

核融合炉周辺プラズマにおける大角度散乱及び熱輸送過程に関する研究

梅崎, 大介

<https://hdl.handle.net/2324/7182443>

出版情報 : Kyushu University, 2023, 博士 (工学), 課程博士
バージョン :
権利関係 :



核融合炉周辺プラズマにおける大角度散乱及び 熱輸送過程に関する研究

九州大学大学院工学府

量子物理工学専攻

梅崎 大介

令和 5 年 11 月

目次

第1章 序論	1
1.1 核融合炉	1
1.1.1 ダイバータ磁場配位	4
1.2 周辺プラズマ	6
1.2.1 デタッチメント（非接触）状態	6
1.2.2 周辺プラズマにおける不純物	9
1.3 原子過程	10
1.3.1 イオン-中性粒子間における弾性散乱の特徴と重要性	11
1.4 周辺プラズマ解析の一般的なアプローチ	13
1.4.1 統合コードにおけるイオン-中性粒子間の弾性散乱の取り扱い	14
1.4.2 PIC コードにおけるイオン-中性粒子間の弾性散乱の取り扱い	15
1.5 先進ダイバータ磁場配位	16
1.6 研究開発状況のまとめ	17
1.7 本研究の目的	18
1.8 本論文の構成	18
第2章 周辺プラズマ解析モデル	34
2.1 Braginskii 流体方程式	34
2.1.1. 本研究における Braginskii 流体方程式の形式	36
2.1.2. 境界条件	37
2.2 反応率	38
2.3 簡易中性粒子流体モデル	39
2.4 軌道計算モデル	40
2.4.1 Coulomb 散乱モデル	40
2.4.2 異常拡散モデル	42
2.4.3 原子過程の発生	43
2.4.4 微分断面積を考慮した弾性散乱の取り扱い	43
2.4.5 軌道計算粒子を用いた定常密度分布計算	45
2.5 Boltzmann 衝突積分モデル	46
第3章 ダイバータプラズマにおける大角度弾性散乱効果	66
3.1 計算条件	66
3.2 軌道計算ケース	67

3.3	ダイバータ板前面における密度分布への影響.....	68
3.4	弾性散乱が駆動する磁場垂直方向へのイオン輸送の拡散係数による表現.....	70
3.5	本章のまとめ.....	71
第 4 章	先進ダイバータ磁場配位を模擬した体系において	
	大角度弾性散乱が熱流束に及ぼす影響	80
4.1	計算条件及び流体計算	80
4.2	軌道計算及び熱流束の評価	81
4.3	2次元密度分布への影響	82
4.4	ダイバータ板前面における密度分布への影響.....	83
4.5	弾性散乱が熱流束に与える影響	84
4.6	本章のまとめ.....	85
第 5 章	結論	99
参考文献		101
謝辞		106

第 1 章 序論

1.1 核融合炉

近代以降の社会において、エネルギーは重要な役割を果たしており、今後も人類が発展していくために安定的なエネルギー供給が必要不可欠である。エネルギーは電気エネルギー、熱エネルギー、化学エネルギーなどの様々な形態を取り、近代国家では電気エネルギーとして発電所から都市へと送電される。主な発電方法として火力、原子力、水力、風力、太陽光発電などがある。火力発電は安定的な電力供給が可能であるが、化石燃料を使用する場合、CO₂ や NO_x を排出し環境負荷を生じる。また化石燃料は有限であり、地域遍在性が高く国家間の格差を生じてきた。風力・太陽光発電は、設置後はほとんど温室効果ガスを排出しないが、環境依存性が強いいため安定的な供給が難しく基幹電源としての運用は難しい。したがって、環境負荷が小さく燃料資源が豊富であり、安定供給可能なエネルギー供給源として、核融合炉が注目されている[1,2]。2022 年 9 月に内閣府設置の統合イノベーション戦略推進会議の下に、『イノベーション政策強化推進のための有識者会議「核融合戦略」』が設置され、2023 年 4 月に「フュージョンエネルギー・イノベーション戦略」が策定された[3]。文献[3]において、核融合炉の利点として①カーボンニュートラル、②豊富な燃料、③固有の安全性、④環境保全性が挙げられている。

核融合炉の物理的な特徴、及び原理について説明する。核融合炉では、燃料粒子が核融合反応を生じ原子番号の大きい粒子が生成され、全体の質量が小さくなった際の質量欠損エネルギーを取り出すことで発電を行う。以下に主要な核融合反応の種類を示す。

$$D + T \rightarrow {}^4\text{He}(3.52 \text{ MeV}) + n(14.06 \text{ MeV}) \quad (1-1)$$

$$D + D \rightarrow \begin{cases} {}^3\text{He}(0.82 \text{ MeV}) + n(2.45 \text{ MeV}) \\ T(1.01 \text{ MeV}) + p(3.03 \text{ MeV}) \end{cases} \quad (1-2)$$

$$D + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}(3.67 \text{ MeV}) + p(14.67 \text{ MeV}) \quad (1-3)$$

ここで D は重水素、T はトリチウム、³He と ⁴He はそれぞれ質量数が 3 と 4 のヘリウム、n は中性子を表す。右辺の括弧内に、それぞれの粒子が分配されるエネルギーを示す。核融合反応を生じさせるためには、核子同士がクーロン障壁を乗り越え核力が働く距離まで十分に接近する必要がある、これには大きなエネルギーを必要とする。例えば、水素同位体原子について、よく用いられる近似的な半径 $R \approx 1.5 \times 10^{-15} \times A^{1/3} \text{ m}$ を用いると、原子核同士がこの半径 R 程度まで接近するために乗り越えなければならないクーロンポテンシャルエネルギーは、おおよそ 360 keV 程度である。しかしながら、実際にはこのクーロン障壁を超

えない低エネルギー粒子間の衝突でも、トンネル効果により核融合反応を生じる。反応の起こりやすさを表す核融合反応断面積を図 1.1 に示す[4]。

核融合反応を生じさせるためには、原子核同士を接近させなければならない。核融合反応を生じさせる方法として、加速器により加速した荷電粒子同士を衝突させる方法がある。しかしながら、核融合反応を生じずにクーロン散乱のみを生じる確率の方がはるかに高く、この方法では、粒子を加速することに費やしたエネルギーより大きなエネルギーを回収することはできない。また、この形式の核融合装置のエネルギー密度は小さく、仮に核融合反応を生じない粒子散乱が問題でなかったとしても、大規模発電所には適さない[5]。

よく知られた核融合反応を生じさせる大規模発電のための方法として、磁場閉じ込め核融合方式がある。この方式では、高温の燃料粒子をプラズマ状態にして加熱しつつ、磁場を用いて炉容器の中に閉じ込めることで核融合反応を生じさせる。最も基本的な磁場閉じ込め装置として、両端が開放してある磁気ミラー装置がある。磁気ミラー装置では2つの環状コイルを用いて両端に強い磁場領域を作る直線形をしている。磁気モーメントの保存により、多くの粒子は中間のプラズマ領域に閉じ込められるが、クーロン散乱などによりロスコーン中に散乱された粒子は両端から損失する。そこで両端からの粒子損失をなくするため環状に両端を閉じた装置をトラス型装置という。主なトラス装置にはトカマク(Tokamak)方式とヘリカル(Helical)方式があり、トカマク方式では外部の磁場コイルにより生じる強いトロイダル磁場と、プラズマ電流により生じるポロイダル磁場が組み合わさった螺旋状の磁場によりプラズマを閉じ込める。トカマク方式は旧ソ連において1950年代に考案された。ヘリカル方式では装置周辺にねじれたコイルを周回させて、螺旋状の磁場を生じさせる。

核融合炉の燃料プラズマ中では、燃料イオンが様々な速度で飛び回り核融合反応を生じる。核融合の分野では、反応を生じる粒子の速度分布関数を重みとして計算した、反応の起こりやすさを表す平均量を反応率と呼ぶ。反応率は単位時間・単位体積あたりの反応の数を表し、反応を生じる2粒子の密度で除いたものは反応率係数と呼ばれる。燃料イオンの速度分布関数がMaxwell分布のときの、代表的な反応率係数を図 1.2 に示す。図 1.2 からわかるように、DT 反応が他の核融合反応に比べ、比較的低温で反応率係数が大きくなるため、最初に実現する核融合反応として最も有望であると考えられている。DT 核融合炉では、燃料イオン(重陽子、トリトン)と反応で生じたアルファ粒子をコアプラズマ領域に閉じ込めつつ、反応で生じた中性子により壁を加熱しエネルギーを取り出す。アルファ粒子は自己加熱に寄与し、そのエネルギーをプラズマに付与し減速したあとは、不純物(アルファ灰)となりプラズマ性能の悪化を招くため、コアプラズマ外に排出されなければならない。

DT 核融合エネルギーを発電プラントとして利用するための炉心エネルギー収支は以下の式で書ける。

$$\frac{3}{2} \frac{d}{dt} (n_e + n_D + n_T) T = n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} E_\alpha + P_H - P_{rad} - P_{sy} - \frac{3(n_e + n_D + n_T) T}{2\tau_E} \quad (1-4)$$

ここで、 $2n = n_e + n_D + n_T$ で、それぞれプラズマ密度、電子密度、重陽子密度、トリトン密度であり、 $n_e = n_D + n_T$ とする。 T はプラズマの温度でイオン温度と電子温度が等しいと仮定した。 $\langle\sigma v\rangle_{DT}$ はDT核融合反応率係数、 E_α (=3.52 MeV) は α 粒子のエネルギー、 P_H は外部加熱パワー、 P_{rad} は制動放射損失パワー、 P_{sy} はシンクロトロン放射損失パワー、右辺第5項はエネルギー閉じ込め時間 τ_E で表されるプラズマのエネルギー損失である。(1-1)の反応式で表されるように、DT反応で生じたエネルギーは中性子とアルファ粒子におおよそ4:1の割合(質量の逆比)で分配され、中性子が持ち出すエネルギーが発電に回される。したがってプラズマが維持されるためには、加熱パワーが損失パワーと釣り合うか、上回らなければならない。この関係は次のように書ける。

$$n_D n_T \langle\sigma v\rangle_{DT} E_\alpha + P_H = \left(\frac{1}{5} + \frac{1}{Q}\right) \times n_D n_T \langle\sigma v\rangle_{DT} \times E_f \geq P_{rad} + P_{syn} + \frac{3nT}{\tau_E} \quad (1-5)$$

$E_f = 17.59$ MeV である。 $Q = \infty$ のとき、すなわち外部加熱を必要とせず自己加熱のみでパワーバランスが成立する状況のことを自己点火条件と呼ぶ。制動放射損失パワーとシンクロトロン放射損失パワーは次の式のように書ける[6,7]。

$$P_{rad} = 5.35 \times 10^3 Z_{eff} n_{e20}^2 T_{ekev}^{\frac{1}{2}} \quad (1-6)$$

$$P_{sy} = 250 \times n_{e20}^2 T_{ekev}^2 \left(1 + \frac{T_{ekev}}{204}\right) \left(1 + \frac{T_i}{Z_{eff} T_e}\right) \left(\frac{1-\beta}{\beta}\right) (1 - R_{wall}) \quad (1-7)$$

ここで、 Z_{eff} は実効電荷、 n_{e20}, T_{ekev} はそれぞれ単位を $[10^{20} \text{ m}^{-3}]$, $[\text{keV}]$ とした場合の電子密度、温度である。 T_i 及び T_e はそれぞれイオン温度、電子温度で単位は $[\text{keV}]$ である。 β はベータ値とよばれ、外部磁場とプラズマ圧力の比($p/(B^2/2\mu_0)$)である。 R_{wall} は壁面における反射率であり、ここではほとんどの放射光が壁面で反射、プラズマに再吸収されるとして0.99とした[8]。(1-6),(1-7)式の単位はともに $[\text{W/m}^3]$ である。

これらの式(1-5)―(1-7)と原型炉の設計パラメータ[9,10]を用いて、原型炉の目標値付近である $Q = 10, 20$ における $n_e \tau_E$ と温度 T の関係を図1.3に示す。また、図中にベータ値の関係式 $\beta = \langle p \rangle / (B_T^2 / 2\mu_0)$ から求めた電子密度 n_e と、 $n_e \tau_E$ を電子密度 n_e で除して求めた τ_E を図中に示す。 $\langle p \rangle$ は平均プラズマ圧力、 B_T はトロイダル磁場強度、 μ_0 は真空の透磁率である。ただし、不純物とその電子密度への寄与は考慮していない。設計パラメータとして原型炉の値、規格化ベータ値 $\beta_N = 3.4$ 、プラズマ電流 $I_p = 12.3$ MA、トロイダル磁場強度 $B_T = 5.94$ T、小半径 $a = 2.42$ mを用いた[9,10]。図中の緑線(standard operation density)は文献[9]に示される電子密度 $n_e = 6.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ であり、以降標準電子密度と呼称する。標準電子密度において、

$Q = 10$ と 20 を達成するために必要な $n_e \tau_E$ はそれぞれ、およそ $1.18, 1.45 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}$ 程度である。また、このときのエネルギー閉じ込め時間はおよそ $\tau_E = 1.8, 2.2 \text{ s}$ である。本計算では不純物の存在を無視しているため、実際の Q 値を達成に必要な $n_e \tau_E$ を過小評価している。したがって、実際に要求される τ_E は本計算で得られた値より大きい。また、本計算に用いたパラメータではベータ値が小さく $\beta = 2.9\%$ であるため、温度が高くなるほどシンクロトロン放射によるエネルギー損失が甚大になり、それぞれの Q 値を達成するために必要な $n_e \tau_E$ が上昇し始める。自己点火条件 $Q = \infty$ における $n_e \tau_E$ と温度 T の関係を、いくつかのイオン密度比で示す (図 1.4)。 $\beta = 30\%$ と仮定した。なお D^3He 炉の場合も示すが、これは $E_f = 18.35 \text{ MeV}$, n_T の部分を $n_{3\text{He}}$ に、式(1-5)中の係数 $1/5$ を 1 に置き換えて計算した。DT 炉において、 $n_e \tau_E$ が最も緩和されるのは 25 keV 付近であり、 D^3He 炉の場合は 90 keV 付近である。また、イオン密度比が 1 より小さくなるほど、自己点火を達成するために必要な $n_e \tau_E$ は厳しくなる。

1.1.1 ダイバータ磁場配位

初期のトーラス型核融合実験炉では、プラズマの境界をリミタと呼ばれる金属部品によって決めていた。これはリミタ方式と呼ばれる[6]。リミタ方式では、プラズマと接触した金属がプラズマ中へ溶けコアプラズマ内に混入し、プラズマの希釈・放射損失を巻き起こすことでプラズマ性能の悪化を招くことが問題となっていた。そこで提案されたのがダイバータ磁場配位(ダイバータ配位とも呼ぶ)であり、装置の下部または上部(もしくはその両方)に追加のポロイダルフィールドコイル(ダイバータコイル)を設置しプラズマ電流と同方向の電流を流すことで、コアプラズマとダイバータ領域とで 8 の字型の磁場を構成する。図 1.5 に、装置下部にダイバータコイルを設置し、電流を流した場合のダイバータ磁場配位を示す。コアプラズマ領域とダイバータプラズマ領域の間にある、ポロイダル磁場が 0 になる点はヌル点、または X 点と呼ばれる。X 点を通るコアプラズマ側の磁気面を最外殻磁気面、あるいはセパトリクスと呼び、セパトリクス外側の幅数センチ程度の領域をスクレイプオフ層(Scrape-off layer : SOL)あるいは SOL 領域と呼ぶ。SOL 領域のプラズマの流れの向きが変わる点をよどみ点、8 の字型のダイバータ側の領域をダイバータ領域、SOL 領域とダイバータ領域を合わせて周辺プラズマ領域と呼ぶ[11]。

ダイバータ領域側の磁場の終端にはダイバータ板と呼ばれる板がトーラスを周回するように設置してあり、コアプラズマから周辺プラズマ領域へ流出したプラズマは、極力壁との接触を避ける形でダイバータ板へと導かれ、ダイバータプラズマ領域で排気される。このように、ダイバータプラズマ領域とコアプラズマ領域の 2 領域にプラズマを分けることで、不純物のコアプラズマへの再混入を避け、ダイバータプラズマ領域でアルファ灰の排気を行うなど、ダイバータ磁場配位は重要な役割を担う。

ダイバータ磁場配位は、日本にかつて存在した JFT-2a(1974-1979)で最初に実験が行われ、

不純物の抑制効果が確認された[12]。ドイツの ASDEX(:Axially Symmetric Divertor Experiment, 1980-1990)で行われたダイバータ磁場配位の実験ではコアプラズマの閉じ込め改善(Hモード)が発見された[13]。Hモードに対して閉じ込めが悪いモードをLモードと呼ぶ。HモードではLモードよりも閉じ込め時間が2倍程度良い。例えば中性粒子ビーム(Neutral Beam: NB)などの加熱がある閾値(L-H 遷移加熱閾値)を超えHモードに遷移すると、コアプラズマの端付近に周辺輸送障壁(Internal Transport Barrier: ITB)と呼ばれる熱輸送障壁が形成される。これらの成果を受け、世界中で小・中型トカマク装置を用いたダイバータ磁場配位実験が盛んに行われた。ASDEX は後継機 ASDEX - Upgrade(1991 -)へと置き換えられ、ASDEX-Upgrade では装置の上部と下部両方にダイバータ板が設置され、2つのヌル点を持つダイバータ磁場配位構成が可能である[14]。アメリカに存在した Doublet III ではシングルヌル・ダイバータの実験が行われた。Doublet III で行われた高密度放電では、ダイバータプラズマ領域において不純物入射がなくとも、高い中性粒子圧力と制動放射によるプラズマ冷却が確認された[15]。その後1980年代以降の大型トカマク装置、例えばイギリスの Culham にある JET (:Joint European Torus)などではダイバータ磁場配位が標準配位となっていった。日本の茨城県に存在した JT-60(:JAERI Tokamak60, 1985-1989)は円形の断面をもつトカマクであり、ダイバータ実験によりコアプラズマへの不純物混入の抑制とそれにとまなうコアプラズマの放射損失の低減が確認された[16]。その後、非円形断面をもつ JT-60U(1991-2008)へと改造が施され、内部輸送障壁を持つ高閉じ込め重水素プラズマにおいて、DT プラズマ換算にしてQ値1.25を達成した[17]。また、He灰の挙動を調べるために、Heを中性粒子ビームとして入射し、コアプラズマにおける拡散係数等を求める実験も行われている[18]。ダイバータ領域で中性ガス排気をおこなうことで、He灰を除去できることも確認された。

このように、不純物の抑制・排気だけでなくコアプラズマ閉じ込めの改善などをもたらすダイバータ磁場配位は、今日ではトラス装置の標準的な磁場構成となっており、ITER や JT-60SA に搭載されており[19,20]、原型炉にも搭載される計画である[21,22]。

一方で、ダイバータ磁場配位では、コアプラズマから漏れ出したプラズマがダイバータ板へと集中するため、ダイバータ板には非常に大きな熱負荷がかかる。例えば、日本の原型炉(JADEMO)において、セパトリクスを横切ってSOL領域に侵入するパワーは230~290 MW程度に及ぶと考えられているが、ダイバータの除熱能力は50 MWである[23-25]。したがって、ダイバータ板にかかる熱負荷を低減することは、核融合炉実現のための最重要課題の一つとみなされている。詳細は後述するが、周辺プラズマ領域にAr(アルゴン)やNe(ネオン)、N(窒素)などの不純物粒子を入射し、周辺プラズマ領域へ流入したプラズマのエネルギーを放射損失させ、電子温度を下げる。電子温度が下がると、ダイバータ板前面で体積再結合が支配的になりプラズマとダイバータ板が非接触になるデタッチメントという現象が起こる[26]。現在ではデタッチメントはダイバータ板への熱負荷を下げるための効果的かつ標準的な方法である。

1.2 周辺プラズマ

前節に記したように、ダイバータプラズマ領域と SOL 領域を合わせて、周辺プラズマあるいは境界層プラズマ領域と呼ぶ。周辺プラズマ領域には、中性粒子（原子・分子）や放射損失増大のために入射される Ar 等の不純物粒子が存在する。また、SOL の上流からダイバータ板にかけてプラズマの温度は著しく変化する。したがって Ar 等の不純物はいくつかの価数を取りうる。上記のような事情から、周辺プラズマ領域はコアプラズマ領域とは異なる複雑な物理現象を多く生じる。

高エネルギーのイオンが壁面に入射した際、壁面を構成する金属材料原子を弾き出す、スパッタリングという現象がある。スパッタリングされた粒子がコアプラズマ領域へ混入すると、多価電離による電子密度の増加や制動放射の増加など、プラズマ性能の悪化を招く。特にダイバータ板材料に使われる W（タングステン）などを始めとした高 Z 材料は 1 原子で大きな価数を持ち、プラズマ性能に与える影響が大きくなりうるため、不純物粒子輸送の研究が盛んに行われている[27]。

1.2.1 デタッチメント（非接触）状態

本節ではデタッチメント（非接触）状態について解説する。プラズマとダイバータ板が接触状態にあることをアタッチメント状態、デタッチメントを形成したダイバータを非接触ダイバータという。デタッチメント状態は以下のような特徴を持つ。

- 1) ダイバータプラズマ領域およびその近傍の SOL における強い放射損失
- 2) ダイバータ板近傍におけるプラズマ温度（特に電子温度）の低下
- 3) ダイバータプラズマ領域における中性粒子密度の増大
- 4) ダイバータ板への粒子束・熱流束の減少
- 5) ダイバータプラズマ領域における磁力線に沿ったプラズマ圧力の低下

デタッチメント状態に関する最初期の実験は、米国のプリンストン大学プラズマ研究所の直線型装置 QED(Quiet-Energetic-Dense)で行われた[26]。デタッチメントの形成メカニズムを以下に解説する。

コアプラズマから流出した粒子は、磁場によってダイバータ板へと導かれる。ダイバータ板へと到達した粒子はダイバータ壁面で電子供給を受け中性化・反射されることで、磁場による束縛を受けずに四方へと飛散する。このときの中性粒子（原子・分子）の運動はダイバータプラズマ領域の構造材料の形状に強く左右される。中性化した粒子の一部はポンプにより排気されるが、プラズマに再突入するものも多く存在し、電子衝突電離などによりダイバータプラズマ付近で再電離し、再度磁場に束縛されダイバータ板へ向かう。このような過

程をリサイクリングとよび、ダイバータプラズマ領域ではリサイクリングによりプラズマ密度が上昇し、プラズマ温度が低下する。

炉心密度が小さい時、ダイバータ板へと向かう粒子数が少なくなるため、リサイクリング粒子も少なくなり、結果的にダイバータプラズマは低密度・高温状態となる。これを低リサイクリング状態と呼ぶ。炉心密度が大きいとき、ダイバータ板へと到達する粒子数が増加することでリサイクリングが活発化し、ダイバータプラズマは高密度・低温状態となる。特に電子温度が 5 eV 以下になると電子衝突電離の反応率係数が急激に減少し始める。これは原子の電離には閾値エネルギーが存在し、その閾値エネルギーを供給できる電子の数が減少するためである。電離のためのエネルギーは、水素原子であれば、電子が最も低いエネルギー準位にある場合で 13.6 eV である。2 粒子が散乱を生じたときの運動エネルギーの総和は次のように変形できる。

$$\frac{1}{2}m_1v_1^2 + \frac{1}{2}m_2v_2^2 = \frac{1}{2}(m_1 + m_2)V_G^2 + \frac{1}{2}\mu v_r^2 \quad (1-8)$$

m_1, m_2, v_1, v_2 はそれぞれの粒子の質量と速度、 V_G は重心速度、 $v_r (= |\vec{v}_1 - \vec{v}_2|)$ は相対速度、 μ は換算質量であり、 $m_1m_2/(m_1 + m_2)$ と書ける。重心速度は $\vec{V}_G = (m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2)/m_1m_2$ であり、分子は 2 粒子の運動量の総和を表す。したがって、運動量が保存することを考えれば、核反応のように反応前後で質量の総和が変化しない限り、重心速度は変化しない。そうであれば、電離のためのエネルギーを供給できるのは、(1-8)式の右辺第 2 項であり、右辺第 2 項が大きいほど電離エネルギーを供給しやすいことがわかる。(1-8)式の右辺第 2 項は相対運動エネルギーあるいは衝突エネルギーなどと呼ばれる。周辺プラズマ領域において中性粒子の電離を生じるのは電子との衝突電離であり、イオンとの衝突電離の断面積は遥かに小さい。したがって、ここでは電子衝突電離について注目する。横軸に温度を取った場合の、速度分布関数が Maxwell 分布であり、 $v_r \sim v_e$ と仮定した場合に、相対運動エネルギーが 13.6 eV を超える電子の割合を図 1.6 に示す。電子温度が数 eV と低い場合、13.6 eV を超える電子はほとんど存在しない。電子温度 5 eV ほどから急激に 13.6 eV を超える電子の数は増加し始め、30 eV で 80% に達する。電子衝突電離断面積自体も 13.6 eV から 30 eV 程度にかけて急激に大きくなることから、電子温度の上昇とともに、電子衝突電離の反応率係数は急激に大きくなる。図 1.7 に重陽子-重水素原子間の弾性散乱、電子衝突電離、及び再結合の反応率係数をそれぞれ示す。

SOL からダイバータ板にかけてのプラズマの輸送は、磁場垂直方向よりも磁場平行方向のほうがはるかに速く、したがってダイバータ板前面において、セパトリクスを延長したストライクポイント付近にプラズマが集中しやすい。そこで、ダイバータ板においてデタッチメントを形成することで、プラズマのダイバータ板への局所集中を避け、かかる熱負荷を大幅に低減することが可能となる。将来の核融合炉、例えば ITER や原型炉では後述する部

分デタッチメントが標準の運転モードと計画されている[19,21-25]。

デタッチメントはダイバータプラズマの電子温度が低下するに応じて進行する。ここでは、電子温度 A) $T_e \geq 5 \text{ eV}$, B) $T_e \sim 1\text{-}5 \text{ eV}$, C) $T_e \leq 1 \text{ eV}$ の 3 段階に分けてデタッチメント状態について簡単に解説する。図 1.8 に $T_e = T_i = T_n$ として、中性粒子密度分布を簡易流体モデル[28-30]で計算した場合のダイバータ板前面における中性粒子分布と、弾性散乱による運動量ソースを示す。中性粒子はダイバータ板に対して垂直に反射され、プラズマ密度・温度は一樣であると仮定した。また、 $u_n = \sqrt{2T_n/m_n}$ は中性粒子の熱速度である。

A) $T_e \geq 5 \text{ eV}$ の場合

炉心密度の増加に伴いダイバータプラズマ領域における粒子リサイクリングが活発になると、中性粒子・不純物との相互作用が増加し、放射損失が増大する。中性粒子はイオンと弾性散乱を生じることで運動量の損失をもたらしだけでなく、自身が電離することで、電離エネルギーの消費と密度増加の両面で電子温度を低下させる。ダイバータプラズマの温度が低下し、ダイバータ板への熱負荷が減少し始める。この状態は熱デタッチメント状態と呼ばれる。 $T_e = 10 \text{ eV}$ の場合の中性粒子密度分布と運動量ソース分布を図 1.8(a) に示す。電離反応により中性粒子密度はダイバータ板から離れるにつれて急激に減衰する。中性粒子密度の減衰に伴い、弾性散乱を介してプラズマに与えられる運動量ソースも急激に減少する。

B) $T_e \sim 1\text{-}5 \text{ eV}$ の場合

熱デタッチメントから更に電子温度が低下し、 5 eV 以下になると電子衝突電離の反応率係数が急激に低下するため、中性粒子が再電離しにくい状態となる。 $T_e = 5 \text{ eV}$ の場合の中性粒子密度分布と運動量ソース分布を図 1.8(b) に示す。このとき中性粒子はダイバータ板近傍だけでなく X 点方向など境界層領域の上流へと侵入する。例えば図 1.8(b) で用いたパラメータ ($T_e = 5 \text{ eV}$, $n_e = 1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $u_n = \sqrt{2T_n/m_n} \sim 2.2 \times 10^4 \text{ m/s}$) では、中性粒子の平均自由行程は 0.23 m 程度となり、JT-60U 程度のトカマク装置のダイバータ板から X 点までの距離に概ね相当する。ダイバータ板から離れた位置まで侵入した中性粒子へと、弾性散乱を介してイオンの運動量が受け渡される。図 1.8(a) および (b) の運動量ソースを比較すると、電子温度が減少することで、運動量ソースが遠方でも大きくなっていることがわかる。中性粒子は磁場に束縛されないため、受け渡された運動量が磁場垂直方向の広い領域へと拡散され、結果的にプラズマからダイバータ板への圧力が低下する。この状態を圧力デタッチメント状態と呼ぶ。

C) $T_e \leq 1 \text{ eV}$ の場合

電子温度が 1 eV 以下まで低下すると、図 1.7 に示すように体積再結合過程が電離過程に勝り、プラズマが消滅し始める。これによりダイバータ板へと向かうイオン粒子束が著しく減少し、この状態を粒子デタッチメント状態と呼ぶ。 $T_e = 1 \text{ eV}$ の場合の中性粒子密度分布

と運動量ソース分布を図 1.8(c)に示す。図 1.8(c)におけるパラメータでは、中性粒子はほとんど電離せず、中性粒子はダイバータ板から離れた領域まで分布する。実際のトカマク装置ではポロイダル方向に渡ってプラズマ温度が変化するため（上流ほど高温）、実際の中性粒子分布は図 1.8 とは異なる。

ダイバータ板前面において、プラズマ密度・温度及び中性粒子密度分布は一様ではなく、一般にストライクポイント付近でプラズマ密度が高くなる[31]。したがってデタッチメントもダイバータ板前面で一様に起こるのではなくストライクポイント近傍の領域から生じ始め、非接触がダイバータ板全面で起こっている状態を完全デタッチメントという。一方で、完全デタッチメント状態になると、X 点 MARFE とプラズマ閉じ込めの悪化が生じることが知られている[32,33]。X 点 MARFE とは、接触状態ではダイバータ板近傍にある放射損失ピークが、プラズマの消滅に伴い上流へと移動し、X 点近くで放射損失が増加することを指す。ダイバータ板へと向かうプラズマの流れによってダイバータプラズマへと流されていた不純物粒子がコアプラズマへと混入し始め、ダイバータプラズマ領域で発生した中性粒子も直接コアプラズマへの流入するようになり、結果的に閉じ込め性能の悪化をもたらす。したがって、完全デタッチメントではなく、ストライクポイント付近でのみデタッチメントを生じさせる部分デタッチメント状態が ITER では標準モードとなっており、JT-60SA でも同様である[19,20]。例えば[23-25]では原型炉における部分デタッチメント状態における、ダイバータ板前面のプラズマ密度・温度分布が示されている。デタッチメントとアタッチメントの境目の領域がストライクポイントから装置外側へと数センチずれた位置に存在し、ここでプラズマ密度が急激に減少し、温度は増加し始める。この境目の領域で熱負荷はピークを迎えるが、コアプラズマから周辺領域に流入するパワーのうち 80%を放射損失させることで、工学的熱負荷上限値 10 MW/m² 以下に低減可能であることが示されている。

1.2.2 周辺プラズマにおける不純物

周辺プラズマ中には大きく分けて 2 種類の不純物粒子が存在する。一つは周辺プラズマ領域において、プラズマのエネルギーを放射損失させるために意図的に注入される不純物粒子と、もう一つは壁面材料由来のプラズマ混入粒子である。それぞれの概念を以下に述べる。

前項までに記した通り、周辺プラズマ領域に流入したプラズマのエネルギーを放射損失させることで、光として熱を拡散し、プラズマ温度を下げることでダイバータ板への熱負荷低減を図る。注入される不純物粒子として、化学的な反応過程を生じない希ガスである Ar や Ne が代表的である。また近年、直線型装置 GAMMA10[34]において、窒素注入による分子活性化再結合を介したイオンフラックスの減少が観測されており、注目されている[35,36]。これらの不純物粒子は、役割として周辺プラズマ領域での放射損失を求められるが、コアプ

ラズマへの混入と、注入不純物粒子が原因となる炉壁の損耗は極力避ける必要がある。

壁面材料由来の不純物として W や Be (ベリリウム) 等がある。また、以前のトカマク装置において、壁面材料によく用いられていた C (炭素) のプラズマ中での挙動も大きな関心事であった[37-39]。C は低 Z 原子であるためコアプラズマ混入時の放射損失の影響が小さく、昇華の温度点が高いためにディスラプション時の耐性が高いなどの特徴を有している[40]。しかしながら、水素との化学的な反応を伴うスパッタリング (化学スパッタリング) を多く生じること、また壁面 C 中に蓄積されるトリチウム量が大きいことが欠点として明らかになっている[41,42]。たとえば、トリチウム蓄積量の上限目標値 350 g は、JET におけるトリチウム蓄積量の実測値から推測すると、数 10 ショットで超えてしまうことが指摘されている[43]。したがって、将来のトリチウムを扱う原型炉等では、壁面材料として C は有力ではない。ITER の第一壁表面材料として Be が採用される予定である[44,45]。Be は C よりも価数が小さく、放射損失による悪影響が小さいこと、プラズマ中の不純物を捕捉しプラズマの純度を上げる効果がある。また、水素の溶解度が小さく[46,47]、水素の拡散係数が C に比べて 2 桁以上小さい[47]。しかしながら、Be は人間が吸い込むとベリリウム症と呼ばれる呼吸困難等を引き起こす健康被害を生じるため、防護服を着ての作業が必要となり、表面材料に用いた場合、装置の検査や修理などにおける簡易性・利便性に欠ける。

上記で挙げた不純物粒子が、周辺プラズマ領域でどのような輸送を生じるかは大きな関心の対象であり、多数のシミュレーションモデル開発が行われてきた。後述するように、周辺プラズマの解析は、燃料イオンに対しては流体モデルを適用する方法が一般的であり、不純物粒子に対しても同じ流体モデルが適用されることがある。しかしながら、流体モデルでは運動論的な効果の考慮が難しく、モンテカルロ法 (MC 法) による軌道計算モデルも多く開発されている。代表的な不純物軌道計算コードとして WBC[48,49]、DIVIMP[50,51]、ERO[52]、IMPMC[37-39]、IMPGYRO[53,54]などが知られる。通常、周辺プラズマ領域では燃料イオンのダイバータ板へと向かう流れが存在するため、不純物粒子は燃料イオンとのクーロン散乱によりダイバータ板へ向かう方向の摩擦力を受ける。その一方で、ダイバータ板近傍と上流領域では上流の方がプラズマ温度は高く、温度勾配が存在するため、上流方向への熱力(thermal force)を受ける[55,56]。不純物粒子の輸送は、この摩擦力と熱力によって決定される。また、C のように原子番号の小さいイオンについては案内中心近似が良い近似となるが、W のような原子番号が大きいイオンは、ラーマー半径が大きく旋回運動が問題になる。そこで IMPGYRO コードは旋回運動を含む全運動を追跡できるコードとして開発され、周辺プラズマ統合コード SOLPS[57,58]との結合が行われている[59,60]。

1.3 原子過程

周辺プラズマ領域では、イオン、電子、原子分子などの中性粒子が存在し、様々な反応を生じ、このような粒子間で生じる反応過程を原子過程、あるいは原子分子過程と呼ぶ。例え

ばイオンと中性粒子の間で生じる弾性散乱や荷電交換反応は、プラズマの運動量輸送に大きな影響を与え、再結合及び電離過程はデタッチメントの形成に重要である。また、不純物粒子は多価電離状態を生じ、燃料原子や非完全電離状態の不純物イオンは多くの励起状態を生じうる。弾性散乱一つ取っても、燃料イオン間、燃料イオンー不純物粒子間でその断面積やエネルギー輸送などの特性は大きく異なるため、周辺プラズマ領域は原子過程を介して複雑な物理的様相を呈する。したがって、この複雑な原子過程を正確に取り入れることが周辺プラズマの解析において重要である。主要な原子過程を列挙すると、弾性散乱 (elastic scattering)、荷電交換反応 (charge exchange) (電荷交換反応、電荷移行反応 (charge transfer) など)、電離反応 (ionization)、再結合反応 (recombination)、解離反応 (dissociation) などである。原子過程の代表的な組み合わせ等を表 1.1 に示す。なお、表 1.1 中では代表的な粒子として燃料粒子である重水素に注目したが、示された原子過程は周辺プラズマ中に存在するほぼすべての粒子種に対して生じる。図 1.9 に重陽子ー重水素原子間の弾性散乱断面積および、重水素原子の電子衝突電離断面積を示す。弾性散乱の断面積は電離断面積より大きく、重要な反応過程であることがわかる。

1.3.1 イオンー中性粒子間における弾性散乱の特徴と重要性

周辺プラズマ分野において、弾性散乱は特に“イオンー中性粒子”、“中性粒子ー中性粒子”間で生じる、内部エネルギーの変化を伴わない散乱過程を指す事が多い。荷電粒子間のクーロン散乱も一般的な意味での弾性散乱の一種であるが、クーロン散乱は“クーロン散乱”と表記され、弾性散乱は“イオンー中性粒子”、“中性粒子ー中性粒子”間の散乱を指すことが一般的であるため、本論文でも同様の用語使用を行う。弾性散乱は、ダイバータプラズマ領域でイオンー中性粒子間の運動量輸送・エネルギー輸送において非常に重要な役割を果たす。例えばリサイクリングが活発化したときに、プラズマはダイバータ板近傍で中性粒子との弾性散乱を介して、磁場平行方向の運動量を中性粒子に与え、ダイバータ板に向かう流速が減少する。プラズマは径方向に非一様な分布を持ち、ストライクポイント付近で密度が高い傾向にあるが、中性粒子は磁場に束縛されないため、プラズマから受け取った運動量をダイバータプラズマ領域の様々な場所に拡散させることができる。

本研究では、特に燃料粒子を代表して、重陽子ー重水素原子間の散乱に注目する。重陽子ー重水素原子間のように、原子核が等しい粒子間の散乱は、弾性散乱と荷電交換反応を、量子力学的な観点から完全に区別することはできない[61]。微分断面積が詳細に導出された文献[61]に倣って、2つの散乱過程を区別せず“弾性散乱”と表記する。図 1.10 に重陽子ー重水素原子間の、図 1.11 にトリトーンートリチウム原子間の微分散乱断面積を示す。また、重陽子ートリトン間のクーロン散乱断面積も図中に示してある。小角度散乱が支配的なクーロン散乱とは対比的に、重陽子ー重水素原子間およびトリトーンートリチウム原子間の弾性散乱では、小角度散乱だけでなく大角度の散乱も生じる。小角度の散乱では粒子間のエネルギー

一のやり取りは小さく、粒子の運動方向もほとんど変化しない。このような特徴から小角度散乱が支配的なクーロン散乱に対しては Fokker-Planck 方程式が適用可能である[62]。一方で大角度散乱では、一度の散乱で大きなエネルギーが輸送され粒子の運動方向も大幅に変化しうる。

ここで、散乱角と散乱後のエネルギーの関係について簡単な条件で検証する。速度 $\vec{v}_1$ をもつ粒子 1 が静止したターゲット粒子 2 に入射する場合を考える。それぞれの質量を m_1, m_2 とする。弾性散乱の後に、それぞれの粒子が速度 $\vec{v}'_1, \vec{v}'_2$ となったとし、この様子を図 1.12 に示す。この時、粒子 1 の散乱角は図 1.12 に示された θ である。重心速度を $\vec{V}_G$ 、重心系における粒子 1 の速さを $V_1 = |\vec{v}_1 - \vec{V}_G| = V'_1$ と書くと、運動量保存則とエネルギー保存則より、散乱後の粒子 1 の散乱後の速さ v'_1 は次のように導ける[63]。

$$v'^2_1 = V_G^2 + V'^2_1 + 2V_G V'_1 \cos \theta \quad (1-9)$$

(1-9)式から明らかなように、散乱角 θ が大きくなるほど粒子 1 の散乱後のエネルギーは小さくなり、したがって粒子 2 に大きなエネルギーが輸送されることがわかる。弾性散乱では大角度散乱も生じるため、イオン及び中性粒子の輸送に影響を及ぼす可能性がある。本研究では特に重陽子-重水素原子間の弾性散乱に注目し検討するが、トリトン-トリチウム原子間の弾性散乱も本研究で示される効果と同様の特徴を示すと考えられる。

図 1.13 に、各エネルギーにおける弾性散乱の散乱角の期待値を示す。散乱角の期待値は次のように計算できる。

$$\langle \theta \rangle = \frac{\int_{\theta_{min}}^{\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} \theta d\Omega}{\int_{\theta_{min}}^{\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega} \begin{cases} \theta_{min} = 0, (\text{for elastic scattering}) \\ \theta_{min} = 2 \sin^{-1} \left(\frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 \mu v_r^2 \lambda_D} \right), (\text{for Coulomb scattering}) \end{cases} \quad (1-10)$$

クーロン散乱においては Fokker-Planck 方程式で用いられる、散乱角の最小値についてデバイ長 λ_D で打ち切る仮定を用いた。弾性散乱の散乱角期待値 $\langle \theta \rangle$ が僅かにガタついているのは、使用したフィッティング式[61]がエネルギー領域ごとに与えられているためである。図 1.13 に示されるように、クーロン散乱の散乱角期待値 $\langle \theta \rangle$ はエネルギーが高くなるほど小さくなり、最も大きくても約 10 度以下である。弾性散乱の散乱角期待値はエネルギーが大きくなるほど大きくなり、最大で 65 度程度に達する。しかしながら、図 1.13 に示される微分断面積からわかるように、弾性散乱は微小角領域と大角度領域に大きな微分断面積を持つことに注意が必要である。

1.4 周辺プラズマ解析の一般的なアプローチ

前述してきたように、周辺プラズマ領域では燃料イオンや電子などのプラズマだけでなく、原子・分子などの中性粒子、Ar 等の不純物粒子及びダイバータ板を含む炉壁が存在し、これらの間で生じる原子過程等の複雑な現象を矛盾なく取り扱わなければならない。周辺プラズマ解析に対する最も一般的なアプローチとして、プラズマに対しては Braginskii 流体方程式[55]を、磁場にとらわれない中性粒子に対しては MC 法による輸送計算を、不純物粒子に対しては流体計算あるいは MC 法による輸送計算を行う、複数のモデルとコードを組み合わせた“統合コード”が広く開発されている。代表的なものを列挙すると、SOLPS[57,58](B2[64], B2.5[65], EIRENE[66-69]), SONIC[70,71](SOLDOR[70,72], NEUT2D[70,72], IMPMC[37-39]), UEDGE-EIRENE[73], UEDGE-DEGAS 2[74] (UEDGE[75-77]), EDGE2D-EIRENE[78] (EDGE2D[79,80]), EMC3-EIRENE[81-83] (EMC3[81])等がある。流体コード、中性粒子 MC 輸送コード、不純物解析コードそれぞれの組み合わせ例を図 1.14 に示す。青い四角で囲まれたコードがプラズマ流体コード、黄色が中性粒子 MC 輸送コード、緑が不純物 MC 輸送コードである。灰色の四角で囲まれた組み合わせが、統合コードの標準的なパッケージを示す。破線で繋がれたコードは標準的な組み合わせには含まれないが、統合コードと組み合わせてシミュレーションが行われていることを表している。SOLPS コードにおいては、弾性散乱の影響が磁場垂直方向についても考慮されている。それぞれ考慮されている物理現象や、モデルとアプローチが異なり、特徴がある。例えば SOLPS は多くの実験解析に用いられており、ITER[19,84]及び EU DEMO[85-88]の設計・検討計算にも用いられている。SONIC は量子科学技術研究開発機構 (QST) により開発された国産コードであり、JT-60U の実験再現計算[31,89,90]、JT-60SA の実験予測[91-94]及び JADEMO 炉の設計計算[23-25]に用いられている。多くの統合コードはトロイダル方向への対象性を仮定することで、ポロイダル断面における 2 次元分布を求めるモデルを採用している。一方で EMC3 はトロイダル方向も考慮した 3 次元の流体コードであり、LHD(: Large Helical Device)などヘリカル装置の解析によく用いられる[95-98]。多くの統合コードに用いられている中性粒子 MC 輸送コードに EIRENE コードが有る。中性粒子は磁場にとらわれず直進し、プラズマと相互作用する。また、装置形状にその運動が大きく左右されるため、装置の形状や反射係数等を含めて解析を行う必要がある。不純物粒子は統合コードごとに取り扱いが異なり、SOLPS では流体モデルで扱われ、SONIC では IMPMC コードにより MC 輸送法を用いて解析される。流体モデルは計算コストが小さいが、運動論的な効果を取り入れることが難しく、MC 法は運動論的な取り扱いに強いが計算負荷が大きいという特徴がある。

