

東海大学大学院平成27年度博士論文

直線型ダイバータ模擬装置を用いた
デタッチプラズマの反応過程に関する研究

指導 利根川 昭 教授

東海大学大学院 総合理工学研究科

総合理工学専攻

飯島 貴朗

目次

第 1 章 序論

1.1	核融合発電と炉心プラズマ条件	1
1.2	トカマク型核融合炉でのダイバータ配位の役割	5
1.3	ダイバータ配位の課題点	8
1.4	デタッチダイバータの生成と反応素過程	11
1.5	ダイバータプラズマでの分子性再結合過程	15
1.6	ELM によるダイバータへの熱・粒子輸送	19
1.7	閉ダイバータにおけるデタッチプラズマ生成	23
1.8	高速プラズマ流が及ぼすデタッチプラズマへの影響と不純物輸送	26
1.9	ダイバータプラズマ研究での直線型ダイバータ模擬装置の意	28
1.10	ダイバータプラズマ研究での本研究の目的と意義	30
	第 1 章の参考文献	32

第 2 章 直線型ダイバータ模擬装置 TPD-SheetIV と計測系

2.1	直線型ダイバータ模擬装置 TPD-SheetIV の原理と構成	36
2.2	計測系	42
2.2.1	高速スキャニングプローブ計測システムの概要	42
2.2.2	分光計測システムの概要	52
	第 2 章の参考文献	55

第 3 章 パルスプラズマ流入時でのデタッチプラズマの反応過程

3.1	はじめに	56
3.2	水素原子のエネルギー構造と反応モデル	58
3.2.1	水素原子のエネルギー構造	58
3.2.2	反応素過程とモデリング	64
3.2.3	水素原子衝突輻射モデル	67
3.3	実験方法	74
3.3.1	パルスプラズマ生成法	74
3.3.2	パルスプラズマにおける Langmuir プローブ計測法	77
3.3.3	高エネルギー電子成分を考慮した衝突輻射モデルの解析	79
3.4	結果及び考察	83
3.4.1	高エネルギー電子成分を考慮した電子温度・密度の時間変化	83

3.4.2 高エネルギー電子成分を考慮した衝突輻射モデルによる 電離・再結合量計算	87
3.5 結論	90
第 3 章の参考文献	92
第 4 章 高速プラズマ流の生成と不純物輸送	
4.1 はじめに	94
4.2 実験方法	98
4.2.1 イオンサイクロトロン共鳴 (ICR) 法によるイオン加熱	98
4.2.2 発散磁場中の磁気モーメント保存則によるイオン加速	106
4.2.3 イオン温度計測法	108
4.2.4 Mach 数計測法	114
4.3 結果及び考察	115
4.3.1 イオン加熱測定結果	115
4.3.2 イオン流速測定結果	123
4.3.3 高速プラズマにおける不純物イオンの挙動	125
4.4 結論	129
第 4 章の参考文献	130
第 5 章 閉ダイバータにおけるデタッチプラズマの生成過程	
5.1 はじめに	131
5.2 実験装置及び計測系	134
5.2.1 閉ダイバータ模擬ターゲットの構造	134
5.2.2 オメガトロン型質量分析器の原理と構成	136
5.2.3 衝突輻射モデルを用いたイオン種計算	141
5.3 結果及び考察	144
5.4 結論	147
第 5 章の参考文献	148
第 6 章 総括	
6.1 本研究のまとめ	149
謝辞	154

序論

1.1 核融合発電と炉心プラズマ条件

現在、文明を支えるエネルギーは、主に火力発電により供給されているが、化石燃料の枯渇や二酸化炭素排出による地球温暖化など、いくつかの問題を抱えており、そのため、いかにエネルギーを多様化し安定的に供給していくかが重要な課題となっている。新たなエネルギー源として、太陽光発電、風力発電などの自然エネルギーが注目されてはいるが、安定かつ大電力の供給は未だ大きな課題として挙げられる。近年ではクリーンで資源がほぼ無尽蔵である水素エネルギーの研究が盛んとなっており、そのうちの一つに、核融合発電が次世代のエネルギー源として期待されている。

核融合発電の研究は 1950 年代から始まり、近年では、国際協力のもとフランスのサン・ポール・レ・デュランスに国際熱核融合実験炉（International Thermonuclear Experimental Reactor ; ITER）の設計・建設が行われ、2019 年に運転開始が予定されている[1]。核融合発電はプラズマを閉じ込め、加熱することにより核融合反応が生じるようなプラズマを生成し、その反応によって生まれるエネルギーを利用することである。大きな運動エネルギーを持つ原子核がその静電反発力に打ち勝って接近した際に核力が働き、核融合反応が生じる。それに伴い発生する荷電粒子や中性子の運動エネルギーをエネルギー源として利用する。核融合発電の燃料 1 g は、約石油 8 t を燃焼したときと同等のエネルギーを発生させる。さらに、核融合発電は原子力発電と比べ、反応に異常をきたしても暴走することが原理的になく、比較的安全性が高いとされている。

現在、核融合発電に使用することが考えられている反応を Table1.1 に示す。

当面の核融合発電は、他の反応に比べ低温で反応が起きる D-T 反応を中心に利用することを目指している。各反応の単位時間あたりに発生する頻度、すなわち反応速度係数を Fig. 1.1 に示す[2]。D-T 反応の速度係数はおよそ 60 keV で最大を迎えるため、核融合反応を起こし発電を行うには、プラズマの密度を高め、高温に加熱した状態をつくりエネルギー閉じ込め時間を長くし、長時間にわたる自己点火条件を持続させる必要がある。閉じ込め方法には大きく分けて 2 つの方式があり、磁場を利用する磁場閉じ込め方式や、強力な加熱で瞬間的に 1 億度にし、それが飛び散る前に核融合を起こす慣性閉じ込め方式である。各閉じ込め方式にはさらに何種類もの方式が存在する。その中で、磁場閉じ込め型の一つであるトカマク装置は自己点火条件を満たす可能性を持つ優れた方式であり、ITER もトカマク型磁気配位の核融合実験炉である。

これまでの核融合実験炉の進展と ITER 及び実用炉の見通しを Fig.1.2 に示す[3]。この図は、横軸をプラズマ温度 T 、縦軸にプラズマ密度とエネルギー閉じ込め時間 $n\tau_E - T$ をとったもので、ローソンダイアグラム (Lawson diagram) と呼ばれる。ここで、エネルギー閉じ込め時間は、「プラズマが持つ全熱エネルギー/単位時間に失われる熱エネルギー」で定義されるエネルギー損失の時定数である。核融合発電炉で十分なエネルギー利得 (Q 値) を得るにはプラズマ密度とエネルギー閉じ込め時間の積が $10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}$ 程度になる必要がある。

核融合研究では 1960 年代から 10 年ごとに両軸共に一桁ずつの進展がみられ、1990 年代には日本の大型核融合実験炉 JT-60U や EU の JET で臨界プラズマ条件 ($Q = 1$) を達成している[4,5]。ITER では $Q = 10$ 程度の自己点火条件に近いプラズマの達成を目指している[6]。

Table1.1 Nuclear fusion reaction processes.

Fuel particles	Reaction Formula
D, T	$D + T \rightarrow {}^4\text{He} (3.52 \text{ MeV}) + n(14.06 \text{ MeV})$
D, D	$D + D \rightarrow {}^3\text{He} (0.82 \text{ MeV}) + n(2.45 \text{ MeV})$ $\rightarrow T(1.01 \text{ MeV}) + p(3.03 \text{ MeV})$
D, ${}^3\text{He}$	$D + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} (3.67 \text{ MeV}) + p(14.67 \text{ MeV})$

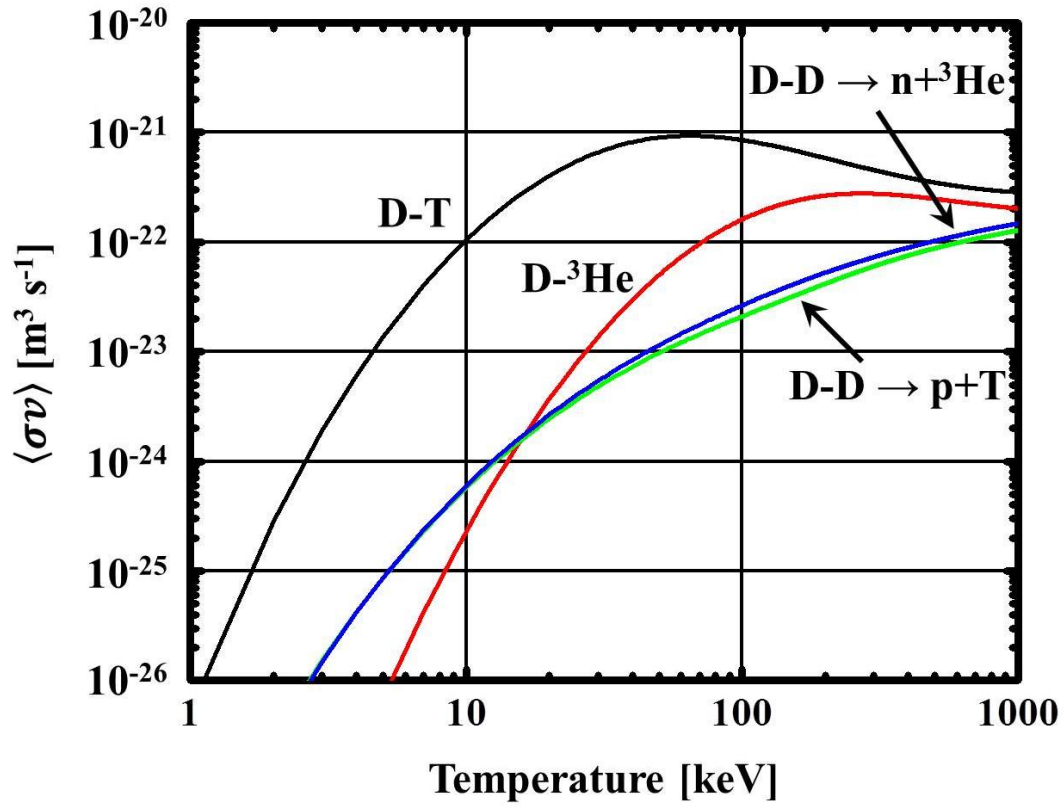


Fig. 1.1 Reaction rate of nuclear fusion reaction as a function of the temperature[2].

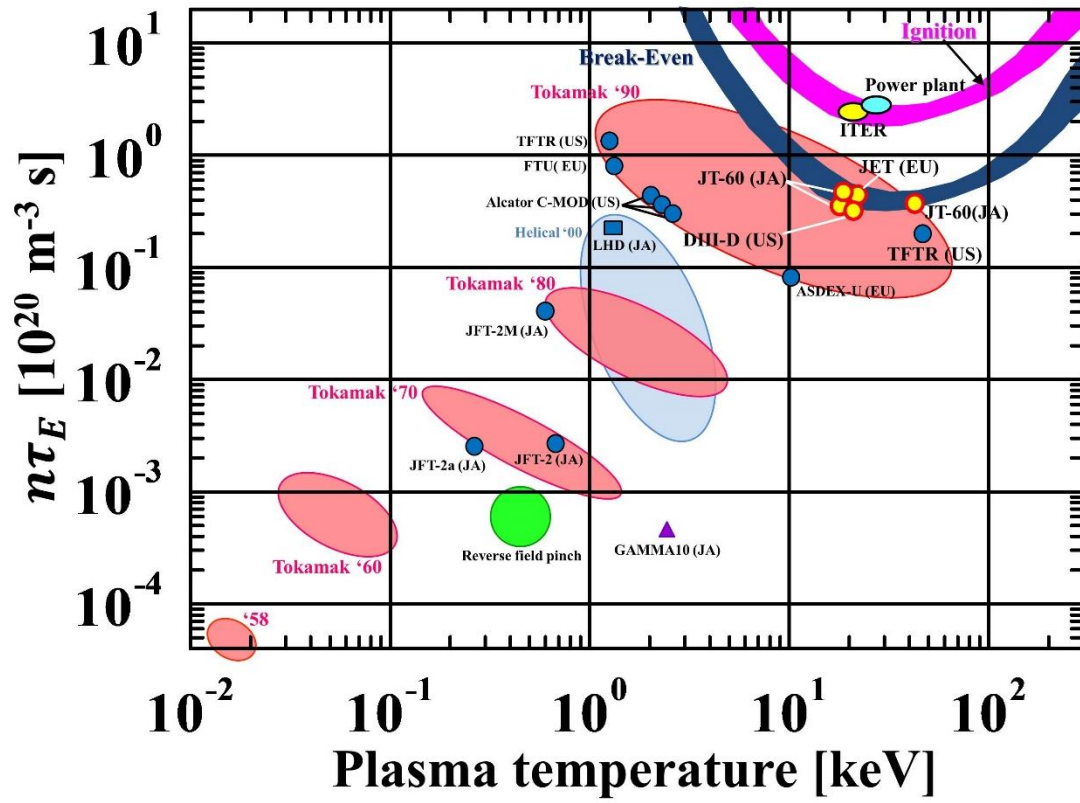


Fig.1.2 Lawson diagram for magnetic fusion illustrating progress[3].

1.2 トカマク型核融合炉でのダイバータ配位の役割

これまで述べてきたように、核融合反応を起こし発電を行うには、プラズマの密度を高め、高温に加熱した状態をつくりエネルギー閉じ込め時間を長くし、長時間にわたる自己点火条件 $n\tau_E > 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}$ を持続させることである。トカマク型核融合炉ではトロイダルコイルによる磁場とプラズマ電流により発生するポロイダル磁場でらせん状の磁場を形成しプラズマを閉じ込める。しかしプラズマは衝突や乱流等による拡散過程で磁場に対して垂直方向に流出してしまう。そのため初期のトカマク炉ではリミタというプラズマ対向壁を設置しトカマクプラズマの表面を決定させていた。

しかし、プラズマによりスパッタされたりリミタからの不純物が炉心に混入し、多大な放射損失と燃料の希釈を引き起こし、炉心プラズマの性能を劣化させるという問題が生じた。磁場閉じ込め型で核融合反応を引き起こすには、閉じ込め性能を維持し、かつ、炉壁の損耗を低減するためプラズマと炉壁との相互作用を可能な限り小さくする必要がある。この課題を解決するため、閉じた磁気面の外に開いた磁力線を設け、コアプラズマからの熱・粒子を一箇所に導くダイバータ配位が考案され、現在ではこの方式が一般的となっており、ITERにおいても採用されている。

ダイバータ配位を有する一般的なトカマク型核融合炉の断面図を Fig. 1.3 に示す。ダイバータ配位では、ダイバータコイルにプラズマ電流と同方向に電流を流し、8の字型のセパトリクス磁場配位を作り、コアプラズマと炉壁を引き離す。コアプラズマの熱・粒子はスクレイプオフレイヤー (Scrape-Off Layer ; SOL) へと流出する。SOL プラズマの熱・粒子は磁力線方向へと輸送されコアプラズマから十分に離れたダイバータ板と呼ばれる境界壁で終端する。ダイバータ配位により、核融合生成物である He 灰及び炉壁等から放出された不純物の排気と、

炉壁への熱負荷が低減できる.

ダイバータ配位の最初の実験は日本原子力研究所（現日本原子力研究機構）の高性能トカマク開発試験装置 JFT-2a (JAERI Eusion Torus-2a) によるもので[7], ダイバータによる不純物の抑制が確認され, 多くのトカマク装置にダイバータ配位が採用されることとなった. また, ドイツの Max-Planck 研究所にあるダイバータトカマク装置 ASDEX (Axially Symmetric Divertor Experiment) ではダイバータ配位において, 不純物制御だけでなく閉じ込め改善モード (H モード) も発見された[8].

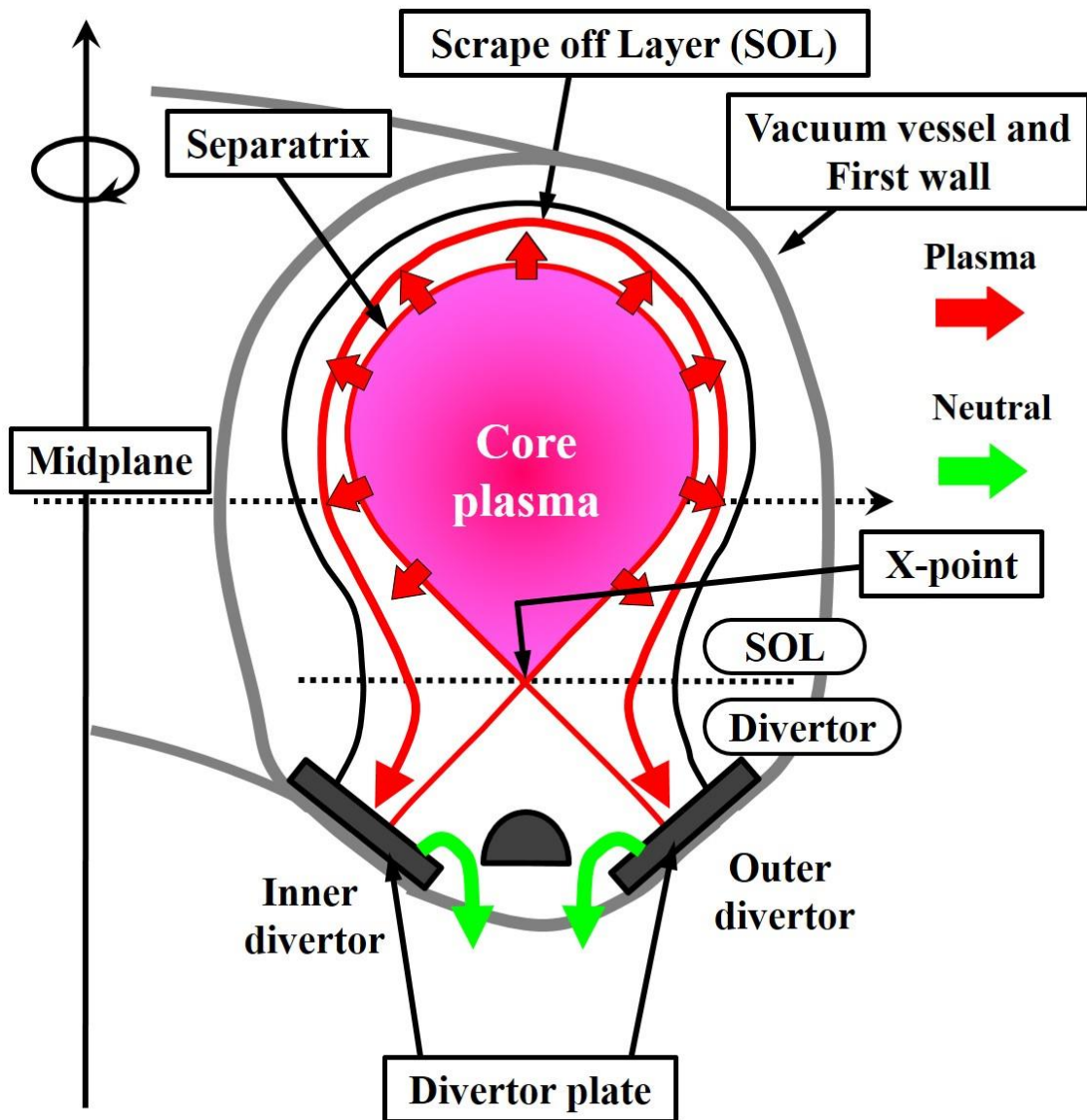


Fig.1.3 Cross-section view of a tokamak with divertor configuration. 8-shaped separatrix separates core plasma and SOL/divertor plasma.

1.3 ダイバータ配位の課題点

ダイバータ配位ではコアプラズマを高温・高純度に保ちやすい利点があるが、ダイバータは、核融合炉において唯一プラズマが接触する箇所となり、コアプラズマからの熱・粒子を一手に引き受けなければならないというデメリットも同時に存在することになる。ITER で考えられているダイバータへの熱流束は Fig.1.4 のように予測されている[6]。ITER での核融合出力は約 0.5 GW ($Q = 10$) で、 α 加熱を主とした加熱パワーは 150 MW となる。主プラズマから境界磁気面を横切って SOL へ排出されるエネルギーは 100 MW 程度となる。Fig.1.4 に示すように、ダイバータへの熱流束は太陽表面の熱流束に近づくほどの値であり[9]、この 100 MW の熱流をダイバータで除去することは不可能であるため、SOL 及びダイバータ領域において放射により分散させなければならない。

ダイバータ構造材として、当初は熱伝導率及び融点の高い炭素繊維強化炭素複合材料 (CFC) が ITER のダイバータに用いられる予定であった。しかし、CFC はダストの生成、水素リテンションが多いこと、中性子照射による性能劣化が著しい等の欠点があげられたため、現在、ITER のダイバータ構造材にタングステンを用いることが決定されている[10]。実際のダイバータ構造材は、モノブロックと呼ばれる $30 \times 30 \times 10$ mm 程度の bulk・タングステン材が CuCrZr 冷却配管に串刺し状に冶金接合されたもので、タングステンモノブロックと冷却管の間には無酸素銅の緩衝剤が挿入されている。この構造材は定常時で 10 MWm^{-2} 、非定常時で 20 MWm^{-2} まで耐えうることが熱負荷試験によって明らかになっている[11]。ダイバータ板が熱的に耐えうる 10 MWm^{-2} の熱流束に抑えるため前述の通り、放射による分散を図っているが、さらに、ダイバータ板近傍で電子温度を低下させることにより体積再結合 (Volumetric recombination) を起こしダイバータ板とプラズマが非接触となるデタッチプラズマ (Detached plasma) がダ

ダイバータへのイオン流束並びに熱流束の減少に十分な役割を果たすと考えられている。このデタッチプラズマを安定的に生成することは高性能な炉心プラズマの維持に重要である。しかし、周辺局在化モード (Edge localized mode; ELM) といわれる周期的なプラズマの放出現象により、ダイバータに高エネルギーのプラズマが流入しデタッチプラズマを再電離させ、ダイバータ板に多大な熱負荷を与えることが指摘されている。

さらに、安定的にデタッチプラズマを生成し、中性粒子や不純物の炉心プラズマへの逆流を抑制するような閉ダイバータ構造の検討が必要となっている。SOL/ダイバータ領域では、ダイバータ方向に向かった亜音速から音速の高速プラズマ流が観測されており、不純物輸送やデタッチプラズマの発生率に大きな影響を及ぼすことが指摘されている。

以上のことより、デタッチプラズマを生成するダイバータ配位は高性能な炉心プラズマを維持しやすいという利点があるが、冷却ガスである中性粒子や不純物の逆流とダイバータ板の熱負荷低減の相反する課題を両立させる必要がある。そのため、以下に示すいくつかの課題が存在する。

1. デタッチプラズマによるダイバータ板の熱・粒子負荷低減
2. ELM によるダイバータ板への非定常的熱負荷
3. 閉ダイバータ構造における粒子挙動
4. SOL/ダイバータ領域での高速プラズマ流が及ぼす影響

などである。

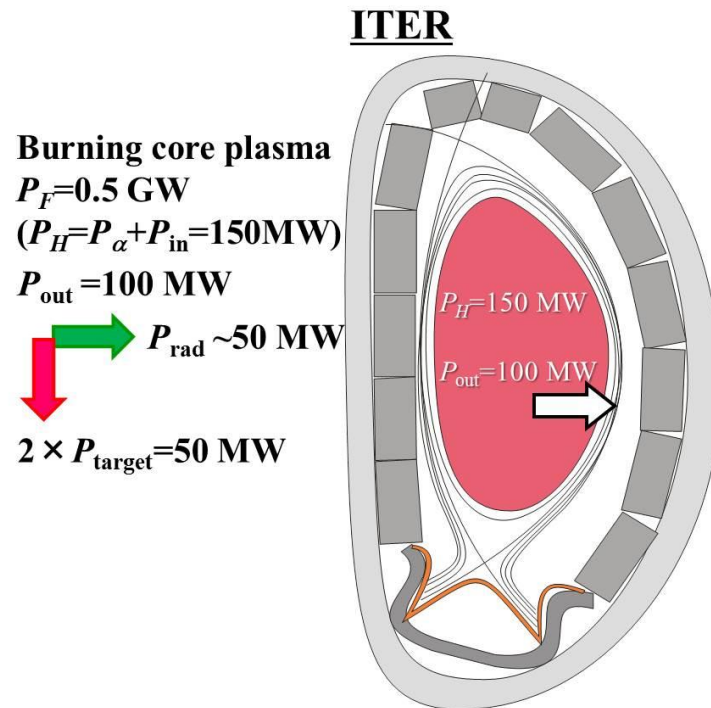


Fig.1.3 Schematic diagram of power exhaust of ITER[6].

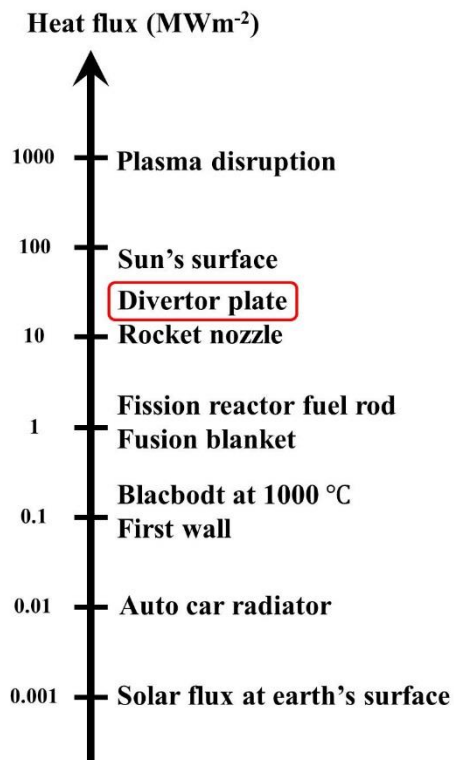
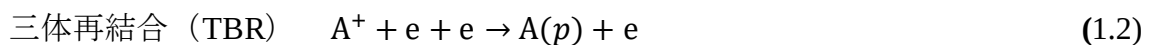
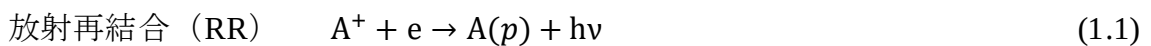


Fig. 1.4 Comparison of heat flux[9].

1.4 デタッチプラズマの生成と反応素過程

デタッチプラズマとは、プラズマと中性粒子との相互作用を利用して、プラズマがダイバータ板から離れた非接触の状態をいう。これに対し、プラズマがダイバータ板に接している状態をアタッチプラズマという。デタッチプラズマを生成してダイバータの熱負荷低減を図る手法をデタッチダイバータといい、熱・粒子負荷の大幅な低減が期待できる[12]。そのため、ITER ではデタッチダイバータが標準運転モードとして採用されている。以下に、体積再結合反応ならびにデタッチプラズマのメカニズムを説明する。

ダイバータプラズマに冷却用中性ガスを入射することでイオンは荷電交換反応（Charge eXchange; CX）により冷却され、電子は放射冷却が生じる。Fig1.5 に、水素原子に対する実効的な電離速度係数と再結合速度係数、荷電交換反応の速度係数を示す[13]。これからわかるように、プラズマの温度が 5 eV 以下に低下すると、電離過程に対し荷電交換の速度係数が大きくなり、プラズマの運動量の緩和に有効に働く。さらに、電子温度が十分に低下するとイオンと電子の間で再結合速度係数が急激に増大し、プラズマ体積中での再結合が誘起される。さらに再結合が促進すると、プラズマがガス化しダイバータ板と非接触状態となるデタッチプラズマが形成される。そのためデタッチプラズマでは、以下に示す体積再結合過程として古くから認識されてきた放射再結合（Radiative Recombination; RR）、三体再結合（Three Body Recombination; TBR）である電子-イオン再結合（Electron-Ion Recombination; EIR）が支配的であるといわれてきた。



A は水素やヘリウムなどの各粒子, e は電子, p は励起準位を示している. EIR が生じると励起原子が生成されるため, 高励起準位からの放射光を観測することにより, 実験的に EIR を観測することが可能である.

以上の反応素過程によりデタッチプラズマは生成されるが, その条件を以下に示す[15].

1. ダイバータ部あるいはその近くの SOL 領域からの強い放射損失.
2. ダイバータ板近くのプラズマ温度の著しい低下.
3. ダイバータ領域における中性ガス密度の増大.
4. ダイバータ板へのプラズマ粒子束および熱流束の著しい低下.
5. ダイバータ領域においてプラズマ圧力が磁力線に沿って著しく低下していること.

磁力線に沿ったデタッチプラズマの構造の模式図を Fig.1.6 に示す[16]. 放射領域 (Radiation zone) において冷却用ガスによる放射でプラズマ温度が低下する. 次に, 放射領域の先に電離フロント (Ionization front) が存在し, ダイバータ板表面やリサイクリングにより生じた中性粒子を電離させ, 低温高密度なプラズマの領域となる. そして, プラズマ密度の上昇とプラズマ温度の低下により体積再結合が誘起され消失し, ダイバータ板とは非接触状態となる.

本研究室で開発した直線型ダイバータ模擬装置 TPD-SheetIV を用いて, アタッチプラズマとデタッチプラズマの状態を再現した写真を Fig.1.7 に示す. プラズマに中性粒子を接触させると, プラズマがダイバータ板に接していたアタッチプラズマから, ダイバータ板から離れ, かつ強い発光を伴うデタッチプラズマに遷移していることがわかる.

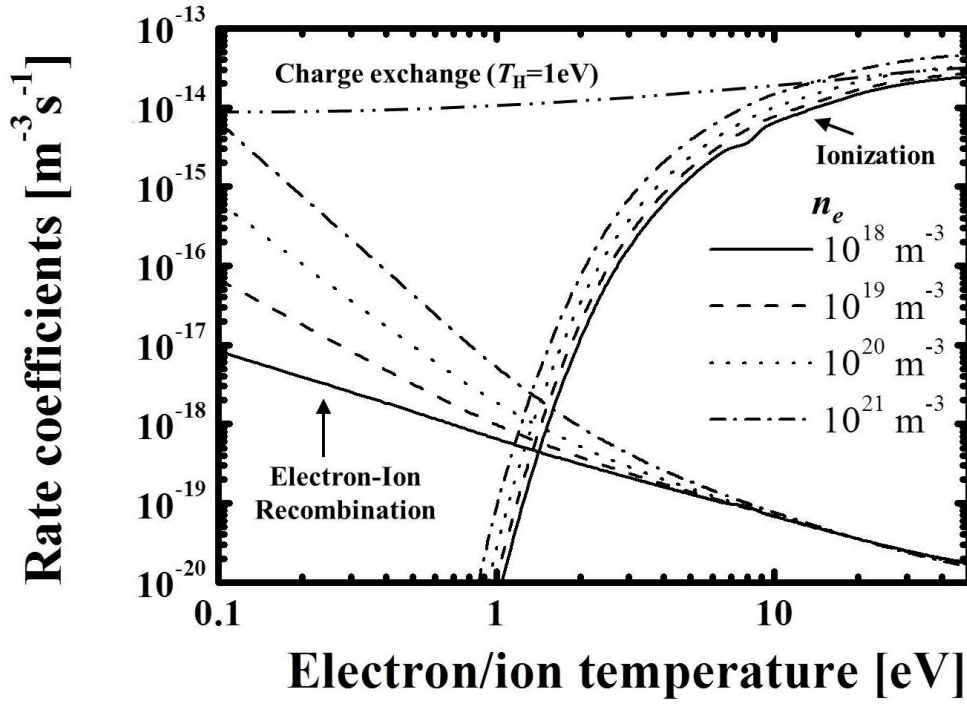


Fig.1.5 Rate coefficients for ionization, recombination and charge exchange on hydrogen atomic[13].

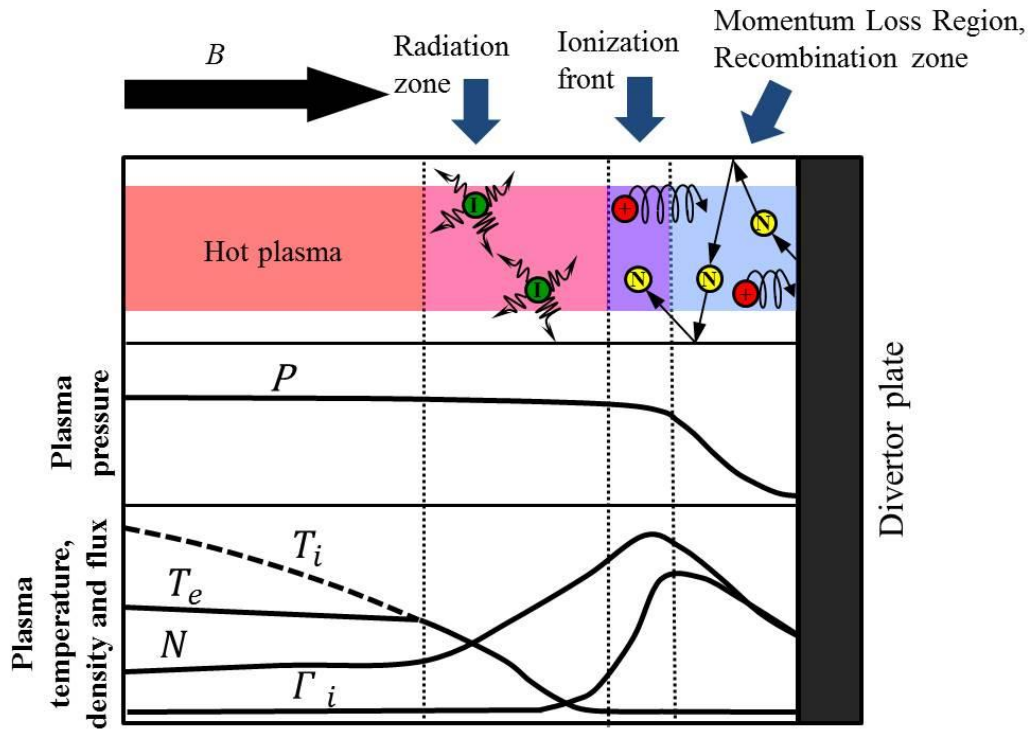
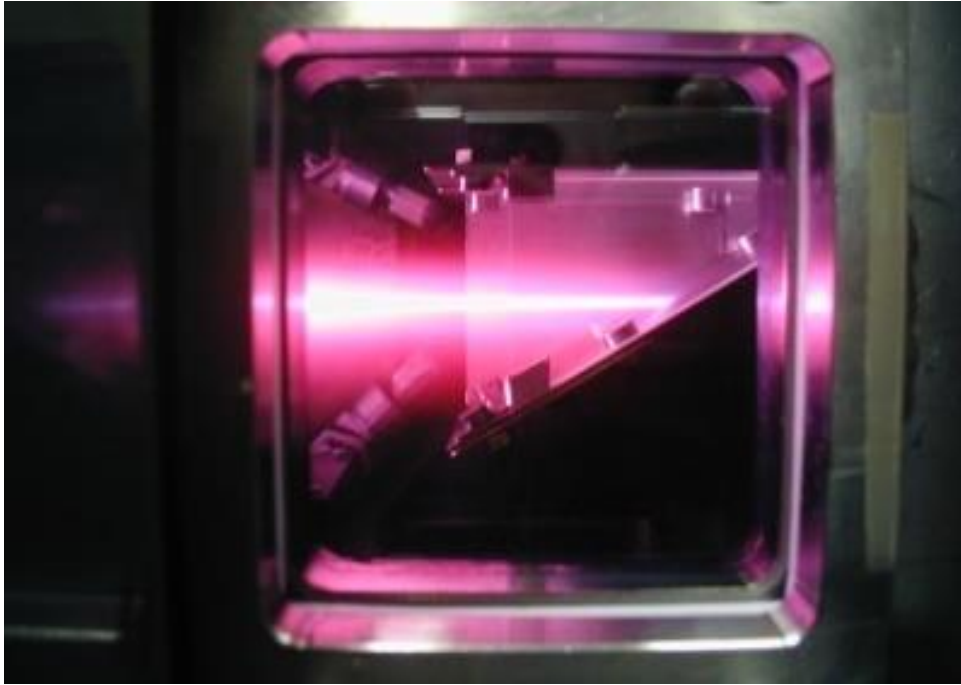


Fig. 1.6 Schematic structure of detached plasma along the magnetic field[16].

(a)



(b)

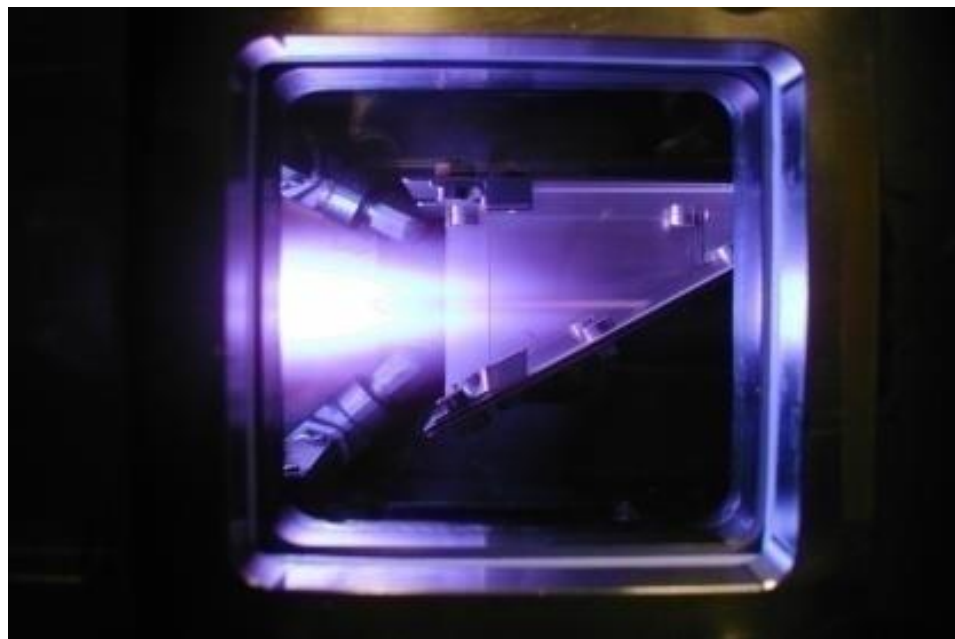
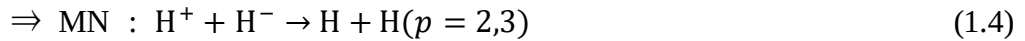


Fig.1.7 Photograph of (a)attached plasma and (b)detached plasma by using a linear divertor simulator TPD-SheetIV.

1.5 ダイバータプラズマでの分子性再結合過程

EIR の反応速度係数が大きくなるのは電子温度が 1 eV 以下であるのに対し、数 eV 程度の値で EIR より大きな反応速度係数となる分子性再結合 (Molecular Assisted / Activated Recombination; MAR) の存在が 1980 年代頃, Janev, Pigarov, Krashennnikov らにより理論的に指摘された[17]. (Fig.1.8 参照). 水素分子が介在する MAR の反応式を以下に示す.



これは、振動励起状態である水素分子 $\text{H}_2(v)$ が電子と衝突し解離性電子付着 (Dissociation Electron Attachment; DA) により負イオンが生成され、それに引き続きイオンと負イオンが相互中性化反応 (Mutual Neutralization; MN) により再結合となる過程である.



