

博士論文

トカマクにおける境界層プラズマ流の構造と  
重金属不純物輸送に関する研究

平成19年度

指導教員 畑山 明聖 教授

慶應義塾大学大学院  
理工学研究科  
基礎理工学専攻

星野 一生

# 目次

第1章	序論	1
1.1	核融合と核融合炉の成立条件	1
1.2	トカマク型核融合装置	3
1.3	不純物制御とダイバータ磁場配位	6
1.3.1	不純物制御の必要性	6
1.3.2	ダイバータ磁場配位	6
1.3.3	ダイバータによる不純物制御と粒子排気	7
1.3.4	ダイバータ磁場配位の問題点	8
1.4	境界層プラズマ	8
1.4.1	境界層プラズマの流れの構造	8
1.4.2	境界層プラズマの基本特性	9
1.4.3	デタッチメント	11
1.4.4	デタッチメント実現による重金属ダイバータ板の適用可能性	14
1.5	境界層プラズマの流れの重要性	15
1.6	境界層プラズマ解析モデル	15
1.6.1	プラズマ輸送モデル	16
1.6.2	中性粒子輸送モデル	18
1.6.3	不純物輸送モデル	19
1.6.4	統合コード	20
1.7	従来までのモデリング	20
1.8	本研究の目的	22
1.9	論文構成	22
	第1章の参考文献	24
第2章	境界層プラズマ解析モデル	27
2.1	はじめに	27
2.2	B2.5コード	27
2.2.1	基礎方程式系	28
2.2.2	境界条件	35
2.2.3	輸送係数	37
2.3	EIRENEコード	38
2.4	B2.5-EIRENEコード	40

2.5	まとめ	40
	第2章の参考文献	41
<b>第3章</b>	<b>境界層プラズマの基本特性と流れの構造</b>	<b>43</b>
3.1	はじめに	43
3.2	JT-60Uのダイバータ幾何形状	44
3.3	境界層プラズマ特性に対するダイバータ幾何形状効果	44
3.3.1	解析条件	44
3.3.2	ダイバータプラズマ分布に対する幾何形状効果	46
3.3.3	デタッチメント特性に対する幾何形状効果	52
3.4	高速プラズマ流	57
3.4.1	実験データとの比較	58
3.4.2	高速プラズマ流の構造に対するダイバータ幾何形状効果	59
3.5	高速プラズマ流の発生機構	62
3.6	まとめ	64
	第3章の参考文献	65
<b>第4章</b>	<b>境界層プラズマ流に対するドリフトの影響</b>	<b>66</b>
4.1	はじめに	66
4.2	高速プラズマ流に対するドリフトの影響	67
4.2.1	$E \times B$ ドリフトによる影響	67
4.2.2	反磁性ドリフトによる影響	74
4.2.3	簡易一次元モデルによる考察	77
4.3	外側ミッドプレーンに発生する逆流現象の解析	81
4.3.1	数値解析結果	81
4.3.2	逆流現象の発生機構	85
4.4	不純物輸送に対するドリフトの影響	87
4.4.1	炭素不純物密度分布に対するドリフト効果	87
4.4.2	炭素不純物発生量	89
4.4.3	SOL領域からの不純物流入量	89
4.4.4	プライベート領域におけるドリフトの役割	90
4.5	中性粒子輸送モデルのベンチマーク	96
4.5.1	中性粒子流体モデル	96
4.5.2	結果	98
4.6	まとめ	101
	第4章の参考文献	103
<b>第5章</b>	<b>重金属不純物輸送コードIMPGYROの開発</b>	<b>105</b>
5.1	はじめに	105
5.2	不純物輸送コード(IMPGYRO)の物理モデルと計算の流れ	106

5.3	不純物発生モデル	108
5.3.1	スパッタリング率	108
5.3.2	スパッタリング率の入射角依存性	109
5.3.3	スパッタ粒子の放出エネルギー分布	110
5.4	スパッタ粒子のイオン化点	111
5.5	電磁場中の粒子の運動方程式	114
5.6	クーロン衝突のモデリング	117
5.7	摩擦力	120
5.8	熱力	120
5.9	多価電離・再結合過程	121
5.10	まとめ	122
	第5章の参考文献	123
<b>第6章</b>	<b>IMPGYROによる重金属不純物輸送解析</b>	<b>125</b>
6.1	はじめに	125
6.2	計算条件	125
6.2.1	背景プラズマ	125
6.2.2	不純物の初期発生	126
6.2.3	計算条件	126
6.3	タングステン不純物の空間密度分布	130
6.3.1	不純物中性粒子密度	130
6.3.2	不純物イオン密度	130
6.3.3	各価数の不純物イオン密度	134
6.4	入射角度分布	140
6.4.1	入射角度分布とスパッタリング率の関係	140
6.4.2	入射角度分布に対するシース電場の影響	140
6.5	まとめ	144
	第6章の参考文献	146
<b>第7章</b>	<b>結論</b>	<b>147</b>
	謝辞	150
	付録A 発表論文	151
	付録B 学外発表	153

# 第1章

## 序論

---

### 1.1 核融合と核融合炉の成立条件

人類が消費するエネルギーは年々増加の一途をたどっており、様々なエネルギー源の開発が進められている。同時に、火力発電所や自動車等が排出する二酸化炭素による地球温暖化が問題となっている。そのため、太陽光発電、風力発電など、クリーンなエネルギー源が注目されている。しかし、これらのエネルギー源は、天候に大きく左右されるため安定供給が難しく、また大電力化も難しい。そこで、現在の火力・原子力発電以上のエネルギーを得ることができ、かつ環境に与える影響の少ない核融合エネルギーが注目されている。

核融合反応は、軽い原子核同士が融合して重い原子核が作られる反応である。このとき、融合前と融合後の総質量の差から、膨大なエネルギーが発生する。この反応は、太陽などの恒星のエネルギー源となっている。

制御核融合反応のうち、現在盛んに研究されているのは、重水素 (D)、三重水素 (T) による次の反応である。



ここで、 $n$  は中性子、 $p$  はプロトンである。式 (1.1) は DT 反応、式 (1.2)(1.3) は DD 反応と呼ばれる。Figure 1.1 に示すように、DT 核融合反応の反応速度係数は、DD 核融合反応に比べて低温で大きく、反応を起こしやすい。そのため、現在は、主に DT 核融合の研究が進められている。ただし、DT 反応で必要となる三重水素 (T) は天然には存在しないため、リチウム (Li) を用いた次式の反応によって人工的に生成する必要がある。

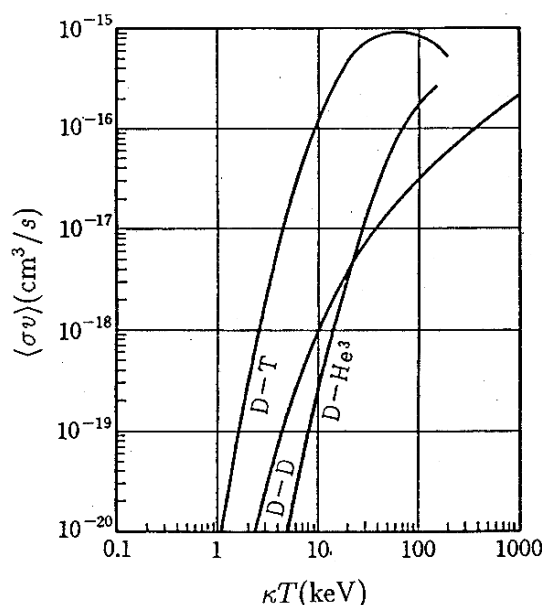
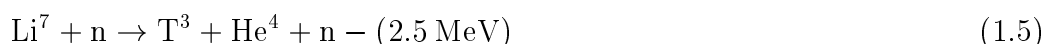


Fig. 1.1 Rate coefficients of nuclear fusion reaction. (cited from Ref. [1].)



DT 反応を用いた核融合発電の仕組みを、Fig. 1.2 に示す [2]。核融合炉心プラズマの周りには、ブランケットと呼ばれる機器が設置されている。ブランケット中にリチウムを含ませることで、式 (1.4)(1.5) の反応により三重水素を生成する。同時に、核融合反応により生じた中性子の運動エネルギーは、このブランケットで熱エネルギーに変換される。この熱エネルギーによって蒸気を発生させ、発電タービンを回すことで発電を行う。

核融合反応を持続させるためには、少なくとも、核融合プラズマに供給されるエネルギーが、核融合プラズマから損失していくエネルギーより大きくなければならない。プラズマエネルギーの損失には、放射損失  $P_b$  と、熱伝導・対流等による損失  $P_L$  が考えられる。一方、供給エネルギーは、外部からの加熱エネルギー  $P_{heat}$  および核融合反応の結果生じるエネルギー  $P_F$  である。ここで、 $Q = P_F/P_{heat}$  をエネルギー増倍率という。特に、 $Q = 1$  の場合を臨界プラズマ条件 (Break-even Plasma Condition)、 $Q = \infty$  の場合を自己点火条件 (Ignition Plasma Condition) と呼ぶ。自己点火条件は、外部からエネルギーを供給しなくても核融合反応が持続することに対応する。

また、損失エネルギー  $P_b + P_L$  は、 $P_F$  と共にブランケットで吸収され、電力に変換後、その一部ないしは全てが加熱エネルギーとして再利用される。

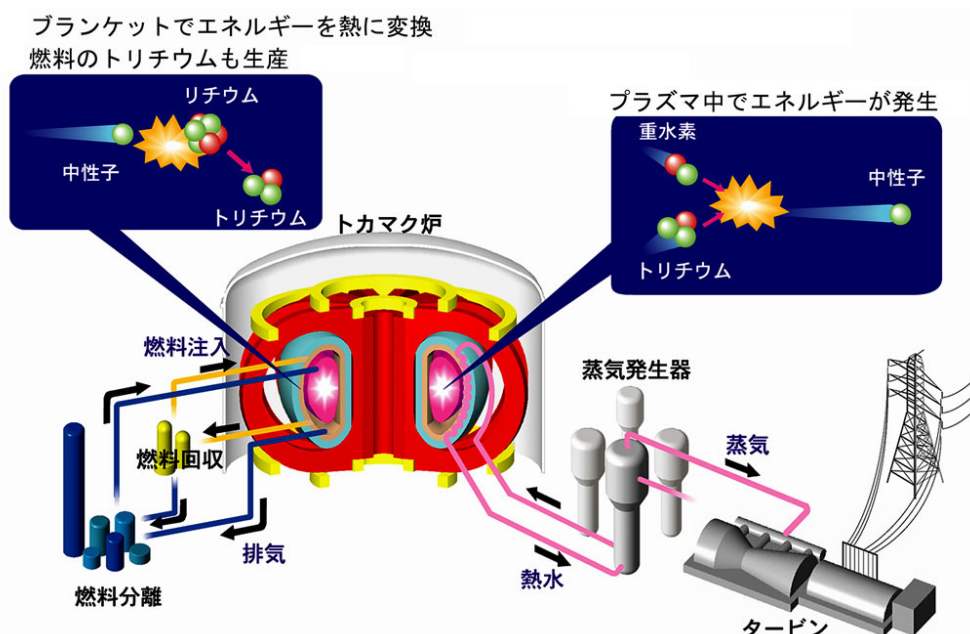


Fig. 1.2 Schematic diagram of generic fusion energy plant. (cited from Ref. [2].)

以上のことから，核融合反応が持続するためのエネルギー収支に関する条件は次のとおりになる．

$$P_b + P_L \leq P_{heat} + \eta(P_F + P_b + P_L) \quad (1.6)$$

ただし， $\eta$  は，ブランケットで吸収されたエネルギーを一旦電力に変換し，再び外部からの加熱エネルギーとして用いる際の変換効率である．プラズマ密度  $n$ ，温度  $T$ ，エネルギーの閉じ込め時間  $\tau_E$  を用いて，式 (1.6) を書き直すと，

$$n\tau_E \geq g(T) \quad (1.7)$$

という関係が得られる．特に，等号が成立するときをローソン条件と呼ぶ．式 (1.7) から，核融合反応を持続するために必要な密度・温度・閉じ込め時間の3つが満たすべき条件が求まる．Figure 1.3 に，縦軸を密度と閉じ込め時間の積  $n\tau_E$ ，横軸を温度  $T$  にして，臨界プラズマ条件，自己点火条件，および核融合研究の進展を示す．近年，大型核融合装置 JT-60U や JET で，臨界プラズマ条件 ( $Q = 1$ ) が達成された．また，現在建設が進められている国際熱核融合実験炉 ITER では， $Q = 10$  を目標としている [4]．これらの核融合装置は，全て以下に述べるトカマク型である．

## 1.2 トカマク型核融合装置

核融合反応を起こすためには，燃料である水素プラズマを，高温・高密度で長時間閉じ込める必要がある．プラズマの閉じ込めを実現する方法のひとつとして，磁

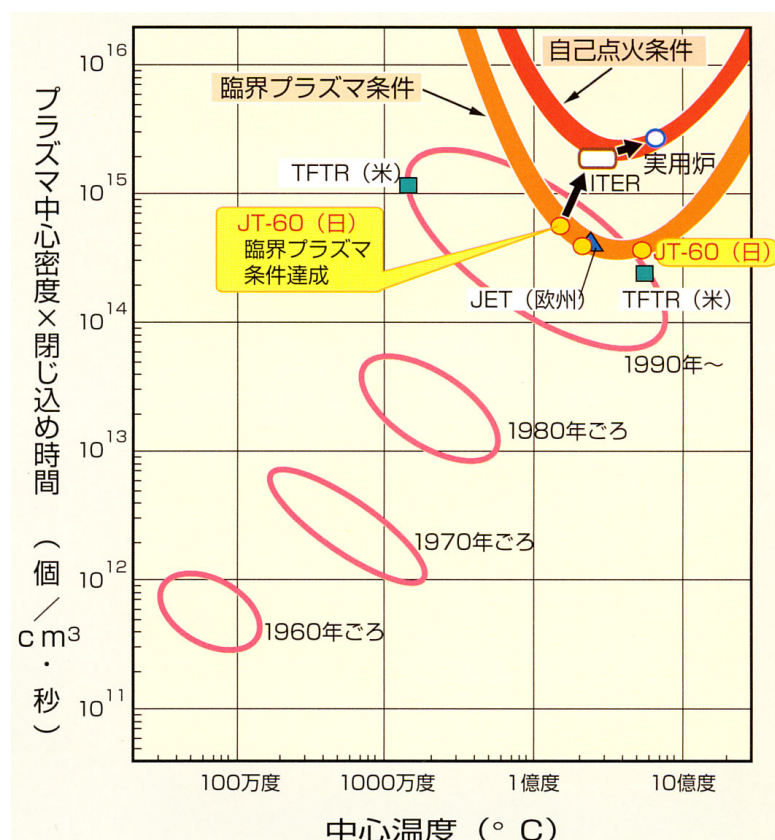


Fig. 1.3 Lawson diagram. (cited from Ref. [3].)

場を用いる方法がある．現在、もっとも核融合炉としての実現性が高い磁場閉じ込め方式として、トカマク方式があげられる．Figure 1.3 で示した、JT-60U, JET, TFTR, また、ITER もトカマク方式である．

トカマクは、プラズマをドーナツ状に閉じ込めるトーラス磁場装置の代表的なものである．トカマク (Tokamak) の語源はロシア語で、円環 (TOroidal) あるいは電流 (TOK), 容器 (KAmepa), 磁場 (MAgniyunne), コイル (Katushuki) の短縮語である．

Figure 1.4 に、トカマクの模式図を示す．プラズマはトーラス型の真空容器の内部に生成される．ここで、トーラスの円周方向をトロイダル方向と呼ぶ．トーラス断面をポロイダル面、その円周方向をポロイダル方向と呼ぶ．また、ポロイダル面の中心を通る水平面をミッドプレーンと呼ぶ．ミッドプレーン上でトーラスの中心軸から外側へ向かう半径方向を大半径方向と呼ぶ．一方、ポロイダル面の中心から容器の外側へ向かう方向を小半径方向という．

まず、トロイダルコイルを用いて、トロイダル方向に強い磁場 (トロイダル磁場)  $B_T$  を印加する．次に、中心ソレノイドコイルに流す電流を急激に時間変化させることで、真空容器内にトロイダル方向の誘導電場を誘起し、放電現象により



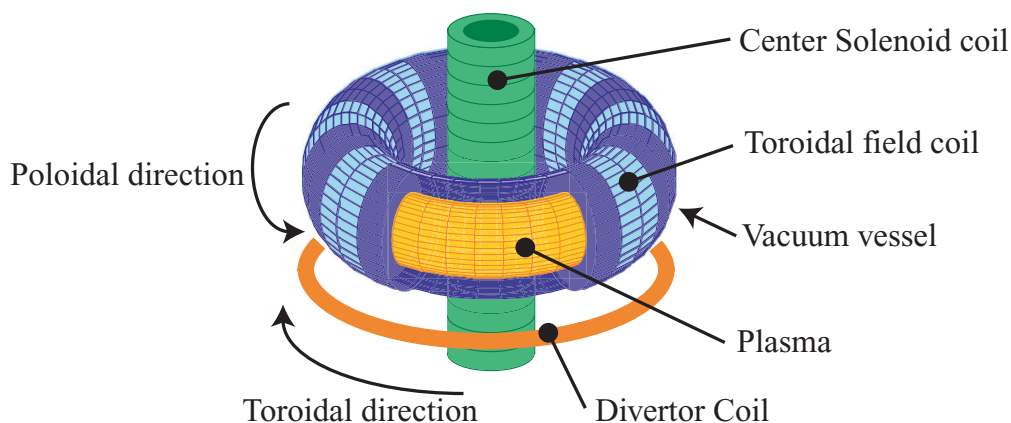


Fig. 1.4 Diagram of tokamak.



Fig. 1.5 Magnetic surface. (cited from Ref. [2].)

プラズマを生成する．同時に，この誘導電場により，トロイダル方向にプラズマ電流が駆動される．このプラズマ電流は，ポロイダル方向にポロイダル磁場  $B_P$  を作る．トロイダル磁場とポロイダル磁場との合成磁場は，Fig. 1.5 に示すような螺旋状（ヘリカル）の磁力線となってトーラスを周回する．これによりドーナツ状の磁気面が形成される．

ヘリカルの度合いを示す指標として安全係数  $q_{safe}$  が用いられる．この安全係数は，磁気面上で磁力線がポロイダル方向に一回転する間にトロイダル方向に回転する回数で定義される．したがって，トーラスの中心軸からポロイダル面の中心までの距離を大半径  $R$ ，考える磁気面の小半径を  $r$  とするとき，

$$q_{safe} = \frac{r B_T}{R B_P} \quad (1.8)$$

となる．

## 1.3 不純物制御とダイバータ磁場配位

### 1.3.1 不純物制御の必要性

高温高密度のプラズマは、磁場によって炉心 (Core) 領域に閉じ込められている。しかしながら、その一部は拡散などによって周囲に広がっていく。炉心から漏れ出したプラズマ粒子が真空容器の内壁 (第一壁) に衝突すると、壁材料である炭素、鉄、ニッケル、タングステンなどがスパッタリングされ、不純物が発生する。不純物が炉心へ混入すると、放射冷却によって炉心プラズマを冷却し核融合反応の進行を妨げる。

また、式 (1.1) に示したように、核融合反応により  $\alpha$  粒子 ( $\text{He}^4$ ) が生成される。 $\alpha$  粒子は、炉心プラズマを加熱する役割をもつ。これを  $\alpha$  粒子加熱と呼ぶ。 $\alpha$  粒子は、 $\alpha$  粒子加熱の過程で減速される。減速された  $\alpha$  粒子は、燃料プラズマを希釈してしまう。この意味で、減速された  $\alpha$  粒子も不純物であり、速やかに排気される必要がある。

以上のように、不純物の制御は、核融合の成立にとって不可欠となる。磁場配位を工夫することで、閉じ込め磁場から漏れ出すプラズマ粒子や不純物イオンを、第一壁と衝突する前に、磁力線に沿って炉心プラズマから離れたの特定の場所へ導き出し、不純物制御を図ることが考えられた。このようにプラズマと第一壁との相互作用を弱め、漏れ出したプラズマや不純物を排気するように工夫された磁場配位のことをダイバータ磁場配位と呼ぶ。

### 1.3.2 ダイバータ磁場配位

Figure 1.6 に、ダイバータ磁場配位の概念図を示す。このような磁場配位を作るためには、Fig. 1.4 に示したように、真空容器の下側にダイバータコイルを設置する。このダイバータコイルに、プラズマ電流と同じ方向の電流を流す。このとき、ポロイダル磁場が 0 になる点がコイルとプラズマとの間に生じる。この点をヌル点、もしくは X 点と呼ぶ。

X 点を通る磁気面をセパトリクス (Separatrix) 磁気面、あるいは単にセパトリクスと呼ぶ。セパトリクスの内側の、閉じた同心円状の磁気面で囲まれる領域を炉心領域と呼ぶ。

一方、セパトリクス外側の炉心領域を取り囲む周辺のプラズマ領域を、スクレイプオフ層 (Scrape-Off Layer : SOL) と呼ぶ。SOL 領域の磁力線は、装置内で開いており、その終端にはダイバータ板が設置されている。したがって、炉心から漏れ出したプラズマは、周囲へ拡散するより早く、この開いた磁力線に沿って SOL 領域を通過し、ダイバータ板へ導かれる。

セパトリクスより外側で X 点より下側の領域をダイバータ領域と呼ぶ。左右二つのダイバータ領域のうち、トラス中心軸側を内側ダイバータ領域、外側を

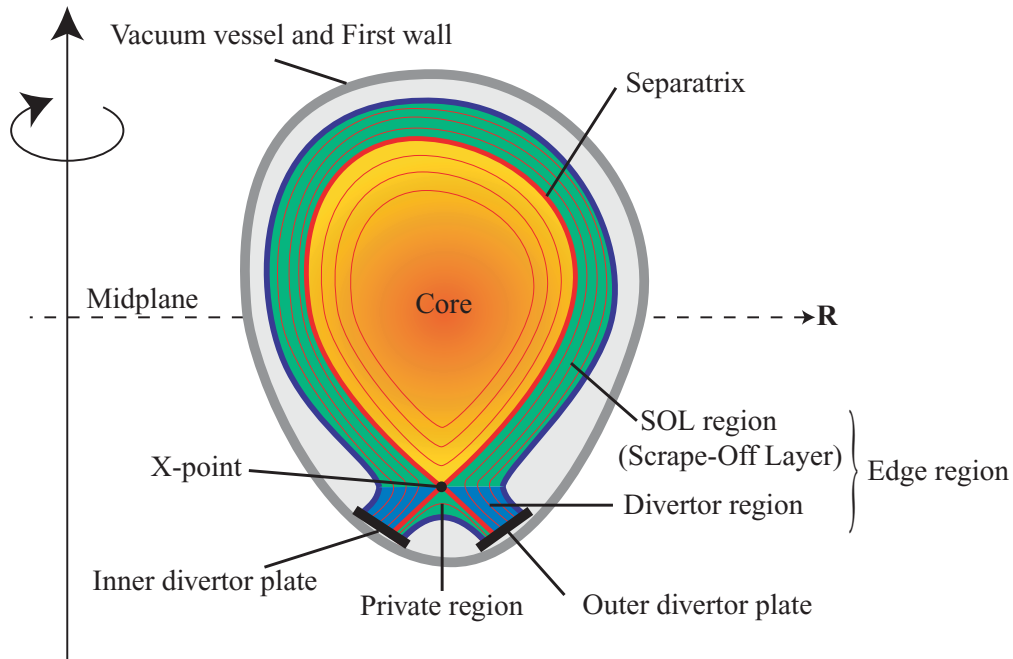


Fig. 1.6 Cross-section view of tokamak.

外側ダイバータ領域と呼ぶ。二つのダイバータ領域に囲まれた X 点の下側の領域をプライベート領域と呼ぶ。

以上説明した SOL 領域とダイバータ領域を合わせて「境界層プラズマ領域 (Edge Plasma Region)」と呼ぶ。

### 1.3.3 ダイバータによる不純物制御と粒子排気

ダイバータ磁場配位において、炉心プラズマは拡散によりセパトトリクスを横切って、境界層に流入する。境界層に流入したプラズマは、主として磁力線方向に輸送され、ダイバータ板に導かれる。このとき、ダイバータ板を炉心プラズマから十分離れた場所に設置する。これにより、炉心プラズマを囲む第一壁と炉心プラズマとの相互作用を大幅に低減させている。

一方、ダイバータ板まで到達した境界層プラズマは、板表面での再結合（表面再結合）により、中性粒子（原子または分子）としてプラズマ中へと戻っていく。中性粒子は磁場に束縛されないため、ダイバータ領域を自由に運動する。その一部は、ダイバータプラズマにより再びイオン化され、磁場に捕らわれダイバータ板へと戻る。このようなダイバータ領域におけるプラズマ-中性粒子の循環過程を「リサイクリング」と呼ぶ。炉心から漏れ出したプラズマ粒子や不純物粒子は、リサイクリングを繰り返すうちに、ダイバータに備えられたポンプにより排気される。

### 1.3.4 ダイバータ磁場配位の問題点

ダイバータ磁場配位により炉心への不純物混入を抑制したことで、炉心プラズマ性能は飛躍的に向上した。しかし、一方で、ダイバータ磁場配位においては、炉心から流出したプラズマと固体壁との相互作用は、ダイバータ板に集中する。すなわち、炉心プラズマから流出する粒子および熱を、ダイバータ板がほぼ一手に引き受けることになる。このような熱負荷・粒子負荷のダイバータ板への集中は、将来の核融合炉の実現にとって大きな課題となる。

例えば、ITER では、なんの対策もしなければ、ダイバータ板にかかる熱負荷のピークは  $16 \text{ MW/m}^2$  にも達するとの予測もある [5]。工学的には、ダイバータ板にかかる熱負荷は  $10 \text{ MW/m}^2$  以下に抑えることが要求される。そのため、ITER では、

- 境界層において、ある程度光の放射としてエネルギーを分散させる
- 後で述べるプラズマがダイバータ板まで到達しなくなる状態（デタッチメント状態）を生じさせる

などの工夫により、ダイバータ板にかかる熱負荷を低減させる。

## 1.4 境界層プラズマ

### 1.4.1 境界層プラズマの流れの構造

ダイバータ板へかかる熱負荷・粒子負荷低減にとって、境界層プラズマ特性の理解とその制御が必須の課題となる。Figure 1.7(a) に、境界層におけるプラズマの流れの基本構造を示す。炉心から境界層へと流出したプラズマは、磁力線に沿ってダイバータへ導かれる。したがって、プラズマの平均速度（流速）を考えると、SOL 領域上流に流れの分岐点（スタグネーションポイント：Stagnation Point）が存在する。このスタグネーションポイントから、内側および外側ダイバータ領域に向かい、プラズマは輸送される。

外側境界層領域に着目して、境界層プラズマの基本特性を概念的に示したものが、Fig. 1.7(b) である。スタグネーションポイントからの磁力線に沿った長さを  $s$  とする。このとき、磁力線方向のプラズマ流速  $V_{\parallel}$  および密度  $n$ 、温度  $T$  は、Fig. 1.7(b) のように変化する。境界層プラズマ中のイオンの流速は、スタグネーションポイント ( $s = 0$ ) を起点としてダイバータ板 ( $s = L$ ) へ向かって緩やかに増大する。ダイバータ板直前には、後に述べるシースによる電位降下が存在する。したがって、流速は、ダイバータ領域、特にダイバータ板直前で急速に増大する。

ダイバータ板に到達したプラズマは、先に述べたリサイクリングにより中性粒子となる。中性粒子は、ダイバータ板近傍でイオン化し、再びダイバータ板へ向かう。このため、ダイバータ板近傍でプラズマ密度は増加する。

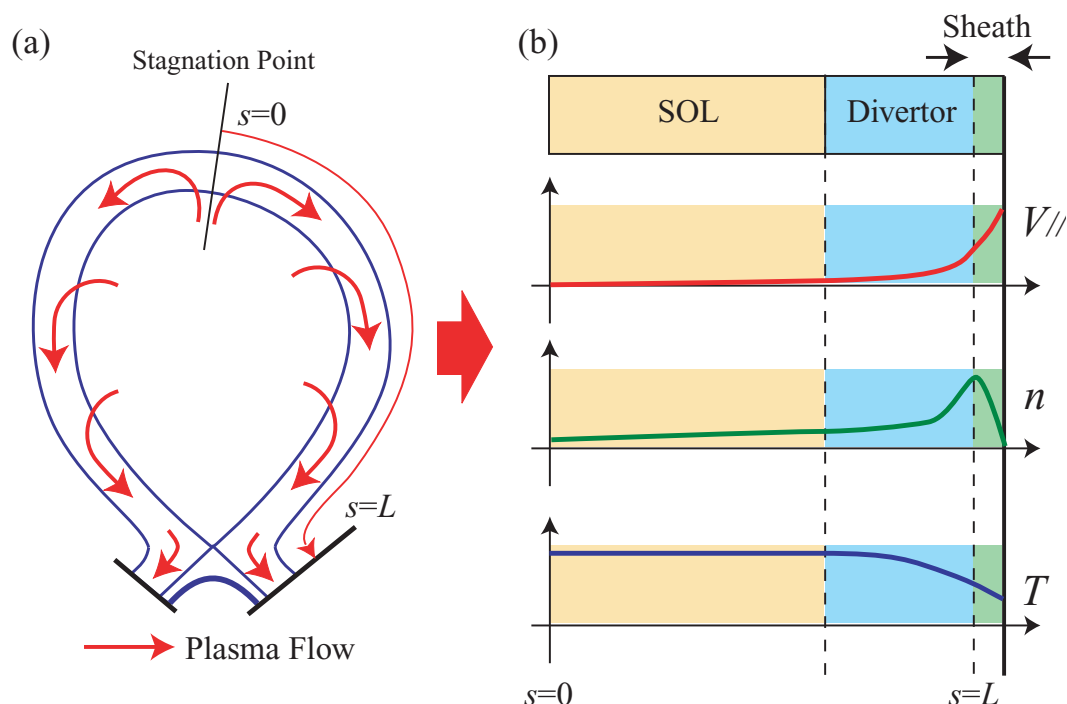


Fig. 1.7 (a) Flow structure and (b) basic characteristics of edge plasma.

### 1.4.2 境界層プラズマの基本特性

Figure 1.7 に示した境界層プラズマの基本特性を，さらに詳しく説明する．

まず，前節で述べたように，ダイバータ板前面にはシースによる電位降下が存在する．電子の質量は，イオンの質量に比較して非常に小さい．そのため，電子がダイバータ板へ先に到達する．この結果，ダイバータ板の電位は下がる．この電位降下によって，イオンはダイバータ板へ向かってイオン音速 ( $c_s = \sqrt{2T/m_i}$ ， $m_i$ ：イオンの質量) まで加速される（ボーム条件 [6]）．一方，電子は減速される．ダイバータ板へ到達するイオン粒子束と電子粒子束とがバランスし，定常的な電位降下（シース電位降下）が生じることになる．磁場がある場合のシース領域の厚さは，一般にラーマー半径程度である．その厚さは，典型的な境界層プラズマ条件のもとでは，1 mm 以下になる．

このとき，ダイバータ板への粒子負荷（粒子束密度  $\Gamma_d$ ）および熱負荷（熱流束密度  $q_d$ ）は，シース理論 [6] により次式で与えられる．

$$\Gamma_d = n_d c_s, \quad (1.9)$$

$$q_d = \gamma \Gamma_d T_d. \quad (1.10)$$

ただし， $\gamma$  は，シースの熱伝達係数である．また， $n_d, T_d$  は，それぞれ，ダイバータ板前面のプラズマ密度，温度を表す（温度については，ボルツマン定数を含め

てエネルギーの単位で考える。)これらの式から分かるように、ダイバータ板への粒子負荷・熱負荷は、ダイバータ板前面のプラズマ温度、密度、流速(イオン音速)に依存する。

これら  $n_d$ ,  $T_d$  の支配要因を理解するために、以下の簡単なモデル [7] を用いる。

$$\frac{d}{ds} (m_i n V_{\parallel}^2 + P) = 0, \quad (1.11)$$

$$\frac{d}{ds} \left( -\kappa_{\parallel} \frac{dT}{ds} \right) = 0. \quad (1.12)$$

式 (1.11) は、磁力線方向の運動量バランスの式である。式 (1.11) の第一項はプラズマ(イオン)の動圧を表す。また、第二項は、プラズマ流体の静圧  $P = 2nT$  を表す。簡単のため、イオンと電子との密度、温度は等しいとした。一方、式 (1.12) は、磁力線方向の熱伝導の式である。SOL 中では、電子のクーロン衝突に起因する熱伝導が支配的である。このとき、磁力線方向の熱伝導係数は、 $\kappa_{\parallel} = \kappa_0 T^{2.5}$  ( $\kappa_0 = const.$ ) で与えられる。式 (1.11)(1.12) で、境界層中でのエネルギーおよび運動量の損失は、ダイバータ板のごく近傍に限られ、無視できると仮定している。

式 (1.11)(1.12) を、スタグネーションポイント ( $s = 0$ ,  $V_{\parallel} = 0$ ) からダイバータ板 ( $s = L$ ,  $V_{\parallel} = c_s$ ) まで積分することで以下の 2 式を得る。

$$T_u^{3.5} - T_d^{3.5} = 3.5(q_{in}L/\kappa_0), \quad (1.13)$$

$$n_u T_u = 2n_d T_d. \quad (1.14)$$

式 (1.13)(1.14) は、スタグネーションポイント(添え字  $u$ ) とダイバータ板(添え字  $d$ ) の 2 点でダイバータ特性を議論するため、“2 点モデル”と呼ばれる [7]。この 2 点モデルに対して、先に述べたシースの境界条件、式 (1.9) および (1.10) を考慮すると、

$$n_d \propto n_u^3 q_{in}^{-8/7} L^{6/7}, \quad (1.15)$$

$$T_d \propto n_u^{-2} q_{in}^{10/7} L^{-4/7}, \quad (1.16)$$

が得られる。ただし、 $q_{in}$  は、炉心から SOL へ流入するエネルギー流束である。式 (1.15)(1.16) から分かるように、ダイバータ板前面の密度  $n_d$  および温度  $T_d$  は、いずれも上流のプラズマ密度  $n_u$  に対して依存性が強い。大ざっぱに、上流のプラズマ密度  $n_u$  が炉心密度に比例すると考える。すると、ダイバータプラズマの基本特性を支配するパラメータとして、炉心密度が重要であることがわかる。

炉心密度の増大に対して、ダイバータ板前面の温度  $T_d$  は低くなり、一方、ダイバータ板前面の密度  $n_d$  は増大する。つまり、炉心密度を増大させることで、ダイバータプラズマの基本特性は、高温低密度状態から低温高密度状態へ移行する。

以上のことから、炉心密度の大きさにより、ダイバータプラズマの基本特性は次の二つの状態に分類できる。

### 1. 低リサイクリング状態

炉心密度が低いと，ダイバータ板へ到達する粒子束が少ない．そのため，リサイクリングがほとんど起こらない．炉心から流出したプラズマが，そのまま到達するため，ダイバータ板直前のプラズマは，高温低密度になる．

### 2. 高リサイクリング状態

低リサイクリング状態から炉心密度を上げていくことで，ダイバータへ流入するプラズマ粒子束が増加する．同時に，リサイクリングが活発になる．プラズマ密度が増加するため，粒子一個あたりの運動エネルギーが減少し，温度が 10-20 eV 程度に低くなる．この結果，ダイバータプラズマは，低温高密度となる．

高リサイクリング状態になると，プラズマの密度が増加するため，ダイバータ領域の中性粒子や不純物との相互作用による放射冷却の増大が期待される．この結果，ダイバータ板への熱負荷も低減される．

## 1.4.3 デタッチメント

高リサイクリング状態からさらに炉心密度が増加し， $T_d < 5$  eV になるとダイバータプラズマがダイバータ板まで到達しなくなり，非接触になる．この状態をデタッチメント状態と呼ぶ．これに対して，ダイバータプラズマがダイバータ板に接している状態を，アタッチメント状態と呼ぶ．

このデタッチメント状態により，ダイバータ板への熱負荷・粒子負荷が大幅に低減される．このため，将来炉，例えば ITER では，後で述べる部分デタッチメント状態を標準の運転モードとして想定している．

デタッチメント状態は，炉心密度の増大とそれに伴う温度低下の度合いにより，以下に示す 3 つの段階に分けられる．

### 1. 熱デタッチメント

炉心密度を増大させリサイクリングが活発になると，中性粒子や不純物とプラズマとの相互作用（解離・励起反応など）による放射冷却が増大する．この結果，ダイバータ領域のプラズマ温度は低下し，ダイバータ板への熱負荷が減少する．

### 2. 圧力デタッチメント

熱デタッチメントが進み電子温度が  $T_d < 5$  eV になると，Fig. 1.8 に示すように，イオン化の反応速度係数が著しく減少する．この結果，中性粒子はダイバータ板近傍から上流へと広がっていく．また，イオン化の反応速度係数が減少することで，相対的にプラズマと中性粒子との荷電交換 ( $H + H^+ \rightarrow H^+ + H$ )

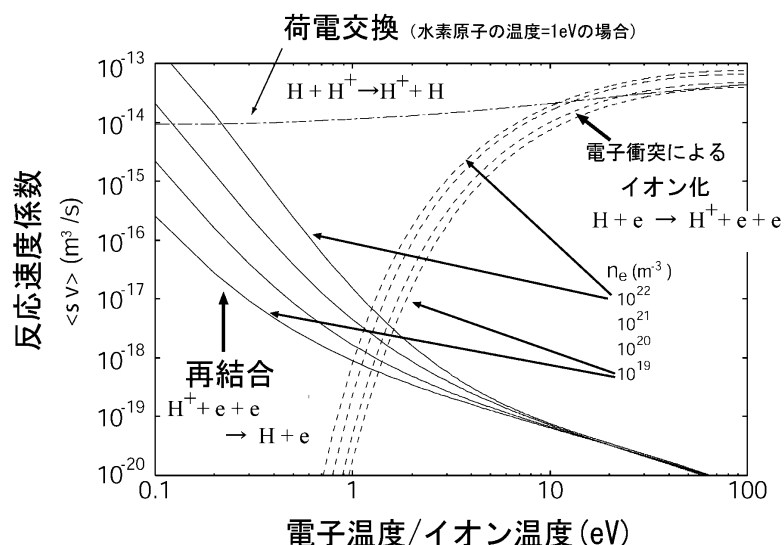


Fig. 1.8 Rate coefficients for ionization, recombination and charge exchange. (cited from Ref. [8].)

が支配的になる．荷電交換反応では，高エネルギーのイオンが中性粒子に，一方，低エネルギーの中性粒子がイオンとなる．反応前後で各粒子の運動量は変化しない．中性粒子は磁場に捕らわれないため，もともとプラズマが持っていた運動量を，中性粒子の運動量として広い範囲に分散することができる．この結果，プラズマがダイバータ板を押し圧力が減少する．

### 3. 粒子デタッチメント

ダイバータ板前面の温度が 1eV 程度まで低下すると，Fig. 1.8 からわかるように，イオン化の反応速度係数より，体積再結合の反応速度係数が大きくなる．この結果，体積再結合によりダイバータ板前面のプラズマは消滅する．このため，ダイバータ板へのイオン粒子束は著しく減少する．この状態を“粒子デタッチメント”と呼ぶ．

Figure 1.9 に，アタッチメント状態とデタッチメント状態における密度，温度，中性粒子密度  $n_n$  の概念図を示す．アタッチメント状態では，中性粒子はダイバータ板のごく近傍のみに存在する．そのため，プラズマ密度・温度は，ダイバータ板近傍まであまり変化せず，ダイバータ直前で大きく変化する．一方，デタッチメントが起こると，中性粒子密度が，ダイバータ板から離れた上流まで高くなる．中性粒子との相互作用が増大し，ダイバータ板から離れた場所でも，プラズマ温度の十分な低下が期待できる．

デタッチメントは，イオン粒子束の大きいセパトトリクス近傍から起こり始める．一般に，デタッチメントがダイバータ板全体に広がった状態を，“完全”デタッ



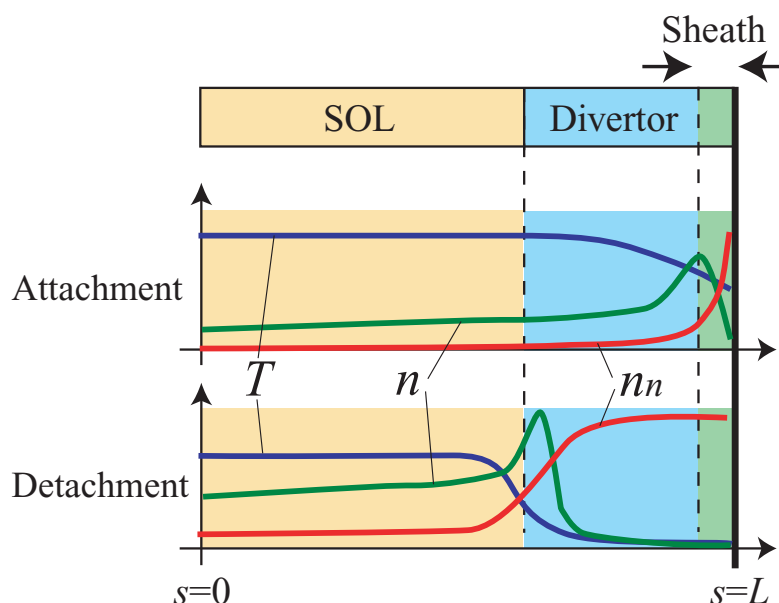


Fig. 1.9 Basic plasma parameters for attached and detached condition.

チメントと呼ぶ。しかしながら，このような完全デタッチ状態では，X点の近傍での不純物放射の増大（X-Point MARFE[9–11]）が起こるなど，炉心プラズマ性能との両立性が難しい。そのため，ITERでは，セパトリス近傍のみをデタッチメント状態とする”部分”デタッチメント状態を標準的な運転モードとしている。

デタッチメント状態の実現には，炉心密度を増大させリサイクリングを活発にする以外にも，外部から中性ガスを注入し中性粒子密度をあげる方法や，外部から積極的に不純物を添加してダイバータ領域の放射損失を増大させる方法などがある。

#### 実験におけるデタッチメント観測例

デタッチメントは，1990年代から多くのトカマク実験で観測されている。実験で観測されたデタッチメント状態の一例として，EUの大型トカマク装置JETでデタッチメントが観測された際の波形データをFig. 1.10に示す[12]。この実験では，外部から中性粒子を供給することで，最上段に示す炉心プラズマ平均密度 $\bar{n}_e$ を増加させている。 $\bar{n}_e$ が時間 $t$ とともに増加するにしたがって，中段・下段で示される内側ダイバータ板・外側ダイバータ板へのイオン粒子束（イオン飽和電流 $j_{sat}$ ）が増加していく（ $t < 14$  s）。イオン粒子束が増加することで，ダイバータ領域の中性粒子密度も増加していることが $D_\alpha$ 線の発光強度の増加からわかる。（ $D_\alpha$ 線は，重水素中性原子が，主量子数 $n = 3$ から $n = 2$ へ遷移する際に放出する光である。）

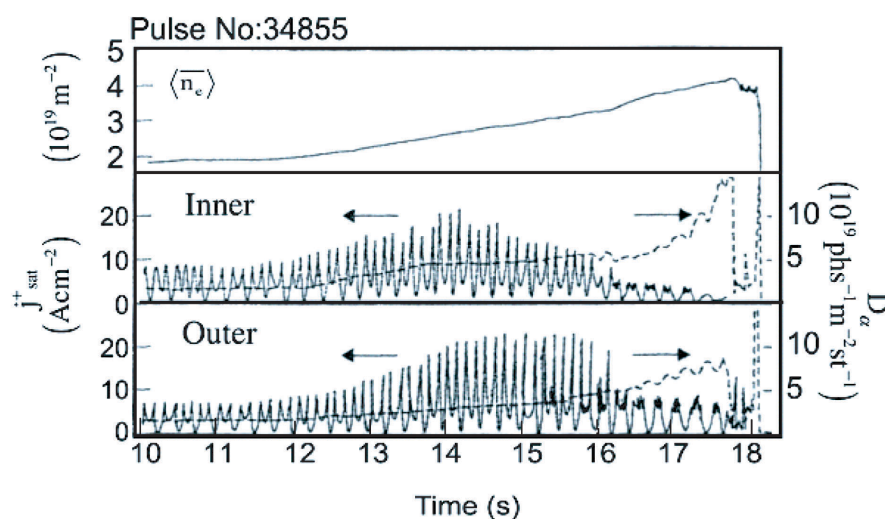


Fig. 1.10 Detached state in JET. (cited from Ref. [12].)

さらに  $\bar{n}_e$  を増加させていくと、中性粒子によるプラズマの放射損失が増え、プラズマ温度が低下し始める。その結果、再結合過程が支配的になる。そのため、内側ダイバータでは  $t \sim 14 \text{ s}$ 、内側ダイバータでは  $t \sim 16 \text{ s}$  から、ダイバータに到達する粒子束は減少に転じる。特に、内側ダイバータでは、最終的にはほぼ 0 まで粒子束が低減しており、粒子デタッチメントが起こっていることがわかる。

#### 1.4.4 デタッチメント実現による 重金属ダイバータ板の適用可能性

アタッチメント状態では、固体壁（ダイバータ板）に入射するイオンのエネルギーが高いため、物理スパッタリングが生じやすい。そのため、不純物による炉心での放射損失を少しでも抑えるために、現在、多くのトカマク装置ではダイバータ素材として、原子番号の低い炭素材が用いられている。

デタッチメントによる低温ダイバータプラズマの実現により、ダイバータ板へ入射するイオンのエネルギーが減少し、炭素ダイバータの物理スパッタリングの大幅な低減が可能となった。しかし、炭素材では、固体壁表面で、水素プラズマと炭素材が化学反応を起こし炭化水素化合物としてプラズマ中へと混入する。これを、化学スパッタリングと呼ぶ。炭素材の場合、この化学スパッタリングによる損耗速度が大きく、ダイバータ板の頻繁な交換が懸念される。

一方、デタッチメントにより物理スパッタリングの低減が可能となったため、タングステンのような高融点金属を用いたダイバータ板の適用可能性が出てきた。タングステンならば化学スパッタリングもほとんど起こらない。また、炭素材に比べて物理スパッタリングに必要なエネルギーの閾値が高いため、不純物発生量が

さらに低減することが期待されている。

しかし、(i) 炉心における荷電交換により発生した高エネルギー中性粒子や、(ii) 境界層プラズマのエネルギーを損失させるために外部から供給する不純物の存在など、タングステンダイバータにおいても物理スパッタリングがまったく起こらないわけではない。タングステンは原子番号が大きく、電離価数が高い。このため、少量でも炉心に混入すると、大きな放射損失を引き起こす。炭素材と比較して炉心プラズマへの混入量を低く抑える必要がある。

そのため、炉心への不純物混入量、および放射損失の正確な予測評価が必要となる。境界層プラズマ中における重金属不純物の輸送過程の理解は、タングステンダイバータの適用可能性の検討、ひいては、炉心プラズマ性能のさらなる向上のため、必須の課題になっている。

## 1.5 境界層プラズマの流れの重要性

第 1.4 節では、境界層プラズマの基本的な流れを理解した。このような流れは、中性粒子や不純物などのダイバータ特性に大きな影響を与える。

前節で述べたように、デタッチメントは、中性粒子や不純物とプラズマとの相互作用により、境界層プラズマのエネルギーを損失させることで実現される。したがって、中性粒子、不純物、境界層プラズマの各々を、長い時間ダイバータ領域にとどめ、十分に相互作用を起こす必要がある。境界層プラズマの流れは、ダイバータ領域における境界層プラズマの滞在時間を短くする。したがって、ダイバータ領域における放射冷却の増大と、ダイバータプラズマの低温化の観点から、境界層プラズマの流れはできるかぎり小さいことが望ましい。

一方、ダイバータ板から発生した不純物に対して、境界層プラズマの流れは、不純物を再びダイバータへと押し戻す摩擦力 (Friction force, もしくは Drag Force と呼ばれることもある) として働く。不純物の炉心への混入を防ぐためには、大きな摩擦力、すなわち、ダイバータ板へ向かう境界層プラズマの大きな流れが必要となる。

このように、境界層プラズマの流れの構造は、デタッチメント性能や不純物の輸送過程等に対して重要な役割を担う。そして、ダイバータ板への負荷低減と高性能炉心プラズマの維持との観点から、それぞれ相反する要求を受ける。そのため、境界層プラズマの流れの構造の理解とその制御なくして、将来の核融合実現はないといっても過言ではない。

## 1.6 境界層プラズマ解析モデル

第 1.4.2 小節で議論した 2 点モデルは、境界層プラズマの基本特性をよくとらえている。しかし、実験との定量的な比較や、ITER をはじめとする将来炉に対する

Table 1.1 Applicability of fluid model.

粒子種	適用条件			適用性
	平均自由行程 $\lambda$	系の長さ $L$	クヌーセン数 $K$	
プラズマ	クーロン衝突	磁力線の長さ	$K \sim 0.05 - 0.1$	可
中性粒子	荷電交換反応	SOL 幅	$K \geq 1$	要検討
不純物	プラズマ・中性粒子に準ずる．ただし，化学反応過程や多価電離・再結合過程等の考慮には不向き			

予測シミュレーションなどにとって，より詳細なモデルに基づく総合的なシミュレーションが不可欠となる．

今まで述べてきた境界層プラズマ中の物理現象を Fig 1.11 にまとめる．境界層プラズマの総合的モデリングでは，Fig 1.11 に示した，

- (1) プラズマ，不純物，中性粒子の輸送過程，
- (2) 電離，励起等の原子・分子過程，
- (3) 固体表面との間に形成されるシース，
- (4) スパッタリング等のプラズマ-壁相互作用，

などをモデル化し考慮する必要がある．

1980年代後半から，このような物理現象をできるだけ矛盾なく考慮することができる数値シミュレーションコードが開発されてきた．これらのコードは，流体モデルを用いているか，運動論モデルを用いているかで大きく二つに分けられる．

流体モデルが適用できるためには，衝突が十分頻繁に起こっており，粒子の速度分布が Maxwell 分布から大きくずれていないことが必要となる．したがって，粒子の平均自由行程  $\lambda$  が，考える系の特徴的な長さ  $L$  に対して十分短いこと，すなわち，クヌーセン数  $K \equiv \lambda/L$  が 1 より十分小さいことが必要条件となる．

一方，運動論モデルでは，Boltzmann 方程式を解き，速度分布関数を求める．したがって，上記流体モデルのような制約条件はない．しかしながら，実際の核融合装置の形状を考慮した大きな空間スケールで Boltzmann 方程式を解くには莫大な計算コストを必要とする．

Table 1.1 に，粒子種（プラズマ，中性粒子，不純物）に対する流体モデルの適用性についてまとめた．以下，各粒子種に対して，詳細に説明する．

### 1.6.1 プラズマ輸送モデル

主として，上に述べた計算コストの観点から，現状，プラズマ輸送モデルのほとんどは，Braginskii によって導出された流体方程式 [13] にその基礎を置く．

境界層プラズマは，磁力線に束縛され，主に磁力線に沿って輸送される．そのため，系の特徴的な長さ  $L$  として，SOL 上流からダイバータ板までの磁力線の長さ

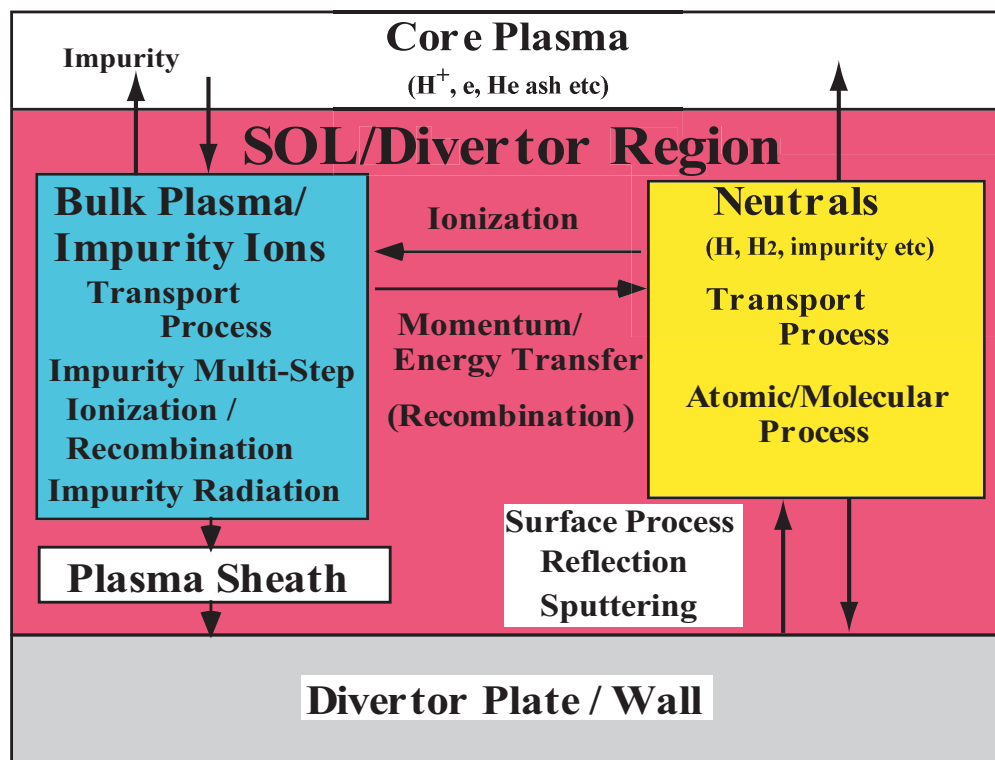


Fig. 1.11 Physical processes in SOL/divertor plasmas. (cited from Ref. [8].)

