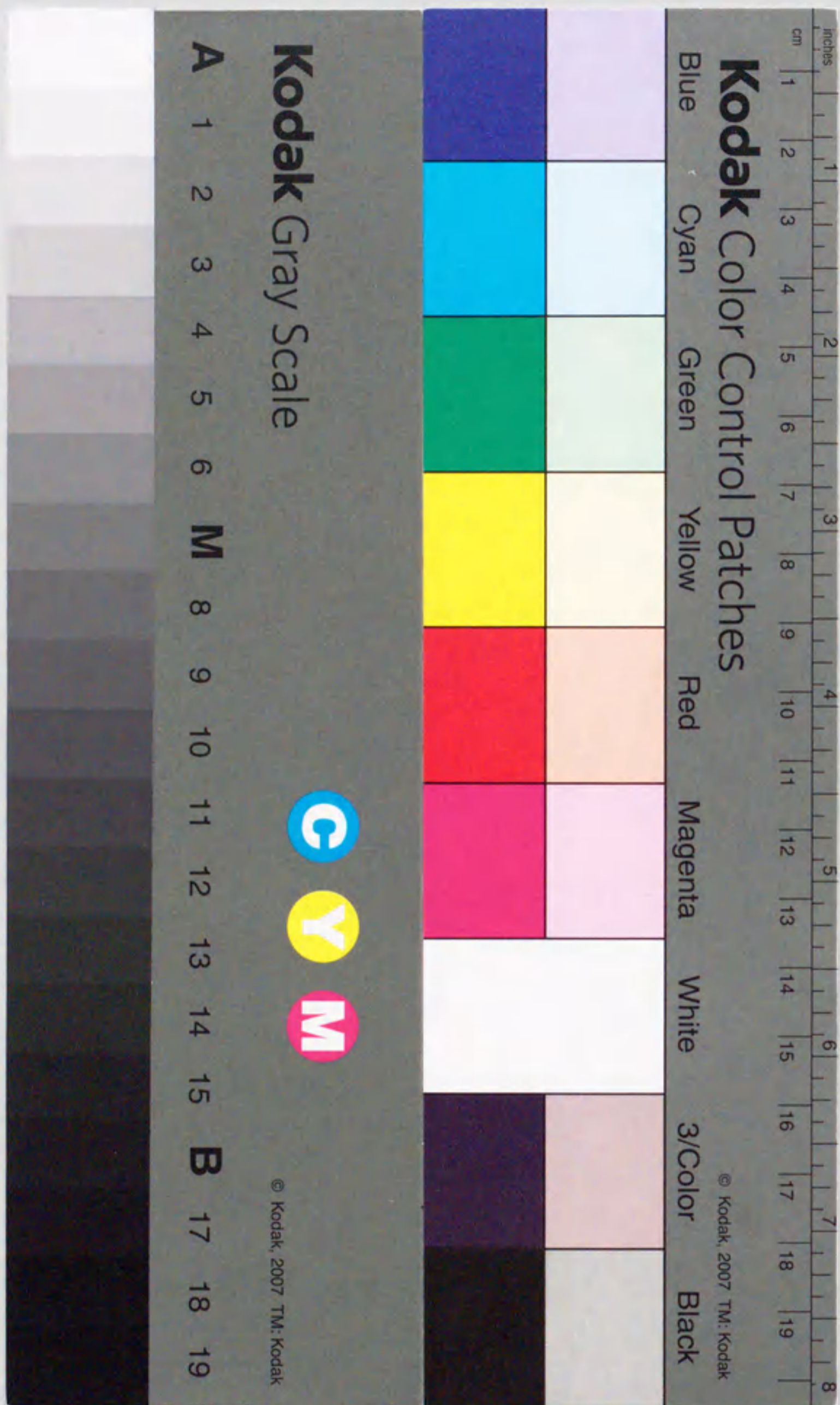


報告番号 甲第 4306 号

直線型ダイバータ模擬実験装置を用いた
非接触プラズマ形成機構に関する基礎的研究

江角 直道



①

直線型ダイバータ模擬実験装置を用いた
非接触プラズマ形成機構に関する基礎的研究

江角 直道

目次

第1章 序論	1
1.1 はじめに	1
1.2 ダイバータプラズマの概要	2
1.2.1 プラズマの閉じ込め方式と周辺プラズマ	2
1.2.2 ダイバータの役割	4
1.2.3 ダイバータ板への熱、粒子束	5
1.2.4 ダイバータ板への熱、粒子負荷の低減方法	5
1.2.5 ダイバータ板材料と高熱負荷除熱用冷却構造	8
1.2.6 ダイバータ研究における直線型ダイバータプラズマ模擬実験 装置の位置づけ	10
1.3 非接触プラズマ	11
1.3.1 ダイバータ板への熱流束の理論的解析	11
1.3.2 沿磁力線方向の非接触プラズマの構造	13
1.3.3 非接触プラズマ中の原子・分子過程	14
1.3.4 非接触プラズマ研究の歴史	19
1.4 本研究の意義・目的及び特色	25
1.5 本論文の構成	25
第2章 非接触プラズマの発生とそのプラズマ密度依存性	33
2.1 緒言	33
2.2 直線型ダイバータ模擬実験装置の実験配置	34
2.2.1 非接触プラズマ発生実験の概要	34
2.2.2 直線型ダイバータ模擬実験装置 TPD-I	34
2.2.3 直線型ダイバータ模擬実験装置 NAGDIS-II	37

2.2.4 計測系	38
2.3 直線型プラズマ発生装置における非接触プラズマの形成	42
2.4 非接触プラズマ発生におけるプラズマ密度の影響	47
2.5 非接触プラズマにおけるエネルギー平衡	53
2.6 結言	59
付録2.A.1 TPD-I 装置の放電部構造	61
付録2.A.2 NAGDIS-II 装置の放電部構造	62
付録2.A.3 部分局所熱平衡	64
第3章 分子活性化再結合の実験的検証と非接触プラズマ発生への寄与	69
3.1 緒言	69
3.2 NAGDIS-II 装置における分子活性化再結合の実験的検証	71
3.2.1 実験方法	71
3.2.2 ヘリウムプラズマへの水素注入実験	71
3.2.3 ヘリウムバルマー系列スペクトル線の衝突輻射モデルによる 解析	74
3.3 水素非接触プラズマにおける分子活性化再結合の寄与	77
3.3.1 実験方法	77
3.3.2 非接触水素プラズマ実験	77
3.3.3 水素バルマー系列スペクトル線の衝突輻射モデルによる解析	81
3.4 結言	85
第4章 非接触プラズマ中における探針計測の異常性	89
4.1 緒言	89
4.2 非接触プラズマの磁力線方向の空間構造と探針位置	90
4.3 非接触プラズマ中における探針計測の妥当性	92
4.3.1 非接触プラズマの探針計測	92
4.3.2 探針計測におけるプラズマ抵抗の影響	98
4.4 結言	103

第5章 総括	107
5.1 本研究のまとめ	107
5.2 今後の展望	110
謝辞	113
研究業績	115

第1章 序論

1.1 はじめに

将来の新しいエネルギー源の候補として核融合エネルギーの利用が考えられている。核融合反応では、反応に関わった原子核の質量の和が、反応後は反応前と比べて減少する。これは質量欠損と呼ばれ、減少した質量はエネルギーに変換される。これが核融合によって放出されるエネルギーである。核融合反応は、太陽のような恒星で起きている反応であるが、この反応を地球上で制御した形で実現し利用するのが核融合発電である [1]。

1950年代から進められてきた核融合研究は、磁場閉じ込め核融合実験装置によって「臨界プラズマ条件」、「短パルス DT 燃焼」の達成を成し遂げ、これらの結果を踏まえ、現在では、外部からのエネルギー注入なしで燃料を持続的に燃焼することのできる自己点火と GW 級の長時間燃焼の実現及び、核融合炉技術の総合的実証を行う国際熱核融合実験炉 (ITER : International Thermonuclear Experimental Reactor) の建設を行う段階にきている [2, 3, 4, 5, 6]。これらの目標を達成するためには、プラズマの閉じ込め性能を高めることが必要であるのはもちろんであるが、それを維持するためにはプラズマから流出してくる熱や粒子を適切に処理することが重要である [7, 8, 9, 10, 11, 12, 13]。

この処理を行うダイバータ板は、炉心から流出してくるプラズマの熱流によって、激しい損傷を受け、炉心プラズマの性能を低下させる。こうした理由から、如何にダイバータ板への熱負荷を低減させ、炉心プラズマの性能を高い状態に維持させるかが、実験炉の目標達成の重要な要素である。

ダイバータ板が受ける熱負荷は非常に大きいため、それを低減する方法として、プラズマと中性ガスの相互作用を利用し、ダイバータ板へ流入するプラズマ粒子束、熱流束の影響を小さくする「放射ダイバータ (Radiative Divertor)」が考案

されている。それに伴いダイバータ部に形成される「非接触プラズマ (Detached Plasma)」に内在する物理過程の解明が急務となっている [2, 3, 4, 5, 6]。

本章では、ダイバータプラズマの概略について述べた後、本論文の研究対象である非接触プラズマについて解説する。最後に本論文の構成を述べる。

1.2 ダイバータプラズマの概要

1.2.1 プラズマの閉じ込め方式と周辺プラズマ

核融合反応が起きるためには、相互作用するイオン間のクーロン斥力に打ち勝つまで、原子核が高速に加速され、原子核同士を衝突させる必要がある。核融合反応から投入エネルギー以上のエネルギーを取り出すためには燃料を高温のプラズマ状態にし、高速粒子の密度が高い状態を長時間保ち、核融合反応を連続して起こさなければならない。恒星では自身の巨大な重力によって高速で動き回る原子核を閉じ込め、反応を維持している [1]。一方地球上で制御した形で核融合反応を得るためには容器の中に何らかの方法で核融合反応の燃料となる粒子を閉じ込めなければならない。その方法には、磁場を利用して、プラズマが直接容器に触れないようにする「磁場閉じ込め」方式や、小さな固体燃料ペレットにレーザー光を照射し、ペレット表面から噴出するプラズマの内向き衝撃波によりペレットを圧縮 (爆縮) して、短時間ながらも超高密度プラズマを生成し、慣性を利用し、燃料が逃げ出す前に核融合反応を起こす「慣性閉じ込め」方式がある。磁場閉じ込め方式の核融合装置にはその磁力線の構造からトロイダル系と開放端系に大別される。開放端系の磁力線は全て固体壁表面で終端しているのに対して、トロイダル系では、環状型のプラズマ中心部に閉じた磁気面が形成され、その磁力線は固体壁と直接差交しない [9, 10]。

トロイダル系のうち、「トカマク」型では、リミターや磁気ダイバータ配位によってあえて固体壁に周辺部の磁力線が差交するようにしている。「ヘリカル」型では磁場生成によって磁気ダイバータが付随的に現れる。このようなトロイダル系の閉じた磁気面の周りでは、磁力線は開いた構造を持ちダイバータ板やリミター板で終端している。このような領域はスクレイプオフ層 (Scrape-Off Layer: SOL) と呼ばれる。特にダイバータ配位では、閉じた磁気面と開いた磁力線の SOL の境界

をセパトリクスと呼ぶ。セパトリクスが交差する点を X 点 (ヌル点) と呼び、この点よりダイバータ板に近い領域をダイバータ領域、その領域のプラズマをダイバータプラズマと呼ぶ。図 1.1 にダイバータ配位のトカマクプラズマのポロイダル断面の模式図を示す。閉じた磁気面の内側にある閉じ込めの良い炉心プラズマとプラズマ対向壁 (真空容器壁などの第一壁) の間にあり、壁の影響を直接受けるプラズマは周辺プラズマと呼ばれ、前述の SOL はこの周辺プラズマに属す。主プラズマからは磁力線を横切る拡散によるプラズマ粒子の漏れ出し、主プラズマ中のイオンと荷電交換した中性粒子、そして放射エネルギーによって、プラズマ対向壁は熱・粒子負荷を受ける。SOL に流出したプラズマの熱や粒子は、主に磁力線に沿って動き、ダイバータ板前面あるいはリミター板側面に形成される「シース」を介して固体壁に流入する。このことは、炉心プラズマから流出したプラズマ粒子やそれらが持つ熱エネルギーの多くは、最終的には磁力線の終端板であるダイバータ板やリミター側面に到達することを意味する [7, 8, 9, 10, 11, 12, 13]。

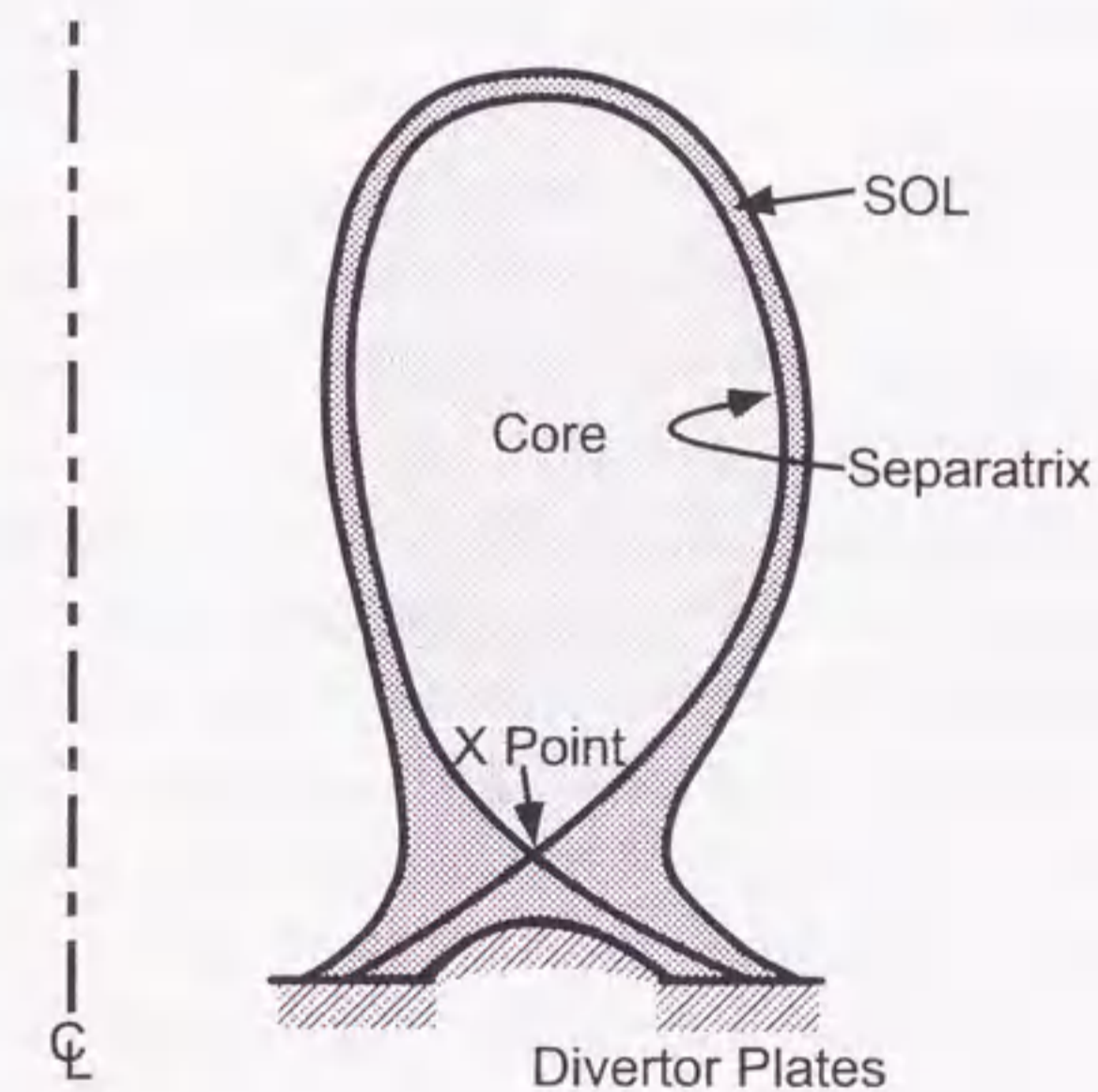


図 1.1: ダイバータ配位トカマクプラズマのポロイダル断面の模式図

1.2.2 ダイバータの役割

「磁気閉じ込め」方式の研究は1950年頃から始まり、1960年代後半から70年代にかけて、トカマク実験装置において keV オーダーの電子温度に達するプラズマがジュール加熱により生成可能になった[14]。イオン温度の上昇は、荷電交換した中性粒子によってリミターや第一壁からスパッタリングによって発生する金属不純物の主プラズマへの混入による、放射によるプラズマのエネルギー損失を招いた[15]。これら不純物の混入を抑制・制御する目的で磁気ダイバータの開発が進められた[16]。ダイバータは、

1. 主プラズマより流出する熱の除去
2. 核融合反応によって生成されるヘリウム灰の除去
3. 主プラズマ中の不純物量の制御
4. 主プラズマ周辺の中性粒子密度の制御
5. 燃料粒子の給排気

といった役割を担う[3, 12, 16]。様々なダイバータ配位が考案された中で、最も良い結果を出したのは ASDEX [17], PDX [18], DIII-D [19], JFT-2M [20], JET [21] 等で採用されたポロイダルダイバータである。

ダイバータの研究開発における重要な成果の一つに、ダイバータ配位を持つトカマク装置 ASDEX において「H モード」と呼ばれる、エネルギー閉じ込めの良い放電状態が発見されたことが挙げられる[22]。これにはダイバータ配位により周辺プラズマ中の粒子制御を行ったことが大きく寄与している。このことから分かるように、ダイバータを含む周辺プラズマの制御は炉心プラズマの高性能化と非常に密接に関係している。H モードの発見等もあり、現在のところ磁場閉じ込め核融合研究では、ダイバータ配位のトカマク方式が最も優れたプラズマ閉じ込め性能を示している。

1.2.3 ダイバータ板への熱、粒子束

トカマクの研究成果は、工学的に可能な範囲で装置サイズを大きくすれば、DT 反応を利用した核融合炉となりうる可能性を実証し、世界の3大トカマクである JET, JT-60U, TFTR に続く、次期核融合実験炉の建設が求められるようになった。1985年、米ソ首脳会談で国際協力による国際熱核融合実験炉 (ITER) 計画が生まれた。1988年から3年間、ヨーロッパ共同体 (EU)、日本、米国、ソ連 (現在のロシア) の4極平等参加で概念設計 (CDA: Conceptual Design Activities) が行われた。これに引き続き、1992年からは6年間の予定で、工学設計 (EDA: Engineering Design Activities) が開始された[2, 3]。これまでの長年の核融合研究により大型トカマク実験装置 JT-60U, JET などが「臨界プラズマ条件」を、TFTR, JET で数~10 MW の短パルス DT 燃焼を達成した[3]。これらの研究成果に基づき、ITER 計画では、これまでよりさらに大型の装置を建設し、長時間 (約1000秒) 安定に燃焼プラズマを生成、維持することを目指している[2, 3]。

ダイバータ板はその構造上、局所的にプラズマによる大きな熱負荷にさらされる。ITER の工学設計では、ダイバータ板に流入するプラズマ熱流は太陽表面の熱流に匹敵する、数十 MW/m² にも達すると想定されている[2, 3, 4, 5, 6, 13]。このような高熱流がダイバータ板へ流入による、ダイバータ板材料の損耗によって発生した不純物は、SOL を横切り主プラズマに混入し、閉じ込め特性を劣化させてしまうと考えられる。1991年のJETにおけるDT実験では、ダイバータ板への局所的な熱の流入によるダイバータ板の加熱が起こり、ダイバータ板材料の昇華による多量の炭素不純物が発生したために核融合反応が維持できなくなった (Carbon Bloom)[23]。このことから、主プラズマの安定維持のためには、ダイバータ板への熱、粒子負荷を低減することが重要であることが分かる。ITER 計画では、ダイバータ板への熱負荷を5 MW/m² 以下にまで下げる必要があるとしている[2, 3, 4, 5, 6]。

1.2.4 ダイバータ板への熱、粒子負荷の低減方法

ダイバータ板への熱、粒子負荷をできるだけ小さくするためには、それらをダイバータ領域に分散・広域化したり、ダイバータ板に達するまでに熱、粒子束を

除去しておく必要がある。以下のように、これまでにダイバータ板への熱・粒子負荷低減対策として、様々な方法が検討されている。

1. ダイバータ板上の熱流束の幅を実効的に広くするために、ダイバータ板とそれに差交する磁気面のポロイダル面上角度を小さくする（ダイバータ板の傾斜） [11]。
2. ダイバータ板上でセパトトリクスを掃引し、熱負荷分布を広域化する（セパトトリクス掃引） [11]。
3. ダイバータ板自体を動かし、熱負荷の局所化を防ぐ（ダイバータ板掃引） [24]。
4. SOL 中の磁力線を統計的に乱すことで熱負荷分布を広域化する（エルゴディックダイバータ） [25, 26]。
5. ダイバータ板に高周波電流を流し、高周波動重力を誘起し、沿磁力線方向の輸送障壁を形成し、磁力線を横切る粒子輸送を増大させ、熱負荷分布を広域化する（RF ダイバータ） [27, 28, 29]。
6. リサイクリング中性粒子により、SOL あるいはダイバータ領域で熱エネルギーを放射エネルギーに転換し、熱負荷を分散させる（放射冷却ダイバータ） [43, 44, 45]。
7. ダイバータ部の中性ガス圧を高め、プラズマイオンと中性粒子の荷電交換、電子-イオンの再結合によって運動量損失を増大させ、ダイバータ板へ流入するプラズマ粒子束、熱流束を小さくする（放射ダイバータ） [43, 44, 45]。

ダイバータ板とセパトトリクス磁気面のポロイダル面上角度は、工作精度や変形を考慮してできるだけ小さくとり、極力ダイバータ板上の熱流束の幅を広くとっているが、それでも ITER の設計では局所的に数十 MW/m² もの熱流束が流入すると想定されている。セパトトリクス掃引は、その掃引に要するコイルの設置や消費電力の大きさが問題とされている [24]。ダイバータ掃引も容器内に機械的な稼動部分を導入することになり、問題が多い。RF ダイバータ [27, 28, 29]、エルゴディックダイバータ [25, 26] は基礎的な研究が行われており、熱負荷の広域化が実

現されているが、RF ダイバータの場合、ダイバータ板が電氣的に真空容器から絶縁されていると、自己バイアスによってシース電圧が大きくなり、ダイバータ板へのイオン衝突エネルギーが増加する可能が指摘されている。エルゴディックダイバータでは、摂動磁場コイル近傍で熱流の局在化が生じること、周辺プラズマの輸送が増大するため、主プラズマの閉じ込めに影響を与える可能性があることが問題とされている。

現在最も現実的な方法として注目され、ITER の工学設計にも取り入れられているのは放射ダイバータである。図 1.2 に放射ダイバータの概念図を示す。放射冷却ダイバータと放射ダイバータの違いは、前者がプラズマのエネルギー損失だけを行うのに対して、後者はエネルギーだけでなくプラズマの運動量損失も伴う点である。1.3 節で詳しく述べるが、運動量損失が重要になるのは放射によるエネルギー損失だけでは原理的に減少する熱流には限界があるためである。この限界値より熱流を下げるためには磁力線に沿ってダイバータ板方向にプラズマ圧力を低下させ、粒子束も低減させなければならない。その際ダイバータ領域には非接

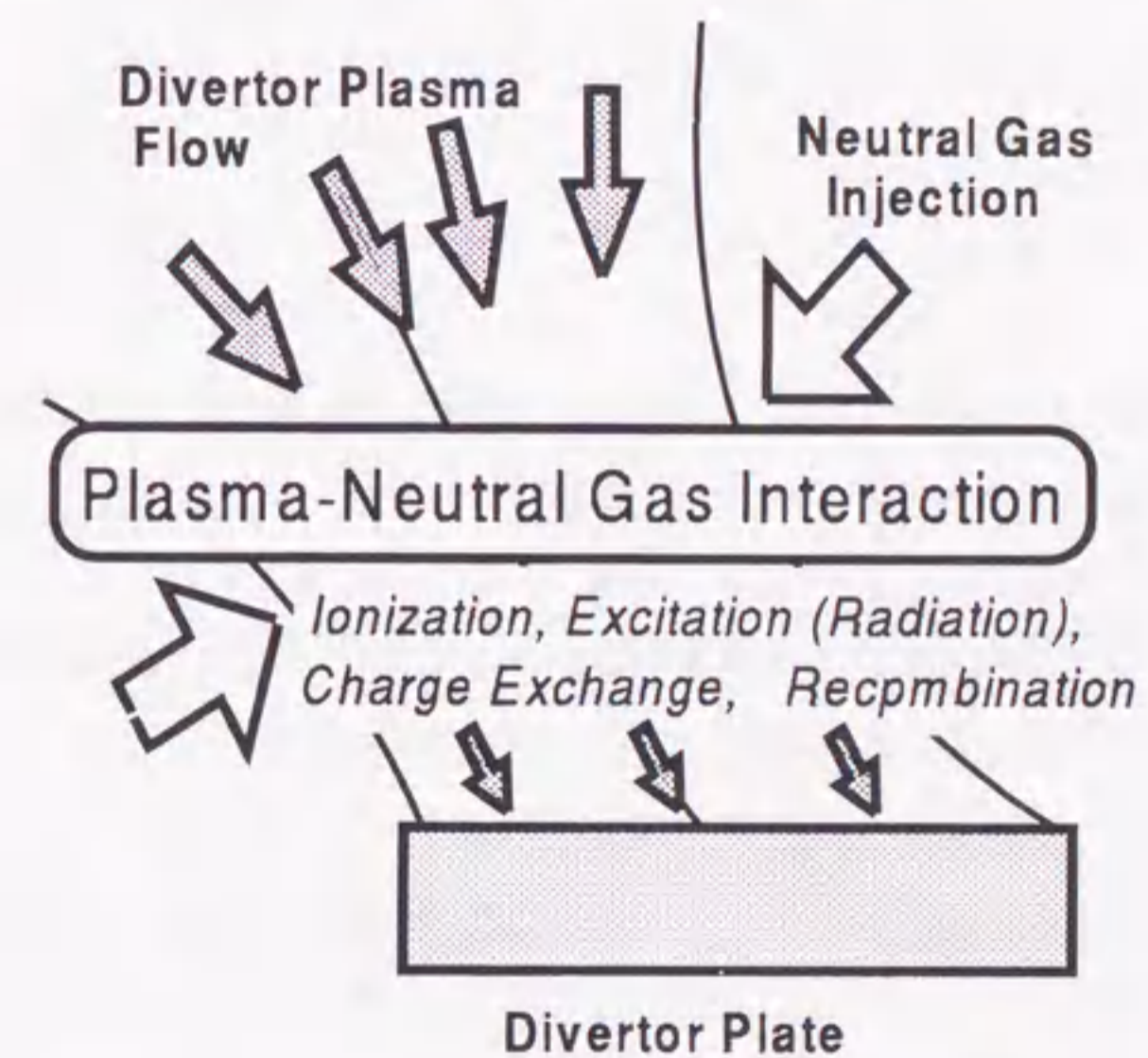


図 1.2: 放射ダイバータの概念図

触プラズマが形成され、このような状態を主プラズマの閉じ込め性能に大きな影響を与えることなく実現できるかが重要な点である。

1.2.5 ダイバータ板材料と高熱負荷除熱用冷却構造

ここでは、ITER において考えられているダイバータ板の構造について ITER 設計報告 [3] を基に概略を述べる。これまで、ダイバータ板へは非常に大きな熱負荷が生じるため、 5 MW/m^2 以下に低減することが必要であることを述べたが、このような低減された熱流束でさえも一般的な熱機器に比べると非常に大きな熱負荷である。そのため、ITER 工学設計活動ではこれを克服するため材料工学、伝熱工学の方面からの研究も盛んに行われている。

ダイバータ板のようなプラズマ対向機器表面は、スパッタリングやプラズマが $0.1 \text{ ms} \sim$ 数 ms の短時間に消滅する放電（ディスラプション）による溶融・蒸発によって表面から発生する粒子がプラズマに悪影響を与えないようにするにはならないため、ダイバータ板の表面はアーマと呼ばれる保護材料で覆われている。ITER ではこれまでの研究結果に基づき、炭素繊維強化複合材料（カーボン・ファイバ・コンポジット：CFC 材料）、タングステン、ベリリウムなどのプラズマ対向材料がアーマ材料の候補として採用されている。CFC 材料は熱衝撃および熱伝導率に優れており、アーマ材料として最も有望とされている。アーマの表面温度および厚さはそれぞれの材料にプラズマから入射する粒子束の大きさやスパッタリング率等を考慮して決定され、例えば CFC 材料では、アーマ厚さ $10 \sim 30 \text{ mm}$ 、表面温度 $1500 \text{ }^\circ\text{C}$ 程度以下という条件が要求されている。これらアーマの下には、プラズマからの定常的な高熱負荷を除去するために、純水で強制冷却される冷却構造が配置されている。この冷却構造は、定常高熱負荷を除去するとともに、より高い限界熱流束を実現し、安全性を確保するために、種々の伝熱促進構造をもった特殊な冷却管が採用されている。アーマと冷却構造の間は、熱抵抗を可能な限り小さくするためにろう付けなど治金的な方法で接合される。これらアーマや冷却構造はステンレス等の構造体で支持される。

プラズマ対向材料はプラズマ対向機器の負荷条件に応じて適当なものを選択する。セパトトリクスとダイバータ板が差交する近傍には 20 MW/m^2 の非定常高熱

負荷およびディスラプション熱負荷がかかると予想されるため、高熱伝導率かつ高強度の CFC 材料（表面温度許容値 $1500 \text{ }^\circ\text{C}$ 以下）を使用する。その他の 5 MW/m^2 の定常高熱負荷にしかさらされないダイバータ部分はタングステン材料（表面温度許容値 $1500 \text{ }^\circ\text{C}$ 以下）またはベリリウム材料（表面温度許容値 $800 \text{ }^\circ\text{C}$ 以下）の使用が検討されている。ただし、この部分は入射するイオン粒子束が高くスパッタリング損耗が大きくなると予想されるため、基本的にはタングステン材料の方が有望と考えられている。一方、第一壁の大部分は 0.5 MW/m^2 以下の低熱流束であるため、ベリリウム材料を使用する設計になっている。

炭素系材料の利点は、

- 原子番号が小さいため、プラズマ中に混入したときの放射損失が小さい。
- 昇華点が高いためディスラプション熱負荷等による損耗量の低減が期待できるとともに、溶融しないため損傷後の表面が比較的なめらかでありプラズマ対向面としての性能を持続できること。

が挙げられるが、炭素は、水素を吸蔵するためトリチウムのインベントリを増大させることや化学スパッタリングが大きいため不純物のプラズマへの混入量が多くなることが問題とされている。

また、タングステン材料の利点は、

- 水素に対するスパッタリング損耗量が小さく、かつ自己スパッタリング等のしきい値が高い。
- 高融点であるため高熱負荷にさらされても小さい損耗量が期待できる。

点が挙げられるが、タングステンのような高 Z 材料のプラズマ中への混入は非常に低い値に押さえる必要がある。

ターゲット板は水冷のステンレス鋼部分（厚み 100 mm 以上）に水冷の銅合金のヒートシンクが取り付けられた構造である。ターゲット板のプラズマ対向面の下部には直接プラズマ粒子が流入するため、モノブロックもしくはサドル形状の CFC 材料（CFC タイル $\sim 30 \text{ mm}$ 厚）が銅合金ヒートシンクに取り付けられており、残りのプラズマ対向面は荷電交換中性粒子によるスパッタリングが主に発生

するためタングステンを用いている。CFC 材の領域はディスラプション時に 100 MJ/m²、0.1~3 ms、ELM 時に 10 MJ/m²、高熱負荷のプラズマ過渡現象時に 20 MW/m²、10 秒の熱負荷に耐えることが設計条件となっている。タングステンの領域は通常運転時、最大~5 MW/m² の熱負荷に耐えることが要求されている。

水の強制対流熱伝達で 5 MW/m² の定常熱負荷を除去するためには約 80000 MW/m²・K の熱伝達率が必要であり、これを通常の平滑円管で実現するためには 20 m/s 程度の高速流が必要となる。これは一般の熱交換機的设计流束 (1~2 m/s) より一桁以上高い値であり、伝熱促進体を用いて、より低流速で高熱伝導率を実現する必要がある。さらに、20 MW/m² の熱流束を除去するためには沸騰熱伝達を利用せざるを得ないため、冷却管はより高限界熱流束が要求される。ITER では、銅合金製の冷却管の中にねじりテープを挿入したスワール管を用いて、流速は~12 m/s、冷却水圧力 4 MPa とし、これにより限界熱流束は 25 MW/m² 以上を得ることができるとしている。運転温度は、ヒートシンクの銅合金の中性子照射による脆化をできるだけ軽減するため、アルミナ分散強化銅 (DS-Cu: Al-25, IG0) の場合、150~350 °C としている。

1.2.6 ダイバータ研究における直線型ダイバータプラズマ模擬実験装置の位置づけ

トカマク装置のダイバータ研究において問題となるのは、装置が複雑で観測ポートや観測機器設置の空間的な制限が多い、ほとんどの装置が基本的にパルス運転であり、平衡状態に至る時間が長い現象を調べるのが困難である、実験条件を一定にする運転制御が容易でない点が挙げられる [30]。SOL からダイバータ領域のプラズマは、閉じた磁気面の中の主プラズマとは異なり、開いた磁力線構造を持ち、その磁力線は固体壁と差交している。SOL 中のプラズマ粒子は磁力線に沿って運動し、ダイバータ板で中性化されて排気されるか、中性化後、プラズマ中に戻り再び電離される。こうした磁力線構造に束縛されるプラズマは、直線型プラズマ発生装置で模擬でき、トカマク装置の問題点も、直線型装置の構造の単純さならびに再現性の良さから克服できる。直線型ダイバータプラズマ模擬実験装置における研究の主目的は、大型トカマク装置による主プラズマの閉じ込めの高性

能化や、周辺プラズマの主プラズマに与える影響等の研究と相補的に、核融合炉の定常運転の実現に寄与することである。

現在、主な直線型ダイバータプラズマ模擬実験装置として、国内では、名古屋大学大学院工学研究科の NAGDIS-I [31, 32], NAGDIS-II [33, 34]、核融合科学研究所の TPD-I [35, 36, 37] 等があり、国外では、UCSD (米国) の PISCES-A [38], PISCES-B [39]、プリンストン大学プラズマ物理研究所の PDS [40]、Max-Planck-Institut für PlasmaPhysik/Berlin の PSI-I 等が稼動している。これらの装置は、ダイバータプラズマを模擬するために、それぞれ高密度、高熱流プラズマを得る工夫がなされている。本研究で用いた TPD-I と NAGDIS-II については、2.2 節で詳述する。

実際のトカマク装置では SOL からダイバータ板への磁力線長は数十 m にも達するため、現状の直線型装置の装置長 (~2 m) では短く、磁力線を横切る輸送過程を模擬するには限界がある。また、直線型装置のプラズマパラメータは、プラズマ密度はダイバータプラズマに近い状況にあるが、電子温度、イオン温度が低いため、さらにダイバータプラズマの条件に近づけるためには、高周波加熱等によるプラズマへのエネルギー注入が必要である。

1.3 非接触プラズマ

1.3.1 ダイバータ板への熱流束の理論的解析

ダイバータ板への熱流束が電子温度とともにどのように変化するか、簡単な解析を基に考える [42]。ダイバータ板での表面再結合に伴う熱負荷、及びダイバータ板への放射エネルギーによる熱負荷も考慮した熱流束は

$$q_d = \Gamma_d \{ (\gamma + M_d^2) T_d + E_I \} \quad (1.1)$$

となる。ここで、 $\Gamma_d = M_d n_d C_s$ はダイバータ板へのプラズマ粒子束を表し、 M_d はマッハ数、 C_s はイオン音速である。 n_d, T_d はそれぞれダイバータ板前面のシース端でのプラズマ密度、プラズマ温度を表す。 γ はシースの熱伝達係数で、通常は 7 程度の値である。 $E_I = E_H + \frac{\xi - E_H}{2}$ はダイバータ板でのプラズマの表面再結合と放射エネルギーに伴うダイバータ板への熱負荷を表す。 E_H は水素の再結合

(電離) エネルギーであり、 $\frac{\xi - E_H}{2}$ は放射エネルギーの半分がダイバータ板に達すると仮定している。また、 ξ は実効的な電離エネルギーで 1 回の電離が発生するまでに必要な全エネルギーで放射と電離を含むものであり、通常 30 eV 程度である。 $\gamma' = \gamma + M_d^2$ とすると、

$$\begin{aligned} q_d &= \Gamma_d(\gamma' T_d + E_I) \\ &= M_d p_d \frac{\gamma' T_d + E_I}{\sqrt{m_i T_d}} \end{aligned} \quad (1.2)$$

ここで、 $p_d = n_d T_d$ はダイバータ部のプラズマ圧力である。磁力線に沿ってプラズマの運動量損失がなく、ダイバータ部のプラズマ温度の変化に対して $p_d = \text{一定}$ とした場合、熱流束 q_d を T_d で微分すると、

$$\frac{dq_d}{dT_d} = \frac{M_d p_d}{2\sqrt{m_i T_d}} \left(\gamma' - \frac{E_I}{T_d} \right) = 0 \quad (1.3)$$

となり、

$$\begin{aligned} \gamma' - \frac{E_I}{T_d} &= 0, \\ T_d = T_{min} &= \frac{E_I}{\gamma'} \end{aligned} \quad (1.4)$$

$T_d = T_{min}$ のとき、熱流束の最小値 q_{min} は、

$$\begin{aligned} q_{min} &= M_d p_d \frac{\gamma' T_{min} + E_I}{\sqrt{m_i T_{min}}} \\ &= M_d p_d \sqrt{\frac{4\gamma' E_I}{m_i}} \end{aligned} \quad (1.5)$$

これを図示すると、図 1.3 のようになり、ダイバータ部のプラズマ温度が T_{min} 以下に低下しても熱流束は減少せず、逆にダイバータ板での表面再結合のために急激に増加することが分かる。ここで、SOL 上流部の電子密度、電子温度をそれぞれ $n_e^{mid} = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 、 $T_e^{mid} = 100 \text{ eV}$ とし、 $E_H = 13.6 \text{ eV}$ 、 $\xi \sim 30 \text{ eV}$ 、 $M_d = 1$ 、 $\gamma' = \gamma + M_d^2 \sim 8$ 、 $m_i = 1.67 \times 10^{-27} \text{ kg}$ とすると、 $T_{min} \sim 2.7 \text{ eV}$ のとき、 $q_{min} \sim 17 \text{ MW/m}^2$ となり、ITER 工学設計のダイバータ板への熱流束の許容量である 5 MW/m^2 を大きく超えてしまう。

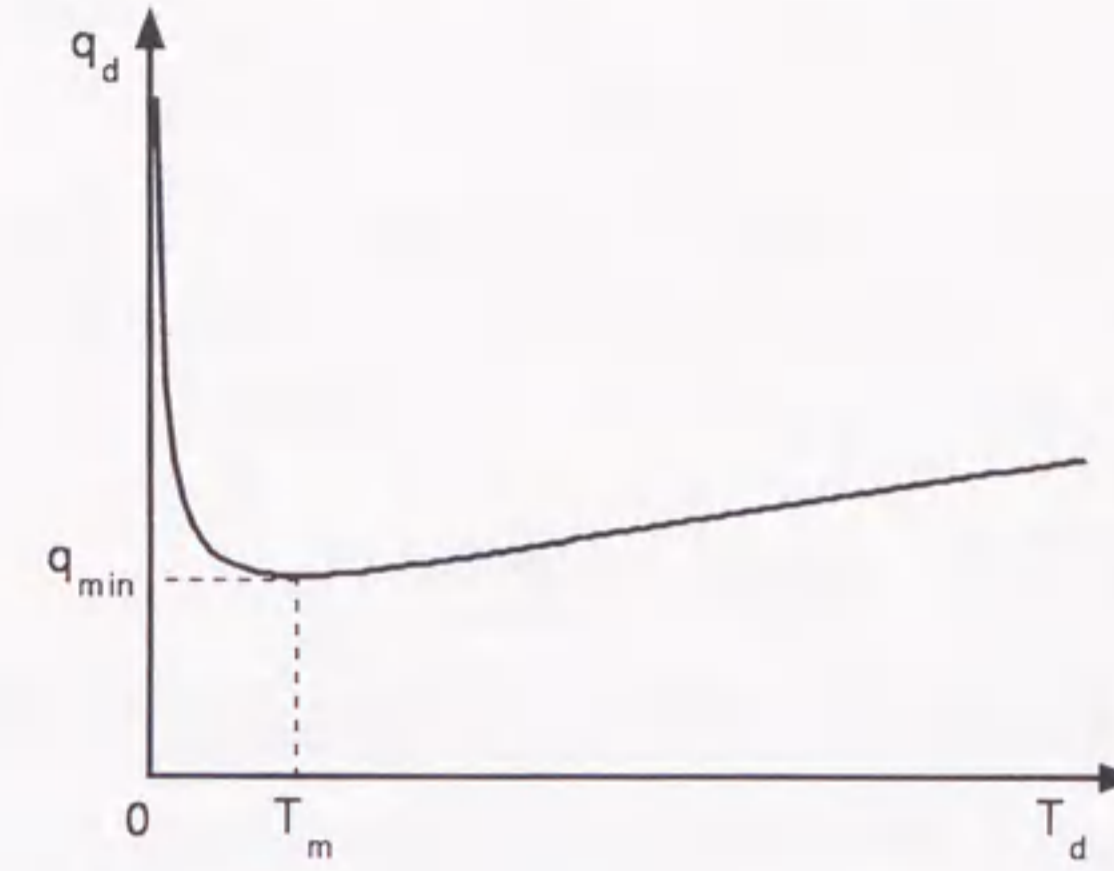


図 1.3: 運動量損失がない場合のターゲット板への熱流束の電子温度依存性

1.3.2 沿磁力線方向の非接触プラズマの構造

1.3.1 節では、ダイバータ部のプラズマ温度が変化してもダイバータ部のプラズマ圧力は一定であると仮定したために、プラズマ温度が低下してもダイバータ板への熱流束は下限値以下には減少しなかった。これは、式 (1.1) で、右辺中括弧内の第一項はプラズマ温度の低下によって小さくなりうるが、第二項は電離（再結合）エネルギーであるため、プラズマ温度によらず一定であることが要因である。この解析結果はダイバータ板への熱流束の低減のためには、プラズマ温度の低減（プラズマエネルギー損失）だけでなく、プラズマの運動量損失が重要であることを示している [43, 44]。ここで、プラズマ圧力の低下とプラズマ粒子束の減少は等価ではない。 n, T, P, C_s, Γ をそれぞれプラズマ密度、電子温度、プラズマ圧力、イオン音速、プラズマ粒子束（ただし、下付きの up, d は上流部、ダイバータ板前面を意味する）とすると、

$$\begin{aligned} \Gamma_d &= n_d C_{sd} = n_d \sqrt{\frac{T_d}{m_i}} \\ &= n_d \sqrt{T_d} \frac{\Gamma_{up}}{n_{up} \sqrt{T_{up}}} \end{aligned}$$

$$= \frac{P_d}{P_{up}} \sqrt{\frac{T_{up}}{T_d}} \Gamma_{up} \quad (1.6)$$

となることから、プラズマ圧力が低下 ($\frac{P_d}{P_{up}}$ が減少) しても、電子温度が上昇 ($\frac{T_{up}}{T_d}$ が増加) して、プラズマ粒子束は保存される。つまり、熱流束が下限値より減少するためにはプラズマ粒子束 Γ_d の低下 (プラズマ体積再結合) が本質的であることを意味する [44]。

以上の解析に基づいて、「非接触プラズマ」は、

1. ダイバータ領域あるいはその近傍の SOL 領域からの強い放射損失
2. ダイバータ板付近のプラズマ温度の著しい低下
3. ダイバータ板へのプラズマ粒子束及び熱流束の著しい低下
4. ダイバータ領域における沿磁力線方向のプラズマ圧力の急激な低下

といった条件を満たす状態のことを指す [45, 44]。定量的には、厳密な定義はされていないが、プラズマ上流部とダイバータ部のイオン粒子束の比を DOD (Degree of Detachment) と定義し、非接触プラズマ発生の度合いを示す量として提案している [46]。非接触プラズマの磁力線に沿った空間構造を模式的に表すと図 1.4 のようになる。上流から流れてきた高温のプラズマは不純物元素や付加的な中性ガスを励起あるいは電離してエネルギーを失う。イオンは中性粒子と荷電交換しながら運動量を失い、体積再結合が可能な温度まで電子温度が低下するとプラズマ密度が減少し、さらに大きなプラズマの運動量損失が起きる。これによりダイバータ板への熱、粒子束が減少するというシナリオが描ける。

1.3.3 非接触プラズマ中の原子・分子過程

非接触ダイバータ以前のダイバータプラズマでは、イオンはダイバータ板で表面再結合して中性粒子となりダイバータ板から放出され、それがダイバータプラズマ中を電離しながら輸送され则认为られていた [47]。前節で非接触プラズマ形成において、プラズマのエネルギー損失、運動量損失、粒子損失が必要となるこ

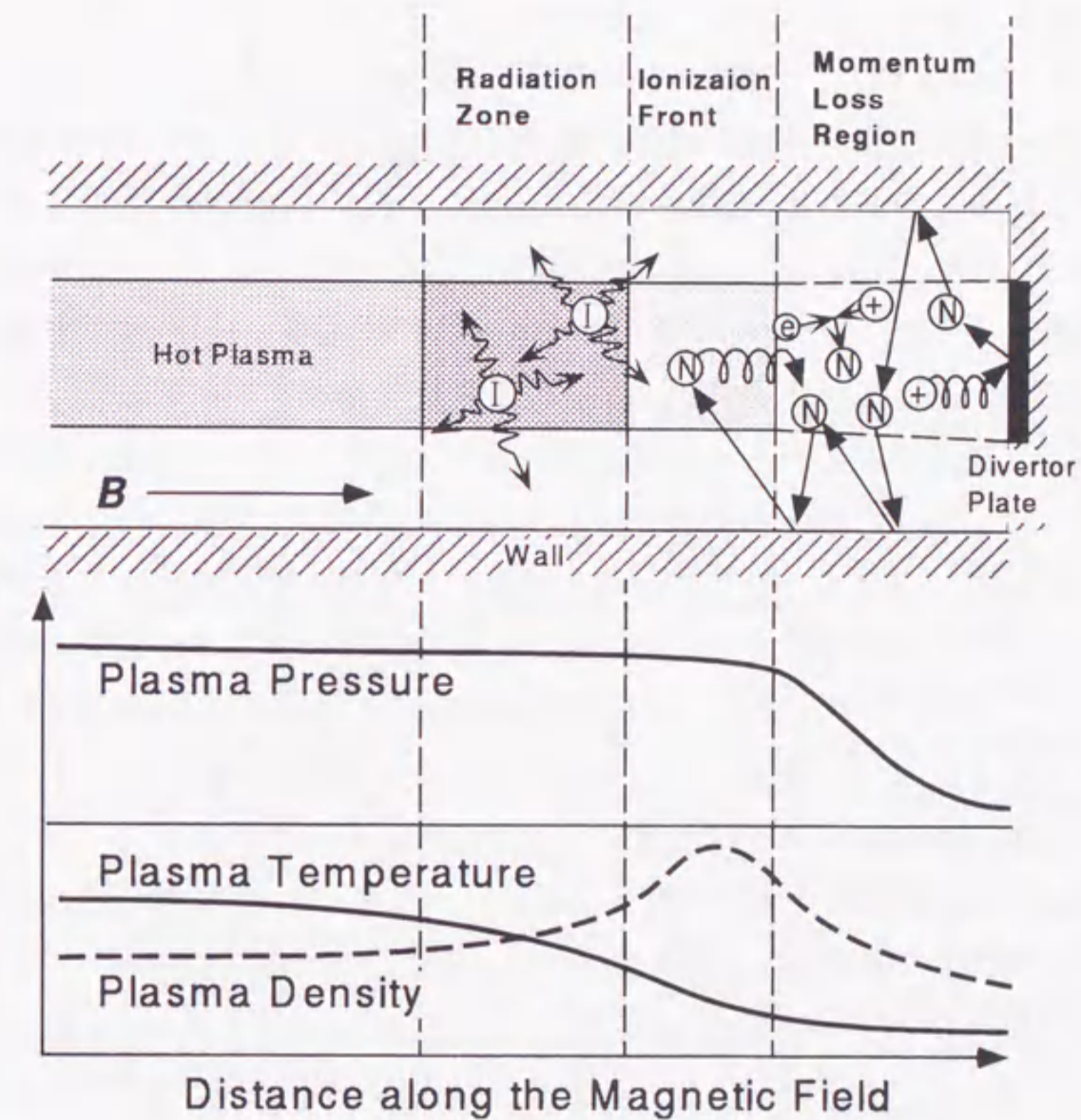
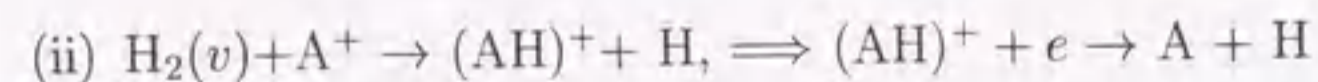
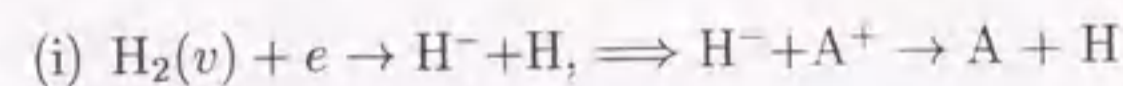