および



ここではイオン転換 (Ion Conversion; IC / Conversion of atomic ion into molecular ion; CNV) あるいは荷電交換反応 (Charge eXchange ionization; CX) に始まり分子イオンを介した解離性再結合 (Dissociation Recombination; DR2) となる過

程である．A が水素原子の場合，両者に区別は無い．そして最後に，



H_2^+ と H_2 によるイオン転換で H_3^+ が生成され，その後 H_3^+ と電子が衝突し解離性再結合へと至る過程である．

EIR 及び MAR を含んだ体積再結合の観測は名古屋大学の直線型ダイバータ模擬装置 NAGDIS-II において行われ[18]，高密度ヘリウムプラズマに水素ガスを導入しデタッチプラズマを生成したところ，EIR で生じる高励起準位の発光を伴わないにも関わらず磁力線方向のイオン流束及び熱流束の減少の観測，さらに衝突輻射モデルによる発光強度解析により詳細が調べられた．一方，UCSD の PISCES-A では低密度水素プラズマでオメガトロン型質量分析器での実験的観測が行われてきた[19]．しかし，デタッチプラズマでの検証は行われていない．本研究室では同時期に直線型ダイバータ模擬装置 TPD-SheetIV において高密度水素プラズマに水素ガスを導入しデタッチプラズマを生成した際の再結合過程について，レーザー支援プローブ法による水素負イオン，オメガトロン型質量分析装置による正イオンの計測が行われ，EIR，MAR の効果が詳細に調べられた[20,21]．また，炭化水素ガスを導入した際の体積再結合に関しては東京大学 MAP-II で実験的観測が行われた[22]．

実機クラスにおけるデタッチプラズマの報告例は日本原子力研究機構 JT-60U (JAEA Tokamak 60U) [23]，EU カラム研究所 JET (Joint European Torus) [24]，米国の General Atomics 社 DIII-D (Doublet III) [25]，独国の Max-Planck 研究所 ASDEX-Upgrade (Axially Symmetric Divertor Experiment) [26]，米国マサチューセッツ工科大学の Alcator C-Mod[27]等でなされている．一方，MAR を含んだデタッチプラズマの研究例は，Alcator C-Mod (Alto Campo Toro) の一例で，水素

原子 Lyman 系列の発光強度比と衝突輻射モデルによる比較により $p = 2,3$ の励起原子が増加したという報告だけである[28]. ほとんどの実機クラスのトカマク炉で MAR が観測されない理由として次のことが考えられる.

MAR による体積再結合が有効になるか否かは, 振動励起分子の存在が必要不可欠となる. 式 (1.3), 式 (1.4) の負イオンを介した再結合は $v=7-9$ が, 式 (1.7), 式 (1.8) の解離性再結合過程では $v \geq 4$ が重要となる. また, 振動励起分子を介した反応には再結合過程だけでなく, 分子性電離 (Molecular Assisted Ionization; MAI) や分子性解離 (Molecular Assisted Dissociation; MAD) があり, それらの反応を以下に示す.



MAI や MAD の反応が支配的となり, 再結合が促進されないという報告がある[29]. そのため, 高準位の振動励起分子の生成に寄与する高エネルギー電子の影響や, プラズマの流速に対する影響は未解決の課題となっている.

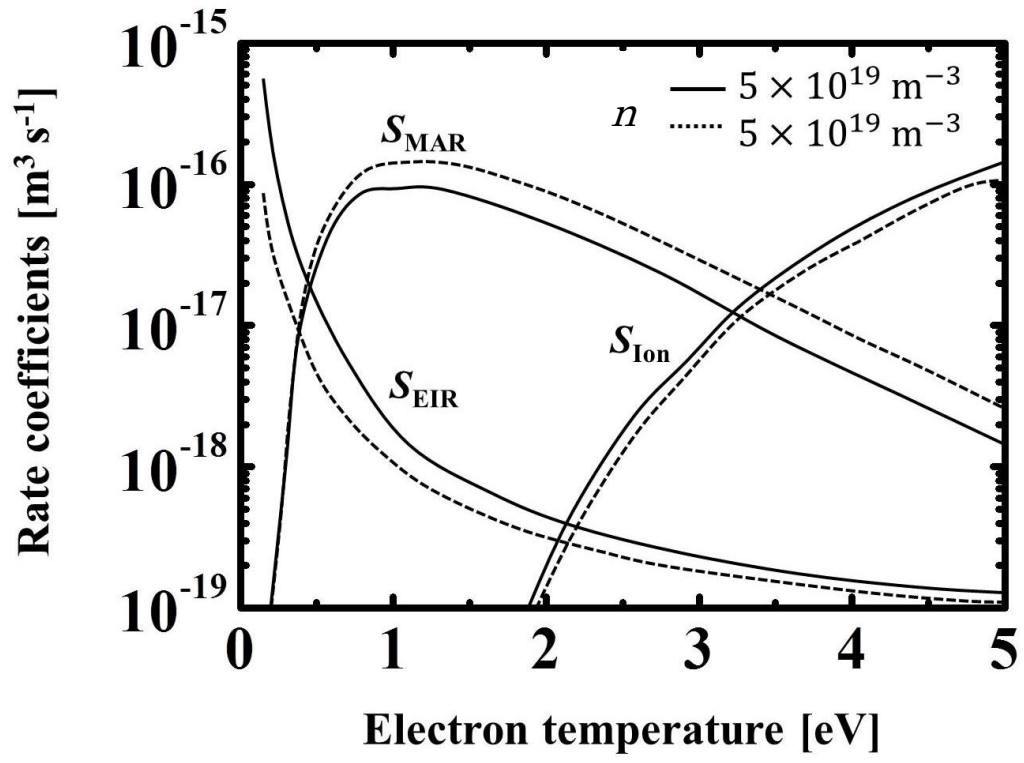


Fig. 1.8 Rate coefficients of EIR, MAR and ionization as a function of electron temperature[30].

1.6 ELM によるダイバータへの熱・粒子輸送

核融合出力密度はプラズマ圧力の 2 乗に比例する．このため，プラズマ圧力を高めれば所定の出力を得るために必要なプラズマの体積が小さくて済み，経済性に優れた比較的コンパクトな炉となる．プラズマ圧力は温度と密度の積となるため，中性粒子ビーム入射（Neutral Beam Injection ; NBI）やイオンサイクロトロン周波数帯（Ion Cyclotron Range of Frequencies ; ICRF）加熱，電子サイクロトロン周波数（Electron Cyclotron Frequency ; ECR）加熱等により加熱する必要がある．ダイバータ配位で NBI 加熱入力がある閾値を超えると，周辺プラズマでの H_α 線（ D_α 線）が 100 μ s 程度の時間スケールで減少し，境界層付近の水素リサイクリングが減る．それと同時に電子密度及び熱エネルギー密度が増加し NBI 加熱プラズマの閉じ込め時間が2倍ほど改善される．これを H モードという[31]．H モードでのプラズマ圧力構造を Fig1.9 に示す[32]．

H モードではプラズマ周辺部で圧力勾配が急峻になる周辺部輸送障壁（Edge Transport Barrier ; ETB）が形成され，ペデスタル（pedestal）という台形形状のプラズマ圧力の嵩上げが生じ，無い場合（L モード）より良い閉じ込め状態となる．しかし，この急峻な圧力勾配のためにバルーニングあるいはピーリングと呼ばれる周辺部に局在する MHD 不安定性により周辺局在化モード（Edge Localized Mode ; ELM）という 10-100 Hz 程度の熱・粒子の放出現象が生じる．ELM が生じるたびに熱・粒子が主プラズマから放出（崩壊）し，再びペデスタルが回復し，それを周期的に繰り返すことになる．ELM はエネルギー閉じ込め性能を若干低下させるが，He 灰等の不純物の排気の働きがあり，ITER では ELMy H-mode として標準運転モードの一つとして採用されている[33]．

ELM による熱・粒子のバーストはプラズマの蓄積エネルギーの 10～20 % 近くに及ぶ場合があり，それが SOL 領域を経てダイバータへ流入するとダイバータ

板の溶融する温度に一時的に達し、激しい損耗の恐れがある。このような大きなバースト状の ELM を Type-I ELM といい、既存の装置での ELM の放出エネルギーは最大でも 1 MJ 程度である。そのため、ダイバータ板に対する熱・粒子負荷は大きな問題とはならなかった。しかし、今までの ELM の研究から、ペデスタルの蓄積エネルギー（密度×温度）で規格化した ELM 放出エネルギー $\Delta W_{\text{ELM}}/W_{\text{ped}}$ はプラズマの衝突頻度の減少とともに増加する傾向にある。例えば、ITER で予測される Type-I ELM による放出エネルギーは、ペデスタル部の温度がおおよそ 3.5 keV、衝突頻度 $v^* = 0.06$ 程度において 22 MJ ものエネルギーが 1 回で放出されることが予測されている[6, 34]。よって、ダイバータには瞬間的に莫大なエネルギーが流入することとなり、ダイバータ板の溶融・損耗が懸念されている。

ELM を模擬したパルス熱負荷試験での近年の結果から、ダイバータ構造材の非定常熱負荷の限界は 0.5 MJ/m^2 が指摘されている[35]。この程度の値になるよう、単純な磁力線に沿うエネルギーの見積りから、1 MJ 程となり、約 1/20 まで W_{ELM} を緩和させなければならない。ITER では 10 MJ 程の熱が瞬間的にダイバータへと流入する恐れがある。最近のダイバータ材料の耐熱パルス特性の評価と照らし合わせると 20 分の 1 程度に緩和することが求められている。ELM の制御にはプラズマを瞬間的に上下方向に数センチメートルほど移動させる vertical kicks と呼ばれる手法や連続ペレット入射による ELM pacing 等がある[36]。近年では外部摂動磁場コイルによる共鳴摂動磁場 (Resonant Magnetic Perturbation ; RMP)による手法が ELM の制御として精力的に行われている[37]。この手法では RMP の印加により ELM の周波数が 200 Hz 程まで上がり、ELM によるペデスタルのエネルギー損失が減少することが報告されている。また、Type-II ELM, Grassy ELM 等といった、振幅の小さな ELM となる H モードの研究も行われている[38,39]。いずれにせよ、これらの手法や、それらを併用することにより高いペデスタル圧力を保ちつつ、繰り返し周波数は上がっても振幅の小さい ELM と

なるかの研究が大きな目標となっている．これらの ELM がダイバータプラズマやデタッチプラズマに及ぼす影響についてはほとんど研究がなされていないのが現状である．Fig.1.10 に各 ELM と衝突頻度，放出エネルギーの関係性を示す [40]．

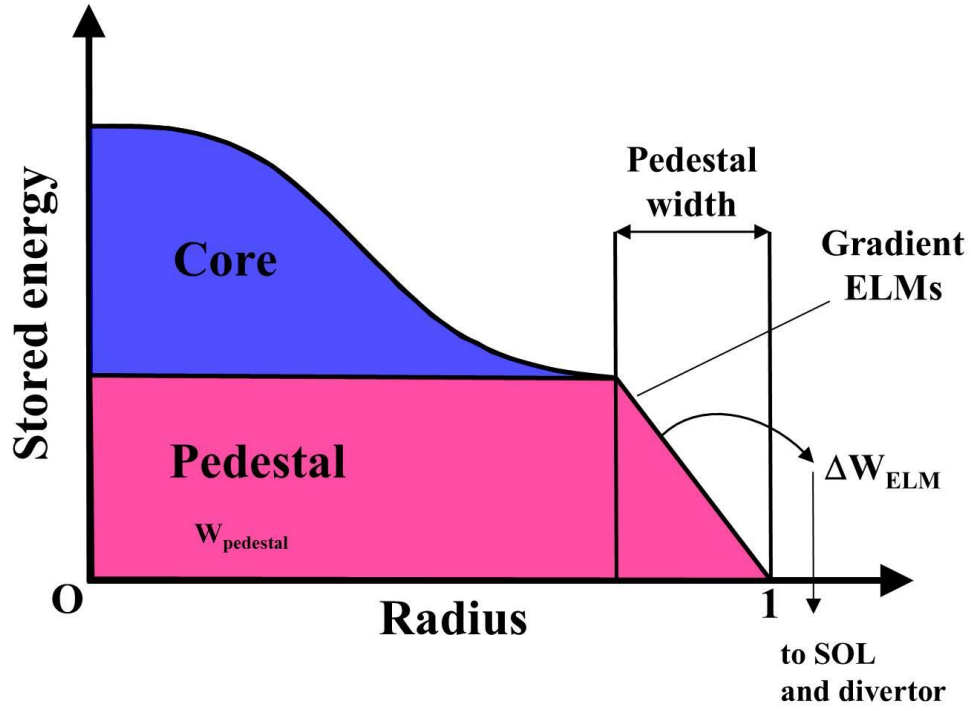


Fig.1.9 Schematic radial profile of stored energy[32].

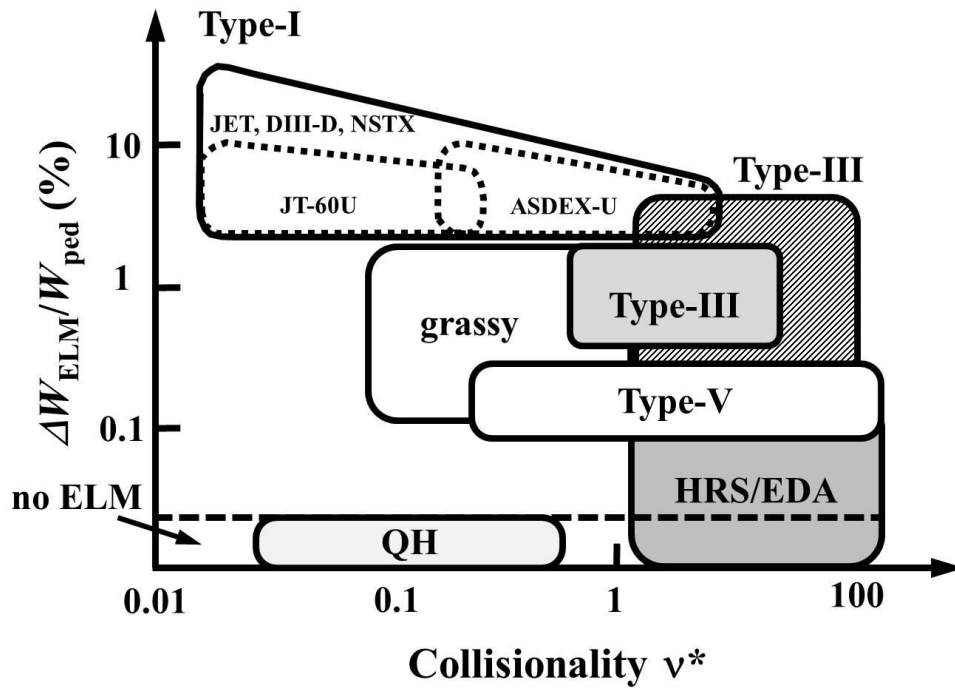


Fig.1.10 Comparison of operational space in normalized ELM energy loss ($\Delta W_{\text{ELM}}/W_{\text{ped}}$) and edge collisionality[40].

1.7 閉ダイバータにおけるデタッチプラズマ生成

1.3 節で説明したように，ダイバータは炉心プラズマからの非常に大きな熱負荷を受けることになるが，ダイバータ材損耗・溶融を避けるため，工学的に耐えうる 10 MWm^{-2} の定常熱負荷となるようにしなければならない．そこで以下の物理的・工学的熱負荷低減手法が考案されている[6]．

(a) 放射損失レートの高い Ne, Ar, Kr 等をガス入射し，放射により熱を分散させる．

(b) ダイバータ領域において，磁力線に対しダイバータ板に傾きを持たせて受熱部分を広くさせ，単位面積当たりの熱負荷を下げる．

(c) ダイバータのドーム部に設置する排気溝を底から離して V 字型のコーナを持つ形状とし，ストライク点上流でも中性粒子密度の増加によるリサイクリングの促進を図る．さらに，X 点からダイバータ板までの距離を十分に長くとり，放射損失の領域や低温高密度化の領域を拡大させ，デタッチプラズマの発生が有利となるようにする．

(c)の構造となるダイバータを，初期のトカマクに見られる「オープンダイバータ」に対し，閉構造となっているものを，「閉ダイバータ（クローズドダイバータ）」と言う．Fig.1.11 にコアプラズマに向かって開いた形状のダイバータ（オープンダイバータ）と，閉じた形状のダイバータ（クローズドダイバータ）の概念図を示す[41]．中性粒子は電場や磁場に束縛されることがないため，壁との衝突を繰り返しながら励起や電離衝突を経てイオンとなり，磁力線に沿ってダ

ダイバータ板に戻りリサイクルする．そのため，ダイバータ領域における壁の形状が中性粒子の挙動の特性を決める重要なファクターとなりうる．

オープンダイバータではダイバータ板で中性化された低温の粒子がそのままコアプラズマに侵入してしまう恐れがあるが，閉ダイバータでは中性粒子のリサイクリング効果によりダイバータ板近傍で中性粒子密度が高まり，低温に保つことができると考えられる．ダイバータの形状を特徴づける要素としては，磁力線に対するダイバータ板の傾きや，ダイバータ領域から中性粒子の逆流を抑える閉度などが挙げられる．

ITER で採用されているダイバータ形状は，その断面から，V 字ダイバータ (V-shaped divertor) と言われる閉ダイバータである[6]．

このような閉ダイバータは，ダイバータ板で中性化された低温の粒子や不純物粒子が炉心プラズマへと逆流することを防ぐことや，ダイバータ領域の中性粒子密度を高め，体積再結合を促進する作用もあると考えられる．近年では，デタッチプラズマの効率的生成及び中性粒子・不純物粒子の逆流の抑制をより高めるため，ダイバータレッグ長を長くした Long-leg ダイバータ[42]や Super-X ダイバータ[43], Snowflake ダイバータ[44]といった先進的ダイバータの研究が精力的に行われている．しかし，ダイバータの構造を変化させることは困難なため，シミュレーションによる研究が主に行われており，基礎実験はほとんど行われていないのが現状である．

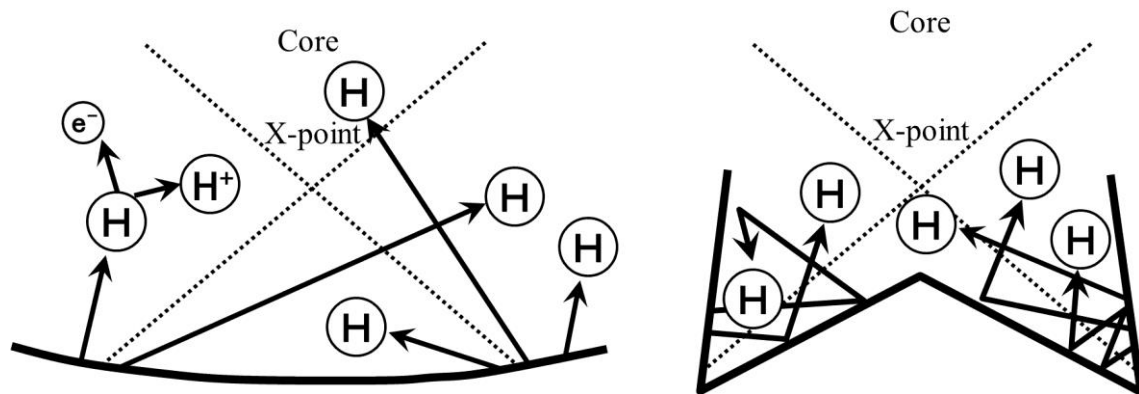


Fig.1.11 Effect of the divertor geometries on the neutral transport[41].

1.8 高速プラズマ流が及ぼすデタッチプラズマへの影響と不純物輸送

磁場閉じ込め型核融合では、拡散や磁気流体不安定性等の原因により、磁力線を横切り、SOLを経てダイバータへと輸送される。このときのSOLからダイバータへ向けての流れを「プラズマ流」あるいは「SOL流」という[45]。前述の通り、ダイバータの役割は炉心プラズマの性能を維持するため、He灰や炉壁からの不純物、あるいは放射損失のため導入された不純物を炉心に侵入することを抑制することである。プラズマ流は不純物イオンと衝突し運動量を与えるため、その大きさと方向は不純物排気の観点から非常に重要である。プラズマ流が発生する要因の一つとして、ダイバータ板においての表面再結合によりダイバータ板付近で中性粒子との衝突およびイオン化でプラズマが低温化し、結果的に下流側のプラズマ圧力が低下することである。炉心プラズマ上部からダイバータ方向の流れの流速は、マッハ数 $M_i < 0.1$ 程度とイオン音速の10%以下で、ダイバータ板のシース領域で音速に達する。近年、より高度な不純物排気を目的としたダイバータ構造についての研究のため、Machプローブ計測及びプルームの撮影により、異なるポロイダル位置でのプラズマ流の向きと大きさが計測された[46]。これらの計測結果から、これまでの簡易モデルでは説明できない、亜音速のプラズマ流が存在することが分かっている。亜音速から音速程度に達する速いプラズマ流は、デタッチプラズマ形成や不純物輸送に大きな影響を及ぼすことが予測される。

例えば、ダイバータプラズマの電子温度が1 eV、電子密度が 10^{21} m^{-3} として、反応速度係数から計算した再結合するための時間は約0.2 msとなる。水素イオンが磁力線に沿って、このパラメータでの音速である 10^4 m/s 程度で流れるとする

と、再結合するには約 2 m と長い距離が必要となる。このことから、イオンがダイバータ板に到達するまでに再結合するには、十分に低温で高密度な領域が広く存在するか、あるいはイオン流速が音速に比べ小さいことが必要となる。

DIII-D や JT-60U では、主プラズマ側でガスパフを行うことにより上流のプラズマ圧力を高め、不純物の排気性能を高める「ガス&ポンプ」実験が行われ、不純物の遮蔽効果が改善された[47,48]。

一方で、ITER や DEMO 炉では熱負荷低減のため放射損失レートが高い Ne や Ar, Kr 等を入射することが考えられており、それによるデタッチプラズマ生成のため、SOL からダイバータまでに大きな温度勾配が生じることになる。そのため、温度勾配力による不純物イオンの逆流が生じ、炉心プラズマの性能劣化を引き起こすことになる[49]。磁力線方向に大きな温度勾配が生じるデタッチプラズマでの不純物イオンの挙動は未だ実験的に明らかにされていないのが現状である。

1.9 ダイバータプラズマ研究での直線型ダイバータ模擬装置の意義

前述してきたとおり，ダイバータにおける熱・粒子制御は核融合炉における最重要課題の一つとして位置づけられている．その理由として，過酷な熱・粒子負荷によるダイバータ板の損耗に伴う不純物の発生と冷却用不純物ガスの炉心プラズマへの逆流などによって閉じ込め性能や定常プラズマの保持に大きく影響を及ぼすこととなるからである．これらの課題に向けて，周辺・ダイバータプラズマ，プラズマ壁相互作用の研究は精力的に進められているが，トーラス型の核融合実験炉ではいくつかの欠点が存在する．一つに，トーラス型では装置の構造上，計測ポート等の制限が多く，十分な計測が行えないことである．次に，現存するトーラス型の実験装置では基本的にパルス運転であることがほとんどなため，平衡状態に達するまでの時間が長い現象を観測することはできないことや，条件を一定にするような運転制御が容易ではないことなどが挙げられ，実用炉で重要となる定常運転での特性を調べることは不可能である．これらの欠点を克服するために開発された，ダイバータのように開いた磁力線を模擬する直線型の磁場配位を有するプラズマ生成装置を直線型ダイバータ模擬装置と言う．

これまで，直線型ダイバータ模擬装置は SOL/ダイバータ領域の様々な物理現象の解明に大きく寄与してきた．現在では，直線型ダイバータ模擬装置による研究は各国で精力的に進められている．さらに，主な直線型ダイバータ模擬装置のパラメータを Table1.2 に示す．これらの直線型ダイバータ模擬装置の主な特徴としては，低温高密度プラズマを安定的に長時間生成することができ，また，幾何学的配置が単純で計測系の設置が容易であることが挙げられる．これらの

米国 UCSD の PISCES, 名古屋大の NAGDIS-II は実際のダイバータプラズマに近い高密度プラズマを定常的に生成可能であるが, プラズマの形状は円柱状である. また, GAMMA10/PDX も同様に円柱状のプラズマで, 高エネルギーフラックスなプラズマを生成できるが, 放電時間が 0.4 秒と短く, また, プラズマ密度が低いという欠点がある.

一方, 本研究で開発した直線型ダイバータ模擬装置 TPD-SheetIV では, 電子温度, 電子密度はプラズマの厚さ方向で急激な勾配, 幅方向には比較的一様な分布となっている. このようなシート状のプラズマは 3 次元的な構造を持っているため, ダイバータ模擬に最適であると考えられる. さらに, TPD-SheetIV では定常的にデタッチプラズマの生成が可能であるため, 原子分子素過程の研究に適している.

Table1.2 Typical parameters of linear divertor simulators[50].

	Divertor Plasma	Tokai Univ. TPD-Sheet IV	Nagoya Univ. NAGDIS-II	Tsukuba Univ. GAMMA10/PDX	UCSD PISCES-B
Plasma source	-	TPD, LaB ₆ DC(300V,<100A)	TPD, LaB ₆ DC(300V,<200A)	MPD jet/ICRF	LaB ₆
Shape of plasma	Sheet 4~15 mm	Sheet ~20 mm	Cylindrical 50 mm	Cylindrical 100~300 mm	Cylindrical 50 mm
Electron temperature T_e [eV]	<10 (H, D, He)	<10 (H, D, He)	<15 (D) <10 (He)	~30 only RF ~100 with ECH	<30
Ion temperature, T_i [eV]	<10	~2 ~11 with ICR	-	50~400 only RF	3
Electron density n_e [m ⁻³]	$10^{19} \sim 10^{20}$	$\sim 10^{19}$ (H, D, He)	$\sim 10^{19}$ (D) $\sim 10^{20}$ (He)	$\sim 10^{19}$	2.5×10^{19}
Plasma duration	-	Steady state	Steady state	0.4 s	Steady state
Magnetic field strength B [T]	1~	<0.12	<0.25	0.15~1.5	0.1

1.10 ダイバータプラズマ研究での本研究の目的と意義

これまで述べてきたように、磁場閉じ込め型核融合炉では高性能な炉心プラズマを維持するため、ダイバータによる熱・粒子除去が重要である。そのためには、ダイバータプラズマの反応素過程をはじめとした物理的な挙動を十分に理解した上でダイバータの改良が必要である。また、デタッチプラズマを生成するダイバータ配位は高性能な炉心プラズマを維持しやすいという利点があるが、冷却ガスである中性粒子や不純物の逆流とダイバータ板の熱負荷低減の相反する課題を両立させる必要がある。このような先進的ダイバータの研究は、今後の核融合の実用化や定常運転に向けて非常に重要なテーマとなる。そのための研究課題としては、

1. デタッチプラズマによるダイバータ板の熱・粒子負荷低減
2. ELMy-H モードにおけるデタッチプラズマの安定的な生成
3. 閉ダイバータにおけるデタッチプラズマの特性
4. 高速プラズマ流におけるダイバータプラズマの特性と、不純物粒子の挙動特性

などが挙げられる。

熱除去に関しては不純物入射による放射損失とプラズマの低温高密度化によるデタッチプラズマの生成が有効な手段として提案されており、また、それらの効果が促進されるようなダイバータ構造が求められている。粒子除去に関しては、ELMy H モードによるプラズマ流による排出、また、ダイバータ構造の工夫による逆流の抑制が挙げられる。

ダイバータ熱負荷低減においては、不純物入射やデタッチプラズマの生成は効果的であるが、不純物排気の観点からは好ましくない。特に ELMy H モード

は不純物の抑制効果があるが、デタッチプラズマの崩壊やダイバータ板の損耗に繋がる．このようにダイバータは相反する要求を満たす物理的・工学的設計を見出さなければならない．これらの課題を解決するに当たり、直線型ダイバータ模擬装置を用いた実験は極めて有効な方法となる．その理由として、直線型ダイバータ模擬装置では、① 定常で高密度プラズマの生成が可能．② プラズマパラメータの制御性が良い．③ 計測器の配置が容易．④ 単純な幾何学的配位．などが挙げられる．

本研究では、ダイバータの諸問題を解決するため、直線型ダイバータ模擬装置による実験で、デタッチプラズマの反応素過程の詳細及び先進的ダイバータ構造の最適化について明らかにし、さらに、SOL/ダイバータで見られる高速プラズマ流を模擬し、体積再結合の発生と不純物輸送について明らかにすることである．

本論文は全 6 章から構成されており、以下にその概要を記す．

第 1 章は序論であり、核融合研究とダイバータについて、先行研究の流れと課題点を示し、本研究の目的と意義を述べる．第 2 章では実験に用いた直線型ダイバータ模擬装置 TPD-SheetIV とシートプラズマについての説明、計測系および計測方法について述べる．第 3 章では高エネルギー電子を含んだパルスプラズマ流入時でのデタッチプラズマの特性について述べる．第 4 章では先進的ダイバータ模擬ターゲットでのデタッチプラズマ形成について説明する．第 5 章では直線型ダイバータ模擬装置での高速プラズマ流生成について説明する．第 6 章では本研究の総括と、本研究で明らかになった点にまとめを述べる．

第 1 章の参考文献

- [1] The website of ITER organization: <https://www.iter.org/>.
- [2] 渡辺二太, 赤尾英毅, プラズマ・核融合学会誌, **74** (1998) 850.
- [3] D. Meade, Nucl. Fusion **50** (2010) 014004.
- [4] S. Ishida, the JT-60 Team, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 3917.
- [5] JET team, Nucl. Fusion **32** (1992) 187.
- [6] テキスト 核融合炉, プラズマ・核融合学会誌, 第 87 巻増刊 (2011).
- [7] Y. Shimomura, H. Maeda, J. Nucl. Mater, **76** (1978) 45.
- [8] F. Wagner, G. Becker, K. Behringer, D. Campbell, A. Eberhagen, W. Engelhardt, G. Fussmann, O. Gehre, J. Gernhardt, G. V. Gierk, G. Haas, M. Huag, F. Karger, M. Keilhacker, O. Kluber, M. Kornherr, K. Lackner, G. Lisitano, G. G. Lister, H. M. Mayer, D. Meisel, E. R. Muller, H. Murmann, H. Niedermeyer, W. Poschenrieder, H. Rapp, H. Rohr, F. Schneider, G. Siller, E. Speth, A. Stabler, K. H. Steuer, G. Venus, O. Vollmer, Z. Yu, Phys. Rev. Lett., **49** (1982) 1408.
- [9] NIFS-921012, A. Sagara, after W. B. Gauster '85
- [10] M. Merola, Frederic Escourbiac, René Raffray, Philippe Chappuis, Takeshi Hirai, Alex Martin, Fusion Eng. Des., **89** (2014) 890.
- [11] T. Hirai F. Escourbiac, V. Barabash, A. Durocher, A. Fedosov, L. Ferrand, T. Jokinen, V. Komarov, M. Merola, S. Carpentier-Chouchana, N. Arkhipov, V. Kuznetsov, A. Volodin, S. Suzuki, K. Ezato, Y. Seki, B. Riccardi, M. Bednarek, P. Gavila, J. Nucl. Mater., **463** (2015) 1248.
- [12] J. Jacquinot, JET Team, J. Nucl. Fusion, **39** (1999) 2137.
- [13] T. Fujimoto, "Plasma spectroscopy", OXFORD SCIENCE PUBLICATIONS (2004).
- [15] 高村秀一, プラズマ・核融合学会誌, **72** (1996) 866.
- [16] 高村秀一, 「境界領域プラズマ理工学の基礎」, 森北出版, (2010) .

- [17] R. K. Janev, D.E. Post, W.D. Langer, K. Evans, D.B. Heifetz, J.C. Weisheit, J. Nucl. Mater., **121** (1984) 10.
- [18] N. Ohno, N. Ezumi, S. Takamura, S. I. Krashennnikov, A. Yu. Pigarov, Phys. Rev. Lett., **81** (1998) 818.
- [19] E. M. Hollmann, G. Antar, R. P. Doerner, S. C. Luckhardt, Phys. Plasmas, **9** (2002) 4330.
- [20] A. Tonegawa, M. Ono, Y. Morihira, H. Ogawa, T. Shibuya, K. Kawamura, K. Takayama, J. Nucl. Mater., **313** (2003) 1046.
- [21] H. Yazawa, M. Ono, T. Shibuya, K. Kawamura, J. J. App. Phys. **45** (2006) 8208
- [22] S. Kado, H. Kobayashi, T. Oishi, S. Tanaka, J. Nucl. Mater., **754** (2003) 313.
- [23] K. Fujimoto, T. Nakano, H. Kubo, K. Sawada, T. Takizuka, H. Kawashima, K. Shimizu, N. Asakura, Plasma and Fusion Research, **4** (2009) 025.
- [24] G. M. McCracken, R.D. Monk, A. Meigs, L. Horton, L.C. Ingesson, J. Lingertat, G.F. Matthews, M.G. O'Mullane, R. Prentice, M.F. Stamp, P.C. Stangeby, J. Nucl. Mater., **266** (1999) 37.
- [25] M. E. Fenstermacher, S. L. Allen, N. H. Brooks, D. A. Buchenauer, T. N. Carlstrom, J. W. Cuthbertson, E. J. Doyle, T. E. Evans, P.-M. Garbet, R. W. Harvey, D. N. Hill, A. W. Hyatt, R. C. Isler, G. Jackson, R. A. James, R. Jong, C. C. Klepper, C. J. Lasnier, A. W. Leonard, M. A. Mahdavi, R. Maingi, W. H. Meyer, R. A. Moyer, D. G. Nilson, T. W. Petrie, G. D. Porter, T. L. Rhodes, M. J. Schaffer, R. D. Stambaugh, D. M. Thomas, S. Tugarinov, M. R. Wade, J. G. Watkins, W. P. West, D. G. Whyte, R. D. Wood, Phys. Plasmas, **4** (1997) 1761.
- [26] U. Wenzel, K. Behringer, K. Buchl, A. Herrmann, K. Schmidtman, J. Nucl. Mater., **266** (1999) 1 252.
- [27] B. Lipschultz, J. L. Terry, C. Boswell, J. A. Goetz, A. E. Hubbard, S. I. Krashennnikov, B. LaBombard, D. A. Pappas, C. S. Pitcher, F. Wising, S. Wukitch, Phys. Plasmas, **6** (1999) 1907.
- [28] J.L. Terry, B. Lipschultz, A. Yu. Pigarov, S. I. Krashennnikov, B. LaBombard, D. Lumma, H. Ohkawa, D. Pappas, M. Umansky, Phys. Plasmas, **5** (1998) 1759.
- [29] U. Fantz, D. Reiter, B. Heger, D. Coster, J. Nucl. Mater., **290** (2001) 367.

- [30] D. Nishijima, U. Wenzel, K. Ohsumi, N. Ohno, Y. Uesugi, S. Takamura, J. Nucl. Mater., **266**(1999)1161.
- [31] 宮本健郎, 「プラズマ物理・核融合」, 東京大学出版会, (2004).
- [32] E. J. Doyle, W.A. Houlberg, Y. Kamada, V. Mukhovatov, T.H. Osborne, A. Polevoi, G. Bateman, J.W. Connor, J.G. Cordey, T. Fujita, X. Garbet, T.S. Hahm, L.D. Horton, A.E. Hubbard, F. Imbeaux, F. Jenko, J.E. Kinsey, Y. Kishimoto, J. Li, T.C. Luce, Y. Martin, M. Ossipenko, V. Parail, A. Peeters, T.L. Rhodes, J.E. Rice, C.M. Roach, V. Rozhansky, F. Ryter, G. Saibene, R. Sartori, A.C.C. Sips, J.A. Snipes, M. Sugihara, E.J. Synakowski, H. Takenaga, T. Takizuka, K. Thomsen, M.R. Wade, H.R. Wilson, ITPA Transport Physics Topical Group, ITPA Confinement Database, Modelling Topical Group and ITPA Pedestal and Edge Topical Group, Nucl. Fusion, **47** (2007) S18.
- [33] 鎌田裕, 大山直幸, 杉原正芳, プラズマ・核融合学会誌, **9** (2006) 566.
- [34] A. Loarte, G. Saibene, R. Sartori, M. Becoulet, L. Horton, T. Eich, A. Herrmann, M. Laux, G. Matthews, S. Jachmich, N. Asakura, A. Chankin, A. Leonard, G. Porter, h, G. Federici, M. Shimada, M. Sugihara, G. Janeschitz, J. Nucl. Mater., **313** (2003) 962.
- [35] J. Roth, E. Tsitrone, A. Loarte, Th. Loarer, G. Counsell, R. Neu, V. Philipps, S. Brezinsek, M. Lehnen, P. Coad, Ch. Grisolia, K. Schmid, K. Krieger, A. Kallenbach, B. Lipschultz, R. Doerner, R. Causey, V. Alimov, W. Shu, O. Ogorodnikova, A. Kirschner, G. Federici, A. Kukushkin, EFDA PWI Task Force, ITER PWI Team, Fusion for Energy, ITPA SOL/DIV, J. Nucl. Mater., **390** (2009) 1.
- [36] P. T. Lang, G.D. Conway, T. Eich, L. Fattorini, O. Gruber, S. Günter, L.D. Horton, S. Kalvin, A. Kallenbach, M. Kaufmann, G. Kocsis, A. Lorenz, M.E. Manso, M. Maraschek, V. Mertens, J. Neuhauser, I. Nunes, W. Schneider, W. Suttrop, H. Urano, the ASDEX Upgrade Team, Nucl. Fusion., **44** (2004) 665.
- [37] T. E. Evans, R. A. Moyer, P. R. Thomas, J. G. Watkins, T. H. Osborne, J. A. Boedo, E. J. Doyle, M. E. Fenstermacher, K. H. Finken, R. J. Groebner, M. Groth, J. H. Harris, R. J. La Haye, C. J. Lasnier, S. Masuzaki, N. Ohya, D. G. Pretty, T. L. Rhodes, H. Reimerdes, D. L. Rudakov, M. J. Schaffer, G. Wang, and L. Zeng, Phys. Rev. Lett., **92**(2004) 235003.

- [38] T. Ozeki, M. S. Chu, L. L. Lao, T. S. Taylor, M. S. Chance, S. Kinoshita, K. H. Burrell, R. D. Stambaugh, Nucl. Mater., **30** (1990) 1425.
- [39] N. Oyama, Y. Sakamoto, A. Isayama, M. Takechi, P. Gohil, L.L. Lao, P.B. Snyder, T. Fujita, S. Ide, Y. Kamada, Y. Miura, T. Oikawa, T. Suzuki, H. Takenaga, K. Toi, the JT-60 Team, Nucl. Fusion **45** (2005) 871.
- [40] N. Oyama, J. Phys.: Conference Series **123** (2008) 012002.
- [41] 畑山明聖, 滝塚知典, 日本原子力学会誌, **50** (2008) 443.
- [42] N. Asakura, K. Shimizu, H. Kawashima, K. Tonita, T. Takizuka, J. Plasma Fusion Res. SERIES, **9** (2010) 136.
- [43] P. M. Valanju, M. Kotschenreuther, S.M. Mahajan, Fusion Eng. Des., **85** (2010) 46.
- [44] D. D. Ryutov, Phys. Plasmas, **14** (2007) 064502.
- [45] 朝倉伸幸, プラズマ・核融合学会誌, **83** (2007) 501.
- [46] N. Asakura, TPA SOL and Divertor Topical Group, J. Nucl. Mater., **363** (2007) 41.
- [47] M. J. Schaffer, M.R. Wade, R. Maingi, P. Monier-Garbet, W.P. West, D.G. Whyte, R.D. Wood, M.A. Mahdavi, Nucl. Fusion, **35** (1995) 1000.
- [48] N. Hosogane, H Tamai, S Higashijima, H Kubo, A Sakasai, H Takenaga, K Itami, S Sakurai, N Asakura, S Konoshima, T Sugie, K Shimizu, T Ishijima, A Kumagai, S Suzuki, M Shimada, J. Nucl. Mater., **266** (1999) 296.
- [49] K. Shimizu, H. Kubo, T. Takizuka, M. Azumi, M. Shimada, S. Tsuji, N. Hosogane, T. Sugie, A. Sakasai, N. Asakura, S. Higashijima, J. Nucl Mater., **290** (1995) 410.
- [50] 坂本瑞樹, 大野哲靖, 朝倉伸幸, 星野一生, プラズマ・核融合学会誌, **90** (2014) 473.