近年、統合コード間 (SOLPS-ITER, SOLEDGE2D, UEDGE) のベンチマークが行われており[99]、それぞれの数値解の比較が行われている。それぞれの統合コードに採用されている物理モデルの説明と、それらの違いも詳細に説明されている。DTT(Divertor Tokamak Test)の低出力重水素プラズマを想定して、それぞれの統合コードによりシミュレーションが行わ

れ、プラズマ密度や熱流束などの比較が行われている。重要な結果に注目すると、内外両ダイバータ板における平行熱流束のピーク値及びイオン温度、内側ダイバータにおけるプラズマ密度については良い一致を示している。一方で、それ以外の量、例えば外側ダイバータ板におけるプラズマ密度のピーク値は SOLEDGE2D によって計算された値がほか2つのコードより 1/3~1/4 倍程度に低いなど、コード間の大きな不一致が見られるものもある。いずれにせよ、統合コード間ベンチマークだけでなく、ITER や JT-60SA など大型トカマク装置による実験とのベンチマークなど、さらなる統合コードの物理モデル・コードの改良が必要である。

1.4.1 統合コードにおけるイオン-中性粒子間の弾性散乱の取り扱い

流体方程式は Boltzmann 方程式を積分することで得られる。Boltzmann 方程式において、注目している背景粒子との散乱を介した影響は、2体衝突を仮定した Boltzmann 衝突項により考慮される。したがって流体方程式の中で、プラズマに対する弾性散乱を含む原子過程の影響は、Boltzmann 衝突項を積分して得られる項によって考慮される。この項は一般的にソース項と呼ばれるため本研究でもそれに倣うが、例えば体積再結合によるイオンの消失は、イオンに関する流体方程式にとっては損失（ロス）になるが、これも含めてソース項と表現される。

プラズマと中性粒子との相互作用は、連続の式においては粒子の生成消滅に、運動量保存・エネルギー保存の式に対しては運動量・エネルギーの授受に関与する。速度はベクトル量であるため、本来であれば運動量保存式は各速度方向に対して、たとえば3次元のデカルト座標系であれば、 x, y, z のそれぞれの方向に対して運動量保存が成り立ち、3本の運動量保存式が立つ。しかしながら多くの統合コードでは磁場平行方向についてのみ運動量保存式を解き、磁場に垂直な方向については拡散方程式から流速を得るなどの仮定を用いることが多い。この場合、磁場に平行な方向については弾性散乱の影響が考慮されるが、磁場に垂直な方向については考慮されず、したがって弾性散乱が磁場垂直方向への粒子の輸送に与える影響が解析に含まれない。

SOLPS コードにおいては、弾性散乱の影響が磁場垂直方向についても考慮されている。SOLPS コードの流体モデルは B2 コード[64]あるいは B2.5 コード[65]が用いられる。B2 コードは Braams によって開発された、 $E \times B$ ドリフトをはじめとしたドリフトの影響を考慮しない Braginskii 方程式を解く流体コードである。その後 B2.5 コードが開発され、B2 コードにドリフト等の影響を追加した改良的なモデルになっている。SOLPS は B2 コードを使用するか、B2.5 コードを使用するか、中性粒子間衝突を考慮した改良版 EIRENE を使用するかどうかでも名称が異なる。SOLPS コードの種類に関する詳細は文献[100,101]に記述が見られる。弾性散乱の影響を取り入れるための具体的な方法としては、EIRENE を用いて各コントロールボリュームにおいて中性粒子からプラズマに与えられる運動量ソースを計算

し、流れる電流を計算することで、弾性散乱によって磁場垂直方向に駆動される流速の寄与を計算しているようである。しかしながら、B2.5 コードに改良された際に、 $E \times B$ ドリフト、 ∇B ドリフトなど弾性散乱以外にも多くの物理現象が導入されており、弾性散乱の純粋な影響を個別に検討した例は知られていない。また、B2, B2.5 コードは流体コードであるため、弾性散乱によるイオンの劇的な軌道変化など、運動論的な影響をどれだけ定量的に考慮できるかは不明である。したがって、弾性散乱が磁場垂直方向のプラズマ輸送に与える影響は十分に明らかにされていない。

SONIC コードは磁場垂直方向の輸送について、拡散方程式から得られる流速のみを用いており、弾性散乱の影響は考慮されていない。SONIC コードによる JT-60U の実験再現計算が行われている[31,89,90]。径方向への輸送係数の調整などにより、ミッドプレーン密度増加に伴うデタッチメントの発生と、ダイバータ板へのイオンフラックスが減少に転じる現象（ロールオーバー）の定性的な再現に成功している[90]。また、ミッドプレーンにおける電子温度分布は定量的に再現され、外側ダイバータ板における電子温度、密度分布の概形はよく再現されている。しかしながら、外側ダイバータ板前面における電子密度ピーク値を 2 ～ 3 倍程度過大評価してしまっているため、径方向輸送モデルの改良の必要性が指摘されており、弾性散乱も影響を与えている可能性がある。密度は熱負荷の評価に非常に重要であるため、将来の炉の設計のためにも、過去の実験を定量的に再現できる必要がある。

原型炉以降の将来の核融合炉においては、デタッチメントが採用されプラズマ・中性粒子ともにこれまでのトカマク装置と比べ、さらなる高密度化が予想されるため、弾性散乱を含む中性粒子相互作用がプラズマの輸送に与える影響は重要となるであろう。したがって、ほとんどの統合コードに導入されておらず、その影響も十分に明らかにされていない、弾性散乱が磁場垂直方向のイオンの輸送に与える影響の解明は、急務の課題である。

1.4.2 PIC コードにおけるイオンー中性粒子間の弾性散乱の取り扱い

周辺プラズマにおける運動論的な効果を取り扱うための方法として、PIC(: Particle In Cell) 法がよく知られている。核融合炉において、実際の粒子の個数は 1 m^3 あたりで 10^{20} 以上のオーダーに達するため、すべての粒子の軌道を追跡することは不可能である。PIC 法では、超粒子と呼ばれる多数の荷電粒子を代表させた仮想上の粒子を設定し、超粒子の運動を追跡する。また荷電粒子が発生させる電磁場についても計算を行う。

周辺プラズマ領域の研究において、流体モデルの壁面境界条件（熱伝達係数など）について解析するために、運動論的方法として PIC 法が採用された例がよく知られる[102-104]。代表的な PIC コードとして、BIT1 コード[102-104]、PARASOL コード[105-107]がある。シースの形成と、プラズマー壁面転換層（Plasma-Wall Transition : PWT）における荷電粒子の振る舞いは、壁面材料のスパッタリングや損耗、壁面材料の寿命に大きく関係するため、強い関心が持たれる問題である。プラズマー壁面転換層は、衝突のないシース領域、磁気プレ

シース領域、衝突プレシース領域に分類され、流体モデルのための境界条件は、通常磁気プレシースと衝突プレシースの間に形成すると考えられる。流体モデルにとっては、境界条件は方程式を解くために与えられる量であり、その境界条件を求めるための運動論的方法として PIC シミュレーションが用いられる。

BIT1 コードは空間一次元、速度空間三次元の PIC コードであり、PWT 及び壁面境界条件に関する研究において大きな成果を残している。一方で、イオン-中性粒子間の弾性散乱を等方散乱と仮定しているようである[104]。PARASOL コードは空間二次元、速度空間三次元で解く 2D PIC コードであり、SOL 領域におけるプラズマの流れや、高エネルギー粒子の影響解析などで成果を上げている。一方で、計算負荷が膨大であることから、統合コードのようなダイバータ設計検討等の計算には適用が難しいことが指摘されている[107]。空間一次元のコードでは、弾性散乱を介したイオンの輸送効果を評価できない。また、等方散乱を仮定すると、大角度の弾性散乱の影響を十分に考慮できない可能性がある。

1.5 先進ダイバータ磁場配位

ダイバータ領域に流入するパワーをより広い範囲に拡散させ、ダイバータ板に熱負荷が一極集中することを避ける試みとして、先進ダイバータ磁場配位がある。先進ダイバータ磁場配位ではいくつかトロイダルコイルが追加され、ダイバータ領域において磁気面の間隔が広げられる。また、ダイバータ板が通常よりも径方向に遠い位置に設置されることで、ダイバータレッグ長が延長され、ダイバータ板に到達するまでに生じる原子過程の影響が増大し、さらに粒子が拡散される。また、トロイダル磁場強度は大半径に反比例して減少するため、磁場によるイオンの束縛が弱くなる。代表的な先進ダイバータ磁場配位として Super-X divertor (SXD) [108,109], Snowflake divertor (SFD) [110,111]などが知られる。図 1.15 に SXD の一例をしめす。図 1.15 は、FDF(Fusion Development Facility)[112]というトカマク炉に対して SXD を適用した場合のコイルの位置やダイバータ板の位置が示してある。図中の SD は Standard Divertor の略で、通常のダイバータ板の位置を表している。図 1.15 からわかるように、ダイバータは通常的位置 ($R=230\text{ cm}$) から SXD ではより遠方に設置され ($R=390\text{ cm}$)、したがってトロイダル磁場強度の大半径に関する単純な反比例を仮定すると、トロイダル磁場強度は通常位置の強さの約 0.6 倍まで減少する。図 1.16 に SFD の一例を示す。SFD は磁気面の断面図が雪の結晶のように見えることから Snowflake と呼ばれる。以前の型の原型炉 (Slim CS [113]) に対して、SXD を検討した例がある[114]。この検討では、外側ダイバータ板を大半径方向に移動させ、ダイバータコイルを追加で 2 個設置している。ヌル点からダイバータ板までのレッグ長は 1.5-2.4 倍長くなり、完全デタッチメントを生じることが SONIC コードを用いたシミュレーションにより示されている。しかしながら、前述の通り SONIC コードは磁場垂直方向について、弾性散乱を含む原子過程の影響を無視しており、拡散係数も固定したシミュレーションを行っているため、ダイバータ板に向かうイオンフ

ラックスの磁場垂直方向への拡散を過小評価していると考えられる。先進ダイバータ磁場配位における原子過程の影響を定量的に評価するためには、弾性散乱を含む原子過程について、磁場垂直方向についても考慮する必要がある。

1.6 研究開発状況のまとめ

ここまで論じてきた、ダイバータ及び周辺プラズマ統合コードの研究・開発状況をまとめる。核融合炉実現のために、炉心からダイバータ板にかけて存在する周辺プラズマの振る舞いの解明は非常に重要である。周辺プラズマ領域では、コアプラズマ領域とは異なり、原子・分子などの中性粒子と、Ar や壁面由来の高 Z 不純物が存在し、それらが相互に影響を及ぼす。特にダイバータ板における熱負荷の低減は、核融合炉実現に向けた最重要課題の一つとみなされており、ダイバータ板全領域において工学的な限界 10 MW/m^2 以下の定常熱負荷の低減が要求される。原型炉については、SONIC コードを用いた解析により周辺プラズマ領域に流入するパワーの 80%を放射損失させることで、定常熱負荷 10 MW/m^2 以下を実現できることが示されている。しかしながら、SONIC コードにより行われた JT-60U の実験再現計算では、熱負荷の評価に重要であるダイバータ板前面における電子密度を、実験値から 2~3 倍程度過大評価している。予測性能の向上のために、SONIC コードの径方向輸送モデルの改善必要性が指摘されている。

また、ここまでに議論したように、イオン-中性粒子間の弾性散乱では、大角度の散乱を生じる。大角度の散乱では、一度の散乱で大きなエネルギーが粒子間で輸送され、運動方向も大幅に変化しうる。一方で、ほとんどの統合コードにおいて、磁場垂直方向へのプラズマ輸送については拡散方程式が解かれており、散乱過程の運動論的振舞いは正確に考慮されていない。拡散係数には過去の実験から近似的に推定された値が使用されており、プラズマ輸送を駆動する物理機構が十分に明らかにされないまま、経験的な手法が用いられている。将来の実験予測精度を向上させるためには、イオン-中性粒子間弾性散乱の物理機構を正確に考慮し、その磁場垂直方向輸送への影響を明らかにする必要がある。

ダイバータ板にかかる熱負荷低減のための先進的な手法として SXD や SFD といった先進ダイバータ磁場配位が提案されてきた。先進ダイバータ磁場配位では、トロイダル磁場強度の低下、ダイバータレッグの延長などから、弾性散乱による磁場垂直方向への輸送効果の増大が期待される。

1.7 本研究の目的

本研究では、重陽子-重水素原子間で生じる弾性散乱が、磁場垂直方向のイオン輸送に及ぼす影響を評価する。大きく分けて、以下の2つについて検討する。

- ① 典型的な大型トカマク装置のダイバータプラズマ領域を想定した体系において、大角度の弾性散乱がイオン輸送に有意に影響を与え得ることを確認する。
- ② 大角度弾性散乱によるイオン輸送効果が大きく現れると考えられる、先進ダイバータ磁場配位を模擬した体系を想定して、大角度の弾性散乱が熱流束等に及ぼす影響を評価する。

1.8 本論文の構成

本論文は全5章から構成される。

第1章では、磁場閉じ込め核融合炉及びダイバータ磁場配位の概念及び特徴を解説した。多くの代表的な統合コードで、磁場垂直方向について原子過程が考慮されておらず、SONICコードの計算結果とJT-60Uの実験値の不一致と、磁場垂直方向に関する輸送モデルの改善の必要性が指摘されていることを紹介した。また、イオン-中性粒子間の弾性散乱では、クーロン散乱とは異なり大角度散乱も生じ、大角度散乱がイオンの運動方向を大幅に変化させることを指摘し、本研究の目的を示した。

第2章では、本研究で解析に用いた流体モデル、Boltzmann 衝突積分[115]及び軌道計算モデル[116]について解説する。流体モデルには Braginskii 流体方程式[55]を用いる。IMPMC コードの方法でクーロン散乱を取り扱い、案内中心を追跡する軌道計算モデルを示す。弾性散乱が生じた際には旋回軌道と微分断面積を考慮することで、衝突を厳密に取り扱うモデルを解説する。

第3章では大型トカマク装置のダイバータプラズマ領域を模擬した2次元体系に対して軌道計算を行い、大角度の弾性散乱が磁場垂直方向へのイオンの輸送に与える影響について検討する[116]。磁場強度については JT-60SA 及び原型炉を参考にする。背景のプラズマ温度・密度は SONIC の計算結果を参考に一律な値を仮定し、中性粒子については簡易流体モデルを用いる。軌道計算中の弾性散乱について、本研究で開発した手法を用いて、微分断面積を考慮しつつ弾性散乱後の速度を計算する。ほとんどの統合コードのプラズマ流体モデルにおいて、磁場垂直方向について拡散モデルを適用していることから、弾性散乱の輸送効果を拡散係数で再現することについても試みる。

第4章では、磁場強度及びダイバータレッグ長を変化させ、大角度の弾性散乱が密度分布及び熱流束に及ぼす影響について検討する[117]。先進ダイバータ磁場配位を参考にトロイダル磁場強度を 0.5–10.0 T まで変化させる。Braginskii の流体方程式を解き、得られた定常

解を軌道計算の背景プラズマとする。軌道計算粒子から密度・温度の定常解を評価する。また、PIC コードのように弾性散乱を等方散乱と仮定した場合と、実際の微分断面積を考慮した場合について、密度分布及び熱流束の比較を行う。大角度の弾性散乱が磁場垂直方向のイオン輸送を駆動することで、密度分布をなだらかにし、ダイバータ板における熱流束ピーク値が減少することを示す。

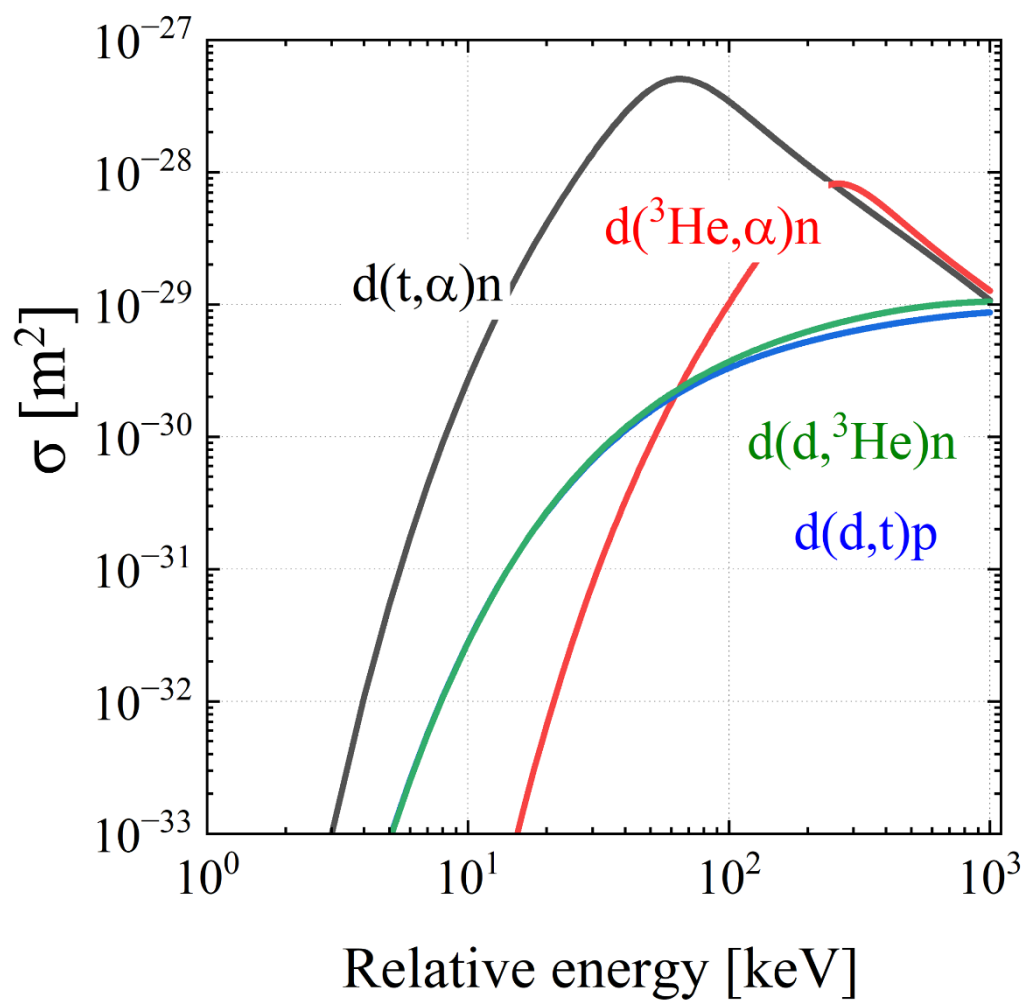


図 1.1 各種核融合反応断面積

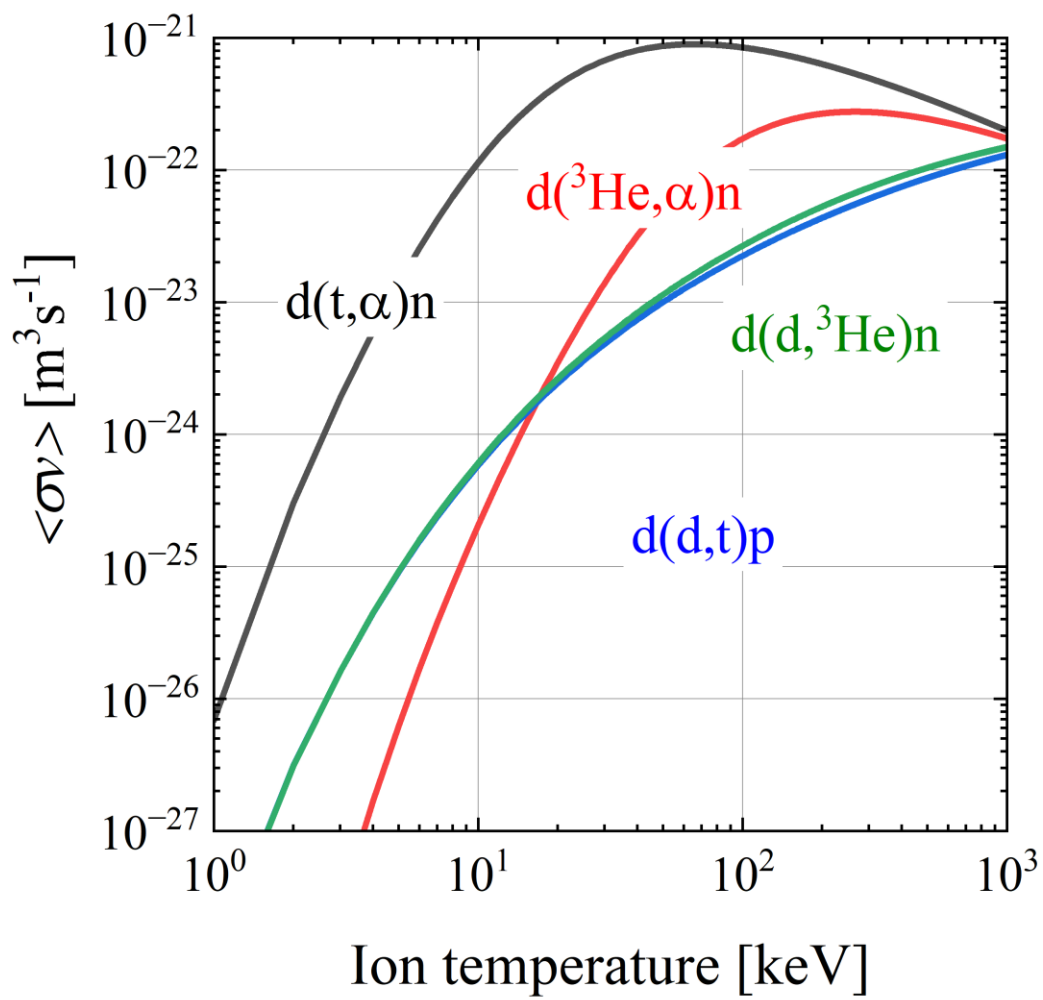


図 1.2 各種核融合反応率係数

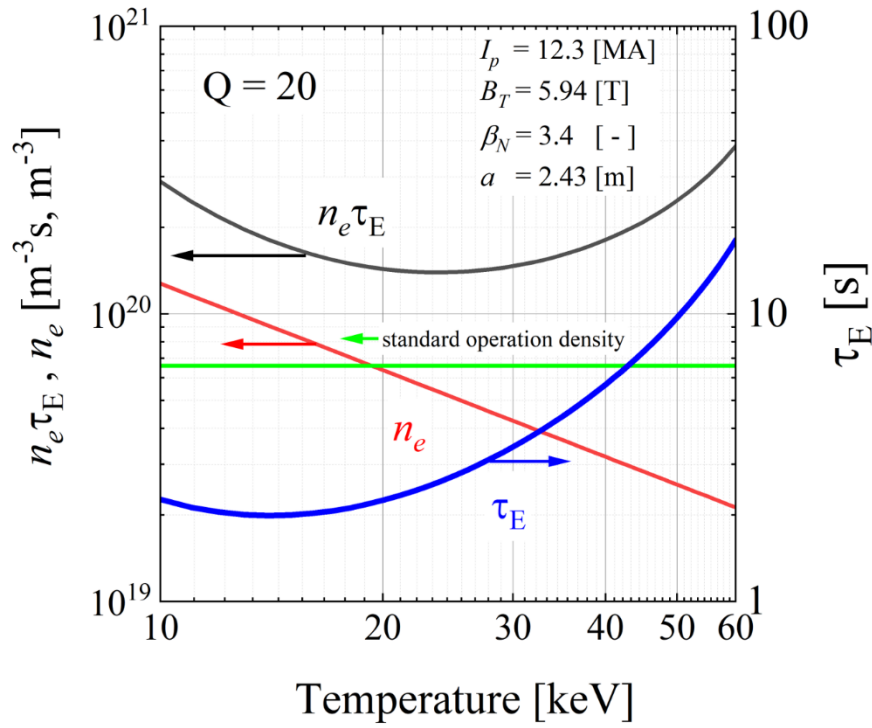
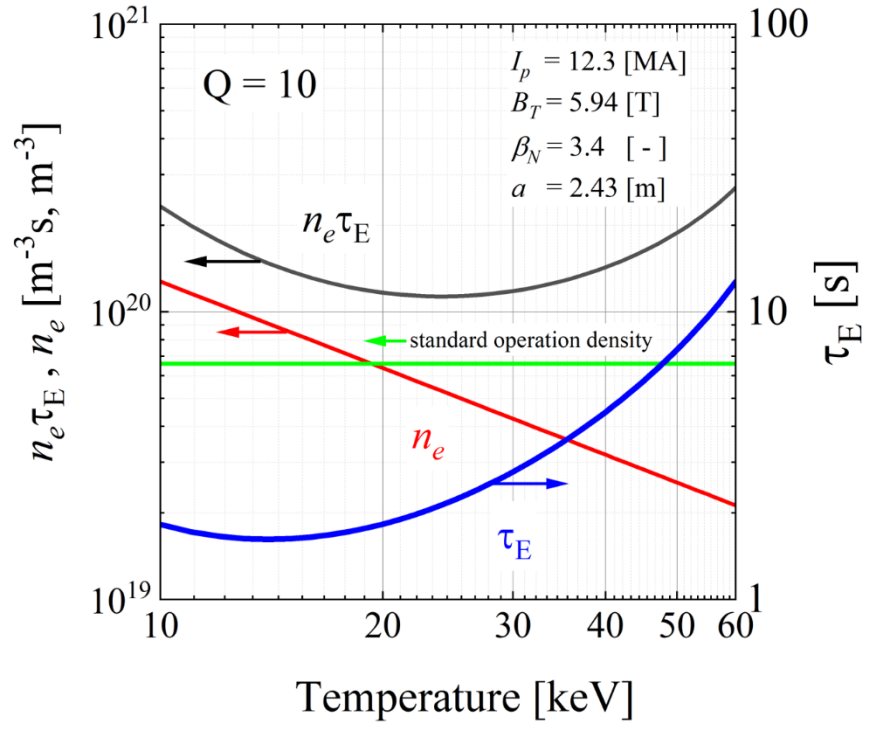


図 1.3 DT プラズマにおける(a) $Q = 10$, (b) $Q = 20$ の場合の
電子密度、温度及びエネルギー閉じ込め時間の関係

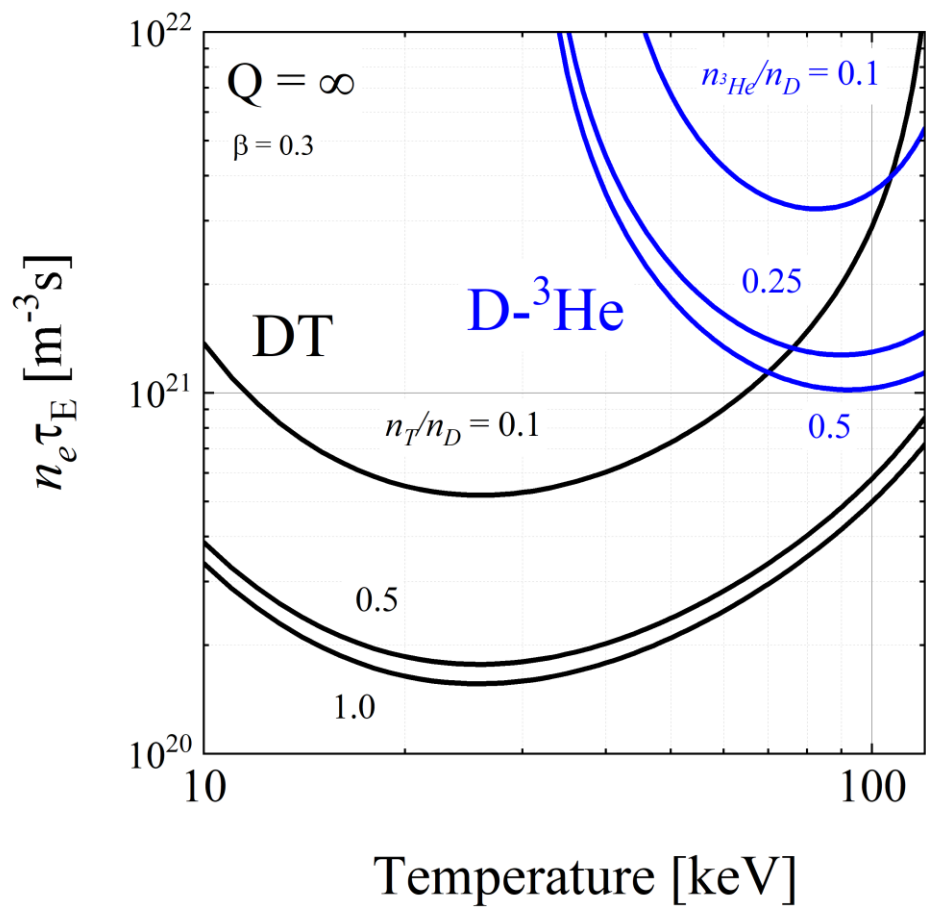


図 1.4 DT プラズマ及び D³He プラズマにおける自己点火条件

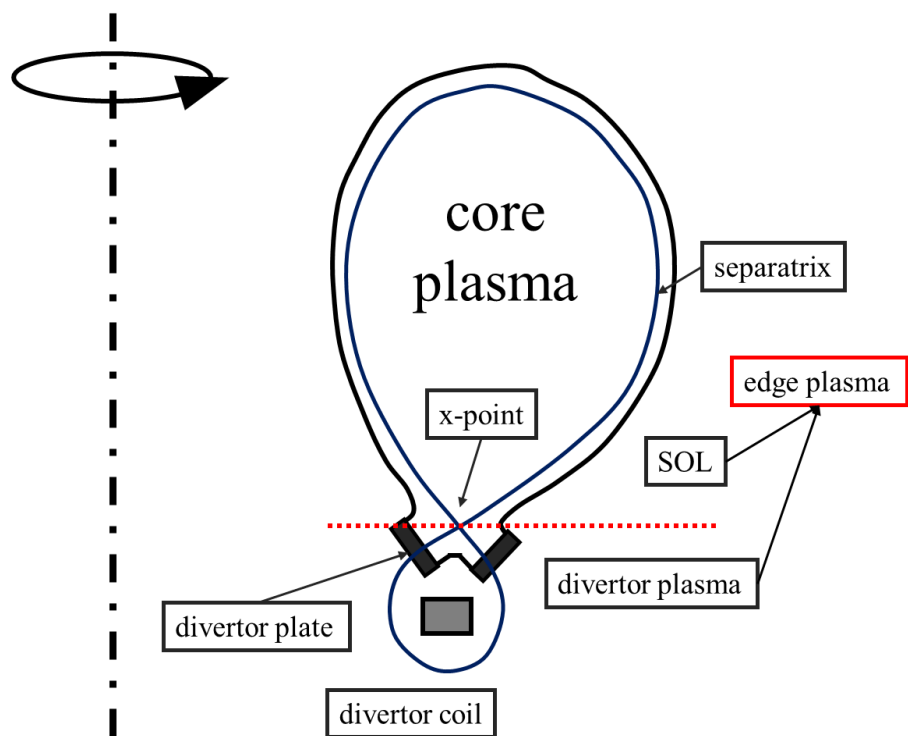


図 1.5 トカマク型核融合炉のポロイダル断面図

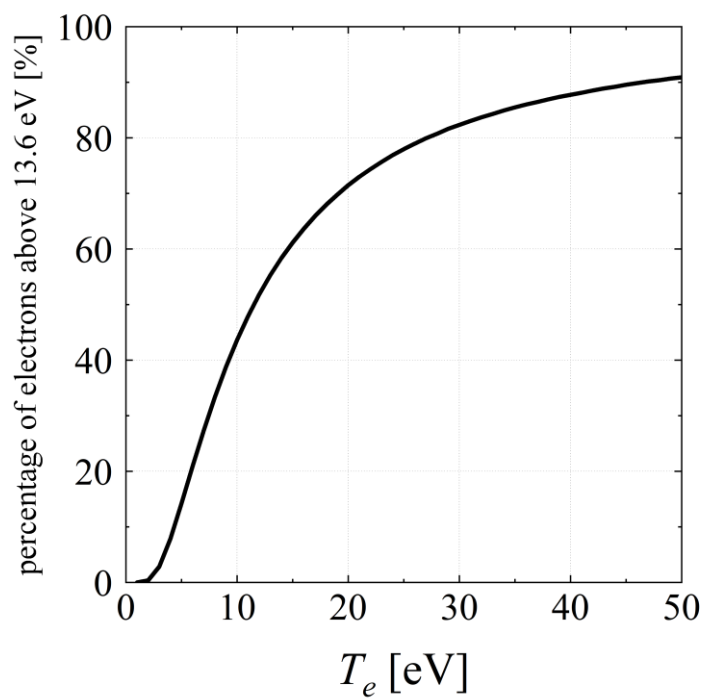


図 1.6 13.6 eV を超えるエネルギーを持つ電子の割合と温度の関係

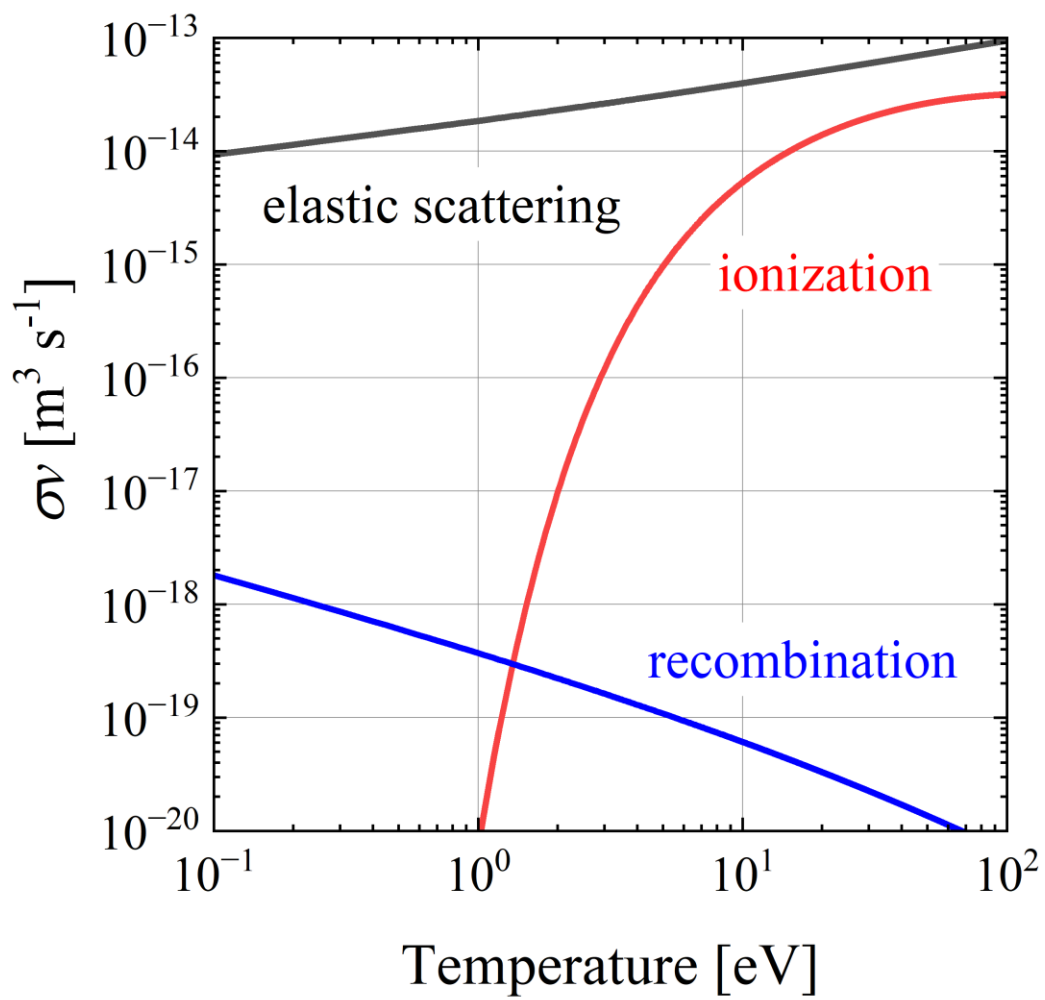


図 1.7 原子過程各種の反応率係数

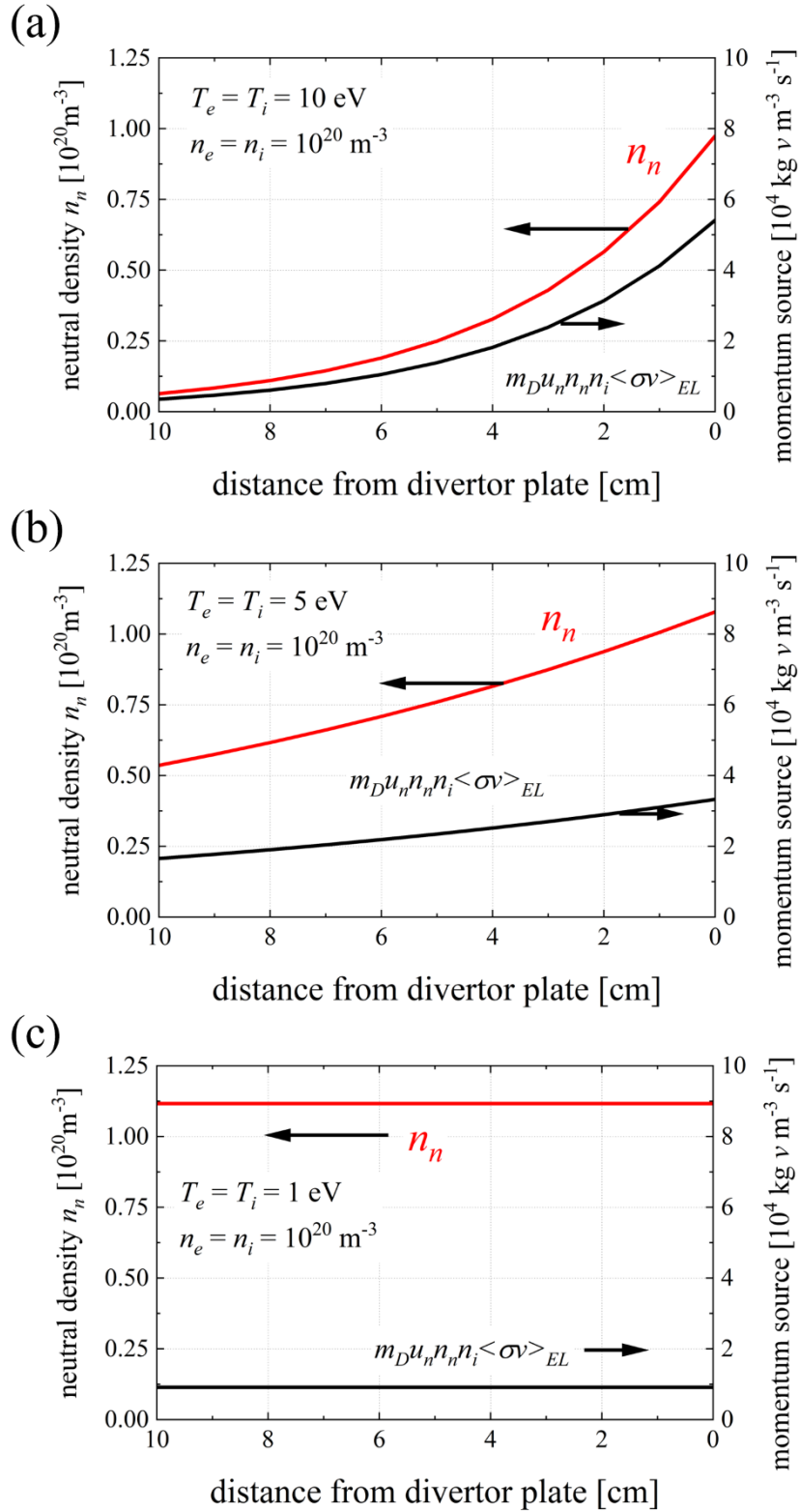


図 1.8 ダイバータ領域における中性粒子密度と運動量ソース

表 1.1 各種原子過程の種類

Ion	EL	$D^+ + A$	$\rightarrow$	$D^+ + A$	ex) $D^+ + T \rightarrow D^+ + T$
		$D^+ + M$	$\rightarrow$	$D^+ + M$	ex) $D^+ + D_2 \rightarrow D^+ + D_2$
	CX	$D^+ + A^{+n}$	$\rightarrow$	$D^+ + A^{+n+1}$	ex) $D^+ + T \rightarrow D + T^+$
		$D^+ + M^{+n}$	$\rightarrow$	$D^+ + M^{+n+1}$	ex) $D^+ + D_2 \rightarrow D + D_2^+$
	RC	$D^+ + e^-$	$\rightarrow$	D	
Atom	EL	$D + A$	$\rightarrow$	$D + A$	ex) $D + T \rightarrow D + T$
		$D + M$	$\rightarrow$	$D + M$	ex) $D + D_2 \rightarrow D + D_2$
	ION	$D + e^-$	$\rightarrow$	$D^+ + 2e^-$	
	CX	$D + A^{+n}$	$\rightarrow$	$D^+ + A^{+n-1}$	ex) $D + T^+ \rightarrow D^+ + T$
Molecule	EL	$D_2 + A$	$\rightarrow$	$D_2 + A$	ex) $D_2 + T \rightarrow D_2 + T$
		$D_2 + M$	$\rightarrow$	$D_2 + M$	ex) $D_2 + T_2 \rightarrow D_2 + T_2$
	ION	$D_2 + e^-$	$\rightarrow$	$D_2^+ + 2e^-$	
	DS	$D_2 + e^-$	$\rightarrow$	$D + D + e^-$	
		$D_2 + e^-$	$\rightarrow$	$D^+ + D + 2e^-$	

