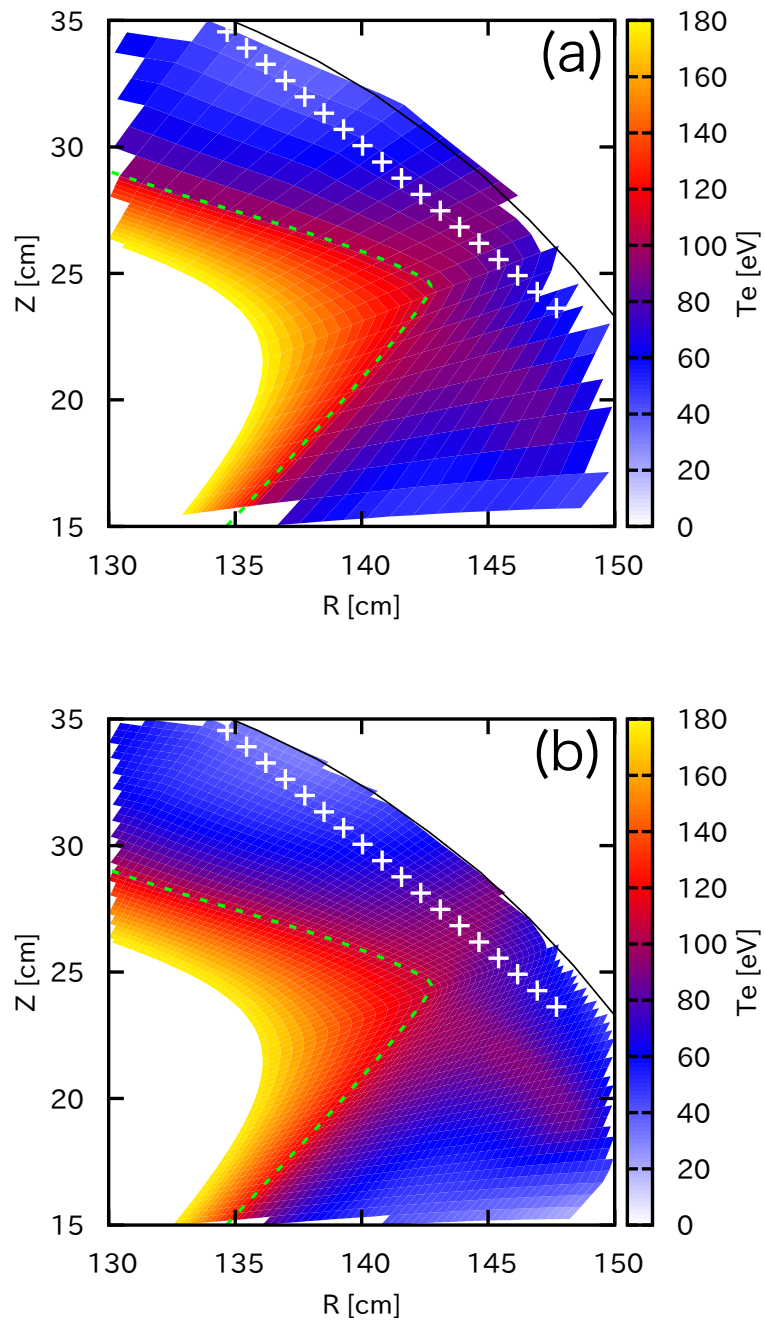


図 2.17: ダイバータプローブ位置における電子温度分布。(a) は grid1、(b) は grid4 を利用したもの。白色の印はダイバータプローブの計測点を、緑の点線は LCFS を示す。

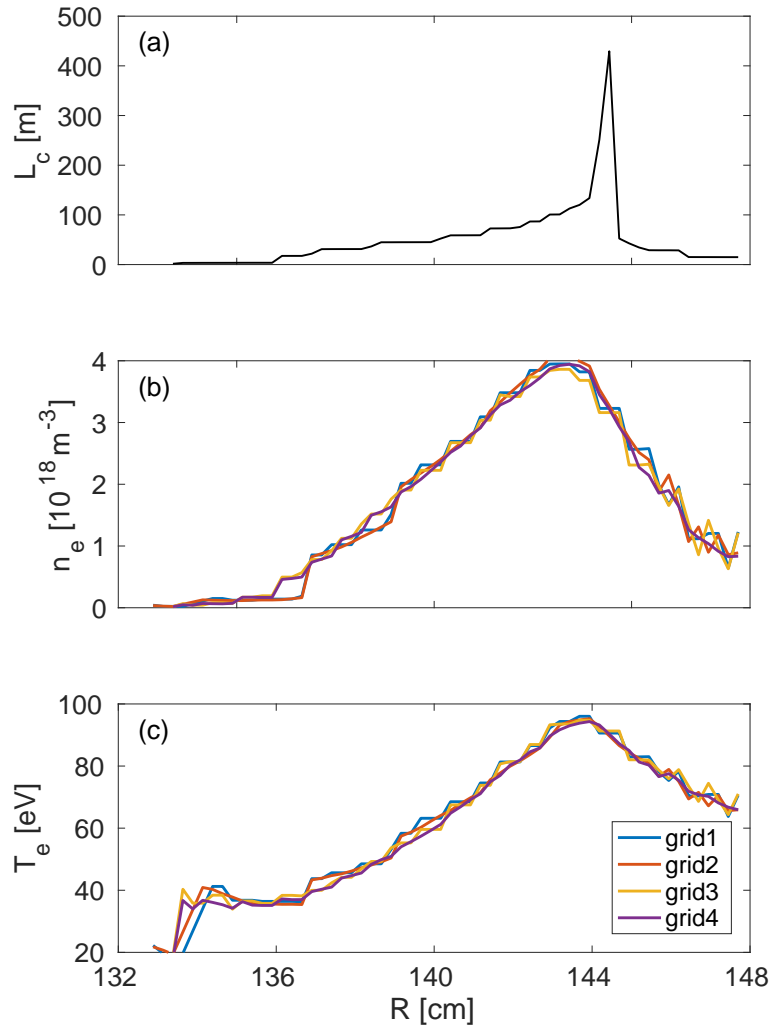


図 2.18: ダイバータプローブ位置における電子温度分布。(a) は grid1、(b) は grid4 を利用したもの。白色の印はダイバータプローブの計測点を、緑の点線は LCFS を示す。

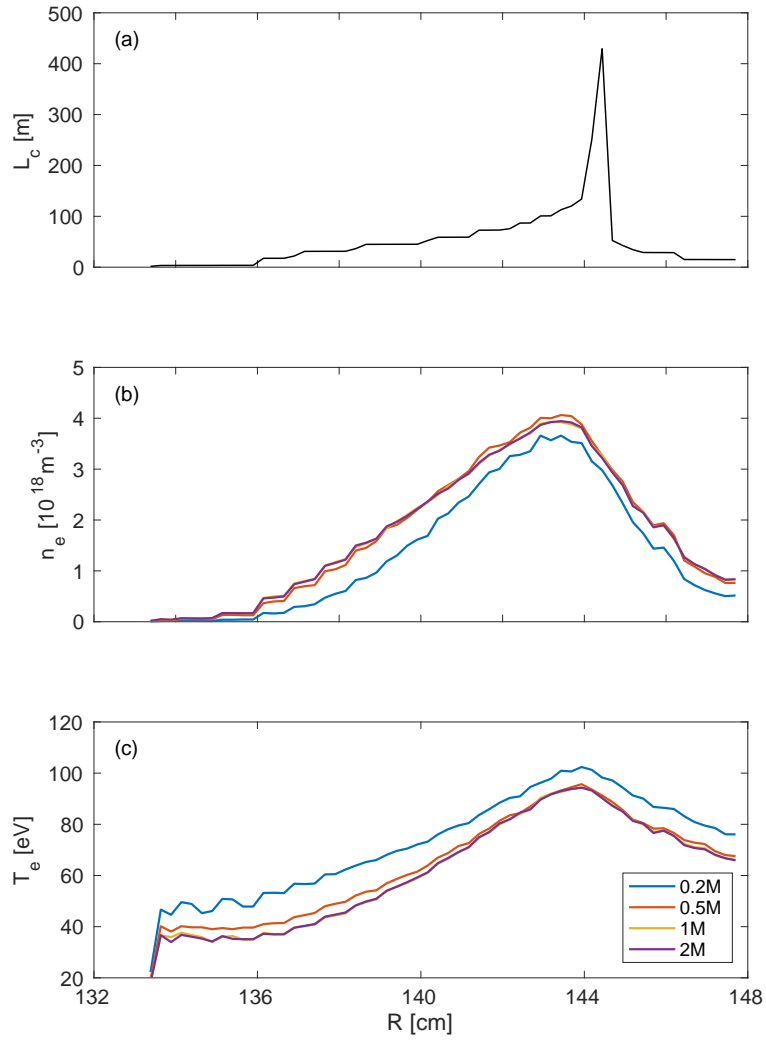


図 2.19: ダイバータプローブ位置における電子温度分布。(a)は grid1、(b)は grid4 を利用したもの。白色の印はダイバータプローブの計測点を、緑の点線は LCFS を示す。



よって、電子温度・電子密度に関する前のイタレーションからの相対変化を1%未満にまで抑えることができた。また、高解像度のグリッドを利用することで、周辺プラズマの詳細な構造を得られた。グリッド解像度による計算結果への影響は実験と比較をする上では十分に小さいものである。

# 第3章 電子密度に対するダイバータ熱負荷の応答

## 3.1 はじめに

本章では、磁場構造が周辺輸送に与える影響を評価する最初の段階として、ヘリオトロンJでの代表的な3種類の磁場配位を対象とした、真空容器壁上の熱負荷の密度依存性評価を行う。はじめに、それぞれの磁場配位で磁力線追跡計算の結果を用いてグリッドを作成する。作成したグリッドを利用してモデリング計算を行い、ポロイダル断面やフットプリント分布について磁力線追跡とモデリング計算の共通点および違いを評価する。その後、熱負荷分布の密度依存性について1次元分布、2次元分布に加え、3次元磁場形状や真空容器の幾何形状に依らない統計的手法を導入し議論する。

## 3.2 バンピネスの異なる配位に対するモデリング

### 3.2.1 ヘリオトロンJにおけるバンピネス制御

本解析では、ヘリオトロンJにおいて標準的な磁場配位である、High bumpiness, Medium Bumpiness, Low bumpiness の3配位をモデリングの対象とした。ただし、Medium Bumpiness 配位は、2章における標準配位と同一である。Bumpiness とは磁場のトロイダルリップル成分のことで、ヘリオトロンJ装置の特徴的な磁場制御パラメータである。2種類のトロイダルコイル(TFC-A、TFC-B)の電流比を制御することにより、直線部とコーナー部の磁場強度比を変化させる。図3.1に3種類の磁場配位の磁気軸における磁場強度のトロイダル分布を示す。横軸のトロイダル角 $0^\circ$ がコーナー部、 $45^\circ$ が直線部に相当する。3種類の磁場配位において、直線部では近い磁場強度(約1.25 T)を持つが、コーナー部における磁場強度が大きく変化している。図3.2は、3種類の磁場配位における主要磁場スペクトルおよび回転変換の径方向分布である。2.2.2節で述べたように、ヘリカルヘリオトロン配位の主要な磁場成分としてトロイダル成分、ヘリカル成分、バンピー成分がある。3種類の配

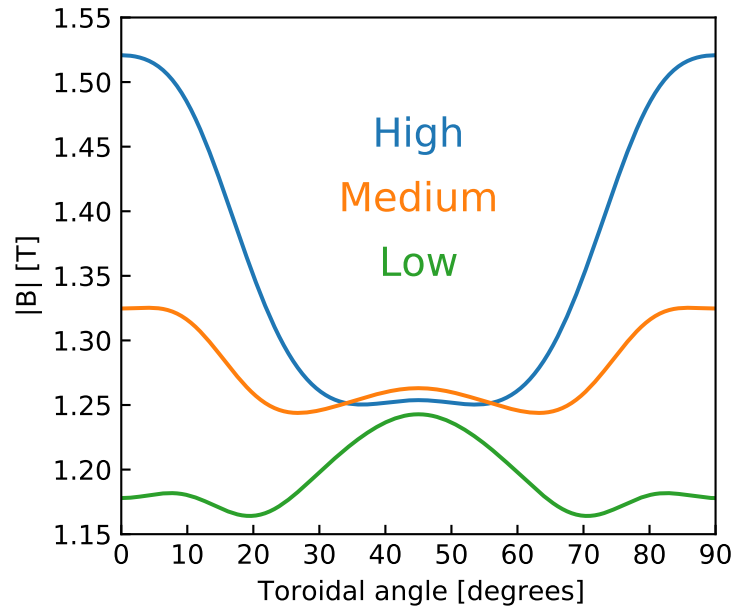


図 3.1: High/Medium/Low bumpiness 配位に対する磁気軸上の磁場強度分布 [50]

位はトロイダル、ポロイダル成分および回転変換をほぼ一定に保ちつつバンピー成分のみを変化させた配位となっている。

### 3.2.2 バンピネスの異なる配位における周辺磁場構造

図 3.3 に、High/Medium/Low bumpiness 配位における  $\phi = 22.5^\circ$  ポロイダル断面での磁力線長分布を示す。3 配位に共通して 7 つの X-point を持ち、 $\phi = 22.5^\circ$  断面でダイバータレグが壁に接するレグダイバータ配位であるが、レグが真空容器に当たる位置や本数は異なる。このことについては節で議論する。

### 3.2.3 グリッド開発

### 3.2.4 計算結果

#### モデリングパラメータの設定

以下の条件でモデリング計算を行った。入力パワー  $P_{in} = 320$  kW、上流側電子密度  $n_{eu} = 0.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、垂直粒子輸送係数  $D_{\perp} = 1.0 \text{ m}^2/\text{s}$ 、垂直熱輸送係数  $\chi_{\perp} = 3.0 \text{ m}^2/\text{s}$  である。本計算は特定の実験でのプラズマを再現するものではない

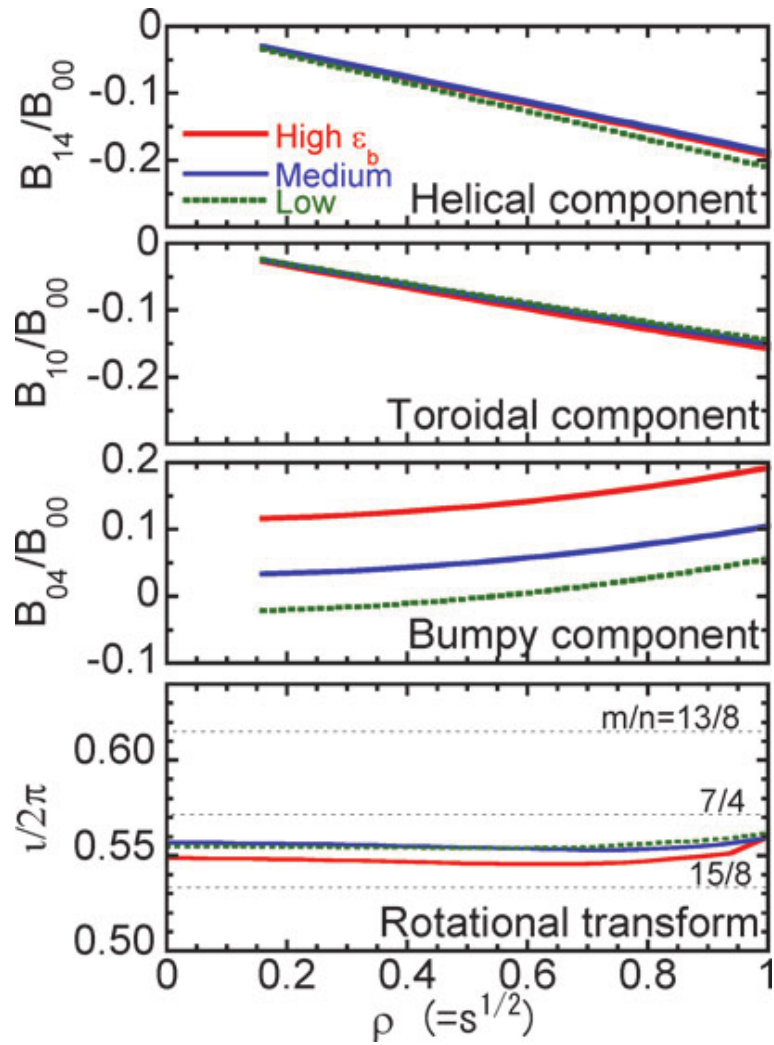


図 3.2: High/Medium/Low bumpiness 配位に対する主要磁場スペクトル成分と回転変換の径方向分布 [46]

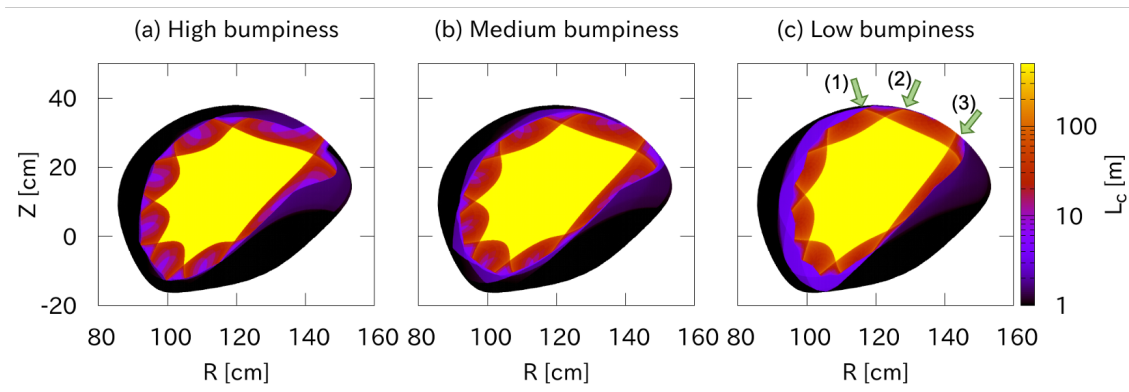


図 3.3: (a)High、(b)Medium、(c)Low bumpiness 配位での  $\phi = 22.5^\circ$  における磁力線長分布 [50]

が、トムソン散乱計測の結果を参照し、ヘリオトロン J における典型的な電子温度、密度分布になるように設定した。

#### 電子温度、密度分布の比較

図 3.4 に、本計算における  $\phi = 22.5^\circ$  断面での電子密度、電子温度分布を示す。図 3.3 の磁力線長分布と比較すると、 $L_c < 10$  m となる領域では電子温度、密度ともに非常に低くなり、大まかな分布については磁力線構造を強く反映する。しかし、ダイバータレグ近傍においては、電子密度と電子温度で異なる分布が得られた。電子温度分布には磁力線長分布を反映した明確なダイバータレグ構造が見られるが、電子密度は分布がより広がって、レグ構造がぼやけている。この電子温度と電子密度の違いは熱と粒子のソース位置の違いによるものだと考えられる。本計算モデルにおいては ECH 加熱を想定しており、熱ソースはコア領域のみに存在する。一方で、粒子ソースは真空容器とのリサイクリングによって主に SOL 領域に存在する。従って、ダイバータ領域における電子密度分布は温度と比べ広がっているものと思われる。

### 3.3 磁力線長と熱流束のフットプリント

トロイダル非対称性を持つヘリカルプラズマにおけるダイバータ熱負荷を議論するには、特定のポロイダル断面における 1 次元の熱流束を評価するだけでは不十分であり、トロイダル分布も含めて議論する必要がある。図 3.5 および図 3.6 に High,

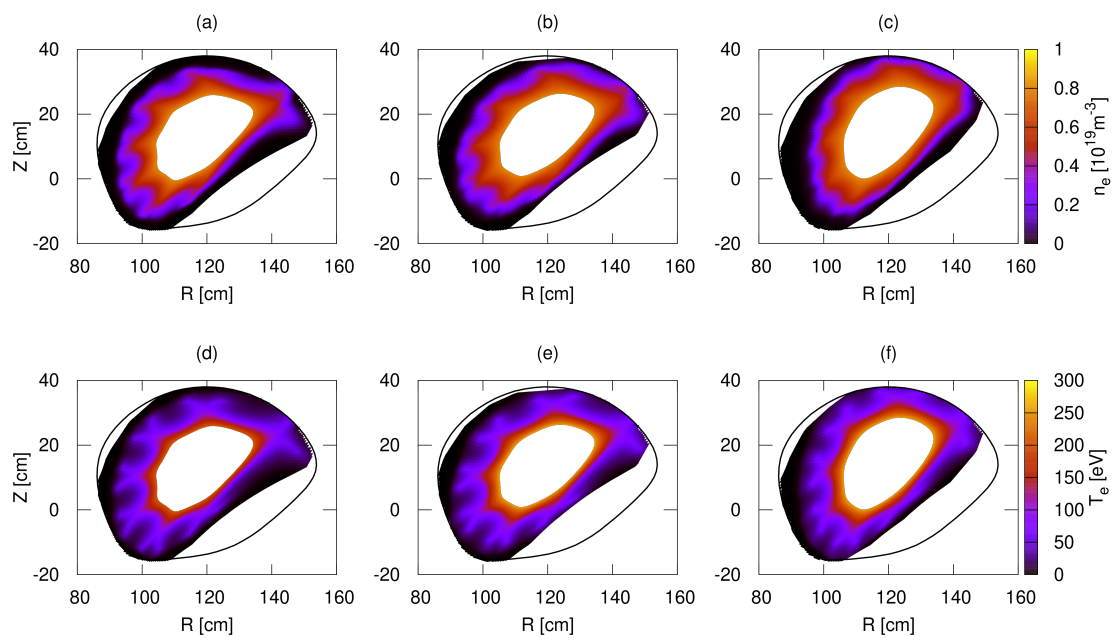


図 3.4: (a)High、(b)Medium、(c)Low bumpiness 配位での  $\phi = 22.5^\circ$  における電子密度および (d)High、(d)Medium、(e)Low bumpiness 配位での電子温度分布 [50]

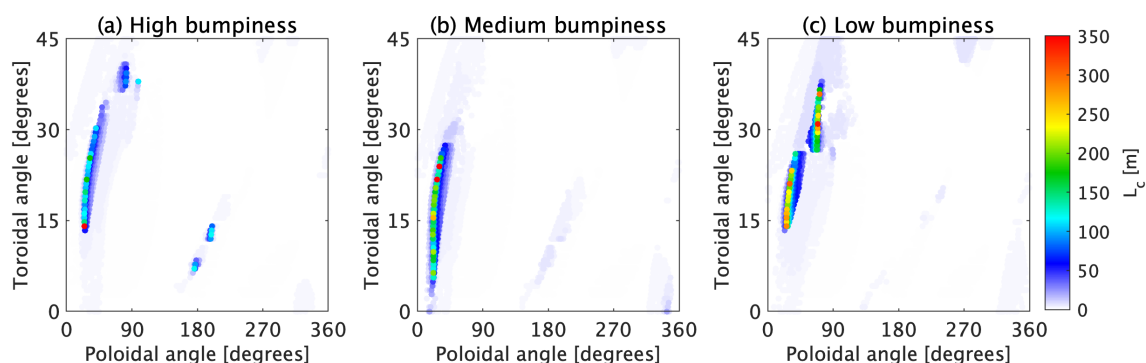


図 3.5: (a)High、(b)Medium、(c)Low bumpiness 配位における磁力線長のフットプリント [50]

Medium, Low bumpiness 配位での磁力線長および熱流束の2次元フットプリント分布を示す。全体として、磁力線長分布は予想通り、熱負荷の分布をおおまかに捉えることが出来ており、高い熱負荷を受ける場所は長い磁力線が到達している。これらのフットプリントは熱を壁に伝える主要なチャンネルであると考えられる。しかしながら、いくつかの場所においては磁力線フットプリントの無い場所に熱負荷の分布が見られた。例えば、図 3.5(c) においては、 $\phi = 22.5^\circ$  を横切る磁力線フットプリントは1本だけであるが、図 3.6(c) においては矢印 (1)-(3) で示すように3本の熱流束フットプリントが横切っている。これらのフットプリント (1)-(3) はそれぞれ、図 3.3(c) において矢印で示されたダイバータレグ (1)-(3) に相当する位置に存在する。図 3.3(c) において、ダイバータレグ (3) は真空容器に接触しているが、ダイバータレグ (1) および (2) は壁に接しておらず、非常に小さなギャップが存在する。レグに沿って輸送されたプラズマが磁力線を横切る輸送によって壁に到達し、熱流束フットプリントとして図 3.6(c) に現れたのだと考えられる。

磁力線追跡計算は熱負荷の見積りに有効な手法ではあるが、詳細な熱負荷の分布構造を説明するには不十分で、3次元輸送モデリングが必要である。しかしながら、モデリング計算は輸送係数のように複数の仮定を用いており、計算結果はそれらの仮定に影響される。仮定が不適切であった場合、実験結果を定量的に再現することはできない。磁力線追跡の長所は大まかな熱負荷の分布を特定の放電条件やパラメータ設定から独立して予測することが可能な点にある。磁力線追跡とモデル計算の両方が重要であり、併用することによって複雑な構造を持つ3次元装置における輸送を定性的に理解することができる。

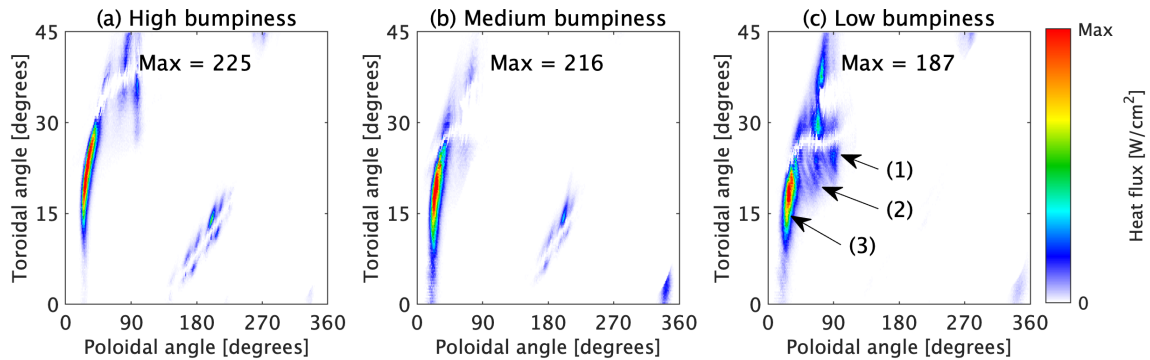


図 3.6: (a)High、(b)Medium、(c)Low bumpiness 配位における熱流束のフットプリント [50]

### 3.4 熱流束分布の電子密度および磁場配位依存性

電子密度依存性を評価するために、それぞれの配位において上流部電子密度を  $n_{eu}$  を  $0.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  から  $3.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  まで変化させた。入力パワーと垂直熱・粒子輸送係数は 3.2 節における設定値で固定している。