図 1.4: 非接触プラズマの空間構造の模式図

とを述べたが、非接触プラズマの形成機構ならびにその安定性を論じるにあたって、非接触プラズマ中での様々な原子分子過程の理解が重要である。

図 1.5 にヘリウムに関する電離、三体再結合、放射再結合、ヘリウム原子との荷電交換および弾性衝突の反応速度係数を示す [48, 49]。図 1.6 にはヘリウムを含む不純物元素の放射損失係数の電子温度依存性を示す [50, 51, 52, 53, 54]。SOL 及びダイバータプラズマは $T_e \sim T_i < 100$ eV、 $n_e \sim 10^{19} - 10^{20} \text{ m}^{-3}$ である。これらのプラズマは放射損失・電離によって電子温度が低下する。このとき磁力線方向にプラズマ圧力は保存されるため、電子温度の低下に伴いプラズマ密度が上昇する。更に電子温度が 1 eV 程度まで低下すると、三体・放射再結合によりプラズマは消滅していく。しかし、ヘリウムの電離・励起の速度係数は、電子温度の低下により急激に小さくなるため、プラズマの再結合が起きる 1 eV 程度まで電子温度を下げるためには適当な不純物により放射損失を促進させる必要がある。次章で詳述するが、直線型ダイバータ模擬実験装置では電子とイオンの温度緩和による電子からイオンへのエネルギー移行によって電子温度が低下し、三体・放射再結合が生じている。イオンと中性粒子の荷電交換及び弾性衝突過程はイオンの運動量損失ならびにエネルギー損失に寄与し、その速度係数のイオン温度に対する依存性は弱く、ダイバータプラズマの温度範囲においては $\sim 10^{-15} \text{ m}^3/\text{s}$ と大きな値を持つ。ただし、荷電交換及び弾性衝突過程における単位時間当たりのイオンのエネルギー及び運動量損失量は中性粒子密度に依存する。

粒子損失にはプラズマの体積再結合過程である三体・放射再結合過程が重要であるが、最近の研究で振動励起状態水素分子の介在することで比較的高い電子温度でも再結合が起きる分子活性化再結合 (Molecular Activated Recombination : MAR) 過程が注目されている [55, 56, 57, 58]。分子活性化再結合は以下の反応で表される。



ただし、 A^+ は H^+ , He^+ , A は H , He などを表す、 $\text{H}_2(v)$ は振動励起状態の水素分子を表す。(i) は振動励起状態水素分子の電子衝突による解離性電子付着によって生成される水素負イオンと正イオンの再結合過程 (解離性再結合) を表し、(ii) は振動励起状態水素分子と正イオンの荷電交換によって生成する水素化物正イオ

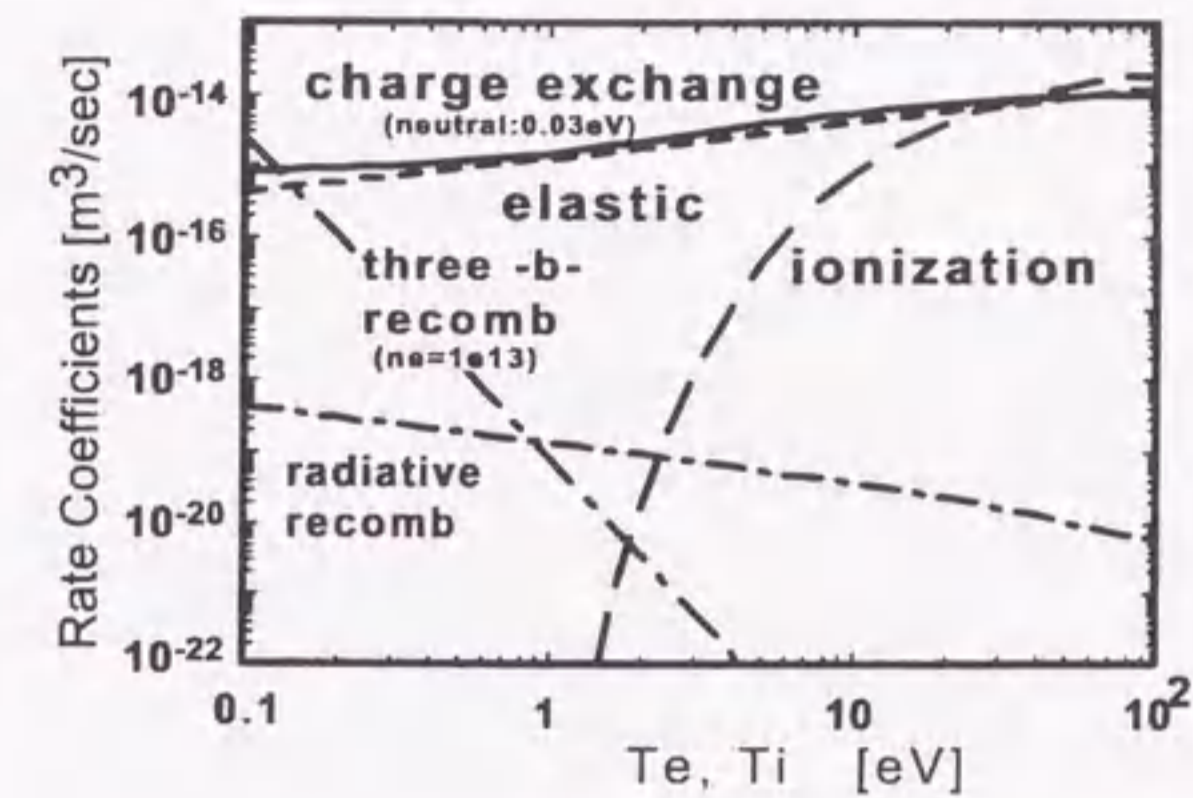


図 1.5: ヘリウムプラズマ中の各種原子分子過程の速度係数

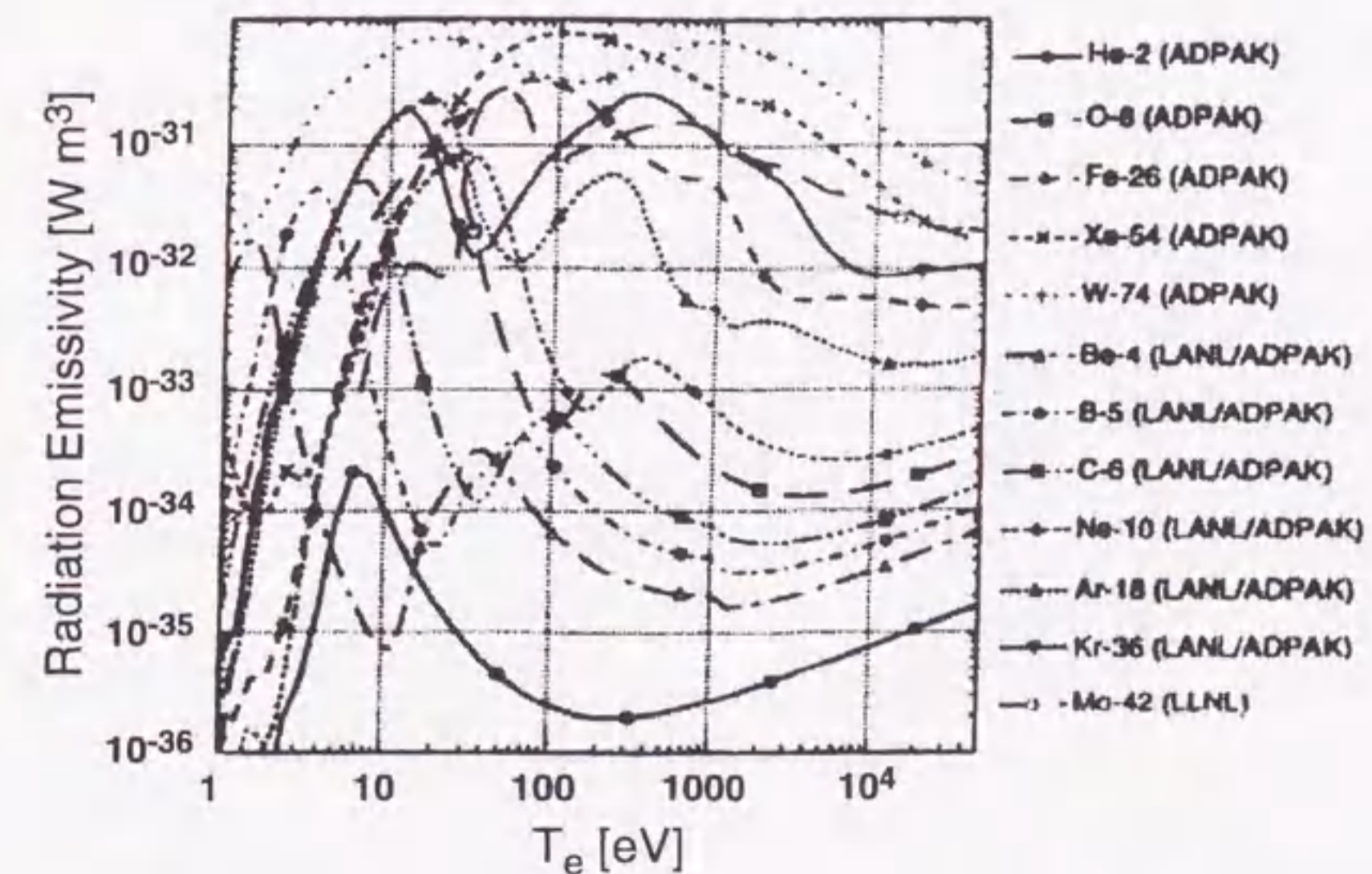


図 1.6: 不純物元素に対する放射損失係数の電子温度依存性 [50]。ヘリウム原子の放射損失係数は黒丸で表されている。

ンと電子の再結合過程（荷電交換再結合）を表す。

本研究では、実験結果（特に第3章の発光スペクトル）の解析に衝突輻射モデル CRAMD (Collisional Radiative Atomic Molecular Code) コード [57] を用いた。CRAMD では、原子・分子の電子エネルギー準位の励起 / 脱励起過程、分子の回転・振動励起 / 脱励起過程、振動励起分子間のエネルギー交換、原子と分子イオンの荷電交換、自由電子の捕捉過程が考慮されている。図 1.7 は衝突輻射モデル CRAMD (Collisional Radiative Atomic Molecular Code) コード [57] によって計算された分子活性化再結合 (MAR)、三体・放射再結合（電子-イオン再結合: EIR）、ヘリウム原子の電離 (Ionization) の速度係数を示している。プラズマ密度は $5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ と仮定している。電子温度が 0.5 eV 以上では、分子活性化再結合の速度係数は電子-イオン再結合に比べて非常に大きな反応速度係数を持つため、分子活性化再結合はイオン粒子束の減少に大きく寄与すると考えられる。分子活性化再結合による粒子損失は、振動励起状態の水素分子密度にも依存するが、非接触プラズマの発生及び構造に大きな影響を与えると考えられている。第3章で

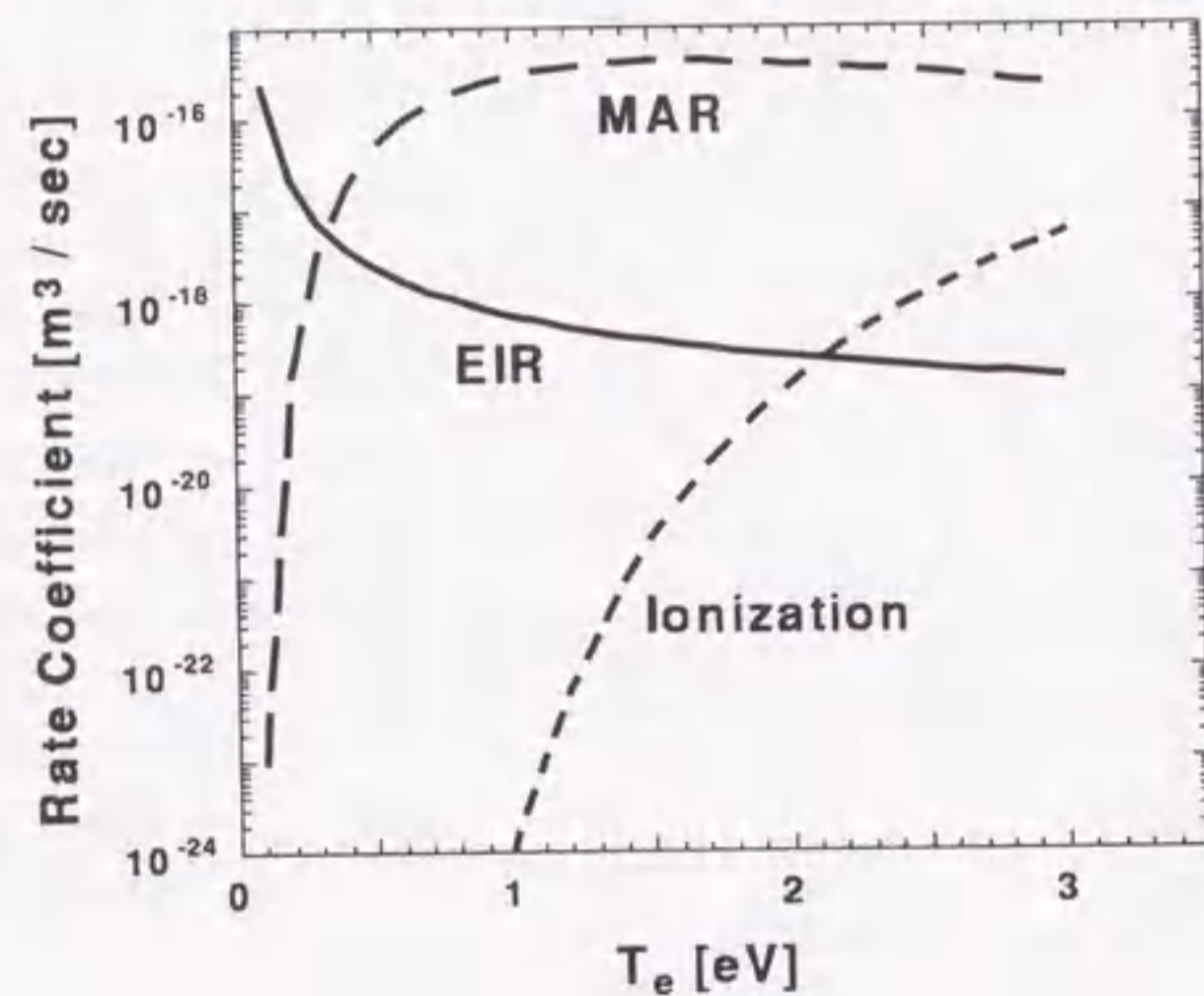


図 1.7: CRAMD コードによって計算されたヘリウムプラズマに対する分子活性化再結合 (MAR)、電子-イオン再結合 (EIR)、ヘリウム原子の電離 (Ionization) 速度係数の電子温度依存性。プラズマ密度は $5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ を仮定した。

は、直線型ダイバータ模擬実験装置における分子活性化再結合の実験的検証について詳述する。

1.3.4 非接触プラズマ研究の歴史

プラズマと中性ガスの相互作用を利用してプラズマ熱流束を低減する考え方は、ITER において、ガスダイバータの概念が提案されて注目されるようになったが、この概念自体は古くからあり、1960 年代にはプラズマと真空容器の間にガスを流し、真空容器への熱の伝達を絶縁する方法が提案されていた [67, 68, 69]。また、中性ガスによってプラズマを消滅させる概念は 1974 年に Tenney と Lewin によって提唱されている [70]。この概念ではダイバータ部の中性ガス圧力はプラズマ圧力と平衡する 1 Torr にも達すると考えられていた。

1988 年から始まった ITER 計画におけるダイバータ板への熱負荷低減策は、概念設計 (CDA) の段階では、強力な中性ガス注入により熱負荷分布を分散させる方法が考えられていた。工学設計 (EDA) において、これに対応する方式として、「ガス・ターゲット・オプション」が提案された [5]。これは Tenny 等の概念に近いものでプラズマ圧力を中性ガス圧と平衡させ、プラズマをダイバータ板に接触しないようにする考え方である。しかし、中性ガス圧力でプラズマを支えるためには多量の中性ガスの注入が必要であるために、主プラズマとの整合性が疑問視されていた。ところが、Alcator C-MOD において、ダイバータ部でのリサイクリング促進による中性粒子密度の増加により、強い放射損失と荷電交換による運動量損失が起きたことで、プラズマ圧力が低下し、低い中性ガス圧力でも非接触プラズマが発生し、ダイバータ板への熱負荷が低減されることが観測された [71]。この実験結果を基に EDA では放射ダイバータ方式を ITER の運転モードとして採用している [72]。

これまでに、主要なダイバータ配位トカマク装置で放射ダイバータの生成が実現されている [73, 74, 75, 76, 77, 78]。これらの装置において、放射ダイバータ状態を得るためには、ダイバータ領域や SOL 領域に強い水素、重水素ガスパフを行ったり、不純物ガスとして窒素、ネオン、アルゴンなどを外部から注入したりして、放射損失を促進させている。図 1.8 に Alcator C-MOD のダイバータプラズ

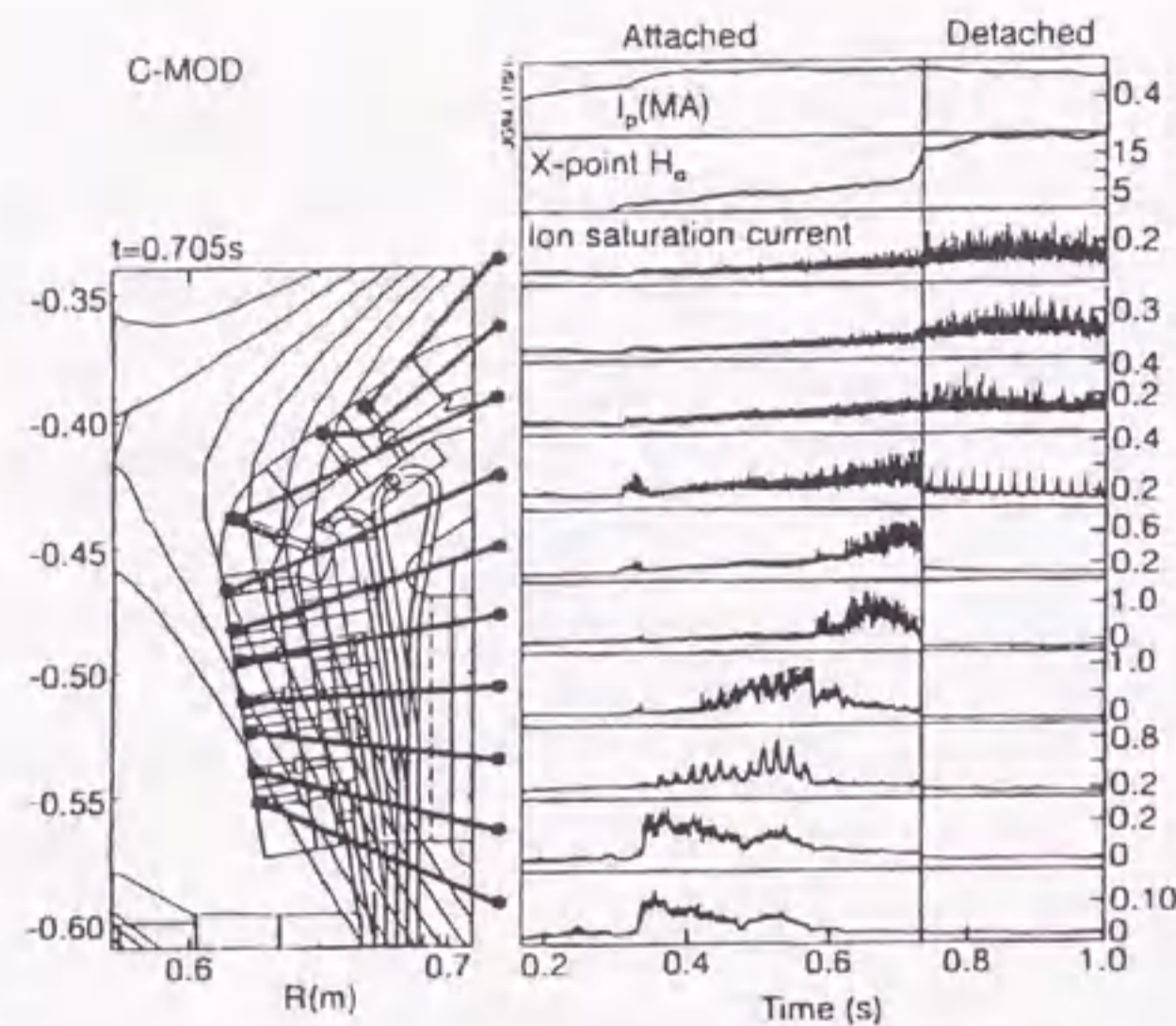


図 1.8: Alcator C-MOD ダイバータ部に形成された非接触プラズマ。セパトロリクス近傍からイオン粒子束が減少しはじめ、時間の経過とともに、その外側のイオン粒子束も減少していくことが観測された。[73]。

マにおいて観測された非接触プラズマ発生時のダイバータ部イオン飽和電流（イオン粒子束）の時間変化を示す。ダイバータ板へのイオン粒子束は、最初にセパトロリクスとダイバータ板の交差点近傍において減少する部分非接触ダイバータプラズマが発生する。この状態で熱負荷のピーク値は大きく減少している。時間が経過すると熱流の減少する領域がセパトロリクスとダイバータ板の交差点から外側に広がり、ダイバータ板全体で熱流が減少する完全非接触ダイバータプラズマが発生している [73]。しかし、この状態は長時間安定に維持できず、放射損失領域はダイバータ領域から主プラズマの境界である X 点領域まで瞬時に移動し、X 点 MARFE 状態となる。X 点 MARFE が発生すると、ダイバータ領域の中性粒子が主プラズマ周辺に流れ込み、主プラズマ中の燃料粒子密度の低下や、放射損失による主プラズマの冷却によって閉じ込め性能を劣化させる。ASDEX-U や DIII-D ではフィードバック制御によるネオン、重水素注入を行い、主プラズマのエネルギー閉じ込めを悪化させずに放射ダイバータを維持する CDH (Completely Detached H mode) モードの観測に成功している [79, 80]。図 1.9 に、ASDEX で観測された CDH モード放電時の各パラメータの時間発展を示す。CDH モード放

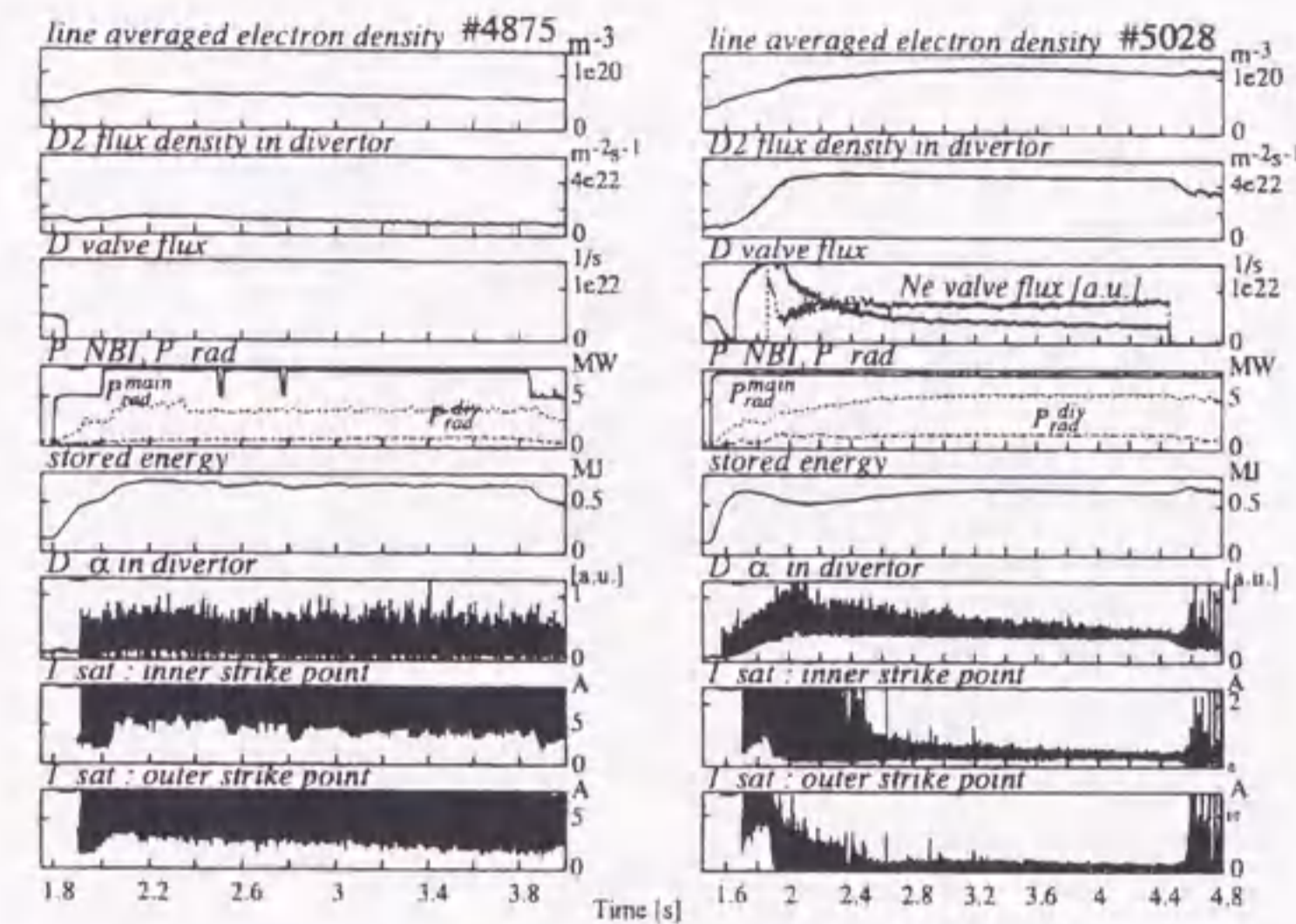


図 1.9: ASDEX における典型的な H モード放電 (#4875) と CDH モード放電 (#5028) の比較。CDH モード放電ではダイバータ部の中性粒子密度ならびに放射パワーをネオンと重水素の注入によって帰還制御することで、H モード放電に匹敵する主プラズマ特性を数秒間維持している [79]。

電 (#5028) では、ネオン・重水素の注入によって内外ダイバータ板でのイオン飽和電流が通常の H モード (#4875) と比較して大きく減少しているが、主プラズマに閉じ込められているエネルギーは H モード放電に匹敵する値を数秒間維持している [79]。このことから、放射ダイバータと主プラズマが共存するためには非接触プラズマ状態を外部からうまく制御することが重要であることが分かる。

放射ダイバータと主プラズマの整合性を保つためには、ダイバータ領域の構造物の形状が重要とされている。ITER では、それまで有力視されていたガスボックス方式から、図 1.10 に示すように、磁力線に対する傾斜角度が大きく取れ、熱負荷分布を広げることができるようにダイバータ板を垂直に配置し、ダイバータ板での反射粒子のダイバータ部への閉じ込めも期待できる垂直ターゲット方式に設計を変更している。更に中性粒子のダイバータ領域への閉じ込めに有利なバップルやドームを組み合わせた形状が考えられている。運転方法としては、主プラズマへの影響が少ないが、熱負荷は十分に減少している部分非接触あるいはダイバータ板に近いところで完全非接触を維持する方法を有力な候補としている [2, 3]。

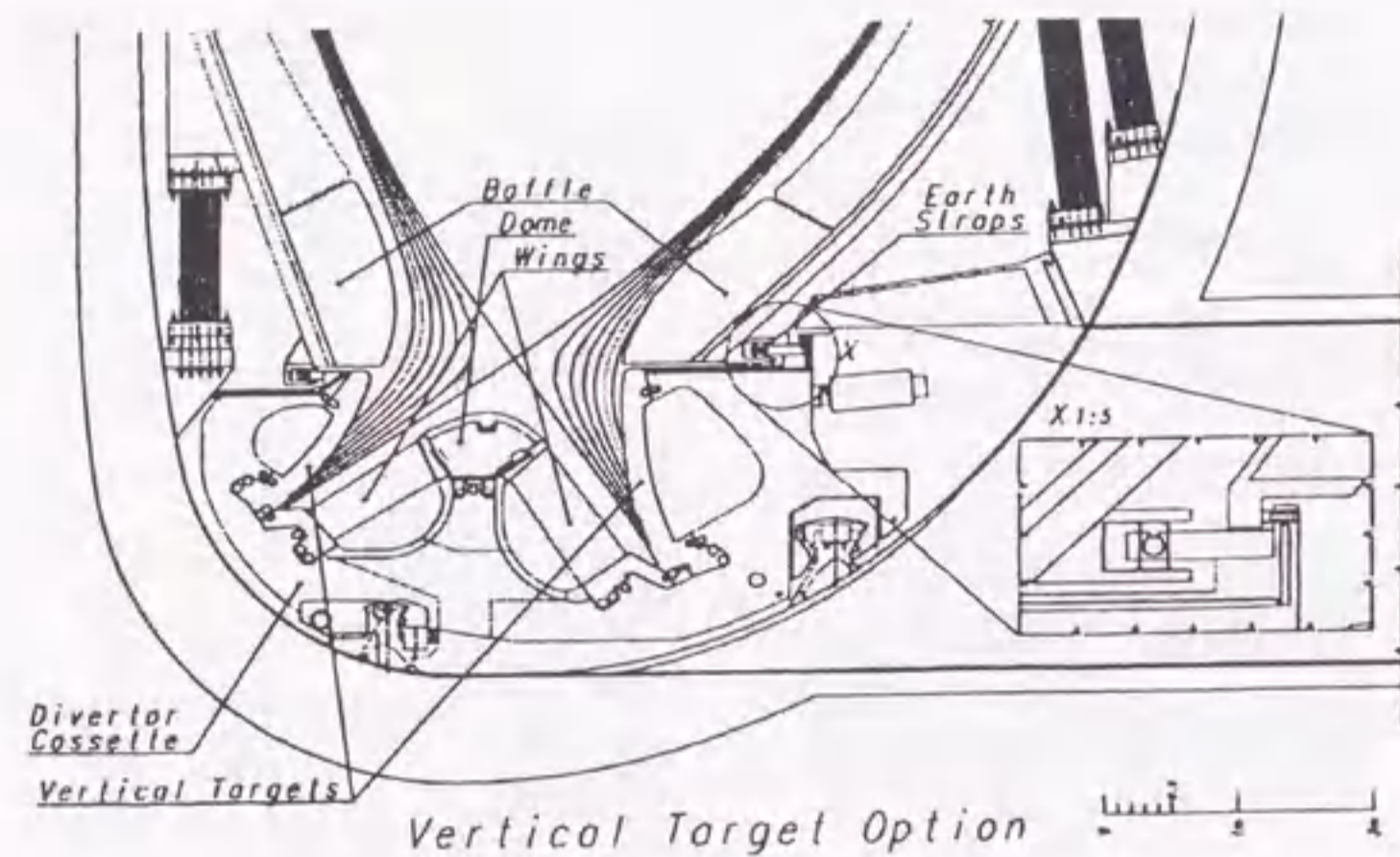


図 1.10: ITER 垂直ダイバータの概略 [2, 3]。

最近では、多くのトカマク実験装置の非接触ダイバータプラズマにおいてプラズマの体積再結合が観測されている [74, 75, 76, 77, 78]。図 1.11 は、Alcator C-MOD の非接触ダイバータプラズマにおいて観測された体積再結合に伴う主量子数 5 ~ 11 のエネルギー準位から主量子数 2 の準位への遷移に伴う重水素バルマー系列の発光スペクトルである。このように高励起準位からの発光スペクトルは再結合プラズマ成分で表される。スペクトル線は高準位から発するものほどシュタルク効果によってその幅が広がっており、プラズマ密度の評価に利用されている。また、バルマ系列端 (360 nm 付近: 図中 ∞ の記号の波長) の短波長側及び長波長側の連続スペクトル強度比からは、電子温度を約 1 eV と評価している。非接触ダイバータプラズマにおける、このような低い電子温度は DIII-D [77] や ASDEX [78] でも観測されている。いずれの装置でも、ダイバータ部において非接触プラズマが形成されると体積再結合による高励起準位からの発光スペクトル強度が強くなることが観測されている。Alcator C-MOD では、 $D\alpha$ 線の発光強度より再結合粒子密度の空間分布を評価し、ダイバータ部において体積再結合がプラズマ粒子損失に大きく寄与していることを示している [75]。しかし、JT-60U では、セパトリクスがダイバータ板と差交する点近傍ではイオン粒子束が、減少するがその外側では逆にイオン粒子束が増加することが探針測定により示され、分光測定から

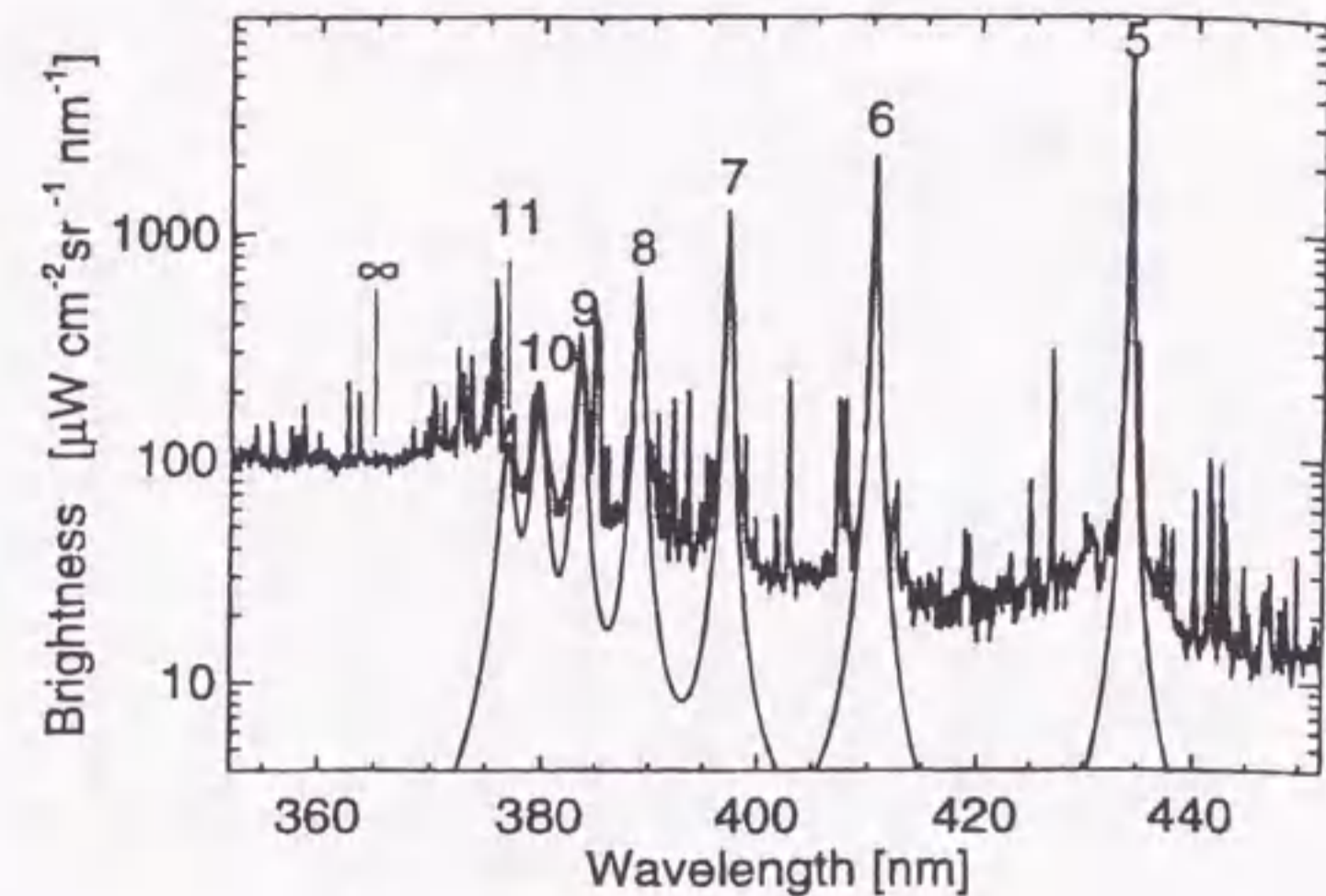


図 1.11: Alcator C-MOD において初めて観測された水素バルマー系列の発光スペクトル。主量子数 ~ 10 の高励起準位からの発光が観測されている [74]。

この場合の体積再結合のプラズマ粒子損失への寄与は小さいことが明らかとなった [81]。この結果は、非接触プラズマにおいて、常に体積再結合がプラズマ粒子損失機構となるとは限らないことを示している。一方、Alcator C-MOD では、非接触ダイバータプラズマにおける体積再結合過程として分子活性化再結合の影響を示唆している。図 1.12 は Alcator C-MOD における非接触プラズマのライマン系列のスペクトル線強度を衝突輻射モデル (CRAMD コード) を用いた解析と比較したものである。特に $Ly\beta$ (上準位の主量子数 3)、 $Ly\gamma$ (上準位の主量子数 4) の発光強度は、再結合過程として三体・放射再結合だけを考えると、実験で得たスペクトル線の強度は説明できないが、分子活性化再結合を考慮するとそれが説明できるとしており、非接触プラズマにおける分子活性化再結合の影響を指摘している [75]。

直線型装置による非接触プラズマの研究はトカマク装置よりも早くから行われており、1982 年、Hsu 等がプリンストン大学の直線型ダイバータ模擬実験装置 QED を用いて行った [82]。彼らは、中性ガス圧力が数 mTorr でプラズマ終端板への熱負荷は十分に低減でき、その主なプラズマエネルギー損失過程はイオンと中性粒子の弾性衝突によることを示した。さらに、バッフル板によりその上流と

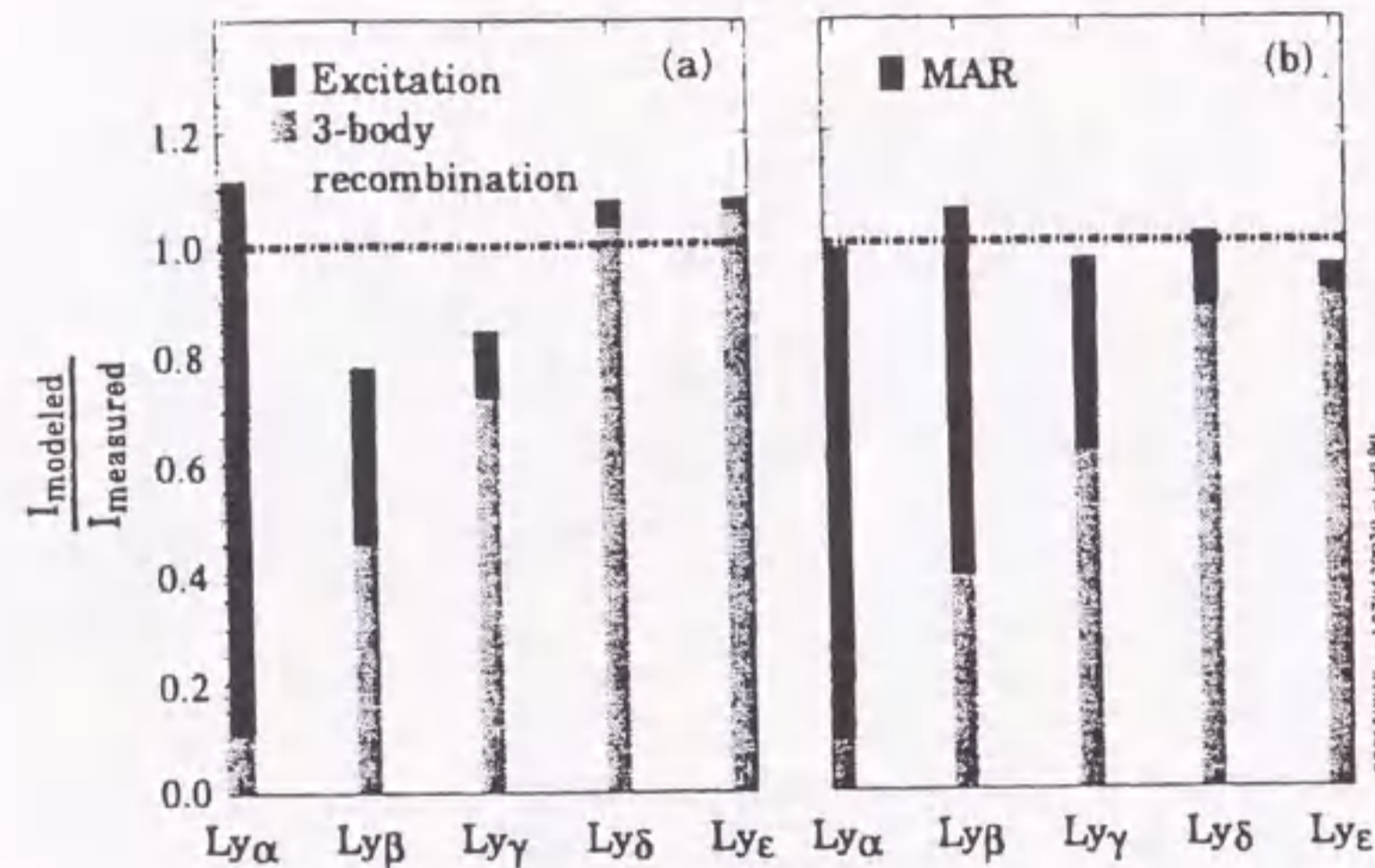


図 1.12: Alcator C-MOD における非接触プラズマのライマン系列のスペクトル線強度と衝突輻射モデル (CRAMD code) を用いた解析との比較。分子活性化再結合を考慮すると実測値をうまく説明できる [75]。

下流の中性ガス圧力差を実現できることを示したが、電子エネルギー損失過程や再結合過程に関する議論は行っていない。PISCES-A では、プラズマ径より細かいスロットにプラズマを通しその中にターゲットガスを注入して放射ダイバータ模擬実験を行い、径方向へのプラズマ流の拡散によりプラズマ終端板へのイオン粒子束減少させている [83]。また、非接触プラズマ中の不純物輸送に関する実験では、プラズマイオンとの摩擦による不純物の上流部への逆流が抑制されることを観測している [84]。Chiu 等は PDS (Princeton Divertor Simulator) 装置において中性ガス静圧力 (数百 mTorr) がプラズマ圧力と平衡する状況下で、非接触プラズマの性質を調べており、沿磁力線方向のプラズマ電位の構造に電気二重層が観測されると報告している [85]。また、本研究で述べるように、非接触プラズマにおける再結合過程に関しては、トカマク装置に先駆けて、三体再結合の実験的検証 [86]、分子活性化性結合の実験的検証が行われている [34, 87]。

1.4 本研究の意義・目的及び特色

これまで述べてきたように、環状磁気閉じ込め核融合実験装置における磁気ダイバータ配位においてダイバータ板が受ける熱負荷は非常に大きいため、それを低減する方法が必要である。放射ダイバータはその最も有効な方法とされ、実験炉建設に向けて詳細な物理過程の解明が求められている。本研究では、直線型ダイバータプラズマ模擬実験装置を用い、非接触プラズマに内在する物理機構を明らかにし、プラズマ熱流の制御に関する理解を得ることを目的とする。本研究は以下の特色を有する。

1. 定常高熱流プラズマを生成可能な直線型ダイバータプラズマ模擬実験装置を用いて、大型核融合実験装置では困難なガスダイバータの定常的特性を評価する点。
2. これまで解明されていない非接触プラズマ形成のための高熱流プラズマのエネルギー損失に関するプラズマ密度依存性の解明を行う点。
3. 非接触プラズマ中の新しい再結合過程として注目されている振動励起状態水素分子の介在した分子活性化再結合過程について実験的検証を行う点。

1.5 本論文の構成

本論文は本章も含めて 5 章から構成される。

第 2 章では、本論文の実験で用いた直線型ダイバータ模擬実験装置 TPD-I 及び NAGDIS-II の概要を述べたあと、本装置において観測された典型的な非接触プラズマの特徴を述べる。次に、非接触プラズマの発生においてプラズマ密度下限値 (プラズマ密度依存性) が現れることを実験的に示し、非接触プラズマの形成機構について、プラズマのエネルギー損失過程に着目し考察する。

第 3 章では、新しいプラズマ再結合過程として理論的にその存在が予測されている分子活性化再結合過程に関して、直線型ダイバータ模擬実験装置 NAGDIS-II において実験的検証を行った。ヘリウムプラズマに水素分子を注入した場合、並びに水素プラズマにおける実験結果について述べ、衝突輻射モデルを用いた解析結果とあわせて考察する。

第4章では、非接触プラズマ中のプローブ計測において電子温度の測定に重大な問題点があることを指摘し、非接触プラズマのような沿磁力線方向にプラズマ密度、温度の大きな勾配を持つ場合に、異常なラングミュアプローブ特性を示す原因について沿磁力線方向の電子の輸送やプラズマ抵抗の影響について議論する。

第5章で、本論文をまとめ、本研究の今後の展望について述べる。

参考文献

- [1] 河辺隆也、見角鋭二、「21世紀のエネルギー プラズマ・核融合」岩波出版 (1991)
- [2] R. Parker, G. Janeschitz, H.D. Pacher, D. Post, S. Chiochio, G. Federici, P. Ladd, ITER Joint Central Team, Home Teams, J. Nucl. Mater. 241-243 (1997) 1.
- [3] ITER 設計報告、プラズマ・核融合学会誌 73 Supplement (1997).
- [4] 杉原正芳、核融合学会誌 69 (1993) 1150.
- [5] G. Janeschitz, K. Borrass, C. Federici, Y. Igitkhanov, A. Kukushukin et al., J. Nucl. Mater. 220-222 (1995) 73.
- [6] 嶋田道也、プラズマ・核融合学会誌 72 (1996) 858.
- [7] P.C. Stangeby, "The Sheath" in : "Physics of Plasma - Wall Interactions in Controlled Fusion", Eds. D.E. Post and R. Behrisch (Plenum Press, 1984) p.41.
- [8] P.C. Stangeby, G.M. McCracken, Nucl. Fusion 30 (1990) 1225.
- [9] 川村孝一、核融合研究 56 (1986) 305.
- [10] 川村孝一、核融合研究 63 (1990) 235.
- [11] 滝塚知典、核融合研究 64 (1990) 255.
- [12] 嶋田道也、プラズマ・核融合学会誌 69 (1993) 1146.
- [13] 高村秀一、電気学会誌 113-B (1993) 971.
- [14] L.A. Artsimovich, Nucl. Fusion, 12 (1972) 215.