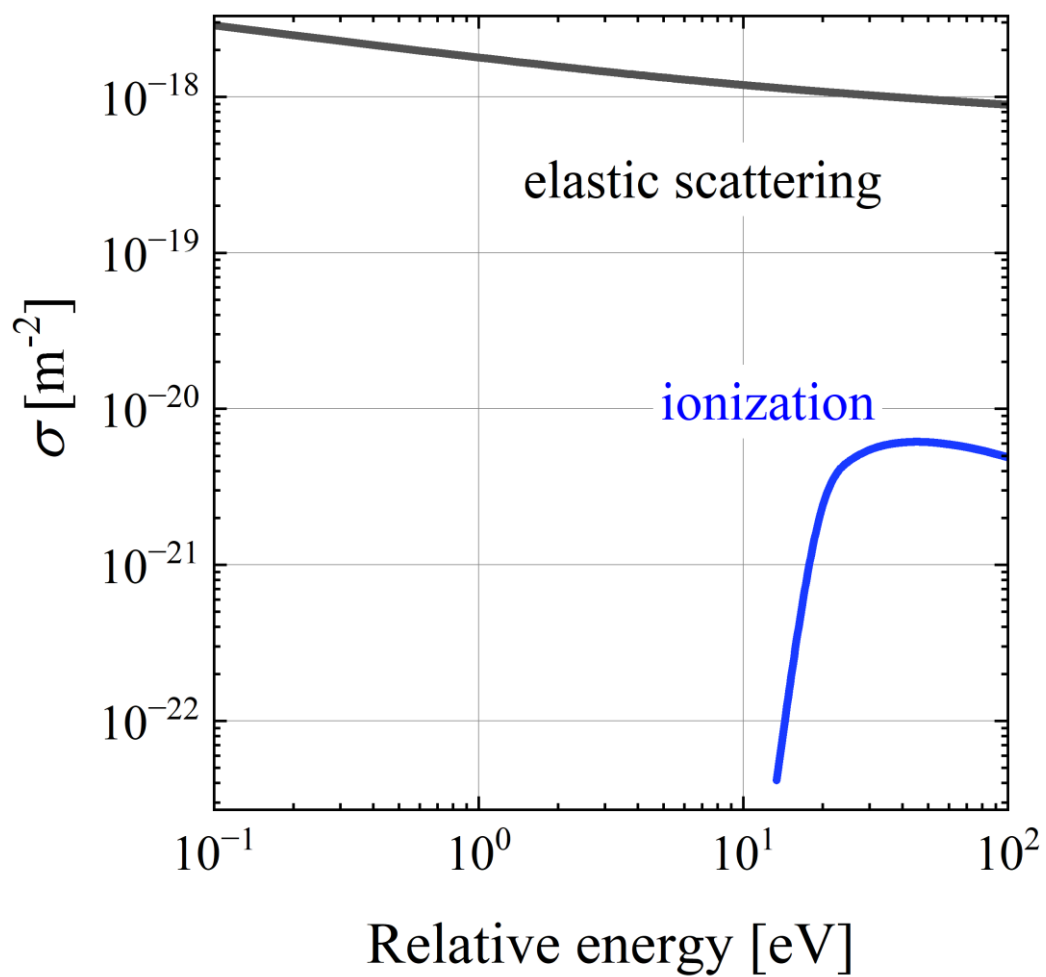


図 1.9 重陽子—重水素原子間の弾性散乱及び重水素原子の電子衝突電離反応断面積

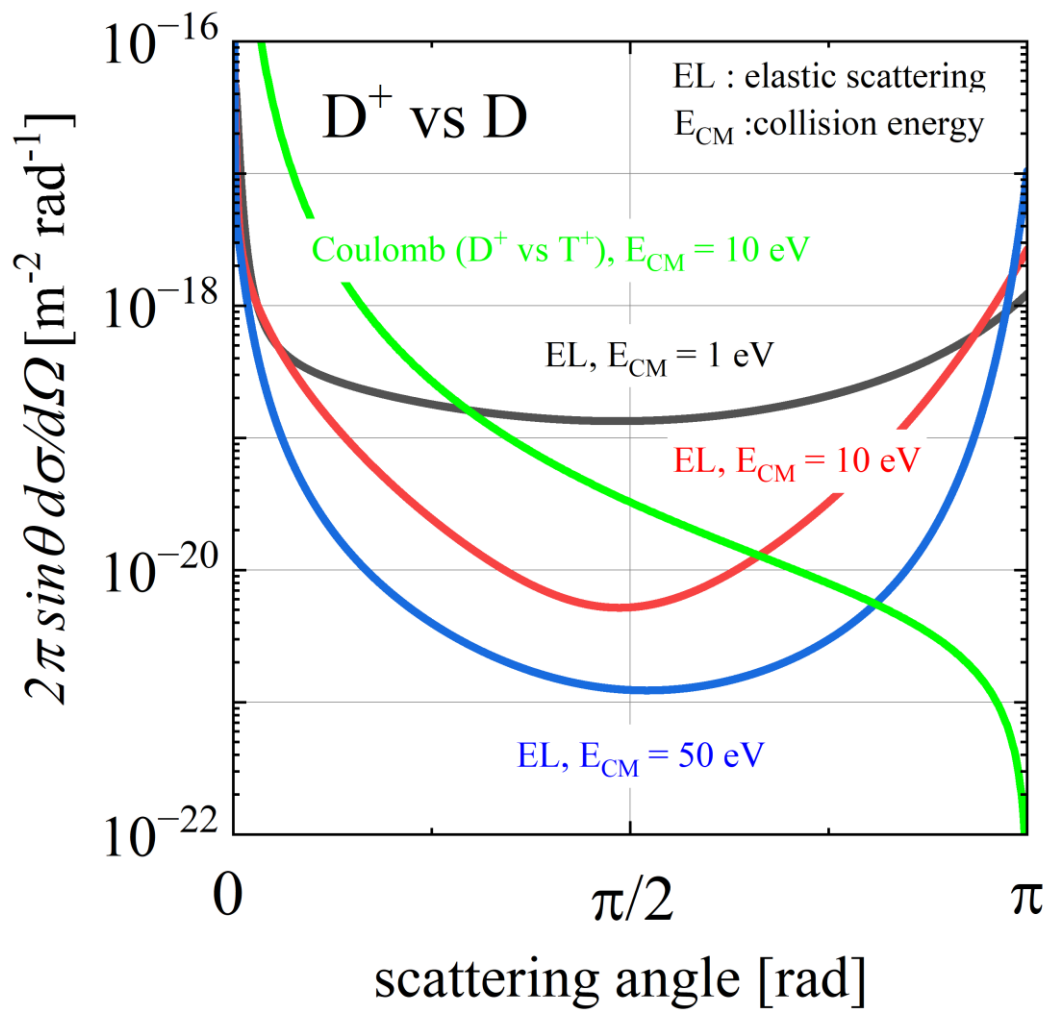


図 1.10 重陽子－重水素原子間の微分弾性散乱断面積及び、
 重陽子－三重陽子間のクーロン散乱断面積

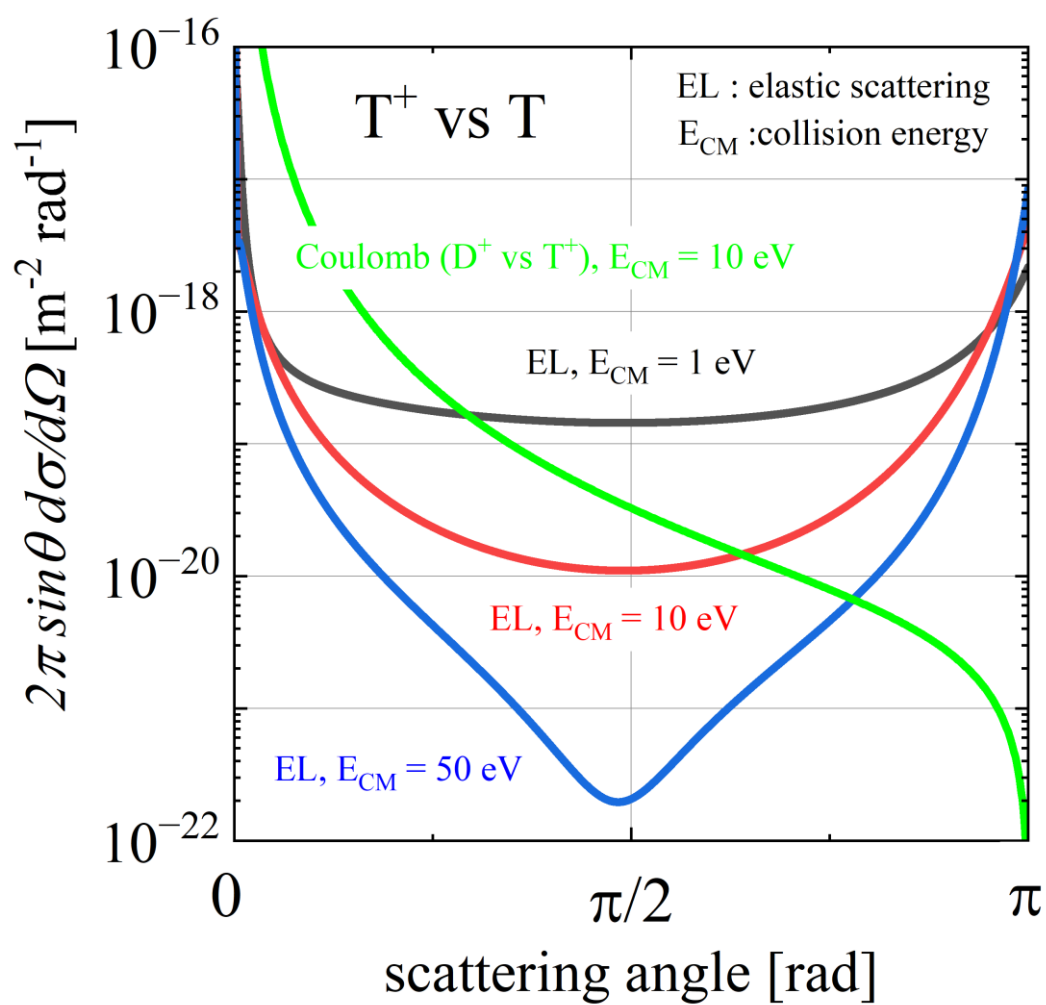


図 1.11 三重陽子—三重水素原子間の微分弾性散乱断面積及び、
 重陽子—三重陽子間のクーロン散乱断面積

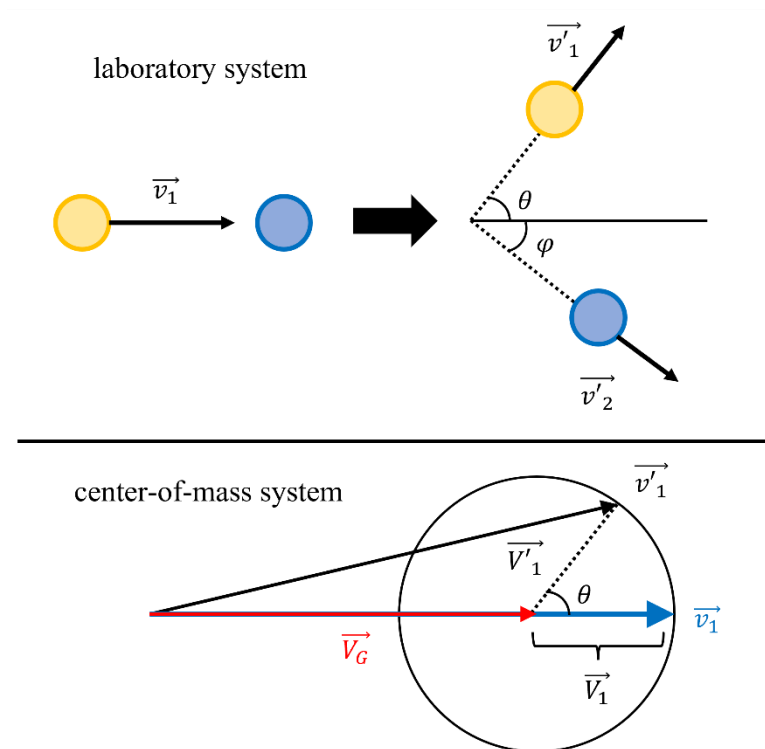


図 1.12 実験室系及び重心系における、静止標的に入射する場合の散乱角と速度の関係

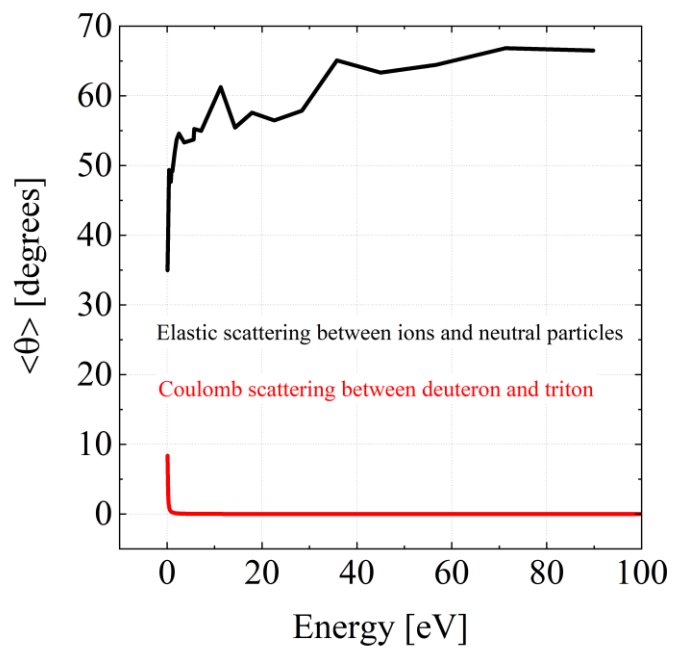


図 1.13 重陽子—重水素原子間の弾性散乱及び重陽子—三重陽子間クーロン散乱の散乱角期待値のエネルギー依存性

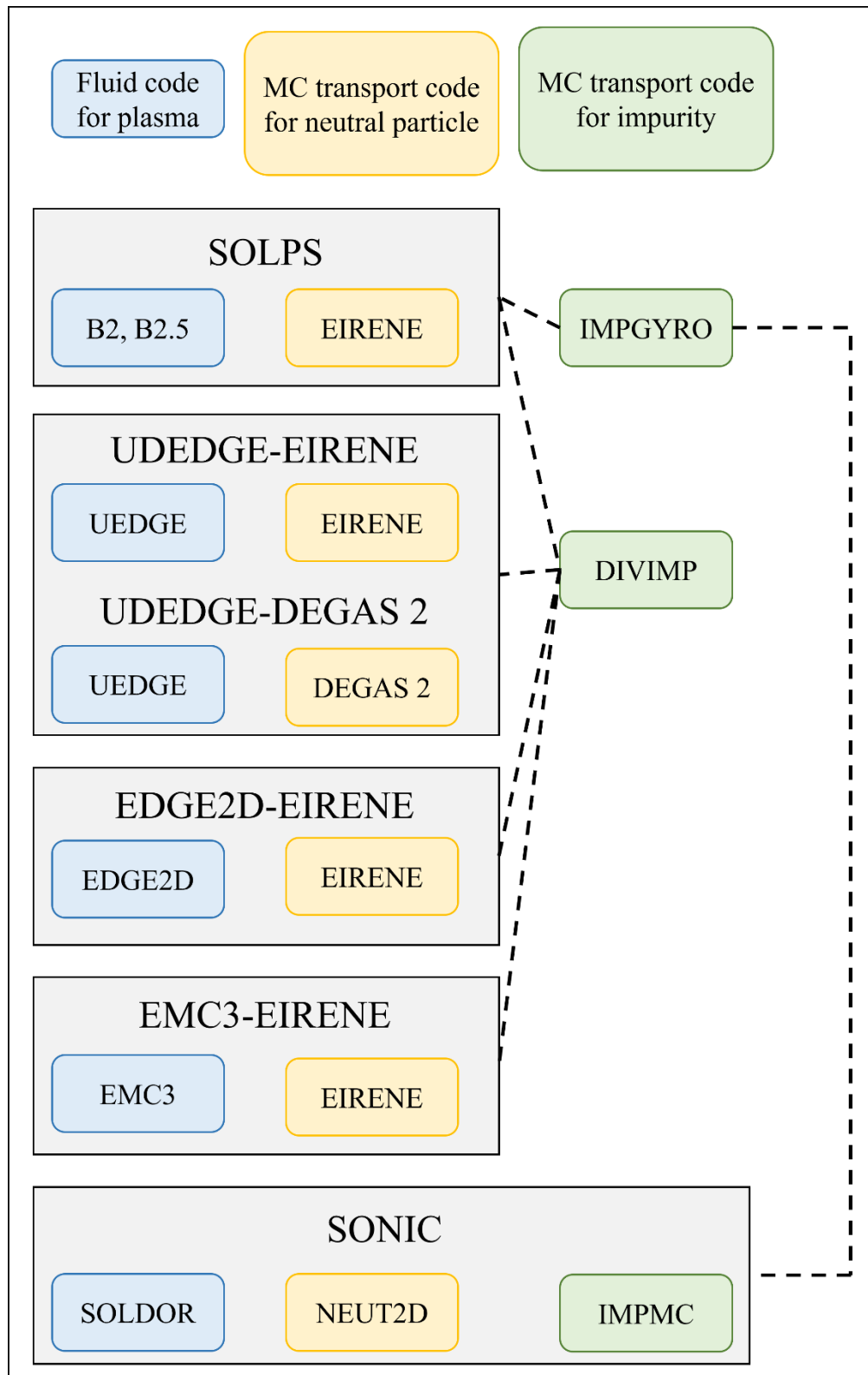


図 1.14 主要な統合コードにおけるコードの組み合わせ

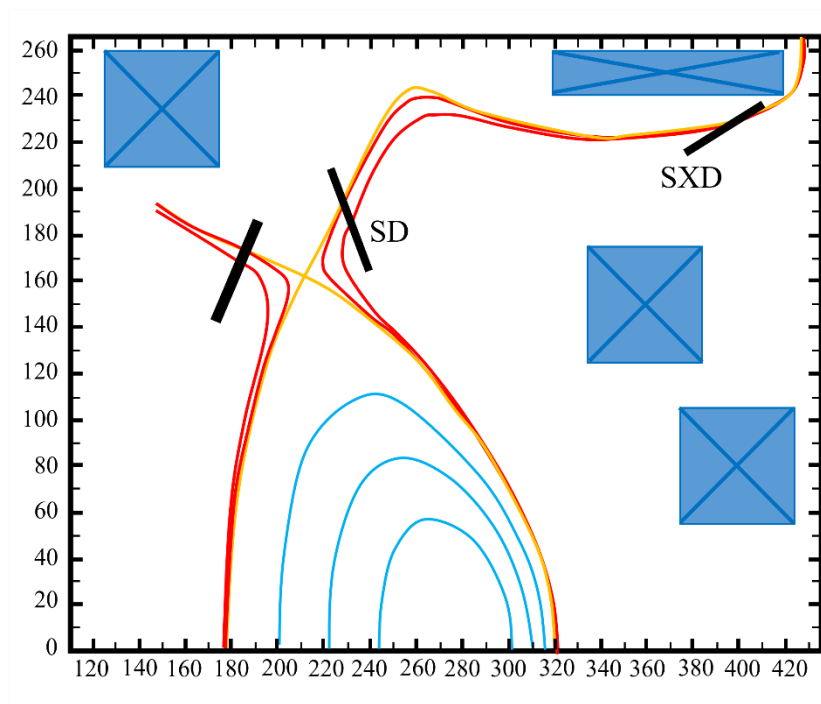


図 1.15 Super-X divertor の一例 [109]。SD(Standard Divertor)が通常の、SXD が Super-X divertor におけるダイバータ板の位置を示す。

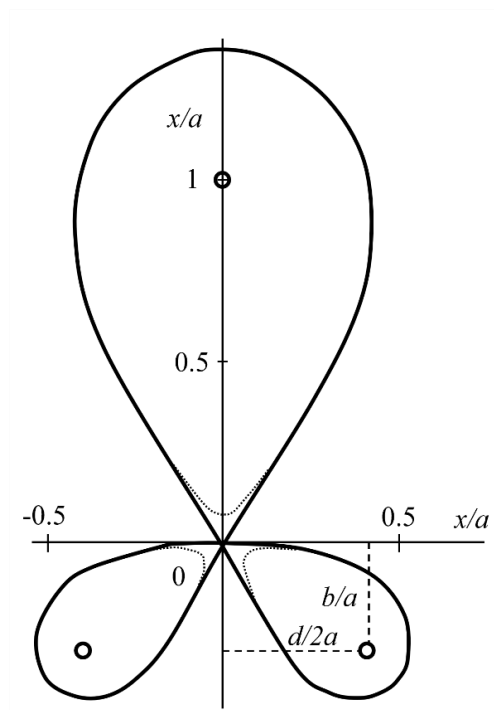


図 1.16 Snowflake divertor の一例

第2章 周辺プラズマ解析モデル

本章では、本研究で用いた Braginskii 流体方程式、MC クーロン散乱モデル、中性粒子に関する簡易流体モデルについて解説する。第1章で記したように、イオン-中性粒子間では大角度の弾性散乱も生じ、イオンの輸送に大きな影響を及ぼすと考えられる。そこで弾性散乱の特徴を、微分断面性を考慮することで定量的に取り入れることができる Boltzmann 衝突積分モデル及び、軌道計算中における旋回運動を考慮した弾性散乱モデルを開発した。これらのモデルについても説明する。

Braginskii 流体方程式[55]は B2[64]、SOLDOR[70,72]、EMC3[81]など多くのプラズマ流体コードに採用されている。ただし Braginskii 流体方程式内では $E \times B$ ドリフトなどのドリフト効果が考慮されていない。そこで Rozhansky らによって Braginskii 流体方程式をもとにドリフト効果を考慮した方程式が導出され、B2.5 コードが開発されている[56]。ただし、ドリフト効果を考慮するためには、電流連続の式を解き電場を求め、詳細な磁場データも必要となる。本研究では一様な磁場を仮定した単純な2次元の体系に注目し、弾性散乱の影響をできるだけ単純な条件で評価するために、ドリフト効果を含まない Braginskii 流体方程式を採用する。

また、中性粒子については LINDA コード[28-30]で用いられている、簡易流体モデルを採用する。簡易流体モデルではダイバータ板に到達したイオンが壁面から電子供給を受けて中性化したあと、中性粒子となり反射され、電離しながらプラズマに再侵入していく過程について、1次元の連続の式を解くことで中性粒子の密度を求める。反射される中性粒子のフラックスは粒子反射係数とエネルギー反射係数[118,119]によって決定される。

図 2.1 に、本研究で対象とする2次元計算体系を示す。なお、辺の長さは章によって異なるが、 x 軸方向に一様な磁場を仮定し、 y 軸方向は磁場に垂直な方向をとる。上流は後述するように SONIC の計算結果及び実験値を参考にした境界条件を設定し、側面には壁を、底面にはダイバータ板を仮定する。

2.1 Braginskii 流体方程式

以下に、Braginskii のプラズマに関する流体方程式の一般的な形式を示す[55]。

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_i \vec{u}) = S_{\rho_i}, \quad (2-1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_i \vec{u}) + \nabla \cdot (\rho_i \vec{u} \vec{u}) = -\nabla (P_i + P_e) - \nabla \cdot \vec{\Pi} + \vec{S}_p, \quad (2-2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_i T_i + \frac{1}{2} n_i m u^2 \right) + \nabla \cdot \left[\vec{q} + \left(\frac{5}{2} n_i T_i + \frac{1}{2} n_i m u^2 \right) \vec{u} + \vec{\Pi} \cdot \vec{u} \right] = \vec{u} \cdot \nabla P_e - n_e v (T_i - T_e) + S_i, \quad (2-3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_e T_e \right) + \nabla \cdot \left[\frac{5}{2} n_e T_e \vec{u} - k_e \nabla T_e \right] = \vec{u} \cdot \nabla P_e - n_e \nu (T_e - T_i) + S_e. \quad (2-4)$$

(2-1)は連続の式、(2-2)は運動量保存式、(2-3)はイオンエネルギー保存式、(2-4)は電子エネルギー保存式である。 ρ_i はイオン質量密度であり、イオンの質量 m_i を用いて、イオン密度 n_i と $\rho_i = m_i n_i$ の関係にある。 $\vec{u}$ はプラズマ流速である。 T_i, T_e はイオン及び電子温度を、 n_e は電子密度を表す。 ρ_i, u_x, T_i, T_e の4変数を、流体方程式を解くことにより求める。 P_i, P_e はイオン及び電子圧力、 $\vec{\Pi}$ は圧力粘性項、各式右辺の S はそれぞれソース項である。
圧力粘性項はテンソル量であり、 x 軸正の方向に磁場 B があるとき、次のように書ける。

$$\vec{\Pi} = \begin{pmatrix} \pi_{xx} & \pi_{xy} & \pi_{xz} \\ \pi_{yx} & \pi_{yy} & \pi_{yz} \\ \pi_{zx} & \pi_{zy} & \pi_{zz} \end{pmatrix} \quad (2-5)$$

$$\pi_{xx} = -\eta_0 W_{xx} \quad (2-6)$$

$$\pi_{yy} = -\frac{1}{2} \eta_0 (W_{yy} + W_{zz}) - \frac{1}{2} \eta_1 (W_{yy} - W_{zz}) - \eta_3 W_{yz} \quad (2-7)$$

$$\pi_{zz} = -\frac{1}{2} \eta_0 (W_{yy} + W_{zz}) - \frac{1}{2} \eta_1 (W_{yy} - W_{zz}) + \eta_3 W_{yz} \quad (2-8)$$

$$\pi_{yz} = \pi_{zy} = -\eta_1 W_{yz} + \frac{1}{2} \eta_3 (W_{yy} - W_{zz}) \quad (2-9)$$

$$\pi_{yx} = \pi_{xy} = -\eta_2 W_{yx} - \eta_4 W_{zx} \quad (2-10)$$

$$\pi_{zx} = \pi_{xz} = -\eta_2 W_{zx} - \eta_4 W_{yx} \quad (2-11)$$

η は粘性係数であり、以下の通りである。

$$\eta_0 = 0.96 n_i T_i \tau_i \quad (2-12)$$

$$\eta_1 = \frac{3}{10} n_i T_i / (\omega_i^2 \tau_i) \quad (2-13)$$

$$\eta_2 = 4\eta_1 \quad (2-14)$$

$$\eta_3 = \frac{1}{2} n_i T_i / \omega_i \quad (2-15)$$

$$\eta_4 = 2\eta_3 \quad (2-16)$$

τ_i, ω_i はそれぞれイオン衝突時間、イオンサイクロトロン周波数で $\tau_i = 3\sqrt{m_i} T_i^{3/2} / 4\sqrt{\pi} \lambda e^4 Z^4 n_i, \omega_i = 0.96 \times 10^4 Z B m_p / m_i$ と書ける。 λ はクーロン対数である。ここで、

$$W_{\alpha\beta} = \frac{\partial V_\alpha}{\partial x_\beta} - \frac{\partial V_\beta}{\partial x_\alpha} - \frac{2}{3}\delta_{\alpha\beta}\text{div}V. \quad (2-17)$$

2.1.1 本研究における Braginskii 流体方程式の形式

本研究における Braginskii 方程式の形式を示す。本研究では x - y 平面からなる 2 次元のスラブ体系について解く。したがって、流速は $\vec{u} = (u_x, u_y)$ とかけ、 $\partial/\partial z = 0$ とする。また x 軸正方向に一樣な磁場を仮定し、 x 軸方向への流速 u_x のみ運動量保存式を解く。磁場垂直方向、すなわち y 軸方向の流速 u_y については、拡散方程式を解くことで求める。前節で紹介した Braginskii 方程式を、次のように変形する。

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \left(\frac{\partial \rho_i u_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i u_y}{\partial y} \right) = S_{\rho_i}, \quad (2-18)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_i u_x) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_i u_x u_x) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_i u_x u_x) = -\frac{\partial}{\partial x}(P_i + P_e) - (\nabla \cdot \vec{\Pi})_x + S_{p_x}, \quad (2-19)$$

$$-(\nabla \cdot \vec{\Pi})_x = \frac{\partial}{\partial x} \eta_0 \left(\frac{3}{4} \frac{\partial u_x}{\partial x} - \frac{2}{4} \frac{\partial u_y}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \eta_2 \left(\frac{\partial u_y}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial y} \right), \quad (2-20)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_i T_i + \frac{1}{2} n_i m u^2 \right) + \nabla \cdot \left[\vec{q} + \left(\frac{5}{2} n_i T_i + \frac{1}{2} n m_i u^2 \right) \vec{u} + \vec{\Pi} \cdot \vec{u} \right] = \vec{u} \cdot \nabla P_e - n_e v(T_i - T_e) + S_i, \quad (2-21)$$

$$\vec{q} = -k_x \frac{\partial T_i}{\partial x} \vec{e}_x - k_y \frac{\partial T_i}{\partial y} \vec{e}_y, \quad (2-22)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_e T_e \right) + \nabla \cdot \left[\frac{5}{2} n_e T_e \vec{u} - k_e \nabla T_e \right] = \vec{u} \cdot \nabla P_e - n_e v(T_e - T_i) + S_e. \quad (2-23)$$

(2-20)式は、(2-19)式中の粘性項の x 軸方向の成分で、(2-22)式はイオンの熱流束を表す。(2-18)は連続の式、(2-19)式は x 軸方向の運動量保存式、(2-21)式はイオンエネルギー保存式、(2-23)式は電子エネルギー保存式である。粘性係数は、周辺プラズマのプラズマパラメータ範囲 ($n_i \sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $T_i \sim 70 \text{ eV}$) では、 $\eta_0 \gg \eta_1 \sim \eta_4$ となるので本研究では η_0, η_2 以外の項を無視して計算の簡単化を行う。圧力粘性項は整理して次のように書ける。

$$\vec{\Pi} = \begin{pmatrix} -\eta_0 \left(\frac{4}{3} \frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial V_y}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) & -\eta_2 \left(\frac{\partial V_y}{\partial x} + \frac{\partial V_x}{\partial y} \right) - \eta_4 \left(\frac{\partial V_z}{\partial x} + \frac{\partial V_x}{\partial z} \right) & -\eta_2 \left(\frac{\partial V_z}{\partial x} + \frac{\partial V_x}{\partial z} \right) - \eta_4 \left(\frac{\partial V_y}{\partial x} + \frac{\partial V_x}{\partial y} \right) \\ -\eta_2 \left(\frac{\partial V_y}{\partial x} + \frac{\partial V_x}{\partial y} \right) - \eta_4 \left(\frac{\partial V_z}{\partial x} + \frac{\partial V_x}{\partial z} \right) & \frac{1}{2} \eta_0 \left(\frac{4}{3} \frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial V_y}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) & -\eta_1 \left(\frac{\partial V_y}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial y} \right) + \eta_3 \frac{\partial V_y}{\partial y} \\ -\eta_2 \left(\frac{\partial V_z}{\partial x} + \frac{\partial V_x}{\partial z} \right) - \eta_4 \left(\frac{\partial V_y}{\partial x} + \frac{\partial V_x}{\partial y} \right) & -\eta_1 \left(\frac{\partial V_y}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial y} \right) + \eta_3 \frac{\partial V_y}{\partial y} & \frac{1}{2} \eta_0 \left(\frac{4}{3} \frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial V_y}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) \end{pmatrix} \quad (2-24)$$

この流体方程式を、有限体積法で離散化し、ハイブリッド法によってコントロールボリューム

ム境界面の量を評価した[120]。ハイブリッド法は風上差分と中心差分を組み合わせた方法である。移流と拡散の比を表すペクレ数が2より小さい時、二次精度の中心差分を用いて、ペクレ数が2以上の場合には一次精度であるが輸送性を考慮できる風上差分を用いる。プラズマ分野に限らず数値流体力学において幅広く用いられ、実用的な流れの解析として非常に有用であることが知られている。これらの方程式を連立し、時間発展を解くことで定常解を求める。磁場垂直方向への流速 u_y は、多くの統合コード同様に、以下の拡散方程式から求める。

$$u_y = -\frac{D_a}{n_i} \times \left(\frac{\partial n_i}{\partial y} \right) \quad (2-25)$$

D_a は異常拡散係数である。本研究で用いられるソース項の具体的な内容を以下に示す。

$$S_{\rho_i} = n_n n_e \langle \sigma v \rangle_{ION} - n_i n_e \langle \sigma v \rangle_{RC}, \quad (2-26)$$

$$S_{px} = m_i n_e (n_n \langle \sigma v \rangle_{ION} u_n - n_i \langle \sigma v \rangle_{RC} u_i) + \langle \sigma v \rangle_{EL} m_i n_i n_n (u_n - u_x), \quad (2-27)$$

$$S_i = 1.5 n_e (n_n \langle \sigma v \rangle_{ION} T_n - n_i \langle \sigma v \rangle_{RC} T_i) + 1.5 \langle \sigma v \rangle_{EL} n_i n_n (T_n - T_i), \quad (2-28)$$

$$S_e = -n_n n_e \langle \sigma v \rangle_{ION} \cdot \delta_e - 1.5 n_e n_i \langle \sigma v \rangle_{RC} \cdot T_i. \quad (2-29)$$

$\langle \sigma v \rangle$ は反応率係数であり添字の RC (: ReCombination)、ION (:IONization)、EL (ELastic scattering)は再結合反応、電子衝突電離反応、イオン-中性粒子間弾性散乱を表す。 n_n は中性粒子密度、 $\vec{u}_n$ は中性粒子の流速である。 $\delta_e = 13.6 \text{ eV}$ で、水素原子の基底準位からの電離エネルギーである。また、中性粒子の流速 u_n として熱速度 $\sqrt{2T_n/m_n}$ を仮定した。連続の式におけるソース項 S_{ρ_i} は電子衝突電離による生成と、体積再結合による消失が考慮される。 x 軸方向の運動量保存式におけるソース項 S_{px} について、弾性散乱と電離による中性粒子からの運動量の供給と、再結合反応と弾性散乱による運動量の損失を考慮する。イオンエネルギー保存式のソース項 S_i においては、運動量ソースと同様に、弾性散乱と電離を介した中性粒子からのエネルギー供給と、再結合及び弾性散乱によるエネルギー損失が考慮される。電子エネルギー保存式のソース項 S_e においては、電離及び再結合によるエネルギーロスが考慮される。したがって、流体方程式において弾性散乱が輸送に及ぼす影響は、磁力線に平行な方向のみ考慮される。

2.1.2 境界条件

Braginskii の流体方程式を解くために、壁面及びダイバータ板で異なる境界条件を与える。

2次元計算体系において、境界条件が与えられる箇所を図 2.2 に示す。赤線で示された部分では上流の境界条件が与えられ、緑線で側壁における境界条件が与えられ、青線がダイバータ板の境界条件が与えられる部分である。側壁面における境界条件は以下の通りである

$$u_x|_{wall} = 0, \quad (2-30)$$

$$\nabla_y n_i = 0, \quad (2-31)$$

$$\nabla_y T_i = \frac{T_i}{\lambda_i}, \quad (2-32)$$

$$\nabla_y T_e = \frac{T_e}{\lambda_e}, \quad (2-33)$$

λ は減衰長であり、1 cm とする[65]。ダイバータ板における境界条件は次のように書ける。

$$u_x|_{diverotr} = \sqrt{\frac{T_i + T_e}{m_i}}, \quad (2-34)$$

$$\nabla_x n = 0, \quad (2-35)$$

$$q_i = \alpha_i n T_i u_x, \quad (2-36)$$

$$q_e = \alpha_e n T_e u_x. \quad (2-37)$$

流速の境界条件はボーム条件[121]であり、密度の境界条件は文献[65]を参考にした。 α_i 及び α_e はダイバータ板に流入するイオン熱流束、電子熱流束に関するパラメータである。

2.2 反応率

粒子種 i 及び j の間で生じる原子過程等の反応について、単位時間・単位体積あたりに生じる反応の数を表す反応率は次のように書ける。

$$N = \frac{n_i n_j}{1 + \delta_{ij}} \langle \sigma v \rangle \quad (2-38)$$

n_i, n_j は粒子種 i, j の密度、 σ は反応の断面積を表す。 δ_{ij} は Kronecker のデルタであり、つまり同種粒子同士の反応では係数 1/2 がかかる。 $\langle \sigma v \rangle$ は反応率係数と呼ばれ、速度分布関数 $f_i(\vec{v}_i)$, $f_j(\vec{v}_j)$ を用いて、次のように表される。

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{1}{n_i n_j} \int \int f_i(\vec{v}_i) f_j(\vec{v}_j) \sigma(v_r) v_r d\vec{v}_i d\vec{v}_j \quad (2-39)$$

ここで、 $v_r = |\vec{v}_i - \vec{v}_j|$ は相対速度である。速度分布関数 2 粒子の速度分布関数が等方であると仮定すると、反応率係数は次のように式変形できる。

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{8\pi^2}{n_i n_j} \int_0^\infty \int_0^\infty \int_{|v_i - v_j|}^{v_i + v_j} \sigma(v_r) v_r^2 dv_r v_i f_i(v_i) dv_i v_j f_j(v_j) dv_j \quad (2-40)$$

f_i 及び f_j がともに同じ温度 T を持つ Maxwell 分布である場合、次のように簡単になる[122]。

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{\mu_{ij}}{2T} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty \sigma(v) v^3 \exp\left(-\frac{\mu_{ij} v^2}{2T}\right) dv \quad (2-41)$$

μ_{ij} は換算質量で、 $\mu_{ij} = m_i m_j / (m_i + m_j)$ と書ける。

2.3 簡易中性粒子流体モデル

ダイバータ板に到達したイオンは、金属材料に吸着あるいは侵入するか、中性化され壁面で反射される。直線型装置 GAMMA10/PDX[34] のエンドセルに対して Braginskii 流体方程式を解く LINDA コード[28-29]内で採用されている簡易中性粒子流体モデルでは、中性粒子密度は次のように計算される。

図 2.1 に示される 2 次元体系において、時間に関して定常かつ、 y 軸方向に一様であると仮定した場合の連続の式は x 成分の微分とソース項が残り、次のように書ける。

$$\frac{d(n_n u_n)}{dx} = -n_n n_e \langle \sigma v \rangle_{ION} \quad (2-42)$$

ここで、 u_n はダイバータ板で反射された中性粒子が持つ x 軸に平行かつ空間一様な速度である。

$$u_n = \sqrt{\frac{\frac{R_E}{R_N} \times T_{i,target}}{m_n}} \quad (2-43)$$

R_E 及び R_N はそれぞれエネルギー反射係数、粒子反射係数で、 $T_{i,target}$ はダイバータ板におけ

るイオン温度である。各反射係数は入射粒子及び壁面の材料毎に値が異なり、Ito らによる研究[119]や文献[118]にその研究が見られる。 u_n を x 軸方向に関して一様とすると、(2-42)式の積分は実行できて、

$$n_n(x) = n_{n,\text{target}} \times \exp\left(-\int_x^L \frac{1}{\lambda} dx'\right) \quad (2-44)$$

λ は平均自由行程であり、不純物等との荷電交換を無視すれば、電離のみを考慮して $\lambda = u_n/n_e\langle\sigma v\rangle_{ION}$ と書ける。 x 軸方向に電子密度、電子温度の分布がある場合、 λ も x に関する関数となる。計算結果の一例は第 1 章の図 1.8 にすでに示したとおりである。上流に遡るほど電離が進み、指数関数的に中性粒子密度は減少する。

実際のトカマク装置では中性粒子に関して流体モデルを採用することは現状難しい場合が多く、Boltzmann 方程式を直接解く MC 輸送モデルが開発されてきた。一方で、MC 輸送モデルは計算負荷が大きく、MC ノイズが生じ、プラズマ流体方程式と合わせて定常解を得るにはかなりの計算時間がかかる。特にデタッチメント状態など、高中性粒子密度状態ではさらに大きな計算負荷がかかる。一方で流体モデルは計算負荷が小さく、計算速度が速いなどの利点を持ち、なおかつ高中性粒子密度状態では流体近似が成り立つ可能性があるため、継続して研究が行われている[123,124]。近年、Horsten 等により開発された流体モデルは MC モデルに近い値が得られている[125,126]。

2.4 軌道計算モデル

本研究では、燃料イオンである重陽子について軌道計算を行い、弾性散乱によりイオンの案内中心が移動することにより生じる輸送効果を運動論的に考慮する。重陽子は背景プラズマとクーロン散乱をする。また、背景プラズマはダイバータ板に向かう方向に流速を持つため、クーロン散乱を介して、軌道計算粒子もダイバータ板へ向かう摩擦力を受ける。背景プラズマとのクーロン散乱及び摩擦力の影響は IMPMC コードの方法で取り入れる。それぞれの理論モデルについて本節で解説する。

2.4.1 Coulomb 散乱モデル

軌道計算中は、案内中心の位置のみを追跡する。ここで、軌道計算粒子に対する解くべき運動方程式は次のようになる。

$$m_i \frac{dv_{\parallel}}{dt} = \frac{m_i(v_f - v_{\parallel})}{\tau_a} \quad (2-45)$$

$v_{\parallel}$ は軌道計算粒子の磁場に平行な方向の速度、 v_f は背景プラズマの磁場に平行な方向の流速、 τ_a はクーロン衝突時間である。この運動方程式を、次に説明する IMPMC コード[37-39,127]を参考にしたモンテカルロ的な手法で解く。

軌道計算における 1 タイムステップ Δt あたりのクーロン散乱による速度及びエネルギーの変化をモンテカルロ法で評価する。散乱前の速度に平行な方向を `longitudinal` からとって添え字 l 、垂直な方向を `transvers` からとって t とあらわすと、速度変化の平均及び分散は

$$\langle \Delta v_l \rangle^{a/b} = \langle \Delta v_x \rangle^{a/b} = -\frac{\Delta t}{\tau_s^{a/b}} \left(\frac{2T_b}{m_b} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{m_b}{m_a} \right) \eta_b^{\frac{1}{2}} g(\eta_b), \quad (2-46)$$

$$\langle \Delta v_t^2 \rangle^{a/b} = \langle \Delta v_x^2 \rangle^{a/b} = -\frac{\Delta t}{\tau_s^{a/b}} \left(\frac{m_b}{m_a} \right) \left(\frac{2T_b}{m_b} \right) g(\eta_b), \quad (2-47)$$

$$\langle \Delta v_y \rangle^{a/b} = \langle \Delta v_z \rangle^{a/b} = 0, \quad (2-48)$$

$$\langle \Delta v_t^2 \rangle^{a/b} = 2\langle \Delta v_y^2 \rangle^{a/b} = 2\langle \Delta v_z^2 \rangle^{a/b} = 2\frac{\Delta t}{\tau_s^{a/b}} \left(\frac{m_b}{m_a} \right) \left(\frac{2T_b}{m_b} \right) h(\eta_b), \quad (2-49)$$

$$\eta_b = \frac{m_b v^2}{2T_b}. \quad (2-50)$$

図 2.3 に、クーロン散乱による速度の変化を示す。式中の添え字 a は軌道計算粒子を、 b は背景粒子を表す。 $\tau_s^{a/b}$ は Stix の減速時間であり次のように書ける。

$$\tau_s^{a/b} = \frac{3m_a T_b^{3/2}}{4\sqrt{2\pi m_b} e^4 z_a^2 z_b^2 \Lambda n_b} \quad (2-51)$$

Λ はクーロン対数である。関数 $g(\eta)$ 及び $h(\eta)$ は Maxwell 積分と呼ばれる関数 $\mu(\eta)$ を用いて、次のように書ける。

$$g(\eta) = \frac{3}{4} \sqrt{\pi} \eta^{-3/2} \mu(\eta) \quad (2-52)$$

$$h(\eta) = \frac{3}{4} \sqrt{\pi} \eta^{-1/2} \left(\mu + \frac{d\mu}{d\eta} - \frac{\mu}{2\eta} \right) \quad (2-53)$$

$$\mu(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\eta \exp(-\xi) \sqrt{\xi} d\xi \quad (2-54)$$

図 2.4 に $g(\eta)$, $h(\eta)$, $\mu(\eta)$, $d\mu/d\eta$ を示す。運動方程式(2-45)に示されるように、背景プラズマが流速を持つとき、軌道計算粒子は流速の方向に摩擦力を受ける。 Δv_l と Δv_t の計算を流速に乗った座標系で行い、得られた速度を元の座標系に戻すことで、摩擦力を考慮する。最終

的に、 Δt 後の磁力線平行方向の速度 $v'_\parallel$ および速さ v' は次の式で計算できる。

$$v'_\parallel = (\Delta \tilde{v}_l \times \tilde{v}_\parallel + \Delta \tilde{v}_t \times \tilde{v}_\perp \sin \Omega) / \tilde{v} + v_\parallel \quad (2-55)$$

$$(v')^2 = 2\tilde{v} \times \Delta \tilde{v}_l + \Delta \tilde{v}_l^2 + \Delta \tilde{v}_t^2 + 2v_f \times (v'_\parallel - v_\parallel) + v^2 \quad (2-56)$$

r_G を平均 0、分散 1 の正規乱数、 r_U を一様乱数とする。 Ω は垂直方向の速度変化の位相であり、一様乱数を用いて決定する。 $\Delta v_l, \Delta v_x, \Delta v_y$ 及び Δv_t は次のように書ける。

$$\Delta v_l = \Delta v_z = \{\langle \Delta v_l^2 \rangle\}^{\frac{1}{2}} \times r_G + \langle \Delta v_z \rangle \quad (2-57)$$

$$\Delta v_x = \Delta v_t \sin \Omega \quad (2-58)$$

$$\Delta v_y = \Delta v_t \cos \Omega \quad (2-59)$$

$$\Delta v_t = \{\langle \Delta v_t^2 \rangle\}^{1/2} \{-\ln(1 - r_U)\}^{1/2} \quad (2-60)$$