#### 3.4.1 熱流束ピーク値の依存性

熱流束のピークが存在するトロイダル位置におけるポロイダル 1 次元熱流束分布を図 3.7 に示す。熱流束のピークは磁力線長のピーク位置とおおよそ一致している。上流電子密度  $n_{eu}$  が上昇すると、熱流束のピーク値は明確に低下し、熱流束分布は平坦になった。このような熱流束の平坦化は複数の物理過程が原因として考えられる。本計算では加熱入力を一定にして密度をスキャンしているため、高密度条件下では相対的に低温となる。そのため、温度勾配がゆるやかになり、式 1.4 における垂直輸送が減少する。また、中性粒子のイオン化が起こる位置の分布や量が変わった結果、電子密度や磁場に沿ったフローも影響を受ける。定量的に支配的な要素を判断するには、さらなる解析が必要である。

図 3.7(a)-(c) から分かるように、3 種類の磁場配位に対して、類似した密度依存性が観測された。ダイバータレグの両側 (左が PFR(Private Flux Region) 側、右が O-point 側) を比較すると、O-point 側の熱流束は PFR 側よりも大きく上昇していた。これはダイバータレグ両側の磁場構造に起因する差であると考えられる。



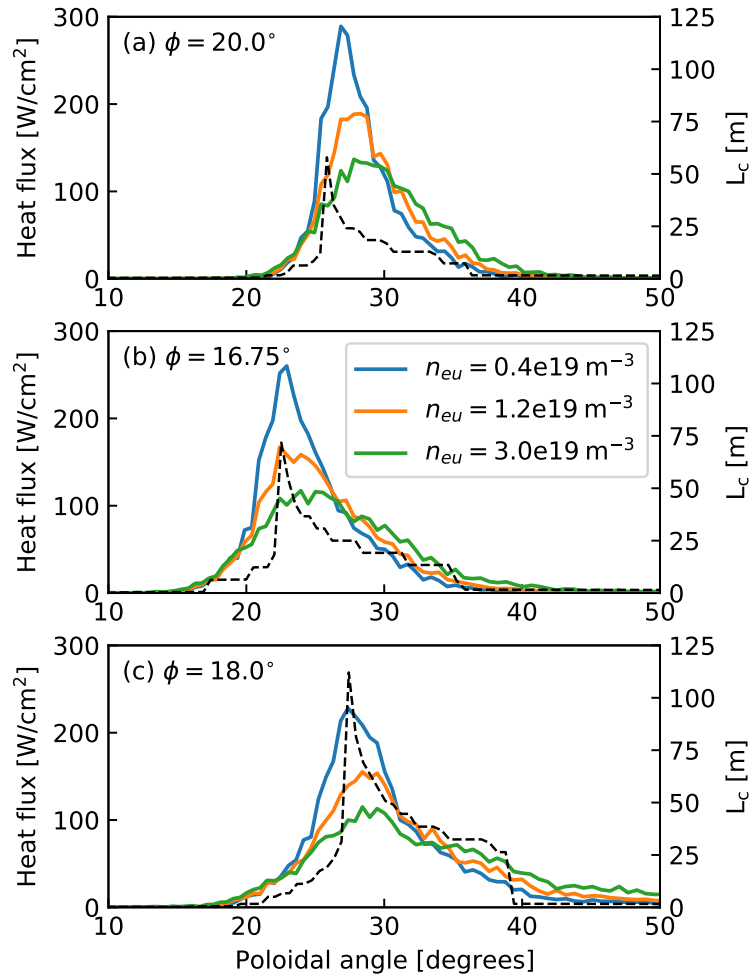


図 3.7: (a)High、(b)Medium、(c)Low bumpiness 配位に対する、 $n_{eu} = 0.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  における熱流束ピークが存在するポロイダル断面での 1 次元熱流束分布。黒の点線は同じ位置での磁力線長分布を表す。[50]

### 3.4.2 2次元分布の依存性

ヘリカル装置における熱流束分布はトロイダル方向に非一様であるため、熱流束の配位・密度依存性を評価するには、特定のポロイダル断面に限らず、トロイダル軸を含めた2次元分布を議論する必要がある。図3.8は、3種類の磁場配位に対して、低密度 ( $n_{eu} = 0.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) および高密度 ( $n_{eu} = 3.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) 条件における、熱流束2次元分布の拡大図である。熱流束のピーク値は高密度ケースにおいて低密度ケースより明らかに低くなる。これは3.7の結果と矛盾しない。

ピーク値の変化に加えて、 $n_{eu}$  が上昇すると熱流束のフットプリントがトロイダル/ポロイダル方向にシフトする現象も観測された。図3.8中の黒い点線は、それぞれの磁場配位における磁力線長 ( $L_c$ ) のピーク位置を表している。ピーク位置はダイバータレグ位置に相当し、点線の左がPFR側、右がO-point側である。低密度ケースでは、熱流束のポロイダルピーク位置は  $L_c$  ピーク位置に近い。一方高密度ケースでは、ダイバータレグからSOL側にシフトしている。ダイバータレグ両側の磁場構造は、図3.3や図3.7に示すように大きく異なる。O-point側ではトーラスを周回可能な数十メートルの比較的長い磁力線長が分布しているため、ダイバータレグからO-point側に磁力線を横切って輸送された熱や粒子は磁力線に沿って輸送されつつ、最外殻磁気面やダイバータレグからの磁力線を横切る輸送の影響を受け続ける。一方でPFR側では磁力線長が急激に短くなっているため、PFR側に磁力線を横切って輸送された熱や粒子は磁力線に沿った輸送によってただちに壁に到達してしまう。ピーク位置の変化はこのようなダイバータレグ両側での磁力線構造の差に起因する輸送特性の違いによるものだと考えられる。

### 3.4.3 真空容器全域における依存性

熱流束のピーク値や位置は磁力線と真空容器の角度といったローカルな要素に影響される。ピーク近傍の熱流束分布形状も真空容器の形状に依存する。従って3次元プラズマにおいて、熱負荷の密度、配位による特性を局所的な値のみの議論では不十分であり、プラズマ対向壁全体のグローバルな熱負荷分布特性を評価する手法が必要である。ヘリオトロンJにおいては、過去に壁上の  $L_c$  分布をヒストグラムとして評価した先行研究が存在する [47]。同様の考えを取り入れ、真空容器全体を対象とした熱流束分布関数を導入した。以下で説明する手法を利用することで、熱流束分布の磁場配位および上流電子密度依存性を、真空容器全体のグローバルな特性として評価できるようになる。

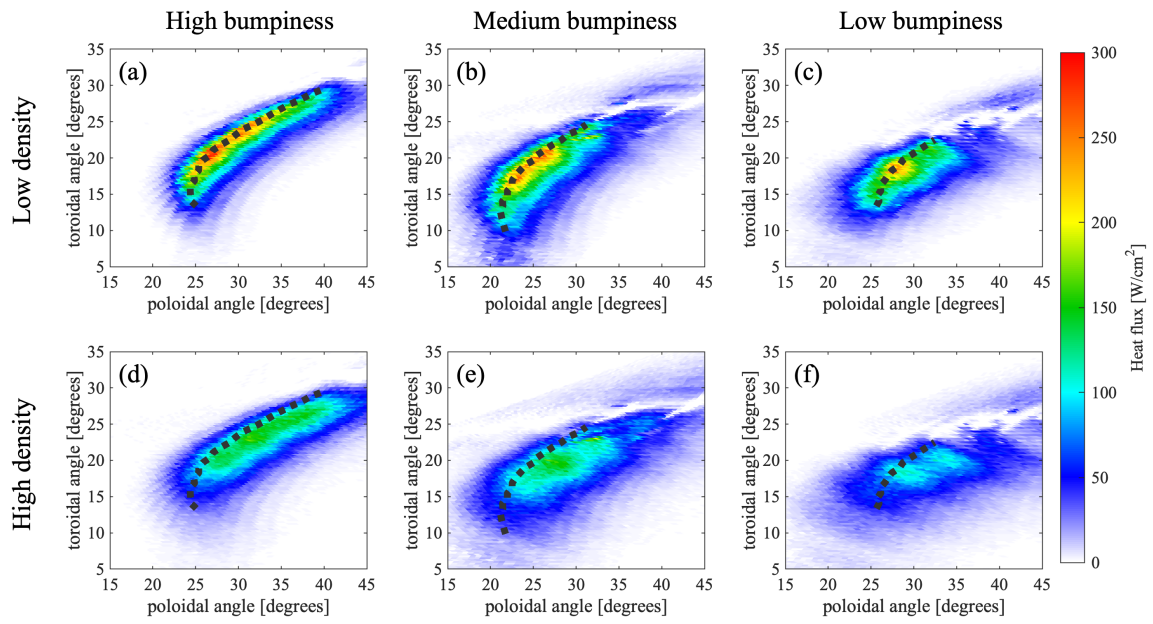


図 3.8: (a)High、(b)Medium、(c)Low bumpiness 配位に対する、 $n_{eu} = 0.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  における熱流束分布。(d)High、(e)Medium、(f)Low bumpiness 配位に対する、 $n_{eu} = 3.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  における熱流束分布。黒い点線は磁力線長のピーク位置を表す。点線を境界にして、左が PFR 側、右が O-point 側となる。[50]

## 熱流束分布関数の定義

真空容器全体における熱分布を磁力線の角度といった局所的な情報に依らず評価するために、熱負荷分布関数を下記のように定義した。

真空容器壁は四辺形のセルの集合として定義されており、個々のセルにおいてセルの受ける熱流束を評価することができる。ここで、真空容器全体のセル数を  $N$  とし、個々のセルを  $i = (i = 1, 2, 3, \dots, N)$  とラベル付けする。あるセルの受ける熱流束およびセルの面積をそれぞれ  $f_i$  [W/m<sup>2</sup>] および  $s_i$  [m<sup>2</sup>] と定義する。このとき、セルの受ける熱量  $h_i$  [W] は以下のように定義される。

$$h_i = f_i s_i \quad (3.1)$$

ここで、下記の範囲の値の熱流束を受けるセルの集合を  $A$  とする。

$$A(f) = \{i \mid f < f_i < f + \Delta f\} \quad (3.2)$$

$A(i\Delta f)$  に所属するセルの受ける熱の総量は

$$F_A(i\Delta f) = \sum_{j \in A(i\Delta f)} f_j s_j. \quad (3.3)$$

最終的に、以下のように離散化された熱流束分布関数が定義される。

$$H_i = \frac{1}{\Delta f} F_A(i\Delta f). \quad (3.4)$$

$H_i$  の値は  $i\Delta f < f < (i+1)\Delta f$  の熱流束が与えるパワー [W] の総量である。 $H_i$  の積分値は壁が全体で受ける全パワーに相当する。本解析においては、入力パワーは一定であり、不純物による放射損失をモデルに含めていないため、各計算条件 (磁場配位、電子密度) における壁の受けるパワーの総量は大きく変化しない。

## 熱流束分布関数を用いた熱流束の評価

熱流束分布関数  $H_i$  について、磁場配位依存性を図 3.9(a) に示す。Low bumpiness 配位では、High/Medium bumpiness 配位と比べて熱流束の最大値が 15%以上低い一方、低い熱流束 (< 0.5 MW/m<sup>2</sup>) が他の 2 配位よりも多い。Low bumpiness 配位における熱負荷が他の配位と比べ低い原因としては、図 3.3 の磁力線長分布や図 3.6 の熱流束分布が示すように Low bumpiness 配位はダイバータレグやプラズマが広範囲で壁と接触しており、熱負荷の分散につながったことが考えられる。 $n_{eu}$  に対する依存性を図 3.9(b) に示す。高密度化に伴って、熱流束のピーク値が減少し、低い熱流束が増加した。磁場配位および電子密度に関する依存性は 3.4.1 節および 3.4.2 節に

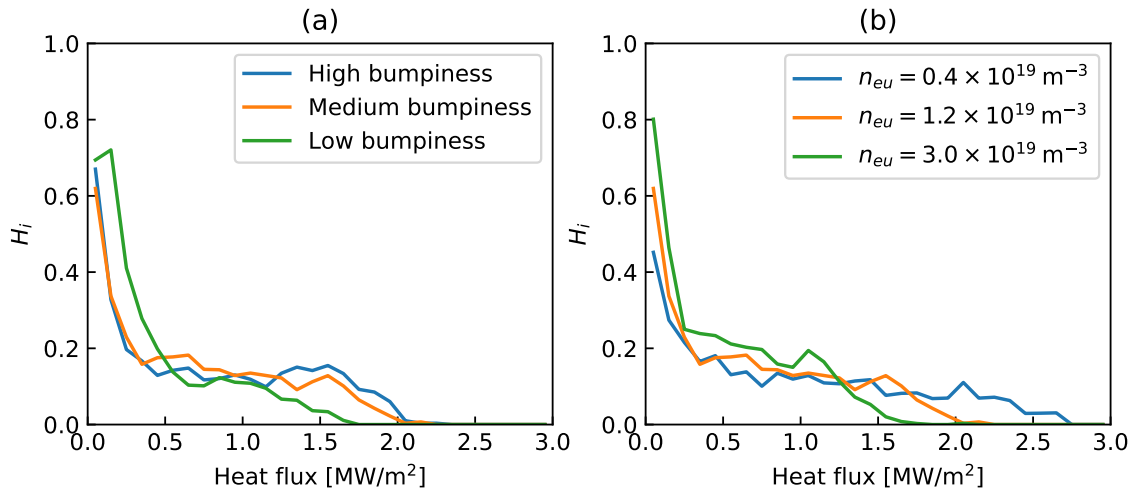


図 3.9: 熱流束分布関数について、(a) 磁場配位による依存性および (b) 上流電子密度による依存性。(a) は  $n_{eu} = 1.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、(b) は標準配位 (Medium bumpiness) に条件を固定している。[50]

おける議論と矛盾しない。高熱流束の減少と低熱流束の増加は、真空容器全体として熱負荷が分散したことを示唆している。全ての計算条件に共通して、 $0.2 \text{ MW/m}^2$  以下の低い熱流束の領域が熱流束分布関数  $H_i$  のピークであった。これらの結果から、ピーク熱流束がプラズマ対向壁に伝える熱はプラズマによって輸送される熱の一部に過ぎず、低い熱流束も無視できない熱量を壁に伝えているということが示唆される。しかしながら、現在のモデルにおいては、グリッドの解像度の低さや壁の形状が熱流束分布に敏感に影響するということから、極低熱流束領域における  $H_i$  のピーク位置やピーク近傍の定量的評価は困難である。

### 3.5 結論

本章では、ヘリオトロンJの典型的な3種類の磁場配位 (High/Medium/Low bumpiness) を対象として、磁力線長および熱流束の分布を計算し、磁場配位および電子密度に対する依存性を議論した。磁力線追跡コードによって得られた磁力線フットプリントと輸送コードによって得られた熱流束分布を比較した。ダイバータレグによる長い磁力線が壁に接している位置は主要な熱流束の分布と一致していることから、ダイバータレグが壁に接触している箇所が主要な熱輸送のチャンネルとなっていることが分かる。一方で、輸送モデリングによって磁力線追跡だけでは見られない、追加のフットプリントが現れた。これは磁力線を横切る方向の輸送によって生

じたものと考えられる。このように、熱流束の詳細な構造を捉えるには輸送計算が必要である。

ポロイダル断面における1次元熱流束分布、トロイダル/ポロイダル方向の2次元熱流束分布を複数の  $n_{eu}$  においてモデル化した。高密度条件下においては、熱流束の分布の広がりや位置のシフトが観測された。 $n_{eu}$  に対する依存性は、PFR側とO-point側(ダイバータレグのポロイダル方向の両側)で異なっていた。この非対称性はPFR側とO-point側での磁場構造の違いによって生じていると考えられる。

真空容器の形状や磁力線との角度といった局所的な情報に依存せず、真空容器全体における熱の分布を統計的に評価するために熱流束分布関数を新たに導入した。高密度条件下では、高熱流束領域が減少し、低熱流束領域が増加した。本計算においては、加熱入力の設定は一定であり、不純物による放射損失は含まれていないため、壁が受ける熱の総量は大きく変わることはない。従って、熱流束ピークの低下は壁への総熱負荷が減少したのではなく、熱負荷分布が分散したことによって引き起こされたものであるといえる。熱負荷の分散は磁場配位の制御によっても観測された。Low bumpiness 配位においては、熱負荷のピーク値が High bumpiness 配位と比較して15%以上低かった。

これらの結果から、3次元トロイダル装置において磁場配位制御が熱負荷の低減に有効であるということが示された。熱流束の定量的評価のためには、不純物を含めたモデリングや、実験的な検証が必要である。熱流束関数を用いた解析は、入力パワーや壁の面積で正規化することにより、装置間比較にも発展しうるものである。

## 第4章 ダイバータ構造と輸送特性

### 4.1 はじめに

本章では、磁力線に沿った熱流束 (Parallel Heat Flux) と磁力線を横切る熱流束 (Perpendicular Heat Flux) に注目してモデリングパラメータをスキャンすることにより、周辺輸送と磁場構造の関連性を考察する。

### 4.2 周辺領域におけるフローに関連した物理量の定義

熱・粒子束や圧力といった物理量は、EMC3-EIRENE の出力に直接含まれる訳ではない。しかし、図 2.13 のように EMC3-EIRENE の出力に直接含まれる電子密度  $n_e$ 、電子温度  $T_e$ 、イオン温度  $T_i$  およびマッハ数  $M$  といった物理量を組みあわせることで、以下のように流束や圧力に関連した物理量が得られる。実際の解析においては、EMC3-EIRENE 出力の単位系に合わせて、適当な係数をかける。

#### 4.2.1 熱・粒子束

磁力線に沿った粒子束  $\Gamma_{p\parallel}$  は以下のように定義できる。

$$\begin{aligned}\Gamma_{p\parallel} &= n_e v \\ &= n_e \frac{v}{c_s} c_s \\ &= n_e M c_s \\ &= n_e M \sqrt{\frac{k_b(T_e + T_i)}{m_i}} \\ &\propto n_e M \sqrt{T_e + T_i}\end{aligned}\tag{4.1}$$

磁力線に沿った熱流束  $\Gamma_{h\parallel}$  は以下のように定義される。

$$\begin{aligned}\Gamma_{h\parallel} &= \frac{5}{2}\Gamma_p(T_e + T_p) \\ &= \frac{5}{2}n_e v(T_e + T_i) \\ &\propto n_e(T_e + T_i)M\sqrt{(T_e + T_i)}\end{aligned}\quad (4.2)$$

プラズマ対向壁の受ける平行熱流束としては、表面再結合を含めた平行熱流束  $\Gamma'_{h\parallel}$  として、以下のように定義される。

$$\Gamma'_{h\parallel} = \frac{5}{2}\Gamma_p(T_e + T_i + 15.6 \text{ [eV]}) \quad (4.3)$$

このとき、式 4.1-4.3 における  $v$  は磁力線に沿ったプラズマフロー速度、 $c_s$  はイオン音速、 $M$  はマッハ数、 $k_b$  はボルツマン定数、 $m_i$  はイオン質量である。

## 4.2.2 圧力

圧力は、静圧と動圧に分けられる。静圧  $P_{sta}$  は以下のように定義される。

$$P_{sta} = n_e(T_e + T_i) \quad (4.4)$$

動圧  $P_{dyn}$  は、以下のように定義される。

$$\begin{aligned}P_{dyn} &= mnv^2 \\ &\propto n_e M^2(T_e + T_i)\end{aligned}\quad (4.5)$$

全圧  $P_{total}$  は、静圧と動圧の和であり、以下のように定義できる。

$$\begin{aligned}P_{total} &= P_{sta} + P_{dyn} \\ &= n_e(T_e + T_i)(1 + M^2)\end{aligned}\quad (4.6)$$

全圧に占める動圧の比  $R$  は、以下の通りである。

$$R = \frac{P_{dyn}}{P_{total}} = \frac{M^2}{1 + M^2} \quad (4.7)$$

## 4.3 レグダイバータにおける熱・粒子輸送と磁場構造

前節における定義を用いて、流束や圧力の計算例を示す。図 4.1 は、標準配位においてポロイダル断面  $\phi = 22.5^\circ$  における断面図である。図 1.8 の概念図や図 2.13(c) のマッハ数分布や示したように、ヘリオトロン J を含む低磁気ヘリカル装置では、ポロイダルに磁場構造に沿った逆向きのフロー構造が現れる。粒子束や熱流束についても式 4.1 や 4.2 の定義にあるように、マッハ数  $M$  によって正負、すなわちトロイダル方向が決まる。



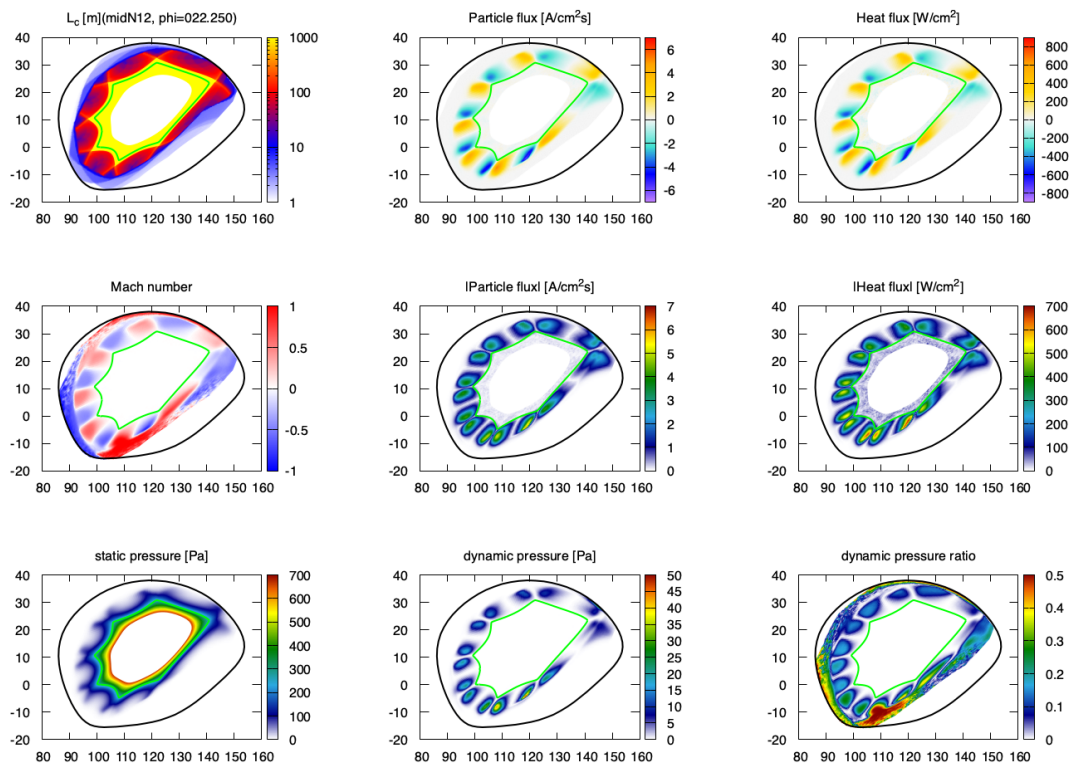


図 4.1: 流束および圧力分布の計算例

### 4.3.1 磁力線長と粒子束の関係性

#### 粒子束分布における SOL 中の境界構造

図 4.2 に、High bumpiness 配位の  $\phi = 22.5^\circ$  における壁に接するダイバータレグ付近における (a) 磁力線長、(b) 粒子束を示す。粒子束分布において、ダイバータレグを横切るようにポロイダル方向に沿って図 4.2(c) に示す境界線のような構造が見られた。以降、SOL 領域のうち境界線より小半径方向内側を inner region, 外側を outer region と呼ぶ。磁力線長分布におけるこの境界線の位置は、ダイバータレグのないポロイダル位置においては、磁力線長  $L_c > 10$  m である領域と  $L_c < 10$  m である領域の境界と一致しているように見える。

この境界が本当に磁場構造に由来するのか確かめるために、同様の図を Medium bumpiness 配位および Low bumpiness 配位に対しても作成した。結果を図 4.3 に示す。平行粒子束の境界線は磁力線長分布の境界部と一致しており、この境界部は磁場構造と強く関連したものと考えられる。

#### ダイバータレグ中における境界

図 4.2(b) においては、ダイバータレグを横切るように inner region と outer region の境界が存在する。しかし、図 4.2(a) からは、ダイバータレグ中においては境界構造は見られない。この構造を理解するには、磁力線長を計算する際の磁力線追跡方向について考慮する必要がある。2.3.2 節で述べたように、有限の磁力線長を持つ SOL における磁力線長は、SOL のある点からトロイダル方向両方向に向かって追跡、それぞれ壁に到達するまでの距離を計算し、その和を磁力線長  $L_c$  として定義している。つまり、磁力線長は下記の定義で表せる。

$$L_c = L_c^{CCW} + L_c^{CW} \quad (4.8)$$

ここで、 $L_c^{CCW}$  および  $L_c^{CW}$  は SOL 中の追跡開始点からトラス反時計回り (CCW: Counter-ClockWise)/時計回り (CW: ClockWise) の向きに磁力線を追跡し、壁に衝突するまでの道のりである。また、磁力線に沿った壁までの最短距離 (SP: Shortest Path)  $L_c^{SP}$  を以下のように定義できる。

$$L_c^{SP} = \max(L_c^{CW}, L_c^{CCW}) \quad (4.9)$$

図 4.4 は、High bumpiness 配位における  $L_c^{CW}$  および  $L_c^{CCW}$  である。 $L_c^{CCW}$  の分布を見ると、ダイバータレグを横切るような境界が見られる。図 4.5 に、ダイバータレグ上における  $L_c$ 、 $L_c^{CW}$ 、 $L_c^{CCW}$  および粒子束の径方向 1 次元分布を示す。CCW と CW のバランスが大きく代わるところで粒子束に境界構造が生じている。