を考えることができる．本研究で対象とする大型トカマク装置 JT-60U などでは， $L \sim 50$  m 程度となる．一方，輸送に対する特徴的な長さとして，クーロン衝突の平均自由行程  $\lambda_{c.c.}$  を考える．平均自由行程  $\lambda_{c.c.}$  は， $\lambda_{c.c.} \sim 10^{16} T^2/n$  ( $T, n$ : イオンおよび電子の温度・密度) で与えられる．JT-60U などの典型的な SOL 上流パラメータ ( $n \sim 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $T \sim 40 - 60 \text{ eV}$ ) に対して，クヌーセン数  $K \equiv \lambda/L$  は， $K = 0.05 - 0.1$  程度となり，流体モデルの適用がおおむね妥当となる．

背景プラズマを解析するための 2 次元流体コードとして，B2[14]，B2.5[15, 16]，UEDGE[17]，SOLDOR[18] などが開発されている．これらのコードは，Braginskii によって導出された流体方程式 [13] を基に，各コードで物理モデルの改良・追加がなされている．トロイダル方向には物理量は一樣であるという軸対称性を仮定し，プラズマ流体の粒子・運動量・エネルギーの輸送をポロイダル面に投影し，2 次元での解析を行う．

B2.5 コードや UEDGE コードの大きな特徴として，ドリフト効果を考慮できる点が上げられる．ドリフトとは，電場や圧力勾配がある場合に，荷電粒子の旋回中心が，磁力線と勾配の両方に垂直な方向へ移動していく現象のことである．

代表的なドリフトに，電場による  $E \times B$  ドリフト，圧力勾配による反磁性ドリフトがある． $E \times B$  ドリフト速度を  $V^{E \times B}$ ，圧力勾配による反磁性ドリフト速度

を  $V^{dia}$  とすると、それぞれ、

$$\mathbf{V}^{E \times B} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (1.17)$$

$$\mathbf{V}^{dia} = -\frac{\nabla P \times \mathbf{B}}{qnB^2} \quad (1.18)$$

で与えられる [19]。ただし、 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{B}$  は、それぞれ、電場と磁束密度ベクトルであり、 $q$  は電荷である。

近年、このドリフト効果の境界層プラズマ流の構造に対する重要性が指摘されはじめた。例えば、外側ミッドプレーンにおける境界層プラズマの逆流現象 [20] (外側ダイバータ領域から炉心上部へと向かう流れ) や、外側ダイバータ板から発生した不純物を内側ダイバータ領域へと輸送する流れ [21] の原因のひとつとして、このようなドリフト効果が考えられている。

## 1.6.2 中性粒子輸送モデル

中性粒子は、プラズマと異なり磁力線に束縛されず、自由に運動することができる。そのため、特徴的な空間スケールとして、磁力線に垂直な方向のプラズマの広がりを考えるべきである。プラズマは、磁力線に沿って速やかに輸送されるため、磁力線に垂直な方向には広がりにくい。特に、ミッドプレーンなどでは、磁力線が密なため、プラズマの減衰長  $\delta_{sol}$  は数 cm 以下になる。一方、荷電交換などによる中性粒子の平均自由行程は、数 cm 以上である。したがって、クヌーセン数  $K \ll 1$  の条件は成り立ちにくく、中性粒子輸送に対して流体モデルの適用は難しい。

そのため、モンテカルロ法により Boltzmann 方程式を直接解く、運動論的な取り扱いが用いられることが多い。このような、中性粒子モンテカルロ輸送コードとして EIRENE[22–24] や DEGAS[25, 26]、NEUT2D[18] などがあげられる。

運動論的な手法は、ダイバータや壁の形状効果を考慮する上でも適している。Figure 1.12 に示すように、電場・磁場の影響を受けない中性粒子は、壁との衝突を繰り返しながら、励起・電離を行い、やがてイオンとなる。いったんイオンになれば、磁力線に捕らわれてダイバータ板へともどり、リサイクルする。したがって、ダイバータ領域近傍の幾何形状が、中性粒子の輸送、ひいては、デタッチメントの実現にとって極めて重要となる。ダイバータ領域の中性粒子密度を増加させるために工夫されたダイバータ幾何形状について、Fig. 1.12 を用いて説明する。Fig. 1.12(a) のように、ダイバータ領域の壁がプラズマに向かって開いている形状 (Open 形状) では、中性粒子は自由に運動できるため、ダイバータ領域に中性粒子をとどめることが難しい。一方、Fig. 1.12(b) で示す閉形状ダイバータ (Close 形状) では、多くの中性粒子はダイバータ領域から流出する前に壁と衝突する。この結果、ダイバータ領域からの中性粒子の流出を減らし、ダイバータ領域の中性粒子密度を増加させることができる。

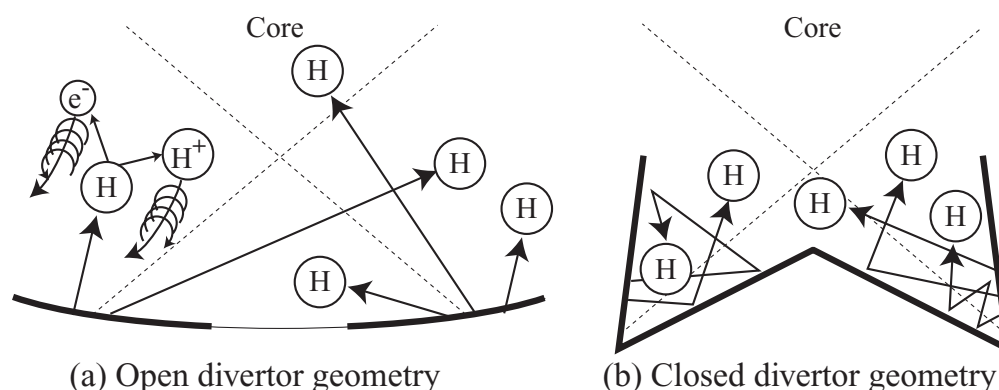


Fig. 1.12 Effect of the divertor geometry on the neutral transport. (cited from Ref. [27].)

### 1.6.3 不純物輸送モデル

不純物についても，中性粒子に対しては，前節の理由から運動論的モデルが用いられることが多い．一方，不純物イオンについては，背景プラズマと同様に流体モデルを用いる場合と運動論モデルを用いる場合がある．流体モデルを用いる場合，背景水素プラズマ及び各価数の不純物イオンを流体として扱う多種流体モデルを用いることが多い．このような多種流体モデルには，B2, B2.5, UEDGE などが含まれる．一方，代表的な運動論的モデルとしては，IMPMC[28]，DIVIMP[29]などがあげられる．また，本研究で開発した重金属不純物輸送コード IMPGYRO（第 5・6 章参照）も，運動論的モデルに分類される．

境界層プラズマにおける不純物の輸送過程のモデリングでは，

- (1) 多価電離状態、及びそこに至る多価電離・再結合過程，
- (2) 複雑な原子分子過程，
- (3) 不純物化合物の化学反応過程，

をはじめとして，さまざまな物理現象を扱わなければならない．

流体モデルで，このような物理現象を全て扱うには限界がある．例えば，壁材料が，最大電離価数の大きいタングステンのような場合，数十価におよぶ電離状態のひとつひとつを別々の流体として扱わなければならない．また，現在の多くのトカマク装置の壁材として用いられている炭素の場合，化学スパッタリングが起こり，メタンなどの炭化水素化合物としてプラズマ中に混入する．プラズマ中における炭化水素の複雑な化学反応過程を，流体モデルに取り入れるには限界がある．

そのため，B2 や B2.5 で炭素不純物を流体として取り扱う場合，化学スパッタリングにより発生した炭化水素は，すぐさま解離すると仮定して，発生直後から原子として扱っている．

一方，運動論モデルでは，上記のような物理現象を比較的容易に考慮することができる．例えば，IMPMC は、磁力線に沿った旋回中心近似を用いているモンテカルロ輸送コードである．IMPMC コードは，物理 / 化学スパッタリングによる不純物発生，中性粒子のイオン化，磁力線方向の運動，クーロン散乱，磁気面を横切る異常拡散，原子・分子過程を含み，特に化学スパッタリングで発生するメタンの解離過程が取り入れられている．

#### 1.6.4 統合コード

プラズマ，中性粒子，不純物の各粒子種で相互に矛盾のない解を得るために，各粒子種に対する解析モデルの統合化が進められている．そのような統合コードとして，B2-EIRENE[30]，B2.5-EIRENE[16]，SONIC(SOLDOR+NEUT2D+IMPMC)[31] などがある．

B2-EIRENE コードは，多くのトカマク実験の解析に用いられており [30, 32–38]，また国際熱核融合実験炉 (ITER) などの将来の炉設計にも利用されている [39–41]．

SONIC コードは，主に JT-60U の解析に用いられている．セパトリスと排気ポートとの間の距離に対する排気性能の解析 [31] や，X-Point MARFE の解析などに用いられている．

### 1.7 従来までのモデリング

この節では，従来まで行われてきた境界層プラズマの流れの構造，および不純物輸送に対する解析例について代表的なものを紹介する．

#### デタッチメントに伴う高速プラズマ流の解析

デタッチメントに伴って，ダイバータ板から離れた X 点近傍に，高速な流れが発生することが実験で観測されていた [42, 43]．JT-60U オープンダイバータ形状に対して B2-EIRENE による数値解析が行われ，解析結果と解析的な理論を用いた考察から，高速プラズマ流の発生機構が調べられた [44]．デタッチメントに伴うイオン化フロントの形成と，その背面における電子温度低下に伴う動圧 (流速) の増大が，高速プラズマ流の発生機構であることが示されている．しかし，実験との比較が行われておらず，解析結果の妥当性の検討が十分なされていない．

#### 境界層プラズマ流に対するドリフトの影響

代表的なトカマク装置 (DIII-D, JET, JT-60U) における境界層プラズマの流れの構造に対するドリフトの影響が，UEDGE コードを用いて解析されている [45]．



中性粒子輸送は、流体モデルで扱われている。プライベート領域において、外側ダイバータから内側ダイバータへ向かう大きな粒子束が、 $E \times B$  ドリフトにより駆動され、不純物輸送を理解するうえで重要となることが示されている。また、内側ダイバータ領域の流速を実験と比較しているが、径方向分布は実験と大きく異なる。

### 境界層プラズマの逆流現象

外側ミッドプレーンにおいて実験で観測される境界層プラズマの逆流現象について、JT-60U のアタッチ状態の実験結果から検討が行われている [20]。電流連続の式を満たすようにドリフトにより駆動される磁力線方向のイオン粒子束、すなわち Pfirsch-Schlüter 流が、逆流現象の発生原因のひとつとなることが示されている。文献 [20] では、あわせて UEDGE コードによる数値解析結果も示されている。ドリフトを考慮することで逆流現象が再現されることが示されているが、その詳しい発生機構については、数値解析結果からは調べられていない。

### 炭素不純物輸送に対するドリフトの影響

ASDEX-U に対して B2.5 コードによる数値解析が行われ、炭素不純物に対するドリフトの影響が調べられている [46]。ドリフトを考慮しない場合、炭素不純物は X 点近傍から炉心へ混入しやすいため、X 点近傍に密度のピークを持つ。しかし、 $E \times B$  ドリフトを考慮すると、炉心内部を周回する流れが形成され、ポロイダル磁気面に沿って、不純物密度分布が平坦化することが示されている。しかし、アタッチ状態に対する解析しかされておらず、また、ダイバータ領域の不純物輸送に対するドリフトの影響についてはほとんど触れられていない。

### 炭素不純物の輸送解析

JT-60U に対して IMPMC により、物理スパッタリングおよび化学スパッタリングによる炭素不純物発生分布と輸送過程の違いが調べられている [47]。炉心密度が高い場合、不純物の発生は、プライベート領域における化学スパッタリングが支配的となることが示されている。また、ダイバータ板で物理スパッタリングにより発生する不純物は、ダイバータ領域でイオン化されるため、ダイバータ板近傍に局在化する。これに対し、プライベート領域で化学スパッタリングにより発生した不純物は、プラズマ温度の低いプライベート領域をとおり、X 点近傍まで輸送される。この結果、実験で観測される X 点近傍の炭素による強い放射損失が引き起こされることを明らかにしている。

## 1.8 本研究の目的

以上述べてきたように、炉心とダイバータ板をつなぐ境界層プラズマの流れの構造と、ダイバータ板から発生する不純物の輸送過程の理解は、ダイバータ板にかかる熱負荷・粒子負荷低減や高性能炉心プラズマ維持の観点から、将来の核融合炉実現にとって必須の課題である。

境界層プラズマの流れに対して、ドリフトの効果が重要であるとの指摘がなされてきた。しかし、従来までの境界層プラズマに対するドリフト効果の解析は、アタッチメント状態のみを対象としているものが多い。熱負荷・粒子負荷低減の観点からはデタッチメントが重要となる。しかし、デタッチメント状態の境界層プラズマに対するドリフトの効果は、未だ明らかとはいえない。

また、従来の研究では、計算コストの面から、中性粒子の輸送を流体モデルで取り扱っている場合がほとんどである。デタッチメント状態では中性粒子の原子・分子過程が重要な役割を担うため、中性粒子輸送に対して流体モデルではなく、運動論モデルを用いるべきである。

そこで、本研究では、中性粒子に対して運動論モデルを適用し、デタッチメント状態における境界層プラズマ流の構造に対するドリフトの影響を明らかにすることを目的とする。

また、近年、化学スパッタリングがほとんど起こらないタングステンが、ダイバータ板素材として注目されている。しかし、タングステンのような重金属不純物の輸送解析には、従来から開発されてきた旋回中心近似を用いた不純物輸送解析コードは適さない。

そこで、重金属不純物の輸送解析に適したモンテカルロ輸送コードを開発し、タングステン不純物の輸送過程に対する境界層プラズマの効果を明らかにすることを、二つ目の目的とする。

## 1.9 論文構成

本論文は 7 章から構成され、各章の内容は以下のとおりである。

第 1 章は序論であり、本研究の背景と目的を述べた。

第 2 章は、以下の解析で用いる 2 次元境界層プラズマ解析コード”B2.5-EIRENE”の基礎方程式系、境界条件などについて詳細に説明している。

第 3 章では、まずドリフトを無視した場合における境界層プラズマの基本特性を調べる。2 次元境界層プラズマ解析コードを用いて、上流密度に対するデタッチメント特性を詳しく調べる。また、異なるダイバータ形状に対する解析結果を比較することで、デタッチメント特性に対する幾何形状効果を明らかにする。これらの結果を基に、ダイバータプラズマ流の構造に対するダイバータ幾何形状効果を調べ、デタッチメントに伴い X 点近傍に発生する高速プラズマ流の発生機構を明確にする。

第 4 章では、第 3 章で検討した基本的な境界層プラズマ流の構造に対するドリフトの影響について解析する。 $E \times B$ ドリフトおよび反磁性ドリフトが、ダイバータ領域の高速プラズマ流に与える影響について、解析結果と簡易モデルを用いて詳細に調べる。一方、外側ミッドプレーンにおいて実験で観測される境界層プラズマの逆流現象が、デタッチメント状態でも起こるのか否かを調べ、その発生機構を明らかにする。また、ダイバータ板から発生した炭素不純物に対するドリフトの影響についても調べる。最後に、従来用いられてきた中性粒子輸送に対する流体モデルによる解析結果と、本研究の解析結果とを比較することで、流体モデルの適用妥当性を検討する。

第 5 章では、本研究で開発した重金属不純物の輸送解析に適したモンテカルロ輸送コード“IMPGYRO”についてまとめる。コードで用いている物理モデル・計算手法について詳細に説明する。

第 6 章は、IMPGYRO コードによるタングステン不純物の輸送解析の結果についてまとめる。典型的な背景プラズマ分布に対して、ダイバータ板から一様にタングステンを発生させた場合の不純物密度を調べ、重金属不純物の輸送過程に対する境界層プラズマの役割について調べる。また、従来の旋回中心近似を用いた輸送解析では求めることが難しかった固体壁への入射角を求め、入射角度分布の違いによるセルフスパッタリング量の変化について調べる。

最後に、第 7 章は結論であり、本研究で得られた成果をまとめる。

# 第1章の参考文献

- [1] 宮本健郎,「プラズマ物理・核融合」, 東京大学出版会 (2004).
- [2] プラズマ・核融合学会編,「プラズマエネルギーのすべて」, 日本実業出版社 (2007).
- [3] 「核融合;人類究極のエネルギーの実現を目指して - ITER時代の研究開発 - 」, 日本原子力研究開発機構 (2001).
- [4] ITER 工学設計, プラズマ・核融合学会誌, 第 78 巻増刊 (2002).
- [5] A. S. Kukushkin, *et al.*, Nucl. Fusion **42** (2002) 187.
- [6] P. C. Stangeby, *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices*, (IOP, Bristol, 2000), Chap. 2.
- [7] P. C. Stangeby, *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices*, (IOP, Bristol, 2000), Chap. 6.
- [8] 畑山 明聖, プラズマ・核融合学会誌 **77** (2001) 420 .
- [9] B. Lipschultz, *et al.*, J. Nucl. Mater. **145-147** (1987) 15.
- [10] N. Asakura, *et al.*, Nucl. Fusion **36** (1996) 795.
- [11] H. Tamai, N. Asakura, N. Hosogane, J. Plasma Fusion Res. **74** (1998) 1336.
- [12] A. Loarte, *et al.*, J. Nucl. Mater. **266-269** (1999) 118.
- [13] S. I. Braginskii, *Reviews of Plasma Physics*, Vol. 1, (Consultants Bureau, New York, 1965) 205.
- [14] B. J. Braams, NET Rep. 68 EURFU/XII-80/87/68, CEC, Brussels (1987).
- [15] V. Rozhansky, *et al.*, Nucl. Fusion **41** (2001) 387.
- [16] R. Schneider, *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **46** (2006) 3.
- [17] T. D. Rognlien, *et al.*, J. Nucl. Mater. **196-198** (1992) 369.

- [18] K. Shimizu *et al.*, J. Nucl. Mater. **313-316** (2003) 1277.
- [19] F. F. Chen , 内田 岱二郎 訳「プラズマ物理入門」, 丸善株式会社 (1977) 第3章 .
- [20] N. Asakura, *et al.*, Plasma. Phys. Control. Fusion **44** (2002) 2102.
- [21] H. Kubo, *et al.*, Plasma Sci. Technol. **8** (2006) 50.
- [22] D. Reiter, *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **33** (1991) 1579.
- [23] D. Reiter, J. Nucl. Matter. **196-198** (1992) 80.
- [24] D. Reiter, *et al.*, Fusion Sci. Technol. **47** (2005) 172.
- [25] D. B. Heifetz *et al.*, J. Comp. Phys. **46** (1982) 309.
- [26] D. B. Heifetz, *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion* (Eds. D. E. Post and R. Behrisch, Plenum Press, New York, 1986) 695.
- [27] 畑山 明聖 , 日本物理学会誌 , **63** (2008) 掲載決定 .
- [28] K. Shimizu, *et al.* J. Nucl. Mater. **220-222** (1995) 410.
- [29] P. C. Stangeby and J. D. Elder, J. Nucl. Mater. **196-198** (1992) 258.
- [30] R. Schneider, *et al.*, J. Nucl. Mater. **196-198** (1992) 810.
- [31] H. Kawashima, *et al.*, Plasma Fusion Res. **1** (2006) 031.
- [32] R. Schneider, *et al.*, J. Nucl. Mater. **220-222** (1995) 1076.
- [33] H. Kastelewicz, *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **37** (1995) 723.
- [34] A. Hatayama, *et al.*, in Proc. Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 24th Eur. Conf. Berchtesgaden, 1997), Vol.21A, Part IV, European Physical Society, Geneva (1997) 505.
- [35] D. P. Coster, *et al.*, in Proc. Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 24th Eur. Conf. Berchtesgaden, 1997), Vol.21A, Part IV, European Physical Society, Geneva (1997) 1437.
- [36] R. Schneider, *et al.*, J. Nucl. Mater. **266-269** (1999) 175.
- [37] D. P. Coster, *et al.*, J. Nucl. Mater. **266-269** (1999) 804.
- [38] A. Loarte, *et al.*, J. Nucl. Mater. **266-269** (1999) 1123.

- [39] A. S. Kukushkin, *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **38** (1998) 20.
- [40] A. S. Kukushkin, *et al.*, J. Nucl. Mater. **241-243** (1999) 268.
- [41] H. D. Pacher, *et al.*, J. Nucl. Mater. **266-269** (1999) 1172.
- [42] N. Tsois, *et al.*, J. Nucl. Mater. **266-269** (1999) 1230.
- [43] N. Asakura, *et al.*, Nucl. Fusion **39** (1999) 1983.
- [44] A. Hatayama, *et al.*, Nucl. Fusion **40** (2000) 2009.
- [45] G. D. Potter, *et al.*, J. Nucl. Mater. **313-316** (2003) 1085.
- [46] V. Rozhansky, *et al.*, J. Nucl. Mater. **313-316** (2003) 1141.
- [47] 清水 勝宏 , 他 , プラズマ・核融合学会誌 **71** (1995) 1135 .

## 第2章

# 境界層プラズマ解析モデル

---

### 2.1 はじめに

本章では，第3・4章で行う境界層プラズマの解析に用いる解析モデルについて説明する．

序論で述べたように，境界層プラズマを解析するために，B2[1, 2]，B2.5[3, 4]，UEDGE[5]，SOLDOR[6]など種々のコードが開発されている．これらのコードのうち，ドリフト効果を考慮できるB2.5コードを用いる．

本研究では，デタッチメント状態に着目して解析を行う．デタッチメント状態では，中性粒子の挙動が重要となる．そのため，中性粒子の取り扱いには，流体モデルに比べて中性粒子の原子分子過程をより正確に模擬できる運動論モデルを用いるべきである．そこで，中性粒子輸送に対しては，モンテカルロ輸送コードEIRENE[7-9]を用いる．

以上のことから，本研究では，境界層プラズマの流れの構造を解析に対して，中性粒子の輸送を運動論モデルにより扱うことができ，かつドリフトを考慮することができる統合コードB2.5-EIRENE[4]を適用する．中性粒子輸送に対して運動論モデルを適用し，デタッチ状態の境界層プラズマに対するドリフトの影響を解析した例は他にない．

以下，第2.2節では，プラズマ流体を取り扱うB2.5コードの基礎方程式・輸送係数・境界条件を説明する．また，第2.3節では，中性粒子を取り扱うEIRENEコードについて詳しく説明している．

### 2.2 B2.5 コード

B2.5コードの前身であるB2コードは，Braginskiiの流体方程式[10]を基に，Braamsによって開発された[1]．その後，B2コードは，ドイツ・マックスプランクプラズマ物理研究所において，改良およびEIRENEコードとの統合が進められて

きた [2] .

近年, Rozhansky らは, Braginskii の流体方程式を基に, ドリフトおよび電流の効果を含んだ流体方程式を導出した [3] . この Rozhansky らによる流体方程式を基礎方程式とすることにより, B2 コードは B2.5 コードへと改良された .

B2.5 コードは, 背景プラズマおよび不純物プラズマを流体として扱う多種流体輸送コードである . トカマクを対象としたものであり, 軸対象性を仮定している . 磁力線方向の運動を, ポロイダル断面に投影し, ポロイダル方向とそれに垂直な径方向の 2 次元で解析する .

B2.5 コードでは, 以下にあげる 5 個の物理量を, トカマクの実磁場配位のポロイダル断面で解く .

- (i) イオン密度  $n$  ( $\text{m}^{-3}$ ),
- (ii) 磁力線平行方向のイオン流速  $V_{\parallel}$  ( $\text{m/s}$ ),
- (iii) 電位  $\phi$  (V),
- (iv) イオン温度  $T_i$  (eV),
- (v) 電子温度  $T_e$  (eV) .

これら 5 個の未知数に対して, 以下の 5 個の基礎方程式により系は閉じる .

- (1) 密度連続の式,
- (2) 磁力線方向の運動量バランス方程式,
- (3) 電流連続の式,
- (4) イオンエネルギー, 及び (5) 電子エネルギーバランス方程式 .

以下, B2.5 コードの基礎方程式系, 境界条件について説明する . ただし, 基礎方程式系で用いる以下の輸送係数については, 第 2.2.3 小節で説明する .

- 拡散係数 :  $D, D_{AN}^n, D_{AN}^p$
- 熱伝道係数 :  $\kappa_{\parallel}, \kappa_{\perp}$
- 電気伝導率 :  $\sigma_{\parallel}$
- 粘性係数 :  $\eta_0, \eta_1, \eta_2, \eta_3$

### 2.2.1 基礎方程式系 [3]

B2.5 コードの基礎方程式系は, Fig. 2.1 に示す局所曲線座標系を用いて表現される . ポロイダル磁気面に沿って, 内側ダイバータから外側ダイバータへ向かって  $x$  方向 (ポロイダル方向),  $x$  方向に垂直な方向を  $y$  方向とする . このとき,  $z$  方向は, トロイダル方向 (紙面裏側から表向き) である . メトリック係数は

$$h_x = \frac{1}{|\nabla x|}, \quad h_y = \frac{1}{|\nabla y|}, \quad h_z = \frac{1}{|\nabla z|}, \quad (2.1)$$

$$\sqrt{g} = h_x h_y h_z, \quad (2.2)$$

で与えられる . 特に,  $h_z$  は, 大半径  $R$  を用いて  $h_z = 2\pi R$  と書き直すことができる . トカマク内部の磁場は, トロイダル磁場とポロイダル磁場から成り立つため,



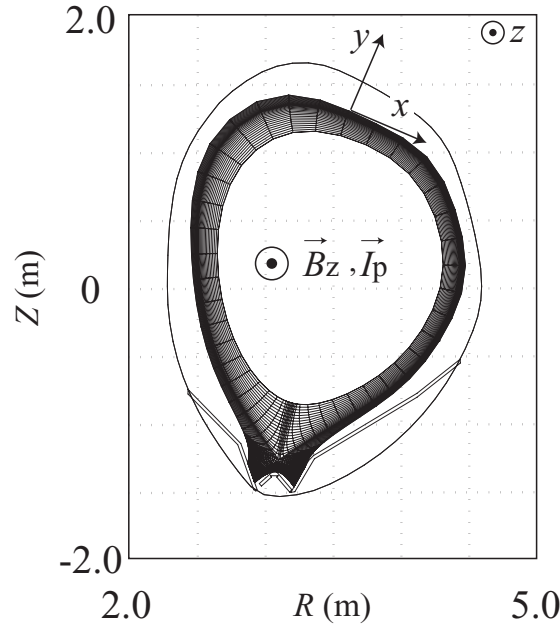


Fig. 2.1 Coordinate system:  $x$  is the poloidal coordinate,  $y$  is the radial coordinate orthogonal to the flux surfaces.

磁束密度  $B$  は,  $B = (B_x, 0, B_z)$  で与えられる. このとき, 磁力線方向の単位ベクトルは次式で与えられる.

$$\mathbf{b} = \frac{\mathbf{B}}{B} = b_x \mathbf{e}_x + b_z \mathbf{e}_z. \quad (2.3)$$

ただし,  $b_x = B_x/B$ ,  $b_z = B_z/B$  である.

以下の基礎方程式の記述に現れる記号  $\parallel$  は, 磁力線平行方向を表す. 一方,  $\perp$  は, 磁力線平行方向と  $y$  方向の両者に垂直な方向をあらわす.

磁力線に垂直な方向の流速  $V_\perp$  および  $V_y$  は, それぞれ,  $\perp$  方向,  $y$  方向の運動量バランスの式から, 以下のとおり与える.

$$V_\perp = V_\perp^{(DF)} + V_\perp^{(E \times B)} + V_\perp^{(dia)} + V_\perp^{(in)} + V_\perp^{(vis)} + V_\perp^{(s)}, \quad (2.4)$$

$$V_y = V_y^{(DF)} + V_y^{(E \times B)} + V_y^{(dia)} + V_y^{(in)} + V_y^{(vis)} + V_y^{(s)}. \quad (2.5)$$

式 (2.4)(2.5) の右辺第 1 項は, 拡散による速度  $V_{\perp,y}^{(DF)}$  であり, 次式で与えられる.

$$V_\perp^{(DF)} = -\frac{D}{T_i + T_e} \frac{b_z}{h_x} \left( \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} - \frac{3}{2} \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) - D_{AN}^n \frac{1}{h_x n} \frac{\partial n}{\partial x} - D_{AN}^p \frac{1}{h_x n} \frac{\partial n T_i}{\partial x}, \quad (2.6)$$

$$V_y^{(DF)} = -\frac{D}{T_i + T_e} \frac{1}{h_y} \left( \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} - \frac{3}{2} \frac{\partial T_e}{\partial y} \right) - D_{AN}^n \frac{1}{h_y n} \frac{\partial n}{\partial y} - D_{AN}^p \frac{1}{h_y n} \frac{\partial n T_i}{\partial y}. \quad (2.7)$$

第 2 項の  $E \times B$  ドリフトによる速度  $V_{\perp,y}^{(E \times B)}$  は,

$$V_y^{(E \times B)} = -\frac{1}{B} \frac{1}{h_y} \frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad (2.8)$$

$$V_{\perp}^{(E \times B)} = \frac{B_z}{B^2} \frac{1}{h_x} \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad (2.9)$$

で与えられる.

第 3 項  $V_{\perp,y}^{(dia)}$  は, 次式で与えられる反磁性ドリフト速度である.

$$V_{\perp}^{(dia)} = -\frac{1}{enB} \frac{\partial n T_i}{h_y \partial y}, \quad (2.10)$$

$$V_y^{(dia)} = \frac{B_z}{enB^2} \frac{\partial n T_i}{h_x \partial x}. \quad (2.11)$$

第 4 項  $V_{\perp,y}^{(in)}$ , 第 5 項  $V_{\perp,y}^{(vis)}$ , 第 6 項  $V_{\perp,y}^{(s)}$  は, それぞれ慣性, 粘性, 中性粒子との衝突に起因する速度である. これらの速度は, 後で述べる電流  $j_{\perp,y}^{(in)}$ ,  $j_{\perp,y}^{(vis)}$ ,  $j_{\perp,y}^{(s)}$  を用いて以下のとおり与えられる.

$$V_{\perp,y}^{(in)} = j_{\perp,y}^{(in)} / en, \quad V_{\perp,y}^{(vis)} = j_{\perp,y}^{(vis)} / en, \quad V_{\perp,y}^{(s)} = j_{\perp,y}^{(s)} / en.$$

(1) 密度連続の式

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_x} n (b_x V_{\parallel} + b_z V_{\perp}^{(0)}) \right) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_y} n V_y^{(0)} \right) = S^n. \quad (2.12)$$

ここで,  $S^n$  はイオン化/再結合による粒子の単位時間, 単位体積あたりの生成・消滅量である. また, ここで用いる磁力線垂直方向の流速  $V_{\perp}^{(0)}$ ,  $V_y^{(0)}$  は, 次のとおりである.

$$V_{\perp}^{(0)} = V_{\perp}^{(DF)} + V_{\perp}^{(E \times B)} + V_{\perp}^{(in)} + V_{\perp}^{(vis)} + V_{\perp}^{(s)} + \tilde{V}_{\perp}^{(dia)}, \quad (2.13)$$

$$V_y^{(0)} = V_y^{(DF)} + V_y^{(E \times B)} + V_y^{(in)} + V_y^{(vis)} + V_y^{(s)} + \tilde{V}_y^{(dia)}, \quad (2.14)$$

ここで,  $\tilde{V}_{\perp,y}^{(dia)}$  は実効的な反磁性ドリフト速度である.

$$\tilde{V}_{\perp}^{(dia)} = \frac{T_i B_z}{e b_z} \frac{\partial}{h_y \partial y} \left( \frac{1}{B^2} \right), \quad (2.15)$$

$$\tilde{V}_y^{(dia)} = -\frac{T_i B_z}{e} \frac{\partial}{h_x \partial x} \left( \frac{1}{B^2} \right). \quad (2.16)$$

通常, 反磁性ドリフトによる粒子束の発散は,  $\nabla \cdot (n V^{(dia)}) = 0$  となる. しかし, 磁束密度が空間的に非一様である場合, この発散は 0 にならない. そのため, 実際に粒子束の発散に寄与する成分のみをはじめから考慮している. 通常反磁性ドリフトと区別するために, 実効的な反磁性ドリフト速度にはチルダをつけている.

## (2) イオンに関する磁力線方向の運動量バランスの式

$$\begin{aligned}
 & m_i \left[ \frac{\partial n V_{\parallel}}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_x} n \left( V_{\perp}^{(0)} b_z + V_{\parallel} b_x \right) V_{\parallel} \right) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_y} n V_y^{(0)} V_{\parallel} \right) \right] \\
 &= -\frac{b_x}{h_x} \frac{\partial n T_i}{\partial x} - b_x \frac{en}{h_x} \frac{\partial \Phi}{\partial x} + F_k + F_{v_{\parallel}} + F_{q_{\parallel}} \\
 & \quad + \frac{1}{h_z \sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{h_z \sqrt{g}}{h_y^2} \eta^2 \frac{\partial V_{\parallel}}{\partial y} \right) + \frac{1}{h_z \sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{h_z \sqrt{g}}{h_x^2} \eta^2 \frac{\partial V_{\parallel}}{\partial x} \right) \\
 & \quad + b_x n m_i V_{\parallel}^2 \frac{1}{h_x} \frac{\partial \ln h_z}{\partial x} + S_{i\parallel}^m + R_{ie\parallel}. \tag{2.17}
 \end{aligned}$$

ここで、 $m_i$  はイオンの質量である．右辺は第 1 項から圧力勾配による力，電場による力，コリオリ力  $F_k$  である．

第 4 項  $F_{v_{\parallel}}$  は磁力線方向の粘性であり，次式で与えられる．

$$F_{v_{\parallel}} = \frac{4}{3} b_x B^{\frac{3}{2}} \frac{\partial}{h_x \partial x} \left( \frac{\eta_0 b_x}{B^2} \frac{\partial \left( B^{\frac{1}{2}} \left( V_{\parallel} + \frac{B}{B_x} V_{\perp}^{(dia)} + \frac{B}{B_x} V_{\perp}^{(E \times B)} \right) \right)}{h_x \partial x} \right). \tag{2.18}$$

第 5 項は，以下で与えられるイオン熱流によって生じる粘性である．

$$F_{q_{\parallel}} = b_x B^{\frac{3}{2}} \frac{\partial}{h_x \partial x} \left( \frac{b_x}{\nu_{ii} B^2} \frac{\partial \left( B^{\frac{1}{2}} \left( -\kappa_{\parallel} b_x \frac{1}{h_x} \frac{\partial T_i}{\partial x} - \frac{B}{B_x} \frac{5}{2} \frac{n T_i B_z}{e B^2} \frac{\partial T_i}{h_y \partial y} \right) \right)}{h_x \partial x} \right). \tag{2.19}$$

ただし、 $\nu_{ii}$  は，イオン-イオンのクーロン衝突の衝突周波数である．

第 7 項は，磁力線に沿ってトロイダル方向へプラズマが回転していることに起因する遠心力である．

最後に，第 8，9 項は，それぞれ，中性粒子との衝突に起因する運動量変化  $S_{i\parallel}^m$ ，イオン-電子の相互作用に起因する運動量変化  $R_{ie\parallel}$  である．

## (3) 電流連続の式

$$\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_x} (b_z j_{\perp} + b_x j_{\parallel}) \right) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_y} j_y \right) = 0. \tag{2.20}$$

ただし、 $j_{\parallel}$  は磁力線方向の電流であり，次のオームの法則から求められる．

$$j_{\parallel} = \sigma_{\parallel} \left( \frac{b_x}{e} \frac{1}{h_x} \left( \frac{\partial n T_e}{n \partial x} + 0.71 \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) - \frac{b_x}{h_x} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right). \tag{2.21}$$

また,  $j_{\perp}, j_y$  は, それぞれ  $\perp$  方向,  $y$  方向の電流であり, 次式で表される.

$$j_{\perp} = \tilde{j}_{\perp}^{(dia)} + j_{\perp}^{(in)} + j_{\perp}^{(vis)} + j_{\perp}^{(s)}, \quad (2.22)$$

$$j_y = \tilde{j}_y^{(dia)} + j_y^{(in)} + j_y^{(vis)} + j_y^{(s)}. \quad (2.23)$$

である. 以下, 式 (2.22)(2.23) の右辺について説明する.

第 1 項は, 反磁性ドリフトによる電流  $\tilde{j}_{\perp,y}^{(dia)}$  であり, 次式で与えられる.

$$\tilde{j}_{\perp}^{(dia)} = \frac{n(T_i + T_e)B_z}{b_z h_y} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{B^2} \right), \quad (2.24)$$

$$\tilde{j}_y^{(dia)} = -\frac{n(T_i + T_e)B_z}{h_x} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{B^2} \right). \quad (2.25)$$

ここでも, 式 (2.15)(2.16) と同様, 実効的に寄与する成分のみをはじめから考慮している. また, 電子の反磁性ドリフトによる寄与も含んでいる.

第 2 項は, 以下で与えられる慣性による寄与を表している.

$$j_{\perp}^{(in)} = -\frac{m_i}{B} \left[ \frac{\partial n V_y}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_x} n (V_{\perp}^{(0)} b_z + V_{\parallel} b_x) V_y \right) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_y} n V_y^{(0)} V_y \right) \right] - \frac{2b_x}{B} \frac{1}{h_x} \frac{\partial}{\partial x} \left( \eta_3 \frac{\partial V_{\parallel}}{h_x \partial x} \right) + \frac{m_i}{B} n V_{\parallel}^2 \frac{\partial \ln h_z}{h_y \partial y}, \quad (2.26)$$

$$j_y^{(in)} = \frac{m_i}{B} \left[ \frac{\partial n V_{\perp}}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_x} n (V_{\perp}^{(0)} b_z + V_{\parallel} b_x) V_{\perp} \right) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_y} n V_y^{(0)} V_{\perp} \right) \right] + \frac{2b_x}{B} \frac{1}{h_x} \frac{\partial}{\partial x} \left( \eta_3 \frac{\partial V_{\parallel}}{h_y \partial y} \right) - \frac{m_i}{B} n V_{\parallel}^2 \frac{\partial \ln h_z}{h_x \partial x}. \quad (2.27)$$

第 3 項は, 粘性に起因し, 次式で表される.

$$j_{\perp}^{(vis)} = j_{\perp}^{(vis\parallel)} + j_{\perp}^{(vis\perp)} + j_{\perp}^{(visq)}, \quad (2.28)$$

$$j_y^{(vis)} = j_y^{(vis\parallel)} + j_y^{(vis\perp)} + j_y^{(visq)}. \quad (2.29)$$

まず,  $j^{(vis\parallel)}$  は, 以下で与えられる磁力線方向の粘性による電流である.

$$j_{\perp}^{(vis\parallel)} = -\frac{\eta_0 B_x}{3B^{\frac{1}{2}}} \frac{\partial \left( B^{\frac{1}{2}} \left( V_{\parallel} + \frac{B}{B_x} V_{\perp}^{(dia)} + \frac{B}{B_x} V_{\perp}^{(E \times B)} \right) \right)}{h_x \partial x} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{B^2} \right), \quad (2.30)$$

$$j_y^{(vis\parallel)} = b_z \frac{\eta_0 B_x}{3B^{\frac{1}{2}}} \frac{\partial \left( B^{\frac{1}{2}} \left( V_{\parallel} + \frac{B}{B_x} V_{\perp}^{(dia)} + \frac{B}{B_x} V_{\perp}^{(E \times B)} \right) \right)}{h_x \partial x} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{B^2} \right). \quad (2.31)$$

次に，磁力線垂直方向の粘性による電流  $j^{(vis\perp)}$  は次式で与えられる．

$$j_{\perp}^{(vis\perp)} = \frac{1}{B} \left[ \frac{1}{h_x} \frac{\partial}{\partial x} \left( \eta_1 \frac{\partial V_y}{h_x \partial x} \right) + \frac{1}{h_y} \frac{\partial}{\partial y} \left( \eta_1 \frac{\partial V_y}{h_y \partial y} \right) + \frac{1}{h_x h_y} \frac{\partial \eta_1}{\partial x} \frac{\partial V_{\perp}}{\partial y} - \frac{1}{h_x h_y} \frac{\partial \eta_1}{\partial y} \frac{\partial V_{\perp}}{\partial x} \right] + \frac{4b_x}{B} \frac{1}{h_x h_y} \left[ \frac{\partial \eta_1}{\partial x} \frac{\partial V_{\perp}}{\partial y} - \frac{\partial \eta_1}{\partial y} \frac{\partial V_{\perp}}{\partial x} \right], \quad (2.32)$$

$$j_y^{(vis\perp)} = -\frac{1}{B} \left[ \frac{1}{h_x} \frac{\partial}{\partial x} \left( \eta_1 \frac{\partial V_{\perp}}{h_x \partial x} \right) + \frac{1}{h_y} \frac{\partial}{\partial y} \left( \eta_1 \frac{\partial V_{\perp}}{h_y \partial y} \right) - \frac{1}{h_x h_y} \frac{\partial \eta_1}{\partial x} \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{1}{h_x h_y} \frac{\partial \eta_1}{\partial y} \frac{\partial V_y}{\partial x} \right]. \quad (2.33)$$

熱流束に起因する電流  $j^{(visq)}$  は次式で与えられる．

$$j_{\perp}^{(visq)} = -\frac{0.24B_x}{B^{\frac{1}{2}}\nu_{ii}} \frac{\partial \left( B^{\frac{1}{2}} \left( -\kappa_{\parallel} b_x \frac{1}{h_x} \frac{\partial T_i}{\partial x} - \frac{B}{B_x} \frac{5}{2} \frac{nT_i B_z}{eB^2} \frac{\partial T_i}{h_y \partial y} \right) \right)}{h_x \partial x} \frac{\partial}{h_y \partial y} \left( \frac{1}{B^2} \right), \quad (2.34)$$

$$j_y^{(visq)} = b_z \frac{0.24B_x}{B^{\frac{1}{2}}\nu_{ii}} \frac{\partial \left( B^{\frac{1}{2}} \left( -\kappa_{\parallel} b_x \frac{1}{h_x} \frac{\partial T_i}{\partial x} - \frac{B}{B_x} \frac{5}{2} \frac{nT_i B_z}{eB^2} \frac{\partial T_i}{h_y \partial y} \right) \right)}{h_x \partial x} \frac{\partial}{h_x \partial x} \left( \frac{1}{B^2} \right). \quad (2.35)$$

最後に，式 (2.22)(2.23) の右辺第 4 項は，イオン-中性粒子の衝突によって生じる電流  $j_{\perp,y}^{(s)}$  であり，次式で与えられる．

$$j_{\perp}^{(s)} = \frac{S_{iy}^m}{B}, \quad j_{\perp}^{(s)} = \frac{S_{i\perp}^m}{B}. \quad (2.36)$$

ただし， $S_{iy}^m$ ， $S_{i\perp}^m$  は，それぞれ，イオン-中性粒子衝突による  $\perp$  方向および  $y$  方向の運動量の損失を表す．

#### (4) イオンのエネルギーバランス方程式

$$\begin{aligned} & \frac{3}{2} \frac{\partial nT_i}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_x} \tilde{q}_{ix} \right) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_y} \tilde{q}_{iy} \right) + \frac{nT_i}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_x} V_{\parallel} b_x \right) \\ & = Q_{ie} + S_i^E + nT_i B \frac{1}{h_x h_y} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{B^2} \right) - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{B^2} \right) \right). \end{aligned} \quad (2.37)$$

ただし， $Q_{ie}$  はイオン-電子衝突によるエネルギーの交換， $S_i^E$  は中性粒子との相互作用によるエネルギーの損失を表す． $x$  方向， $y$  方向のイオン熱流束  $\tilde{q}_{ix}$ ， $\tilde{q}_{iy}$  は以下の式で与えられる．

$$\begin{aligned} \tilde{q}_{ix} = & \frac{3}{2} nT_i \left( -b_z V_{\perp}^{(E \times B)} + b_x V_{\parallel} \right) + \frac{5}{2} nT_i \left( V_{\perp}^{(DF)} + \tilde{V}_{\perp}^{(dia)} \right) \\ & - \kappa_{i\parallel} \frac{b_x^2}{h_x} \frac{\partial T_i}{\partial x} - \kappa_{i\perp} \frac{b_z^2}{h_x} \frac{\partial T_i}{\partial x}, \end{aligned} \quad (2.38)$$

$$\tilde{q}_{iy} = \frac{3}{2}nT_i V_y^{(E \times B)} + \frac{5}{2}nT_i (V_y^{(DF)} + V_y^{(dia)}) - \kappa_{i\perp} \frac{1}{h_y} \frac{\partial T_i}{\partial y}. \quad (2.39)$$

## (5) 電子のエネルギーバランス方程式

$$\begin{aligned} & \frac{3}{2} \frac{\partial n T_e}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_x} \tilde{q}_{ex} \right) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_y} \tilde{q}_{ey} \right) \\ & \quad + \frac{n T_e}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\sqrt{g}}{h_x} (V_{\parallel} - j_{\parallel}/en) b_x \right) \\ & = -Q_{ie} + S_e^E + R_{ie} j_{\parallel}/en \\ & \quad + n T_e B \frac{1}{h_x h_y} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{B^2} \right) - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{B^2} \right) \right), \quad (2.40) \end{aligned}$$

ここで、 $S_e^E$  は電子-中性粒子相互作用（励起，イオン化）によるエネルギーの交換を表す．電子熱流束  $\tilde{q}_{ex}$ ， $\tilde{q}_{ey}$  は以下の式で与えられる．

$$\begin{aligned} \tilde{q}_{ex} &= \frac{3}{2}nT_e \left( b_z V_{\perp}^{(E \times B)} + b_x V_{\parallel} - b_x \frac{j_{\parallel}}{en} \right) + \frac{5}{2}nT_e \left( b_z V_{\perp}^{(DF)} + b_z \tilde{V}_{e\perp}^{(dia)} \right) \\ & \quad - 0.71 b_x j_{\parallel} T_e / e - \kappa_{e\parallel} \frac{b_x^2}{h_x} \frac{\partial T_e}{\partial x} - \kappa_{e\perp} \frac{b_z^2}{h_x} \frac{\partial T_e}{\partial x} \\ & \quad + \frac{3}{2} \frac{T_e}{eB} \frac{\nu_{ei}}{\omega_{ce}} \frac{b_z^2}{h_x} \frac{\partial n(T_e + T_i)}{\partial x}, \quad (2.41) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{q}_{ey} &= \frac{3}{2}nT_e V_y^{(E \times B)} + \frac{5}{2}nT_e (V_y^{(DF)} + V_{ey}^{(dia)}) - \kappa_{e\perp} \frac{1}{h_y} \frac{\partial T_e}{\partial y} \\ & \quad + \frac{3}{2} \frac{T_e}{eB} \frac{\nu_{ei}}{\omega_{ce}} \frac{1}{h_y} \frac{\partial n(T_e + T_i)}{\partial x}. \quad (2.42) \end{aligned}$$

ここで、 $\nu_{ei}$  はイオンと電子と衝突周波数， $\omega_{ce}$  は電子のサイクロトロン周波数である．また、 $V_{e\perp}^{(dia)}$ ， $V_{ey}^{(dia)}$  は，電子に関する実効的な反磁性ドリフト速度であり，次式で与えられる．

$$\tilde{V}_{e\perp}^{(dia)} = \frac{T_e B_z}{e b_z} \frac{\partial}{h_y \partial y} \left( \frac{1}{B^2} \right), \quad (2.43)$$

$$\tilde{V}_{ey}^{(dia)} = -\frac{T_e B_z}{e} \frac{\partial}{h_x \partial x} \left( \frac{1}{B^2} \right). \quad (2.44)$$

### 2.2.2 境界条件

B2.5 コードでは, Fig. 2.2 に示した炉心境界 (Core Interface Boundary: CIB), プライベート領域の壁側境界 (Private side), SOL の壁側境界 (Wall side), 内側・外側ダイバータ板 (Inner and Outer divertor) で境界条件を与える.

- 炉心境界条件 (Core interface)

炉心境界における重水素イオン密度  $n_{D^+}|_{CIB}$ , 炉心境界を横切るイオンおよび電子のエネルギー流束密度  $q_{iy}|_{CIB}$ ,  $q_{ey}|_{CIB}$  は, 計算条件として定数で与える. 重水素イオン以外の粒子に対する密度連続の式, 運動量バランスの式, 電流連続の式に対しての境界条件は以下のとおりである.

$$\Gamma_y|_{CIB} = 0, \quad (2.45)$$

$$V_{\parallel}|_{CIB} = 0, \quad (2.46)$$

$$j_y|_{CIB} = 0. \quad (2.47)$$

- 壁側境界条件 (Private side および Wall side)

密度の境界条件に対しては, 境界を横切る粒子束を  $\Gamma_y|_{wall} = \alpha n c_s$  で与える. ここで,  $\alpha$  は任意パラメータであり, 定数として与える. エネルギーバランス方程式に対しては, 磁力線垂直方向の減衰長  $\lambda_{T_i}$ ,  $\lambda_{T_e}$  を与える.

$$\Gamma_y|_{wall} = \alpha n c_s, \quad (2.48)$$

$$V_{\parallel}|_{wall} = 0, \quad (2.49)$$

$$\lambda_{T_i}|_{wall} = \text{const.}, \quad (2.50)$$

$$\lambda_{T_e}|_{wall} = \text{const.}, \quad (2.51)$$

$$j_y|_{wall} = 0. \quad (2.52)$$

本研究では,  $\alpha = 10^{-3}$ ,  $\lambda_{T_i}|_{wall} = \lambda_{T_e}|_{wall} = 1 \text{ cm}$  を仮定している.

- ダイバータ板の境界条件 (Inner および Outer Divertor)

磁力線方向の流速に対しては, シース入り口における Bohm 条件から以下の条件を与える [11].

$$V_{\parallel}|_{div} \geq c_s - \frac{b_z}{b_x} V_{\perp}|_{div}, \quad (2.53)$$

ただし,  $c_s$  はイオン音速であり, 次式で与えられる.

$$c_s = \sqrt{\frac{T_e + T_i}{m_i}}. \quad (2.54)$$

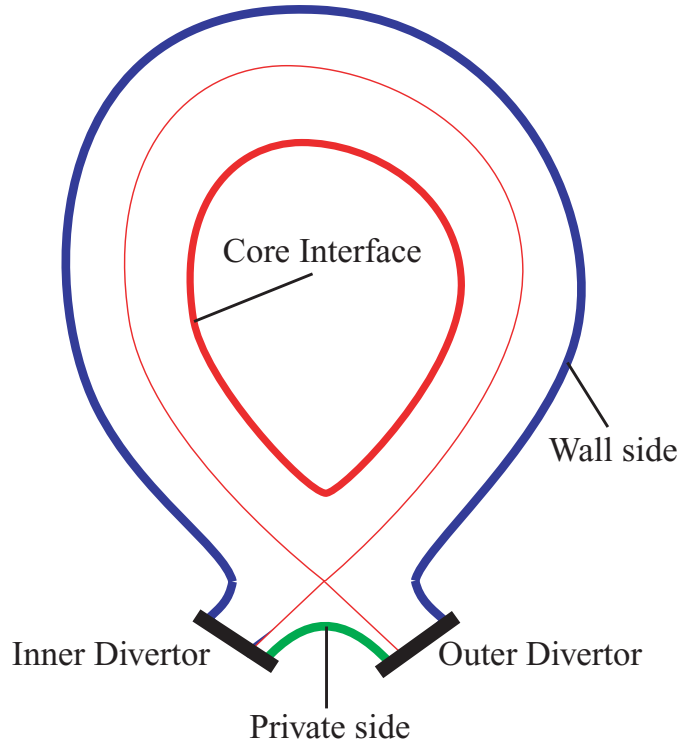


Fig. 2.2 Boundaries for computational domain.