磁場垂直方向の速度は $(v'_\perp)^2 = (v')^2 - (v'_\parallel)^2$ の関係から求められる。求めた散乱前後の速度を用いて、案内中心の磁場平行方向の移動距離を求めることができる。一例として、1000 eV で等方的に発生した重陽子が、1 eV の重陽子と電子から成る背景プラズマ中で、減速していく過程における速度分布関数の時間発展を図 2.5(a)に示す。ただし各時間において速度分布関数の最大値が 1 となるように規格化している。参考に Fokker-Planck 計算による速度分布関数の時間発展を図 2.5(b)に示すが、よく一致していることがわかる。

2.4.2 異常拡散モデル

拡散による 1 タイムステップあたりの磁場垂直方向への移動距離 Δy は、正規乱数 r_G を用いて

$$\Delta y = \sqrt{2D_\perp \Delta t} \times r_G \quad (2-61)$$

と書ける。 $D_\perp$ は磁場垂直方向の拡散係数であり、本研究では異常拡散係数 $D_\perp = D_a = 0.3 \text{ m}^2/\text{s}$ を用いる[23-24]。拡散係数に古典クーロン拡散係数を代入すると、クーロン散乱による移動距離を求めることもできる。図 2.6 に原点で発生した粒子の拡散の様子を示す。図 2.6(a)は $D = 0.1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, (b)は $D = 0.3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ の結果である。黒の実線で解析解の結果も示す。拡散係数が大きいほど、時間経過とともに粒子が遠方まで拡散する様子が確認できる。

周辺プラズマ領域における磁場垂直方向への拡散係数は、古典的に予測される値より 1 桁以上大きいことが実験的に知られている[128]。コアプラズマ同様、プラズマの乱流が周辺プラズマにおける磁場垂直方向への輸送に大きな影響を及ぼすと考えられている。多く

の統合コードでは過去の実験から求められた拡散係数を経験的に用いることが多いが、将来の炉に対する予測性に乏しい。したがって、異常拡散係数を理論的に求める研究が行われており、理論モデルの開発が進んでいる[129-131]。

2.4.3 原子過程の発生

次に、原子過程の取り扱いについて説明する。軌道計算中における弾性散乱及び再結合などの原子過程の発生判定は次の不等式を用いて行われる。

$$r_U \leq \Delta t \times v_{total} \quad (2-62)$$

r_U は一様乱数、 v_{total} は考慮されるすべての原子過程を合わせた衝突周波数である。不等式(2-62)が成り立つとき、いずれかの原子過程が発生したと判定される。原子過程の種類が N 個あるとして、次の不等式が成り立つとき、 n 番目の原子過程が発生したと判定される。

$$\frac{\sum_{k=1}^n \frac{1}{\lambda_k}}{\sum_{k=1}^N \frac{1}{\lambda_k}} \leq r_U < \frac{\sum_{k=1}^{n+1} \frac{1}{\lambda_k}}{\sum_{k=1}^N \frac{1}{\lambda_k}} \quad (2-63)$$

ここで、 λ_k は反応 k の平均自由行程である。本研究では弾性散乱及び体積再結合反応のみが考慮される。再結合反応が生じたと判定された場合、軌道の追跡を終了する。

2.4.4 微分断面積を考慮した弾性散乱の取り扱い

弾性散乱が発生したとき、旋回軌道上のどこにイオンが存在しているかを表す回転角 φ_{rot} を、一様乱数 r_U を用いて $\varphi_{rot} = 2\pi r_U$ と計算する（図 2.7）。この時のイオンの位置と速度は $(x, y + r_L \cos \varphi_{rot}, r_L \sin \varphi_{rot})$, $(v_{\parallel}, v_{\perp} \sin \varphi_{rot}, -v_{\perp} \cos \varphi_{rot})$ と書ける。ここで (x, y, z) は弾性散乱前の案内中心の位置を、 r_L はラーマー半径を表す。散乱相手となる中性粒子の速度をMaxwell分布から乱数を用いて選択する。中性粒子の速度分布関数が等方的なMaxwell分布の時、正規乱数 r_G を用いて中性粒子の速度 $\vec{v}_n$ は、

$$\vec{v}_n = \left(\sqrt{\frac{T_n}{m_n}} \times r_{Gx}, \sqrt{\frac{T_n}{m_n}} \times r_{Gy}, \sqrt{\frac{T_n}{m_n}} \times r_{Gz} \right) \quad (2-64)$$

と計算できる[132]。中性粒子の速度分布関数が流速を持つ Shifted-Maxwell 分布であるとき

は、Neumann の棄却法などを用いて中性粒子の速度を決定する。散乱前のイオンと中性粒子の速度を用いて、弾性散乱後のイオンの速度は次のように書ける。

$$\vec{v}'_i = \vec{V}_G + \vec{V}_i \cos \theta_{CM} + |\vec{V}_i| \vec{s} \sin \theta_{CM} \quad (2-65)$$

$$\vec{s} = \frac{1}{\sqrt{V_{ix}^2 + V_{iy}^2}} \begin{pmatrix} V_{iy} \cos \xi_{CM} + \frac{V_{ix} V_{iz} \sin \xi_{CM}}{V_i} \\ -V_{ix} \cos \xi_{CM} + \frac{V_{iy} V_{iz} \sin \xi_{CM}}{V_i} \\ -(V_{ix}^2 + V_{iy}^2) \frac{\sin \xi_{CM}}{V_i} \end{pmatrix} \quad (2-66)$$

$\vec{v}'_i$ は弾性散乱後の速度、 $\vec{V}_G$ は重心速度、 θ_{CM} は重心系における散乱角、 $\vec{V}_i = (V_{ix}, V_{iy}, V_{iz})$ は重心系における散乱前のイオンの速度($\vec{V}_i = \vec{v}_i - \vec{V}_G$)、 $\vec{s}$ は $\vec{V}_i$ に垂直な単位ベクトルである。弾性散乱前後の速度関係を図 2.8 に示す。図 2.8 に示されるように、弾性散乱後の粒子の速度は、重心速度の先端を中心を持つ半径 $|\vec{V}_i|$ の球面上に来る。換言すれば、 $|\vec{V}_i|$ と $|\vec{V}'_i|$ は同じ大きさを持つ。この関係は運動量保存とエネルギー保存から導出可能である。散乱角 θ_{CM} は重心速度系における散乱前後の速度ベクトル $\vec{V}_i$ 及び $\vec{V}'_i$ がなす角である。衝突する二粒子のうち片方の速度が、もう一つの粒子の速度に対して非常に大きい場合、重心速度 $\vec{V}_G$ は速い粒子の速度とほとんど平行になる($\vec{v}_i \parallel \vec{V}_G$)。このような状況は、例えば NB(: Neutral Beam)生成粒子や核融合生成粒子などの高速イオンと、バルクプラズマイオンの間の散乱で起こりうる。この時、散乱角を「重心速度系において重心速度となす角」とみなすことができる。

第 1 章で論じたように、弾性散乱による輸送効果を定量的に評価するためには、大角度の弾性散乱を適切に考慮しなければならない。そのためには微分断面積を用いて散乱角 θ_{CM} を決定しなければならない。微分断面積を考慮しながら散乱角 θ_{CM} を決定する方法は、Neumann の棄却法を用いた方法などが、中性子の二重微分放出スペクトルを求める際のモンテカルロ積分モデルで開発されている[133-135]。核融合反応生成中性子の微分断面積は、全放出角にわたって急峻に変化することがほとんどないため、Neumann の棄却法でも比較的高速に放出角を計算することができる。一方で、重陽子-重水素原子間の弾性散乱は小角度領域と大角度領域で急激に大きくなる微分断面積を持つため、Neumann の棄却法では散乱角を決定するまでの試行回数が大きくなりやすい。したがって、本研究では Kanzleiter の方法[136]を用いて散乱角を評価する。Kanzleiter の方法では、次のような確率関数 $P_i(E_r, \theta_{CM})$ を定義する。

$$P_i(E_r, \theta_{CM}) = 2\pi \int_{-1}^{\cos \theta_{CM}} \frac{d\sigma}{\sigma_t} d(\cos \theta) \quad (2-67)$$

σ_t は全断面積、 E_r は衝突エネルギーであり、確率関数 $P_i(E_r, \theta_{CM})$ は、イオンが散乱角 π から

θ_{CM} の間に散乱される確率を表す。 $E_r = 1, 5, 10$ eVにおける確率関数 $P_i(E_r, \theta_{CM})$ を図 2.9 に示す。弾性散乱が生じたときに、微分断面積を考慮しながら散乱角 θ_{CM} を決定するには、一様乱数 r_U を生成し $r_U = P_i(E_r, \theta_{CM})$ となる θ_{CM} を求める。この方法では、乱数を生成するのは一度で済むため、確率関数 $P_i(E_r, \theta_{CM})$ と θ_{CM} の関係を事前にデータセットとして用意しておくことで、高速に散乱角 θ_{CM} を計算することができる。(2-65)及び(2-66)式を用いて、ある初期エネルギー $E_{initial}$ で等方的に発生した 10^7 個の粒子が、減速していく過程を図 2.10, 2.11 に示す。図 2.10 では散乱角の評価に重陽子—重水素原子間の微分散乱断面積を用い、図 2.11 では等方散乱を仮定した。ランダムに選択した二つの粒子を弾性散乱させ、散乱を生じた回数を N_c であらわす。図 2.10, 2.11 それぞれの(a), (b)で、 $E_{initial} = 5, 20$ eV である。また、図中に $T = E_{initial} \times 2/3$ の温度を持つ Maxwell 分布を白破線で示す。散乱を繰り返すことで、最終的に粒子の速度分布関数は Maxwell 分布に帰着する様子がわかる。等方散乱を仮定した場合、非等方的な散乱よりも Maxwell 分布への収束が早い。等方散乱では、重心系においてどの微小立体角 $d\Omega$ にも散乱される確率が等しい。 $d\Omega = d\varphi d\mu = -d\varphi \sin \theta_{CM} d\theta_{CM}$ であることから、等方散乱の場合の散乱角は次の式から計算できる。

$$\theta_{CM} = \cos^{-1}(\mu) = \cos^{-1}(2r_U - 1). \quad (2-68)$$

θ_{CM} を $0 \sim \pi$ までで一様に決めるのではなく、 μ を $-1 \sim +1$ までで一様に決めなければならない点に注意が必要である。

弾性散乱後の案内中心の位置は、散乱時の旋回軌道上の位置から Lorentz 力の方向にラーマー半径分だけ距離進んだ場所にある。したがって、散乱後の新しい案内中心の位置は、次のように書ける。

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x + r'_L \times F_x / |\vec{F}| \\ y + r_L \cos \varphi_{rot} + r'_L \times F_y / |\vec{F}| \\ r_L \sin \varphi_{rot} + r'_L \times F_z / |\vec{F}| \end{pmatrix} \quad (2-69)$$

各変数の右肩の「'」は散乱後を表す。Lorentz 力は $\vec{F} = (F_x, F_y, F_z) = q\vec{v}'_i \times \vec{B}$ と書く。案内中心の位置は散乱後の速度に応じて 3 次元的に定まるが、本研究では z 軸方向の移動は無視し、 (x', y') を用いて軌道計算を継続する。

2.4.5 軌道計算粒子を用いた定常密度分布計算

軌道計算粒子を用いて定常密度分布を求める方法はいくつか開発されており ([133]など)、本研究では path length estimator method [137]を用いる。例えばあるコントロールボリューム J で電離により発生した粒子に注目する場合、粒子の初期速度を Neumann の棄却法等で中

性粒子速度分布関数を考慮して決めるとする。軌道計算粒子によって計算されるコントロールボリューム j における定常密度 $n_j^{orbital}$ と温度 $T_j^{orbital}$ は次のように書ける。

$$n_j^{orbital} = \frac{1}{V_j} \sum_{k=1}^N w_k t_{k,j} \quad (2-70)$$

$$T_j^{orbital} = \frac{\frac{2}{3} V_j \sum_{k=1}^N \frac{1}{2} m_i v_i^2 w_k t_{k,j}}{n_j^{orbital}} \quad (2-71)$$

ここで、 V_j はコントロールボリューム j の体積、 w_k は k 番目の粒子の統計的な重み、 $t_{k,j}$ は k 番目の粒子がコントロールボリューム j に滞在する時間、 N は総粒子数である。(2-71)式の $2/3$ は、エネルギーを温度に変換するための係数である。また、統計的な重みは次のように書ける。

$$w_k = \frac{[n_i n_n \langle \sigma v \rangle_{ION}]_J V_J}{N_j} \quad (2-72)$$

N_j はコントロールボリューム J で発生させる軌道計算粒子数である。発生粒子が取る速度の確率密度を考慮せずに、初期速度を一樣乱数等で決める場合、統計的な重み w_k に、初期速度とその確率密度に関する重みを乗じる必要がある。

本研究の軌道計算では、再結合反応が生じるか、2次元体系のどこかの端に到達した段階で再結合を生じ中性化すると考え、軌道の追跡を終了する。

2.5 Boltzmann 衝突積分モデル

本節では Boltzmann 衝突積分モデルについて解説する。最初に Boltzmann 方程式について述べる。ある時間 t 、位置 r における、粒子 i に関する速度分布関数 $f_i(\vec{r}, \vec{v}_i, t)$ の時間発展は次の Boltzmann 方程式によって記述できる。

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{v}_i \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{F}}{m_i} \frac{\partial f_i}{\partial \vec{v}_i} = \left(\frac{\partial f_i}{\partial t} \right)_c \quad (2-73)$$

右辺は Boltzmann 衝突項、あるいは Boltzmann 衝突積分と呼ばれる項であり、2体衝突を介した粒子の速度変化による速度分布関数の変化を表す。Boltzmann 衝突積分の一般的な形式は次のように書ける。

$$\left(\frac{\partial f_i}{\partial t}\right) = \int \int \{f_i(\vec{v}'_i)f_j(\vec{v}'_j) - f_i(\vec{v}_i)f_j(\vec{v}_j)\}|\vec{v}_i - \vec{v}_j| \frac{d\sigma}{d\Omega} d\vec{v}_j d\Omega \quad (2-74)$$

本論文では Matsuura 及び Nakao らによって開発された Boltzmann 衝突積分モデルについて述べ、本研究で用いたモデルについて解説する。Boltzmann 衝突積分は、注目している速度空間に散乱によって流入する粒子（流入項）と、流出する粒子（流出項）に分けられ、それぞれ次のように書ける[138]。

$$\left(\frac{\partial f_i}{\partial t}(\vec{v}_i)\right)_{IN} = \int \int \int f_i(\vec{v}'_i)f_j(\vec{v}'_j)|\vec{v}'_i - \vec{v}'_j|\sigma_p(\vec{v}'_i, \vec{v}'_j \rightarrow \vec{v}_i, \vec{v}_j) d\vec{v}'_i d\vec{v}'_j d\vec{v}_j \quad (2-75)$$

$$\left(\frac{\partial f_i}{\partial t}(\vec{v}_i)\right)_{OUT} = \int \int \int f_i(\vec{v}_i)f_j(\vec{v}_j)|\vec{v}_i - \vec{v}_j|\sigma_p(\vec{v}_i, \vec{v}_j \rightarrow \vec{v}'_i, \vec{v}'_j) d\vec{v}'_i d\vec{v}'_j d\vec{v}_j \quad (2-76)$$

ここで、添字の j は粒子 i と散乱する相手粒子種を指す。この散乱の様子を図 2.12 に示す。右肩の「'」は散乱の逆過程を表す。流入項の意味は、速度 $\vec{v}'_i$ 及び $\vec{v}'_j$ を持つ粒子が散乱を生じ $\vec{v}_i$ 及び $\vec{v}_j$ になる過程を、流出項はその逆の過程を指す。 $\sigma_p(\vec{v}_i, \vec{v}_j \rightarrow \vec{v}'_i, \vec{v}'_j)$ は反応を生じ、2つの粒子の速度が $(\vec{v}_i, \vec{v}_j)$ から $(\vec{v}'_i, \vec{v}'_j)$ に変化する確率を表す。流出項の積分の意味は、粒子 i 及び粒子 j のあらゆる速度の組み合わせで生じる散乱を考慮しており、なおかつ関心があるのは粒子 i のみなので、 $\vec{v}_j$ に関する積分も加えられている。Matsuura、Nakao らは核融合プラズマ中のイオン間で生じる核力を介した散乱過程である、核弾性散乱（NES: Nuclear Elastic Scattering）の影響を定量的に議論できる BFP(Boltzmann-Fokker-Planck)方程式と、Boltzmann 衝突積分モデルを開発している[63,139,140]。流入項と流出項はそれぞれ次のように変形できる。

$$\left(\frac{\partial f_i}{\partial t}(\vec{v}_i)\right)_{IN} = \int \int f_i(\vec{v}'_i)f_j(\vec{v}'_j)v_r \sigma(v_r)P(\vec{v}'_i \rightarrow \vec{v}_i) d\vec{v}'_i d\vec{v}'_j \quad (2-77)$$

$$\left(\frac{\partial f_i}{\partial t}(\vec{v}_i)\right)_{OUT} = \int f_i(\vec{v}_i)f_j(\vec{v}_j)v_r \sigma(v_r) d\vec{v}_j \quad (2-78)$$

ここで、 $v_r = |\vec{v}_i - \vec{v}_j|$ である。散乱確率関数 $P(\vec{v}'_i \rightarrow \vec{v}_i)$ は、原子炉物理の分野で一般的に用いられる基本概念である[141]。減速材に水を用いる原子炉中では、中性子が減速材中の軽水素と弾性散乱を生じ減速していく過程が重要となる。したがって、一度の弾性散乱の後、中性子がどのような速度を取りうるかが大きな関心ごとであり、そのために散乱確率関数が開発・使用されてきた。Matsuura、Nakao らは(2-75)、(2-76)式中の $\sigma_p(\vec{v}'_i, \vec{v}'_j \rightarrow \vec{v}_i, \vec{v}_j)$ を、散乱を生じる確率を表す全断面積 $\sigma(v_r)$ と散乱後に速度 $\vec{v}_i$ をとる確率に分離し、後者の確率に散乱確率関数 $P(\vec{v}'_i \rightarrow \vec{v}_i)$ を導入するモデルを開発した。簡単のために、散乱後の速度の向

きまでは問題にせず、速さのみに注目した散乱確率関数 $P_{abs}(v'_i \rightarrow v_i)$ を導入する。二つの散乱確率関数の関係は次のように書ける。

$$P(\vec{v}'_i \rightarrow \vec{v}_i) = \frac{1}{4\pi v_i^2} P_{abs}(v'_i \rightarrow v_i) \quad (2-79)$$

ここで等方的な散乱を仮定する。等方散乱では散乱角の座標の取り方は任意となるため、重速度系において、散乱後の速度が重心速度となす角を散乱角と取ると、散乱確率関数 $P_{abs}(v'_i \rightarrow v_i)$ は次のように書ける。

$$P_{abs}(v'_i \rightarrow v_i) = \begin{cases} \frac{v_i}{2V_g V_i}, & \text{for } |\vec{V}_g - \vec{v}_i| \leq v_i \leq |\vec{V}_g + \vec{v}_i| \\ 0 & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (2-80)$$

(2-79), (2-80)式を用いることで、流入項の計算が可能となる。Matsuura、Nakao らは、NES が等方散乱とみなせること[142]、高速イオンとバルクイオン間の NES が重要であることに注目し、Boltzmann 衝突積分の計算に散乱角率関数を適用した BFP 方程式[63,139,140]を開発した。微分断面積の非等方性が大きい場合、これらのモデルの適用は難しくなるが、等方散乱である場合には上記のモデルが適用できる。高純度軽水素ビームが NES を介してバルク重陽子を高エネルギー領域に反跳し、重陽子速度分布関数上にノックオンテイルを形成することで、中性子発生率が1桁以上上昇することが LHD における実験で確認されており、その他の NES 効果も合わせて BFP モデルを用いて実験値の解析が行われている[139,143,144,145]。

最後に本研究で用いる、弾性散乱によってある速度 v_i に散乱される粒子の個数を表す量 $Q(v_i)$ について説明する。

$$Q(\vec{v}_i) = \int \int \int f_i(\vec{v}'_i) f_j(\vec{v}'_j) v_r \frac{d\sigma}{d\Omega} \delta(\vec{v}_i - \vec{v}_a) d\Omega d\vec{v}'_j d\vec{v}'_i \quad (2-81)$$

ここで $\vec{v}_a$ は(2-65), (2-66)式から計算される散乱後の速度である。(2-81)式は(2-75)式と本質的には等価であり、つまり Boltzmann 流入項そのものである。(2-81)式を計算する場合、多重積分であるため、一般的にモンテカルロ積分などを適用することになる。この時、(2-81)式の形式は微分断面積の急峻さのために、計算精度を確保するためには非常に大きな試行回数が必要である。そこで(2-81)式を、モンテカルロ積分するにあたって、次のように変形する。

$$Q(\vec{v}_i) = \int \frac{(v_{xmax} - v_{xmin})(v_{ymax} - v_{ymin})(v_{zmax} - v_{zmin})}{N_x N_y N_z} \times \sum_{s_j=0}^{N_x} \sum_{t_j=0}^{N_y} \sum_{u_j=0}^{N_z} f_i(\vec{v}'_i) f_j(\vec{v}'_j) v_r \sigma(v_r) \delta(\vec{v}_i - \vec{v}_a) d\vec{v}'_i \quad (2-82)$$

ここで、 v_{max}, v_{min} は積分範囲の最大・最小速度、 N_x, N_y, N_z はモンテカルロ積分の試行回数を表す。散乱角 θ_{CM} を2.3.4節で解説した Kanzleiter の方法で乱数を用いて決定し、散乱後の速度を(2-65), (2-66)式を用いて計算すれば、微分散乱断面積の特徴と弾性散乱の影響を定量的に考慮しつつ、モンテカルロ積分の試行回数は比較的少なくて済む。速度分布関数式 $f_i(\vec{v}'_i)$ 及び $f_j(\vec{v}'_j)$ が小さいところではモンテカルロ積分の試行回数 N を小さくすることで、さらに計算負荷は小さくできる。(2-82)式を用いて得られた計算結果の例を図 2.13, 2.14 に示す。図 2.13(a)は $f_j(\vec{v}'_j)$, $f_i(\vec{v}'_i)$ ともに等方的な温度 5 eV の Maxwell 分布を、図 2.13(b)は $f_j(\vec{v}'_j)$ に x 軸正方向に 2.0×10^4 m/s の流速 V_{mx} をもつ温度 5 eV の shifted-Maxwell 分布を、 $f_i(\vec{v}'_i)$ には等方的な温度 5 eV の Maxwell 分布を用いた。図 2.14(a), (b)は図 2.13 と同じ条件で、温度のみ 15 eV にした。また、示された結果は $v_z=0$ の断面を抜き出した図である。図 2.13 及び 2.14 からわかるように、弾性散乱によってイオンは流速以外の方向にも多く散乱される。温度が大きいほど散乱後の速度は大きくなる。

(2-56), (2-57)式は速度分布関数が速度空間等方の時、それぞれ次のように変形できる。

$$\left(\frac{\partial f_i}{\partial t}(v_i) \right)_{IN} = \frac{2\pi}{v_i^2} \int_0^\infty v'_i f_i(v'_i) \int_0^\infty v'_j f_j(v'_j) \int_{|v'_i-v'_j|}^{v'_i+v'_j} P_{abs}(v'_i \rightarrow v_i) \sigma(v_r) v_r^2 dv_r dv'_i dv'_j \quad (2-83)$$

$$\left(\frac{\partial f_i}{\partial t}(v_i) \right)_{OUT} = -\frac{2\pi}{v_i} f_i(v_i) \int_0^\infty v_j f_j(v_j) \int_{|v'_i-v'_j|}^{v'_i+v'_j} \sigma(v_r) v_r^2 dv_r dv_j \quad (2-84)$$

速度空間流入項である(2-82)式と(2-83)式の結果を比較検証する。重陽子の速度分布関数 $f_i(v'_i)$ に等方的な Maxwell 分布を、重水素原子の速度分布関数 $f_j(v'_j)$ に 2 温度 Maxwell 分布を用い高温のテイル密度・温度を n_{tail}, T_{tail} とおく。また、散乱確率関数を用いるため、等方散乱と仮定した。図 2.15(a)に $n_{tail} = 0.1 \text{ m}^{-3}$, $T_{tail} = 50 \text{ eV}$ の場合の重陽子と重水素原子の速度分布関数を、(b)に Boltzmann 衝突積分の速度空間流入項である(2-82)式と(2-83)式による計算結果の比較を示す。図中で、(2-82)式は Matsuura model と表記されている。図 2.16 に $T_{tail} = 100 \text{ eV}$ とした場合の速度分布関数と Boltzmann 衝突積分の結果を示す。図 2.15, 2.16 ともに(2-82)式、(2-83)式の結果はよく一致している。また、相互作用する相手粒子の速度分布関数に高エネルギーテイルがある場合、弾性散乱を介して高エネルギー領域に粒子が反跳されることがわかる。

Reiter 及び Clark らによって、イオン-中性粒子間の運動量・エネルギーソースを、微分

断面積を考慮して計算する方法が開発されているため紹介する[66]。この方法は EIRENE 内で MC 輸送計算粒子が、背景の流体プラズマに与える/与えられる運動量及びエネルギーを計算するために用いられる。EIRENE では、発生した中性粒子が背景の Maxwell 分布を持つイオンと散乱すると考える。モデルの根幹は Boltzmann 衝突積分に立脚しており、中性粒子の速度関数を単色のエネルギーを持つデルタ関数様の速度分布関数で仮定する。イオン-MC 輸送中性粒子間でやり取りされる運動量及びエネルギーは、それぞれ次のように書ける。

$$\langle \sigma v_r \Delta P_a \rangle = -m_{i,n} \frac{\vec{v}_n}{v_n} \left[\frac{a}{2v_n} I_{0,1} - a^2 I_{1,1} \right] \quad (2-85)$$

$$\langle \sigma v_r \Delta E_a \rangle = -\kappa_{a,n} \left[\frac{m_i + m_n}{4} a I_{0,1} - \frac{m_i + m_n}{2} v_n a^2 I_{1,1} + \frac{m_n}{2} a I_{2,1} \right] \quad (2-86)$$

ここで、 $m_{i,n}$ は衝突する 2 粒子の換算質量、 $\vec{v}_n$ は中性粒子の速度、 a はイオンの熱速度の 2 乗で $2T_i/m_i$ と書ける。 $I_{k,l}$ は反応率の積分計算をデルタ関数様の速度分布関数を持つ粒子と Maxwell 分布を持つ粒子に対して行ったもので、次のように書ける。

$$I_{k,l} = \left(\frac{1}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{v_n} \frac{1}{u^{k+1}} e^{-\frac{v_n^2}{u^2}} \int_0^\infty \sigma^l v_r^{2+k} e^{-\frac{v_r^2}{u^2}} \left[e^{\frac{2v_r v_n}{u^2}} - (-1)^k e^{-\frac{2v_r v_n}{u^2}} \right] dv_r \quad (2-87)$$

$$\sigma^l = 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \theta (1 - \cos^l \theta) d\theta \quad (2-88)$$

図 2.17 及び 2.18 に、(2-85)式及び(2-86)式の計算結果の一例を示す。ここでは重陽子と重水素原子間の弾性散乱に注目し、直進する重水素原子が背景の等方的な重陽子に与える運動量とエネルギーを計算した。横軸に重陽子の温度を、縦軸には直感的に理解しやすくするため重水素原子のエネルギーをとっている。図 2.17 より、重水素から重陽子に与えられる運動量は、重水素のエネルギーと重陽子の温度が増すほどに大きくなる事がわかる。図 2.18 は、重水素原子から重陽子に与えられるエネルギーが示してあり、負値は重水素原子が重陽子からエネルギーを受け取ることを表している。正值と負値の境目に黒実線が引いてある。重水素原子のエネルギーが高くなるほど、重陽子に受け渡すエネルギーは大きくなる。

Reiter らによる方法は非常に高速に計算ができるが、前述のように、デルタ関数様と Maxwell 分布をもつ粒子間の相互作用しか考慮できず、速度分布関数の歪みまでは計算に入らない。本研究で提案したモデル(2-81)式では、任意の速度分布関数を用いての計算が可能である。また、EIRENE のモデルは単色の中性粒子の背景のイオンとの Boltzmann 衝突積分の積分値が得られるのみで、(2-81)式のような速度空間における流入分布までは求められない。

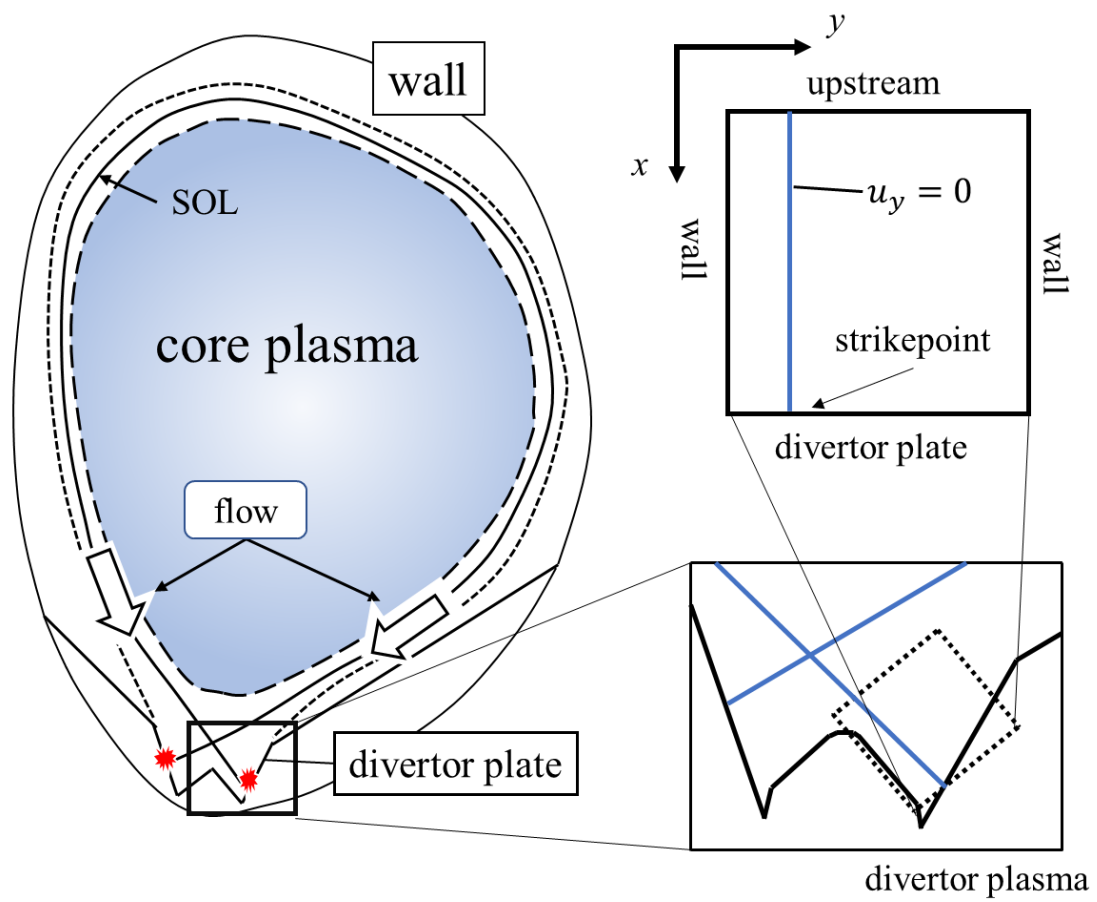


図 2.1 JT-60U のダイバータプラズマ領域を参考にした 2 次元体系

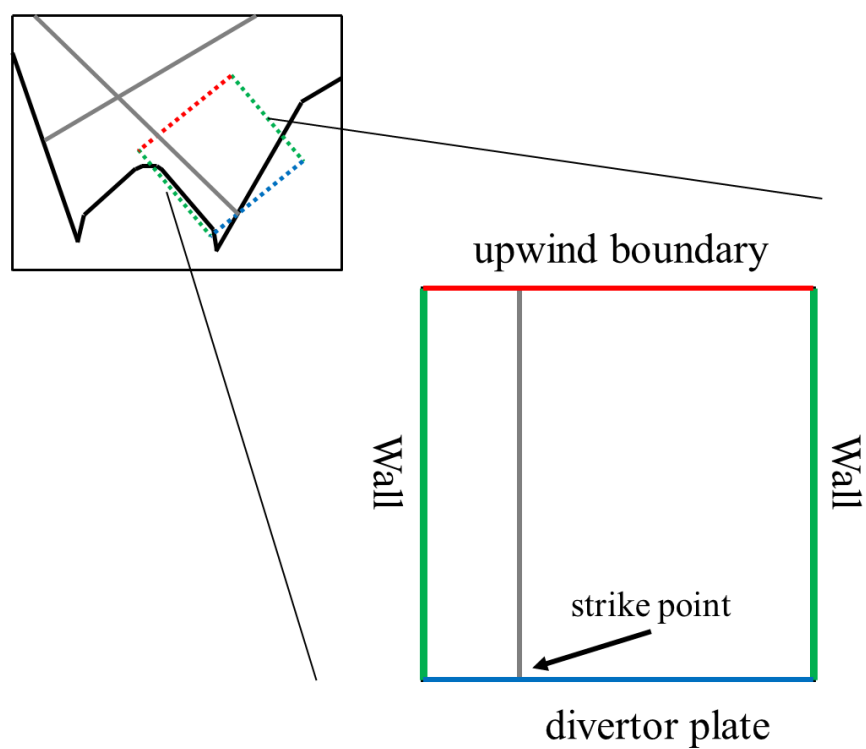


図 2.2 2次元体系における境界条件の適用箇所

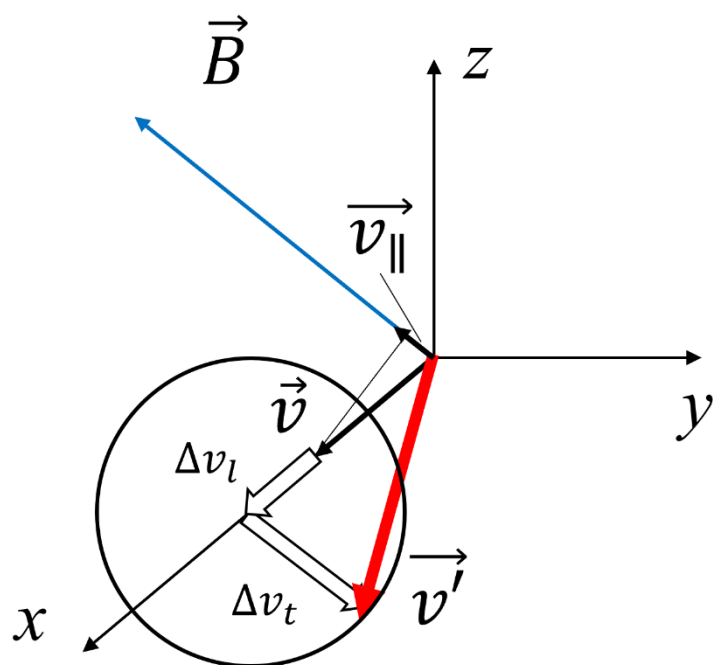


図 2.3 クーロン散乱による速度変化の関係

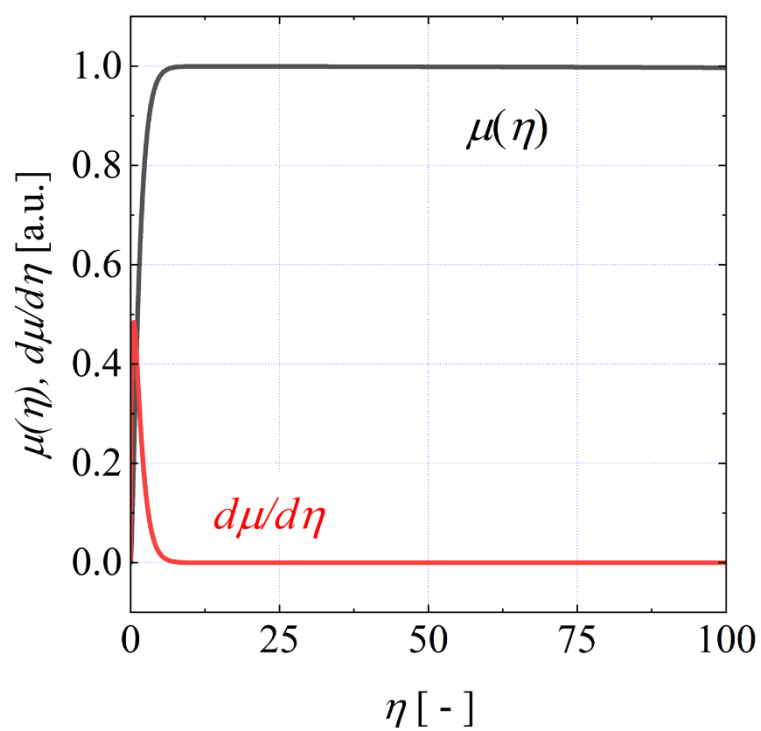
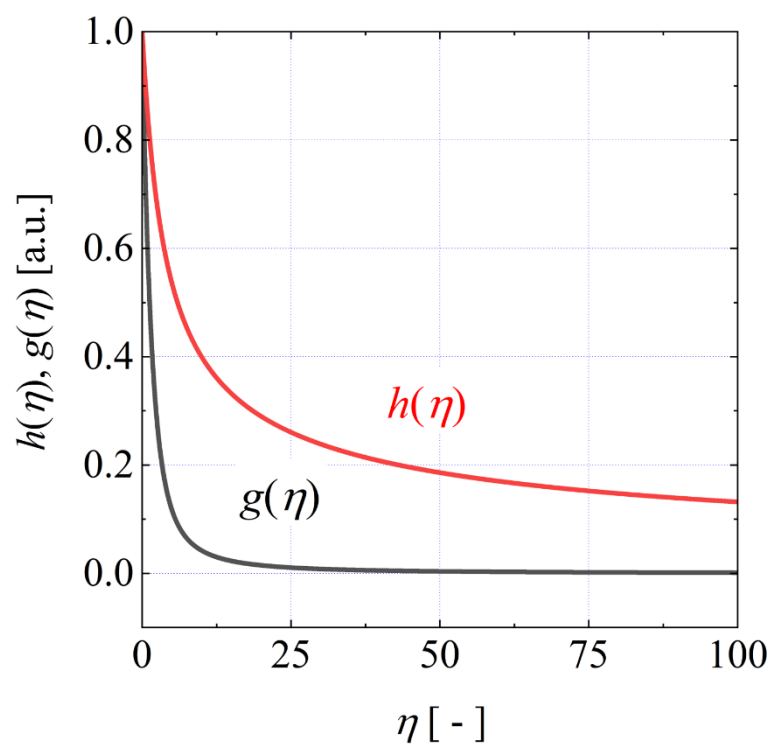


図 2.4 関数 $g(\eta)$, $h(\eta)$, Maxwell 積分 $\mu(\eta)$ 及び $d\mu/d\eta$

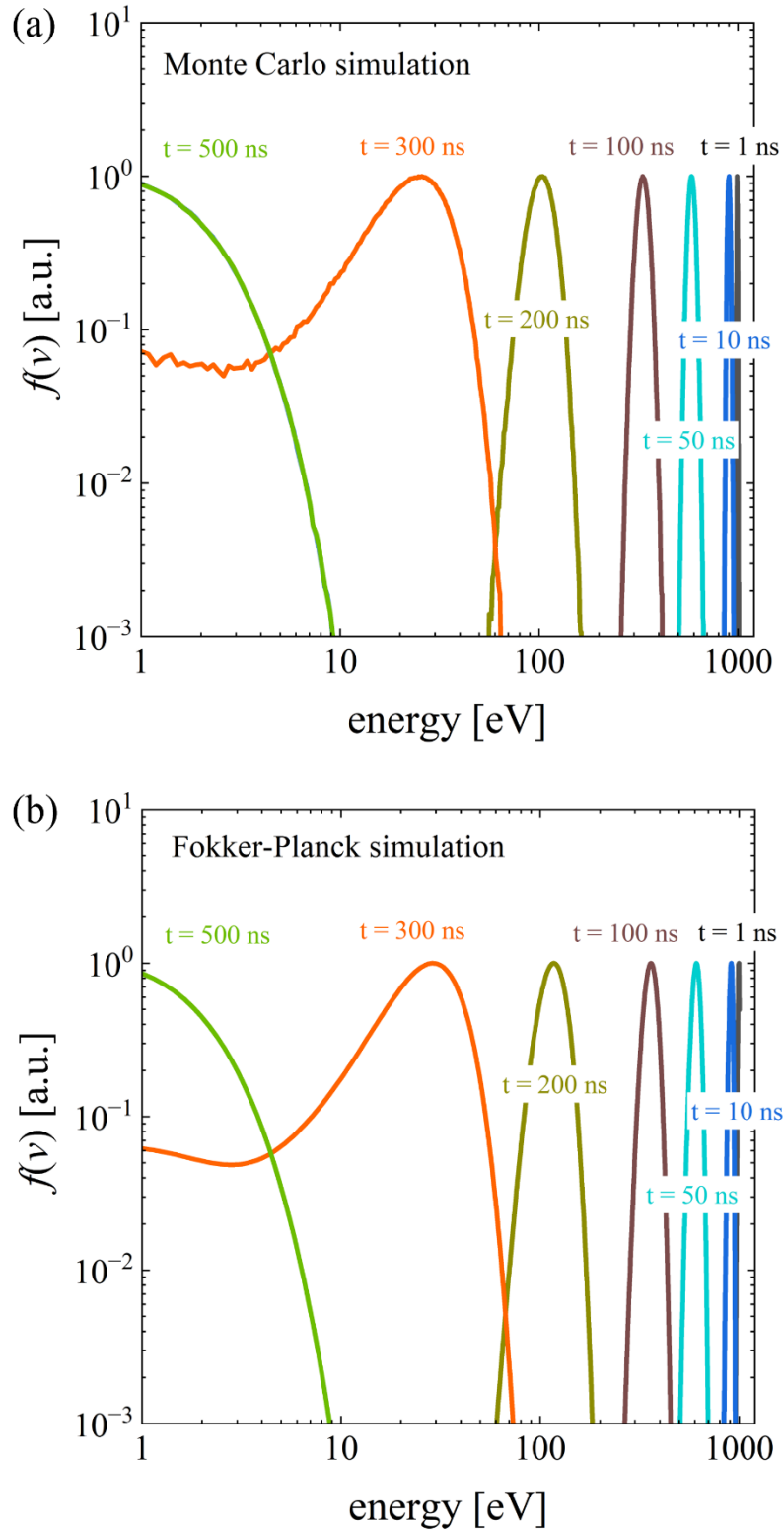


図 2.5 クーロン散乱によるイオンの原則に関する MC 的手法と FP 計算の比較

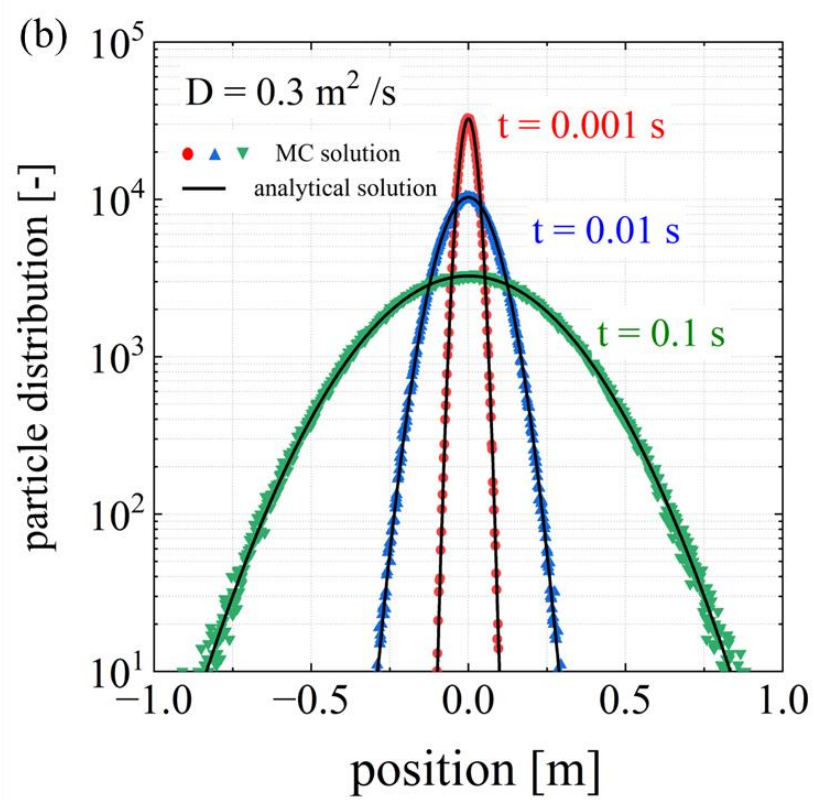
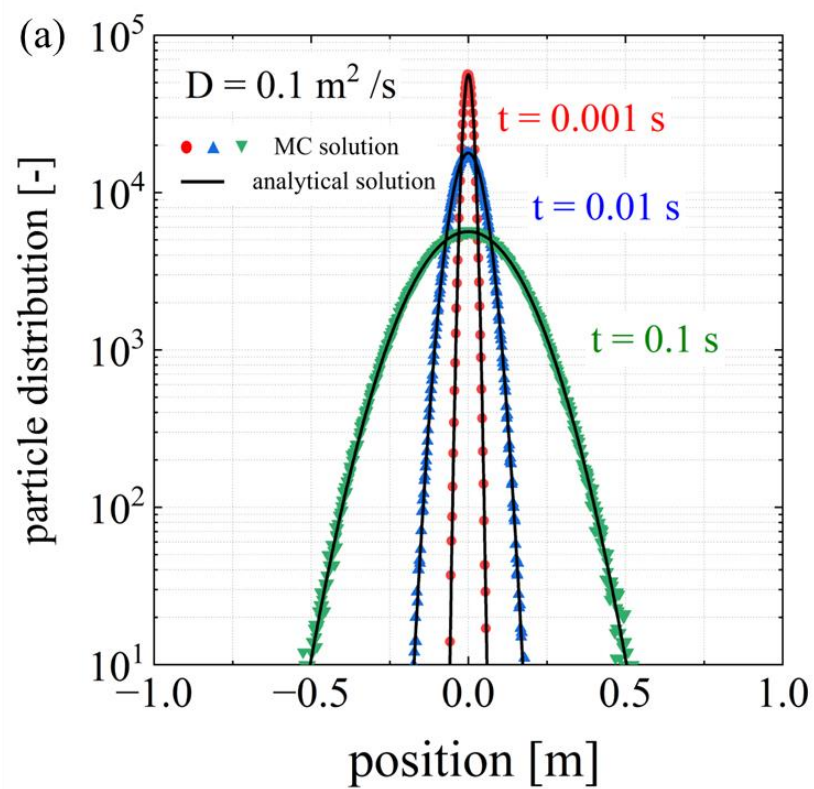