第 2 章 直線型ダイバータ模擬装置と計測系

本研究では直線型ダイバータ模擬装置 TPD-SheetIV を用いて実験を行った。計測系には、高速スキャニングプローブ計測系と分光計測系を用いた。本章ではそれらの概略と各計測系の構成について説明する。

2.1 直線型ダイバータ模擬装置 TPD-SheetIVの原理と構成

本研究で用いた直線型ダイバータ模擬装置 TPD-SheetIV (Test Plasma produced by Directed current for Sheet plasma) の概略図とその磁場配位を Fig.2.1(a) (b)に示す[1]。TPD-SheetIV は全長およそ 2m で、シートプラズマ源、矩形磁場コイル、チャンバー、ガス接触系、排気系が成り立っており、放電領域、実験領域、そしてエンド部の 3 つの領域に分けられる。放電装置として、放電電源(主放電電源：100 A-300 V、予備放電電源：10 A-500 V)、磁場電源(300 A-60 V)、浮遊電極切替スイッチ及びガス流量コントローラーを設置している。真空チャンバー内はロータリーポンプ (Rotary Pump：RP) 3 台とターボ分子ポンプ (Turbo Molecular Pump：TMP) 3 台 (500 l/s：2 台、1500 l/s：1 台) により差動排気され、チャンバー全体にわたり圧力差がつけられている。到達真空度は放電領域で 10^{-4} Pa、実験領域からエンドチャンバーの領域で $\sim 10^{-5}$ Pa の高真空状態にすることが出来る。このように圧力勾配があるため、中性ガスの流れがエンドチャンバーへと流れ、プラズマがエンドチャンバー方向に流れるようになっている。また、プラズマは 12 個の水冷された矩形磁場コイルにより、磁力線を横切る方向への拡散が防がれ実験領域の水冷ターゲットに終端する。Fig2.1(b)に示すように、

磁場強度は最大 0.1 T 程度となっている。

プラズマソース部の概念図を Fig.2.2 に示す。放電には、予備電源 (10 A-500 V) と主電源 (100 A-300 V) を併せ持つ直流安定化電源を使用し、Fig.2.2 に示すような回路となっている。陰極には、針状のタングステンの周りにタングステン製のフィラメント ($\phi=1$ mm) を設置し、内部に熱電子放出材である六硼化ランタン (LaB_6 : Lanthanum Hexa Boride) の粒を組み込んである。 LaB_6 は金属ではないが、表面に存在する陽電性の La 原子により電気二重層が形成され、仕事関数が小さくなると考えられている[2]。タングステンの仕事関数が 4.54 eV なのに対し、 LaB_6 の仕事関数は 2.7 eV であるため 1700 °C 以下の比較的低い温度でタングステン等と同等以上の熱電子放出を得ることができる。陰極はモリブデン製のホルダに支持され、水冷された SUS304 製の支持棒に取り付ける。プラズマ点火時に陰極後方で異常放電しないよう、アルミナ (Al_2O_3) 製の絶縁管とパイレックスガラス管で覆われている。陰極と陽極の間には 12 枚のフローティング電極を設置している。それぞれのフローティング電極間はバイトン製 O-ring により真空が保たれており、絶縁破壊の起こりやすい陽極付近のフローティング電極は、電極間にテフロンシートを挿入することにより絶縁を保っている。これらの電極のスリット部と O-ring との間には、凹型の溝と凸型の突起を組み合わせた汚染防止機構が備えられており、プラズマによる O-ring の損傷、汚染による絶縁不良を防止している。フローティング電極と陽極はプラズマと直接接触することにより高温となるため、中空構造になっており冷却水を循環させている。直接プラズマと接触するスリット部 (テーパー状の電極、スリット：幅 40 mm×高さ 2 mm を持つ電極) には、融点の高いモリブデンを用いている。プラズマが流入する陽極と、陰極に最も近い位置にある浮遊電極は熱負荷が大きいため、その他のフローティング電極と比べ板厚が 2 倍程度となっており、特に陽極は冷却水の循環効率も増強されている。

放電ガスはマスフローコントローラーから陰極支持棒に導入され、モリブデ

ン製ホルダを通過し放電室へと流入する。プラズマの点火は、通常、放電電圧が低く生成が容易な Ar ガスを用いた放電から開始される。放電室に 50 Pa 程度 Ar を導入し、全ての浮遊電極をアースに接続した状態で 200-300 V 程度印加し、グロー放電を生成する。グロー放電により陰極温度が十分に上昇すると熱電子放出が始まり、アーク放電へと移行する。このとき、放電電流はおよそ 10 A、放電電圧は約 40 V である。続いて、陰極に近い浮遊電極から順にアースから切離していき、12 個の浮遊電極全てをフローティングにする。このときプラズマは、テーパー状のフローティング電極とそれに沿うように形成される磁場によりシート状に圧縮される。この圧縮の概念図を Fig.2.3 に示す。イオンは Larmor 半径も大きく平均自由行程も短いので、磁場による運動の制限は小さく、容易にフローティング電極に衝突して浮遊電極をプラズマ電位に対して正の電位にする。この電位は電子を引き寄せるように作用するが、電子は磁場で強く制限されているため容易に浮遊電極に達することができない。しかし、浮遊電極からの電場と拡散によって到達することができるいくつかの電子がある。この電子は浮遊電極面の電荷を中和するが、高エネルギーのイオンが電位に逆らってフローティング電極に達するためフローティング電極の正の電位が定まる[3,4]。結果として、正の電位となった浮遊電極は多くのイオンを排斥するので、電極面でのイオンの消滅を著しく少なくする。前述したとおり、放電路は浮遊電極のスリットにより排気抵抗が大きいため、ガス圧力は放電領域では約 1 Pa、実験領域では 10^{-2} - 10^{-1} Pa 程度になる。このガス圧力差と磁場コイルにより生成された磁場によりプラズマは実験領域へと噴出し、ターゲットまで到達する。放電電流 50 A で Ar アーク放電は放電電圧が約 85 V となる。Ar アーク放電で安定した後、目的のガス種である H₂ や He などを導入する。放電電圧は放電電流 50 A の場合、水素プラズマ（放電ガス流量：75 sccm）で 230-250 V、ヘリウムプラズマ（放電ガス流量：90 sccm）で 260-280 V となる。

生成されたシートプラズマの特徴について以下に説明する[2,3]。シートプラズ

マは、磁場と浮遊電極によりプラズマの厚さがイオンの Lamor 半径の 2 倍程度に圧縮されたシート状のプラズマで、一般的なプラズマではイオンの旋回中心がランダムであるのに対して、シートプラズマではイオンの旋回中心がプラズマ中心に集中しているという特徴を持っている。そのため、一般的なプラズマは電位分布・密度分布がほぼ一様なのに対して、シートプラズマでは中心部から周辺部にかけて急激な電位分布、密度分布を持っている。典型的なプラズマパラメータは、実験領域において Langmuir プローブで計測された電子温度、電子密度に関して、 $T_e = 1.0\text{-}10\text{ eV}$, $n_e = 10^{18}\text{ m}^{-3}$ 程度である。一般的なプラズマとシートプラズマの比較を Fig.2.4 に示す[5].

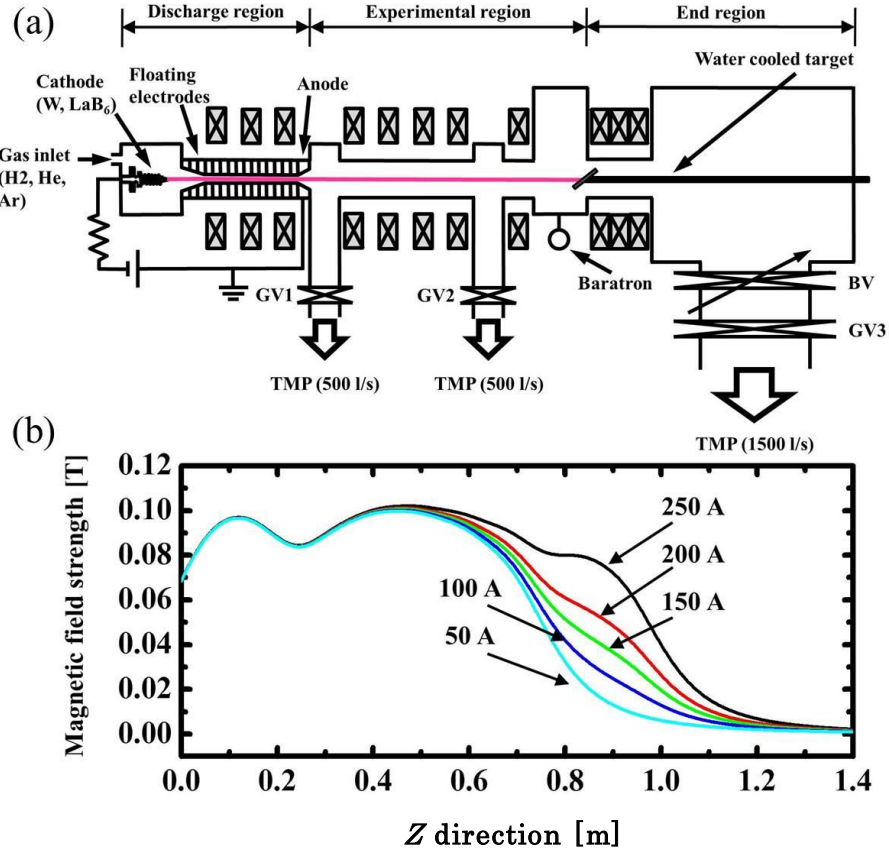


Fig. 2.1 (a) Schematic diagram of the liner divertor simulator TPD-SheetIV. (b) Magnetic field strength along Z direction of the TPD-SheetIV. Magnetic field strength in the end-region is controlled by the currents which is applied to two magnetic coils at end-region[1].

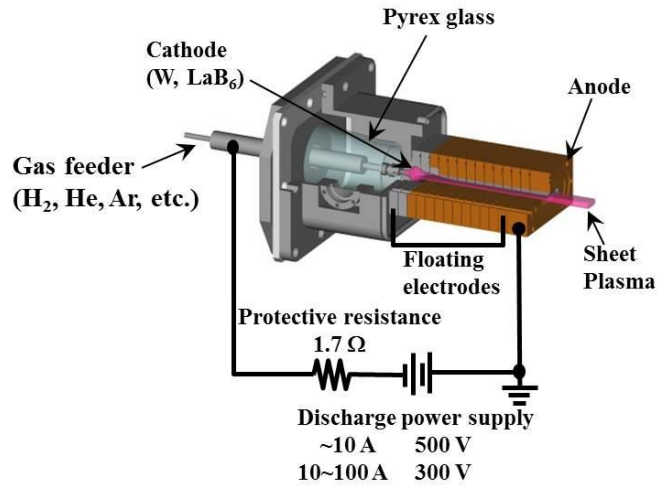


Fig. 2.2 Schematic diagram of TPD discharger, which consists of cathode, anode, and floating eletrodes.

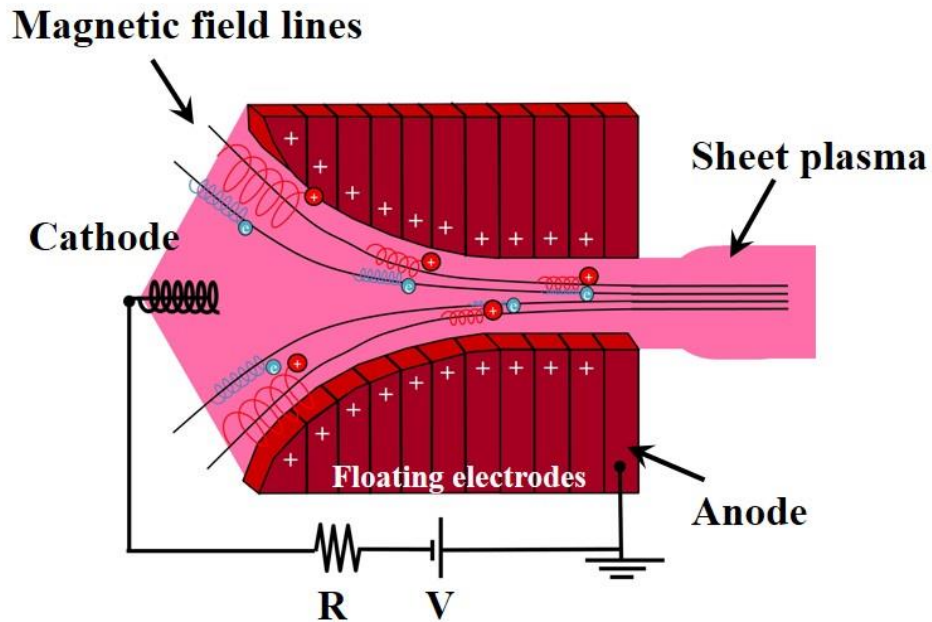


Fig. 2.3 Schematic diagram of TPD discharge.

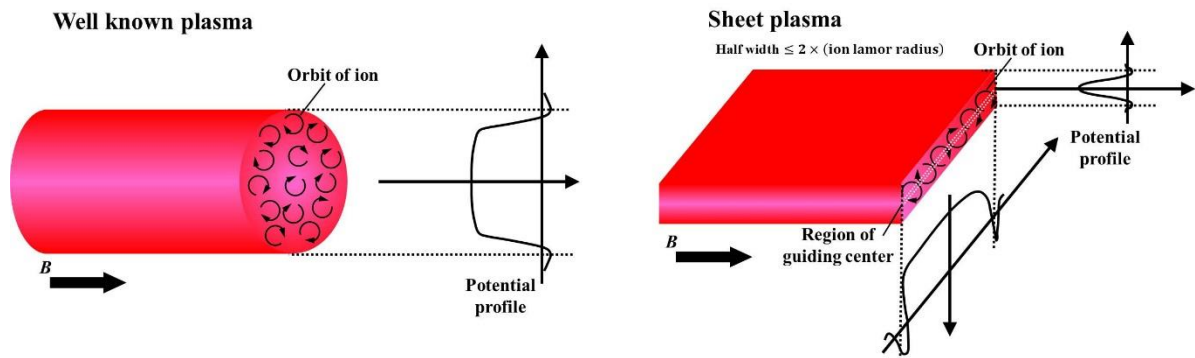


Fig.2.4 Comparison of well known plasma and sheet plasma[5].

2.2 計測系

生成されたシートプラズマは、プローブ法、分光法、質量分析、カロリメトリ法等より計測・診断が行われる。本研究での実験対象になるシートプラズマのパラメータは電子温度が 10 eV、電子密度は 10^{18} m^{-3} 、フラックスは $10^{23} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ と比較的高熱流なプラズマとなるため、プローブ法などの粒子計測に関しては計測素子の熱的損傷を避ける工夫が必要である。以下に、TPD-SheetIV に設置されている計測系に関して説明する。

2.2.1 高速スキャニングプローブ計測システムの概要

本研究では、プラズマの基礎パラメータである電子温度、電子密度やイオンエネルギー（イオン温度）、イオン音速を各種プローブにより計測する。プローブ法とはプラズマ中に微小金属を挿入し、基準電極に対して電圧を印加して得た電流電圧特性からプラズマの物理量を算出する計測法で、様々な方式が存在する[6]。プローブ法は直接電極をプラズマ中に挿入するため比較的低温、低密度プラズマに限定はされるが実際に荷電粒子を捕捉するので、粒子のエネルギー分布関数を知ることができる。また、挿入した位置での計測のため、空間分解能に優れているという利点がある。しかし欠点としてプラズマに擾乱をあたえ、また不純物の混入等が挙げられる。前述したように、高熱流プラズマでのプローブ計測はプローブの熱的損耗やそれにより発生するダストでの擾乱など、計測が困難となる。そのため、TPD-SheetIV には圧空ピストン及びステッピングモーター駆動による高速スキャニングプローブが設置されている[5]。高速スキャニングプローブはステッピングモーターにより 3 次元に駆動・スキャニングすることができ、さらにプローブが損耗しないよう圧空ピストンにより高速掃引が可能である。ピストン駆動には電磁弁を介してコンプレッサーによる圧空

が用いられる．高速スキニングプローブによる計測の一連の流れは，GP-IB を介して LabVIEW（National Instruments 社）により制御されている．詳細な各プローブ計測のブロックダイアグラムの詳細は付録を参考されたい．最も歴史があり，本研究でも使用する Langmuir プローブ法の一般的な回路図を Fig.2.5 に示す[7,8]．プローブには基準電極（陽極）に対しプローブ電圧 V_p が印加され，プローブ電流 I_p を検出して電流電圧特性を得る．実際の計測では，プローブ電流 I_p を容易に得るためシャント抵抗を利用してその両端の電圧からプローブ電流を算出する．絶縁アンプを用いてシャント抵抗 R の両端の電圧をデジタルオシロスコープによって検出する．また，瞬時に電流-電圧特性をとり，かつサンプル数を多くとりたいため，プローブ印加電圧には可変交流電源を用いてsin波をかける． V_p を多数回掃引し，信号対雑音比の向上のためデジタルオシロスコープで加算平均をとる．この方法での回路図を Fig.2.6 に示す．Langmuir プローブには絶縁管（アルミナ： Al_2O_3 あるいはムライト： $Al_6O_{13}Si_2$ ）に $\phi=1$ mm のタングステンを挿入して作成されている．タングステン線の径は，計測対象となるプラズマのデバイ長 $\lambda_D \sim 10^{-6}$ mm より十分に大きく，かつプラズマの熱・粒子負荷に耐え切れる程度になるように選定した．プローブ先端の形状は，電子速度分布関数を求めるため平面プローブとし，絶縁管の浮遊電位とプローブ電極との間で形成される電場の影響を軽減させるため，角を削り取りテーパー状とした．Fig.2.7 に Langmuir プローブの図を示す． $\phi = 0.3$ mm のタングステンの電極を絶縁及び熱からの保護のため，セラミックの管を二重にして覆っている．また，プローブの測定部分である先端は電子速度分布関数を求めるのに適している平面プローブとした．平面は z 軸方向に向いており，接合部分はプラズマに浸食されないように角度をつけ，アロンセラミックにより保護されている．

プラズマ中のプローブに電圧 V_p を加えると、プラズマ中の電子とイオンがプローブに流入する．このときの Langmuir プローブの電流電圧特性を Fig.2.8 に示す．電流は便宜上，マイナスを上方向にとる．電流電圧特性はa, b, c の3つの領域

に分けられる．(a)は電子電流飽和領域，(b)は電子電流とイオン電流両方が流れる遷移領域，そして(c)はイオン飽和電流領域である． V_s はプローブの置かれた位置におけるプラズマの電位で，空間電位という． V_f はイオン電流と電子電流が釣り合い 0 となる電位で，浮遊電位という．空間電位 V_s の位置を決定する方法はいくつか存在するが，ここでは電流電圧特性の一階微分の極大値から読み取る方法をとる．

以下に Langmuir プローブの電流電圧特性の詳細と，それからの電子温度，電子密度，電子速度分布関数の解析法について述べる[9,10]．

プローブの電位が空間電位 V_s のとき，周囲のプラズマと同電位となっているためプローブには熱運動による熱拡散電流が流入する．このときの，プローブ表面の単位面積を単位時間に通過する電子の個数を Γ_e とし，電子の速度が Maxwell 分布に従う場合，

$$\Gamma_e = \int_0^\infty v_e dn(v) = n_e \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}} = \frac{1}{4} n_e \langle v_e \rangle \quad (2.1)$$

となる．

$\langle v_e \rangle$ は電子の熱平均速度で，

$$\langle v_e \rangle = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \quad (2.2)$$

である．

したがってプローブに流入する電子電流 I_{es} は以下のように表すことができる．

$$I_{es} = \frac{1}{4} e S n_e \langle v_e \rangle = \frac{1}{4} e S n_e \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \quad (2.3)$$

S はプローブの表面積である．イオンに関しても同様に，

$$I_{is} = \frac{1}{4} e S n_i \langle v_i \rangle = \frac{1}{4} e S n_i \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \quad (2.4)$$

プローブには電子電流とイオン電流の両方が流入するが， $m_i \gg m_e$ のため， T_i が T_e に比べはるかに大きくない限り $\langle v_e \rangle \gg \langle v_i \rangle$ となり， $I_{es} \gg I_{is}$ が成立する．結果的にプローブに流入する電流は電子電流が支配的となる．

次に、プローブの電位が周囲のプラズマより正の領域では、イオンはプローブの表面から追い返され、電子は引き寄せられる。そのため、プローブ表面に電子シースが形成され、プローブ電圧の増加に伴い電子電流は増大する。

空間電位 V_s より負の電圧を印加する場合、プラズマに対してプローブは負の電位となるため、電子は減速される。電位差 ΔV を超えられるエネルギーを持つ電子だけがプローブに流入し、 ΔV 以下のエネルギーを持つ電子はプローブ表面に形成された電場により追い返されるので、電子電流は減少する。一方で、イオンは引き寄せられるためイオン電流は増大する。しかしながら電子電流はイオン電流に比べ断然大きいので、依然として見かけ上プローブには電子電流が流入する。この領域において、無衝突プラズマかつ電子は統計的に等方的な速度分布 $f(v)$ に従って運動しているとする。 v から $v + dv$ の範囲の電子密度は $f(v)dv$ である。電子は、シース端ではプローブ表面に対し角度 θ で入射する。速度 v の電子は $v \cos \theta \geq v_{\min} = (2e\Delta V/m)^{1/2}$ においてプローブに入る。よってプローブに流入する電流 I_e は表面積 S 、 $n_e f(v)dv$ 、速度成分 $v \cdot \cos \theta$ 、速度空間の微小体積 $2\pi v \cdot \sin \theta v dv$ $v \cdot \cos \theta$ の積によって決定する。したがって電子電流 I_e は $0 \leq \theta \leq \cos^{-1}(v_{\min}/v) = \theta_{\max}$ 、 $v_{\min} \leq v \leq \infty$ での積分で表される。

$$\begin{aligned}
 I_e(\Delta V) &= en_e S \int_{v_{\min}}^{\infty} dv \int_0^{\theta_{\max}} d\theta 2\pi v \cdot \sin \theta v \cdot v \cdot \cos \theta f(v) \\
 &= 2\pi en_e S \int_{v_{\min}}^{\infty} v^3 f(v) \cdot dv \frac{1}{2} [1 - \cos^2(\theta_{\max})] \\
 &= \pi en_e S \int_{v_{\min}}^{\infty} v^3 \left(1 - \frac{v_{\min}^2}{v^2}\right) f(v) \cdot dv \quad (2.5)
 \end{aligned}$$

実際には粒子は様々な方向に運動している。そこで単位体積中 n_e 個のうち速度の絶対値が $v + dv$ のあいだに入る数は速度空間で原点を中心とする半径 v 、厚さ dv の球殻の中に入る速度点の数に等しいので、この球殻の体積 $4\pi v^2 dv$ をかけて $4\pi v^2 f(v)dv = F(v)dv$ を代入し、

$$I_e(\Delta V) = \frac{1}{4} en_e S \int_{v_{\min}}^{\infty} v \left(1 - \frac{v_{\min}^2}{v^2}\right) F(v) dv \quad (2.6)$$

$\frac{1}{2}m_e v^2 = E$ とおき,

$$\begin{aligned}
 I_e(\Delta V) &= \frac{1}{4} en_e S \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \int_{e\Delta V}^{\infty} v \left(1 - \frac{e\Delta V}{E}\right) \left(\frac{E}{k_B T_e}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{k_B T_e} \cdot dE \\
 &= \frac{1}{4} en_e S \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \exp\left(-\frac{e\Delta V}{k_B T_e}\right) \\
 \therefore I_e(\Delta V) &= I_{es} \exp\left(-\frac{e\Delta V}{k_B T_e}\right)
 \end{aligned} \tag{2.7}$$

(2.7) 式の両辺を, 自然対数を取り V で微分すると,

$$\frac{d(\ln I_e)}{dV} = \frac{e}{k_B T_e} \tag{2.8}$$

したがって, 電子温度 T_e を求めるには, プローブ電流を, イオン電流 I_i と電子電流 I_e に分けた後, 電子電流の片対数グラフの傾きから得ることができる. I_i は, 球型プローブでは電圧 V に比例し, 円筒型プローブでは $V^{1/2}$ に比例する. また平面プローブでは, I_i は V に対して一定の値となる. これは各プローブ形状でのシーの形成の違いによる.

一方, 電子密度 n_e は, 空間電位 V_s における電流が熱拡散電流 I_{es} であることから, T_e と I_{es} の値を式 (2.3) に代入することにより求めることができ, 次式となる.

$$n_e = \frac{I_{es}}{Se} \left(\frac{k_B T_e}{2\pi m_e} \right) \tag{2.9}$$

また, イオンシーの生成条件が電子温度に依存することから, T_e とイオン飽和電流 I_{is} より, 電子密度を次式から求めることができる.

$$I_{es} = n_e e S \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \tag{2.10}$$

しかし, イオン飽和電流値を用いる場合, プローブ表面からの 2 次電子放出があると見かけ上イオンビーム電流が流れるため, 留意する必要がある.

次に, Langmuir プローブの電流電圧特性から電子の速度分布関数を求め, そこから電子温度, 電子密度を算出する方法について説明する.

電子の速度分布関数を $f(v)$ とすると電子の総和 N は以下の式となる.

$$N = \int_{-\infty}^{+\infty} f(v) dv \quad (2.11)$$

ここで、 $f(v)$ を積分した値が 1 となるように規格化した $f_0(v)$ を導入する.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f_0(v) dv = 1 \quad (2.12)$$

$f(v)$ と $f_0(v)$ の関係は,

$$f(v) = n_e f_0(v) \quad (2.13)$$

となる. n_e は、平面プローブの面積を S として

$$n_e = \frac{N}{S} \quad (2.14)$$

である. プローブは平面のため、電子の速度分布関数は 1 次元方向になる. この平面プローブに流入するランダムな電子電流 I_e は,

$$I_e = eN \int_{-\infty}^{+\infty} v_x f_0(v) dv_x \quad (2.15)$$

となる. また、電子電流密度 J_e は、以下のように表される.

$$J_e = en_e \int_{-\infty}^{+\infty} v_x f_0(v) dv_x \quad (2.16)$$

$$\frac{1}{2} m_e v_x^2 = eV_p \quad (2.17)$$

を微分し,

$$\frac{d}{dv} \left(\frac{1}{2} m_e v_x^2 \right) = \frac{d}{dv} (eV_p) \quad (2.18)$$

$$\therefore v_x = \frac{e}{m_e} \frac{dV_p}{dv_x} \quad (2.19)$$

電子電流密度は以下のように表すことができる.

$$J_e = \frac{e^2 n_e}{m_e} \int_{-\infty}^{+\infty} f_0(v) dV_p \quad (2.20)$$

したがって、規格化された速度分布関数は、以下の式で表される.

$$f_0(v) = \frac{m_e}{e^2 n_e} \frac{dJ_e}{dV_p} \quad (2.21)$$

速度分布関数の両辺を積分すると,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f_0(v) dv_x = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{m_e}{e^2 n_e} \left(\frac{dJ_e}{dV_p} \right) dv_x \quad (2.22)$$

$$1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{m_e}{e^2 n_e} \left(\frac{dJ_e}{dV_p} \right) dv_x \quad (2.23)$$

$$\therefore n_e = \frac{m_e}{e^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{dJ_e}{dV_p} \right) dv_x \quad (2.24)$$

となり，電子密度 n_e が求まる．実際の測定では v_x はプローブ電圧として検出するため，(2.24) 式に (2.17) 式を用いて，

$$n_e = \frac{m_e}{e^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{dJ_e}{dV_p} \right) d\sqrt{\frac{2eV_p}{m}} \quad (2.25)$$

$$\therefore n_e = \frac{\sqrt{2m_e}}{e^{3/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{dJ_e}{dV_p} \right) d\sqrt{V_p} \quad (2.26)$$

式 (2.26) は偶関数なので，電子密度 n_e は最終的に次式となる．

$$\therefore n_e = \frac{\sqrt{2^3 m_e}}{e^{3/2}} \int_0^{\infty} \left(\frac{dJ_e}{dV_p} \right) d\sqrt{V_p} \quad (2.27)$$

次に，速度分布関数を用いて電子の平均エネルギーを求める．

$$\varepsilon = \frac{1}{2} m_e \langle v^2 \rangle = \frac{1}{2} m_e \int_0^{\infty} v_x^2 f_0(v) dv_x \quad (2.28)$$

(2.17) 式，(2.20) 式を用いて次のように書き直す．

$$\varepsilon = \frac{1}{2} m_e \int_0^{\infty} \frac{2eV_p}{m_e} \frac{m_e}{e^2 n_e} \left(\frac{dJ_e}{dV_p} \right) d\sqrt{\frac{2e}{m_e} V_p} \quad (2.29)$$

よって電子の平均エネルギーは次式より求まる．

$$\therefore \varepsilon = \frac{1}{2} m_e \frac{2^{3/2}}{e^{1/2} m_e^{1/2} n_e} \int_0^{\infty} V_p \left(\frac{dJ_e}{dV_p} \right) d\sqrt{V_p} \quad (2.30)$$

温度という概念を用いるには，**Boltzmann** 分布則を満たしているという仮定が必要である．したがって以下の式が成り立つ．

$$\frac{1}{2} m_e v^2 = \frac{1}{2} k_B T_e \quad (2.31)$$

(2.30) 式は (2.31) 式より

$$\frac{1}{2} k_B T_e = \frac{1}{2} m_e \frac{2^{3/2}}{e^{1/2} m_e^{1/2} n_e} \int_0^{\infty} V_p \left(\frac{dJ_e}{dV_p} \right) d\sqrt{V_p} \quad (2.32)$$

したがって電子温度は，

$$T_e = \frac{1}{2} m_e \frac{2^{3/2}}{k_B e^{1/2} n_e} \int_0^\infty V_p \left(\frac{dJ_e}{dV_p} \right) d\sqrt{V_p} \quad (2.33)$$

となる．単位を[eV]になるように書き直すと，

$$\therefore T_e = \frac{2^{3/2} m_e^{1/2}}{n_e e^{3/2}} \int_0^\infty V_p \left(\frac{dJ_e}{dV_p} \right) d\sqrt{V_p} \quad (2.34)$$

となる．

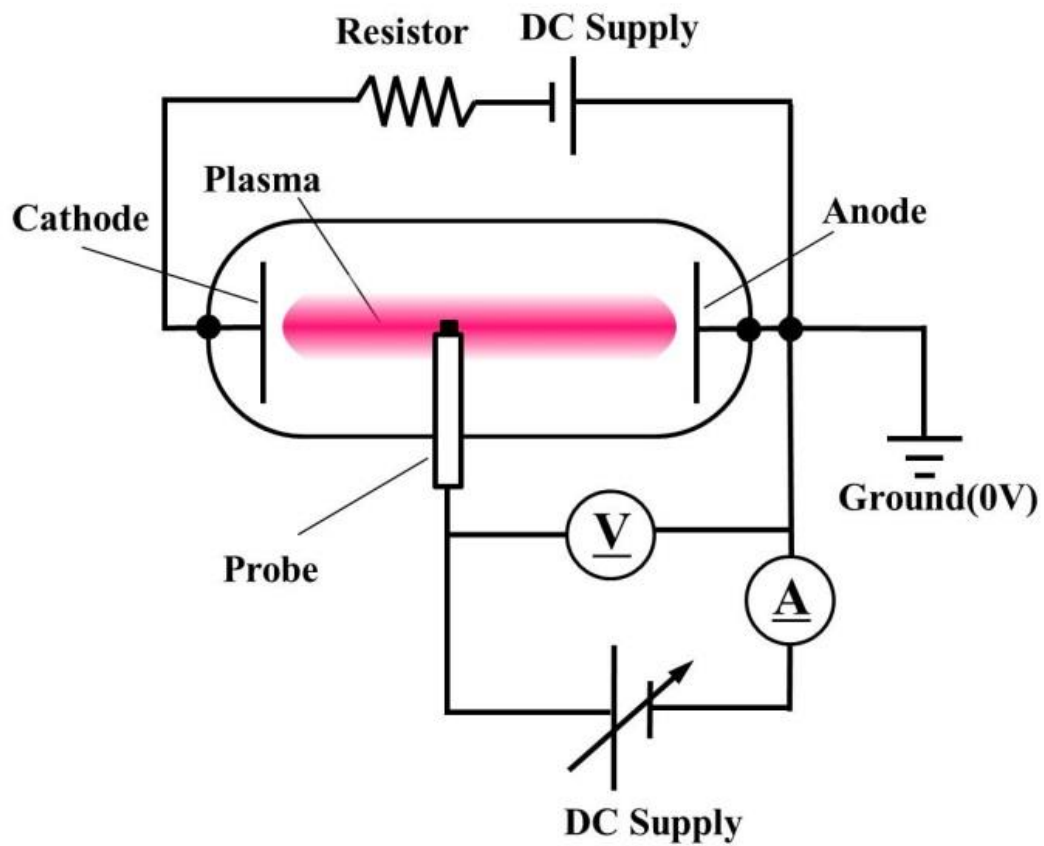


Fig.2.5 Schematic circuit diagram of Langmuir probe method[].

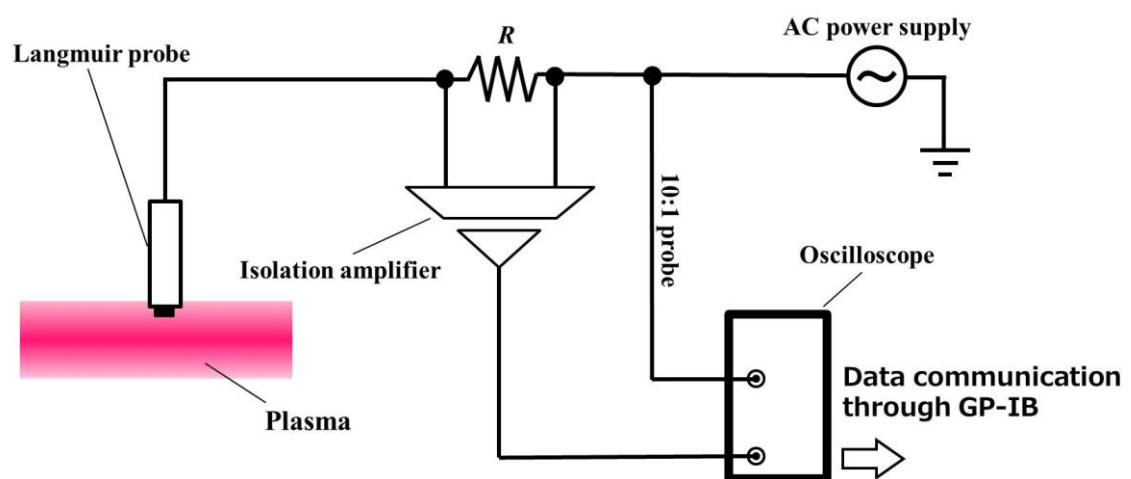


Fig2.6 Schematic circuit diagram of Langmuir probe method

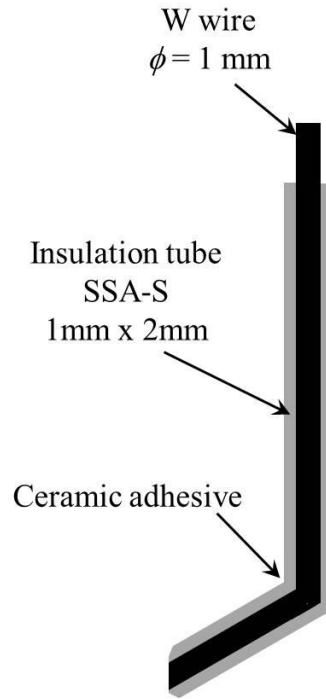


Fig.2.7 Cross-section of a Langmuir probe to measure in the high heat flux plasma

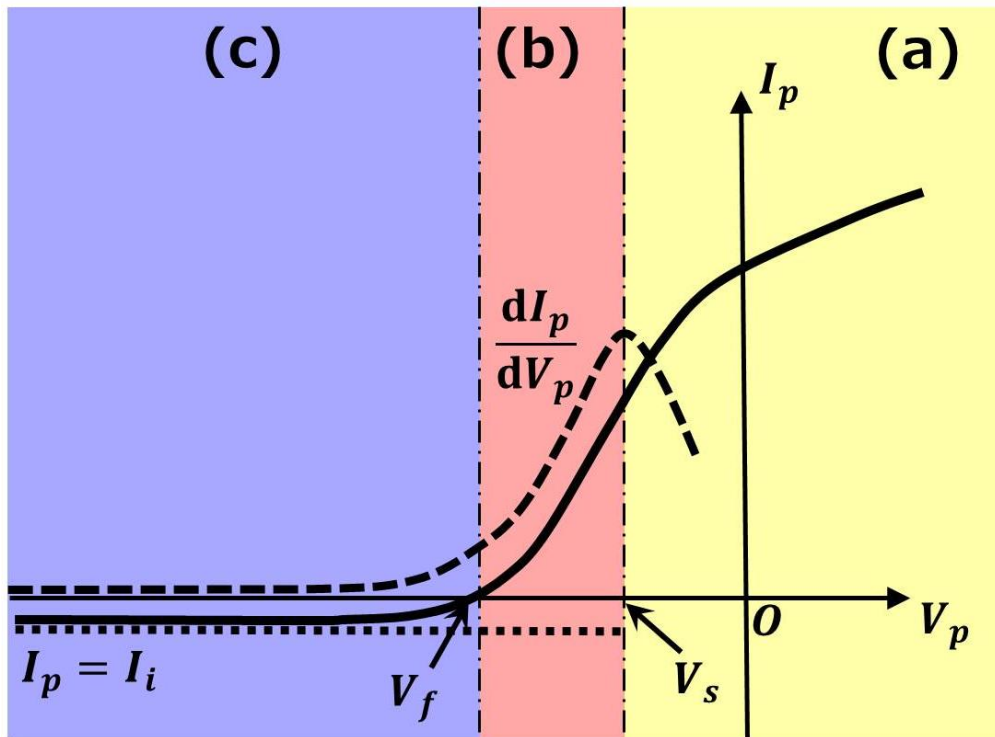


Fig.2.8: Langmuir probe characteristics I_p - V_p and derivative I_p .