また，ダイバータ板へ流入するエネルギー流束密度  $\tilde{q}_{ix}|_{div}$  ,  $\tilde{q}_{ex}|_{div}$  , 電流  $j_x|_{div}$  は以下のように与える．

$$\tilde{q}_{ex}|_{div} = b_x \frac{n}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{T_e}{m_e}} \exp\left(-\frac{e\Phi}{T_e}\right) (1 - \gamma) \left(T_e \frac{1 + \gamma}{1 - \gamma} + e\Phi\right), \quad (2.55)$$

$$\tilde{q}_{ix}|_{div} = \frac{3}{2} n T_i c_s b_x. \quad (2.56)$$

$$j_x|_{div} = en \left( b_x c_s - b_x \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{T_e}{m_e}} \exp\left(-\frac{e\Phi}{T_e}\right) (1 - \gamma) \right), \quad (2.57)$$

ただし， $\gamma$  は，2次電子放出係数であり，本研究では  $\gamma = 0.5$  を仮定している．



### 2.2.3 輸送係数

- 磁力線方向の拡散係数・熱伝導係数

磁力線方向には，クーロン衝突による熱伝導・拡散が支配的である．このとき，拡散係数  $D$  は次式で与えられる．

$$D = \frac{T_i + T_e}{eB} \frac{\nu_{ie}}{\omega_{ce}}. \quad (2.58)$$

一方，熱伝導係数は

$$\kappa_{\parallel} \sim \kappa^0 T^{5/2}, \quad (2.59)$$

で与えられる．ただし， $\nu_{ie}$  はイオン-電子衝突の衝突周波数， $\omega_{ce}$  は電子のサイクロトロン周波数である．ここで，定数  $\kappa^0$  は，電子の場合  $\kappa_e^0 \sim 1915$ ，重水素イオンの場合  $\kappa_{D^+}^0 \sim 55$  である．

このような，クーロン衝突が支配的な輸送過程を古典輸送と呼ぶ．

- 磁力線垂直方向の拡散係数・熱伝導係数

磁力線垂直方向については，プラズマ中の荷電粒子は磁力線に巻きついていするため，一回の衝突により移動する距離はラーマー半径  $r_L$  程度となる．したがって，磁力線垂直方向の粒子拡散係数  $D_{\perp}$ ，および  $\kappa_{\perp}$  は

$$D_{\perp} \sim \frac{r_L^2}{\tau_{C.C.}}. \quad (2.60)$$

$$\kappa_{\perp} \sim \frac{nr_L^2}{\tau_{C.C.}} = n\chi_{\perp}, \quad (2.61)$$

で与えられる．ここで， $\chi_{\perp}$  は熱拡散係数である．

しかし，実験的に求められた輸送係数  $D_{\perp}$  や  $\chi_{\perp}$  は，上式で計算された古典的な輸送係数より 1，2 桁大きい．このため，磁力線垂直方向の拡散を異常輸送として取り扱い，パラメータとして粒子拡散係数および熱拡散係数を与える．

これらのパラメータは，実験におけるミッドプレーンおよびダイバータ板での密度および温度の空間分布を，できうるかぎり再現できるように選ばれる．ITER の設計活動を契機に，種々のトカマクの解析結果の比較が行われ [12]， $D_{AN}^n = 0.1 - 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$ ， $\chi_{AN} = 1.0 - 5.0 \text{ m}^2/\text{s}$  の範囲の値が用いられている．本研究では，異常輸送係数として粒子拡散係数に  $D_{AN}^n = 0.3 \text{ m}^2/\text{s}$ ，熱拡散係数に  $\chi_{AN} = 2.0 \text{ m}^2/\text{s}$  を仮定している．

- 電気伝導率

プラズマの電気伝導率は，次式で与えられる．

$$\sigma_{\parallel} = \frac{2n_e e^2}{\nu_e m_e}. \quad (2.62)$$

ただし， $\nu_e$  は電子-電子衝突の衝突周波数である．

- 粘性係数

式 (2.17)-(2.19) , (2.30)-(2.33) で用いる粘性係数は以下のように与えられる．

$$\eta_0 = 0.96 n T_i / \nu_{ii}, \quad (2.63)$$

$$\eta_1 = \eta_2 / 4, \quad (2.64)$$

$$\eta_2 = n m_i D_{AN}^n, \quad (2.65)$$

$$\eta_3 = n T_i / 2 \omega_{ci}. \quad (2.66)$$

ここで， $\omega_{ci}$  はイオンのサイクロトロン周波数である．また， $\eta_2$  については，先に説明した異常輸送を考慮している．

## 2.3 EIRENE コード

本研究では，中性粒子として重水素原子 D，重水素分子 D<sub>2</sub>，炭素原子 C を考慮し，モンテカルル法により直接ボルツマン方程式を解く EIRENE コード [7-9] を用いている．EIRENE の基礎方程式であるボルツマン方程式とモンテカルル法との対応を考えるには積分形で考えたほうが理解しやすい [13]． $i$  種の中性粒子に対するボルツマン方程式は，

$$\begin{aligned} \Psi(\mathbf{r}, \mathbf{v}, i) = & \int Q(\mathbf{r}', \mathbf{v}, i) T(\mathbf{v}, i : \mathbf{r}' \rightarrow \mathbf{r}) d\mathbf{r}' \\ & + \int \int \Psi(\mathbf{r}', \mathbf{v}', i') K(\mathbf{r}', \mathbf{v}', i' \rightarrow \mathbf{r}, \mathbf{v}, i) d\mathbf{r}' d\mathbf{v}'. \end{aligned} \quad (2.67)$$

ここで，衝突密度  $\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{v}, i)$  は，位相空間における単位体積当たりの  $i$  種粒子（水素原子，水素分子，あるいは不純物中性粒子）の衝突回数を表す．右辺第一項は，考えている点に対する粒子発生点からの直接の寄与，第二項は他の点で起こった衝突からの寄与を表す．すなわち， $Q(\mathbf{r}', \mathbf{v}, i)$  は位置  $\mathbf{r}'$  での速度  $\mathbf{v}$  の粒子発生密度を表し，輸送核  $T(\mathbf{v}, i : \mathbf{r}' \rightarrow \mathbf{r})$  は  $\mathbf{r}'$  で発生した速度  $\mathbf{v}$  を持つ粒子が衝突しないで  $\mathbf{r}$  に到達する確率と理解できる．また，第二項で積分核  $K(\mathbf{r}', \mathbf{v}', i' \rightarrow \mathbf{r}, \mathbf{v}, i)$  は， $\mathbf{r}'$  における衝突で速度  $\mathbf{v}$  の粒子が発生し， $\mathbf{r}$  まで衝突せずに到達する確率を表す．モンテカルル法で式 (2.67) を解く際には，まず発生密度分布に従いテスト粒子を

Table 2.1 Atomic and molecular processes taken into account in the analysis. (EI:electron impact ionization, EL:elastic collision, CX:charge exchange, DS:dissociation/dissociative ionization, RC:recombination)

	reactions	kind	Ref.
1	$e + H \rightarrow H^+ + 2e$	EI	[18]
2	$H^+ + H \rightarrow H + H^+$	CX	[19]
3	$H^+ + H \rightarrow H^+ + H$	EL	[20]
4	$e + H^+ \rightarrow H$	RC	[18]
5	$e + H_2 \rightarrow H + H + e$	DS	[21]
6	$e + H_2 \rightarrow H_2^+ + 2e$	DS	[21]
7	$e + H_2 \rightarrow H^+ + H + 2e$	DS	[21]
8	$H^+ + H_2 \rightarrow H^+ + H_2$	EL	[20]
9	$e + C \rightarrow C^+ + 2e$	EI	[22]
10	$H^+ + C \rightarrow H + C^+$	CX	[22]

発生させ、 $T(\mathbf{v}, i: \mathbf{r}' \rightarrow \mathbf{r})$  からその衝突点をサンプルする。その衝突点で衝突の種類と衝突後の速度をサンプルし、再び、上のプロセスを繰り返す。

発生量  $Q$  は、水素中性粒子および炭素不純物について以下のように見積もられる。水素中性粒子は、固体壁に到達したイオン粒子束に対して、TRIM コード [14, 15] により計算された粒子反射係数およびエネルギー反射係数を用いて、発生量および放出エネルギーを見積もる。炭素不純物の発生量については、物理および化学スパッタリングにより見積もる。物理スパッタリングについては、Roth-Bodansky の式 [16] からスパッタリング率を与える。放出エネルギーおよび放出角度については、それぞれ Thompson 分布 [17] および cosine 分布を用いる。化学スパッタリングについては、現在、その発生過程が十分に理解されているとはいえないため、スパッタリング率および放出エネルギーをパラメータとして与える。本研究では、スパッタリング率 2%、放出エネルギー 1eV を仮定している。ただし、化学スパッタリングにより発生した炭化水素は、即座に解離すると仮定して、発生直後から炭素中性原子として取り扱う。

EIRENE コードでは、輸送核 T および積分核 K を求める際に考慮すべき原子・分子過程を、必要に応じて選択することができる。本研究では、Table 2.1 に示すような水素および炭素の原子・分子過程を考慮している。

## 2.4 B2.5-EIRENE コード

B2.5 コードと EIRENE コードとを統合した B2.5-EIRENE コードでは、以下の手順により計算を行う。

1. B2.5 コードにより背景プラズマの分布を計算する。
2. B2.5 コードにより計算された背景プラズマ分布を用いて、EIRENE コードにより中性粒子の軌道計算を行う。
3. 中性粒子軌道計算の際に、イオン化・再結合による粒子生成・消滅量  $S^n$ 、イオンの運動量の変化量  $S_{i\parallel}^m$ 、 $S_{i\perp}^m$ 、 $S_{iy}^m$ 、イオンとの相互作用によるイオンのエネルギー変化量  $S_i^E$ 、および電子のエネルギー変化量  $S_e^E$  の空間分布を求めておく。
4.  $S^n$  を式 (2.12)、 $S_{i\parallel}^m$  を式 (2.17)、 $S_{i\perp}^m$  および  $S_{iy}^m$  を式 (2.36)、 $S_i^E$  および  $S_e^E$  を式 (2.37)(2.40) に、各々代入する
5. 再び、B2.5 コードにより、新たな背景分布を求める。

1-5 の手順を、プラズマと中性粒子の分布に矛盾がなくなるまで繰り返し行う。

## 2.5 まとめ

この章では、本研究で境界層プラズマの解析に用いる B2.5-EIRENE コードについて説明した。B2.5-EIRENE は、ドリフト効果を含めてプラズマを流体として解く B2.5 コードと、中性粒子を運動論的に扱う EIRENE コードとを合わせた統合コードである。

B2.5 コードは、プラズマ流体コードであり、イオン密度  $n$  ( $\text{m}^{-3}$ )、磁力線平行方向のイオン流速  $V_{\parallel}$  ( $\text{m/s}$ )、電位  $\phi$  (V)、イオン温度  $T_i$  (eV)、電子温度  $T_e$  (eV) の 5 つの未知数に対して、密度連続の式、磁力線方向の運動量バランス方程式、電流連続の式、電子エネルギー及びイオンエネルギーバランス方程式の 5 つの基礎方程式を 2 次元で解いている。

EIRENE コードは、中性粒子モンテカルロ輸送コードであり、ボルツマン方程式をモンテカルロ法により直接解いている。EIRENE が扱う水素中性粒子は、固体壁に到達したイオン粒子束から、粒子反射係数、エネルギー反射係数を用いて原子もしくは分子として発生させている。炭素不純物の発生については、固体壁における物理スパッタリング、化学スパッタリングを考慮している。このようにして発生した中性粒子に対して、デタッチメント状態において重要となる原子分子過程を考慮し、中性粒子によるプラズマへの寄与を計算している。

## 第2章の参考文献

- [1] B. J. Braams, NET Rep. 68 EURFU/XII-80/87/68, CEC, Brussels (1987).
- [2] R. Schneider, *et al.*, J. Nucl. Mater. **196-198** (1992) 810.
- [3] V. Rozhansky, *et al.*, Nucl. Fusion **41** (2001) 387.
- [4] R. Schneider, *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **46** (2006) 3.
- [5] T. D. Rognlien, *et al.*, J. Nucl. Mater. **196-198** (1992) 369.
- [6] K. Shimizu *et al.*, J. Nucl. Mater. **313-316** (2003) 1277.
- [7] D. Reiter, *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **33** (1991) 1579.
- [8] D. Reiter, J. Nucl. Matter. **196-198** (1992) 80.
- [9] D. Reiter, *et al.*, Fusion Sci. Technol. **47** (2005) 172.
- [10] S. I. Braginskii, *Reviews of Plasma Physics*, Vol. 1, (Consultants Bureau, New York, 1965) 205.
- [11] P. C. Stangeby and A. V. Chankin, Physics of Plasmas **2** (1995) 707.
- [12] ITER Physics Expert Group on Divertor, Nucl. Fusion **39** (1999) 2391.
- [13] 畑山 明聖 , プラズマ・核融合学会誌 **77** (2001) 420.
- [14] W. Eckstein and D. B. Heifetz, J. Nucl. Mater. **145-147** (1987) 332.
- [15] G. Bateman, PPPL Appl. Phys. Rep. No. 1, PPPL, (1980).
- [16] J. Roth and C. Gracia-Rosales, Nucl. Fusion **36** (1996) 1647.
- [17] M. W. Thompson, Philos. Mag. **18** (1968) 377.
- [18] L. C. Johnson and E. J. Hinnov, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans. **13** (1973) 333.
- [19] R. K. Janev, *et al.*, *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas*, (Springer-Verlag, Berlin, 1987).

- [20] P. Bachmann and D. Reiter, *Contrib. Plasma Phys.* **35** (1995) 45.
- [21] K. Sawada and T. Fujimoto, *J. Appl. Phys.* **78** (1995) 2913.
- [22] A. B. Ehrhardt and W. D. Langer, *PPPL-Report*, PPPL-2477 (1987).

## 第3章

# 境界層プラズマの基本特性と 流れの構造

---

### 3.1 はじめに

序論で説明したように，ダイバータプラズマの特性は，上流の密度に大きく依存する．上流の密度を増加させていくことで，ダイバータプラズマは，低リサイクリング状態から高リサイクリング状態へ移行する．さらに上流密度を増加させると，デタッチメントが起こる．しかし，序論で用いた2点モデルは，中性粒子との相互作用によるプラズマの運動量およびエネルギーの損失を考慮していないため，デタッチメントを説明することはできない．また，ダイバータ幾何形状効果を考慮することも難しい．

そこで，本章では，2次元境界層プラズマ解析コードを用いて，上流密度に対するJT-60Uのダイバータプラズマ特性を詳しく調べる．特に，2点モデルでは解析が難しいデタッチメント状態に着目する．同時に，JT-60U Openダイバータ形状とCloseダイバータ形状(W型ダイバータ形状)に対する解析結果を比較する．これにより，デタッチメント特性に対する幾何形状効果を明らかにする．

また，第1.7節で触れたように，デタッチメント状態に伴いダイバータ板から離れたセパトリクス近傍にマッハ数 $M$  ( $M = u_{\parallel}/c_s$ ,  $u_{\parallel}$ : 磁力線方向の流速)が1程度の高速な流れが発生する[1, 2]．Hatayamaらは，このような高速プラズマ流の発生機構を，JT-60U Open形状に対する数値解析結果と解析的な理論とを比較することにより調べている[3]．しかし，JT-60U Open形状では流速の測定が行われておらず，解析結果と実験との比較が行えなかった．このため，解析結果の妥当性の検討は十分とはいえない．

そこで，本章で得られたJT-60U W型ダイバータ形状に対する数値解析結果と，実験で測定されたX点近傍の流速分布とを比較し，解析結果の妥当性を調べる．同時に，Open形状とW型形状との解析結果を比較することで，高速プラズマ流の構造に対する幾何形状効果を明らかにする．これらの結果から，Hatayamaらの説

明する高速プラズマ流の発生機構をより明確にする。

以下、第 3.2 節では、まず、JT-60U Open ダイバータ形状と W 型ダイバータ形状の違いについて説明する。つづく第 3.3 節で、それぞれのダイバータ幾何形状に対して、まずはドリフトを考慮しない数値解析を行う。解析結果を比較し、ダイバータプラズマの基本特性およびデタッチメント性能に対するダイバータ幾何形状効果を調べる。第 3.4 節では、JT-60U 実験における X 点近傍の流速の測定データと解析結果とを比較し、数値解析の妥当性を調べる。また、Open 形状と W 型形状との解析結果の比較から、高速プラズマ流に対するダイバータ幾何形状効果を明らかにする。最後に、第 3.5 節では、以上の結果を基に、文献 [3] と同様の検討を行い、高速プラズマ流の発生機構を明確にする。

## 3.2 JT-60U のダイバータ幾何形状

近年、JT-60U ではダイバータ幾何形状が、Open 形状から Close 形状である W 型ダイバータ形状へと改修された [4, 5]

JT-60U W 型ダイバータ形状のポロイダル断面を Fig. 3.1 に示す。主な構成物は、内側・外側ダイバータ板、X 点下のプライベート領域のドーム (Dome)、それぞれのダイバータに繋がるバッフル板 (Baffle)、及び排気ポート (Pumping Ports) である。ダイバータ板の配置は、ダイバータの形状効果に関するシミュレーション結果 [6] を基に、低温・高密度ダイバータプラズマを生成しやすく、中性粒子の逆流が起こりにくいように傾斜がとられている。ドームは、プライベート領域から中性粒子が X 点付近へ向かわないようにする遮蔽効果、ダイバータ領域を内側・外側に分離する効果、プライベート領域で化学スパッタリングによって発生するメタン等を低減する効果 [7] を持っている。リサイクリングにより発生する重水素中性粒子および不純物は、内側ダイバータ板とドームの間にあるスロット (Exhaust entrance) を通りダイバータ領域から流出し、ドームの下、外側バッフル板の下を通過して、排気ポートまで導かれる。したがって、バッフル板は、排気ポートまでのダクトの役割と共に、排気ポートへ向かう中性粒子・不純物が再びプラズマ中へと戻っていくことを防ぐ役割を担っている。

## 3.3 デタッチメント特性に対する幾何形状効果 [8]

### 3.3.1 解析条件

Figure 3.2, 3.3 に、JT-60U Open ダイバータ形状および W 型ダイバータ形状の数値解析メッシュと構造物を示す。これらの解析メッシュは、Open 形状についてはショット番号 24830、W 型形状についてはショット番号 30981 の JT-60U 実験の MHD 平衡データに基づいて、メッシュ生成プログラム CARRE [9] を用いて生



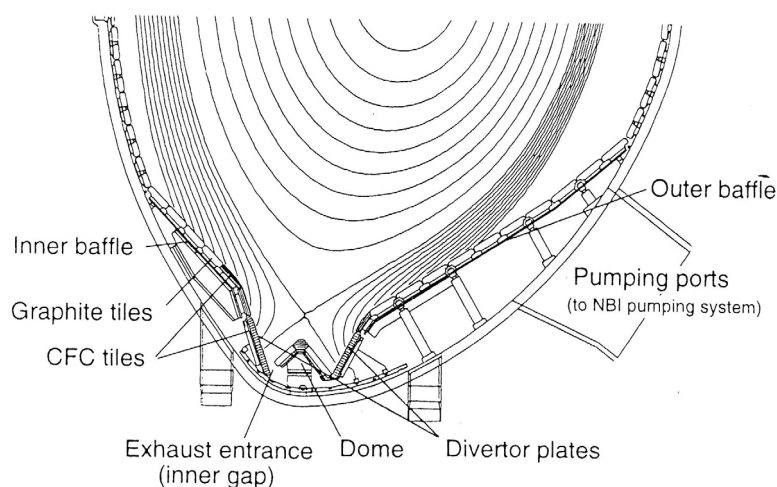


Fig. 3.1 Cross-sectional view of the W-shaped divertor of JT-60U. (cited from Ref. [4].)

Table 3.1 Operation parameter.

	Open divertor	W-shaped divertor
shot#	24830	30981
Plasma Current	1.8 MA	1.2 MA
Toroidal Magnetic Field	3.5 T	3.5 T
Effective Safety Factor	4.7	4.4
NBI Power	4 MW	5 MW

成している．Table 3.1 に示すように Open 形状，W 型形状で炉心プラズマ条件がほぼ等しい大体積の実験を選んでいる．

炉心境界条件として，炉心からの流入エネルギー流束  $Q = q_{iy}|_{CIB} + q_{ey}|_{CIB}$  に対し，Open 形状の場合  $Q = 2.75 \text{ MW}$ ，W 型形状の場合  $Q = 2.5 \text{ MW}$  を与える．この流入エネルギーは，イオンと電子に等しく分配されると仮定している．外側ミッドプレーンのセパトリス上の電子密度を両形状でそろえたとき，電子温度も等しくなるように，Open 形状の炉心流入エネルギーは W 型形状のものより大きくしている．炉心境界における重水素イオン密度  $n_{D^+}|_{CIB}$  は， $n_{D^+}|_{CIB} = (1.0 - 2.0) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  の範囲で変化させている．

### 3.3.2 ダイバータプラズマ分布に対する幾何形状効果

上流の密度に対するダイバータプラズマ特性を調べる前に、ダイバータプラズマ分布に対するダイバータ幾何形状効果について考察する。

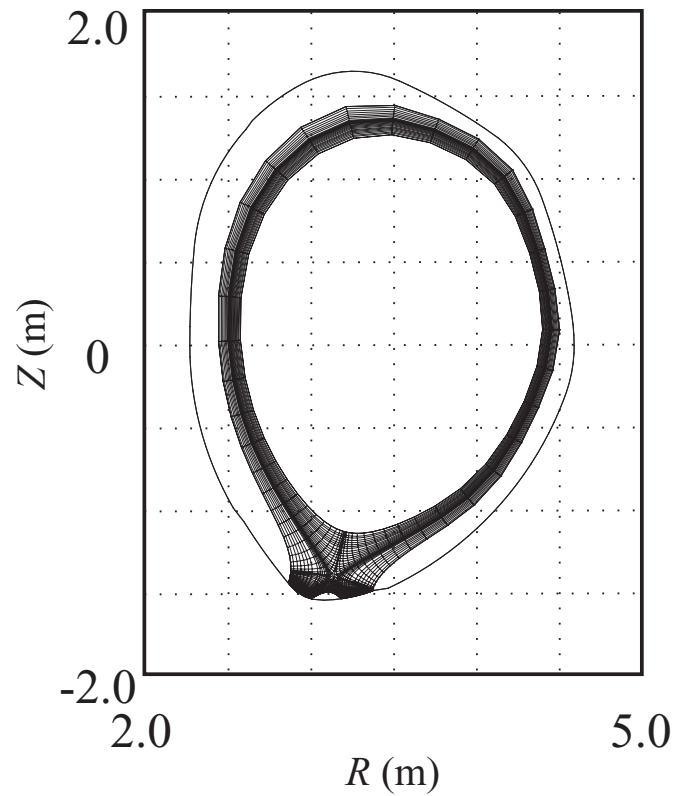
Figure 3.4 に、炉心境界密度が  $n_{D+}|_{CIB} = 1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  の場合における、外側ダイバータでの (a) 電子密度  $n_e$ 、(b) 電子温度  $T_e$  の径方向分布を示す。横軸は、ダイバータ板に沿ったセパトリクスからの距離を示している。 $L_d > 0$  は境界層領域、 $L_d < 0$  はプライベート領域に対応する。は Open 形状、は W 型形状の結果を示している。

Figure 3.4(a) から、Open 形状では電子密度の径方向分布は比較的平坦であるのに対し、W 型形状では、セパトリクス近傍でピーキングしていることがわかる。また、Fig.3.4(b) から、W 型形状では、Open 形状に比べてセパトリクス近傍 ( $L_d < 0.03 \text{ m}$ ) の電子温度が著しく低下していることが分かる。

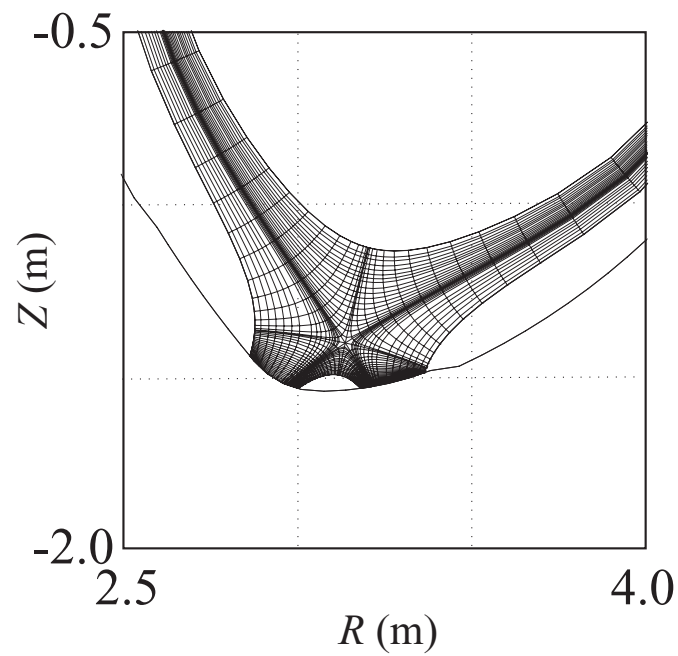
Figure 3.5 は、実験においてダイバータプローブで測定された (a) 電子密度、(b) 電子温度の径方向分布である [1]。は Open 形状、は W 型形状を示しており、図中の  $\bar{n}_e$  は、炉心平均電子密度である。同じ  $\bar{n}_e$  で Open 形状と W 型形状の分布を比べると、Fig. 3.4 の解析結果と同様に、Open 形状に比べて W 形状では電子密度はピーキングしており、電子温度の低下もみられる。

以上のような傾向は、中性粒子の挙動と密接に関係している。重水素原子密度の 2 次元分布を Fig. 3.6 に示す。バツフルとドームがない Open 形状では、リサイクリングにより発生した中性粒子は、比較的自由に動くことができ、広く分布していることが分かる。一方、W 型形状では、中性粒子はダイバータ板の傾きとドームの効果により、効果的にセパトリクス近傍に集められている。この結果、Fig. 3.7 に示すように、W 型形状では Open 形状に比べて、セパトリクス近傍の中性粒子密度が増大している。

このように、W 型形状では、中性粒子がセパトリクス近傍に集中するため、イオン化はセパトリクス近傍に集中して起こる。このため、Open 形状に比べて、セパトリクス近傍で電子密度が高くなる。また、イオン化により電子温度が低くなる。

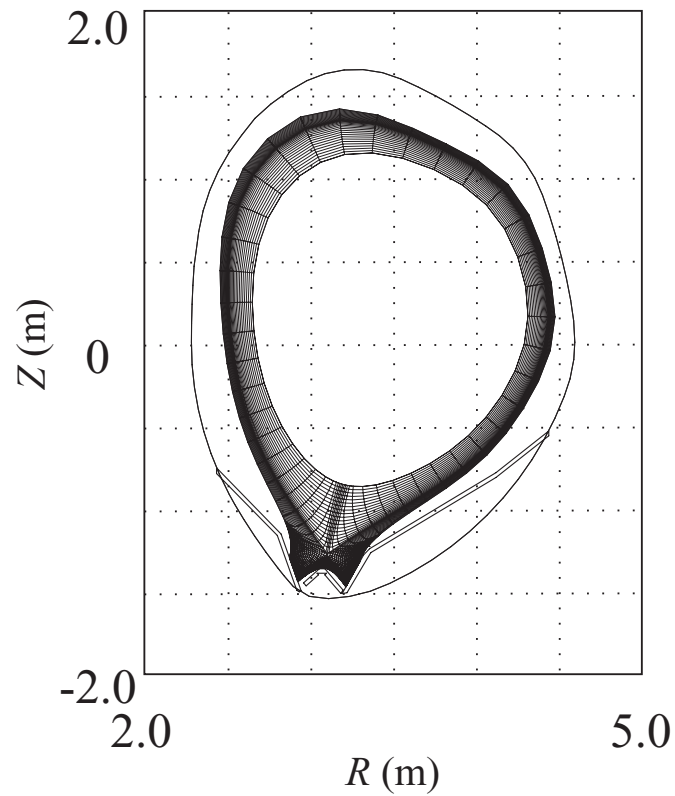


(a) Numerical grid and vacuum vessel

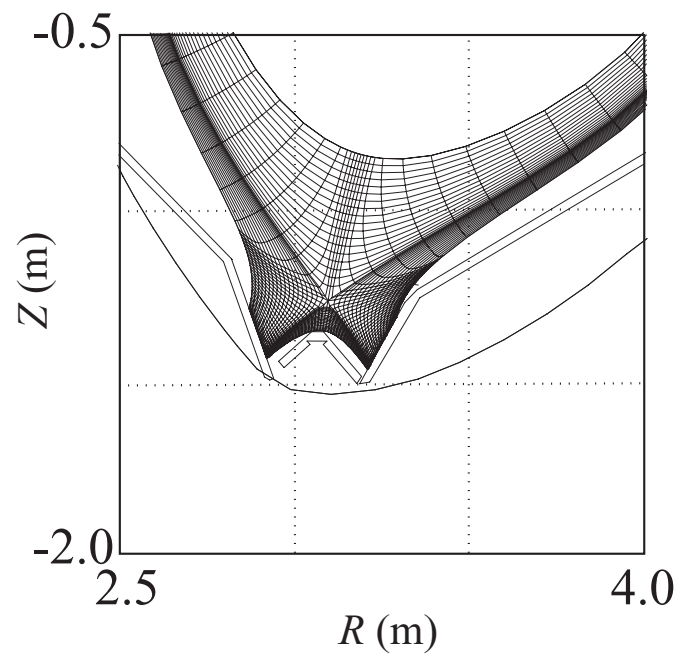


(b) Zoom-in view

Fig. 3.2 Numerical grid for analysis of JT-60U "Open" divertor geometry.

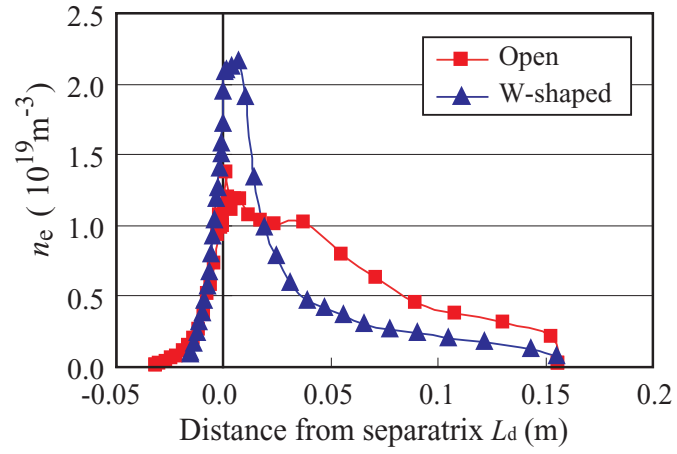


(a) Numerical grid and vacuum vessel

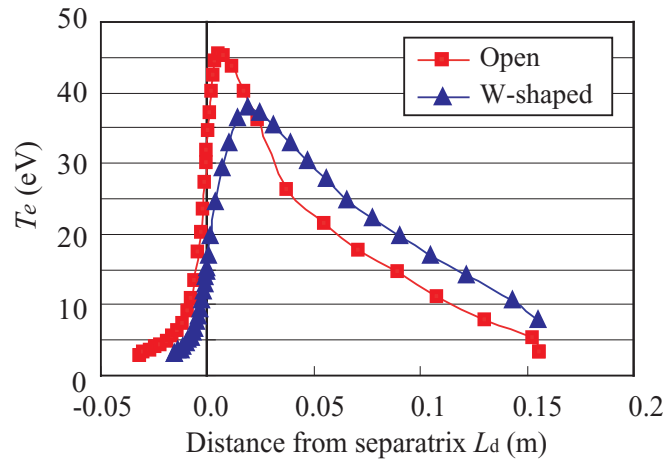


(b) Zoom-in view

Fig. 3.3 Numerical grid for analysis of JT-60U "W-shaped" divertor geometry.



(a) Electron density  $n_e$



(b) Electron temperature  $T_e$

Fig. 3.4 Radial profiles of electron density  $n_e$  and electron temperature  $T_e$  at the outer divertor plate.

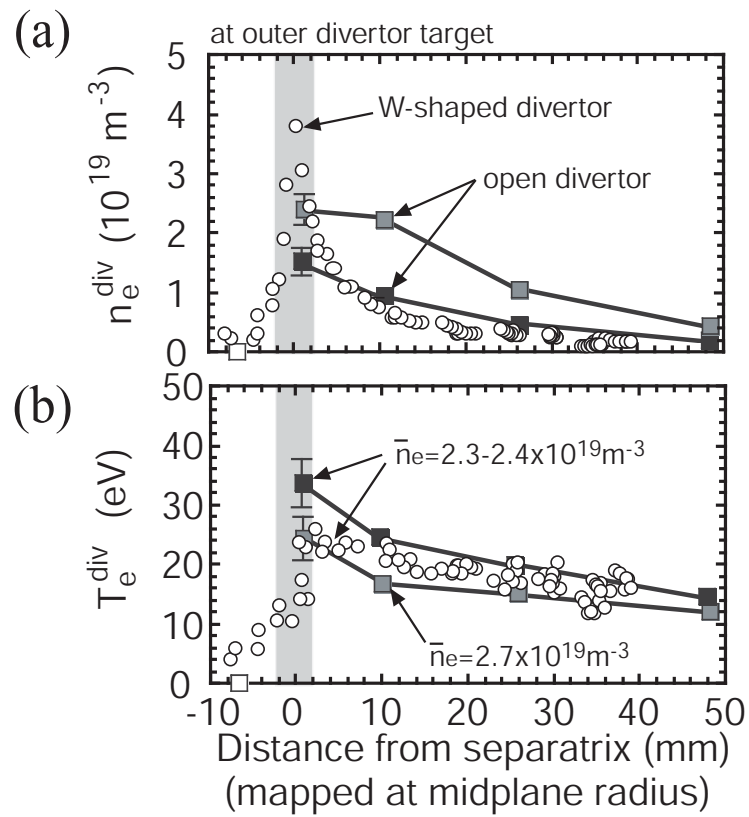
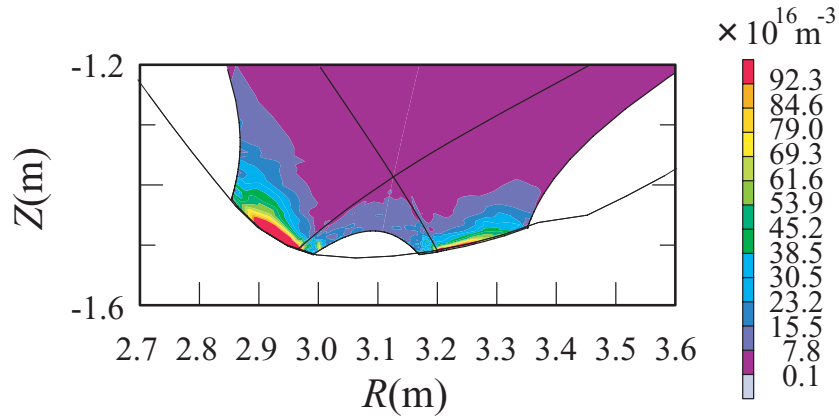
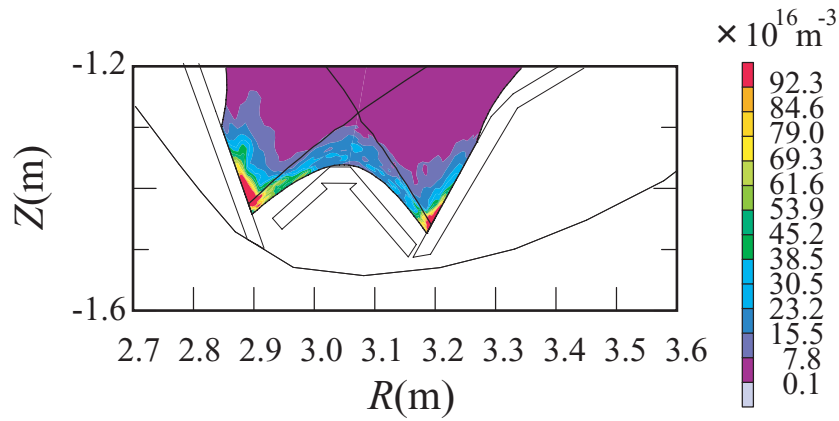


Fig. 3.5 Radial profiles of  $n_e$  and  $T_e$  at the outer divertor plate for experimental results. The profiles are mapped to the outer midplane. Operation parameters are as follows:  $I_p = 1.7 \text{ MA}$ ,  $B_t = 3.5 \text{ T}$ ,  $q = 3.5$ ,  $P_{NBI} = 4.1 - 4.3 \text{ MW}$ . (cited from Ref. [1].)



(a) Open geometry



(b) W-shaped geometry

Fig. 3.6 2D profile of neutral atomic density.

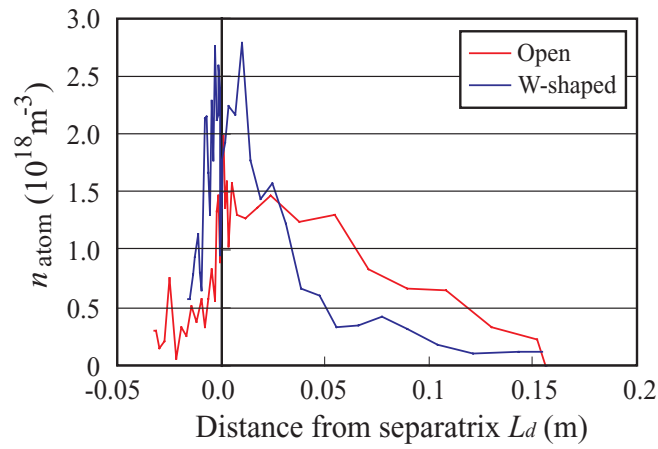


Fig. 3.7 Radial profile of neutral atomic density at the outer divertor.

### 3.3.3 デタッチメント特性に対する幾何形状効果

次に，デタッチメント特性に対する幾何形状効果について検討する．デタッチメント特性にとって重要となる以下のパラメータについて，ミッドプレーンにおけるセパトリクス上の電子密度  $n_{sep}$  に対する依存性を，Open 形状と W 型形状で比較している．

- (1) 電子温度  $T_e$  ,
- (2) 圧力バランス  $P_{div}/P_{mid}$  ,
- (3) ダイバータ板への粒子束  $\Gamma_d$  ,
- (4) デタッチメントの度合いを示す指標 DOD(Degree of Detachment) ,
- (5) ダイバータ板へ到達する熱流束  $q_d$

#### 電子温度

Figure 3.8 は，外側ミッドプレーンおよびダイバータにおけるセパトリクス上の電子温度  $T_e$  を示している．ミッドプレーンでの  $T_e$  は，Open 形状，W 型形状ではほぼ同じであるのにもかかわらず，少なくとも  $0.75 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} < n_{sep} < 1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  では，W 型形状の  $T_e$  は，Open 形状に比べて低い．W 型形状では，Open 形状に比べて低い  $n_{sep}$  から，効率的に熱デタッチメントが起こっていることがわかる．

#### 圧力バランス

ダイバータと外側ミッドプレーンでの全圧（静圧 + 動圧）の比  $P_{div}/P_{mid}$  もデタッチメントの性能を示す重要な指標である．アタッチメント状態では，ダイバータ領域の電子温度  $T_e$  が比較的高く ( $T_e \geq 10 \text{ eV}$ )，中性粒子は壁付近で発生してすぐにイオン化する．そのため，ダイバータ近傍の中性粒子密度は低く，プラズマと中性粒子の相互作用（荷電交換や弾性衝突など）が少ない．したがって，プラズマは運動量をほとんど損失しない．この結果，式 (1.11) で与えられるように，全圧は磁力線に沿って保存される．すなわち，ダイバータ板での全圧  $P_{div}$  は，ミッドプレーンでの全圧  $P_{mid}$  とほぼ等しくなり， $P_{div}/P_{mid} \sim 1$  となる．一方，デタッチメントが進むにつれ，ダイバータ近傍の中性粒子密度は増加し，プラズマと中性粒子の相互作用が起こり始める．この結果，中性粒子との相互作用によるプラズマの運動量損失により， $P_{div}$  は減少し，圧力比は 1 より小さくなる．

ミッドプレーンと外側ダイバータとの圧力比  $P_{div}/P_{mid}$  を Fig. 3.9 に示す． $n_{sep} < 1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  でも，すでに圧力バランスは崩れ始めているが， $n_{sep} > 1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  で急激に圧力バランスが崩れている．このとき，W 型形状は，Open 形状に比べ早い段階 ( $n_{sep} \sim 1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) で圧力比の減少が始まっており，ファクターで 0.2-0.4 ほど小さい．



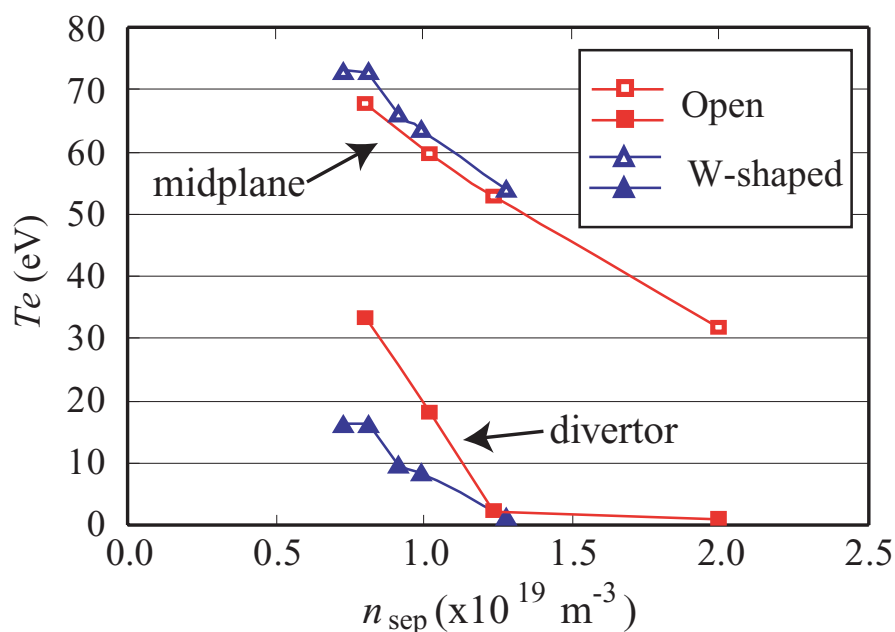


Fig. 3.8 Electron temperature  $T_e$ : Open and closed symbols are  $T_e$  at the midplane and the outer divertor, respectively. Square and triangle symbols are the Open divertor and the W-shaped divertor.

### 粒子束

アタッチメント状態では、ダイバータに到達する粒子束  $\Gamma_d$  は上流の密度  $n_{sep}$  の増加に伴い増加していく。粒子デタッチメントが起こると、再結合によりプラズマ密度が減少するため、ダイバータへ到達する粒子束は低下していく。言い換えるならば、ミッドプレーン密度の増加に対して、ダイバータ板への粒子束が、増加から減少に転じたときが粒子デタッチメントの始まりと言える。Figure 3.10 に、上流密度に対するダイバータセパトトリクスでの粒子束を示す。Open 形状では、 $n_{sep} \sim 1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  で粒子束が増加から減少に転じており、粒子デタッチメントが始まっている。これに対して、W 型形状では、より低い  $n_{sep} \sim 0.75 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  で粒子デタッチメントが始まっている。

### Degree of Detachment

粒子デタッチメントの度合いを示す指標である DOD(Degree of Detachment)[10] を Fig. 3.11 に示す。ここで、DOD とは、

$$\text{DOD} = C \frac{n_{sep}^2}{\Gamma_d} \quad (3.1)$$

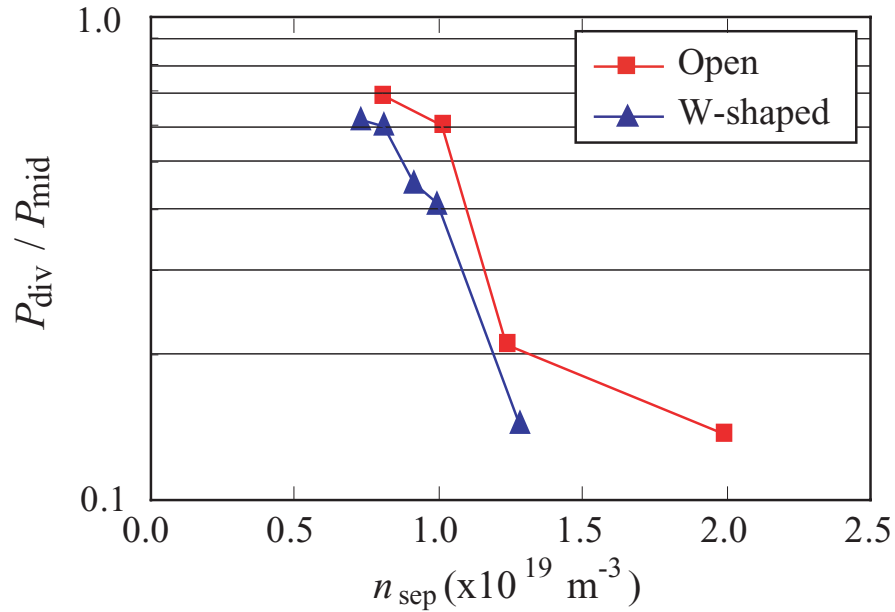


Fig. 3.9 Ratio of pressure at the divertor plate to that at the midplane.

で定義される。ただし、 $C$  は比例係数、 $\Gamma_d$  はダイバータ板への粒子束である。

ダイバータ板への粒子束  $\Gamma_d$  は、式 (1.9) より  $\Gamma_d = n_d c_s$  で与えられる。ここで、イオン音速  $c_s$  は、 $c_s = \sqrt{T_d/m_i}$  である。また、式 (1.15)(1.16) で示したように、解析的理論から  $n_d \propto n_{sep}^3$ 、 $T_d \propto n_{sep}^{-2}$  となる（ただし、ここでは  $n_u = n_{sep}$  とした。）したがって、

$$\begin{aligned}
 \Gamma_d &= n_d c_s \\
 &= C n_d T_d^{1/2} \\
 &= C n_{sep}^3 (n_{sep}^{-2})^{1/2} \\
 &= C n_{sep}^2
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

が得られる。ただし、 $C$  は比例定数である。粒子デタッチメントが起こると、解析的理論では考慮していない体積再結合が起こる。このため、ダイバータ板へ到達する粒子束が、 $n_{sep}$  の増加に対して徐々に低減する。この結果、 $\Gamma_d$  は、解析的理論から予測される粒子束  $C n_{sep}^2$  に比べて小さくなる。したがって、DOD は、 $\Gamma_d$  に関して粒子デタッチメントによる解析的理論からのずれを定量的に示す指標となる。

Figure 3.11 を見ると、Open 形状は  $n_{sep} \sim 1.0 \times 10^{19} m^{-3}$  で粒子デタッチメントが始まっているのに対して、W 型形状では  $n_{sep} \sim 0.75 \times 10^{19} m^{-3}$  で始まっていることがわかる。

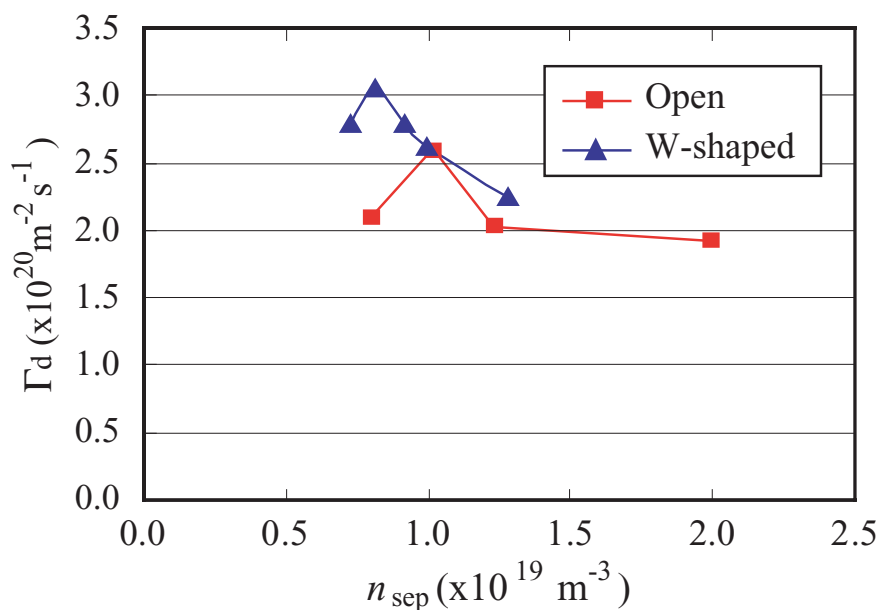


Fig. 3.10 Particle flux  $\Gamma_d$  to the divertor plate.

### 熱流束

最後に、工学的に重要となる熱流束に着目する。外側ダイバータに到達する熱流束を Fig. 3.12 に示す。 $n_{sep} \sim 0.75 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  の場合には、熱流束は 420kW である。これに対して、デタッチメントが十分に起こっている  $n_{sep} > 1.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  の場合には 50kW まで減少している。少なくとも、 $0.75 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \leq n_{sep} \leq 1.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  の間では、Open 形状に比べて W 型形状の方が低い値を示している。

一方、 $n_{sep} \sim 1.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  では、Open 形状と W 型形状の熱流束の違いはほとんどみられない。これは、Fig. 3.8, 3.10 で見られるように、Open 形状でも熱デタッチメント、粒子デタッチメントが十分起こっているためである。

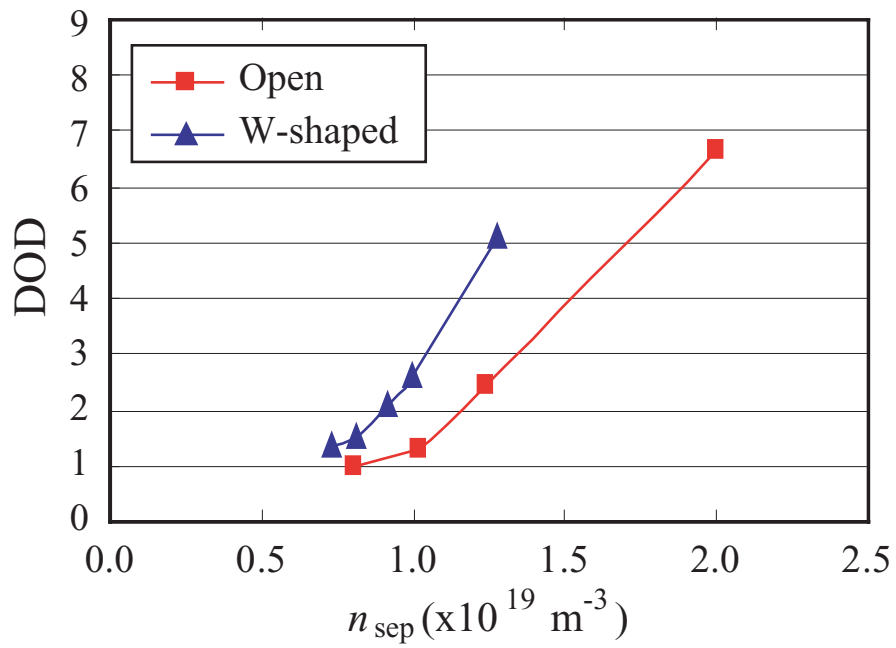


Fig. 3.11 DOD at separatrix on the outer divertor.

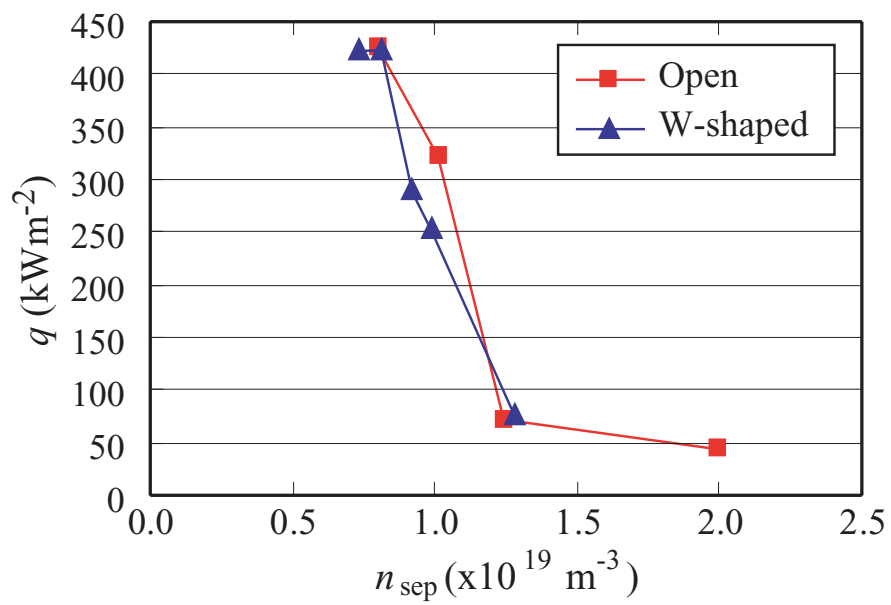


Fig. 3.12 Heat flux  $q$  to the outer divertor.