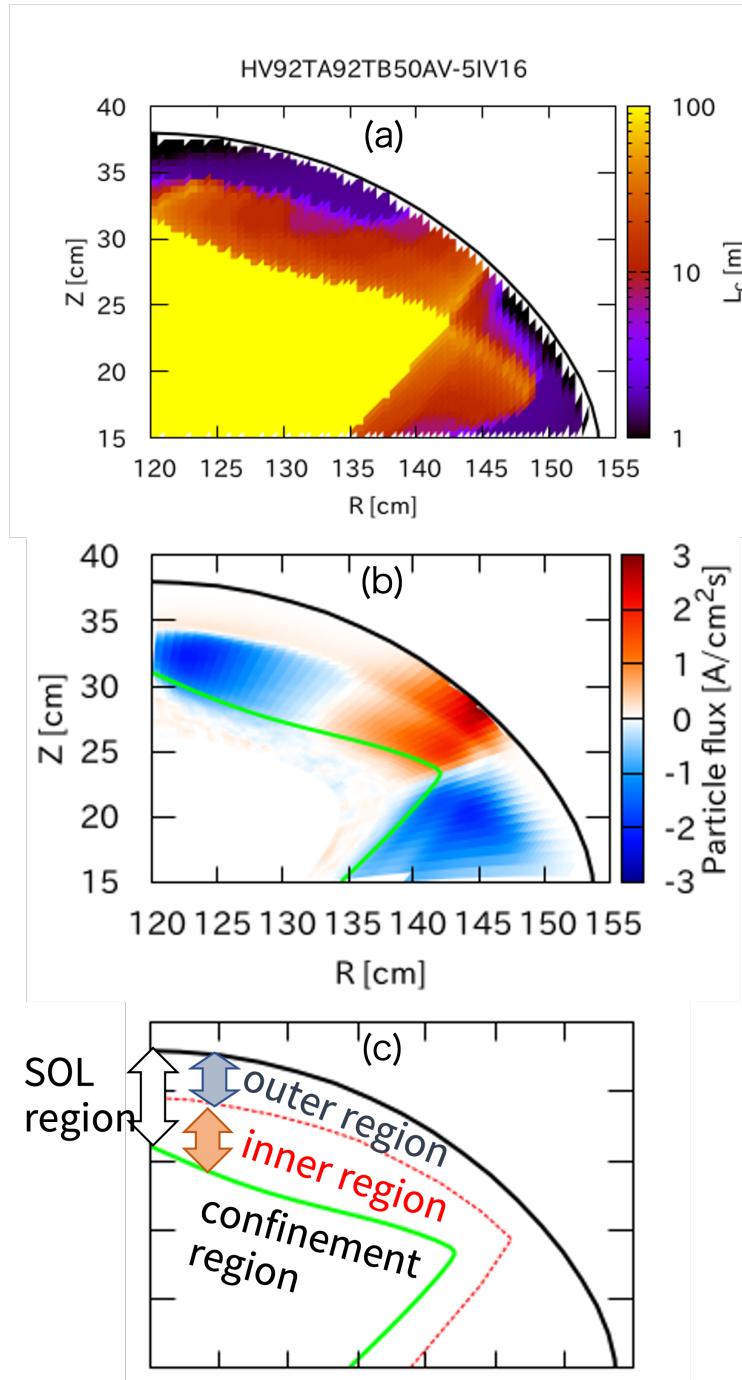


図 4.2: High bumpiness 配位の  $\phi = 22.5^\circ$  断面における (a) 磁力線長、(b) 平行粒子束、(c) 平行粒子束の領域分割

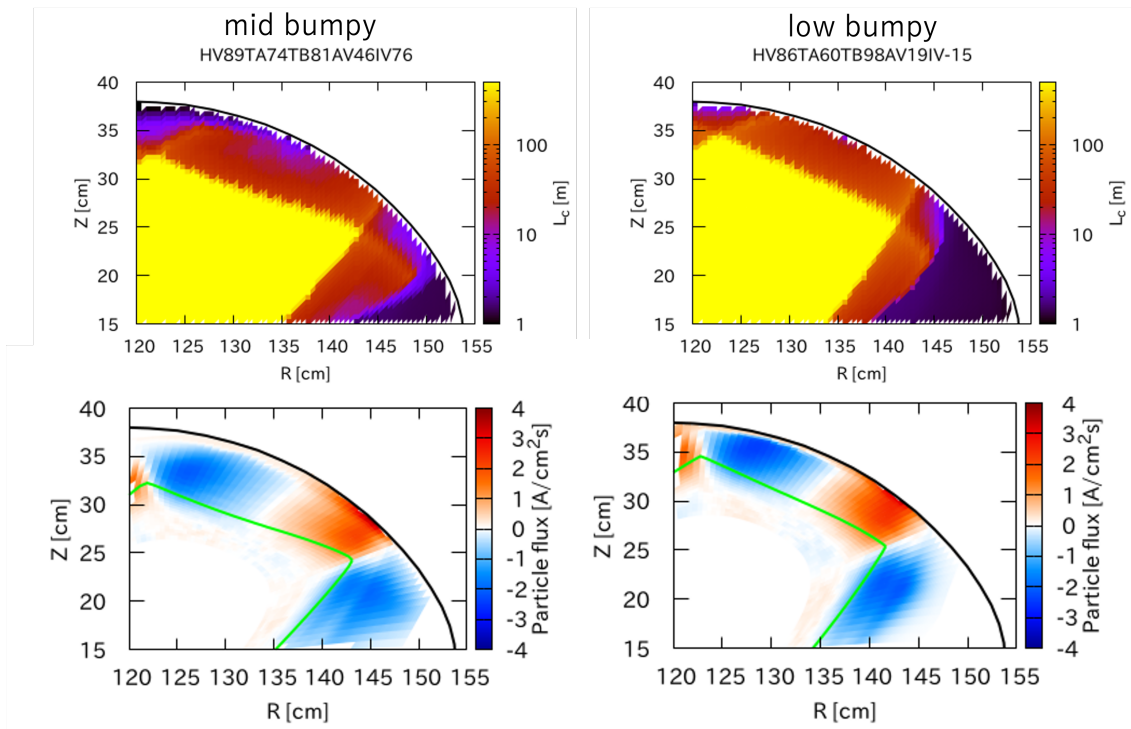


図 4.3: Medium bumpiness 配位および Low bumpiness 配位の  $\phi = 22.5^\circ$  断面における磁力線長分布と平行粒子束分布

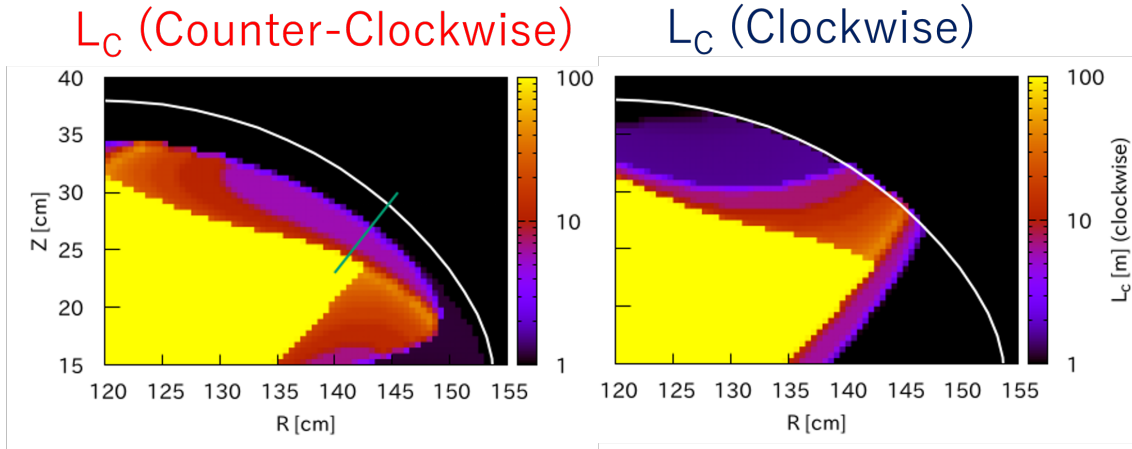


図 4.4: High bumpiness 配位の  $\phi = 22.5^\circ$  断面におけるトロイダル片方への追跡した磁力線長分布。それぞれトラス上面から見て反時計回り (Counter-Clockwise) と時計回り (Clockwise) に追跡した時の壁に到達するまでの磁力線に沿った距離を表す。

この境界構造は粒子束だけでなく、圧力分布にも見られる。図 4.6 に、High bumpiness 配位の  $\phi = 22.5^\circ$  における動圧比およびマッハ数の分布を示す。動圧比やマッハ数は outer region で大きい、壁に接続するダイバータレグを持つ inner region では他より低い。

### 4.3.2 熱流束分布の密度依存性

前節では、主に粒子束を対象として、磁場構造に関連して現れる境界構造について議論した。本節では、熱流束を対象として、熱流束分布と磁場構造との関連を議論する。解析の対象として、標準配位の  $\phi = 16.75^\circ$  断面を選択する。これは、3.4.1 節において示したように、標準配位の低密度条件下において最も高い熱負荷を受けるトロイダル位置にあたる。図 3.7 の通り、低密度ケースでは熱流束のピーク位置はダイバータレグにほぼ一致するが、高密度ケースにおいては熱流束のピークがポロイダル方向 O-point 側にシフトするという結果となっている。

この場所における磁力線長  $L_c$  および CCW のみの経路長  $L_c^{CCW}$  について、ポロイダル断面図を図 4.7 に示す。同じポロイダル断面における平行熱流束の分布を図 4.8 に示す。ただし、ここでの Parallel Heat flux は式 4.2 の定義によるものであり、図 3.7 における壁の受ける熱負荷と同一ではないことに注意が必要である。また、この図では細かな値の変化を色で示すために、熱流束の絶対値をプロットしている

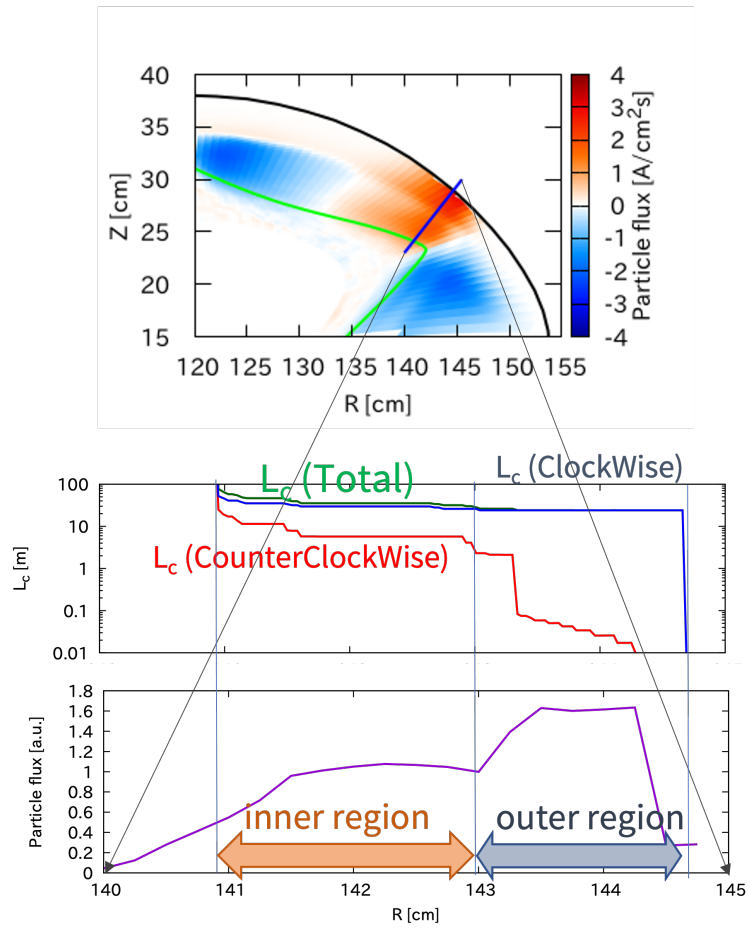


図 4.5: 磁力線長および粒子束のダイバータレグ上における径方向 1 次元分布

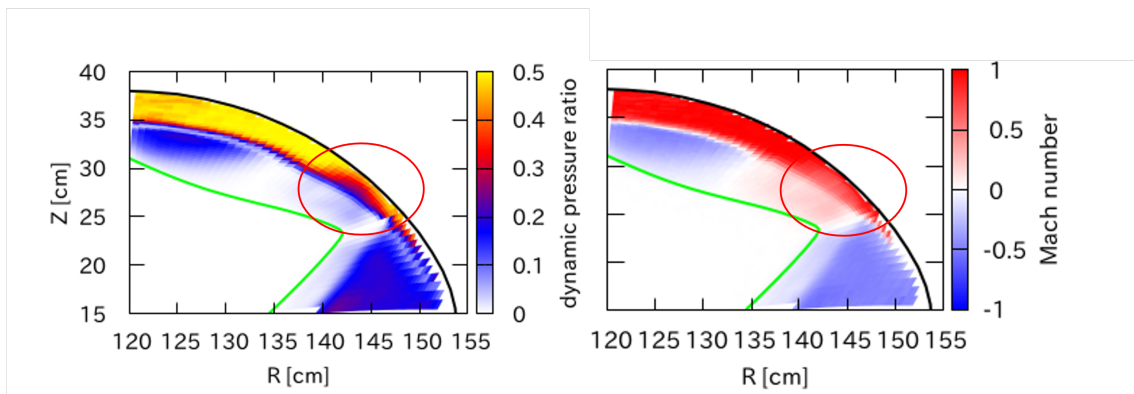


図 4.6: 動圧比およびマッハ数分布に見られる境界構造

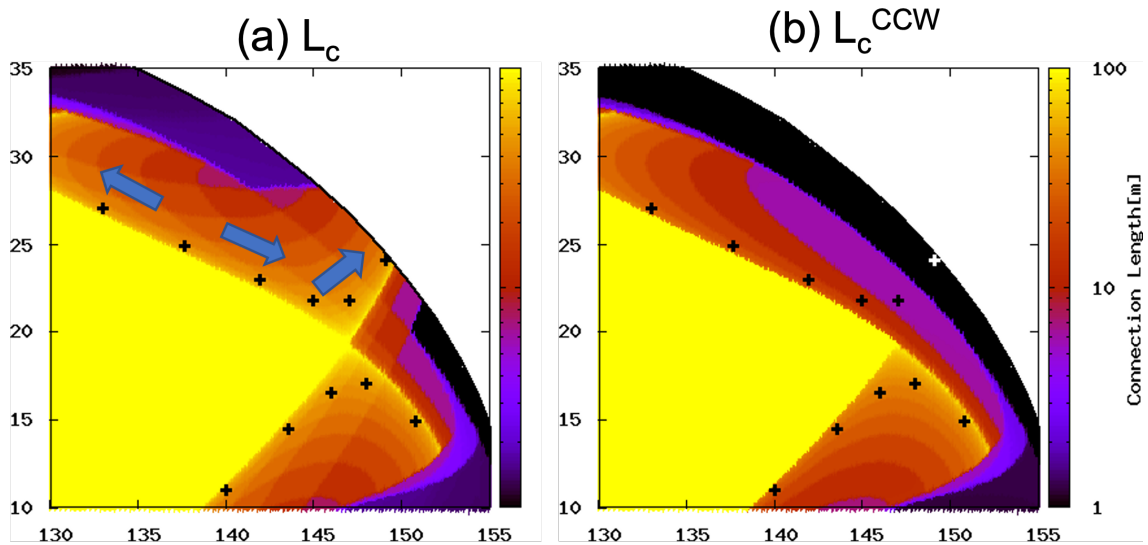


図 4.7: 標準配位の  $\phi = 16.75^\circ$  断面における (a) 磁力線長  $L_c$  および (b) CCW 方向のみの経路長  $L_c^{CCW}$

が、実際は図 4.1 の分布にあるようにトロイダル方向の向きを持つ量である。

図 4.7 および図 4.8 中の + 記号は、全て同一の磁力線に対するポアンカレプロットを表している。この磁力線は、低密度ケースの計算における熱流束ピーク位置の壁に衝突する磁力線であり、この磁力線の経路を辿ることは、最も多くの熱を伝えた磁力線に沿った平行輸送のチャンネルを辿ることにもなる。磁力線の経路は図 4.7(a) で矢印で表したように、LCFS に沿った O-point から出発し、LCFS に沿って X-point に向かう。ある所で LCFS を離れてダイバータレグに沿って径方向外側へ向かい、壁に到達する。これを踏まえて、図 4.8 の熱流束分布を見る。図 4.8 中に赤丸で示したように、ダイバータレグに沿って上流側 (ダイバータレグ根本) と下流側 (ダイバータレグ先端) に 2 つのピークが存在する。この 2 つのピークは inner region 側と outer region 側のピークということもできる。熱のソースはコア領域にしか存在しないため、ピークの変化は輸送の変化ということができる。低密度ケースと高密度ケースを比較すると、2 つのピークの位置および大小関係が異なっている。低密度ケースでは inner region より outer region 側の熱流束の方が値が大きい。高密度ケースでは inner region 側の方が値が大きい。また、inner region, outer region における熱流束ピーク位置は、それぞれ高密度ケースではより上流側に寄っている。一方で、LCFS 近傍における変化は小さい。平行熱流束におけるピーク値の変化が壁の受ける熱負荷の値の変化に、ピーク位置の変化が壁上における分布のシフトに関連していることが考えられる。



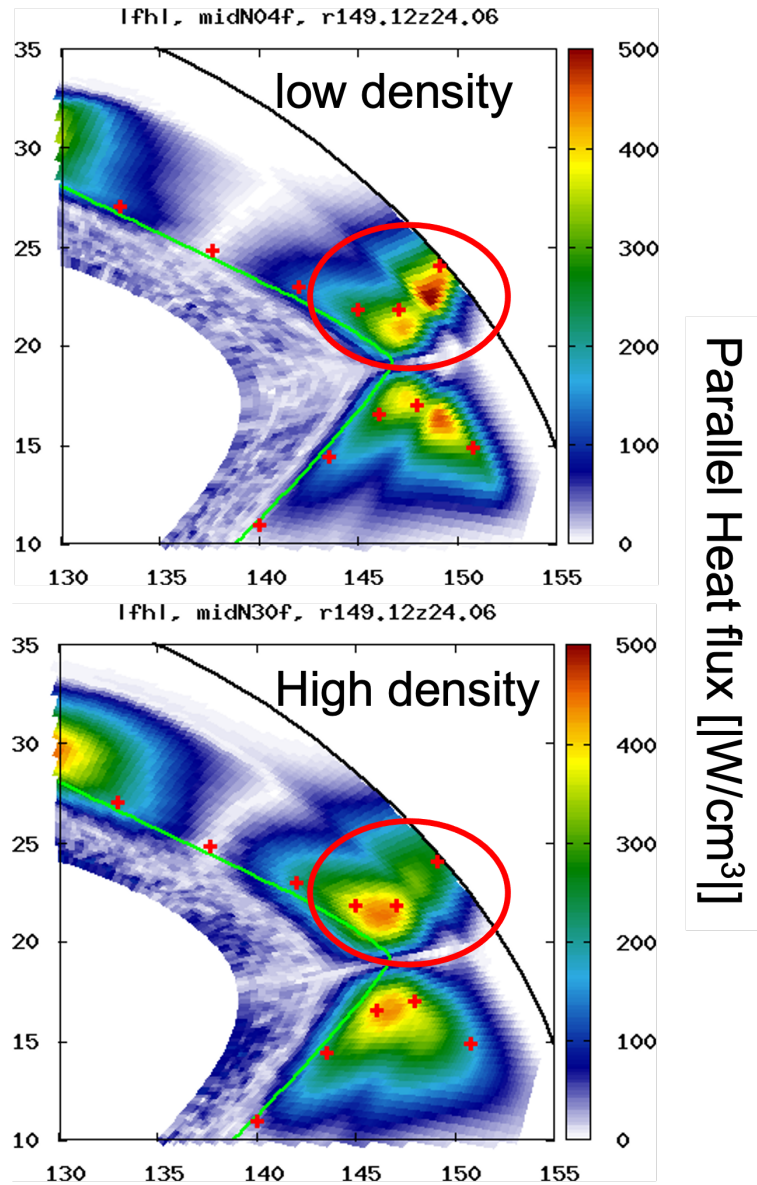


図 4.8: 標準配位の低密度 ( $n_{eu} = 0.4 \times 10^{-19} \text{ m}^{-3}$ ) および高密度 ( $n_{eu} = 3.0 \times 10^{-19} \text{ m}^{-3}$ ) 条件における平行熱流束  $\Gamma_{h\parallel}$



## 4.4 結論

SOL 中の流束や圧力に注目して、磁場構造との関連性についての評価を行った。流束や圧力の分布において径方向に SOL 領域を内側と外側 (inner region と outer region) に分割するような境界構造が見られた。このような境界線構造は、ポロイダル断面ではすぐ隣りあっているように見える領域でも、磁力線に沿った輸送の上流 (コアプラズマ) 側、下流 (ダイバータ) 側という観点では遠く離れた位置に存在することによる。この構造は、平行熱流束分布にも見られた。ダイバータレグ中にレグの根本側 (inner region) と先端側 (outer region) それぞれに平行熱流束のピークが見られた。この2つのピークはプラズマ上流部の密度を変化させたとき、位置や強度が変化した。低密度ケースでは inner region 側のピークよりも outer region 側のピークの方が強いが、高密度ケースにおいては outer region 側のピークは大きく減少した。また、それぞれの領域内において熱負荷ピークは上流側に移動した。このような分布の変化は壁上の熱負荷分布の結果とも consistent であり、壁上熱負荷分布の密度依存性と因果関係があると考えられる。

# 第5章 周辺フロー構造の計測

## 5.1 はじめに

本章では、4章で見られたフロー構造について、実験的な検証を行う。まずヘリオトロンJ装置における加熱・計測システムについて述べたのち、本実験で利用する静電プローブについて原理および構造を説明する。続いて、本実験の条件および計測結果を示し、結果について議論する。

## 5.2 ヘリオトロンJにおける加熱・計測システム

ヘリオトロンJ自体の概要は2で説明した。本節では、ヘリオトロンJにおける加熱・計測設備について述べる。本研究において主要な計測装置である静電プローブについては5.3節で述べる。図5.1にヘリオトロンJの上面図を示す。ただし、真空容器と垂直磁場コイルは省略し、プラズマとヘリカルコイルおよびトロイダルコイルのみを描いている。2種類16本あるトロイダルコイルには図中に示すように#1から#16まで番号が付けられている。以下、各種加熱装置や計測装置の設置ポート位置を説明する場合は厳密なトロイダル角度ではなく、例えば#1トロイダルコイルと#2トロイダルコイルの間に位置するポートの場合は#1.5ポートというように、#1.5ポートから#16.5ポートまでの呼称を用いる。

### 5.2.1 加熱装置

ヘリオトロンJにおいては通常電子サイクロトロン共鳴加熱が最も基本的な加熱手法として、プラズマ生成・維持に利用される[46]。実験内容に応じて、中性粒子ビーム入射加熱やイオンサイクロトロン共鳴加熱が用いられる。

#### 電子サイクロトロン共鳴加熱

電子サイクロトロン共鳴加熱 (ECH: Electron Cyclotron resonance Heating) は、プラズマ中に電子サイクロトロン周波数帯の電磁波を入射する加熱手法で、入射さ

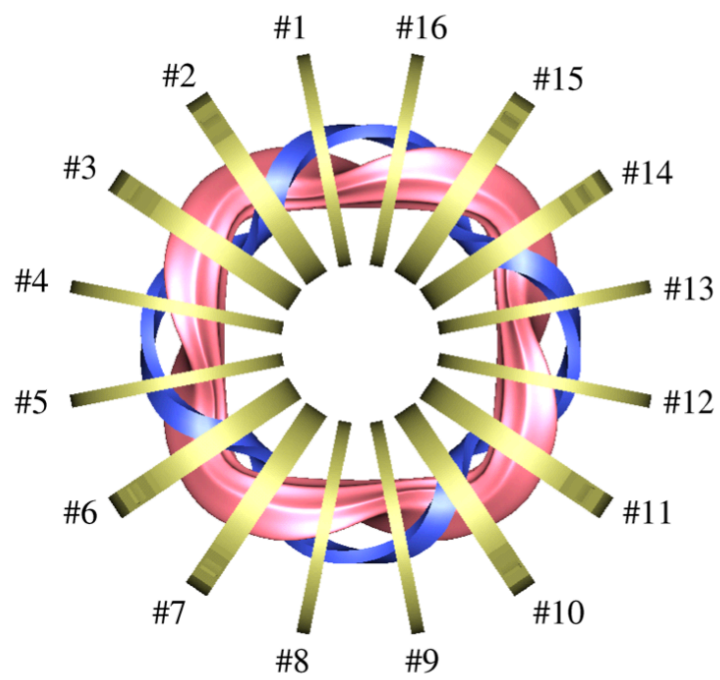


図 5.1: プラズマ・ヘリカルコイル・トロイダルコイルのみを描いたヘリオトロンJ  
上面図

れた電磁波のエネルギーが電子の熱運動エネルギーへと変換されることで加熱が行われる。ヘリオトロンJにおいては、ジャイロトロンによって周波数70GHz、最大入射パワー500kWのマイクロ波を生成し、導波管を通して#9.5ポート外側ポートより入射される。

### 中性粒子ビーム入射加熱

中性粒子ビーム加熱 (NBI: Neutral Beam Injection) は、高エネルギーの中性粒子ビームをプラズマ中に入射する加熱手法である。入射された中性粒子は、プラズマ電子・イオンとの荷電交換反応や衝突電離過程によって高速イオンへ変換され、高速イオンのエネルギーはクーロン相互作用によってプラズマ電子・イオンに伝搬される。入射する中性粒子は、まずイオン源において生成されたイオンを静電加速し、加速されたイオンを中性化することによって生成される。中性粒子として入射することにより、荷電粒子のように閉じ込め磁場により影響を受けることなく直進し、コアプラズマ領域まで高エネルギー粒子を供給することが可能である。ヘリオトロンJにおいては、2系統の入射システム (BL-1, BL-2) がそれぞれ#2.5外側ポートおよび#6.5外側ポートに設置されており、いずれもプラズマに対し接線方向に入射される。

### イオンサイクロトロン共鳴加熱

イオンサイクロトロン共鳴加熱 (ICH: Ion Cyclotron resonance Heating) は、プラズマ中にイオンサイクロトロン周波数帯の電磁波を入射する加熱手法で、入射された電磁波のエネルギーがイオンの熱運動エネルギーへと変換されることで加熱が行われる。ヘリオトロンJでは、#14.5ポートに2系統のアンテナが設置されており、最大1.5MWの入射パワーを持つ。

## 5.2.2 計測装置

ヘリオトロンJには、図5.2に示すように数多くの計測装置が取り付けられている。ここでは、本研究で用いる計測装置について述べる。

### マイクロ波干渉計

マイクロ波干渉計は、プラズマを透過した光と参照光の位相差による干渉を計測する。プラズマ透過による位相変化は入射光経路上の線積分値となるため、干渉計測によって得られる密度は線平均密度となる。