2.2.2 分光計測システムの概要

可視領域の分光測定に用いた可視分光器は Instruments SA 製(Model HR-320)のツェルニターナ型分光器である。Table.2.1 に分光器の仕様, Fig2.9 に概略図を示す。プラズマからの発光は凸レンズ(焦点距離: 20 cm)を通り集光され, 光ファイバー(60 芯 $\times$ 200 μ m, 開口数 0.2, 開口角 24 °)により分光器へと導いている。光ファイバーを用いているため, 分光器と光ファイバーの F 値(分光器: 5.4, 光ファイバー: 2.5)の違いを合わせるために光ファイバーアダプタで補正を行い, 明るさを失わないようにしている。光ファイバーに取り付けられている He-Ne レーザーにより受光光学系の測定位置を照らし, 光軸調整を行った。

分光器の種類としてはプリズム型とグレーティング型があるがプリズム型は光の屈折率を用いて分光しているため不等間隔目盛りや特殊なカムが必要で、波長分解能を上げにくいという点がある。一方グレーティング型は光の分散度を高くすることもでき、幾何学的計算で示せるという特徴がある。そのため本研究ではグレーティング型を用いる。SMA(Spectral Multi-channel Analyzer)検出器は、Princeton Instruments Inc.製のイメージングインテンシファイアとダイオードアレイがファイバカップリングされた高感度光検出器を用いた。SMA は光電子増倍管とは違いフォーカスされた光を多チャンネルで同時計測することが可能であるため、本研究のように広範囲の波長における計測をする場合に有効である。

次に、分光計測の感度較正方法について述べる。

ある平面状の光源に関して、「単位面積の領域が単位立体角あたり、単位時間あたり、単位波長幅に含まれる波長を持つ光子を放出する個数（エネルギー）」の波長依存性が求められているものを標準光源という。実際にこの標準光源を分光器で計測すると、異なったスペクトルを得ることになる。この理由として、グレーティングの回折効率や検出素子である光電子増倍管や CCD 素子の量子効

率が波長に依存するからである．したがって，実測されたスペクトルに波長ごとの適当なファクターをかけて実測されたスペクトルを本来のスペクトルに較正する必要がある．標準光源のスペクトルを $f(\lambda)$ ，分光器の感度を $g(\lambda)$ ，標準光源の実測スペクトルを $h(\lambda)$ とすると分光器の分解能に比べてスペクトルが広い場合，

$$h(\lambda) = f(\lambda)g(\lambda) \quad (2.35)$$

が成り立つ．したがって分光器の感度は

$$g(\lambda) = h(\lambda)/f(\lambda) \quad (2.36)$$

この補正係数 $g(\lambda)$ を用いて，実測されたあるスペクトル $h'(\lambda)$ はもとのスペクトル $f'(\lambda)$ に較正でき，

$$h'(\lambda) = f'(\lambda)g(\lambda) \quad (2.37)$$

より，

$$f'(\lambda) = h'(\lambda)/g(\lambda) = h'(\lambda) \cdot f(\lambda)/h \quad (2.38)$$

となる．本研究で用いた標準光源は浜松ホトニクス製の常用キセノンランプ（L7810）を使用した．指定された方法で標準光源の光を計測し，上記の解析を施せば発光強度の絶対値を得ることができる．

Table2.1 Performance of 32cm Czerny-Turner monochromator

焦点距離	320[mm]
f/No	5.4
グレーティング	1200[g/mm] ブレード波長 250[nm]
グレーティングサイズ	58×58[mm]

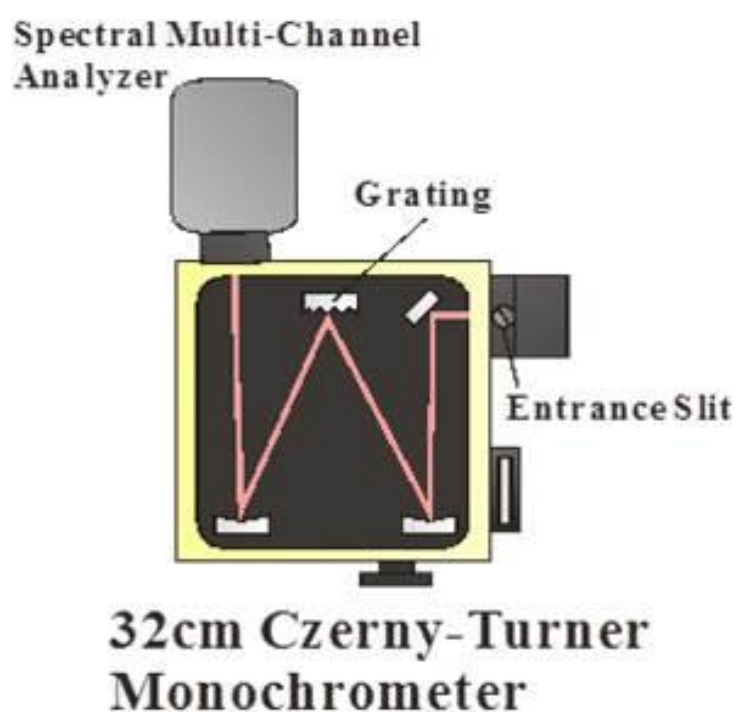


Fig2.9 Schematic diagram of the spectrometer.

第 2 章の参考文献

- [1] T. Iijima, S. Hagiwara, S. Tanaka, A. Tonegawa, K. Kawamura, K. N. Sato, TRANSACTIONS FUS. SCI. TECH., **63** (2013) 417.
- [2] 佐伯紘一, プラズマ・核融合学会誌, **79** (2003) 242.
- [3] 日本学術振興会プラズマ材料科学第 153 委員会 編, 「プラズマ材料科学ハンドブック」, オーム社, (1992).
- [4] K. Sunako, K. Yamauchi, T. Noguchi, H. Okamura, H. Sasaki, H. Tashiro, T. Tanikawa, K. Takayama, Pureitengu to Kotingu, **8** (1988) 280.
- [5] 小野督幸, 「負イオンを用いた模擬ダイバータプラズマ制御に関する研究」, 博士論文, 東海大学大学院工学研究科 (2008) .
- [6] O. Auciello, D. L. Flamm, “PLASMA DIAGNOSTICS Volume 1” ACADEMIC PRESS, INC., (1989).
- [7] 堤井信力, 「プラズマ基礎工学増補版」, 内田老鶴圃, (1986).
- [8] 雨宮宏, 和田元, 豊田浩孝, 中村圭二, 安藤晃, 上原和也, 小山孝一郎, 酒井道, 橘邦英, プラズマ・核融合学会誌, **81** (2005) 482.
- [9] 松原彰浩, 「細い磁化プラズマ流の $E \times B$ 剪断流による異常」, 博士論文, 東海大学大学院理学研究科 (2000) .
- [10] K. Uehara, A. Tsushima, H. Amemiya, H. Kawasima, K. Hoshino, Jpn. J. Appl. Phys., **42** (2003) 657.

第 3 章 パルスプラズマ流入時でのデタッチプラズマの反応過程

3.1 はじめに

主にトカマク型核融合炉で見られる熱・粒子の放出現象の ELM (Edge Localized Mode) は、周辺輸送障壁の崩壊により内部に閉じ込められていた蓄積エネルギーの一部が瞬間的に SOL に吐き出され、その多くはダイバータに到達する。ELMyH モードでは、エネルギー閉じ込め性能が若干低下することになるが、ヘリウム灰や放射損失のために入射した不純物を排出する効果が期待されるため[1]、ITER の標準運転モードの一つとなっている。既存の装置での ELM の放出エネルギーは最大でも 1 MJ 程度であるため、ダイバータ板に対する熱・粒子負荷は大きな問題とはならなかった。しかし、今までの ELM の研究から、ペデスタルの蓄積エネルギー（密度×温度）で規格化した ELM 放出エネルギー $W_{\text{ELM}}/W_{\text{ped}}$ はプラズマの衝突頻度の減少とともに増加する傾向にある[2]。例えば、ITER で予測される Type-I ELM による放出エネルギーは、ペデスタル部の温度がおおよそ 3.5 keV, 衝突頻度 $\nu^* = 0.06$ 程度において 22 MJ ものエネルギーが 1 回で放出されることが予測されている[1,3]。よって、ダイバータには瞬間的に莫大なエネルギーが流入することとなり、ダイバータ板の溶融・損耗が懸念される。近年での ELM を模擬したパルス熱負荷試験の結果から、ダイバータ構造材の非定常熱負荷の限界は 0.5 MJm^{-2} が指摘されている[4]。この程度の値になるよう、単純な磁力線に沿うエネルギーの見積りから、1 MJ 程となり、約 1/20 までは W_{ELM} を緩和させなければならない。

ダイバータでは熱負荷の低減のため、デタッチプラズマの定常的な生成とその維持が重要である。しかし、ELM がもたらす熱・粒子のバーストは再結合過程にあるプラズマを電離へ進行させる恐れが十分にある。実際に、JET や ASDEX-Upgrade などでの Type-I ELM の結果より、デタッチプラズマの再電離が報告されている [5,6]。直線型ダイバータ模擬装置 NAGDIS-II でその詳細が確かめられた[7]。この実験では、高密度ヘリウムプラズマにおいてデタッチプラズマを生成し、周波数 13.56 MHz のホイッスラー波の励起アンテナを設置し、パルス的に高周波電力を投入し主に高速電子を発生させることで ELM 様プラズマを生成し、熱パルスに対するデタッチプラズマの応答について調べられている。参考文献[8]では、デタッチプラズマの再電離過程と、それに伴う発光強度の時間変化である Inverse ELM の説明がなされている。

ELM による熱・粒子のバースト時における SOL/周辺プラズマのシミュレーションも精力的に行われている。慶応大の Hatayama らのシミュレーションでは電子の運動を Boltzmann 方程式により計算するモジュールと衝突輻射モデルによる中性粒子の計算をするモジュールでの計算が行われ、ELM のバーストに伴い高速電子の発生が示唆され、その影響が電離・再結合過程に大きな影響を及ぼすと予想されている[9,10]。参考文献[11]での高速電子を含む電子エネルギー分布関数について説明がなされている。

上記で説明してきたように、ELM による熱・粒子のバーストにより、電子の速度分布（エネルギー分布）は Maxwell 分布から大きく逸脱することが懸念されている。しかし、このような ELM バースト時によって放出される高速電子および Maxwell 分布から逸脱したエネルギー分布がもたらすデタッチプラズマへの影響についての詳細な実験的研究は未だ行われていないのが現状である。

第 3 章では、高エネルギー電子を伴うパルスプラズマ流をデタッチプラズマに流入させた際の、電離・再結合過程の時間変化の詳細を衝突輻射モデルにより明らかにする。

3.2 水素原子のエネルギー構造と反応モデル

3.2.1 水素原子のエネルギー構造

原子のエネルギー構造は，原子核とその周囲の電子の状態に関する Schrödinger 方程式を解くことにより記述できる．水素，あるいは水素型原子の場合は，原子核によってつくられるクーロン場中を一つの電子が回っている単純なモデルであるため厳密解を得ることができる[12,13]．

原子核の質量を M ，電子の質量を m_e ，それぞれの電荷を Ze ， $-e$ ，真空中の誘電率を ϵ_0 とすると，これら 2 粒子間の相互作用はクーロンポテンシャルであり，2 粒子間の距離 r の関数となる．

$$V(r) = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (3.1)$$

このときの 2 粒子系の Schrödinger 方程式は，

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2 \chi_l(r)}{dr^2} + \left[-\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \right] \chi_l(r) = E \chi_l(r) \quad (3.2)$$

ここで， l は $l = 0, 1, 2, \dots$ の正の整数， $\hbar$ はプランク定数， E は系の全エネルギー， μ は換算質量で， $\mu = \frac{Mm_e}{M+m_e}$ である． $\chi_l(r)$ は，動径方向の波動関数 $R_l(r)$ より

$\chi_l(r) = \frac{R_l(r)}{r}$ と定義される．水素原子の場合は $\frac{m_e}{M} \cong 1840$ なので， $\mu \cong m_e$ とおく．

水素原子に対する有効ポテンシャルは，

$$V_{\text{eff}}(r) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2m_e r^2} \quad (3.3)$$

式(3.3)で表されるポテンシャルはどんな l の値に対しても負のエネルギーの電子に対しては束縛状態のみが得られる．このことより，解の定性的性質がわかるため， $R_l(r)$ に関する動径方程式を考える．

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m_e} \left(\frac{1}{r} \frac{d^2}{dr^2} r \right) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2m_e r^2} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \right\} R_l(r) = E R_l(r) \quad (3.4)$$

両辺に $-\frac{\hbar^2}{2m}$ を掛け,

$$\frac{d^2 R_l}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR_l}{dr} \frac{2m_e}{\hbar^2} \left\{ E + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2m_e r^2} \right\} R_l = 0 \quad (3.5)$$

r が大きいところでは漸近的に,

$$\frac{d^2 R_l(r)}{dr^2} = -\frac{2m_e E}{\hbar^2} R_l \quad (3.6)$$

となり, 束縛状態に対応して, $E < 0$ とおくと, $r \rightarrow \infty$ で,

$$R_l(r) \cong \exp\left(-\sqrt{\frac{2m_e |E|}{\hbar^2}} r\right) \quad (3.7)$$

となる. ここで, 無次元の独立変数

$$\rho = \sqrt{\frac{8m_e |E|}{\hbar^2}} r = ar \quad (3.8)$$

を式(3.5)に導入する.

$$\frac{d^2 R_l}{d\rho^2} + \frac{2}{\rho} \frac{dR_l}{d\rho} - \frac{l(l+1)}{\rho^2} R_l + \left(\frac{\xi}{\rho} - \frac{1}{4}\right) R_l = 0 \quad (3.9)$$

ただし, $\xi = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar} \left(\frac{m_e}{2|E|}\right)^{1/2}$ である. ρ が大きい場合は, $R_l \cong \exp\left(-\frac{\rho}{2}\right)$ とふるまう

ため, 式(3.9)を, 次のように置き換える.

$$R_l = \exp\left(-\frac{\rho}{2}\right) F_l(\rho) \quad (3.10)$$

これにより, 式(3.9)は

$$\frac{d^2 F_l}{d\rho^2} + \left(\frac{2}{\rho} - 1\right) \frac{dF_l}{d\rho} + \left(\frac{\xi-1}{\rho} - \frac{l(l+1)}{\rho^2}\right) F_l = 0 \quad (3.11)$$

となる. $R_l \cong \rho^l$ より, $F_l \cong \rho^l$ とふるまうので,

$$F_l(\rho) \cong \rho^l L(\rho) \quad (3.12)$$

の形を求める. 式(3.12)を式(3.11)に代入し, L の方程式は,

$$\rho \frac{d^2 L}{d\rho^2} + (2l+2-\rho) \frac{dL}{d\rho} + (\xi-1-l)L = 0 \quad (3.13)$$

となる. $L(\rho) = \sum_{n=0}^{\infty} [a_n \rho^n]$

と仮定して、式(2.13)に代入すると、

$$\sum_{n=0}^{\infty} [(n+1)\{na_{n+1} + (2l+2)a_{n+1}\} + (\xi - 1 - l - n)a_n]\rho^{n-1} = 0 \quad (3.14)$$

となる． ρ^{n-1} の係数は0なので、

$$\frac{a_{n+1}}{a_n} = \frac{n+l+1-\xi}{(n+1)(n+2l+2)} \quad (3.15)$$

したがって、 n が大きいとき、 $\frac{a_{n+1}}{a_n} \cong \frac{1}{n}$ となる．級数が無限に続くと $\rho \rightarrow \infty$ で

$L(\rho) \cong \exp(\rho)$ となるので、 $R_l \cong \rho^l \exp(\frac{\rho}{2})$ となり、 $\rho \rightarrow \infty$ で発散する．したがっ

て級数 L はどこかの値で終わらなければならない． ρ の最高次のものを

$$\rho^{n_r} (n_r \geq 0)$$

とすれば、 ξ を、

$$\xi = n_r + l + 1 \equiv n \quad (3.16)$$

のような正の整数をとらなければならない． n_r を動径量子数、 n を主量子数とい

う．また、 $\xi = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar} \left(\frac{m_e}{2|E|}\right)^{1/2} = n$ より、エネルギー固有値は、

$$E_n = -|E_n| = -\frac{me^4}{2(4\pi\epsilon_0)^2\hbar^2} \frac{1}{n^2} = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 a} \frac{1}{n^2} \quad (3.17)$$

ただし、 a はボーア半径で、 $a = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{me^2}$ である．式(3.17)より、水素原子の基底準位の固有エネルギーは-13.6 eV であることがわかる．

上述してきたことから、電子軌道は不連続な、ある決まった半径の軌道だけに存在し、電子の運動はその軌道のみで許されることがわかる．最小のエネルギー準位である、主量子数が $n = 1$ を基底準位といい、その状態を基底状態と呼ぶ．基底準位以外の準位は励起準位といい、その状態を励起状態と呼ぶ．一般に原子内の電子は最もエネルギー準位の低い軌道である基底準位を回っている．そこに電子衝突や電磁波等により外部からエネルギーを与えられると、電子はより高いエネルギー準位へと遷移するが、励起準位では不安定なため 10^{-6} s から 10^{-8} s 程の間で脱励起する．この際、エネルギー準位間の差に相当する振動数（波

長)の光が放出される．この現象を自然放出遷移といい，線スペクトルとして観測される．

ある準位 n_2 から下準位である n_1 に遷移したときに放出される光の振動数を ν_{2-1} とすると，

$$\nu_{2-1} = \frac{E_2 - E_1}{h} = \frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0 h^3} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (3.18)$$

となる．波長 λ ，光速を c とすると， $\lambda = c/\nu$ より式(3.18)を波数 $1/\lambda$ で表すと，

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = \frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0 c h^3} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (3.19)$$

ここで， R はリュードベリ定数 $R = \frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0 c h^3}$ であり， $1.097 \times 10^7 \text{m}^{-1}$ の値である．式(3.19)より，水素原子からの発光スペクトルの波長が求まり，それをTable3.1(a)-(f)，グロトリアン図をFig.3.1に示す．

$n_2 = 1$ の系列は真空紫外光領域の発光スペクトルで，Lyman 系列といい， $n_2 = 2$ の系列は可視光領域の発光スペクトルで，Balmer 系列という．他にも Paschen 系列，Pfund 系列などがある．また，各系列の波長の長いスペクトル線から α 線， β 線， γ 線， δ 線，...と呼ばれる．ただし，水素の場合，Balmer 系列にいたっては Balmer- α 線のことを H_α ，Balmer- β 線のことを H_β ，...と表記されることがある．

Table 3.1 Calculated wavelengths of hydrogen emission lines.

(a) Lyman series		(b) Balmer series	
Transition	Wavelength [nm]	Transition	Wavelength [nm]
2-1	121.54	3-2	656.34
3-1	102.55	4-2	486.17
4-1	97.23	5-2	434.08
5-1	94.96	6-2	410.21
6-1	93.76	7-2	397.04
7-1	93.06	8-2	388.94
8-1	92.60	9-2	383.57
9-1	92.30	10-2	379.82
10-1	92.08		
(c) Paschen series		(d) Paschen series	
Transition	Wavelength [nm]	Transition	Wavelength [nm]
4-3	1875.24	5-4	4051.45
5-3	1281.91	6-4	1093.89
6-3	1093.89	7-4	1005.01
7-3	1005.01	8-4	954.67
8-3	954.67	9-4	922.97
9-3	922.97	10-4	901.56
10-3	901.56		
(e) Pfund series		(f) Humphries series	
Transition	Wavelength [nm]	Transition	Wavelength [nm]
6-5	7458.36	7-5	12369.40
7-5	4652.84	8-5	7500.98
8-5	3739.80	9-5	5907.02
9-5	3296.33	10-5	5127.62
10-5	3038.59		

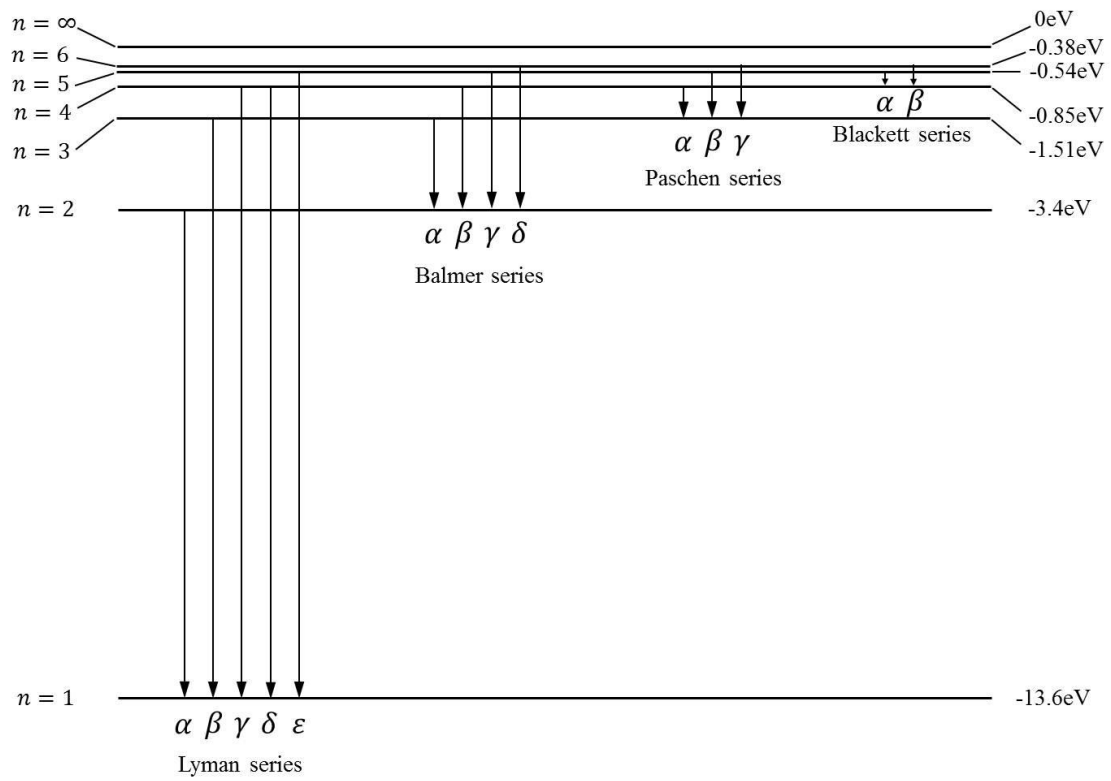


Fig. 3.1 Energy-level diagram of hydrogen atom. The arrows lines show the transitions corresponding to the emission lines in Table 2.1.

3.2.2 反応素過程とモデリング

プラズマ中では、電子、イオン等の荷電粒子と中性粒子が存在し、それらの粒子間で衝突がくり返される。その際に、いずれの粒子の内部エネルギーも変化しない場合は弾性衝突と呼ばれ、内部エネルギーの変化をとまなう場合は非弾性衝突と呼ばれる。原子過程での非弾性衝突において、粒子のエネルギー状態が高い準位に遷移する励起、中性粒子に属している電子が自由空間に飛び出す電離、自由電子とイオンが衝突して中性粒子となる再結合等がある。分子での非弾性衝突はより複雑になり、電子励起、振動励起、回転励起、電離、解離、解離性電離等がある。また分子イオンに関しては解離性再結合がある。これらの反応を経て水素プラズマ中の粒子は H , H^+ , H_2 , H_2^+ , H_3^+ , H^- などの形で存在し、また各反応を経て互いに姿を変えていく。その変化の中で水素原子の励起状態を経由したものの一部は光を放射する。同様に水素分子の振動回転状態を経由したものの一部は分子光を放射する。これらの発光線強度を解析し、反応素過程の頻度、電離・再結合の頻度を求めるには衝突輻射モデルが必要となる[14].

上述してきた反応素過程を定量的に取り扱うには、反応断面積を用いることにより定量的に取り扱うことが出来る。反応断面積は、ある与えられた条件のもとで生起する特定の反応が起こる確率より測定される。反応断面積から単位体積中単位時間当たりに生じる反応回数、いわゆる反応速度係数を求めることができる[13]. いま、標的粒子の密度を n_1 、入射粒子の密度を n_2 とする。単位時間当たり入射粒子が標的粒子と相互作用する体積は、反応断面積 σ と相対速度 v によってつくられる体積となり、

$$v\sigma \tag{3.20}$$

となる。したがって 1 個の入射粒子が単位時間当たり標的粒子と衝突する回数は相互作用の体積内に含まれる標的粒子数

$$nv\sigma \quad (3.21)$$

となる．以上より，単位時間単位体積あたりの入射粒子と標的粒子が衝突する全回数 R は n_1n_2 に比例し，次式となる．

$$Rn_1n_2v\sigma = kn_1n_2 \quad (3.22)$$

プラズマ中の電子速度分布関数が Maxwell 分布であると仮定すると，入射粒子の衝突により標的粒子が初期状態 p から別の状態 q へと遷移する反応速度係数 k は，

$$k(p, q) = \int_0^\infty \sigma(p, q) v f(v) v \, dv \quad (3.23)$$

で求めることができる．ここで入射粒子が荷電粒子の場合，速度 v とエネルギー E の関係は，

$$qE = \frac{1}{2}mv^2 \quad (3.24)$$

$$v = \sqrt{\frac{2qE}{m}} \quad (3.25)$$

で表されるから，Maxwell 分布を E の関数として，

$$F(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{E}}{T_e^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{T_e}\right) \quad (3.26)$$

と書ける．したがって反応速度係数 k は，

$$k = \int_0^\infty \sigma(p, q) (E) \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{E}}{T_e^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{T_e}\right) \sqrt{\frac{2qE}{m}} \, dE \quad (3.27)$$

となる．

以下に，電子衝突による基底状態水素原子の電離断面積と，式(3.27)の被積分関数を例として挙げる，Fig.3.2(a),(b)に示す．

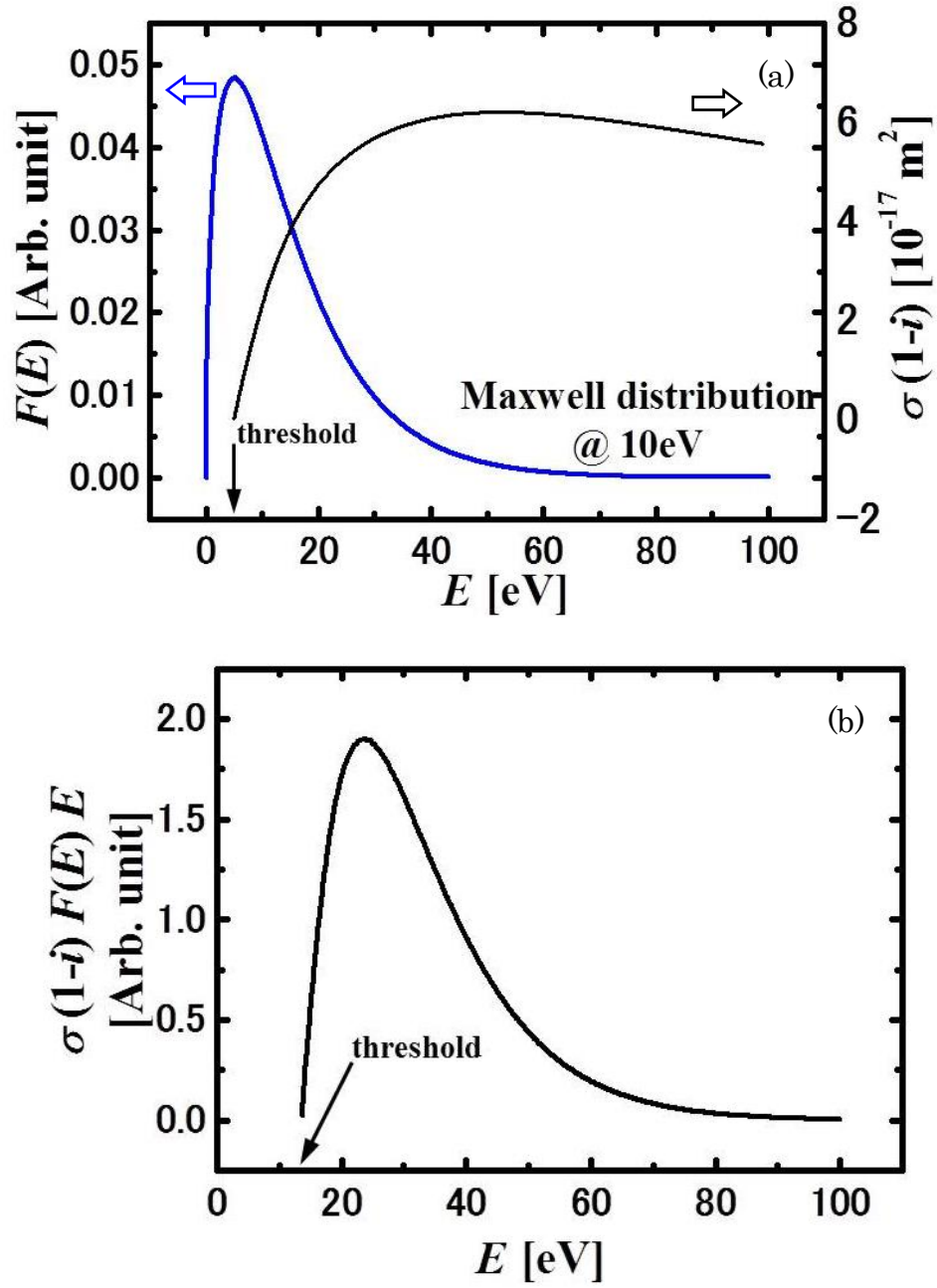


Fig.3.2 (a) Ionization cross section by electron impact for ionization from ground state of neutral hydrogen. The Maxwell distribution function for the temperature of 10eV is also shown. (b) Corresponding function to be integrated over the impact energy to obtain the impact rate coefficient.

3.2.3 水素原子衝突輻射モデル

上述してきたように，プラズマ内の原子分子は互いに衝突を繰り返し励起や脱励起，電離，解離，再結合等の反応が頻繁に生じることとなる．これらの反応を定量的に扱い，その詳細を知るため Fig.2.5 のような電子衝突励起，電子衝突脱励起，自然放出遷移，電子衝突電離，放射再結合，三体再結合を考慮した原子過程を考える[14,15]． p, q は原子の励起準位， i はイオン化準位を表す． n_e ， n_i ， $n(p)$ は電子密度，イオン密度，励起原子密度を表す．図中の矢印は各反応過程の単位時間単位体積当たりの発生頻度 $[\text{m}^{-3} \text{s}^{-1}]$ を表し，反応速度係数 $[\text{m}^3 \text{s}^{-1}]$ と衝突粒子の密度 $[\text{m}^{-3}]$ から求めることができる．

$C(p,q)n_en(p)$ は電子衝突励起を表し， p 準位にある励起原子が電子と衝突し，電子はエネルギーを失い，原子上準位である q 準位へと遷移する反応である． $F(q,p)n_en(q)$ は電子衝突脱励起を表し，電子衝突励起の逆反応となる． q 準位に励起している励起原子が電子と衝突し，電子が余剰エネルギーをもらい加速し，励起原子は下準位 p へと脱励起する． $A(q,p)n(p)$ は自然放出遷移を表し，励起原子密度がある確率で上準位 p から下準位 q へと光子を放出し脱励起する反応である． $A(q,p)$ は自然放出遷移係数あるいはアインシュタインの A 係数といわれ $[\text{s}^{-1}]$ の次元を持つ． $S(p)n_en(p)$ は電子衝突電離を表し，準位 p にある励起原子が電子と衝突し，束縛電子を放出し電離する反応である． $\beta(p)n_en_i$ は放射再結合を表し，プラズマ中の自由電子が準位 p に捕獲され，捕獲前後の状態間のエネルギー差，つまり電子の運動エネルギーと p 準位の電離ポテンシャルの和の分を光子として放出する反応である．捕獲される電子の運動エネルギーは連続的な値となるため，発光線の振動数あるいは波長も連続的となる． $\alpha(p)n_e^2n_i$ は三体再結合を表し，電子衝突電離の逆過程となる．プラズマ中の自由電子がイオンに捕獲されるという点は放射再結合と同様であるが，三体再結合の場合は近くに存在する自由電子が余剰エネルギーを受け取るため光子を放出することはない．

これらの反応速度係数は 2.3 節で説明したように，反応断面積と電子の速度分布（エネルギー分布）関数により算出することができる．電子衝突励起，電子衝突電離，放射再結合の反応速度係数の例を Fig3.4(a), (b), (c)に示す．

これらの反応過程がバランスして励起準位ポピュレーション（準位 p における励起原子密度）が決定されるような計算モデルを構築する．ある励起準位 p に注目し，そのポピュレーションの時間変化は p 準位へ流入するポピュレーションの流れ Γ_{in} と p 準位から流出するポピュレーションの流れ Γ_{out} の差として表される．

$$\frac{dn(p)}{dt} = \Gamma_{\text{in}} - \Gamma_{\text{out}} \quad (3.28)$$

Γ_{in} と Γ_{out} はそれぞれ，

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{in}} &= \sum_{q>p} A(q,p)n(q) + \sum_{q<p} C(q,p)n_e n(q) + \sum_{q>p} F(q,p)n_e n(q) \\ &\quad + \beta(p)n_e n_i + \alpha(p)n_e^2 n_i \\ &= \sum_{q<p} C(q,p)n_e n(q) + \{\sum_{q>p} F(q,p)n_e + A(q,p)\}n(q) + \{\beta(p) + \alpha(p)n_e\}n_e n_i \end{aligned} \quad (3.29)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{out}} &= S(p)n_e n(p) + \sum_{q>p} C(p,q)n_e n(p) + \sum_{q<p} F(p,q)n_e n(p) + \sum_{q<p} A(p,q)n(p) \\ &= [S(p)n_e + \sum_{q>p} C(p,q)n_e + \sum_{q<p} F(p,q)n_e + A(p,q)]n(p) \end{aligned} \quad (3.30)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn(p)}{dt} &= \Gamma_{\text{in}} - \Gamma_{\text{out}} \\ &= \sum_{q<p} C(q,p)n_e n(q) - \left[\left\{ \sum_{q<p} F(p,q) + \sum_{q>p} C(p,q) + S(p) \right\} n_e + \sum_{q<p} A(p,q) \right] n(p) \\ &\quad + \sum_{q>p} [F(q,p)n_e + A(p,q)] n(q) + [\beta(p) + \alpha(p)n_e] n_e n_i \end{aligned} \quad (3.31)$$

励起原子密度（ポピュレーション） $n(p)$ の時間変化に対しプラズマパラメータが十分ゆっくりと変化する場合，準定常近似が成り立ち左辺は 0 となる．一般に基底状態原子とイオンは，励起準位に比べて緩和時間が長いため $n(1)$ と n_i に関するレート方程式はそのままにしておく． $p = 2$ 以上のレート方程式を行列形

式で表示すると,

$$\begin{pmatrix} \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n(2) \\ \cdot \\ n(p) \\ \cdot \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix} n(1) + \begin{pmatrix} \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix} n_i \quad (3.32)$$

これを解き,

$$n(p) = R_0(p)n_en_i + R_1(p)n_en(1) \quad (3.33)$$

という形で表すことができる. $R_0(p)$ および $R_1(p)$ は電子温度, 電子密度に依存する関数でポピュレーション係数と呼ばれる. 式(3.33)より, 励起準位ポピュレーションが基底状態密度およびイオン密度に比例する項の和として表される. このように, ある与えられたプラズマのパラメータに対する励起準位ポピュレーションを求めるモデルを衝突輻射モデルという. $n(1)$ に比例する項を電離成分, n_i に比例する項を再結合成分という. 一般的にポピュレーションはどちらかの項によって生成されているので, ポピュレーションの分布がわかれば電離プラズマと再結合プラズマの判断が可能となる.

前述したように, 原子が発光するメカニズムは, 励起した原子が自然放出遷移により脱励起するためである. 単位体積単位時間当たりの光子の放出回数が発光線強度に対応する. 発光線強度は放出する光子数に比例するから, 発光線強度 $I(\lambda)$ は次式となる.

$$I(\lambda)(q,p) = n(q)A(q,p) \quad (3.34)$$

単位時間, 単位体積当たりに放出される光のエネルギーは, 光子一つのエネルギーがプランク定数と振動数の積であることから

$$I(\lambda)(q,p) = n(q)A(q,p)h\nu \quad (3.35)$$

したがって, 発光強度の絶対値をモデル計算結果と比較することにより基底状態原子密度やイオン密度が求めることが可能である.

次に, 基底状態原子密度 $n(1)$ とイオン密度 n_i に関してのレート方程式を立式す

る.

$$\begin{aligned}
\frac{dn_i}{dt} &= -\frac{dn(1)}{dt} \\
&= -\left[\sum_{q \geq 2} C(1, q) + S(1) \right] n_e n(1) \\
&\quad + \sum_{q \geq 2} [F(q, 1)n_e + A(q, 1)] [R_0(q)n_e n_i + R_1(q)n_e n(1)] \\
&\quad + [\alpha(1)n_e + \beta(1)] n_e n_i
\end{aligned} \tag{3.36}$$

$$\therefore \frac{dn_i}{dt} = -\frac{dn(1)}{dt} = -S_{\text{CR}} n_e n(1) + \alpha_{\text{CR}} n_e n_i \tag{3.37}$$

ここで、 S_{CR} と α_{CR} はそれぞれ衝突輻射電離速度係数，同再結合速度係数あるいは実効的電離速度係数，同再結合速度係数といわれる，電子温度・密度に依存する量となる． S_{CR} ， α_{CR} の電子温度・密度依存性を Fig3.5 に示す．

(3.37) 式は左辺が基底状態原子密度あるいはイオン密度の時間変化となっているが，実際にはこれらの密度が原子過程のみによって決まるとは限らないので，左辺の絶対値を単位時間単位体積当たりの電離あるいは再結合の発生回数を意味する．つまり，プラズマが定常的であれば，実際には原子密度やイオン密度は変化しないが，電離や再結合自体が起こっていないわけではないという意味である．

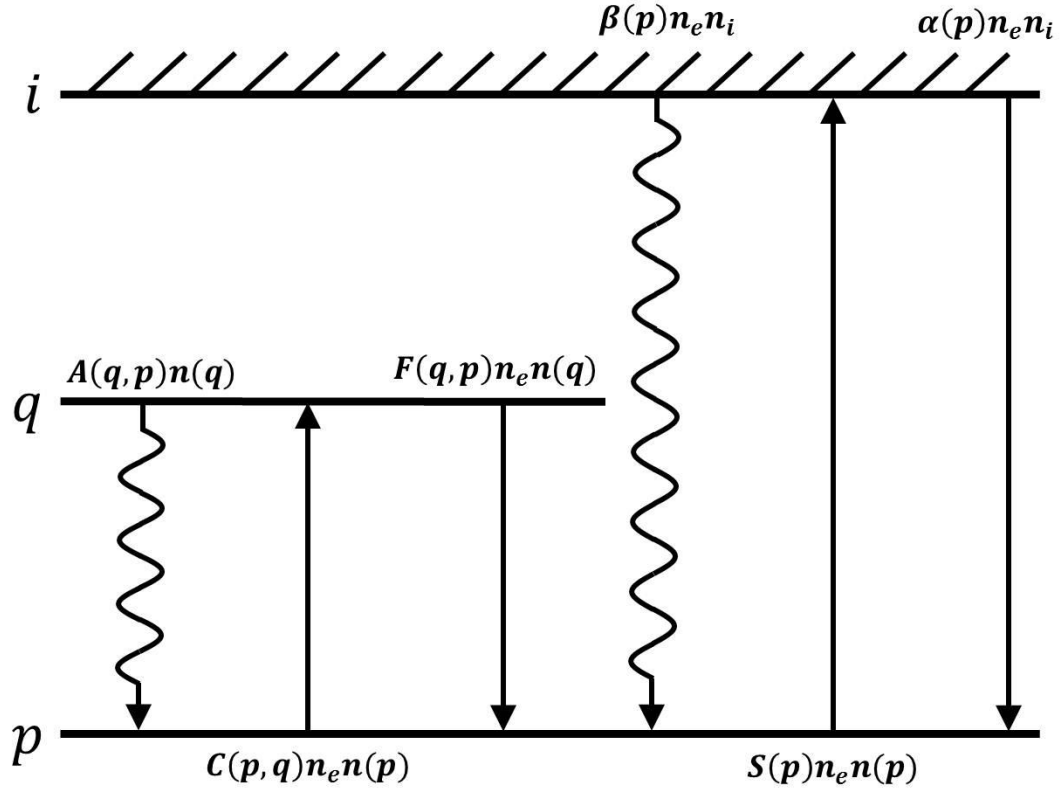


Fig3.3 Atomic processes included in the Collisional-Radiative model[14].