- [15] R. Behrisch and B.B. Kadomtsev, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, 1974 Tokyo (IAEA, 1975) Vol.II, 219.
- [16] Y. Shimomura and H. Otsuka, J. Nucl. Mater., 76/77 (1978) 45.
- [17] D. Meade, V. Arunasalam, C. Barnes, et al., in *Proceeding of 8th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Brussels, 1980*, Vol. 1, IAEA, Vienna (1981) 665.
- [18] M. Keilhacker, D.B. Albert, K. Behringer, et al., in *Proceeding of 8th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Brussels, 1980*, Vol. 2, IAEA, Vienna (1981) 351.
- [19] Ali.M. Mahdavi, J.C. Deboo, C.L. Hsieh, et al., Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1602.
- [20] M. Shimada, M. Nagami, K. Ioki, et al., Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 796.
- [21] A. Tanga, K.H. Behringer, A.E. Costley, et al., Nucl. Fusion 27 (1987) 1877.
- [22] F. Wagner, G. Becker, K. Behringer, D. Campbell, A. Eberhagen et al., Phys. Rev. Lett., 49 (1982) 1408.
- [23] JET team, Nucl. Fusion, 32 (1992) 187.
- [24] 山崎誠一郎ほか、J. Plasma and Fusion Res., 70 (1994) 746.
- [25] S. Takamura, H. Yamada, T. Okuda, Nucl. Fusion 28 (1988) 183.
- [26] Ph. Ghendrih, A. Grosman, H. Capes, Plasma Phys. Control. Fusion 38 (1996) 1653.
- [27] T. Shoji, A. Grossman, R. Conn, Y. Hirooka, R. Lehmer, W. Leung, L. Schmitz, G. Tynan, J. Nucl.Mater., 176/177 (1990) 830.
- [28] A. Grossman, L. Schmitz, F. Najmabadi, R.W. Conn, J. Nucl. Mater., 196-198 (1992) 824.
- [29] S. Masuzaki and S. Takamura, Contrib. Plasma Phys., 34 (1994) 318.
- [30] 上杉喜彦、プラズマ・核融合学会誌 69 (1993) 1163.
- [31] S. Masuzaki, S. Takamura, Jpn. J. Appl. Phys. 29 (1990) 2835.

- [32] 増崎貴、大野哲靖、高木誠、高村秀一、電気学会論文誌 A112 (1992) 913.
- [33] S. Narita, N. Ezumi, N. Ohno, Y. Uesugi, S. Takamura, *Proceedings of 1996 International Conference on Plasma Physics, Nagoya, Japan, 2* (1996) 1362.
- [34] N. Ezumi, N. Ohno, Y. Uesugi, J. Park, S. Watanabe, S.A. Cohen, S.I. Krashennnikov, A.Yu. Pigarov, M. Takagi, S. Takamura, *Proceedings of 24th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Berchtesgaden, Germany, Vol.21A, PartIII* (1997) 1225 .
- [35] M. Otsuka, R. Ikee, K. Ishii, J. S. R. T. 15 (1975) 995.
- [36] 大塚正元、日本物理学会誌 35 (1980) 428.
- [37] 藤田順治、石井和重、大野哲靖、第4回専門講習会「プラズマ生成・制御の基礎」(社)プラズマ・核融合学会 (1991) 127.
- [38] D.M. Goebel, G. Campbell, R.W. Conn, J. Nucl. Mater. 121 (1984) 27.
- [39] Y. Hirooka, R.W. Conn, T. Sketchley, W.K. Leung, G. Chevalier, R. Doerner, J. Elverum, D.M. Goebel, G. Gunner, M. Khandagle, B. Labombard, R. Lehmer, P. Luong, Y. Ra, L. Schmitz, G. Tyan, J. Vac. Sci. Technol. A8 (1990) 1790.
- [40] G.S. Chiu, S.A. Cohen, J. Nucl. Mater. 196 & 198 (1992) 876.
- [41] D.K Owens and M. Yamada, Princeton Plasma Physics Laboratory Report PPPL-1520 (1980).
- [42] 高村秀一、プラズマ・核融合学会誌 72 (1996) 866.
- [43] P.C. Stangeby, Nucl. Fusion 33 (1993) 1695.
- [44] S.I. Krashennnikov, Contrib. Plasma Phys.36 (1996) 293.
- [45] G.F. Matthews, J. Nucl. Mater. 220-222 (1995) 104.
- [46] A. Loarte et al., Nucl. Fusion 38 (1998) 331.
- [47] 久保博孝、澤田圭司、プラズマ・核融合学会誌 74 (1998) 562.
- [48] R.K. Janev et al., "Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas", Springer-Verlag(1987).

- [49] T. Kato et al., "Comparison of Ionization Rate Coefficients of Ions from Hydrogen through Nickel" Reports of National Institute for Fusion Science, NIFS-DATA-14 (1991).
- [50] D. Post, "ITER Physics Basis IV-4 Atomic and Surface Physics" in Nucl. Fusion.
- [51] R. Clark, J. Abdalleh, D. Post, J. Nucl. Mater. 220-222 (1995) 1016.
- [52] R. Hulse, Nucl. Technology/Fusion 3 (1983) 259.
- [53] D.E. Post, R.V. Jensen, C.B. Tarter et al., Atomic Data and Nuclear Data Tables 20 (1977) 439.
- [54] K. Fournier, D. Pacella, M. May et al., Nucl. Fusion 37 (1997).
- [55] D.E. Post, J. Nucl. Mater. 220-222 (1995) 143.
- [56] S.I. Krasheninnikov, A.Yu. Pigarov, D.J. Sigmar, Phys. Lett. A 214 (1996) 285.
- [57] A.Yu. Pigarov and S.I. Krasheninnikov, Phys. Lett. A 222 (1996) 251.
- [58] S.I. Krasheninnikov, A.Yu. Pigarov, D.A. Knoll, B. LaBombard, B. Lipshtz, D.J. Sigmar, T.K. Soboleva, J.L. Terry, F. Wising, Phys. Plasma 4 (1997) 1638.
- [59] K. Borrass, D. Coster, D. Reiter, R. Schneider, J. Nucl. Mater. 241-243 (1997) 250.
- [60] T. Fujimoto, J. Phys. Soc. Jpn. 47 (1979) 265; 47 (1979) 273; 49 (1980) 1561; 49 (1980) 1569.
- [61] 藤本孝、核融合研究 64 (1990) 338.
- [62] 藤本孝、プラズマ・核融合学会誌 74 (1998) 536.
- [63] K. Sawada, K. Eriguchi, T. Fujimoto, J. Appl. Phys. 73 (1993) 8122.
- [64] K. Sawada, T. Fujimoto, J. Appl. Phys. 78 (1995) 2913.
- [65] S. Sasaki, S. Takamura, S. Watanabe, S. Masuzaki, T. Kato, K. Kadota, Rev. Sci. Instrum. 67 (1996) 3521.

- [66] 赤塚洋、鈴木正昭、プラズマ・核融合学会誌 70 (1994) 1196.
- [67] H. Alfvén and E. Smars, Nature 188 (1960) 801.
- [68] B. Lehnert, Nucl. Fusion 8 (1968) 173.
- [69] P.L. Kapitza, Sov. Phys. JETP 30 (1970) 973.
- [70] F.H. Tebbey and G. Lewin, PPPL report no. MATT-1050 (1974) 75.
- [71] B. LaBombard et al., Am. Phys. Soc. Conf., St. Louis (1993) 3S6.
- [72] 細金延幸、高村秀一、大藪修義、嶋田道也、俵博之、伊丹潔、プラズマ・核融合学会誌 72 (1996) 505.
- [73] B. Lipshulz, J. Goetz, B. LaBombard, G.M. McCracken, J.L. Terry, M. Graf, R.S. Granetz, D. Jablonski, C. Kurz, A. Niemczewski, J. Snipes, J. Nucl. Mater. 220-222 (1995) 50.
- [74] D. Lumma, J.L. Terry, B. Lipschultz, Phys. Plasmas 4 (1997) 2555.
- [75] J.L. Terry, B. Lipschultz, A.Yu. Pigarov, S.I. Krasheninnikov, B. LaBombard, D. Lumma, H. Ohkawa, D. Pappas, M. Umansky, Phys. Plasmas 5 (1998) 1759.
- [76] G.M. McCracken, M.F. Stamp, R.D. Monk, A.G. Meigs, J. Lingertat, R. Prentice, A. Starling, R.J. Smith, A. Tabasso, Nucl. Fusion 38 (1998) 619.
- [77] R.C. Isler, G.R. McKee, N.H. Brooks, W.P. West, M.E. Fenstermacher, R.D. Wood, Phys. Plasmas 4 (1997) 2989.
- [78] B. Napiótek, U. Wenzel, K. Behringer, D. Coster, R. Schneider, T. Thomas, M. Weinlich, the ASDEX Upgrade Team, Proceedings of the 24th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Berchtesgarden, Vol. 21A - Part IV (1997) 1413.
- [79] O. Gruber, A. Kallenbach, M. Kaufmann, K. Lackner, V. Mertens et al., Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 4217.
- [80] G.D. Porter, S.L. Allen, M. Brown, M.E. Fenstermacher, D.N. Hill et al., Phys. Plasmas 3 (1996) 1967.
- [81] H. Kubo et al., Plasma Phys. Control. Fusion 40 (1998) 1.

- [82] W. L. Hsu et al., Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1001.
- [83] G. Fiksel, M. Kishinevsky, and N. Hershkowitz, Phys. Fluids B2 (1990) 837.
- [84] L. Schmitz, L. Blush, G. Chevalier, R. Lehmer, Y. Hirooka et al., J. Nucl. Mater. 196-198 (1992) 841.
- [85] G.S. Chiu and S.A. Cohen, Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 1248.
- [86] J. Park, T.K. Bennett, M.J. Goeckner, S.A. Cohen, J. Nucl. Mater. 241-243 (1997) 489.
- [87] D. Nishijima, N. Ezumi, K. Aoki, N. Ohno, S. Takamura, Contrib. Plasma Phys. 38 (1998) 1/2, 55.

第2章 非接触プラズマの発生とその プラズマ密度依存性

2.1 緒言

定常あるいは長パルス運転を目指す次期核融合実験装置では、炉壁へ流入するプラズマ熱流を処理するダイバータ板は、数十 MW/m² にも達するプラズマ熱流束にさらされ、これを低減することが必要とされている [1, 2, 3, 4, 5]。国際熱核融合実験炉 (ITER) 計画ではリサイクリングあるいは中性ガスの注入によってダイバータ部の中性ガス圧を高め、プラズマのエネルギー、運動量損失を促し、ダイバータ板へのプラズマ熱流への熱・粒子負荷を低減する放射ダイバータを採用している [1, 2, 4, 5]。しかし、放射ダイバータに関しては内在する物理過程に不明な点が多く、制御性を高めるためには、非接触プラズマで起きている物理現象を詳細に理解する必要がある。特に非接触プラズマの形成機構の解明はプラズマのエネルギーならびに運動量損失過程の理解のために重要である。本研究では、トカマク装置とは異なり、定常的に高熱流プラズマを生成でき、計測のためのアクセスも比較的容易な直線型プラズマ発生装置を用いて非接触プラズマに関する基礎的な実験を行うが、本研究で用いる直線型ダイバータ模擬実験装置 TPD-I 装置では、これまでにプラズマと中性ガスの相互作用に関する研究として、再結合プラズマにおける反転分布の生成、再結合機構の研究が行われてきた。しかし、その研究の主目的は再結合プラズマにより反転分布を生成し、軟 X 線レーザー発振に利用することであった。そのため、再結合プラズマにおける原子分子過程が反転分布生成という観点から詳しく調べられている [12]。しかし、本研究のような、ダイバータ模擬実験として重要となるプラズマ終端板へ流入するプラズマ熱流の変化や非接触プラズマの形成機構に注目した研究は行われていない。

本章では、本研究に用いた直線型ダイバータ模擬実験装置 TPD-I と NAGDIS-II

の概要を述べたあと、これらの装置で観測された非接触プラズマの特徴を述べる。次に、非接触プラズマを形成するためにはプラズマ密度に下限値（プラズマ密度依存性）があることを実験的に見出し、非接触プラズマ形成の物理機構のうち、プラズマのエネルギー損失過程に着目し、考察する。

2.2 直線型ダイバータ模擬実験装置の実験配置

2.2.1 非接触プラズマ発生実験の概要

本研究では、2台のよく似た特徴を持つ直線型高密度プラズマ発生装置 TPD-I と NAGDIS-II を用いた。TPD-I は文部省核融合科学研究所所属の装置であり、NAGDIS-II は TPD-I の放電形式を参考にし、新たに名古屋大学大学院工学研究科に建設されたものである。2.2.2 項、2.2.3 項で各装置について詳述し、2.2.4 項で計測系について述べる。

本章で扱うプラズマは、ヘリウムプラズマに限定する。これは (i) ヘリウムが単原子分子であるために原子・分子の素過程が分子性の気体に比べて単純であり、物理的な現象の解釈が得やすいこと、(ii) 本研究で用いている直流放電形式のプラズマ発生装置では、ヘリウムガスを用いる際には比較的容易に安定なプラズマを生成できることが理由である。

実験は、後述するように、放電部とプラズマテスト部を独立に制御できるように工夫された直線型プラズマ発生装置で直流放電によりプラズマを生成しておき、プラズマ終端板で発生した中性ヘリウム原子の真空容器内における閉じ込めを良く（排気を少なく）するか、あるいは付加的にターゲットガスとしてヘリウムを注入するかして、プラズマテスト部の中性ガス圧力を上昇させていき、プラズマの変化を観測した。

2.2.2 直線型ダイバータ模擬実験装置 TPD-I

図 2.1 に本研究で用いた文部省核融合科学研究所の直線型プラズマ発生装置 TPD-I を示す [6, 7, 8]。装置長は約 2 m、内径約 14 cm の円筒形で観測ポート支持部を除いてパイレックスガラス製、観測ポート支持部はステンレス製である。装

置中央部の電氣的に浮いた内径 3 cm のオリフィスによって放電部とプラズマテスト部の 2 つの領域に分けられる。プラズマは放電部で生成され、テスト部にあるプラズマ終端板で終端する。TPD-I 装置の特色は TPD (Test Plasma Dc discharge) 型の放電形式による大電流放電（最大 100 A）及び大容量の排気能力にある。放電部は、陽極を接地し、陰極に直径約 5 cm の LaB₆ 板を用いた直流放電である。真空装置内は終端板の後ろに設置されたターボ分子ポンプによって排気されるが、小口径の陽極、中間電極及びオリフィスにより、放電部ガス圧力 ~ 数 Torr に対して、プラズマテスト部ガス圧力 ~ 数 mTorr という圧力差を実現できる。また、プラズマテスト部の中性ガス圧力を数十 mTorr まで上昇させても放電部への影響はほとんどない。中性ガス圧力は、マスフローメーターでガス流量を調整することで制御可能である。磁場強度は約 0.3 T で実験を行った。TPD-I の放電部の構造については本章の付録にて詳述する。

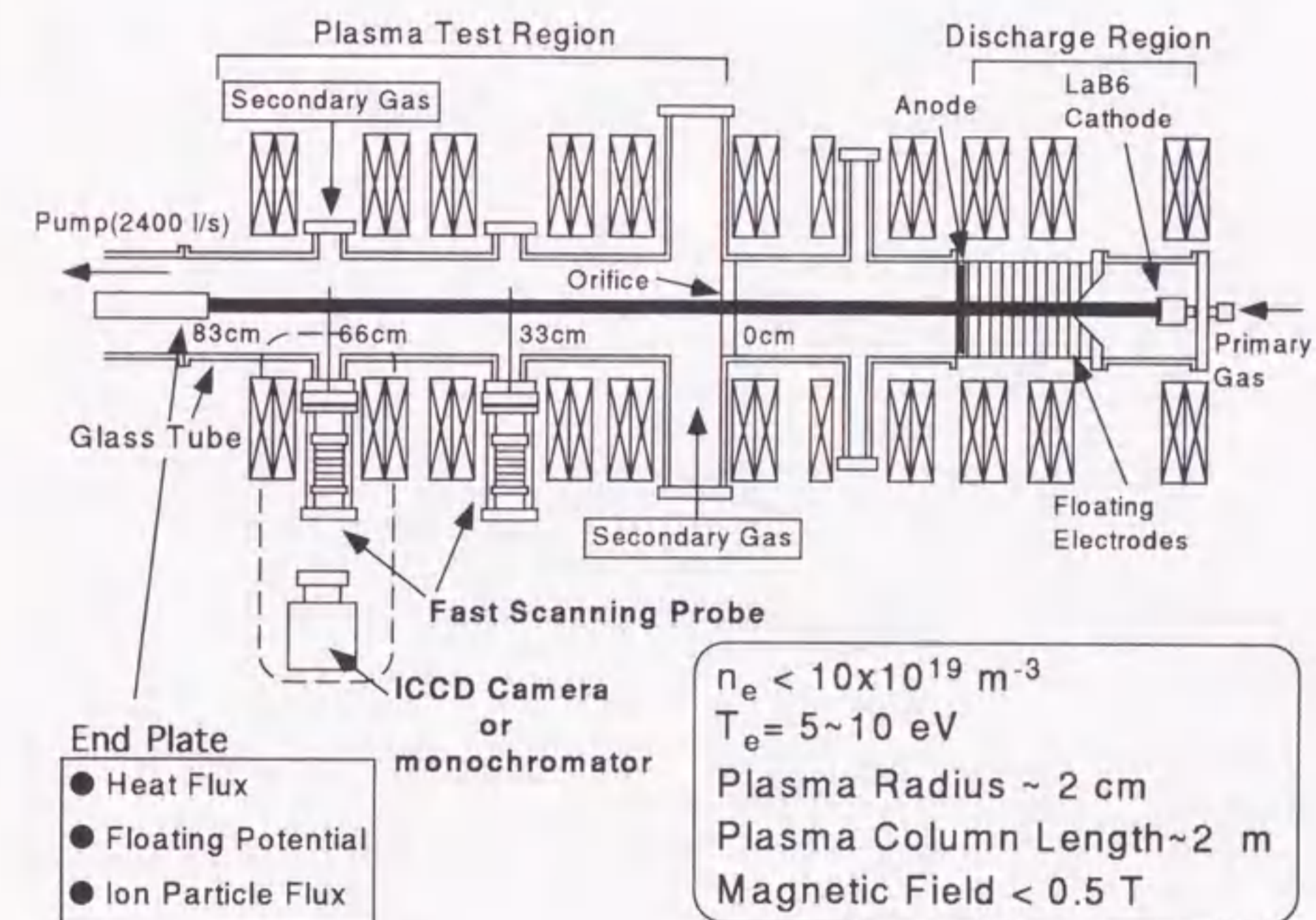


図 2.1: 直線型ダイバータ模擬実験装置 TPD-I

プラズマテスト部への中性ガス注入はオリフィスからプラズマ終端板側に 0.66 m 離れた真空容器上部のガス導入ポートからマスフローメーターでガス流量を制御しながら行った。終端板において、プラズマ熱流及び浮遊電位計測を行った。オリフィスから終端板側に 33 cm (上流部と呼ぶ)、66 cm (下流部と呼ぶ) の位置において高速掃引プローブによるプラズマパラメータの径方向分布の測定を行った。これまで、TPD-I 装置では水冷された探針による半固定の探針計測は行われてきたが、本研究では探針計測に後述する高速掃引プローブシステムを導入し、プラズマによる探針の損傷を回避すると同時に、プラズマの径方向分布の計測を容易にした。

図 2.2 にその高速掃引プローブを用いて測定された TPD-I 装置のプラズマパラメータの径方向分布の一例を示す。TPD-I 装置の典型的なプラズマパラメータは電子密度 $n_e \leq 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 、 $T_e \leq 10 \text{ eV}$ であり、プラズマ径 $\sim 2 \text{ cm}$ である。

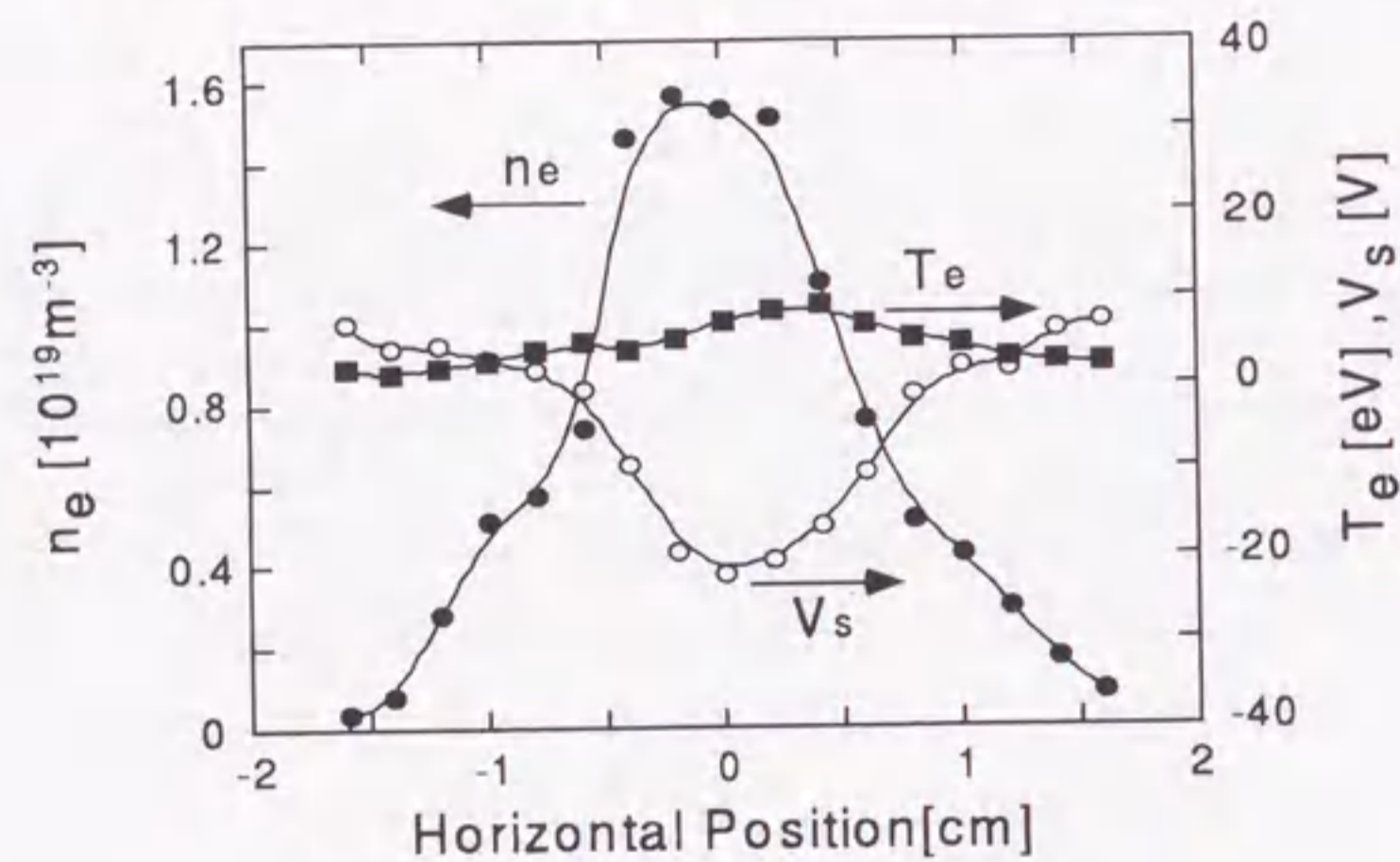


図 2.2: TPD-I 装置で生成されるプラズマの電子密度、電子温度、空間電位の径方向分布 ($I_d = 67 \text{ A}$ 、オリフィスからの距離 $\sim 33 \text{ cm}$)。

2.2.3 直線型ダイバータ模擬実験装置 NAGDIS-II

図 2.3 に名古屋大学大学院工学研究科の直線型ダイバータ模擬実験装置 NAGDIS-II の模式図を示す。磁場強度 0.25 T でプラズマ直径 $\sim 5 \text{ cm}$ の高密度高熱流プラズマ ($n_e \leq 6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) を生成可能である。装置は放電部、高周波加熱部、プラズマテスト部により構成される。装置長 2.8 m、内径 0.17 m の SUS 製水冷式二重円筒真空容器からなる。なお、本研究では高周波によるプラズマ加熱は行っていない。

プラズマ生成は、TPD 型直流放電により行ったが、TPD-I 装置とは異なり、陰極に外部加熱型熱陰極を採用し、従来の TPD 型放電では困難であった高密度水素放電が安定かつ容易に得られるという特徴を有する [9, 10]。小口径の陽極、中間電極を用いることで中性ガスのコンダクタンスを下げ、かつ、2 台の大容量複合ターボ分子ポンプ (2000 liter / sec) によりプラズマテスト部を排気することで放電部圧力 $\sim 500 \text{ mTorr}$ 程度に対して、プラズマテスト部圧力は \sim 数 mTorr という高い中性ガス圧力差を実現している。このため、TPD-I 装置と同様に、安定し

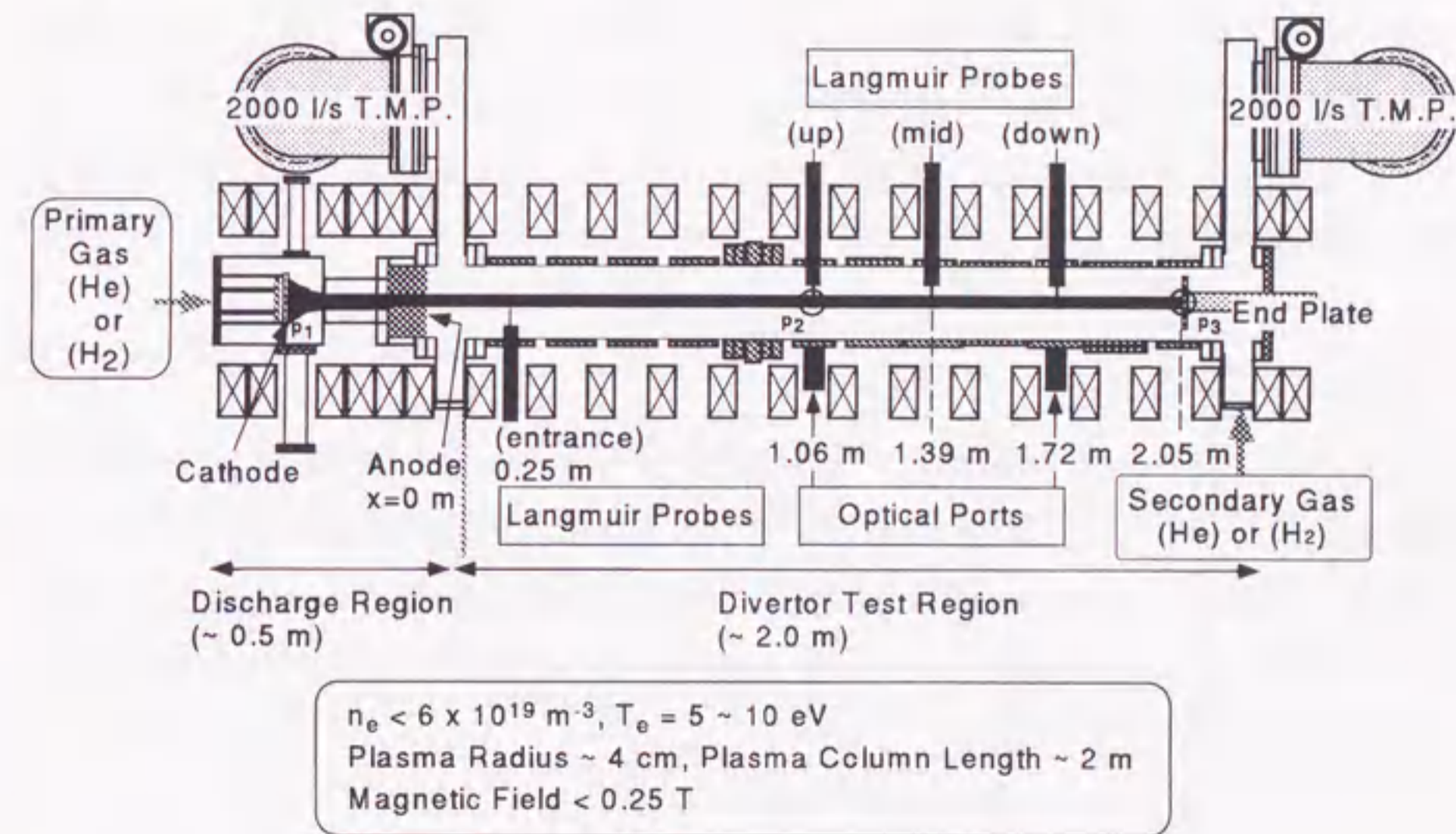


図 2.3: 直線型ダイバータ模擬実験装置 NAGDIS-II の模式図

たプラズマ源によって非接触プラズマに関する実験を行うことが可能である。

プラズマテスト部の中性ガス圧力は、プラズマ終端板後部の真空容器水平ガス導入ポートより、TPD-I 装置と同様にマスフローメーターを用いてガス流量を調節しながら中性ガスを注入するか、あるいは、装置後部の複合ターボ分子ポンプの回転数を調整し、排気速度を制御して行った。中性ガス圧の測定にはバラトロンゲージを用いた。

プラズマ計測は、複数の高速掃引ラングミュアプローブによる沿磁力線方向に異なる位置におけるプラズマパラメータの径方向分布測定、水冷終端板によるプラズマ熱流計測、高分解能可視分光器と CCD カメラを組み合わせた Optical Multichannel Analyzer (OMA) による発光スペクトルの測定を行った。

2.2.4 計測系

2.2.4.1 終端板における熱流計測、浮遊電位測定

TPD-I 装置、NAGDIS-II 装置ともに、終端板においてプラズマの熱流計測、浮遊電位の測定を行った。終端板はステンレス製で TPD-I は直径 4 cm、NAGDIS-II は直径 7 cm である。熱流計測は図 2.4 に示すように、終端板に流す冷却水の流量と終端板への入口と出口の温度を計測し、次に示す換算式から終端板に流入する面積平均熱流束を実測した (カロリメトリー法)。

$$Q_{heat} = 4.2 \times F \times \Delta T / S \quad (2.1)$$

ここで、 Q_{heat} [W/m²] は終端板への熱流束、 F [m³/sec] は冷却水量、 ΔT [K] は冷却水の温度差、 S [m²] は終端板のプラズマ対向面の面積を表す。例として、本計測法で測定した TPD-I 装置のプラズマ熱流の放電電流依存性を図 2.5 に示す。TPD-I 装置では、放電電流 60 A で約 300 kW/m² の熱流束を得た。浮遊電位は、接地電圧に対する電位を測定した。

2.2.4.2 高速掃引プローブによるプラズマパラメータの径方向分布測定

TPD-I 装置、NAGDIS-II 装置ともに、プラズマの熱負荷から探針を保護し、プラズマパラメータの径方向分布を測定するため、高速掃引プローブシステム [11]

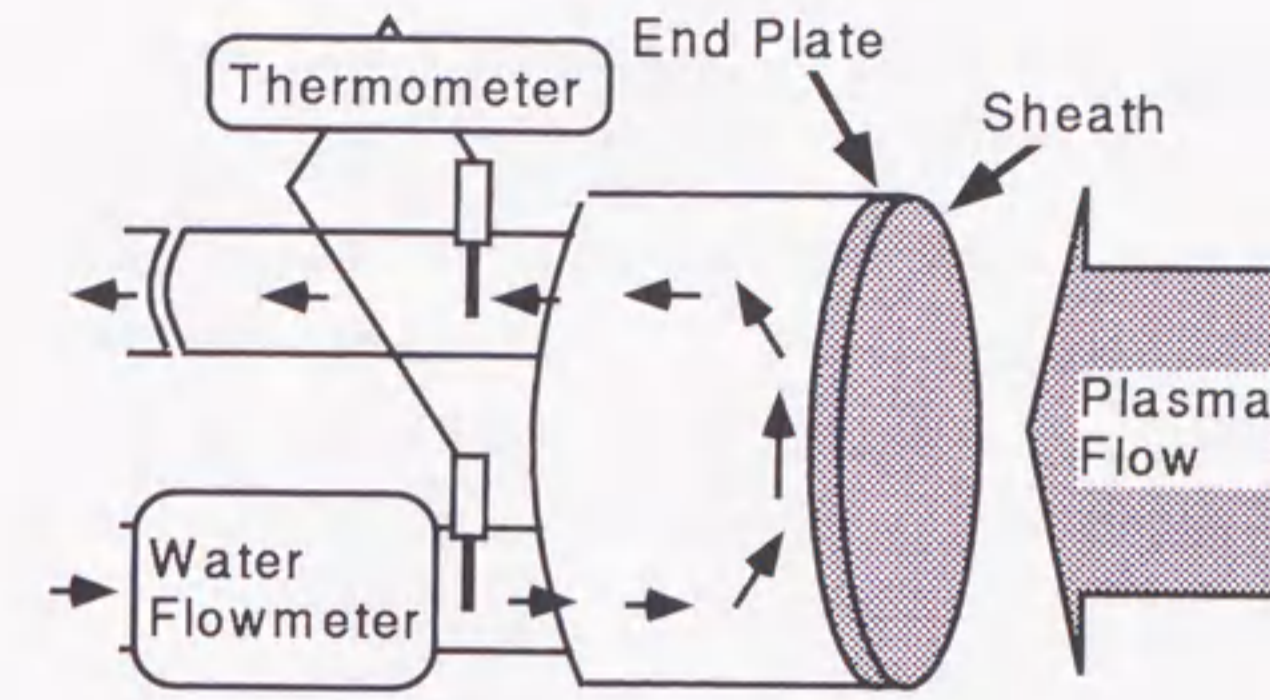


図 2.4: 終端板における熱流計測の概念図

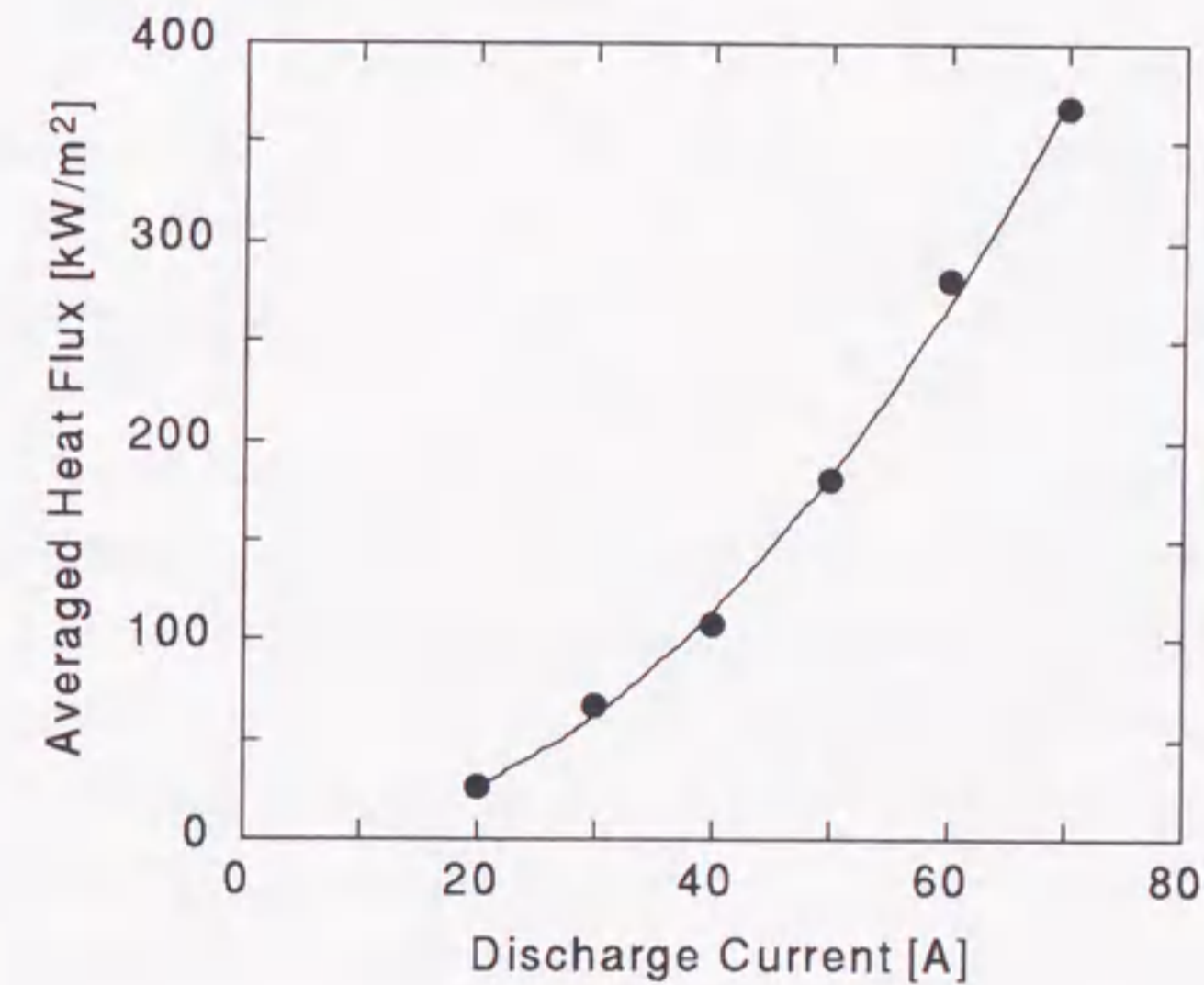


図 2.5: TPD-I 装置の終端板で測定したプラズマ熱流束の放電電流依存性

を用いた探針測定を行った。図 2.6 に TPD-I 装置で用いた高速掃引プローブシステムの概要、図 2.7 に NAGDIS-II 装置で用いたシステムの概要を示す。両装置とも、高密度高熱流プラズマが生成されるために通常の探針測定のようにプラズマ中に長時間探針を挿入しておくことができない。そのため高速掃引プローブシステムでは圧搾空気により駆動するピストンを用いて探針を短時間に出し入れすることで探針の熱的な損傷を回避している。TPD-I 装置の高速掃引プローブシステムでは往復時間 0.8 s、掃引距離 20 cm、プラズマ径方向の空間分解能 2 mm で、NAGDIS-II 装置のシステムは駆動部が軽量化されているため、往復時間 0.5 s、掃引距離 20 cm、プラズマ径方向の空間分解能 3 mm でプラズマパラメータの測定が可能である。

TPD-I 装置の高速掃引プローブシステムは、探針位置を検出するファイバーマークセンサがバーコードを横切ると +12 V のトリガパルスが発生する。トリガパルスがタイミング発生器に入力されると鋸歯状波発生器が 1 ms、±10 V の鋸歯状波を発生する。この鋸歯状波は、バイポーラ電源で ±100 V に増幅されプローブに印加される。データ収集には 12 bit A/D 変換器を用い、サンプリングレート 0.01 ms でデータのサンプルを行っている（1 鋸歯状波当たりのサンプル数は 100 点である）。A/D 変換器への入力電圧は ±5 V であるので、電圧入力の際には適当な分圧器を取り付けて測定を行った。データはインターフェイスを介してパソコン (PC98) に記録される。TPD-I のシステムではサンプリングレート、サンプル数が固定されているため測定の柔軟性にかける。

NAGDIS-II 装置では、ファイバーマークセンサからのトリガパルスを波形発生器に入力し、鋸歯状波あるいは三角波を発生させ、バイポーラ電源で増幅させて、プローブに印加する点は TPD-I 装置の場合と同様である。一方、データの収集は CAMAC 対応の 12 bit A/D 変換器 (Lecroy6810) をパソコン (Windows95 OS) 上のグラフィカルプログラミング言語 LabView で作成した制御プログラムを用いて行った。サンプリングレート、サンプル数は可変であり、2 ch 使用する場合の最高サンプリングレートは 500 nsec (2 MHz) である。

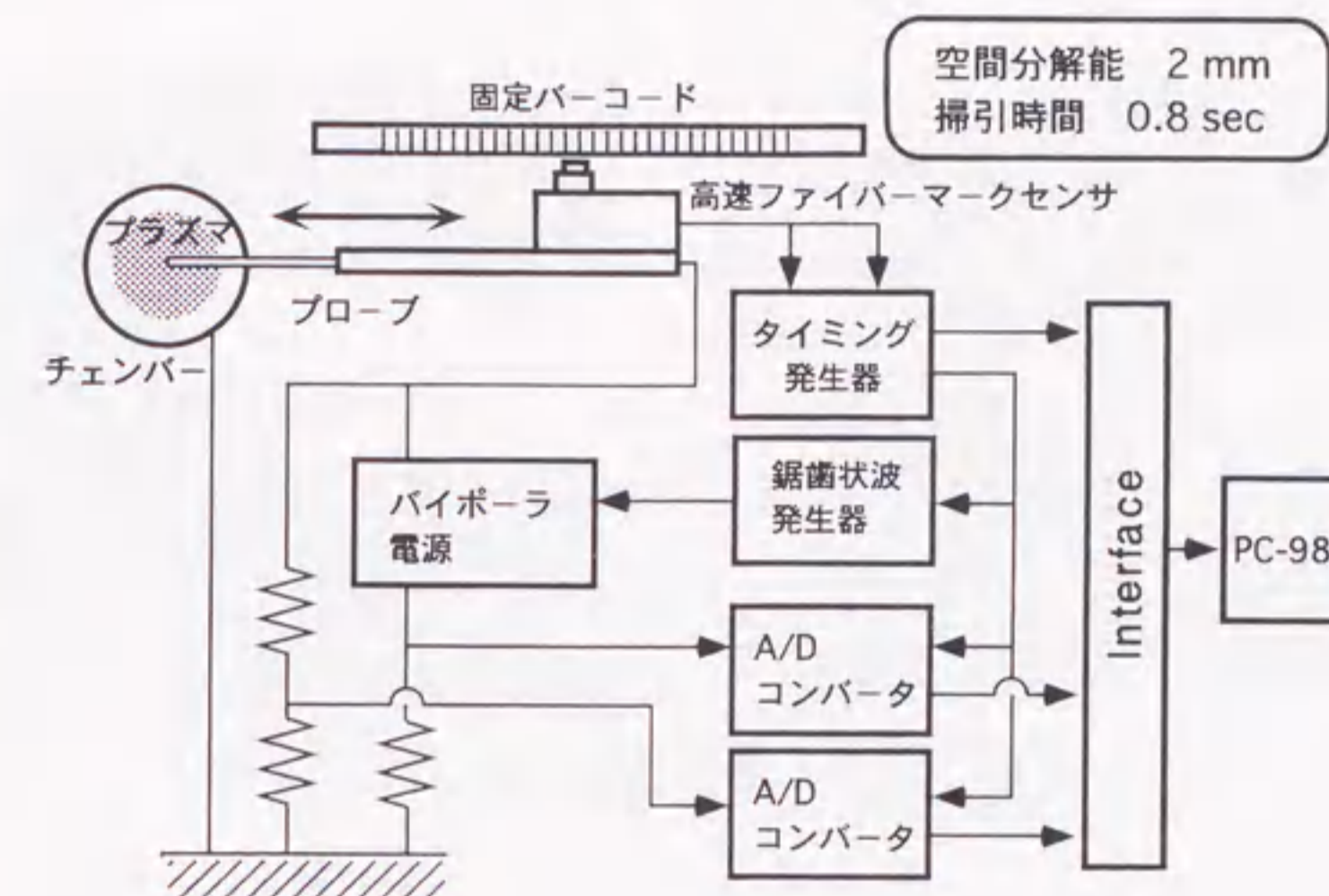


図 2.6: TPD-I 装置の径方向プラズマパラメータ測定に用いた高速掃引プローブ測定システムの概略図

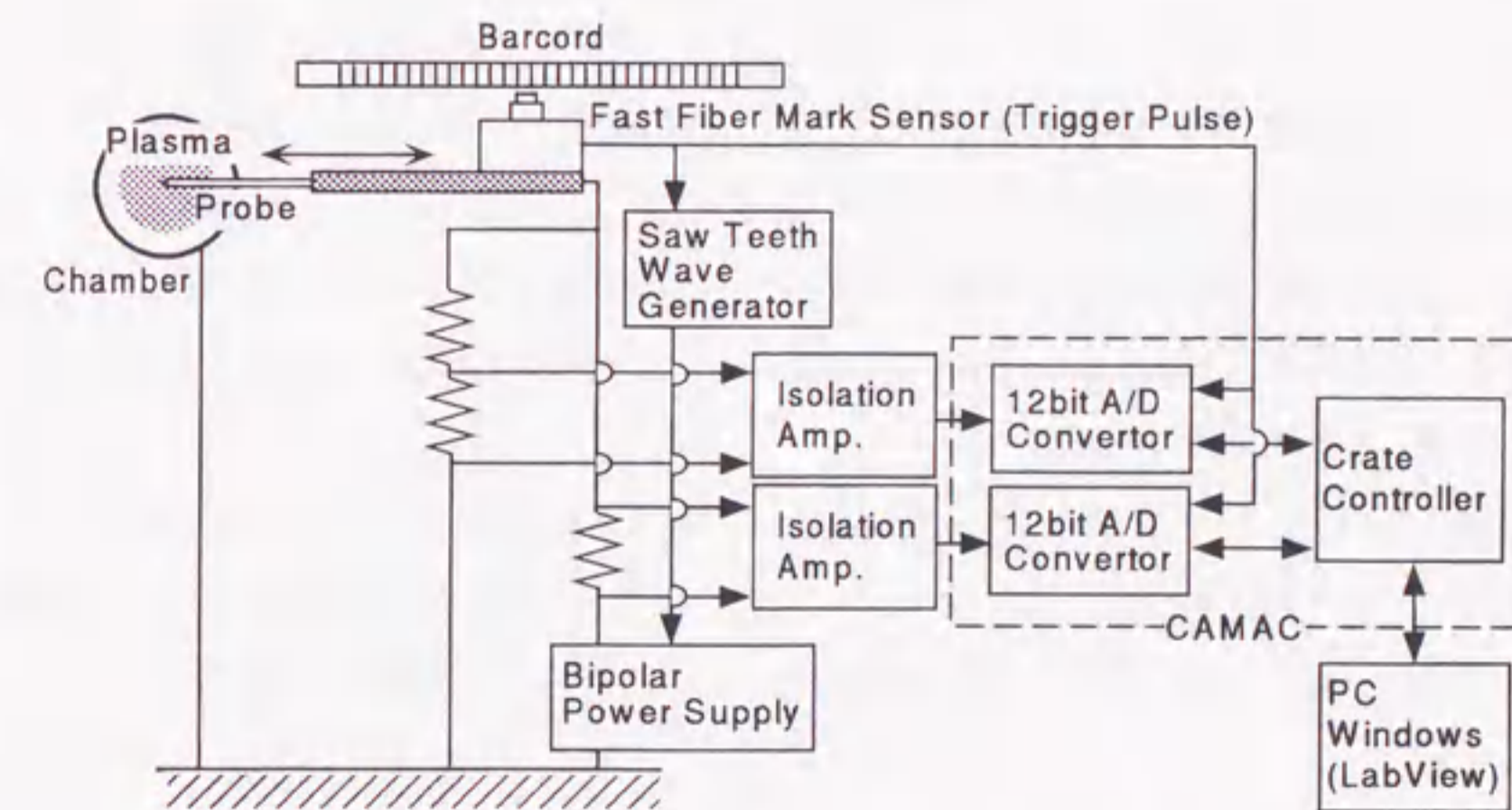


図 2.7: NAGDIS-II 装置の径方向プラズマパラメータ測定に用いた高速掃引プローブ測定システムの概略図

2.2.4.3 分光測定

NAGDIS-II 装置では、可視分光器 (ツェルニー・ターナー型 : SPEX 750M) と CCD 撮像素子系 (1100 x 330 pixel : Princeton Instruments) を組み合わせた Optical Multichannel Analyzer (OMA) による高波長分解能で分光測定が可能である。分光器の回折格子には 300 /mm、1200 /mm、2400 /mm が使用可能で、各々の波長分解能は 0.11 nm/pixel、0.027 nm/pixel、0.013 nm/pixel である。データ収集にはパソコン (Windows 3.1) 上の CCD 制御ソフト「WinSpec」を使用した。

2.3 直線型プラズマ発生装置における非接触プラズマの形成

図 2.8 (a) は TPD-I 装置において放電電流 40 A ($n_e \sim 5.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) で、中性ガス圧が 3 mTorr のときの終端板付近のプラズマを通常のカメラで撮影したものであり、終端板にプラズマが接触しているのが分かる (接触プラズマ : Attached Plasma)。一方、図 2.8 (b) は放電の条件は同じで、プラズマテスト部の中性ガス圧を 15 mTorr にした時のものである。これより明らかなように、終端板前面ではプラズマからの発光は弱くなり、プラズマは終端板から離れる、非接触プラズマ (Detached Plasma) が発生することが確認された。中性ガス圧をさらに上げると、プラズマの発光領域端は放電部側 (上流側) に移動していく。この状態は 1.3.2 節で述べたように、Matthews[13], Krasheninnikov[14] が定義している非接触プラズマの条件を満たしている。