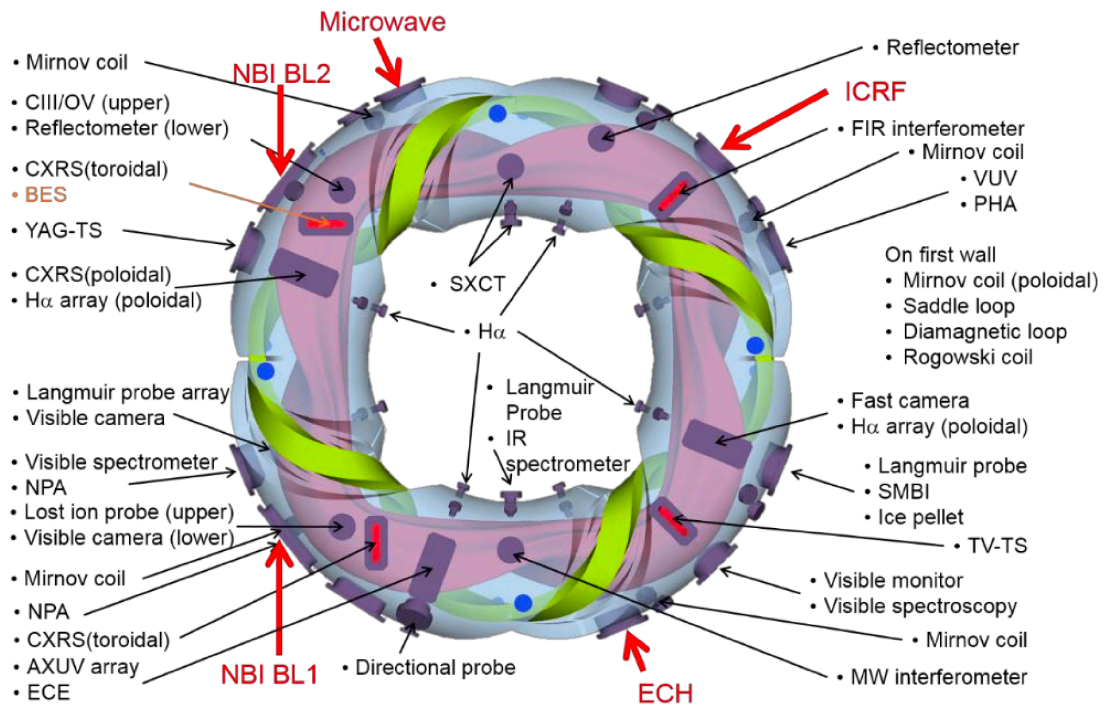


図 5.2: ヘリオトロン J における計測装置

### トムソン散乱計測

トムソン散乱計測は、プラズマ中にレーザを入射し、その散乱光を計測することにより、スペクトル拡がりから電子温度を、散乱光量から電子密度を計測する。ヘリオトロン J においては、# 10.5 ポートに YaG レーザを用いた計測システムが設置されており、2 系統のレーザをそれぞれ 20ms ごとに発振されることでプラズマのコア領域から最外殻磁気面までの電子温度・密度分布を 10ms の時間間隔で計測可能となっている。

### AXUVD 計測

AXUVD(Absolute eXtreme Ultra Violet Diode) 計測は、プラズマから放出される光子をフォトダイオードによって電流に変換することによって、プラズマからの放射を計測する。AXUVD はアレイ状に設置されており、プラズマ放射の分布構造を測定できるようになっている。

## H $\alpha$ 線計測

H $\alpha$  線計測は、水素原子の線スペクトルのうち、主量子数 3 から 2 へ遷移する際に発生する波長 656.28nm の光を計測する。

## 反磁性ループ

反磁性ループはコイルを閉じ込め磁場に対して垂直かつプラズマを一周するように巻かれたコイルである。プラズマ中の荷電粒子によるサイクロトロン運動はコイルによる外部磁場を打ちけし、プラズマ領域の磁場を減少させる効果がある。この減少分を評価することにより、プラズマの蓄積エネルギーを求めることが可能となる。

それぞれの計測データのうち、多くは CAMAC(Computer Automated Measurement And Control) モジュールを通して A-D 変換され、ヘリオトロン J データ処理システムによって収集・管理される。

## 静電プローブ

静電プローブは、電極を直接プラズマ中に挿入する計測手法で、プラズマの電子温度・電子密度・ポテンシャルやそれらの揺動を計測することが可能である。原理について詳しくは 5.3 節で説明する。ヘリオトロン J では、図 5.3 のように複数の静電プローブが設置されている。それぞれ形状や可動域が異なっており、実験目的に応じて利用される。

## 5.3 複合型方向性プローブ

本節においては、実験に利用した複合型方向性プローブシステムについてその測定原理や構造を説明する。まず一般的な静電プローブの計測原理を解説した後、今回の計測で用いた複合型方向性プローブ計測系について、特徴や構造に加え、駆動機構、データ保存システムを含めて説明する。

### 5.3.1 静電プローブ計測の原理

静電プローブ法は、1926 年に Langmuir によって開発された計測手法で、Langmuir プローブ法とも呼ばれる。静電プローブ法においては、電極を直接プラズマ中に挿入し、プラズマの一部を抽出することで電子温度、電子密度、空間電位およびそれ

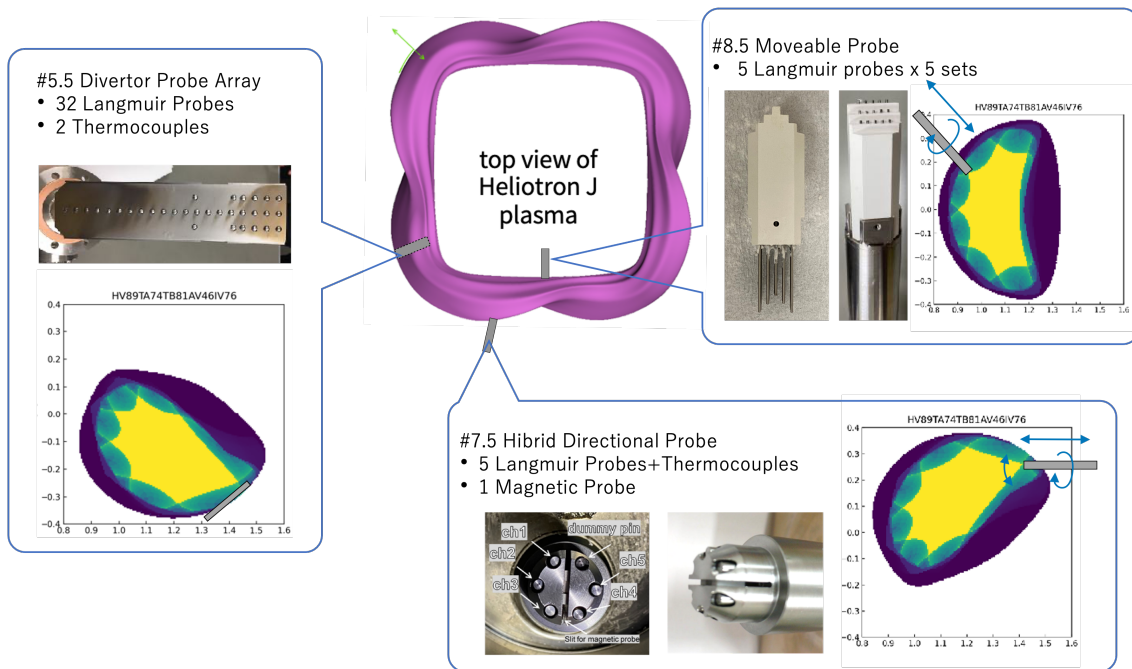


図 5.3: ヘリオトロン J における静電プローブ計測システム

らの揺動といったプラズマパラメータを知ることができる。静電プローブは空間分解能、時間分解能に優れ、他の計測手法と比較しても安価で簡便であるのが長所である。一方で、プラズマに直接電極を挿入するためプローブ自身がプラズマに与える擾乱の影響を考慮する必要があり、プラズマ中心部のような高温・高密度条件の計測には適さない。

ここでは、静電プローブ計測法の中でも最も基本的なシングルプローブ法について原理を説明する。本実験で用いた複合型方向性プローブも、このシングルプローブ法を利用している。シングルプローブ法における回路構成を図 5.4 に示す。シングルプローブ法においては、1つの電極をプラズマ中に挿入する。プローブには可変電源  $V_p$  が接続されており、バイアス電圧が印加される。 $V_p$  を広範にスキャンし、プローブに流れる  $V_p$  に依存した電流  $I_p(V_p)$  を計測することにより、ポテンシャル、密度、温度の計測が可能となる。実際にプラズマ電流  $I_p$  を計測する際には、図 5.4 のようにプローブピンに直列に接続された抵抗  $r$  にかかる電圧  $V_r$  を電圧計によって計測し、

$$I_p = V_r / r$$

より  $I_p$  を求める。

対象となるプラズマにおいて、電子、イオンともに Maxwell 分布を仮定する。

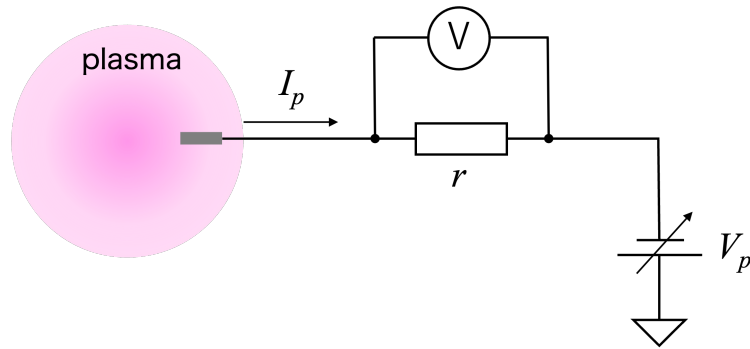


図 5.4: シングルプローブ計測の回路図

図 5.5 に示すような電流－電圧特性が得られる。この電流－電圧特性は、プラズマの空間電位  $V_s$  (Space potential) および電流がゼロになる浮遊電位  $V_f$  (Floating potential) を境界として、(I) イオン飽和領域、(II) 電子反発領域、(III) 電子飽和領域の 3 領域に分類できる。 $V_p$  が負に大きな領域を、イオン飽和領域という。この領域ではプローブ電位が低く、電子がプローブにほとんど到達しないため、 $I_p$  はほぼ正イオン電流からなり、 $I_p < 0$  である。(電子電流を正と定義。)  $V_p$  の上昇に従って電子電流成分が入りこみ、ある  $V_p$  において  $I_p = 0$  となる。このときの  $V_p$  が浮遊電位  $V_f$  となる。これよりも  $V_p$  が高い領域は電子反発領域であり、この領域では電子電流が急激に増加する。さらに  $V_p$  が上昇し、空間電位  $V_s$  に到達すると電子飽和領域となり、 $I_p$  は飽和電流となる。この領域では正イオン電流は無視できるほど小さい。

### 電子反発領域

プローブ電位  $V_p$  が空間電位  $V_s$  より低い領域では、プローブ前面にシースと呼ばれる境界層が形成される。電子がプローブに到達するには、平均自由行程がシース幅よりも長くないといけない。平面状のプローブ面を仮定すると、シース部にプローブ表面の法線方向に対して速度  $v$ 、角度  $\theta$  で入射する電子がプローブに到達できるための条件は以下の式で表される。

$$v \cos \theta \geq b_c = \left( \frac{2e(V_s - V_p)}{m} \right)^{1/2} \quad (5.1)$$

従って、電子電流  $I_e$  は

$$I_e(V) = eN_e S_p \int_0^{\theta_c} 2\pi v \sin \theta v d\theta \int_{v_c}^{\infty} v \cos \theta f(v) dv \quad (5.2)$$



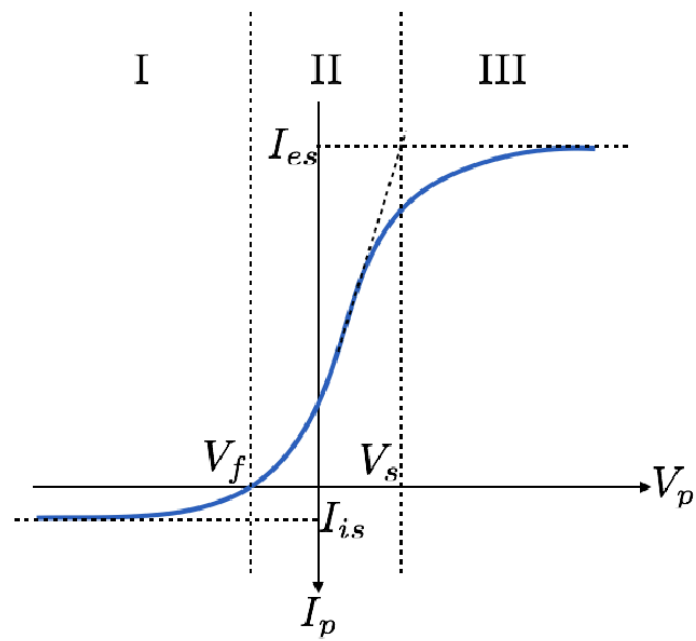


図 5.5: シングルプローブの電流-電圧特性 [51]

で与えられる。ここで、 $e$ は電子の電荷、 $m$ は電子の質量、 $N_e$ は電子密度、 $S_p$ はプローブ面積、 $f(v)$ は電子の速度分布関数(等方的と仮定)である。 $E_c = mv_c^2/2$ 、 $4\pi v^2 f(v)dv = F(E)dE$ によって $f(v)$ をエネルギー分布 $F(E)$ に変換すると、以下の式が得られる。

$$I_e(V) = \frac{eN_e S_p}{4} \int_{E_c}^{\infty} \left(1 - \frac{E_c}{E}\right) \frac{2E}{m} \cdot F(E) dE \quad (5.3)$$

$F(E)$ がMaxwell分布の場合、 $I_e(V_p)$ は次式で表される。

$$I_e(V_p) = eN_e S_p \frac{k_B T_e}{2\pi m} \exp\left[-\frac{e(V_s - V_p)}{k_B T_e}\right] \quad (5.4)$$

### イオン飽和領域

プローブ電位が空間電位に等しいとき、 $V_p = V_s$ を代入して次式を得る。

$$I_{es} = eN_e S_p \frac{k_B T_e}{2\pi m} \quad (5.5)$$

### 電子飽和領域

電子はシース端で熱速度を持つと仮定できるが、正イオンはシース端でイオン音速 $k_B T_e/M$ となる。このとき正イオン電流はイオン温度 $T_i \ll T_e$ として

$$I_{is} = eN_i S_p \varepsilon^{-1/2} \frac{k_B T_e}{M} \quad (5.6)$$

である。ただし、 $M$ はイオン質量、 $N_i$ はイオン密度、 $\varepsilon$ は自然対数の底である。

## 5.3.2 複合型方向性プローブ

本節では、実験において利用した複合型方向性プローブ(HDLP:Hybrid Directional Langmuir Probe)について説明する。本実験において用いた複合型方向性プローブ[52]は、図5.6(a)の青丸で示した#7.5外側ポートに設置されている。図5.6(b)にはHDLPが設置されている箇所におけるポロイダル断面図を示す。図中のポアンカレプロットおよび磁気面は標準配位のものである。

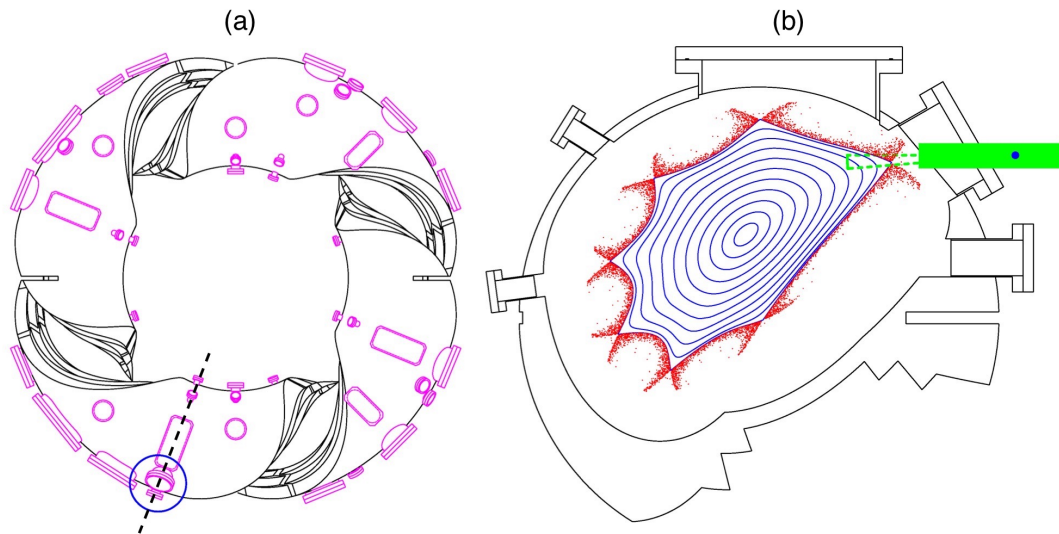


図 5.6: 7.5 ポート複合型方向性プローブの設置箇所 [52]

### プローブヘッドの構造

方向性プローブのプローブヘッドの構造を図 5.7 に示す。方向性プローブはプローブヘッドの外縁部に、放射状に複数のプローブピンを並べた構造をしており、個々のピンが独立したシングルプローブとして機能する。このような構造のプローブはグンデストラッププローブ (Gundestrup probe) [53, 54] と呼ばれる。グンデストラッププローブは、マッハプローブの一種であり、プラズマフローの方向を計測するのに適している。ヘリカル装置においては、HSX[30] や LHD[55] において適用例がある。グンデストラッププローブにおけるフロー方向計測の概念について図 5.8 に示す。特に SOL 中においては、プラズマは磁力線に沿ったフロー構造を持つことが多い。図 5.8 のようにプローブヘッド位置において磁力線の方向が左右方向であったとき、磁力線に沿った横向きの流れが存在することが予想される。これが左から右に流れるのか、右から左に流れるのかは磁力線に沿ってどちらが壁に近いのかに依存する。ここでは、プラズマフローが図の右側から左側に向かって流れている (右が上流) と仮定する。バイアス電圧は、プローブピンがイオン飽和電流を計測できるように十分大きな負の値に設定する。

このような条件下で計測をすると、上流にあるプローブピンはプラズマフローによって多くのイオンが流れこみ高いイオン電流が計測されるが、下流にあるプローブピンではプローブヘッド自身によってピンがプラズマの影に位置するため、ピンに流れこむイオンは少ない。このようにして、ピンの角度とイオン飽和電流値の関係を調べることにより、プラズマフロー構造を明らかにすることが可能である。

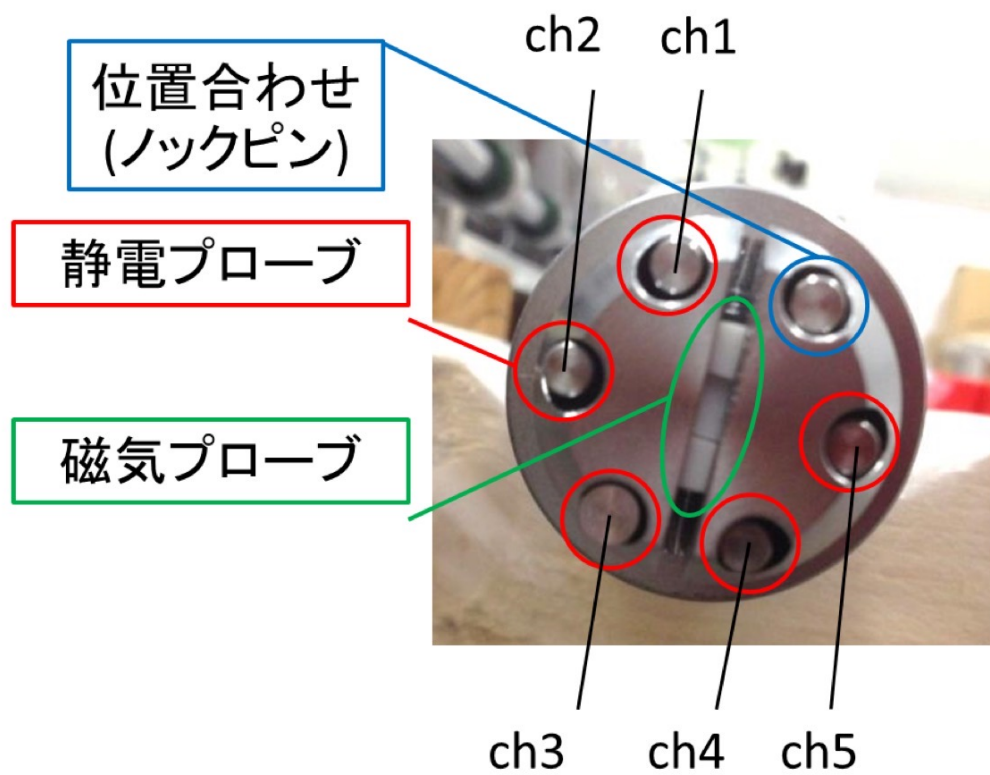


図 5.7: 複合型方向性プローブのチャンネル配置 [52]

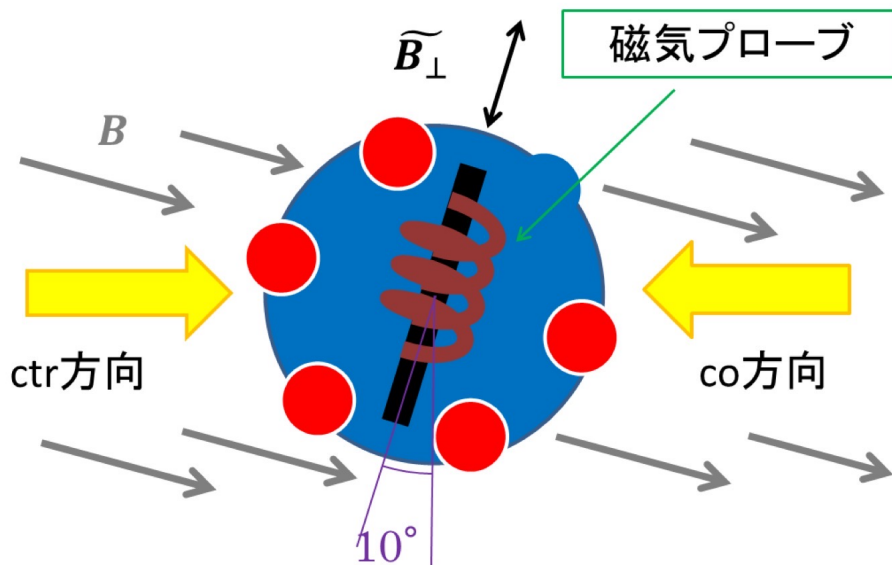


図 5.8: 複合型方向性プローブの計測概念図 [52]

プローブヘッドの6つの電極のうち、1つは位置合わせのためのダミー電極であり、残りの5つがプローブピンである。HDLPのプローブヘッドには、ラングミュアプローブだけではなく、熱電対および磁気プローブが組みこまれている。熱電対は静電プローブピン内部に設置されている。磁気プローブは巻数250ターン、直径5×6ミリのコイルで作られており、磁気揺動の計測が可能である。図5.7から分かるように、プローブヘッド先端にはスリットが設けられており、磁気プローブを剥き出しにすることでプローブヘッドによる磁場の遮蔽を防いでいる。プローブヘッドの材質はモリブデンで、磁気プローブの保護板としてセラミックのマコールを利用している [52]。

### 駆動機構

HDLPは、プラズマ小半径方向、ポロイダル方向のスキャンと、プローブヘッドの回転という3方向の駆動機構を持つ(図5.3)。プラズマの条件を固定し、プラズマショット毎に動かすことにより、径方向、ポロイダル方向の2次元分布計測が可能である。位置のスキャンに加えて、プローブヘッドをショット毎に回転させることにより、詳細なポロイダル、トロイダルフローの構造計測が可能である。

## 計測回路

5つの静電プローブチャンネルそれぞれに、図5.4に相当する計測回路が接続している。イオン飽和電流を測定する本実験では、電流測定用の抵抗  $r$  は  $4.7\ \Omega$  のものを利用し、バイアス電圧  $V_p$  は  $200\ \text{V}$  に設定した。

## データ保存システム

HDLPの計測データは横河電機 WE7000 によって A-D 変換され、収集される。サンプリング周波数は  $1\ \text{MHz}$  である。

## 5.4 周辺フロー構造計測

### 5.4.1 実験手法

#### ポロイダルスキャン

HDLPを用いて、逆転したトロイダルフローの方向を計測するための手法について述べる。図4.1に示したように、トロイダルフローの方向は、X-pointの両側で異なる。X-pointの両側を計測することで、逆転したフロー構造を計測することが可能である。しかしながら、HDLPのポロイダル可動域は水平から下向き  $5^\circ$  の範囲しかないため、ひとつの磁場配位においてX-pointの両側までプローブヘッドをスキャンするには不十分である。そこで、磁場配位制御によってX-pointの位置を変化させることを併用することによって、HDLPでX-pointの両側を計測する。

図5.9に例を示す。図5.9(a)および(b)は標準配位をベースに、それぞれ回転変換をわずかに下げた/上げた配位である。図中の黒線は、HDLPのポロイダル角度を水平および下向き  $5^\circ$  に設定したときのプローブヘッドの位置を示している。ここで、例えば図5.9(a)配位でHDLPのポロイダル角度を  $5^\circ$  に設定してフロー方向分布の計測を行い、図5.9(b)においてHDLPのポロイダル角度を水平に設定してフロー方向分布の計測を行えば、X-pointの両側を計測するという目標が達成される。

フローの方向は、磁力線構造から予測することが可能である。図5.10(a)は、標準配位においてCW方向の磁力線経路長  $L_c^{CW}$  とCCW方向の経路長  $L_c^{CCW}$  の差  $L_c^d$  である。

$$L_c^d = L_c^{CW} - L_c^{CCW} \quad (5.7)$$

ここで、 $L_c^{CW}$  および  $L_c^{CCW}$  の定義は4.3.1節と同じである。図5.10(b)には、同じ位置でのEMC3-EIRENEモデルでのマッハ数分布を示す。このように、X点のフローの向きは、磁力線長分布から予測が可能である。