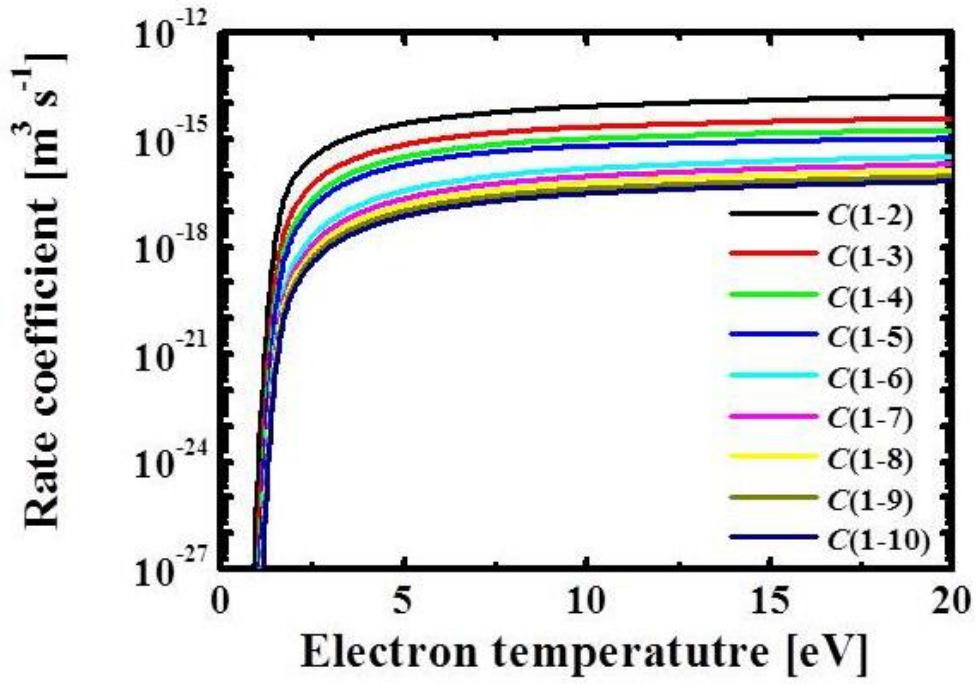


Fig.3.4 (a) The electron impact excitation rate coefficients $C(1,p)$ for 2-10 levels of neutral hydrogen.

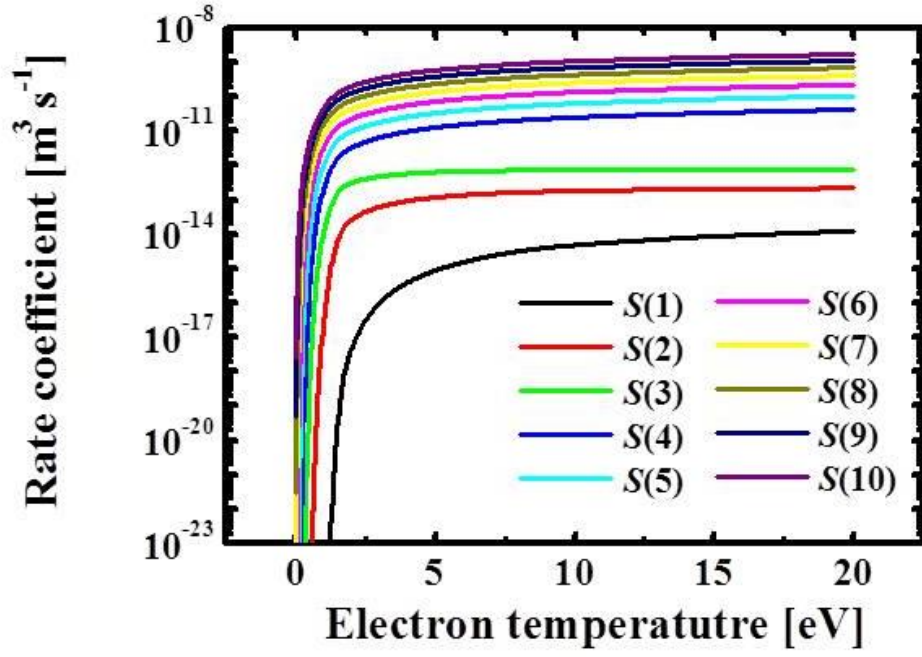


Fig.3.4(b): The electron impact ionization rate coefficients $S(p)$ for 1-10 levels of neutral hydrogen.

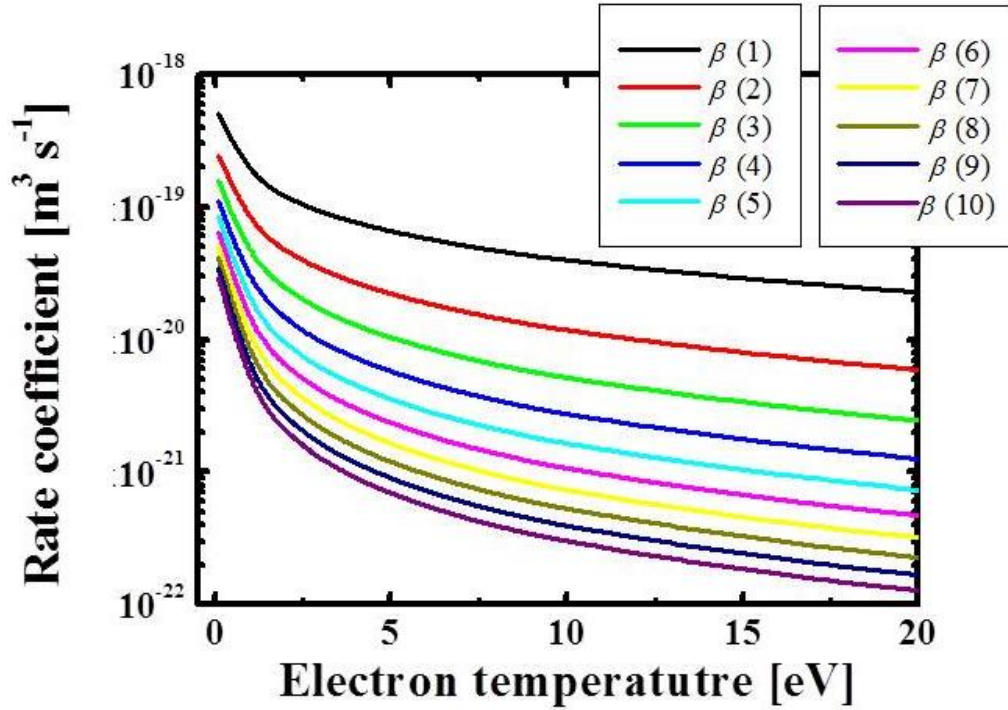


Fig.3.4(c): The Radiative recombination rate coefficients $\beta(p)$ for 1-10 levels of neutral hydrogen.

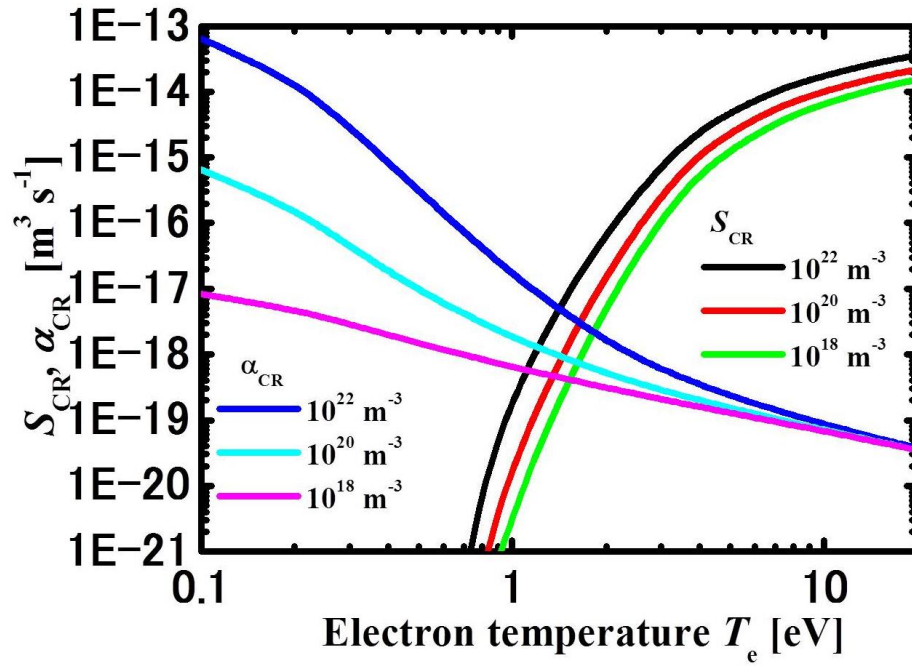


Fig. 3.5 T_e and n_e dependences of the effective ionization and recombination coefficients.

3.3 実験方法

3.3.1 パルスプラズマ生成法

ELM の様に，低フラックスのプラズマに高フラックスのプラズマ流が重畳するプラズマを直線型ダイバータ模擬装置 TPD-SheetIV で生成するため，放電部の浮遊電極の電位をアースと浮遊電位を切り替える手法をとった．Fig. 3.6 に示すように，陽極から 2 個前にある浮遊電極にスイッチング回路を介してアースに接続する．スイッチング回路が保護抵抗を介して浮遊電極へと接続されており，ファンクションジェネレータにより MOS-FET に 5V の矩形波を送る．電圧が印加されているときだけスイッチング回路が作動し浮遊電極はアースへと接続される．プラズマ放電中での浮遊電極は前述したように，プラズマ電位に対して正に帯電されており，プラズマは陽極に向かって流出しようとする．スイッチング回路が作動することにより浮遊電極がアースへと接続されるとプラズマのいくらかは電極へと流入しプラズマの量が減ることとなる．スイッチング回路と浮遊電極との接続が切れると，浮遊電極は再び正に帯電しプラズマが陽極に向かい流出し始める．この概念図を Fig3.7 に示す．また，浮遊電極の電位が変化するため，放電電圧もそれに応じて変化し，高速電子が生成され，実験領域において高エネルギー電子成分として観測される．Fig.3.8 に Langmuir プロブで計測されたイオン飽和電流値の時間変化を示す．

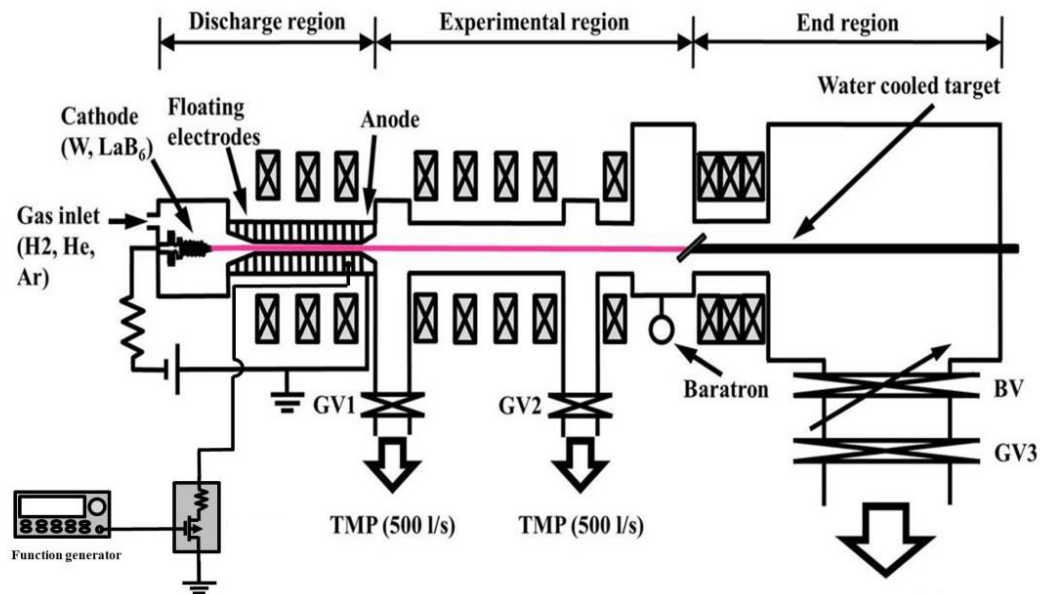


Fig. 3.6 Schematic diagram of TPD-SheetIV and switching circuit.

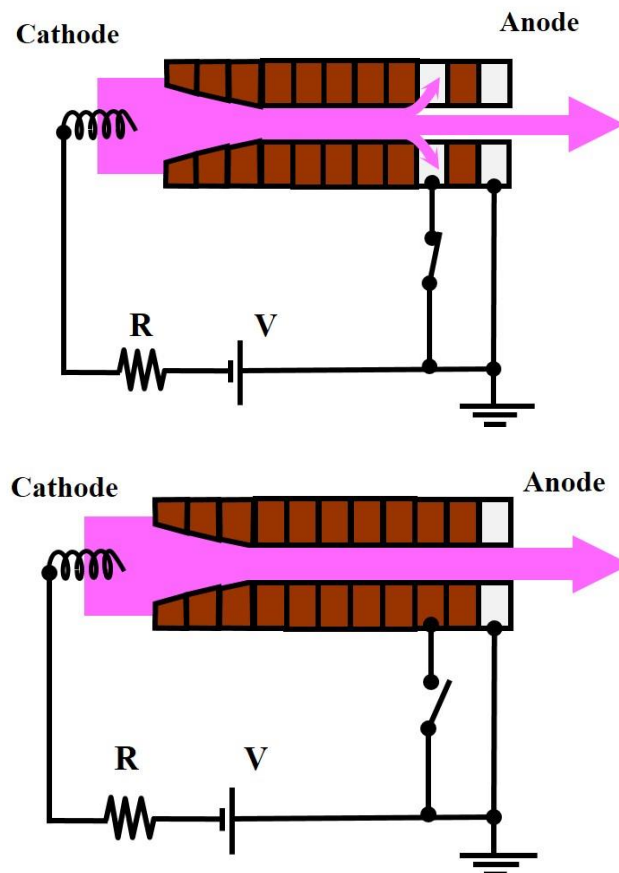


Fig.3.7 Schematic diagram of pulse plasma flow production.

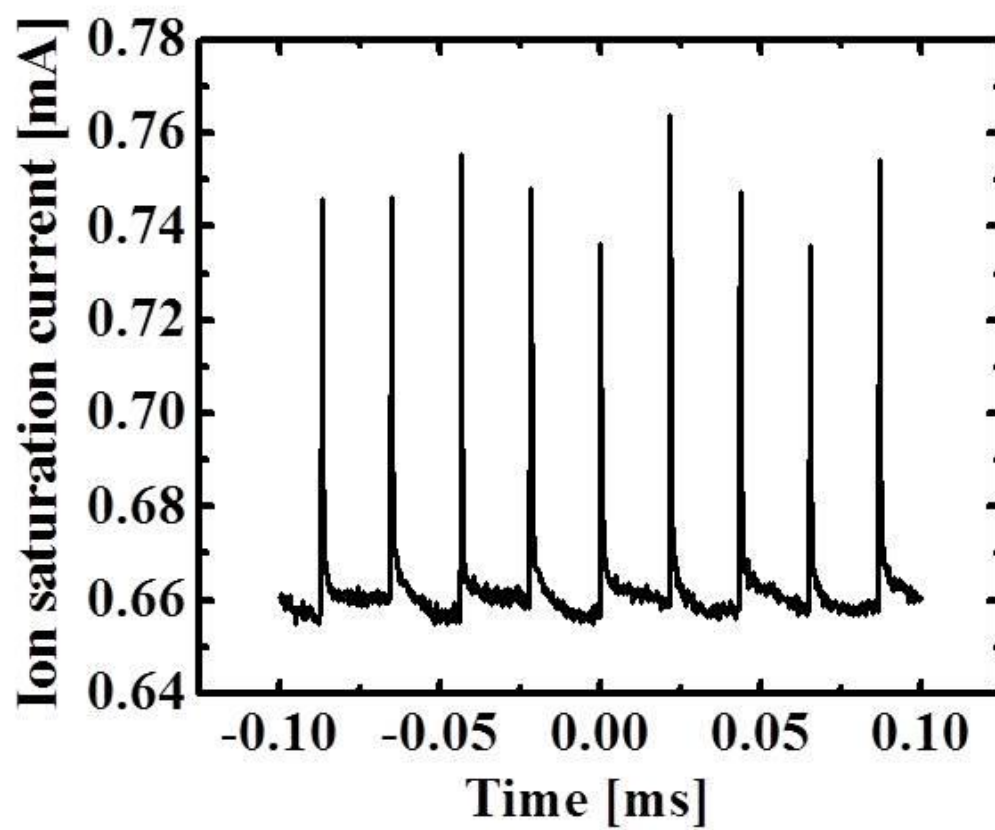


Fig. 3.8 Typical time evolution of ion saturation current at a frequency of 46 Hz.

3.3.2 パルスプラズマにおける Langmuir プローブ計測法

生成した ELM 様プラズマは繰り返し周波数 50 Hz で、パルス幅は 0.3 ms で時間変化するプラズマである。第 2 章で説明した方法で、Langmuir プローブの方法で電子エネルギー分布関数を計測し、そこから電子温度・密度を求めるには、プローブ印加電圧を高速掃引し、高時間分解能で計測をしなければならない。実際には、そのような計測は困難なため、一般的にはトリプルプローブによる瞬間測定が用いられる。しかし、この方法では電子エネルギー分布関数を求めることはできない[20]。そこで、本研究では、以下の手法により Langmuir プローブ計測を行い、電子エネルギー分布関数を求めた。まず、Langmuir プローブに印加する電圧 V_p を固定して、プローブをプラズマに挿入し、プローブ電流 I_p の時間変化である t - I_p 特性を取得する。プローブ電圧を -80 V から 10 V まで 0.5 V ずつ変化させ計測を繰り返し、その後 t - I_p 特性を Langmuir プローブの V - I 特性へと変換する。 t - I 特性と V - I 特性の変換を Fig.3.9 に示す。

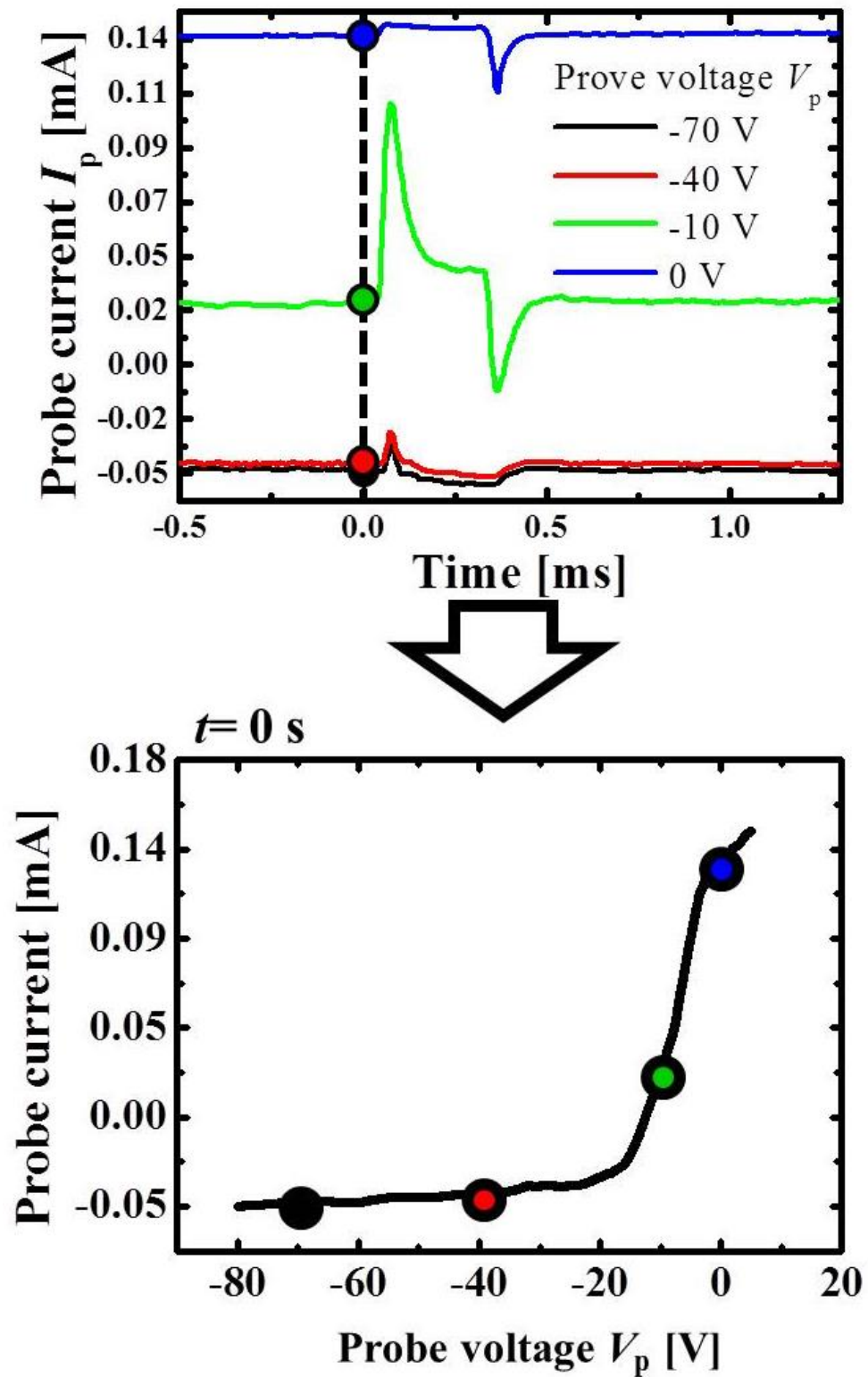


Fig. 3.9 $V-I$ characteristic converted from $t-I$ characteristic.

3.3.3 高エネルギー電子成分を考慮した衝突輻射モデルの解析

プラズマ中の原子過程を考慮した衝突輻射モデル(Collisional-Radiative model)を構築し、このモデルと Balmer 系列などの発光強度とを関連付け、発光スペクトルから電離・再結合の評価を行う[16,17].

水素プラズマ中の基底状態原子密度 $n(1)[\text{m}^{-3}]$ が単位時間単位体積あたりに電離あるいは再結合する回数を電離量 $\Gamma_{\text{H} \rightarrow \text{H}^+}[\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}]$ 及び再結合量 $\Gamma_{\text{H}^+ \rightarrow \text{H}}[\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}]$ は衝突輻射電離速度係数 $S_{\text{CR}}[\text{m}^3\text{s}^{-1}]$ 、衝突輻射再結合速度係数 $\alpha_{\text{CR}}[\text{m}^3\text{s}^{-1}]$ より次式で表される.

$$\Gamma_{\text{H} \rightarrow \text{H}^+} = S_{\text{CR}} n_e n(1) [\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}] \quad (3.38)$$

$$\Gamma_{\text{H}^+ \rightarrow \text{H}} = \alpha_{\text{CR}} n_e n_i [\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}] \quad (3.39)$$

一方、衝突輻射モデルから励起原子密度 $n(p)$ は以下の式より表される.

$$n(p) = R_0(p) n_e n_i + R_1(p) n_e n(1) \quad (3.40)$$

右辺はそれぞれ再結合成分と電離成分で、励起原子密度は一般的にどちらか一方の項で表すことができる. また、励起原子密度が p 準位から q 準位へ自然放出遷移し発光するにともない放出される光子数 $[\text{photons m}^{-3}\text{s}^{-1}]$ を発光強度と定義し、以下の式で表される.

$$\varepsilon(p, q) = n(p) A(p, q) [\text{photons m}^{-3}\text{s}^{-1}] \quad (3.41)$$

したがって、再結合成分による発光強度は

$$\varepsilon_0(p, q) = n_0(p) A(p, q) = R_0(p) A(p, q) n_e n_i \quad (3.42)$$

電離成分による発光強度は

$$\varepsilon_1(p, q) = n_1(p) A(p, q) = A(p, q) R_1(p) n_e n(1) \quad (3.43)$$

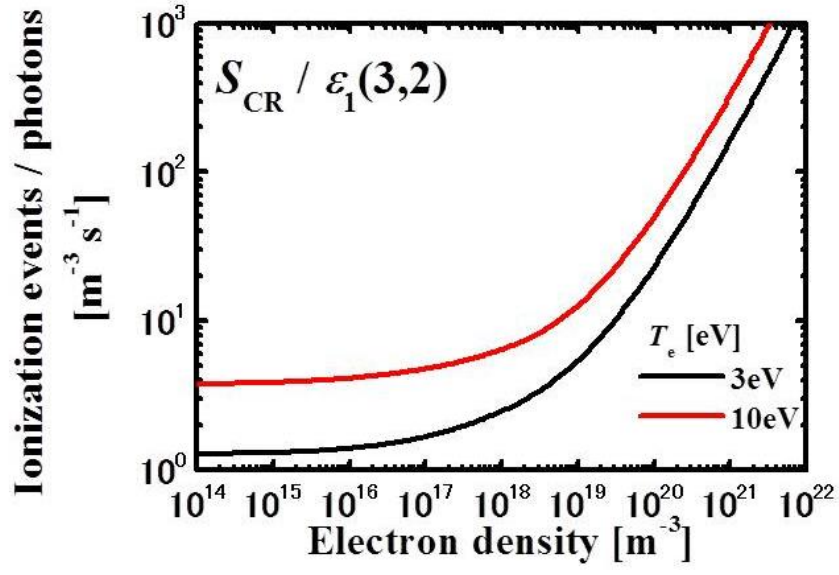
となる. 式(3.38), 式(3.39), 式(3.42), 式(3.43), より,

$$\frac{\Gamma_{\text{H} \rightarrow \text{H}^+}}{\varepsilon_1(p, q)} = \frac{S_{\text{CR}}}{A(p, q) R_1(p)} \quad (3.44)$$

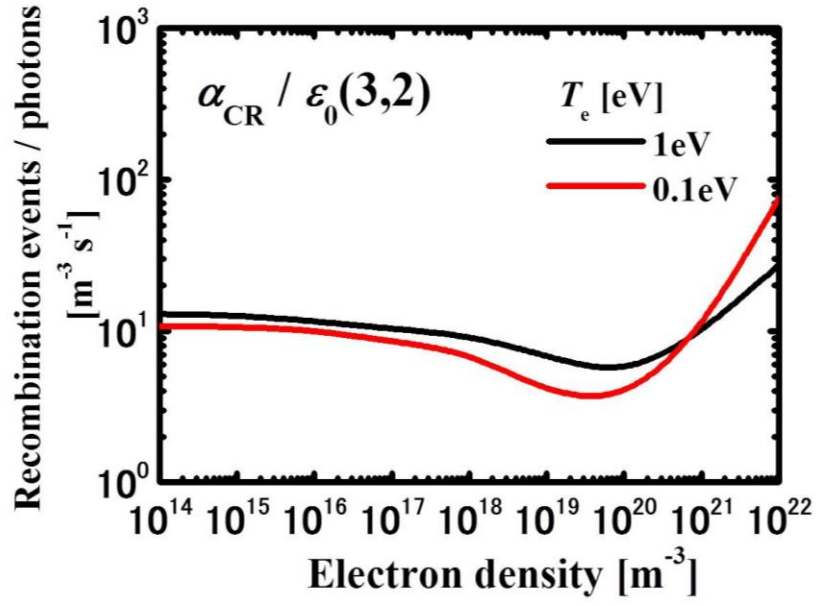
$$\frac{\Gamma_{\text{H}^+ \rightarrow \text{H}}}{\varepsilon_0(p, q)} = \frac{\alpha_{\text{CR}}}{A(p, q) R_0(p)} \quad (3.45)$$

(3.44) 式, (3.45) 式は光子 1 個放出するに当たり, 単位時間単位体積あたりに電離あるいは再結合する頻度を意味している. これらの電子温度・密度の依存性を Fig.3.10(a), (b),(c)に示す. これらの結果から, 電離量, 再結合量は電子温度 10 eV 以下, 電子密度 10^{18} m^{-3} 以下の範囲で発光強度の絶対値さえわかればおよそその値の検討がつくことになる. さらに電子温度, 電子密度がわかればプラズマ中の電離・再結合量の算出が可能となる.

(a)



(b)



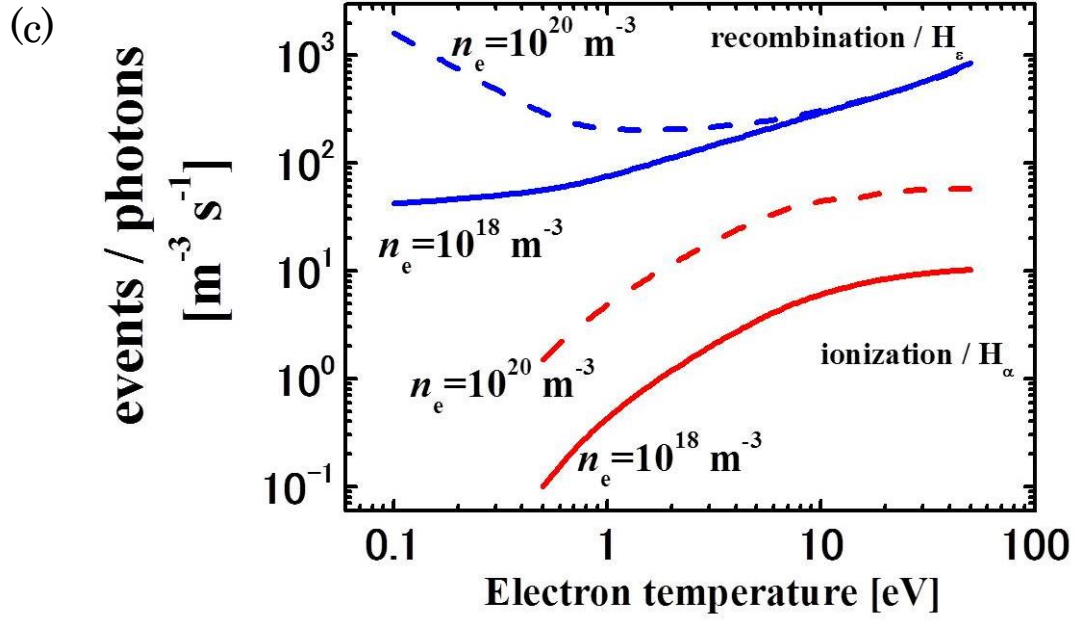


Fig 3.10

- (a) Electron temperature and electron density dependences of ionization /photons.
- (b) Electron temperature and electron density dependences of recombination /photons.
- (c) Electron temperature and electron density dependences of ionization, recombination /photons.

3.4 結果及び考察

3.4.1 高エネルギー電子成分を考慮した電子温度・密度の時間変化

TPD-SheetIV で生成された再結合プラズマに、パルスプラズマ流を流入させたときの電子温度・密度、電子エネルギー分布関数、Balmer 系列発光強度の時間変化を計測した。実験条件としては、放電電流 70 A、放電ガスと接触ガスに水素を使用、最大磁場強度 0.1 T である。パルスプラズマは繰り返し周波数 50 Hz、パルス幅 0.3 ms とした。実験領域におけるガス圧が 1.3 Pa で再結合プラズマを生成し、パルスプラズマの流入した際の -0.1 から 0.6 ms の間の電子温度・密度の結果を以下に示す。

パルスプラズマ流入時における Langmuir プローブの V-I 特性を Fig. 3.11 に示す。青い線で示されるように、空間電位 $V_s = -1.8$ V から -4.7 V 程度までは bulk 成分が支配的となるが、それ以降は赤いラインで示されている高エネルギー電子成分が顕著に表れている。Fig. 3.12 に Langmuir プローブから得られた V-I 特性より求めた電子エネルギー分布関数の時間変化を 3D マップで示す。パルスプラズマが流入している時間領域において、高エネルギー電子成分が増大していることがわかる。パルスプラズマ流が流入した瞬間に 30 eV 以上の高エネルギー電子が存在することが確認できる。

電子温度・密度の時間変化を Fig.3.12 の電子エネルギー分布関数を用いて計算したものを Fig.3.13 に示す。これは、先に示したように、電子が Maxwell 分布から逸脱しており、高エネルギー電子成分を無視できないため、実効的な電子温度・密度を求めるためである。Fig.3.12 において、赤いラインは高エネルギー電子成分を考慮して計算した T_e, n_e を、青いラインは bulk 成分のみで計算した T_e, n_e である。高エネルギー電子成分を考慮して得られた T_e は、パルスプラズマが

流入した後に即座に 12 eV まで上昇し, 0.18 ms には元の T_e へと減少した. 一方, bulk 成分を考慮した T_e は高エネルギー電子成分を考慮した T_e に比べ立ち上がりが 0.035 ms と遅く, ピークは 6.6 eV とおよそ半分程度の値となった. n_e に関しては, 高エネルギー電子成分を考慮したものと bulk 成分のみを考慮したもので大きな差は現れなかった. n_e の上昇は, 高エネルギー電子を伴うパルスプラズマ流により実験領域に滞在する三体再結合により生成された高励起原子が再電離されたことによるものと考えられる.

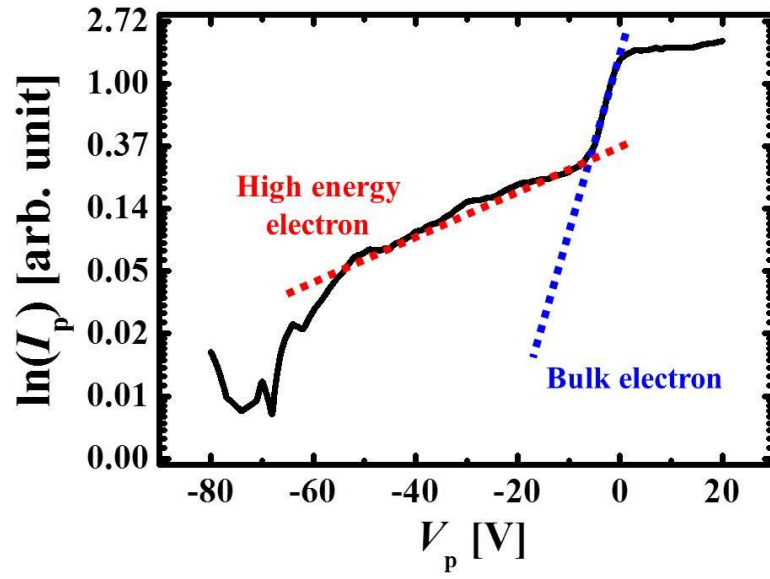


Fig. 3.11 Typical V-I characteristic during pulse plasma flow.

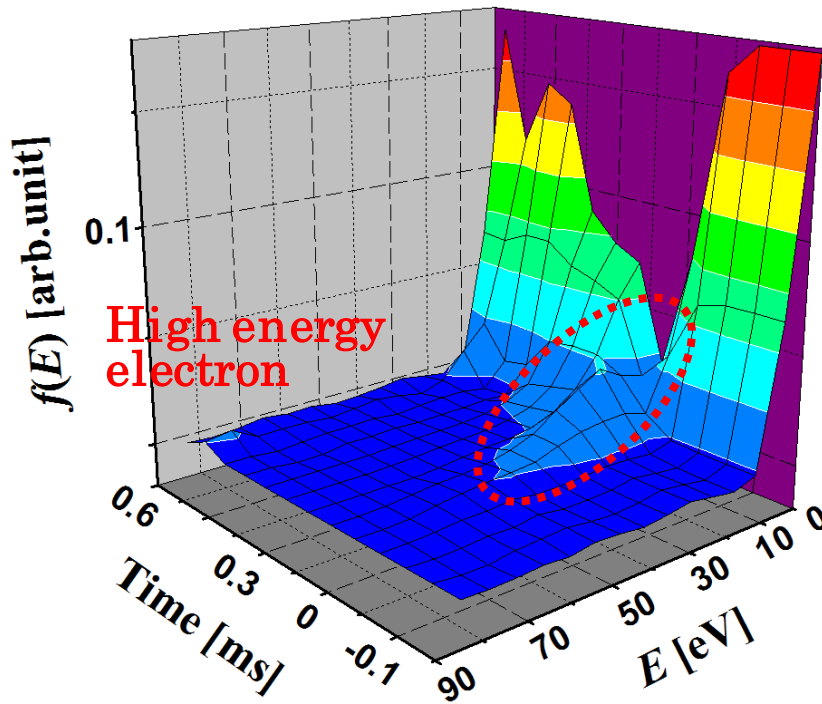


Fig. 3.12 Time evolution of the electron energy distribution function on a 3D-Map

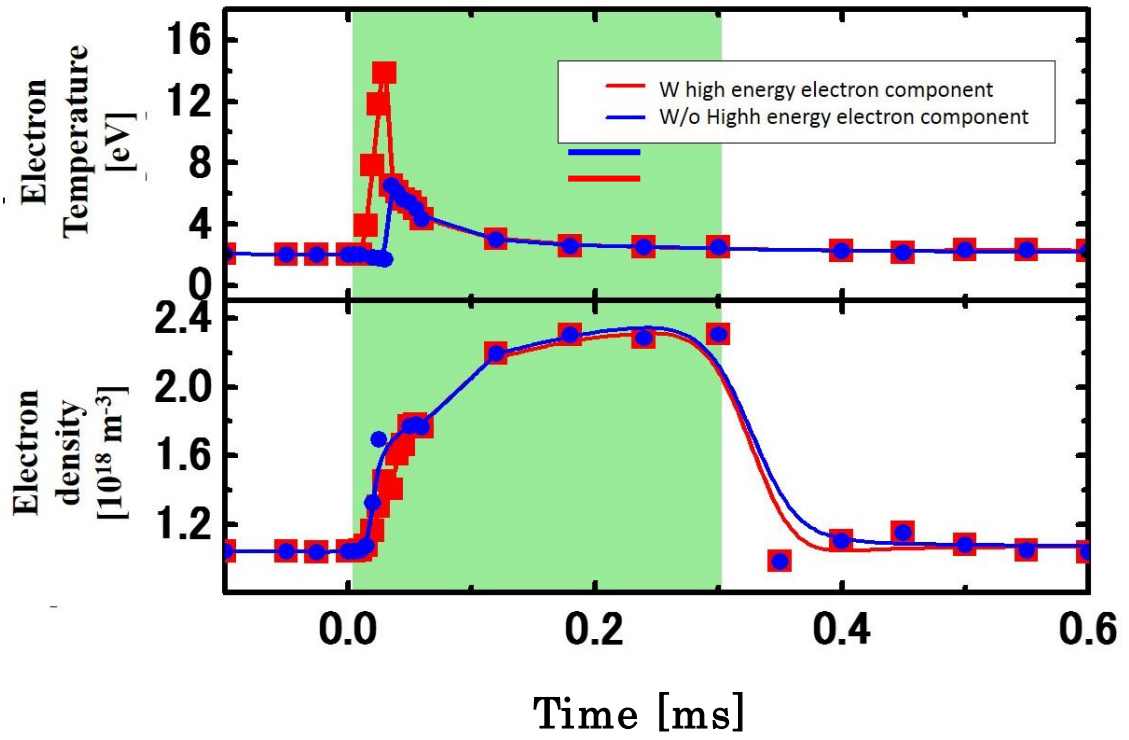


Fig. 3.13 The time evolution of the electron temperature and density. The blue lines are taken account of bulk component. the red lines are taken account of high energy electron component.