### 3.4 高速プラズマ流

Figure 3.13 に，W 型形状におけるマッハ数の 2 次元分布を示す．マッハ数の符号は，正のとき磁力線に沿って内側ダイバータから外側ダイバータへ向かう流れを表す．逆に負の場合は，磁力線に沿って内側ダイバータへ向かう流れを表す．この分布は， $n_{sep} = 1.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  に対する解析結果である．先に述べたように，この条件では，十分にデタッチメントが起こっている．

ダイバータ板から離れたセパトリクス近傍に  $M \sim 1$  の高速な流れが発生していることがわかる．このような高速プラズマ流は，実験では JT-60U W 型ダイバータ形状 [1]，ASDEX Upgrade [2] などで観測されている．文献 [3] では，JT-60U Open 形状に対する数値解析結果を詳細に調べ，解析的理論による考察を用いて，このような高速プラズマ流の発生機構を調べている．しかし，JT-60U Open 形状では，X 点近傍の流速は測定されておらず，実験との直接的な比較が行われていなかった．

本節では，現在，マッハプローブにより流速の計測が行われている JT-60U W 型ダイバータ形状に対して数値解析を行い，解析結果と実験結果を比較により解析結果の妥当性を調べる．そして，Open 形状の解析結果と比較することで，高速プラズマ流の構造に対するダイバータ幾何形状効果を明らかにする．

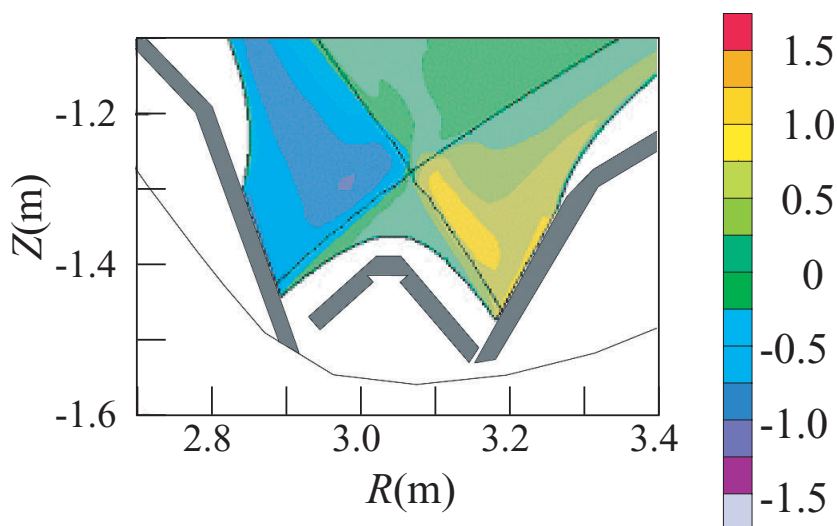
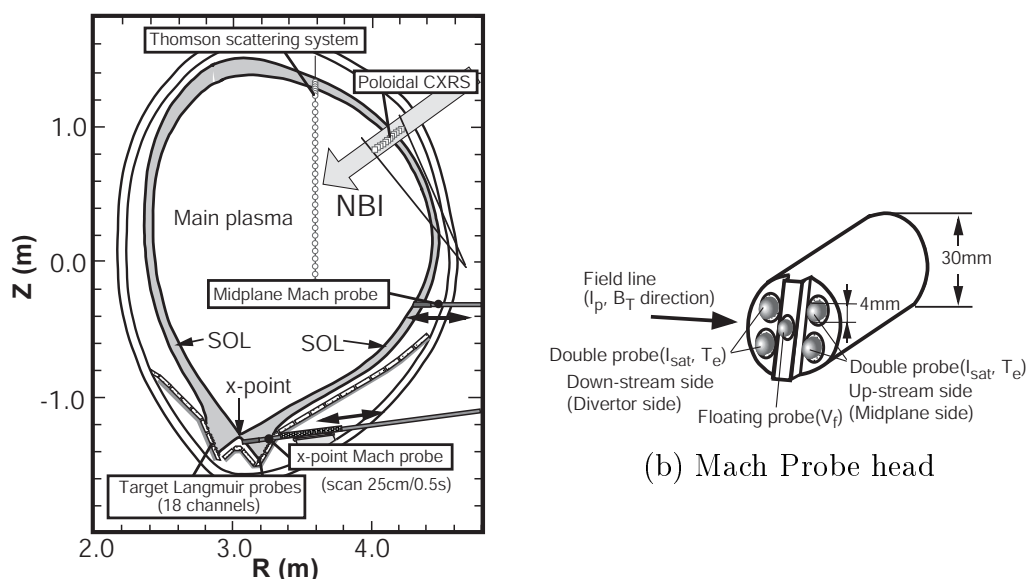


Fig. 3.13 2D profile of Mach number.



(a) Location of reciprocating Mach probes

Fig. 3.14 (a) Plasma cross-section and locations of reciprocating Mach probes (b) Electrodes of a Mach probe. (cited from Ref. [1].)

### 3.4.1 実験データとの比較

JT-60U では、Open 形状から W 型形状への改修後、X 点近傍の流速が測定され始めた [1]。Figure 3.14(a) の X-point Mach probe で示した外側ダイバータ領域の X 点近傍に、高速掃引マッハプローブが導入されており、流速が計測されている。

ここで導入されたマッハプローブは、Fig. 3.14(b) に示すように、仕切りによって上流側・下流側に分けられている。ここで、下流側とは、磁力線に沿って外側ダイバータ板に向く方向、上流側とは、逆に外側ミッドプレンを向く方向を指す。上流側・下流側それぞれでイオン飽和電流  $I_{sat}$  及び電子温度  $T_e$  をダブルプローブ法により測定する。また、中央の電極により、フローティングポテンシャルを測定することができる。上流側・下流側のイオン飽和電流の比から、プラズマ流の方向、マッハ数を見積もることができる。イオン飽和電流からマッハ数への変換は、以下で表される Hutchinson の式 [12] を用いる。

$$M = M_c \ln \frac{j_{sat}(\text{downside})}{j_{sat}(\text{upside})} \quad (3.3)$$

ただし、 $M_c$  は比例係数、 $j_{sat}$  はイオン飽和電流を表す。実験 [1] では、 $M_c = 0.35$  としてマッハ数を求めている。

シミュレーション結果および実験で測定されたマッハ数の径方向分布を、それぞれ Fig. 3.16(a)(b) に示す。シミュレーション結果は、実験で用いられたマッハ

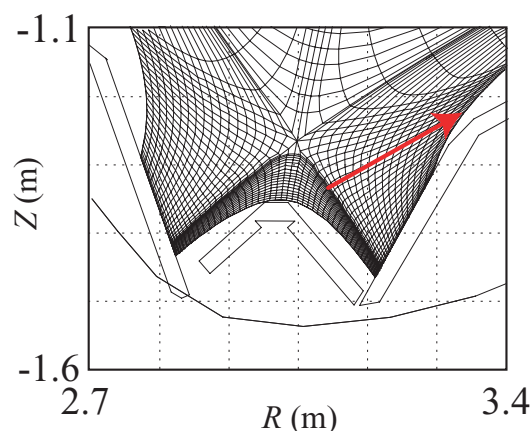


Fig. 3.15 Location of radial profiles for simulation results.

プロブとほぼ同じ位置になるように，Fig. 3.15 で示した矢印に沿った分布である．セパトリクス密度  $n_{sep}$  もしくは炉心平均電子密度  $\bar{n}_e$  が低い場合を ，中密度を ，高密度を で示している．シミュレーション結果では，ミッドプレーン上のセパトリクスにおける電子密度  $n_{sep}$  により評価している．これは，シミュレーションでは，炉心内部まで解析しておらず，炉心平均密度  $\bar{n}_e$  を計算できないためである．どちらの結果も，低密度ではアタッチメント状態，中密度で部分デタッチメントが起こり，高密度で完全デタッチメント状態になっている．

Figure 3.16(a) から， $n_{sep}$  の増加に伴って，マッハ数が増大していき，ピーク位置が徐々に外側へと移動していることがわかる．そして高密度になり，デタッチメントが十分に起こると，マッハ数は  $M \sim 1$  となり，高速プラズマ流が発生している．このような傾向は，定性的に実験と一致している．

### 3.4.2 高速プラズマ流の構造に対するダイバータ幾何形状効果

Figure 3.17(a)(b) に，Open 形状と W 型形状のマッハ数の径方向分布を示す．Open 形状と W 型形状とで， $n_{sep}$  がほぼ同条件のものを選り，それぞれ同じ記号で示している．各密度状態とリサイクリング状態の対応は，先に述べた実験との比較と同様，低密度，中密度，高密度が，それぞれアタッチメント，部分デタッチメント，完全デタッチメントに対応している．高密度の分布を両形状で比較すると，Open 形状では比較的ブロードであるのに対して，W 型形状ではピーキングしている．また，低密度，中密度では，ピーク値は W 型形状のほうが大きい．ピーク位置については，どちらの形状でもほぼ同じ位置である．

このような傾向は，Fig. 3.17(c)(d) に示す DOD の径方向分布にも現れている．この DOD 分布は，外側ダイバータ板で求めた結果を，磁力線に沿って Fig. 3.17(a)(b)

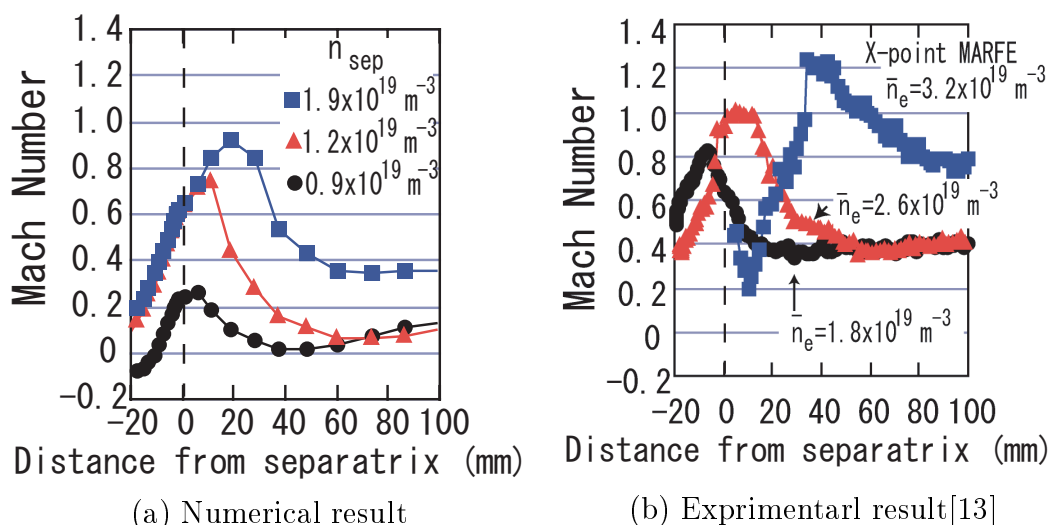


Fig. 3.16 Comparison of radial profiles of Mach number.

と同じ場所にマッピングしたものである．Open 形状では  $DOD = 3 \sim 8$  であり，広い範囲で浅いデタッチメントが起こっている．最も深くデタッチメントが起こっているセパトリクス近傍でも  $DOD \sim 8$  程度である．一方，W 型形状では，セパトリクスから離れた外側の領域では  $DOD$  は低く，ほとんどデタッチメントが起こっていない．これに対し，セパトリクス近傍では， $DOD \sim 13$  であり，局所的に深いデタッチメントが起こっていることがわかる．そのため，高密度で比べると，マッハ数の分布と同様に，Open 形状ではブロード，W 型形状ではピーキングした分布になっている．

このように，マッハ数の径方向分布と  $DOD$  の径方向分布に強い相関が見られる．言い換えれば，マッハ数の分布にデタッチメント特性が大きくかかわっていると見える．つまり，先に述べたように，W 型形状では中性粒子がセパトリクス近傍に集中する．そのため，セパトリクス近傍では，比較的低い炉心密度でもデタッチメントが始まる．逆にセパトリクスから離れた領域では，中性粒子密度が低いために，高い炉心密度でもデタッチメントが起こりにくくなっている．一方，Open 形状では，W 型形状に比べて中性粒子はダイバータ板全体に広がっている．そのため，デタッチメントはダイバータ板全体で一様に始まる．このような中性粒子の分布の違いから，Open 形状ではブロード，W 型形状ではピークした  $DOD$  分布が得られる．

この結果は，ダイバータ幾何形状によりデタッチメントの空間分布を制御することができ，デタッチメントの結果生じる高速プラズマ流の空間構造も制御できる可能性を示している．



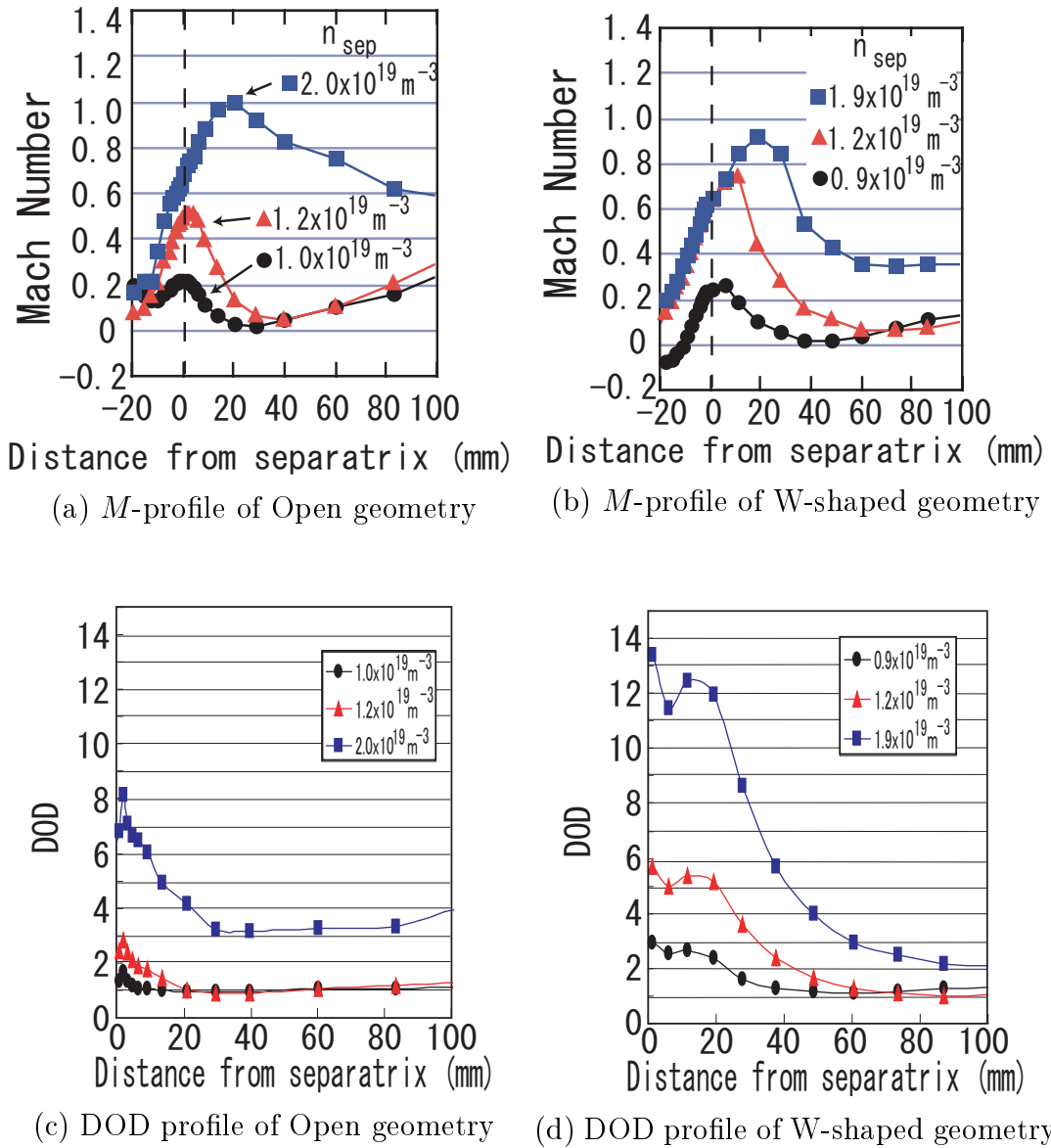


Fig. 3.17 Comparison of radial *M*-profile and DOD profile.

### 3.5 デタッチメントプラズマの構造と 高速プラズマ流の発生機構

Figure 3.18 に，電子温度の 2 次元分布を示す．デタッチメントに伴い，ダイバータ板近傍の電子温度が 5 eV 以下に減少していることがわかる．

次に，イオン化ソース，運動量損失密度の 2 次元分布を，それぞれ Fig. 3.19，Fig. 3.20 に示す．ここで，イオン化ソースとは，中性粒子のイオン化によるプラズマ密度の増加量である．運動量損失密度は，荷電交換などの中性粒子との相互作用によりプラズマが失った運動量をさす．

Figure 3.19 から，アタッチメント状態ではダイバータ板近傍に存在していたイオン化領域が，デタッチメントに伴う電子温度の低下により，ダイバータ板から離れ，X 点近傍へ移動していることがわかる．一方，Fig. 3.20 から，デタッチメントに伴い運動量損失が起り始めているが，運動量損失領域は中性粒子の多いダイバータ板近傍に存在したままであることがわかる．つまり，デタッチメントに伴いイオン化領域と運動量損失領域が分離したことになる．

以上のことから，デタッチメントに伴う高速プラズマ流の発生機構は，文献 [3] の結論とかわらず，以下のように説明できる．

1. デタッチメントに伴い，ダイバータ板近傍の電子温度が低下
2. 電子温度の低下に伴い，イオン化領域がダイバータ板から離れ，運動量損失領域と分離
3. イオン化領域では，運動量損失が小さいため，全圧 ( $mnu^2 + P$ ) が一定
4. 全圧が一定であるにもかかわらず，電子温度の低下により静圧が減少
5. 結果，動圧 ( $mnu^2$ )，すなわち流速が増大する

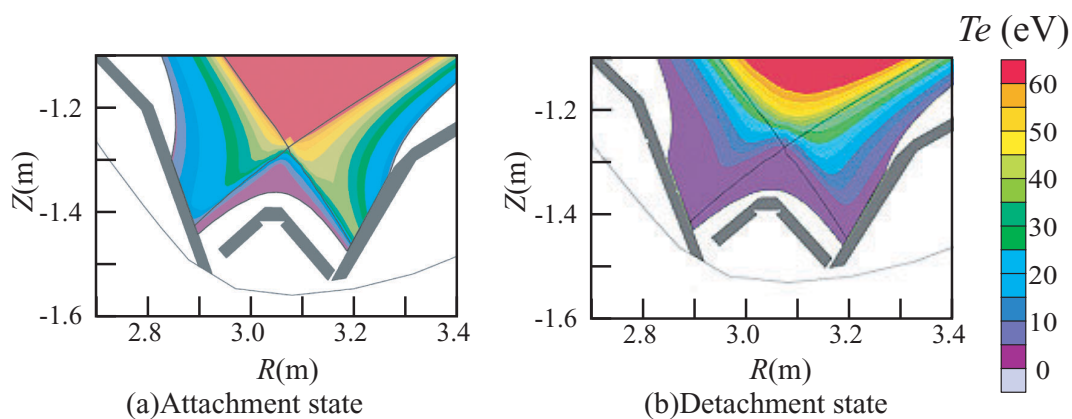


Fig. 3.18 2D profile of electron temperature  $T_e$ .

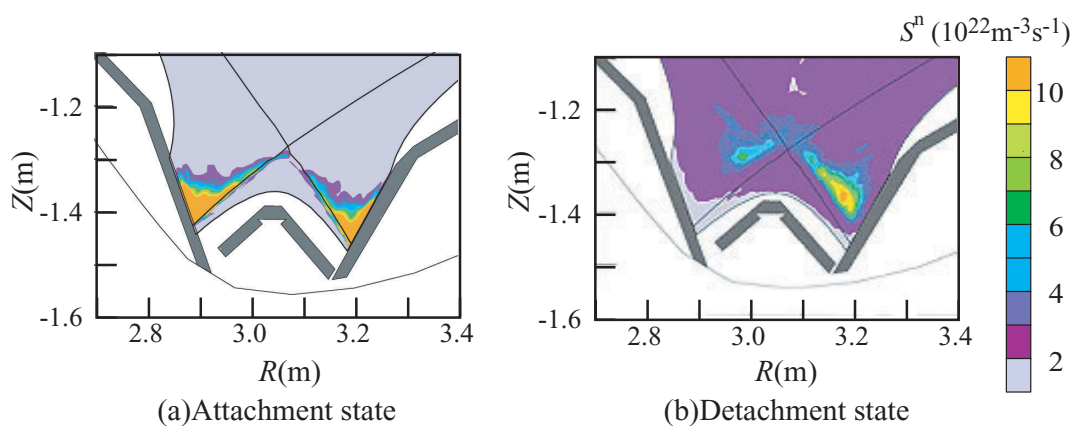


Fig. 3.19 2D profile of ionization source  $S^n$ .

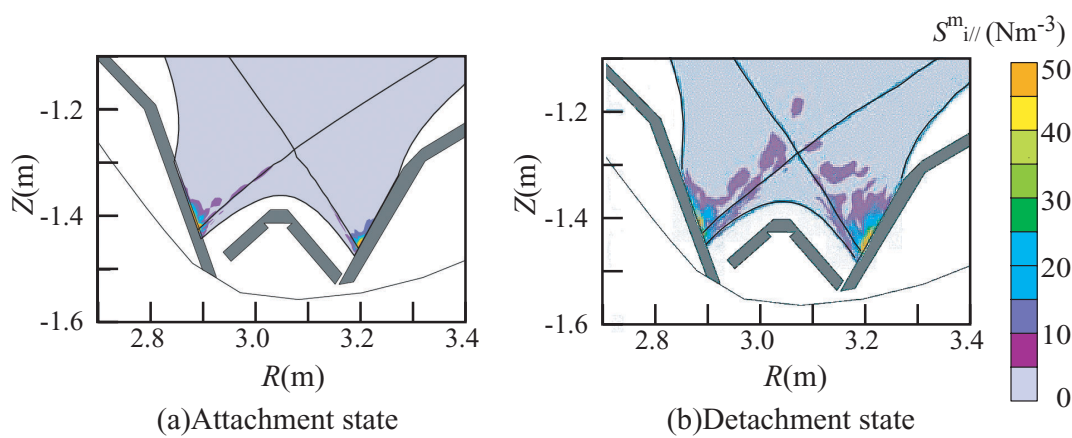


Fig. 3.20 2D profile of momentum loss  $S^m_{i||}$ .

### 3.6 まとめ

本章では，JT-60U Open 形状と W 型ダイバータ形状との解析結果を比較することで，ダイバータプラズマ特性を調べるとともに，デタッチメント特性に対する幾何形状効果を調べた．さらに，デタッチメントに伴う発生する高速プラズマ流に対する幾何形状効果，およびその発生機構を調べた．

まず，ダイバータ幾何形状により境界層プラズマの基本特性がどのような影響を受けるかについて調べた．W 型形状では，Open 形状に対して中性粒子がセパトトリクス近傍に集中していた．この結果，Open 形状に比べて W 型形状では，電子温度，DOD などのデタッチメント性能は向上していた．

次に，X 点近傍の流速について，W 型形状に対する数値解析結果と実験とを比較した．解析結果は実験データと定性的に同様の傾向を示しており，解析結果の妥当性が示された．

さらに，高速プラズマ流の分布に対するダイバータ幾何形状の影響を調べた．Open 形状に比べ W 型形状では，マッハ数がピーキングし，そのピーク値も大きい事が明らかになった．この傾向は，DOD，つまりデタッチメント特性と強い相関がある．高速プラズマ流の構造は，デタッチメント特性を通してダイバータ幾何形状の影響を受けることを示した．

最後に，イオン化による生成量と運動量損失量の空間分布を，アタッチメント状態，デタッチメント状態で比較した．この結果から，高速プラズマ流の発生機構が，デタッチメントに伴うイオン化フロントの形成と，その背面における電子温度低下に伴う動圧（流速）の増大であることを明確に示した．

## 第3章の参考文献

- [1] N. Asakura, *et al.*, Nucl. Fusion **39** (1999) 1983.
- [2] N. Tsois, *et al.*, J. Nucl. Mater. **266-269** (1999) 1230.
- [3] A. Hatayama, *et al.*, Nucl. Fusion **40** (2000) 2009.
- [4] 細金 延幸, プラズマ・核融合学会誌 **73** (1997) 564.
- [5] 児玉 幸三, 他, JAERI-Tech 98-049.
- [6] S. Tsuji, *et al.*, J. Nucl. Mater. **220-222** (1995) 400.
- [7] 清水 勝宏, 他, プラズマ・核融合学会誌 **72** (1995) 1227.
- [8] 星野 一生, 他, プラズマ・核融合学会 第18回年会, 28aA20P, 福岡県春日市, 2001年11月.
- [9] R. Marchand and M. Dumberry, Comput. Phys. Commun. **232-246** (1996) 96.
- [10] P. C. Stangby, *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices* (Institute of Publishing, Bristol, 2000) Chap.5.
- [11] 星野 一生, 他, プラズマ・核融合学会 第19回年会, 27aA23P, 愛知県犬山市, 2002年11月.
- [12] I. H. Hutchinson, Phys. Rev. A **37** (1988) 4358.
- [13] N. Asakura, Private communication.

## 第4章

# 境界層プラズマ流に対する ドリフトの影響

---

### 4.1 はじめに

第3章では、ドリフト効果を考慮せず、境界層プラズマ流の基本特性を解析した。本章では、第3章で検討した基本的な境界層プラズマ流の構造に対して、さらにドリフト効果を考慮し、流れの構造を詳細に解析している。

序論で述べたように、近年、境界層プラズマの流れの構造に対するドリフトの重要性が認識されはじめ、様々な解析が行われている。しかし、従来から行われてきた数値解析のほとんどは、アタッチメント状態を対象としていた。また、主に計算コストの観点から、中性粒子輸送に対して流体モデルを適用しているものがほとんどである。しかし、序論に述べたように、境界層プラズマ中での中性粒子解析には、運動論モデルの適用が望ましい。

以上を踏まえて、本章では、デタッチメント状態に着目して、境界層プラズマ流の構造に対するドリフトの影響を解析する。解析にあたっては、前章と同様、中性粒子の輸送に対して運動論モデルを用いる。デタッチメント状態の境界層プラズマに対するドリフトの影響を、中性粒子輸送に運動論モデルを用いて解析した例は他にない。

以下、第4.2節では、ダイバータ領域の基本的なプラズマパラメータ（電子密度、電子温度、マッハ数）に対するドリフトの影響を解析する。特に、前章で解析した、デタッチメントに伴う高速プラズマ流に対するドリフトの影響を詳しく調べる。第4.3節では、アタッチメント時に外側ミッドプレーンで観測される境界層プラズマの逆流現象が、デタッチメント状態でも起こるのか否かを調べ、その発生機構を明らかにする。さらに、第4.4節では、ダイバータ領域における炭素不純物輸送に対するドリフトの効果を明らかにする。最後に、4.5節では、従来用いられてきた中性粒子に対する流体モデルの適用妥当性を、本研究の運動論モデルを用いた結果と比較することにより検討する。

## 4.2 高速プラズマ流に対するドリフトの影響

### 4.2.1 $E \times B$ ドリフトによる影響 [1]

デタッチメント状態における  $E \times B$  ドリフトの効果を解析するために、JT-60U W型ダイバータ形状を対象として、 $E \times B$  ドリフトを考慮した場合としない場合の解析結果を比較する。ここでの解析では、炉心境界条件として、イオン密度  $n_D|_{CIB} = 3.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、流入エネルギー  $Q_{in} = 2.5 \text{ MW}$  とした。その他の境界条件や、輸送係数などは、前章までと同様である。

$E \times B$  ドリフトを考慮した場合の、ダイバータ領域における電子密度、電子温度、マッハ数の2次元分布を、それぞれ Fig. 4.1, 4.2, 4.3 に示す。リサイクリングが活発に起こり、ダイバータ板セパトリス近傍の電子密度が増加している。この結果、ダイバータ板近傍の電子温度が  $5 \text{ eV}$  以下になっており、熱デタッチメント状態であることがわかる。また、ダイバータ板から離れた X 点近傍に  $M \sim 0.8$  の高速プラズマ流が発生している。

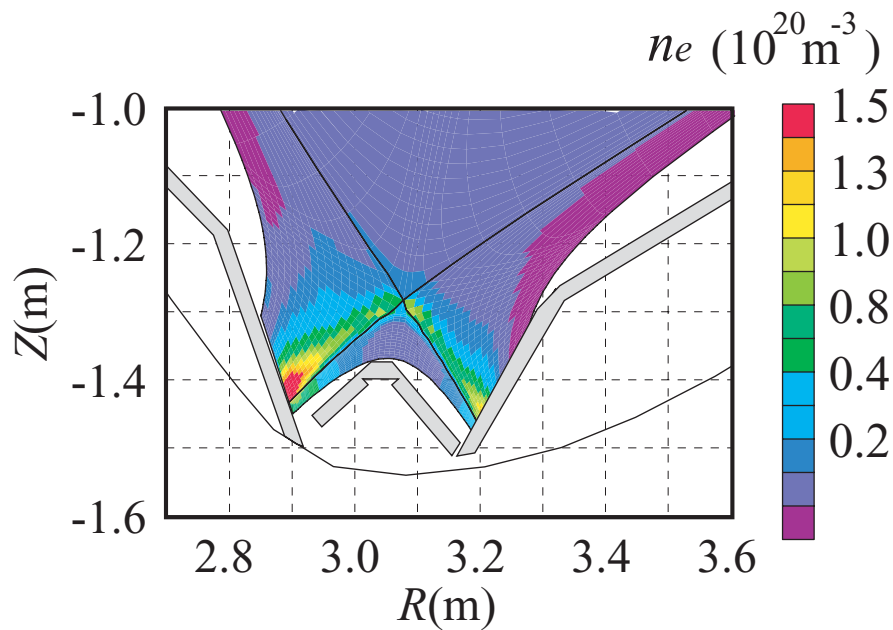


Fig. 4.1 2D profile of electron density.

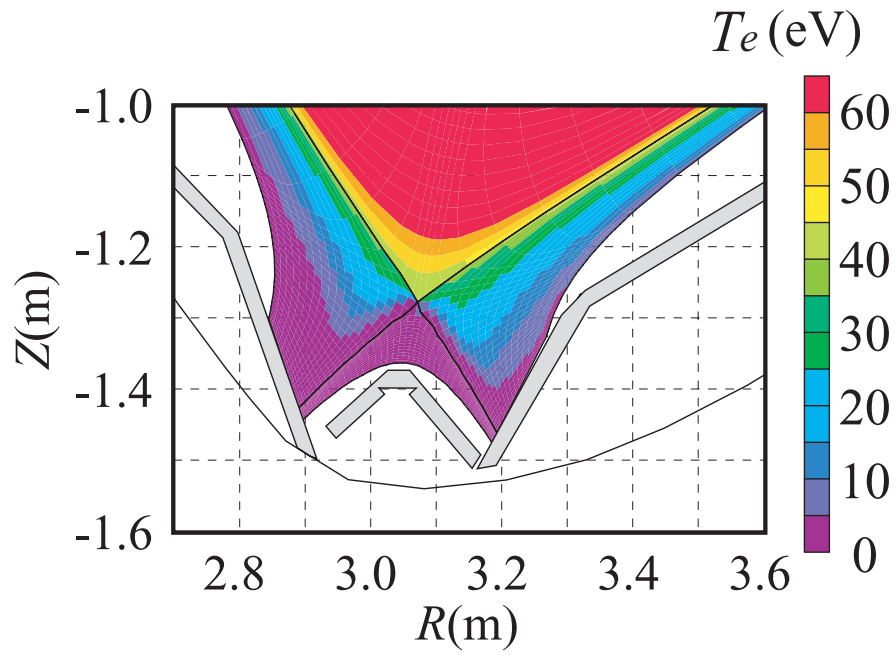


Fig. 4.2 2D profile of electron temperature.

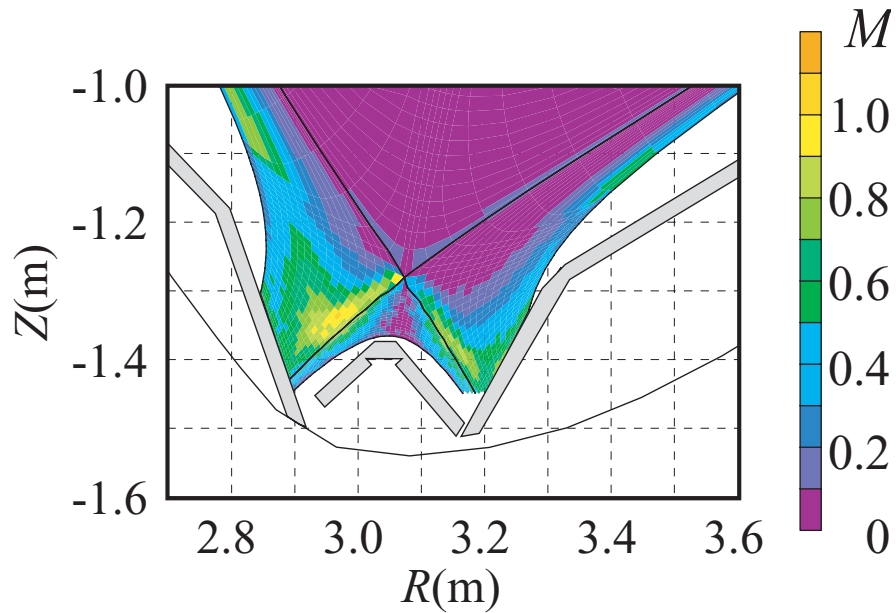


Fig. 4.3 2D profile of Mach number.



Figure 4.4(a) に, Fig. 4.5 の C の矢印に沿って電位をプロットしたものを示す. また, 比較のため, 実験において計測された電位の径方向分布 [2] を, Fig. 4.4(b) に示す. この電位は, Fig. 4.6 に示す X-point Mach Probe により計測されたものである. また, アタッチ状態およびデタッチ状態における測定結果が示されているが, ここでは, 以下, で示されるデタッチ状態の結果のみに着目する.

Figure 4.4(a) から,  $L > 40$  mm では電位勾配はほとんどないことがわかる. 一方,  $0 \text{ mm} < L < 40$  mm では, セパトリクス ( $L = 0$  mm) へ向かって電位は減少しており, セパトリクスへ向かう径方向電場が形成されている. このような電場の形成は, 部分デタッチメントに伴う局所的な電子温度の低下によるものだと考えられる. Figure 4.4(b) で示されるように, 実験 [2] でも, デタッチメントに伴う径方向電場の形成が観測されている.

この径方向電場による  $E \times B$  ドリフトが駆動する粒子束  $nv^{E \times B}$  の径方向分布を Fig. 4.4(c) に示す. 図において, 正の値を示すとき, 粒子束はダイバータ板から上流へ向かう方向, 負ならば逆にダイバータ板へ向かう方向に対応する. また, Fig. 4.4(d) は, プロブ測定結果から見積もられた  $E \times B$  ドリフトによる粒子束の分布である. シミュレーション, 実験ともに,  $0 \text{ mm} < L < 40$  mm の範囲で, ダイバータ板へと向かう  $E \times B$  ドリフトによる粒子束が駆動されており, 同様の傾向を示している.

電子密度, 電子温度, マッハ数といった基本的なプラズマパラメータの径方向分布を, それぞれ Fig. 4.7, 4.8, 4.9 に示す. これら径方向分布は, Fig. 4.5 に示した C の矢印に沿って各パラメータをプロットしたものである. ただし, マッハ数は磁力線方向のマッハ数を径方向にプロットしたものである. と はそれぞれドリフト無し, 有りを示している. Figure 4.4(c) で示したように, ダイバータ板へ向かう  $E \times B$  ドリフトが存在するにもかかわらず, これらの基本的なプラズマパラメータにはほとんど影響が見られない. この理由については, 第 4.2.3 小節で詳しく考察する.

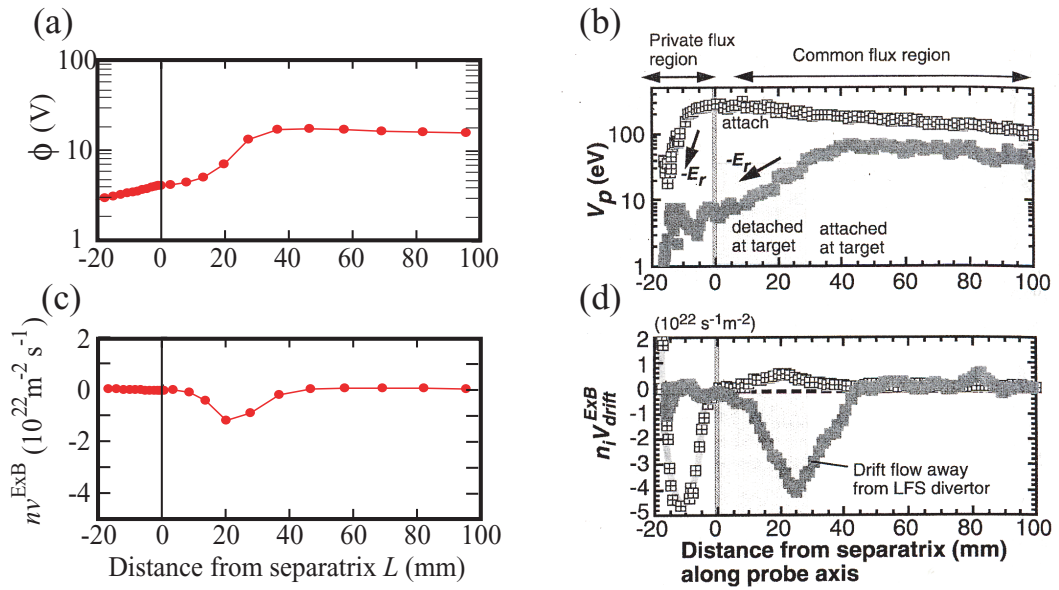


Fig. 4.4 Simulation results of (a) potential  $\phi$  and (b) particle flux density due to the  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  drift  $n v^{ExB}$ , are plotted along the arrow C shown in Fig.4.5. The experimental profile of (c) potential and (d) particle flux density are also plotted under attached (closed square) and detached (open square with cross) divertor condition. The potential profile are measured by the X-point Mach probe. (cited from Ref. [2].)

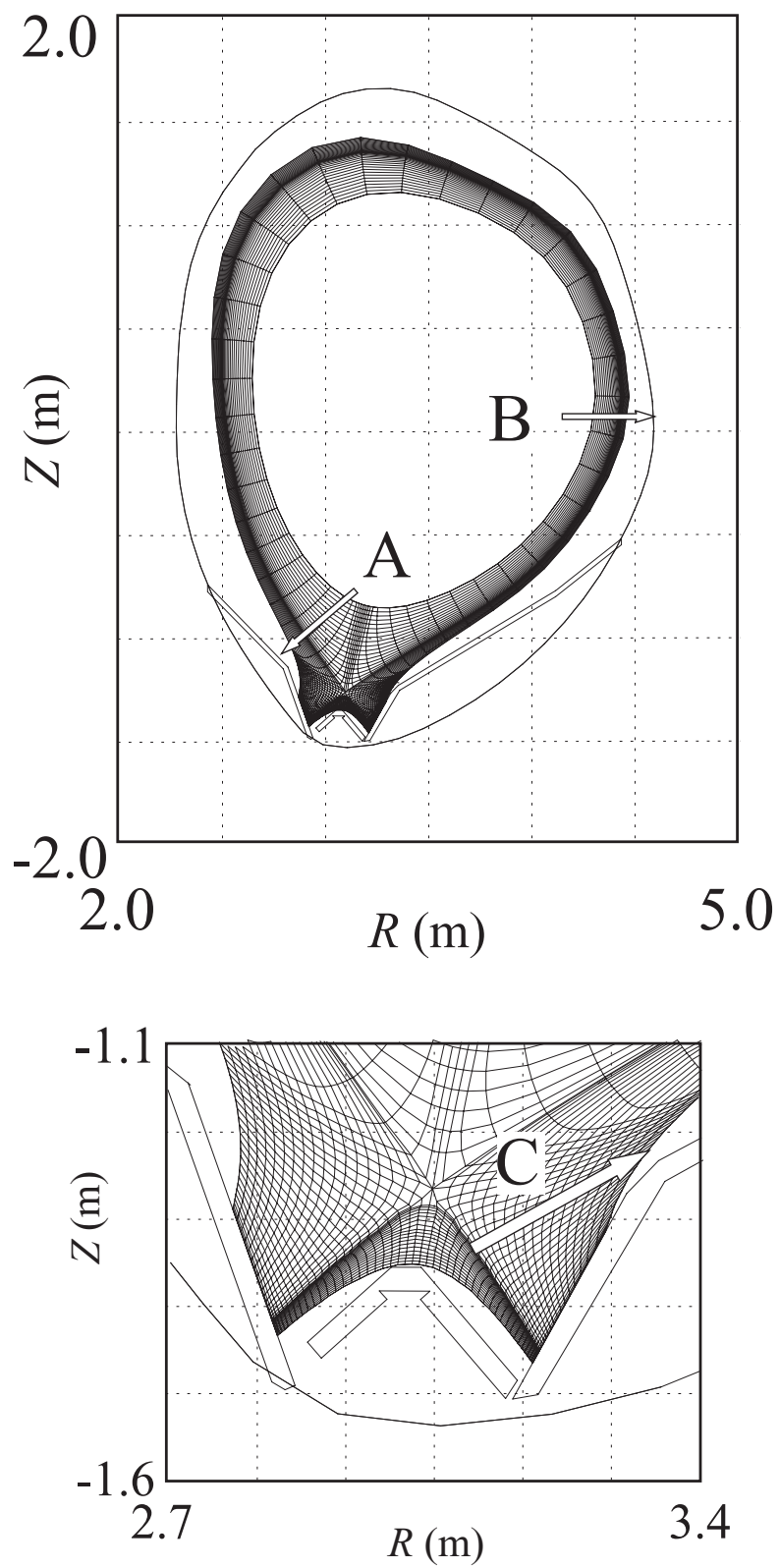


Fig. 4.5 Location of the radial profiles.

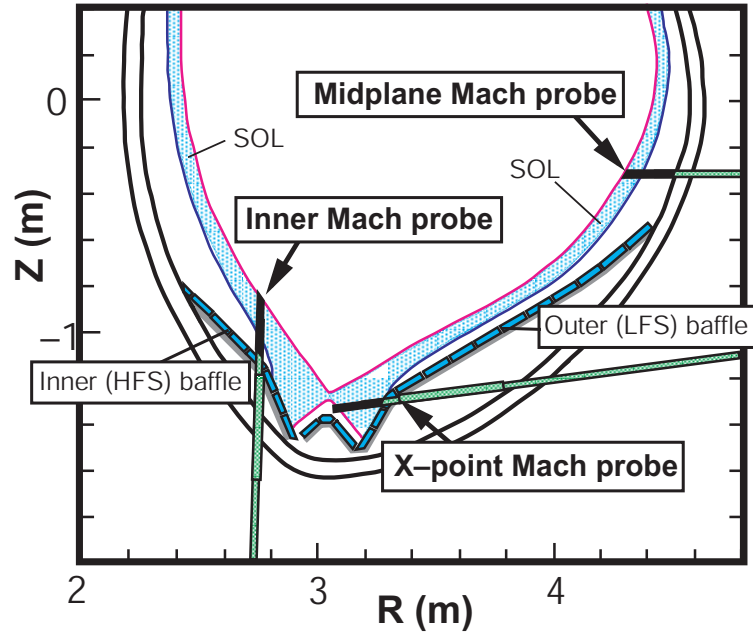


Fig. 4.6 Locations of the reciprocating Mach probes used in the JT-60U experiment. (cited from Ref. [3])

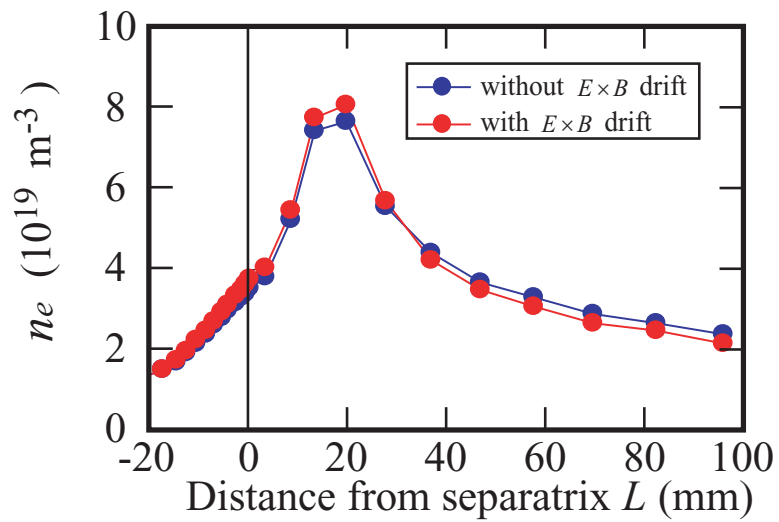


Fig. 4.7 Radial profile of electron density  $n_e$ .

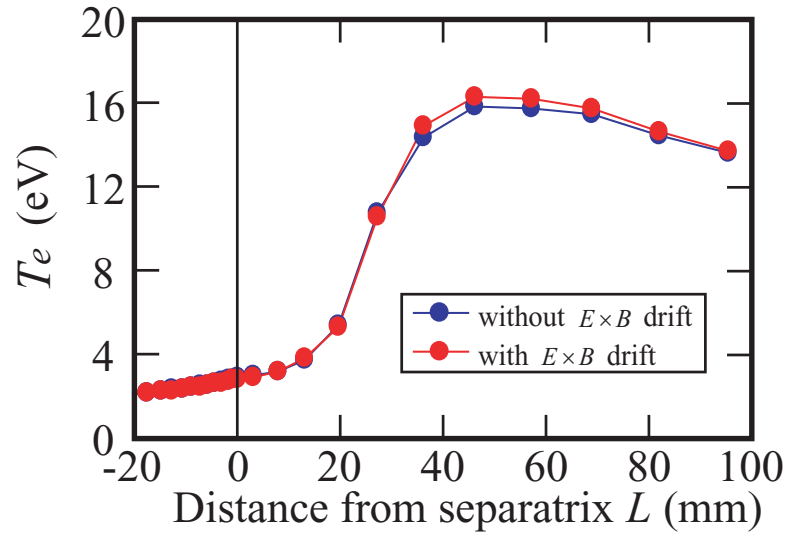


Fig. 4.8 Radial profile of electron temperature  $T_e$ .

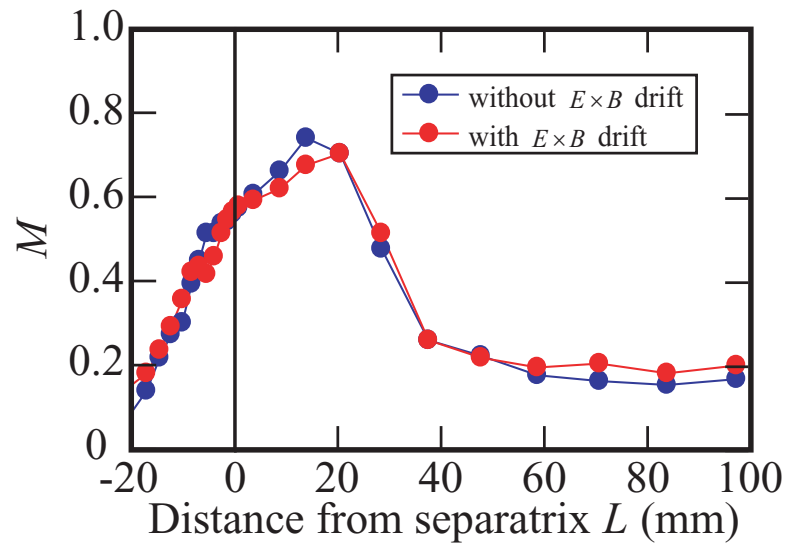


Fig. 4.9 Radial profile of Mach number  $M$ .

### 4.2.2 反磁性ドリフトによる影響 [4]

次に、 $E \times B$  ドリフトに加えて、反磁性ドリフトを考慮して解析を行った。ただし、ここでは、前節から境界条件を変更している。前節までのエネルギー境界条件は、流入するエネルギー流束を各セルで分配し、各セルごとに温度を求めていた。この方法では、炉心境界において、磁力線方向に温度が非一様になる場合がある。炉心境界の温度が非一様である場合、径方向に反磁性ドリフトが駆動される。この結果、炉心境界を横切る電流が発生してしまい、系全体の電荷保存が成り立たなくなってしまう。このような非物理的な現象を避けるため、境界面を横切るエネルギー流束が 2.5 MW になるように、炉心境界において一様な温度を与える境界条件に変更した。また、このエネルギー境界条件の変更に伴い、イオン密度に関する炉心境界条件についても、 $n_D|_{CIB} = 2.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  に変更している。

Figure 4.10 に、Fig. 4.5 の矢印 C における反磁性ドリフト速度の径方向分布を示す。ただし、Fig. 4.10 に示した反磁性ドリフト速度は、式 (2.15) で示した実効的な反磁性ドリフト速度  $\tilde{V}_{\perp}^{(dia)}$  である。最大でも 1.5 m/s 程度の速度であり、磁力線方向の流速 ( $V_{\parallel} \sim 10^4 \text{ m/s}$ ) に比べて無視できるほど小さい。これは、デタッチメントによりダイバータ領域の圧力のピーク値が減少しているためである。

次に、Fig. 4.11, 4.12, 4.13 に、各々、電子密度、電子温度、マッハ数の径方向分布を示す。これらの分布は、Fig. 4.5 において C で示された矢印に沿ってプロットされたものである。ただし、反磁性ドリフトのみではなく  $E \times B$  ドリフトも考慮した結果である。Figure 4.10 で示したように、反磁性ドリフト速度が無視できるほど小さいため、その影響による基本プラズマパラメータの変化はほとんど確認できない。

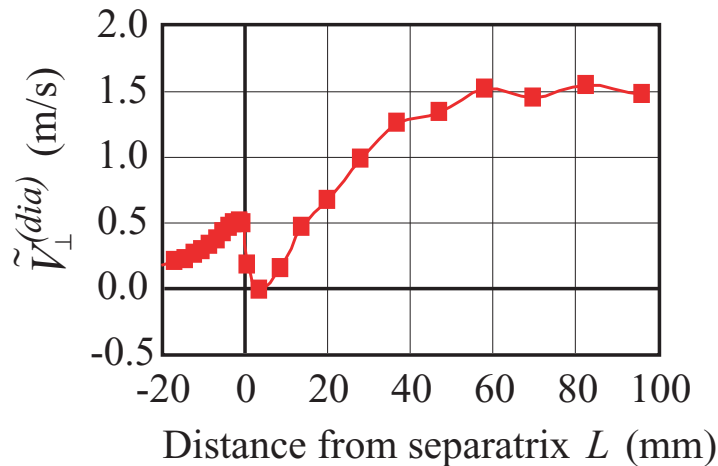


Fig. 4.10 Radial profile of effective diamagnetic drift velocity  $\tilde{V}_{\perp}^{(dia)}$ .

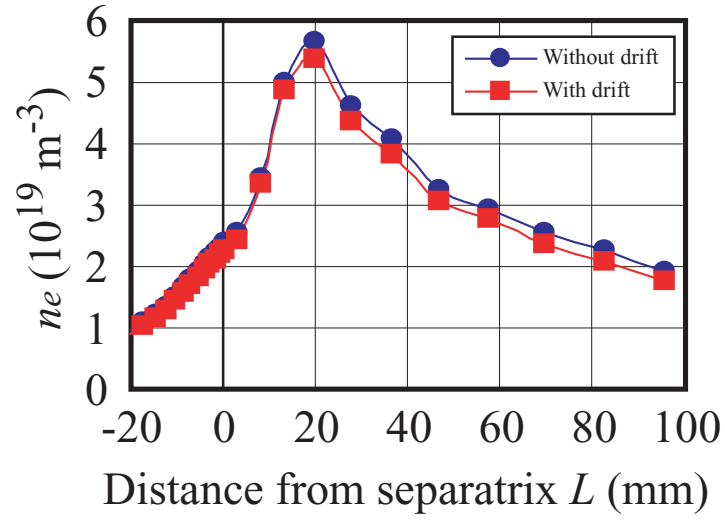


Fig. 4.11 Radial profile of electron density  $n_e$ .

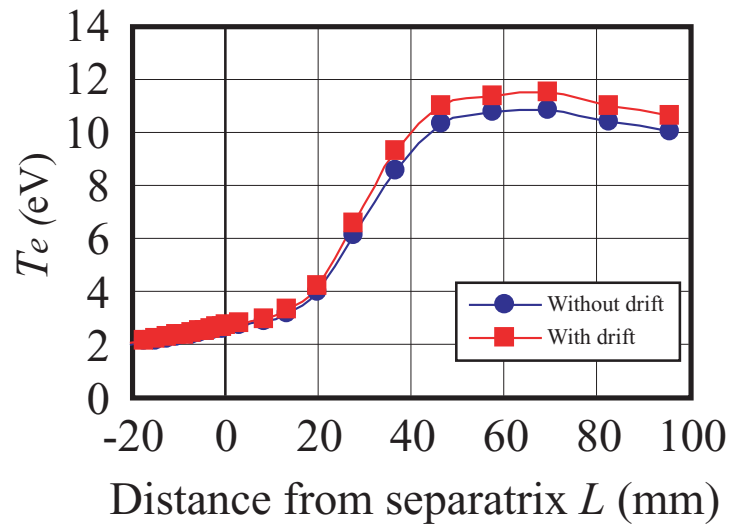


Fig. 4.12 Radial profile of electron temperature  $T_e$ .