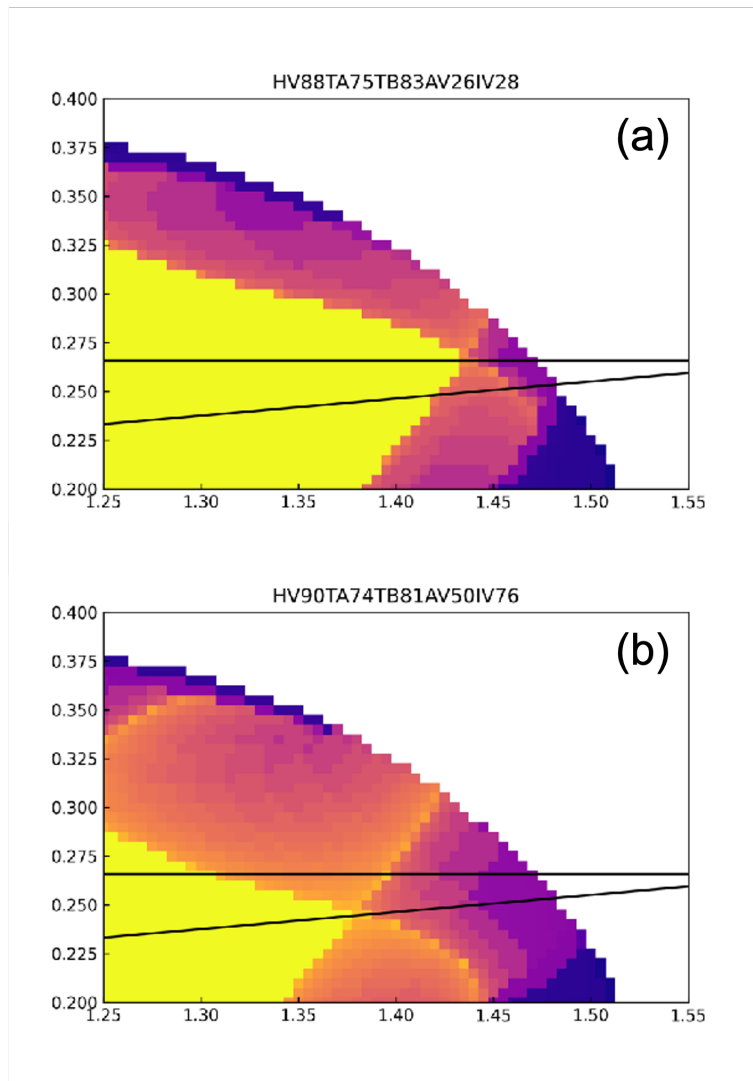


図 5.9: 磁場配位制御と HDLP のポロイダルスキャンを併用して X-point の両側を計測する例

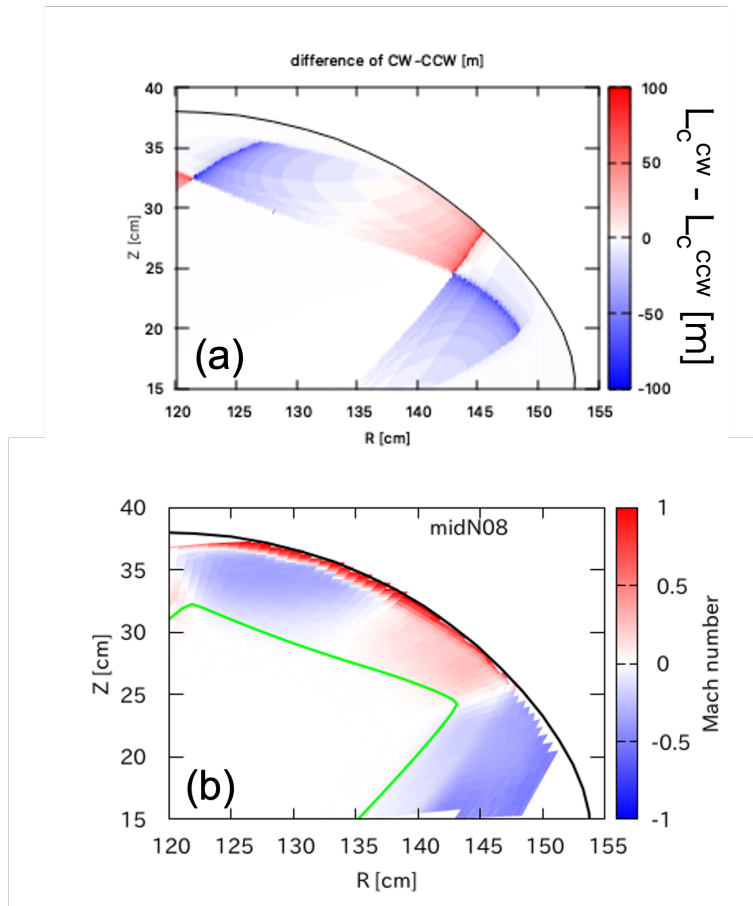


図 5.10: 標準配位における (a) 磁力線経路長  $L_c^{CW}$  と  $L_c^{CCW}$  の差、(b) EMC3-EIRENE で計算したマッハ数



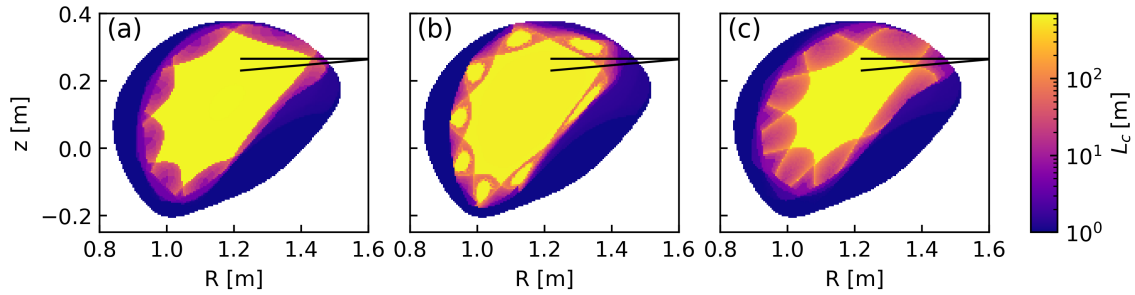


図 5.11: 実験対象磁場配位

### 5.4.2 実験条件

本実験では、図 5.11 に磁力線長分布を示す 3 種類の磁場配位を対象とした。図中の黒線は、HDLP のポロイダル角度を  $0^\circ$  および  $5^\circ$  に設定した場合のプロブ視線を表している。図からわかるように (a) では X-point の上側、(b)(c) では下側を計測可能であり、それぞれ CW 方向、CCW 方向のフローが予測される。各配位における  $L_c^d$  の分布は図 5.13、5.16、5.18 に計測箇所と併せて示す。磁場配位において、247 kW の ECH 加熱によってプラズマを生成し、電子密度は  $0.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  で定常となるように調整した。本実験における典型的な放電波形を図 5.12 に示す。4 列目のグラフは、黒線が線平均電子密度 (左 y 軸)、緑線が蓄積エネルギー (右 y 軸) を表す。赤線は ECH 加熱が印加されている区間を示す。1-3 列目は、HDLP の静電プロブの CH3, CH4, CH5 のイオン飽和電流  $I_s$  mA である。時刻  $t = 225 \text{ ms}$  から  $280 \text{ ms}$  にかけて密度・蓄積エネルギー共に定常となっている。この区間において、各ショット間で密度の差異が少ない 10 ms 区間を選び、平均値をとることでその位置における  $I_s$  の値とした。

### 5.4.3 計測結果

#### レグダイバータ配位における X-point 下側の計測

はじめに、図 5.11(a) の磁場配位 (表 6.1 における 0.549 配位) を対象としたフロー方向の計測結果を示す。図 5.13 に、フロー方向を計測した箇所を示す。図の右側からプロブを挿入する。プロブのポロイダル角度を  $0^\circ$  としていた場合は黒線、 $5^\circ$  の場合は赤線の位置を通過する。点線がプロブヘッドの中心が通る位置である。実線は、プロブの太さを考慮した際に、プロブヘッドの通過する範囲を示している。計測箇所は、青いマーカーで示した (a) から (e) までの 5 箇所である。X-point の下側を通過するように、ポロイダル角度を  $5^\circ$  に設定した。図 5.13 のカラーマップは、この配位における  $L_c^d$  の分布を示す。

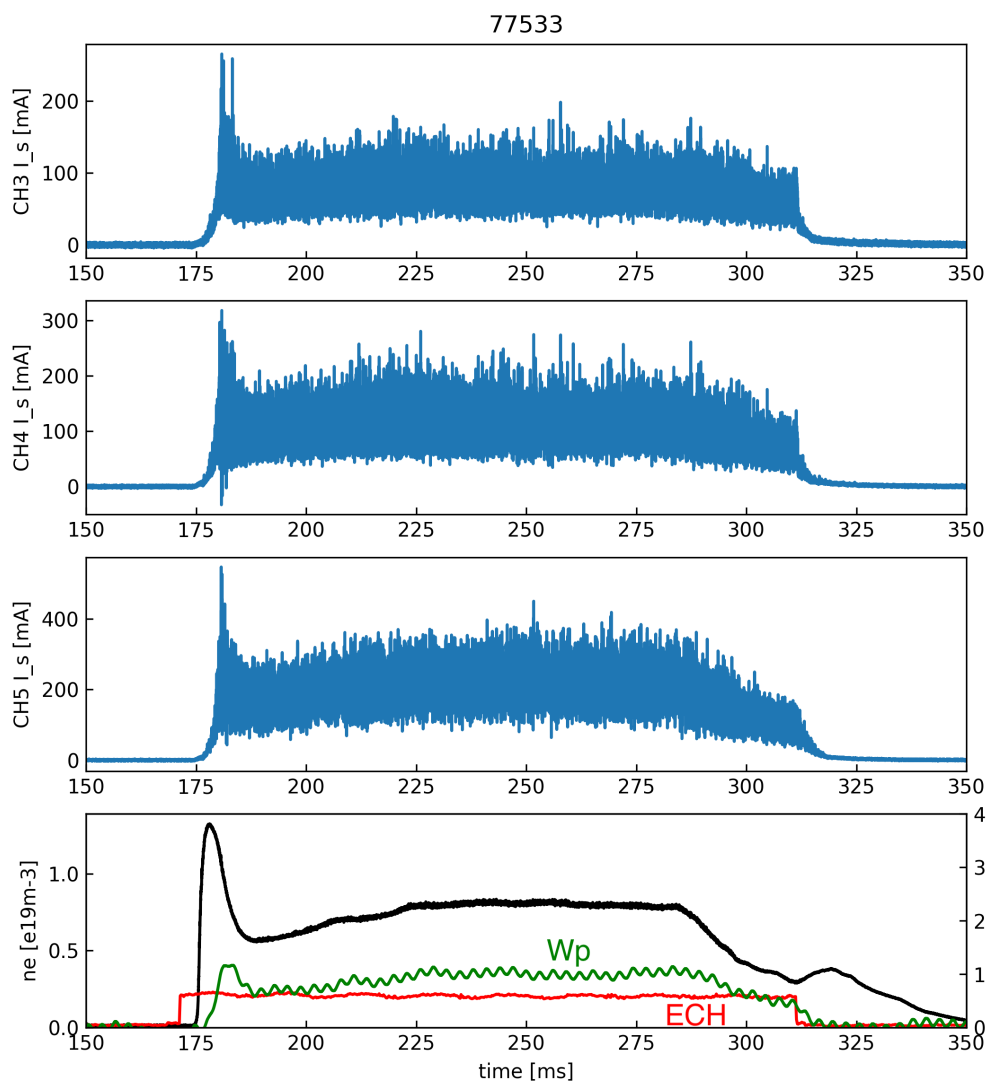


図 5.12: 放電波形の例

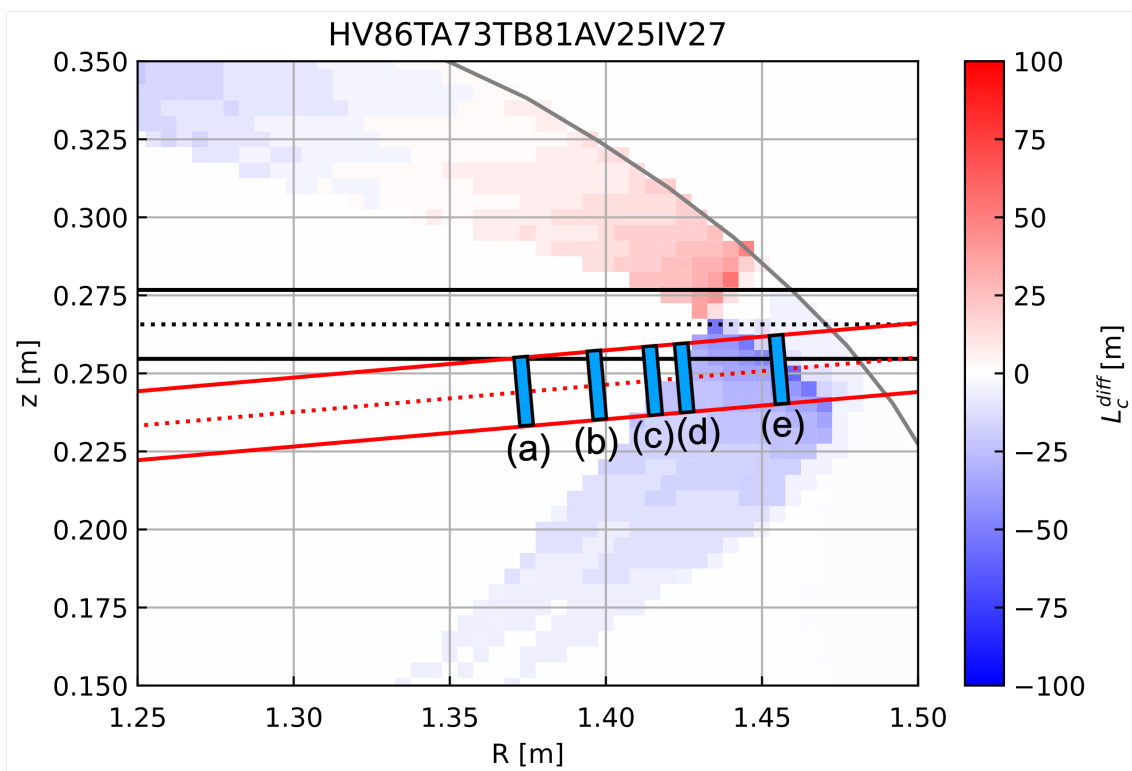


図 5.13: iota0.549 配位におけるフロー方向の計測点

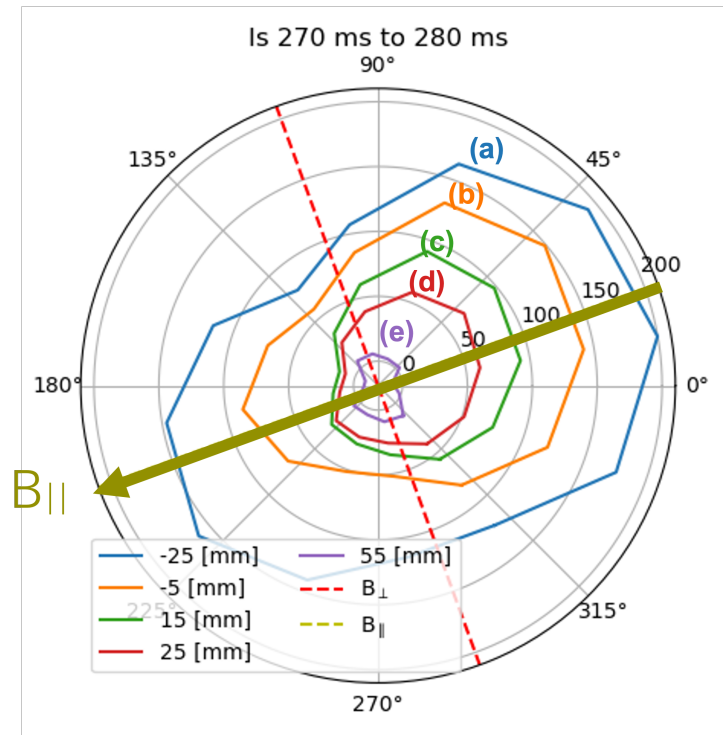


図 5.14: iota0.549 配位におけるフロー方向分布

フロー方向の分布を図 5.14 に示す。この図は、プローブを後ろから、すなわちトーラス外側から見たときの視線におけるフローの方向分布を表しており、左から右に向かう方向がトーラスの CCW 方向に相当する。磁場の向きは、厳密には配位や位置によって異なるが、ここでは代表的な値として、 $20^\circ$  傾いているものとする。他の条件におけるフロー方向分布図においても、同様の定義に従う。

最も外側の計測点 (e) においては、磁場に沿った方向よりも磁場に垂直な方向からの信号の方が強い。(d) や (c) は SOL や LCFS 上における計測点で、大きく右側に片寄った方向分布が得られた。これは、右から左、すなわちトーラス CW 方向のフローの存在を示唆している。(a) や (b) は閉じ込め領域内部の計測であり、左側の  $I_s$  が大きく増加し、より等方的な方向分布となった。

径方向の分布を図 5.15 に示す。最もフロー上流側で平行なフローを受けたと思われる角度  $10^\circ$  では、SOL においても LCFS 内部においてもプラズマ中心に近づくほど大きな  $I_s$  となる。一方、角度  $190^\circ$  や  $250^{\text{circ}}$  にある下流側のチャンネルは SOL 領域と閉じ込め領域では  $I_s$  の勾配が異なっており、閉じ込め領域内部で急に上昇する。一方、角度  $130^\circ$  や  $70^\circ$  のように、LCFS を境界にして閉じ込め領域では飽和したように  $I_s$  分布の勾配が低下するチャンネルも見られた。

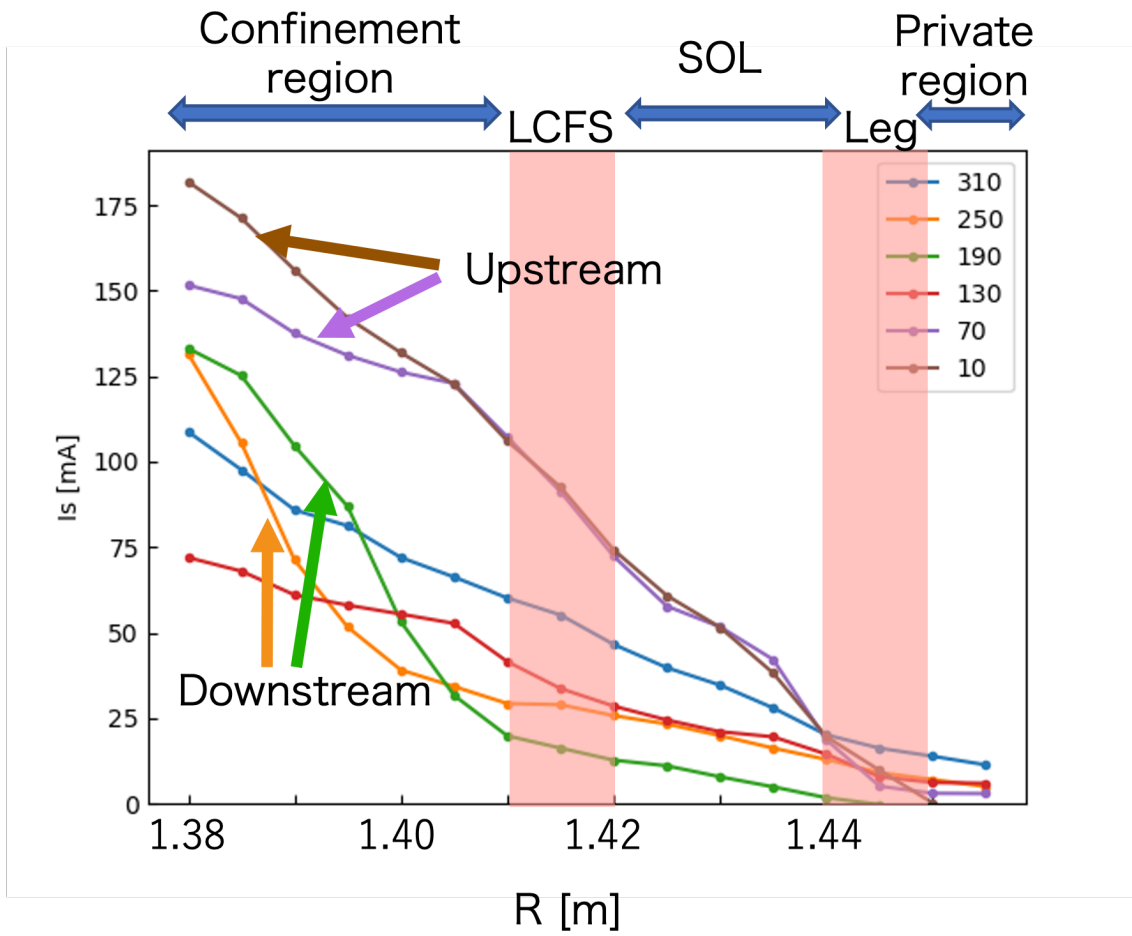


図 5.15: iota0.549 配位における径方向分布

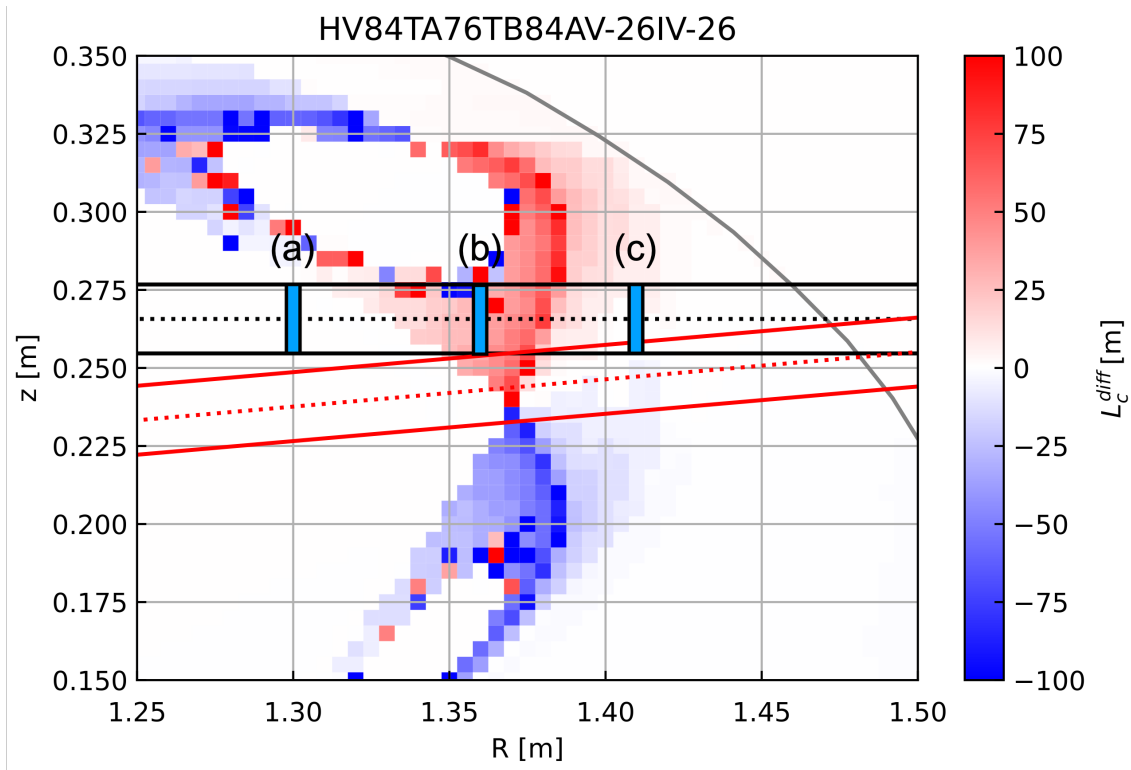


図 5.16: iota48 配位におけるフロー方向の計測点

これらの結果から、X-point 下側の SOL 領域においては、磁力線が CW 方向には極めて短いことによるトーラス CW 方向のフローの存在する一方で、CW/CCW 方向共に長い磁力線長を持つ閉じ込め領域内ではトロイダルフローは抑えられ、分布がより等方的になるということが示唆された。

#### 磁気島配位における X-point 上側のフロー構造

続いて、図 5.11(b) の配位 (表 6.1 における iota0.481 配位) の結果を以下に示す。図 5.16 は、本配位における計測位置である。X-point の上側において、(a) 閉じ込め領域内部、(b) レグ構造の内側、(c) レグ構造外側の 3 箇所で測定した。

計測結果を図 5.17 に示す。最も外側の計測位置 (c) では、左側に偏った分布となっており、磁場構造の予測通り、左側からのフロー、すなわち CCW 方向のトロイダルフローが示唆された。LCFS とダイバータレグ、磁気島に囲まれた領域である (b) においても、(c) と同様に CCW 方向に偏った分布となった。一方、LCFS 内部の計測点 (a) では、左右の差異よりも上下方向の差異が顕著になっている。これは、磁

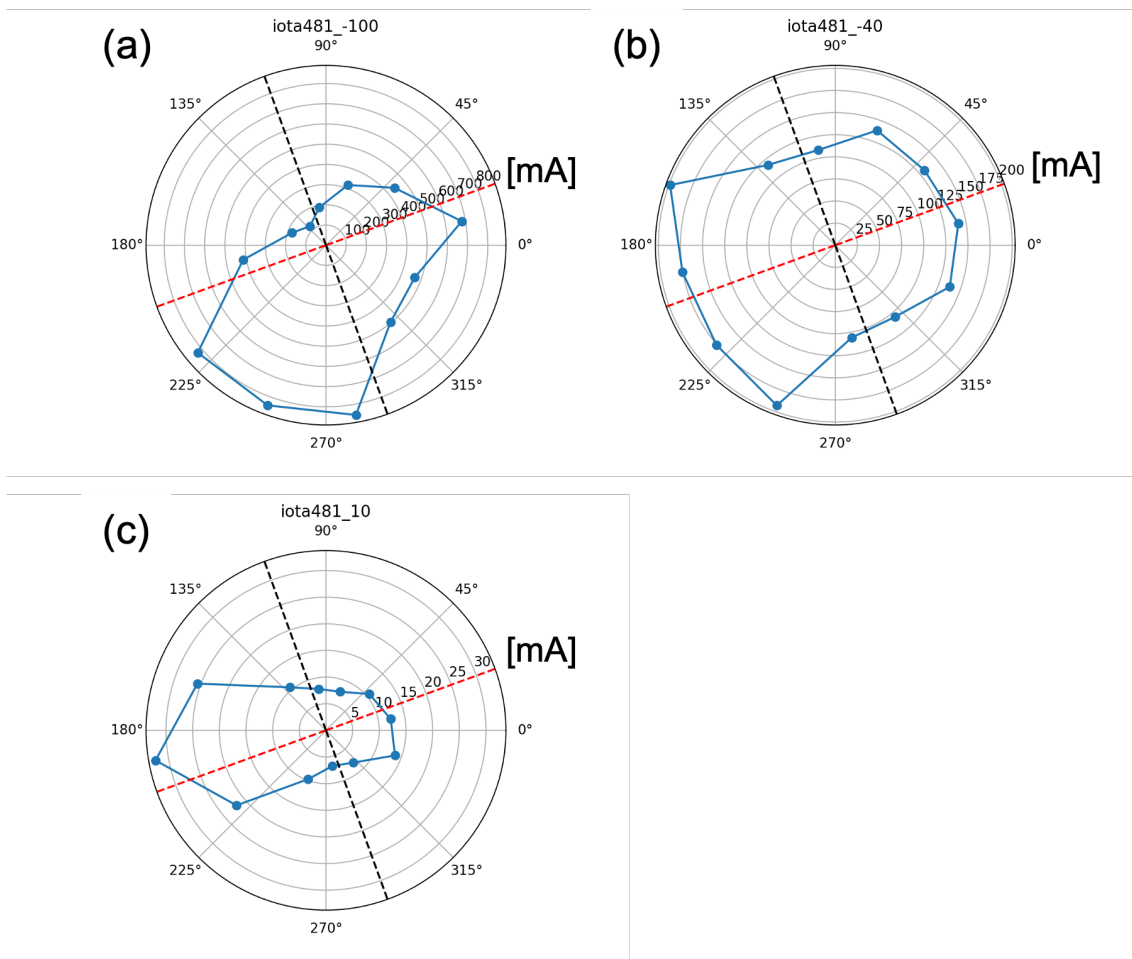


図 5.17: iota48 配位におけるフロー方向の計測結果

気面に対して斜めにプローブヘッド進入したため、相対的に下側の方がプラズマ内側を計測していることが原因と思われる。

### レグダイバータ配位における X-point 上側の計測

図 5.11(c) の磁場配位 (表 6.1 における 0.567 配位) を対象としたフロー構造の計測結果は以下のものであった。図 5.18 に、フロー方向を計測した箇所を示す。iota0.567 配位では、ダイバータレグの内側と外側それぞれ 2 箇所計測した。