終端板で測定した熱流束及び浮遊電位の中性ガス流量依存性を図 2.9 に示す。なお、グラフ中の電子温度は、プラズマの空間電位が中性ガス流量によって変化しないと仮定して、実験で得た浮遊電位から次式を用いて評価した [15]。

$$V_f \simeq \frac{T_e}{2} \ln \left(2\pi \frac{m_e}{m_i} \right). \quad (2.2)$$

ここで、 V_f は終端板の浮遊電位、 T_e は電子温度、 m_e は電子の質量、 m_i はイオンの質量である。非接触プラズマが形成される時には、中性ガス流量 (中性ガス圧) の増加とともに、プラズマ終端板への熱流束は急激に減少し、浮遊電位 (電子温

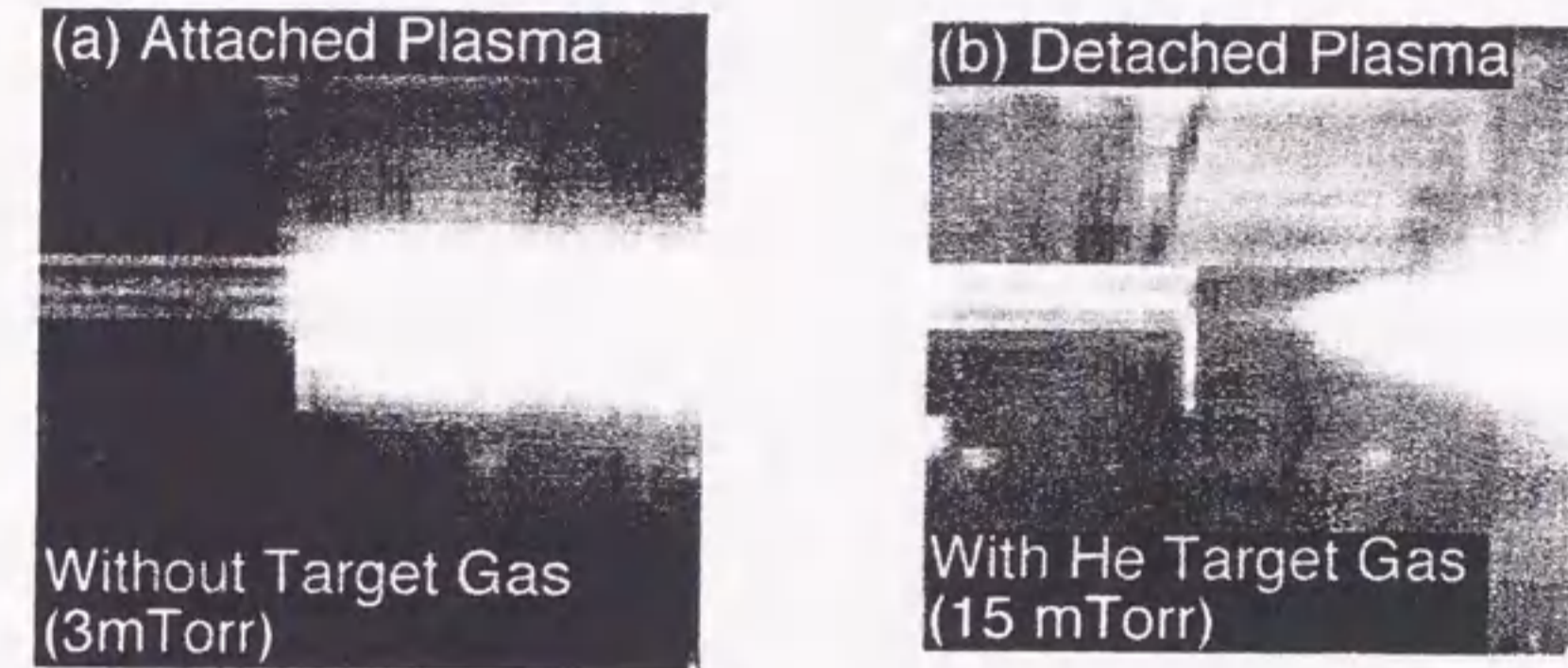


図 2.8: 非接触ヘリウムプラズマの発生:(a) ターゲットガス注入前 (3 mTorr)、(b) 15 mTorr 注入時、放電電流 $I_d = 40$ A、ターゲットガス : ヘリウム。各写真とも、右側が放電部側に相当し、左側の円筒がプラズマ終端板である。

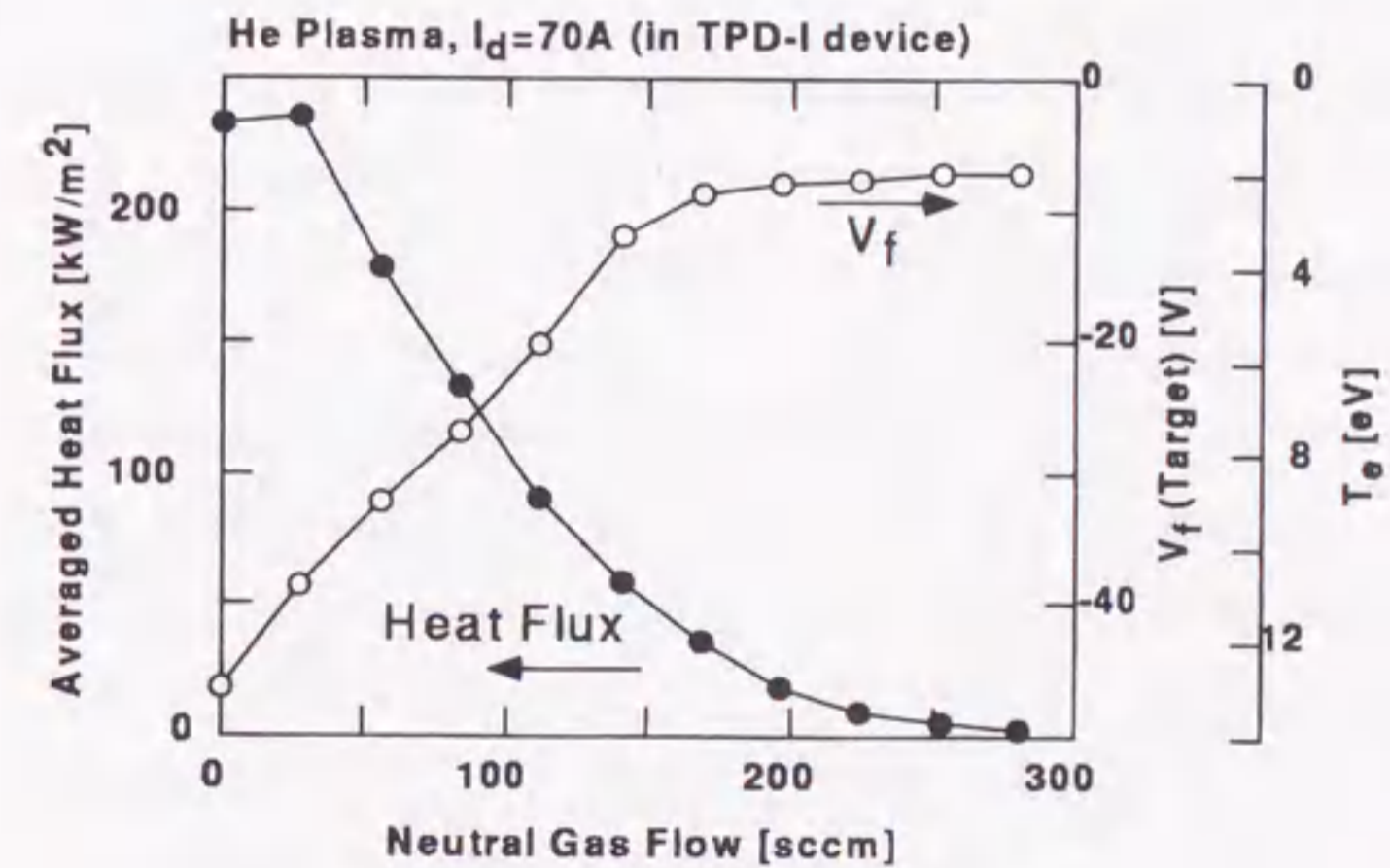


図 2.9: ヘリウムターゲットガス注入により、中性ガス圧を変化させた時の終端板に流入するプラズマ熱流束及び浮遊電位の変化

度)は浅く(低く)なることが観測された。ここで、式(2.2)より評価した電子温度は約2 eVまで低下しているが、分光学的に評価して得られる電子温度(～0.2 eV)と比べてはるかに高いことを指摘しておく。この違いについては第4にて詳述する。

図2.10は中性ガス圧を変化させた時に探針を用いて測定したイオン飽和電流の径方向分布の変化を示している。ここで、イオン飽和電流 I_{isat} は、シース端の電子密度 n_{se} 、電子温度 T_e 、イオン質量 m_i を用いて、

$$I_{isat} \propto n_{se} \sqrt{\frac{T_e}{m_i}} \quad (2.3)$$

と表されるため、イオン飽和電流の変化は主としてプラズマ密度の変化に対応する。1.1 mTorr がプラズマテスト部にターゲットガスを注入していない初期状態である。中性ガス圧力が1.9 mTorrに上昇するとイオン飽和電流は増加している。これは、電子衝突電離によるプラズマイオンの増加と、電子温度の低下に伴う粒子束の低下を補うプラズマ密度の上昇によると考えられる。中性ガス圧力が3.3 mTorr以上においては、中性ガス圧力の上昇とともにイオン飽和電流も減少し、非接触プラズマにおいてはプラズマ粒子損失が生じていることを示している。

NAGDIS-II装置において同様の方法により非接触プラズマを発生させた時、プラズマの発光領域をOMAを用いて可視分光測定した結果が図2.11である。中性ガス圧が5 mTorr程度以上となり、非接触プラズマが発生すると、高励起準位からの発光スペクトルおよび連続スペクトルが観測された(実線)。これらの発光スペクトルは、図2.12のヘリウム原子のエネルギー準位図[22]中の矢印の遷移に伴うもので、主量子数 $n=8\sim 20$ から $n=2$ へ脱励起する時の発光スペクトルである。波長が345 nmより短い領域で見られる連続スペクトルは、自由電子がプラズマイオンの軌道に入り、 $n=2$ のエネルギー準位に遷移する時に、自由電子のエネルギー分布を反映して発するものと考えられる。光子は連続エネルギーをとり得る。一般にイオンと再結合した電子は高い励起準位に捕捉されるため[23]、その電子が脱励起すると、図2.11のような高励起準位からの発光スペクトルが観測される。これらのことから、図2.11は、非接触プラズマ中では放射及び三体再結合が起きていることを示している。一方、中性ガス圧が1 mTorr程度と低く、プラズマが終端板に接触している時の発光スペクトル(点線)にはヘリウム原子

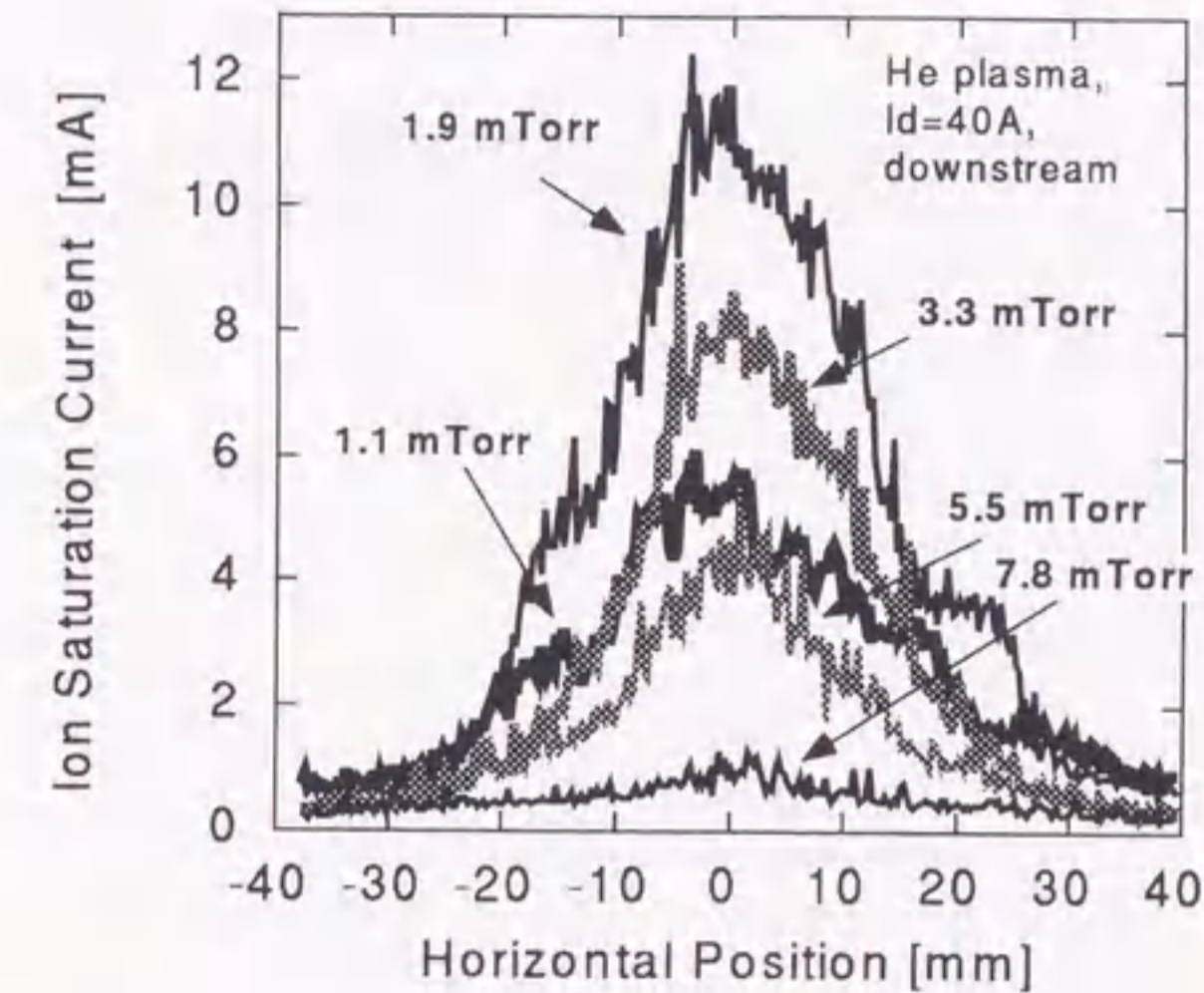


図2.10: 探針を用いて測定したヘリウムプラズマのイオン飽和電流の径方向分布の中性ガス圧力による変化

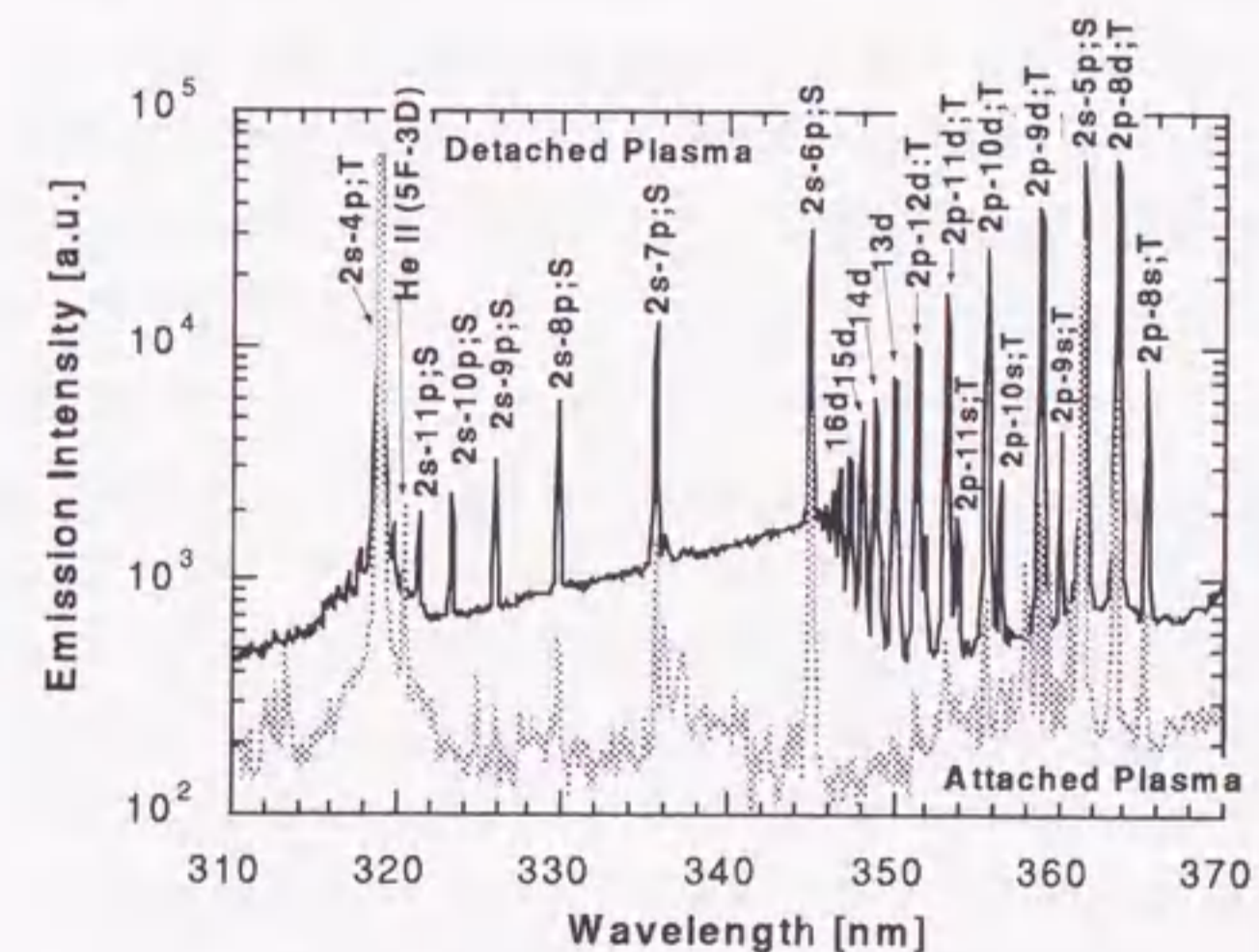


図2.11: 非接触ヘリウムプラズマ及び接触ヘリウムプラズマからの可視発光スペクトルの比較: 実線は非接触プラズマからの発光スペクトル(中性ガス圧力～5 mTorr)、点線は接触プラズマからの発光スペクトル(中性ガス圧力～1 mTorr)。

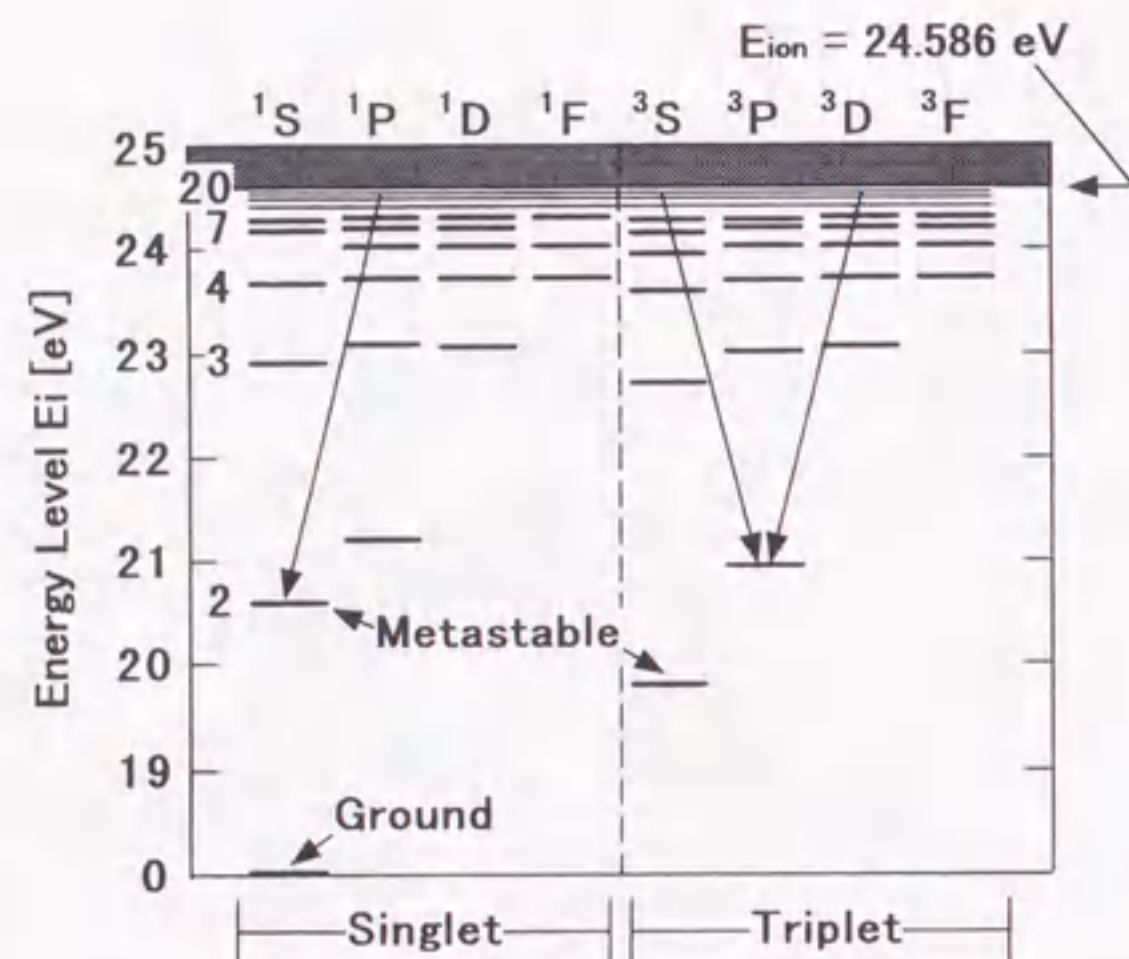


図 2.12: ヘリウム原子のエネルギー準位図 [22]。高励起準位から主量子数 2 に引かれた矢印は、図 2.11 の非接触ヘリウムプラズマの発光スペクトルに対応する遷移を表す。

の高励起準位からの発光スペクトルは観測されず、低い励起準位からの発光が主である。このときの電子温度は 5 eV 程度であり、1.3.3 項で述べたように高励起状態への電子衝突による励起は起きにくく、三体・放射再結合が起きるためには電子温度が高すぎることによって説明できる [20, 21]。

非接触プラズマの発光スペクトルから、各スペクトル線の発光強度を各準位のエネルギーに対してプロット (ボルツマンプロット) すると図 2.13 のようになる。主量子数 $n > 6$ 以上では、ヘリウム原子内の電子はプラズマ中の電子と部分局所熱平衡 (partial Local Thermal Equilibrium: pLTE) 状態とあると考えられ、各エネルギー準位の占有密度は、次式で表されるサハ-ボルツマン分布 [16, 17, 18, 19] に従う。

$$n(p) = n_e n_i \frac{g_p}{2g_i} \left(\frac{h^2}{2\pi m_e T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{\chi(p)}{T_e}\right). \quad (2.4)$$

ここで、 g_i はイオンの統計的重率、 h はプランク定数、 m_e は電子の質量、 $\chi(p)$ は p 準位の電離ポテンシャルである。pLTE については本章の付録にて詳述する。pLTE 状態にある準位の占有密度を式 (2.4) により解析すると、電子温度は $T_e = 0.2$ eV

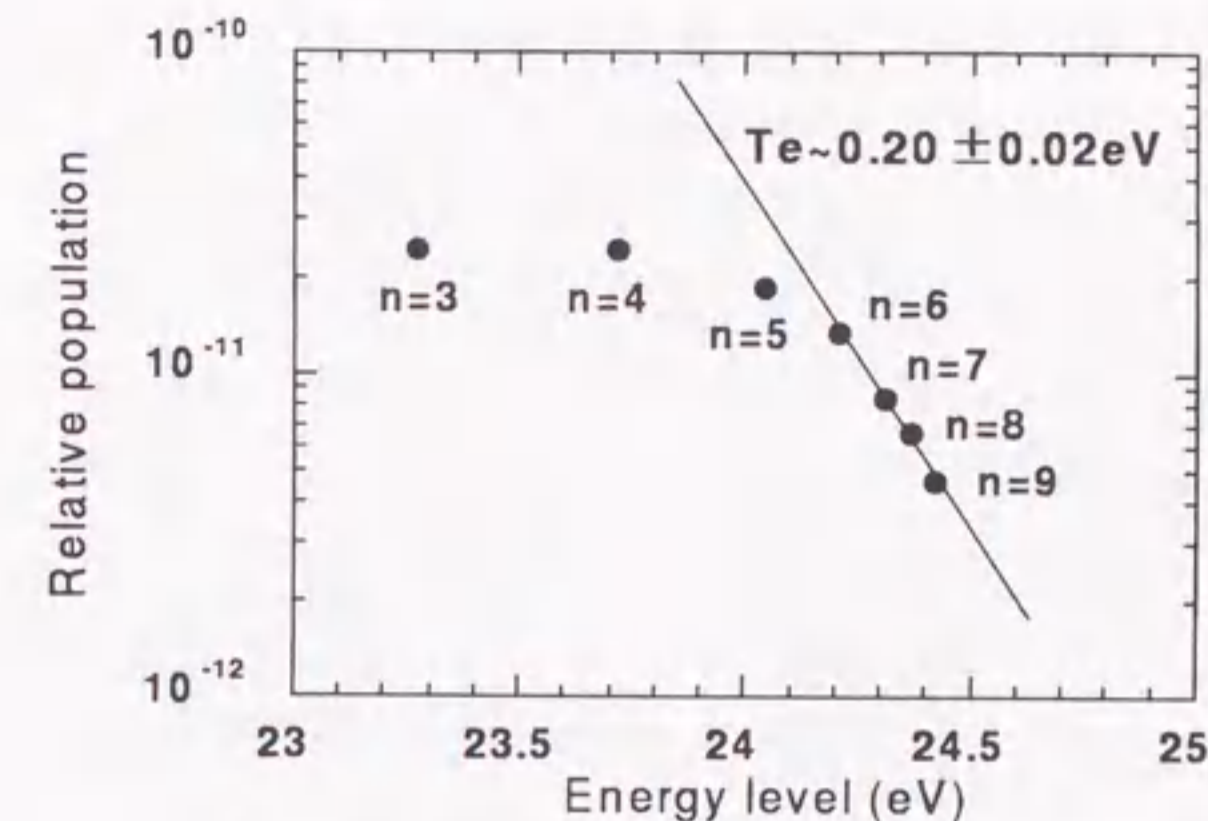


図 2.13: 非接触プラズマ発生時のヘリウム原子の占有密度分布のボルツマンプロット。縦軸は占有密度 n を統計重率 g で除した n/g を表す。

程度であった (図 2.13 の直線)。この方法で評価するプラズマ電子温度は分光学的には非常に精度が良い。これらの結果は、1.3.3 項で述べたように電子温度 1 eV では三体・放射再結合の速度係数は非常に大きくなること、ならびに図 2.10 に示したイオン飽和電流の減少による (プラズマ粒子損失) と矛盾しない。以上より、非接触プラズマは、三体・放射再結合が十分に起こる低電子温度のプラズマであることが明らかとなった。

2.4 非接触プラズマ発生におけるプラズマ密度の影響

前節では、TPD-I、NAGDIS-II 装置において観測された典型的な非接触プラズマについて述べた。本節では、ターゲットガス注入前のプラズマ密度が、非接触プラズマ形成に与える影響について、TPD-I 装置における実験結果をもとに述べる。

図 2.14 は放電電流 $I_d \sim 67$ A 時の下流部 (オリフィスから 66 cm) の高速掃引プローブにより電子密度、電子温度の径方向分布をプラズマテスト部にターゲットガスとしてヘリウムガスを注入し、ヘリウムガス圧力を変化させて測定した結果である。ターゲットガスを注入していないとき (初期状態: 図 2.8 (a) に相当) のプラズマ中心付近の電子密度、電子温度はそれぞれ、 $n_e \sim 1.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、 $T_e \sim 8$

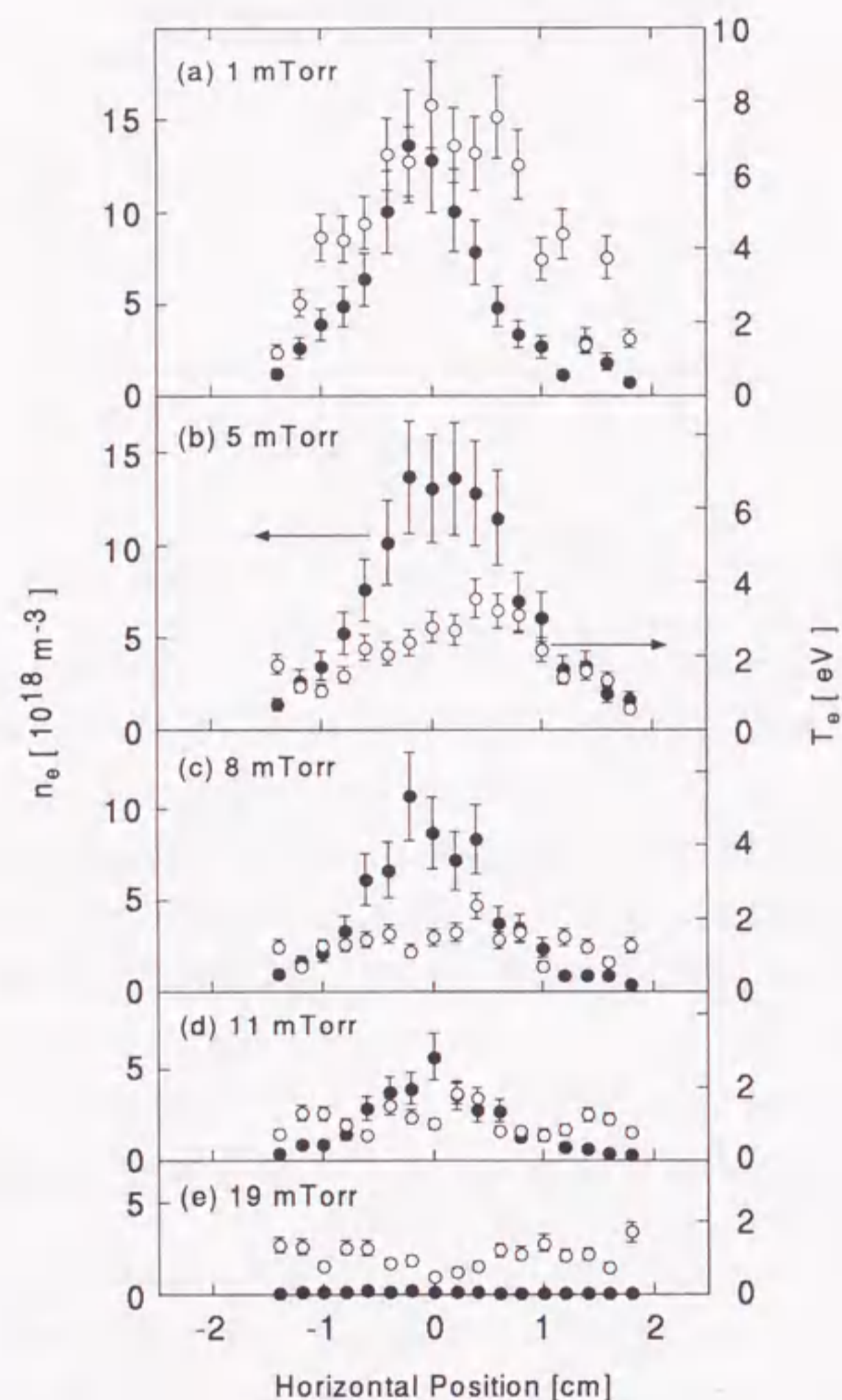


図 2.14: 放電電流 67 A 時の電子密度、電子温度の径方向分布の中性ガス圧による変化 (TPD-I 装置)。中性ガス圧の上昇に伴い、電子温度、電子密度は低下し、非接触プラズマが発生している。

eV であった。プラズマテスト部の中性ガス圧を上昇させると電子温度は 2 eV 程度まで低下し、径方向分布は中心部の温度の高い Peak 型の分布から平坦な分布へと変化した。ここで、非接触プラズマ中のプローブ測定で得られる電子温度は、2.3 節で述べたような分光学的に評価した電子温度より高く評価しているため注意が必要である (第 4 章を参照)。前節でも述べたように、中性ガス圧の上昇とともに電子密度は一旦増加するが、更に中性ガス圧が増加すると電子密度は減少して、径方向分布は平坦化する。中性ガス圧 $P \sim 19$ mTorr では 10^{17} m^{-3} 程度まで電子密度が低下した。また、 $P \geq 11$ mTorr (ターゲットガス流量 ≥ 250 sccm) では、終端板へのプラズマ熱流は測定限界である 1.5 kW/m^2 まで低下し、終端板前面での発光はほとんど観測されなくなった。以上のことから、 $I_d \sim 67$ A 放電では、中性ガス圧を増加させることによって、非接触プラズマが発生しているといえる。

一方、放電電流が 10 A の場合の、同じ位置での電子密度、電子温度の径方向分布の中性ガス圧の増大による変化を図 2.15 に示す。初期状態の電子密度、電子温度はそれぞれ、 $n_e \sim 0.8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、 $T_e \sim 5$ eV であった。 $I_d \sim 67$ A の高密度プラズマの場合と異なり、中性ガス圧を 3 ~ 22 mTorr の範囲で変化させても、電子温度はほとんど変化していない。電子密度は、前述の 67 A の時は $P \sim 19$ mTorr 時で約 100 分の 1 程度にまで減少したが、10 A の場合には $P \sim 22$ mTorr 時でも、3 mTorr 時の約 4 分の 1 の減少にとどまっていた。さらに、終端板へのプラズマ熱流は、 $P \sim 22$ mTorr 時でも初期状態からの減少幅は小さく、測定可能であり、プラズマの発光も観測され、非接触プラズマは発生しなかった。

図 2.16 はプラズマコラム中心部のプラズマ圧力の中性ガス圧依存性を示している。プラズマ圧力は探針で測定した電子密度と電子温度の積で評価し、イオン温度の寄与、プラズマ流の寄与は無視した。ここで本実験において非接触プラズマの発生にいたる条件下では、プラズマ圧力は中性ガス圧力に比べて高い状況にあることを注意しておく。ターゲットガスを注入する前 (初期状態) の電子密度が高い場合、中性ガス圧力の増加に伴う下流側のプラズマ圧力の減少は、上流側に比べて著しく大きい。一方、初期状態の電子密度が低い場合、中性ガス圧力の上昇とともに、プラズマ圧力は上流、下流ともによく似た傾向で徐々に減少した。このことから、非接触プラズマの発生が可能な高密度プラズマの場合は上流と下

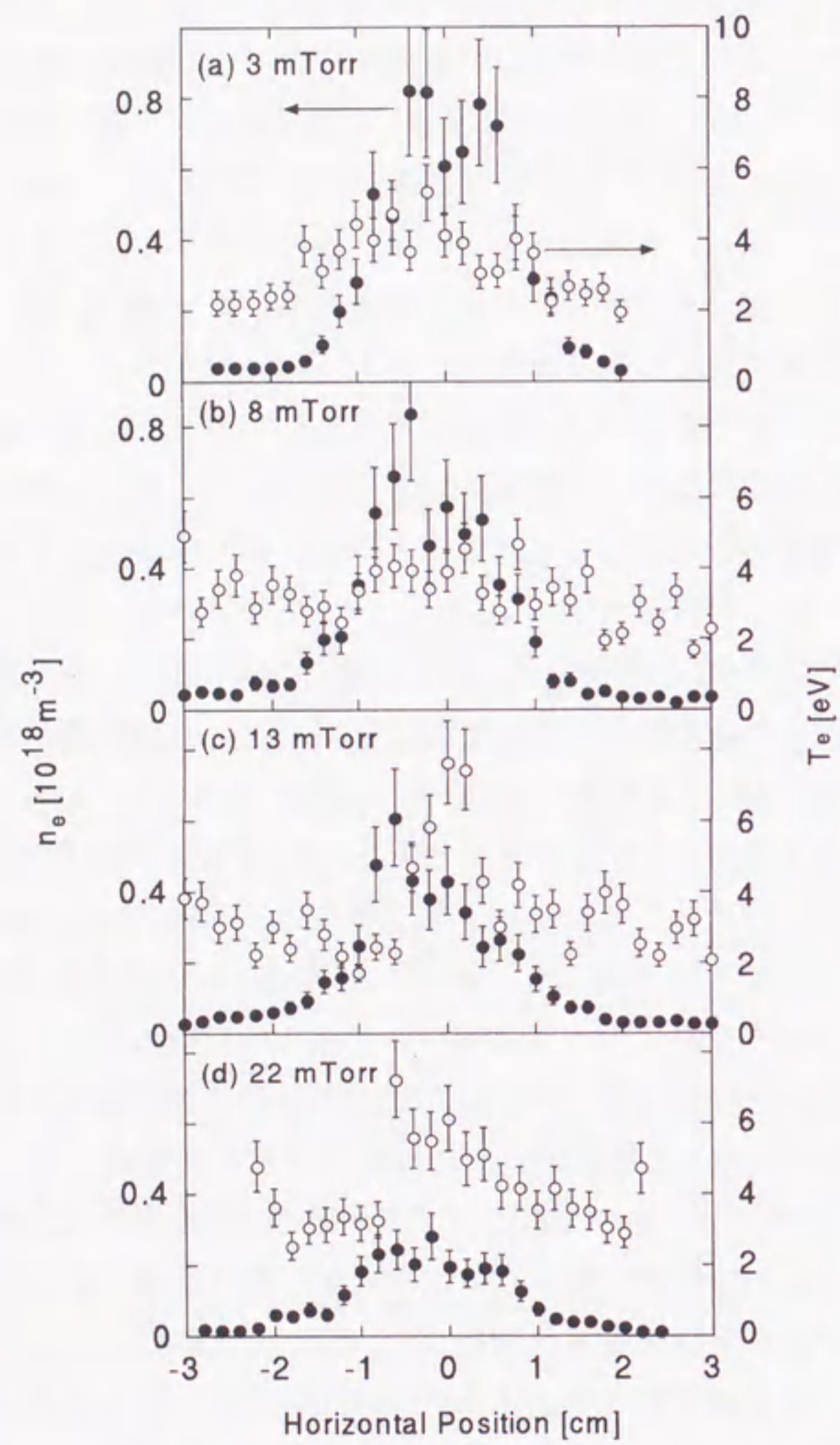


図 2.15: 放電電流 10 A 時の電子密度、電子温度の径方向分布の中性ガス圧による変化 (TPD-I 装置)。中性ガス圧が増大しても、非接触プラズマは発生していない。

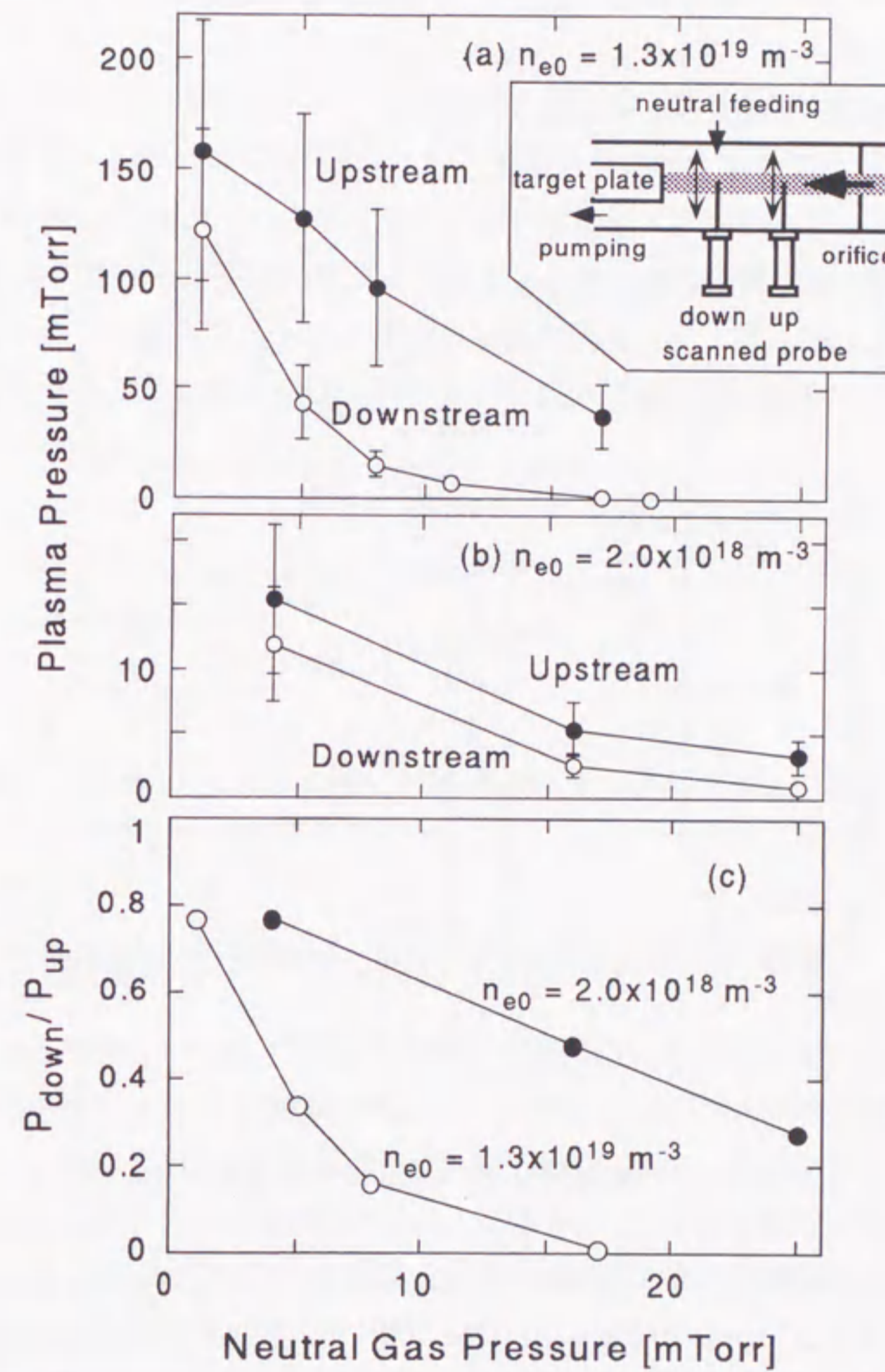


図 2.16: 磁力線方向のプラズマ圧力のターゲットガス圧に対する変化。(a) $n_{e0} \sim 1.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、(b) $n_{e0} \sim 2.0 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、(c) 上流と下流のプラズマ圧力の比

流の間に大きなプラズマ圧力勾配が発生するが、非接触プラズマの発生しない低密度プラズマでは磁力線に沿って大きなプラズマ圧力勾配は発生しないことが分かる。

終端板への熱流束 Q の変化を比較してみると、熱流束の減少率 Q/Q_0 (ここで、 Q_0 はターゲットガス注入前の熱流束を示す) は図 2.17 に示すように強い電子密度依存性を示した。中性ガス圧力が 7 mTorr、9 mTorr、15 mTorr の時の熱流束減少率を初期状態の電子密度に対してプロットした。初期電子密度が低下すると、中性ガス圧力を高くしても、熱流束減少率は著しく小さくなることから、プラズマのエネルギー損失は何らかの原因で十分に行われなくなることを示している。

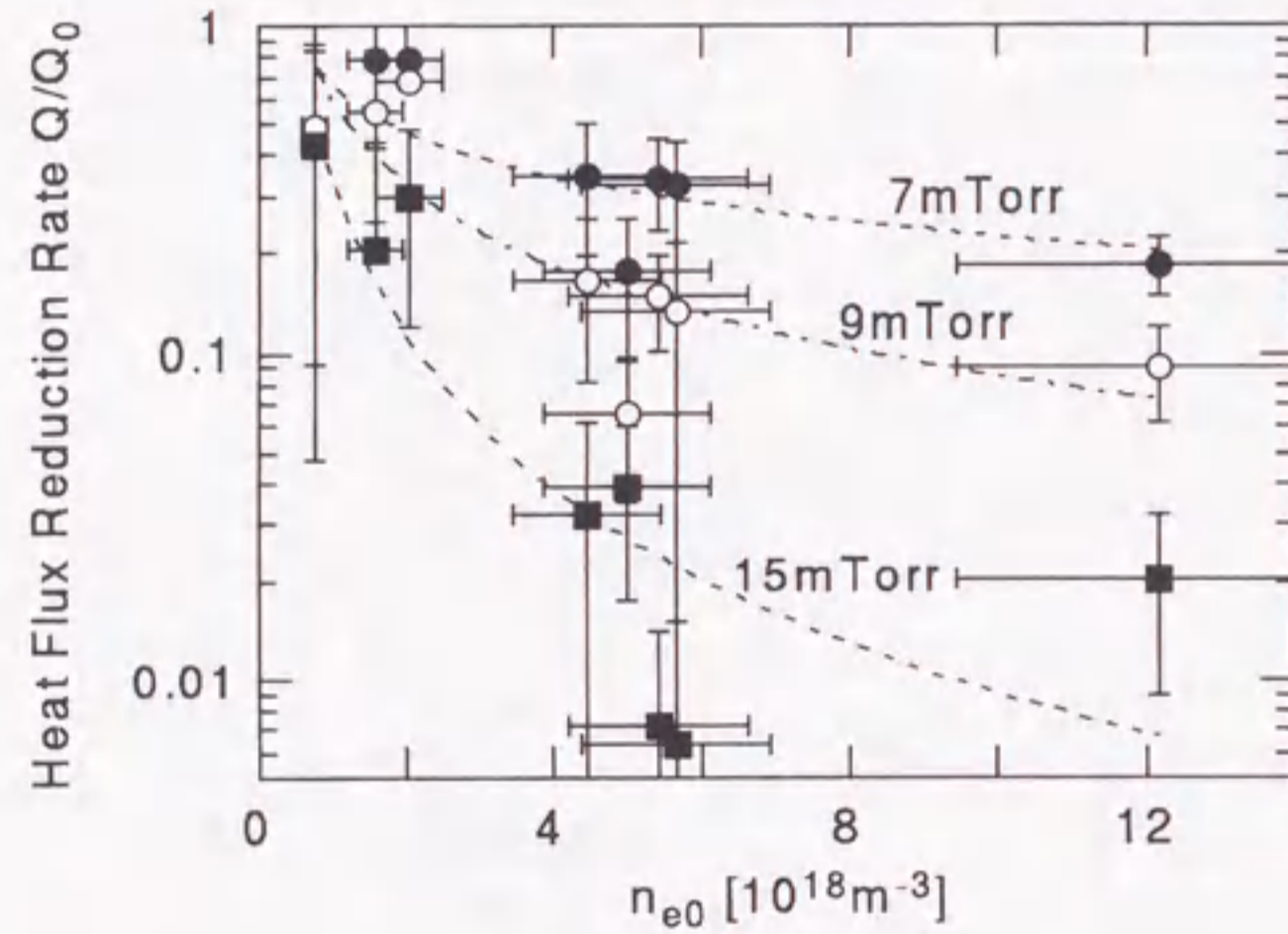


図 2.17: 熱流減少率のプラズマ密度依存性

図 2.18 は非接触プラズマが発生するのに必要な中性ガス圧 P_{detach} の電子密度依存性を示している。ここで P_{detach} は終端板へのプラズマ熱流束が 1.5 kW/m^2 以下になる時の中性ガス圧と定義する。電子密度があるしきい値より高い場合には、非接触プラズマ発生に必要な中性ガス圧力は緩やかに上昇していくが、逆にしきい値より電子密度が低下すると、非接触プラズマ発生に必要な中性ガス圧力は急激に増大することが分かる (電子密度が $n_e \sim 1.6 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 以下では、本実験条件では非接触プラズマは発生しなかった)。以上の実験結果から、非接触