図 2.6 MC 拡散モデルと解析解の比較

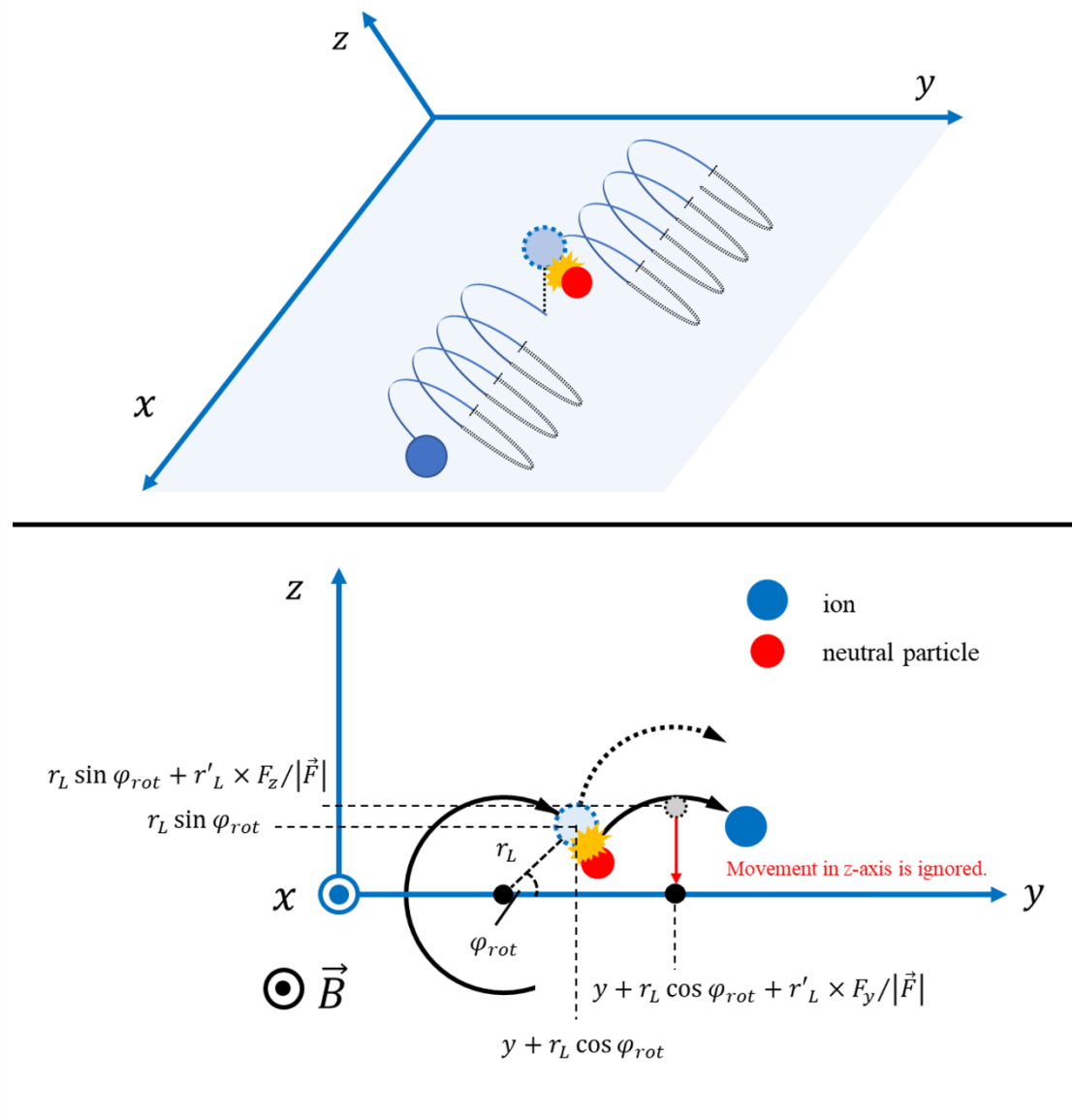


図 2.7 2次元体系における旋回運動を考慮した弾性散乱による案内中心の移動

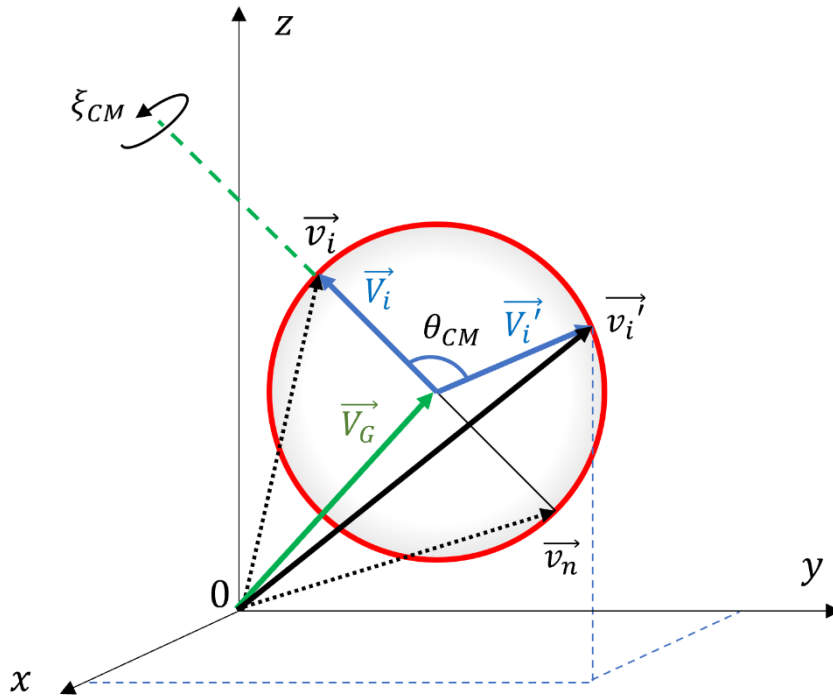


図 2.8 弾性散乱におけるイオンの速度変化

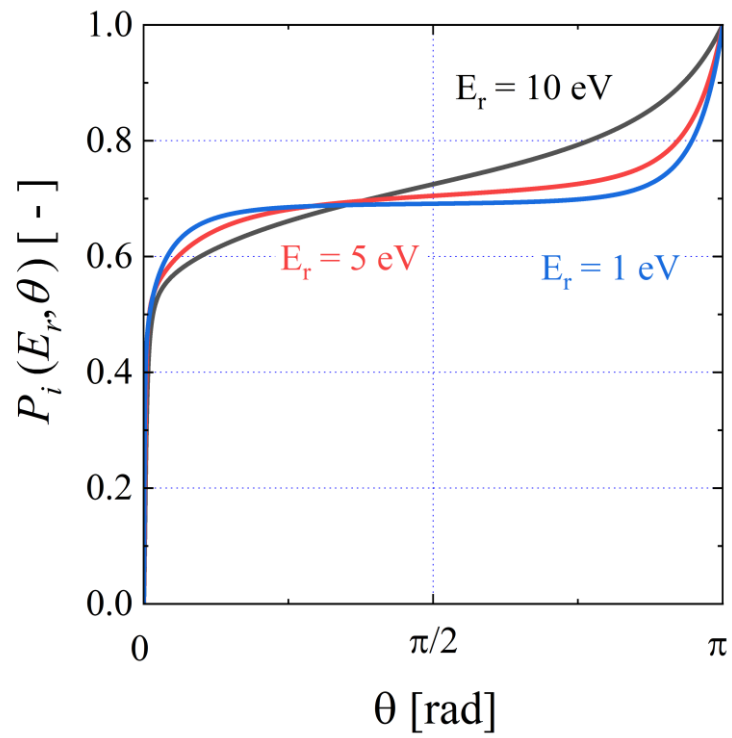


図 2.9 重陽子一重水素原子間の弾性散乱における $P_i(E_r, \theta)$ と θ の関係

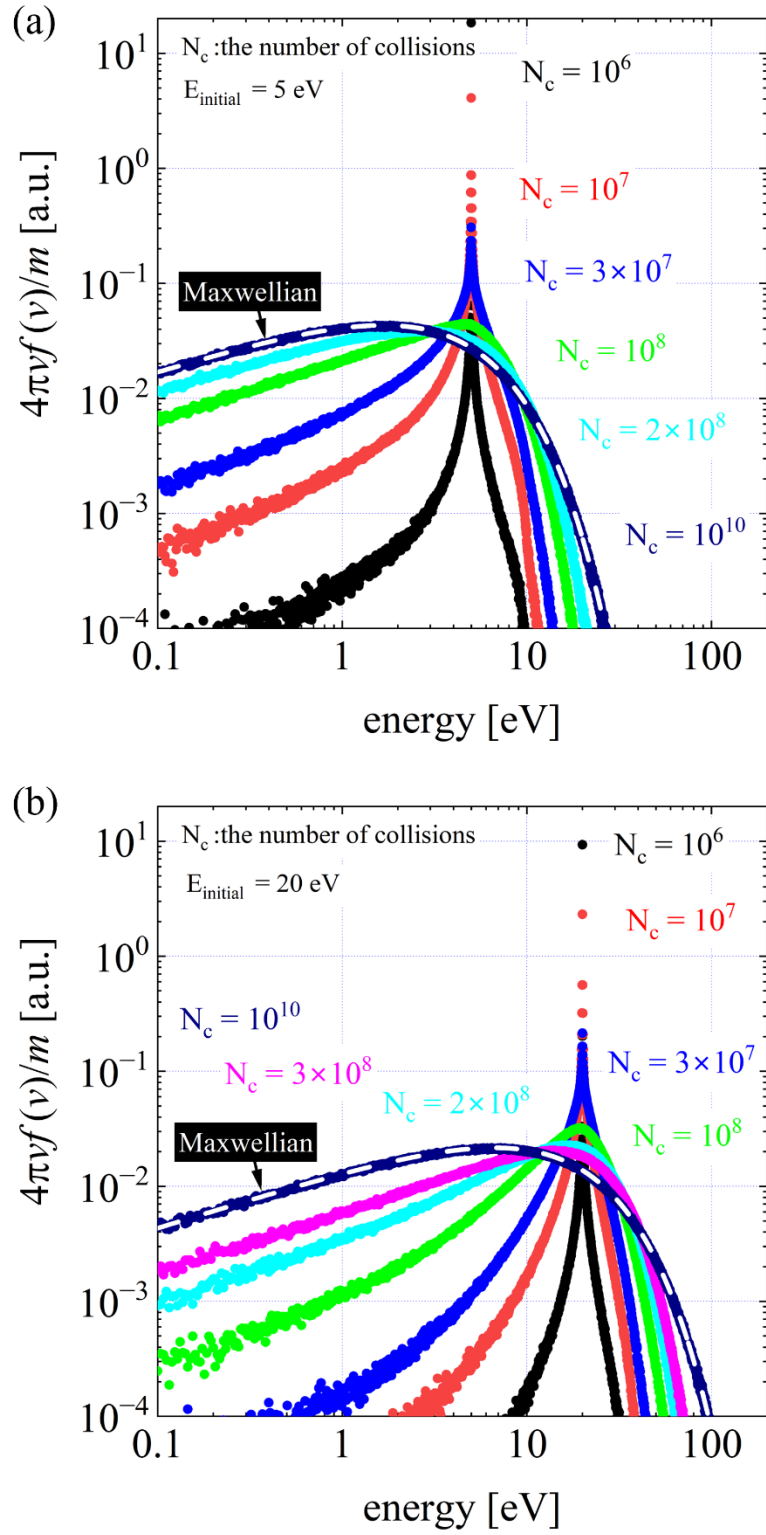


図 2.10 (a) 5 eV, (b) 20 eV で発生した重陽子の弾性散乱を介した減速の様子

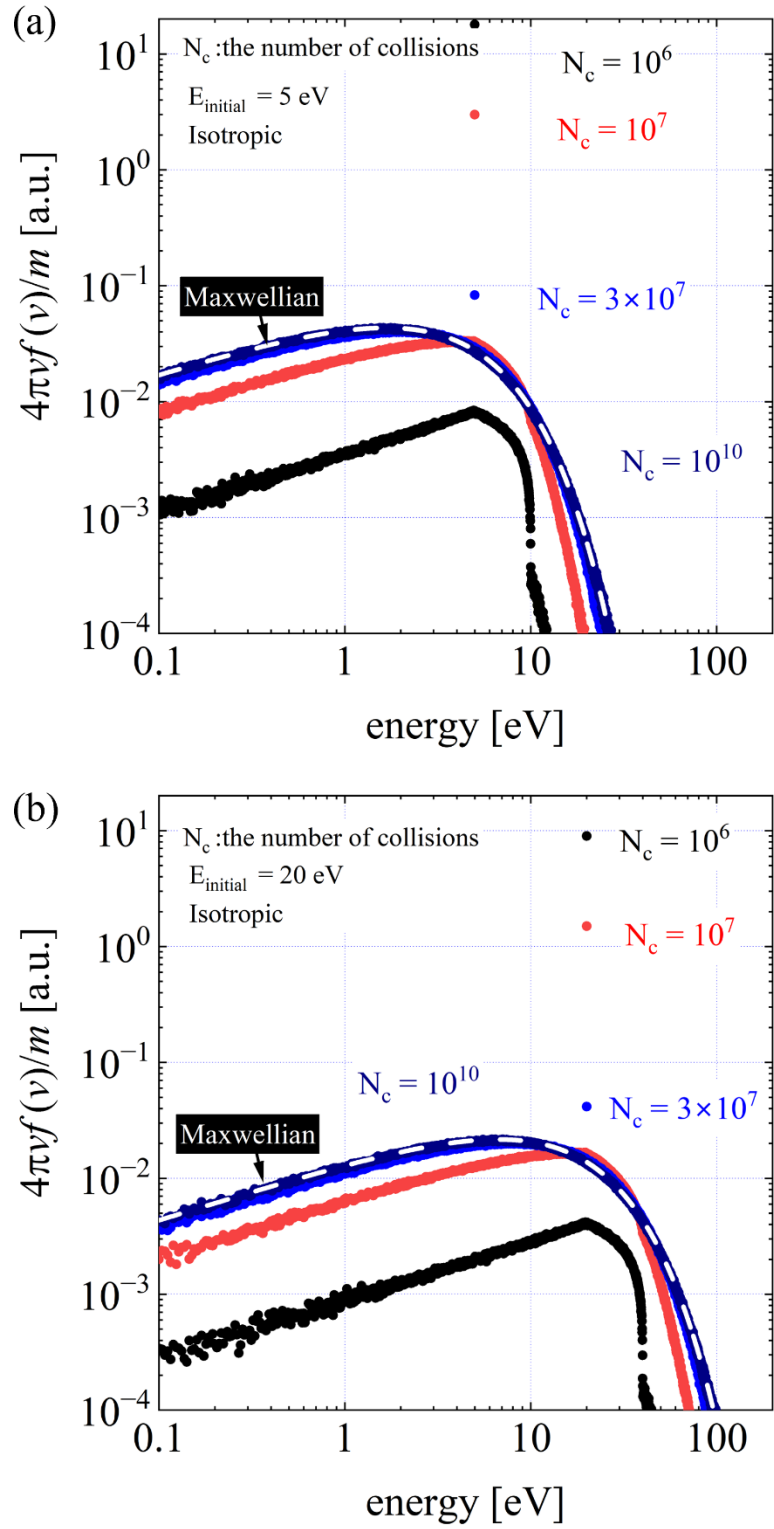


図 2.11 (a) 5 eV, (b) 20 eV で発生した重陽子の等方弾性散乱を介した減速の様子

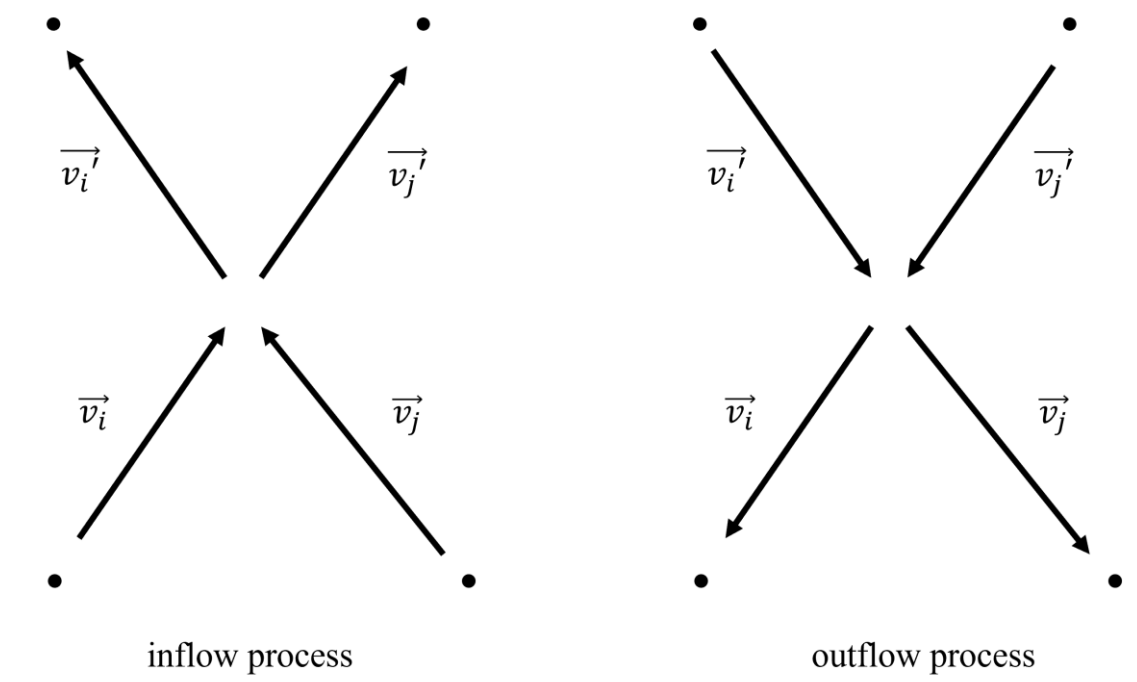


図 2.12 弾性散乱における時間反転対称性

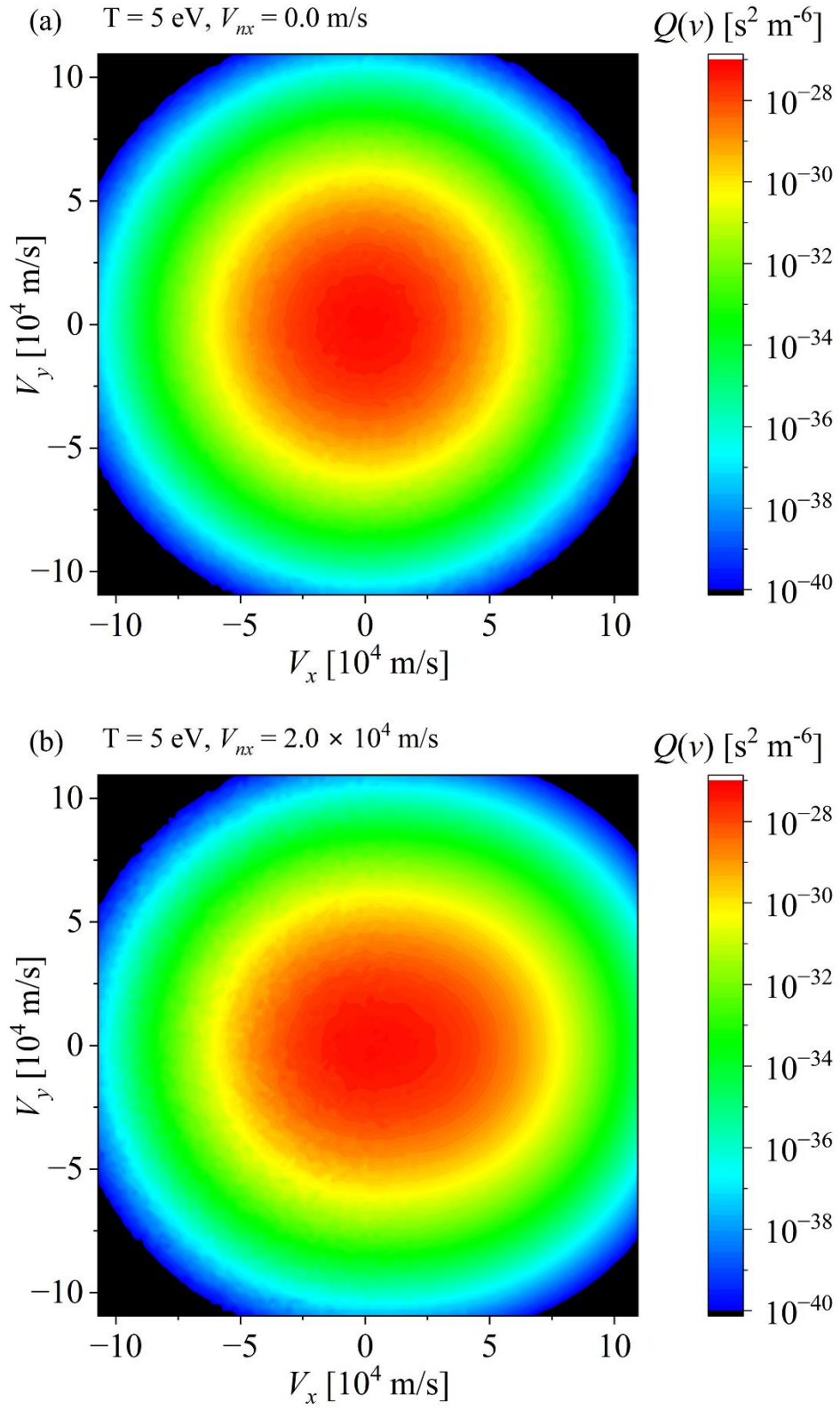


図 2.13 $T = 5 \text{ eV}$ における (a) $V_{nx} = 0.0$, (b) $V_{nx} = 2.0 \times 10^4 \text{ m/s}$ の場合の Boltzmann 衝突積分

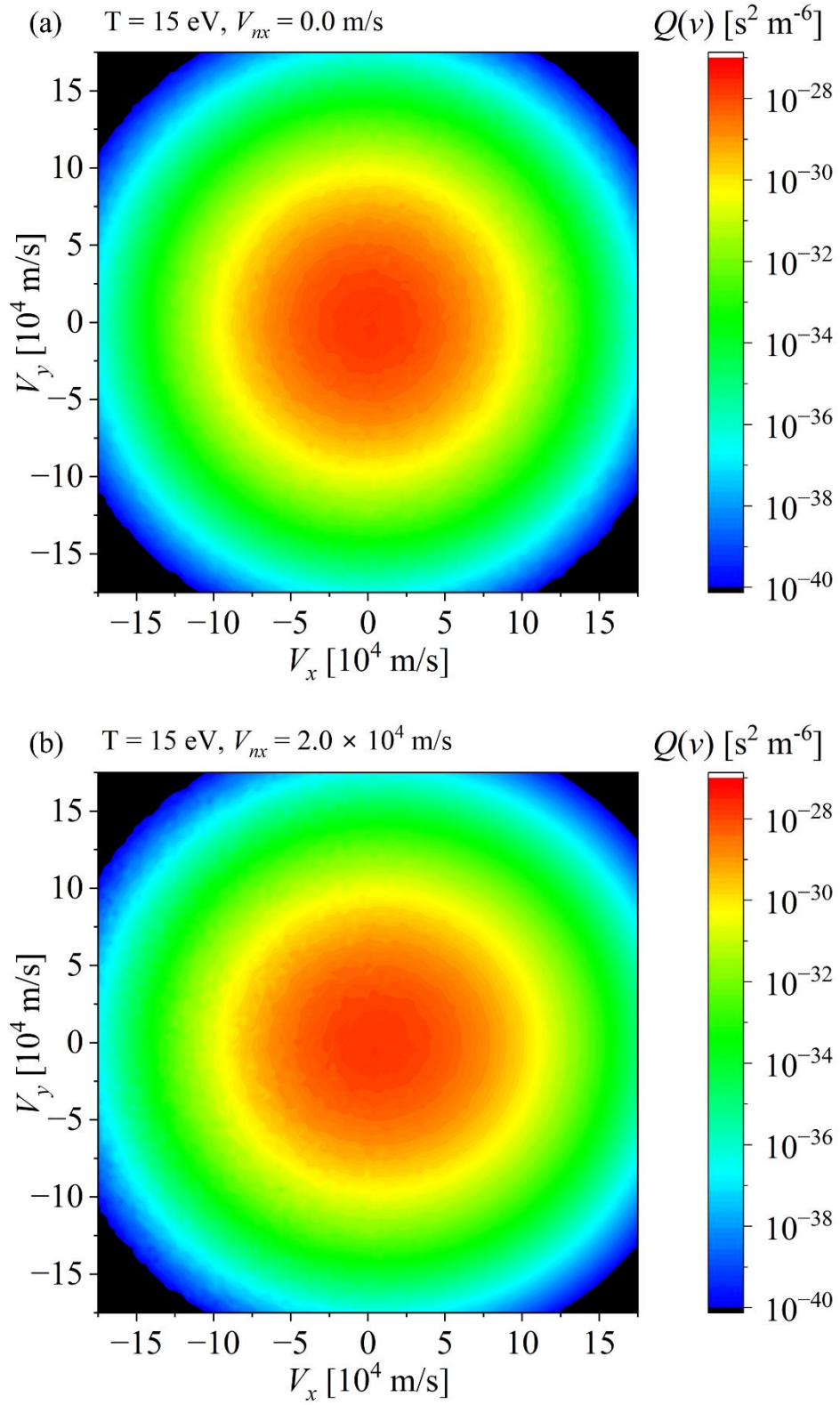


図 2.14 $T = 15 \text{ eV}$ における (a) $V_{nx} = 0.0$, (b) $V_{nx} = 2.0 \times 10^4 \text{ m/s}$ の場合の Boltzmann 衝突積分

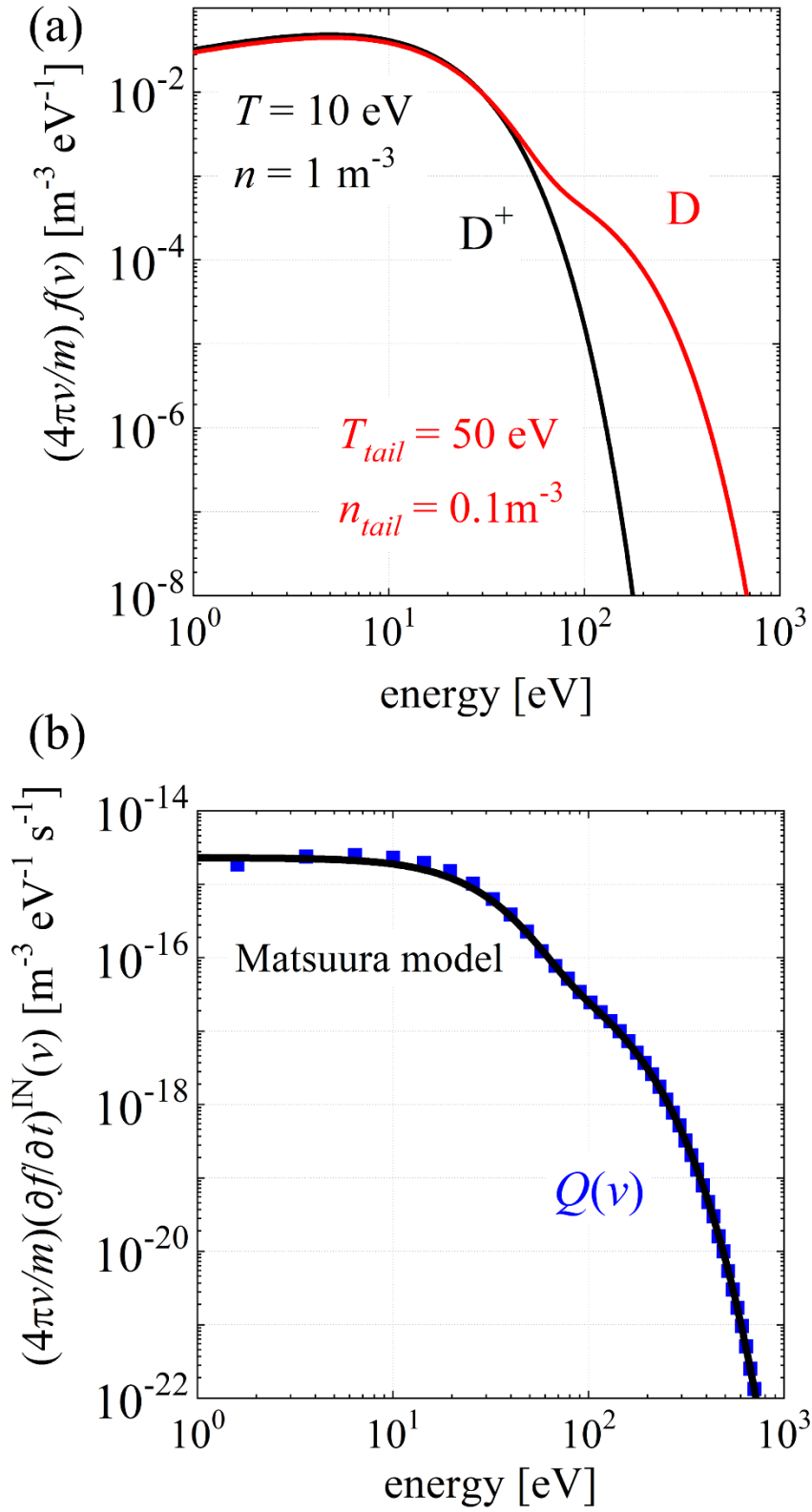


図 2.15 重水素原子が 50 eV のテイルを有する場合の
(a)重陽子と重水素原子の速度分布関数と(b)Boltzmann 衝突積分の比較

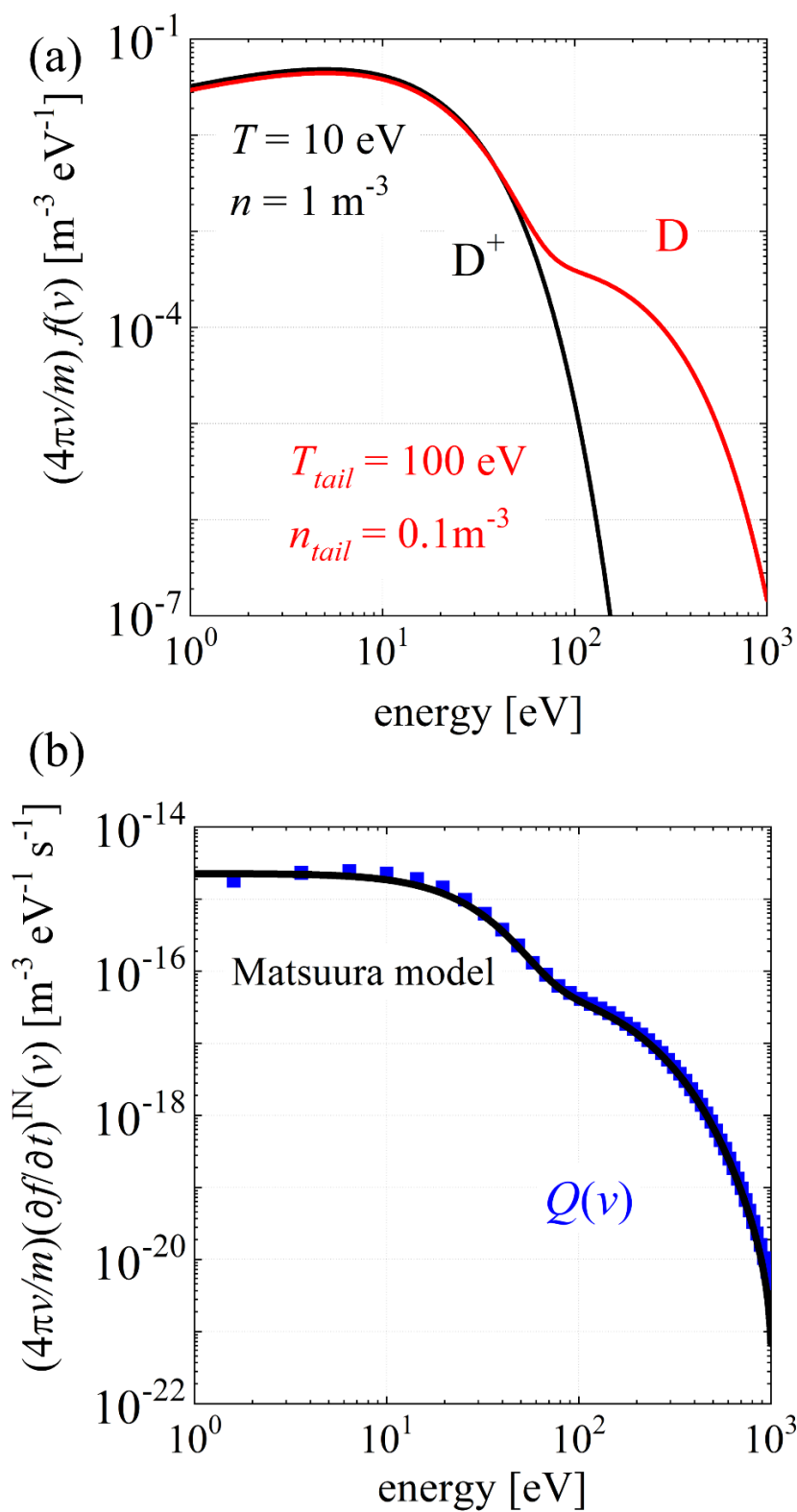


図 2.16 重水素原子が 100 eV のテイルを有する場合の
(a)重陽子と重水素原子の速度分布関数と(b)Boltzmann 衝突積分の比較

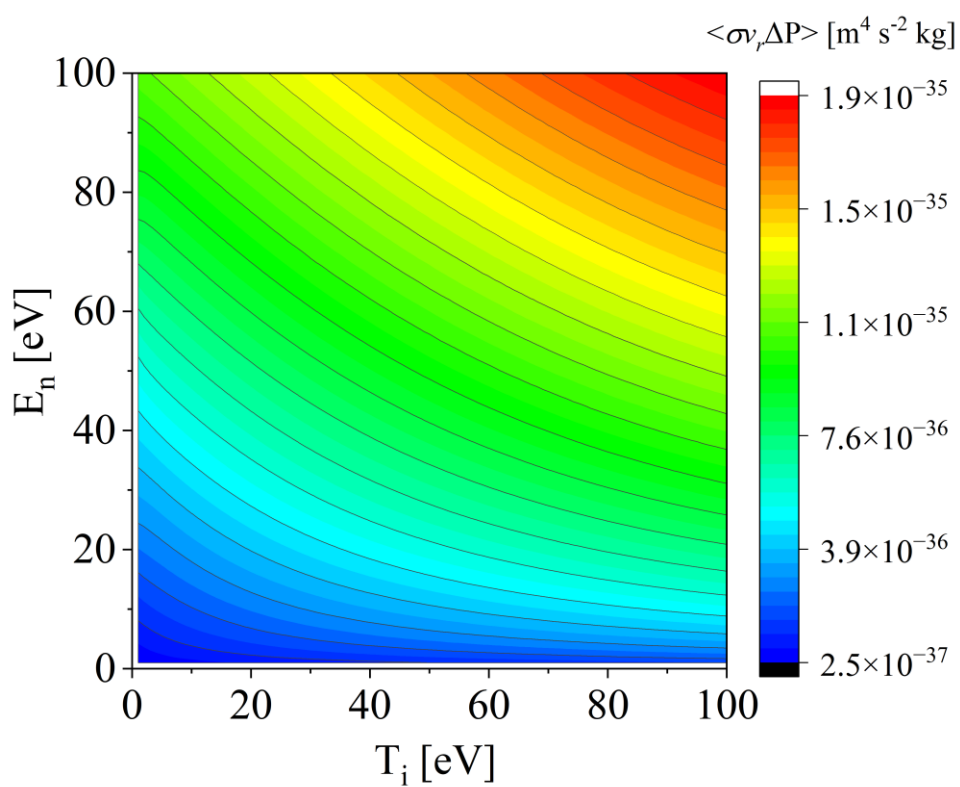


図 2.17 EIRENE モデルにおける運動量輸送量

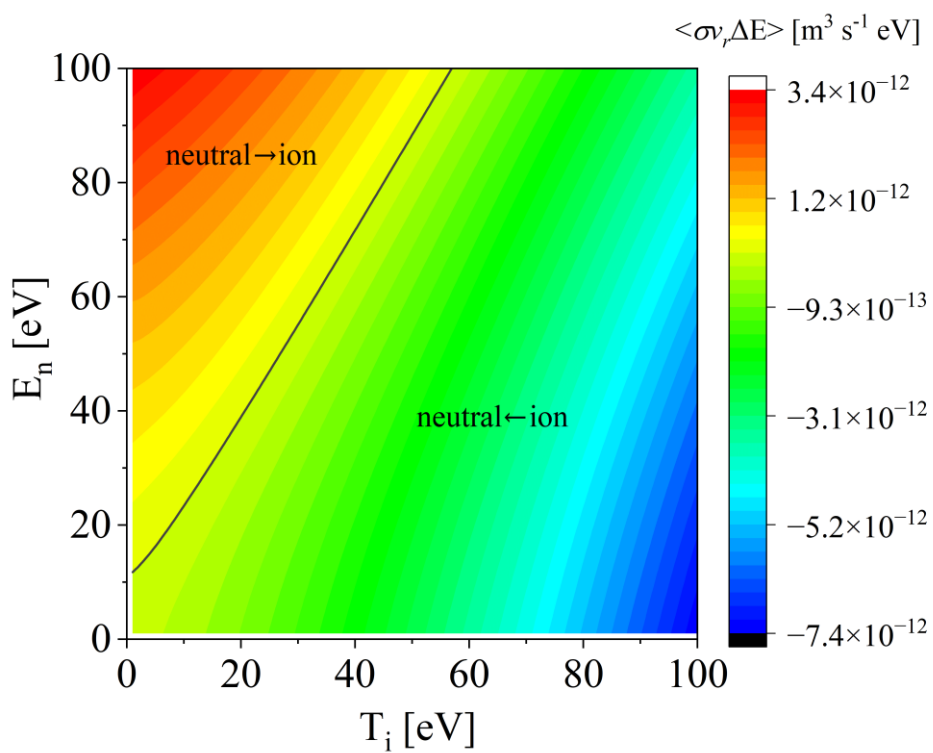


図 2.18 EIRENE モデルにおけるエネルギー輸送量

第 3 章 ダイバータプラズマにおける 大角度弾性散乱効果

本章では、大型トカマク装置のダイバータプラズマを模擬した 2 次元体系における、大角度の弾性散乱がイオン輸送に及ぼす影響について検討し、その効果が有意であることを確認する。第 1 章で述べたように、弾性散乱のイオンに対する輸送効果を評価するには、大角度の弾性散乱を適切に考慮しなければならない。そこで本研究では磁場を考慮した軌道計算モデル（2.4 節）を開発し、微分断面積を考慮して弾性散乱について取り扱うことで、大角度の弾性散乱過程をシミュレーションに導入する。また第 1 章で述べたように、多くの周辺プラズマ解析コードは燃料プラズマに対して流体モデルを用いる。特に磁場垂直方向については拡散方程式のみを解く統合コードも多い。したがって、弾性散乱による輸送効果を拡散係数で再現することについても試みる。拡散係数で弾性散乱の輸送効果を表現できた場合、大きなコード編集を必要とせず統合コードに弾性散乱の影響を導入できる可能性がある。

3.1 計算条件

計算対象とした 2 次元体系を図 3.1 に示す。磁場強度について JT-60SA と原型炉を参考に、トロイダル磁場強度 $B_T = 3.0, 5.0$ T、ポロイダル磁場強度 $B_p = 0.2$ T の 2 ケースの計算を行う。磁力線に平行な方向を x 軸、ダイバータ板に平行かつ x 軸に垂直な方向を y 軸にとる。 x, y 軸に垂直な方向が z 軸である。本検討ではできるだけ単純な条件で大角度弾性散乱の影響を評価するため、背景のプラズマ密度及びイオン温度・電子温度、背景プラズマ流速は一樣とする。それぞれ $n_i = 10^{20}$ m/s、 $T_i = T_e = 50$ eV、 $v_f = 1.0 \times 10^4$ m/s である。これらのプラズマ条件は原型炉における外側ダイバータ板の熱負荷が最大になる近傍の点から選択する。