フロー方向の分布を図 5.19 に示す。この配位では、X-point の上側を計測しているため、プラズマフローは左から右側に流れることが期待される。しかしながら、(a)(b) 地点においては iota549 配位の場合のような左右片側に寄った分布は見られ

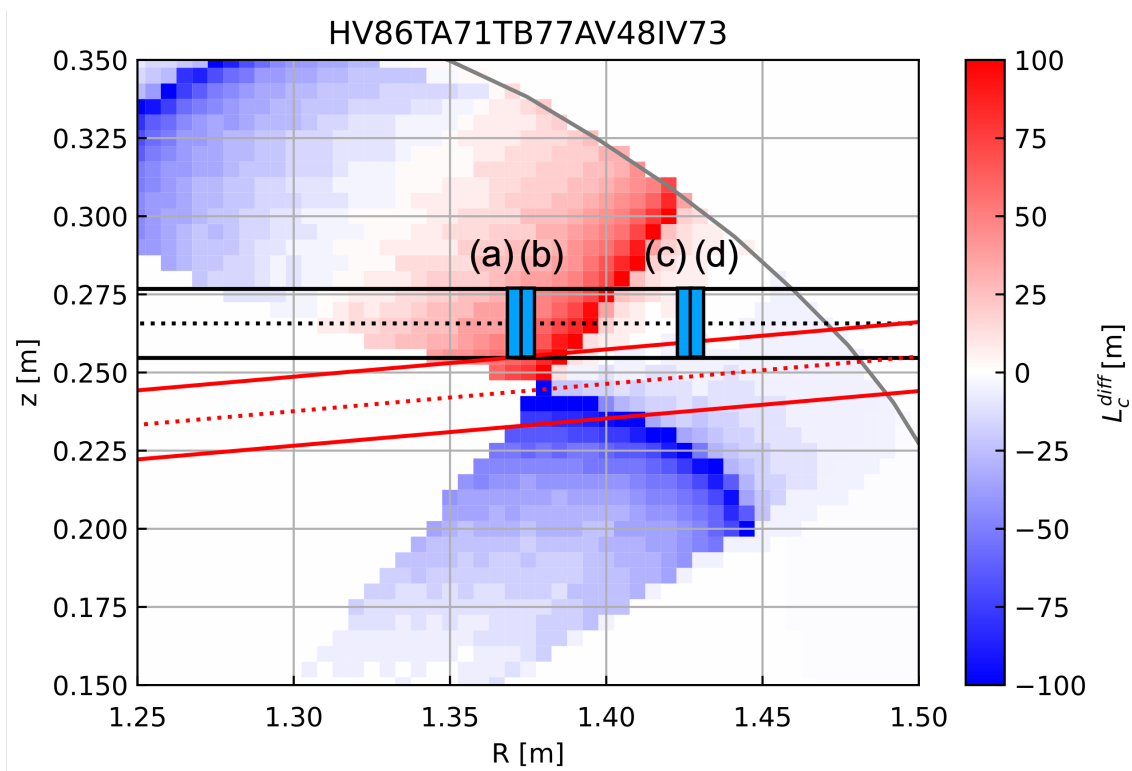


図 5.18: iota0.567 配位におけるフロー方向の計測点



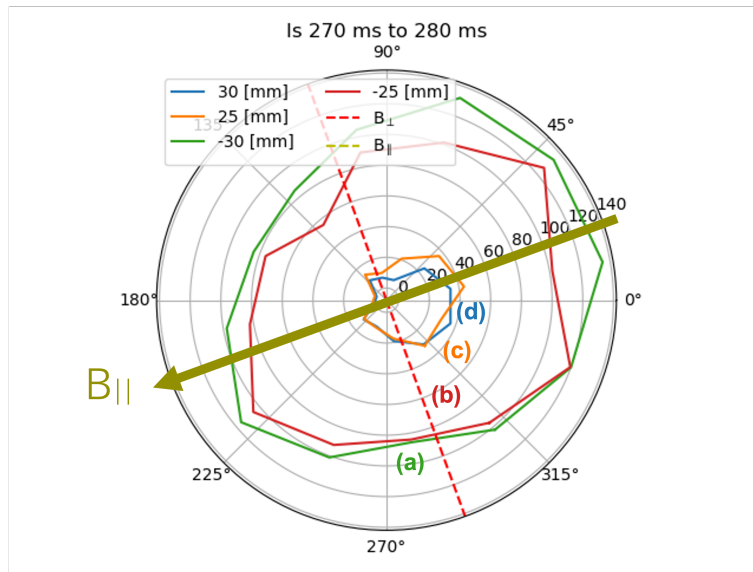


図 5.19: iota0.567 配位におけるフロー方向分布

なかった。また、プライベート領域においては、左側より右側に強い  $I_s$  が計測され、右から左へのフロー方向を示唆する結果となった。

## 5.5 結論

磁場配位制御と静電プローブのポロイダル可動性を併用することにより、閉じ込め磁場の X-point の両側でプラズマフローの方向を計測した。磁力線長の計算や EMC3-EIRENE によるモデリングからは、X-point の上側でトラス CCW 方向のフローが、下側で CW 方向のフローが存在することが予測された。iota0.549 配位を対象にした X-point 下側のフロー構造計測では、SOL 領域内で CW 方向のフローの存在を示唆する計測結果が得られた。閉じ込め領域内部ではトロイダル方向に強い方向性は現れず、より等方的な分布であった。iota0.48 配位を対象とした X-point 上側の計測においては、ダイバータレグの外側、内側両方で CCW 方向のフローを示唆する方向性分布が得られた。iota0.567 配位を対象とした X-point 上側の計測においては、予想と異なり、CCW 方向のフロー構造は見られなかった。全体として X-point の両側において反対方向 (CW, CCW) に流れるトロイダルフローが観測された一方で、SOL 領域中で等方的な分布となり、トロイダル方向性が表れないケースも見られた。この原因については、プラズマのドリフトやプラズマ中の粒子ソースといった、真空磁場構造だけでは考慮できない物理現象がフロー構造に影響を与

えていることが考えられるため、モデリングと実験計測の両面から、より詳細な解析が必要となる。

本研究においては、フローの方向のみを磁場に水平な方向・垂直な方向という観点から定性的に評価した。マッハ数についての定量的な評価を行うには、プローブピンがプラズマに当たる実効的な面積の評価や、プローブヘッド自身の大きさによる計測位置の誤差の修正が必要となる。また、本研究では計測チャンネル数の少なさから、十分な方向性分布や径方向分布を得るためには、多数のショット数を必要とした。プラズマの再現性という観点からも、より少ないショット数で計測可能であることが望ましい。プローブヘッド構造の小型化や多チャンネル化といった改良に加え、より磁気面に対し垂直に計測が可能なポートの選択も必要と考えられる。

# 第6章 ダイバータ構造制御のための 磁場配位検討

## 6.1 はじめに

本章においては、ヘリオトロンJにおいて実現可能な様々なダイバータプラズマ構造について、実験およびモデリング計算のために行った磁場配位の検討結果および初期的なモデリング、実験結果について説明する。

まずは磁力線追跡を利用して磁場配位の細かなスキャンを行ない、周辺磁場構造を含めた磁場配位特性がコイルパラメータに対してどのように変化するかを調査する。本章の結果をもとに、次章以降においてモデリング計算および詳細な実験計測を行う。

はじめにヘリオトロンJを含むトーラス装置における、磁気島に関連した磁場配位制御に関する先行研究を紹介する。続いて、ヘリオトロンJにおける磁場配位制御による磁気島の形成について、磁力線追跡を利用した解析結果を述べる。

### 6.1.1 ヘリオトロンJにおける磁場配位スキャン実験

回転変換は閉じ込め性能と深く関係しており、ヘリカル系においてはISS04則 [56] において規格化されている。ヘリオトロンJはLHDやW7-X装置に比べてシアの低い回転変換分布を持ち、図6.1で示すように広範に回転変換を制御することが可能である。凡例は、磁気軸における回転変換 ( $iota(0)$ ) を表しており、各配位におけるコイル電流は表6.1に示す通りである。

$iota$ -scan 配位のうち、 $iota(0)=0.465, 0.481, 0.512, 0.557, 0.599, 0.632$  の6つの配位について、 $\phi = 0^\circ$  ポロイダル断面における磁力線長分布およびポアンカレプロットを描いたのが図6.2である。 $iota0.632$ 、 $iota0.557$ 、 $iota481$  配位を比較すると分かるように、回転変換によってポロイダルモード数 (X-point の数) が異なる。最外殻磁気面位置における  $iota$  が図6.1中に黒線で示した有理面 ( $n/m = 4/6, 4/7, 4/8$ ) のうちどの有理面同士の間是否存在するかによって変化する。また、回転変換分布が磁気島を跨ぐとき、磁気島が発生する。このことについては6.2節において詳細に議論する。

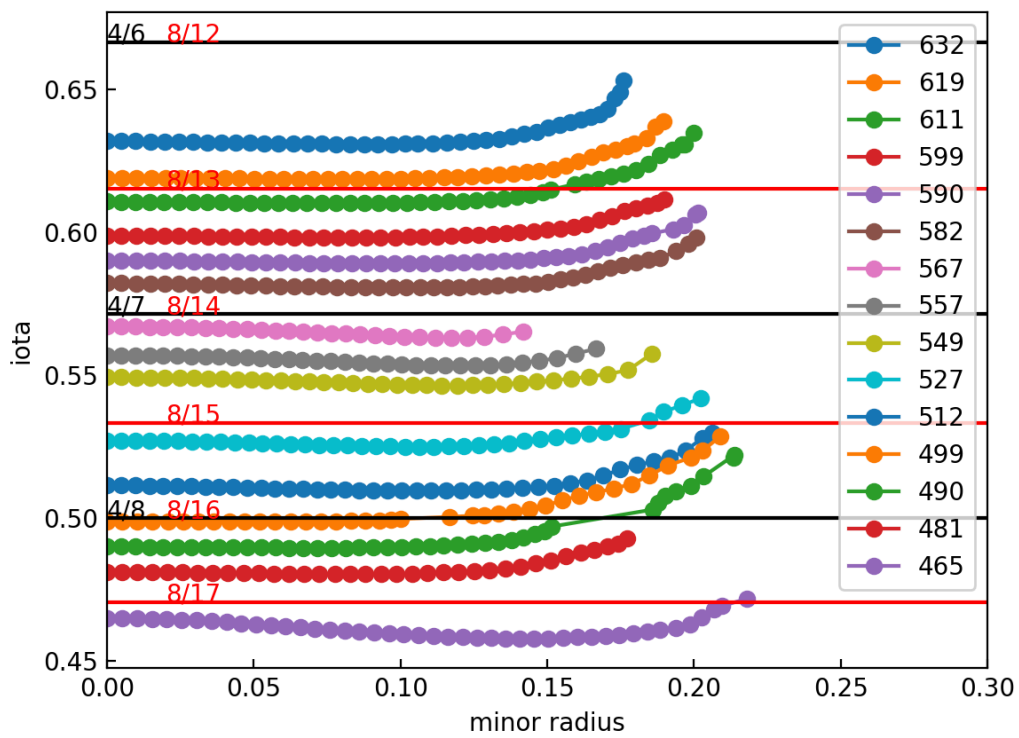


図 6.1: 回転変換スキャン配位における回転変換分布

表 6.1: 回転変換スキャンにおける磁場配位一覧

iota(0)	HV	TA	TB	AV	IV
0.465	76	81	89	-15	-28
0.481	84	76	84	-26	-26
0.490	86	76	83	15	68
0.499	86	73	81	-27	-30
0.512	86	76	83	26	67
0.527	87	75	82	26	56
0.537	88	73	80	45	75
0.549	88	75	83	26	28
0.557(標準)	89	74	81	46	76
0.567	90	74	81	50	76
0.582	92	71	78	34	39
0.590	94	72	78	35	35
0.599	96	71	79	39	40
0.611	98	70	78	47	56
0.619	98	73	73	32	10
0.632	99	72	72	52	52

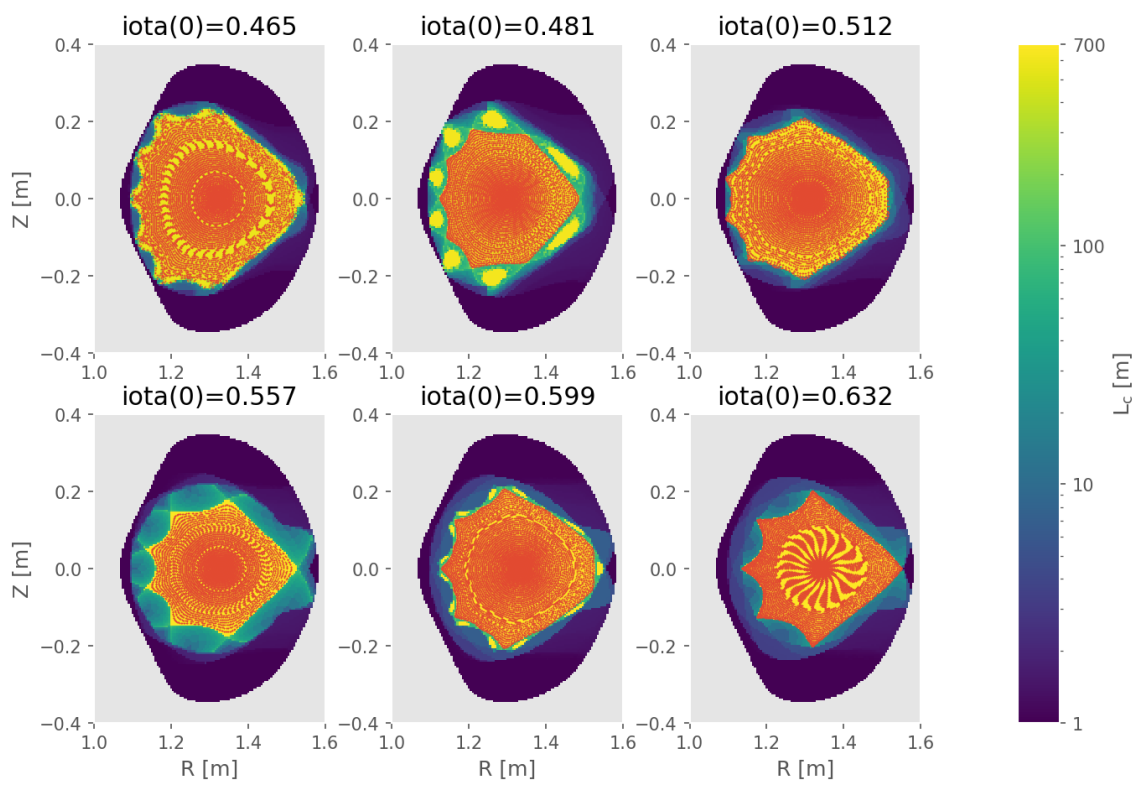


図 6.2: 回転変換スキャン実験配位におけるポロイダル断面図

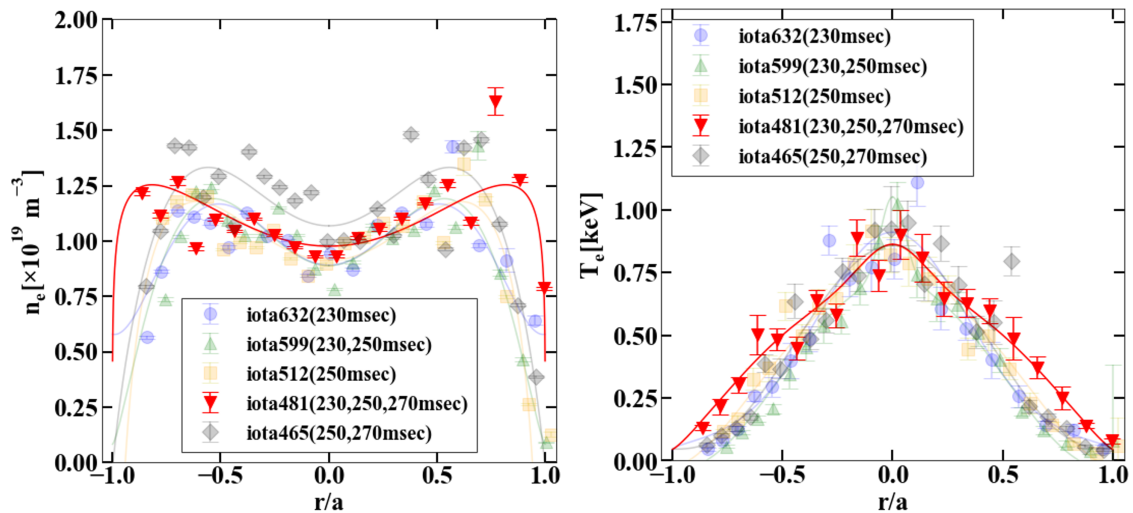


図 6.3: 回転変換スキャン実験におけるトムソン散乱計測による電子密度・電子温度分布

#### 回転変換スキャン実験における磁気島配位の特性

ヘリオトロン J における回転変換依存性はヘリオトロン J 初期においても研究され、蓄積エネルギー [57] や H-mode 遷移時の改善度 [58] が調べられてきた。近年、これらの回転変換制御実験を拡張し、より広範囲の回転変換スキャンやダイバータ構造や磁場の幾何形状による影響を考慮した研究が開始している。図 6.2 における 6 配位を対象として加熱パワーを ECH 加熱による 250kW、線平均密度を  $1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  に揃えた条件において比較を行った。トムソン散乱計測を利用した電子温度および電子密度の分布を図 6.3 に示す。iota481 配位においては、他の配位に比べ、周辺部における電子温度・密度の高い、「太った」プラズマ分布となっている。また、図 6.4 においても他の配位と異なっており、コア寄りの領域 ( $0.2 < r/a < 0.6$ ) では実効電子熱拡散係数  $\chi_e^{eff}$  が高い一方、周辺寄りの領域 ( $0.6 < r/a < 0.8$ ) では低い。磁気島を伴う配位である iota481 配位において特徴的な結果が得られたことから、周辺磁場構造および磁場構造の結果生じる周辺プラズマ・ダイバータ構造がコア領域における閉じ込めにも影響を与えている可能性が考えられる。

このような先行研究の結果を踏まえて、周辺磁場構造に焦点を当てた磁場配位制御を行い、周辺磁場構造が輸送や閉じ込めに与える影響を考察するための磁場配位の検討を行った。

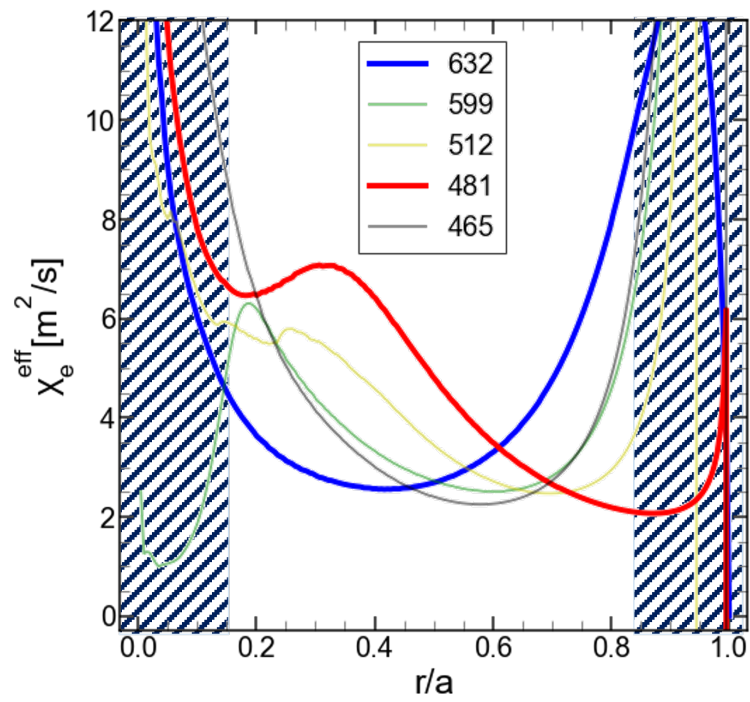


図 6.4: 回転変換スキャン実験における実効電子熱拡散係数分布 (精度が保証されない領域を斜線で示す)



## 6.2 磁気島配位をベースとした垂直磁場スキャン

2で述べたように、ヘリオトロンJの磁場は6種類のコイルからなる。このうち、垂直磁場を形成する Auxiliary Vertical(AV) コイルおよび Inner Vertical(IV) コイルを制御することによって、四重極磁場を変化させる。これにより磁気軸位置がシフトするとともに、回転変換の細かな制御が可能となる。垂直磁場スキャンを行う対象とする磁場配位の選択においては、iota481 配位を選択した。以下に、それぞれの磁場配位スキャンにおける各種パラメータの結果について述べる。

### 6.2.1 垂直磁場スキャンに伴う閉じ込め磁場の变化

#### 回転変換分布

垂直磁場コイルのスキャンに従って、回転変換が少しずつ変化する。IV/AV コイル電流を5%ずつ変化させた時における回転変換分布の変化を図6.5および図6.6に示す。IV スキャンにおいてはIV コイル電流の絶対値が増加すると回転変換が増加するが、AV スキャンにおいては逆に回転変換が減少する。また、スキャンに対する回転変換の変化はAV スキャンの方が大きい。磁気軸、すなわち図6.5および図6.6の  $r/a = 0$  における回転変換のIV/AV 依存性を図6.7に示す。磁気軸における回転変換は、IV/AV とともに、コイル電流スキャンに対してほぼ線形に応答する。

### 6.2.2 磁気島に関連した磁場構造の変化

#### 回転変換と磁気島の関連性

垂直磁場スキャンに伴う磁気島構造の変化について、ポロイダル断面における磁力線長分布およびポアンカレプロットを図6.8と図6.8に示す。

IV スキャンにおいては、IV=-5 では SOL においてIV=-25 で見られたような長い磁力線を持つ磁気島構造は見られず、X-point から伸びたダイバータレグが壁に接続していた。IV=-15 においては SOL に小さな磁気島構造が現れ、IV=-35 では磁気島はコアの閉じ込め領域と接続した。IV=-45 においては、磁気島はコアの閉じ込め領域に含まれており、磁気島構造の外側にも閉じ込め領域が生じていた。

AV スキャンにおいては、AV=-35 において SOL 磁気島による長い磁力線が存在しない。AV=-15 においてコアプラズマ中に磁気島が存在しており、AV=-5 においては図6.6に示すように磁気軸(プラズマ中心)における回転変換が0.5を越えており、磁気島構造が発生しない。

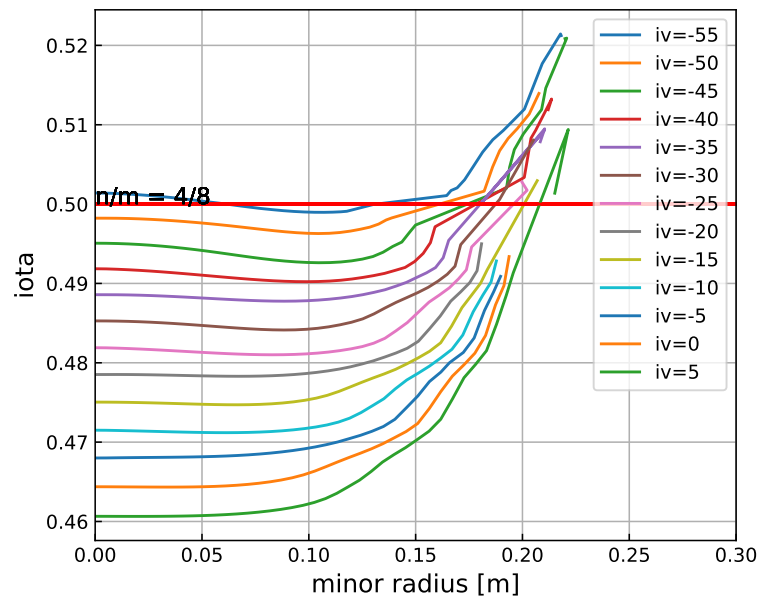


図 6.5: iota481 配位をベースとした IV スキャンにおける回転変換分布

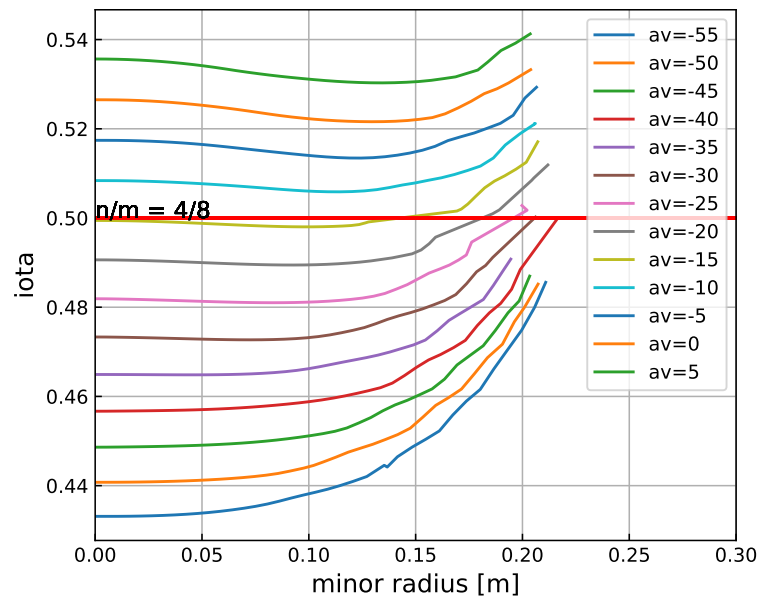


図 6.6: iota481 配位をベースとした AV スキャンにおける回転変換分布

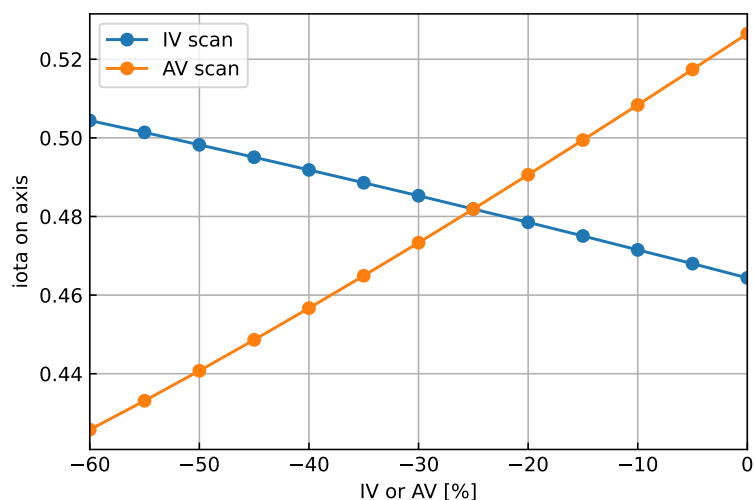


図 6.7: iota481 配位をベースとした IV/AV スキャンにおける磁気軸位置での回転変換

このように、垂直磁場のスキャンによって磁気島の位置や、磁気島に伴う周辺磁場構造が大きく変化する。しかしながら、周辺磁場構造については次節で議論するような真空容器の構造を考慮した議論が必要である。