3.4.2 高エネルギー電子成分を考慮した衝突輻射モデルによる電離・再結合量計算

電子温度・密度を用いて計算した実効的な電離・再結合の速度係数の時間変化を Fig.3.14 に示す．赤いラインは高エネルギー電子成分を考慮して計算した衝突輻射電離速度係数 S_{CR} ，衝突輻射再結合速度係数 α_{CR} を，青いラインは bulk 成分のみで計算した S_{CR} ， α_{CR} である． α_{CR} は高エネルギー電子成分を考慮した場合と bulk 成分を考慮した場合とで大きな差が現れなかった．これは，再結合断面積が，高エネルギーの領域で非常に小さな値となっていることが原因である．一方，電離速度係数はパルスプラズマが流入したときに，高エネルギー電子成分を考慮したものは bulk 成分を考慮したものと比較し，大きな値をとることが分かる．これは，電離断面積が数十 eV 程で最大を得るためである．Fig.3.15 に，パルスプラズマが流入した際の H_{α} 線と H_{β} 線の時間変化を示す．パルスプラズマが流入した瞬間に H_{α} 線は瞬時に上昇し，0.034 ms でピークを迎える．これは，高エネルギー電子が流入したことにより，基底準位の水素原子が励起したため， H_{α} 線が増加したと考えられる．一方， H_{β} 線はパルスプラズマが流入した際に減少する．これは，高エネルギー電子を伴うパルスプラズマ流が流入したため，再結合により生成された高励起原子が電離し， H_{β} 線が減少したと考えられる．Fig.3.16 に H_{α} 線と H_{β} 線を用いて，高エネルギー電子成分を考慮した衝突輻射モデルによる電離・再結合量の計算を Fig.3.16 に示す． α_{CR} は高エネルギー電子成分を考慮した場合と bulk 成分を考慮した場合とで大きな差が現れなかった．これは，再結合断面積が，高エネルギーの領域で非常に小さな値となることが原因である．一方，電離速度係数はパルスプラズマが流入したときに，高エネルギー電子成分を考慮したものは bulk 成分を考慮したものと比較し，大きな値をとることが分かる．これは，電離断面積が数十 eV 程で最大を得るためである．

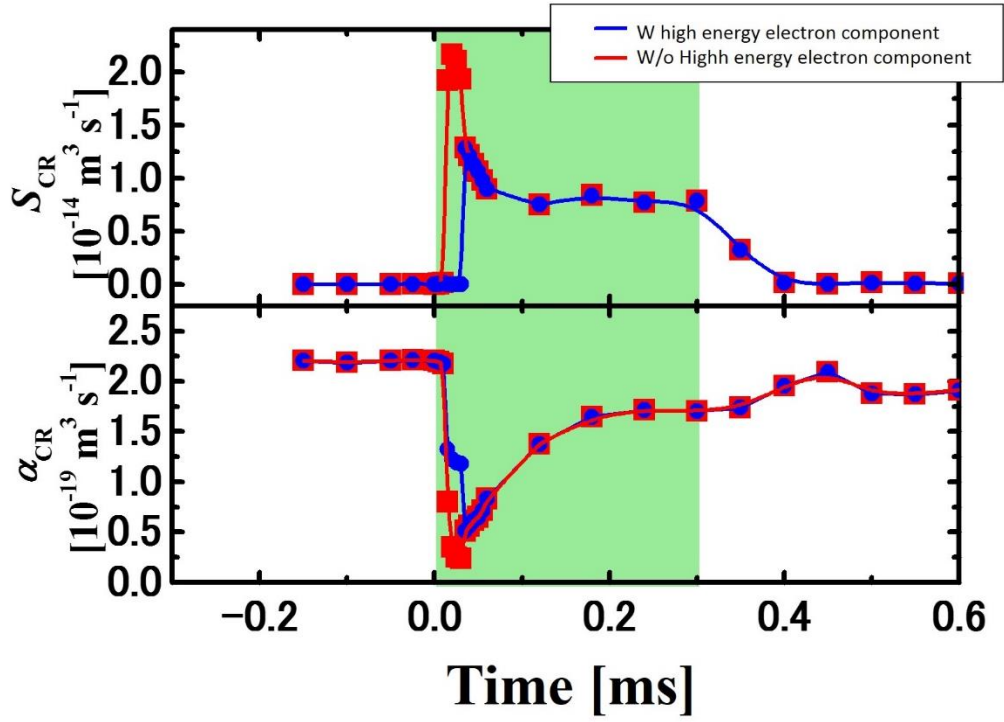


Fig3.14 Time evolution of effective ionization and recombination rate coefficients. The blue lines are taken account of bulk component. The red lines are taken account of high energy electron component.

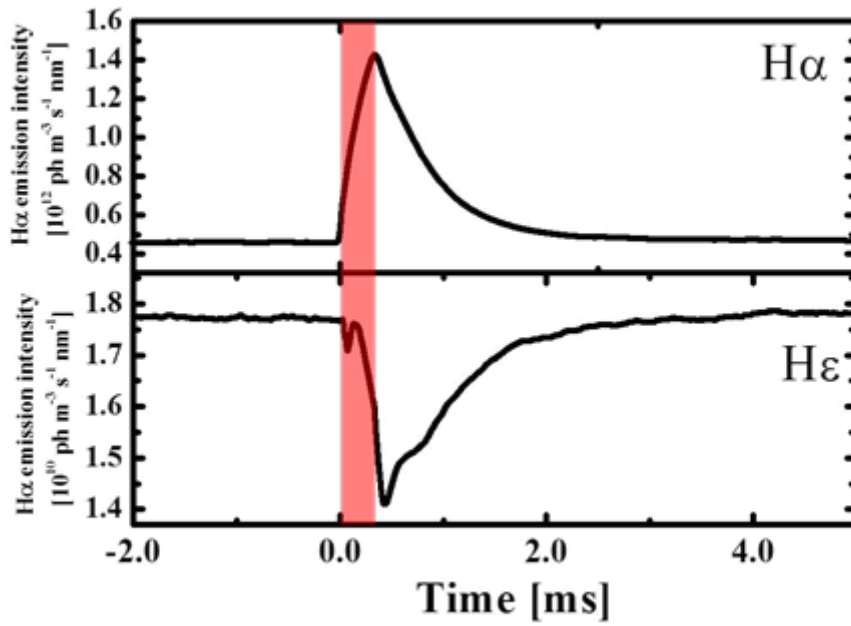


Fig3.15 Time evolution of H_α and H_ϵ .

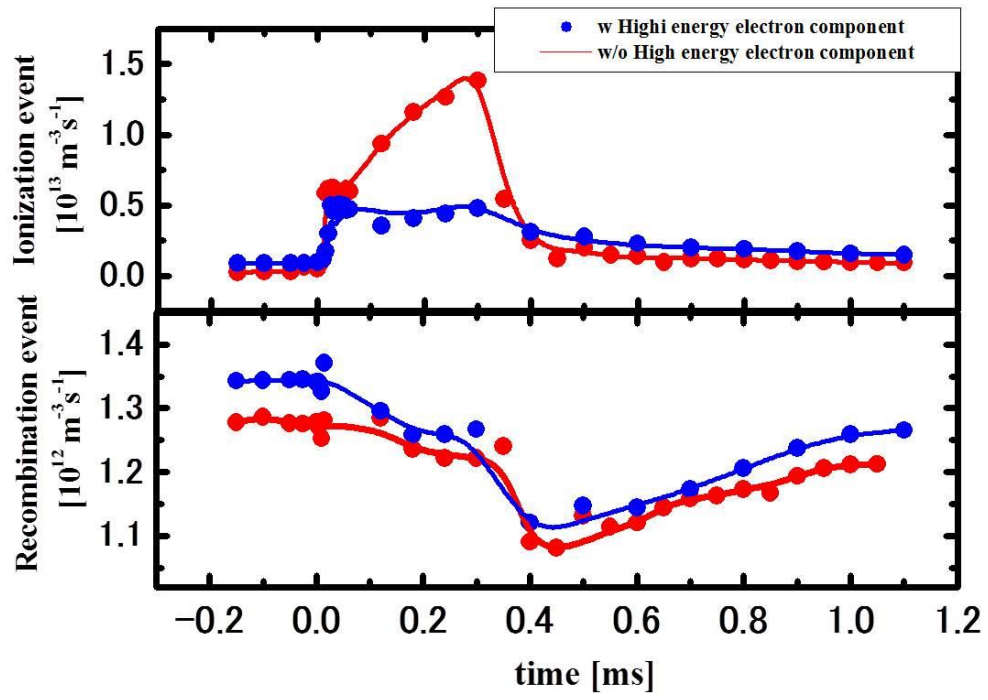


Fig.3.16 Time evolution of ionization and recombination events.

3.5 結論

直線型ダイバータ模擬装置 TPD-SheetIV を用いて高エネルギー電子を伴うパルスプラズマ流を発生させ、デタッチプラズマの反応素過程の変化を計測・診断した。TPD-SheetIV の放電部の浮遊電極の電位を浮遊電極で制御によりパルスプラズマ流の生成を行った。プラズマの電子温度・密度、電子エネルギー分布関数の計測には Langmuir プローブを用い、水素原子発光強度の時間変化は光電子増倍管が設置されている分光器により計測した。これらの得られた結果から電子のエネルギー分布を用いて水素原子衝突輻射モデルによる解析を初めて行った。このとき、計算に使用する各反応速度係数には、Maxwell 分布を使用せず、Langmuir プローブから計測された電子エネルギー分布関数を使用した bulk 成分のみを考慮した計算と、高エネルギー電子成分を含めた計算を比較した。

その結果、パルスプラズマが流入した際に Langmuir プローブ計測から低エネルギーの bulk 成分と最大 30 eV 程度の高エネルギー電子成分が観測され、 H_{α} 線強度は増加し、 H_{β} 線強度は減少した。実効的電離・再結合速度係数は、高エネルギー電子成分を含んだ電子エネルギー分布関数により計算したところ、実効的電離速度係数は高エネルギー電子成分に大きく影響され、一方、実効的再結合速度係数は高エネルギー電子成分の影響をほとんど受けないことを明らかにした。さらに、発光強度から単位時間単位体積当たりの電離・再結合量を計算したところ、高エネルギー電子成分を考慮した計算での電離速度係数は、高エネルギー電子成分を含んでいないものと比較し、大きく上回ることを明らかにした。

以上のことから、高エネルギー電子成分を含んだパルスプラズマ流が及ぼすデタッチプラズマの影響として、高エネルギー電子成分により電離速度係数が大きく影響を受け、再電離が進行することを明らかにした。また、このような Maxwell 分布から大きく逸脱するプラズマの反応素過程では、bulk 成分だけでな

く高エネルギー電子成分を含んだ解析が重要であることを初めて示した[18,19].

第3章の参考文献

- [1] M. E. Perry N.H. Brooks, D.A. Content¹, R.A. Hulse¹, M. Ali Mahdavi, H.W. Moos, Nucl. Fusion, **31** (1991) 1859.
- [2] A. Loarte, G Saibene, R Sartori, D Campbell, M Becoulet, L Horton, T Eich, A Herrmann, G Matthews, N Asakura, A Chankin, A Leonard, G Porter, G Federici, G Janeschitz, M Shimada, M Sugihara, Plasma. Phys. Control. Fusion, **45** (2003) 1549.
- [3] テキスト 核融合炉, プラズマ・核融合学会誌 第 87 巻増刊 (2011).
- [4] A. Zhitlukhin, N. Klimov, I. Landman, J. Linke, A. Loarte, M. Merola, V. Podkovyrov, G. Federici, B. Bazylev, S. Pestchanyi, V. Safronov, T. Hirai, V. Maynashev, V. Levashov, A. Muzichenko, J. Nucl. Mater., **363** (2007) 301.
- [5] A. Loarte, R.D. Monk, J.R. Martín-Solís, D.J. Campbell, A.V. Chankin, S. Clement, S.J. Davies, J. Ehrenberg, S.K. Erements, H.Y. Guo, P.J. Harbour, L.D. Horton, L.C. Ingesson, H. Jäckel, J. Lingertat, C.G. Lowry, C.F. Maggi, G.F. Matthews, K. McCormick, D.P. O'Brien, R. Reichle, G. Saibene, R.J. Smith, M.F. Stamp, D. Stork and G.C. Vlases, Nucl. Fusion, **38** (1998)331.
- [6] U. Wenzel, K. Behringer, K. Büchl, A. Herrmann, K. Schmidtman, J. Nucl. Mater., **266** (1999) 1252.
- [7] Y. Uesugi, N. Hattori, D. Nishijima, N. Ohno, S. Takamura, J. Nucl. Mater., **290** (2001) 1134.
- [8] S. Takamura, N Ohno, D Nishijima, Y Uesugi, Plasma Sources Sci. Technol., **11** (2002) A42.
- [9] T. Shibata, J. Inamori, A. Hatayama, J. Nucl. Mater., **415** (2011) S873.
- [10] 畑山明聖, 滝塚知典, 日本原子力学会誌, 50 (2008) 443.
- [11] J. Inamori, I. Fujino, A. Hatayama, J. Plasma Fusion Res. SERIES, **8** (2009) 394.

- [12] 猪木慶治, 川合光, 「量子力学 I」, 講談社サイエンティフィク, (1994).
- [13] J. S. Chang, J. S. Chang, R. N. Hobson, 金田 輝男, 市川 幸美, 「電離気体の原子・分子過程」, 東京電機大学出版局, (1982).
- [14] T. Fujimoto, “Plasma spectroscopy”, OXFORD SCIENCE PUBLICATIONS(2004).
- [15] T. Fujimoto, J. Phys. Soc. Jap., **47** (1979) 273.
- [16] M. Goto, K. Sawada, T. Fujimoto, Pys. Plasmas, **9** (2002) 4316.
- [17] 後藤基志, 村上泉, 藤本孝, プラズマ・核融合学会誌, **80** (2004) 139.
- [18] T.Iijima, H. Kobayashi, S. Tanaka, A. Tonegawa, K. Kawamura, K. N. Sato, Plasma Fusion Research, **9** (2014) 2405010.
- [19] T.Iijima, H. Kobayashi, S. Tanaka, A. Tonegawa, K. N. Sato, K. Kawamura, JPS Conf. Proc., **1** (2014)1.015023.
- [20] 堤井信力, 「プラズマ基礎工学増補版」, 内田老鶴圃, (1986).

第 4 章 高速プラズマ流の生成と不純物輸送

4.1 はじめに

スクレイプオフレイヤー (SOL) プラズマの簡易モデルでは、プラズマはコアプラズマ上部からダイバータ方向へと流れ、その流速はイオン音速の 10 % 以下 (イオンマッハ数 $M \leq 0.1$) と遅く、音速に達するのはダイバータ板でのシース領域に限られると考えられていた[1]. この簡易モデルの概略図を Fig.4.1 に示す. 近年、粒子排気を目的としたダイバータ実験に伴い、プラズマ流を測定する可動式 Mach プロブや流れに沿って広がる不純物イオンからの発光、すなわちブルームを可視カメラにより撮影するなどの手法によるプラズマの流れ計測が行われた[2]. その結果から、トカマク型核融合炉では、SOL からダイバータにかけて亜音速から音速程度と高速なプラズマ流が発生することが、いくつかの実験炉から観測されている. このプラズマ流の発生原因は、上流と下流のプラズマ圧力差やドリフトなどに起因しており、その流れの大きさと向きは複雑である. Fig.4.2(a),(b)に SOL の低磁場側から高磁場側での各位置の流速の測定結果と SOL の簡易モデルのイオンマッハ数を示す[2]. このような高速プラズマ流はダイバータ熱負荷低減のため生成するデタッチプラズマの発生や不純物排気に大きく影響することが指摘されている[3]. しかし、多くの直線型ダイバータ模擬装置では定常的なデタッチプラズマの生成が困難で、また流速の制御は行われていない. そのため、高速プラズマ流による体積再結合の発生率や、放射損失を増大させるために導入される導入される Ar などの不純物イオンの輸送の詳細な実験的報告は未だ明らかにされていないのが現状である. プラズマ中の不純物イオンが受ける力は、以下の式で表される.

$$F_{\parallel z} = -\frac{\partial p_z}{\partial s} + n_z Z e E_{\parallel} + n_z m_i v_z (V_{\parallel} - v_{\parallel z}) + n_z c_e \frac{\partial T_e}{\partial s} + n_z c_i \frac{\partial T_i}{\partial s} \quad (4.1)$$

ここで、 p_z は不純物イオンの圧力、 s は磁力線長、 n_z は不純物密度、 Z は価数、 e は素電荷、 m_i は背景イオンの質量、 v_z は不純物の衝突周波数、 $V_{\parallel}$ は背景イオンの速度、 $v_{\parallel z}$ は不純物イオンの速度を表す。

第4項と第5項は温度勾配により生じる熱応力で、不純物イオンはこの熱応力で高温側へ力を受ける。デタッチプラズマは磁力線方向に大きな温度勾配を有するため、不純物イオンはダイバータから高温の炉心側（上流）へと逆流することが懸念される。一方、第2項は不純物イオンが受ける背景プラズマからの摩擦力で、背景プラズマの向きと流速により不純物イオンの挙動が左右されることになる。

文献[4]ではダイバータでの体積再結合、特に、分子性再結合が多くのトカマク炉で観測されないのは高速プラズマ流の影響があることが示唆されている。

そこで第4章では直線型ダイバータ模擬装置 TPD-SheetIV において、イオンサイクロトロン共鳴加熱（ICR）法を用いて、実際の実験炉の SOL/ダイバータ領域で観測されている亜音速から音速程度の高速プラズマ流を生成し、そのときの不純物輸送の特性を明らかにすることを目的とする。

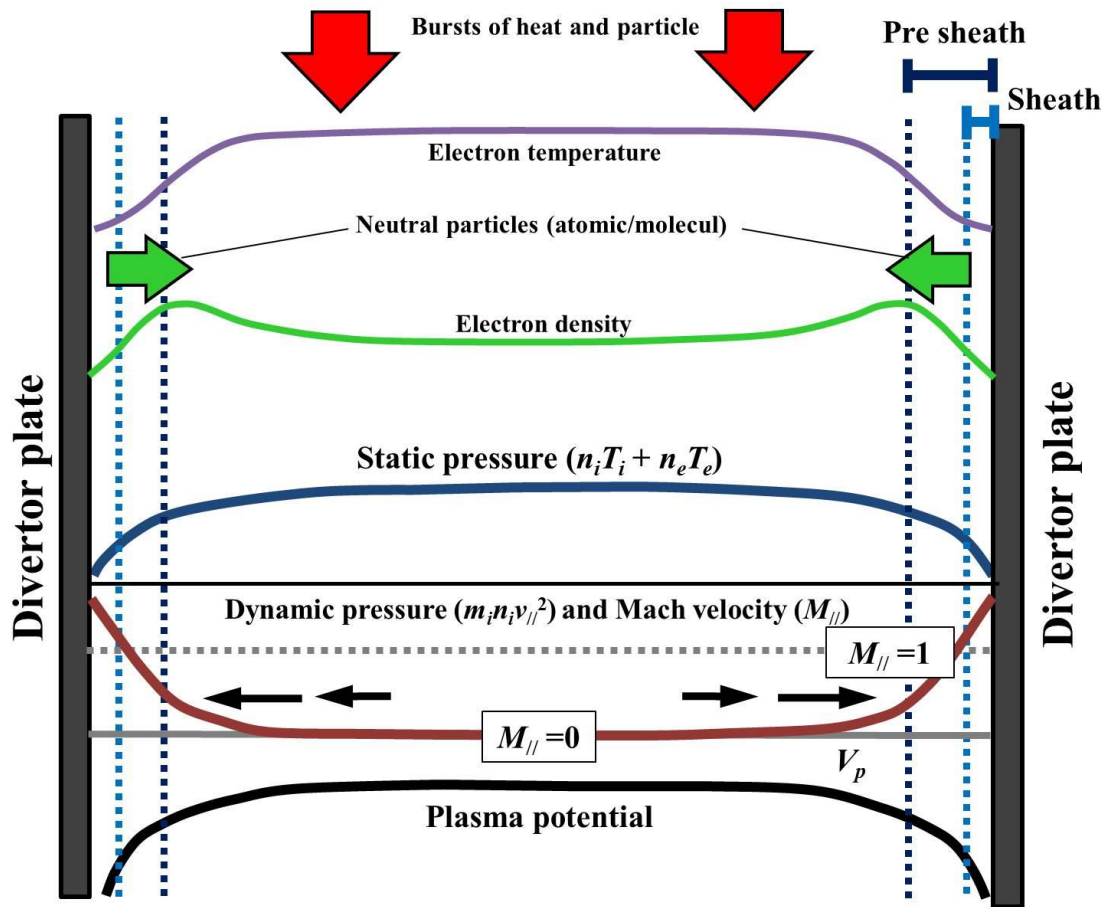


Fig.4.1 Schematic diagram of profiles of electron temperature, electron density, static pressure, dynamic pressure and plasma potential along the magnetic field lines[1].

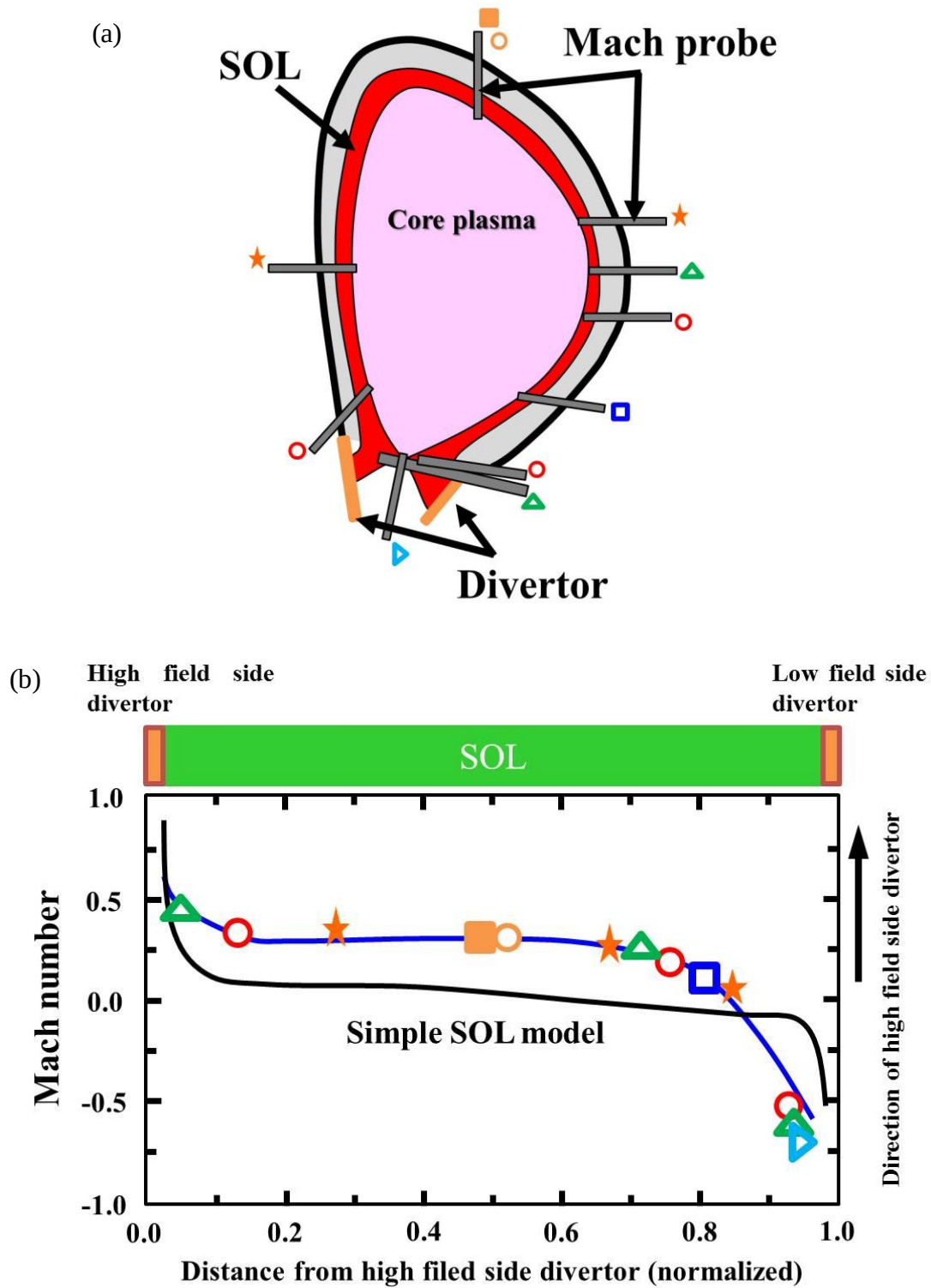


Fig.4.2(a) Schematic cross-section of tokamak and Mach probes positioned at SOL.

(b) Typical Mach numbers along the Sol/divertor region. The black line indicates Mach number calculated by simple SOL model. The blue line and plots indicate Mach number which is measured by Mach probe[2].

4.2 実験方法

4.2.1 イオンサイクロトロン共鳴 (ICR) 法によるイオン加熱

磁場強度 B [T]の磁場中での荷電粒子の受ける力（ローレンツ力）は,

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (4.2)$$

となる．電場の無い一様な磁場中での荷電粒子の運動は磁場に巻き付くような回転運動となり，サイクロトロン運動と呼ばれる．粒子が速度 v [m s^{-1}]で動くとき，力の釣り合いから，

$$m_i \frac{v^2}{r} = qvB \quad (4.3)$$

となり，回転周波数（サイクロトロン周波数） ω_{cj} [rad s^{-1}], 回転半径（Larmor 半径） r_L [m]はそれぞれ以下のように表される．

$$\omega_{cj} = 2\pi f_{cj} = \frac{qB}{m_i} \quad (4.4)$$

$$r_L = \frac{v_{\perp}}{\omega_{cj}} = \frac{m_j v_{\perp}}{qB} \quad (4.5)$$

ここで，添字の j は荷電粒子の種類（イオンの場合 i , 電子の場合 e ）を表す．

また， $v_{\perp}$ は磁力線に対して垂直方向の速度を表し，

$$\frac{1}{2} m_i v_{\perp}^2 = k_B T_i \quad (4.6)$$

より求めることができる．通常，磁化プラズマ中では荷電粒子はこの回転運動に加えて，磁場 B によって影響を受けない B 方向の速度 v_z が存在する．したがって，荷電粒子の運動は一般的に Fig.4.3 の様な螺旋運動となる．

本実験での条件による He イオンのサイクロトロン周波数 f_{ci} はイオン質量数 $A = 4.004$ を用いて，高周波電極内における磁場強度 $B = 0.105$ T の場合，

$$f_{ci} = 402 \text{ kHz} \quad (4.7)$$

となる．また，Larmor 半径 r_L はイオン温度 $T_i = 3$ eV の場合，

$$r_L = 4.76 \text{ mm} \quad (4.8)$$

となる．

静電イオンサイクロトロン波（EIC 波）の励起モデルの説明をした後．実際に実験条件を入れて共鳴周波数を求める[5,6,7]．

ICR 法は高周波電場のエネルギーをイオンのサイクロトロン運動のエネルギーに変換する加熱法である．より多くのイオンにエネルギーを与える（=加熱効率を上げる）ためにはできるだけ強い高周波電場をプラズマ中に誘起しなければならない．

プラズマ中に高周波電場を印加する際，考慮しなければならないパラメータがある．それはプラズマ振動数 ω_{pi} と呼ばれるもので以下のように表される．

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 m_j}} \quad (4.9)$$

ここで， n はプラズマ密度， ϵ_0 は真空の誘電率をそれぞれ表す．

このプラズマ振動数は荷電粒子の外部電場に対する応答速度を表し，プラズマ中に高周波電場を印加する際は，この振動によりデバイ遮蔽が生じる（波が打ち消される）ことに留意する必要がある．

プラズマが， $\omega_{pi}^2 < \omega_{ci}^2$ を満たすような低密度であれば，プラズマ中のイオンは直接高周波電場を感じることができる．しかし，プラズマが $\omega_{pi}^2 > \omega_{ci}^2$ を満たすような高密度になると，高周波電場はプラズマ中を表皮深さ δ 程度しか進行できずに反射されてしまう．表皮深さ δ は，

$$\delta = \frac{c}{\sqrt{\omega_{pi}^2 - \omega^2}} \quad (4.10)$$

となるので，高周波電場が 402 kHz の場合，Fig.4.5 のようになる．

本研究で用いたダイバータ模擬装置 TPD-SheetIV で生成されたプラズマ中心部の密度 $4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ を入れると，1.00 mm となり，ピークの半値 $2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ を入れると 1.42 mm となる．Larmor 半径と比べて小さい値となっているため，高密度プラズマになると中心部まで電場が浸透しないことがわかる．

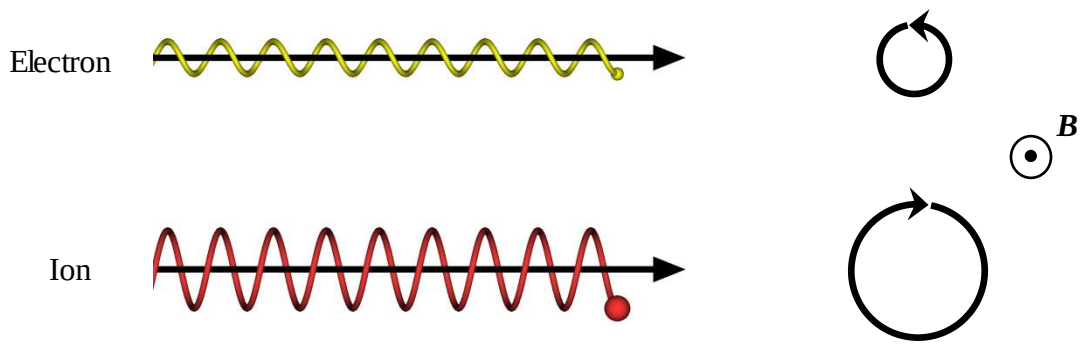


Fig. 5.3 Schematic diagram of the cyclotron motion.

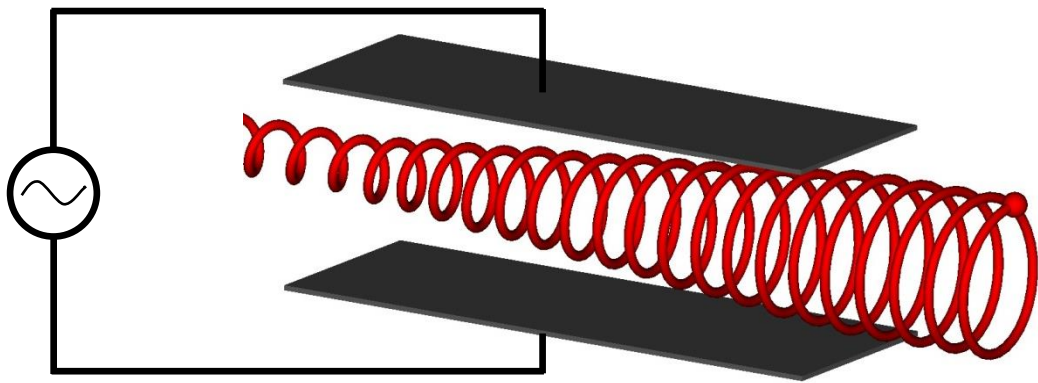


Fig. 4.4 Schematic diagram of ICR method

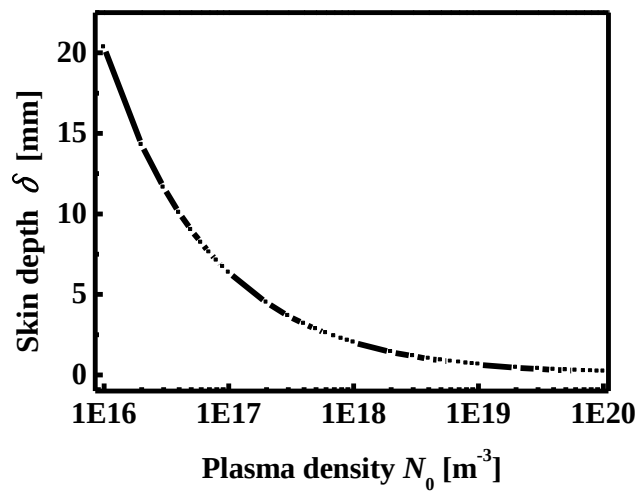


Fig4.5 Characteristic of plasma density and skin depth.

また, 本研究における ω_{pi} と ω_{ci} を算出したところ, $n \approx 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ を用いて,

$$\omega_{pi} = 1.50 \times 10^8 \text{ rad s}^{-1} \quad (4.11)$$

$$\omega_{ci} = 2.53 \times 10^6 \text{ rad s}^{-1} \quad (4.12)$$

となった. これより $\omega_{ci}^2 < \omega_{pi}^2$ を満たす高密度プラズマになっていることがわかる.

このような高密度プラズマ中においても, プラズマ中を伝播可能な波を励起できる条件では, 波の電磁場としてプラズマ中に高周波電磁場を浸透させることができる. 特に外部高周波電磁場の周波数や励起用電極の周期的構造が波の固有振動の周波数や波長に一致する場合には, プラズマ中に強い固有振動が共鳴励起され, その電磁場はプラズマがない場合の真空電磁場に比べてかなり強いものとなる. イオンサイクロトロン共鳴加熱に用いられた Stix コイルはイオンサイクロトロン波の固有モードを共鳴励起してプラズマ中に強い電磁場を誘起するものであった[8]. ICR 法には強い高周波電場が必要であるため, 高周波系とプラズマの結合は Stix コイルのような電磁的結合よりも静電的結合の方がより効果的である.

ここで, 静電的, 電磁的, 平行, 垂直, 縦波, 横波, 静電波, 電磁波について定義しておく. 線形化により電場, 磁場, 密度, 速度などの従属変数を 2 つの部分に分け, "平衡"を添字 0 で示し, "摂動"を添字 1 で示す. すなわち,

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_1, \vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1, n_e = n_{e0} + n_{e1}, v_e = v_{e0} + v_{e1} \quad (4.13)$$

平行, 垂直は摂動を受けない磁場 $\vec{B}_0$ に対する波数ベクトル (伝播定数) $\vec{k}$ の方向を表すのに用いられ, 縦, 横は振動している電場 $\vec{E}_1$ に対する $\vec{k}$ の方向を示す. もし, 振動している磁場 $\vec{B}_1$ がゼロなら波動は静電的であり, さもないと電磁的である. 静電的と電磁的の区別は Maxwell 方程式に関係している.

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}_1 = -\vec{B}_1 \quad (4.14)$$

あるいは,

$$\vec{k} \times \vec{E}_1 = \omega \vec{B}_1 \quad (4.15)$$

もし波が縦波ならば $\vec{k} // \vec{E}_1$ となるため、 $\vec{k} \times \vec{E}_1$ は消え、波は静電波となる。

もし波が横波ならば $\vec{B}_1$ は有限で、波は電磁波となる。もちろん $\vec{k}$ が $\vec{B}_0$ や $\vec{E}_1$ に対して任意の角度をとることは可能であり、そこでは基本モードの混合された波が現れることになる。

更に、 $\vec{k} \times \vec{E} = 0$ (磁場とほぼ垂直) の静電波を仮定する。したがって、 $\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi$ となる。

イオンサイクロトロン周波数より高い周波数領域で伝播可能な静電波動としては EIC 波とイオンバーンステイン波がある。この 2 つの波のうち本研究の条件では EIC 波が励起される状況となることを示し、EIC 波の分散関係を求める。シート状プラズマには 2 種の固有モード、即ち、EIC 波による固有モードとイオンバーンステイン波による固有モードが存在する。2 つの波の違いは波動に対する電子の挙動の違いによって生じる。

磁場方向の波の位相速度 (phase velocity) を v_{phase} 、電子の熱速度 (thermal velocity) を v_{th} 、波の振動数を ω 、磁場方向の波数を $k_{//}$ と置くと、

$$v_{phase} = \frac{\omega}{k_{//}} \quad (4.16)$$

$$v_{th} = \sqrt{\frac{2T_e}{m_e}} \quad (4.17)$$

と表せる。両者の間に、

$$\left| \frac{v_{phase}}{v_{th}} \right| \ll 1 \quad (4.18)$$

の関係が成り立つとき (装置が比較的小型、あるいは高電子温度のとき) は磁場方向の位相速度に比べて電子の熱速度が十分に速くなるので、波動電場に対して電子はボルツマン分布をするようになる。このときには、シート状プラズマの固有モードは EIC 波となる。また、

$$\left| \frac{v_{phase}}{v_{th}} \right| \gg 1 \quad (4.19)$$

の関係が成り立つとき（装置が比較的大型，強磁場あるいは低電子温度のとき）は磁場方向の波の位相速度が電子の熱速度よりも十分に速くなるので，電子は波動電場に対して追従できなくなる．このときには，シート状プラズマの固有モードはイオンバーンステイン波となる．

高周波電場の振動数を ω_{ci} ，磁場方向波数 $k_{//}$ を高周波電極の磁場方向長さ L の逆数とすると，

$$\left| \frac{v_{phase}}{v_{th}} \right| = \left| \frac{\omega_{ci}}{k_{//} \sqrt{\frac{2T_e}{m_e}}} \right| \approx 0.016 \times \frac{L[cm]B[T]}{A\sqrt{T_e[keV]}} \quad (4.20)$$

となり，本研究での各パラメータ $L=20$ cm, $B=0.105$ T, $A=4.004$, $T_e=0.012$ keV を代入すると，0.0766 となり，固有モードは EIC 波となる．

n_0 と B_0 が一様で一定, $v_0 = E_0 = 0$ で平衡, 更に $\vec{k} \times \vec{E} = 0$ (磁場とほぼ垂直) の静電波を仮定する．したがって $\vec{E} = -\nabla\phi$ となる．磁場と波数の角度はほぼ垂直としたが，文献[5]によると，厳密には”電子-プロトンプラズマ中では，磁場に対し垂直方向から 2° 以上離れた方向へ伝わる波”となっている．これを垂直と近似しないのには理由がある．イオンの運動に関与する限りでは，垂直と近似し， $\vec{E} = E_1 \hat{y}$, $\vec{v} = ik \hat{y}$ ととってよい．しかし，電位に対しては，”垂直”と”ほぼ垂直”では大きな違いがある．電子は Larmor 半径が小さいので，”垂直”の場合は電荷の中性を保とうと (Debye 遮蔽しよう) y 方向に動こうとしても動けず， z 方向の動き以外は $E \times B$ ドリフトの x 方向にしか動けない．しかし，”ほぼ垂直”の場合では，Fig.4.6 の電子の軌跡にあるように， B_0 に沿って動くだけで波面を横切ることができ，波の中を動くことができる．このため，Debye 遮蔽を起こす．この現象を無視しないために”ほぼ垂直”とした．

イオンの運動方程式は，

$$m_i \frac{\partial v_{i1}}{\partial t} = -e \nabla \phi_1 + e v_{i1} \times B_0 \quad (4.21)$$

となる． y 方向に伝播する平面波を仮定し，成分に分けると，

$$\begin{cases} -i\omega m_i v_{iy} = -eik\varphi_i + e v_{ix} B_0 \\ -i\omega m_i v_{ix} = -e v_{iy} B_0 \end{cases} \quad (4.22)$$

よって,

$$v_{iy} = \frac{ek}{m_i \omega} \varphi_1 \left(1 - \frac{\omega_{ci}^2}{\omega^2}\right)^{-1} \quad (4.23)$$

を得る. ここで, φ_1 を求めるために3つの式を示す.

イオンの連続式

$$n_{i1} = n_0 \frac{k}{\omega} v_{iy} \quad (4.24)$$

Boltzmann 関係式

$$n_e = n_0 \exp\left(\frac{e\varphi_1}{k_B T_e}\right) = n_0 \left(1 + \frac{e\varphi_1}{k_B T_e} + \dots\right) \quad (4.25)$$

$$\therefore \frac{n_{e1}}{n_0} = \frac{e\varphi_1}{k_B T_e} \quad (4.26)$$

プラズマ近似

$$n_i = n_e \quad (4.27)$$

(4.24), (4.26), (4.27)の3式より,

$$\varphi_1 = \frac{k_B T_e}{en_0} n_{e1} = \frac{k_B T_e}{en_0} n_0 \frac{k}{\omega} v_{iy} \quad (4.28)$$

これを式(4.23)に代入して,

$$\left(1 - \frac{\omega_{ci}^2}{\omega^2}\right) v_{iy} = \frac{ek}{m_i \omega} \frac{k_B T_e}{en_0} \frac{n_0 k}{\omega} v_{iy} \quad (4.29)$$

これより EIC 波の分散関係は以下ようになる.

$$\omega^2 = \omega_{ci}^2 + k^2 \frac{k_B T_e}{m_i} \quad (4.30)$$

He プラズマの場合, プラズマ中心付近では $T_e = 12 \text{ eV}$ となるので, 分散関係は Fig.4.7 のようになる. 図中の破線はサイクロトロン周波数を表す.