中性粒子密度は弾性散乱の頻度（衝突周波数）及び電離ソース分布に関係するため、一樣な分布を与えることは適切でない。したがって、2.3 節で示した簡易流体モデルを用いて中性粒子の密度分布を計算する。中性粒子がダイバータ板に対して垂直な速度を持ってプラズマに侵入すると仮定し、トロイダル磁場とポロイダル磁場がダイバータ板となすピッチ角を考慮して、中性粒子密度分布を計算する。種々の背景プラズマ条件及び中性粒子密度分布を図 3.2 に示す。電子衝突電離反応をイオンソースとして考慮し、2 次元体系中央にある 1 cm の幅から粒子を発生させ軌道計算を行うことで、定常的なイオン密度分布を計算する。1 cm は多くの統合コードのコントロールボリューム幅とおおよそ同程度の大きさである。弾性散乱以外の磁場垂直方向へのイオン輸送として、異常拡散を 2.3.2 節で説明したモデル

で考慮し、拡散係数は $D_a = 0.3 \text{ m}^2/\text{s}$ とする。通常、クーロン散乱による磁場垂直方向への拡散係数はこの値より 1 桁程度小さいため、その影響は内包されていると考え、追加的にクーロン散乱の輸送効果を考慮する必要はない。軌道計算中では $E \times B$ ドリフトなどのドリフト効果は無視する。

3.2 軌道計算ケース

大角度の弾性散乱の輸送効果を評価し、またその輸送効果を拡散係数で再現するために、合計 4 つの軌道計算モデルを計算する。ケース A) 弾性散乱による案内中心の移動を考慮するモデル、ケース B) 弾性散乱による案内中心の移動を無視したモデル、ケース C, D) 弾性散乱による案内中心の移動を拡散として考慮するモデル、の 4 ケースである。ケース A とケース B の結果を比較することで、弾性散乱が磁場垂直方向へのイオンの輸送に及ぼす影響を評価できる。また、ケース A の結果と、ケース C およびケース D の結果を比較することで、弾性散乱による輸送効果が、どの程度拡散係数によって表現できるかを評価する。

それぞれの軌道計算ケースを以下に解説する。ケース C 及び D において、弾性散乱を拡散係数として考慮するために、次のような拡散係数の式を用いる[146]。

$$D_{EL} = r_L^2 \langle \sigma v \rangle_{EL} n_n \quad (3-1)$$

$$D_{EL}^{large} = r_L^2 \langle \sigma v \rangle_{EL}^{large} n_n \quad (3-2)$$

(3-2)式に用いられる $\langle \sigma v \rangle_{EL}^{large}$ は、微分散乱断面積を $\pi/2 \sim \pi$ に渡って積分した断面積（ここでは大角度断面積と呼称する）を用いて計算した反応率係数である。大角度断面積は次のような式で書ける。

$$\sigma_{EL}^{large}(v_r) = 2\pi \int_{\pi/2}^{\pi} \frac{d\sigma_{EL}}{d\Omega} \sin \theta d\theta \quad (3-3)$$

ケース C と D では、(3-1)及び(3-2)式で定義された弾性散乱由来の拡散に、異常拡散を加えた拡散係数 $D_{\perp} = D_{EL} + D_a$ を用いて、1 タイムステップあたりの移動距離を (2-61) 式で計算する。つまり、すべての計算ケースにおいて、弾性散乱による速度の変化は考慮されるものの、ケース B～D では案内中心の移動が考慮されず、ケース C、D の 2 つでは拡散モデルによって弾性散乱による案内中心の移動を模擬する。また、すべての軌道計算ケースで、異常拡散に伴う案内中心の移動は考慮される。これら 4 つの計算ケースの特徴を表 3.1 にまとめる。

3.3 ダイバータ板前面における密度分布への影響

a) 軌道計算による運動論的な輸送効果の評価

図 3.3 に、ケース A 及び B のダイバータ板前面における密度分布を示す。ケース A では弾性散乱による案内中心の移動が考慮され、ケース B では無視されている。ケース A による結果を黒線、B による結果を赤線で示す。(a)は $B_T = 3.0$ T、(b)は $B_T = 5.0$ T における密度分布である。

まず、等しい磁場強度下における弾性散乱の輸送効果に注目する。 $B_T = 3.0$ T、 $B_T = 5.0$ T 両方の計算ケースにおいて、弾性散乱による案内中心の移動を考慮することによって、密度分布が広がり密度ピーク値が減少した。(a) $B_T = 3.0$ T におけるケース A, B それぞれの密度ピーク値は、 $1.02, 1.14 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ であり、弾性散乱による輸送を考慮することで、11.1%減少した。(b) $B_T = 5.0$ T におけるケース A 及びケース B それぞれの密度ピーク値は、 $1.47, 1.57 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ であり 6.3%減少した。

b) 拡散係数を用いて弾性散乱による輸送を模擬した場合の密度分布への影響

次に、ケース A, C, D の密度分布を図 3.4 の(a), (b)にそれぞれ黒、青、緑の実線で示す。ケース C, D はそれぞれ(3-1)式および(3-2)式を用いて、拡散係数で弾性散乱の輸送効果を表現することを試みた計算ケースである。図 3.4 に示されるように、ケース A に比べて、ケース C では磁場垂直方向にイオンが過剰に輸送されている。この理由を以下に説明する。(3-1)式において、全断面積を用いて拡散係数を計算すると、仮に小角度領域で微分散乱断面積が大きい場合であっても拡散係数が大きくなってしまふ。例えば本研究で注目している重陽子-重水素原子間の弾性散乱の微分散乱断面積は、小角度領域と大角度領域で大きな断面積を持つ。微分散乱断面積を $0 \sim \pi/2$ に渡って積分したものと、 $\pi/2 \sim \pi$ に渡って積分したものの比は、全エネルギー領域に渡っておおよそ 2:1 程度であり、全断面積に対する寄与としては小角度散乱のほうが大きい。しかしながら、小角度散乱ではほとんどイオンの運動方向は変化せず、案内中心も移動しないため、磁場垂直方向への輸送に実際に影響を与えるのは大角度散乱だけである。(3-1)式を使って拡散係数を計算すると、本来であれば輸送に寄与しないはずの小角度散乱由来の断面積成分により、拡散係数が大きくなってしまい、弾性散乱による輸送効果の過大評価に繋がった。

一方で、ケース D の結果はケース C に比べるとケース A の分布に近く、微分断面積の積分領域を大角度領域に限定した断面積を用いることで、弾性散乱の輸送効果を拡散係数で表現することにある程度成功している。このことは、弾性散乱に起因する磁場垂直方向への輸送効果を数値計算によって評価する際、特に大角度の散乱を適切にシミュレーションの取り入れる必要性を示している。

c) 磁場強度が異なる場合の弾性散乱の密度分布への影響

次に異なる磁場強度における、弾性散乱の輸送効果を比較する。磁場強度が大きいほどラーマー半径が短くなり、一度の弾性散乱による案内中心の移動距離は短くなるため、弾性散

乱による輸送効果が減少することが予想される。ラーマー半径は次の式で書ける。

$$r_L = \frac{mv}{qB} \quad (3-4)$$

速度 v に温度 50 eV の熱速度 $v = \sqrt{3T/m} = 8.7 \times 10^4$ m/s を仮定すると、 $B_T = 3.0$ T, $B_T = 5.0$ T それぞれにおけるラーマー半径は、 5.8×10^{-4} m, 3.58×10^{-4} m となる。 $B_T=3.0$ T 及び $B_T=5.0$ T の密度ピーク値の減少率を比較すると、磁場強度が大きいほうが、減少率が小さくなる。したがって、弾性散乱による輸送効果は、磁場強度が小さい装置ほど重要になる。

また、弾性散乱による案内中心の移動を考慮した場合（ケース A）の $B_T=3.0$ T 及び $B_T=5.0$ T における密度ピーク値は、それぞれ $1.01, 1.47 \times 10^{21}$ m⁻³ であり、 $B_T=5.0$ T のピーク値のほうが 47%ほど大きい。この理由について考察する。軌道計算粒子に対する磁力線方向の運動方程式は、(2-45)式のようにかけ、これを拡張して中性粒子の摩擦力を考慮すると、次のようになる。

$$m_i \frac{dv_{\parallel}}{dt} = \frac{m_i(v_f - v_{\parallel})}{\tau_i} + \frac{m_i(v_f - v_{\parallel})}{\tau_e} + \frac{m_i(v_n - v_{\parallel})}{\tau_n} \quad (3-5)$$

τ_b は粒子 b との衝突時間で、 v_f は背景プラズマの流速、 v_n は背景の中性粒子の流速である。本検討では背景の中性粒子は等方($v_n = 0$)と仮定したため、定常解を求めると、

$$v_{\parallel} = \left(\frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_n} \right)^{-1} \times v_f \left(\frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_e} \right). \quad (3-6)$$

背景プラズマは一様で、背景の中性粒子は x 軸方向にのみ分布を持つ。 $v_{\parallel}$ は x の関数となる。位置 x を $v_{\parallel}(x)$ で割った値を、到達に要する時間 $\Delta t_{arrival}$ と定義し次のように書く。

$$\Delta t_{arrival}(x) = \frac{x}{v_{\parallel}(x)} \quad (3-7)$$

軌道計算粒子の場合は、ダイバータ板に到達するまでに要する時間である。図 3.5 に $B_T=3.0$ T 及び $B_T=5.0$ T における衝突周波数 $1/\tau_n$ を示す。トロイダル磁場強度が強い方が、磁力線とダイバータ板がなすピッチ角が小さくなるため、磁力線はダイバータ板により近く中性粒子密度の高い領域を横切る。したがって磁場強度が強いほど衝突周波数が高くなる。図 3.6 に軌道計算粒子がダイバータ板到達に要する時間 $\Delta t_{arrival}(x)$ を黒点で、推測値を青線で示す。図 3.6(a) が $B_T = 3.0$ T で、(b) が $B_T = 5.0$ T における結果である。青線は(3-6),(3-7)式を用

いた荒い推測による値であるため、必ずしも軌道計算による結果と完全に一致する必要はないが、比較的近い値が得られている。まず(a)と(b)それぞれの軌道計算粒子の $\Delta t_{arrival}(x)$ を比較する。代表点として $x = 0.6 \text{ m}$ における $\Delta t_{arrival}(x)$ に注目すると、(a) $B_T = 3.0 \text{ T}$ においては $66 \text{ } \mu\text{s}$, (b) $B_T = 5.0 \text{ T}$ においては $95 \text{ } \mu\text{s}$ であり 43%ほど大きい。これは磁場強度が強い計算ケースでは、磁力線が中性粒子密度の高い領域を通る事により、弾性散乱がイオンの流れを更に阻害し、ダイバータ板への到達に長い時間を要することを示している。また、ラーマー半径は磁場強度が強いほど短くなるため、ダイバータ板到達までにかかる時間が長くなったとしても、イオンはそれほど磁場垂直方向へ輸送されない。このような理由から、 $B_T = 5.0 \text{ T}$ における密度分布は $B_T = 3.0 \text{ T}$ の場合に比べて大きくなった。

3.4 弾性散乱が駆動する磁場垂直方向へのイオン輸送の拡散係数による表現

前節で、拡散係数の計算に全断面積を用いると、弾性散乱の輸送効果を過大評価してしまうため、大角度領域に限定する必要があることを指摘した。本説では、断面積から計算される拡散係数の、中性粒子温度・密度依存性を評価する。図 3.7 に、全断面積を用いて計算した弾性散乱反応率 $\langle\sigma v\rangle_{EL}$ （黒実線）、大角度断面積を用いて計算した反応率 $\langle\sigma v\rangle_{EL}^{large}$ （青実線）、B2 コード内で EIRENE を計算せず中性粒子流体モデルと結合する場合に用いられる弾性散乱反応率（赤実線）を示す。B2 コードにおける反応率は、以下のフィッティング式が与えられている[65]。

$$\langle\sigma v\rangle_{EL}^{B2} = 3.2 \times 10^{-15} \sqrt{\frac{T_i}{0.026}} \quad (3-8)$$

ここで、 T_i の単位は eV である。また、 $\langle\sigma v\rangle_{EL}^{large}/\langle\sigma v\rangle_{EL}$ を第 2 縦軸にとり黒い破線で示す。黒い破線からわかるように、全弾性散乱において大角度の散乱が占める割合は 30-40%程度である。B2 コードで用いられる反応率は、全断面積を用いた反応率とほとんど同程度であり、したがって中性粒子流体モデルを用いるときの B2 コードは、弾性散乱の寄与を過大評価している可能性がある。

図 3.8, 3.9 に(3-1)及び(3-2)式を用いて計算した拡散係数 D_{EL} , D_{EL}^{large} を、温度 $T_i = T_n = 1 - 50 \text{ eV}$ 、中性粒子密度 $n_n = 0.1 - 2.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ の範囲で示す。図 3.8 は $B_T = 3.0 \text{ T}$ 、図 3.9 は $B_T = 5.0 \text{ T}$ である。温度が高いほどラーマー半径が大きくなり、中性粒子密度が高いほど弾性散乱の頻度が高くなるため、拡散係数が大きくなる。図 3.8(b)において、本研究の背景プラズマ条件 $T_i = 50 \text{ eV}$, $n_n = 0.5 - 1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 付近では $0.3 - 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$ 程度であり、よく仮定される異常拡散係数 $0.3 \text{ m}^2/\text{s}$ と同程度以上となる。また、中性粒子温度が 10 eV 程度であっても、中性粒子密度が $1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 程度ほどの大きさがあれば、 $0.1 \text{ m}^2/\text{s}$ に達する。図 3.9(b)に注

目すると、本研究の背景プラズマ条件付近で、拡散係数は $0.10 \text{ m}^2/\text{s}$ 程度の大きさを持つ。よく仮定される異常拡散係数の値 $0.3 \text{ m}^2/\text{s}$ に対して 30%ほどであり、軌道計算によって示されたように、弾性散乱は磁場垂直方向の輸送に対して無視できない影響を及ぼす。

3.5 本章のまとめ

本章では、大型トカマク装置のダイバータプラズマを模擬した 2 次元体系において、弾性散乱がプラズマ密度分布に及ぼす影響を評価した。トロイダル磁場強度について、JT-60SA 及び原型炉を参考に $B_T = 3.0, 5.0 \text{ T}$ とした。SONIC の計算値を参考に一様な背景プラズマを与え、軌道計算により密度分布の定常解を求めた。弾性散乱による案内中心の移動を考慮することで、イオンが磁場垂直方向へ輸送され、密度分布が広がった。弾性散乱による案内中心の移動を無視した場合と比べて、 $B_T = 3.0 \text{ T}$ 及び $B_T = 5.0 \text{ T}$ それぞれで、密度ピーク値は 11.1%, 6.3% 減少した。また、弾性散乱による輸送効果を拡散係数によって表現することについても試みた。拡散係数の計算に全断面積を用いた場合、本来であれば輸送にほとんど影響を及ぼさない小角度散乱由来の反応率により、輸送効果を過大評価してしまうことを指摘した。微分断面積を $\pi/2 \sim \pi$ の大角度領域に限定して、微分断面積を積分することで得られた断面積を用いた場合、運動論的に計算した場合の密度分布に近づいた。この方法により、複雑なコードの編集の必要なく統合コードに弾性散乱の輸送効果を導入できる可能性がある。磁場強度が異なる場合に、弾性散乱を介してプラズマの密度分布がどのように変化するかについても評価した。トロイダル磁場強度が強い時、磁力線がダイバータ板となすピッチ角が小さくなり、磁力線はダイバータ板に近く中性粒子密度が高い領域を横切る。したがって、トロイダル磁場強度が弱い場合に比べて、弾性散乱によりイオンの流れが阻害されダイバータ板に到達するまでに要する時間が長くなり、プラズマ密度が増加した。

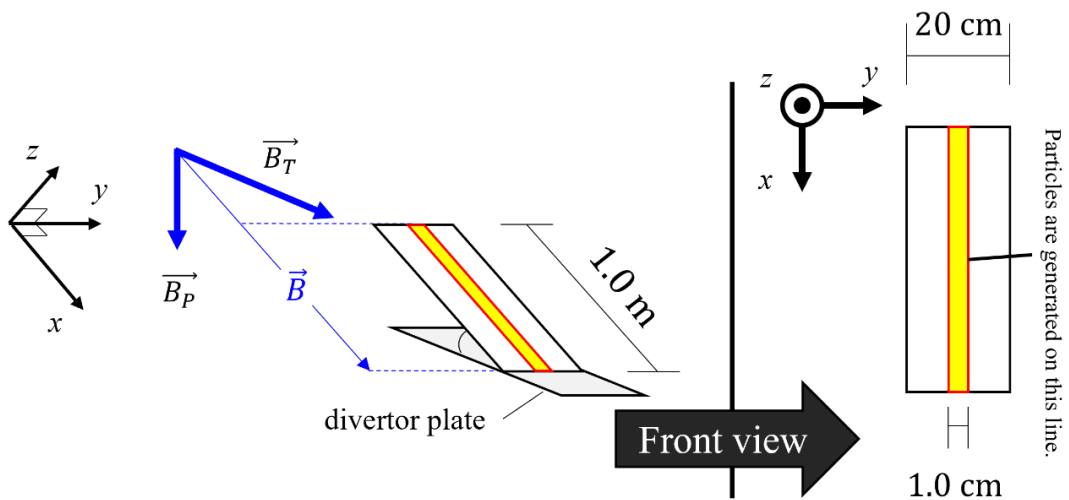


図 3.1 2次元計算体系

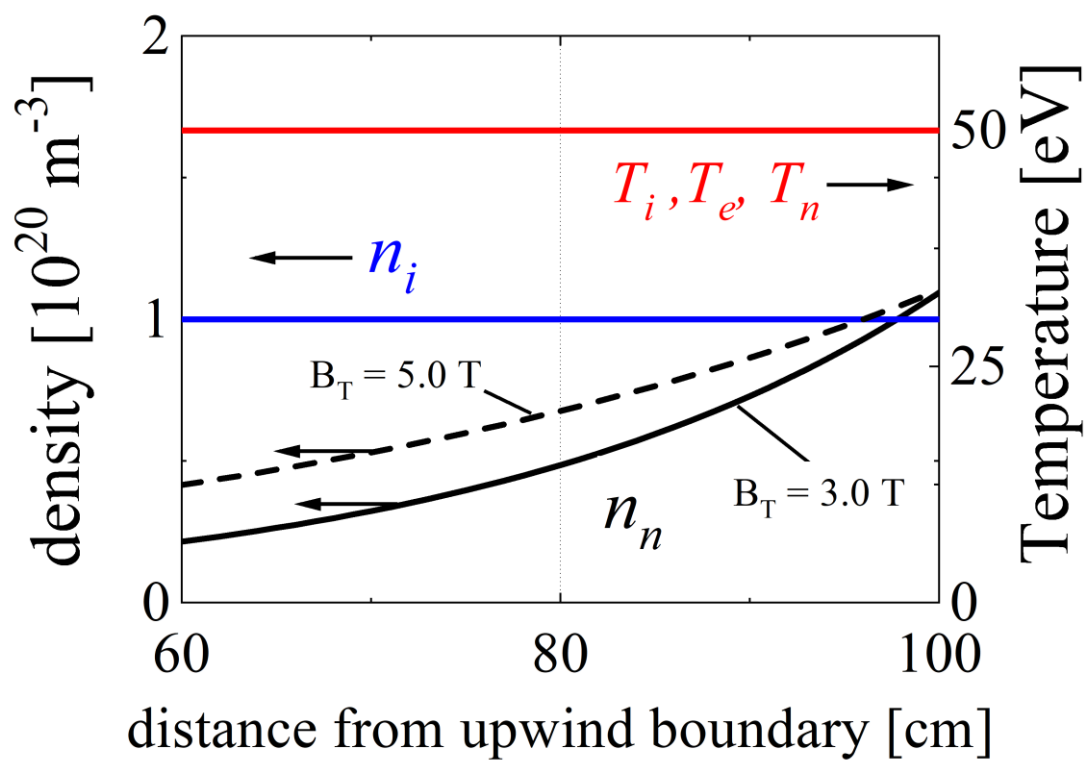


図 3.2 背景プラズマの温度・密度及び中性粒子の密度分布

表 3.1 各計算ケースにおける弾性散乱と拡散係数の取り扱い

	case A	case B	case C	case D
Elastic scattering	considered by the kinetic way	ignored	considered using the diffusion coefficient	
Diffusion coefficient	D_a	D_a	$D_a + D_{EL}$	$D_a + D_{EL}^{large}$

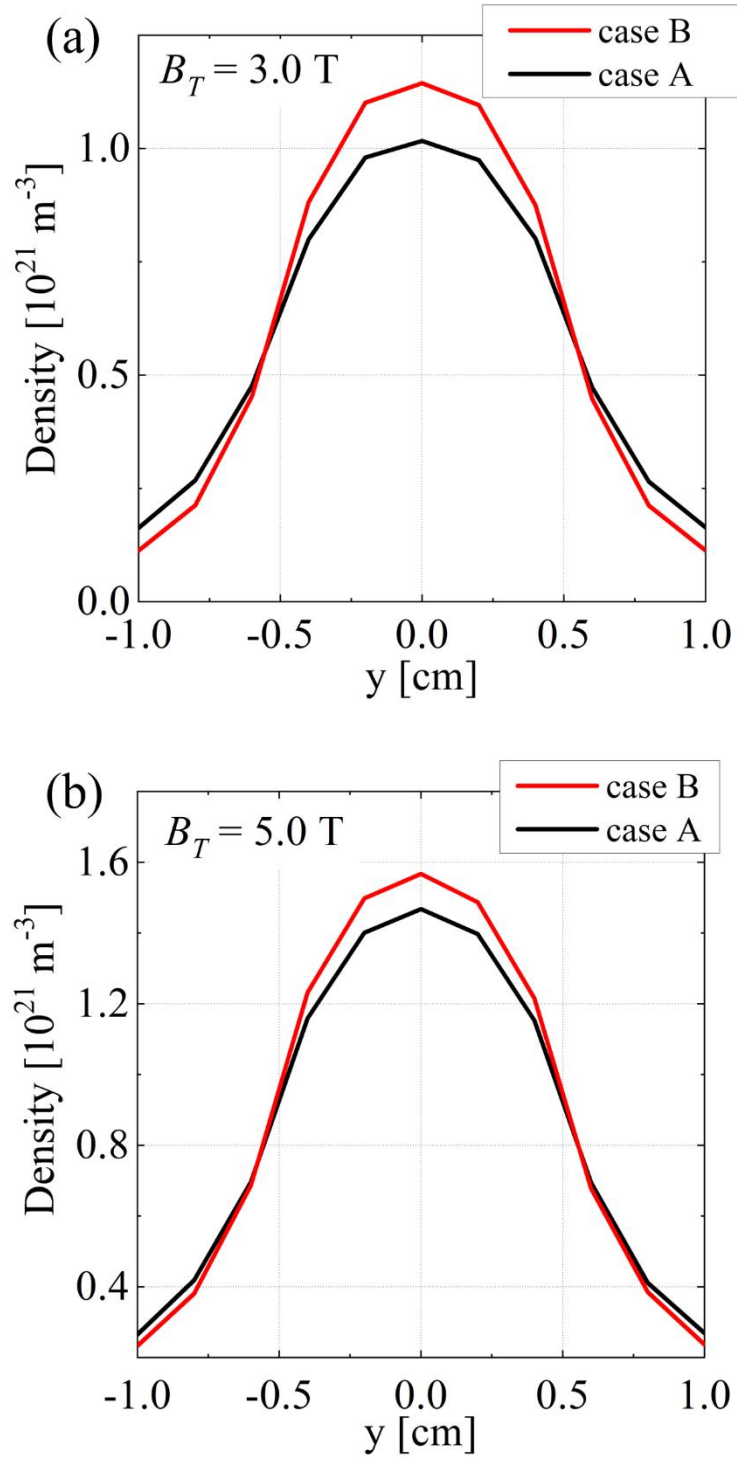


図 3.3 (a) $B_T = 3.0 \text{ T}$ 及び(b) $B_T = 5.0 \text{ T}$ における、弾性散乱による案内中心の移動を考慮した場合(case A)と無視した場合(case B)のダイバータ板前面における密度分布の比較

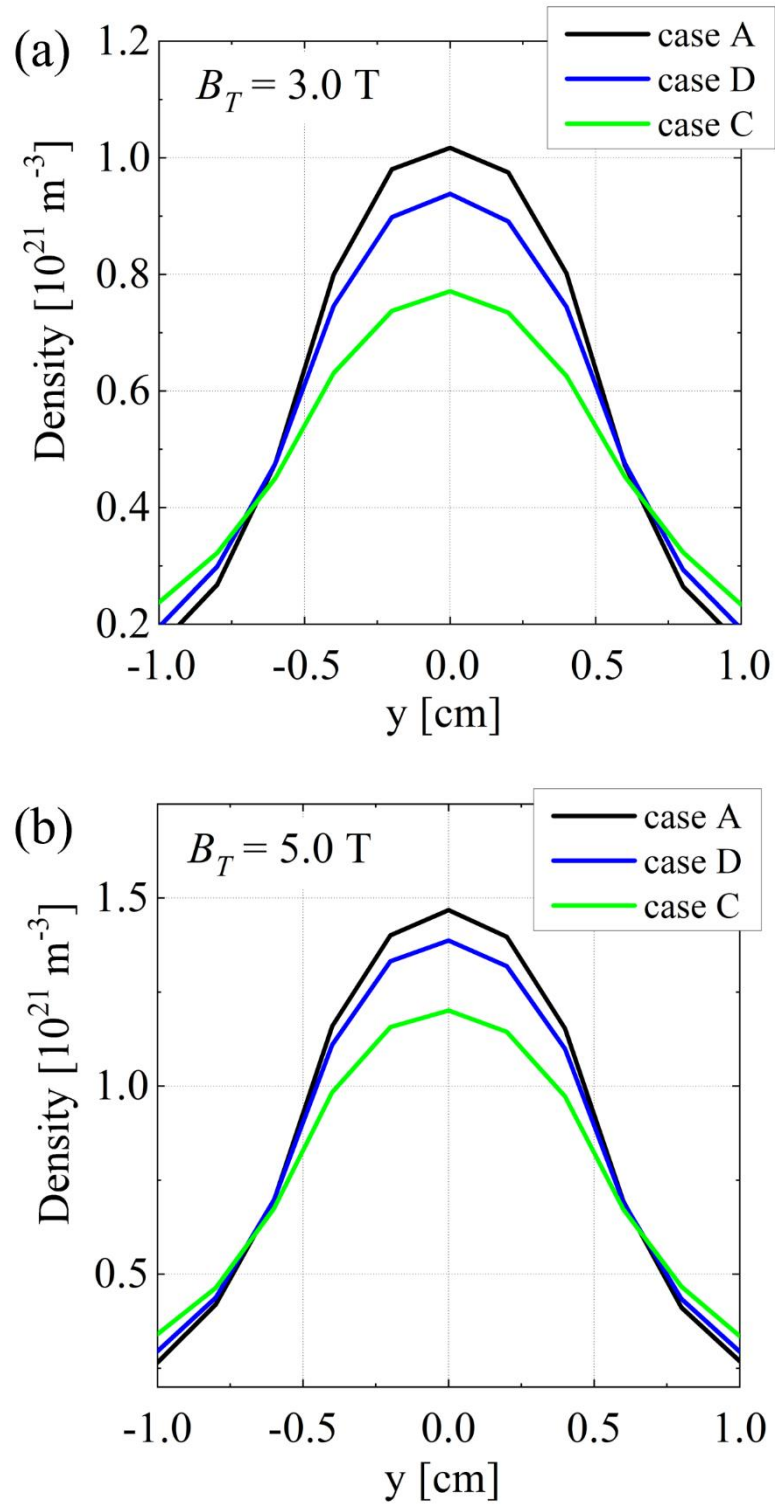


図 3.4 (a) $B_T = 3.0 \text{ T}$ 及び (b) $B_T = 5.0 \text{ T}$ における、運動論的に弾性散乱を考慮した場合(case A)と、拡散係数で輸送効果を評価した場合(case C, D)のダイバータ板前面における密度分布の比較

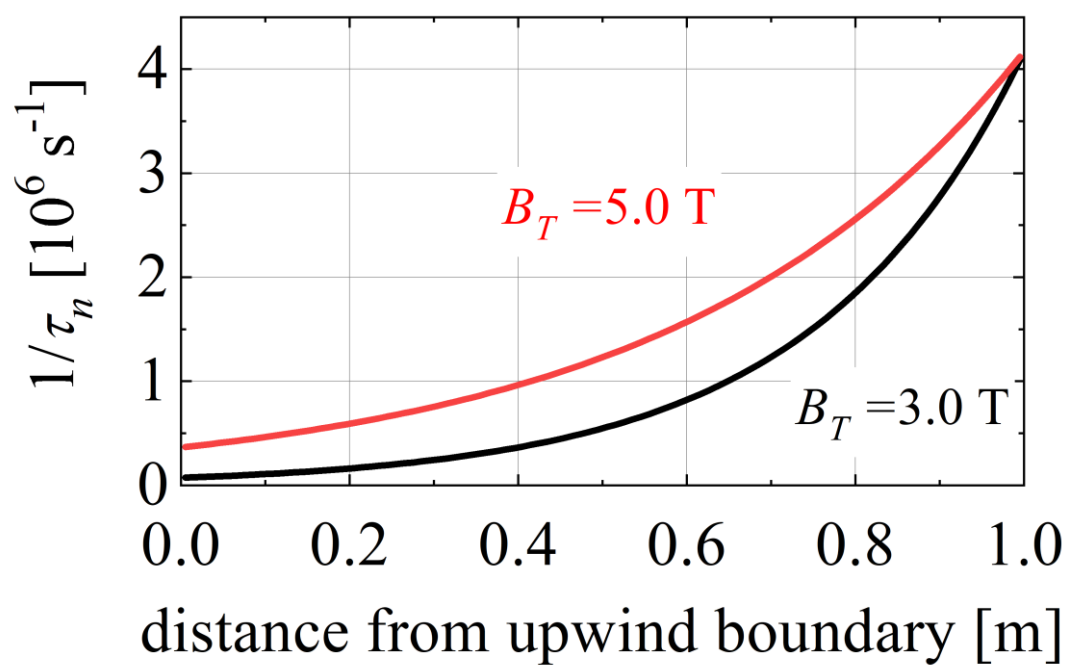


図 3.5 弾性散乱衝突周波数の空間分布

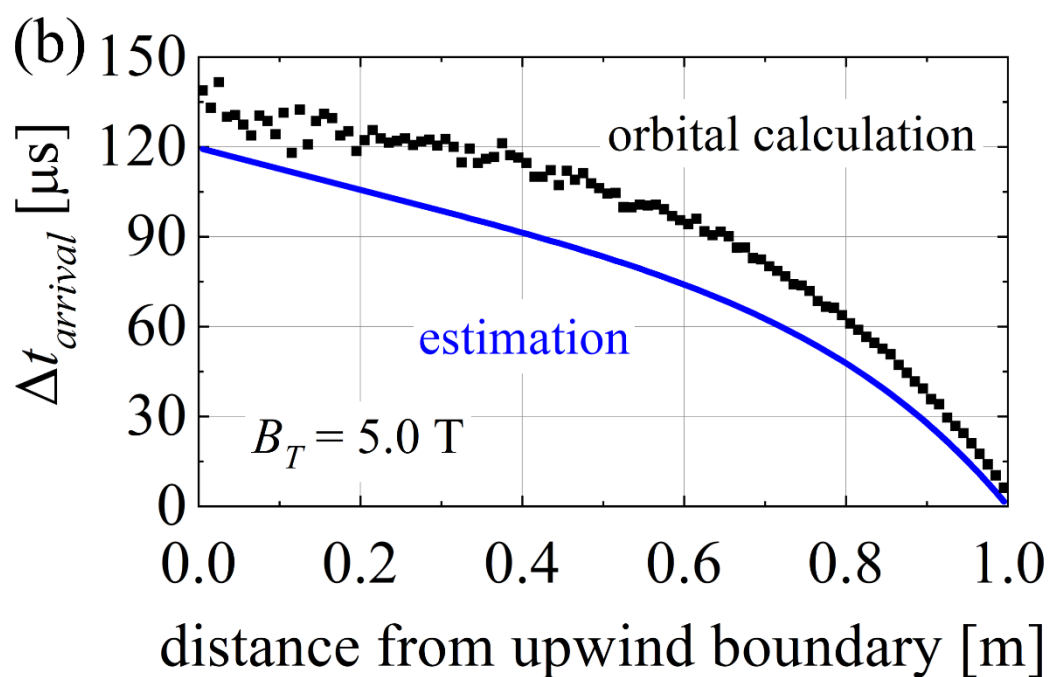
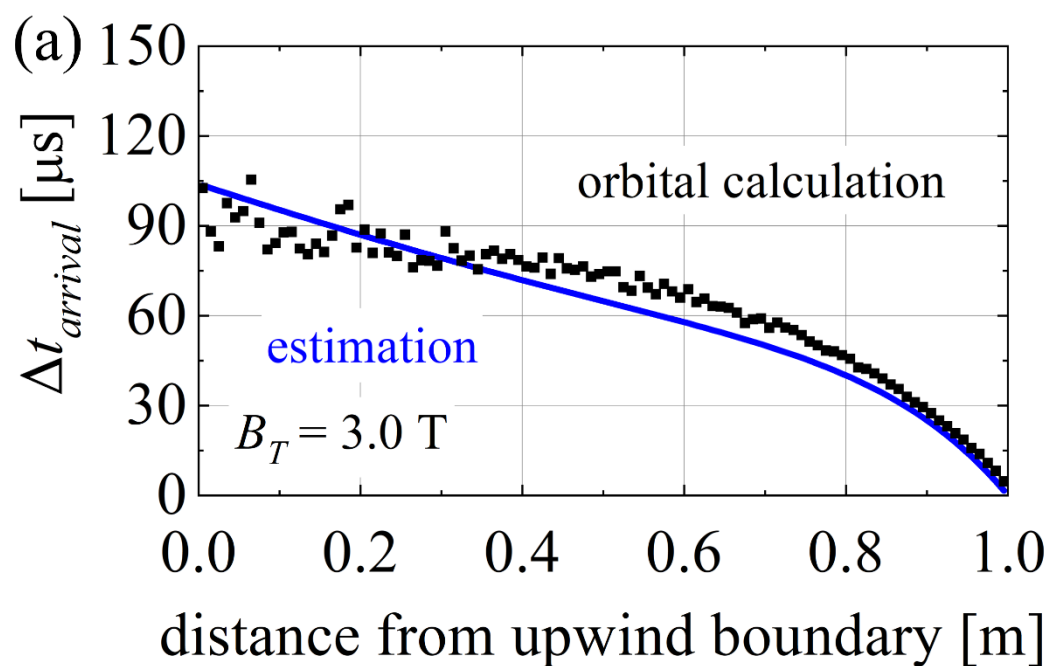


図 3.6 (a) $B_T = 3.0 \text{ T}$, (b) $B_T = 5.0 \text{ T}$ における、ダイバータ板に到達するまでに要する時間の空間分布

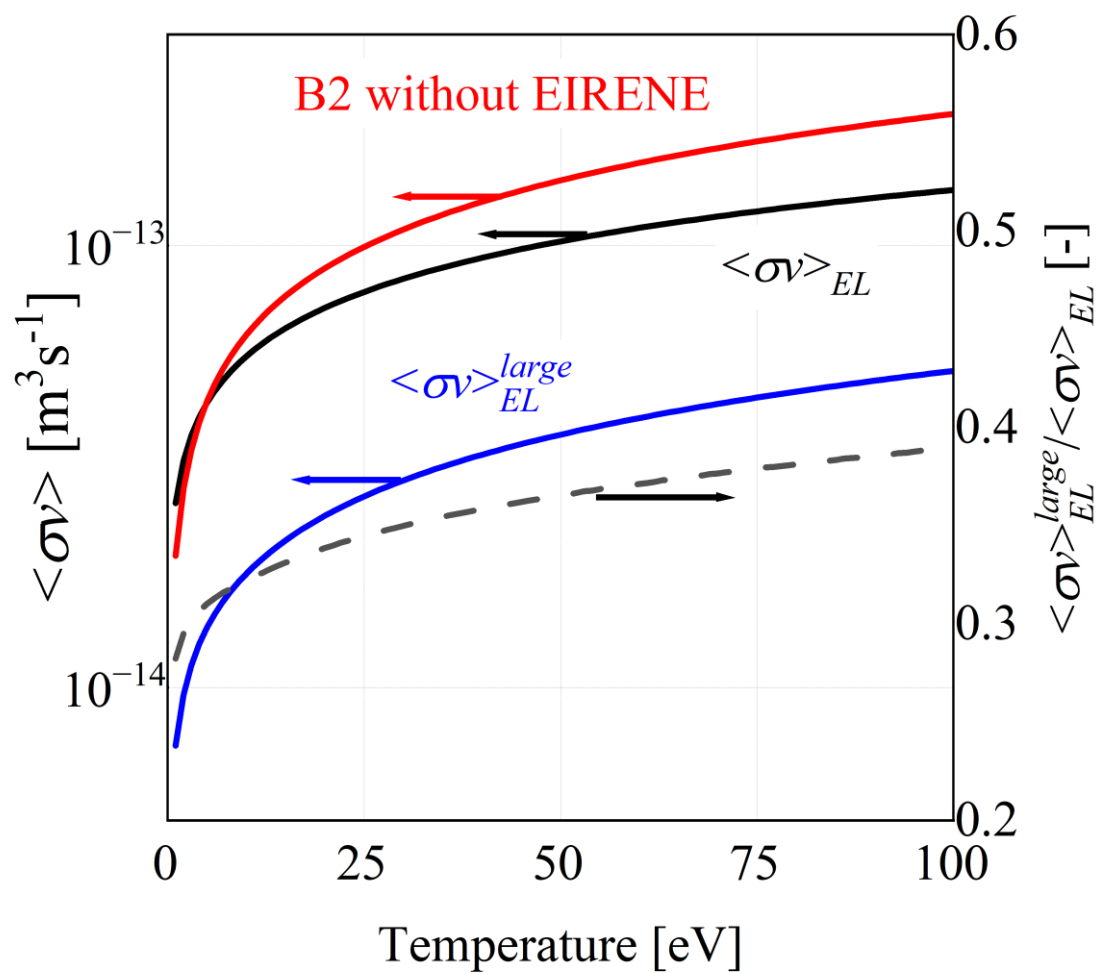


図 3.7 各モデルにおける弾性散乱反応率係数の比較

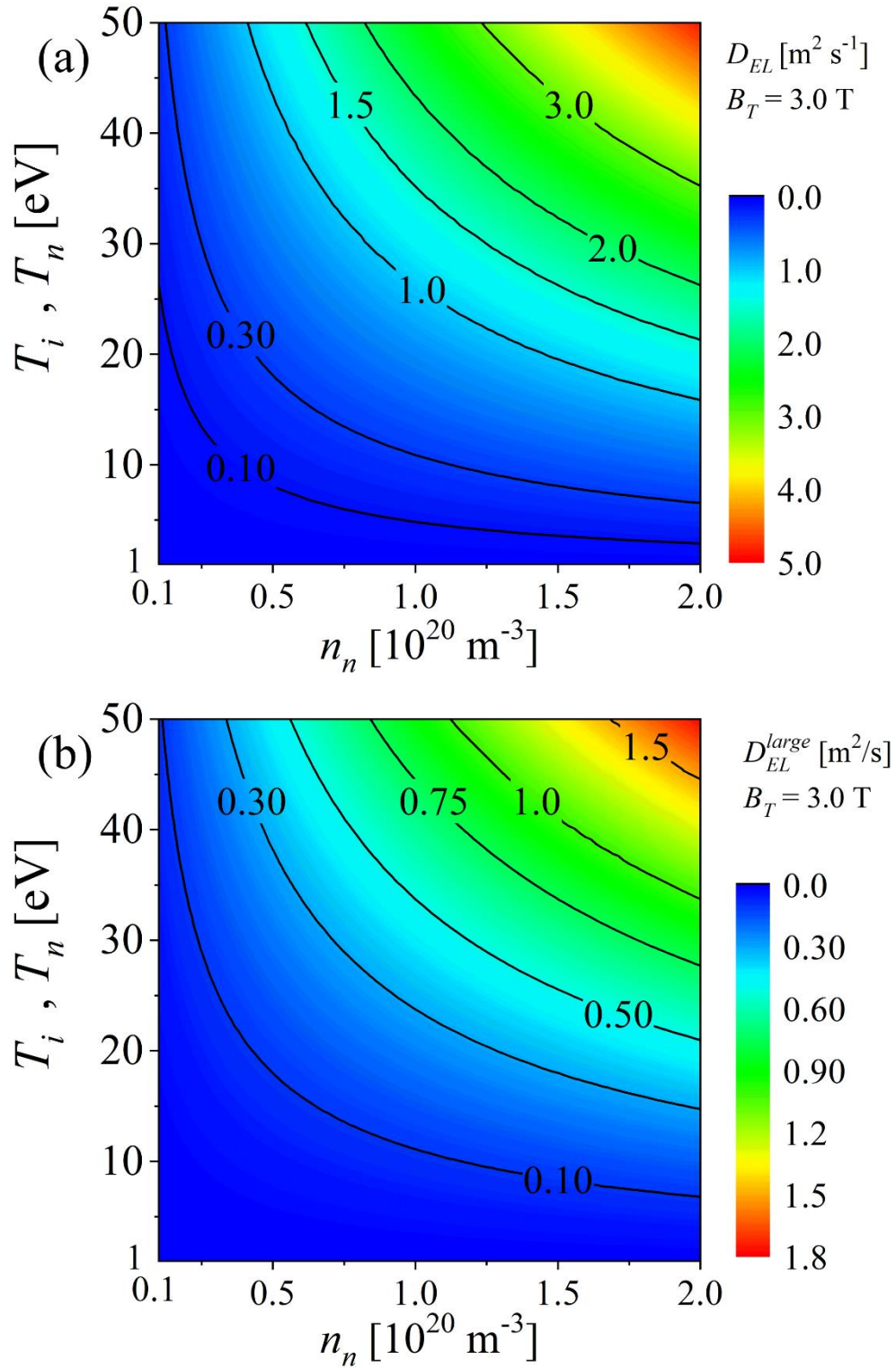


図 3.8 $B_T = 3.0 \text{ T}$ における、(a)全断面積を用いた場合の拡散係数と
(b)断面積を大角度領域に限定した場合の拡散係数。

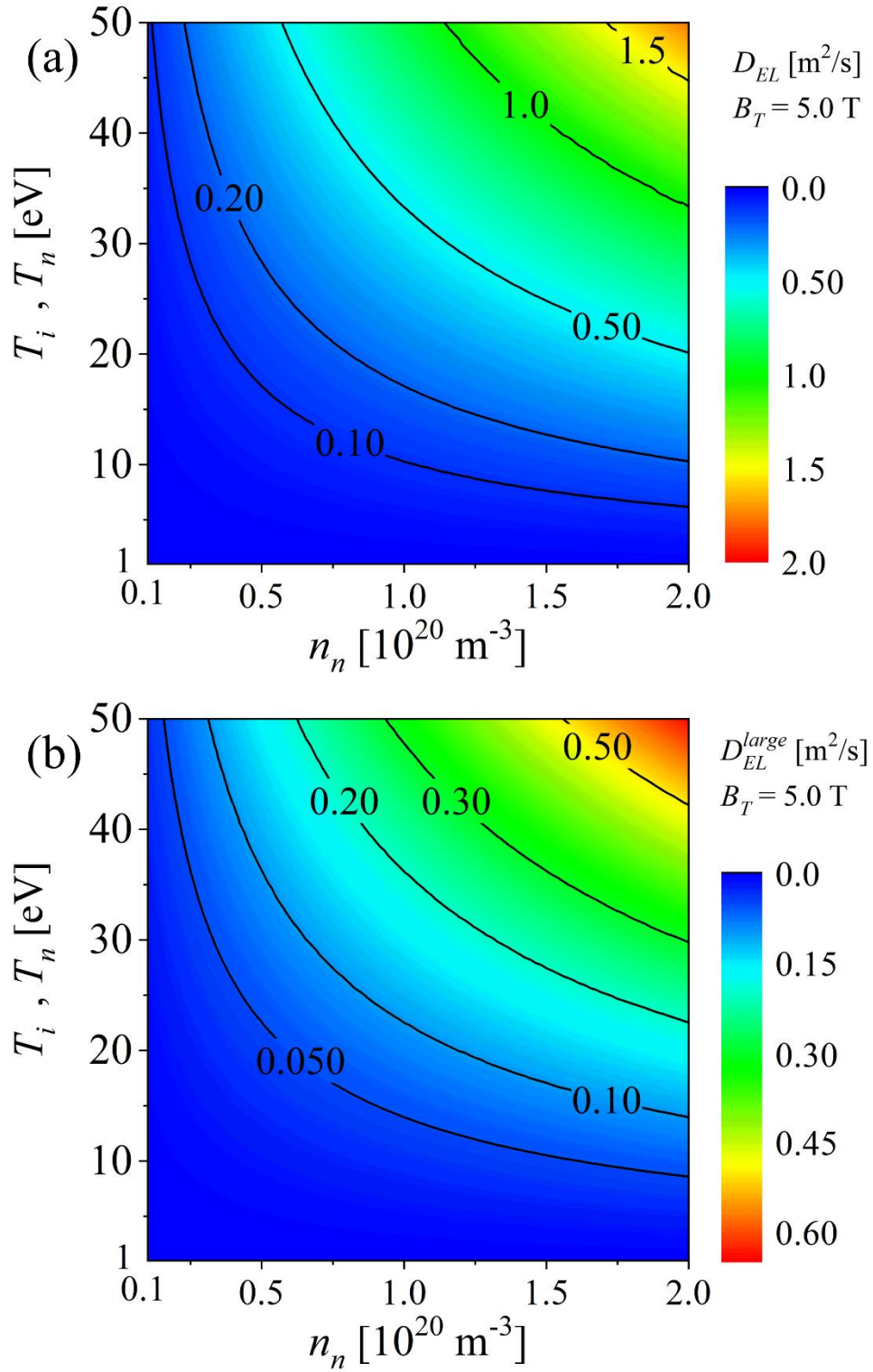


図 3.9 $B_T = 5.0$ T における、(a)全断面積を用いた場合の拡散係数と
(b)断面積を大角度領域に限定した場合の拡散係数。

第4章 先進ダイバータ磁場配位を模擬した 体系において大角度弾性散乱が 熱流束に及ぼす影響

核融合炉の実現に向けて、ダイバータ板にかかる熱負荷の除去は最重要課題の一つとみなされている。ダイバータ板にかかる熱負荷を低減するための先進的な手法として、先進ダイバータ磁場配位が提案されている[110-112]。先進ダイバータ磁場配位では、ダイバータ板を通常的位置よりも大半径方向に遠方に設置し、ポロイダル磁場コイルが追加されることで磁力線の間隔が広がる。これにより、1) 磁場強度が小さくなり、ラーマー半径が長くなることによる磁場垂直方向へのプラズマの拡散の促進、2) ダイバータレッグ長の延長による、ダイバータ板に到達するまでの原子過程による熱流束の緩和促進などの利点が得られる。したがって、先進ダイバータ磁場配位においては、大角度の弾性散乱による磁場垂直方向への拡散効果も増大することが予想される。そこで本章では、磁場強度と磁力線長をパラメータとして変化させることで、先進ダイバータ磁場配位を模擬した2次元体系に対して軌道計算を行い、大角度の弾性散乱が密度分布及び熱流束に与える影響について評価する。