### SOL 磁気島とダイバータ構造の決まりかた

回転変換が少しずつ変化するのに従って、ダイバータ構造が変化する。図 6.10 に、IV=-5, -25, -45 の 3 ケースにおける周辺磁場構造の拡大図を示す。磁力線長分布を見ると、IV=-5 ではダイバータレグが X-point から伸びており、IV=25 では SOL に

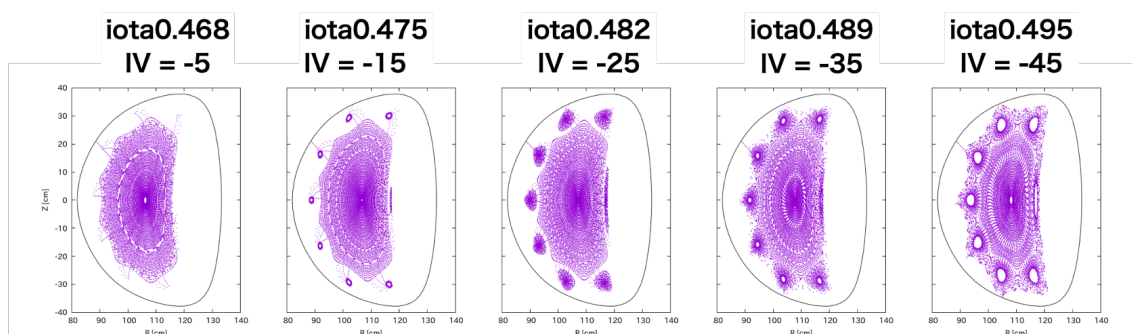


図 6.8: iota481 配位をベースとした IV スキャンにおけるポロイダル断面

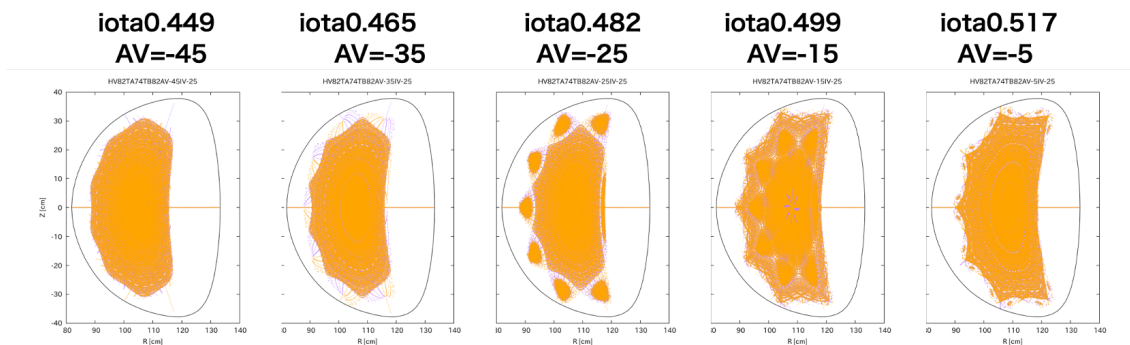


図 6.9:  $iota_{481}$  配位をベースとした AV スキャンにおけるポロイダル断面

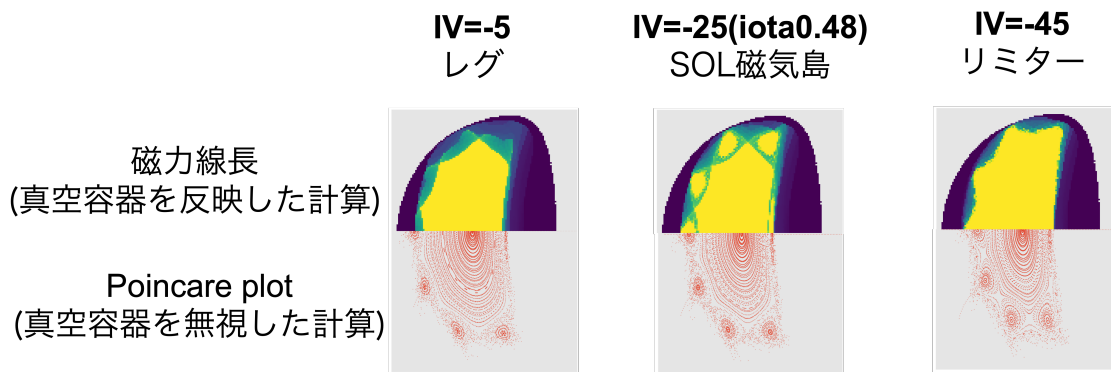


図 6.10:  $iota_{481}$  配位をベースとした IV スキャンに伴う周辺磁場構造の変化

磁気島が浮かんでいる。IV=-45 では閉じ込め領域が直接壁に接触するリミタ配位のように思われる。しかし、IV=-5 配位や IV=-25 配位では磁気島は存在しないのではない。IV=-5 から IV=-45 にかけてのダイバータ構造の大きな変化には真空容器壁との位置関係が大きく影響している。図に示す磁気線長は真空容器を含めた計算結果、すなわち磁力線が壁に衝突した時点で追跡を終了する。一方、ポアンカレプロットは真空容器を含めずに計算した結果である。ポアンカレプロットの結果を見ると、ダイバータレグが形成されている IV=-5 のケースにおいても、最外殻磁気面のすぐ外側には磁気島が形成されていることが分かる。

#### 磁気軸位置の変化に伴うプラズマ体積の変化

ここまで議論してきたように、垂直磁場スキャンによって磁気島を含む周辺磁場構造が大きく変化し、SOL に閉じ込め領域と離れて発生した磁気島が閉じ込め領域

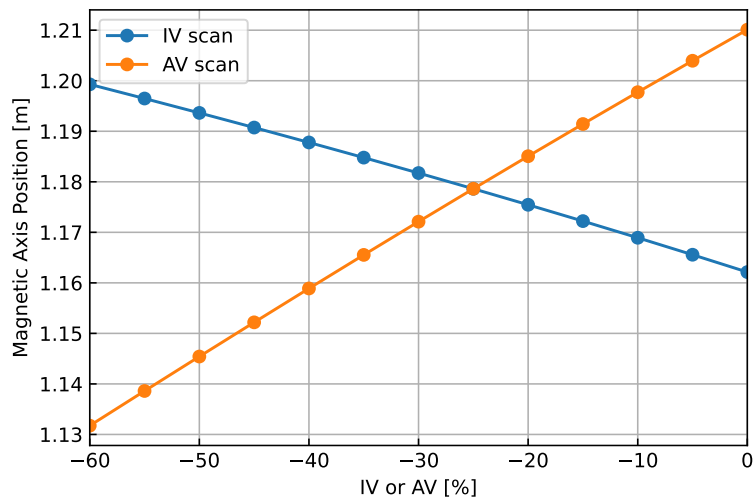


図 6.11: iota481 配位をベースとした IV/AV スキャンにおける磁気軸位置

と接続し、最終的に閉じ込め領域内部に移動する、という状態が連続的に発生する。図 6.12 および 6.13 に、それぞれ IV/AV スキャンにおける閉じ込め領域の体積の変化を示す。それぞれの図において、青のマーカは  $m/n=4/8$  モードの磁気島を含まない、磁気島より内側のみの体積を、赤のマーカは磁気島を含む閉じ込め領域全体の体積を表している。閉じ込め領域の体積、すなわち放電時に生じるプラズマの体積は蓄積エネルギーなどのプラズマの全体的なパラメータを評価する上で重要なパラメータである。周辺磁気島を有する磁場配位においては、磁気島が閉じ込め領域に含まれるかどうかを慎重に検討する必要がある。

## 6.3 磁気島スキャン配位における初期的な実験およびモデリング計算

### 6.3.1 磁場スキャンに対するプラズマの応答

これまで議論してきたような磁気島の細かなスキャンを行う磁場配位において、閉じ込め性能への影響を評価するための初期実験として、一定の線平均密度、加熱条件下におけるプラズマ電流および蓄積エネルギーを評価した。実験条件は、プラズマ線平均密度  $n_{eu} \simeq 10 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、加熱は電子サイクロトロン共鳴によって  $P = 247 \text{ kW}$  である。真空磁場配位においては、 $AV = -30$  以上で SOL に磁気島に伴う長い磁力線領域が発生、 $AV$  の値を上げると磁気島は閉じ込め領域内に組みこまれる。 $AV = -15$  から  $-14$  の間で磁気軸での回転変換がちょうど 0.5 となり、そ

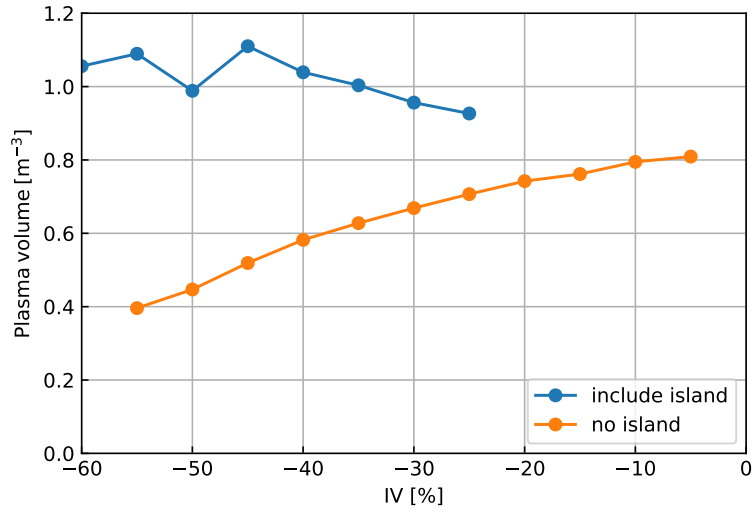


図 6.12: iota481 配位をベースとした IV スキャンに対する体積の変化

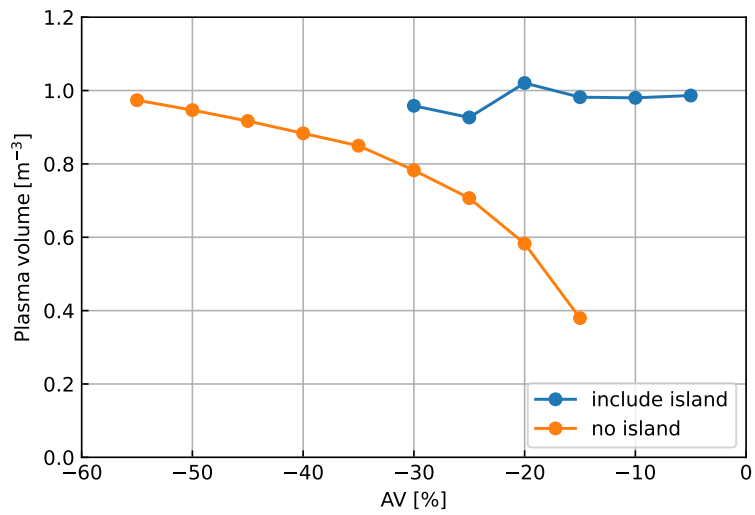


図 6.13: iota481 配位をベースとした AV スキャンに対する体積の変化

れより AV の大きな領域では  $m/n = 4/8$  の有理面による磁気島は発生しない。そのため、特に  $-20 < AV < -15$  の領域において何らかの特性の差が生じることが期待された。

図 6.14 は、AV スキャンに対するプラズマ電流および蓄積エネルギーの依存性を示す。プラズマ電流については、 $AV = -15$  以下の領域では電流が  $I_p \simeq 1 \text{ kA}$  程度であったが、 $AV > -10$  となる領域で急増し、 $2 \text{ kA}$  以上が流れた。蓄積エネルギーについては、 $AV < -15$  の領域ではおよそ 1 程度であったが、 $-15 < AV < -10$  の範囲において急激に減少し、 $AV > -10$  の領域では回復する傾向が見られた。このように、磁気島スキャンによってプラズマ電流、蓄積エネルギー共にコイル電流のスキャンに対する非線形な応答が見られたものの、応答が生じる領域は真空磁場において磁気島が存在する領域からは少しずれている。従って、この応答が磁気島構造によるものであると断言はできない。ずれが生じる原因については、プラズマ電流によって磁場が変化し、回転変換および磁気島構造が影響を受けたことや、コイルに流れる電流自体の設計上の系統誤差によって真空磁場における計算と実際の装置で形成される磁場に違いが生じたことが考えられる。

### 6.3.2 磁気島を伴う配位におけるモデリング計算

図 6.15 に、標準配位と磁気島を伴う配位における周辺磁場構造および EMC3-EIRENE による電子密度、電子温度モデルを示す。磁気島と閉じ込め領域が離れている  $IV = -25$  配位と、磁気島と閉じ込め領域が接続している  $IV = -45$  配位とでは、磁気島領域内部での電子密度、電子温度分布が大きく異なっていた。磁気島がコア領域と離れている配位では、コア領域から垂直輸送によって磁気島とのギャップ領域や磁気島外縁部に輸送された熱や粒子は磁力線に沿った輸送によってすぐに壁まで運ばれてしまうのに対して、磁気島がコア領域と直接接続している磁場配位では磁気島の外側にも閉じ込め領域が存在することから磁気島外縁部のプラズマが垂直輸送により磁気島内部にまで輸送されたためであると考えられる。

## 6.4 結論

本章では、磁力線追跡コードを用いて、磁気島を伴う磁場配位における詳細なコイル電流スキャンを行い、磁気島を含む周辺磁場構造の制御を試みた。2 種類の垂直磁場コイル (AV コイル・IV コイル) を利用し、iota481 配位をベースとして磁場配位をスキャンした。磁場の回転変換分布が低次の有理面と交差することにより磁気島が発生する。iota481 配位の場合は、トロイダル/ポロイダルモード数が  $4/8$  な

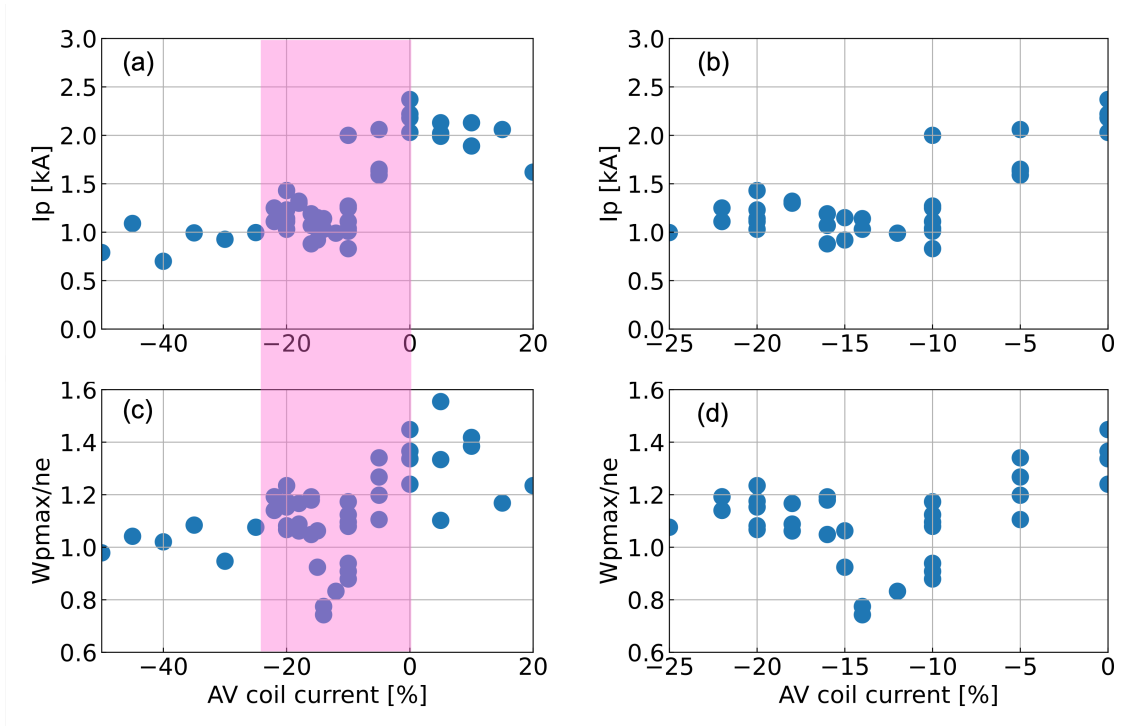


図 6.14: iota481 配位をベースとした AV スキャンに対する (a)(b) プラズマ電流と (c)(d) 密度で正規化した蓄積エネルギーの変化。(b)(d) はそれぞれ (a)(c) の桃色でハッチされた領域の拡大図である。



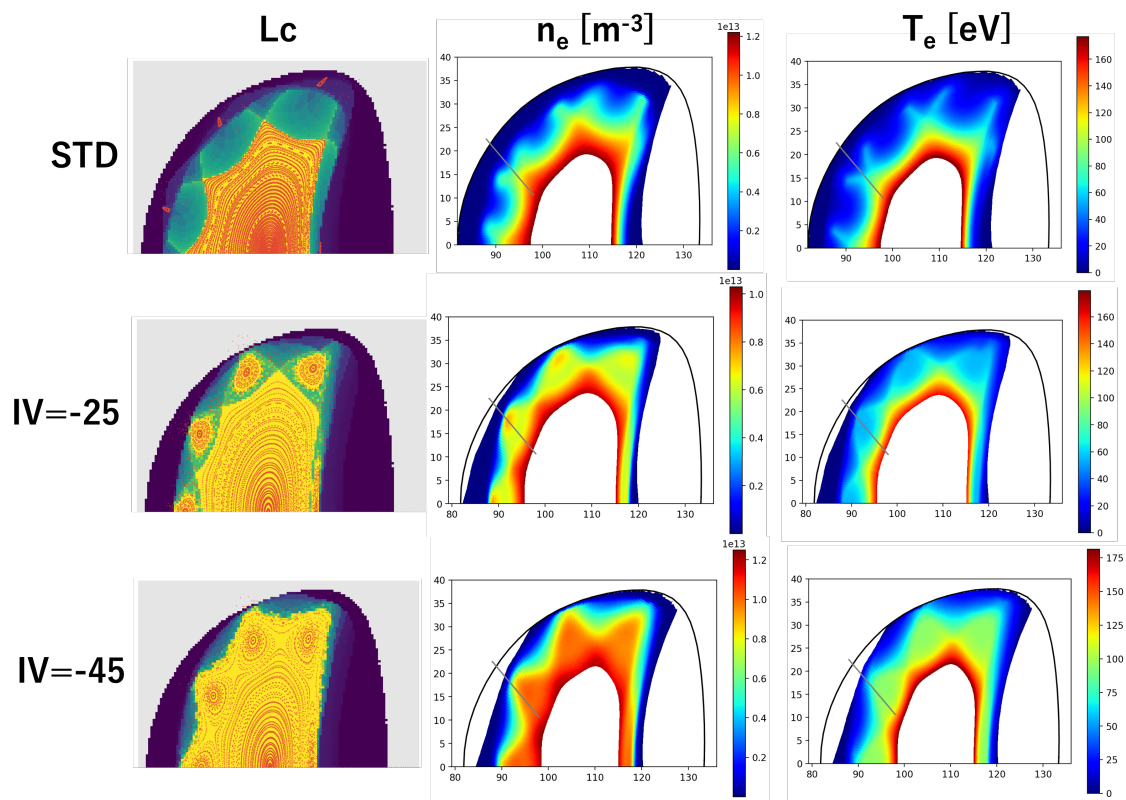


図 6.15: 標準配位、IV=-25(iota0.48) 配位、IV=-45 配位における磁場構造および EMC3-EIRENE で計算した周辺電子密度・温度分布

る有理面に回転変換が一致することで磁気島構造が現れる。SOL 中には磁気島に伴う長い磁力線構造が現れており、これが壁と接触している。

垂直磁場のスキャンによって回転変換を下げることで、SOL 領域の磁気島構造に伴う長い磁力線領域が小さくなり、最終的に消失した。このとき、閉じ込め領域の X-point から伸びたダイバータレグが壁に接触している。一方、回転変換を上げることで、SOL 中の長い磁力線領域とコアプラズマの閉じ込め領域が接続し、閉じ込め領域に組みこまれた。このとき、磁気島構造の外側にも閉じ込め領域の磁気面が生じ、壁とはリミター的な接触となった。さらに回転変換を上げると、回転変換分布が低次の有理面と交差することがなくなり、磁気島構造は見られなくなった。ここで、回転変換を下げて磁気島が消えたように見えても、実際には磁気島構造自体は SOL 中に残っており、磁気島の壁による切られ方で存在しないように見えることに注意が必要である。

磁場のスキャンによって変化するのは回転変換と周辺磁場構造だけではないので、注意が必要である。例えば、磁気軸位置は、また、プラズマ体積の評価は、周辺磁気島を伴う磁場配位においては磁気島が閉じ込め領域に含まれるのかどうか、特に慎重に検討する必要がある。

磁気島を伴う磁場配位を対象として、初期的なプラズマ実験およびモデリング計算を行った。プラズマ実験においては、プラズマ電流および蓄積エネルギーがコイル電流値に対して非線形な応答を示したものの、その応答は真空磁場での磁力線追跡における磁気島が存在する領域とずれが存在した。原因としてはプラズマに対する応答磁場や、設計誤差が考えられるが、この応答が磁気島によるものであるかどうかも含めて、今後より詳細な計測が必要である。モデリングにおいては、磁気島構造が閉じ込め領域と離れて存在する配位と閉じ込め領域と接続している配位に対して新しく EMC3-EIRENE モデリング計算を行ったところ、磁気島中の電子温度、密度分布に大きな違いが見られた。磁気島とコア領域の接続の有無によって、磁気島領域での磁力線に沿う輸送と磁力線を横切る輸送のバランスが大きく変化したことにより、磁気島内部の電子温度、密度において大きな差異が見られたと考えられる。

## 第7章 総括

本論文では、3次元磁場構造が周辺プラズマ輸送に与える影響を評価することを目的とした。そのために、ヘリオトロンJ磁場に、3次元周辺輸送コード EMC3-EIRENE を適用し、標準磁場配位において計算結果の収束性を検証した。モデリング対象磁場配位をヘリオトロンJ実験における主要な3配位に拡張し、周辺プラズマ分布および壁上の熱負荷分布を評価した。また、ダイバータ磁場構造を積極的に変化させる磁場配位を探索、コイル電流のスキャンに対する磁気島構造の変化を調べた。

各章の要旨を以下に述べる。

第1章では、エネルギー問題と核融合発電の重要性について概説した。また、これまでの核融合研究におけるダイバータを中心とした周辺輸送研究について示し、トカマク・ヘリカル形式を問わずトラスプラズマ全体の課題として3次元磁場による周辺輸送やダイバータへの影響が重視されているという先行研究を紹介した。また、非軸対称プラズマを対象とすることが可能な3次元モデリングコード EMC3-EIRENE についても概説した。

第2章では、ヘリオトロンJ磁場への EMC3-EIRENE 適用について述べた。はじめにヘリオトロンJ装置および磁場配位の特性について概説した。EMC3-EIRENE 適用のために、まず磁力線追跡コードを利用して SOL 領域における磁場構造を可視化し、EMC3-EIRENE で計算するべき領域を見積もった。続いてグリッド作成ツール FLARE を利用しつつ、独自のグリッド作成プログラムを併用して EMC3-EIRENE 計算領域である周辺領域で細かな解像度を持ち、磁力線に沿った構造を有する3次元グリッドを作成した。作成した3次元グリッドを用い、標準磁場配位において最初の EMC3-EIRENE モデリング計算を行った。EMC3-EIRENE の計算結果について検証し、計算結果の収束性および、作成したグリッドが十分な解像度を持っていることを確認した。

第3章では、ヘリオトロンJの主要な3種類の磁場配位 (High bumpiness, Medium bumpiness, Low bumpiness) に対してモデリング計算を行い、壁上の熱負荷分布につ

いて配位および密度依存性を議論した。3配位に共通して、コアプラズマの電子密度上昇に伴う熱流束の変化について「分布の平坦化」と「ピーク位置のシフト」が観測された。「分布の平坦化」については、具体的には「ピーク値の低下」と「分布の裾の上昇」が観測された。これらはプラズマの高密度化によって磁場を横切る輸送(垂直輸送)が増加したためと思われる。本計算においては加熱入力、輸送係数は一定であるため、壁全体へ与える熱の総量は変わらず、高密度化によって熱負荷の分散がなされたと言える。高密度化による熱流束分布の応答がダイバータレグの両側(プライベート領域側とSOL領域側)で非対称であったことにより、ピーク位置がSOL領域側にシフトした。プライベート領域とSOL領域の磁力線構造の差異がこのような熱負荷の応答に関連していると思われる。熱負荷分布の密度・配位依存性解析を通して、配位・密度によって熱負荷のピークを低減させられることが明らかとなった。しかしながら、熱負荷分布の応答は複雑な3次元磁場構造によって非一様、非対称であり、さらなる解析が必要である。