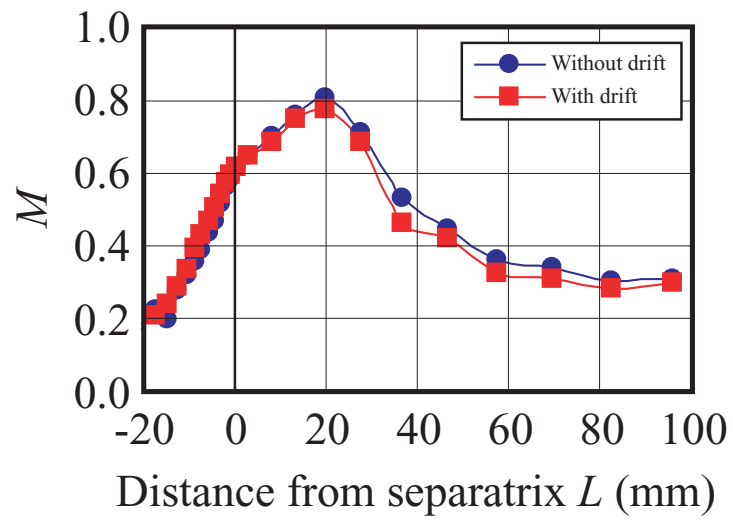


Fig. 4.13 Radial profile of Mach number  $M$ .



### 4.2.3 簡易一次元モデルによる考察

ここでは、前節までの解析シミュレーション結果を解析的モデルを用いて考察する．文献 [5, 6] を参考に簡略化した磁力線方向一次元の粒子連続の式，運動量バランスの式を基に以下の考察を行う．この簡易モデルでは， $E \times B$  ドリフト，反磁性ドリフトを考慮している．

簡易モデルで使用する座標系を Fig. 4.14 に示す．Figure 4.14(a) で示すように，ポロイダル断面で，ポロイダル磁気面を内側ダイバータから外側ダイバータへ向かって  $x$  方向，径方向を  $y$  方向としている．また，Fig. 4.14(b) に示すように，トロイダル方向を  $z$  軸にとり，磁力線方向を  $s_{\parallel}$ ，垂直方向を  $s_{\perp}$  とした．磁束密度  $B$  は， $B = (B_x, 0, B_z)$  で与えられる．このとき，磁力線のピッチ角  $\theta$  は  $\cos \theta = B_z/B$  となる．

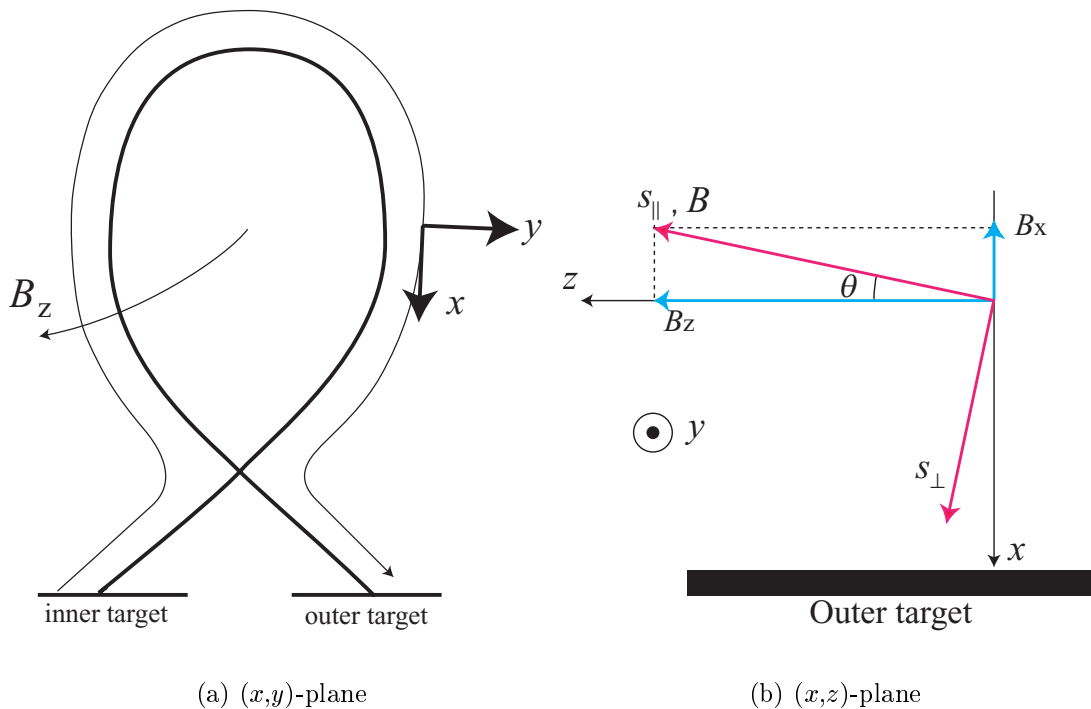


Fig. 4.14 The coordinate system used in the simple model.

## 基礎方程式

定常状態での密度連続の式及び運動量バランスの式は，次式で表される．

$$\nabla \cdot (n\mathbf{v}_{i,e}) = S^p, \quad (4.1)$$

$$m_{i,e}n(\mathbf{v}_{i,e} \cdot \nabla)\mathbf{v}_{i,e} = -\nabla P_{i,e} \pm en(\mathbf{E} + \mathbf{v}_{i,e} \times \mathbf{B}) - m_{i,e}\mathbf{v}_{i,e}S^p. \quad (4.2)$$

ここで， $m$  は質量， $P$  は圧力， $\mathbf{E}$  は電場， $\mathbf{v}$  は流速， $n$  は粒子密度（準中性条件  $n = n_i = n_e$  を仮定）である．添え字  $i, e$  は，それぞれイオン及び電子を表す．イオン化による粒子ソースは  $S^p$  で表している．

磁力線垂直方向の速度は，ドリフトに起因するもののみであると仮定する．式 (4.2) の両辺に  $\mathbf{B}$  を外積して， $y$  成分について整理すると，

$$v_y = v_y^E + v_y^D, \quad (4.3)$$

となる．ただし， $v_y^E$ ， $v_y^D$  はそれぞれ  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフト速度，反磁性ドリフト速度であり

$$v_y^E = -\cos\theta \frac{E_x}{B}, \quad (4.4)$$

$$v_y^D = \cos\theta \frac{1}{enB} \frac{\partial P}{\partial x}, \quad (4.5)$$

である．ここで，式 (4.2) においてイオンと電子の圧力は等しいとして， $P_i = P_e = P$  と置いた．電場  $E_x$  については，電子の運動バランスの式から次のように見積もることができる．

$$E_x \sim -\frac{1}{2en} \frac{\partial P}{\partial x}. \quad (4.6)$$

一方， $s_\perp$  方向については，

$$v_\perp = v_\perp^E + v_\perp^D. \quad (4.7)$$

ただし，

$$v_\perp^E = \frac{E_y}{B}, \quad (4.8)$$

$$v_\perp^D = -\frac{1}{enB} \frac{\partial P}{\partial y}, \quad (4.9)$$

となる．ここで電位の大きさについて，B2.5-EIRENE によるシミュレーション結果から，

$$\phi \sim \frac{T_e}{e}, \quad (4.10)$$

を仮定する．このとき，径方向電場は

$$E_y = -\frac{\partial \phi}{\partial y} \sim -\frac{\partial T_e}{\partial y} \frac{1}{e}, \quad (4.11)$$

となる．

以上の式から，磁力線方向の運動量バランスの式は，

$$\frac{\partial}{\partial x}(-mnv_{\parallel}^2 \sin \theta - P \sin \theta) = S^E + S^D + S^{\nabla B}, \quad (4.12)$$

と書き直される．ただし，

$$S^E = -\frac{\cos \theta}{B} \frac{\partial}{\partial x}(mnv_{\parallel} E_y) + \frac{\cos \theta}{B} \frac{\partial}{\partial y}(mnv_{\parallel} E_x), \quad (4.13)$$

$$S^D = \frac{\cos \theta}{B} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{mnv_{\parallel}}{en} \frac{\partial P}{\partial y} \right) - \frac{\cos \theta}{B} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{mnv_{\parallel}}{en} \frac{\partial P}{\partial x} \right), \quad (4.14)$$

$$S^{\nabla B} = -mnv_{\parallel} \left( E_y - \frac{1}{en} \frac{\partial P}{\partial y} \right) \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\cos \theta}{B} \right) + mnv_{\parallel} \left( E_x - \frac{1}{en} \frac{\partial P}{\partial x} \right) \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\cos \theta}{B} \right), \quad (4.15)$$

である． $S^E$  および  $S^D$  は， $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトおよび反磁性ドリフトにより磁力線垂直方向へ輸送される磁力線方向の運動量を表している．したがって， $S^E$  および  $S^D$  は，磁力線方向の運動量の生成・消滅項とみなすことができる．また， $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトおよび反磁性ドリフトによる磁力線方向の運動量の輸送項のうち，磁束密度に依存する項は別途まとめて  $S^{\nabla B}$  とした．また，式(4.13)(4.14)(4.15)の右辺第一項は磁力線に垂直な方向，第二項は  $y$  方向への輸送に対応する．

ドリフトが運動量バランスに与える影響

ドリフトが高速プラズマ流へ与える影響について考察するため，ドリフトによる磁力線方向の運動量生成・消滅項  $S^E$ ， $S^D$ ， $S^{\nabla B}$  と，高速プラズマ流を駆動する圧力項  $(\partial P \sin \theta)/(\partial x)$  との比を考える．それぞれの比は，

$$C^E = \frac{mv_{\parallel}}{2eB \tan \theta} \left( \frac{1}{\lambda_T^y} - \frac{\lambda_P^x}{\lambda_T^y \lambda_v^x} - \frac{1}{\lambda_P^y} - \frac{1}{\lambda_v^y} \right), \quad (4.16)$$

$$C^D \sim 2C^E, \quad (4.17)$$

$$C^{\nabla B} = \frac{mv_{\parallel}}{e} \left\{ \left( \frac{1}{\lambda_T^y} - \frac{1}{\lambda_P^y} \right) \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\cos \theta}{B} \right) - \frac{3}{2} \frac{1}{\lambda_P^x} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\cos \theta}{B} \right) \right\} \left( \frac{\partial}{\partial x} \sin \theta + \frac{\sin \theta}{\lambda_P^x} \right)^{-1}, \quad (4.18)$$

となる．ここで， $\lambda_P^{(x,y)}$ ， $\lambda_T^{(x,y)}$ ， $\lambda_v^{(x,y)}$  は， $x$  もしくは  $y$  方向の圧力，温度，流速の特徴的な減衰長である．また，式変形の際に， $\lambda$  は位置によらないと仮定した．さ

らに，圧力  $P$  は，ダイバータ板へ向かって，すなわち  $x$  正方向に向かって減少していくため， $\lambda_p^x > 0$  とし， $(\partial P)/(\partial x) \sim (-P)/(\lambda_p^x)$  とした．

磁力線方向の高速プラズマ流の流速の大きさとして，B2.5-EIRENE の結果から  $|v_{\parallel}| \sim 10^4$  m/s を与える．また，磁束密度に関する項は，B2.5-EIRENE の解析メッシュ生成に用いた平衡磁場データから，

$$B \sim 3.4 \text{ T},$$

$$\theta \sim 0.02 \text{ rad},$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \sin \theta = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{B_x}{B} \right) \sim 0.67,$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\cos \theta}{B} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{B_x}{B^2} \right) \sim -0.06,$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\cos \theta}{B} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{B_x}{B^2} \right) \sim -0.07,$$

を与える．また，減衰長  $\lambda$  については，デタッチメントを想定して，それぞれ数 cm 程度であると仮定する．以上の値を用いると，それぞれの比は

$$|C^E| \sim 0.08,$$

$$|C^D| \sim 0.16,$$

$$|C^{\nabla B}| \sim 0.005,$$

と求まる．上に述べたように  $C^E$ ,  $C^D$ ,  $C^{\nabla B}$  は，ドリフトによる運動量輸送項と圧力項との比を表している．したがって，各ドリフトが運動量バランスに与える影響は，圧力項の寄与に比べて小さい．つまり，各ドリフトによる運動量の輸送， $S^{E,D,\nabla B}$  は，運動量の生成・消滅項になりうるが，基本的なプラズマパラメータにはほとんど影響しない．

式 (4.16)(4.17)(4.18) による効果の見積もりに対して重要となるパラメータは，減衰長  $\lambda$  である．圧力，密度の径方向分布を考えると，セパトリス近傍のピーク値は，デタッチメントにより小さくなる．この結果，デタッチメントではピーク付近の減衰長は長くなっており，ドリフトによる影響が小さくなる．

上記見積もりは，セパトリス近傍を想定している．次に，セパトリスから離れた領域，すなわち，部分デタッチメント時に未だアタッチメント状態にある領域について考えてみる．一般に，境界層のセパトリスから離れた領域では，減衰長  $\lambda$  は大きくなる．例えば，Fig.4.7, 4.8 において， $L > 40$  mm の勾配は， $0 \text{ mm} < L < 40$  mm の勾配に比べて緩やかであることがわかる．減衰長  $\lambda$  が大きくなると， $C^E$ ,  $C^D$ ,  $C^{\nabla B}$  はさらに小さくなる．したがって，セパトリスから離れた領域では，さらにドリフトの影響が小さいことがわかる．

以上のことは，シミュレーション結果を肯定するものである．

### 4.3 外側ミッドプレーンに発生する逆流現象の解析 [7]

JT-60U では外側ミッドプレーン及び X 点直下にマッハプローブが導入されており, SOL・ダイバータプラズマの電子密度, 電子温度およびマッハ数などが計測されてきた [8]. その後, 内側バップル板近傍にもマッハプローブが加えられ, プラズマの流れが計測された [3] (外側ミッドプレーン, X 点, 内側バップル, それぞれのマッハプローブの位置は, Fig. 4.6 で Midplane probe, X-point Mach probe, Inner probe として示されている.)

Figure 4.15 に, 実験で計測されたマッハ数の径方向分布を示す [3]. LFS SOL (midplane), LFS SOL (just below X-point), HFS SOL は, それぞれ Midplane Mach probe, X-point Mach probe, Inner Mach probe を用いて計測されたものである. ただし, LFS, HFS は, 各々, Low Field Side および High Field Side の略号であり, トロイダル磁場の強弱を表している. また, Fig. 4.15 の横軸の径方向座標は, すべて磁力線に沿って外側ミッドプレーンの対応する径方向位置にマッピングされている. Figure 4.15(a)(c) から, LFS SOL (X-point), HFS SOL では, それぞれダイバータへ向かう流れが形成されていることがわかる. しかし, Fig. 4.15(b) で示されるように, LFS SOL (midplane) では, 外側ダイバータ領域から上流へと向かう流れが形成されている. 第 1.4.2 小節で述べた簡易モデルからは, 外側ミッドプレーンでは上部からダイバータ領域へと向かう流れが形成されると予想される. そのため, このようなダイバータ領域から上流へと向かう流れを "逆流現象" と呼ぶ. 文献 [3, 8] では, 実験データをもとにした検討から, 電流連続の式を満たすようにドリフトにより駆動される磁力線方向のイオン粒子束, すなわち Pfirsch-Schlüter 流 [9] が, 逆流現象の発生原因のひとつであることを示している.

文献 [2, 3] では, UEDGE コードを用いた数値解析を行い, ドリフト効果を考慮することで逆流現象が起こることを示している. しかし, 逆流現象の発生機構が本当に Pfirsch-Schlüter 流であるのかについては, 数値解析結果からは全く議論されていない. また, 数値解析はアタッチ状態に対してのみ行われており, デタッチ状態でもドリフト効果により逆流現象は発生するのかは明らかではない.

そこで, 本節では, ドリフトを考慮しデタッチ状態に対する B2.5-EIRENE による数値解析を行う. ドリフトを考慮することで逆流現象がデタッチ状態でも発生するのか, また, 実験から推測されているように, その発生原因が Pfirsch-Schlüter 流であるのかを明らかにする.

#### 4.3.1 数値解析結果

Figure 4.16 に, 磁力線方向のマッハ数のポロイダル分布を示す. ポロイダル分布とは, 内側ダイバータ板から外側ダイバータ板まで, ポロイダル磁気面に沿ってマッハ数をプロットしたものであり, ここでは外側ミッドプレーンのセパトリティクスから 8 mm 外側を通る磁気面を選んだ. ポロイダル距離  $L_p = 0$  m が内側ダ

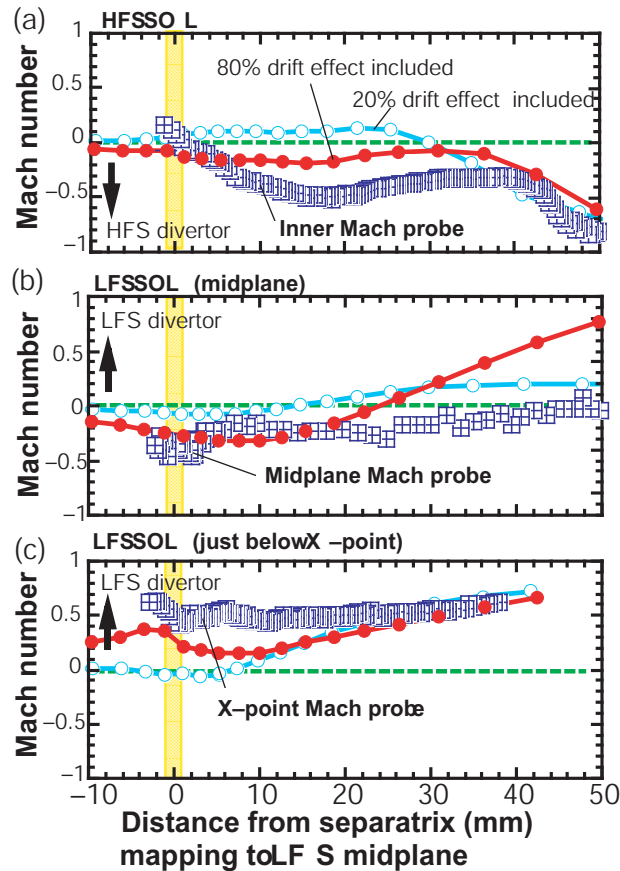


Fig. 4.15 Radial profiles of the Mach number measured in JT-60U experiment. The profiles at LFS SOL(midplane), LFS SOL(just below X-point) and HFS SOL are measured by Midplane Mach probe, X-point Mach probe and Inner Mach probe, respectively. (cited from Ref. [3].)

イバータ,  $L_p = 7.38$  m が外側ダイバータに対応し, 内側ダイバータから外側ダイバータへ向かう方向を正にとっている. また, ドリフト有・無の結果が, それぞれ実線・破線で表されている.

ドリフト無しの場合, 境界層の広い範囲 ( $L_p < 7$  m) で  $M < 0$  であり, 外側ダイバータから内側ダイバータへ向かう流れが形成されており, 逆流現象が確認できる. しかし,  $L_p \sim 0.08$  m の高速プラズマ流を除いて, マッハ数の絶対値は小さい. ドリフトを考慮することで, ダイバータ板からプラズマ上部へ向かう速度は, 特に  $3.23$  m  $< L_p < 7.05$  m の範囲で増加していることがわかる.

次に, Fig. 4.16 の点 A ( $L_p = 0.66$  m), B ( $L_p = 5.78$  m), C ( $L_p = 7.24$  m) の各点におけるマッハ数の径方向分布を, Fig. 4.17 に示す. 点 A, B, C は, Fig. 4.5 に示した矢印 A, B, C の位置に対応し, Fig. 4.6 で示した JT-60U 実験でプローブ計測が行われている Inner probe, Midplane probe, X-point Mach probe の

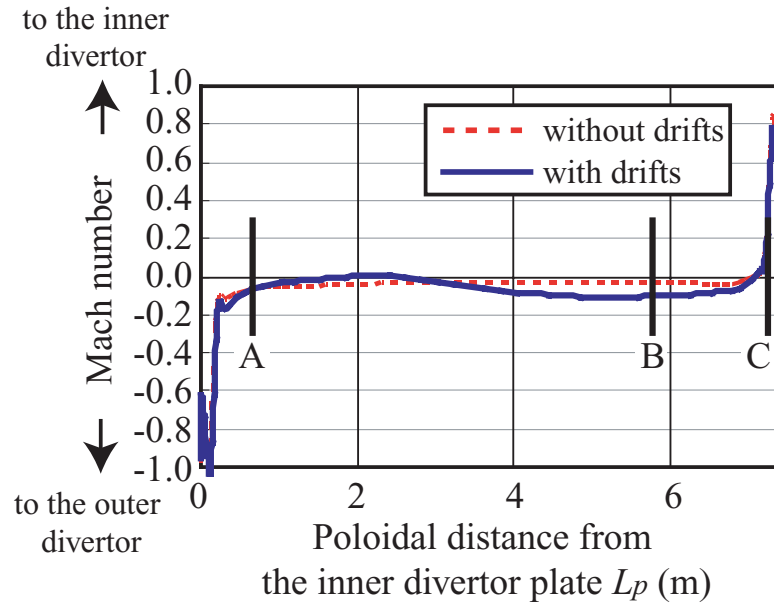


Fig. 4.16 The Mach number is plotted along the poloidal field line from the inner divertor to the outer divertor near the separatrix. The locations of arrows A, B and C in Fig. 4.5 correspond to poloidal positions at  $L_p=0.66$  m,  $L_p=5.78$  m and  $L_p=7.24$  m, respectively.

位置に対応させている．Figure 4.17 の各径方向分布は，磁力線に沿って外側ミッドプレーンにマッピングされており， と はそれぞれドリフト無・有の結果である．

Figure 4.17(a) において，マッハ数は全体的に負であり，プラズマは内側ダイバータへと流れていることを示している．Fig. 4.17(c) から，セパトリス近傍のマッハ数は  $M \sim 0.7$  であり，高速プラズマ流が起きていることが分かる．これらの結果から，前節と同様，ダイバータ領域のプラズマ流にはドリフトの影響はほとんど見られない．

一方，Fig. 4.17(b) に示す外側ミッドプレーンでは，ダイバータ側から上流へと向かう逆流が見られる．ドリフトを考慮することで，逆流速度は大きくなり，逆流範囲は広がる．同様の傾向は，Fig. 4.15 に示した JT-60U の実験及び UEDGE コードによる解析でも現れている [3]．先に述べたように，実験および UEDGE コードによる解析は，アタッチ状態のものである．本研究では，デタッチ状態を対象とした解析を行っており，デタッチ状態においても，主にドリフトに起因して逆流現象が起こる．

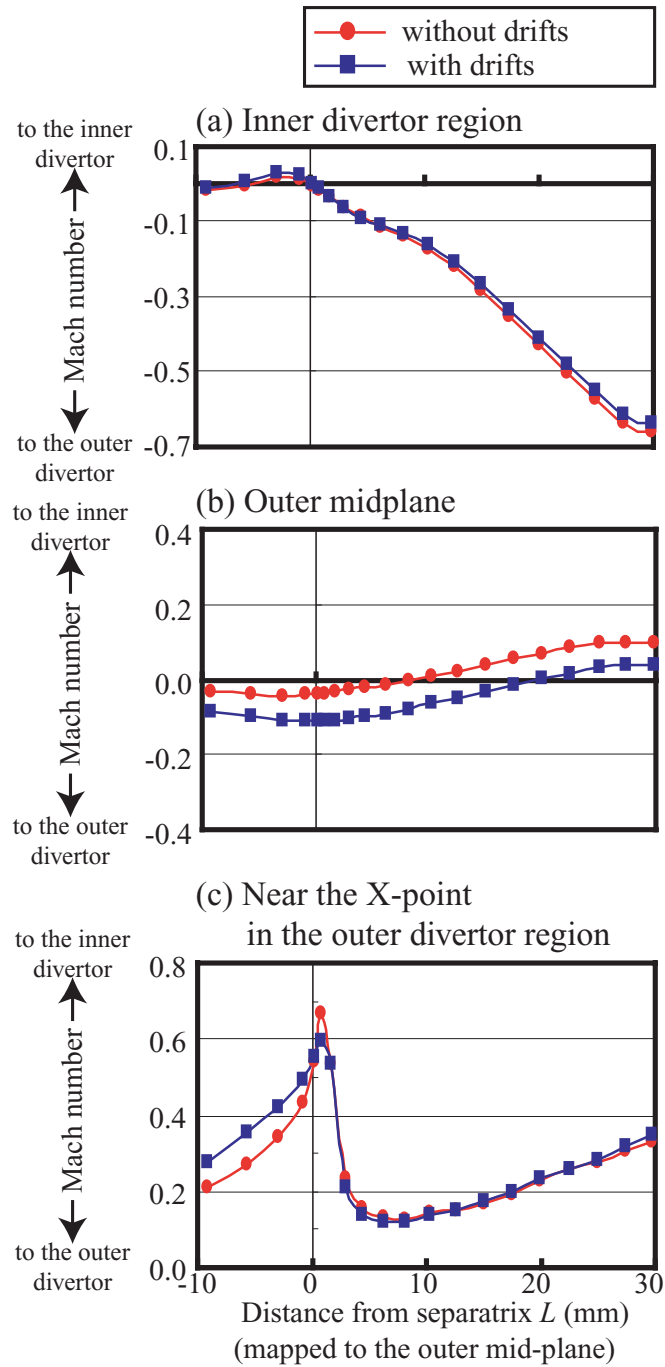


Fig. 4.17 The radial profiles of the parallel Mach number are plotted along the path shown by arrows in Fig. 4.5 (a) at the inner divertor region, (b) at the outer midplane and (c) near the X-point. The profiles are mapped onto the outer midplane.



### 4.3.2 逆流現象の発生機構

外側ミッドプレーンにおけるポロイダル  $E \times B$  ドリフト速度  $v_E$  , ポロイダル反磁性ドリフト  $v_D$  , 及び両ドリフト速度の和を Fig. 4.18 に示す . ミッドプレーンでは径方向の圧力勾配が比較的大きいため ,  $v_D$  も比較的大きい . また , その方向はダイバータ領域へと向かっている . 一方 ,  $E \times B$  ドリフトは反磁性ドリフトとは逆にプラズマ上方へと向かう方向である . しかし , デタッチメントにより , 電位の大きさ・勾配ともに小さくなっているため ,  $|v_E|$  は  $|v_D|$  よりも小さい . 結果として , ポロイダルドリフトによる正味の粒子束は , ダイバータ領域へと向かう .

このとき , このポロイダルドリフトが駆動する電流 ( イオン粒子束 ) による電荷の偏りをなくすために , 電流連続の法則に従い磁力線平行方向に電流が流れる . この磁力線方向に駆動される電流は Pfirsch-Schlüter 流と呼ばれ , その方向はポロイダル面においてドリフトによる粒子束と逆向きに発生する . Figure 4.18 に示したように , 正味のドリフト粒子束はダイバータ領域へ向かう . そのため , Pfirsch-Schlüter 流はプラズマ上方へ向かう .

Pfirsch-Schlüter 流の流速は , 次式で与えられる [9] .

$$v_{PS} = 2 \cos \theta \frac{r}{RB_p} \left| E_r - \frac{\nabla_r p}{en} \right| \quad (4.19)$$

ここで ,  $B_p$  はポロイダル磁束密度 ,  $r$  は小半径 ,  $R$  は大半径 ,  $E_r$  は径方向電場 ,  $p$  は圧力 ,  $\theta$  は今考えている点の外側ミッドプレーンからの角度である . したがって ,  $v_{PS}$  は ,  $\theta = 0$  である外側ミッドプレーンで最大となる . シミュレーション結果から , 外側ミッドプレーンのセパトリクス近傍で  $v_{PS}$  を見積ると ,  $|v_{PS}| \sim 5.5 \text{ km/s}$  となる . この時 , Pfirsch-Schlüter 流はプラズマ上部へ向かう方向である . ドリフト無しのシミュレーション結果から , 磁力線方向のイオン流速は  $|v_{nodrift}| \sim 2.5 \text{ km/s}$  である . 両者を足すと ,  $|v_{estimate}| = |v_{PS} + v_{nodrift}| \sim 8 \text{ km/s}$  と , 正味の磁力線方向の流速を見積もることができる . ドリフト有の場合 , 外側ミッドプレーンのセパトリクス近傍で  $v_{||} \sim 8.3 \text{ km/s}$  であり ,  $|v_{estimate}|$  とほぼ等しい . セパトリクス近傍以外についても同様の見積もりを行い , 径方向にプロットしたものが Fig. 4.19 である . 赤い で示した  $v_{estimate}$  は , 青い で示した  $v_{||}$  とよく一致している .

以上のことから , 外側ミッドプレーンにおける境界層プラズマ流れの逆流現象に対して , Pfirsch-Schlüter 流が支配的な要因のひとつであることが明らかになった .

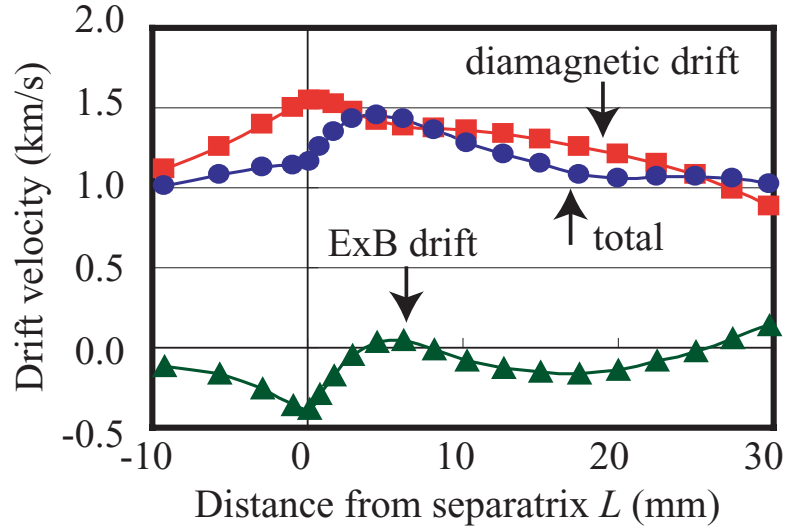


Fig. 4.18 The radial profile of the poloidal drift velocity at the outer midplane. The triangle, square and circle symbols show  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  drift, diamagnetic drift and the sum of them, respectively.

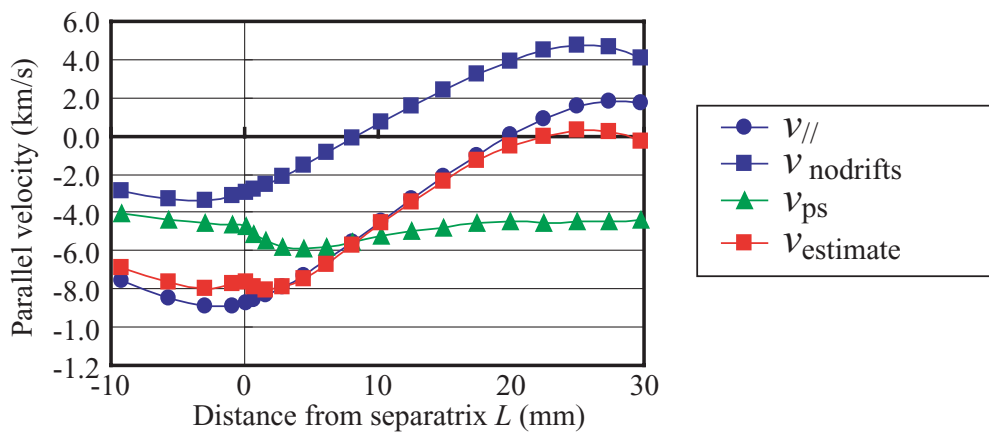


Fig. 4.19 Estimate of Pfirsch-Schlüter velocity  $v_{PS}$ .

## 4.4 不純物輸送に対するドリフトの影響 [10]

ドリフトは背景プラズマの流れの構造のみならず，固体壁から発生した炭素不純物の輸送過程にも影響する．

ASDEX-U のに対して B2.5 コードにより不純物輸送に対するドリフトの影響が解析されている [11]． $E \times B$  ドリフトにより炉心内部を周回する流れが形成され，ポロイダル磁気面に沿って，不純物密度分布が平坦化するを明らかにしている [11]．しかし，ダイバータ領域の不純物輸送に対するドリフトの影響は，ほとんど議論されていない．

JT-60U では，長期間（1997～2002 年）の実験後に，ダイバータ板の損耗・堆積層の厚みが測定された [12]．その結果，主に，外側ダイバータ板は損耗，内側ダイバータ板は堆積していることが明らかになった．このような内側・外側ダイバータ板の損耗・堆積分布の違いは，外側ダイバータからプライベート領域を通り内側ダイバータへと流れる  $E \times B$  ドリフトが原因のひとつではないかと考えられている [12, 13]．

そこで，本節では，デタッチ状態に対する数値解析結果を詳細に検討することで，炭素不純物の輸送過程に対するドリフトの影響を明らかにする．

### 4.4.1 炭素不純物密度分布に対するドリフト効果

Figure 4.20 に，ドリフトの有無による炭素不純物の 2 次元密度分布の比較を示す．ただし，不純物密度は，1 価～6 価の和である．ドリフト無しに比べてドリフト有りでは，X 点近傍および内側ダイバータ板付近の広い範囲で不純物密度が増加していることがわかる．

X 点直下を通るプライベート領域の磁気面に沿った不純物密度分布を，Fig. 4.21 に示す．2 次元分布で見られたように，ドリフトを考慮すると，X 点近傍の密度が 1.5 倍程度に増加している．逆に，X 点よりやや内側ダイバータ寄りでは，密度が低下している．

次に，外側ミッドプレーンでセパトトリクスから 6.5 mm 離れたポロイダル磁気面に沿って，不純物密度をプロットしたものを，Fig. 4.22 に示す． $0.00 \text{ m} < L_p < 0.22 \text{ m}$  が内側ダイバータ領域， $7.13 \text{ m} < L_p < 7.38 \text{ m}$  が外側ダイバータ領域に対応する．ダイバータ領域入り口 ( $L_p = 0.22 \text{ m}$ ， $L_p = 7.13 \text{ m}$ ) では，ドリフトの有無による不純物密度の顕著な違いは見られない．しかしながら，内側ダイバータ領域では増加，外側ダイバータ領域では減少していることが分かる．

以下，このようなドリフトの有無によるダイバータ領域における密度の相違の原因について，詳細に検討していく．

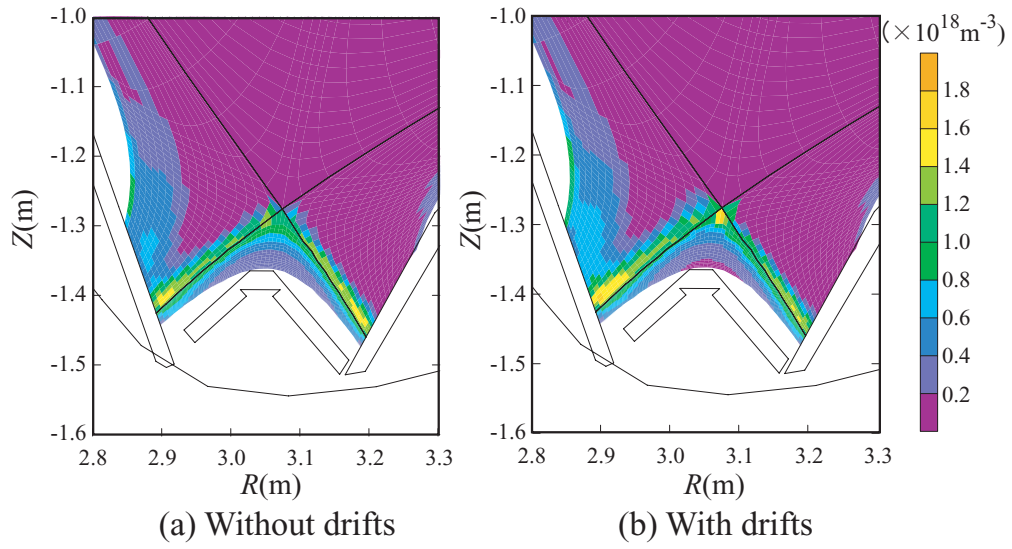


Fig. 4.20 2D profiles of the carbon impurity density.

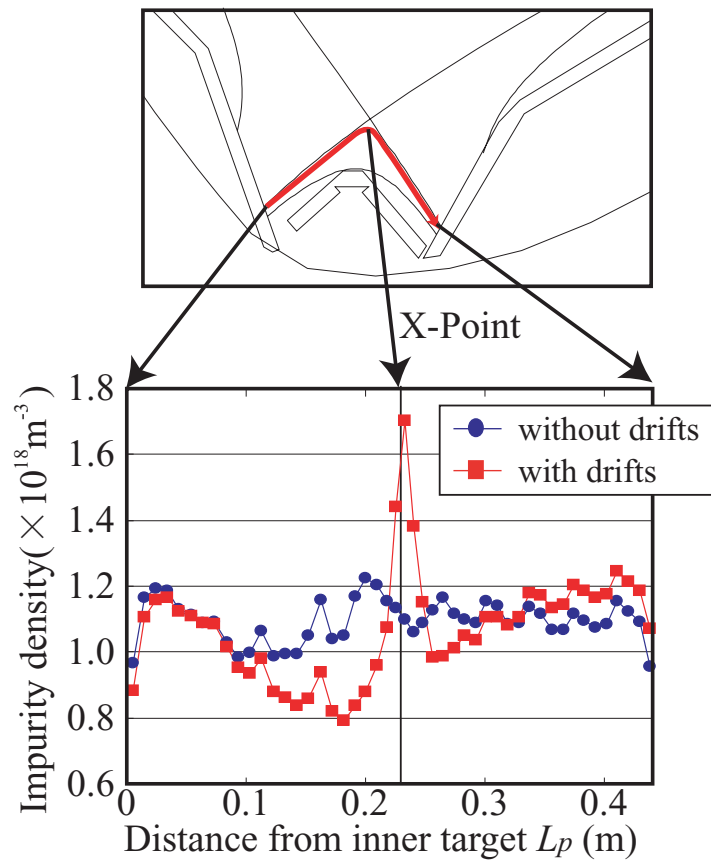


Fig. 4.21 Impurity density along the poloidal magnetic line of force in private region.

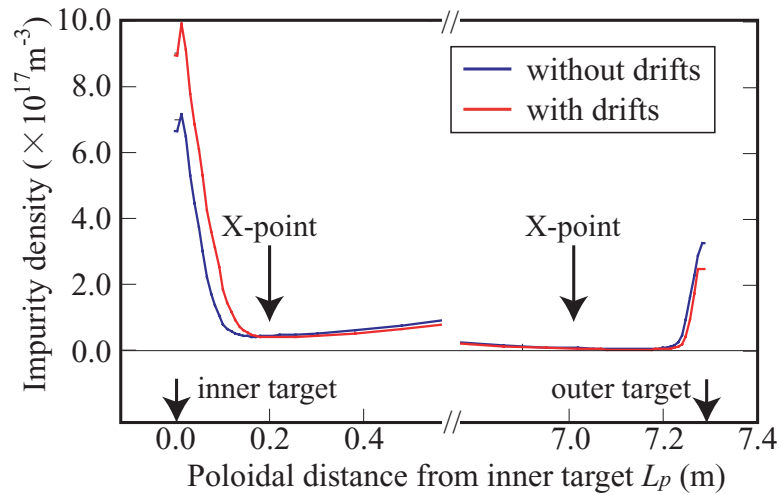


Fig. 4.22 Impurity density along the poloidal direction.

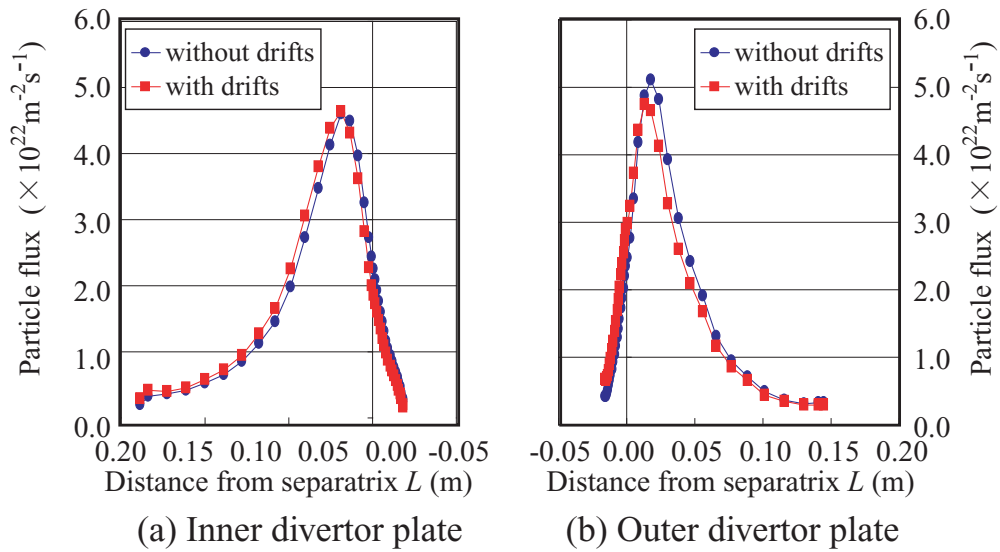
#### 4.4.2 炭素不純物発生量

まず，炭素不純物の発生量に対するドリフトの影響を調べる．炭素不純物は物理スパッタリングもしくは化学スパッタリングにより発生する．第 2.3 節で述べたように，物理スパッタリング率は Roth-Bodansky の式 [14] から与え，化学スパッタリング率は，固体壁へ流入する重水素イオン粒子束の 2% と仮定している．

前節までに述べたように，ダイバータ付近の電子温度は  $T_e < 5\text{ eV}$  であり，重水素イオンによる物理スパッタリングはほとんど起こらず，化学スパッタリングが支配的であると考えられる．Figure 4.23 は，(a) 内側ダイバータ板，(b) 外側ダイバータ板への重水素イオン粒子束を示している．ドリフト有・無の場合が，それぞれ  $\bullet$  で表されている．ドリフト有・無を比較すると，内側・外側ダイバータともほとんど違いが見られない．したがって，炭素不純物の発生量は，ドリフトの有・無でほとんど変わりないと考えられる．このことから，Fig. 4.20 に見られる違いは，ドリフトにより影響を受けた輸送過程の違いが原因であると考えられることができる．

#### 4.4.3 SOL 領域からの不純物流入量

ダイバータ領域へ流入する不純物の粒子束の径方向分布を Fig. 4.24 に示す．粒子束の符号は，正のとき外側ダイバータへと，負のとき内側ダイバータへと向かう粒子束であることを示している．内側ダイバータ領域に流入する不純物粒子束は，外側ダイバータに比べて多い．これは，内側ダイバータはデタッチメントによ


 Fig. 4.23 Particle flux of the  $D^+$  ions toward divertor plates.

り低温化しており，不純物中性粒子はイオン化せず SOL 領域もしくは炉心領域へと輸送され，上流でイオン化後磁力線に沿って戻ってくるためである．一方，外側ダイバータ領域は，まだ十分にはデタッチしておらず，不純物中性粒子のほとんどは，ダイバータ領域でイオン化してしまう．このため流入量は少なくなる．このような不純物の流入量は，ドリフトの有無ではほとんど変わらない．

以上のように，ダイバータからの不純物発生量，SOL 領域からの流入量に対するドリフトの影響はほとんどみられない．したがって，ドリフトによるダイバータ領域の密度変化は，プライベート領域における不純物輸送過程がドリフトにより影響を受けたためと考えられる．次節で，このことについて検討する．

#### 4.4.4 プライベート領域におけるドリフトの役割

内側ダイバータ領域のセパトトリクスを横切って，プライベート領域から内側ダイバータ領域へ流入する粒子束密度を Fig. 4.25 に示す．粒子束の符号は，正のとき不純物はプライベート領域から内側ダイバータ領域へ流れており，粒子束が負のときはダイバータ領域からプライベート領域へ流れ込んでいることを示す．ほとんどの場所で，内側ダイバータ領域からプライベート領域へと流入していることがわかる．しかし，X 点近傍では，プライベート領域から内側ダイバータ領域へと流れており，ドリフトを考慮すると，最大で 11 倍まで流入量が増加している．

同じく，セパトトリクスに沿って電位分布を示したものが，Fig. 4.26 である．内側ダイバータ領域は，十分にデタッチメントしているため，ダイバータ板から X 点近傍まで電子温度が低下している．そのため，電位分布もダイバータ板から X

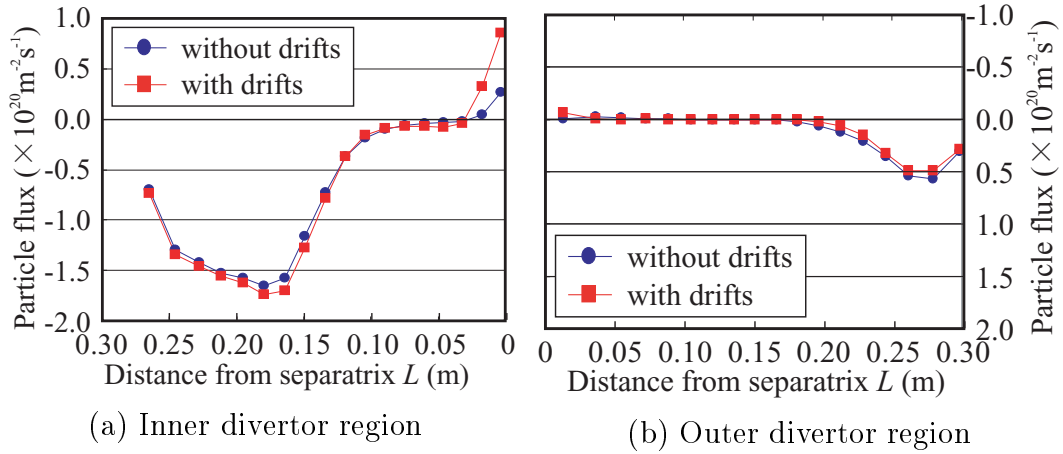


Fig. 4.24 Influx to each divertor region.

点近傍 ( $0 \text{ m} < L_p < 0.2 \text{ m}$ ) まで  $5 \text{ V}$  程度になっている。また、その傾きも小さい。一方、X 点近傍 ( $L_p \sim 0.2 \text{ m}$ ) では、電位は急激に上昇するため、急勾配になる。このような電位分布のため、電場は X 点近傍では大きく、ダイバータ板近くでは小さくなる。この結果、X 点近傍で大きな  $E \times B$  ドリフトによる粒子束が駆動され、Fig. 4.25 のような粒子束分布になる。

次に、Fig. 4.27 に、外側ダイバータ領域のセパトリクスを横切ってプライベート領域からダイバータ領域へ向かう粒子束密度を示す。Figure 4.25 と同様、粒子束の符号は、正のときプライベート領域から外側ダイバータ領域へ、負のときは外側ダイバータ領域からプライベート領域へ向かう流れに対応する。X 点から離れた領域ではプライベート領域へと流れ込んでおり、X 点近くでは、プライベート領域からダイバータ領域へ流れている。ドリフトを考慮すると、内側ダイバータ領域の場合とは異なり、一様にプライベート領域へ向かって粒子束が増加している。

外側ダイバータ領域は、内側ダイバータ領域ほどデタッチしておらず、X 点からダイバータ板へ向けて徐々に電子温度が低下していく。そのため、電位分布も Fig. 4.28 のようにダイバータ板へ向かって徐々に減少している。その結果、セパトリクス上には一様な電場が形成され、一様な  $E \times B$  ドリフトが駆動される。

最後に、磁力線方向の粒子束密度を X 点直下を通る磁力線に沿ってプロットしたものを Fig. 4.29 に示す。符号は粒子束の向きを示しており、正の時外側ダイバータ板へ、負の時内側ダイバータ板へ粒子束が向かうことに対応する。ドリフト無しの場合、X 点を中心にして両ダイバータ板へ向かって流れていることがわかる。これに対してドリフト有りでは、内側は全体的に粒子束が減少し、X 点から少し外側では、符号が反転し X 点へ向かう流れができていく。このとき、ドリフト速度 ( $E \times B$  ドリフトと反磁性ドリフトの和) は Fig. 4.30 のようになっている。両ダイバータ板から X 点へと向かうようにドリフトが発生していることがわかる。この流れにより、X 点近傍の不純物密度は増加している。

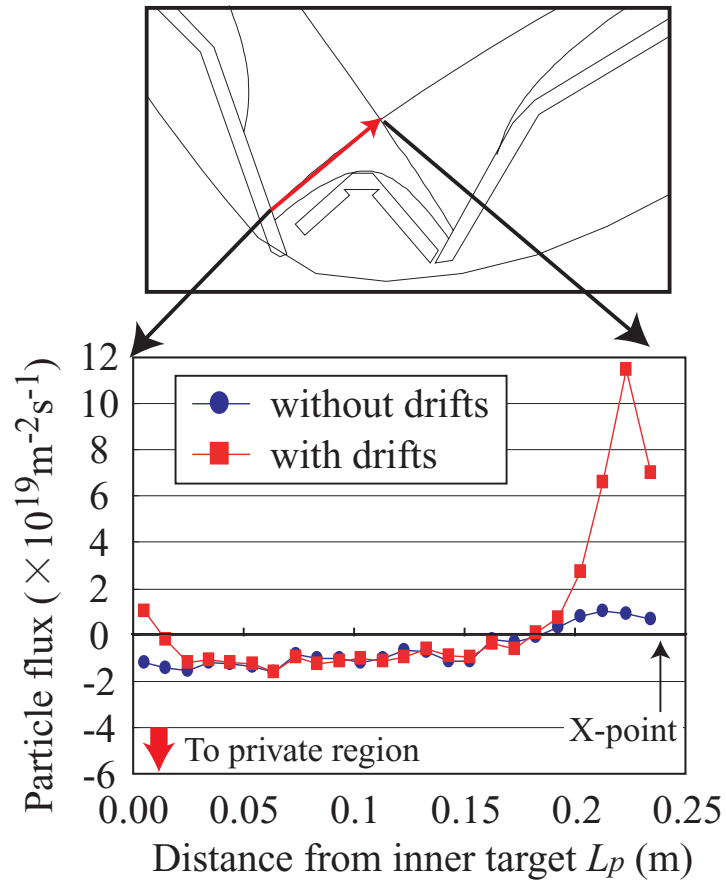


Fig. 4.25 Particle flux to the inner separatrix in the divertor region.

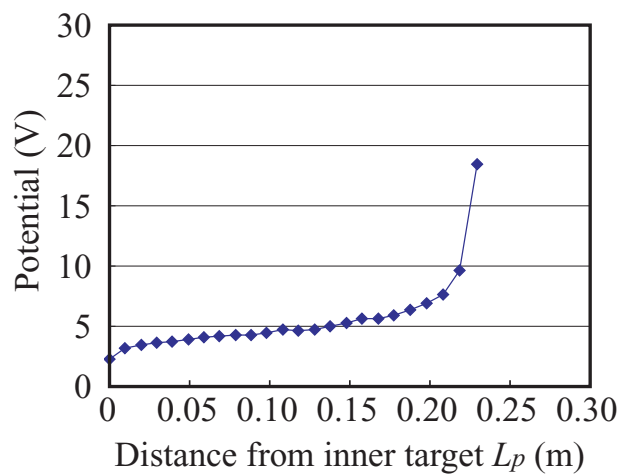


Fig. 4.26 Potential along the inner separatrix in the divertor region.



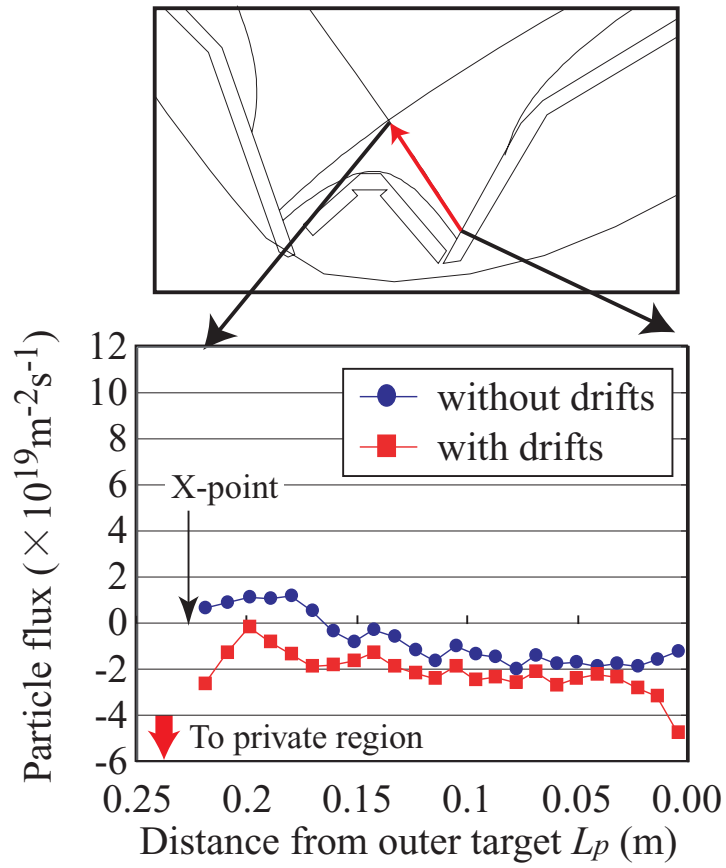


Fig. 4.27 Particle flux to the outer separatrix in the divertor region.