プラズマ発生条件には、初期状態のプラズマ密度に対する依存性があり、下限しきい値となるプラズマ密度の存在が明らかになった。

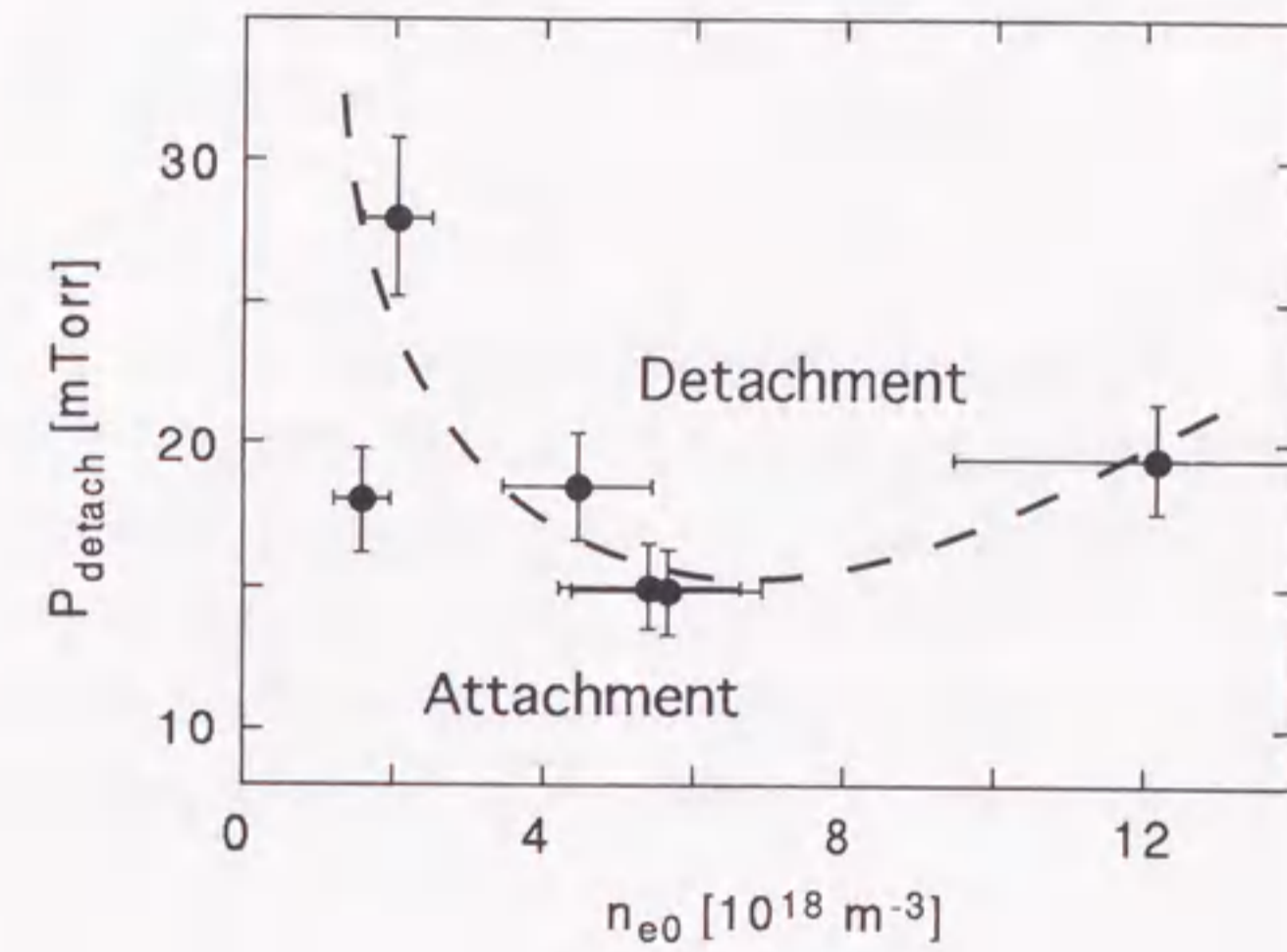


図 2.18: 非接触プラズマ発生に必要な中性ガス圧のプラズマ密度依存性

2.5 非接触プラズマにおけるエネルギー平衡

ここでは、前節で示した非接触プラズマ発生におけるプラズマ密度依存性について、プラズマエネルギー平衡の観点から考察する。プラズマのエネルギー損失過程として、電子についてはイオンとの温度緩和に基づくイオンへのエネルギー伝達、中性粒子及びイオンの電離と励起、三体再結合、放射再結合、終端板への流出による損失、イオンについては中性粒子との荷電交換と弾性衝突、終端板への流出による損失が考えられ、電子、イオンのエネルギー保存の式は、それぞれ、式 (2.5)、(2.6) のようになる。本研究で扱う直線型装置で生成されるプラズマの電子温度は 10 eV 以下であり、二価以上のイオンの生成効率は非常に低いと考えられるので、ここでは一価イオンのみ考える。

$$n_e V \frac{dT_e}{dt} = P_{in} - \frac{n_e(T_e - T_i)}{\tau_T^{ei}} V - n_e n_z \langle \sigma v \rangle_{ioniz} E_{ioniz} V - \sum_z n_e n_z L_z V - \gamma_e \Gamma_e S \quad (2.5)$$

$$n_i V \frac{dT_i}{dt} = \frac{n_i(T_e - T_i)}{\tau_T^{ei}} V - n_i n_z \langle \sigma v \rangle_{cx+in} (T_i - T_z) V - \gamma_i \Gamma_i S \quad (2.6)$$

ここで、 n_e 、 n_i 、 n_z は電子密度、イオン密度、中性粒子密度、 T_e 、 T_i 、 T_z は電子温度、イオン温度、中性粒子温度、 P_{in} はプラズマへの入力パワー、 $\langle \sigma v \rangle_{ioniz}$ は電離速度係数、 $\langle \sigma v \rangle_{cx+in}$ は荷電交換とイオン-中性粒子弾性衝突速度係数、 E_{ioniz} は電離エネルギー、 V はプラズマの体積、 S はプラズマの終端板接触部分の面積を表す。また、 L_z は放射損失係数であり、図 1.6 に示すような電子温度依存性がある（ヘリウムは黒丸の実線で表されている）。 τ_T^{ei} は電子-イオン温度緩和時間であり、次式で与えられる [24]。

$$\tau_T^{ei} = \frac{3\sqrt{2\pi}\epsilon_0^2 m_e^{-\frac{1}{2}} m_i T_e^{\frac{3}{2}}}{n_i Z_i^2 e^4 \ln \Lambda} \quad (2.7)$$

ここで、 ϵ_0 は真空の誘電率、 Z_i はイオンの荷電数、 e は素電荷量、 $\ln \Lambda$ はクーロン対数を表す。また、本研究で用いている実験装置のような直流放電形式の場合、放電注入電力は主に電子に投入されるため、電子のエネルギー平衡の式にのみ入力パワーの項を加えてある（式 2.5 の右辺第一項）。

ヘリウムに関する各種原子分子過程の反応速度係数を示した図 1.5 より [20, 21]、電子温度が 5 eV より低い領域では、ヘリウム原子の電離、励起の速度係数は急激に小さくなり、1 eV 以下ではヘリウムイオンの三体・放射再結合の速度係数が大きくなるのが分かる。電子温度が 5 eV より高い場合には、電離、励起による電子のエネルギー損失が有効であるが、電子温度が低下し、5 eV より低くなると、これらの過程によるエネルギー損失は有効でなくなる。そのため、イオンとの温度緩和による電子のエネルギー損失が重要になる。式 (2.7) を式 (2.5) の右辺第 2 項あるいは式 (2.6) の右辺第一項に代入すると分かるように、電子とイオンのエネルギー緩和に基づき授受されるパワーはプラズマ密度の 2 乗に比例している。したがって、温度緩和による単位時間当たりの電子のエネルギー損失量はプラズマ密度に依存することになる。つまり、十分プラズマ密度が高い場合には、電子温

度の低下によって、電離・励起による損失量は減少しても、イオンとの温度緩和による損失が相対的に大きくなるため、電子のエネルギーは減少し、電子温度は低下していく。しかし、プラズマ密度が十分高くないと、電離・励起によって 5 eV 程度までは電子温度は低下するが、イオンとの温度緩和による損失が不十分なため、それ以上のエネルギー損失過程がなくなり、電子温度は低下せず、プラズマ熱流も減少しないと考えられる。

実際にはプラズマは真空容器の中に、ある有限の時間閉じ込められており、たとえ電子-イオンの温度緩和が十分に起きる条件下でも、温度緩和が粒子閉じ込め時間内に起きなくては意味のあるものとならない。そこで電子-イオン温度緩和が、プラズマがオリフィスから流入してきて終端板に達するまでの間（プラズマ粒子閉じ込め時間）にどの程度起こりうるかを評価する。図 2.19 は磁力線方向のプラズマ粒子閉じ込め時間 τ_p に対する電子-イオン温度緩和時間 τ_T^{ei} のプラズマ密度依存性を示している。ここで τ_p は

$$\tau_p = \frac{L}{0.2C_s}, \quad \left(\text{ただし, } C_s = \sqrt{\frac{T_e}{m_i}} \right) \quad (2.8)$$

として評価した。 L はプラズマ長（ここでは 1 m）、 C_s はイオン音速、 T_e は電子温度、 m_i はプラズマイオンの質量を表す。 τ_T^{ei}/τ_p が 1 より小さければ小さいほど閉じ込め時間内に頻りに電子とイオンの温度緩和が起きることを意味する。 τ_T^{ei} は、 $T_e^{\frac{3}{2}}$ に比例するため、電子温度が低いほど、電子とイオンの温度緩和は促進される。また、単位時間当たりの電子-イオン温度緩和によって電子からイオンへのエネルギー移動量は、プラズマ密度の 2 乗に比例するので、プラズマ密度が高いほど、十分温度緩和が生じることが分かる。よって、TPD-I あるいは NAGDIS-II 装置の高密度プラズマ領域 ($n_e \sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、 $T_e < 5 \text{ eV}$) では $\frac{\tau_T^{ei}}{\tau_p} < 1$ であるため、電子-イオン温度緩和過程は閉じ込め時間内に十分に生じ、電子の主なエネルギー損失過程となり得ると考えられる。

低電子温度、高密度プラズマの場合には、電子とイオンの温度緩和によって電子からイオンへのエネルギーの供給がある。イオンに供給されたエネルギーは主に荷電交換、弾性衝突によって中性粒子に移行し損失しなければ、イオン温度が上昇し電子温度に近づくため、イオンへの伝達エネルギーは逐次小さくなる。従って、プラズマとしてのエネルギー損失にはならなくなる。電子との温度緩和によっ

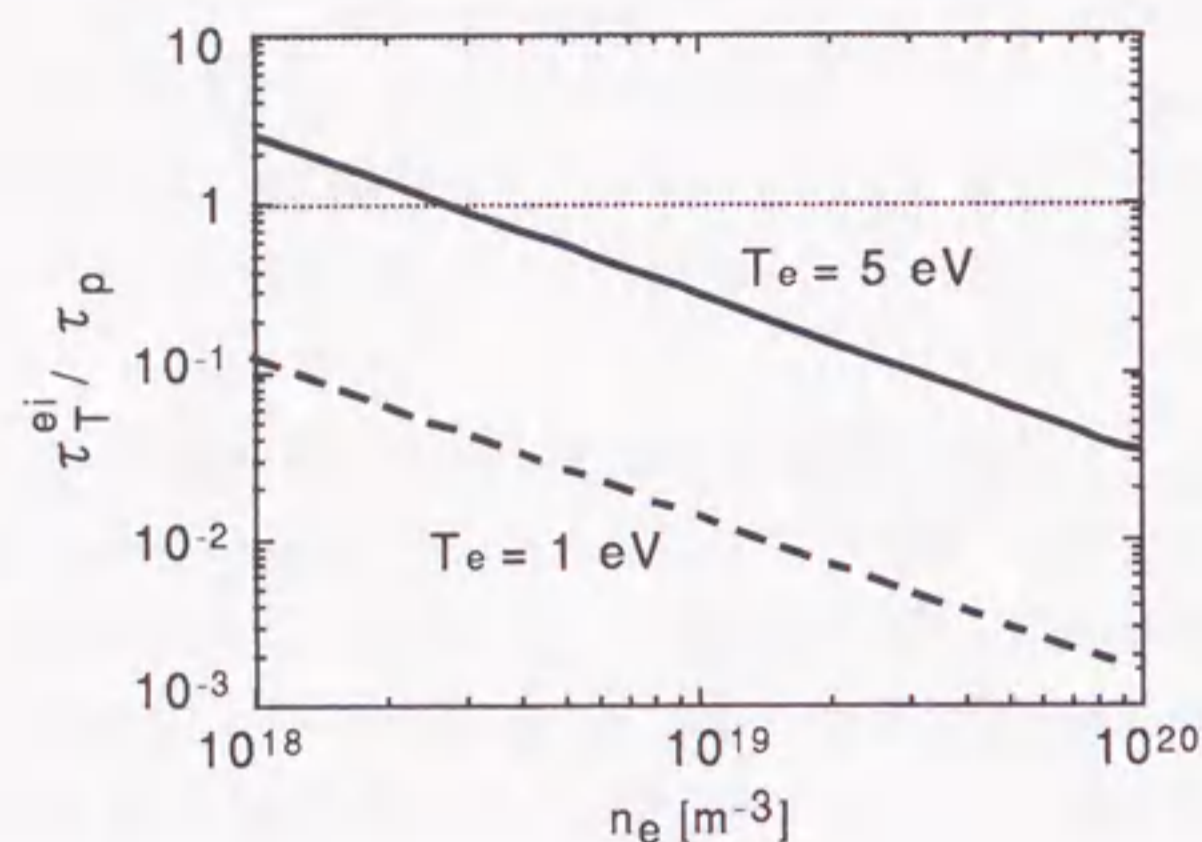


図 2.19: 電子-イオン温度緩和時間と粒子閉じ込め時間の比のプラズマ密度依存性

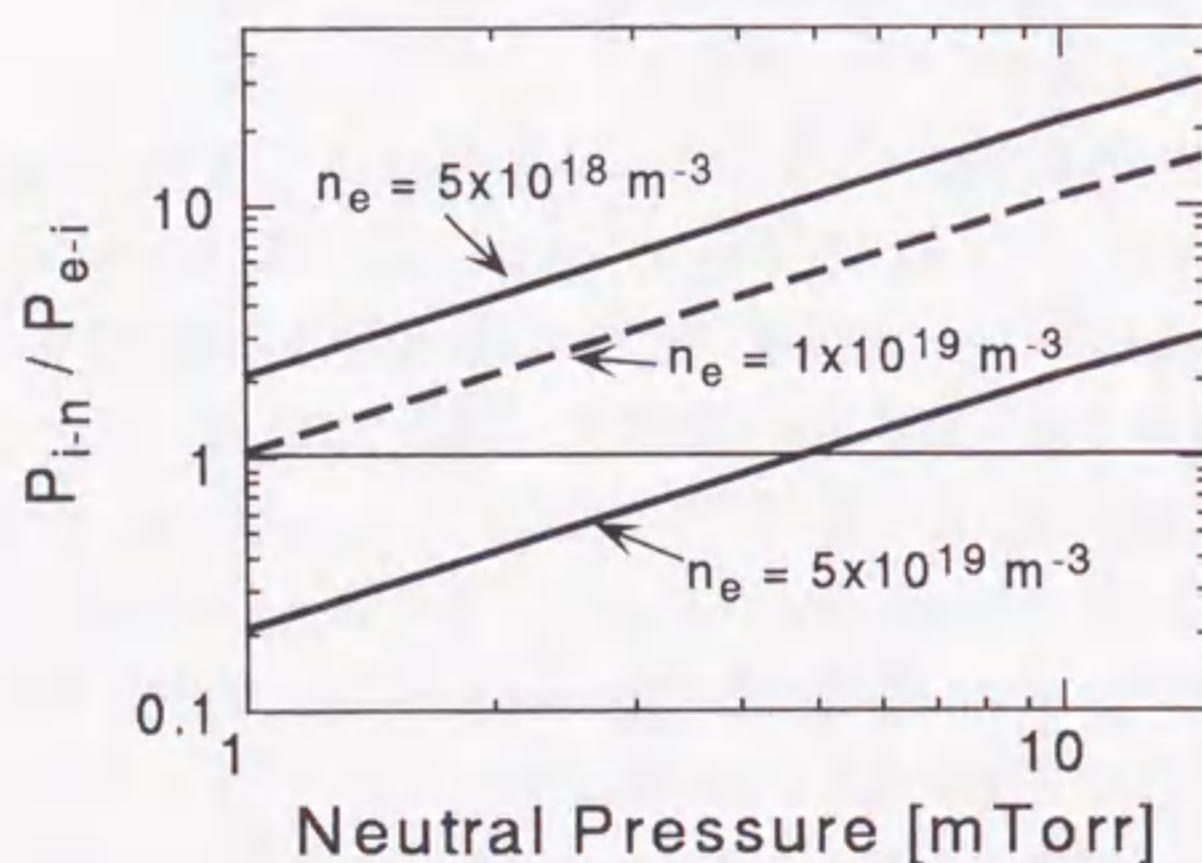


図 2.20: 0次元モデルによるイオンエネルギー損失量の評価。電子温度は 5 eV、イオン温度は 1 eV、中性ガス温度は 0.03 eV と仮定した。

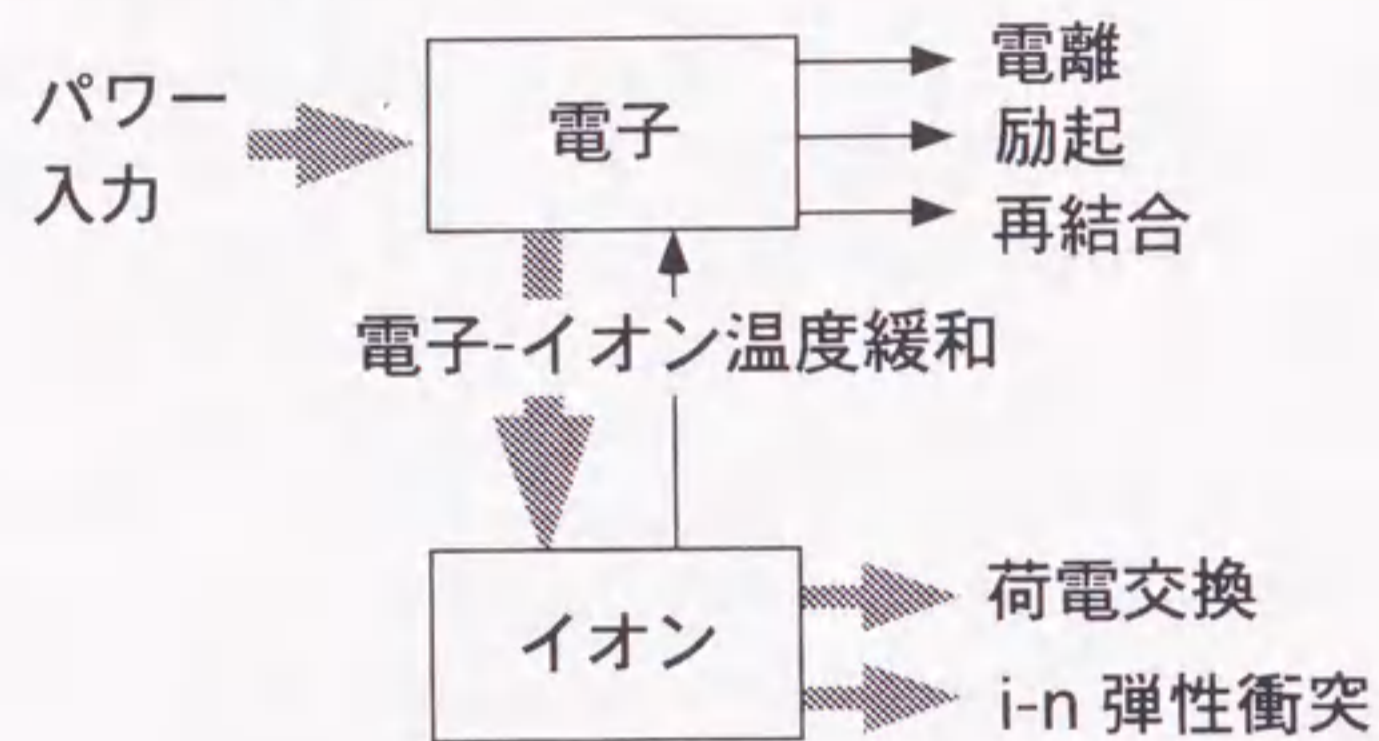
てイオンに供給されるエネルギーと、荷電交換・弾性衝突によってイオンから中性粒子に流出するエネルギーの比 P_{i-n}/P_{e-i} は

$$\frac{P_{i-n}}{P_{e-i}} = \frac{n_i n_z \langle \sigma v \rangle_{cx+in} (T_i - T_z)}{n_i (T_e - T_i) \tau_T^{ei}} \quad (2.9)$$

と表せる。これを中性ガス圧に対して計算すると、図 2.20 のようになる。ここで、電子温度は 5 eV、イオン温度は 1 eV、中性ガス温度は 0.03 eV と仮定した。本実験で扱うプラズマ条件の範囲では、中性ガス圧を実験で扱っているような数 mTorr の範囲で上昇させてゆけば、 $P_{i-n} > P_{e-i}$ となることから十分に荷電交換・弾性衝突は十分にイオンのエネルギー損失機構となると考えられる。

以上のことを、模式的にまとめると図 2.21 のようになる。高密度プラズマの場合にはイオンを介した電子エネルギーの十分な損失と中性粒子との衝突過程に伴うイオンエネルギーの十分な損失があるため電子温度が低下し、プラズマ熱流、プラズマ圧力の減少を伴う非接触プラズマが発生すると考えられる (図 2.21 (a))。一方、低密度プラズマの場合には電子とイオンの温度緩和時間はプラズマ粒子閉じ込め時間に比べて長くなるために、電子からイオンへのエネルギーの授受は不十分になると考えられる。そのため、電子のエネルギー損失過程として、電離、励起過程が主になると考えられるが、TPD-I や NAGDIS-II で生成されるプラズマの電子温度領域 ($T_e \sim 5$ eV) では、電子のエネルギー損失は中性ヘリウムの電離、励起だけでは十分でなく、結果として電子温度は低下できず、熱流の減少率も小さくなり、非接触プラズマが発生しなかったと考えられる (図 2.21 (b))。また、これまでの考察の妥当性は、実験配位に即した二次元流体シミュレーションコード (B2 code) による計算結果からも示されている [25]。トカマク実験装置では、本章で述べた電子とイオンの温度緩和による電子からイオンへのエネルギー移行によって電子温度が低下し、三体・放射再結合が生じる過程に加えて、図 1.6 のような適当な不純物を用いて放射損失・電離によって電子温度を 1 eV 程度まで低下させて、三体・放射再結合によりプラズマ粒子損失を促進させている。また、次章で詳述する振動励起状態の分子の介在した分子活性化再結合も重要視されている。

(a) 高密度プラズマ



(b) 低密度プラズマ

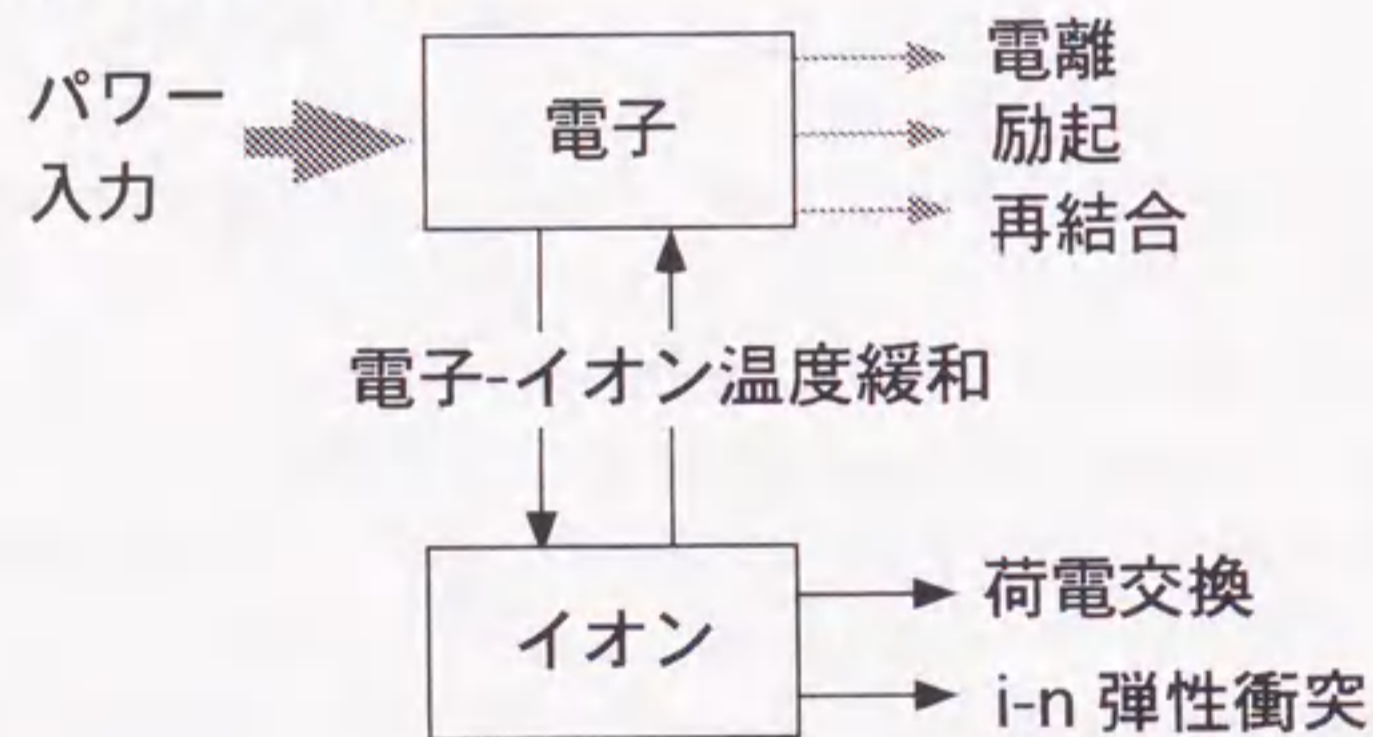


図 2.21: プラズマエネルギー損失過程のモデル図、(a) 高密度プラズマの場合 (非接触プラズマ発生)、(b) 低密度プラズマの場合 (非接触プラズマは発生しない)

2.6 結言

直線型ダイバータ模擬実験装置 TPD-I と NAGDIS-II で観測された非接触プラズマの特徴と、実験的に観測された非接触プラズマ形成におけるプラズマ密度依存性について、プラズマのエネルギー損失過程を通して考察した。

ヘリウムプラズマにヘリウム中性ガスを注入することにより、非接触ヘリウムプラズマの発生が観測された。非接触ヘリウムプラズマにおいては、プラズマテクト部の中性ガス圧力の上昇に伴うプラズマ終端板へのプラズマ熱流束の低減、イオン飽和電流の減少、磁力線に沿ったプラズマ圧力の低下、高い励起準位からの発光スペクトル及び連続スペクトルが観測された。また、バルマー系列のスペクトル線の強度から励起準位の占有密度を算出すると、主量子数 n が 6 以上の励起準位は非接触プラズマ中の電子と部分的局所熱平衡状態 (pLTE) にあることが示され、その解析によって非接触プラズマの電子温度が 0.5 eV 以下であることが分かった。電子温度が 1 eV 以下の低温では三体・放射再結合の反応速度係数は電離過程に比べて十分に大きくなることから、非接触ヘリウムプラズマ中では三体・放射再結合によるプラズマ粒子の消滅が起きていることが明らかとなった。

非接触プラズマの形成には、プラズマ密度に対する依存性があり、特にプラズマ密度が低い場合には中性ガス圧力を増大しても、電子温度が低下せず、非接触プラズマが発生し難い、すなわち、密度下限閾値のあることを実験的に示した。この実験結果について、プラズマのエネルギー平衡に基づき考察した。高密度プラズマの場合には、イオンへの電子エネルギーの十分な損失、そして中性粒子との衝突に伴うイオンエネルギーの十分な損失の両過程があるために、電子温度が三体・放射再結合が起ころうる温度まで低下し、非接触プラズマが発生すると考えられる。一方、低密度プラズマの場合には電子とイオンの温度緩和時間はプラズマ粒子閉じ込め時間に比べて長くなるために、電子からイオンへのエネルギーの受け渡しは不十分になると考えられる。そのため、電子のエネルギー損失過程として、電離、励起過程が重要になるが、プラズマの電子温度が 5 eV 以下に低下してしまうと、電子のエネルギー損失として中性ヘリウム原子の電離、励起の効果は極めて小さくなり、結果として三体・放射再結合が起きる温度まで電子温度は低下できず、非接触プラズマが発生しなかったと考えられる。以上より、電子温度

が 5 eV 以下で、イオンのエネルギー損失が十分な場合、プラズマエネルギー損失過程としては、電子-イオン間の温度緩和が重要な役割を果たすことを解析的に明らかにした。

付録 2.A.1 TPD-I 装置の放電部構造

TPD-I 装置は定常高密度プラズマ発生装置として、核融合科学研究所の前身である名古屋大学プラズマ研究所創立後間もないころに建設された。TPD (Test Plasma Dc discharge) 型放電の特徴は、2つのソレノイドコイルに互いに逆向きの電流を流すことで形成されるカusp磁場の中心付近に陰極を置き、その磁場配位と中間電極のつくる電位構造によって陰極から陽極に向けてプラズマ径を収束し、高密度プラズマを生成する点にある。TPD-I 装置の概要は図 2.1 に示した。装置は大きく分けて、放電部とプラズマテスト部からなるが、ここでは放電部について述べる。

放電部は、陰極、中間電極、陽極からなる。陰極と陽極の間隔は約 30 cm でこの間に直流電圧を印加し放電を行う。放電部の中性ガス圧力は数 Torr と比較的高い。陰極には熱電子放出係数の大きい LaB_6 を使用している。放電部の磁場配位は、先に述べたように、陰極後方にヌル点のあるカusp磁場を形成しており、その磁場配位と中間電極のつくる電位構造によって陰極から陽極に向けてプラズマ径を収束し放電部の断面積を小さくして、プラズマを高密度化している。図 2.22 に TPD-I 装置の陽極ならびに中間電極の断面図を示す。陰極と陽極の間には 12

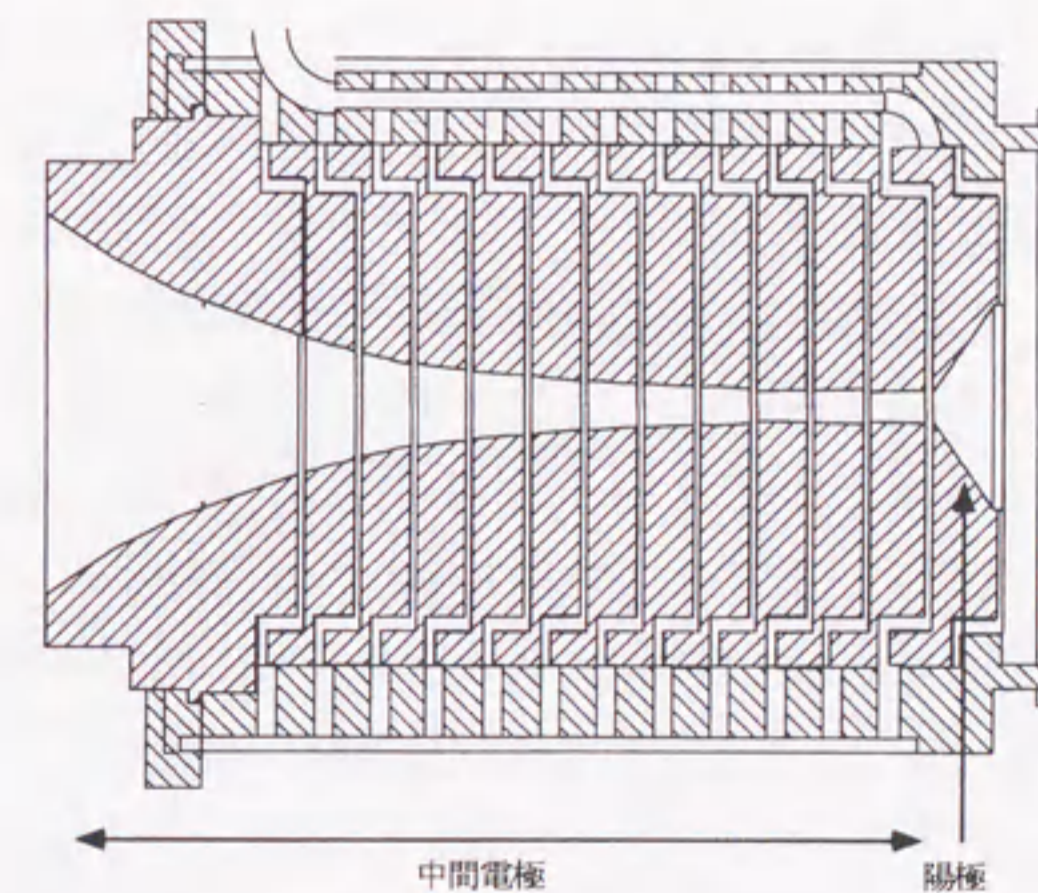


図 2.22: TPD-I 装置の陽極、中間電極の断面図。中間電極は 12 枚に分割されており、各々は電氣的に絶縁されている。

枚に分割され、各々電氣的に絶縁し、水冷機構も備えた浮遊電極（中間電極）が設置してある。中間電極を設置することにより安定な大電流放電が形成されることが経験的に得られている。生成されたプラズマは陽極中央にある直径 0.8 cm の穴を通過しプラズマテスト部に導入される。カスプ磁場は放電路の断面積を拡大し陰極面を有効に利用できるとともに、陰極面の一部への放電の集中を防ぐことで、高密度プラズマの生成に寄与している。陰極 (LaB₆) の加熱方式は、プラズマイオン衝撃を利用した自己加熱方式であるため、LaB₆ の温度が低い放電立ち上げ時は、二次電子の放出が十分となるよう放電電圧の高いグロー放電を採用している。プラズマ密度の増大と共にイオン衝撃によって LaB₆ が十分に加熱され、熱電子放出が増大すると、放電電圧は低下し、安定したアーク放電へと移行する。放電は数時間に及ぶ連続運転が可能である。

付録 2.A.2 NAGDIS-II 装置の放電部構造

NAGDIS-II 装置は、放電方式として TPD 方式を参考にして、名古屋大学大学院工学研究科に新たに建設された。装置全体の概要は図 2.3 に示した。装置は放電部、高周波加熱部、プラズマテスト部により構成され、装置長 2.8 m、内径 0.2 m の SUS 製水冷二重円筒真空容器からなる。図 2.23 に NAGDIS-II 装置放電部の断面図を示す。放電部は、外部加熱ヒーター付き陰極、中間電極、陽極からなる。プラズマは TPD 型直流放電により生成される。放電部の中性ガス圧力は数百 mTorr である。磁場配位は図 2.23 中の陰極から陽極に向かう曲線が示すように陰極前面にカスプ磁場を形成し、TPD-I 同様、陽極に向かって磁場は収束していき、プラズマの高密度化を図っている。TPD-I 装置と異なる点は、陰極に外部加熱型熱陰極を採用していること、中間電極を構造の簡単な一体型にしていることが挙げられる。図 2.24 に陰極構造の模式図を示す。熱電子放出を担う陰極材料には LaB₆ を使用している。LaB₆ 及び外部加熱ヒーターは、モリブデンの容器内に収められている。ヒーターにはタングステンを使用し、電氣的には放電電源から絶縁されている。専用電源を用いてヒーターに電流を流し、ジュール加熱を行い、その輻射熱により LaB₆ を加熱する傍熱型方式を採用している。この方式で LaB₆ は熱電子放出が十分な温度まで加熱することが可能である。外部加熱型熱陰極の

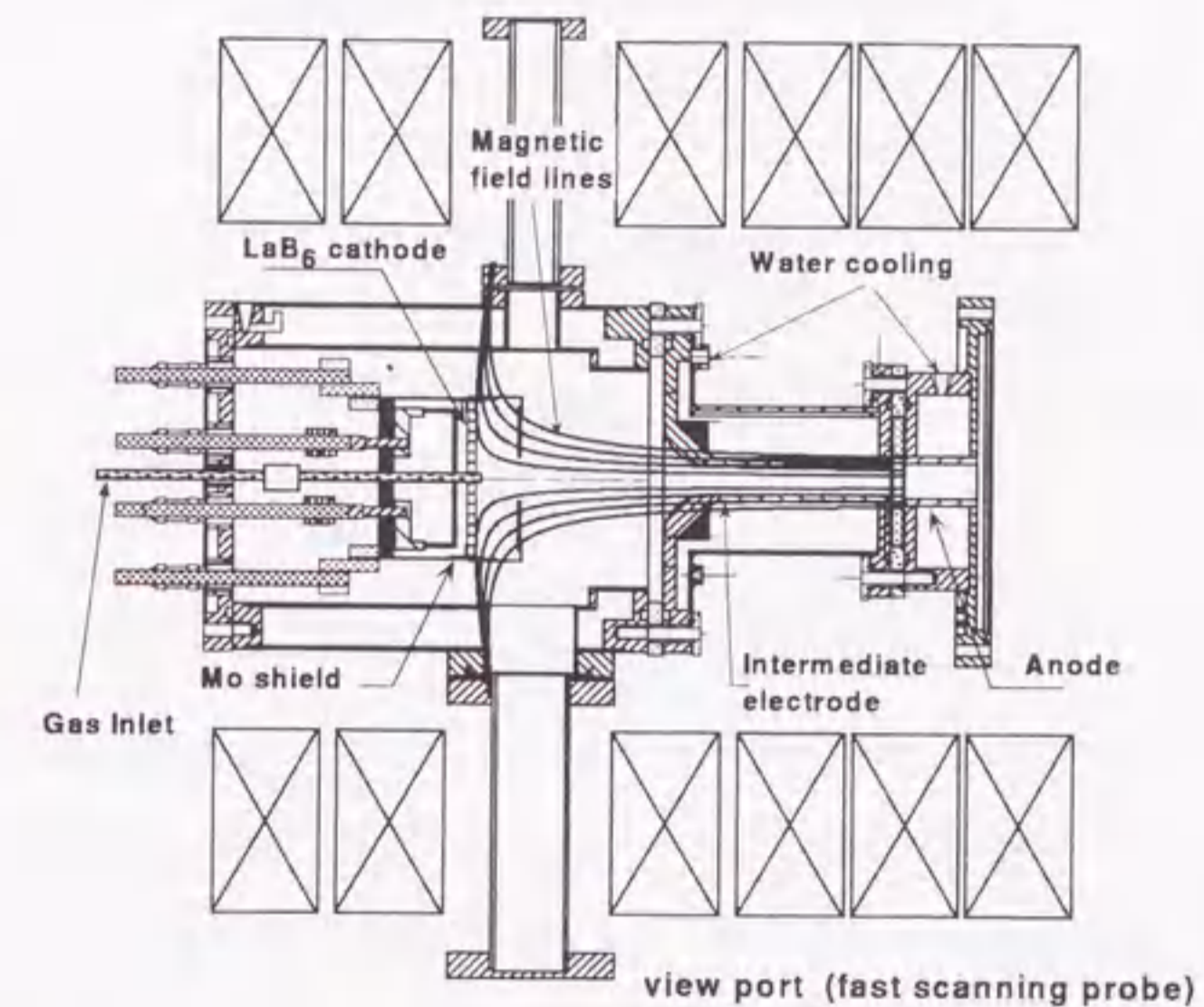


図 2.23: NAGDIS-II 装置の放電部の断面図。陰極から陽極に向かう曲線はカスプ磁場の磁力線を表している。

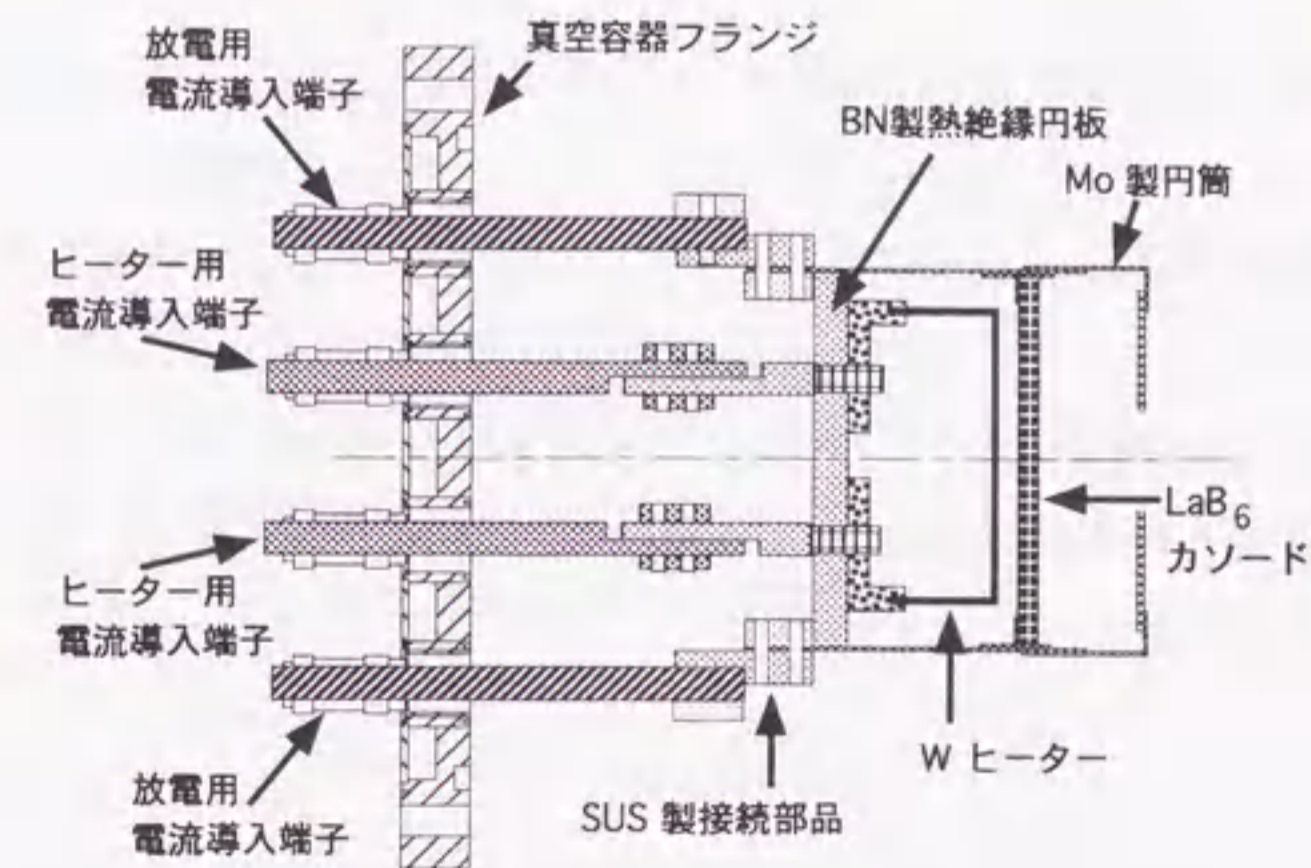


図 2.24: NAGDIS-II 装置の陰極構造の模式図

採用により、従来の TPD 型放電では困難であった高密度水素放電が安定かつ容易に得られるという特徴を有する [9, 10]。

付録 2.A.3 部分局所熱平衡

任意のエネルギー準位 p の占有密度 $n(p)$ の時間変化は次のように表される。

$$\begin{aligned} \frac{dn(p)}{dt} = & \sum_{q < p} C(q, p) n_e n(p) + \sum_{q > p} [F(q, p) n_e + \Lambda(q, p) A(q, p)] n(q) \\ & - \{ [\sum_{q < p} F(p, q) + \sum_{q > p} C(p, q) + S(p)] n_e + \sum_{q < p} \Lambda(p, q) A(p, q) \} n(p) \\ & + [\alpha(p) n_e + \beta(p)] n_i n_e \end{aligned} \quad (2.10)$$

ここで、 $C(p, q)$ 、 $F(q, p)$ はそれぞれ p 準位から q 準位への電子衝突励起と、その逆過程である衝突脱励起の速度係数、 $S(p)$ は p 準位からの電子衝突電離の速度係数、 $\alpha(p)$ は p 準位への三体再結合係数、 $\beta(p)$ は p 準位への放射再結合及び 2 電子再結合係数を表す。 Λ は光学的厚さの指標、 $A(q, p)$ は q 準位から p 準位への遷移確率である。これより、エネルギー準位 p の占有密度 $n(p)$ は、

$$n(p) = r_0(p) n_i n_e + r_1(p) n(1) n_e \quad (2.11)$$

で与えられる。右辺第 1 項は再結合プラズマ成分、右辺第 2 項は電離プラズマ成分と呼ばれる。ここで、 r_0 、 r_1 は再結合プラズマ成分及び電離プラズマ成分の実効的な励起係数で、 n_e 、 T_e の関数である。電離プラズマ成分の励起係数は、主量子数の増大とともに小さくなり、高励起準位の占有密度は主量子数の -4 乗に比例して減少する。再結合プラズマ成分の占有密度は、高励起準位において局所熱平衡 (Local Thermal Equilibrium : LTE) 状態にあると仮定すると、エネルギー準位 p の占有密度 $n(p)$ は、サハーボルツマンの式で表される。

$$n(p) = n_e n_i Z(p) \quad (2.12)$$

ここで、 $Z(p)$ はサハーボルツマン係数で、次式で記述される。

$$Z(p) = \frac{g_p}{2g_i} \left(\frac{h^2}{2\pi m_e T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(\frac{\chi(p)}{T_e} \right). \quad (2.13)$$

ここで、 g_p は p 準位の統計的重率、 g_i はイオンの統計的重率、 h はプランク定数、 m_e は電子の質量、 $\chi(p)$ は p 準位の電離ポテンシャルである。

励起準位が高くなるほど、隣接準位間のエネルギー差が小さくなるため、衝突遷移の速度係数が大きくなる。一方、自然放射遷移確率は主量子数の $\frac{9}{2}$ 乗に比例して減少するため、ある特定の準位以上では放射過程が衝突過程に比べて無視できる。このように、衝突過程が放射過程に比べて支配的となり、放射過程が無視できるようになる準位 p_G は、グリームの境界と呼ばれ、次式で表される。

$$p_G = 8 \times 10^2 \frac{Z^{14}}{(n_e [\text{m}^{-3}])^{1/7}} \left(\frac{T_e}{Z^2 E_i} \right)^{1/7} \quad (2.14)$$

$p \geq p_G$ では衝突過程によってのみエネルギー準位の占有密度が決定され、プラズマ電子と励起準位の電子が熱平衡状態にある部分局所熱平衡状態 (partial Local Thermal Equilibrium : pLTE) が成り立つ。本研究で得られる非接触プラズマのパラメータ ($n_e \sim 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、 $T_e \sim 0.2 \text{ eV}$) では、 $p_G \sim 4.6$ となる。

参考文献

- [1] R. Parker, G.Janeschitz, H.D. Pacher, D. Post, S. Chiochio, G. Federici, P. Ladd, ITER Joint Central Team, Home Teams, J. Nucl. Mater. 241-243 (1997) 1.
- [2] ITER 設計報告、プラズマ・核融合学会誌 73 Supplement (1997).
- [3] 杉原正芳、核融合学会誌 69 (1993) 1150.
- [4] G. Janeschitz, K. Borrass, C. Federici, Y. Igitkhanov, A. Kukushukin et al., J. Nucl. Mater. 220-222 (1995) 73.
- [5] 嶋田道也、プラズマ・核融合学会誌 72 (1996) 858.
- [6] M. Otsuka, R. Ikee, K. Ishii, J. S. R. T. 15 (1975) 995.
- [7] 大塚正元、日本物理学会誌 35 (1980) 428.
- [8] 藤田順治、石井和重、大野哲靖、第4回専門講習会「プラズマ生成・制御の基礎」(社)プラズマ・核融合学会 (1991) 127.
- [9] S. Narita, N. Ezumi, N. Ohno, Y. Uesugi, S. Takamura, *Proceedings of 1996 International Conference on Plasma Physics, Nagoya, Japan*, 2 (1996) 1362.
- [10] N. Ezumi, N. Ohno, Y. Uesugi, J. Park, S. Watanabe, S.A. Cohen, S.I. Krasheninnikov, A.Yu. Pigarov, M. Takagi, S. Takamura, *Proceedings of 24th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Berchtesgaden, Germany*, Vol.21A, PartIII (1997) 1225 .
- [11] 増崎貴、大野哲靖、高木誠、高村秀一、Trans. IEE of Jpn. 112-A (1992) 913.
- [12] 佐藤国憲、レーザー研究 19 (1991) 508.
- [13] G.F. Matthews, J. Nucl. Mater. 220-222 (1995) 104.
- [14] S.I. Krasheninnikov, Contrib. Plasma Phys.36 (1996) 293.
- [15] P.C. Stangeby, "The Sheath" in "Physics of Plasma - Wall Interactions in Controlled Fusion", ed. by D.E. Post and R. Behrisch (Plenum Press, 1984) p.41.
- [16] T. Fujimoto, J. Phys. Soc. Jpn. 47 (1979) 265; 47 (1979) 273; 49 (1980) 1561; 49 (1980) 1569.
- [17] 藤本孝、核融合研究 64 (1990) 338.
- [18] 藤本孝、プラズマ・核融合学会誌 74 (1998) 536.
- [19] 赤塚洋、鈴木正昭、プラズマ・核融合学会誌 70 (1994) 1196.
- [20] R.K. Janev et al., "Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas", Springer-Verlag(1987).
- [21] T. Kato et al., "Comparison of Ionization Rate Coefficients of Ions from Hydrogen through Nickel" Reports of National Institute for Fusion Science, NIFS-DATA-14 (1991).
- [22] W.L. Wiese, M.W. Smith, B.M. Glennon, Atomic Transition Probabilities Vol. I Hydrogen Through Neon, National Standard Reference Data Series National Bureau of Standards 4 (1966).
- [23] 山本学、村山精一、[プラズマの分光計測] 学会出版センター (1995).
- [24] 高村秀一、「プラズマ加熱基礎論」名古屋大学出版会 (1986) p.41.
- [25] N.Ohno et al., Contri. Plasma Phys. 36 (1996) 339.