「熱流束分布関数」を新しく定義し、真空容器全体の熱負荷分布について磁場配位・電子密度依存性を評価した。熱流束分布関数は、各熱流束の値が壁に与える熱量の統計的分布を評価したものである。ダイバータ熱負荷のピーク値やピーク近傍での熱負荷分布形状は磁力線の角度や真空容器の形状といったローカルな要素に大きく影響を受けるが、熱流束分布関数により、プラズマ対向壁全体のグローバルな熱の分布が評価可能となる。ヘリオトロンJの3配位を対象に評価したところ、3配位に共通して、高密度化に伴い熱流束ピークの減少と低熱流束による熱量の増加が観測され、低い熱流束の領域も無視できない量の熱を壁に伝えていることが示唆された。Low bumpiness配位では、他の配位に対して熱負荷のピーク値が15%低い一方、0.5 MW/m<sup>2</sup>以下の低熱負荷の領域では他の配位より与える熱量が多かった。この計算では各配位で入力パワー、輸送係数は共通であり、また不純物による放射損失を含めていないことから、壁に到達する熱の総量はほぼ一定である。熱流束分布関数の導入により、熱流束ピーク近傍に限らないグローバルな熱の分配の様子が明らかになり、磁場配位制御が高熱流束の低減につながることを示された。このような統計的な熱負荷評価は、生来3次元構造を持つヘリカル装置だけでなく、3次元摂動磁場や先進ダイバータを備えたトカマク装置にも適用可能であることから、閉じ込め方式に依らず、トラスプラズマにおいて装置サイズやダイバータ形状を越えた熱負荷の装置間比較に発展しうるものである。

第4章では、SOL中の流束や圧力に焦点を当て、磁場構造との関連性についての評価をした。流束や圧力の分布において径方向にSOL領域を内側と外側(inner regionとouter region)に分割するような境界構造が見られた。このような境界線構造は、ポロイダル断面ではすぐ隣りあっているように見える領域でも、磁力線に

沿った輸送においては遠く離れた位置に存在することに起因する。この構造は、平行熱流束分布にも見られた。ダイバータレグ中にレグの根本側 (inner region) と先端側 (outer region) それぞれに平行熱流束のピークが見られた。この2つのピークはプラズマ上流部の密度を変化させたとき、位置や強度が変化した。低密度ケースでは inner region 側のピークよりも outer region 側のピークの方が強いが、高密度ケースにおいては outer region 側のピークは大きく減少した。また、それぞれの領域内において熱負荷ピークは上流側に移動した。このような分布の変化は壁上の熱負荷分布の結果とも consistent であり、壁上熱負荷分布の密度依存性と因果関係があると考えられる。

第5章では、磁場配位制御と静電プローブのポロイダル可動性を併用することにより、閉じ込め磁場の X-point の両側でプラズマフローの方向を計測した。磁力線長の計算や EMC3-EIRENE によるモデリングからは、X-point の上側でトラス CCW 方向のフローが、下側で CW 方向のフローが存在することが予測された。iota0.549 配位を対象にした X-point 下側のフロー構造計測では、SOL 領域内で CW 方向のフローの存在を示唆する計測結果が得られた。閉じ込め領域内部ではトロイダル方向に強い方向性は現れず、より等方的な分布であった。

iota0.567 配位を対象とした X-point 上側の計測においては、予想と異なり、CCW 方向のフロー構造は見られなかった。

iota0.48 配位を対象とした X-point 上側の計測においては、ダイバータレグの外側、内側両方で CCW 方向のフローを示唆する方向性分布が得られた。

本研究においては、フローの方向のみを磁場に水平な方向・垂直な方向という観点から定性的に評価した。マッハ数についての定性的な評価を行うには、プローブピンがプラズマに当たる実効的な面積の評価や、プローブヘッド自身の大きさによる計測位置の誤差の修正が必要となる。また、本研究では計測チャンネル数の少なから、十分な方向性分布や径方向分布を得るためには、多数のショット数を必要とした。プラズマの再現性という観点からも、より少ないショット数で計測可能であることが望ましい。プローブヘッド構造の小型化や多チャンネル化といった改良に加え、より磁気面に対し垂直に計測が可能なポートの選択も必要と考えられる。

第6章では、ダイバータ構造制御のためのダイバータ磁場配位の検討を行った。磁力線追跡コードを用いて、磁気島を伴う磁場配位における詳細なコイル電流スキャンを行い、磁気島を含む周辺磁場構造の制御を試みた。2種類の垂直磁場コイル (AV コイル・IV コイル) を利用し、iota481 配位をベースとして磁場配位をスキャンした。磁場の回転変換分布が低次の有理面と交差することにより磁気島が発生する。iota481 配位の場合は、トロイダル/ポロイダルモード数が  $4/8$  なる有理面に回

転変換が一致することで磁気島構造が現れる。SOL 中には磁気島に伴う長い磁力線構造が現れており、これが壁と接触している。

垂直磁場のスキャンによって回転変換を下げることで、SOL 領域の磁気島構造に伴う長い磁力線領域が小さくなり、最終的に消失した。このとき、閉じ込め領域の X-point から伸びたダイバータレグが壁に接触している。一方、回転変換を上げることで、SOL 中の長い磁力線領域とコアプラズマの閉じ込め領域が接続し、閉じ込め領域に組みこまれた。このとき、磁気島構造の外側にも閉じ込め領域の磁気面が生じ、壁とはリミター的な接触となった。さらに回転変換を上げると、回転変換分布が低次の有理面と交差することがなくなり、磁気島構造は見られなくなった。ここで、回転変換を下げて磁気島が消えたように見えても、実際には磁気島構造自体は SOL 中に残っており、磁気島の壁による切られ方で存在しないように見えることに注意が必要である。

磁場のスキャンによって変化するのは回転変換と周辺磁場構造だけではないので、注意が必要である。例えば、磁気軸位置は、また、プラズマ体積の評価は、周辺磁気島に伴う磁場配位においては磁気島が閉じ込め領域に含まれるのかどうか、特に慎重に検討する必要がある。

磁気島に伴う磁場配位において、初期的なプラズマ実験およびモデリング計算を行った。プラズマ実験においては、プラズマ電流および蓄積エネルギーがコイル電流スキャンに対して非線形な応答を示した。ただし、真空磁場において磁気島が存在する領域と、非線形な応答が見られた領域にはずれが存在する。プラズマ電流による応答磁場やコイル電流の誤差による影響も考慮しつつ、より詳細な計測が必要である。モデリングにおいては、磁気島が閉じ込め領域と接続した配位と離れた配位を対象としてモデリング計算を行った。磁気島内部の電子温度、密度分布に大きな差異が見られた。磁気島とコア領域の接続や磁気島の外側の閉じ込め領域の有無によって、磁気島外縁部のプラズマが受ける垂直輸送と水平輸送のバランスが大きく変化したためと考えられる。

今後は、本論文で得られた熱負荷分布の磁場配位依存性、密度依存性について実験的な検証を進めると共に、低いダイバータ熱負荷と高いプラズマ性能を両立しうる磁場配位を探索することで、ダイバータの観点からヘリカル軸ヘリオトロン配位の最適化への貢献が期待される。

また、本論文ではトロイダル1周期のみを計算領域とし、不純物の含まれないプラズマにおいて真空磁場をベースとしたグリッドを用いて計算を行った。真空容器内構造物や不純物、プラズマベータ、プラズマ応答磁場といった要素を含めることで、より実際の放電に近い条件でのモデリング計算が可能となる。一方で、実験計測においても静電プローブの改良や複数のプローブの併用によって詳細な計測を行

い、ドリフトや電場、揺動といった EMC3-EIRENE モデルには含まれない要素の定量的な評価を行うことが重要となる。このモデリング計算と実験計測を組みあわせることによって、ダイバータレグや磁気島内に生じる物理現象を切りわけ、輸送機構を解明することが期待される。

# 謝辞

本論文を締めくくるにあたり、本研究の機会並びに、研究を進める上で大変丁寧なご指導およびご助言を与えてくださったエネルギー理工学研究所 長崎百伸教授に厚く御礼申し上げます。

エネルギー理工学研究所 大島慎介助教には、本研究を進める上で、終始有益なご指導、ご意見を頂きました。深く感謝いたします。

核融合科学研究所 河村学思助教には、EMC3-EIRENE コードの利用について丁寧にご指導いただくと共に、データ解析においても数多くのご助言をいただきました。心より感謝いたします。

広島大学 鈴木康浩教授、核融合科学研究所 増崎貴教授、小林政弘准教授、名古屋大学 田中宏彦助教、大阪府立大学 松浦寛人教授には共同研究という形で多くのご助言を頂きました。心より御礼申し上げます。

Max-Planck IPP の Y.Feng 博士、Wisconsin 大学の H.Frerichs 博士には、それぞれ本研究を進める上で不可欠となる EMC3-EIRENE コード、そしてグリッド作成ツール FLARE を提供いただきましたことに感謝いたします。

実験、データ解析、データの解釈につきまして、本研究を進める上で非常に有用なご意見、ご指導をいただいたエネルギー理工学研究所 小林進二准教授、南貴司准教授、門信一郎准教授、水内名誉教授、岡田浩之准教授、木島滋氏に深く御礼申し上げます。

ヘリオトロン J の運転や計測機器の取り付け作業において大変お世話になりました、千住徹 技術職員, 東使潔 技術職員, 矢口啓二 技術職員, 坂本欣三 技術職員, 芝野匡志 技術職員に心より御礼申し上げます。

事務書類の手続き等でお世話になりました、中尾真弓様、隈部公子様、渡辺しおり様に感謝いたします。

周辺プラズマグループとして協力して作業や実験、議論をしたエネルギー科学研究科 M2 の宮下くん、鈴木くんに深く感謝いたします。エネルギー科学研究科 長崎研究室および高温プラズマ物性研究室の学生の皆様のおかげで、研究会での活発な議論を行うとともに、楽しく有意義な研究生活を送ることができました。ここに感謝の意を示します。

最後に、研究生活を全面的に支えてくれた家族に心から感謝いたします。



# 研究業績

## 論文

1. R. Matoike, G. Kawamura, S. Ohshima, Y. Suzuki, M. Kobayashi, S. Masuzaki, S. Kobayashi, S. Kado, T. Minami, H. Okada, T. Mizuuchi, S. Konoshima, Y. Feng, H. Frerichs, K. Nagasaki, “Numerical analysis of heat load distribution in Heliotron J with magnetic field tracing and plasma transport modeling”, *Plasma Physics and Controlled Fusion* 63 (2021) 115002
2. K. Mukai, B. J. Peterson, N. Ezumi, N. Shigematsu, S. Ohshima, A. Miyashita, R. Matoike, “Sensitivity improvement of infrared imaging video bolometer for divertor plasma measurement”, *Review of Scientific Instruments* 92 (2021) 063521
3. A. Miyashita, K. Mukai, S. Ohshima, R. Matoike, B. J. Peterson, S. Kobayashi, H. Okada, S. Kado, T. Minami, T. Mizuuchi, S. Konoshima, K. Nagasaki, “First Application of an InfraRed Imaging Video Bolometer to Heliotron J Plasma”, *Plasma and Fusion Research* 16 (2021) 1202079
4. R. Matoike, G. Kawamura, S. Ohshima, M. Kobayashi, Y. Suzuki, K. Nagasaki, S. Masuzaki, S. Kobayashi, S. Yamamoto, S. Kado, T. Minami, H. Okada, S. Konoshima, T. Mizuuchi, H. Tanaka, H. Matsuura, Y. Feng, H. Frerichs, “First application of 3D peripheral plasma transport code EMC3-EIRENE to Heliotron J”, *Plasma and Fusion Research* 14 (2019) 3403127
5. 長崎百伸, 水内亨, 岡田浩之, 南貴司, 門信一郎, 小林進二, 大島慎介, 岸本泰明, 中村祐司, 石澤明宏, 四竈泰一, 木島滋, 的池遼太, 横山雅之, 本島巖, 小林達哉, 西野信博, 山本聡, WEIR Gavin M., ZANG Linge, 「Heliotron J 実験」, *Journal of Plasma Fusion Research* Vol. 96, No. 9 (2020), pp.475-518

## 学会発表

1. 的池遼太, 大島慎介, 河村学思, 宮下颯, 鈴木琢人, 小林進二, 門信一郎, 南貴司, 岡田浩之, 水内亨, 木島滋, 長崎百伸, 「ヘリオトロン J 磁場の回轉變換スキャンによる周辺磁気島構造制御」, 第 38 回プラズマ・核融合学会, ポスター 22P-4F-06
2. R. Matoike, G. Kawamura, S. Ohshima, Y. Suzuki, M. Kobayashi, S. Masuzaki, S. Kobaashi, S. Kado, T. Minami, H. Okada, T. Mizuuchi, S. Konoshima, Y. Feng, H. Frerichs, K. Nagasaki, “Peripheral Plasma Transport Characteristics arising from 3D Magnetic Field Structure in Heliotron J” The 24th International Conference on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, ポスター
3. K. Mukai, B. J. Peterson, N. Ezumi, N. Shigematsu, S. Ohshima, A. Miyashita, R. Matoike, “Sensitivity Improvement of Infrared Imaging Video Bolometer for Divertor Plasma Measurement” , High-Temperature Plasma Diagnostics Conference 2020, ポスター
4. 宮下颯, 向井清史, 大島慎介, 的池遼太, 小林進二, 岡田浩之, 門信一郎, 南貴司, 水内亨, 木島滋, 長崎百伸, 「ヘリオトロン J におけるイメージングボロメータの開発」, 第 37 回プラズマ・核融合学会, 口頭 03Ca07
5. 的池遼太, 河村学思, 大島慎介, 鈴木康浩, 小林政弘, 増崎貴, 小林進二, 門信一郎, 南貴司, 岡田浩之, 水内亨, 木島滋, Y. Feng, H. Frerichs, 長崎百伸, 「Heliotron J における三次元磁場構造を背景とした周辺プラズマ輸送特性」, 日本物理学会 2020 年秋季大会, 口頭 9pB2-2
6. 村岡英樹, B. Son, 松浦寛人, 的池遼太, 大島慎介, 岡田浩之, 水内亨, 「ヘリオトロン J ダイバータ領域の熱流束計測」第 36 回プラズマ・核融合学会, ポスター 02P33
7. R. Matoike, G. Kawamura, S. Ohshima, Y. Suzuki, M. Kobayashi, S. Masuzaki, S. Kobayashi, S. Kado, T. Minami, H. Okada, T. Mizuuchi, S. Konoshima, H. Tanaka, H. Matsuura, K. Mukai, Y. Feng, H. Frerichs, K. Nagasaki, “EMC3-EIRENE Modeling of the Peripheral Plasmas with Various Magnetic Configurations in Heliotron J” , 22nd International Stellarator and Heliotron Workshop 2019, ポスター 27

8. R. Matoike, G. Kawamura, S. Ohshima, Y. Suzuki, M. Kobayashi, S. Masuzaki, S. Kobayashi, S. Kado, T. Minami, H. Okada, T. Mizuuchi, S. Konoshima, H. Tanaka, H. Matsuura, K. Mukai, Y. Feng, H. Frerichs, K. Nagasaki, “EMC3-EIRENE Modeling of the peripheral plasmas with various magnetic configurations in Heliotron J”, 17th International Workshop on Plasma Edge Theory in Fusion Devices, ポスター PII.5
9. R. Matoike, G. Kawamura, S. Ohshima, M. Kobayashi, Y. Suzuki, K. Nagasaki, S. Masuzaki, S. Kobayashi, S. Kado, T. Minami, H. Okada, T. Mizuuchi, H. Tanaka, Y. Feng, H. Frerichs, “First application of 3D peripheral plasma transport code EMC3-EIRENE to Heliotron J”, The 27th International Toki Conference on Plasma and Fusion Research & The 13th Asia Pacific Plasma Theory Conference, ポスター P1-17
10. 山本優矢, 松浦寛人, 村岡英樹, 的池遼太, 大島慎介, 岡田浩之, 水内亨 「ヘリオトロンJにおける複合プローブアレイの改良」第35回プラズマ・核融合学会、ポスター 4Pa28
11. 的池遼太, 河村学思, 大島慎介, 小林政弘, 長崎百伸, 増崎貴, 鈴木康浩, 小林進二, 山本聡, 門信一郎, 南貴司, 岡田浩之, 水内亨, 田中宏彦, 松浦寛人, 山本優矢, Y. Feng, H. Frerichs, 「ヘリオトロンJ磁場への三次元周辺プラズマ輸送コード EMC3-EIRENE の適用」, 第12回核融合エネルギー連合講演会, ポスター 29P-64y

## 受賞

1. 日本物理学会 2020 年秋季大会 学生優秀発表賞

## 参考文献

- [1] エネルギー基本計画 - 資源・エネルギー庁, [https://www.enecho.meti.go.jp/category/others/basic\\_plan/](https://www.enecho.meti.go.jp/category/others/basic_plan/).
- [2] M. Clever *et al.*, Experimental investigation of density regimes in the helical divertor at TEXTOR, *Nuclear Fusion* **52**.
- [3] R. Mitteau *et al.*, Heat flux pattern on the toroidal pump limiter of Tore Supra: First observations and preliminary analysis, *Journal of Nuclear Materials* **313-316**, 1229–1233 (2003).
- [4] J. Ongena *et al.*, Magnetic-confinement fusion, *Nature Physics* **12**, 398–410 (2016).
- [5] K. Shimizu, T. Takizuka, An introduction to boundary plasma physics, *J. Plasma Fusion Res.* **80**, 183–189 (2004).
- [6] Y. Feng *et al.*, Comparative divertor-transport study for helical devices, *Nucl. Fusion* **49**, 095002 (2009).
- [7] Y. Feng *et al.*, Physics of island divertors as highlighted by the example of W7-AS, *Nucl. Fusion* **46**, 807–819 (2006).
- [8] S. Dai *et al.*, Investigation of heat flux deposition on divertor target on the Large Helical Device with EMC3-EIRENE modelling, *Plasma Phys. Control. Fusion* **59**, 085013 (2017).
- [9] M. Kobayashi *et al.*, Three-dimensional effects in the edge plasma region of fusion devices, *J. Plasma Fusion Res.* **97**, 433–472 (2021).
- [10] T. E. Evans *et al.*, Edge stability and transport control with resonant magnetic perturbations in collisionless tokamak plasmas, *Nature Physics* **2**, 419–423 (2006).

- [11] Y. Feng *et al.*, Comparison between stellarator and tokamak divertor transport, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **53**, 024009 (2011).
- [12] M. Kobayashi *et al.*, 3D effects of edge magnetic field configuration on divertor/scrape-off layer transport and optimization possibilities for a future reactor, *Nucl. Fusion* **55**, 104021 (2015).
- [13] A. Loarte *et al.*, Progress on the application of ELM control schemes to ITER scenarios from the non-active phase to DT operation, *Nuclear Fusion* **54**.
- [14] H. Frerichs *et al.*, Impact of screening of resonant magnetic perturbations in three dimensional edge plasma transport simulations for DIII-D, *Physics of Plasmas* **19**, 052507 (2012).
- [15] O. Schmitz *et al.*, Modeling of divertor particle and heat loads during application of resonant magnetic perturbation fields for ELM control in ITER, *Journal of Nuclear Materials* **438**, S194–S198 (2013).
- [16] T. E. Evans *et al.*, RMP ELM suppression in DIII-D plasmas with ITER similar shapes and collisionalities Related content Suppression of large edge localized modes with edge resonant magnetic fields in high confinement DIII-D plasmas, *Nucl. Fusion* **48**, 024002 (2008).
- [17] H. Frerichs *et al.*, Block-structured grids in Lagrangian 3D edge plasma transport simulations, *Comput. Phys. Commun.* **181**, 61–70 (2010).
- [18] H. Tanaka *et al.*, First EMC3-EIRENE modelling of JT-60SA edge plasmas with/without resonant magnetic perturbation field, *Contributions to Plasma Physics* **60**, 1–8 (2020).
- [19] M. Faitsch *et al.*, Divertor heat load in ASDEX Upgrade L-mode in presence of external magnetic perturbation, *Plasma Phys. Control. Fusion* **59**, 095006 (2017).
- [20] J. Huang *et al.*, Implementation and first application of EMC3-EIRENE to EAST double-null divertor, *Plasma Phys. Control. Fusion* **56**, 075023 (2014).
- [21] Y. Feng *et al.*, A 3D Monte Carlo code for plasma transport in island divertors, *Journal of Nuclear Materials* **241–243**, 930–934 (1997).
- [22] Y. Feng *et al.*, 3D fluid modelling of the edge plasma by means of a Monte Carlo technique, *Journal of Nuclear Materials* **266**, 812–818 (1999).

- [23] Y. Feng *et al.*, Transport in island divertors: Physics, 3D modelling and comparison to first experiments on W7-AS, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **44**, 611–625 (2002).
- [24] Y. Feng *et al.*, 3D Edge Modeling and Island Divertor Physics, *Contrib. Plasma Phys.* **44**, 57–69 (2004).
- [25] Y. Feng *et al.*, Recent Improvements in the EMC3-Eirene Code, *Contrib. Plasma Phys.* **54**, 426–431 (2014).
- [26] Y. Feng *et al.*, On the W7-X divertor performance under detached conditions, *Nucl. Fusion* **56**, 126011 (2016).
- [27] F. Effenberg *et al.*, Numerical investigation of plasma edge transport and limiter heat fluxes in Wendelstein 7-X startup plasmas with EMC3-EIRENE, *Nucl. Fusion* **57**, 036021 (2017).
- [28] F. Effenberg *et al.*, Investigation of 3D effects on heat fluxes in performance-optimized island divertor configurations at Wendelstein 7-X, *Nuclear Materials and Energy* **18**, 262–267 (2019).
- [29] A. Bader *et al.*, Simulations of edge configurations in quasi-helically symmetric geometry using EMC3-EIRENE, *Nuclear Fusion* **53**, 113036 (2013).
- [30] A. R. Akerson *et al.*, Three-dimensional scrape off layer transport in the helically symmetric experiment HSX, *Plasma Phys. Control. Fusion* **58**, 084002 (2016).
- [31] Y. Feng *et al.*, Fluid features of the stochastic layer transport in LHD, *Nuclear Fusion* **48**.
- [32] G. Kawamura *et al.*, First EMC3-EIRENE Simulations with Divertor Legs of LHD in Realistic Device Geometry, *Contrib. Plasma Phys.* **54**, 437–441 (2014).
- [33] G. Kawamura *et al.*, Three-dimensional impurity transport modeling of neon-seeded and nitrogen-seeded LHD plasmas, *Plasma Phys. Control. Fusion* **60**, 084005 (2018).
- [34] W. Zhang *et al.*, 3D simulations of gas puff effects on edge density and ICRF coupling in ASDEX Upgrade, *Nuclear Fusion* **56**.

- [35] T. Kuwabara *et al.*, Modeling of Linear Divertor Plasma Simulator Experiments with Three-dimensional Target Structure by Using EMC3-EIRENE Code, *Contributions to Plasma Physics* **56**, 598–603 (2016).
- [36] J. Rapp *et al.*, Transport simulations of linear plasma generators with the B2.5-Eirene and EMC3-Eirene codes, *Journal of Nuclear Materials* **463**, 510–514 (2015).
- [37] Y. Feng *et al.*, A simple highly accurate field-line mapping technique for three-dimensional Monte Carlo modeling of plasma edge transport, *Physics of Plasmas* **12**, 1–7 (2005).
- [38] 的池遼太, 三次元周辺輸送コードによるヘリオトロンj周辺プラズマモデリング, 修士論文, 京都大学エネルギー科学研究科 (2019).
- [39] R. Matoike *et al.*, First Application of 3D Peripheral Plasma Transport Code EMC3-EIRENE to Heliotron J, *Plasma and Fusion Research* **14**, 3403127 (2019).
- [40] T. Obiki *et al.*, First plasmas in Heliotron J, *Nucl. Fusion* **41**, 833–844 (2001).
- [41] T. Obiki *et al.*, CONFINEMENT IMPROVEMENT IN ECH AND NBI HEATED HELIOTRON E PLASMAS, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* **2**, 425–439 (1990).
- [42] 大引得弘, 他, プラズマ実験装置の基本設計- (共同研究) 複合プラズマによるエネルギーシステムの研究 -, 京都大学エネルギー理工学研究所, 1998.
- [43] F. Sano *et al.*, The New Helical Plasma Device at IAE ,Kyoto University, *J. Plasma Fusion Res. SERIES* **1**, 168–171 (1998).
- [44] T. Obiki *et al.*, Goals and status of Heliotron J, *Plasma Phys. Control. Fusion* **42**, 1151 (2000).
- [45] M. Wakatani *et al.*, Study of a helical axis heliotron, *Nucl. Fusion* **40**, 569 (2000).
- [46] K. Nagasaki *et al.*, Heliotron j experiments, *J. Plasma Fusion Res.* **96**, 475–518 (2020).
- [47] T. Mizuuchi *et al.*, Island divertor in a helical-axis heliotron device (Heliotron J), *J. Nucl. Mater.* **290-293**, 678–682 (2001).

- [48] Y. Nakamura, Low-n Mode Stability Analysis for 1-2 Heliotron/Torsatron by VMEC-STEP Code, *Plasma and Fusion Research* **69**, 41 (1993).
- [49] Y. Suzuki *et al.*, Development and application of HINT2 to helical system plasmas, *Nuclear Fusion* **46**, L19–L24 (2006).
- [50] R. Matoike *et al.*, Numerical analysis of heat load distribution in Heliotron J with magnetic field tracing and plasma transport modeling, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **63**, 115002 (2021).
- [51] 的池遼太, ヘリオトロンj周辺プラズマにおける電場および周辺揺動の加熱手法に対する応答, 学士論文, 京都大学工学部電気電子工学科 (2017).
- [52] 丸山正人, ヘリオトロンjにおける複合型方向性プローブを用いた周辺プラズマ計測, 修士論文, 京都大学エネルギー科学研究科 (2014).
- [53] J. P. Gunn *et al.*, Edge flow measurements with Gundestrup probes, *Physics of Plasmas* **8**, 1995–2001 (2001).
- [54] C. S. MacLachy *et al.*, Gundestrup: A Langmuir/Mach probe array for measuring flows in the scrape-off layer of TdeV, *Review of Scientific Instruments* **63**, 3923–3929 (1992).
- [55] N. Ezumi *et al.*, Experimental observation of plasma flow alternation in the LHD stochastic magnetic boundary, *J. Plasma Fusion Res* **8**, 429–432 (2009).
- [56] H. Yamada *et al.*, Characterization of energy confinement in net-current free plasmas using the extended International Stellarator Database, *Nuclear Fusion* **45**, 1684–1693 (2005).
- [57] T. Mizuuchi *et al.*, Experimental Conditions for Improved Confinement Modes in Heliotron J, *Journal of Plasma and Fusion Research* **81**, 949–959 (2005).
- [58] F. Sano *et al.*, H-mode confinement of Heliotron J, *Nucl. Fusion* **45**, 1557–1570 (2005).