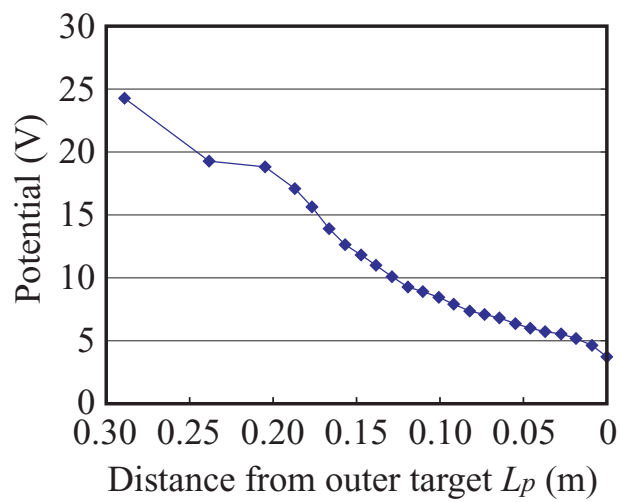


Fig. 4.28 Potential along the outer separatrix in the divertor region.

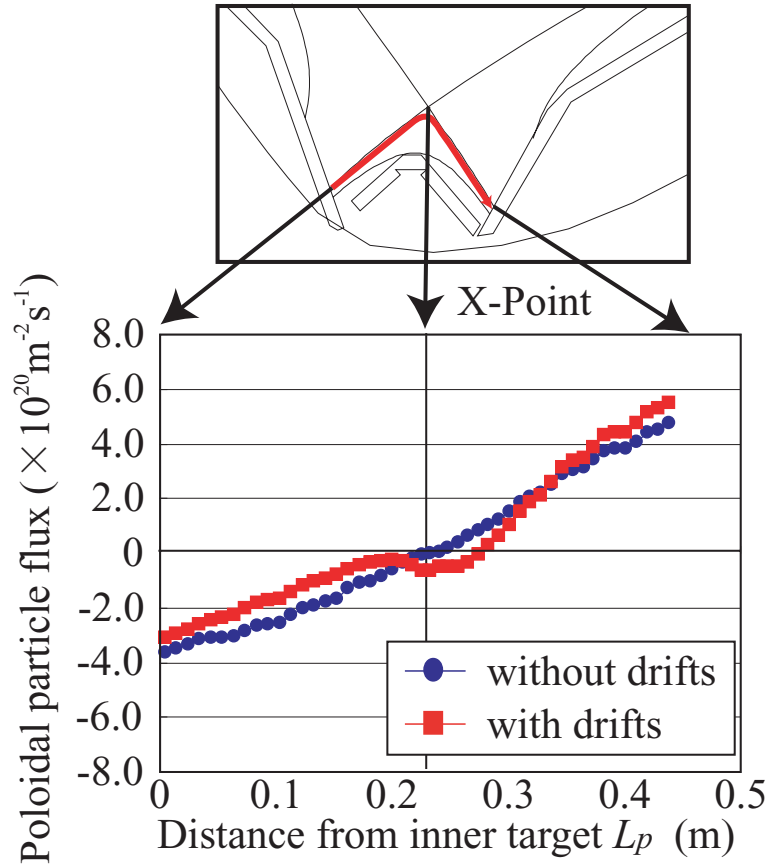


Fig. 4.29 Poloidal particle flux just below X-point in the private region.

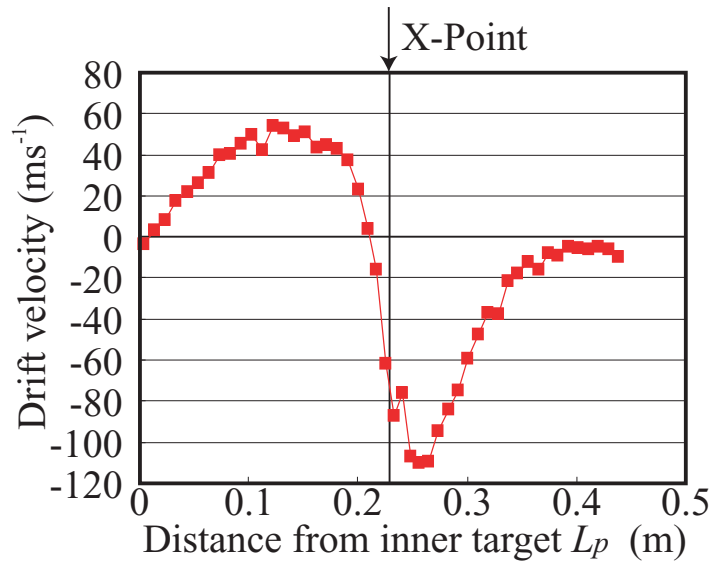


Fig. 4.30 Drift velocity just below X-point in the private region.

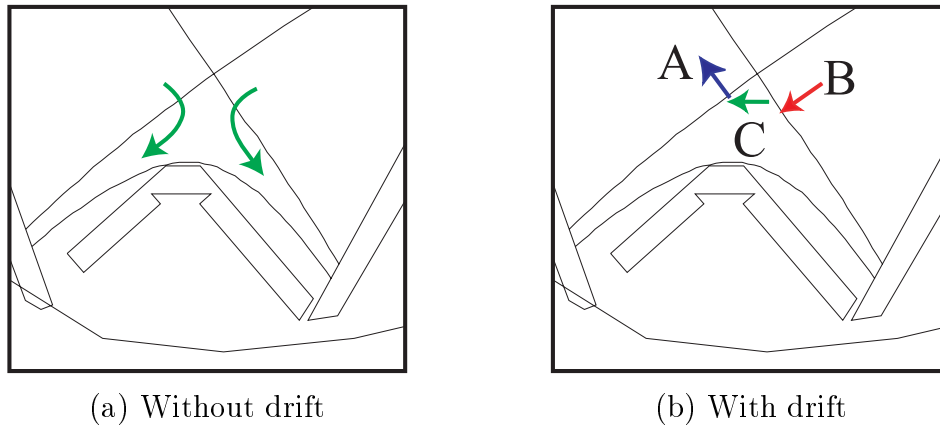


Fig. 4.31 Flow pattern near the X-point with and without drift.

以上，(A) 内側ダイバータ領域，(B) 外側ダイバータ領域，(C) X 点直下の粒子束に対する計算結果を示してきた．Figure 4.31 は，これらの数値計算から X 点近傍における不純物プラズマの流れの構造を，ドリフトの有無で比較し概念的に示した図である．ドリフト無しでは，不純物は両ダイバータ領域からプライベート領域へと流れ込み，それぞれのダイバータへと向かう．一方，ドリフト有りの場合，外側ダイバータ領域 (B) から X 点直下 (C) をとおり内側ダイバータ領域 (A) へと向かう流れが形成されている．この結果，外側ダイバータ領域の不純物密度は低下し，内側ダイバータ領域で増加する．

## 4.5 中性粒子輸送モデルのベンチマーク [15]

境界層プラズマを解析するうえで、中性粒子の挙動は重要な役割を果たす。そのため、本研究で用いている B2.5-EIRENE コードをはじめとした 2 次元ダイバータプラズマコードでもなんらかのモデルを用いて中性粒子を考慮している。

第 1.6 節で述べたように、中性粒子をモデル化するにあたって、大きく分けて運動論モデルと流体モデルの二つが考えられる。運動論モデルでは、モンテカルロ法を用いることが一般的であり、B2.5-EIRENE コードでは、EIRENE コードがこれに対応する。運動論モデルは、原子・分子過程を流体モデルに比べて正確に模擬することができる。また、軌道追跡そのものには計算メッシュを必要としないため、ダイバータ幾何形状を考慮することが容易である。しかし、モンテカルロ法を用いるため、膨大な計算コストが必要になる。さらに、モンテカルロノイズにより、計算の収束判定を難しくしてしまい、場合によっては、計算の安定性も悪化させてしまう。

一方、流体モデルは、必要な計算コストが少なく、収束も容易であるが精度は運動論モデルに比べて劣る。流体モデルにおいても、運動論モデルによる解析結果をもとに、十分な精度が得られるようモデルの改良が進められている。

本研究で用いている B2.5-EIRENE コードにも、EIRENE による粒子的扱いとは別に、運動論に基づいた修正を加えた中性粒子流体モデルが用意されている [16]。中性粒子輸送に運動論モデルもしくは流体モデル用いた場合の解析結果の比較が、B2.5-EIRENE コードを用いて、Coster らによって行われている [17, 18]。しかし、これらの比較は、ドリフトを含まないアタッチ状態でのみ行われている。また、文献 [17] の目的は、運動論モデルを用いて得られた外側ミッドプレーンの分布を、いかにして流体モデルを用いて再現するかにある。そのため、ダイバータ領域でどの程度の違いがでるのかについては言及されていない。

この節では、文献 [17] で提案されている中性粒子流体モデルの最適化を行ったうえで、運動論モデルで得られるダイバータ板における分布を、流体モデルでどの程度再現できるのかを調べる。特に、デタッチ状態に対する結果の比較を行い、デタッチプラズマの解析に対して、中性粒子流体モデルが適用可能なのか、従来どおり運動論モデルが必須なのかという指針を与えることを目的としている。また、ドリフト効果を含めて、両モデルの結果を比較することで、中性粒子モデルの違いによるドリフト効果への影響も調べている。

### 4.5.1 中性粒子流体モデル

まず、B2.5 コードで用いられている中性粒子流体モデルについて説明する。第 2 章で述べたように、EIRENE による運動論モデルでは中性原子および中性分子を考慮している。一方、流体モデルでは、中性原子 (D 及び C) のみを考慮している。中性原子は、他のイオン粒子と同様に、粒子連続の式、運動量バランスの式、

エネルギーバランスの式により流体的に取り扱われる。ただし、中性原子のエネルギーバランスについては、直接これを解く事はしない。すなわち、中性原子はイオン粒子と頻りに荷電交換を繰り返すことを仮定する。このため、中性原子とイオンとは熱平衡状態にあり、中性原子の温度は他のイオンと等しく  $T_i$  であると仮定している。

第 2 章で述べたように、プラズマ流体の磁力線垂直方向の輸送には、異常輸送を仮定し、輸送係数をパラメータとして与えていた。一方、中性粒子に対しては、電場や磁場の影響を受けないため、そのような異常輸送を仮定しない。また、磁場の影響を受けないため、磁力線平行方向および垂直方向で同じ輸送係数を用いる。中性粒子の粒子拡散係数  $D_n$  および熱拡散係数  $\chi_n$  は次式で与えられる [16, 19]。

$$D_{AN}^p = \frac{v_{th,n}^2}{T_n(K_{CX}n_i + K_i n_e)} \quad (4.20)$$

$$\chi_n = \frac{v_{th,n}^2}{K_{CX}n_i + K_i n_e} \quad (4.21)$$

ここで、 $v_{th,n}$ 、 $T_n$  は、それぞれ中性粒子の熱速度、温度である。また、 $n_i$  および  $n_e$  はイオンおよび電子密度であり、荷電交換およびイオン化の反応速度係数は  $K_{CX}$ 、 $K_i$  で表される。

文献 [17] で行われた流体モデルと運動論モデルとの解析結果の比較では、最適化をほどこさない場合、ミッドプレーンにおいて両モデルの解析結果が大きく異なることが示されている。そこで、運動論モデルの結果を再現するために、流体モデルに対して様々なパラメータの調整やモデルの追加が試されている。文献 [17] の結論として、以下のような流体モデルの最適化を推奨している。

#### 1. 中性粒子密度に対する炉心境界条件に吸収条件を用いる

中性粒子は、高温な炉心へ流入するとすべてイオン化してしまい、炉心から中性粒子がそのまま流出することは考えにくい。そこで、中性粒子の密度に対する炉心境界条件（先に Fig. 2.2 に示した Core Interface における境界条件）として、この境界における中性粒子束を一定の割合で消滅させていく吸収条件を用いる。

#### 2. Flux Limiter[20] を用いる

中性粒子を流体として扱うためには、中性粒子の平均自由行程が、プラズマの特徴的な勾配長より十分短い必要がある。プラズマの特性長として、ミッドプレーンにおける SOL 幅を考えると、その大きさは数 cm 程度である。一方、中性粒子の平均自由行程は、数 cm 以上であり、プラズマの特性長に対して十分短いとはいえない。そこで、流体モデルに運動論的効果に基づいた修正、いわゆる”Flux Limit”を適用する。この Flux Limit により中性粒子の

粒子束  $\Gamma_n$  は、次式に従い最大で  $n_n \bar{v}/4$  に制限される。

$$\Gamma_n \rightarrow \Gamma_n \left( 1 + \left| \frac{\Gamma_n}{\frac{1}{4} n_n \bar{v}} \right|^2 \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (4.22)$$

ここで、 $\bar{v} = \sqrt{8T_i/\pi m_N}$  ( $m_n$ : 中性粒子の質量) である。また、熱伝導によるエネルギー流束は、同様にして最大で  $n_n v_{th,n} T_i$  に制限される。

### 3. 中性粒子によるイオン温度への寄与を考慮して壁側のエネルギー境界条件を調整する

先に述べたように、中性粒子の温度とイオンの温度とは等しいと仮定している。このため、イオンのエネルギーは中性粒子によっても輸送されてしまう。境界層壁側では、リサイクリングにより中性粒子密度が高いため、イオンエネルギーが中性粒子によって輸送されてしまい、温度が運動論モデルに比べて低くなってしまう。このようなイオン温度の低下を防ぐために、壁側の境界条件である温度の減衰長を大きくとることで、境界層壁側のエネルギー損失を調整する。

今回の解析では、これらの調整を加えても、ミッドプレーンにおける密度の径方向分布は、運動論モデルと流体モデルで大きく異なっていた。そこで、ミッドプレーンにおける密度分布の違いを改善するために、壁側の粒子境界条件に対してフィードバック境界条件を用いている [21]。通常、境界層の壁側では、壁側境界へ流出した重水素イオンが、リサイクリングによりすべて中性粒子となり、壁側境界から流入してくると考える。しかし、このフィードバック境界条件を用いることで、外側ミッドプレーンのセパトトリクスにおける電子密度が設定値（運動論モデルを用いた解析結果）になるように、壁側境界から流入する中性粒子の粒子束が調整される。

## 4.5.2 結果

本節では、非接触状態のダイバータ近傍で中性粒子モデルによる結果の違いを明らかにするとともに、ドリフト効果を含めた場合に、中性粒子モデルの違いによって効果がどの程度変わるのかを調べる。そのため、以下に示す 4 つの場合の結果を比較・検討する。

A : 運動論モデル (ドリフト無) - B2.5-EIRENE コード

B : 流体モデル (ドリフト無) - B2.5 コードのみ

C : 運動論モデル (ドリフト有)

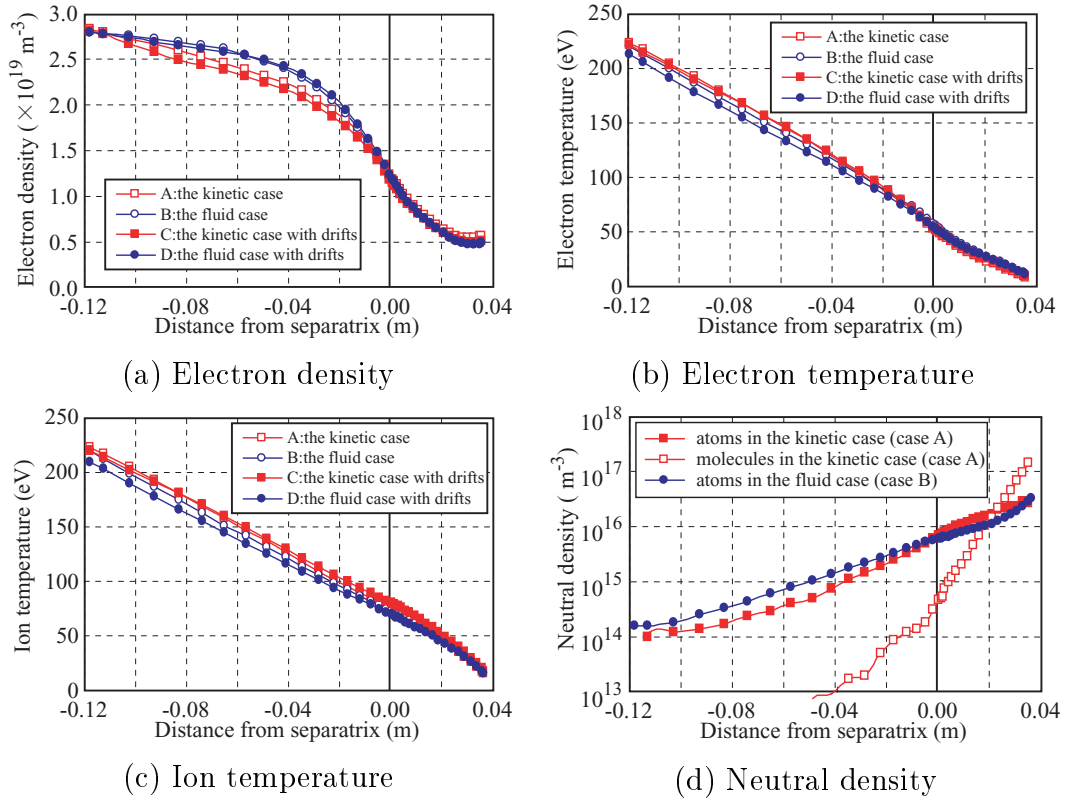


Fig. 4.32 Radial profiles at the outer midplane: (a) electron density, (b) electron temperature, (c) ion temperature. The square and circle symbols are the kinetic and fluid case, respectively. The open and close symbols are the case without and with the effect of drifts. (d) neutral density is plotted only in the case without drifts. In the kinetic case, not only the atom but also the molecule are plotted.

D : 流体モデル (ドリフト有)

ケース C, D のドリフト有については,  $E \times B$  及び反磁性ドリフトの両ドリフトの効果を含んでいる.

Figure 4.32 に, 外側ミッドプレーンにおける (a) 電子密度  $n_e$ , (b) 電子温度  $T_e$ , (c) イオン温度  $T_i$ , (d) 中性粒子密度  $n_n$  の径方向分布を示す. 粒子モデルでは, 中性粒子密度に原子および分子の二つを示している. 一方, 流体モデルでは原子のみが扱われる. 先に述べたように, 流体モデルの分布は, 外側ミッドプレーンで運動論モデルの結果に合うように設定を最適化してある. そのため, 両モデルで分布の違いはほとんど見られない. また, ドリフトによる分布の変化もほとんどない.

次に, 外側ダイバータにおけるそれぞれの径方向分布を Fig. 4.33(a)-(d) に示す. ドリフトを考慮しない場合ですら, 大きな違いが見られる. 今回の比較は初期的なものであるため, ダイバータ領域では中性粒子流体モデルに対してなんら最適化を行っていない. この結果, 流体モデルで得られた中性粒子密度分布は, 運動

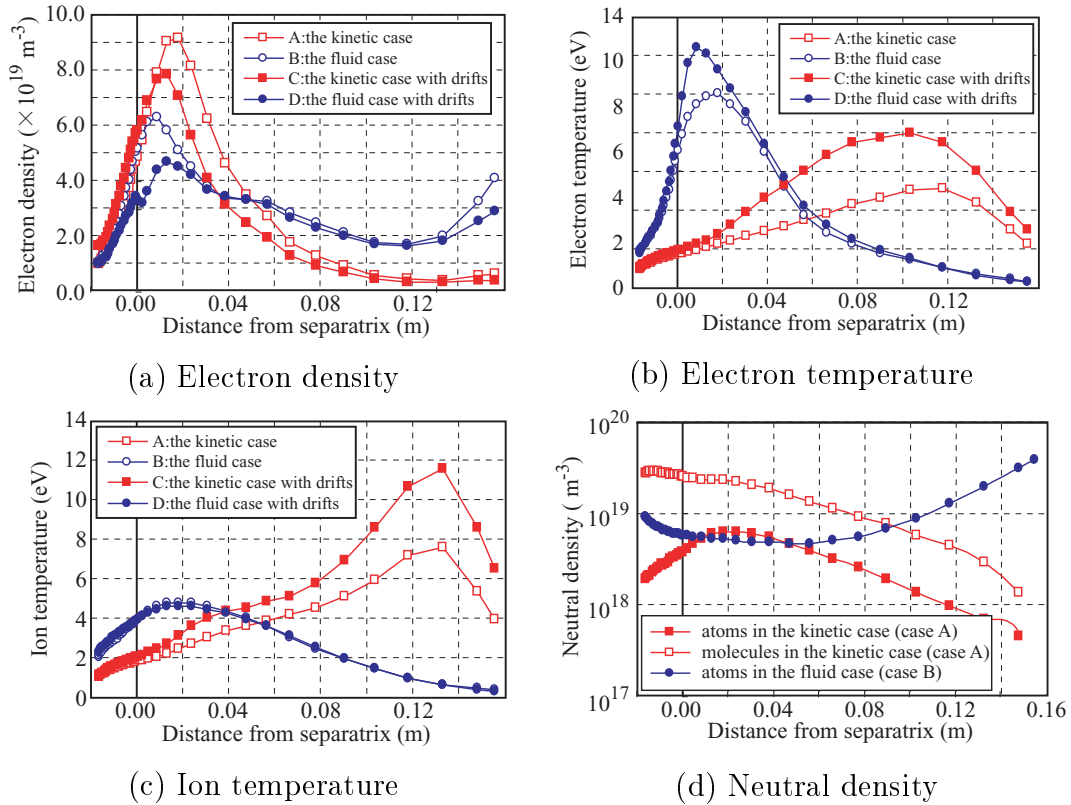


Fig. 4.33 Radial profiles at the outer divertor: (a) electron density, (b) electron temperature, (c) ion temperature and (d) neutral density.

論モデルの分布と大きく異なっている．特に，デタッチメントが起こり始めるセパラトリクス近傍では，運動論モデルの分子密度に比べて，流体モデルの原子密度は一桁近く小さい．

この違いは，次にセパラトリクス近傍のプラズマ分布に大きな違いをもたらす．運動論モデルではプラズマの生成源となる中性粒子が多いため，セパラトリクス近傍にある電子密度のピークが流体モデルの場合よりも大きい．また，中性粒子のイオン化や励起によりプラズマのエネルギーが失われるため，電子温度が  $T_e \sim 2 \text{ eV}$  まで低下し，セパラトリクス近傍が部分的にデタッチしていることがわかる．一方，流体モデルでは，イオン化ソースである中性粒子の密度が低いため，電子密度は運動論モデルの場合に比べて低い．同時に，エネルギー損失が少ないため，電子温度は  $T_e \sim 10 \text{ eV}$  であり，運動論モデルの場合とは対照的にアタッチ状態である．

ドリフトの影響により，ケース D (流体モデル・ドリフト有) のセパラトリクス近傍の電子密度はケース B (流体モデル・ドリフト有) よりも低い．同様の傾向は，運動論モデル (ケース A と C) の場合にも現れているが，ドリフトの効果は，流体モデルの場合に比べて小さい．先に述べたように，運動論モデルではセパラトリクス近傍の中性粒子密度が高く，デタッチメントが起こっている．デタッチ状態では，径方向の圧力勾配及び電位勾配が小さくなるため，結果として  $E \times B$



及び反磁性ドリフトも小さくなるためである。

以上のことから、ダイバータプラズマの解析には、ドリフト効果を取り入れない場合でさえ、流体モデルと運動論モデルとで解析結果が大きく異なることが明らかになった。そのため、流体モデルのさらなる改良、もしくはミッドプレーンのみではなくダイバータ領域でもフリーパラメーターの最適化を必要とする。もしくは、ダイバータ領域、特にデタッチ状態における解析を行う場合には、運動論モデルを使うべきである。

## 4.6 まとめ

本章では、デタッチメント状態の境界層プラズマの流れの構造に対するドリフトの影響を解析した。

ドリフト効果を考慮した二次元シミュレーションの結果、実験と同様の傾向を示す  $E \times B$  ドリフトが確認された。また、実効的な反磁性ドリフト速度（磁場勾配に依存する成分）は無視できるほど小さい。ダイバータ領域の密度・温度・流速に対するこれらドリフトの影響は小さかった。

このような解析結果を理解するために、簡易一次元モデルにより、ドリフトが磁力線方向の運動量バランスに与える影響について見積もった。各ドリフトは磁力線方向の運動量の生成もしくは消滅項となりうる。しかし、その影響は圧力勾配による影響に比べて十数%と小さいことが明らかになった。

以上のことから、少なくともデタッチメント状態では、ダイバータプラズマに対して各ドリフトはほとんど影響せず、高速プラズマ流を駆動する支配的な要因は、圧力勾配であることを明らかにした。

ダイバータ領域とは異なり、外側ミッドプレーンではドリフトの影響は比較的大きい。アタッチメント状態において実験で観測される逆流現象を、デタッチメント状態でもドリフトを考慮することで再現することに成功した。簡易モデルを用いて解析結果をさらに詳細に検討した。その結果、電流連続の式を満たすようにドリフトにより駆動される磁力線方向のイオン粒子束、すなわち Pfirsch-Schlüter 流が、逆流現象に対して支配的な要因であることを明らかにした。

また、炭素不純物の輸送過程に対するドリフトの影響を調べた。ドリフトを考慮すると、炭素不純物密度は、内側ダイバータ領域では増加、外側ダイバータ領域では減少した。これは、外側ダイバータ領域 X 点直下 内側ダイバータ領域へと向かう流れがドリフトによって形成される。また、プライベート領域ではドリフトにより両ダイバータ板から X 点に向かう流れが形成される。このため、X 点近傍で不純物密度が増加することを明らかにした。

最後に、中性粒子輸送に対して運動論モデルを用いた場合と流体モデルを用いた場合とで、解析結果にどのような違いが生じるかを調べた。その結果、ドリフト効果を取り入れない場合でさえ、ダイバータプラズマの分布には大きな違いが

あり，流体モデルではデタッチメントの再現すら難しい．そのため，流体モデルのさらなる改良・調整を行うか，もしくは，ダイバータ領域，特にデタッチ状態における解析に対しては，運動論モデルを使うべきであることを示した．

## 第4章の参考文献

- [1] K. Hoshino, *et al.*, J. Nucl. Mater. **337-339** (2005) 276.
- [2] N. Asakura, *et al.*, J. Nucl. Mater. **313** (2003) 820.
- [3] N. Asakura, *et al.*, Plasma. Phys. Control. Fusion **44** (2002) 2102.
- [4] K. Hoshino, *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **46** (2006) 591.
- [5] T. D. Rognlien, and D. D. Ryutov, Contrib. Plasma Phys. **152-157** (1998) 38.
- [6] P. C. Stangeby and A. V. Chankin, Nucl. Fusion **36** (1996) 839.
- [7] K. Hoshino, *et al.*, J. Nucl. Mater. **363-365** (2007) 539.
- [8] N. Asakura, *et al.*, Nucl. Fusion **39** (1999) 1983.
- [9] P. C. Stangeby, *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices*, (IOP, Bristol, 2000), Chap. 18.
- [10] 星野 一生, 他, プラズマ・核融合学会 第23回年会, 29aC23P, 茨城県つくば市, 2006年11月.
- [11] V. Rozhansky, *et al.*, J. Nucl. Mater. **313-316** (2003) 1141.
- [12] H. Kubo and the JT-60 Team, Plasma Sci. Technol. **8** (2006) 50.
- [13] G. D. Potter, *et al.*, J. Nucl. Mater. **313-316** (2003) 1085.
- [14] J. Roth and C. Gracia-Rosales, Nucl. Fusion **36** (1996) 1647.
- [15] K. Hoshino, *et al.*, Contrib. Plasma Phys. to be published.
- [16] R. Schneider, *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **46** (2006) 3.
- [17] D. P. Coster, *et al.*, Phys. Scr. **T 108** (2004) 7.
- [18] D. P. Coster, *et al.*, J. Nucl. Mater. **337-339** (2005) 366.

- [19] M. E. Rensink, *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **38** (1998) 325.
- [20] M. V. Umansky, *et al.*, J. Nucl. Mater. **313-316** (2003) 559.
- [21] D. P. Coster and X. Bonnin, Private communication.

## 第5章

# 重金属不純物輸送コード

# IMPGYROの開発

---

### 5.1 はじめに

固体壁がスパッタリングされることにより発生した不純物は、さまざまな輸送過程を経て、一部は固体壁に戻り、一部は炉心へと混入する。炉心へ混入した不純物は、放射により炉心プラズマを冷却してしまう。そのため、炉心への不純物混入量評価、及び放射損失量の見積もりが可能な不純物輸送解析コードが必要とされている。

境界層プラズマにおける不純物の輸送過程のモデリングでは、多価電離状態、およびそこに至る多価電離・再結合過程、複雑な原子・分子過程をはじめとして、さまざまな物理現象を扱わなければならない。そのため、従来から行われてきた不純物を含む多種流体モデルによる扱いでは限界がある。このため、不純物を流体ではなく粒子的に取り扱うことができるモンテカルロ法を用いた数値解析コードの開発がなされてきた。

不純物モンテカルロ輸送コードとして代表的なものに、IMPMC[1], DIVIMP[2, 3]などがあげられる。これらのコードは、炭素不純物を対象として開発が行われてきた。炭素イオンのラーマー半径は小さいため、これらのコードでは巡回中心近似を用いている。しかし、タングステンのような重金属不純物は質量が大きいため、ラーマー半径が大きい。そのため、デタッチメント状態のダイバータ領域のように、背景プラズマの勾配が急な領域における輸送解析には適さない。

そこで、本研究で、ラーマー半径の大きな重金属不純物の輸送解析を目的としたモンテカルロ輸送コード IMPGYRO を開発する。IMPGYRO コードでは、不純物輸送過程に対して重要となる、背景プラズマとのクーロン衝突、多価電離・再結合過程、セルフスパッタリングをモデル化し考慮している。

第 5.2 節では、コード全体の流れについて説明している。第 5.3 節では、不純物の発生量を見積もるスパッタリングモデル、第 5.4 節では、不純物中性粒子のイオ

ン化点の決定法について説明している．不純物イオンの軌道追跡に用いた電磁場中の運動方程式について第 5.5 節で説明する．第 5.6 節，第 5.7 節，第 5.8 節，第 5.9 節では，不純物イオンの輸送過程に対して重要となるクーロン衝突，摩擦力，熱力，多価電離・再結合過程のモデルについてそれぞれ説明している．

## 5.2 不純物輸送コード (IMPGYRO) の物理モデルと計算の流れ

Figure 5.1 に，IMPGYRO による不純物輸送計算の全体の流れについてその概要を示す．赤枠で囲んだ部分が，IMPGYRO の本体部分に相当する．この図に基づき，以下，輸送計算の流れと IMPGYRO で考慮される主な物理過程を説明する．

まず，IMPGYRO による不純物輸送計算を行う前に，背景となる燃料水素プラズマの密度，温度，流速分布，および，ダイバータ板など固体壁へのイオンおよび中性粒子束を計算する．次章の IMPGYRO を用いた解析では，前章まで用いた B2.5-EIRENE コードにより，これら背景プラズマに関する諸量の計算を行っている．

これらの結果を入力として，不純物発生モデル [4-7] に基づき，不純物中性粒子を発生させる．不純物中性粒子は電磁場の影響を受けないため，イオン化するまで直線運動する．イオン化後は，電磁場中の運動方程式に基づいて，旋回運動を追跡する．この際，プラズマ中の輸送において重要となるクーロン衝突 [8]，多価電離・再結合過程 [9]，熱力 [10] を考慮している．再結合により中性粒子に戻った不純物については，再びイオン化するまでの直線運動を追跡する．

以上，一連の軌道追跡を，不純物テスト粒子の発生点を起点として，計算領域境界に達するまで行う．このうち，ダイバータ板に再び到達したテスト粒子については，不純物自身によるセルフスパッタリングが生じるか否かを判定する．セルフスパッタリングが発生した場合には，新たなテスト粒子を発生させる．

このような軌道追跡を全テスト粒子に対して行うことにより，各価数の不純物空間密度分布を得ることができる．以下，各モデルについて詳細について説明していく．

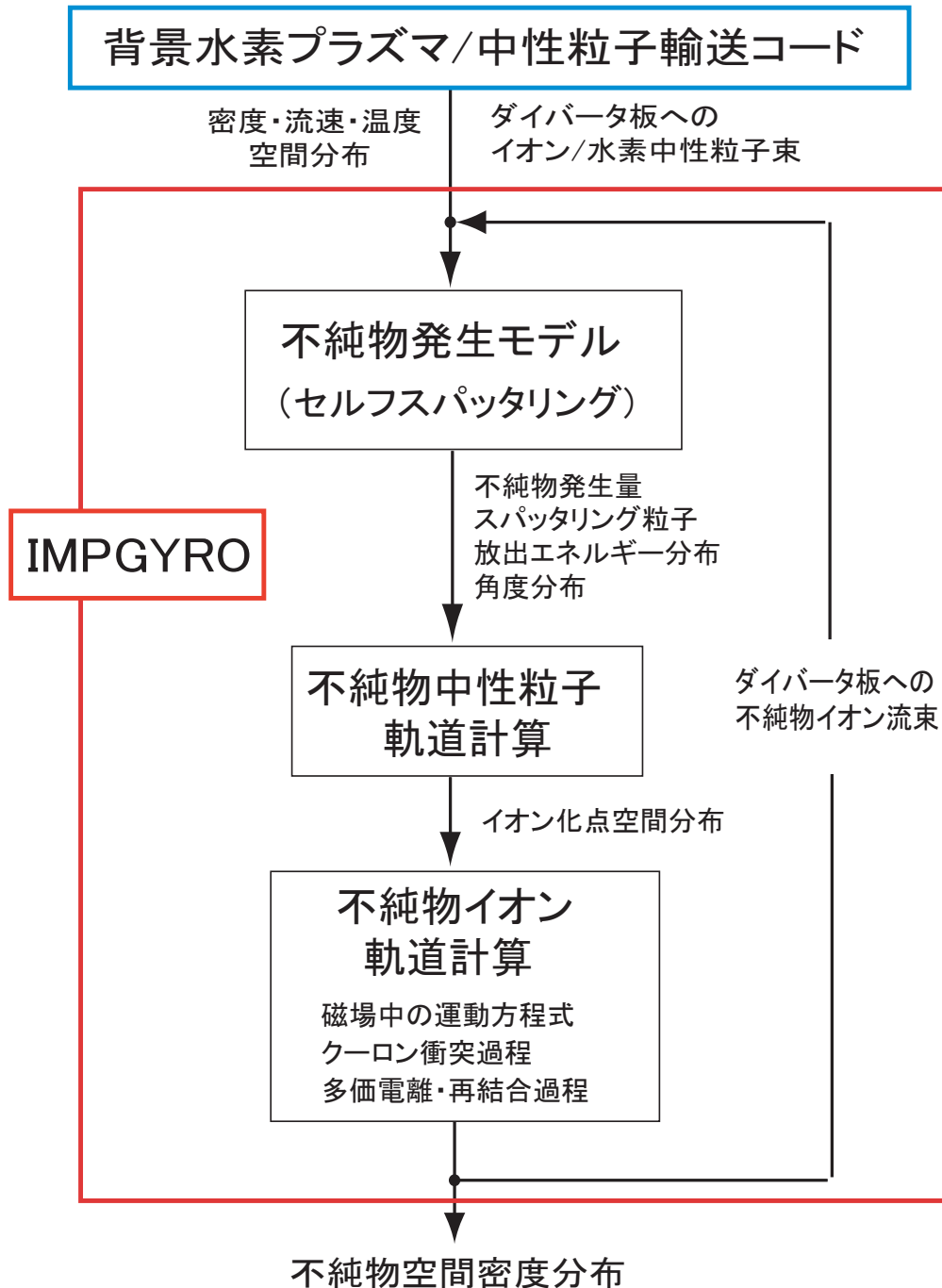


Fig. 5.1 Flow chart of the impurity transport code "IMPGYRO".

### 5.3 不純物発生モデル [11]

ダイバータ板における不純物発生機構としては、序論に述べたように主として、物理スパッタリングと化学スパッタリングの 2 つに分類される。タングステンのような重金属については、物理スパッタリングが支配的と考えられる。

スパッタリングによる不純物発生量は、ダイバータ板への入射粒子 1 個あたりのスパッタ粒子の発生量、すなわち、スパッタリング率を与えることで評価する。具体的には、Matsunami らによる半実験式 [4, 5] を用い、不純物発生量を求める。このとき、スパッタリング率の入射角依存性については、Yamamura らによる半実験式 [6] により考慮する。

また、発生した不純物粒子のダイバータ板からの放出角、放出エネルギーについては、それぞれ cosine 分布、Thompson のエネルギー分布 [7] を仮定した。

以下、各モデルについて詳細に説明する。

#### 5.3.1 スパッタリング率

スパッタリング率は、次の Matunami らによる半実験式 [4, 5] を用い計算する。ただし、この半実験式では垂直入射を仮定している。

$$Y(E_1) = \frac{3.56Q}{U_s} \frac{Z_1 Z_2}{\sqrt{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}}} \alpha^* \left( \frac{M_2}{M_1} \right) \frac{s_n(\varepsilon)}{1 + 0.35U_0 s_e(\varepsilon)} \left[ 1 - \sqrt{\frac{E_{th}}{E_1}} \right]^{2.8}. \quad (5.1)$$

ここで、 $E$ ,  $Z$ ,  $M$  は、それぞれ、エネルギー、原子番号、質量を表す。添え字 1 は入射粒子、2 は固体中の標的原子を表す。また、 $U_s$  は標的原子の表面結合エネルギーであり、タングステンの場合、 $U_s = 8.68$  eV である。 $E_{th}$  はスパッタリングが起こるために必要な入射エネルギー  $E_1$  の閾値であり、次式で与えられる。

$$E_{th} = U_s \left[ 1.9 + 3.8 \left( \frac{M_2}{M_1} \right)^{-1} + 0.134 \left( \frac{M_2}{M_1} \right)^{1.24} \right]. \quad (5.2)$$

また、 $Q$  および  $\alpha^*(M_2/M_1)$  は実験データとのフィッティングを行う際の補正因子を表す。 $Q$  は  $Z_2$  に依存し、標的原子がタングステンの場合、 $Q = 0.77$  が用いられる [5]。一方、 $\alpha^*(M_2/M_1)$  は、入射粒子および標的原子の質量比 ( $M_2/M_1$ ) に依存する補正因子であり、次式で与えられる。

$$\alpha^* \left( \frac{M_2}{M_1} \right) = 0.10 + 0.155 \left( \frac{M_2}{M_1} \right)^{0.73} + 0.001 \left( \frac{M_2}{M_1} \right)^{1.5}. \quad (5.3)$$

さらに、 $s_n(\varepsilon)$  および  $s_e(\varepsilon)$  は、それぞれ、入射粒子の固体中での核的阻止断面積および電子阻止断面積である。各々、次式のように与えられる。

$$s_n(\varepsilon) = \frac{3.441\sqrt{\varepsilon} \log(\varepsilon + 2.718)}{1 + 6.35\sqrt{\varepsilon} + \varepsilon(6.882\sqrt{\varepsilon} - 1.708)}, \quad (5.4)$$



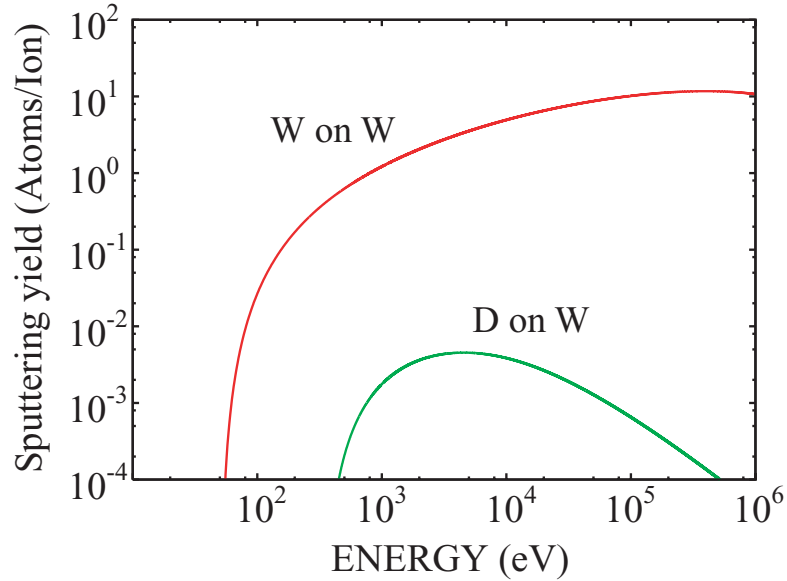


Fig. 5.2 Sputtering yield. (cited from Ref. [11].)

$$s_e(\varepsilon) = 0.79 \frac{Z_1^{2/3} Z_2^{1/2}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/4}} \frac{(M_1 + M_2)^{2/3}}{M_1^{3/2} M_2^{1/2}} \sqrt{\varepsilon}. \quad (5.5)$$

ただし,  $\varepsilon$  は換算エネルギーであり, 以下のように表される [12].

$$\varepsilon = \frac{32.5 \times 10^{-3}}{Z_1 Z_2 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}} \frac{M_2}{M_1 + M_2} E_1. \quad (5.6)$$

Figure 5.2 に, 式 (5.1) を用いて計算した, タングステンに対して重水素とタングステンを入射した場合のスputtering率を示す. タングステンのセルフスパッタリングの閾値を式 (5.2) で見積もると, 50.6 eV となる. 閾値以下のエネルギーではスパッタリングは起きない. 入射エネルギーが 1 keV あたりまでスパッタリング率は急激に上昇する. それ以降も緩やかに増加していることがわかる. 一方, 重水素によるタングステンのスパッタリング率の閾値は 330.7 eV である. スパッタリング率は数 keV でピークを持つ. それ以降は緩やかに減少している.

### 5.3.2 スパッタリング率の入射角依存性

式 (5.1) で与えられるスパッタリング率は, 入射粒子が固体へ垂直に入射することを仮定している. しかし, スパッタリング率は, 入射角  $\theta$  に依存することが知られている. スパッタリング率の入射角依存性については, 次に示す Yamamura らによる半実験式 [6] により与える.

$$\frac{Y(E_1, \theta)}{Y(E_1)} = X^f \exp[-\Sigma(X - 1)]. \quad (5.7)$$

ここで、 $Y(E_1, \theta)$  は入射角が  $\theta$  の場合のスプッターリング率を表す．一方、 $Y(E_1)$  は式 (5.1) で与えられる垂直入射時のスプッターリング率である．また、 $X = 1/\cos\theta$  である．式 (5.7) の  $X$  のべき乗指数  $f$  および  $\Sigma$  の 2 つの未知パラメータの間には、以下の関係がある．

$$\Sigma = f \cos \theta_{opt}. \quad (5.8)$$

ただし、 $\theta_{opt}$  はスプッターリング率が最大となる入射角を表し、次式で与えられる [6] ．

$$\theta_{opt} = 90^\circ - 286^\circ \psi^{0.45}, \quad (5.9)$$

$$\psi = 1.46(a/R_0)^{3/2}(Z_1 Z_2 a/E_1)^{1/2}. \quad (5.10)$$

ただし、 $R_0$  は標的の平均格子定数である．タングステンの場合、 $R_0 = 2.51 \text{ \AA}$  を用いる．また、 $a$  は内核電子による原子核の正のポテンシャルの遮蔽距離に相当し、ボーア半径  $a_0$  を用いて次式で表される．

$$a = 0.885a_0(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}, \quad a_0 = 0.529 \text{ \AA}. \quad (5.11)$$

さらに、 $f$  は、以下の実験式 [6] を用いて評価した．

$$f = f_s \left[ 1 + 2.5 \frac{1 - \zeta}{\zeta} \right]. \quad (5.12)$$

ここで、 $\zeta = 1 - \sqrt{E_{th}/E_1}$  であり、 $f_s$  はシグムンド因子と呼ばれる．入射粒子、標的原子共にタングステンの場合、 $f_s = 1.67$  である．

Fig. 5.3 に、式 (5.7) より求めたタングステンのセルフスプッターリング率の入射角依存性を示す．例として、入射エネルギーが 100 eV、1 keV、100 keV の場合を示している．入射エネルギーによる違いはあるが、いずれの場合でも、入射角が大きくなるにしたがってスプッターリング率は大きくなる．その後、スプッターリング率が最大になる  $\theta_{opt}$  を超えると、急激に低下していく傾向にある．

### 5.3.3 スプッタ粒子の放出エネルギー分布

スプッタされた粒子の放出エネルギーは、次の Thompson のエネルギー分布関数 [7] に従うものとした．

$$G(E) = \frac{1 - (U_s + E)(M_1 + M_2)^2 / (4E_1 M_1 M_2)^{0.5}}{E^2 (1 + U_s/E)^3}. \quad (5.13)$$

ここで、 $E$  はスプッタ粒子の運動エネルギーである．Figure 5.4 は、タングステンの場合について、式 (5.13) から計算されるエネルギー分布を示した．この場合、 $G(E)$  は  $E$  とともに増大し、およそ 4 eV で最大値  $G_{max}$  をとり、以後単調に減少する．

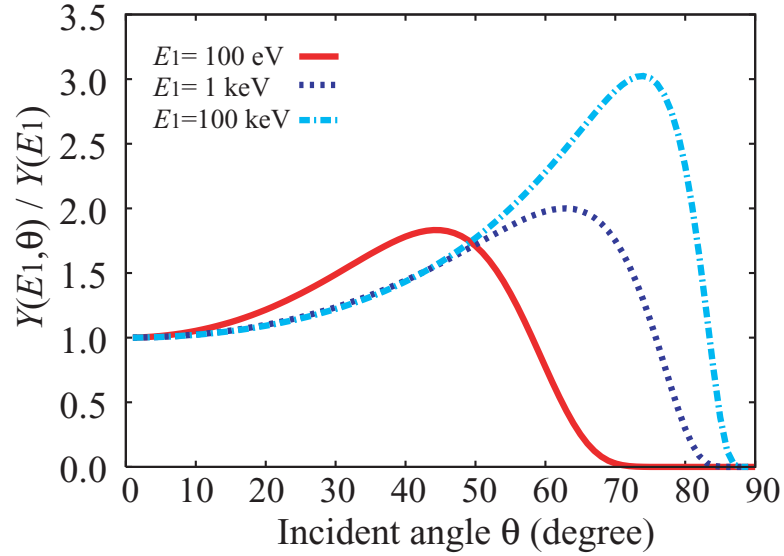


Fig. 5.3 Dependence of sputtering yield on the incident angle. (cited from Ref. [11].)

## 5.4 スパッタ粒子のイオン化点

ダイバータ板から放出された不純物中性原子は、電場および磁場による力を受けない。したがって、中性原子は発生点からイオン化されるまで直線運動を行う。この直線軌道上において、イオン化点の位置は以下で説明する、Path Length Estimator (PLE) 法 [13] を用いて求める。

テスト粒子の発生点（ダイバータ板）からの飛行距離を  $s$  とする。このテスト粒子が、 $s$  から  $s + \delta s$  の間、イオン化されず、自由に飛行する確率  $\Delta P$  は次のように表される。

$$\Delta P = 1 - \frac{\delta s}{\lambda(s)}.$$

ただし、 $\lambda(s)$  は、位置  $s$  における不純物中性粒子のイオン化に関する平均自由行程を表す。IMPGYRO では、イオン化は電子との衝突によって起こるとする。したがって、イオン化衝突の平均自由行程は、次式で与えられる。

$$\lambda(s) = \frac{v_t}{n_e \langle \sigma v \rangle^i}. \quad (5.14)$$

ここで、 $n_e$  は電子密度を、 $v_t$  はテスト粒子の速さを表す。また、 $\langle \sigma v \rangle^i$  は、電子衝突によるイオン化の速度係数を表す。

さらに、発生点  $s = 0$  から距離  $s$  だけ、イオン化衝突を受けずに自由に飛行する確率を記号  $P(s)$  を用いて表す。このとき、 $s + \delta s$  までイオン化衝突を受けずに自

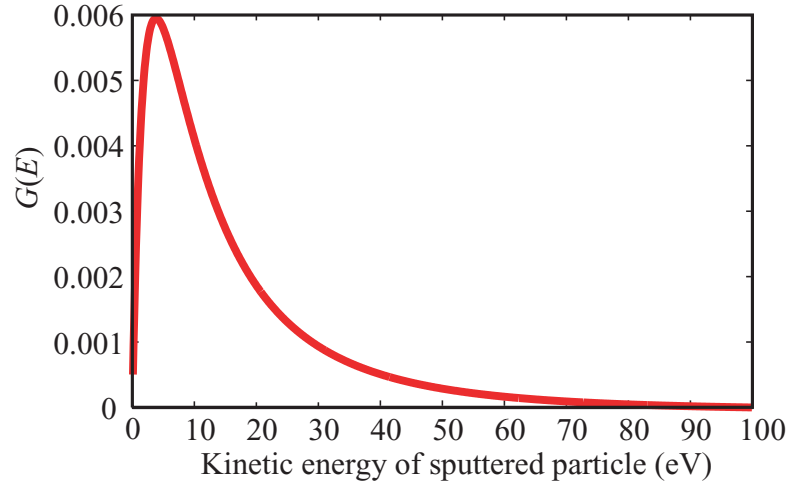


Fig. 5.4 Thompson energy distribution function. (cited from Ref. [11].)

由に飛行する確率  $P(s + \delta s)$  は,  $P(s)$  と上の  $\Delta P$  の積の確率となる .

$$P(s + \delta s) = P(s)\Delta P = P(s) \left(1 - \frac{\delta s}{\lambda}\right). \quad (5.15)$$

式 (5.15) において,  $\delta s$  は微小量であるとして, 左辺を 1 次のテイラー展開する .

$$P(s) + \frac{\partial P(s)}{\partial s} \delta s = P(s) \left(1 - \frac{\delta s}{\lambda(s)}\right). \quad (5.16)$$

これを,  $P(s)$  について解くと,

$$P(s) = \exp\left(-\int_0^s \frac{ds'}{\lambda(s')}\right), \quad (5.17)$$

となる . ただし,  $P(0) = 1$  である .

PLE 法では, テスト粒子を射出する際に, 各々に一様乱数  $\xi$  を付与する . この一様乱数と, 式 (5.17) で与えられる衝突確率  $P(s)$  を, 軌道上の各点で比較することにより, 衝突までの飛行距離を求める . すなわち, イオン化点までの飛行距離  $l$  は, 式 (5.17) と一様乱数  $\xi$  から, 次式によって求めることができる .

$$\int_0^l \frac{ds}{\lambda(s)} = -\ln \xi \quad (5.18)$$

上の PLE 法の基本的考え方にに基づき, IMPGYRO では以下の手順でイオン化点を求めている .

1. 不純物輸送計算に先立ち, 背景プラズマ計算によって求めた電子密度, 電子温度から, 計算領域の各空間セルごとに, イオン化の衝突周波数  $n_e \langle \sigma v \rangle^i$  をあらかじめ計算しておく . 第 6 章で解析するタンゲステン不純物に対する電子衝突によるイオン化の速度係数を, Fig. 5.5 に示す .