第3章 分子活性化再結合の実験的検証と非接触プラズマ発生への寄与

3.1 緒言

最近のトカマク実験装置のダイバータプラズマや直線型ダイバータプラズマ模擬実験装置において形成される非接触プラズマの粒子束、熱流束低減機構として、プラズマ体積再結合が本質的な役割を果たしていることが明らかになってきている [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10]。

トカマク実験装置では水素あるいは重水素を燃料としているので、ダイバータプラズマ領域における非接触プラズマの発生においては、電子-イオン再結合（放射及び三体再結合）過程に加えて、振動励起状態の水素分子が介在した新しい再結合過程として分子活性化再結合（Molecular Activated Recombination : MAR）過程の重要性が指摘されている [11, 12, 13, 14]。分子活性化再結合は 1.3.3 項で述べたように、振動励起状態の水素分子への電子衝突による解離性電子付着によって生成される水素負イオンと正イオンの再結合過程（解離性再結合）と、振動励起状態の水素分子と正イオンの荷電交換によって生成する水素化物正イオンと電子の再結合過程（荷電交換再結合）からなる。速度係数は、次の粒子平衡より定義される。

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma = K_{ion} n_e N - K_{EIR} n_e^2 - K_{MAR} n_e [H_2] \quad (3.1)$$

ここで、 n_e は電子密度、 Γ はプラズマ粒子束、 N は中性原子密度、 $[H_2]$ は水素分子密度、 K_{MAR} は分子活性化再結合速度係数、 K_{EIR} は三体・放射再結合（電子-イオン再結合）係数、 K_{ion} は中性原子の電離速度係数を表す。ヘリウムプラズマについて、衝突輻射モデル CRAMD (Collisional Radiative Atomic Molecular

Code) コード [13] により計算された速度係数は 1.3.3 項の図 1.7 に示した。プラズマ密度は $5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ と仮定している。電子温度が 0.5 eV 以上では、分子活性化再結合の速度係数は電子-イオン再結合に比べて非常に大きな反応速度係数を持つため、分子活性化再結合はイオン粒子束の減少に大きく寄与し、非接触プラズマの形成及び空間構造に変化をもたらすと考えられている。分子活性化再結合を考慮した一次元及び二次元の流体コードを用いた解析結果によると、分子活性化再結合により沿磁力線方向のプラズマ密度の減少がプラズマの上流部から始まり、電子温度は緩やかに低下し、終端板前面においても 2 eV 以上となり、電子-イオン再結合は発生しないという結果が得られている [16, 17]。図 1.7 の分子活性化再結合の速度係数が、低電子温度の場合に低下しているのは、電子温度が下がりすぎると振動励起水素分子が生成されなくなるためであり、逆に高電子温度側の緩やかな速度係数の低下は、水素分子の解離・電離による振動励起状態の水素分子密度の減少によって説明される [13]。このことから分かるように、分子活性化再結合には振動励起状態の水素分子の量が重要である。振動励起状態の水素分子は、ダイバータプラズマ中に多数存在すると考えられているが、その生成過程としては水素分子の固体壁表面からの離脱・放出過程が主であると考えられている。特に励起水素分子の生成は固体壁表面の温度に強く依存するため、表面温度の制御が重要とされている [15]。

本章では、理論的に存在が予測されている新たなプラズマ再結合過程である、分子活性化再結合の実験的検証を直線型ダイバータプラズマ模擬実験装置 NAGDIS-II を用いて行った。3.2 節では、ヘリウムプラズマに水素分子を添加した場合、3.3 節では水素プラズマにおける実験結果について述べる。最近、Alcator C-MOD において、ダイバータプラズマからの発光スペクトルを解析し、分子活性化再結合の存在が示されたが [4]、本研究で行った分子活性化再結合の実験的検証はそれより以前のものである。

3.2 NAGDIS-II 装置における分子活性化再結合の実験的検証

3.2.1 実験方法

実験は 2.2.3 節で説明した NAGDIS-II 装置を用い、放電電流 50 A でヘリウムプラズマを生成した。プラズマテスト部の中性ガス圧力は、複合ターボ分子ポンプの排気速度を制御し、非接触プラズマ発生の中性ガス圧のしきい値である 5 mTorr に設定し、あらかじめ弱い非接触プラズマを発生させておく。このとき、陽極から 0.92 m 離れた位置（上流側と呼ぶことにする）において探針で測定した電子密度は $\sim 6 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、電子温度は $\sim 3.5 \text{ eV}$ であった。この状態を初期状態とし、ここにターゲットガスとしてヘリウムあるいは水素をそれぞれほぼ同じ分圧になるよう注入し、可視発光スペクトルとイオン飽和電流（イオン粒子束）の測定を行った。

3.2.2 ヘリウムプラズマへの水素注入実験

図 3.1 は前節で述べた方法で観測した、陽極から 1.58 m 離れた位置（下流側と呼ぶ）の可視発光スペクトルである。(a, b) は水素ガスを導入した場合、(c, d) はヘリウムガスを導入した場合を示している。また、図 3.2 はその際の上流、下流に設置された高速掃引プローブによるイオン飽和電流（イオン粒子束）の測定結果である。ヘリウムガスを導入した場合は、図 3.1 (c, d) とともに前章でも述べたような三体・放射再結合に伴う高励起準位からの発光スペクトルが観測された。この時、下流のイオン粒子束（図 3.2 (c, d)）は上流のそれに比べて、約 1/5 に減少しており、発光スペクトルの観測結果を考慮すると、三体・放射再結合により、磁力線に沿って大きな粒子損失が生じていることが分かる。

一方、水素ガスを分圧 0.5 mTorr 注入した場合（図 3.1 (a)）は、ほぼ同じ分圧のヘリウムを注入した場合（図 3.1 (c)）に比べて、高励起準位からの発光スペクトルは弱められているが、まだ観測されている。ところが、水素分圧を 1.4 mTorr に上昇した場合（図 3.1 (b)）では、(a) において観測されていた三体・放射再結合に伴う高準位からの発光スペクトルが全く観測されなくなった。この観測結果は、

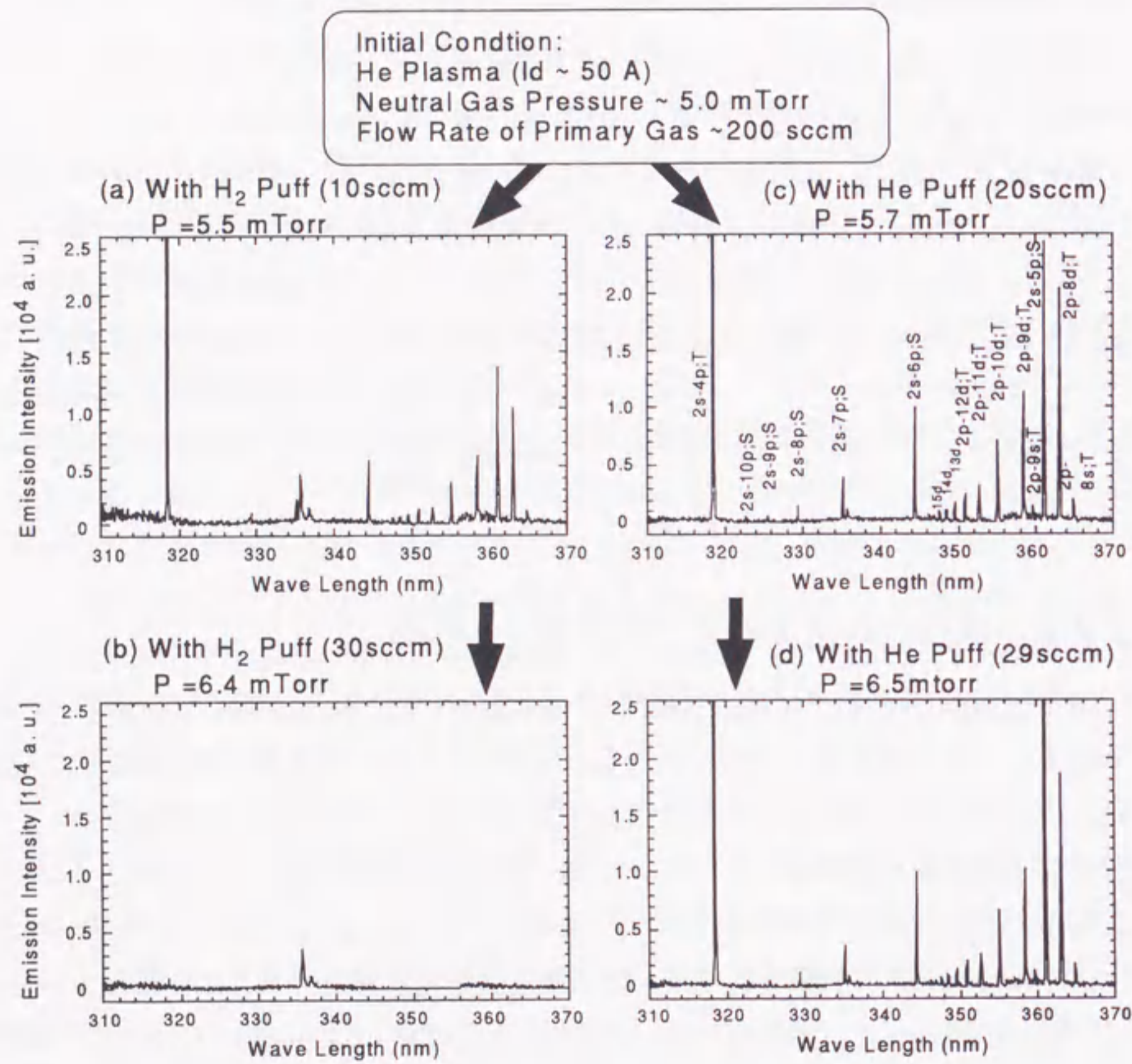


図 3.1: ヘリウムプラズマにヘリウムガスあるいは水素ガスを注入した時の可視発光スペクトルの変化; (a) 水素増加分圧 0.5 mTorr, (b) 水素増加分圧 1.4 mTorr, (c) ヘリウム増加分圧 0.7 mTorr, (d) ヘリウム増加分圧 1.5 mTorr.

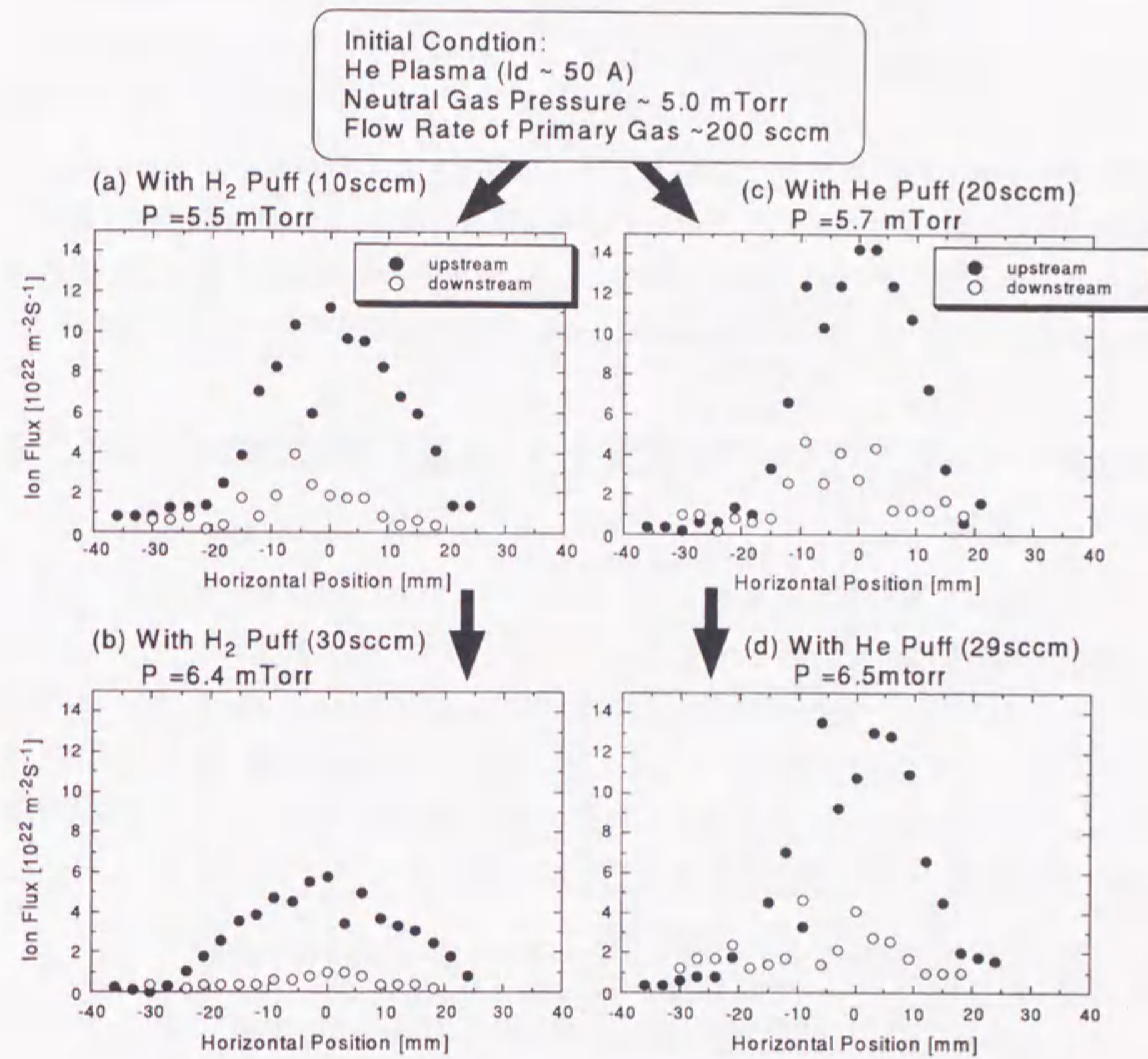


図 3.2: ヘリウムプラズマにヘリウムガスあるいは水素ガスを注入した時のイオン飽和電流 (イオン粒子束) の変化; (a) 水素増加分圧 0.5 mTorr, (b) 水素増加分圧 1.4 mTorr, (c) ヘリウム増加分圧 0.7 mTorr, (d) ヘリウム増加分圧 1.5 mTorr. ここで、縦軸は探針を用いて測定したイオン飽和電流の値を電荷の値で除したものであり、プラズマ流の寄与は含まれない。イオン飽和電流の変化は主としてプラズマ密度の変化に対応する (2.3 節の式 (2.3) を参照)。

水素分圧 ~ 1.4 mTorr の場合は、ヘリウム注入の場合のような三体・放射再結合が生じていないことを意味している。しかし、図 3.2 (a, b) より、水素ガス注入時でもイオン飽和電流は減少しており、特にヘリウム導入時に比べて上流側においてもイオン飽和電流の減少が観測された。ここで、ヘリウムあるいは水素分圧を上昇させることによる、プラズマ放電部及びプラズマテスト部の最上流に位置するプラズマ流入部のプラズマの変化はほとんどないことを指摘しておく。以上の観測結果から、ヘリウムプラズマ中の水素分圧を上げた場合には、三体・放射再結合に変わる何らかの体積再結合過程によるプラズマ粒子損失が起きていると考えられる。次節ではこれらの実験結果を衝突輻射モデルを用いて詳細に解析する。

3.2.3 ヘリウムバルマー系列スペクトル線の衝突輻射モデルによる解析

前項の実験結果を詳細に解析するために、ヘリウムのバルマー系列のスペクトルを衝突輻射モデルの計算コードである CRAMD コード [13] を用いた。図 3.3 はヘリウムのバルマー系列の発光スペクトルを $\text{He}\alpha$ (668.3 nm: 2p-3d; S) の強度で規格化したものであり、解析結果 (○、□、△) と実験結果 (●、■) を比較している。プラズマ中のヘリウム原子の発光スペクトル線の強度は、各エネルギー準位の占有密度を決定する主な原子分子過程である、

- (1) 電子による衝突励起による下準位から上準位への遷移
- (2) 三体・放射再結合に伴う上準位から下準位への遷移
- (3) 分子活性化再結合による低エネルギー準位 ($n = 2, 3, 4$) への選択的な電子の捕獲

の平衡によって決定される。ヘリウム分圧を高くした場合 (図 3.3 (a)) は、水素分子は存在しないので、励起準位の占有密度分布を決定する過程として、(1) 電子による衝突励起過程と (2) 三体・放射再結合過程を考えればよい。電子のエネルギー分布を Maxwell 分布、その電子温度を 0.5 eV と仮定して、CRAMD コードで計算すると $\text{He}\alpha$ 線で規格化したバルマー系列の発光強度は白丸のように分布した。この分布は、仮定した電子温度では三体・放射再結合の速度係数が大きい

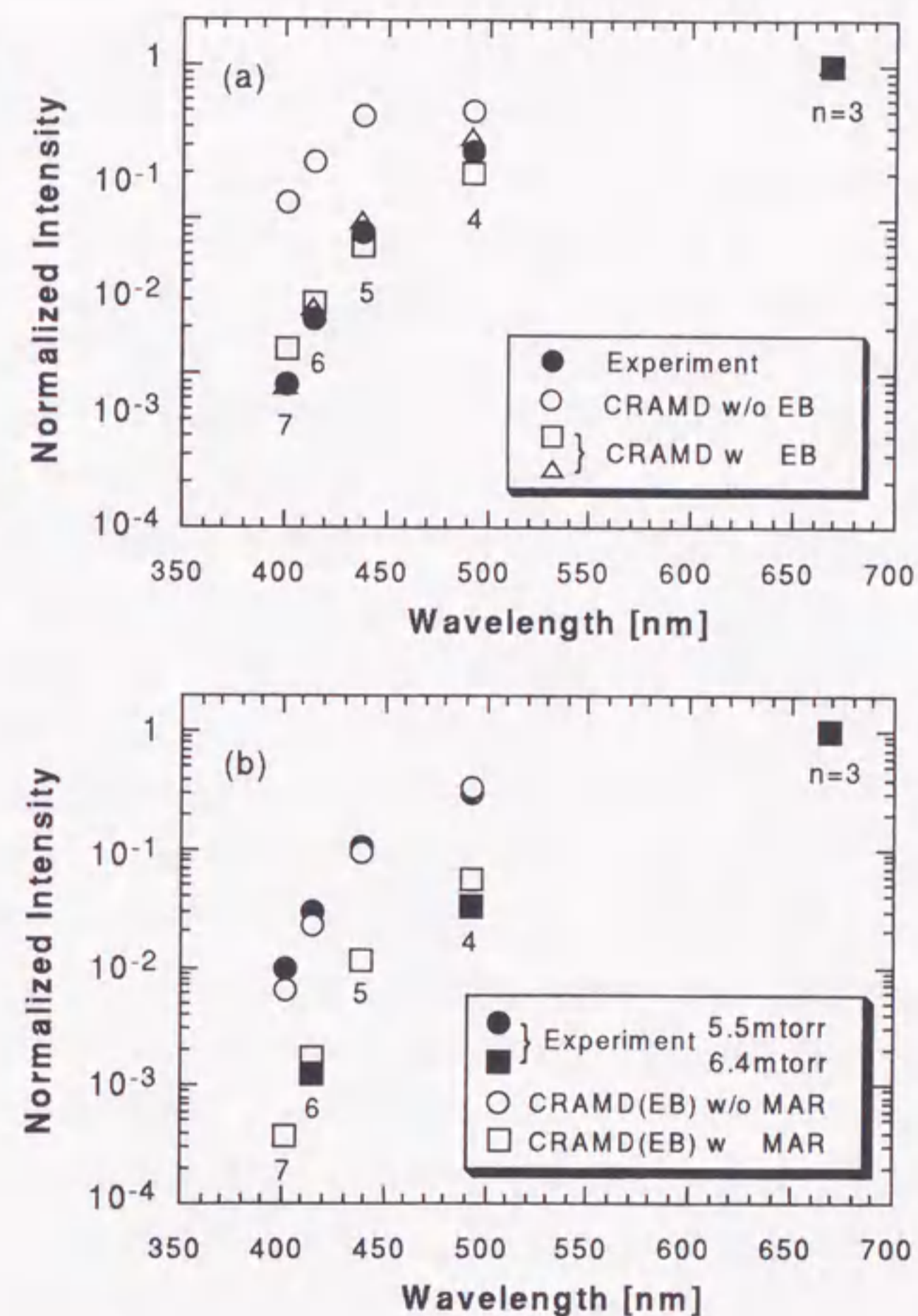


図 3.3: $\text{He}\alpha$ の発光強度で規格化したヘリウムバルマー系列の発光スペクトル強度の実験値と CRAMD コードによる計算結果の比較、(a) ヘリウム注入時、(b) 水素注入時

め、主に三体・放射再結合によって決定されている。ところが実験結果はこの分布に比べ、主量子数の増加に伴い占有密度が極めて急峻に変化している。このことは、Maxwell エネルギー分布を持った電子群による三体・放射再結合だけでは実験より得られた占有密度は説明できないことを示している。実験結果を電子衝突励起によって説明するには、電子温度が 5 eV 程度の温度を仮定する必要があるが、この仮定は複探針で測定した電子温度が 0.4 eV であること、ならびに電子温度が 5 eV では起こり得ない三体・放射再結合が実験では観測されていることと矛盾する。しかし、NAGDIS-II 装置のような直流放電によって生成されるプラズマにはごくわずかの電子ビーム成分が含まれていることがよく知られている。この電子ビーム成分を考慮し、CRAMD コードで計算すると、図 3.3 (a) の白四角と白三角のようになった。白四角、白三角はそれぞれ電子密度 $n_e \sim 10^{18}, 10^{19} \text{ m}^{-3}$ に対して 0.1% の電子ビーム成分 (エネルギー $E_b = 25 \text{ eV}$) を仮定して計算した結果であるが、これらは実験結果と非常によく一致している。実験的には電子ビームの密度ならびにそのエネルギーは明らかではないので、バルクの電子密度に対する電子ビーム成分の割合を 0.1 ~ 0.001%、電子ビームのエネルギーを 10 ~ 50 eV と変化させて CRAMD コードによるバルマー線の発光強度の計算を行ったが、電子ビーム成分のバルク電子密度に対する割合やそのエネルギーに対する依存性は弱かった。以上の CRAMD コードによる解析から、ヘリウムを注入した場合の励起準位の占有密度は、三体・放射再結合過程と電子ビーム成分によるヘリウム原子の衝突励起 (低主量子数の占有密度を増大させている) によって説明できることが明らかとなった。

一方、水素分圧を高くした場合 (図 3.3 (b)) は、黒丸 (5.5 mTorr)、黒四角 (6.4 mTorr) がそれぞれ図 3.1 の (a) 水素分圧 0.5 mTorr、(b) 水素分圧 1.4 mTorr に対応する。黒丸 (5.5 mTorr) の分布は上で述べた三体・放射再結合過程と電子ビーム成分を考慮した計算結果 (白丸) とよく一致するが、黒四角 (6.4 mTorr) の分布はその計算結果よりも一桁以上低い値となっている。この実験結果は電子ビームを考慮した計算結果とは一致しない。そこで、分子活性化再結合過程も考慮に入れて計算すると、白四角のような分布となり、実験結果と極めてよく一致した。この結果は、水素ガスを加えた 6.4 mTorr の場合には、分子活性化再結合によって主量子数 $n = 3$ の占有密度が選択的に増加したためと解釈できる。

以上の実験解析から、ヘリウムプラズマに水素ガスを注入することで、振動励起状態水素分子の介在した分子活性化再結合過程の存在が実証された。

3.3 水素非接触プラズマにおける分子活性化再結合の寄与

3.3.1 実験方法

実験は、前節同様 2.2.3 項で説明した NAGDIS-II 装置を用い、水素プラズマを生成した。水素放電は放電安定維持のため磁場強度 $\sim 0.1 \text{ T}$ で行った。プラズマテスト部の水素ガス圧力は、装置終端部から水素ガスを注入することによって制御した。プラズマの計測には複探針と可視分光器を用いた。複探針は、図 2.3 に示すように、プラズマ流入部 (entrance)、上流部 (up)、下流部 (down) の磁力線に沿って異なる 3ヶ所に設置した。可視分光測定は、上流部と下流部の分光窓で行った。生成される水素プラズマは、放電電流 100 A のとき、上流部の複探針により測定したプラズマコラム中心部の電子密度 $n_e \sim 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、電子温度 $T_e \sim 3 \text{ eV}$ である。ここで、本装置で生成される水素プラズマの電子密度は、同じ放電電流のヘリウムプラズマの電子密度に比べて、 $\frac{1}{5} \sim \frac{1}{10}$ 程度低い値であることを指摘しておく。

3.3.2 非接触水素プラズマ実験

図 3.4 にプラズマ終端板への水素プラズマ熱流束の水素ガス圧力依存性を示す。放電電流は 100 A である。熱流速は水素ガス圧力 P の上昇に伴い急激に減少し、 $P \sim 7 \text{ mTorr}$ では、水素ガス注入前 ($P \sim 1.3 \text{ mTorr}$) より約一桁減少している。

図 3.5 に、プラズマ流入部、上流部、下流部の高速掃引プローブで測定したイオン飽和電流の径方向分布を示す。このとき、電子密度はプラズマ流入部で $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ であった。水素ガス圧力 $\sim 4 \text{ mTorr}$ の場合 (図 3.5 (a))、下流のイオン飽和電流はプラズマ流入部に比べて約一桁減少していた。水素ガス圧力 $\sim 10 \text{ mTorr}$ に上昇させると、プラズマ流入部のイオン飽和電流にほとんど変化は見られないが、下流では、プラズマ流入部と比較して約 $\frac{1}{50}$ に減少していることから、非接触

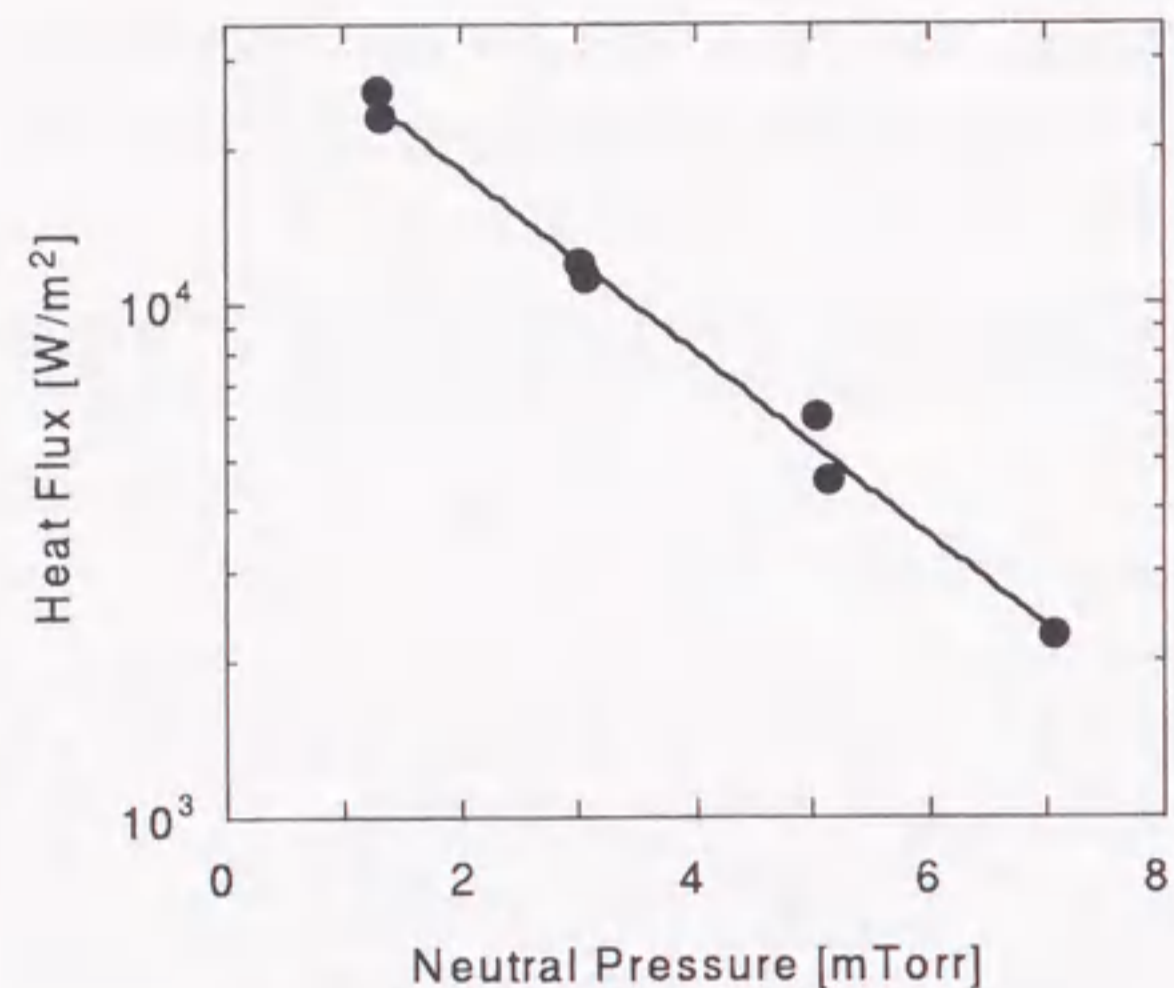


図 3.4: プラズマ終端板へ流入する水素プラズマ熱流束の水素ガス圧依存性; 放電電流 100 A, 磁場強度 0.1 T。

水素プラズマが形成されている。前述したように、イオン飽和電流に対する電子温度依存性は電子密度の依存性に比べて小さいので、イオン飽和電流の変化は主に電子密度の減少によって起きていると考えられる。このような、少量の水素ガス注入によるイオン飽和電流の急激な減少は、イオン飽和電流の径方向分布の形状が変化していないことから、径方向への粒子拡散では説明できない。故に、この実験結果は水素プラズマの中で何らかの体積（空間）再結合過程による粒子損失が起きていることを示唆している。

図 3.6 は水素ガス圧力 ~ 10 mTorr の時の下流部分光窓にて観測した可視発光スペクトルである。これから分かるように、2.3 節で示したような、非接触ヘリウムプラズマで観測される三体・放射再結合過程に伴う高励起準位からの強い発光スペクトルや連続スペクトルは観測されていない。水素ガス圧力あるいは測定位置を変えても、高励起準位からの発光スペクトルや連続スペクトルは観測されなかった。この結果は、非接触水素プラズマ形成において三体・放射再結合過程がプラズマ粒子損失の主要因ではないことを意味している。

図 3.7 は上流部 (a, c) ならびに下流部 (b, d) の分光窓で観測した、主量子数

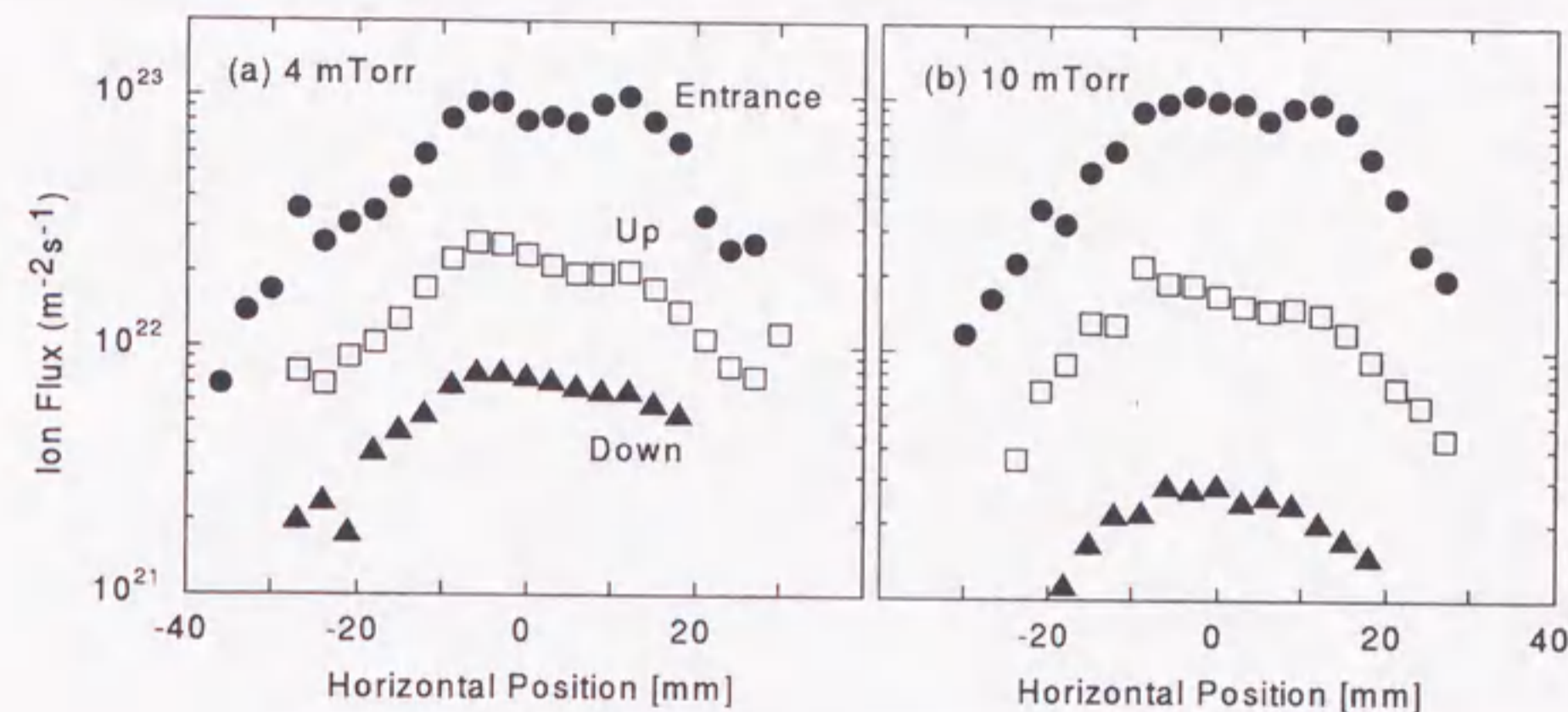


図 3.5: 水素プラズマに水素ガスを注入した時のイオン粒子束（イオン飽和電流）の径方向分布の変化、水素ガス圧力 ~ (a) 4 mTorr, (b) 10 mTorr

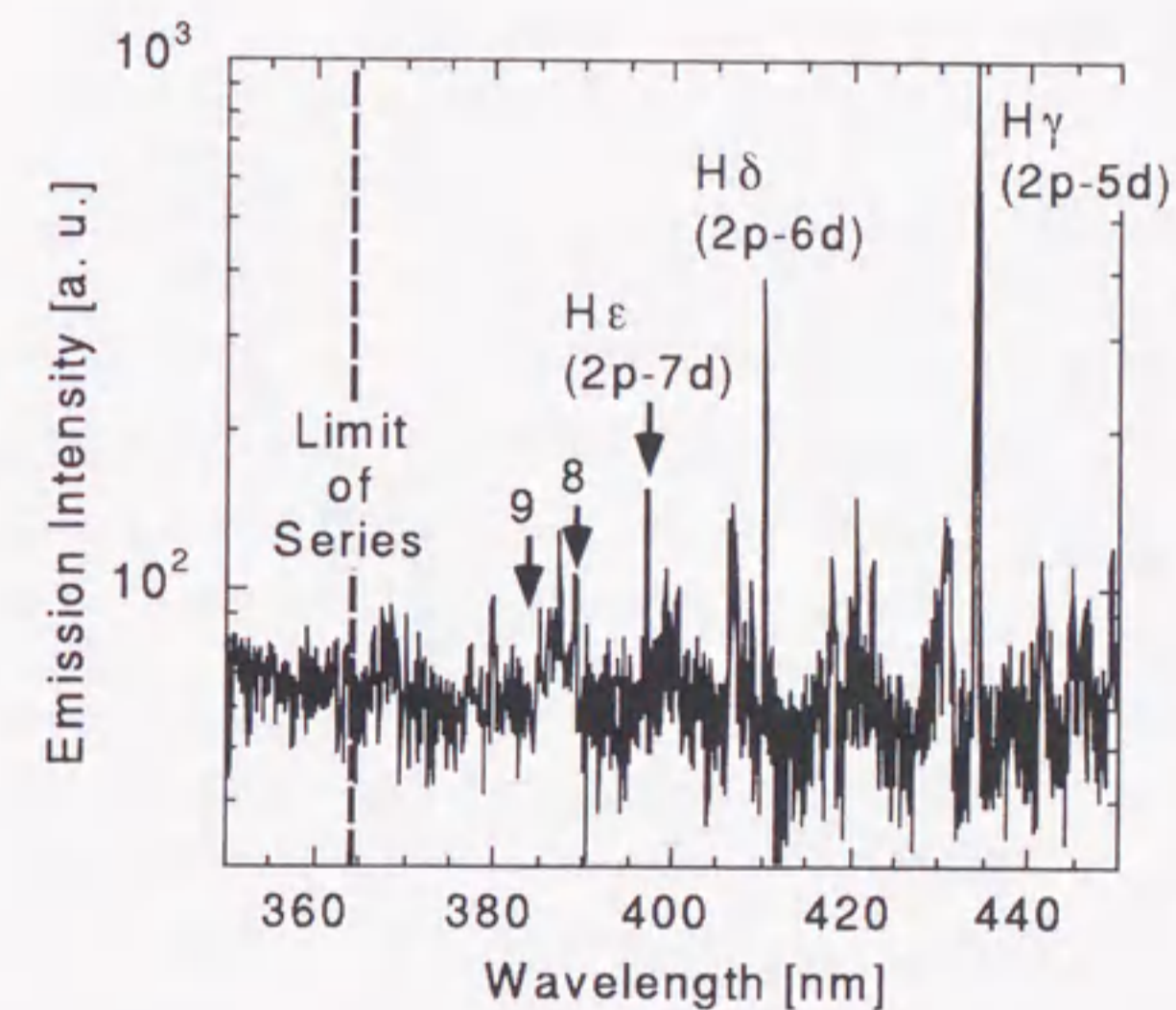


図 3.6: 水素ガス圧力 ~ 10 mTorr、下流部における非接触水素プラズマの可視発光スペクトル。

$n = 3 \sim 9$ の水素バルマー系列の発光強度 (a, b) と $H\alpha$ (656.3 nm : $n = 3$) の発光強度で各バルマー線の発光強度を規格化したもの (c, d) である。(a, b) より、水素ガス圧力の増加に伴い、発光強度が弱くなっているが、これは図 3.5 のイオン飽和電流 (プラズマ密度) の変化と対応している。一方、規格化した発光強度の波長 (エネルギー準位) にわたる分布 (c, d) の、水素ガス圧力に対する依存性は非常に弱い。また、図 3.5 より、上流部と下流部ではイオン飽和電流は大きく変化しているにもかかわらず、規格化した発光強度はほとんど同じ分布を示した。

次節では、これらの実験結果は三体・放射再結合過程及び基底状態からの電子衝突励起過程では説明できず、プラズマ粒子損失を担う体積再結合過程には水素分子が関与していることを述べる。

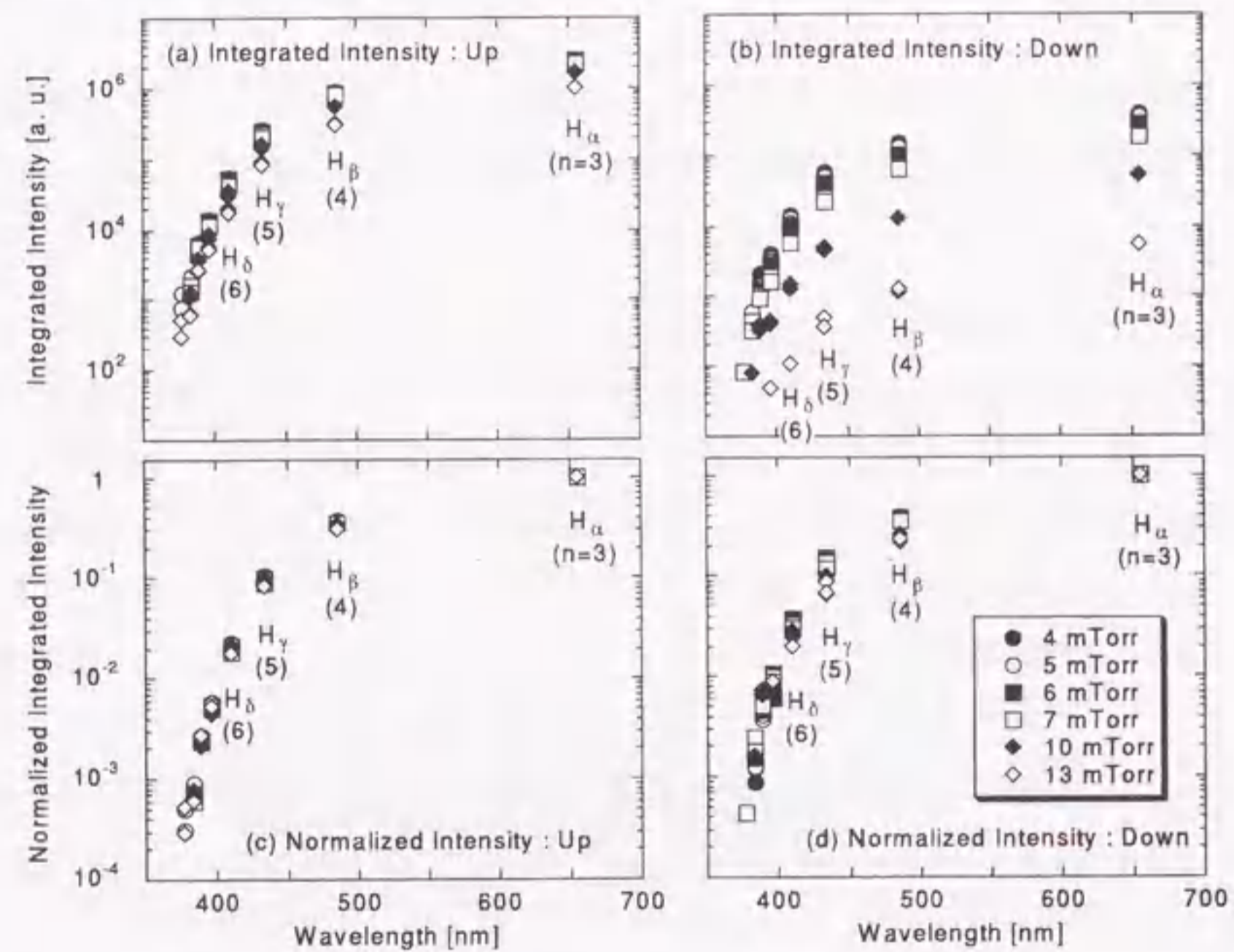


図 3.7: 水素プラズマに水素ガスを注入した時の水素バルマー系列の発光スペクトル強度及び $H\alpha$ で規格化した発光強度の変化、(a) 上流部の発光強度、(b) 下流部の発光強度、(c) 規格化した発光強度 (上流部)、(d) 規格化した発光強度 (下流部)

3.3.3 水素バルマー系列スペクトル線の衝突輻射モデルによる解析

実験で観測された水素バルマー系列スペクトル線の水素分子の寄与を取り入れた衝突輻射モデルである CRAMD コードを用いて解析した。図 3.8 は、プラズマ密度 $\sim 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、電子温度 $\sim 2.0 \text{ eV}$ 、水素分子密度 $\sim 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ (室温の水素ガス圧力 $\sim 4 \text{ mTorr}$ に相当する) と仮定して CRAMD コードにより水素バルマー系列スペクトル線の発光強度を計算した結果である。この計算条件は、図 3.5 (a) 上流部の実験条件に対応する。各発光スペクトル線強度 (白丸) における分子活性化再結合、電子衝突励起、三体・放射再結合による寄与をそれぞれ白三角、黒三角、白四角で表している。各スペクトル線の発光強度は、ほとんど分子活性化再結合の寄与によって決定され、電子衝突励起、三体・放射再結合過程は発光強度にほとんど寄与していないことが分かる。電子温度、電子密度をパラメータとして発光強度を計算し、 $H\alpha$ (656.3 nm : $n = 3$) の発光強度で各準位の発光強度を規格化したのが図 3.8 (b) である。図から分かるように規格化された発光強度のプラズマパラメータ依存性は非常に弱く、図 3.7 に示した分光測定結果とも定性的によく一致している。以上の結果より、NAGDIS-II 装置で発生する非接触水素プラズマでは、分子活性化再結合を主な体積再結合過程としたプラズマ粒子損失が生じていることが示された。

次に、どのような条件下において三体・放射再結合過程あるいは分子活性化再結合過程が非接触水素プラズマの主な体積再結合過程となるかを考える。式 (3.1) より、分子活性化再結合、三体・放射再結合による単位時間、単位体積あたりのプラズマ粒子損失はそれぞれ $K_{MAR}n_e[H_2]$ 、 $K_{EIR}n_e^2$ である。 K_{MAR} 、 K_{EIR} は電子密度及び電子温度に依存する。電子密度、水素ガス圧力をパラメータとして分子活性化再結合及び三体・放射再結合によるプラズマ粒子損失の比、

$$R \sim \frac{K_{MAR}n_e[H_2]}{K_{EIR}n_e^2} \quad (3.2)$$

の電子温度に対する依存性を図 3.9 に示した。 $R \gg 1$ の領域では分子活性化再結合による粒子損失が主であるため、本実験条件 ($n_e \sim 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、 $T_e \sim 2 \text{ eV}$ 、 $P > 1 \text{ mTorr}$) では、分子活性化再結合の粒子損失への寄与が、三体・放射再結合の寄与よりはるかに大きいことがわかる。また、三体・放射再結合過程が主な粒子損失過程となるためには、電子温度が 0.3 eV 以下に低下する必要がある。更