シート状プラズマではプラズマの厚みの半値幅がイオンの Larmor 半径と同程度であるということを考慮した場合,

$$k \cong \frac{1}{r_{Li}} \quad (4.31)$$

と置くことができる．これより基本波の固有振動数（この振動数で共鳴させるため，ここでは”共鳴振動数”とする） ω_r を求めると，イオンの Larmor 半径は式 (4.8)で求めたように，

$$r_L = 4.76 \text{ mm} \quad (4.32)$$

となるので，

$$\omega_r \approx 4.36 \times 10^6 \text{ rad s}^{-1} \quad (4.33)$$

$$f_r \approx 694 \text{ kHz} \quad (4.34)$$

という値になる．

また Fig.4.8 のようなモデルを考慮した場合，

$$\lambda = 2r_{Li} \quad (4.35)$$

$$k = \frac{1}{2r_{Li}} \quad (4.36)$$

と推定でき，共鳴振動数 ω_r は同様の条件を用いて，

$$\omega_r \approx 3.08 \times 10^6 \text{ rad s}^{-1} \quad (4.37)$$

$$f_r \approx 491 \text{ kHz} \quad (4.38)$$

というようにどちらもイオンサイクロトロン周波数より高い周波数となる．

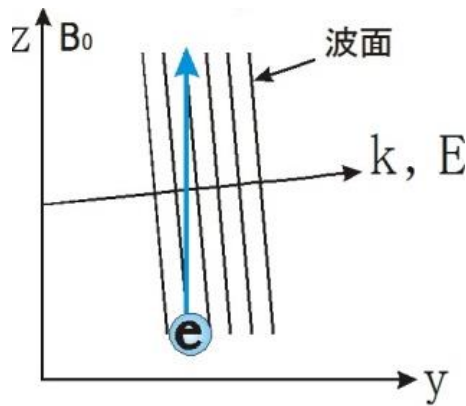


Fig.4.6 Electro static waves which propagate through B_0 at nearly perpendicular.

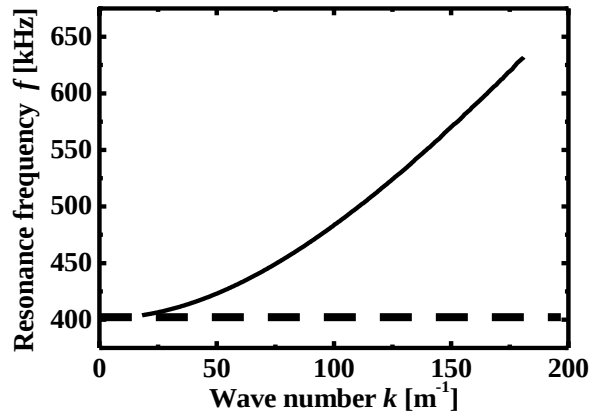


Fig.4.7 Dispersion relation of EIC wave.

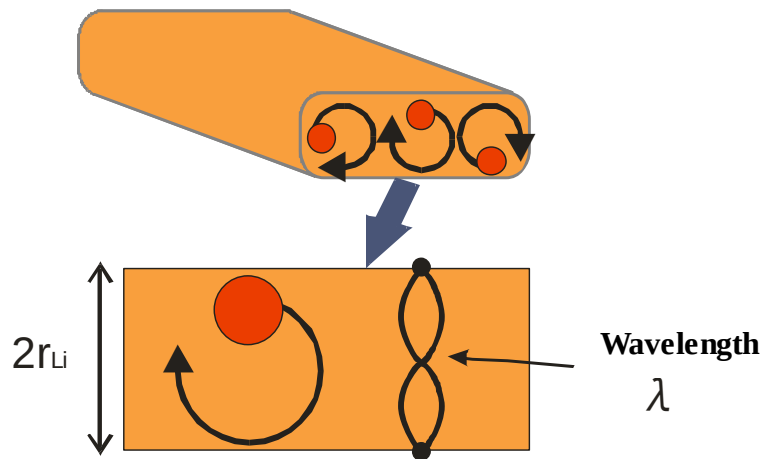


Fig.4.8 Wave length in the sheet plasma.

4.2.2 発散磁場中の磁気モーメント保存則によるイオン加速

磁場中を運動する荷電粒子は磁力線に巻き付いて螺旋運動を行う．その荷電粒子の磁場に垂直な速度を $v_{\perp}$ とすると，旋回運動により生じる磁気モーメント μ_m は Fig.4.9 のように旋回軌道で囲まれる円の内部（面積 A ）に誘起される磁束で定義され，

$$\mu_m = jA = \left(\frac{ev_{\perp}}{2\pi r_L} \right) (\pi r_L^2) = \frac{m_i v_{\perp}^2}{2B} \quad (4.39)$$

となる.

粒子が無衝突である条件下では,

$$\frac{m_i v_{\perp(i)}^2}{2B(i)} = \frac{m_i v_{\perp(f)}^2}{2B(f)} \quad (4.40)$$

という磁気モーメント保存則が成り立つ. 添字の*(i)*と*(f)*はそれぞれ初期磁場強度と発散磁場強度 (本研究では計測位置での磁場強度) を示す. ここで運動エネルギー W を

$$W = \frac{m_i v_{\perp}^2}{2} \quad (4.41)$$

とすると式(4.40)は,

$$\frac{W_{\perp(i)}}{2B(i)} = \frac{W_{\perp(f)}}{2B(f)} \quad (4.42)$$

となる. ここで力学的エネルギー保存則が成り立つとすると,

$$W_{\perp(i)} + W_{//i} = W_{\perp(f)} + W_{//f} \quad (4.43)$$

となる. 添字//は磁場に平行な成分を表す. ここで, 初期磁場強度 $B(i)$ が発散磁場強度 $B(f)$ より大きいとすると式(4.38)から,

$$B(i) > B(f) \Rightarrow W_{\perp(i)} > W_{\perp(f)} \quad (4.44)$$

といえる. よって式(4.43)から

$$W_{\perp(i)} > W_{\perp(f)} \Rightarrow W_{//i} < W_{//f} \quad (4.45)$$

となる. つまり, 磁場が発散すると磁場に垂直成分のエネルギーが減少, 平行成分のエネルギーが上昇し, エネルギーの軸変換が起こり, 粒子が加速されることを意味している.

本研究では垂直成分と平行成分のイオン温度を測定し, エネルギー変換が起きているか確かめる. 式(4.41)にイオン温度 T_i を取り入れると,

$$W = \frac{m_i v_{\perp}^2}{2} = k_B T_{i\perp} \quad (4.46)$$

となり, これを(4.42)に代入し変形すると,

$$T_{i\perp(f)} = T_{i\perp(i)} \frac{B(f)}{B(i)} \quad (4.47)$$

となる．垂直成分のイオンエネルギー $T_{\perp}$ の減少分が平行成分のイオンエネルギー $T_{\parallel}$ に変換されるとすると変換量 $\Delta T_{\parallel}$ は次の式で表せられる．

$$\Delta T_{\parallel} = T_{i\perp(i)} \left(1 - \frac{B(f)}{B(i)} \right) \quad (4.48)$$

この式から，磁場強度がより大きい値から小さい値へ，また，初期磁場強度での垂直成分のイオン温度が大きければ大きいほど平行成分に変換される割合が大きくなることがわかる．

式(4.48)から計算した初期磁場強度での垂直成分のイオン温度を 5, 10, 20 eV とした場合の軸方向に変換される割合を Fig.4.10 に示す．

ICR 加熱は発散磁場の前で行うため，発散磁場によるイオン加速の効率を高めるためにも ICR 加熱を効率良く行うことが重要である．

4.2.3 イオン温度計測法

イオン温度測定法には，Langmuir プローブの原理を利用した Faraday cup 法，イオンと電子の Larmor 半径の差を利用したイオンセンシティブプローブ法，ドップラー広がりを用いた分光法などがある．本実験では，Faraday cup 法によりイオン温度計測を行った．

基本的なプラズマパラメータを求める方法として，既に第 2 章で Langmuir プローブ法を示したが，イオン温度の測定は通常のプローブ法では困難である．それは，イオン電流値が電子電流値に比べ遥かに小さいためである．ISP 法はイオンと電子の Larmor 半径の差を利用し，中心部をセラミックで覆うことで Larmor 半径の小さい電子は取り入れず，Larmor 半径の大きいイオンのみを取り入れる方法を用いている．それに対し，Faraday cup 法は，負に印加した領域により，電子を追い返し，イオンのみを取り入れるプローブ法である．

Faraday cup の断面図を Fig.4.12 に示す. Faraday cup は 2 枚のグリッド (G_1 , G_2) と 1 枚のコレクタより構成されているプローブである. G_1 はフローティング電位に保たれており, 電子の方がイオンと比較して質量が小さいために先に G_1 に到達する. その結果 G_1 をプラズマの空間電位と比較して負電位に帯電させる. そのため, イオンはほとんど G_1 を通過できるが, 電子はこのポテンシャルを乗り越えるだけのエネルギーを持ったものだけしか通過できない. G_2 にはイオンのエネルギー分析を行うために, 時間的に変化する電圧 V_{G2} が印加されている. この掃引電圧 V_{G2} は G_1 によりプラズマに対してシールドされている. コレクタ電極には $V_C = -60$ V の負電位が印加されており, イオンを引き込み, 電子を追い返すようになっている.

コレクタは直径 1.2 mm のタングステン (W) 線をセラミック製の絶縁管に挿入したものである. 絶縁管の断面と磨いたタングステン線の断面が揃うように固定した. また, G_1 , G_2 にはどちらもモリブデン (Mo) 製の 150 mesh 金網を使用し, 絶縁管またはメタルチューブに固定した. また, プラズマからの熱負荷による損傷を抑えるために, G_1 の外側に直径 4mm のピンホールを持つメタルキャップ (Mo) を取り付けた.

磁力線に対し平行成分のイオン温度を測定する Faraday cup はプラズマの流れを受けてしまい, 熱負荷が大きく損傷してしまう問題から上記とは異なる構造を持つ Faraday cup を用いる. ただし, 原理や電位の印加方法に関しては同じである. 平行成分イオン温度測定用 Faraday cup の断面図を Fig.4.12 に示す. 前面にはタングステン製のオリフィスを用いる. 中心には直径 1 mm のピンホールがあり, プラズマはそれを通過する. この Faraday cup は垂直成分イオン温度測定用 Faraday cup と異なり, 熱負荷低減のため水冷式となっている.

次に, Faraday cup の解析方法について述べる. Faraday cup の場合もラングミュアプローブと同様に, 「イオンは Maxwell 分布をしている」と仮定する場合と「イオンは Maxwell 分布をしていない」とする 2 通りの解析方法がある, 本研

究では「イオンは Maxwell 分布をしていない」と仮定して解析を行った．解析方法はラングミュアプローブの場合と同様に，電流-電圧特性を1階微分(Fig.4.13)して速度分布関数を求める方法である．ただし，Faraday cup の場合には，グリッドからの2次電子放出等が起こるため，イオンの密度を正確に測定することは困難である．そのため，本研究では Faraday cup をイオン温度の測定のみに使用した．

イオン温度 T_i は，第2章の電子温度の計算より，

$$T_i = \frac{\int_0^\infty v_p \left(\frac{dJ_i}{dv_{G2}} \right) d\sqrt{v_{G2}}}{\int_0^\infty \left(\frac{dJ_i}{dv_{G2}} \right) d\sqrt{v_{G2}}} \quad (4.49)$$

となる．ここで J_i はコレクタに流れるイオン電流密度である．

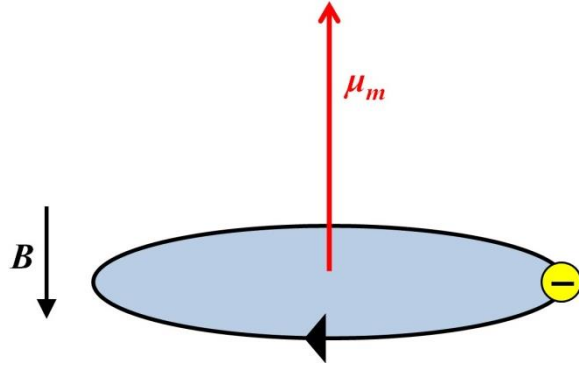


Fig.4.9 Definition of the magnetic moment.

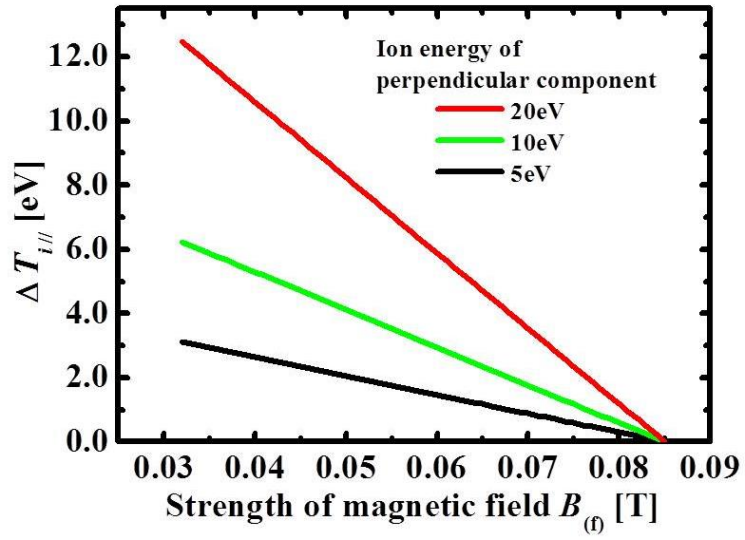


Fig.4.10 Calculation of $\Delta T_{i//}$ in divergence magnetic field.

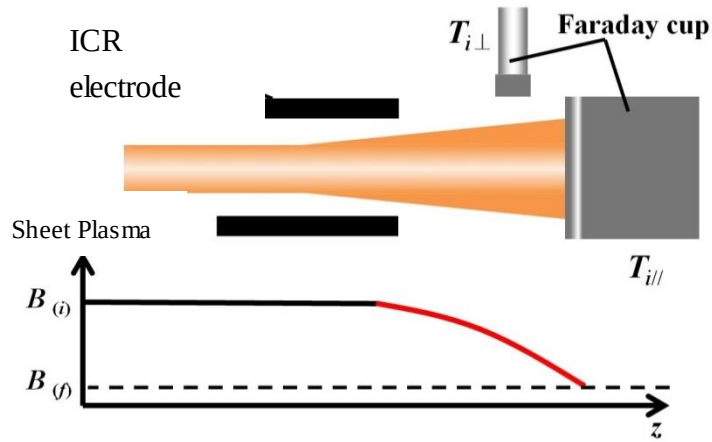


Fig.4.11 Schematic diagram of measurement system.

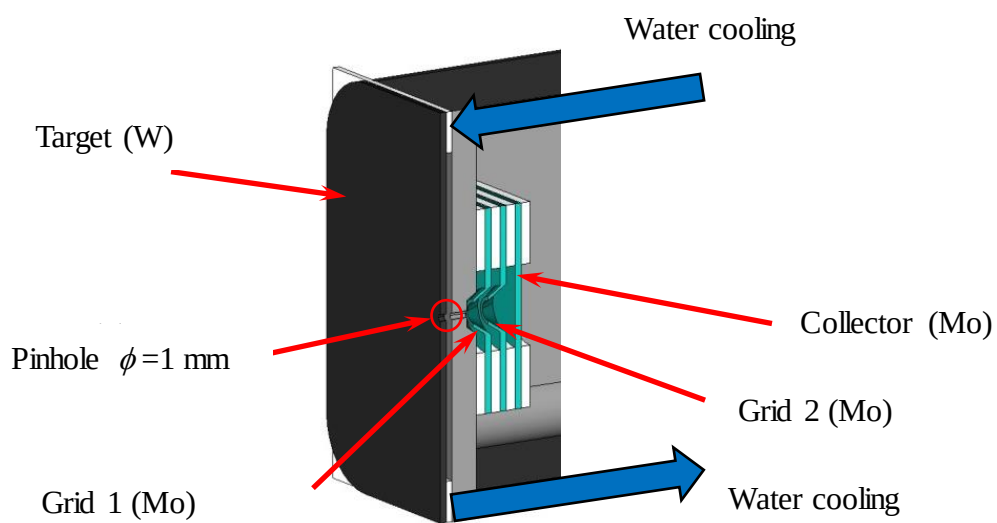
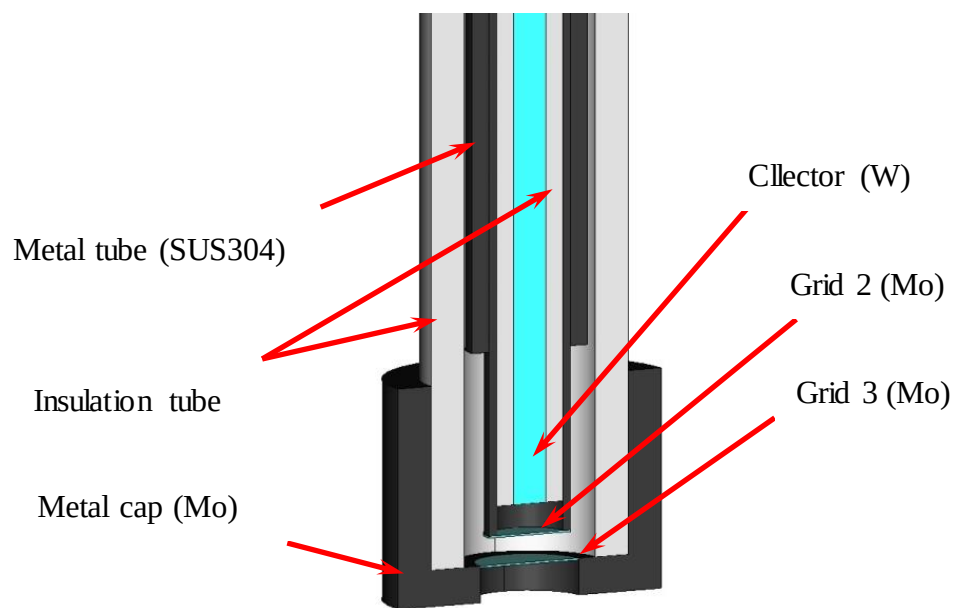


Fig.4.12 schematic diagram of Faraday-cup.

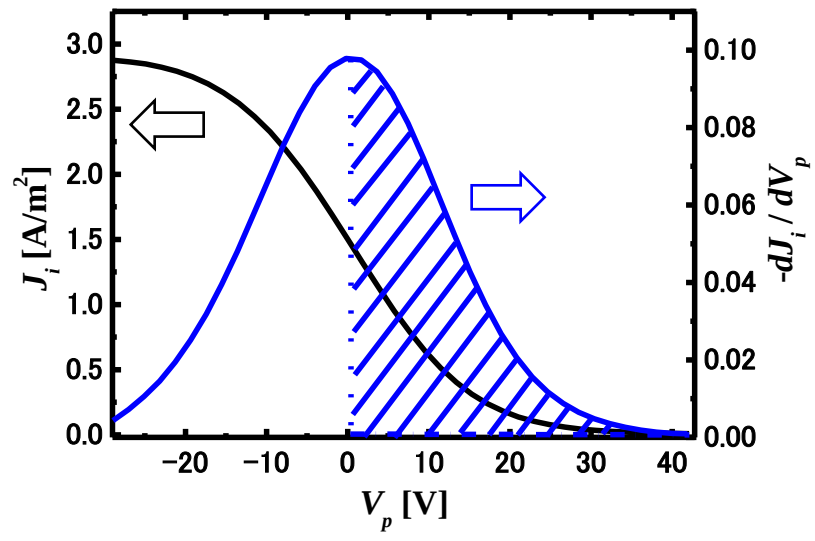


Fig.4.13 V-I characteristic of faraday-cup.

4.2.4 Mach 数計測法

プラズマ流速を計測するにはいくつかの手法があるが、Mach プローブを用いる方法は高い空間分解能及び時間分解能で流れを計測することができる。

Mach プローブ法では、プラズマの流れに対して上流及び下流に捕集面を向け、そのイオン飽和電流値の違いから Mach 数を計算する。上流、下流でのイオン飽和電流値 j_{up} , j_{down} の比 $R=j_{\text{up}}/j_{\text{down}}$ は Mach 数 M_i と次のような関係にある。

$$M_i = K \ln R \quad (4.50)$$

ここで、 K は比例定数である。

比例定数 K の値の算出にはいくつかのモデルがあり、磁化プラズマ、非磁化プラズマによって分けられる。イオンの Lamor 半径がプローブ長より小さい場合を磁化プラズマ、大きい場合を非磁化プラズマのモデルを用いる。本実験においては、非磁化モデルの Hutchinson の式より、 $K = 1.34 \times \sqrt{(T_e + T_i)/T_e}$ を用いて比例定数 K を求めた。

4.3 結果及び考察

4.3.1 イオン加熱計測結果

高周波印加回路と計測装置の概略を Fig.4.14 に示す．実験では最初のコイルの位置から約 0.4～0.6 m の位置にシートプラズマに対し 2 枚の平板電極を平行に設置し，高周波電場をプラズマに印加した．電力を効率良く供給するため，高周波電極と高周波電源は整合回路を介して接続した．負荷（電極）に供給される高周波電力 P_{rf} は高周波電源とマッチングボックスの間にあるパワーメータにより測定し，入射電力と反射電力の比（SWR 比）が 1.5（供給電力 96%以上）になるようコンデンサ容量を調整した．プラズマの放電電力は 12 kW，高周波電極付近の磁場強度は 0.105 T で実験を行った．最初に，He 単体のシートプラズマに高周波電場の周波数を変化させたときのイオン温度測定を行った．イオン温度測定には Faraday cup を用い，高周波電極端から下流側約 0.2 m の位置において垂直成分のイオン温度 $T_{i\perp}$ を計測した．

高周波電場の周波数を変化させた場合のイオン温度結果を Fig.4.15 に示す．横軸は高周波電場の周波数 f ，縦軸はイオン温度 $T_{i\perp}$ である．これより周波数が 524 kHz のときに，イオン温度が最大となっていることがわかる．このときの磁場強度から計算される He^+ のイオンサイクロトロン周波数 f_{ci} は $f_{ci} = 402 \text{ kHz}$ であるから，イオン温度が最大となる共鳴点が理論値よりも高周波側にシフトしたことがわかる．また，この周波数で高周波電力を 0, 300, 500 W で印加させた場合のプラズマ中心からの Y 軸方向のイオン温度空間分布を Fig.4.16 に示す．高周波電力を上げるとエネルギーの高いイオンが外側へシフトしていることがわかる．これは，共鳴加熱が起こり，イオンの Larmor 半径が大きくなっているからだと考えられる．Fig.4.17 において各高周波電力でのピーク温度は 0, 300, 500 W で

それぞれ 4.64, 5.43, 7.15 eV であった. ICR 加熱により約 2.5 eV のイオン温度上昇が見られた. それぞれのピーク温度の電流電圧特性を Fig.4.18 に示す. 速度分布が高周波電力を上げることで変化していることから, 加熱が起こっていることが確認できる. Langmuir プローブにより基礎パラメータとして電子温度 T_e , 電子密度 n_e を計測し, その結果を Fig.4.19 に示す. 密度が $4 \times 10^{18} \text{m}^{-3}$ を示しており, 結果, 高密度での加熱に成功した.

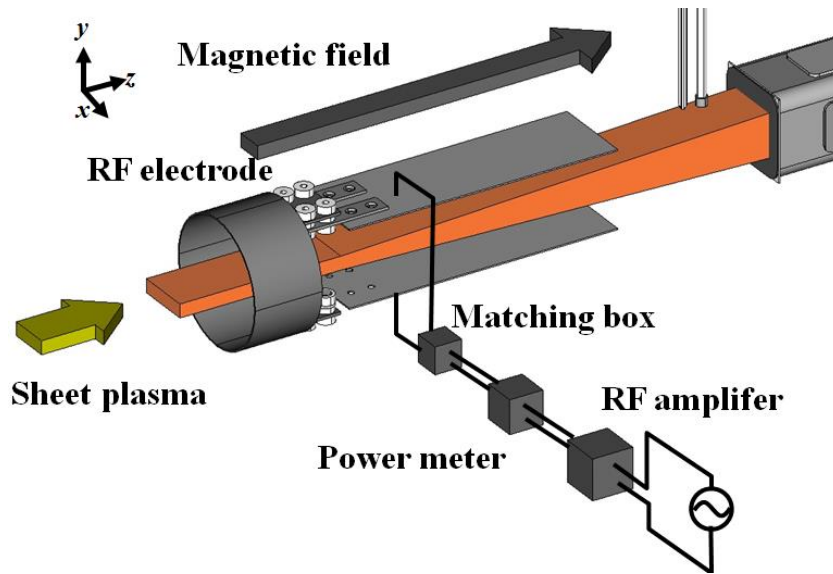


Fig.4.15 Schematic diagram of RF electrode, RF circuit and Faraday-cups.

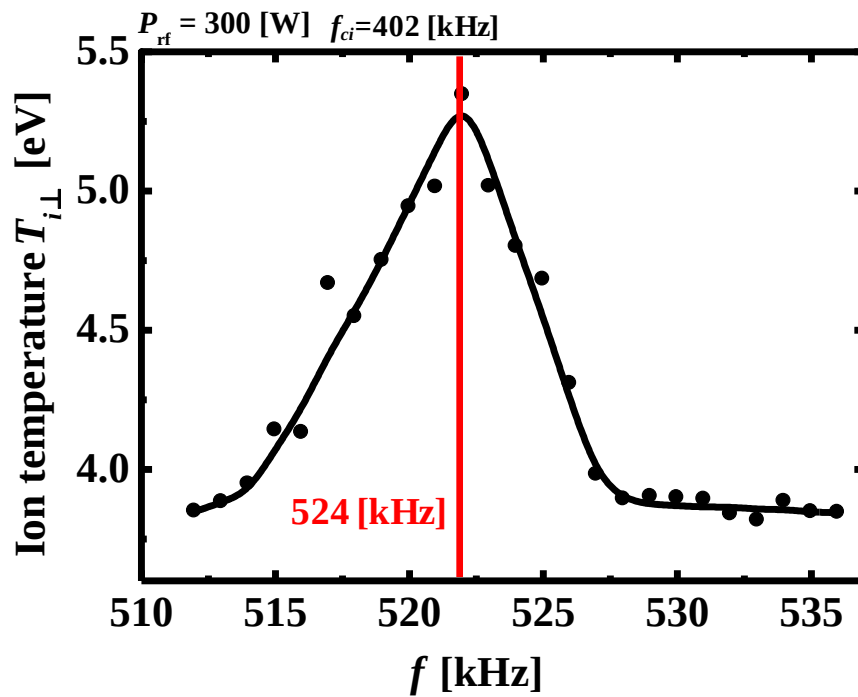


Fig.4.16 Relation between ICR frequency and ion temperature.

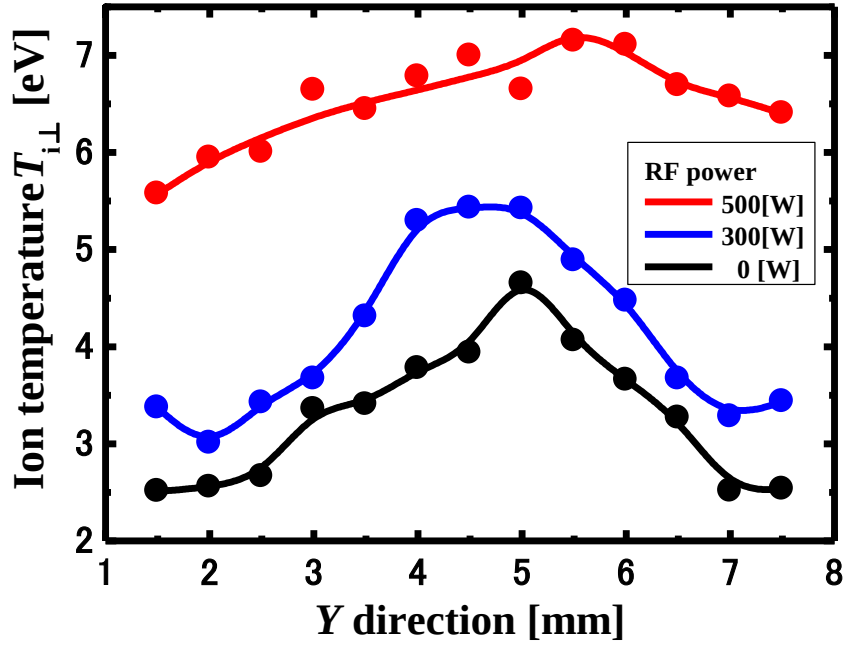


Fig.4.17 relation between Y direction and ion temperature.

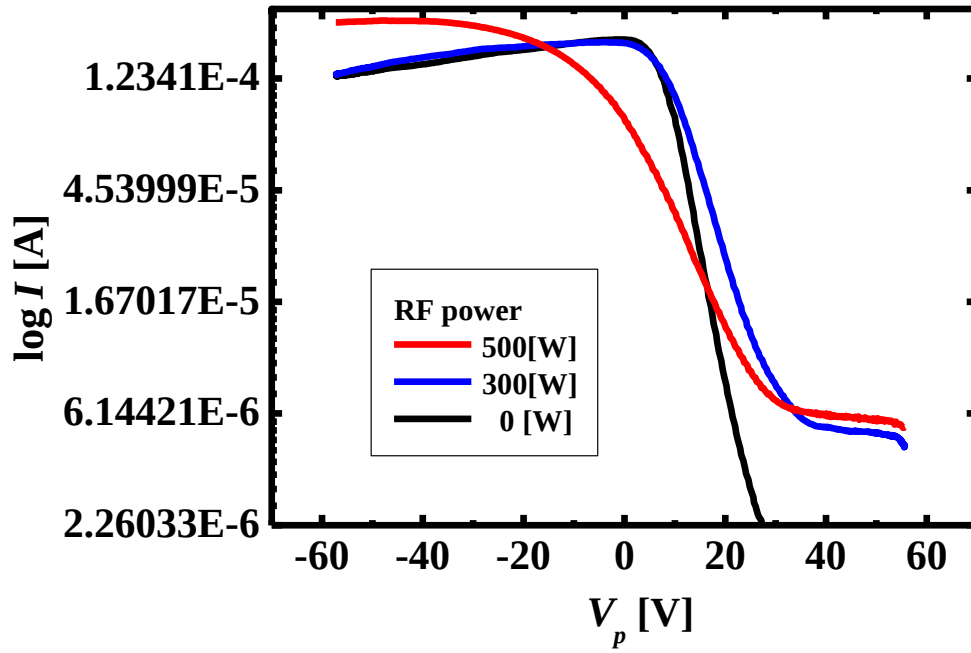


Fig.4.18 V-I characteristic of Faraday-cup at each RF power.

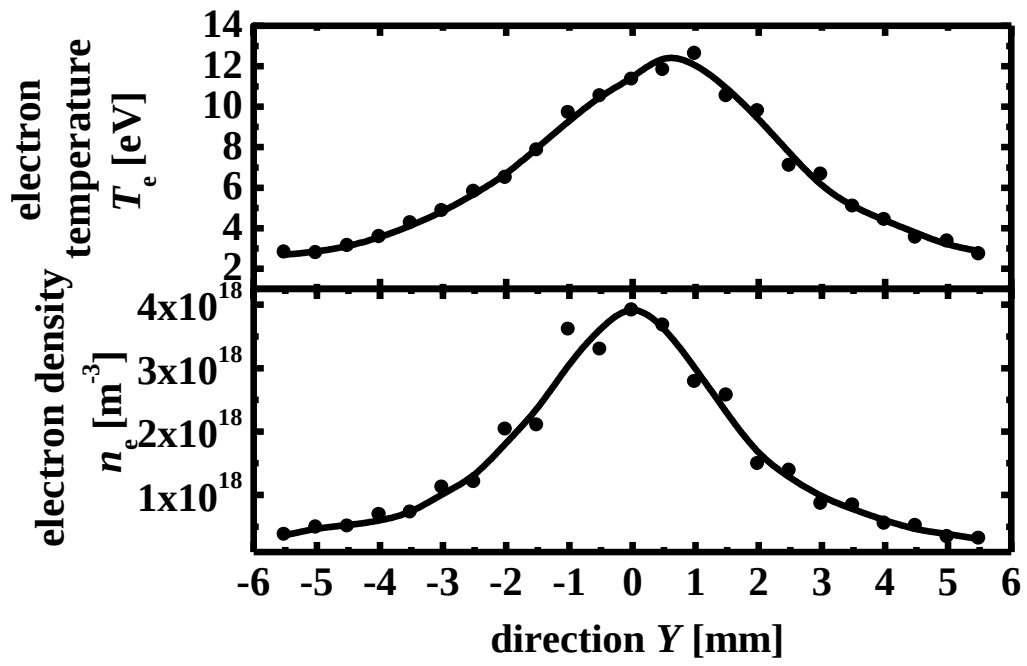


Fig.4.19 characteristic of Y direction and electron temperature and density.

Fig.4.16 でイオン温度が最大になった周波数がイオンサイクロトロン周波数より高周波側にシフトした．波動励起モデルで考慮した計算結果である 491 kHz と比較して高い値ではあるがほぼ一致している．しかし，本来このモデルを検証するためにはプラズマ中の波動を計測する必要がある．この計測法として，プラズマ中に磁場平行方向に十分離れた位置に 2 本のプローブを設置し，「2 本とも受信プローブとする」もしくは「上流のプローブにより正弦波を発振し，下流のプローブにより受信」のいずれかの方法で位相速度を求め，そこから波数を求めるという方法がある[9,10]．

参考文献[10]においては 2 本とも受信プローブとし，プローブに流れる電流の位相のずれから位相速度を求め，分散関係を求めているが，本研究で用いる実験装置においては十分なプローブ間距離が取れないため，計測が困難である．また，将来に実用化する際に共鳴周波数を探索するためにイオン温度と電子温度の周波数特性や，浸透電場の周波数特性をとっていくよりは，簡易的なパラメータの測定に置き換えた方がシステム化しやすい．

そこで本研究では，共鳴周波数の探索法として簡便に測定できる電極系インピーダンスを用いる．電極系インピーダンス R を測定すると，

$$P = \frac{\langle v^2 \rangle}{R} \quad (4.51)$$

に示すように，インピーダンス R が最小となるところでプラズマに吸収される電力 P が最大となり，プラズマに浸透した電場を疑似的に求めることができる．インピーダンス R は 2 電極にかかる電圧 V と電流 I を測定することで求めることができる．高周波電極の接続端子の間に差動プローブを，片側に電流プローブを設置し， V と I の測定を行い，インピーダンス R を求めイオン温度との関係を Fig.4.20 に示す．バラつきはあるが最大のイオン温度のところでインピーダンスが最小になったことがわかる．

発散磁場による加速機構は磁気モーメント保存則に基づくエネルギーの軸変

換による．実験では ICR 加熱に加え磁場が発散した場合のイオン温度を測定した．また，エネルギーの変換が起こっているかを検証するために，垂直成分と平行成分のイオン温度をほぼ同位置で計測した．実験装置後方部 3 つの磁場コイルに流す電流値を制御し磁場を発散させ，各磁場分布でのイオン温度測定を行った．ただし，イオンサイクロトロン周波数は磁場に依存するため，加熱領域に影響が大きく出ない程度磁場を発散させた．発散磁場と ICR 加熱によるイオン温度特性を Fig.4.21 に示す．黒が高周波電場印加なし，赤が印加ありの場合である．磁場の発散に伴い，垂直成分のイオン温度が減少，平行成分のイオン温度は上昇した．これにより垂直成分のエネルギーが軸方向成分に変換され加速されたことが確認できた．また，高周波電場ありとなしの場合では，ありの方がエネルギーをより多く変換していることがわかる．これらより，発散磁場によるイオン加速が成功した ICR 加熱と発散磁場それぞれある場合，ない場合のイオン温度の値を Table4.1 にまとめた．

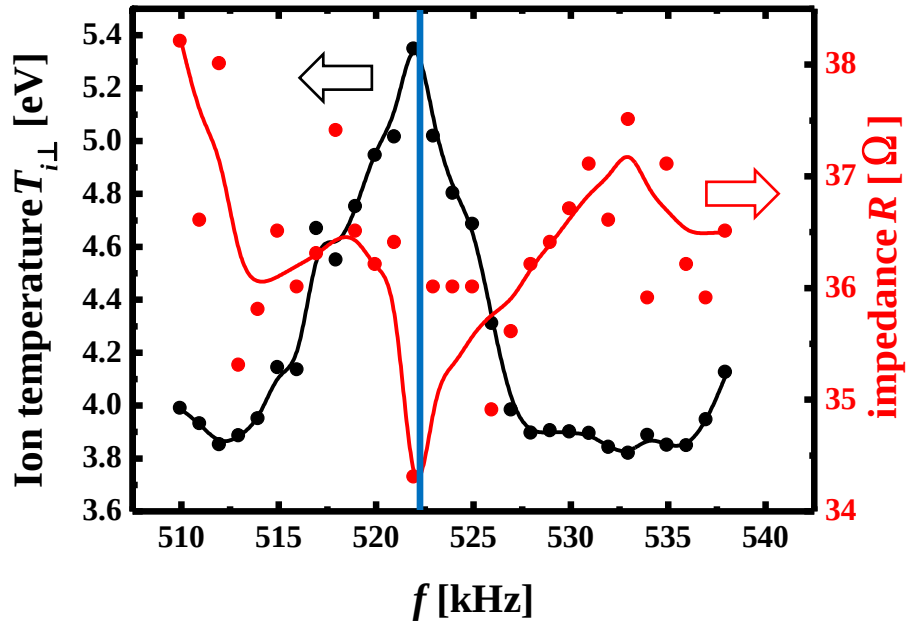


Fig.4.20 characteristic of ICR frequency and ion temperature and impedance.

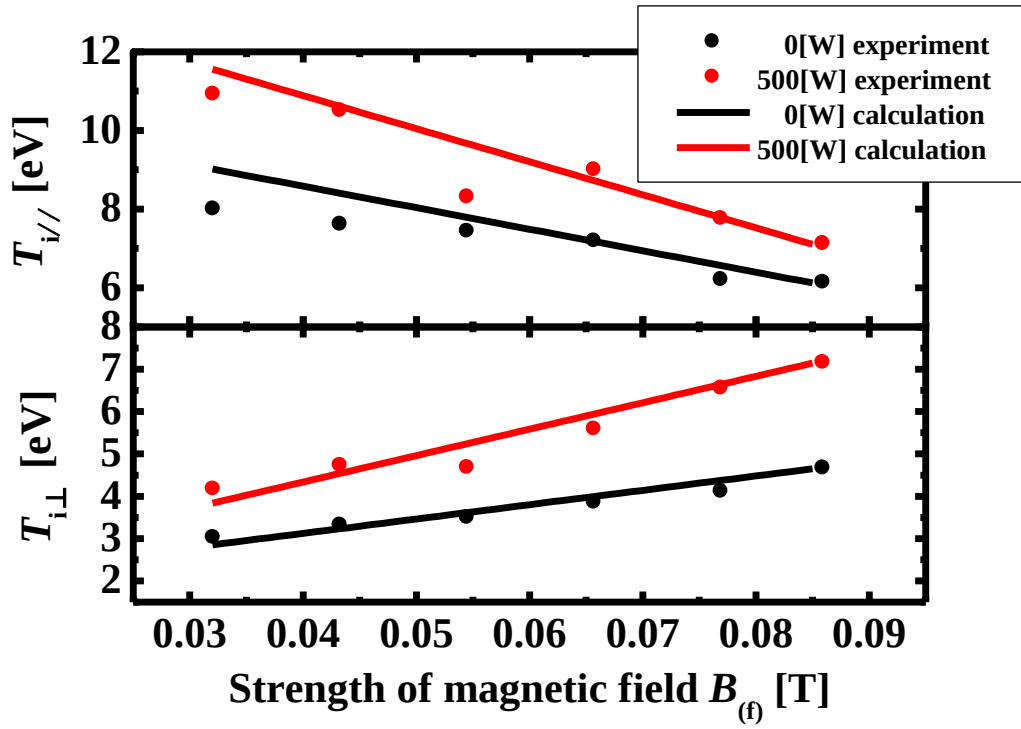


Fig.4.21 Result of ion temperature in divergent magnetic field and ICR heating

Table.4.1 Results of ion temperature at each conditions.