4.1 計算条件及び流体計算

本研究で対象とした2次元体系を図4.1に示す。第3章と同様に、磁場に平行な方向に x 軸、 x 軸に垂直かつダイバータ板に平行な方向に y 軸をとる。トロイダル磁場強度 $B_T = 0.5 - 10.0$ T まで変化させ、ポロイダル磁場強度は $B_r = 0.2$ T に固定する。レッグ長の延長を再現するために、長辺が $L = 3.0$ m (ショートレッグ) と 5.0 m (ロングレッグ) の2通りの2次元体系を用意する。短辺の長さはともに 20 cm である。

図4.1に示した2次元体系に対して、Braginskiiの流体方程式を解く。流体計算の流れを図4.2に示す。すべての変数の残差二乗和平均が 10^{-15} 以下になった段階で解が収束したと判定し、流体計算を終了する。プラズマの荷電粒子種として重陽子と電子を、中性粒子として重水素原子を考慮する。図4.1に赤線で示した上流の境界条件はSONICコードのJT-60Uの実験再現計算を参考に与え[31]、ダイバータ板における境界条件は、 $q_i = 3.5n_i v_i T_i$, $q_e = 4.0n_e v_i T_e$ とする。また、フラックス制限関数を文献[65]と同じ方法で導入する。流体計算の間は、磁場垂直方向への弾性散乱の影響は考慮されない。中性粒子については、簡易中性粒子流体モデルを用いてその分布を計算し、粒子反射係数とエネルギー反射係数を介して粒子数が保存するように密度分布を計算する。また、中性粒子はダイバータ板に対して垂直に反射されると仮定し、磁力線がダイバータ板となす角を考慮して中性粒子密度分布を計算

する。JT-60U の典型的な条件 $B_T = 3.0 \text{ T}$, $B_p = 0.2 \text{ T}$ において、ダイバータ板に入射するイオンフラックスの面積分値は $5.5 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$ であり、報告されている実験値[147]の範囲内である。Braginskii 流体方程式の時間発展を解いて得られた定常解を軌道計算の背景プラズマに設定し、固定された背景プラズマ中で軌道計算を行う。典型例として $B_T = 3.0 \text{ T}$, $B_p = 0.2 \text{ T}$ の場合の、流体計算により得られた定常解のセパトリクス上の値を図 4.3（ショートレッグ）及び図 4.4（ロングレッグ）に示す。磁場強度が変化すると磁力線がダイバータ板となすピッチ角も変わるため、流体計算で得られる定常解も異なる。ロングレッグ体系の方がショートレッグの場合に比べ、ダイバータ板近傍での電子温度がより低下し、中性粒子密度が増加する。

4.2 軌道計算および熱流束の評価

先進ダイバータ磁場配位における大角度の弾性散乱の影響を評価するために、次の 4 つの軌道計算モデルの計算を行う。1 つ目のモデルでは、第 2 章で解説した弾性散乱モデルを用いて、微分断面積を考慮して散乱後の速度を計算し、散乱後の速度から新しい案内中心の位置を求め、イオンの軌道を追跡する。このモデルを”Large-angle elastic Scattering Transport”から LST モデルと呼称する。ただし、小角度散乱も含め、全ての角度の弾性散乱が考慮されている。2 つ目は、しばしば PIC コードで仮定されるように、弾性散乱を等方散乱と仮定してイオンの軌道を追跡する。このケースを Isotropic モデルと呼称する。3 つ目に弾性散乱を等方散乱と仮定し、かつ案内中心の移動を考慮しないモデルを計算する。この計算モデルは”Ignoring the Guiding Center Movement”を略して IGM モデルと呼称する。4 つ目では微分断面積を考慮した散乱後の速度を計算するが、案内中心の移動は考慮しない。これは磁場平行方向については弾性散乱の影響を考慮しつつ、磁場垂直方向へのイオンの輸送について、拡散モデルを仮定している、多くの統合コードと同様の物理モデルとなる。これを”anisotropic-IGM”モデルと呼称する。これらの計算モデルの特徴を表 4.1 に示す。また、重陽子一重水素原子間の微分散乱断面積（実線）と、等方散乱を仮定した場合の微分散乱断面積（破線）を図 4.5 に示す。赤線が衝突エネルギー 1 eV で、青線が 10 eV、黒線が 50 eV である。示された図からわかるように、等方散乱仮定では、散乱角 $\pi/2$ の散乱を過大評価し、小角度と大角度の散乱を過小評価してしまう。なお、4 つすべての計算モデルで、磁場垂直方向への異常拡散を考慮し、異常拡散係数の値は $0.3 \text{ m}^2/\text{s}$ とする。

ダイバータ板にかかる熱負荷はプラズマの熱流束（熱伝導＋熱対流）、表面再結合時のエネルギー、中性粒子負荷、放射パワーなどから構成される。特にプラズマの熱流束が、熱負荷の大きな割合を占めるため[23-25]、ここでは大角度の弾性散乱により、ダイバータ前面の熱流束ピーク値がどのように変化するか注目する。ダイバータ板に入射する熱流束及び熱流束ピーク値の減少率は次の式で評価される。

$$h = \frac{3}{2} n_i^{orital} T_i^{orital} u_i \quad (4-1)$$

$$u_i = \sqrt{\frac{2T_i^{orital}}{m_i}} \quad (4-2)$$

$$(reduction\ rate) = \frac{h_{LST} - h_{IGM}}{h_{IGM}} \times 100 \quad (4-3)$$

h は熱流束である。熱流束の減少率は(4-3)式から評価される。(4-3)式では代表例として、LST モデル—IGM モデル間の熱流束減少率を示しているが、LST—anisotropic-IGM モデル間の減少率も議論する。IGM モデルでは弾性散乱を等方散乱と仮定しており、なおかつ案内中心の移動が考慮されないため、IGM モデルと LST を比較することで、非等方な本来の弾性散乱と等方散乱仮定の違いを評価することができる。また、純粋な大角度散乱の影響を評価するためには、LST モデルと anisotropic-IGM モデルを比較する必要がある、この点については後述する。

4.3 2次元密度分布への影響

まず初めに、大角度の弾性散乱が2次元の密度分布に与える影響について議論する。図4.6に、 $B_T = 3.0\text{ T}$ 、 $L = 3.0\text{ m}$ （ショートレグ）の場合の(A-1) LST モデル及び(A-2) IGM モデルの計算結果を示す。縦軸は上流境界条件からの距離を表し、ダイバータ板から遡って 50 cm を、横軸はストライクポイント近傍の 6 cm の領域を描写している。LST モデルと IGM モデルの結果を比較すると、弾性散乱によって磁場垂直方向に粒子が輸送され、密度ピーク値が減少していることがわかる。図4.6に、 $B_T = 0.5\text{ T}$ 、 $L = 3.0\text{ m}$ の場合の(B-1) LST モデル及び(B-2) IGM モデルの計算結果を示す。図4.6(A-1, 2)の結果と同様に、弾性散乱によって密度分布が磁場垂直方向に広がることが確認でき、 $B_T = 3.0\text{ T}$ の場合に比べて粒子の広がりがより顕著になっている。これは磁場強度が小さいほどラーマー半径が長くなり、一度の弾性散乱による案内中心の移動距離が長くなるためである。 $L = 3.0\text{ m}$ の場合の注目している領域における IGM モデルによって計算された密度ピーク値は $B_T = 3.0, 0.5\text{ T}$ 、それぞれで 6.56×10^{19} , $5.30 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ である。LST モデルによって計算された密度ピーク値は 6.03×10^{19} , $4.27 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ となった。したがって弾性散乱による密度ピーク値の減少率は $B_T = 3.0, 0.5\text{ T}$ 、それぞれ 8.07%と 19.4%である。

次に $B_T = 0.5\text{ T}$ 、 $L = 5.0\text{ m}$ （ロングレグ）の場合の LST モデル及び IGM モデルの2次元密度分布を図4.7(A-1,2)に、 $B_T = 3.0\text{ T}$ の結果を図4.7(B-1,2)に示す。長辺 L が延長された場合においても、弾性散乱によってイオンが磁場垂直方向へ輸送され、密度分布が広がっていることが確認できる。密度ピーク値は、IGM モデルによって計算された密度ピーク値は

$B_T = 3.0, 0.5$ T、それぞれで $10.6 \times 10^{19}, 6.71 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ であり、LST モデルによって計算された密度ピーク値は $8.90 \times 10^{19}, 4.79 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ となった。弾性散乱による密度ピーク値の減少率は $B_T = 3.0, 0.5$ T、それぞれ 16.0%, 28.6% である。長辺が延長されたことにより、弾性散乱によるイオンの輸送効果が高まり、密度ピーク値の減少率は増加した。

4.4 ダイバータ板前面における密度分布への影響

弾性散乱が、ダイバータ板前面における密度分布に与える影響について議論する。第 1 章で論じたように、統合コード SONIC のシミュレーション値と JT-60U の実験値の比較が行われている。定性的には実験値をよく再現できているものの、磁場垂直方向について拡散モデルを仮定している SONIC の計算値は、ダイバータ板前面における電子密度ピーク値を約 2~3 倍過大評価している[31]。文献[31]内では磁場垂直方向への輸送モデルの改善の必要性が指摘されており、弾性散乱がダイバータ板前面における密度分布に与える影響について議論することは重要である。図 4.8(A-C)に、 $L = 3.0 \text{ m}$ (ショートレグ) における各軌道計算モデルによって計算されたダイバータ板前面の密度分布を示す。青線が LST モデル、緑線が IGM モデル、赤線が IGM モデルによる計算結果である。案内中心の移動を無視した IGM モデルに比べ、LST モデル、Isotropic モデルともに密度分布が磁場垂直方向に広がることを確認できる。図 4.8(C)に示されるように磁場強度が大きい場合は、ラーマー半径が短くなり弾性散乱による輸送効果が小さくなるため、Isotropic モデルと IGM モデルの密度分布は一致している。一方で、微分断面積を考慮している LST モデルによる密度分布は他 2 つの軌道計算モデルに比べてわずかに密度分布が小さい。また、その分布の形状もダイバータ板全面に渡って小さくなっており、弾性散乱によるイオン輸送のために密度が減少したようには見えない。この理由は後述する。

図 4.9(A-C)に $L = 5.0 \text{ m}$ における各モデルによって計算されたダイバータ板前面の密度分布を示す。磁場強度が小さい場合ほど、弾性散乱によってイオンが磁場垂直方向へ輸送され、密度分布が広がっている。また、 $L = 5.0 \text{ m}$ においても、磁場強度が大きい場合 (図 4.9(C)) に LST モデルの密度分布は、他 2 つの等方散乱を仮定したモデルによる密度分布よりもダイバータ板全体で小さくなっている。これは等方散乱を仮定した場合、ダイバータ板に向かうイオンフラックスの流れを過剰に阻害してしまうためである。図 4.8 及び図 4.9 中に、この効果による密度分布の差が黒矢印と共に "isotropic effect" と示されている。図 1.10 の弾性散乱の微分散乱断面積に示されるように、重陽子-重水素原子間の散乱では、小角度散乱と大角度散乱が同程度生じ、その発生比はおおよそ 2:1 程度である。小角度散乱では、散乱前後で粒子の速度がほとんど変化しないため、イオンの磁場垂直方向への輸送を支配するのは大角度の弾性散乱である。等方散乱を仮定した場合、図 4.5 に示されるように、散乱角 θ_{CM} が $\pi/2$ 付近の散乱を過大評価し、小角度散乱と大角度散乱を過小評価する。ダイバータ板から平均 7.5 cm の位置から発生した粒子が、ダイバータ板に到達するまでにかかる時間は、

LST モデルと Isotropic モデルそれぞれで 0.196, 0.225 ms であり、したがって Isotropic モデルでは 15%程度長くなる。本研究では背景プラズマ及び中性粒子は固定されているため、流速が小さくなるとセルごとの滞在時間が長くなり、結果的に軌道計算粒子から計算されるイオン密度は大きくなる。

上記の結果を受けて、純粋な大角度の弾性散乱の輸送効果を評価するために、LST モデルと anisotropic-IGM モデルの結果を比較する。anisotropic-IGM モデルは微分断面積を考慮して散乱後の速度を決定するが、案内中心の移動は考慮しない。したがって、中性粒子がイオンの流れを阻害する効果は LST モデルと anisotropic-IGM モデルとで等価である。これら 2 つのモデルにより計算された $L = 3.0$ 及び 5.0 m における密度分布を図 4.10(A,B)に示す。実線が LST モデル、点線が anisotropic-IGM モデルで、黒線が $B_T = 0.5$ T、赤線が $B_T = 3.0$ T、青線が $B_T = 10.0$ T における結果である。磁場強度が小さい場合（黒線 $B_T = 0.5$ T）、弾性散乱によって密度分布が拡散している様子が確認できる。磁場強度が大きくなると（青線 $B_T = 10.0$ T）、2 つのモデルの密度分布が一致し、弾性散乱による輸送効果が小さくなることを確認できる。

本節の結果をまとめると、以下の 3 点である

- 弾性散乱によってイオンが磁場垂直方向へ輸送され、密度分布が広がる。
- 等方散乱仮定はダイバータ板に向かうイオンの流れを過剰に抑制する。
- 磁場強度が小さいほどラーマー半径が長くなり、弾性散乱を介した輸送効果は大きくなる。

4.5 弾性散乱が熱流束ピーク値に与える影響

最後に、弾性散乱が熱流束ピーク値に与える影響について検討する。弾性散乱によって粒子数は変化しないため、密度分布が広がりピーク値が減少することによって、熱流束ピーク値は減少する。図 4.11(A)に $L = 3.0$ m、(B)に $L = 5.0$ m の場合の LST モデル（青線）と Isotropic モデル（黒線）の IGM モデルからの熱流束ピーク値の減少率を示す。横軸はトロイダル磁場強度で、減少率は(4-3)式を用いて計算した。磁場強度が弱いほど熱流束減少率は大きくなり、長辺 L が長いほど減少率は高い。 $L = 3.0$ m の体系では LST モデルの熱流束減少率は $B_T = 0.5$ T で 17%に達し、 $L = 5.0$ m の体系では 28%程度に達する。 $B_T = 1.0$ T 以上では LST モデルの減少率のほうが Isotropic モデルより大きい、 $B_T = 0.5$ T では同程度となる。磁場強度が強くなるほど Isotropic モデルの熱流束減少率は 0%に近づくが、LST モデルでは 0%にならず、 $L = 3.0, 5.0$ m それぞれで 6%, 20%ほどに漸近する。これは前節で議論したように、等方散乱を仮定した IGM モデルでは過剰にイオンの流れを抑制してしまい、その結果、高磁場強度において密度分布が LST モデルより大きくなることに起因している。本研究では背景プラズマは固定しているため、軌道計算粒子によるイオン温度は背景プラズマの温度を強く反映する。したがって、熱流束のピーク値は、密度ピーク値によりほとんど決定され

る。高い磁場強度における LST モデルの熱流束減少率は過大評価であり、弾性散乱の輸送効果に起因するものではない。

そこで、弾性散乱が駆動するイオン輸送による、純粋な熱流束減少効果を評価するために、anisotropic-IGM モデルと LST モデルの間の熱流束減少率を図 4.12 に示す。青線が $L = 3.0$ m、黒線が $L = 5.0$ m の結果である。anisotropic-IGM モデルは微分散乱断面積を考慮しているため、中性粒子が弾性散乱を介してイオンの流れを阻害する効果は LST モデルと等しい。したがって、この 2 つのモデル間の比較は、大角度弾性散乱が駆動するイオン輸送による熱流束の純粋な減少効果を評価することができる。高磁場強度の場合、ピーク熱流束の減少率は 0% に漸近する。一方で $B_T = 3.0$ T 程度から熱流束減少率は増加し始め、 $B_T = 0.5$ T で $L = 3.0, 5.0$ m それぞれ 15%, 21% に達する。したがって、多くの統合コードのように磁場垂直方向への弾性散乱の影響を無視した場合、先進ダイバータ磁場配位における熱流束の減少を過小評価する可能性がある。

4.6 本章のまとめ

本章では、先進ダイバータ磁場配位を模擬した体系において、イオン—中性粒子間で生じる大角度の弾性散乱が、密度分布及び熱流束に与える影響について検討した。磁力線方向の長さが 3.0 m と 5.0 m の 2 種類の 2 次元体系に対して流体方程式を解き、得られた定常解を軌道計算の背景プラズマとし、イオンの旋回運動を考慮して運動論的に弾性散乱によるプラズマ輸送の変化を評価した。弾性散乱の輸送効果を定量的に評価するために、PIC コードや統合コードの物理モデルを参考に次の 4 つのモデルを計算した。

- ①LST モデル：微分散乱断面積を考慮して散乱後の速度・案内中心を計算するモデル
- ②Isotropic モデル：等方散乱を仮定するモデル
- ③IGM モデル：等方散乱を仮定し、なおかつ案内中心の移動を無視するモデル
- ④anisotropic-IGM モデル：微分断面積して散乱後の速度を計算するが、案内中心の移動は考慮しないモデル

最初に弾性散乱が 2 次元密度分布に及ぼす影響について調べた。IGM モデルに比べて、LST モデルではイオンが磁場垂直方向へ輸送され、2 次元密度分布がなだらかなことを確認した。また、磁場強度が小さいほどラーマー半径が長くなり、弾性散乱による案内中心の移動距離が大きくなり、輸送効果が高まることを確認した。

次に弾性散乱がダイバータ板前面における密度分布に及ぼす影響を評価した。2 次元分布同様に、弾性散乱によってイオンが磁場垂直方向へ輸送され、密度分布が平坦になった。一方で、磁場強度が大きい場合に Isotropic モデルと IGM モデルの密度分布は一致するが、LST モデルではそれら 2 つより小さな密度分布が得られた。これは等方散乱を仮定した場合、イオンのダイバータ板に向かう流れを過剰に阻害してしまうためである。anisotropic-IGM モデルと LST モデルは、共に微分断面積を考慮して散乱後の速度を決定しているため、

中性粒子が弾性散乱を介してイオンの流れを阻害する効果は等しい。したがって、anisotropic-IGM モデルと LST モデルによって計算された密度分布は、磁場強度が大きい場合にほとんど一致することを確認し、純粋な弾性散乱による輸送効果を評価した。磁場強度が大きい場合に密度分布が一致する理由は、磁場強度が大きいと、ラーマー半径が小さくなり、弾性散乱による案内中心の移動距離も短くなるためである。

最後に、ダイバータ板前面におけるピーク熱負荷に、弾性散乱が及ぼす影響について評価した。LST モデル・IGM モデル間および Isotropic モデル・IGM モデル間を比較した場合のピーク熱流束減少率の磁場強度依存性を評価した。磁場強度が小さくなるほど、イオンは磁場垂直方向に輸送され密度ピーク値が減少することから、LST モデル、Isotropic モデル両方で熱流束は減少した。 $B_T=0.5\text{ T}$ において、 $L=3.0\text{ (}, 5.0\text{) m}$ の計算体系で LST モデルおよび Isotropic モデルの熱流束減少率は、19% (, 28%) および、17% (, 28%) に達した。しかしながら、磁場強度が大きい場合に、Isotropic モデルの熱流束減少率は 0% に近づくが、LST モデルでは 6% (, 20%) 程度の値に漸近した。これは前節で議論した通り、等方散乱を仮定した IGM モデルでは、弾性散乱のイオン流阻害効果が過大評価され、ダイバータ板前面における密度分布が、LST モデルより大きくなることに起因している。そこで、微分散乱断面積を考慮した anisotropic-IGM モデルに対する、LST モデルの熱流束減少率を評価した。これらのモデルはともに微分散乱断面積を考慮して弾性散乱後のイオンの速度を計算するため、中性粒子によるイオン流の阻害効果は等しい。したがって、これら二つのモデルを比較することによって、弾性散乱が熱流束に及ぼす純粋な影響を評価できる。 $L=3.0\text{ m}$ および 5.0 m それぞれの計算体系で LST モデルによる熱流束減少率は、 $B_T=0.5\text{ T}$ で、15% および 21% に達した。先進ダイバータ磁場配位では、弾性散乱によってイオンが磁場垂直方向へ輸送され、ダイバータ板前面における密度ピーク値が減少するため、熱負荷がさらに減少すること明らかにした。原型炉において、ダイバータ板にかかるピーク熱負荷は、工学的限界から 10 MW/m^2 以下に抑えられなければならない。周辺プラズマ領域に流入するプラズマパワーの 80% を放射損失させることで、ピーク熱負荷 10 MW/m^2 以下を実現可能であることが SONIC コードによる計算でわかっている[23-25]。また、計算条件により多少増減するが、ダイバータ板のピーク熱負荷においてプラズマ輸送に因るものが半分以上を占める。したがって、本研究で示された弾性散乱によるピーク熱流束の 15~21% 程度の低減により、ダイバータ熱負荷全体においては最大 10% 程度の余裕が生じ、放射損失パワーと Ar 等の不純物入射量を現在の見積もりよりも少なくできる可能性がある。

本研究では、流体計算によって得られた定常解を背景プラズマに固定し、軌道計算を一度だけ行った。さらなる詳細は評価のためには、統合コードに弾性散乱の影響を導入し、時間発展計算等を行う必要がある。

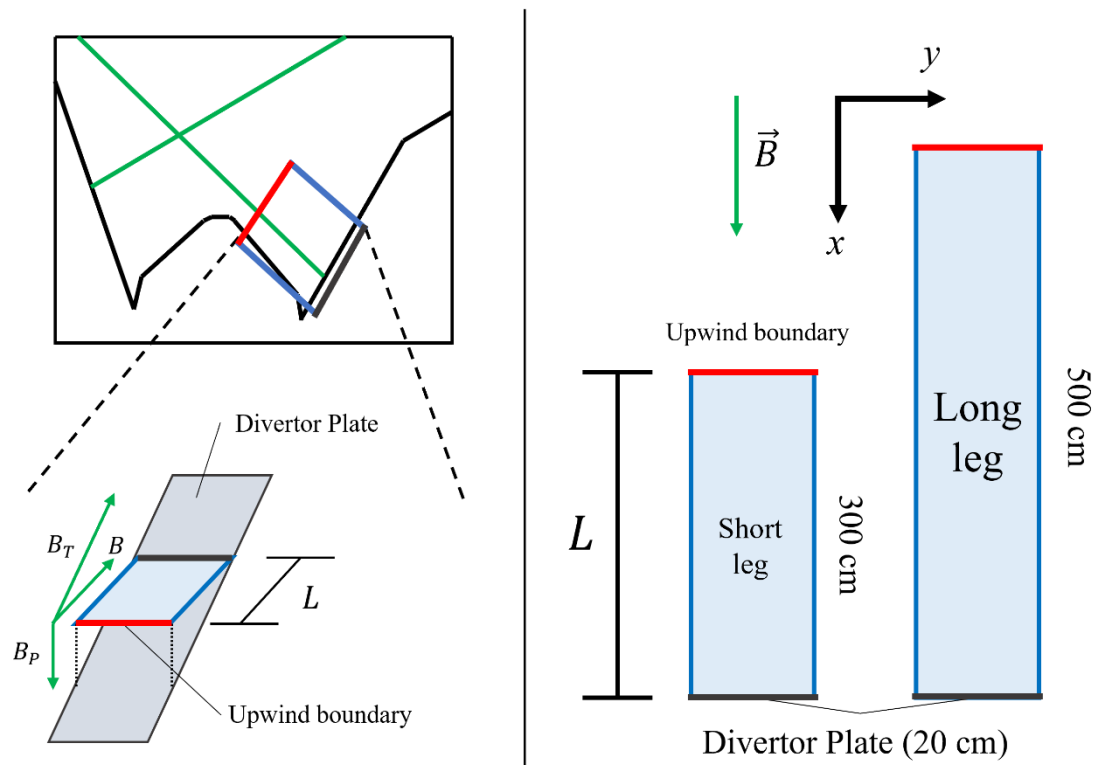


図 4.1 先進ダイバータ磁場配位を模擬した 2 次元計算体系

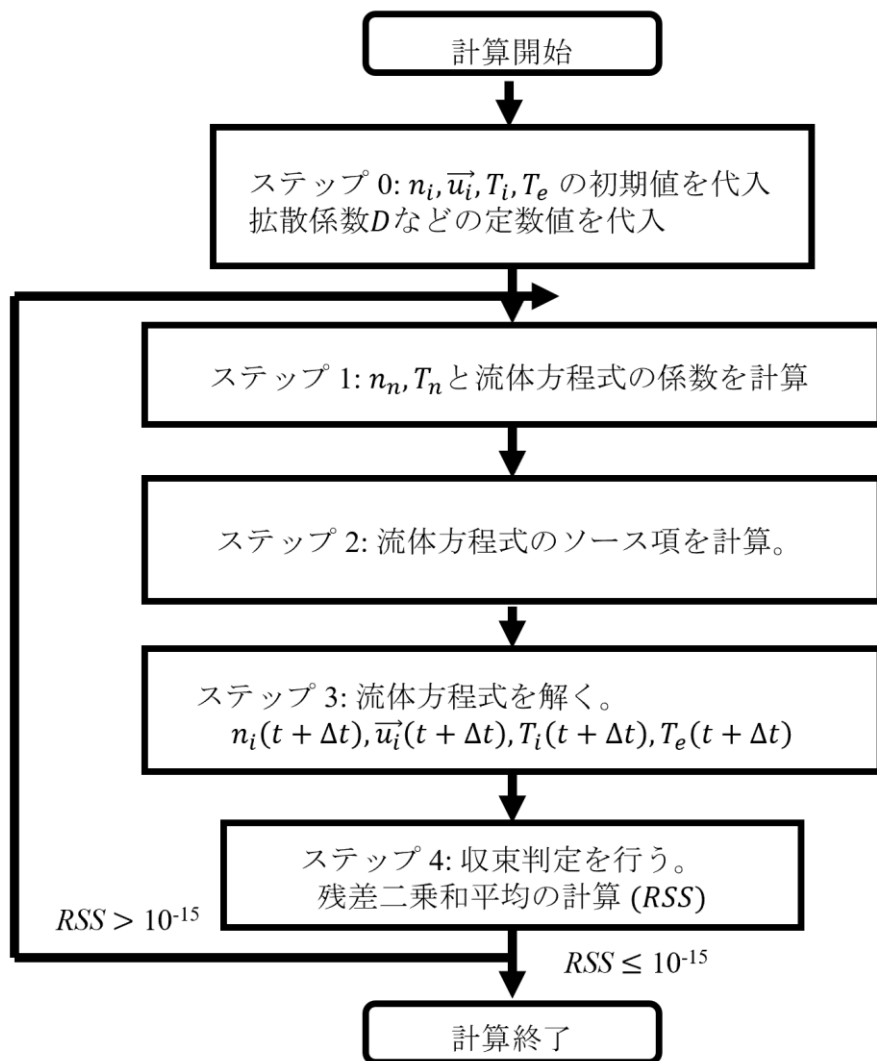


図 4.2 流体計算の流れ

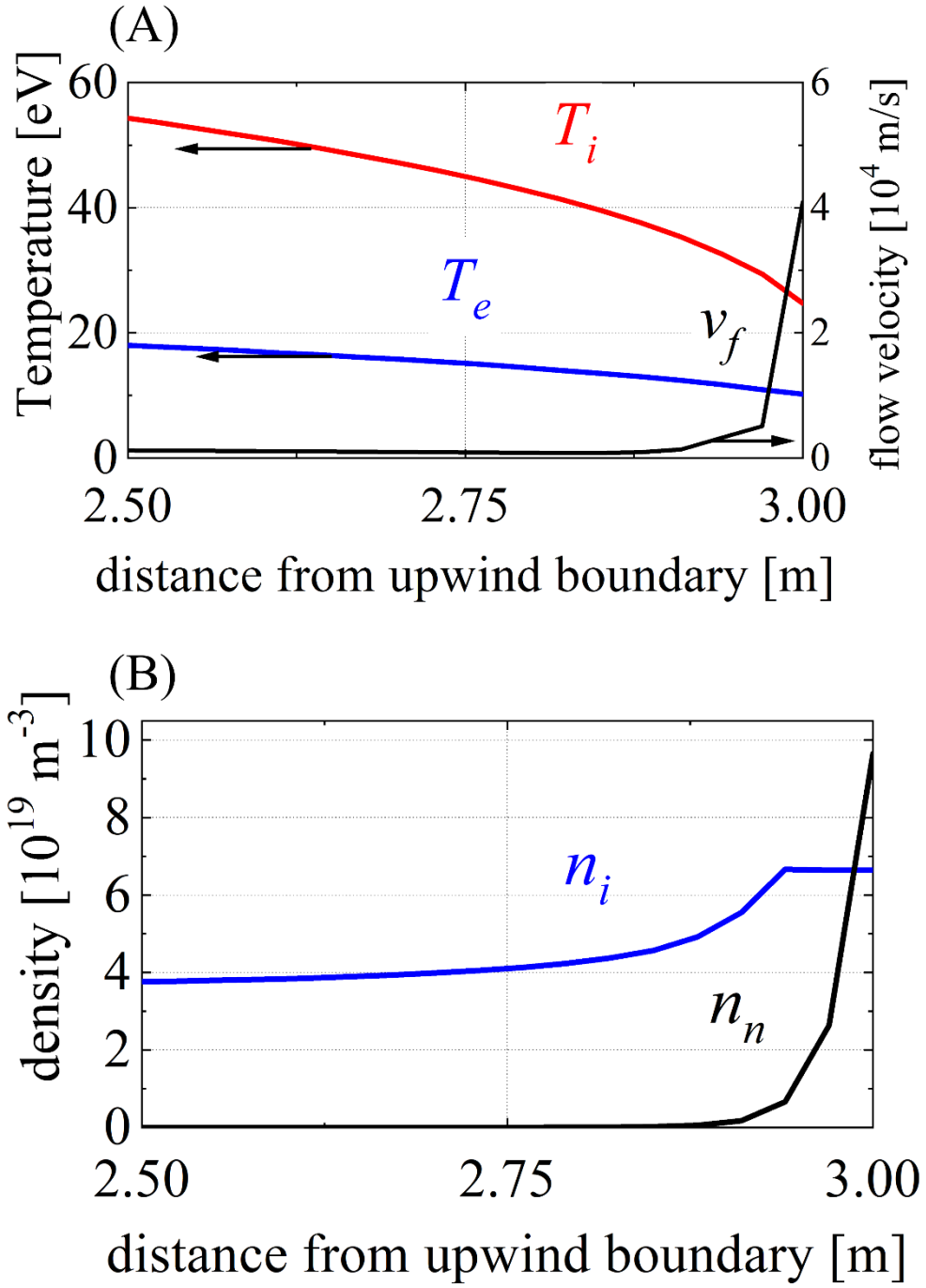


図 4.3 ショートレッグ体系 ($L=3.0$ m) におけるセパトロクス上の流体計算の定常解

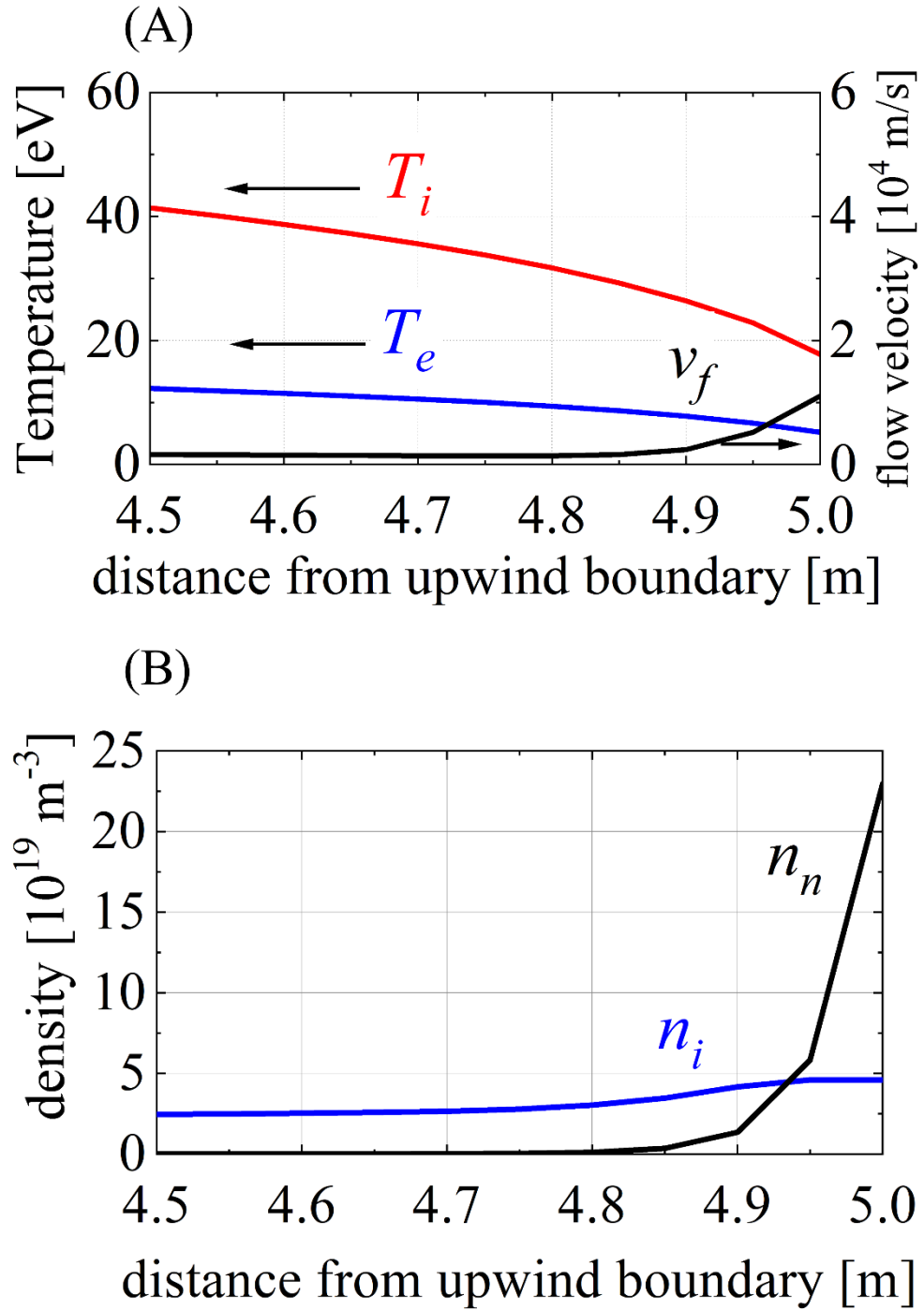


図 4.4 ロングレッグ体系 ($L = 5.0$ m) におけるセパトリクス上の流体計算の定常解

表 4.1 各軌道計算モデルの特徴とモデル類似コード

	散乱	案内中心の移動	該当コード
LSTモデル	非等方	考慮	-
Isotropicモデル	等方	考慮	PICコード
IGMモデル (Ignoring Guiding center Movement)	等方	無視	
anisotropic-IGMモデル	非等方	無視	統合コード