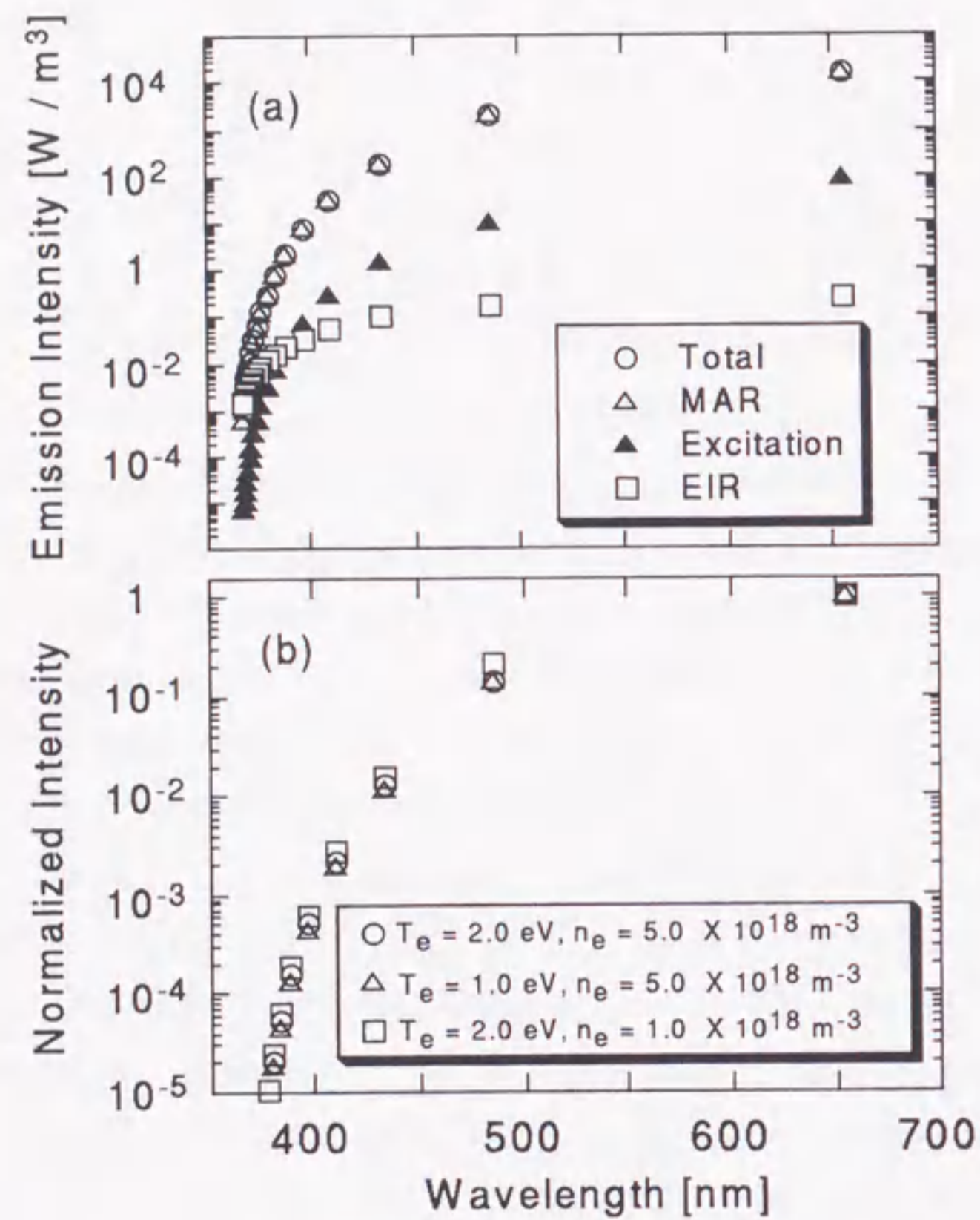


図 3.8: CRAMD コードにより計算した水素プラズマ中の水素バルマー系列の発光スペクトル強度、水素分子密度 $\sim 1 \times 10^{20}$ m⁻³ (室温の水素ガス圧力 ~ 4 mTorr)、(a) $T_e \sim 2.0$ eV, $n_e \sim 5 \times 10^{18}$ m⁻³, (b) 各プラズマの条件の H α の値で規格化した発光スペクトル強度

に、電子温度が比較的高い場合 ($T_e \sim 1$ eV) に三体・放射再結合によって非接触水素プラズマを発生させるためには、Alcator C-MOD のダイバータプラズマ [4] のように、さらに高いプラズマ密度 ($> 5 \times 10^{19}$ m⁻³) で、低水素分子密度であることが必要となる。

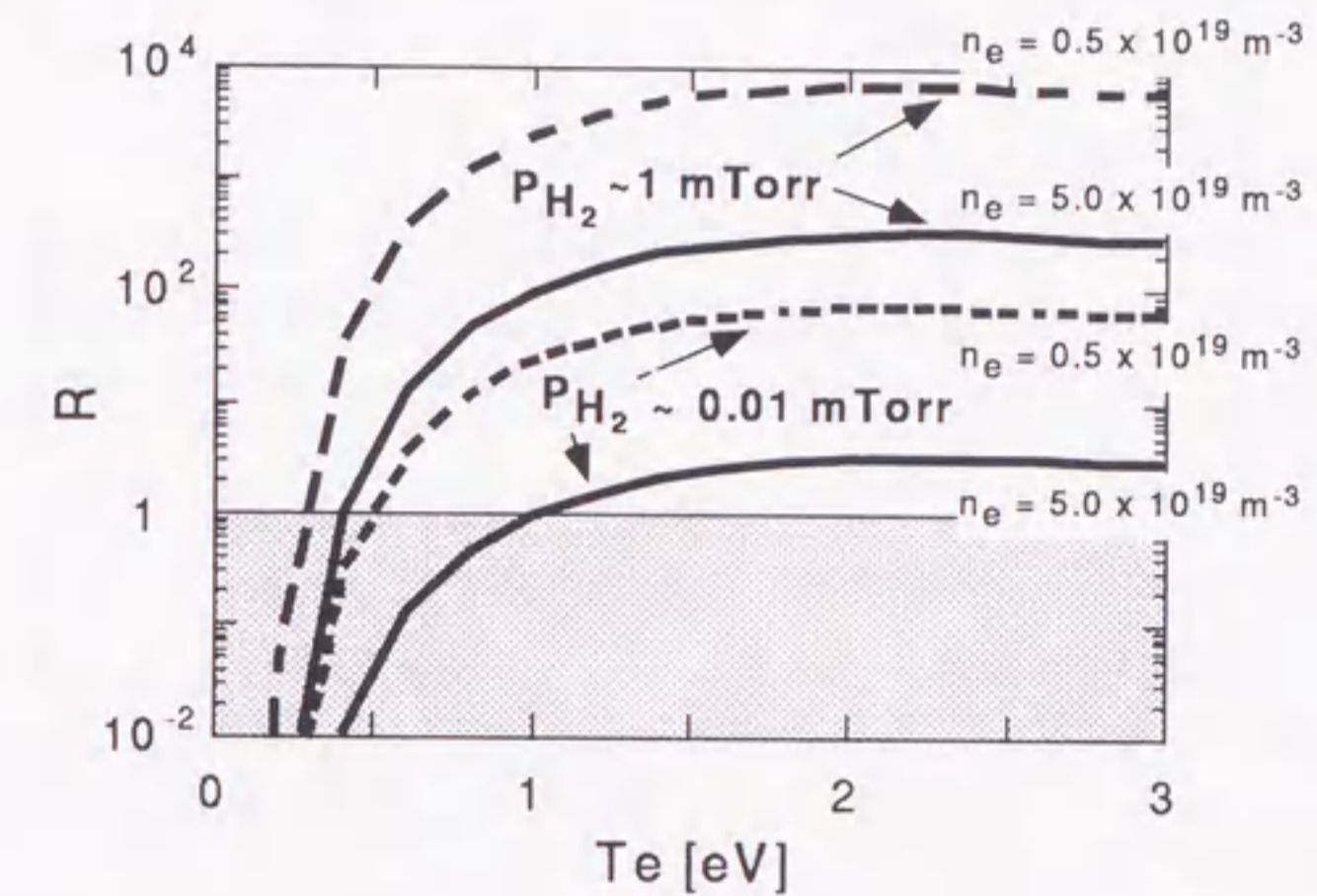


図 3.9: 分子活性化再結合 (MAR) と三体・放射再結合 (EIR) による粒子損失比の電子温度依存性

最後に、非接触プラズマに対する高エネルギー (高速) 電子の影響について簡単に考察する。本研究で使用している直流放電によるプラズマ発生装置では、陰極から発生した電子は、通常陽極との間の電場による加速と中性粒子との衝突による減速を繰り返しながら陽極あるいはプラズマテスト部に至るが、ごく一部の衝突回数の少ない電子は、電場から得たエネルギーを持ったままプラズマテスト部に流入するために、数十 eV 程度のエネルギーを持つ微量の電子ビーム成分が存在すると考えられている。特に水素放電の場合、ヘリウム放電に比べて放電電圧が高いため、電子ビーム成分は発生しやすい状況にある。図 3.10 は水素分子の電離速度係数を、電子ビーム成分を考慮して CRAMD コードで計算したものである。電子ビーム密度 n_b はバルク電子密度の 0.1% と 0.001%、電子ビームのエネルギー E_b は 20 eV、バルク電子密度は $\sim 10^{19}$ m⁻³ を仮定した。電子ビーム成分の割合が 0.001% の場合、電子温度 ~ 1 eV において電離速度係数は $\sim 10^{-19}$ m³/s で

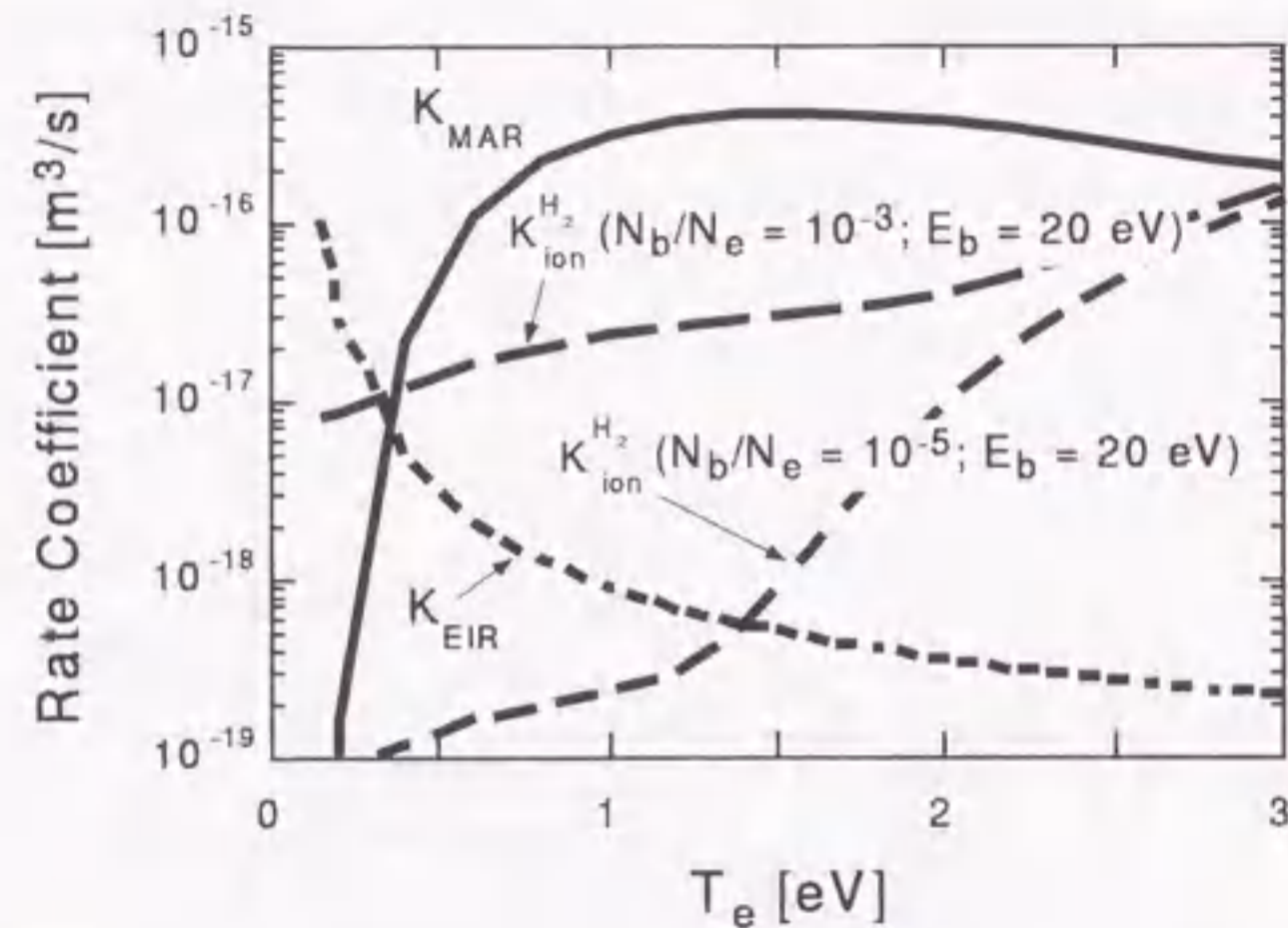


図 3.10: 水素プラズマにおける衝突過程の速度係数の電子温度依存性 ($n_e \sim 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ を仮定)。電子ビーム成分のバルク電子密度に対する割合によって水素分子の電離速度係数が大きく変化している。

あるが、その割合が 0.1 % の場合、同じ電子温度で電離速度係数は $\sim 10^{-17} \text{ m}^3/\text{s}$ に上昇している。バルク電子密度に対する電子ビーム成分の割合はごくわずかではあるが、 $T_e < 2 \text{ eV}$ でも水素分子の電離過程を促進し、電離速度係数を増大させることが分かる。つまり、電子ビーム成分の割合が電子密度に対して 0.1 % と仮定した場合、プラズマ密度が水素分子密度より低いと、たとえ電子温度が 0.3 eV 以下であっても、電子ビームによる水素分子の電離によって発生するプラズマ粒子が、分子活性化再結合ならびに三体・放射再結合による粒子損失を上回る状況が起こり得る。これに似た状況は直線型装置に限らず、トカマク装置でもダイバータ部への熱パルスが発生した場合や、電子の速度分布関数が Maxwell 分布から外れている場合に起こりうると考えられる。そのため、非接触水素プラズマを更に深く理解するためには、電子ビームの影響等を考慮した電子の速度分布の正確な測定に基づいた議論が必要である。

3.4 結言

振動励起状態の水素分子が存在する場合に生じる体積再結合過程としてその存在が理論的に予想され、三体・放射再結合とは大きく異なる特性をもつとされている分子活性化再結合の実験的検証を、直線型ダイバータ模擬実験装置 NAGDIS-II において行った。

ヘリウムプラズマに水素ガスを注入した場合、三体・放射再結合に伴う高励起準位からの発光スペクトル及び連続スペクトルは観測されなかったにもかかわらず、探針で測定したイオン飽和電流（プラズマ密度）は大きく減少し、非接触プラズマが観測された。この実験結果より、三体・放射再結合とは別の体積再結合過程の存在が予測されたが、ヘリウム原子のバルマー線の強度比を衝突輻射モデル (CRAMD コード) を用いて解析した結果、その強度比が分子活性化再結合過程を考慮する事によって十分説明できることを示し、それまで理論的に提案されていた分子活性化再結合の存在を実験的に初めて実証した。

水素プラズマに水素ガスを注入することで、非接触水素プラズマが発生することを観測した。プラズマの消滅は起きているが、非接触ヘリウムプラズマのような三体・放射再結合に伴う高励起準位からの発光スペクトルは観測されなかった。分子活性化再結合を考慮した CRAMD コードによる発光スペクトルの詳細な解析により、水素バルマー系列の発光スペクトルは、プラズマ密度・温度に対する依存性が弱いという実験結果と定性的に一致し、非接触水素プラズマにおいては、プラズマ粒子損失を担う体積再結合過程として分子活性化再結合による寄与が非常に大きいことが明らかになった。また、三体・放射再結合過程が主な体積再結合過程となって発生する非接触水素プラズマを観測するためには、プラズマ密度がさらに高く、効果的な電子の冷却が必要であることを明らかにした。

また、非接触プラズマに対する高エネルギー（高速）電子の影響についても考察した。バルク電子密度に対してごくわずかの割合 (0.1 % 程度) の高エネルギー電子成分が存在すると、本来は体積再結合によるプラズマ粒子損失が起こる電子温度 $\sim 2 \text{ eV}$ 以下において中性粒子の電離によるプラズマ粒子の生成も促進される。このことから高エネルギー電子成分が非接触プラズマ形成過程に影響を与えることを指摘し、電子の速度分布関数を考慮した議論の必要性を示した。

参考文献

- [1] V. Mertens, A. Herrmann, A. Kallenbach, J. Neuhauser, J. Schweinzer, K. Behringer, A. Carlson, R. Dux, G. Haas, M. Kaufmann, P.T. Lang, R. Lang, F. Mast, B. Napiontek, M. Weinlich, ASDEX Upgrade and NBI Team, in *Proceedings of the 16th IAEA Fusion Energy Conference, Montreal, Canada* (1996) F1-CN-64/A4-4, p413.
- [2] M. A. Mahdavi, S.L. Allen, N.H. Brooks, R. Bastasz, J.N. Brooks, D. Buchenauer, J.W. Cuthbertson, T.E. Evans, M.E. Fenstermacher, D.N. Hill, D.L. Hills, J. Hogan, R.C. Isler, G.L. Jackson, T. Jernigan, R. Jong, C.C. Klepper, C.J. Lasnier, A.W. Leonard, R. Maingi, P.K. Mioduszewski, R.A. Moyer, L.W. Owen, T.W. Petrie, G.D. Porter, M.E. Rensink, M.J. Schaffer, G.M. Staebler, R.D. Stambaugh, D.M. Tomas, M.R. Wade, W.R. Wampler, J.G. Watkins, W.P. West, D.G. Whyte, C.P.C. Wong, E.D. Wood, and the DIII-D physics and operation teams, in *Proceedings of the 16th IAEA Fusion Energy Conference, Montreal, Canada* (1996) F1-CN-64/A4-3, p397.
- [3] D. Lumma, J.L. Terry, B. Lipschultz, *Phys. Plasmas* 4 (1997) 2555.
- [4] J.L. Terry, B. Lipschultz, A.Yu. Pigarov, S.I. Krasheninnikov, B. LaBombard, D. Lumma, H. Ohkawa, D. Pappas, M. Umansky, *Phys. Plasmas* 5 (1998) 1759.
- [5] G.M. McCracken, M.F. Stamp, R.D. Monk, A.G. Meigs, J. Lingertat, R. Prentice, A. Starling, R.J. Smith, A. Tabasso, *Nucl. Fusion* 38 (1998) 619.
- [6] R.C. Isler, G.R. McKee, N.H. Brooks, W.P. West, M.E. Fenstermacher, R.D. Wood, *Phys. Plasmas* 4 (1997) 2989.
- [7] B. Napiontek, U. Wenzel, K. Behringer, D. Coster, R. Schneider, T. Thomas, M. Weinlich, the ASDEX Upgrade Team, *Proceedings of the 24th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Berchtesgaden, Vol. 21A - Part IV* (1997) 1413.
- [8] G.S. Chiu and S.A. Cohen, *Phys. Rev. Lett.* 76 (1996) 1248.
- [9] J. Park, t.K. Bennett, M.J. Goeckner, S.A. Cohen, *J. Nucl. Mater.* 241-243 (1997) 489.
- [10] N. Ezumi, N. Ohno, Y. Uesugi, J. Park, S. Watanabe, S.A. Cohen, S.I. Krasheninnikov, A.Yu. Pigarov, M. Takagi, S. Takamura, *Proceedings of 24th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Berchtesgaden, Germany, Vol.21A, PartIII* (1997) 1225 .
- [11] D.E. Post, *J. Nucl. Mater.* 220-222 (1995) 143.
- [12] S.I. Krasheninnikov, A.Yu. Pigarov, D.J. Sigmar, *Phys. Lett. A* 214 (1996) 285.
- [13] A.Yu. Pigarov and S.I. Krasheninnikov, *Phys. Lett. A* 222 (1996) 251.
- [14] S.I. Krasheninnikov, A.Yu. Pigarov, D.A. Knoll, B. LaBombard, B. Lipshltz, D.J. Sigmar, T.K. Soboleva, J.L. Terry, F. Wising, *Phys. Plasma* 4 (1997) 1638.
- [15] K. Snowdon, H. Tawara, NIFS-DATA-33 (1996).
- [16] T.K. Soboleva et al., *Proceedings of 24th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Berchtesgaden, Germany, Vol. 21A, Part III*, (1997) 1053.
- [17] D. Nishijima, N. Ezumi, H. Kojima, N. Ohno, S. Takamura, S.I. Krasheninnikov, A.Yu. Pigarov, *Contrib. Plasma Phys.* 38 (1998) 1/2, 55.

第4章 非接触プラズマ中における探針計測の異常性

4.1 緒言

ラングミュア等によってプラズマの電子温度、電子密度測定のために静電探針であるラングミュアプローブが考案されて以来 [1, 2]、静電探針はダイバータプラズマのみならず、様々なプラズマ分野において、空間分解能よく簡便にプラズマパラメータを測定する方法としてよく用いられている [3]。しかし、その電流-電圧特性の解釈は、慎重に行わなければならない。これまで、磁場中の探針測定に関しては様々な理論的、実験的研究が行われている。ダイバータ板における探針測定の場合、磁力線がダイバータ板へ非常に浅い角度で入射しており、かつ、探針とダイバータ板の位置関係から探針電流は磁力線を横切る方向に流れなければならない状況であり、そこで得られる探針特性について磁場に垂直方向のプラズマ粒子の輸送との関連で多くの議論がなされている。特に電子飽和電流とイオン飽和電流との比が無磁場の場合と比較して著しく小さくなる問題が指摘されている [4, 5, 6]。ダイバータ板へのプラズマ熱・粒子束が磁力線に沿って急激に減少する非接触ダイバータプラズマ [7] の探針計測が行われるようになり、新たな問題点が現れるようになった。JET の Mark I ダイバータ における非接触プラズマ領域の単探針計測による電子温度は、トムソン散乱で測定した電子温度と比較して高い値を示すことが指摘された [8, 9]。DIII-D では、中性ガス圧力の増加に伴うイオンと中性粒子の衝突頻度の増大によって、シースのエネルギー伝達係数が低下するとしていたが [10]、JET の探針計測グループはこの解釈に対して、DIII-D における電子温度の評価の誤りを主張している。JET の探針計測グループは、探針電流-電圧特性の解析に非対称複探針の理論を適用して電子温度を正確に評価し、その電子温度より評価したエネルギー伝達係数は、DIII-D で観測されたような中性ガ

ス圧力の増加に伴う低下は起きないことを示し、非接触プラズマの探針測定における探針電流-電圧特性の解釈に注意を促している [8, 9]。また、2.3 節でも述べたが、本研究で用いている直線型ダイバータ模擬実験装置で形成される非接触プラズマにおける探針計測では、通常の探針解析から得られる電子温度は、分光学的に評価した電子温度 [11, 12, 13] に比べて、一桁程度高い値を示す傾向にある。

本章では、沿磁力線方向に大きなプラズマ密度・温度勾配を持つ非接触プラズマの単探針計測において、異常な探針特性の現れる原因について考察する。更に、探針を用いた非接触プラズマ測定の妥当性についても議論する。

4.2 非接触プラズマの磁力線方向の空間構造と探針位置

1.3.2 項の図 1.4 に模式的に示しているように、非接触プラズマは磁力線に沿って電子温度、電子密度の大きな勾配を持ち、大きく分けて電子温度が高く、プラズマ密度も高い「Hot」プラズマ領域と、電子温度が低くプラズマ密度も低い「Cold」プラズマ領域からなる。単探針計測に関して、基準電極と探針を設置するプラズマ領域の組み合わせで、次のような 4 つの異なる単探針電流経路が考えられる。

- Case 1: 探針は Hot プラズマ領域、基準電極は陽極
- Case 2: 探針は Hot プラズマ領域、基準電極はプラズマ終端板
- Case 3: 探針は Cold プラズマ領域、基準電極は陽極
- Case 4: 探針は Cold プラズマ領域、基準電極はプラズマ終端板

これらを模式的にまとめると図 4.1 のように表せる。本章では、各々の場合について探針電流-電圧特性を詳細に解析する。

通常、探針計測の基準電極には、接地された陽極を選ぶ (Case 1, 3)。Case 1 では、探針と基準電極は両方とも Hot プラズマ領域に置かれている。それゆえ、探針電流経路は主として Hot プラズマ領域の中だけで閉じている。一方、Case 3 では、基準電極は Hot プラズマ領域にあるものの、探針は Cold プラズマ領域に置かれているため、探針と基準電極の間には Hot と Cold プラズマの遷移領域が存在し、探針電流は Hot と Cold 両方のプラズマ領域を流れることになる。後述す

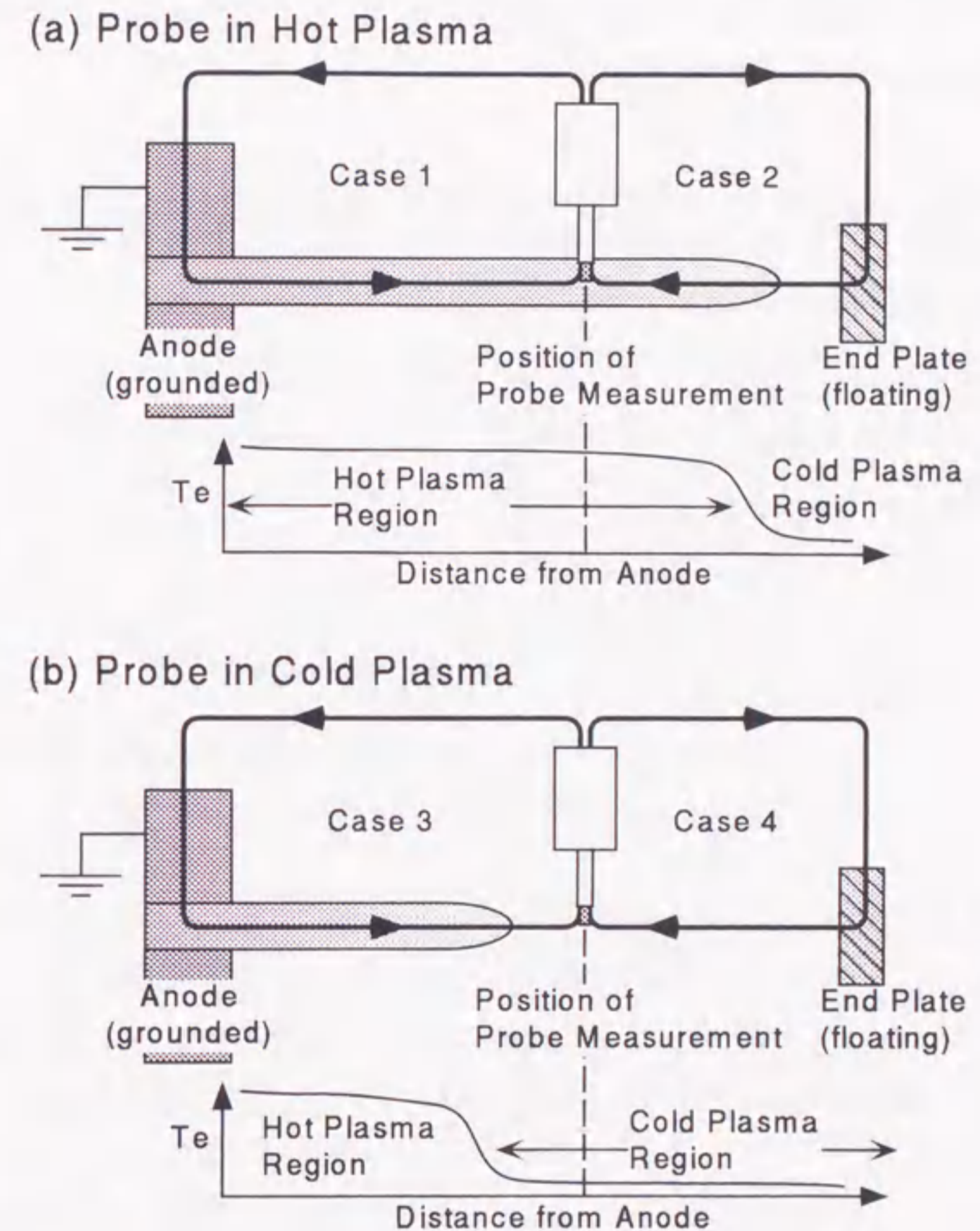


図 4.1: 単探針計測の実験配位と非接触プラズマの発生位置の関係

るように、このような配位するとき探針特性に強い異常性が現れ、電子温度は分光的に評価した値より高い値を示した。Hot-Cold 遷移領域の位置はプラズマテスト部の中性ガス圧力を変化させることで制御可能である。

単探針及び複探針は2.2.3項の図2.3に示すように、上流部 (up)、中流部 (mid)、下流部 (down) の3ヶ所に設置した。

4.3 非接触プラズマ中における探針計測の妥当性

4.3.1 非接触プラズマの探針計測

図4.2は単探針で測定した電子温度の中性ガス圧依存性を示している。基準電極は接地された陽極にとり、放電電流は ~ 60 Aである。これは図4.1のCase 1とCase 3に対応する。黒丸、黒三角、黒四角はそれぞれ上流部 (up)、中流部 (mid)、下流部 (down) の単探針で測定した電子温度を表している。中性ガス圧力

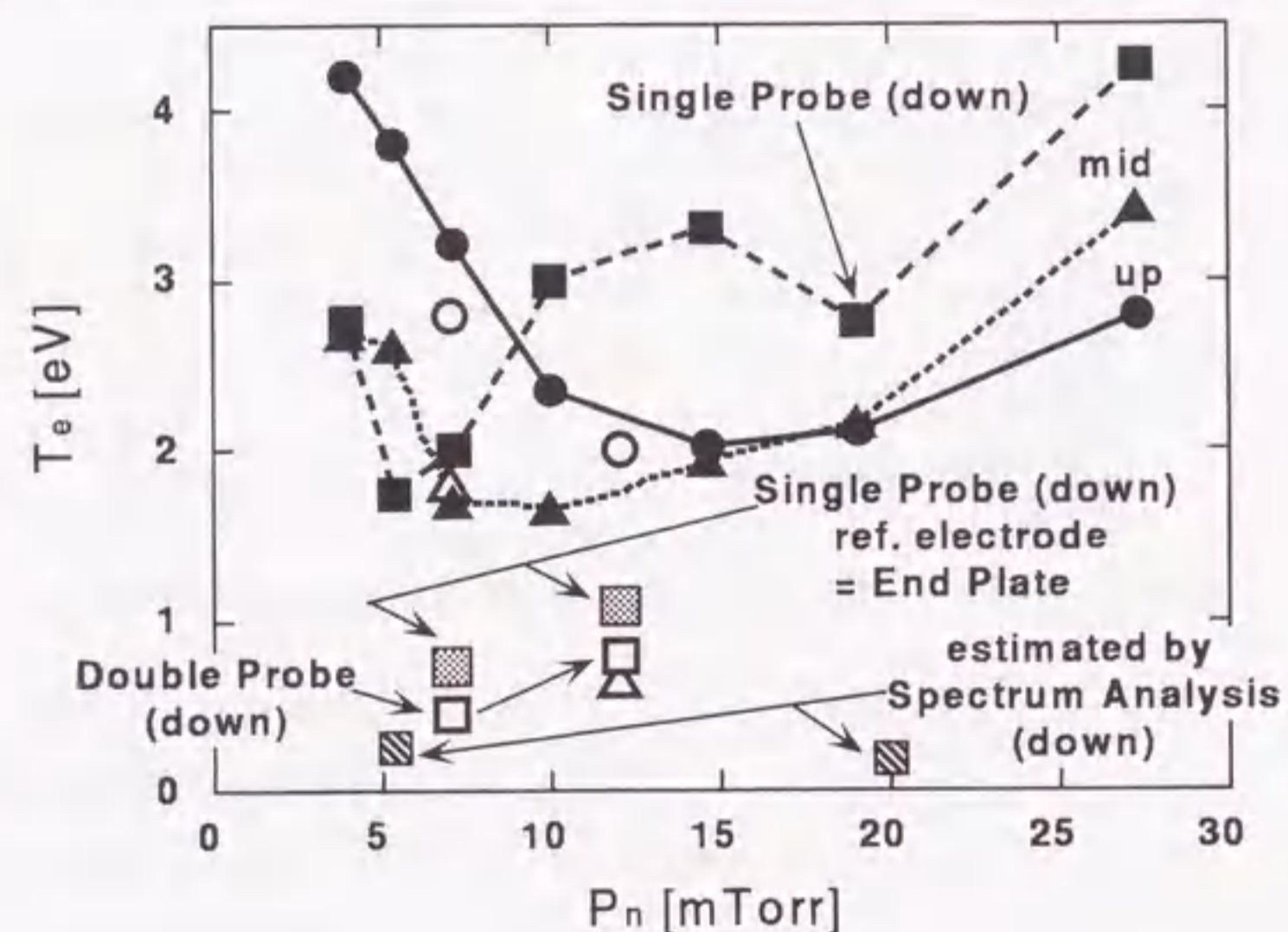


図4.2: 単探針で測定した電子温度の中性ガス圧依存性。複探針、基準電極をプラズマ終端板とした場合の単探針、非接触プラズマの発光スペクトルから評価した電子温度も同時に示した。

の増加と共に電子温度は低下していくが、更に中性ガス圧力の増加させると、電子温度は下限値 (~ 1.5 eV) まで低下した後、上昇していくことが分かる。一方、非接触プラズマの可視分光測定によって観測される、三体・放射再結合に伴う高励起準位からの発光スペクトル線及び連続スペクトルの解析から評価される電子温度は、探針計測による電子温度と比べてはるかに低い値を示した。中性ガス圧力の上昇に伴い、分光データの解析から得た電子温度は単調に低下し、中性ガス圧力 ~ 20 mTorrの下流部では、電子温度 ~ 0.18 eVであった。この分光学的な解析手法は非接触プラズマのような部分局所熱平衡状態にあるプラズマの電子温度を評価する上で非常に精度の良い方法としてよく知られている [11, 12, 13, 14]。中性ガス圧力 ~ 3 mTorrの時、プラズマは完全に終端板に接触した、接触プラズマの状態である。この場合、どの位置の探針も、基準電極と同じ Hot プラズマ中にある Case 1 に対応し、探針計測によって得られる電子温度に大きな異常は見られない。中性ガス圧力を ~ 5 mTorr にすると、下流側から非接触プラズマが形成されはじめる。このとき基準電極は Hot プラズマ領域にあるが、下流部の探針は Cold プラズマ領域に位置する Case 3 に対応する状態となり、電子温度は異常な値を示しはじめた。しかし、上流部ならびに中流部の探針は Hot プラズマ中に置かれており、異常な電子温度は示していない。中性ガス圧力 ~ 20 mTorr 以上においては、全ての探針が Case 3 に対応する状態になり、全ての探針が異常な電子温度を示した。

ここで Case 1 と Case 3 での典型的な単探針電流-電圧特性を図4.3に示す。どちらの場合も実験データの S/N は良く、電子電流のフィッティングの精度も良いことから、電子はほぼ Maxwell 分布にしたがっていると考えられる。そのため、フィッティングのズレから生じる電子温度の誤差が、図4.2に示した電子温度の中性ガス圧力依存性に与える影響はほとんど無い。

探針電流経路の影響について考えるために、終端板を基準電極にした時の探針電流-電圧特性 (Case 2, 4) を図4.4に示す。基準電極と探針が共に Cold プラズマ領域に置かれている Case 4 の場合、通常の単探針解析から電子温度 ~ 0.73 eV が得られた。この値は Case 3 より明らかに低い値であり、分光データの解析から得られた電子温度に近い値ではあるが、高い傾向を示している。また、中性ガス圧の上昇に伴う Case 4 の電子温度の上昇傾向は Case 3 と同様である。

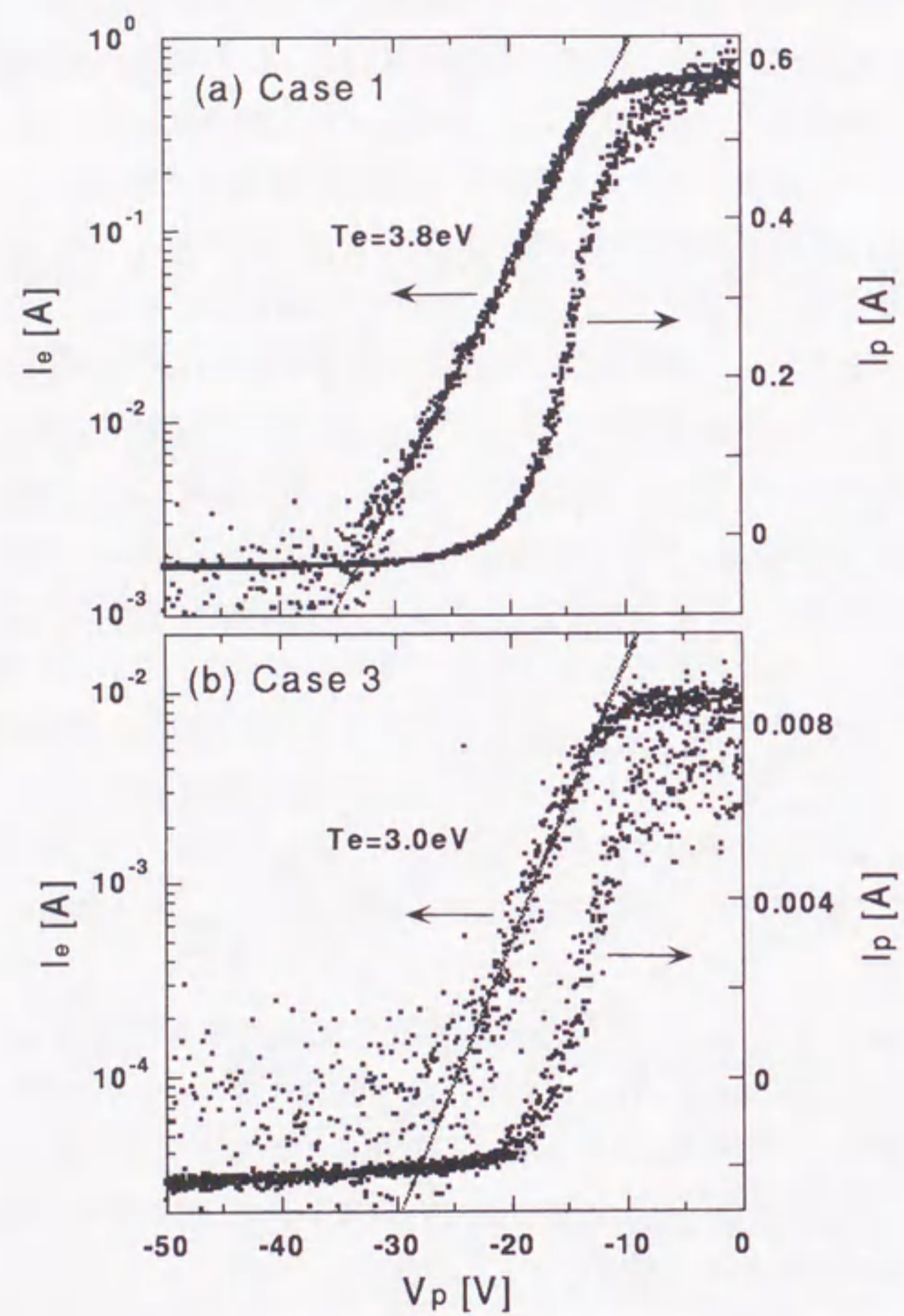


図 4.3: 非接触プラズマの単探針計測における典型的な探針電流-電圧特性 (放電電流 ~ 60 A) : (a) Case1 の場合 (中性ガス圧力 ~ 5.4 mTorr, 上流) 、(b) Case2 の場合 (中性ガス圧力 ~ 10 mTorr, 下流)

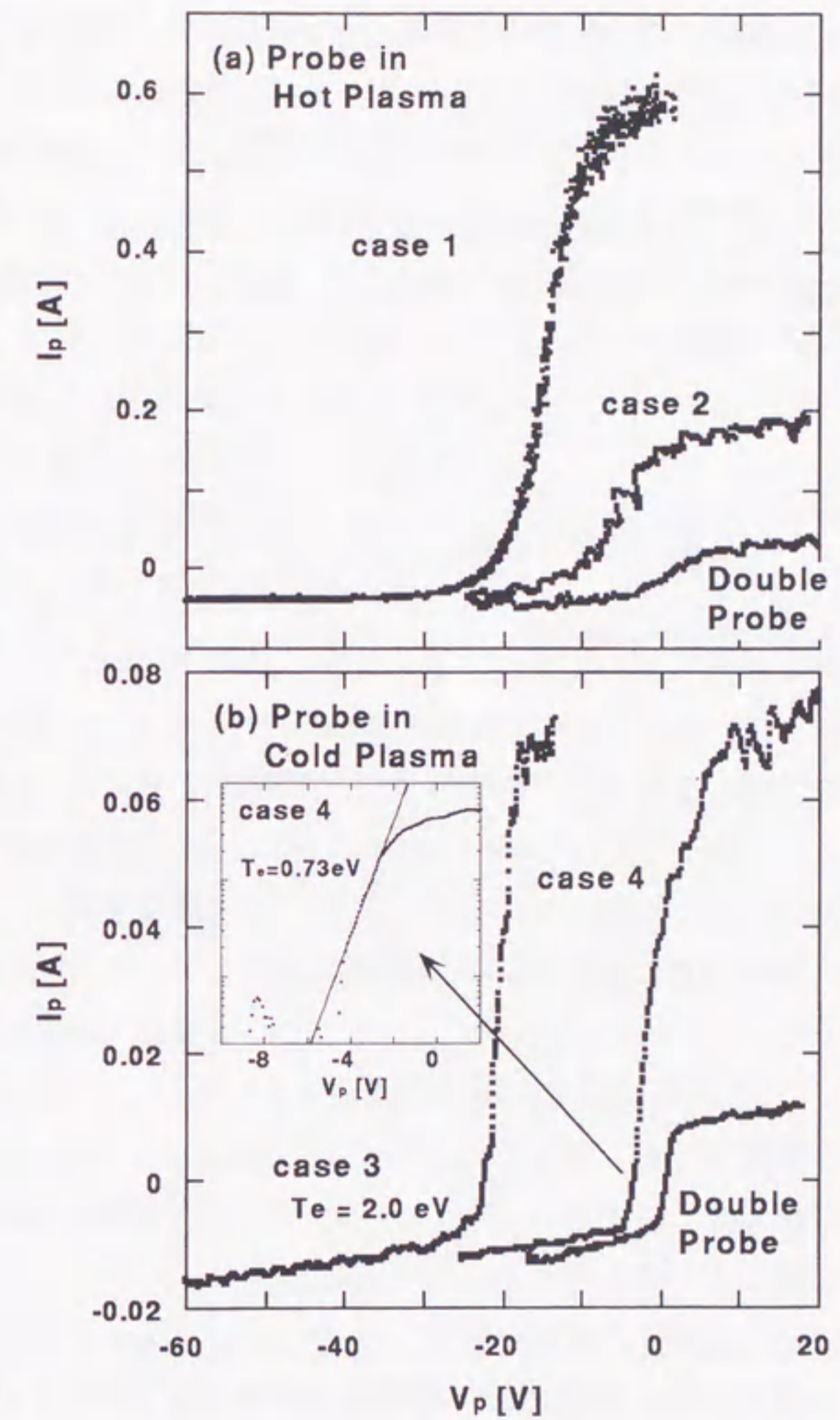


図 4.4: 探針位置及び基準電極の取り方による探針電流-電圧特性の比較: (a) 探針を Hot 領域に置いた場合、(b) 探針を Cold 領域に置いた場合

本実験条件では、探針電極の大きさ（直径 0.5 mm, 長さ 1 mm）は、電子のラーマ半径（ $\sim 5 \times 10^{-3}$ mm）に比べて十分大きい。探針に流れ込む電子粒子束と、それを補う磁力線を横切る電子粒子束の釣り合いから、

$$D_{\perp} \frac{\partial n}{\partial r} 2\pi r L_e \sim \frac{1}{4} n_e v_{th,e} \pi r^2 \quad (4.1)$$

となる。ここで、 D_{\perp} は磁力線を横切る電子の拡散係数 [21]、 $v_{th,e}$ は電子の熱速度、 r は探針電極の長さ、 L_e は電子を捕集する磁力管のスケール長（擾乱長）を表す。これより、

$$L_e \sim \frac{v_{th,e} S}{8D_{\perp}} \quad (4.2)$$

となる。ただし、 S は探針電極の面積である。これより電子擾乱長を評価すると、 $T_e \sim 0.3$ eV のとき、 $D_{\perp} \sim 0.1$ m²/s とすると、 $L_e \sim 0.5$ m となる。 L_e は Hot-Cold プラズマの境界と探針の間の距離より長い場合、探針が Cold プラズマ領域に置かれている Case 3, 4 では、電子捕集領域が Cold プラズマ中に留まらず、Hot プラズマ領域にまで達してしまうと考えられる。そのため Hot プラズマ領域の電子が Cold プラズマを通過して探針で捕集されるために、探針電流-電圧特性が影響を受け、分光学的に評価した電子温度に比べて高い電子温度を得てしまうと考えられる。これは、探針測定的前提である局所性が破綻しているために引き起こされていると考えることができる [15, 16]。しかし、この影響は Case 4 では Case 3 に比べて小さい。これは Case 4 では探針電流経路が主として Cold プラズマ領域にあることが主な原因であると考えられるが、この Case 3 と Case 4 の差異については更に詳細な解析が必要である。また、Cold プラズマ領域に流入した高温電子の緩和過程も影響していると考えられる。

次に、Case 1 と Case 2 の比較を行う（図 4.4 (a)）。Case 2 の探針電流-電圧特性は、電子飽和電流が強く抑制され、複探針の電流-電圧特性に近い形状となっている。これは終端板に流入するイオン電流と探針に流入する電子電流の平衡によって説明できると考えられる。探針をプラズマ電位に対して正にバイアスすると、探針には多量の電子電流が流れ込もうとするが、電流保存則を満たすためには終端板にはそれに応じたイオン電流が流れ込まなくてはならない。Case 2 の場合、探針は Hot プラズマつまり高密度プラズマ中に置かれているが、基準電極で

ある終端板は Cold プラズマ領域にあり、プラズマ密度は探針位置のそれに比べて一桁以上低い状態にある。そのため、探針に流れる電子電流は、終端板に流れるイオン電流の値によって制限されると考えられる。中性ガス圧力の上昇とともに、終端板前面のプラズマ密度が低下していくと、探針に流れる電子飽和電流の値も減少していき、擬似的な複探針を形成することになる。しかし、Case 2 の電流-電圧特性は信号の S/N は良いにもかかわらず、単探針及び複探針の解析手法で解析してもフィッティングの精度が上がらず、電子温度の評価はできなかった。以上の結果から、非接触プラズマの単探針測定における探針測定の局所性を保証するためには、探針の位置に対して適切な基準電極を選択することが重要であることが明らかになった。

これまでの考察の妥当性は、図 4.5 に示す複探針測定によって得た電流-電圧特性から評価される電子温度が $T_e \sim 0.4$ eV であり、分光測定から得られる温度と非常に近い値を示すことによって支持される。複探針の測定結果は、図 4.2 の白丸