2. ダイバータ板より，テスト粒子を放出エネルギーに対応する速度  $v_t$  で出発させる．その際，各テスト粒子ごとに，計算機上で擬似一様乱数  $\xi$  を発生する．
3. 放出後のテスト粒子の変位ベクトル  $\Delta r_i$  および対応する移動距離  $\Delta s_i$  を次式から計算する．

$$\Delta r_i = v_t \Delta t, \quad \Delta s_i = v_t \Delta t \quad (5.19)$$

ここで， $v_t$  はテスト粒子の速さ， $\Delta t$  は計算時間ステップを表す．これから， $N$  ステップ経過すると，テスト粒子の位置ベクトルおよび飛行距離は

$$r_N = \sum_{j=1}^N \Delta r_j, \quad s_N = \sum_{j=1}^N \Delta s_j, \quad (5.20)$$

となる．位置ベクトル  $r_N$  から，テスト粒子が背景プラズマ計算で用いた空間セルのうちどの空間セルに属しているかを判断する．セル判定のアルゴリズムは，文献 [11] の方法を用いた．

4. 3 と同時に式 (5.17) の右辺の積分を以下のように計算する．

$$\int_0^s \frac{ds'}{\lambda(s')} \rightarrow \sum_{j=1}^N \frac{v_t \Delta t}{\lambda(s_j)}. \quad (5.21)$$

ただし，ここで，平均自由行程  $\lambda(s_i)$  は，テスト粒子の存在する空間セルにおける値を用いる．

5. 次に，3 で求めた積分値と 2 でテスト粒子に付与した一様乱数  $\xi$  と比較する．もし，次の不等式が成立した場合， $(N - 1)$  回目と  $N$  回目の移動の間にイオン化衝突が発生したと判断する．

$$\sum_{j=1}^N \frac{v_t \Delta t}{\lambda(s_j)} > -\ln \xi. \quad (5.22)$$

6. 正確な衝突点までの飛行距離  $l$  は，次式から求められる．

$$l = \delta l + \sum_{j=1}^{N-1} s_j. \quad (5.23)$$

ただし， $\delta l$  は  $(N - 1)$  回目までの飛行距離とイオン化点までの飛行距離との差を表す．式 (5.17) の積分と  $-\ln \xi$  が等しくなる点がイオン化点であることを考えると， $\delta l$  は次式から求めることができる．

$$\frac{\delta l}{\lambda(s_N)} + \sum_{j=1}^{N-1} \frac{v_t \Delta t}{\lambda(s_j)} = -\ln \xi. \quad (5.24)$$

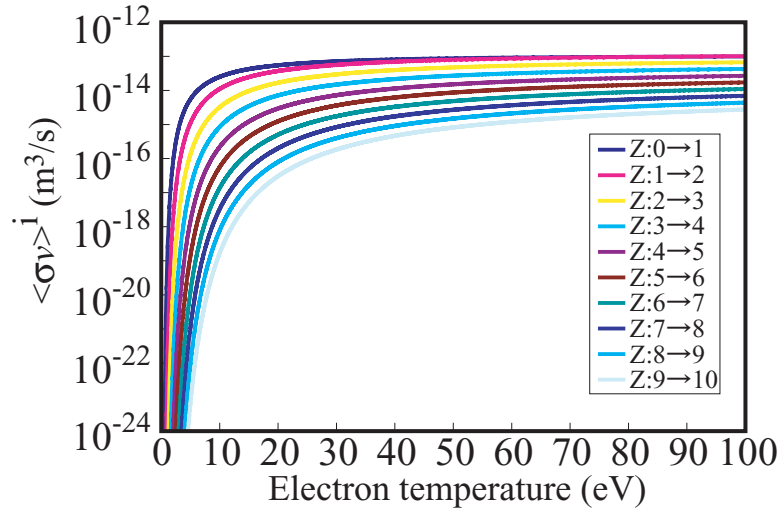


Fig. 5.5 Rate coefficient for ionization. (cited from Ref. [11])

## 5.5 電磁場中の粒子の運動方程式 [14]

電場  $E$  と磁場 (磁束密度ベクトル  $B$ ) 中の荷電粒子に対する運動方程式は

$$m_Z \frac{d\mathbf{v}}{dt} = Ze(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (5.25)$$

で与えられる。ただし,  $m_Z$  は不純物の質量,  $\mathbf{v}$  は不純物の速度である。式 (5.25) により荷電粒子の軌道を追跡するために, 数値計算法として Leap-Flog 法 [14] を用いる。

Leap-Flog 法では,  $\Delta t$  秒後の位置  $\mathbf{r}_{t+\Delta t}$  を求めるのに,  $\Delta t/2$  秒後の速度  $\mathbf{v}_{t+\Delta t/2}$  を用いる。すなわち,  $(d\mathbf{r}/dt) = \mathbf{v}$  より, これを差分化すると

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{r}_{t+\Delta t} - \mathbf{r}_t}{\Delta t} &= \mathbf{v}_{t+\Delta t/2}, \\ \mathbf{r}_{t+\Delta t} &= \mathbf{r}_t + \mathbf{v}_{t+\Delta t/2} \cdot \Delta t, \end{aligned} \quad (5.26)$$

となり,  $\mathbf{v}_{t+\Delta t/2}$  が求まれば,  $\Delta t$  秒後の位置  $\mathbf{r}_{t+\Delta t}$  を求めることができる。

式 (5.25) を時間について差分化すると

$$\frac{\mathbf{v}_{t+\Delta t/2} - \mathbf{v}_{t-\Delta t/2}}{\Delta t} = \frac{Ze}{m_Z} \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_{t+\Delta t/2} + \mathbf{v}_{t-\Delta t/2}}{2} \times \mathbf{B} \right), \quad (5.27)$$

となる。よって式 (5.27) より,  $\mathbf{v}_{t+\Delta t/2}$  が求まれば, 式 (5.26) から  $\mathbf{r}_{t+\Delta t}$  を求めることができる。

磁場による速度ベクトルの回転と電場による加速を分けて考える。磁場による回転前の速度ベクトルを  $\mathbf{v}^-$ , 回転後を  $\mathbf{v}^+$  とする。 $\Delta t$  の間にうける電場による加

速は、 $(ZeE/m_Z)\Delta t$  であるが、このうち半分を回転前、残りの半分を回転後に受けるとする。すると、 $\mathbf{v}_{t-\Delta t/2}$  および  $\mathbf{v}_{t+\Delta t/2}$  は、以下のようにあらわすことができる。

$$\mathbf{v}_{t-\Delta t/2} = \mathbf{v}^- - \frac{Ze\mathbf{E}}{m_Z} \frac{\Delta t}{2}, \quad (5.28)$$

$$\mathbf{v}_{t+\Delta t/2} = \mathbf{v}^+ + \frac{Ze\mathbf{E}}{m_Z} \frac{\Delta t}{2}. \quad (5.29)$$

これらを式 (5.27) に代入すると

$$\frac{\mathbf{v}^+ - \mathbf{v}^-}{\Delta t} = \frac{Ze}{2m_Z} (\mathbf{v}^- + \mathbf{v}^+) \times \mathbf{B}, \quad (5.30)$$

が得られる。

また、 $\mathbf{v}^-$  から  $\mathbf{v}^+$  への回転角  $\theta$  は、

$$\left| \tan \frac{\theta}{2} \right| = \frac{\frac{|\mathbf{v}^+ - \mathbf{v}^-|}{2}}{\frac{|\mathbf{v}^+ + \mathbf{v}^-|}{2}} = \left| \frac{\mathbf{v}^+ - \mathbf{v}^-}{\mathbf{v}^+ + \mathbf{v}^-} \right|, \quad (5.31)$$

となる。ここで、 $\mathbf{v}^+ - \mathbf{v}^-$  と磁束密度ベクトル  $\mathbf{B}$  が垂直であることに注意すると、式 (5.30) より

$$\begin{aligned} \frac{|\mathbf{v}^+ - \mathbf{v}^-|}{\Delta t} &= \frac{Ze}{2m_Z} |(\mathbf{v}^+ + \mathbf{v}^-) \times \mathbf{B}| \\ &= \frac{Ze}{2m_Z} |\mathbf{v}^+ + \mathbf{v}^-| B, \end{aligned}$$

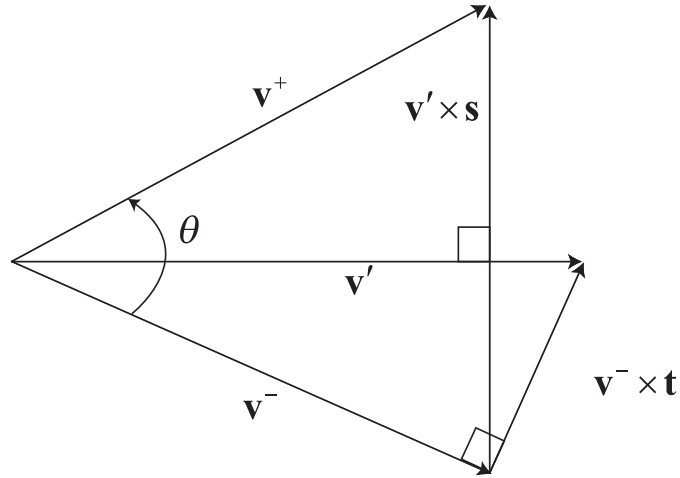
となる。両辺に  $\Delta t/|\mathbf{v}^+ + \mathbf{v}^-|$  をかけると、

$$\left| \frac{\mathbf{v}^+ - \mathbf{v}^-}{\mathbf{v}^+ + \mathbf{v}^-} \right| = \frac{Ze}{2m_Z} B \Delta t, \quad (5.32)$$

が得られる。よって、式 (5.31) は次のようになる。

$$\begin{aligned} \left| \tan \frac{\theta}{2} \right| &= \frac{ZeB}{m_Z} \frac{\Delta t}{2} \\ &= \omega_c \frac{\Delta t}{2}. \end{aligned} \quad (5.33)$$

ただし、 $\omega_c$  は  $\omega_c = (ZeB/m_Z)$  でサイクロトロン周波数である。式 (5.33) から回転角  $\theta$  が求まるため、 $\mathbf{v}^-$  から  $\mathbf{v}^+$  を求めることができる。ただし、ここで計算コストを削減するために、以下のアルゴリズムを導入する。


 Fig. 5.6 Rotation from  $v^-$  to  $v^+$  in the velocity space.

まず, Fig. 5.6 のように,  $v^+ - v^-$  と  $B$  に垂直なベクトル  $v'$  を考える. このとき,

$$v' = v^- + v^- \times t, \quad (5.34)$$

を満たすベクトル  $t$  を考える.  $v^-$  と  $v'$  のなす角は  $\theta/2$  であるため,

$$t = -b \tan \frac{\theta}{2} = \frac{ZeB \Delta t}{m_Z} \frac{\Delta t}{2}, \quad (5.35)$$

となる. ただし,  $b$  は磁束密度ベクトル  $B$  の方向を向く単位ベクトルを表す.

また, Fig. 5.6 より,  $v^+ - v^-$  は  $v' \times B$  に平行だから

$$\begin{aligned} (v^+ - v^-) &= k (v' \times B) \\ v^+ &= v^- + v' \times s. \end{aligned} \quad (5.36)$$

ただし,  $k$  は比例定数であり,  $s = kB$  とした.  $|v^+| = |v^-|$  の関係を用いると,  $s$  は

$$s = -b \sin \theta = \frac{2t}{1 + t^2}, \quad (5.37)$$

となる. 以上の, 式 (5.34) ~ (5.37) を用いることで, 少ない計算コストで, 磁場による速度ベクトルの回転を計算することができる.



## 5.6 クーロン衝突のモデリング

IMPGYRO コードでは、不純物イオンと背景イオンとのクーロン衝突を、文献 [8] の 2 体衝突モデルを用いて考慮する。

2 体衝突モデルでは、クーロン衝突を、背景プラズマからランダムに抽出した一つのイオンと不純物テストイオンとの衝突により模擬する。その際、散乱角  $\Theta$  を次式で与える。

$$\Theta = 2 \arctan \xi_1, \quad (5.38)$$

ここで、 $\xi_1$  は、平均値、分散がそれぞれ式 (5.39) および (5.40) で与えられるガウス分布から抽出する。

$$\langle \xi_1 \rangle = 0, \quad (5.39)$$

$$\langle \xi_1^2 \rangle = \left( \frac{q_\alpha^2 q_\beta^2 n_\beta \ln \Lambda}{8\pi \epsilon_0^2 m_r^2 u^3} \right) \Delta t. \quad (5.40)$$

ただし、 $q_\alpha$  はテスト不純物イオンの電荷、 $q_\beta$  は背景イオンの電荷、 $n_\beta$  は背景イオンの密度である。また、 $\ln \Lambda$  はクーロン対数、 $\epsilon_0$  は真空中の誘電率、 $m_r$  は換算質量、 $\Delta t$  はシミュレーションの時間ステップである。

また、方位角  $\Phi$  は、一様乱数  $\xi_2$  を用いて、

$$\Phi = 2\pi \xi_2, \quad (5.41)$$

により決定する。

以下、実際に 2 体衝突モデルにより衝突後の速度を求める手順を説明する。

今、衝突にあずかる不純物テストイオンの速度を  $v_\alpha$ 、質量を  $m_\alpha$  とし、背景イオンの速度を  $v_\beta$ 、質量を  $m_\beta$  とする。クーロン衝突は弾性衝突であり、不純物イオンおよび背景イオンの衝突後の速度  $v'_\alpha$ 、 $v'_\beta$  は、運動量保存則から次式で与えられる。

$$v'_\alpha = v_\alpha + \frac{m_\beta}{m_\alpha + m_\beta} \Delta u, \quad (5.42)$$

$$v'_\beta = v_\beta + \frac{m_\alpha}{m_\alpha + m_\beta} \Delta u. \quad (5.43)$$

ただし、 $\Delta u$  は衝突による相対速度ベクトルの変化量である。衝突前後の相対速度を、それぞれ  $u (= v_\alpha - v_\beta)$ 、 $u'$  とすれば、

$$\Delta u = u - u', \quad (5.44)$$

で与えられる。よって、衝突による相対速度ベクトルの変化  $\Delta u$  を求めることで、式 (5.42) および (5.43) より、各粒子の衝突後の速度を求めることができる。

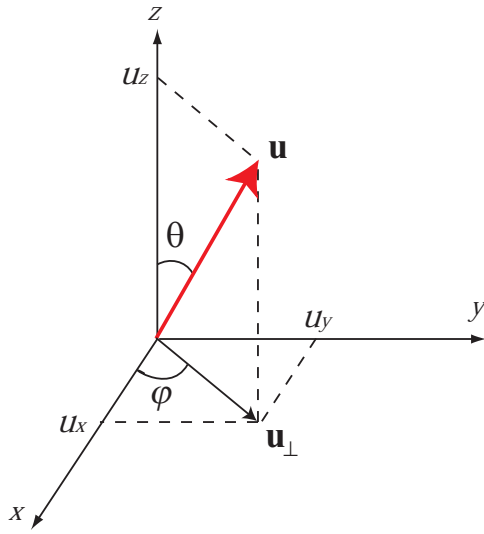


Fig. 5.7 Relative velocity vector.

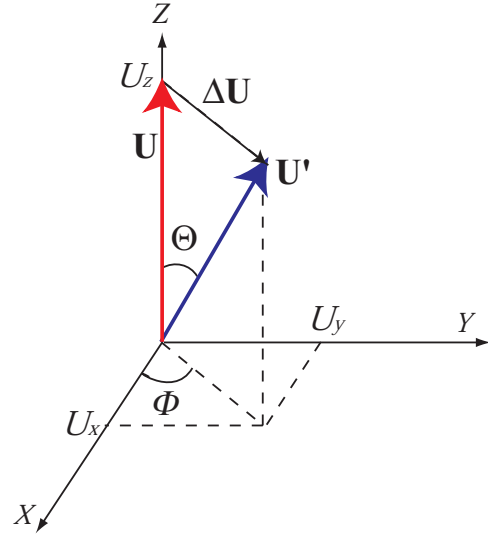


Fig. 5.8 Change of relative velocity vector.

ここで衝突前の相対速度  $\mathbf{u} = (u_x, u_y, u_z)$  は, Fig. 5.7 の速度空間における極座標系  $(u, \theta, \varphi)$  において次式で表される .

$$\mathbf{u} = \begin{pmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \sin \theta \cos \varphi \\ u \sin \theta \sin \varphi \\ u \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (5.45)$$

ここで, Fig. 5.8 に示すように, 衝突前の相対速度  $u$  が  $Z$  軸方向となるような新しい座標系  $(X, Y, Z)$  を考える . また, このとき  $u_{\perp}$  が  $(X - Z)$  平面上になるようにする . このような座標変換の結果, 座標系  $(X, Y, Z)$  における衝突前の相対速度  $\mathbf{U} = (U_x, U_y, U_z) = (0, 0, u)$  は, 以下のとおり与えられる .

$$\begin{aligned} \mathbf{U} &= \begin{pmatrix} U_x \\ U_y \\ U_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ u \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos \theta & 0 & -\sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \theta & 0 & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi & 0 \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \varphi & \cos \theta \sin \varphi & -\sin \theta \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ \sin \theta \cos \varphi & \sin \theta \sin \varphi & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (5.46)$$

相対速度変化量  $\Delta U$  を考える .  $(X, Y, Z)$  系での散乱角を  $(\Theta, \Phi)$  とすると, 衝突

前の速度は  $U = (0, 0, u)$  であり，衝突後の速度  $U'$  は

$$U' = \begin{pmatrix} u \sin \Theta \cos \Phi \\ u \sin \Theta \sin \Phi \\ u \cos \Theta \end{pmatrix}, \quad (5.47)$$

である．したがって，相対速度変化量  $\Delta U = U' - U$  は

$$\begin{cases} \Delta U_x = u \sin \Theta \cos \Phi, \\ \Delta U_y = u \sin \Theta \sin \Phi, \\ \Delta U_z = u \cos \Theta - u = -u(1 - \cos \Theta), \end{cases}$$

となる．

逆行列を用いて式 (5.46) を書き換えると，

$$\begin{pmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varphi \cos \theta & -\sin \varphi & \cos \varphi \sin \theta \\ \sin \varphi \cos \theta & \cos \varphi & \sin \varphi \sin \theta \\ -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_x \\ U_y \\ U_z \end{pmatrix}, \quad (5.48)$$

となる．よって

$$\begin{pmatrix} \Delta u_x \\ \Delta u_y \\ \Delta u_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varphi \cos \theta & -\sin \varphi & \cos \varphi \sin \theta \\ \sin \varphi \cos \theta & \cos \varphi & \sin \varphi \sin \theta \\ -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta U_x \\ \Delta U_y \\ \Delta U_z \end{pmatrix}. \quad (5.49)$$

ここで，Fig. 5.7 より， $u_{\perp} = u \sin \theta$  であるので， $\cos \varphi = u_x / u_{\perp}$ ， $\sin \varphi = u_y / u_{\perp}$  となる．これを用いて，式 (5.49) の各成分を計算すると，以下ようになる．

$$\Delta u_x = \left( \frac{u_x}{u_{\perp}} \right) u_z \sin \Theta \cos \Phi - \left( \frac{u_y}{u_{\perp}} \right) u \sin \Theta \sin \Phi - u_x(1 - \cos \Theta), \quad (5.50)$$

$$\Delta u_y = \left( \frac{u_y}{u_{\perp}} \right) u_z \sin \Theta \cos \Phi + \left( \frac{u_x}{u_{\perp}} \right) u \sin \Theta \sin \Phi - u_y(1 - \cos \Theta), \quad (5.51)$$

$$\Delta u_z = -u_{\perp} \sin \Theta \cos \Phi - u_z(1 - \cos \Theta). \quad (5.52)$$

式 (5.50)-(5.52) により，散乱角  $\Theta$  および方位角  $\Phi$  を与えることで，相対速度の変化量を求めることができる．

以上まとめると，2 体衝突モデルによるクーロン衝突後の粒子速度の計算手順は以下ようになる．

1. 背景プラズマから，衝突させる粒子をランダムに一個選ぶ．
2. 式 (5.38)-(5.41) にしたがって，散乱角  $\Theta$ ，方位角  $\Phi$  を計算する．
3. 式 (5.50)-(5.52) により相対速度の変化量  $\Delta u$  を計算する．
4. 上記の結果を，式 (5.42)(5.43) に代入することで，粒子  $\alpha$  および  $\beta$  の衝突後の速度  $v'_{\alpha}$  および  $v'_{\beta}$  を得る．

## 5.7 摩擦力

背景プラズマに流れがある場合，不純物テスト粒子は，背景プラズマとのクーロン衝突の結果，摩擦力を受ける．

式 (5.45) で与えるテスト粒子と背景イオンの相対速度  $u$  を求める際に，背景イオンの速度を以下のように与える．

$$\mathbf{v}_\beta = \mathbf{V}_\beta + \tilde{\mathbf{v}}_\beta. \quad (5.53)$$

ただし， $\mathbf{V}_\beta$  は，背景イオンの平均速度（背景プラズマ流体の平均流速）である．また， $\tilde{\mathbf{v}}_\beta$  は，熱運動によるランダムな速度成分であり，温度  $T_i$  のマクスウェル分布からランダムに抽出する．このとき， $\mathbf{V}_\beta$  と  $T_i$  に，背景プラズマ輸送コードの結果を用いることで，摩擦力の効果をクーロン衝突過程に取り込むことができる．

## 5.8 熱力

プラズマ中におけるイオンは，背景プラズマの温度勾配による熱力を受ける．ここでは，磁力線平行方向の熱力  $F_{th}$  を次式で与える [15, 16] ．

$$F_{th} = \alpha_z \frac{\partial T_e}{\partial s} + \beta_z \frac{\partial T_i}{\partial s}. \quad (5.54)$$

ここで， $s$  は磁力線方向に沿った座標である．式 (5.54) 中の  $\alpha_z$  と  $\beta_z$  は，文献 [10] から，以下のように与えられる．

$$\alpha_z = 0.71z^2, \quad (5.55)$$

$$\beta_z = -3 \frac{1 - \mu - 5\sqrt{2}z^2(1.1\mu^{5/2} - 0.35\mu^{3/2})}{2.6 - 2\mu + 5.4\mu^2}. \quad (5.56)$$

ただし，

$$\mu \equiv \frac{M_z}{M_z + M_i}, \quad (5.57)$$

$M_z$  は不純物テストイオンの質量， $M_i$  はプラズマイオンの質量である．背景プラズマが重水素，不純物イオンがタングステンの場合， $\mu \approx 1$  とみなせるため， $\beta_z \simeq 2.6z^2$  となる．

## 5.9 多価電離・再結合過程

多価電離・再結合過程の計算には、従来、単純モンテカルロ法が用いられてきた。しかし、この方法では多価電離・再結合の特徴的な時間よりも短いタイムステップで計算する必要があり、計算に多大な時間を要する。これを解決するために、IMPGYRO コードでは陰解的モンテカルロ法 [9] を採用している。陰解的モンテカルロ法では、各価数のレート方程式を解くことにより任意の時間  $t$  における各価数の密度比  $n_k/n$  ( $n_k$ :  $k$  価の不純物密度,  $n = \sum n_k$ : 各価数の不純物密度の和) を計算する。この密度比から、 $\Delta t$  時間に価数状態  $k$  から  $k'$  へ遷移する確率  $P_{k \rightarrow k'}(\Delta t)$  を求める。

価数  $k$  に対するレート方程式は、次式で表される。

$$\begin{aligned} \frac{dn_k}{dt} &= n_{k-1}n_e \langle \sigma v \rangle_{k-1}^i - n_k n_e \langle \sigma v \rangle_k^i - n_k n_e \langle \sigma v \rangle_k^r + n_{k+1} n_e \langle \sigma v \rangle_{k+1}^r \\ &= \nu_{k-1}^i n_{k-1} - (\nu_k^i + \nu_k^r) n_k + \nu_{k+1}^r n_{k+1}. \end{aligned} \quad (5.58)$$

ここで、 $n_e$  は電子密度、 $\langle \sigma v \rangle_k^i$  は  $(k+1)$  価へのイオン化の速度係数、 $\langle \sigma v \rangle_k^r$  は  $(k-1)$  価への再結合速度係数である。また、 $n_e \langle \sigma v \rangle$  を衝突周波数  $\nu = n_e \langle \sigma v \rangle$  で置き換えた。式 (5.58) を時間について完全陰解法により差分化すると

$$\begin{aligned} \frac{n_k(t + \Delta t) - n_k(t)}{\Delta t} &= \nu_{k-1}^i n_{k-1}(t + \Delta t) \\ &\quad - (\nu_k^i + \nu_k^r) n_k(t + \Delta t) + \nu_{k+1}^r n_{k+1}(t + \Delta t). \end{aligned} \quad (5.59)$$

ここで、

$$\begin{cases} A_k = \nu_{k-1}^i \Delta t, \\ B_k = \nu_{k+1}^r \Delta t, \\ C_k = 1 + (\nu_k^i + \nu_k^r) \Delta t, \\ D_k = -n_k(t). \end{cases}$$

と置くと式 (5.59) は、次のように書き直すことができる。

$$A_k n_{k-1}(t + \Delta t) - C_k n_k(t + \Delta t) + B_k n_{k+1}(t + \Delta t) = D_k. \quad (5.60)$$

式 (5.60) は、初期条件  $n_{k'}(t) = n$ ,  $n_{k=k'}(t) = 0$  のもとで、三重対角行列の解法 (TDMA 法 [17]) を用いて代数的に解くことができる。このようにして求めた  $n_k(t + \Delta t)$  を用いて時間ステップ  $\Delta t$  時間にイオンが  $k$  価から  $k'$  価へ遷移する確率  $P_{k \rightarrow k'}(\Delta t)$  は、次式により計算される。

$$P_{k \rightarrow k'}(\Delta t) = \frac{n_k(t + \Delta t)}{n(t + \Delta t)}. \quad (5.61)$$

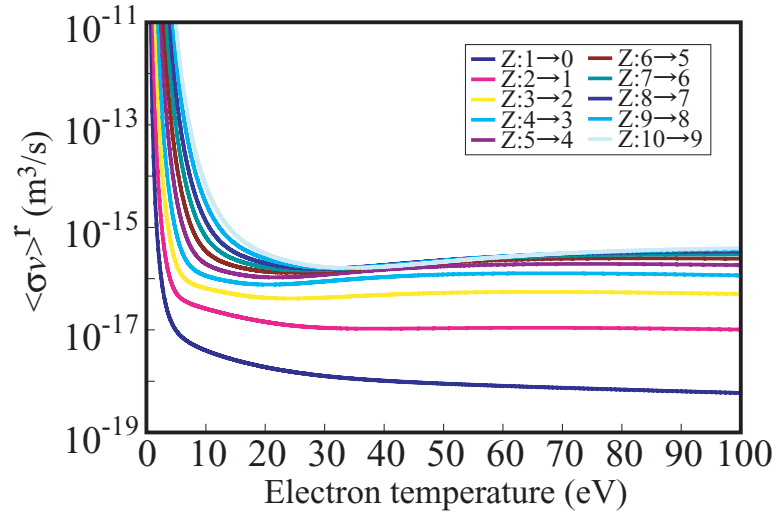


Fig. 5.9 Rate coefficient for recombination. (cited from Ref. [11])

式 (5.61) によって計算される各状態間の遷移確率は、あらかじめ計算しておき、テーブルにセットしておく。不純物イオンの価数遷移はこのテーブルと、一樣乱数  $\xi_3$  ( $0 < \xi_3 < 1$ ) を用いて

$$\sum_{i=0}^{k'-1} P_{k \rightarrow i}(\Delta t) \leq \xi_3 < \sum_{i=0}^{k'} P_{k \rightarrow i}(\Delta t), \quad (5.62)$$

が成り立つとき、 $k$  価から  $k'$  価へ遷移したとする。

なお、式 (5.58) で必要なイオン化および再結合の反応速度係数は、Fig. 5.5, Fig. 5.9 に示す Asmussen らのイオン化・再結合反応速度係数 [18] を用いる。

## 5.10 まとめ

この章では、本研究で開発した重金属不純物の輸送解析に適したモンテカルロ輸送コード IMPGYRO について、その概要とコードで用いている物理モデル・計算手法について説明した。

重金属不純物は、質量が大きいのでラーマー半径が大きい。そのため、IMPGYRO コードでは、旋回中心の運動だけではなく、旋回軌道まで追跡している。軌道追跡の際、プラズマ中での不純物の輸送過程に重要なクーロン衝突、多価電離・再結合過程、熱力を考慮している。また、ダイバータ板から発生する不純物量を見積もるため、物理スパッタリングを考慮している。

以上のモデルを用いた IMPGYRO コードは、B2.5-EIRENE によって計算された背景プラズマ分布を与えることで、各価数の不純物空間密度分布を計算することができる。

## 第5章の参考文献

- [1] 清水 勝宏, 他, プラズマ・核融合学会誌 **71** (1995) 1136.
- [2] P. C. Stangeby, *et al.*, J. Nucl. Mater. **196-198** (1992) 258.
- [3] P. C. Stangeby, *et al.*, Nucl. Fusion **28** (1998) 1945.
- [4] J. Roth, *Physics of Plasma-Wall Interactions in Controlled Fusion*, (eds. by D. E. Post and R. Behrisch, Plenum Press, New York, 1984), 351.
- [5] 藤本 文範, 他, 「イオンビーム工学 イオン・固体相互作用編」, 内田老鶴園 (1995) 第7章.
- [6] Y. Yamamura, *et al.*, Nagoya University, Japan Report IPPJ-AM-26.
- [7] M. W. Thompson, Philos. Mag. **18** (1968) 377.
- [8] T. Takizuka, *et al.*, J. Comp. Phys. **25** (1977) 205.
- [9] A. Suzuki *et al.*, J. Comp. Phys. **131** (1997) 193.
- [10] J. Neuhauser, *et al.*, Nucl. Fusion **24** (1984) 39.
- [11] 則竹 政俊, 「トカマク実配位を考慮した高Z不純物輸送のモデリング」, 慶應義塾大学大学院 修士論文 (平成18年度).
- [12] 高木 俊宜, 「電子・イオンビーム工学」, オーム社 (1995) 第6章.
- [13] M. H. Hughes and D. E. Post, J. Comp. Phys. **28** (1977) 43.
- [14] C. K. Birdsall, *Plasma Physics Via Computer Simulation*, (McGraw-Hill Book Company, New York, 1985) Chap. 4.
- [15] S. I. Braginskii, *Reviews of Plasma Physics*, Vol. 1, (Consultants Bureau, New York, 1965) 205.
- [16] 宮本 健郎, 「核融合のためのプラズマ物理」, 岩波書店 (1976) 第6章.
- [17] P. J. Roache, *Computational Fluid Dynamics*, (Hersoma Publishers Inc. 1976) 345.

[18] K. Asmuseen, *et al.*, Nucl. Fusion **38** (1998) 967.



## 第6章

# IMPGYROによる 重金属不純物輸送解析

---

### 6.1 はじめに

この章では，本研究で開発した IMPGYRO コードを用いて，タングステン不純物の輸送解析を行う．典型的な，アタッチ状態，デタッチ状態に対する輸送解析結果を比較することで，背景プラズマの温度，密度，流れの構造が，不純物輸送過程に与える影響について，基本的な理解を行う．

第 6.2 節では，今回の解析で用いた計算条件について述べている．B2.5-EIRENE による背景プラズマの計算条件，不純物の初期発生分布，IMPGYRO の計算条件についてまとめる．第 6.3 節では，アタッチ状態とデタッチ状態に対する不純物密度分布の違いを，背景プラズマの分布の違いから考察する．第 6.4 節では，ダイバータへと戻ってきた不純物の入射角度分布を求め，入射角がセルフスパッタリング率に与える影響について考察する．また，入射角の見積もりにとって重要となるシース電場の効果について，簡易モデルを用いて検討する．

### 6.2 計算条件

#### 6.2.1 背景プラズマ

前章 Fig. 5.1 で示したように，IMPGYRO コードを用いた不純物輸送計算では，背景プラズマの密度，温度，流速の空間分布を与える必要がある．これら背景プラズマのパラメータについては，第 2 章で説明した B2.5-EIRENE コードによる計算結果を用いる．ただし，以下の 2 つの条件，

- Case A：低密度条件  $n_D|_{CIB} = 1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
- Case B：高密度条件  $n_D|_{CIB} = 2.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$

のもとで得られた計算結果を用いる．炉心境界密度以外の境界条件などの計算条

件は、前章までの B2.5-EIRENE による解析で用いた条件と同様である。

Figure 6.1, 6.2, 6.3 に、各々、Case A および Case B における背景プラズマの二次元分布を示す。Figure 6.2 から分かるように、Case A の低密度状態での外側ダイバータ領域において、電子温度  $T_e$  はセパトリクス近傍で  $20 \text{ eV} < T_e < 80 \text{ eV}$  程度であり、アタッチ状態にある。一方、内側ダイバータ板近傍は  $T_e < 10 \text{ eV}$  であり、デタッチメントが起こっている。これに対し、Case B の高密度状態では、内側・外側ダイバータ領域ともに  $T_e < 10 \text{ eV}$  であり、デタッチメント状態である。特に、内側ダイバータ近傍は  $5 \text{ eV}$  以下であり、完全デタッチメント状態になっている。また、Fig. 6.3 から、デタッチメントに伴って外側ダイバータ領域において、セパトリクス周辺の磁力線方向の流速が増加していることがわかる。これは、第 3 章で説明したデタッチメントに伴って現れる高速プラズマ流である。

### 6.2.2 不純物の初期発生

本解析では、不純物粒子の輸送過程の基礎的理解を目的としている。そのため、不純物の初期発生に対して以下のような簡単なモデルを用いる。

- ・不純物テスト粒子は内側・外側ダイバータ板から一様に発生
- ・放出エネルギーは全テスト粒子で等しく  $10 \text{ eV}$  とする
- ・放出角は cosine 分布に従うものとする

### 6.2.3 計算条件

解析にあたり、テスト粒子数は  $10^5$  個とした。予備計算において、テスト粒子数を  $10^6$  個まで増加させても、不純物密度の計算結果に顕著な違いは生じなかった。そこで、以下、本章の解析では、テスト粒子数を  $10^5$  個として計算を行っている。

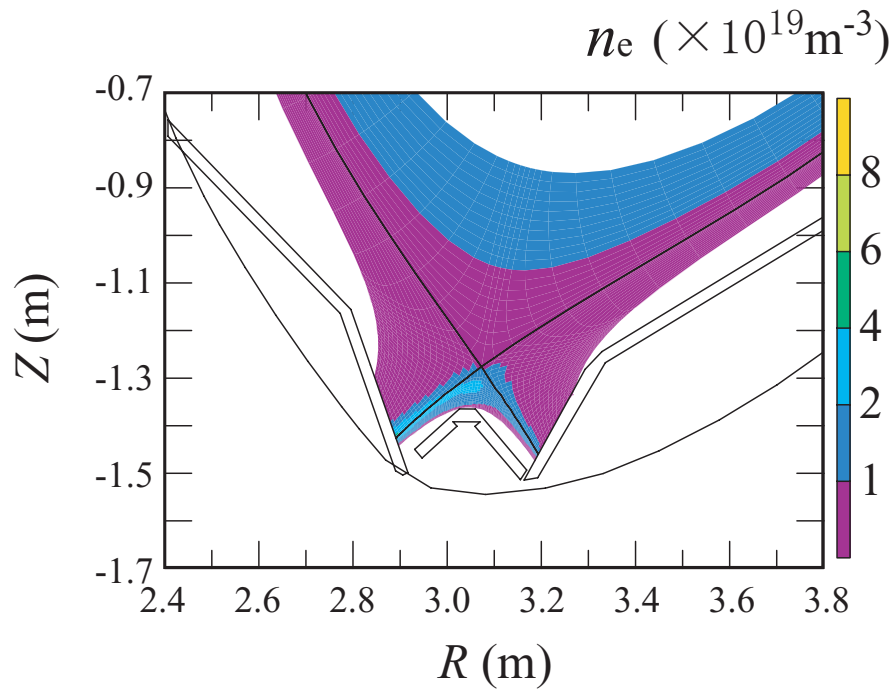
不純物粒子の電離・再結合過程については、0 価から 15 価まで考慮している。タングステンは最大で 74 価までイオン化する。IMPGYRO コードは、これら全ての電価数のイオンを考慮することが可能である。しかし、予備計算 [1, 2] では、13 価以上の高い電価数のタングステンイオンは見られなかった。そこで、本解析では計算時間短縮のため、16 価以上へのイオン化は考慮してない。

背景プラズマ分布の違いによる不純物密度分布の比較を容易にするために、以下で定義される規格化密度  $\tilde{n}_Z$  を用いる。

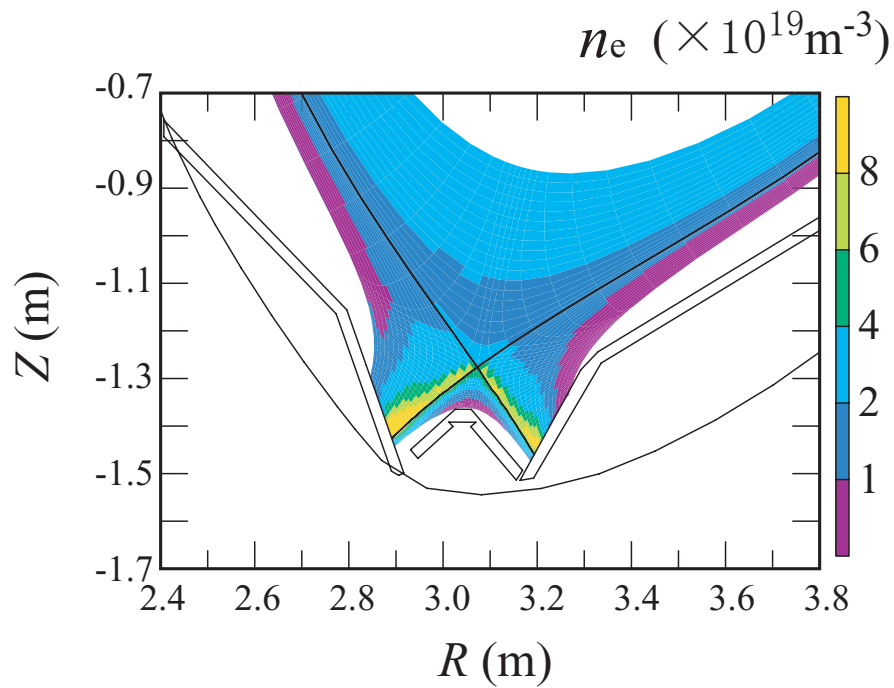
$$\tilde{n}_Z = n_Z / N_1^S \quad (6.1)$$

ただし、 $n_Z$  は  $Z$  価の粒子不純物密度、 $N_1^S$  はダイバータ板から初期発生させた不純物の総粒子数である。

解析メッシュは、前章までの B2.5-EIRENE による解析と同様の解析メッシュ、すなわち、JT-60U W 型ダイバータ形状のメッシュを用いる。

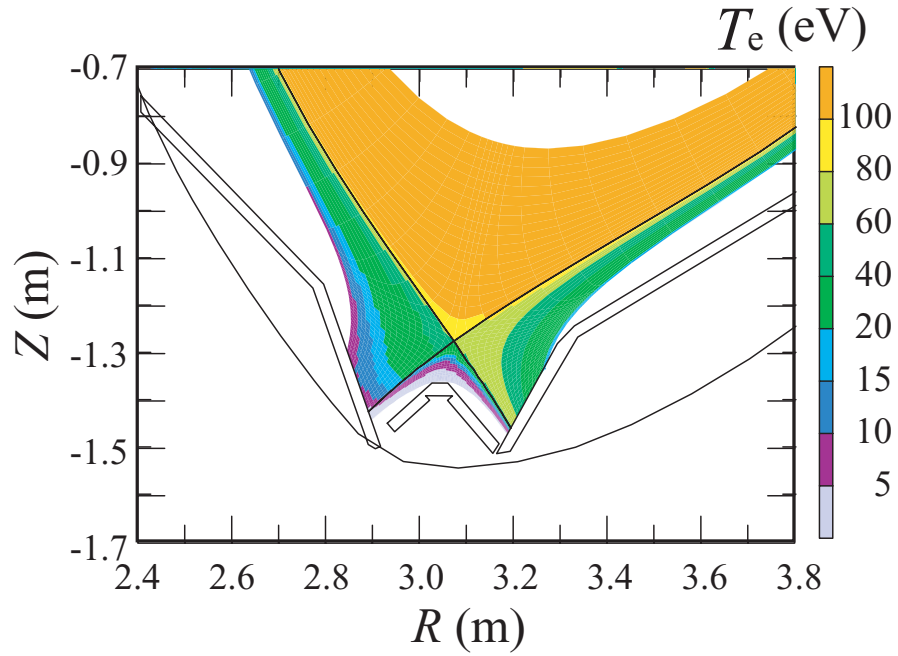


(a) Case A

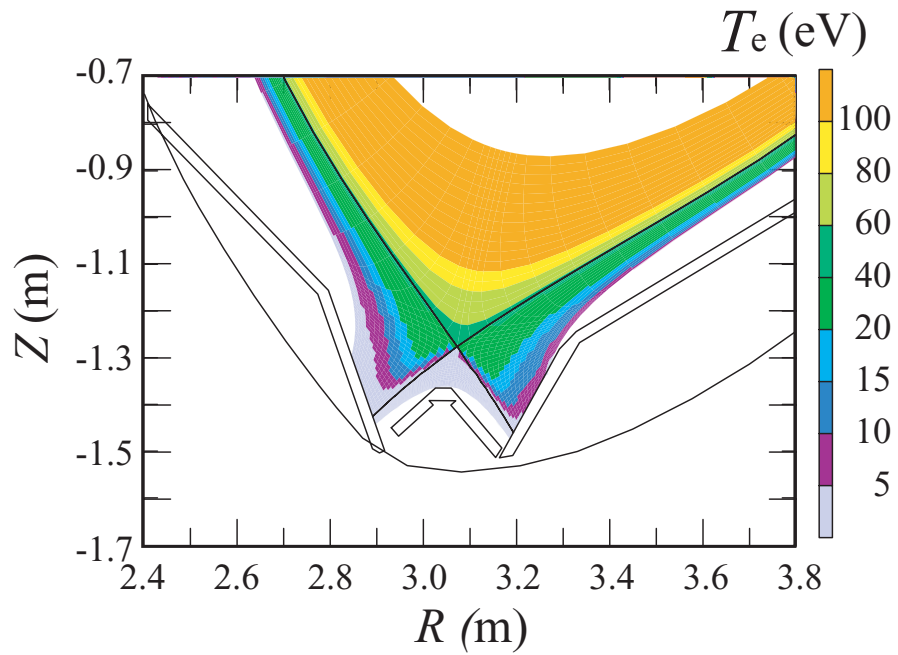


(b) Case B

Fig. 6.1 2D profiles of electron density  $n_e$  calculated by B2.5-EIRENE.

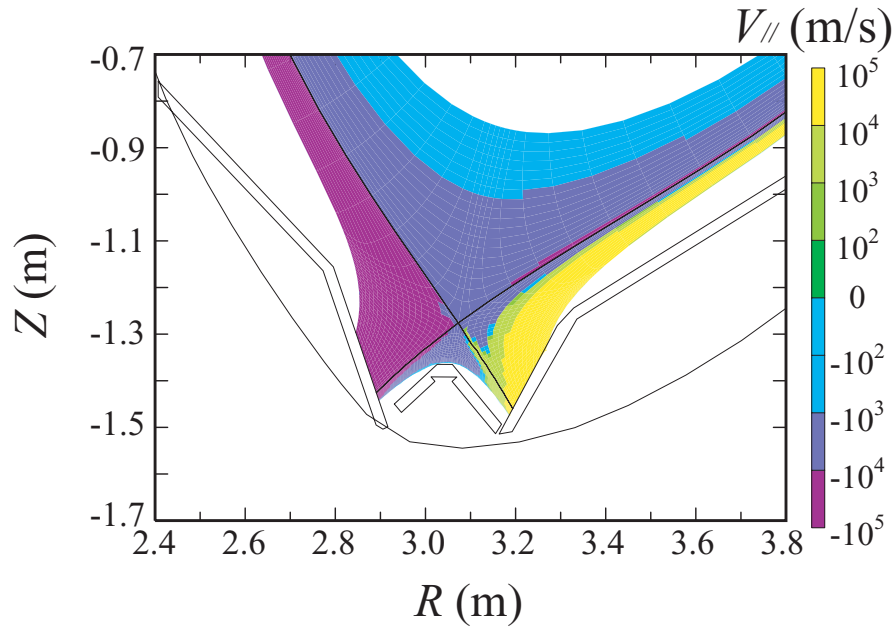


(a) Case A

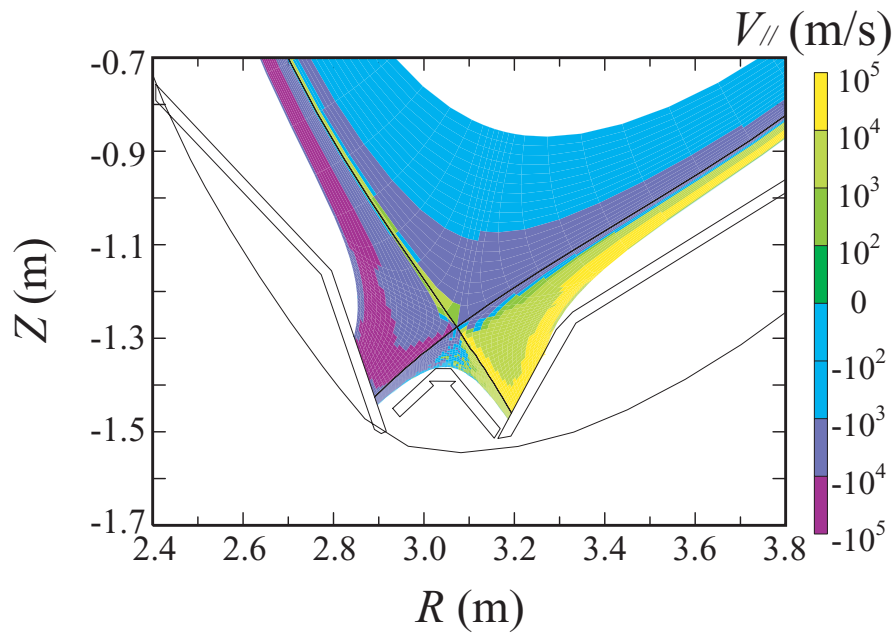


(b) Case B

Fig. 6.2 2D profiles of electron temperature  $T_e$  calculated by B2.5-EIRENE.



(a) Case A



(b) Case B

Fig. 6.3 2D profiles of parallel velocity  $V_{||}$  calculated by B2.5-EIRENE.

## 6.3 タングステン不純物の空間密度分布

### 6.3.1 不純物中性粒子密度

タングステン中性原子の規格化密度分布を Fig. 6.4 に示す．Figure 6.4 でダイバータ領域に着目すると，Case B ではセパトリス近傍の中性原子密度が高くなっていることがわかる．特にプライベート領域では X 点近傍まで高い密度になっている．Case B では，Fig. 6.2 からわかるように，デタッチメントに伴いセパトリス近傍及びプライベート領域で背景の電子温度が 5 eV まで低下している．このため，ダイバータ領域でイオン化が起こりにくく，X 点近傍まで中性原子密度が高くなるものと考えられる．

一方，ダイバータ領域より上の SOL 領域では，Case A の方が Case B に比べてセパトリス近傍まで不純物が広範囲にわたって分布している．Case A では，SOL 領域の電子温度は Case B より高いが，電子密度が低い．そのため，SOL 領域では，Case A におけるイオン化の衝突周波数  $\nu^i (= n_e \langle \sigma v \rangle_k^i)$  は Case B に比べて小さい．この結果，Case A では，SOL 領域の中性粒子の密度はセパトリス近傍でも高くなっている．

### 6.3.2 不純物イオン密度

Figure 6.5 に，タングステンイオン密度の 2 次元分布を示す．ただし，ここでは次式で表される各価数の密度の和  $\tilde{n}_{sum}$  を示している．

$$\tilde{n}_{sum} = \sum_{Z=1}^{15} \tilde{n}_Z. \quad (6.2)$$

Case A に比べて，Case B ではダイバータ板から離れた上流までタングステンイオン密度が高くなっていることがわかる．このときの，炉心領域，内側ダイバータ領域，外側ダイバータ領域の各領域において平均したタングステンイオン密度を Table 6.1 を示す．炉心領域の平均密度は，Case A と B とでほとんどかわらない．一方，内側・外側ダイバータ領域ともに，Case A に比べて Case B では大幅に平均イオン密度が増加している．

外側ダイバータ領域に着目すると，Fig. 6.5(b) から，Case B の場合，X 点近傍およびダイバータ板近傍の 2 箇所，顕著にイオン密度が増加している．

このような Case B における X 点近傍のイオン密度の増加は，先に第 6.3.1 小節で述べた，X 点近傍における中性原子密度の増加が原因であると考えられる．つまり，デタッチメントによるプライベート領域の温度低下に伴い，タングステン中性原子は X 点近傍まで輸送される．その後，X 点の近傍でイオン化したものと考えられる．

また，ダイバータ板近傍でのイオン密度増加は，主に，摩擦力と熱力のバランスによって説明することができる．背景プラズマはダイバータ板へ向かって流れ

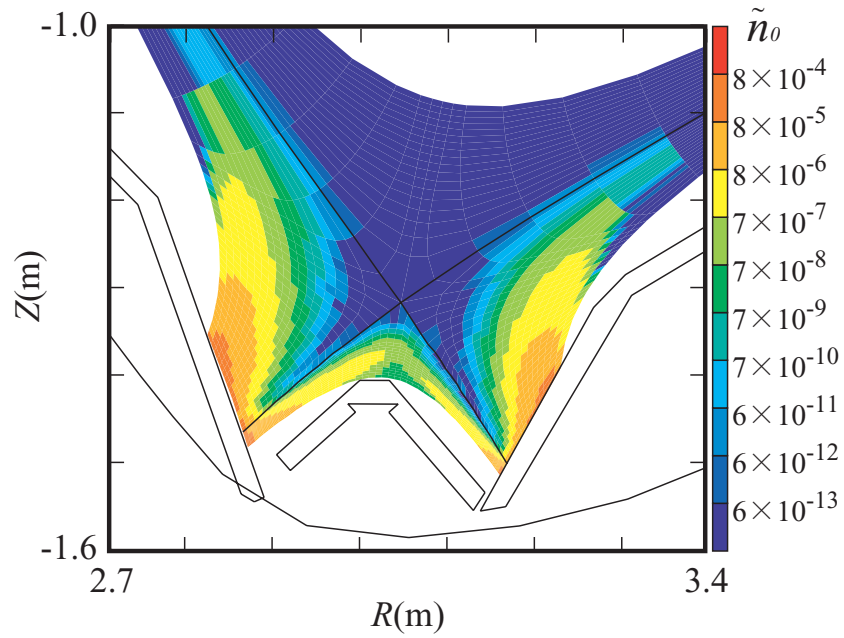
Table 6.1 Normalized density averaged in each region.

Region	Normalized density [ $10^{-5}$ ]	
	Case A	Case B
Core	0.021	0.018
Inner divertor	3.4	13.7
Outer divertor	2.3	6.5

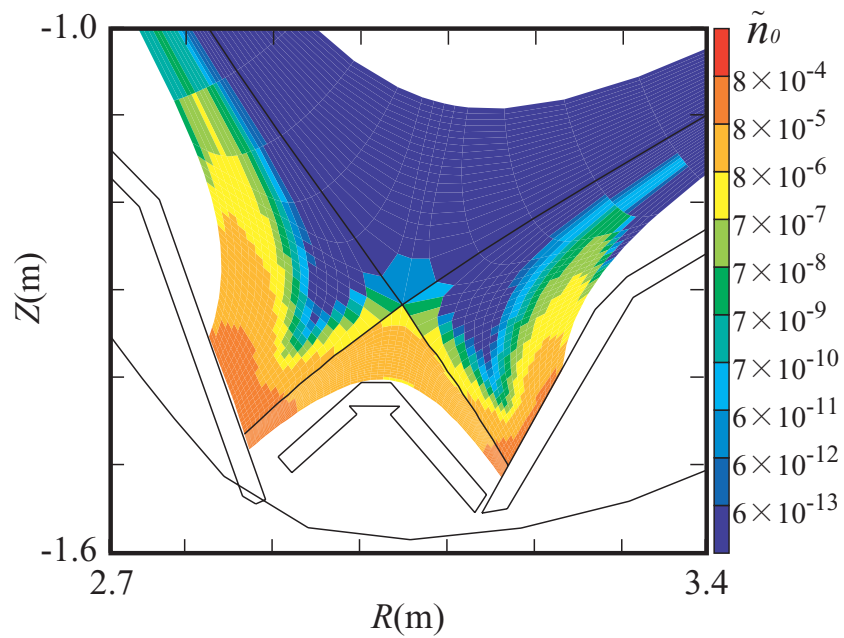
ている．このため，不純物イオンは背景プラズマによる摩擦力  $F_{fr}$  によってダイバータ板へと押し戻される．一方，プラズマ温度はダイバータから上流へ向けて高くなるため，式 (5.54) で与えられる熱力  $F_{th}$  は，ダイバータ板から上流（炉心）へ向かう方向になる．

Figure 6.6(a) に，熱力  $F_{th}$  ( ) および摩擦力  $F_{fr}$  ( ) の空間分布を示す．ただし，Fig. 6.6(b) の赤線に沿って，外側ダイバータから X 点近傍まで  $F_{th}$  および  $F_{fr}$  をプロットしたものである．また，摩擦力を見積もる際には，簡単のため，テスト粒子は 1 価であり，ポロイダル磁気面上を 10 eV (= 2280 m/s) で等速運動していると仮定した．Case A は白抜き，Case B は塗りつぶしでプロットされている．Case A では，全体を通して熱力の方が摩擦力より大きい．そのため，不純物は上流へ向けて加速され，発生点であるダイバータ板から磁力線に沿って急激に密度は減衰する．一方，Case B では，ダイバータ板近傍の摩擦力が熱力よりも支配的になっている．そのため，発生した不純物は摩擦力によりダイバータ板へ向けて押し戻され，ダイバータ板近傍にとどまる．この結果，Case B では，外側ダイバータ板近傍でイオン密度が増加する．

このように，Case B，すなわちデタッチ状態で摩擦力が大きくなる原因は，Fig. 6.3 で示したように，第 3 章で議論した高速プラズマ流が発生するためである．



(a) Case A



(b) Case B

Fig. 6.4 Normalized density profiles of neutral impurities.