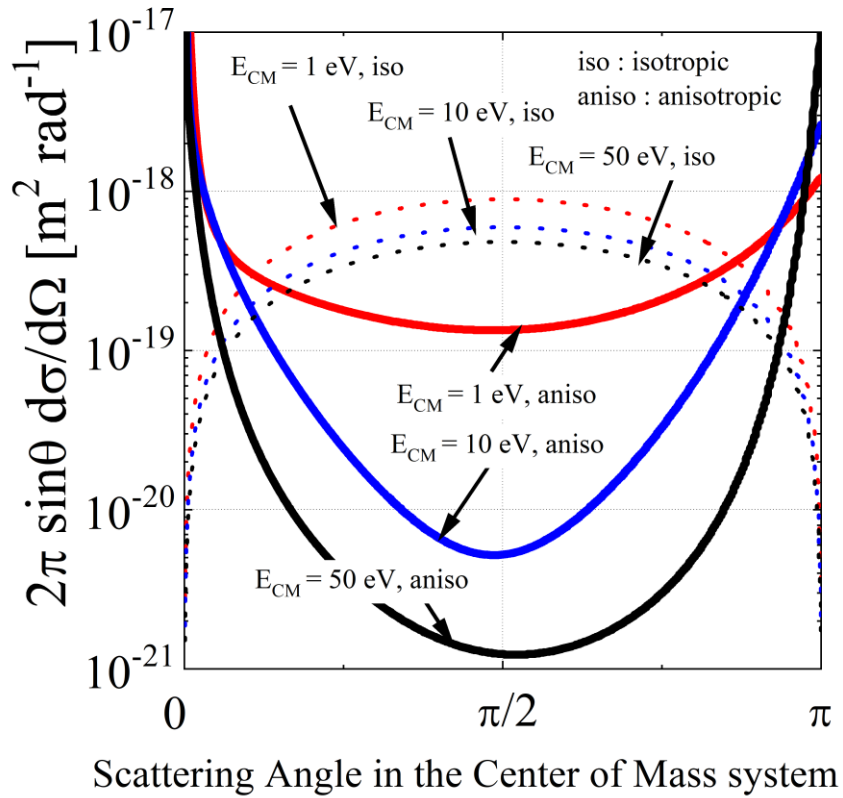


図 4.5 重陽子—重水素原子間の実際の微分散乱断面積（実線）と等方散乱を仮定した場合の微分散乱断面積（破線）

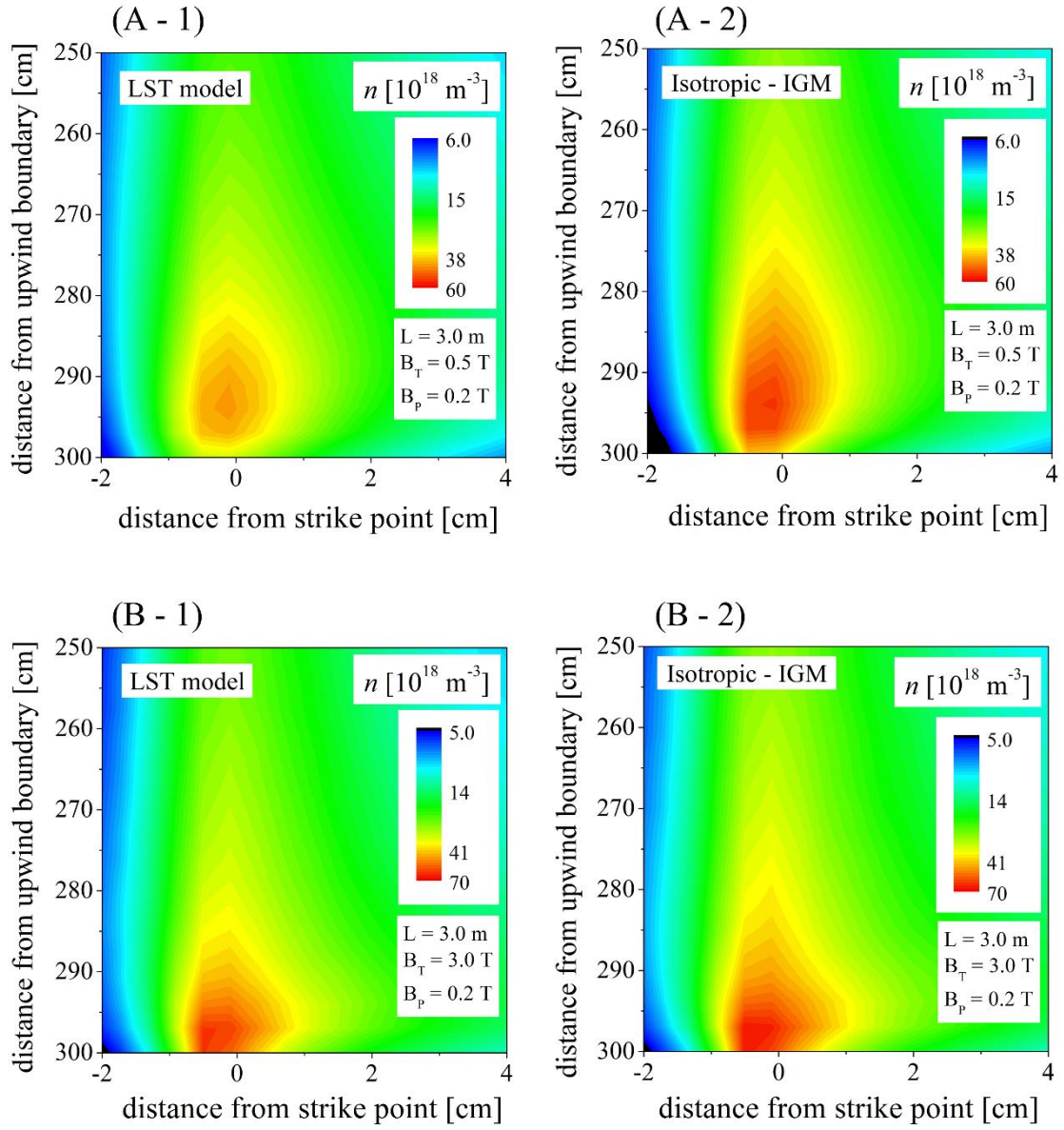


図 4.6 $L = 3.0 \text{ m}$ における 2 次元密度分布

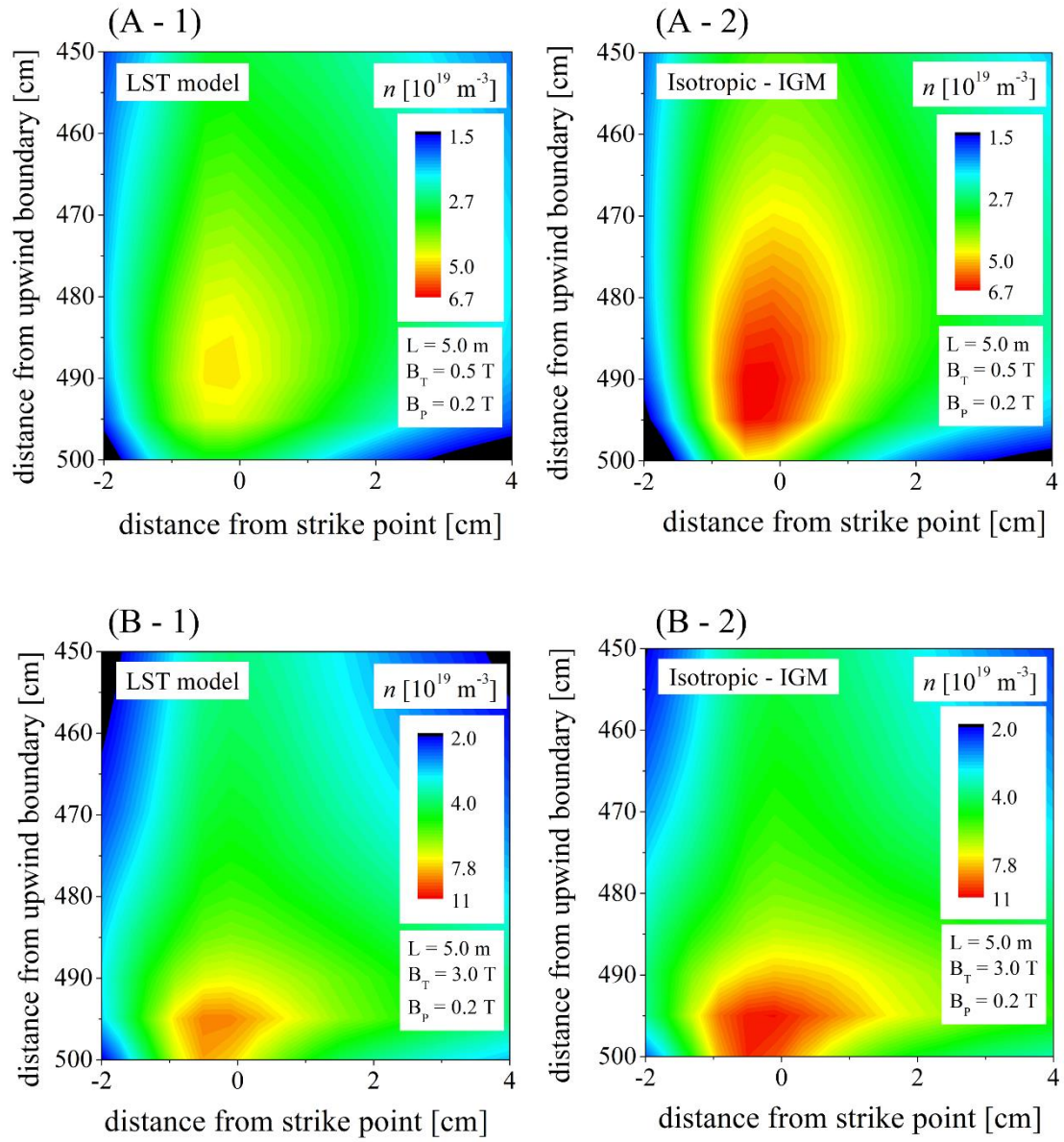


図 4.7 $L = 5.0 \text{ m}$ における 2 次元密度分布

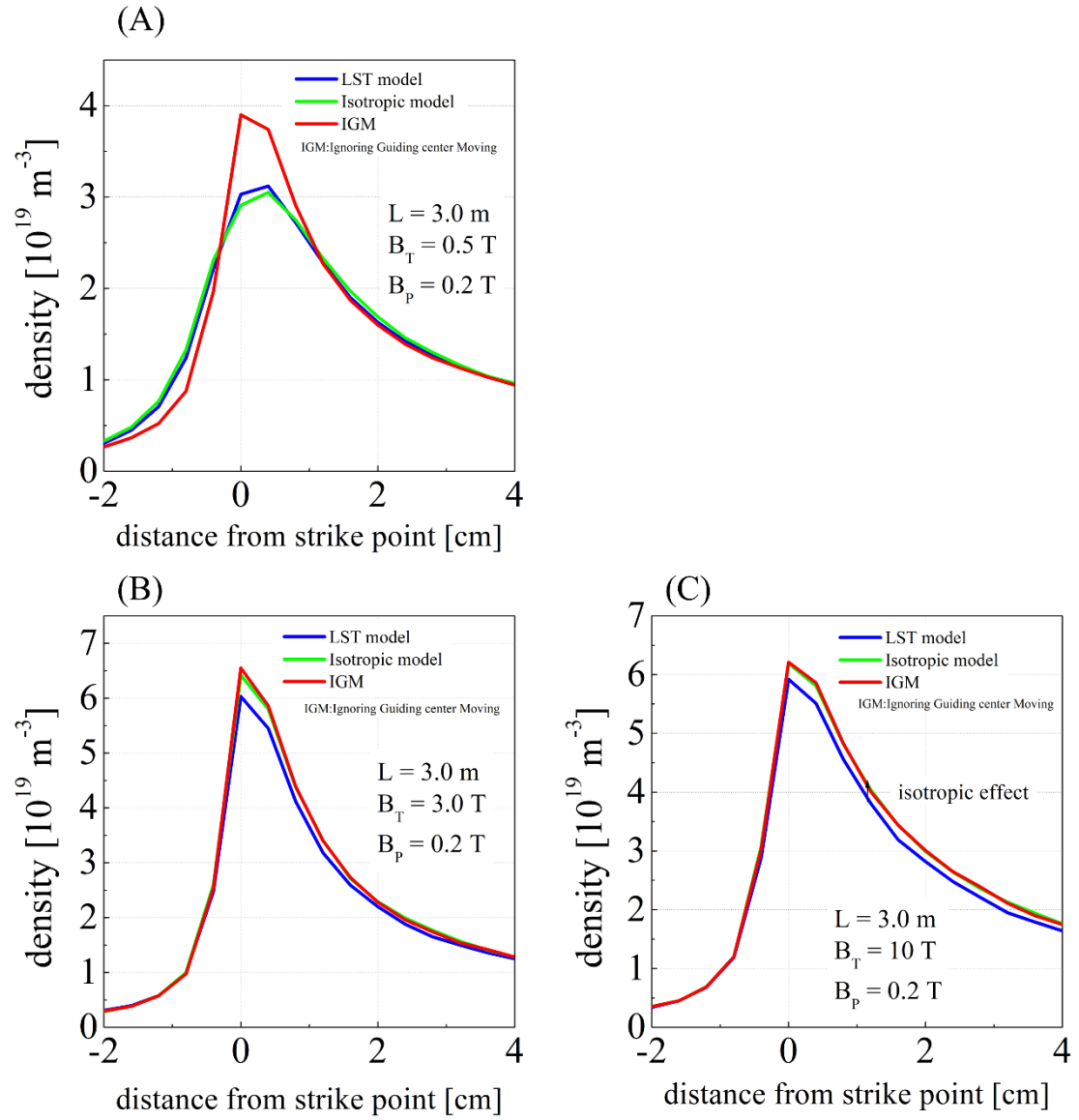


図 4.8 $L = 3.0 \text{ m}$ の場合のダイバータ板前面における 1 次元密度分布

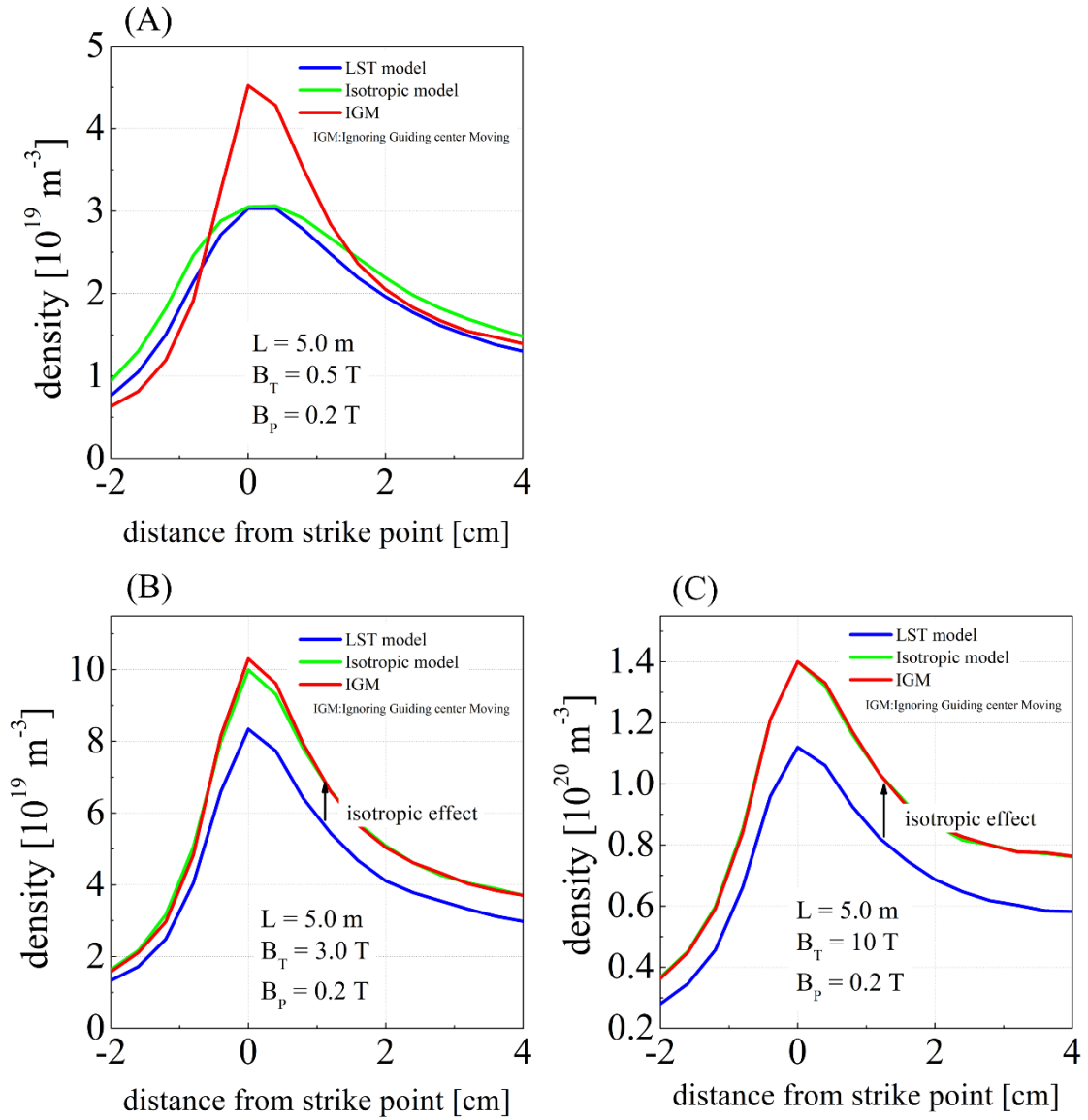


図 4.9 $L = 5.0$ m の場合のダイバータ板前面における 1 次元密度分布

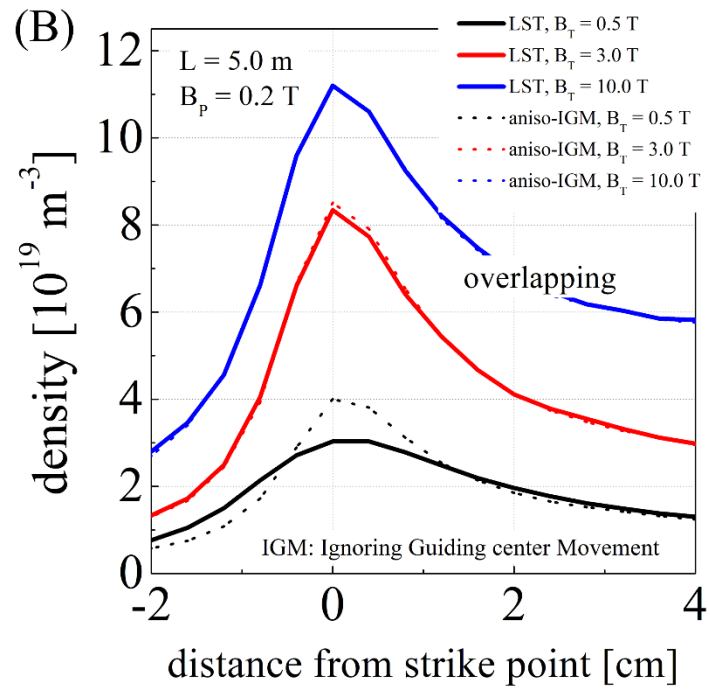
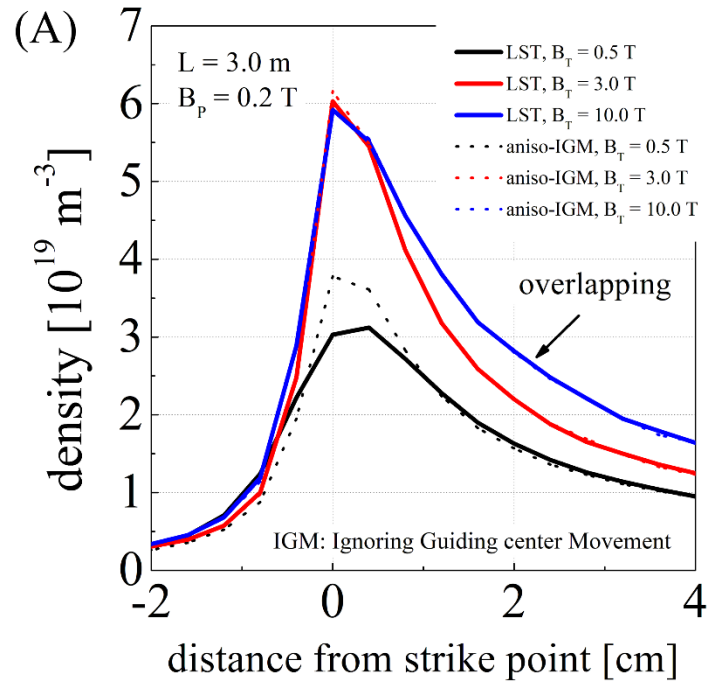


図 4.10 ダイバータ板前面における LST モデルと anisotropic-IGM モデルによる 1 次元密度分布の比較

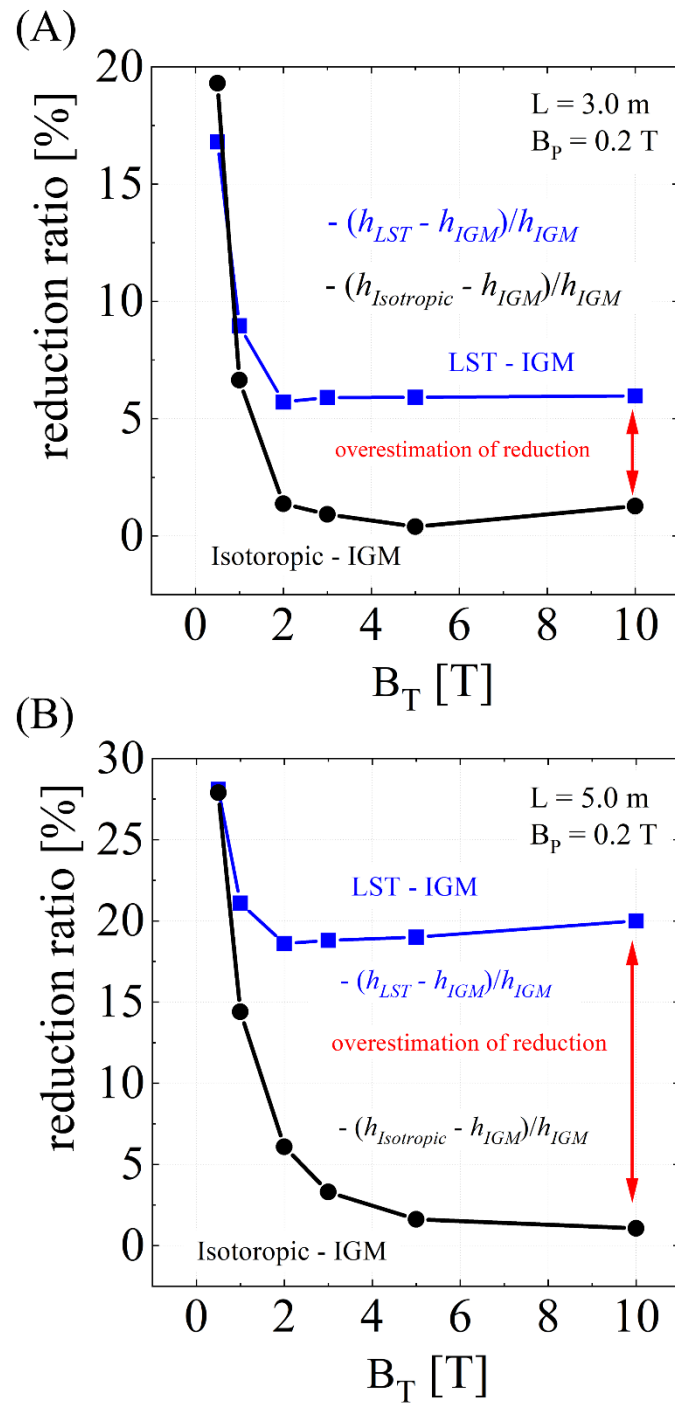


図 4.11 ダイバータ板におけるピーク熱流束の減少率の比較

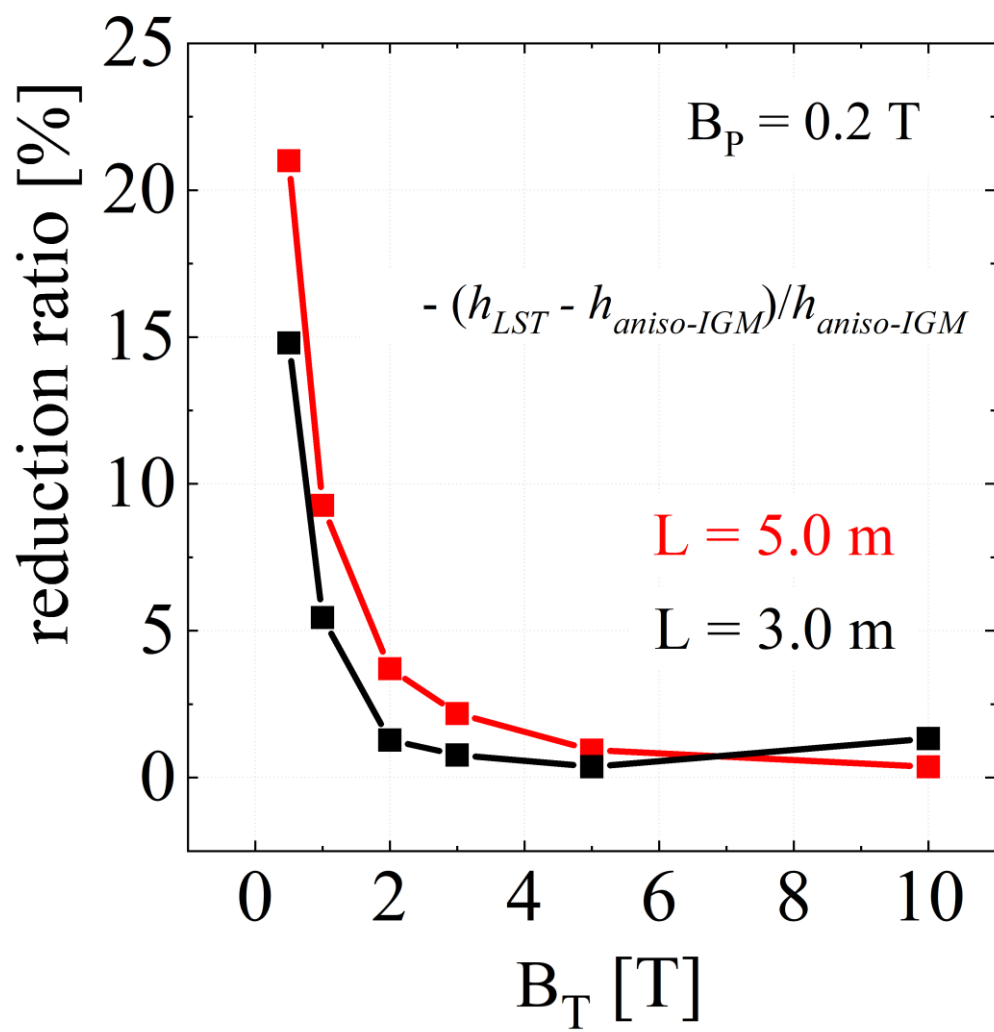


図 4.12 大角度の弾性散乱による純粋なピーク熱流束減少率の磁場強度依存性

第5章 結論

本研究では、イオン-中性粒子間で生じる大角度の弾性散乱が、プラズマの輸送及びその結果である密度分布や熱流束に及ぼす影響について検討した。代表的な粒子として、重陽子-重水素原子間の弾性散乱に注目した。

- ① 典型的な大型トカマク装置のダイバータプラズマ領域を模擬した体系において、大角度の弾性散乱がイオン輸送に有意に影響を与え得ることを明らかにした。

- ・大型トカマク装置として JT-60SA 及び原型炉を参考に、トロイダル磁場強度 B_T を 3.0, 5.0 T とし軌道計算を行った。
- ・弾性散乱による案内中心の移動を考慮することで密度分布が広がり、密度ピーク値はそれぞれの体系で 11.1%, 6.3% 減少した。
- ・微分断面積を大角度領域 ($\pi/2 \sim \pi$) に渡って積分した断面積を用いて拡散係数を計算した場合、JT-60SA および原型炉の典型的なパラメータで、0.3, 0.1 m²/s 程度に及ぶことを示した。
- ・密度ピーク値の減少は、SONIC コードの計算値を JT-60U の実験値に近づける傾向であり、大角度の弾性散乱が磁場垂直方向へのイオン輸送の一因となることを指摘した。

- ② 大角度弾性散乱によるイオン輸送効果が大きく現れると考えられる、先進ダイバータ磁場配位を模擬した体系を想定して、大角度の弾性散乱が熱流束等に及ぼす影響を評価した。

- ・プラズマの流体方程式を解いて得られた定常解を背景プラズマとし、軌道計算を行った。2次元体系の磁場平行方向の辺 L の長さが 3.0, 5.0 m の2種類の体系について、トロイダル磁場強度 B_T を 0.5-10.0 T の間で変化させた。
- ・トロイダル磁場強度 B_T が小さいほど、ラーマー半径が長くなり一度の散乱による案内中心の移動距離が大きくなることで、熱流束ピーク値が減少した。
- ・弾性散乱による案内中心の移動を無視した場合と比較し、熱流束ピーク値の減少率を評価した。 $L = 3.0, 5.0$ m それぞれの体系で磁場強度 $B_T = 0.5$ T の時、熱流束ピーク値の減少率は 15%, 21% に達した。

本研究の結果から、実験や統合コードへの展望や要請を述べる。第3章で示されたように、中性粒子密度と中性粒子温度が高いほど、弾性散乱による輸送効果は高まる。また、磁場強度が弱いほど、ラーマー半径が長くなり、弾性散乱による輸送効果が増大することは第

4章で述べたとおりである。例えば大型トカマク装置 JT-60SA では磁場強度が 2.0~3.0 T 程度であり、なおかつ以前のトカマク装置よりも高密度・高温度となることが予想されるため、大角度の弾性散乱による磁場垂直方向へのイオンの輸送が無視できない可能性がある。直線型装置 GAMMA10/PDX では、ダイバータプラズマを模擬した実験が可能である。GAMMA10/PDX のエンドセル領域の数値解析はプラズマ流体コード LINNDA が用いられており、プラズマの磁場垂直方向への輸送については、拡散方程式と Bohm 拡散係数が採用されている。GAMMA10/PDX のエンドセル領域におけるダイバータ板近傍の各種パラメータ ($T_e \sim 15$ eV, $T_i \sim 50$ eV, $B \sim 1.0$ T) を用いると、ボーム拡散係数はおよそ $0.9 \text{ m}^2/\text{s}$ となる。本研究の第 3 章の結果から、磁場強度 1.0 T における大角度の弾性散乱による拡散係数を推測する。ラーマー半径は磁場強度に反比例するため、磁場強度が 1.0 T の時、3.0 T の場合と比べて(3-2)式で計算される拡散係数は 9 倍になる。したがって、中性粒子密度 $0.1 \sim 0.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ において、大角度散乱による拡散係数は $0.9 \sim 3.0 \text{ m}^2/\text{s}$ 程度に及ぶため、イオン-中性粒子間の大角度弾性散乱が無視できない可能性がある。ただしこの推測は粒子種として、重陽子と重水素原子を想定している。軽水素プラズマでは、同じエネルギーでもラーマー半径は $1/\sqrt{2}$ 倍となるため、弾性散乱の拡散係数は上記の予測値の半分 ($0.45 \sim 1.5 \text{ m}^2/\text{s}$) となる。また、ボーム拡散係数は密度に依存しないため、中性粒子密度を変化させる実験を行うことで、大角度の弾性散乱による輸送効果を検証できる可能性がある。本研究では代表的な燃料粒子として、重陽子-重水素原子間の弾性散乱に注目したが、トリトン-トリチウム原子間の弾性散乱の微分散乱断面積も第 1 章で示しており、重陽子-重水素原子間の弾性散乱と同様の拡散効果が予想される。トリトンは重陽子と同じエネルギーの場合、ラーマー半径は約 $\sqrt{3}/\sqrt{2}$ 倍長いいため、第 3 章の方法で評価される大角度弾性散乱由来の拡散係数は 1.5 倍大きくなる。したがって重陽子よりも大きな輸送効果が期待できる。

本研究では、イオン-中性粒子間の弾性散乱がイオンの輸送に及ぼす影響について、運動論的な手法を用いて評価した。弾性散乱による磁力線を横切るイオンの輸送は、磁場等のパラメータ次第でより顕著になり、プラズマ密度分布および熱流束等に影響を与えうることを明らかにした。このような影響は、非接触ダイバータの形成や、ひいては核融合炉の設計にも影響を及ぼす可能性がある。今後、統合コードに弾性散乱の磁場垂直方向への輸送を導入し、自己無頓着な解析により、弾性散乱が非接触ダイバータ形成や核融合炉の設計等に及ぼす影響を評価していくことが重要である。

参考文献

- [1] 文部科学省.”核融合研究ホームページ Fusion Energy -Connect to the Future”. 文部科学省ホームページ https://www.mext.go.jp/a_menu/shinkou/fusion/, (参照 2023-08-31).
- [2] 内閣府. “フュージョンエネルギー・イノベーション戦略の概要”. 内閣府ホームページ. https://www8.cao.go.jp/cstp/fusion/fusion_gaiyo.pdf, (参照 2023-08-31).
- [3] 統合イノベーション戦略推進会議. “フュージョンエネルギー・イノベーション戦略”. 内閣府ホームページ. 2023. https://www8.cao.go.jp/cstp/fusion/fusion_senryaku.pdf, (参照 2023-08-31).
- [4] H. S. Bosch and G. M. Hale, Nucl. Fusion, **32** (1992), 611.
- [5] M. O. ハグラール, M. クリステンセン, 核融合工学入門. 武田進訳. 東明社. (1980).
- [6] 岡崎隆司. 核融合炉設計入門. 丸善プラネット株式会社. (2019).
- [7] 川村孝弼. “磁気核融合におけるシンクロトロン放射”. 核融合研究第 50 巻第 2 号. (1983).
- [8] 松浦秀明. プラズマ・核融合学会誌, **98**, 65 (2022).
- [9] K. Tobita, et al., Fusion Eng. Des., **136**, 1024-1031 (2018).
- [10] S. Sugiyama, et al., Fusion Eng. Des., **187**, 113369 (2023).
- [11] 高村秀一. 境界領域プラズマ理工学の基礎. 森北出版株式会社. (2010).
- [12] 山本新. “DIVA(JFT-2a)装置に於ける軸対称ダイバータに関する実験的研究”. (1979). 京都大学博士論文
- [13] F. Wagner, et al., Phys. Rev. Lett., **49**, 1408 (1982).
- [14] A. Herrmann and O. Gruber, Fusion Science and Technol., **44**, 569 (2003).
- [15] M. Shimada, et al., J. Nucl. Mater., **111**, 362 (1982).
- [16] N. Hosogane, J. Nucl. Mater., **162**, 93-104 (1989).
- [17] S. Ishida and JT-60 team, “JT-60U high performance regimes.” Nucl. Fusion, **39**, 1211 (1999).
- [18] A. Sakasai, et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, **2**, 95 (1995).
- [19] R. A. Pitts, et al., Nucl. Mater. Energy, **20**, 100696 (2019).
- [20] JT-60SA Research Unit “JT-60SA research plan— research objectives and strategy— version 4.0”, (2018).
- [21] K. Tobita et al., Fusion Science and Technol., **75**, 372 (2019).
- [22] K. Hoshino et al., Plasma Fusion Res., **12** 1405023 (2017).
- [23] N. Asakura et al., Nucl. Mater. Energy, **26**, 100864 (2021).
- [24] N. Asakura et al., Nucl. Fusion, **61**, 126057 (2021).
- [25] N. Asakura et al., Nucl. Mater. Energy, **35**, 101446 (2023).
- [26] W. L. Hsu, et al., Phys. Rev. Lett., **49**, 1001 (1982).

- [27] A. Fukano, et al., J. Nucl. Mater., **363-365**, 211 (2007).
- [28] M. S. Islam, et al., J. Contrib. Plasma Phys., **58**, 805 (2017).
- [29] M. S. Islam et al., Plasma Phys. Control. Fusion, **61**, 125005 (2019).
- [30] M. S. Islam et al., Nucl. Mater. Energy, **18**, 182-187 (2019).
- [31] K. Hoshino et al., J. Nucl. Mater., **463**, 573-576 (2015).
- [32] B. Lipschultz, J. Nucl. Mater., **145-148**, 15 (1987).
- [33] H. Tamai, et al., J. Plasma Fusion Res., **74**, 1336 (1998).
- [34] M. Inutake, et al., Phys. Rev. Lett., **55**, 939 (1985).
- [35] N. Ezumi, et al., Nucl. Fusion, **59**, 066030 (2019).
- [36] H. Gamo, et al., Plasma Fusion Res., **16**, 2402041 (2021).
- [37] K. Shimizu, et al., J. Nucl. Mater., **196-198**, 476-480 (1992).
- [38] K. Shimizu, et al., J. Nucl. Mater., **220-222**, 410-414 (1995).
- [39] K. Shimizu, et al., J. Nucl. Mater., **241-243**, 167-181 (1997).
- [40] 廣畑優子, “プラズマ対抗壁中の水素同位体の保持特性”, (2005).
- [41] M. Mayer, et al., J. Nucl. Mater., **290-293**, 381 (2001).
- [42] V. Rohde, et al., J. Nucl. Mater., **313-316**, 334 (2003).
- [43] A. Rossi, et al., J. Nucl. Mater., **266-269**, 922 (1999).
- [44] R. Mitteau, et al., Fusion Eng. Des., **85**, 2049-2053 (2010).
- [45] R. Mitteau, et al., Fusion Eng. Des., **88**, 568-570 (2013).
- [46] P. M. S. Jones and R. Gibson, J. Nucl. Mater., **21**, 353-354 (1967).
- [47] R. A. Causey, J. Nucl. Mater., **300**, 91-117 (2002).
- [48] J. N. Brooks, Phys. Fluids, **8**, 1858 (1990).
- [49] J. N. Brooks and D. N. Ruzic, J. Nucl. Mater., **176-177**, 278 (1990).
- [50] P. C. Stangeby and J. D. Elder, J. Nucl. Mater., **196-198**, 258-263 (1992).
- [51] P. C. Stangeby and J. D. Elder, Nucl. Fusion, **30**, 1225 (1990).
- [52] A. Kirschner, et al., Nucl Fusion, **40**, 989 (2000).
- [53] I. Hyodo, et al., J. Nucl. Mater., **313-316**, 1183-1187 (2003).
- [54] A. Fukano, et al., J. Nucl. Mater., **363-365**, 211-215 (2007).
- [55] S.I. Braginskii, “Transport processes in a plasma”, Reviews of Plasma Physics, **1**, Consultants Bureau, New York, (1965).
- [56] Y. Homma and A. Hatayama, J. Comput. Phys., **231**, 3211-3227 (2012).
- [57] S. Wiesen, et al., J. Nucl. Mater., **463**, 480 (2015).
- [58] X. Bonnin, et al., Plasma Fusion Res., **11**, 1403102 (2016).
- [59] S. Yamoto, et al, J. Comput. Phys., **248**, 106979 (2020).
- [60] S. Yamoto, et al, Nucl. Fusion, **57**, 116051 (2017).
- [61] P.S. Kristić and D.R. Schultz, At. Plasma-Mat. Interact. Data Fusion, **8**, 1 (1992).

- [62] M. M. Rosenbluth et al., Phys. Rev., **107**, 1 (1957).
- [63] H. Matsuura and Y. Nakao, Phys. Plasmas, **13**, 062507 (2006).
- [64] B. J. Braams, NET Rep. **68** EURFU/XII-80/87/68. CEC. Brussels (1987).
- [65] R. Schneider et al., Contrib. Plasma Phys., **46**, 3 (2006).
- [66] Nuclear Fusion Research, Understanding Plasma-surface Interactions, edited by R. E. H. Clark and D. H. Reiter (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005).
- [67] D. Reiter, J. Nucl. Mater., **196**, 80 (1992).
- [68] D. Reiter et al., J. Nucl. Mater., **220**, 987 (1995).
- [69] D. Reiter et al., Fusion Sci. Technol., **47**, 172 (2005).
- [70] H. Kawashima et al., Plasma Fusion Res., **1**, 031 (2006).
- [71] K. Shimizu et al., Nucl. Fusion, **49**, 3403070 (2009).
- [72] K. Shimizu et al., J. Nucl. Mater., **313**, 1277 (2003).
- [73] M. E. Rensink et al., Contrib. Plasma Phys., **38**, 325 (1998).
- [74] D. P. Stotler et al., Contrib. Plasma Phys., **40**, 221-226 (2000).
- [75] T. D. Rognlien et al., J. Nucl. Mater., **196-198**, 347-351 (1992).
- [76] T. D. Rognlien et al., Contrib. Plasma Phys., **34**, 362-367 (1994).
- [77] T. D. Rognlien et al., J. Nucl. Mater., **266-269**, 654-659 (1999).
- [78] J. D. Strachan et al., J. Nucl. Mater., **415**, S501-S504 (2011).
- [79] A. Taroni et al., Contrib. Plasma Phys., **32**, 438-443 (1992).
- [80] G.J. Radford et al., Contrib. Plasma Phys., **36**, 187-191 (1996).
- [81] Y. Feng et al., J. Nucl. Mater., **241-243**, 930-934 (1997).
- [82] Y. Feng et al., J. Nucl. Mater., **266-269**, 812-818 (1999).
- [83] Y. Feng et al., Contrib. Plasma Phys., **44**, 57-69 (2004).
- [84] S. Wiesen et al., J. Nucl. Mater., **463**, 480-484 (2015).
- [85] F. Subba et al., Plasma Phys. Control. Fusion, **60**, 035013 (2018).
- [86] F. Subba et al., Nucl. Fusion, **61**, 106013 (2021).
- [87] E. Vekshina et al., Contrib. Plasma Phys., **62**, e292199176 (2021).
- [88] V. Korzueva et al., Plasma Phys. Control. Fusion, **65**, 085009 (2023).
- [89] K. Hoshino et al., Plasma Fusion Res., **9**, 592 (2010).
- [90] K. Hoshino et al., J. Nucl. Mater., **415**, S549-S552 (2011).
- [91] N. Hayashi et al., Nucl. Fusion, **58**, 066001 (2018).
- [92] S. Yamoto et al., Contrib. Plasma Phys., **60**, e201900174 (2019).
- [93] S. Yamoto et al., Plasma Phys. Control. Fusion, **62**, 045006 (2020).
- [94] S. Yamoto et al., Nucl. Fusion, **63**, 076019 (2023).
- [95] G. Kawamura et al., Contrib. Plasma Phys., **54**, 437-441 (2014).
- [96] G. Kawamura et al., Plasma Fusion Res., **13**, 3403034 (2018).

- [97] S. Dai et al., Nucl. Fusion, **56**, 066005 (2016).
- [98] M. Kobayashi et al., Phys. Rev. Lett., **128**, 125001 (2022).
- [99] M. Moscheni et al., Nucl. Fusion, **62**, 056009 (2022).
- [100] X. Bonnin et al., J. Nucl. Mater., **390-391**, 274-277 (2009).
- [101] 星野一生, 藤間光徳 プラズマ・核融合学会誌, **86**, 681 (2010).
- [102] D. Tskhakaya and S. Kuhn, Contrib. Plasma Phys., **42** (2-4), 302 (2002).
- [103] D. Tskhakaya and R. Schneider, J. Comp. Phys., **225**, 829 (2007).
- [104] D. Tskhakaya et al., Contrib. Plasma Phys., **47**, 563 (2007).
- [105] T. Takizuka et al., J. Nucl. Mater., **313**, 1331 (2003).
- [106] T. Takizuka, Plasma Sci. Technol., **13**, 316 (2011).
- [107] T. Takizuka, Plasma Phys. Control. Fusion, **59**, 034008 (2017).
- [108] P. M. Valanju et al., Phys. Plasmas, **16**, 056110 (2009).
- [109] P. M. Valanju et al., Fusion Eng. Des., **85**, 46-52 (2010).
- [110] D. D. Ryutov Phys. Plasmas, **14**, 064502 (2007).
- [111] D. D. Ryutov et al., Phys. Plasmas, **15**, 092501 (2008).
- [112] V. S. Chan et al., Fusion Sci. Technol., **57**, 66 (2009).
- [113] K. Tobita et al., Fusion Eng. Des., **81**, 1151-1158 (2006).
- [114] N. Asakura et al., J. Nucl. Mater., **463**, 1238-1242 (2015).
- [115] D. Umezaki and H. Matsuura Plasma Fusion Res., **16**, 2403021 (2021).
- [116] D. Umezaki et al., Contrib. Plasma Phys., **63**, e202300064 (2023).
- [117] D. Umezaki et al., Plasma Fusion Res., **19**, 1403003 (2024).
- [118] P.C. Stangeby, Plasma Phys. Control. Fusion, **43**, 223 (2000).
- [119] R. Ito et al., “Data on the Backscattering Coefficients of Light Ions from Solids,” IPP Nagoya Univ. Report IPPJ-AM-41, (1985).
- [120] H. K. Versteeg, W. Malalasekera, “数値流体力学【第2版】”. 松下洋介, 齋藤泰洋, 青木秀之, 三浦隆利訳, 森北出版株式会社, 2011.
- [121] P.C. Stangeby, Phys. Plasmas, **2**, 702-708 (1995).
- [122] B. Wolle Phys. Rep., **312**, 1 (1999).
- [123] D. A. Knoll et al., Phys. Plasmas, **3**, 293 (1996).
- [124] M. E. Rensink et al., Contrib. Plasma Phys., **38**, 325-330 (1998).
- [125] N. Horsten et al., Contrib. Plasma Phys., **56**, 610-615 (2016).
- [126] N. Horsten et al., Nucl. Fusion, **57**, 116043 (2017).
- [127] 清水勝宏, 滝塚知典 プラズマ・核融合学会誌, **71**, 1135 (1995).
- [128] ITER Physics Expert Group on Divertor, Nucl. Fusion, **39**, 2391 (1999).
- [129] S. Baschetti et al., Contrib. Plasma Phys., **58**, 511-517 (2018).
- [130] S. Baschetti et al., Nucl. Mater. Energy, **19**, 200-204 (2019).

- [131] S. Baschetti et al., Nucl. Fusion, **61**, 106020 (2021).
- [132] 細川哲成, 滝塚知典 “PARASOL コードの開発”, JAERI-Data/Code, 2000-025.
- [133] S. Sugiyama et al., Phys. Plasmas, **24**, 092517 (2017).
- [134] S. Sugiyama et al., Plasma Fusion Res., **14**, 3403123 (2019).
- [135] S. Sugiyama et al., Nucl. Fusion, **60**, 076017 (2020).
- [136] R. J. Kanzleiter et al., Phys. Plasmas, **7**, 5064 (2000).
- [137] M. H. Hughes, D. E. Post, J. Comp. Phys., **28**, 43 (1978).
- [138] 北原和夫 “非平衡系の統計力学”, 岩波書店, (1997).
- [139] H. Matsuura et al., Phys. Plasmas, **29**, 092502 (2022).
- [140] 松浦秀明他 プラズマ核融合学会誌, **70**, 385 (1994).
- [141] 平川直弘, 岩崎智彦 “原子炉物理入門”, 東北大学出版会, (2003).
- [142] D.E. Cullen and S.T. Perkins, Nucl. Sci. Eng., **81**, 75 (1982).
- [143] H. Matsuura et al., Nucl. Fusion, **60**, 066007 (2020).
- [144] H. Matsuura et al., Nucl. Fusion, **61**, 094001 (2021).
- [145] D. Umezaki et al., Plasma Fusion Res., **18**, 2402056 (2023).
- [146] F. Chen, “プラズマ物理入門”. 内田岱二郎訳. 丸善株式会社, (1977).
- [147] 滝塚知典他 “JT-60U におけるダイバータ・リサイクリングのデータベース作成と解析”, JAERI-Research, 2003-010.

謝辞

本研究を進めるに当たり、九州大学大学院工学研究院の松浦秀明准教授には、丁寧な御指導、有益な議論の機会を頂きました。

慶應義塾大学理工学部の星野一生准教授には、共同研究を通して、本研究全般にわたり多くの御指導、討論を頂き、また本論文をまとめるにあたり、副査として御指導と御教示を頂きました。九州大学大学院工学研究院の藤本望教授には、日頃から御指導をいただき、また、副査として本論文について細部にわたり御意見、御助言を頂きました。

九州大学大学院工学研究院イルワン助教には、日頃から御指導御鞭撻を賜りました。技術職員の田中純一氏には、研究室での生活を支えて頂きました。

核融合科学研究所の磯部光孝教授、小川国大准教授、川本靖子助教、東北大学大学院工学研究科の大石鉄太郎准教授、TAE Technologies の神尾修治氏には、共同研究を通して解析に必要なデータの提供や有益な御助言を頂きました。

量子科学技術研究開発機構の木村建斗氏、杉山翔太氏には多くの御助言と有益な議論を頂きました。

原子炉物理及び核融合理工学講座の学生諸氏には、有益な議論をしていただき、楽しい時間を過ごさせて頂きました。

本研究の一部は JST 次世代研究者挑戦的研究プログラム JPMJSP2136 の支援を受けたものです。

家族には深い愛情を持って著者を精神的、経済的に支えて頂きました。

本論文の作成には、以上の方々のご協力が必要不可欠でした。心より感謝を申し上げます。