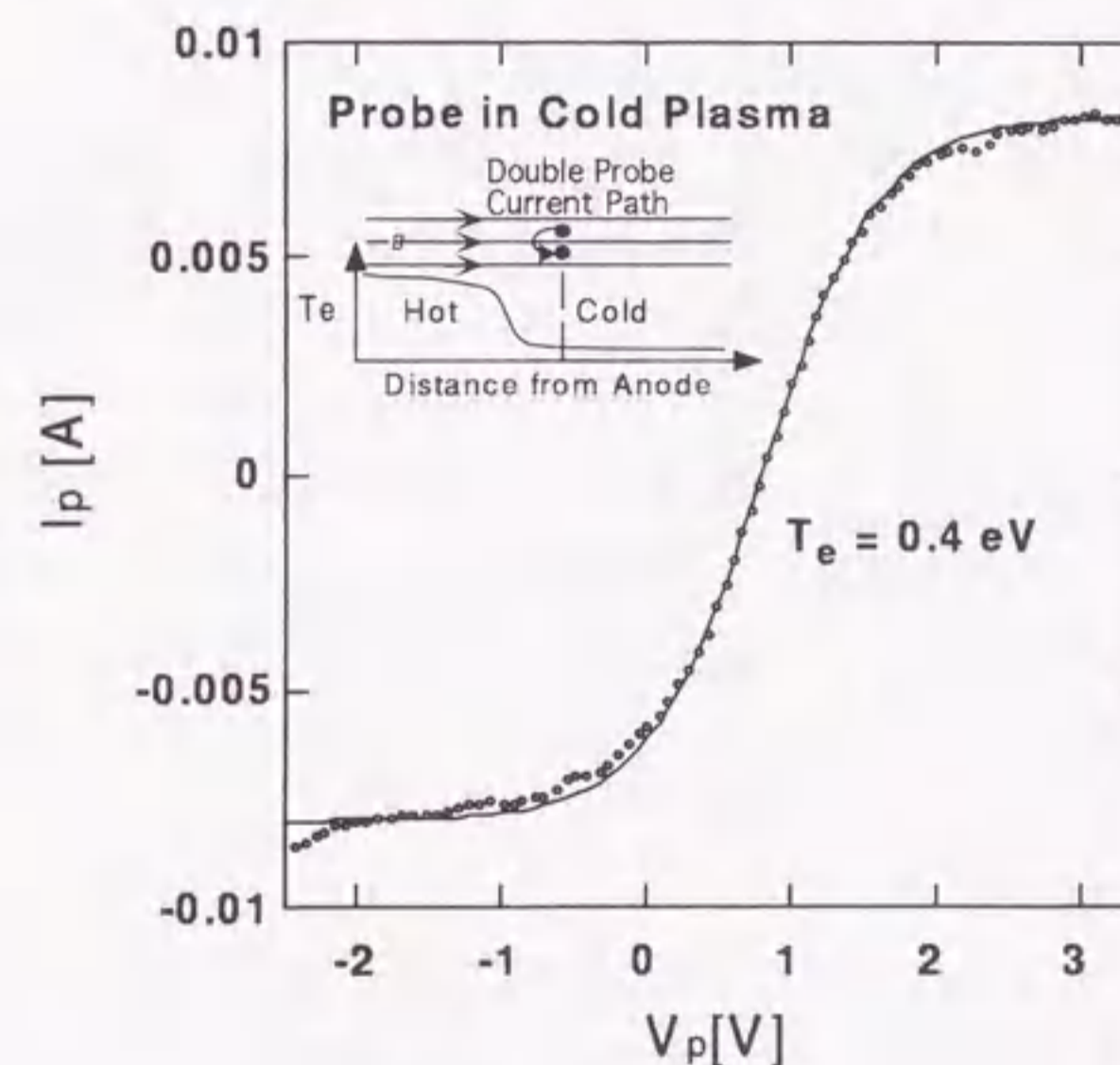


図 4.5: 非接触プラズマの Cold プラズマ領域で測定した複探針の電流-電圧特性。実線はフィッティング結果を表す。

(up)、白三角 (mid)、白四角 (down) に示した。使用した複探針の電極間距離は約 1.5 mm であるため、単探針の探針-基準電極間の距離に比べて非常に短く、そのためプラズマ中の探針電流経路は非常に短い。さらに、イオン電流は電子電流に比べてはるかに小さいことから、複探針のイオン・電子捕集磁束管は探針の近傍に局在していると考えられる。それゆえ、複探針による非接触プラズマの計測は単探針を用いるよりも信頼性が高いといえる。本実験条件では、イオンのラーマ半径は ~ 1.2 mm であり、複探針を構成する 2 本の探針電極間の距離と同程度であるため、イオンは 1 \sim 2 回のラーマ回転運動で電極間を移動できる (図 4.5 の挿入図を参照)。しかし、トカマク装置のダイバータプラズマのように磁場が非常に強い場合 (\sim 数 T) には、イオンの磁力線を横切る拡散が抑制されるために探針電流の局在性が破綻し、複探針の使用にも困難が生じると予想される。

4.3.2 探針計測におけるプラズマ抵抗の影響

図 4.2 に示したように、複探針により測定された下流部の電子温度は 2 点ではあるが、単探針の場合と同様に、中性ガス圧力の上昇に伴い電子温度も上昇する傾向を示している。図 4.6 中の黒丸は中性ガス圧力 ~ 11 mTorr の時、下流側の単探針測定によって得た探針電流-電圧特性である (Case 3 に対応する)。この時、電子温度は ~ 2 eV であった。探針と基準電極の間のプラズマの電気抵抗を $R_p \sim 300 \Omega$ と仮定して、この探針電流-電圧特性を補正すると図 4.6 中の白丸となる。この探針特性から評価した電子温度は ~ 0.6 eV となり、補正前の電子温度と比べて低い値を示した。これよりプラズマ抵抗は、電子温度を高く見積もる方向に探針電流-電圧特性を歪ませていることが分かる。ここで、電子-中性粒子衝突に伴う電気抵抗率 η_{en} は、

$$\eta_{en} = \frac{m_e}{n_e e^2 \tau_{en}} \quad (4.3)$$

と表せる [18]。ただし、 m_e は電子質量、 e は素電荷である。また、 τ_{en} は電子-中性粒子間の衝突時間であり、次のように表される。

$$\tau_{en} = \frac{1}{n_0 \sigma_{en} v_{th,e}} \sim \frac{1 \times 10^{-6}}{P_n [\text{mTorr}] \sqrt{T_e [\text{eV}]}} \quad (4.4)$$

ただし、中性粒子密度 $n_0 [\text{m}^{-3}] \sim 3 \times 10^{19} P_n [\text{mTorr}]$ (P_n は中性ガス圧力 (He)、中性ガス温度 ~ 0.03 eV を仮定)、電子とヘリウム原子の弾性衝突断面積 $\sigma_{en} \sim 8 \times 10^{-20} \text{ m}^2$ 、 $v_{th,e}$ は電子の熱速度である。式 (4.4) を式 (4.3) に代入すると、

$$\eta_{en} [\Omega \text{ m}] \sim 3.6 \times 10^{13} \frac{P_n [\text{mTorr}] \sqrt{T_e [\text{eV}]}}{n_e [\text{m}^{-3}]} \quad (4.5)$$

となり、中性ガス圧力の増加に伴い、電子-中性粒子衝突に伴う電気抵抗率は上昇することが分かる。つまり、中性ガス圧力が高くなると、電子と中性粒子の衝突確率も高くなるために τ_{en} は短くなり、電子-中性粒子衝突に伴う電気抵抗率は大きくなる。そのため探針電流-電圧特性の歪みも大きくなり、電子温度も高くなると考えられ、実験結果とも定性的に一致する。

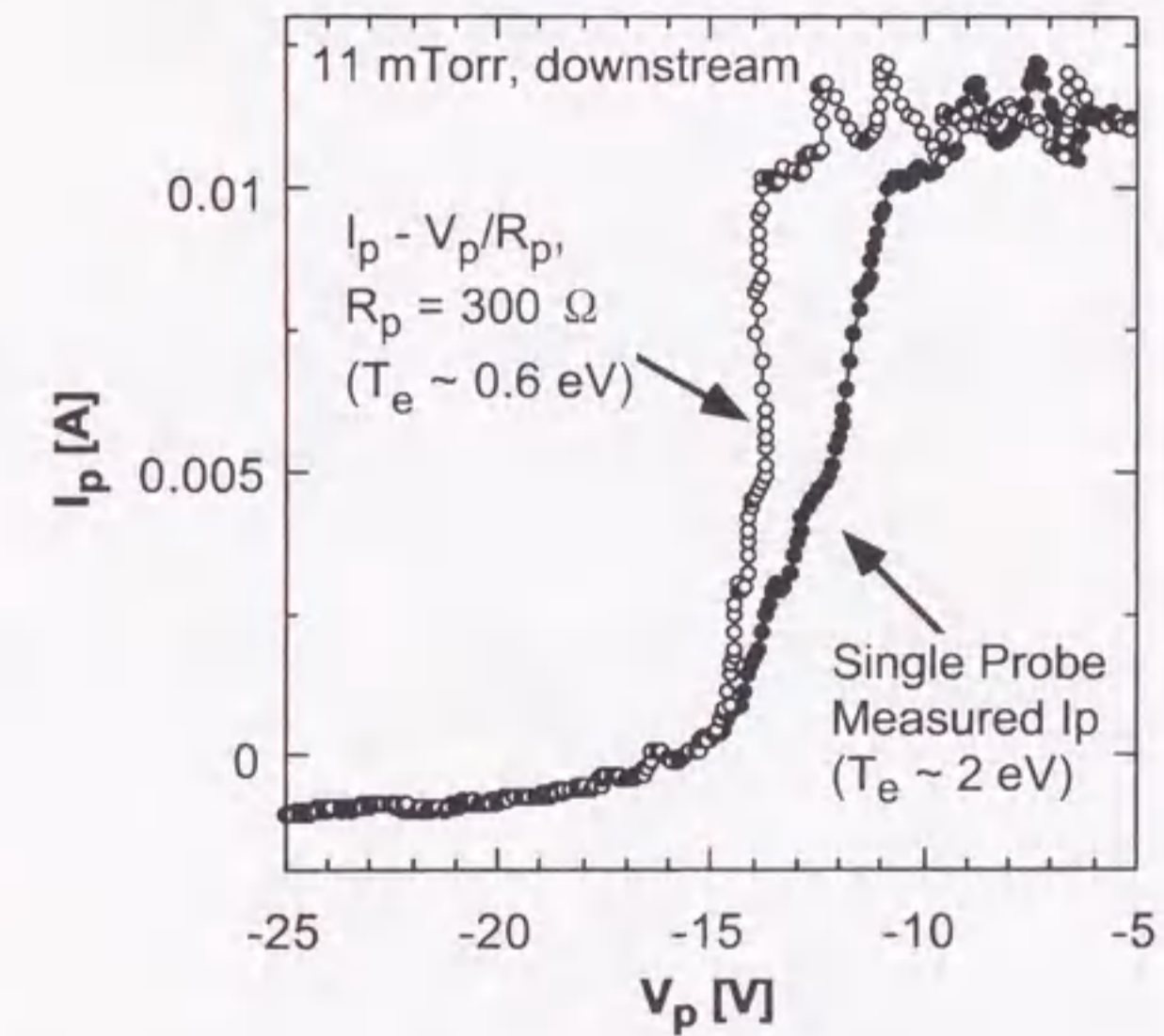


図 4.6: プラズマ抵抗による探針電流-電圧特性の歪み。中性ガス圧力 11 mTorr、下流側単探針による測定 (Case 3)。黒丸は測定値、白丸は測定探針電流値から V_p/R_p ($R_p \sim 300 \Omega$ と仮定) を差し引いた値。

次に、プラズマ抵抗の影響が現れるプラズマパラメータについて考察し、探針計測の妥当性を解析的に評価する。通常、探針計測では、プラズマ中の抵抗は無視

するため、探針に形成されるシースの抵抗とプラズマ抵抗が等しくなるようなプラズマ長 λ_p は無限大と仮定しているが、ここでは、その λ_p と前述した電子の擾乱長のプラズマパラメータに対する依存性を調べる。

浮遊電位 V_f における探針に形成されるシースの電気抵抗 R_{sh} がプラズマ抵抗 R_p と等しくなるとき、

$$\begin{aligned} R_{sh} &\simeq \frac{V_f}{I_{isat}} = R_p \\ &= \eta_p \frac{\lambda_p}{S}. \end{aligned} \quad (4.6)$$

ここで、 I_{isat} はイオン飽和電流、 η_p はプラズマの電気抵抗率、 S は探針断面積を表す。探針へ流入するイオン電流密度 j^+ ($\sim j_{isat}$)、電子電流密度 j^- は一価イオンを考えると、それぞれ

$$j^+ = en_{se}C_s, \quad (4.7)$$

$$j^- = \frac{1}{4}en_{se}v_{th,e} \exp\left(\frac{eV_f}{kT_e}\right). \quad (4.8)$$

ここで、 n_{se} は探針に形成されているシースのシース端におけるプラズマ密度、 C_s はイオン音速、 $v_{th,e}$ は電子の熱速度を表す。電子電流とイオン電流が平衡する浮遊電位の条件 $j^+ = j^-$ より [20]、

$$en_{se} \sqrt{\frac{k(T_e + T_i)}{m_i}} = \frac{1}{4}en_{se} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{eV_f}{kT_e}\right). \quad (4.9)$$

これを整理すると

$$V_f = \frac{kT_e}{2e} \ln\left(2\pi \frac{m_e}{m_i} \left(1 + \frac{T_i}{T_e}\right)\right). \quad (4.10)$$

式 (4.7), (4.10) を式 (4.6) に代入すると、

$$\lambda_p = \frac{kT_e \ln\left(2\pi \frac{m_e}{m_i} \left(1 + \frac{T_i}{T_e}\right)\right)}{2e^2 n_e C_s \eta_p}. \quad (4.11)$$

プラズマの電気抵抗率 η_p は、電子-イオン衝突周波数 ν_{ei} と電子-中性粒子衝突周波数 ν_{en} を用いて、

$$\eta_p = \frac{m_e(\nu_{ei} + \nu_{en})}{n_e e^2} = \eta_{ei} + \eta_{en} \quad (4.12)$$

と表されるが [18, 19]、中性ガス圧力 ~ 10 mTorr、 $T_i \sim T_e \leq$ 数 eV では $\eta_{ei} \gg \eta_{en}$ であるので、ここでは簡単のために、 $\eta_p \sim \eta_{ei}$ として扱う。式 (4.11) は、

$$\lambda_p [\text{m}] \sim \frac{kT_e \ln\left(4\pi \frac{m_e}{m_i}\right)}{2e^2 n_e C_s \eta_p} \sim 5.5 \frac{T_e^2 [\text{eV}]}{n_e [10^{18} \text{m}^{-3}]}. \quad (4.13)$$

となり、シースの抵抗とプラズマ抵抗が等しくなるようなプラズマ長 λ_p は電子温度と電子密度の関数として表される。

一方、電子の擾乱長 L_e は式 (4.2) で与えられるが、ここでは磁力線を横切る拡散係数 D_\perp として次のような弱電離プラズマの古典両極性拡散を考える [21]。

$$D_\perp = \frac{k(T_e + T_i)}{m_i \nu_{in} \left(1 + \frac{\omega_{ci}^2}{\nu_{in}^2}\right)}. \quad (4.14)$$

ここで、イオン-中性粒子弾性衝突周波数 ν_{in} 及びイオンサイクロトロン周波数 ω_{ci} は、

$$\begin{aligned} \nu_{in} [\text{s}^{-1}] &= n_0 \langle \sigma_{in} v_{th,i} \rangle \\ &= P_n [\text{mTorr}] \times 3 \times 10^{19} \langle \sigma_{in} v_{th,i} \rangle \\ &\sim 3 \times 10^4 P_n [\text{mTorr}]. \end{aligned} \quad (4.15)$$

$$\omega_{ci} = \frac{qB}{m_i} \sim 6 \times 10^6 \text{rad/s}. \quad (4.16)$$

ただし、イオン-中性粒子弾性衝突速度係数 $\langle \sigma_{in} v_{th,i} \rangle \sim 1 \times 10^{-5} \text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$ 、磁場強度 $B \sim 0.25$ T とした。 P_n が数十 mTorr 以下では $\frac{\omega_{ci}^2}{\nu_{in}^2} \gg 1$ であるので、

$$\begin{aligned} D_\perp [\text{m}^2/\text{s}] &\sim \frac{2kT_e}{m_i \nu_{in} \frac{\omega_{ci}^2}{\nu_{in}^2}} \\ &\sim 4 \times 10^{-2} T_e [\text{eV}] P_n [\text{mTorr}]. \end{aligned} \quad (4.17)$$

また、電子の熱速度は、

$$v_{th,e} [\text{m/s}] = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \sim 4.5 \times 10^5 \sqrt{T_e [\text{eV}]}. \quad (4.18)$$

よって、式 (4.2) の電子の擾乱長 L_e は次のような簡単な形に表せる。

$$L_e [\text{m}] \sim 1.4 \times 10^6 \frac{S}{\sqrt{T_e [\text{eV}] P_n [\text{mTorr}]}}. \quad (4.19)$$

シースの抵抗とプラズマ抵抗が等しくなるようなプラズマ長 λ_{sp} (式 (4.13)) と電子擾乱長 L_e (式 (4.19)) の比を α とすると、

$$\alpha = \frac{\lambda_p}{L_e} \sim 4 \times 10^{-6} \frac{P_n [\text{mTorr}]}{S [\text{m}^{-3}]} \frac{T_e^{\frac{5}{2}} [\text{eV}]}{n_e [10^{18} \text{m}^{-3}]} \quad (4.20)$$

中性ガス圧力を 10 mTorr とし、式 (4.20) をいくつかの α 値について計算したものが図 4.7 である。 α が小さければ小さいほど電子擾乱長に対するシースの抵抗とプラズマ抵抗が等しくなるようなプラズマ長の割合が大きくなるために、探針電流-電圧特性におけるプラズマ抵抗の影響が強く現れることを意味する。つまり、シースの抵抗とプラズマ抵抗が等しくなるようなプラズマ長は、実際の電子温度が低下してくると探針電流を捕集する磁力管の長さと比較して短くなり、探針電流捕集におけるプラズマ抵抗の影響が無視できなくなる。

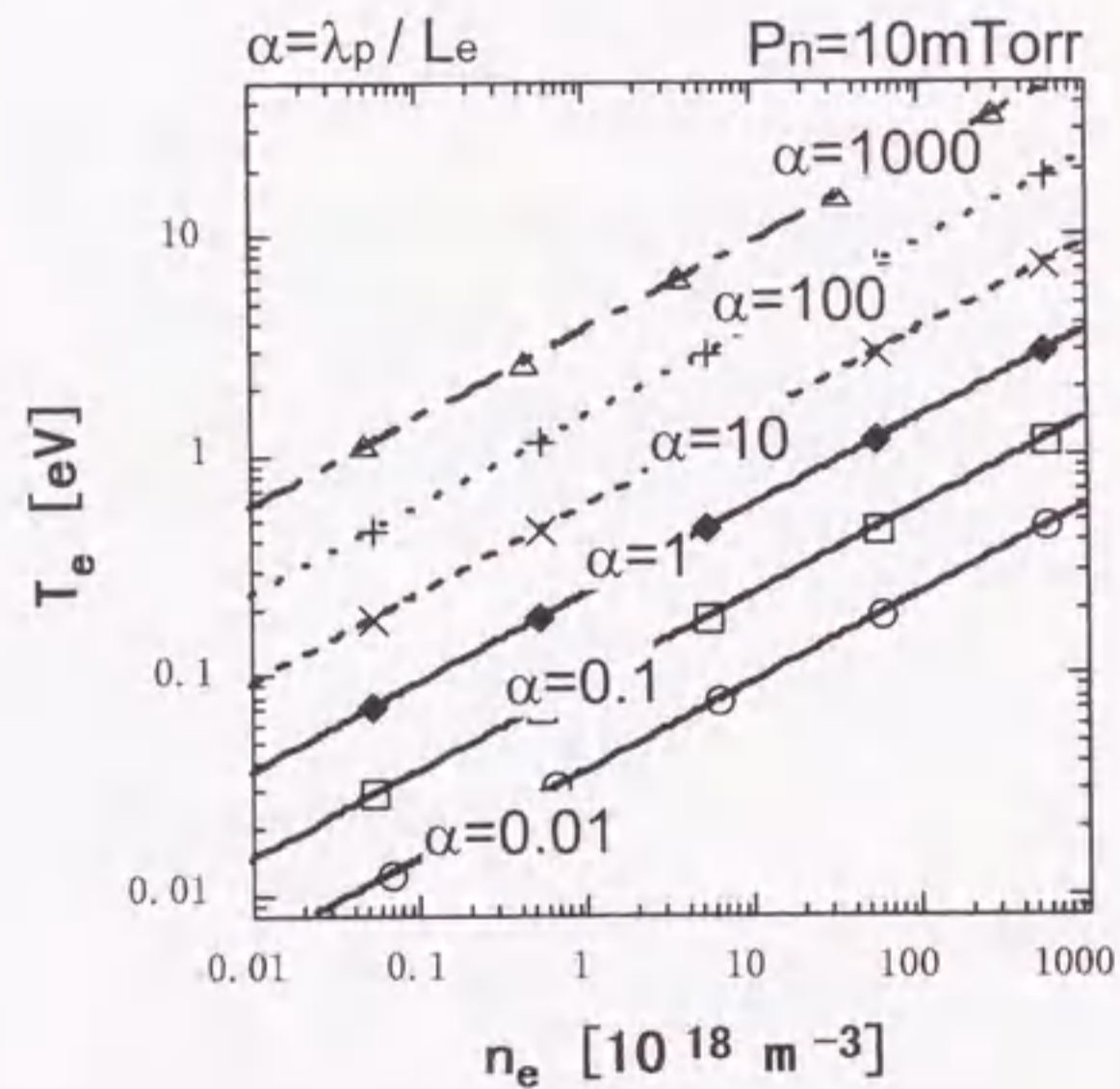


図 4.7: 探針計測における電子温度の評価に与えるプラズマ抵抗の影響。 α は探針電流-電圧特性に与えるプラズマ抵抗の影響の大きさを表し、 α が小さいほどプラズマ抵抗の影響が大きくなり、探針による電子温度の評価の妥当性が低下する。

ここで、 $\alpha \leq 10$ つまり $\lambda_p \leq 10L_e$ の電子密度・温度領域では、プラズマ抵抗の影響が顕著に現れると考えると、 $\alpha = 10$ の線は、あるプラズマ密度、ある中性ガス圧力下のプラズマにおける電子温度を探針測定する時に、プラズマ抵抗の影響を受けずに妥当な探針計測により評価できる電子温度の下限を表すことになる。例えば、電子密度 $\sim 10^{18} \text{m}^{-3}$ 、中性ガス圧 $\sim 10 \text{mTorr}$ のときには実際の電子温度が $\sim 0.6 \text{eV}$ 以下になると探針で計測される電子温度にはプラズマ抵抗の影響が現れ、妥当な値を示さなくなることを意味する。図 4.2 に示すように、中性ガス圧力 5 ~ 20 mTorr (電子密度は $\sim 10^{18} \text{m}^{-3}$) において分光測定から評価した電子温度は $\sim 0.2 \text{eV}$ であるので、式 (4.20) より $\alpha \sim 0.7$ となり、探針測定においてプラズマ抵抗の影響が強く現れる領域にあることが分かる。

4.4 結言

非接触プラズマ中では、接地した陽極を基準電極にとった単探針計測により得られる電子温度が分光学的に評価した電子温度より非常に高い値を示すことを実験的に観測した。中性ガス圧力の増加に伴い、ある値まで電子温度は低下するが、更に中性ガス圧力を上げていくと電子温度は上昇していくという異常な探針測定結果を得た。このような探針の異常特性を明らかにするために、基準電極を終端板にとった単探針測定及び、複探針測定を行った。非接触プラズマには沿磁力線方向に電子温度の勾配があり、高温領域と低温領域が存在するが、探針電流を捕集する磁力管の長さは、0.2 eV 程度の低電子温度においても高温領域に達するほど長い。そのため、非接触プラズマの低温領域における探針計測の場合には、高温領域の電子の影響を受けると考えられる。電子温度を正確に測定するためには探針の置かれるプラズマ領域と基準電極の位置関係に注意する必要がある、探針電流経路の局在性を確保することが重要であることを示した。そのため、単探針で非接触プラズマを測定する時には、探針の位置に対して適切な基準電極を選択することが重要であり、探針の信頼性の面からは、浮遊電極探針である複探針による測定が有用であることを指摘した。しかし、適切な探針測定方法を選択しても、探針で測定した電子温度は分光測定より評価した電子温度より高い傾向を示した。実際の電子温度が低下してくるとシースの抵抗とプラズマ抵抗が等しくな

るようなプラズマ長が電子擾乱長と比較して短くなり、探針電流-電圧特性におけるプラズマ抵抗の影響が無視できなくなる。プラズマ抵抗が大きくなると探針電流-電圧特性は電子温度を高く見積もる方向に歪むため、実際の電子温度がある程度低下すると、探針を用いた電子温度測定結果の解釈には注意を要することを解析的に示した。

参考文献

- [1] I. Langmuir, G. E. Rev. 26 (1923) 731.
- [2] H.M. Mott-Smith, I. Langmuir, Phys. Rev. 28 (1926) 727.
- [3] 堤井信力、「プラズマ基礎工学 増補版」内田老鶴圃 (1986).
- [4] J.P. Gunn, C. Boucher, B.L. Stansfield, C.S. Maclatchy, Contrib. Plasma Phys. 36 (1996) S, 45.
- [5] M. Weinlich, A. Carlson, Contrib. Plasma Phys. 36 (1996) S, 53.
- [6] S.J. Davies, M. Endler, S.K. Erents, I. García-Cortés, H.Y. Guo, C. Hidalgo, A. Loarte, R. Martin-Solis, G.F. Matthews, K. McCormick, R.D. Monk, P.C. Stangeby, Contrib. Plasma Phys. 38 (1998) S, 61.
- [7] G.F. Matthews, J. Nucl. Mater. 220-222 (1995) 104.
- [8] R.D. Monk, A. Loarte, A. Chankin, S. Clement, S.J. Davies, K. Günter, H.Y. Guo, J. Lingertat, C.F. Maggi, G.F. Matthews, P.D. Morgan, M.F. Stamp, P.C. Stangeby, Contrib. Plasma Phys. 36 (1996) S, 37.
- [9] R.D. Monk, A. Loarte, A. Chankin, S. Clement, S.J. Davies, J.K. Ehrenberg, H.Y. Guo, J. Lingertat, G.F. Matthews, M.F. Stamp, P.C. Stangeby, J. Nucl. Mater. 241-243 (1997) 396.
- [10] A.H. Futch, G.F. Matthews, D. Buchenauer, D.N. Hill, R.A. Jong, G.D. Porter, J. Nucl. Mater. 196-198 (1992) 860.
- [11] T. Fujimoto, J. Phys. Soc. Jpn. 47 (1979) 265; 47 (1979) 273; 49 (1980) 1561; 49 (1980) 1569.
- [12] 藤本孝、プラズマ・核融合学会誌 74 (1998) 536.
- [13] 赤塚洋、鈴木正昭、プラズマ・核融合学会誌 70 (1994) 1196.

- [14] 山本学、村山精一、[プラズマの分光計測] 学会出版センター (1995).
- [15] K. Günter, Contrib. Plasma Phys. 30 (1990) 1, 51.
- [16] K. Guenther, A. Herrmann, M. Laux, P. Pech and H.-D. Reiner, J. Nucl. Mater. 176 & 177 (1990) 236.
- [17] F.F. Chen, "Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion", Second Edition, Plenum Press, New York (1984) 178.
- [18] 高村秀一、「プラズマ理工学入門」 森北出版 (1997) 166.
- [19] 宮本健郎、「プラズマ物理入門」 岩波書店 (1991) 25.
- [20] P.C. Stangeby, "The Sheath" in "Physics of Plasma - Wall Interactions in Controlled Fusion", ed. by D.E. Post and R. Behrisch (Plenum Press, 1984) p.41.
- [21] P.C. Stangeby, Phys. Fluids 27 (1984) 2699.

第5章 総括

5.1 本研究のまとめ

本研究では、次期環状磁気閉じ込め核融合実験装置における磁気ダイバータ配位においてダイバータ板へ流入する数十 MW/m² にも達する熱・粒子負荷の低減および制御方法の確立が必要とされている放射ダイバータにおいて形成される非接触プラズマの基礎的な物理過程の理解を目的とし、直線型ダイバータ模擬実験装置 TPD-I、NAGDIS-II において、ヘリウム及び水素非接触プラズマの基礎的特性を調べた。

第1章では、ダイバータプラズマの概要ならびに非接触プラズマの沿磁力線構造、非接触プラズマ中で重要となる原子分子過程、これまでの研究の歴史について述べた。ダイバータ板へ流入する熱流束の理論的解析から、熱負荷低減のためにはプラズマのエネルギー損失だけでは十分ではなく、プラズマ粒子を消滅させる必要があり、プラズマの体積再結合が重要であることについても述べた。

第2章では、直線型ダイバータ模擬実験装置 TPD-I と NAGDIS-II で観測された非接触プラズマの特徴を述べ、次に、実験的に観測された非接触プラズマ形成におけるプラズマ密度依存性について、プラズマのエネルギー損失過程を通して考察した。放電部とプラズマテスト部を独立に制御できるように工夫された直線型プラズマ発生装置で直流放電によりプラズマを生成しておき、プラズマ終端板で中性化したヘリウム原子の真空容器内における閉じ込めを良く（排気を少なく）するか、あるいは付加的にターゲットガスとしてヘリウムを注入するかして、プラズマテスト部の中性ガス圧力を上昇させていき、プラズマの変化を観測した。ヘリウムプラズマにヘリウム中性ガスを注入することにより、非接触ヘリウムプラズマの発生が観測された。非接触ヘリウムプラズマにおいては、プラズマテスト部の中性ガス圧力の上昇に伴うプラズマ終端板へのプラズマ熱流束の低減、イ

オン飽和電流の減少、磁力線に沿ったプラズマ圧力の低下、高い励起準位からの発光スペクトル及び連続スペクトルが観測された。また、バルマー系列のスペクトル線の強度から励起準位の占有密度を算出すると、主量子数 n が 6 以上の励起準位は非接触プラズマ中の電子と部分的局所熱平衡状態 (pLTE) にあることが示され、その解析によって非接触プラズマの電子温度が 0.5 eV 以下であることが分かった。電子温度が 1 eV 以下の低温では三体・放射再結合の反応速度係数は電離過程に比べて十分に大きくなる。これらのことから、非接触ヘリウムプラズマ中では三体・放射再結合によるプラズマ粒子の消滅が起きていることが明らかとなった。非接触プラズマの形成には、プラズマ密度に対する依存性があり、特にプラズマ密度が低い場合には中性ガス圧力を増大しても、電子温度が低下せず、非接触プラズマが発生し難いことを実験的に示した。すなわち、密度下限閾値がある。この実験結果についてプラズマのエネルギー平衡に基づき考察した。高密度プラズマの場合には、イオンへの電子エネルギーの十分な損失、そして中性粒子との衝突に伴うイオンエネルギーの十分な損失の両過程があるために、電子温度が三体・放射再結合が起ころうる温度まで低下し、非接触プラズマが発生すると考えられる。一方、低密度プラズマの場合には電子とイオンの温度緩和時間はプラズマ粒子閉じ込め時間に比べて長くなるために、電子からイオンへのエネルギーの受け渡しは不十分になると考えられる。そのため、電子のエネルギー損失過程として、電離、励起過程が重要になるが、プラズマの電子温度が 5 eV 以下に低下してしまうと、電子のエネルギー損失として中性ヘリウム原子の電離、励起の効果は極めて小さくなり、結果として三体・放射再結合が起きる温度まで電子温度は低下できず、非接触プラズマが発生しなかったと考えられる。以上より、電子温度が 5 eV 以下で、イオンのエネルギー損失が十分な場合、プラズマエネルギー損失過程としては、電子-イオン間の温度緩和が重要な役割を果たすことを明らかにした。

第 3 章では、NAGDIS-II 装置において行った分子活性化再結合過程の実験的検証結果について述べた。分子活性化再結合は振動励起状態の水素分子が存在する場合に生じる体積再結合過程としてその存在が理論的に予想されており、三体・放射再結合とは大きく異なる特性をもつとされている。ヘリウムプラズマに水素ガスを注入した場合、三体・放射再結合に伴う高励起準位からの発光スペクトル

及び連続スペクトルは観測されなかったにもかかわらず、探針で測定したイオン飽和電流 (プラズマ密度) は大きく減少し、非接触プラズマが観測された。この実験結果より、三体・放射再結合とは別の体積再結合過程の存在が予測されたが、ヘリウム原子のバルマー線の強度比を衝突輻射モデル (CRAMD コード) を用いて解析した結果、その強度比が分子活性化再結合過程を考慮する事によって十分説明できることを示し、それまで理論的に提案されていた分子活性化再結合の存在を実験的に初めて実証した。一方、核融合プラズマでは水素プラズマ中での過程が重要である。水素プラズマに水素ガスを注入することにより非接触水素プラズマが発生することをダイバータ模擬実験装置において観測した。プラズマの消滅は起きているが、非接触ヘリウムプラズマのような三体・放射再結合に伴う高励起準位からの発光スペクトルは観測されなかった。CRAMD コードによる水素バルマー系列の発光スペクトルの詳細な解析から、非接触水素プラズマにおいては、プラズマ粒子損失を担う体積再結合過程として分子活性化再結合による寄与が非常に大きいことが明らかになった。また、三体・放射再結合過程が主な体積再結合過程となって発生する非接触水素プラズマを観測するためには、プラズマ密度がさらに高く、効果的な電子の冷却が必要であることを明らかにした。また、非接触プラズマに対する高エネルギー (高速) 電子の影響についても考察した。バルク電子密度に対してごくわずかの割合 (0.1 % 程度) の高エネルギー電子成分が存在すると、本来は体積再結合によるプラズマ粒子損失が起こる電子温度 ~ 2 eV 以下において中性粒子の電離によるプラズマ粒子の生成も促進される。このことから高エネルギー電子成分が非接触プラズマ形成過程に影響を与えることを指摘し、電子の速度分布関数を考慮した議論の必要性を示した。

第 4 章では、沿磁力線方向に大きなプラズマ密度・温度勾配を持つ非接触プラズマの診断において、通常用いられている単探針計測を適用する場合に、異常な探針特性の現れる原因について考察した。さらに、探針を用いた非接触プラズマ測定の妥当性についても議論した。非接触プラズマの単探針計測には、基準電位として接地電位が用いられる。しかし、こうして測定された電子温度は、分光学的に評価した電子温度より非常に高い値を示すことが実験的に観測された。中性ガス圧力の増加に伴い、ある値まで電子温度は低下することが観測されるが、更に中性ガス圧力を上げていくと、分光学的に評価した電子温度は低下していくに

も拘わらず、探針で測定した電子温度は逆に上昇していくという異常な測定結果を得た。このような探針の異常特性を明らかにするため、探針電流経路に着目し、プラズマ終端板を基準電極として用いた単探針測定及び、基準電極を持たない複探針測定を行い、接地された陽極を基準電極とした場合と比較した。非接触プラズマには沿磁力線方向に電子温度の勾配があり、高温領域と低温領域が存在する。探針電流を捕集する磁力管の長さは、0.2 eV 程度の低電子温度においても高温領域に達するほど長い。そのため、非接触プラズマの低温領域における探針計測の場合には、高温領域の電子の影響を受けると考えられる。電子温度を正確に測定するためには探針及び基準電極の置かれるプラズマ領域に注意する必要がある。単探針で非接触プラズマを測定する時には、探針の置かれるプラズマ領域に対して適切な基準電極を選択することが重要である。また、探針電流経路が探針近傍に存在すると考えられる浮遊電極探針（複探針）による測定の信頼性が比較的高いことも示した。しかし、適切な探針測定方法を選択しても、探針で測定した電子温度の絶対値は分光測定より評価した電子温度より高い傾向を示した。通常、探針計測では、プラズマ中の抵抗は無視し、探針に形成されるシースの抵抗とプラズマ抵抗が等しくなるようなプラズマ長は無限大と仮定している。しかし、その長さは、実際の電子温度が低下してくると探針電流を捕集する磁力管の長さと比較して短くなり、探針電流捕集におけるプラズマ抵抗の影響が無視できなくなる。プラズマ抵抗が大きくなると探針電流-電圧特性は電子温度を高く見積もる方向に歪むため、実際の電子温度がある程度低下すると、探針を用いた電子温度測定結果にはプラズマ抵抗の影響が現れるために、その解釈には注意を要することを解析的に示した。

5.2 今後の展望

これまでの研究結果を踏まえ、本研究の今後の展望を述べる。トカマク装置では、ダイバータ領域や SOL 領域に強い水素、重水素ガスパフを行ったり、不純物ガスとして窒素、ネオン、アルゴンなどを外部から注入したりして、放射損失を促進させ「部分非接触ダイバータ (Partial Detachment)」状態での長時間運転を目指している。しかし、時間が経過すると熱流の減少する領域がセパトリス

から外側に移動し、ダイバータ板全体で熱流が減少する「完全非接触ダイバータ (Completery Detachment)」が発生する。現状ではその状態は安定ではなく非接触プラズマの放射損失領域はダイバータ領域から主プラズマの境界である X 点領域まで移動し、「X 点 MARFE」状態となり、主プラズマの閉じ込め性能を劣化させる。そのため、非接触プラズマの安定性に関する詳細な研究が重要である。また、主プラズマから間欠的に大きな熱流が吐き出される、ELMy H モードの運転では非接触プラズマの動的特性の理解が必要である。本研究では定常な非接触プラズマに関して基礎的な特性を調べたが、今後はこれらトカマクプラズマにおける課題を踏まえて、直線型ダイバータプラズマ模擬実験装置での熱パルスに対する非接触プラズマの安定性、動特性を議論していくことが重要である。

また、現状の直線型装置のプラズマパラメータにおいてはプラズマ密度はトカマクダイバータに近い状況にあるが、電子温度、イオン温度は約一桁下回っている。このような状況でも、基礎的な特性は調べることが可能であるが、よりダイバータ模擬装置としての役割を強めるためには、高周波加熱などによる電子、イオンの加熱が必要である。

トカマク装置では非接触プラズマ発生におけるプラズマのエネルギー散逸には放射損失によるところが大きいが、その正確な評価をするためには、中性原子による光子の再吸収の効果も考慮する必要がある。この効果はプラズマの再結合過程にも影響を与え、非接触プラズマの安定性を議論するには、このような輻射輸送の理解も重要である。

非接触プラズマの計測方法について、第 4 章でも述べたように、プローブによる非接触プラズマの計測には問題点が多いことが明らかになった。今後、非接触プラズマの正確な計測のためには、分光的手法による計測と衝突輻射モデルの高精度化の双方を進めていくことが必要であると考えられる。

非接触プラズマの理学的側面として興味深いのは、図 5.1 のように、非接触プラズマ中に多量に存在する高励起状態の中性原子（高リュウドベリ原子）の集団的な性質が挙げられる。高リュウドベリ原子は、通常の原子に比べて電子の軌道半径が大きいため、通常の気体とは大きく異なる多体効果を示すと考えられる。例えば、高リュウドベリ原子群中を伝播する音波はその影響を強く受けると期待される。

また、非接触プラズマの産業への応用として、半導体エッチング等のプロセスプラズマへの利用が考えられる。非接触プラズマでは低温 ($T_e < 0.5$ eV) でプロセスプラズマとしては高密度の 10^{19} m^{-3} 程度のプラズマが固体表面に比較的均一に生成される。また、高励起状態の中性原子は、反応性の高いラジカルとして存在する。電子温度や電子密度は中性ガス圧を制御することで制御可能であるため、プロセスプラズマに用いるガスを用いた原理実験を行うことは意義があると考えられる。

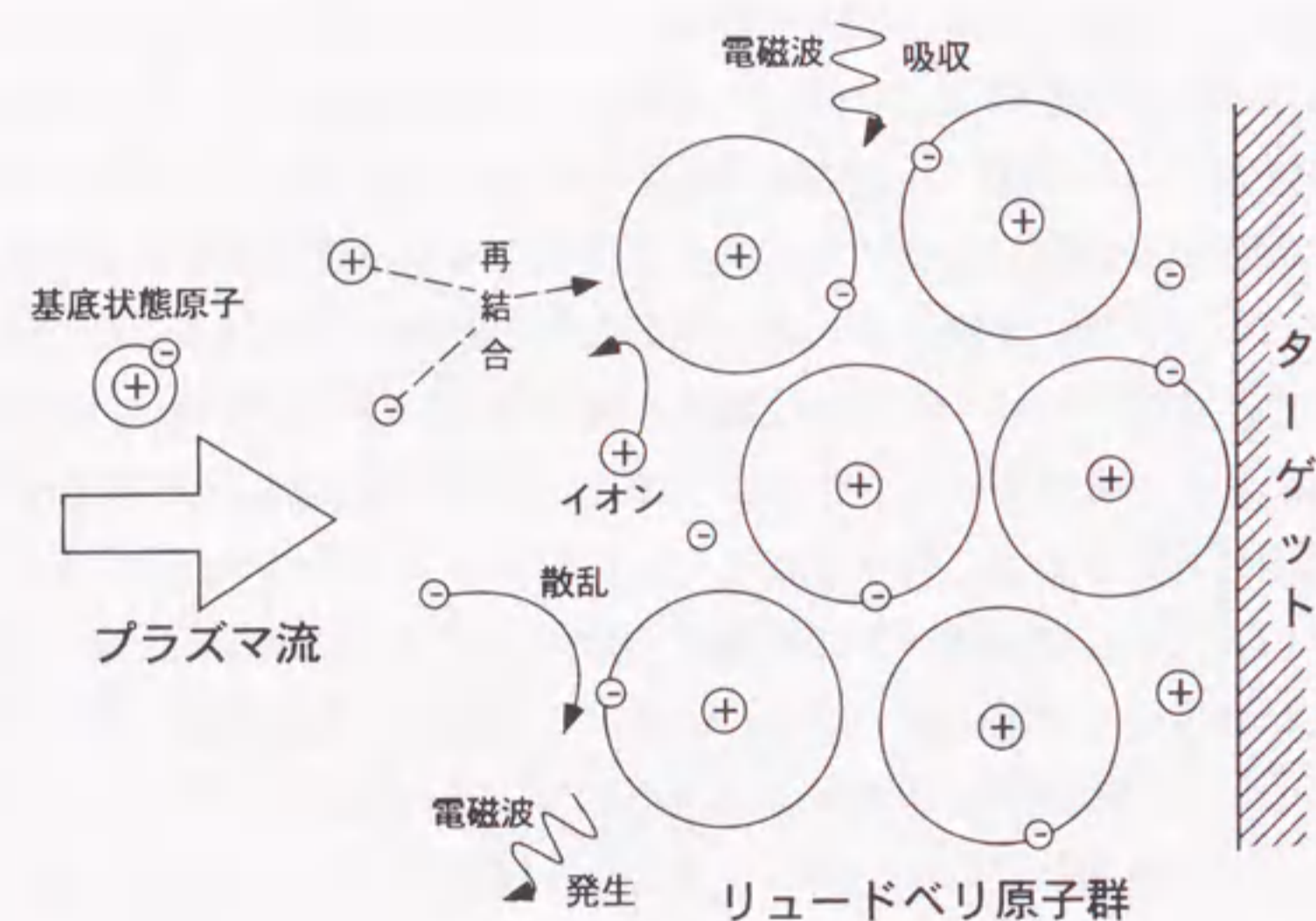


図 5.1: 非接触プラズマ中の高リウドベリ原子群の模式図

謝辞

本研究を遂行及び本論文の執筆にあたり、終始丁寧な御指導、ご鞭撻を賜りました名古屋大学大学院工学研究科教授 高村秀一博士に謹んで厚く御礼申し上げます。

本研究をまとめるにあたり、貴重な御助言、御討論を頂きました名古屋大学難処理人工物研究センター教授（名古屋大学大学院工学研究科エネルギー理工学専攻 兼務）松田仁樹博士、ならびに、文部省核融合科学研究所教授（名古屋大学大学院工学研究科エネルギー理工学専攻客員教授）渡利徹夫博士に深く御礼申し上げます。

本研究を遂行するにあたり、常日頃、多くの貴重な御助言及び御討論を頂きました名古屋大学理工学総合研究センター助教授 上杉喜彦博士、名古屋大学大学院工学研究科講師 大野哲靖博士に心より感謝いたします。また、実験装置の製作等、日頃より大変お世話になった名古屋大学工学部技官 高木誠氏に心より感謝いたします。

TPD-I 装置での実験にあたり、様々なご協力、御討論を頂きました文部省核融合科学研究所助手 鈴木肇博士に深く感謝いたします。

米国プリンストン滞在中、多くの貴重な体験をさせていただき、御指導も賜ったプリンストン大学プラズマ物理研究所教授 Dr. Sam Cohen に心より感謝いたします。また、共同研究及びプリンストン滞在中、様々な御助言をいただき、いろいろな面で大変お世話になった同研究所（現在は米国ロスアラモス国立研究所に所属） Dr. Jaeyoung Park に深く感謝いたします。

CRAMD コードによる解析等で数多くの御協力、御討論を頂いた米国 マサチューセッツ工科大学 Plasma Fusion Center 教授 Dr. Sergei Krasheninnikov、同教授 Dr. A.Yu. Pigarov に心より感謝いたします。

日頃より、御助言、御協力を頂いた名古屋大学大学院工学研究科助手 叶民友博

士、増崎貴博士（文部省核融合科学研究所）、小島昌博博士（名古屋大学 VBL 非常勤講師）、松田治氏（TDK 株式会社）、井戸康弘氏（三菱電機株式会社）、三品博昭氏（三菱重工業株式会社）、山本浩一氏（株式会社日立製作所）、溝下慎吾氏（三洋電機株式会社）、徳永一成氏（株式会社安川電機）、森繁和氏（株式会社東芝）、田中将裕氏（三菱電機株式会社）、成田茂氏（中部電力株式会社）、青木宏治氏（キヤノン株式会社）、桑原竜弥氏、渡辺真一氏、布村正太氏、原淳一郎氏の皆様に心より感謝いたします。

研究遂行から日常生活まで、いろいろとお世話になり、支えていただいた小林政弘氏、小松一元氏、西島大輔氏をはじめとする高村研究室の皆様に心より感謝いたします。

日々、励まし支え続けてくれた Kei san に心より感謝します。

本研究の一部は文部省科学研究費補助金（特別研究員奨励費 No. 1775）の補助により遂行された。

研究業績

学会誌等

第 2 章

“Density Threshold for Plasma Detachment in Gas Target”
N. Ezumi, S. Mori, N. Ohno, M. Takagi, S. Takamura, H. Suzuki, J. Park,
Journal of Nuclear Materials Vol. 241-243 (1997) pp. 349-352.

第 3 章

“Experimental Evidence of Molecular Activated Recombination in Detached Recombining Plasmas”
N. Ohno, N. Ezumi, S. Takamura, S.I. Krasheninnikov, A.Yu. Pigarov,
Physical Review Letters, Vol 81 (1998) pp. 818-821.

“Contribution of Molecular Activated Recombination to Hydrogen Plasma Detachment in the Divertor Plasma Simulator NAGDIS-II”
N. Ezumi, D. Nishijima, H. Kojima, N. Ohno, S. Takamura, S.I. Krasheninnikov,
A.Yu. Pigarov,
Journal of Nuclear Materials (掲載予定).

第 4 章

“Anomaly of Langmuir Probe Characteristics in Detached Recombining Plasmas”
N. Ezumi, N. Ohno, K. Aoki, D. Nishijima, S. Takamura,
Contributions to Plasma Physics, Vol. 38 Special Issue (1998) pp. 31-37.

以上の研究論文に基づき、本博士学位論文が執筆された。

国際会議等

第 2 章

“Density Threshold for Plasma Detachment in Gas Target”

°N. Ezumi, S. Mori, N. Ohno, M. Takagi, S. Takamura, H. Suzuki, J. Park,
12th International Conference on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion
Devices, Saint-Raphaël, France, May 20-24, 1996.

“Static and Dynamic Characteristics of Plasma Detachment in Gas Target Scheme”

°N. Ezumi, M. Tanaka, S. Mori, N. Ohno, M. Takagi, S. Takamura, H. Suzuki,
The 1996 International Conference on Plasma Physics, Nagoya, Japan, Sep. 9-13,
1996,
*Proceedings of the 1996 International Conference on Plasma Physics, Nagoya,
Japan, 1996, Vol. 1 (1996) pp. 614-617.*

第 3 章

“Contribution of Molecular Activated Recombination to Hydrogen Plasma De-
tachment in the Divertor Plasma Simulator NAGDIS-II”

°N. Ezumi, D. Nishijima, H. Kojima, N. Ohno, S. Takamura, S.I. Krasheninnikov,
A.Yu. Pigarov,
13th International Conference on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion
Devices, San Diego, CA, USA, May 18-22, 1998.

“Studies on Plasma-Gas Interactions in Powerful High Heat Flux Plasma Device
NAGDIS-II”

°N. Ezumi, N. Ohno, Y. Uesugi, J. Park, S. Watanabe, S.A. Cohen, S.I. Krasheninnikov,
A.Yu. Pigarov, M. Takagi, S. Takamura,
24th European Physical Society Conference on “Controlled Fusion and Plasma
Physics”, Berchtesgaden, Germany, June 9-13, 1997,
*Proceedings of the 24th European Physical Society Conference on Controlled Fu-
sion and Plasma Physics, Berchtesgaden, Germany, 1997, Part III (1997) pp.1225-
1228.*

“Investigation of Hydrogen Plasma Detachment in the Divertor Plasma Simulator

NAGDIS-II”

°N. Ezumi, D. Nishijima, H. Kojima, N. Ohno, S. Takamura, S.I. Krasheninnikov,
A.Yu. Pigarov,
International Congress on “Plasma Physics” combined with 25th EPS Conference
on “Controlled Fusion and Plasma Physics”, Praha, Czech Republic, Jun. 29-Jul.
3, 1998,

*Proceedings of 1998 International Congress on Plasma Physics combined with
the 25th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma
Physics, Praha, Czech Republic, 1998, Vol. 22C (1998) pp.7-10.*

第 4 章

“Anomaly of Langmuir Probe Characteristics in Detached Recombining Plasmas”

N. Ezumi, °N. Ohno, K. Aoki, D. Nishijima, S. Takamura,
3rd International Workshop on Electrical Probes in Magnetized Plasmas, Berlin,
Germany, Sep 22-25, 1997.

以上が本博士学位論文に関連する発表である。°は実際に発表を行った人を示す。