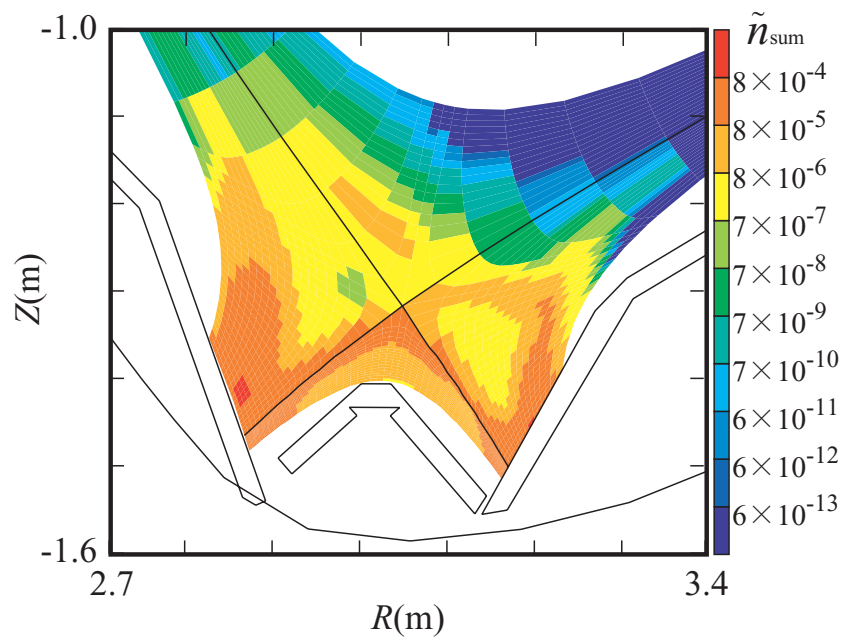
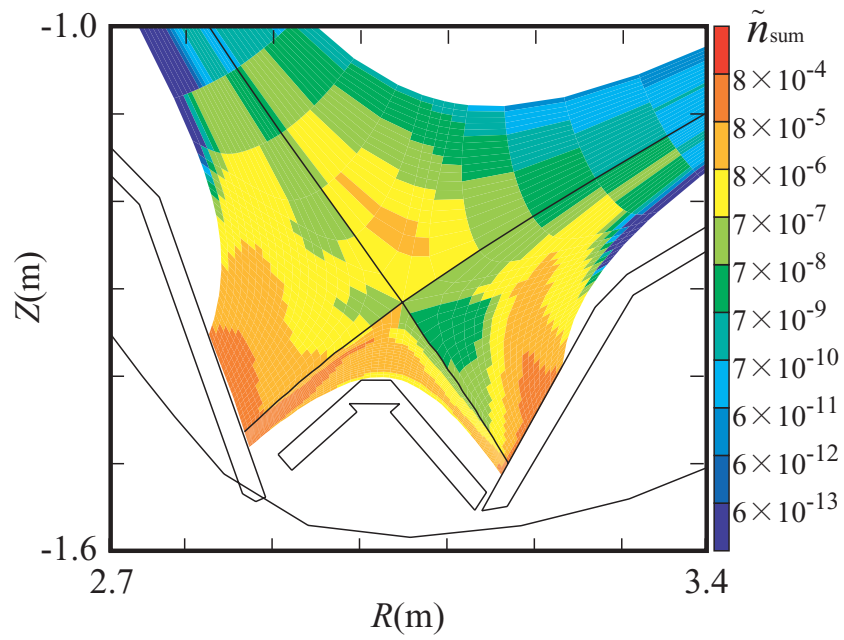


Fig. 6.5 Normalized density profiles of Impurity ions. (the sum of each charge state.)

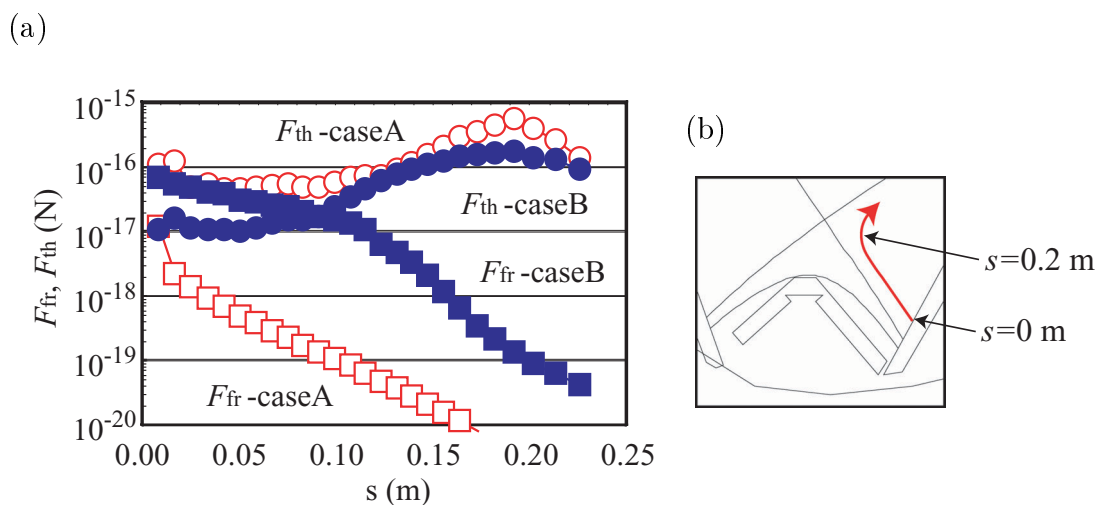


Fig. 6.6 Magnitudes of thermal force  $F_{th}$  and friction force  $F_{fr}$  are plotted along the poloidal field line from the outer divertor. The open and closed symbols are the results for the case A (attached case) and case B (detached case), respectively.

### 6.3.3 各価数の不純物イオン密度

次に、より詳細に輸送過程を比較するために、各価数の密度分布を Fig. 6.7 ~ 6.16 に示す。低価数から順に見ていく。まず Fig. 6.7 に示す 1 価 ( $Z = 1$ ) の密度分布を、Case A と Case B とで比較する。Case B ではセパトリクスに沿ってプライベート領域まで密度が高くなっている。また、すでに 1 価の段階で炉心に混入し始めていることがわかる。一方、Case A では、X 点近傍に不純物はほとんど存在していない。しかし、X 点より上流の SOL 領域で、炉心へ向かってセパトリクス近傍まで広がっている。

価数が増えるにつれて、Case A では SOL 領域から、Case B では X 点を通って高価数になりながら炉心へと混入していくことがわかる。

Case B の場合、 $Z = 6 \sim 9$  に関して、興味深い密度分布になっている (Fig. 6.12 ~ 6.15 参照)。X 点から真横へ向かい、SOL の端近くでダイバータ板へと向かう高密度領域が存在する。粒子軌道の追跡から、この密度が高くなっている領域を通過して、炉心からダイバータへと粒子が輸送されていることがわかった。このような特定の経路で不純物がダイバータへと輸送される場合、不純物の再堆積や、セルフスパッタリングによる損耗の分布に大きく影響を与える。したがって、今後、より詳細に輸送機構を解析する必要がある。

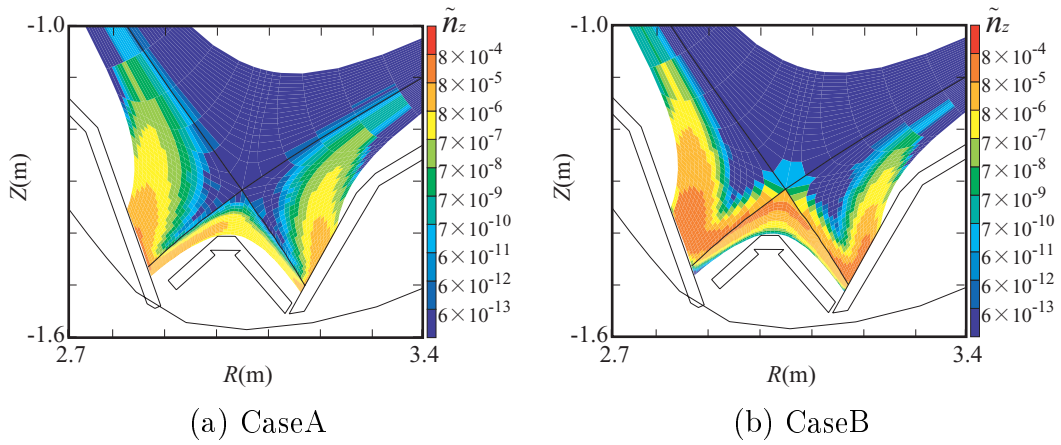


Fig. 6.7 Normalized density profiles of the charge state  $Z = 1$ .

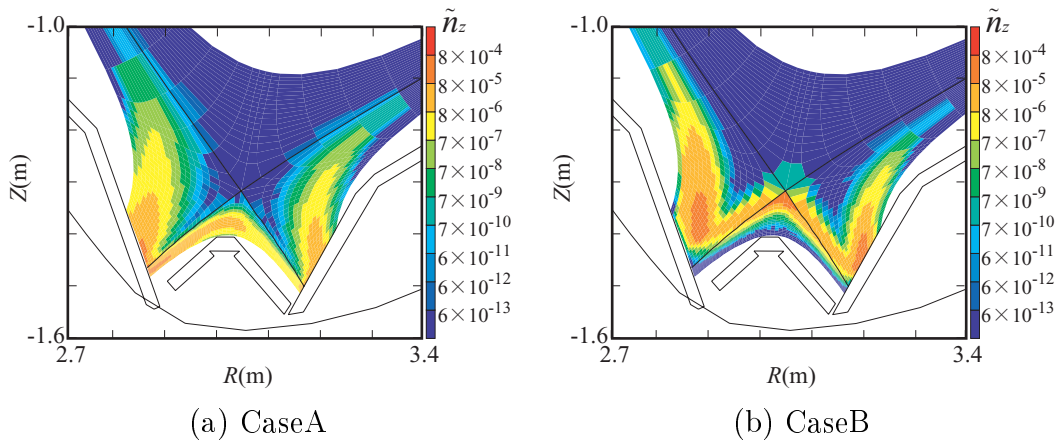


Fig. 6.8 Normalized density profiles of the charge state  $Z = 2$ .

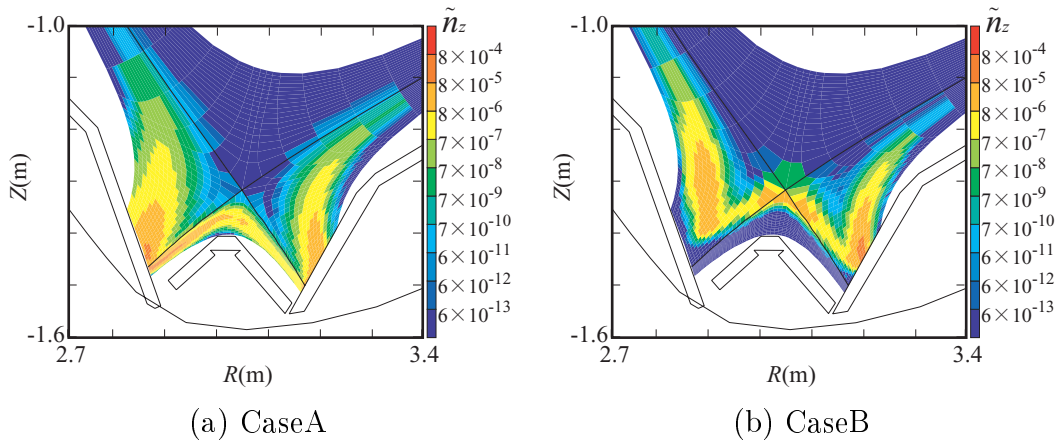


Fig. 6.9 Normalized density profiles of the charge state  $Z = 3$ .

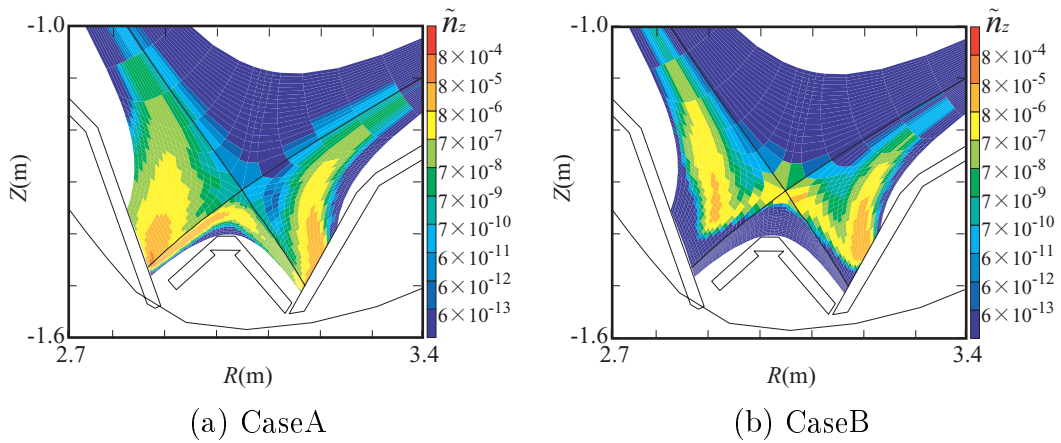


Fig. 6.10 Normalized density profiles of the charge state  $Z = 4$ .

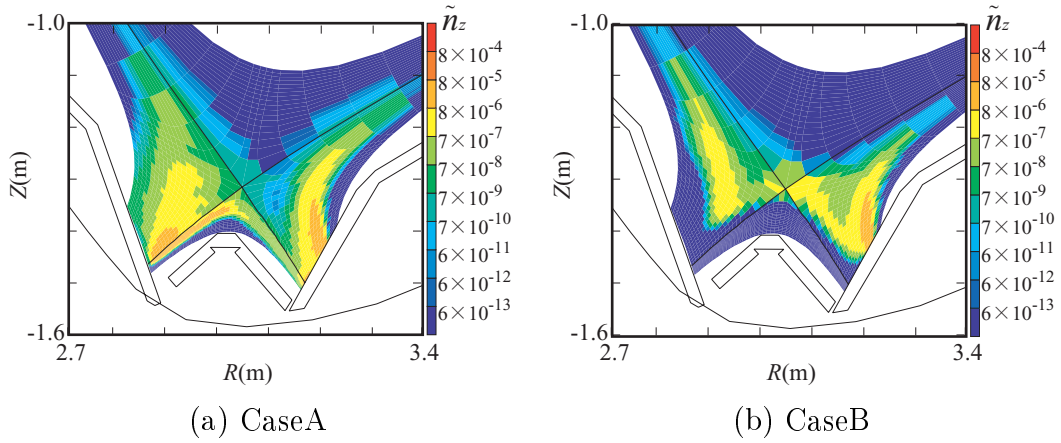


Fig. 6.11 Normalized density profiles of the charge state  $Z = 5$ .

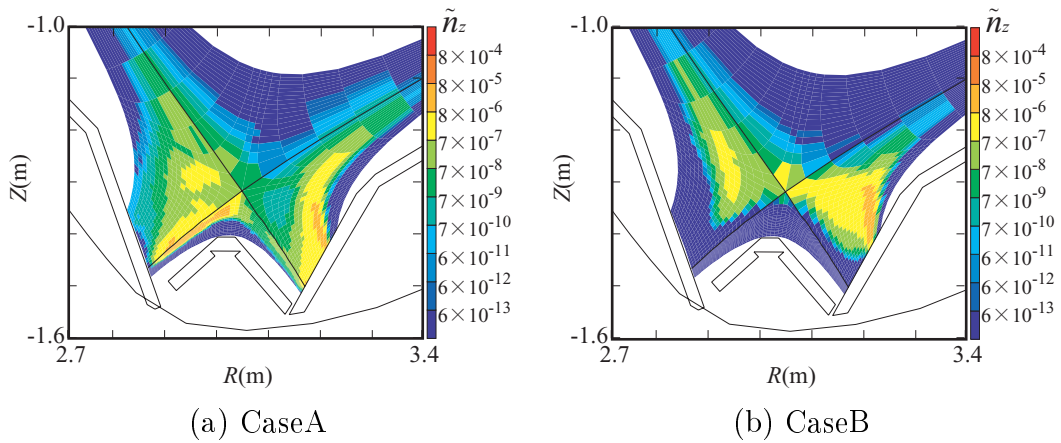


Fig. 6.12 Normalized density profiles of the charge state  $Z = 6$ .

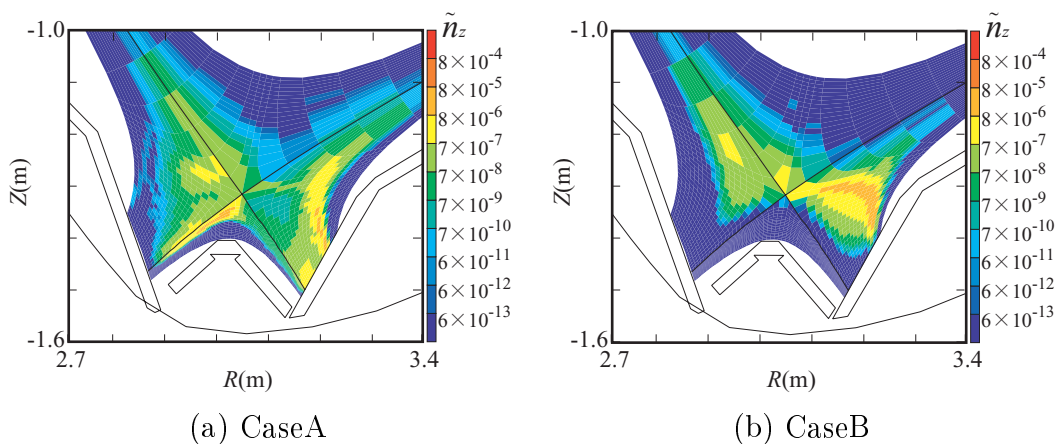


Fig. 6.13 Normalized density profiles of the charge state  $Z = 7$ .

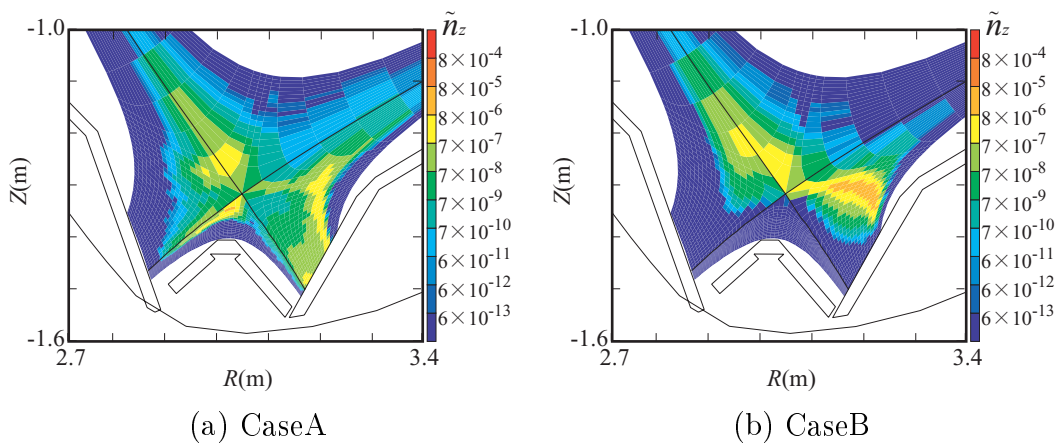


Fig. 6.14 Normalized density profiles of the charge state  $Z = 8$ .



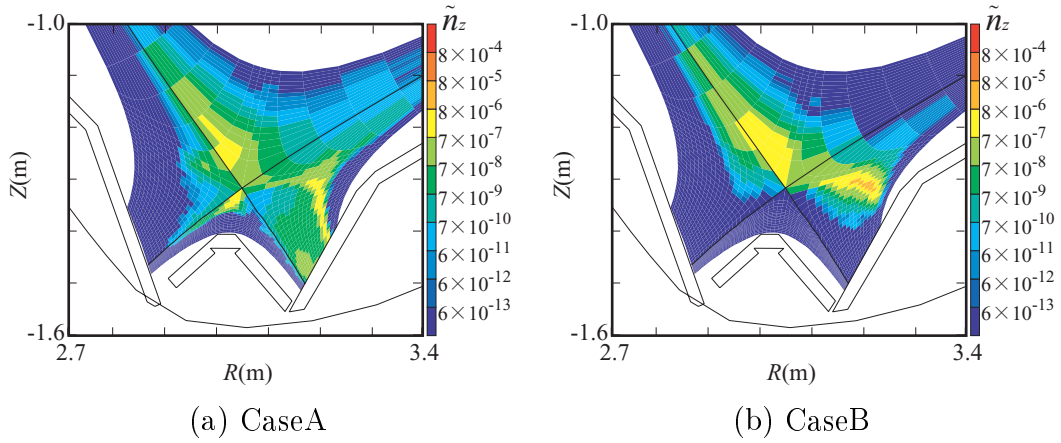


Fig. 6.15 Normalized density profiles of the charge state  $Z = 9$ .

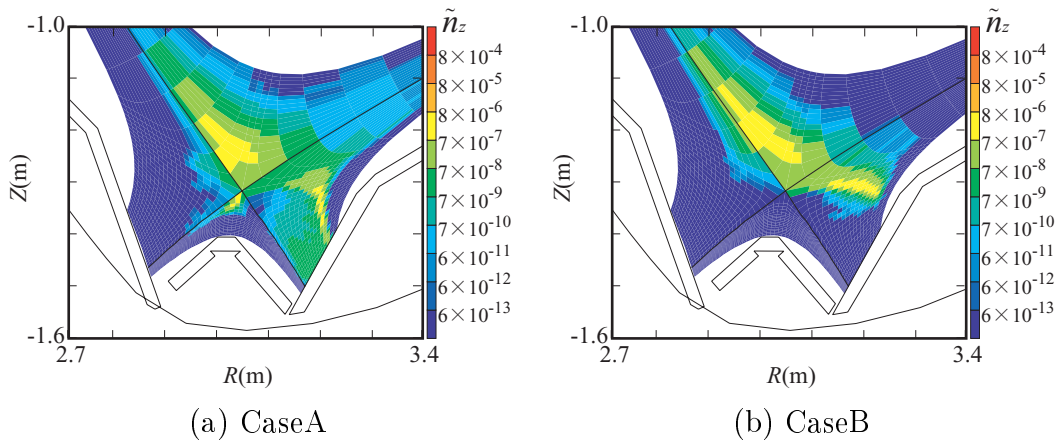


Fig. 6.16 Normalized density profiles of the charge state  $Z = 10$ .

## 6.4 入射角度分布

### 6.4.1 入射角度分布とスパッタリング率の関係

固体壁から発生した不純物は、プラズマ中でさまざまな輸送過程を経て、再び固体壁へと到達する。そして、固体壁をスパッタすることにより新たな不純物を発生させる（セルフスパッタリング）。不純物の炉心への混入量を適切に見積もるためには、背景プラズマによる一次スパッタリングに加えて、このようなセルフスパッタリングによる不純物発生量を正しく見積もることが重要である。前章で述べたように、スパッタリング率は、不純物が固体壁に入射する角度に大きく依存する。したがって、不純物輸送解析により、適切な入射角を見積もることが重要となる。

従来から開発されてきた多くの不純物輸送解析コードは、旋回中心近似を用いている。そのため、不純物粒子のダイバータ板への入射角を適切に見積もることができない。したがって、なんらかの仮定によって入射角を見積もる必要がある。しかし、従来の研究では、はっきりとした物理的根拠もなく入射角を仮定しているものが多い。たとえば、IMPMC による JT-60U オープンダイバータ形状に対する炭素不純物の輸送解析 [3] では、全入射粒子に対して入射角を 30 度と仮定している。しかし、その明確な根拠は述べられていない。

一方で、IMPGYRO コードは旋回運動を考慮しているため、各テスト粒子に対して、そのような仮定を用いずに入射角を求めることができる。

IMPGYRO コードによる輸送解析の結果として得られた、入射角分布を Fig. 6.17 の赤線で示す。ただし、背景プラズマの分布としては、前節の Case A に対する分布を用いている。Figure 6.17 から分かるように、不純物イオンの板への入射角は、磁力線の入射角 ( $\theta \sim 87^\circ$ ) を中心に広く分布していることがわかる。ここで得られた角度分布を用いるとセルフスパッタリング率は 12% となる。極端ではあるが、入射角として垂直入射および磁力線の入射角を仮定した場合、それぞれ 121%、0% となり、入射角分布を考慮した場合と大幅に異なる。

### 6.4.2 入射角度分布に対するシース電場の影響

第 1.4.2 小節で述べたように、プラズマと固体壁（ダイバータ板）の間には、シースと呼ばれる 1 mm 程度の薄い領域が存在する [4]。シース領域では、プラズマの準中性条件が崩れており、プラズマから固体壁に向かって定常的に電場が形成されている。

現在の IMPGYRO コードは、シース入り口までの軌道を追跡している。しかし、入射角を計算する上では、シース電場の影響が重要になると考えられる。そこで、ここではシース電場が入射角度分布及び入射エネルギーへ与える影響を調べる。そのため、以下のような簡易モデルを導入し検討を行う。



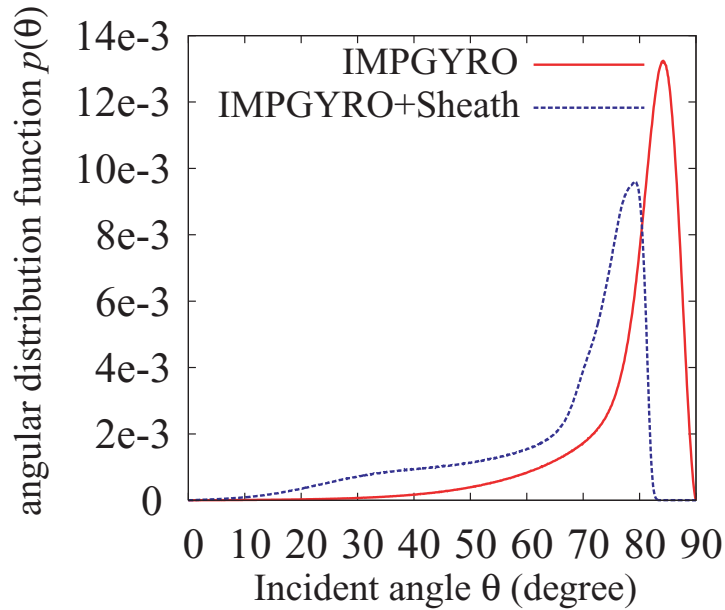


Fig. 6.17 Angular distribution of incident particle. Angular distribution function  $p(\theta)$  is defined by  $p(\theta) = (\text{number of incident particles with } \theta) / (\text{number of all incident particles})$ .

簡易モデルでは，以下のような仮定をしている．

1. タングステンの密度は背景プラズマ密度に対して十分小さいため，シースの形成は背景プラズマによるものであり，タングステンはシース電場に影響しない．
2. タングステンのラーマ半径はシースの厚み（重水素イオンのラーマ半径程度）に比べて十分大きいいため，シース領域における旋回運動は無視する．

シース通過前後で，タングステンイオンのエネルギー保存則は次式で表される．

$$E_{se} + Ze\phi_{se} = \frac{1}{2}m_W v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2}m_W v_{\perp}^2. \quad (6.3)$$

ここで， $E_{se}$  はシース入り口におけるタングステンイオンの入射エネルギー， $m_W$  はタングステンの質量， $Z$  はタングステンの価数である． $v_{\parallel}$ ， $v_{\perp}$  は，それぞれ，シース領域を通り抜けた後の壁直前における壁に平行，垂直方向の速度である． $\phi_{se}$  はシースによる電位降下である．シースによる電位降下  $\phi_{se}$  は，シース理論 [4] より，電子温度  $T_e$  を使って  $\phi_{se} \simeq 3T_e/e$  と求めることができる．電子温度  $T_e$  には，背景プラズマ輸送コードの結果を用いる．

$v_{\parallel}$  はシース通過前後でかわらなるとすれば，

$$v_{\parallel} = \sqrt{\frac{2E_{se}}{m_W}} \sin \theta_{se}, \quad (6.4)$$

で与えられる． $\theta_{se}$  は不純物イオンのシースへの入射角度を表す．すなわち IMPGYRO で計算された入射角度である．以上から  $v_{\perp}$  は以下のように求まる．

$$v_{\perp} = \sqrt{\frac{2}{m_W}(E_{se} + Ze\phi_{se}) - v_{\parallel}^2}. \quad (6.5)$$

したがって，壁への入射角  $\theta_{wall}$  は

$$\theta_{wall} = \arctan\left(\frac{v_{\parallel}}{v_{\perp}}\right), \quad (6.6)$$

となる．

Figure 6.17 の青線は，このような簡易モデルにより見積もられた入射角  $\theta_{wall}$  を示したものである．すなわち，式 (6.4)(6.5) の  $E_{se}$  ,  $\theta_{se}$  に対して，IMPGYRO の計算結果を与え，式 (6.6) から壁への入射角  $\theta_{wall}$  を計算した結果である．角度分布が低角度側へ移動し，分布も広がっているがわかる．これは，入射粒子がシース電場により壁垂直方向へ加速されたためである．このとき，エネルギーの低い入射粒子に対するシース電位による加速の影響は，エネルギーの高い入射粒子に比べて相対的に大きくなる．そのため，低エネルギー粒子は，高エネルギー粒子に比べて入射角が小さくなる．この結果，入射角分布が広がる．

次に，このような入射角分布の変化による，セルフスパッタリング率の違いを調べた．先に述べたように，Case A では，セルフスパッタリング率は 12% であった．これに対して，シースの影響を考慮した場合，スパッタリング率は 171% と大幅に増加した．

この原因の一つは，シースの影響による角度分布の低角度側への移動である．このことを理解するために，セルフスパッタリング率の角度依存性を Fig. 6.18 に示す．Figure 6.17 から，シースを考慮しない場合，入射角は 87 度付近にピークがある．Figure 6.18 から，この角度ではスパッタリング率はほぼ 0 になり，ほとんどの入射粒子がスパッタリングに寄与しないことになる．一方，シースの影響を考慮すると，ピーク位置は 75 度付近に移動する．スパッタリングの角度依存性は  $60^{\circ} < \theta < 80^{\circ}$  で急激に立ち上るため，スパッタリングに寄与する粒子が大幅に増えることになる．

もう一つの原因として，シースによる入射エネルギーの増加があげられる．先に述べたように，Case A のダイバータ板近傍の電子温度は， $20 \text{ eV} < T_e < 80 \text{ eV}$  である．この時，シースの電位降下による入射粒子の運動エネルギーの増加は，最大で 240 V 程度となる．Figure 6.19 に示すように，セルフスパッタリング率は入射エネルギーに対して単調増加していくため，シースによる入射エネルギーの増加は，セルフスパッタリング率の増加につながる．

したがって，シース電場は，セルフスパッタリング率を見積もる上で慎重に取り扱う必要があり，今後，より詳細なシースモデルを考慮する必要がある．

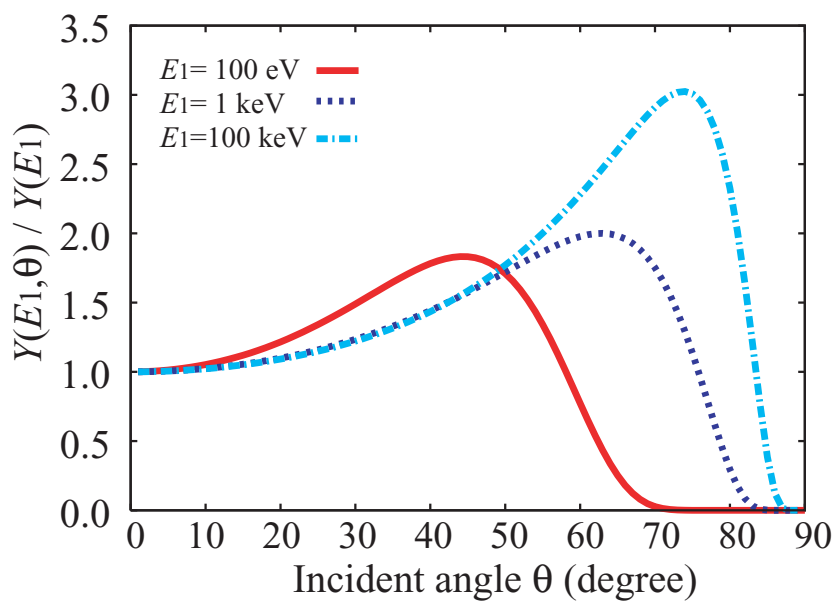


Fig. 6.18 Dependence of self-sputtering yield on the incident angle.  $Y(\theta, E_1)$  is the sputtering yield for the incident angle  $\theta$ , and  $Y(E_1)$  is the sputtering yield for the vertically incident. (cited from Ref. [5].)

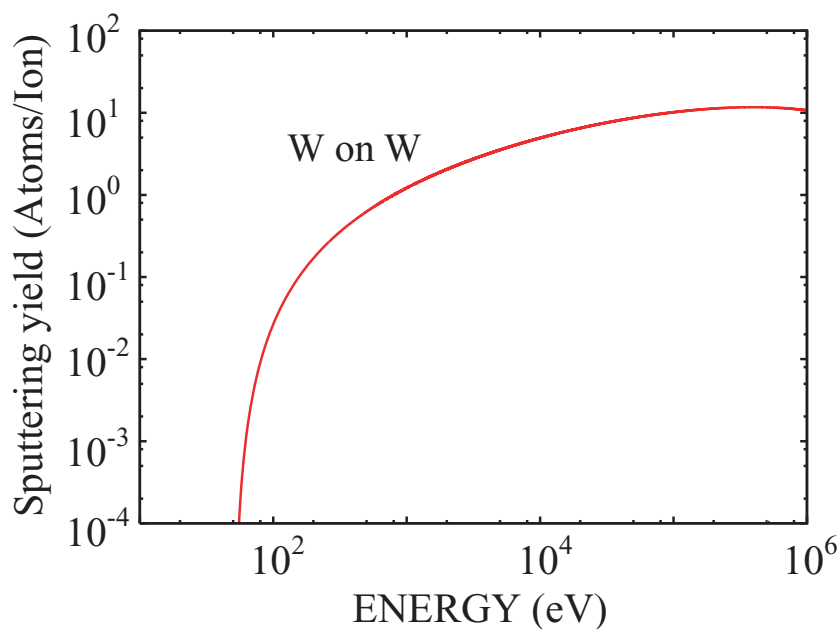


Fig. 6.19 Self-sputtering yield. (cited from Ref. [5].)

## 6.5 まとめ

IMPGYRO コードを用いて、典型的なアタッチ状態およびデタッチ状態における背景プラズマ分布に対するタングステン不純物の輸送解析と、固体壁入射角分布に対する考察を行った。

アタッチ状態に比べ、デタッチ状態では、ダイバータ領域の不純物密度が増加する。この理由は、第 3 章で説明したデタッチメントに伴う高速流が、タングステン不純物をダイバータ領域にとどめる摩擦力として有効に働くためである。

また、背景プラズマの状態により、不純物の炉心混入経路が変化する。アタッチ状態では、不純物は X 点より上流の SOL 領域から炉心へと混入する。一方、高密度ケースでは、X 点近傍から炉心へと混入していく傾向にある。このような傾向は、背景プラズマの電子密度、電子温度に大きく依存する。

プラズマ中で様々な輸送過程を経てダイバータへと到達した不純物は固体へと入射する。その入射角分布は、磁力線の入射角を中心に広く分布していた。適切な入射角度分布を求め、シース電場の影響を考慮することは、セルフスパッタリングによる不純物発生量を見積もる上で重要となることを示した。

以上、IMPGYRO は重金属不純物の輸送解析を行うのに有効なツールであることを示した。重金属不純物に関して、そのラーマー半径効果を考慮し、かつ、プラズマ中の大域的な輸送を扱うことができる計算コードは、現状、IMPGYRO に限られる。

しかしながら、実験との比較に基づく妥当性の検討を含め、以下のような課題が残されている。

### 1. モデル妥当性の検討

IMPGYRO コードの信頼性向上のためには、実験との比較に基づくモデル妥当性の検討が必要である。しかし、現状、タングステンダイバータを用いた実験結果は、まだほとんど報告されていない。

一方、炭素不純物に関しては、今までに多くの実験結果および数値解析結果が報告されている。そこで、IMPGYRO を用いて炭素不純物に対する輸送解析を行うことで、従来の実験結果や解析結果と比較が可能となると考えられる。

このようにして、IMPGYRO コードの妥当性を検討していくことが、今後必要となる。

### 2. 詳細なシースモデルの導入

第 6.4 節で述べたように、固体壁への入射角を見積もる上で、シース電場の影響は無視できない。今回は、簡易モデルによりシースの影響を考慮したが、より詳細にその影響を調べる必要がある。

3. 不純物発生モデルの詳細化

現在の不純物発生モデルでは，エネルギー依存性，角度依存性，放出エネルギー，放出角度についてそれぞれ独立に扱っている．より定量的に不純物発生量を見積もるためには，それぞれの依存関係を正しく取り入れる必要がある．また，入射角が壁と平行に近い場合，反射が起こる．しかし，現在，反射に対する経験式はなく，モデル化が難しい．そこで，EDDY[6, 7]のような固体壁損耗・堆積解析コードと統合することで，不純物発生モデルの詳細化を行っていく必要がある．

4. 解析領域の拡張

現在，解析メッシュの境界を横切ったものについてはそこで軌道追跡を打ち切っている．しかし，ドームや壁からのセルフスパッタリングや，固体壁全体の損耗・堆積分布を求めるためには，解析メッシュを超えて全ての固体壁まで軌道追跡を行う必要がある．

5. 背景プラズマコードとの有機的結合

背景プラズマ分布は固定した上で解析を行っているが，実際には励起や運動量の交換等により背景プラズマは影響を受けるはずである．そのため，背景プラズマ輸送コードと統合することにより，相互に矛盾のない解を得る必要がある．

## 第6章の参考文献

- [1] 山崎 龍, 則竹 政俊, 星野 一生, 他, プラズマ・核融合学会 第 23 回年会, 29aC21P, 茨城県つくば市, 2006 年 11 月.
- [2] 則竹 政俊, 山崎 龍, 星野 一生, 他, プラズマ・核融合学会 第 23 回年会, 29aC22P, 茨城県つくば市, 2006 年 11 月.
- [3] K. Shimizu and T. Takizuka, *J. Plasma Fusion Res.* **71** (1995) 1135.
- [4] P. C. Stangeby, *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices*, (IOP, Bristol, 2000), Chap. 2.
- [5] 則竹 政俊, 「トカマク実配位を考慮した高 Z 不純物輸送のモデリング」, 慶應義塾大学大学院 修士論文 (平成 18 年度).
- [6] K. Ohya and J. Kawata, *Jpn. J. Appl. Phys.* **36** (1997) 298.
- [7] K. Ohya and R. Kawakami, *Jpn. J. Appl. Phys.* **40** (2001) 5424.

## 第7章

### 結論

---

SOL・ダイバータプラズマ流の構造と不純物輸送の理解は、ダイバータにかかる熱負荷・粒子負荷の低減や不純物制御の観点から将来の核融合実現にとって必須の課題である。本研究では、主としてデタッチメント状態における境界層プラズマ流の構造とそれに対するドリフトの影響を、2次元境界層プラズマ輸送コードによる数値解析により明らかにした。また、重金属不純物の輸送過程を解析するために、モンテカルロ輸送コードを開発し、境界層プラズマが不純物の輸送過程に与える影響を明らかにした。

第2章では、第3章および第4章で用いる境界層プラズマ解析コードの物理モデルについて詳細に説明した。このモデルの特徴は、プラズマ流体に対するドリフト効果を考慮し、かつ中性粒子輸送に対して運動論的粒子モデルを適用している点である。このようなモデルを用いてデタッチメント状態の境界層プラズマを解析した例は他にない。

第3章では、ドリフトを考慮せず、基本的な境界層プラズマ特性を調べた。まず、流れの構造の解析に先立って、大型トカマク装置 JT-60U Open ダイバータ形状と W 型ダイバータ形状におけるダイバータプラズマの基本特性の違いを調べた。W 型形状では、セパラトリクス近傍で中性粒子密度が増大するため、Open 形状に比べて低い炉心密度でデタッチメントが始まる。数値解析結果を詳細に検討することにより、デタッチメントに伴い X 点近傍に発生する高速プラズマ流の構造が、ダイバータ幾何形状の影響を受けることを示した。最後に、イオン化による粒子生成量と運動量損失量の空間分布を、アタッチメント状態、デタッチメント状態で比較した。この結果から、高速プラズマ流の発生機構が、デタッチメントに伴うイオン化フロントの形成と、その背面における電子温度低下に伴う動圧（流速）の増大であることを明確に示した。

第4章では、第3章で検討した基本的な境界層プラズマ流の構造に対するドリフトの影響を解析した。第3章で議論したダイバータ領域の高速プラズマ流に対して、ドリフト効果を確認することはできず、その発生機構が第3章の結論と変わらないことを示した。一方、実験で観測されている外側ミッドプレーンにお

る境界層プラズマ流の逆流現象を、ドリフトを考慮することで、デタッチメント状態に対する数値シミュレーションにおいても再現することに成功した。

このような逆流現象の発生原因を、シミュレーション結果と解析的モデルを用いて詳細に検討した。その結果、ドリフトにより駆動される磁力線方向のイオン粒子束が逆流現象の原因であることを明らかにした。

さらに、炭素不純物の輸送過程に対するドリフトの影響についても解析を行った。ドリフトを考慮すると、炭素不純物密度は、内側ダイバータ領域では増加、外側ダイバータ領域では減少する。これは、外側ダイバータ領域 X 点直下 内側ダイバータ領域へと向かう流れがドリフトによって形成されたためである。このとき、プライベート領域では、ドリフトによってダイバータ板から X 点に向かう流れが形成されるため、X 点近傍の不純物密度が増加することを明らかにした。

最後に、従来用いられてきた中性粒子輸送に対する流体モデルによる解析結果を、本研究で得られた運動論モデルによる解析結果と比較し、流体モデルの適用妥当性を検討した。その結果、ドリフトを考慮しない場合ですら、流体モデルでは非接触プラズマを再現することすらできない。そのため、少なくとも非接触状態の解析には、中性粒子輸送に対する流体モデルの適用は妥当ではないことを示した。

第5章では、重金属不純物の輸送過程を解析するために開発したモンテカルロ輸送コード IMPGYRO の物理モデルについて説明した。タングステンのような重金属を扱う場合、ラーマー半径が大きいため、従来の炭素不純物の輸送解析に用いられてきた旋回中心近似の適用が難しい。そのため、IMPGYRO コードでは、不純物イオンの旋回運動をはじめ、不純物輸送過程に対して重要となる、背景プラズマとのクーロン衝突、多価電離・再結合過程、セルフスパッタリングをモデル化し考慮している。

第6章では、IMPGYRO コードを用いて、前章までで議論した境界層プラズマの流れが不純物輸送に与える影響を解析した。アタッチ状態に比べ、デタッチ状態では、ダイバータ領域の不純物密度が増加する。この理由は、アタッチ状態ではダイバータ板から炉心へ向かう熱力が支配的であるのに対し、デタッチ状態では不純物をダイバータ板へ押し戻す方向へ働く摩擦力が支配的になるためである。すなわち、第3章で説明したデタッチメントに伴う高速流が、タングステン不純物をダイバータ領域にとどめる摩擦力として有効に働くことを明らかにした。

また、固体壁へ戻ってきた不純物粒子の固体壁への入射角を調べたところ、磁力線の入射角(87度)を中心に40度付近まで広く分布していた。さらに、簡易モデルによりシース電場による入射角の変化を見積もった。入射角分布のピークは、シース電場の影響により、70~80度付近へ移動する。入射角70~80度付近では、スパッタリング率の角度依存性が大きい。したがって、適切な入射角度分布を求めることが、不純物発生量を見積もる上で極めて重要となることを示した。



以上要するに、本研究では、トカマク境界層プラズマの流れの構造を明らかにするとともに、境界層プラズマ中での重金属不純物輸送解析に有用な数値シミュレーションコードを新たに開発した。本研究で得られた知見は、ダイバータ板にかかる熱負荷・粒子負荷の低減および不純物制御に対して重要となる境界層プラズマの研究に重要な示唆を与える。また、本研究で開発した重金属不純物輸送解析コードは、炉心プラズマへの不純物混入量の予測評価、ひいては将来装置の壁材料選択に対して有用となる。これらの成果は、将来の核融合炉の設計に対して有益な指針を与えるものと考えられる。

# 謝辞

この博士論文作成にあたり，常日頃から有益な議論や助言等多大なご指導をいただいた慶應義塾大学工学部物理情報工学科 畑山明聖 教授に厚くお礼申し上げます。

また，本論文の作成にあたって数多くの有益な御助言を頂きました，慶應義塾大学工学部物理情報工学科 椎木一夫 教授，同大学工学部電子工学科 中村義春 教授，同大学工学部電子工学科 中野誠彦 准教授に厚く感謝の意を表します。

本研究を進める上で，B2.5-EIRENEに関する数々の助言および協力をいただいた，ドイツ・マックスプランクプラズマ物理学研究所 R. Schneider 博士，D. P. Coster 博士，フランス・パリ第13大学 X. Bonnin 博士らに感謝致します。日本原子力研究開発機構 朝倉信幸 博士，川島寿人 博士らには，JT-60U 実験結果の提供及び有益な議論をいただき感謝致します。

また，IMPGYRO コードの開発にあたり，協力してくれた則竹政俊君，藤間光徳君をはじめ，これまでの研究に協力してくれた研究室の先輩・後輩方に感謝いたします。

最後に，28年間にわたり衣食住・経済面において支えてくれた両親に深く感謝いたします。

# 付 録 A

## 発表論文

---

### 主論文に関する原著論文

1. I. Hyodo, M. Hirano, K. Miyamoto, K. Hoshino, A. Hatayama,  
“ Multi-dimensional impurity transport code by Monte Carlo method  
including gyro-orbit effects ”,  
Journal of Nuclear Materials, **313-316** (2003) 1183.
2. K. Hoshino, A. Hatayama, R. Schneider, D. Coster,  
”Effect of Drifts on the High Mach Flow Associated with the Divertor  
Detachment” ,  
Journal of Nuclear Materials, **337-339** (2005) 276.
3. K. Hoshino, A. Hatayama, H. Kawashima, N. Asakura, R. Schneider,  
D. Coster,  
”Effect of Drifts on the Plasma Flow in the Detachment” ,  
Contributions to Plasma Physics, **46** (2006) 591.
4. K. Hoshino, A. Hatayama, N. Asakura, H. Kawashima, R. Schneider,  
D. Coster,  
”Numerical Analysis of the SOL/Divertor Plasma Flow with the Effect of  
Drifts” ,  
Journal of Nuclear Materials, **363-365** (2007) 539.
5. A. Fukano, M. Noritake, K. Hoshino, R. Yamazaki, A. Hatayama,  
”Modeling of multi-dimensional impurity transport in a realistic tokamak  
geometry” ,  
Journal of Nuclear Materials, **363-365** (2007) 221.

6. K. Hoshino, M. Noritake, A. Fukano, A. Hatayama.  
“ High-Z Impurity Transport Code by Monte Carlo Method in a Realistic Tokamak Geometry - IMPGYRO - ”,  
Contributions to Plasma Physics, to be published.
7. K. Hoshino, A. Hatayama, D. Coster, X. Bonnin, R. Schneider,  
H. Kawashima, N. Asakura, Y. Suzuki,  
“ Benchmarking kinetic and fluid neutral models with drift effects ”,  
Contributions to Plasma Physics, to be published.

# 付 録 B

## 学外発表

---

### 国際学会

1. I. Hyodo, M. Hirano, K. Miyamoto, K. Hoshino, A. Hatayama,  
“ Multi-dimensional impurity transport code by Monte Carlo method  
including gyro-orbit effects ”,  
in Proc. 15th International Conference on Plasma Surface Interactions in  
Controlled Fusion Device, Gifu, Japan, May 2002.
2. A. Hatayama, K. Hoshino, K. Miyamoto, N. Komatsu, K. Itami, S. Sakurai,  
N. Asakura, Y. Miura, K. Shimizu, R. Schneider, D. Coster ,  
“ High Mach Flow Associated with Plasma Detachment in JT-60U ”,  
in Proc. 19th IAEA Fusion Energy Conference, Lyon, France, October 2002.
3. K. Hoshino, A. Hatayama, R. Schneider, D. Coster,  
”Effect of Drifts on the High Mach Flow Associated with the Divertor  
Detachment” ,  
in Proc. 16th International Conference on Plasma Surface Interactions in  
Controlled Fusion Device, Portland Maine, USA, May 2004.
4. K. Hoshino, A. Hatayama, H. Kawashima, N. Asakura, R. Schneider,  
D. Coster,  
“ Effect of Drifts on the Plasma Flow in the Detachment ”,  
in Proc. 10th International Workshop on Plasma Edge Theory in Fusion  
Devices, Forschungszentrum Jülich, Germany, October 2005.

5. K. Hoshino, A. Hatayama, H. Kawashima, N. Asakura, R. Schneider, D. Coster,  
“ Numerical Analysis of the SOL/Divertor Plasma Flow with the Effect of Drifts ”,  
in Proc. 17th International Conference on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Device, Hefei, China, May 2006.
6. A. Fukano, M. Noritake, K. Hoshino, R. Yamazaki, A. Hatayama,  
“ Modeling of multi-dimensional impurity transport in a realistic tokamak geometry ”,  
in Proc. 17th International Conference on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Device, Hefei, China, May 2006
7. H. Kawashima, D. Coster, K. Shimizu, K. Hoshino, X. Bonnin, N. Asakura, A. Hatayama, T. Takizuka, A. Kukushkin, Y. Suzuki and JT-60 Team,  
”SOLPS5.0 and SOLDOR/NEUT2D modelings of JT-60U discharge”,  
ITPA meetings of Pedestal and Divertor and SOL Topical Groups, Garching, May , 2007.
8. K. Hoshino, M. Noritake, A. Fukano, A. Hatayama,  
“ High-Z Impurity Transport Code by Monte Carlo Method in a Realistic Tokamak Geometry - IMPGYRO - ”,  
in Proc. 11th International Workshop on Plasma Edge Theory in Fusion Devices, Gifu, Japan, May 2007.
9. K. Hoshino, A. Hatayama, D. Coster, X. Bonnin, R. Schneider, H. Kawashima, N. Asakura, Y. Suzuki,  
“ Benchmarking kinetic and fluid neutral models with drift effects ”,  
in Proc. 11th International Workshop on Plasma Edge Theory in Fusion Devices, Gifu, Japan, May 2007.

## 国内学会

1. 星野 一生 , 宮本 賢治 , 畑山 明聖 , 小松 直人 , 兵頭 幾也 , 平野 真理子 :  
「 JT-60U における W 型ダイバータ形状効果の解析 2 」 ,  
プラズマ・核融合学会 第 18 回年会 , 28aA20P , 福岡県春日市 , 2001 年 11 月 .
2. 星野 一生 , 宮本 賢治 , 畑山 明聖 , 伊丹 潔 , 櫻井 真治 , 朝倉 伸幸 ,  
三浦 幸俊 , 清水 勝宏 , R. Schneider , D. Coster :  
「 高速流に対するダイバータ幾何形状効果 」 ,  
プラズマ・核融合学会 第 19 回年会 , 27aA23P , 愛知県犬山市 , 2002 年 11 月 .

3. 星野 一生, 宮本 賢治, 畑山 明聖, R. Schneider, D. Coster, X. Bonnin :  
「ダイバータプラズマの高速流に対するドリフトの影響」,  
プラズマ・核融合学会 第 20 回年会, 26aA30P, 茨城県水戸市, 2003 年 11 月 .
4. 星野 一生, 吉本 昌彦, 畑山 明聖, R. Schneider, D. Coster, X. Bonnin :  
「ダイバータプラズマ流に対するドリフトの影響」,  
プラズマ・核融合学会 第 21 回年会, 24aA39P, 静岡県静岡市, 2004 年 11 月 .
5. 岩沙卓也, 星野 一生, 則竹 政俊, 畑山 明聖 :  
「ダイバータプラズマにおける多種不純物モンテカルロコードの開発」,  
プラズマ・核融合学会 第 21 回年会, 24aA44P, 静岡県静岡市, 2004 年 11 月 .
6. 則竹政俊, 星野 一生, 岩沙 卓也, 山崎 龍, 畑山 明聖 :  
「トカマク実配位を考慮した多次元不純物輸送モデル」,  
プラズマ・核融合学会 第 22 回年会, 30aA10P, 東京都江戸川区, 2005 年  
11 月 .
7. 山崎 龍, 則竹 政俊, 星野 一生, 深野 あづさ, 稲森 隼平, 玉木 寛二,  
畑山 明聖 :  
「トカマク実配位を考慮した多次元不純物輸送モデル (2)」,  
プラズマ・核融合学会 第 23 回年会, 29aC21P, 茨城県つくば市, 2006 年  
11 月 .
8. 則竹 政俊, 山崎 龍, 星野 一生, 深野 あづさ, 稲森 隼平, 玉木 寛二,  
畑山 明聖 :  
「トカマク実配位を考慮した多次元不純物輸送モデル (3)」,  
プラズマ・核融合学会 第 23 回年会, 29aC22P, 茨城県つくば市, 2006 年  
11 月 .
9. 星野 一生, 玉木 寛二, 畑山 明聖, 川島 寿人, 朝倉 伸幸, 鈴木 優,  
R. Schneider, X. Bonnin, D. Coster :  
「非接触プラズマにおける不純物輸送に対するドリフトの影響」,  
プラズマ・核融合学会 第 23 回年会, 29aC23P, 茨城県つくば市, 2006 年  
11 月 .
10. 星野 一生, 藤間 光徳, 古林 真彦, 畑山 明聖 :  
「重金属不純物粒子のダイバータ入射角に関する考察」,  
プラズマ・核融合学会 第 24 回年会, 29aA28P, 兵庫県姫路市, 2007 年 11 月 .
11. 稲森 隼平, 高戸 直之, 星野 一生, 藤野 郁朗, 畑山 明聖 :  
「ELM バースト時における中性粒子・電子間の相互作用」,  
プラズマ・核融合学会 第 24 回年会, 29aA29P, 兵庫県姫路市, 2007 年 11 月 .

12. 日渡 良爾, 畑山 明聖, 星野 一生, 寺井 徹, 小川 雄一:  
「Core-SOL-Divertor 簡易輸送モデルの非接触ダイバータへの適用」,  
プラズマ・核融合学会 第 24 回年会, 29aA30P, 兵庫県姫路市, 2007 年 11 月.