	Initial value	Only magnetic nozzle	Only ICR heating	ICR heating and Magnetic nozzle
$T_{i//}$ [eV]	6.1	8.0	7.0	11.0
$T_{i\perp}$ [eV]	4.4	3.0	7.1	4.1

4.3.2 イオン流速計測結果

4.3.1 節では ICR 法により $T_{i\perp}$ を上昇させ、後方の発散磁場領域において磁気モーメント保存則を利用し、垂直方向から平行方向にエネルギーを変換し、 $T_{i\perp}$ を上昇させた。このとき、平行方向にプラズマ流が発生し、定量的に流れを評価するため、Mach プローブによる計測を行った。

発散磁場に対する Mach 数の変化を Fig.4.22 に示す。磁場を発散させることにより、磁気モーメント保存則に従い垂直成分のイオンエネルギーは減少し平行成分のイオンエネルギーは上昇したことがわかる。

また、第 3 章で説明したパルスプラズマ生成法を利用し、ICR 加熱と発散磁場による高速プラズマ流の生成実験を行った。4.3.1 節同様の条件の He 放電にパルス幅、0.3 ms、繰り返し周波数、50 Hz のパルスプラズマ流を流入させ、イオン飽和電流値が最大を迎える $t = 0.1$ ms での Mach 数を計測した。Fig.4.23 より、高周波出力の増加に伴い Mach 数が増加し、500W 時で Mach 数が 0.8 程度と、音速に近い高速プラズマ流の生成に成功した。

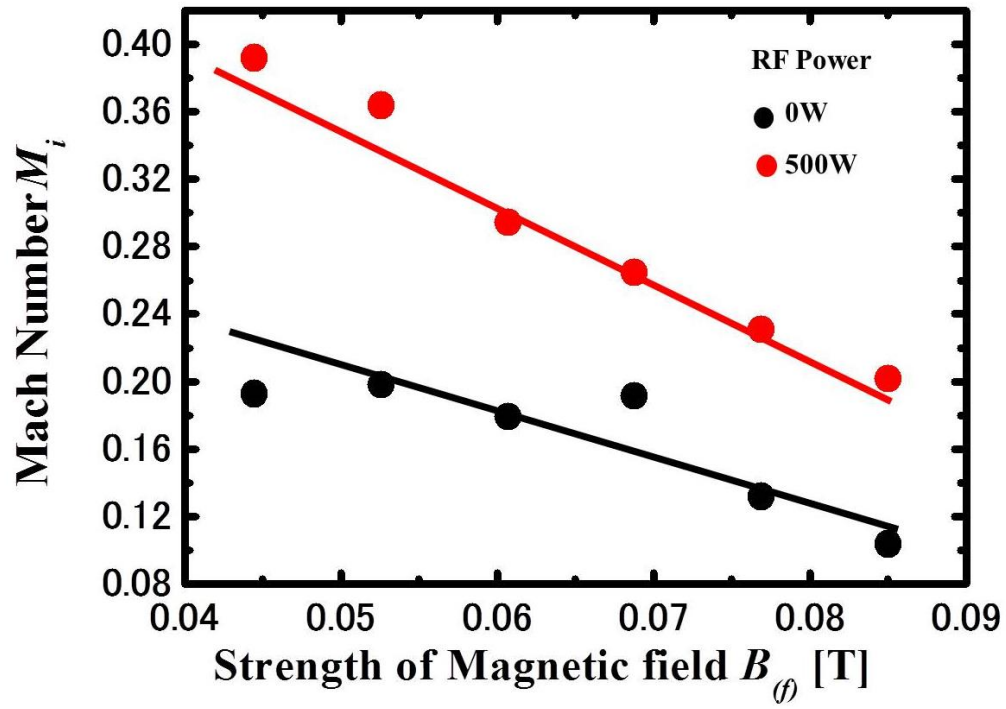


Fig.4.22 Result of Mach number in divergent magnetic field and ICR heating

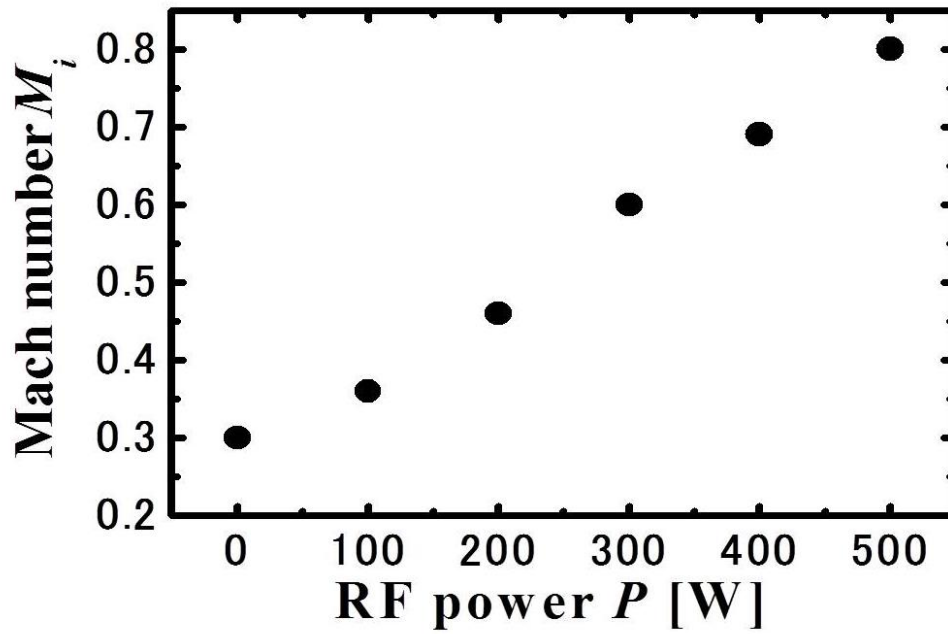


Fig.4.23 Result of Mach number in pulse plasma flow in divergent magnetic field and ICR heating

4.3.3 高速プラズマにおける不純物イオンの挙動

TPD-SheetIV で放電電流 50 A の水素プラズマを生成し，実験領域において水素ガスと Ar ガスを導入しデタッチプラズマを生成した．このとき，Ar ガスは 20 sccm に固定し，水素ガスの流量を変化させ．水素ガスの流量を変化させ実験領域でのガス圧を 0.2 Pa から 1.5 Pa へと変化させることにより，デタッチプラズマを生成し，また，急峻な温度勾配を実現させた．Fig.4.24 にガス圧に対する電子温度勾配の結果を示す．陽極近傍のプラズマを 12 eV と仮定し，陽極から 0.6 m 離れた実験領域において Langmuir プローブで計測された電子温度の結果から温度勾配を求めた．ガス圧が 1.5 Pa において，およそ 16 eV m^{-1} までの温度勾配を得ることができた．温度勾配のある状況での Ar^+ の z 軸方向の挙動を調べるため，陽極近傍と実験領域の 2 カ所において発光強度を計測し，陽極近傍の発光強度 I_A と実験領域での発光強度 I_E の比 I_A/I_E から Ar^+ の密度を定性的に求めた．スペクトル線は， $\text{ArII}(4p-4s)$ の 480.6 nm を使用した．各位置での分光計測結果の例を Fig.4.25(a),(b)に示す．

Fig. 5.26 に，実験領域の磁場強度ごとの温度勾配に対する ArII 発光強度比の結果を示す．温度勾配の増加に伴い発光強度比 I_A/I_E の値が増加していることが分かる．これは，温度勾配により生じた熱応力により Ar^+ が高温側である上流に逆流したことを示唆する．次に，各磁場強度において Mach 数を計測し，その時の発光強度比 I_A/I_E の結果を Fig4.27 に示す．磁場の発散により Mach 数が上昇し，背景プラズマにより Ar^+ が下流へと輸送されたことが示唆される．

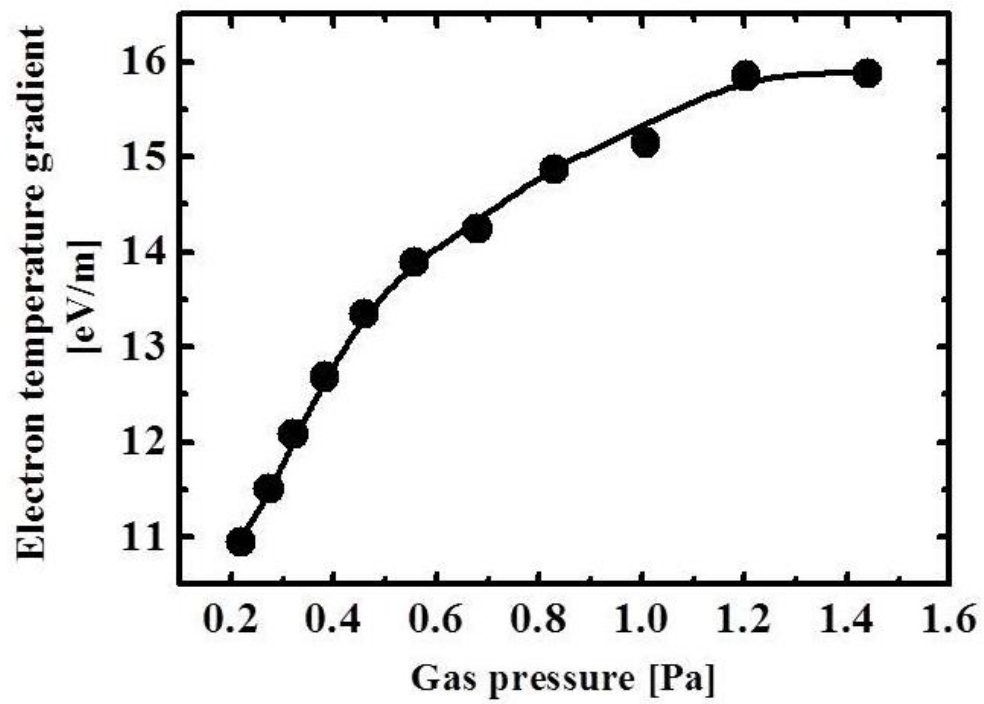


Fig.4.24 Result of electron temperature gradient along the magnetic field.

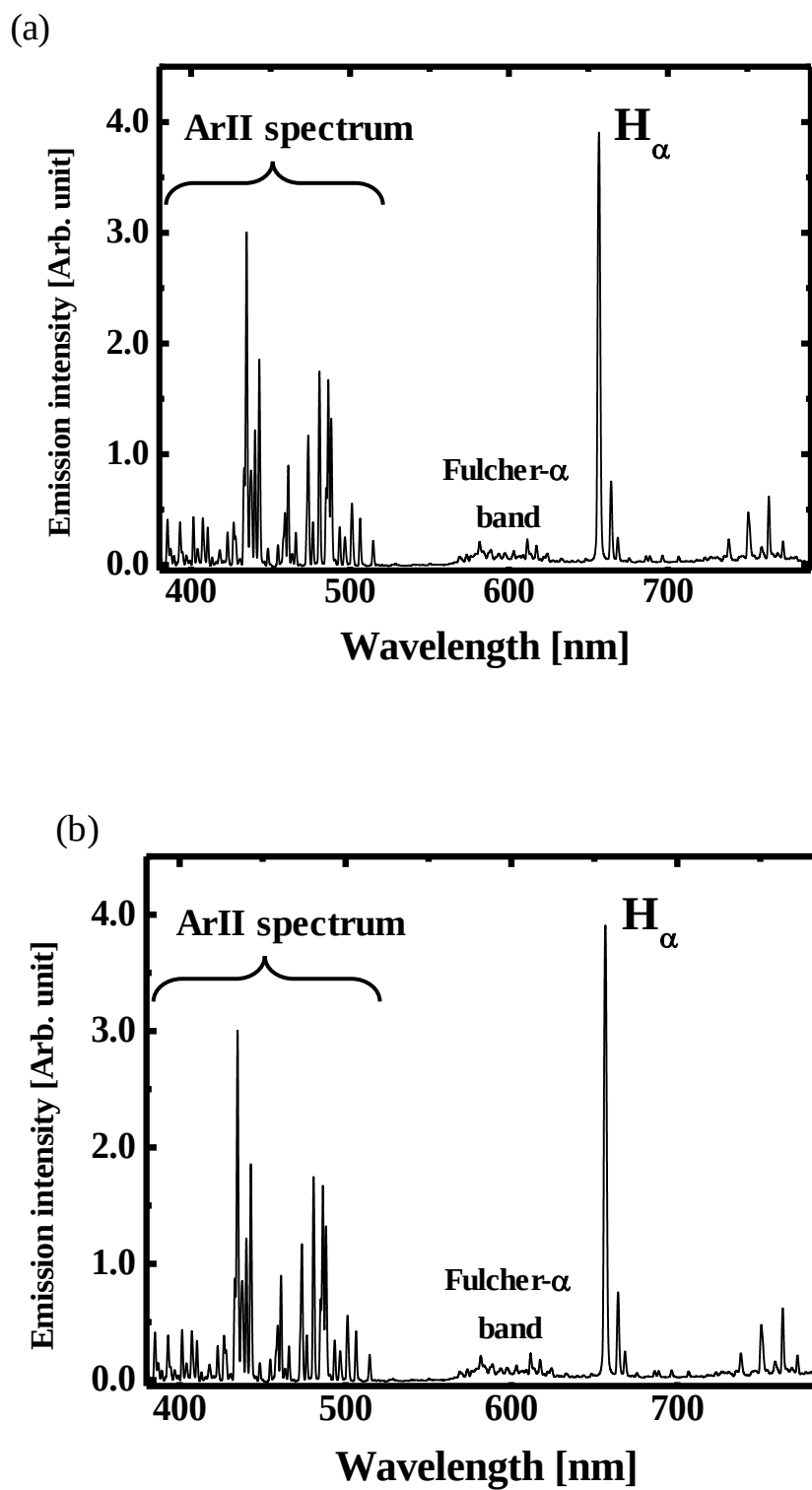


Fig.4.25 Typical hydrogen atomic and ArII spectrum (a) at anode (b) at experimental region .

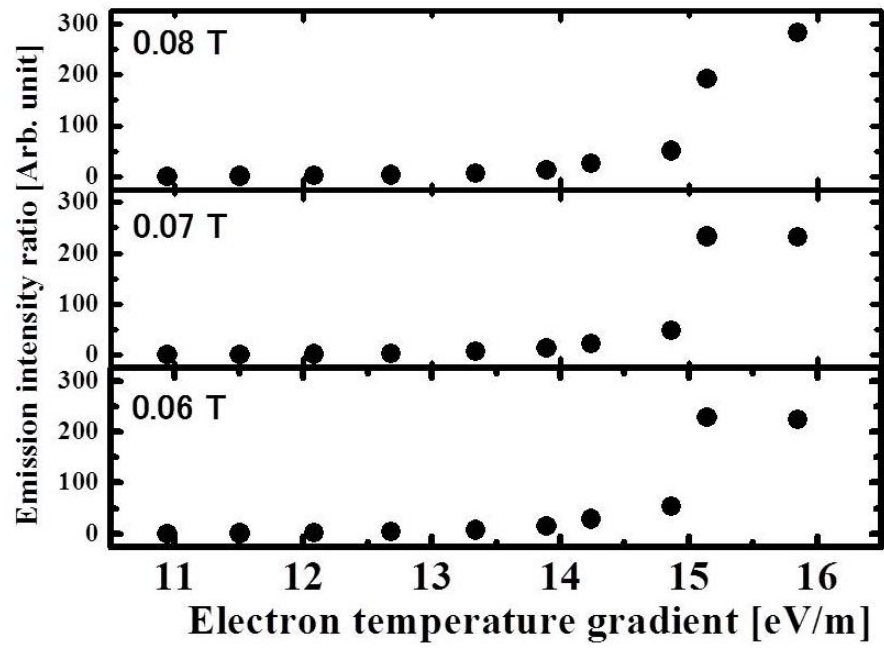


Fig.4.26 Relation between electron temperature gradient and ArII emission intensity ratio.

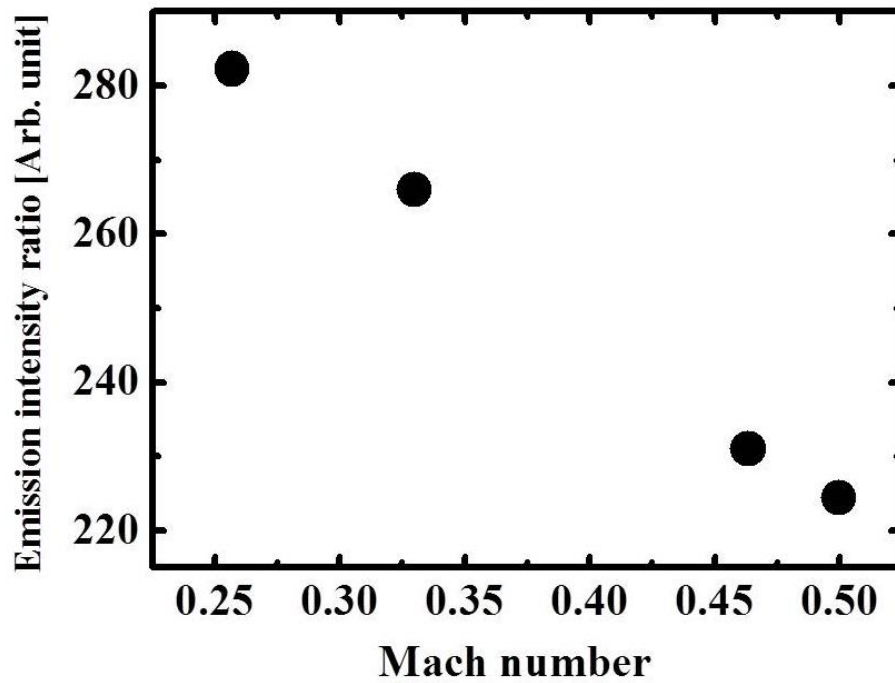


Fig.4.26 Relation between Mach number and ArII emission intensity ratio.

4.4 結論

本章では、トカマク炉の SOL/ダイバータで見られる高速プラズマ流が及ぼす体積再結合の発生率や不純物輸送の影響を調べるため、直線型ダイバータ模擬装置 TPD-SheetIV により ICR 法による高密度プラズマのイオン加熱・加速実験を行った。

シートプラズマ生成装置 TPD-SheetIV に平行平板の高周波電極を入れ、Faraday cup によりイオン温度を測定し ICR 法によるイオン加熱の検証を行った。その際、共鳴周波数の探索のため、V-I プローブを用いたインピーダンス測定をし、その関係性を示した。その後、発散磁場によるイオン加速の検証を行うため、垂直成分と平行成分のイオン温度を測定する Faraday cup を用意し測定を行った。

結果として、高密度シートプラズマ ($n_e > 10^{18} \text{ m}^{-3}$) に ICR 法によるイオン加熱を行った際、イオン温度が上昇したことから高密度条件、また高周波電力 500 W でのイオン加熱に成功した。発散磁場を用いた場合、垂直成分のイオン温度が減少し、平行成分のイオン温度が上昇した。さらに ICR 法を用いた場合、その減少、上昇の勾配が大きかった。これらの結果から、発散磁場による磁気モーメント保存の効果で、エネルギーの変換が行われたことが確認できた。また、Mach プローブの計測から、ICR 法と発散磁場の効果及びパルスプラズマ放電により、Mach 数 0.8 程度の高速プラズマ流の生成に成功した[11]。

高速プラズマ流を生成した際のデタッチプラズマ中の Ar^+ の挙動を明らかにするため実験を行った。急峻な温度勾配を持つデタッチプラズマ中で、 Ar^+ は実験領域から高温側である陽極近傍へと逆流することが明らかになった。また、実験領域の磁場を発散させた場合、z 軸方向へとプラズマ流が生成され、陽極近傍の Ar^+ の量は減少することが確認された。

第 4 章の参考文献

- [1] P. C. Stangeby, 「The plasma Boundary of Magnetic Fusion Dvices」, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, (2000).
- [2] N. Asakura, N. Hosogane, K. Itami, A. Sakasai, S. Sakurai, K. Shimizu, M. Shimada, H. Kubo, S. Higashijima, H. Takenaga, H. Tamai, S. Konoshima, T. Sugie, K. Masaki, Y. Koide, O. Naito, H. Shirai, T. Takizuka, T. Ishijima, S. Suzuki, A. Kumagai, JT-60 Team, J. Nucl. Mater., **296** (1999)266.
- [3] 朝倉伸幸, プラズマ・核融合学会誌, **83** (2007) 501.
- [4] K. Miyamoto, A. Hatayama, K. Furuya, J. Phys. Soc. Jpn., **76** (2007) 034501.
- [5] F. F. Chen, “Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion”
- [6] 高村秀一, 「プラズマ加熱基礎論」, 森北出版, (1997).
- [7] 佐藤照幸, 高山一男, 「高周波封じ込めとカスプ」, 名古屋大プラズマ研究所, (1989).
- [8] T. H. Stix, , Phys. Fluids, **1** (1958) 308.
- [9] AY Wong, R. W. Motley, N. D'Angelo, Physical Review , **133** (1964) A436.
- [10] 和歌月尊彦, 「ICR 法によるシートプラズマでのイオン加熱機構に関する研究」, 修士論文, 東海大学大学院理学研究科 (2003).
- [11] T. Iijima, S. Hagiwara, S. Tanaka, A. Tonegawa, K. Kawamura, K. N. Sato, Fusion Sci. Technol., **63** (2013) 417.

第 5 章 閉ダイバータにおけるデタッチプラズマの生成過程

5.1 はじめに

現在考案されているダイバータはダイバータの形状を変えたものとダイバータに入射する磁力線を工夫するものなどがある．ダイバータへ入射する磁力線は熱負荷をダイバータ板全体で受け止めるため，ダイバータ板に対して磁力線は傾けられている．リサイクリングを促進するため，Fig.5.1 に示すような，プラズマの入射位置に V 字型の形状を設けた V 字ダイバータがある．現在稼働中の LHD に設置されており，建設中の ITER, JT-60SA などに設置が決まっている [1,2,3]. より効率よく熱負荷を拡散させるためダイバータ板付近で磁力線を拡散させる X ダイバータが考案されており，NSTX, DIII-D などで研究された [4,5]. これはトロイダル方向に磁力線を拡散させている．最近ではこの X ダイバータをさらに発展させたスーパー X ダイバータが考案されている (Fig. 5.2) [5,6]. MAST-U や SlimCS など今度建設予定の核融合実験炉のダイバータ形状へ向けて研究が進められている．スーパー X ダイバータは X ダイバータの磁力線構造に加え，ダイバータレッグ長が延長されている．これは磁力線をトロイダル方向へも拡散させる目的がなされた形状である．Fig5.2 のように，ダイバータ板において磁力線が発散されていることがよくわかる．さらに，磁力線を分割することによって熱流束を分割しダイバータ板への熱負荷を低減する Snowflake ダイバータの研究が進められている．図中に示すように，X 点が三カ所になり，磁力線を四分分割している．NSTX, DIII-D, TCV など様々な核融合炉で研究がなさ

れているが、プラズマを正確に分割することは難しいため、更なる工夫が必要となっている[7,8]. 最近のダイバータ形状全て共通することが、磁力線を伸ばし、ダイバータに与えられる熱負荷をダイバータ板に拡散させることを目的とするものが多い。しかし、これらのダイバータ形状は磁場コイル、チャンバー、プラズマの形状の複雑さから、より簡潔なダイバータ形状が必要となっている。

ダイバータ形状のステップアップの段階を Fig.5.3 に示す、V 字ダイバータの発展系の形状として、シミュレーションにより Long-leg ダイバータの研究がなされている[9]. このダイバータは V 字形状に加えてレッグ長を長くするというシンプルな形状をしており、現実的なダイバータ形状として研究されている。

また、ダイバータの熱負荷を低減するため、非接触プラズマや MARFE (Multifaceted Asymmetric Radiation From the Edge of tokamak plasmas) に関する研究も進められてきた[10]. デタッチプラズマは 2 次的に中性粒子を導入することによってプラズマを冷却し、ダイバータ板から非接触状態のプラズマであり、MARFE は X-点付近で放射を引き起こしダイバータへの熱負荷を低減する。しかし、両方共に局所的に中性粒子を閉じ込めることができず、炉心プラズマの性能を低下させることが問題視されている。国際熱核融合炉 ITER に使うことは不適切であり、ITER では局在したデタッチプラズマを生成することが重要となっている。そのため、ダイバータ領域に中性ガスを注入し非接触状態が得るデタッチプラズマの研究と合わせて、様々なダイバータの形状の研究がられ始めている。しかし、炉心性能が向上するに従ってダイバータへ入射するプラズマの熱流束は多くなり、非接触プラズマを達成するためには多量の中性ガスを注入する必要がある。そこで上述したように閉ダイバータの研究が進められているが、逆流に関する考察はデタッチプラズマを得られていない状態では成すことができない状態である。

第 5 章では、V 字ダイバータ、Long-leg ダイバータを模擬したターゲットの構造変化に対するデタッチプラズマの特性を明らかにする。

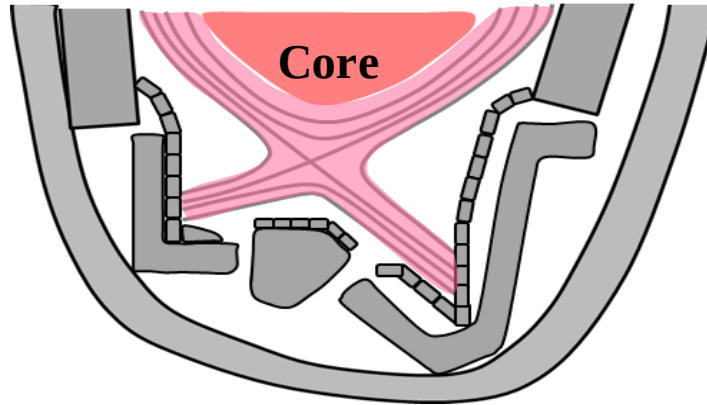


Fig.5.1 Schematic cross-section of V-shaped divertor.

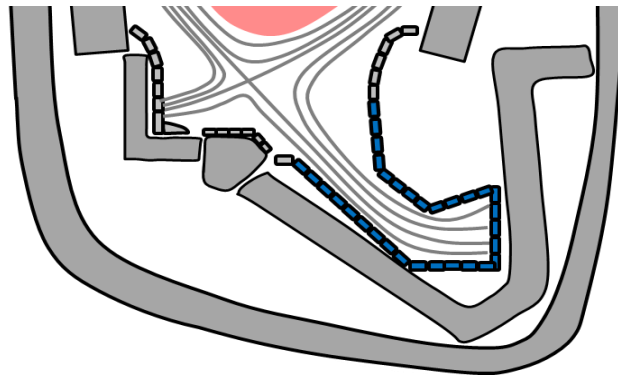


Fig.5.2 Schematic cross-section of Super X-divertor.

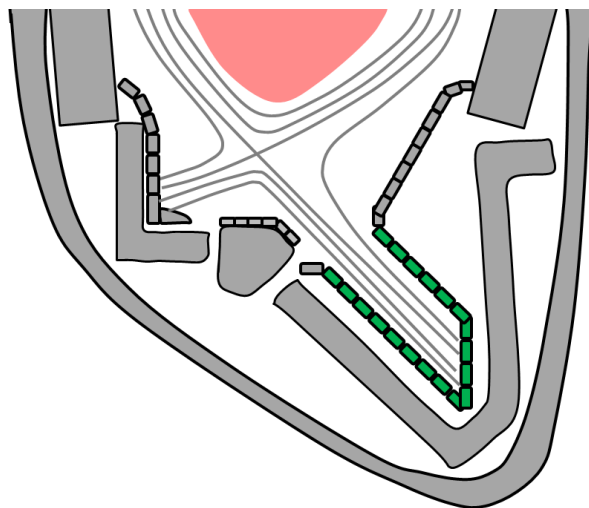


Fig.5.3 Schematic cross-section of Long-leg divertor.

5.2 実験装置及び計測系

5.2.1 閉ダイバータ模擬ターゲットの構造

V 字ダイバータ，Long-leg ダイバータ，バッフル付 Long-leg ダイバータを模擬したターゲットを Fig.5.4(a), (b), (c) に示す．Long-leg ダイバータターゲットは V 字ダイバータターゲットに角筒を装着した構造になっている．さらに，角筒部分の長さは 20 mm, 50 mm, 85 mm, 125 mm と変化させた．それぞれのターゲットにはターゲット内部の中性粒子圧力を計測するための配管と，プラズマに対して二次的に中性粒子を接触させる配管が装着されている．ターゲット上方にはプローブを挿入する穴が開いており，ターゲット内部のプラズマの電子温度，電子密度を計測することができる．ターゲット側面は耐熱ガラスで閉じられており，可視光分光計測を行なうことができる．両側面を閉じているのはダイバータプラズマに対してダイバータは炉を一周するように装着されているためである．プラズマ対向面は実際のダイバータと同様にプラズマの入射角度に対して 30 度傾けられており，最表面には厚さ 1 mm のタングステン板が装着されている．背面は水冷されており，この冷却水の温度変化からターゲットでの熱負荷計測を行なうことができる．

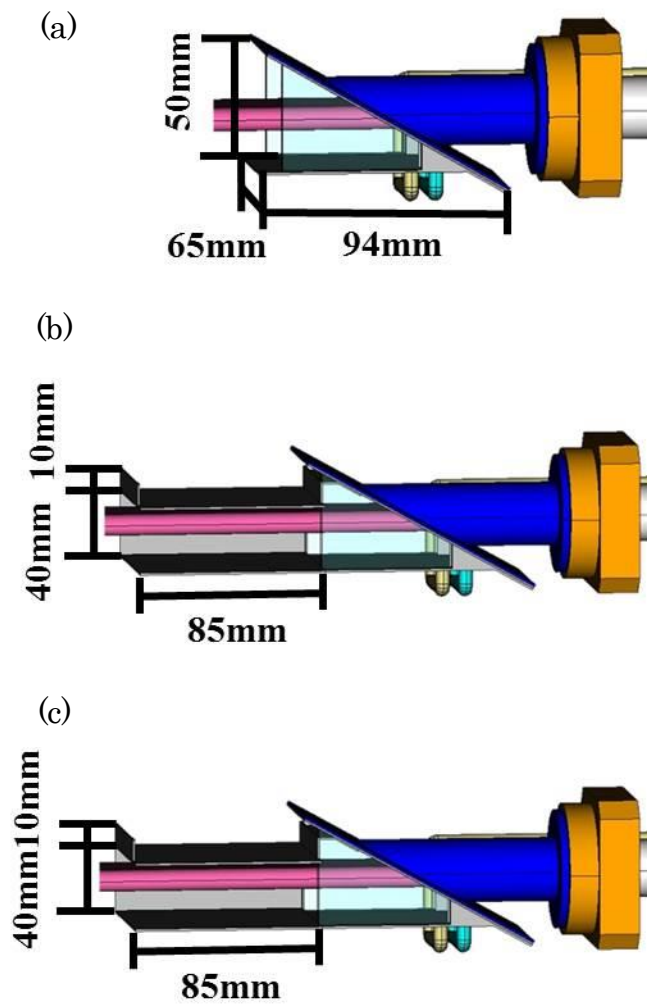


Fig.5.4. Schematic diagram of (a)V-shaped target and (b)long-leg target (c) buffed long-leg target.

5.2.2 オメガトロン型質量分析器の原理と構成

デタッチプラズマが発生した際、ターゲット近傍では様々なイオン種が生成される．そのため様々なターゲット形状での質量分析は、ターゲットの形状の影響を調べる上で重要となる．

オメガトロン型質量分析器(Omegatron type mass analyzer)の概略図(Fig.5.5)と基本原理について説明をする．

荷電粒子は電場がなく一様な磁場中においてローレンツ力により、磁場に巻きつくように回転運動をしている．これをサイクロトロン運動という．

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (5.1)$$

このサイクロトロン運動には電荷と質量に依存した回転周波数をもっており、サイクロトロン周波数 f_c 、Lamor 半径 r_L と次のように示される．

$$f_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{ZeB}{2\pi m} \quad (5.2)$$

$$r_L = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} = \frac{mv_{\perp}}{ZeB} \quad (5.3)$$

この螺旋運動を行う荷電粒子にそのサイクロトロン周波数と同程度の高周波 (Radio Frequency : RF) 電場 $E=E_0 \sin\omega t$ を印加すると共鳴現象が発生する．ここで無衝突 1 粒子の旋回運動を仮定したとすると、共鳴電場のない場合イオンの xyz 成分における運動方程式は次式のようなになる．

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= \omega_c \frac{dy}{dt} \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= -\omega_c \frac{dx}{dt} \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= 0 \end{aligned} \quad (5.4)$$

そしてこの運動に対して、Y 軸方向から外部電場をかけたとすると、イオンの運動方程式は次のようになる．

$$\begin{aligned}
\frac{d^2x}{dt^2} &= \omega_c \frac{dy}{dt} \\
\frac{d^2y}{dt^2} &= -\omega_c \frac{dx}{dt} + \frac{ZeE_0}{m} \sin \omega t \\
\frac{d^2z}{dt^2} &= 0
\end{aligned} \tag{5.5}$$

$t=0$ の時の初期条件はそれぞれ以下の通りとする.

$$\begin{aligned}
\vec{r} &= (x, y, z) = (0, 0, 0) \\
\vec{v} &= (v_x, v_y, v_z) = (0, v_{\perp}, v_{\parallel})
\end{aligned} \tag{5.6}$$

また、磁場及び電場に関しては次式のように与えられる.

$$\begin{aligned}
\vec{B} &= (0, 0, B) \\
\vec{E} &= (0, E, 0)
\end{aligned} \tag{5.7}$$

ここで、共鳴したとすると $\omega_c = \omega$ になり、運動方程式を解くと粒子は次のような軌道を描く.

$$\begin{aligned}
x &= \frac{E_0}{B} \frac{t}{2} \cos(\omega_{\alpha} + \varphi) \\
y &= \frac{E_0}{B} \frac{t}{2} \sin(\omega_{\alpha} + \varphi) \\
z &= v_{\parallel} t
\end{aligned} \tag{5.8}$$

このとき、振幅に時間 t が入っているため振幅は時間とともに増加する. X 軸 Y 軸の振幅にのみ注目すると、回転半径 r は次のようになる.

$$r = \frac{E_0 t}{2B} \tag{5.9}$$

このときコレクターの位置を R_0 で固定しているとする、次式のとときには荷電粒子はコレクターに到達しない.

$$R_0 > \frac{E_0}{B|\omega - \omega_c|} \tag{5.10}$$

電場 E_0 及び磁場 B を固定すると以下の状態で荷電粒子はコレクターに到達するときは以下のような状態になる.

$$|\omega - \omega_c| = \frac{E_0}{R_0 B} \quad (5.11)$$

このことより，オメガトロンの理論的な分解能を以下のように定義することができる．

$$\frac{M}{\Delta M} = \frac{\omega_c}{2|\omega - \omega_c|} = \frac{\omega_c R_0 B}{2E_0} = \frac{R_0 B^2 Z e}{2E_0 m} \quad (5.12)$$

実験においては，分析部は均一な磁場が必要となる．磁場の不均一性によるサイクロトロン周波数の揺らぎが選択的に加熱すべきイオンとそうでないイオンとのサイクロトロン周波数よりも小さくしなければならない．すなわち，磁場の均一性は以下の条件を満たす必要がある．

$$\frac{\Delta B}{B} \leq \frac{\Delta M}{M} \quad (5.13)$$

また，RF 電極の間隔及びコレクター電極の位置はラーマ半径の 2 倍以上にしなければならない．

実験ではターゲット前面に $\phi = 0.5 \text{ mm}$ のオリフィスをあけ，プラズマをオメガトロン内部に引き込んだ．プラズマと接触する部分には水冷を設けてある．オメガトロン内部に引き込まれたプラズマは，分析部での電子の影響を抑えるため，2 枚の電子制御用電極により電子を追い返し，イオンのみを分析部へと引き込む構造となっている．オメガトロン内部はロータリーポンプ(100 l/min)とターボ分子ポンプ(150 l/s)の差動排気により，実験中は実験領域($\sim 10^{-1} \text{ Pa}$)よりも高真空($\sim 10^{-3} \text{ Pa}$)に保たれている．次に，粒子の平均自由行程(mean free path : mfp)を考える．平均自由行程は $\lambda_{\text{mfp}} = 1/n\sigma$ から求められる．短い距離として H_2^+ と H_2 を考慮すると $n_{\text{H}}^2 = 4.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ，中性ガスの温度 1 eV の時の反応断面積 $\sigma = 1.5 \times 10^{-19} \text{ m}^2$ とすると $\lambda_{\text{mfp}} = 0.167 \text{ m}$ となる．また，オメガトロン内部が 10^{-3} Pa 以上になると測定が不可能となる．

測定されたスペクトルの電流値 I_i からイオン密度を算出するには，ターゲッ

ト前面での電荷 Z , イオン密度 n_i を考える必要がある. プラズマからオメガトロ
ン内部に入ってくるイオンの速度 v を Bohm のシース基準を用い, オリフィスの
面積 S , オリフィス及びグリットでの透過率を ξ とすると, 検出される電流値 I_i
は以下の式で表される.

$$I_i = \frac{1}{4} \xi Z e n_i v S \quad (5.14)$$

よって密度 n_i は

$$n_i = \frac{4I_i}{\xi Z e v S} \quad (5.15)$$

となる. 速度 v に Bohm のシース基準

$$v > \sqrt{\frac{k_B T_e}{M}} \quad (5.16)$$

を適用すると, イオン密度は以下のような式で求められる.

$$n_i = \frac{4I_i}{\xi Z e S} \sqrt{\frac{M}{k_B T_e}} \quad (5.17)$$

このとき, プラズマの準中性条件により以下の式を考え, ラングミュアプロ
ーブ法により計測した電子密度によりイオン密度を規格した.

$$n_e = \sum n_i \quad (5.18)$$

オメガトロンの RF 電極に 0-1.6 MHz の高周波を 0.4 s 間隔で 0.01 MHz おきに
変化させ, 前面の電子制御用電極には 90-150 V の電圧を印加し, 電子を追い返
して計測を行った. 分析部はターゲットの電位とほぼ同程度に設定した. 本研
究では, 閉ダイバータ構造内のイオン種を計測するため Fig.5.5 に示す閉ダイバ
ータ模擬ターゲットをオメガatron型質量分析器の前方に設置して行なわれた.

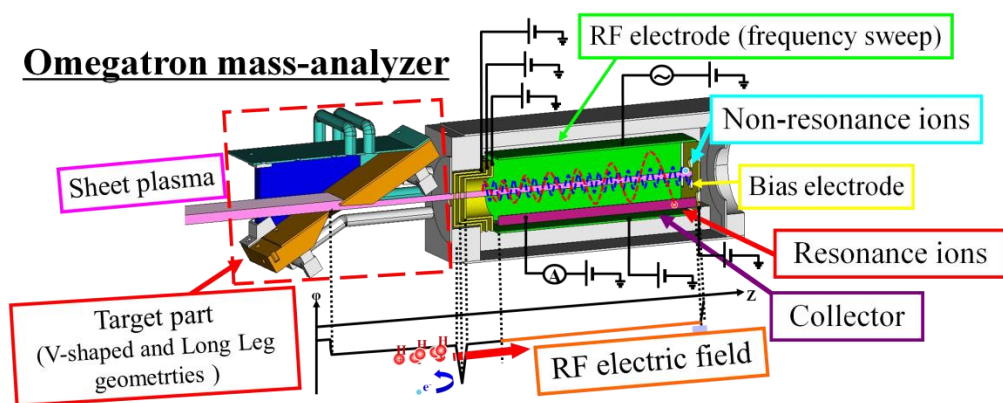
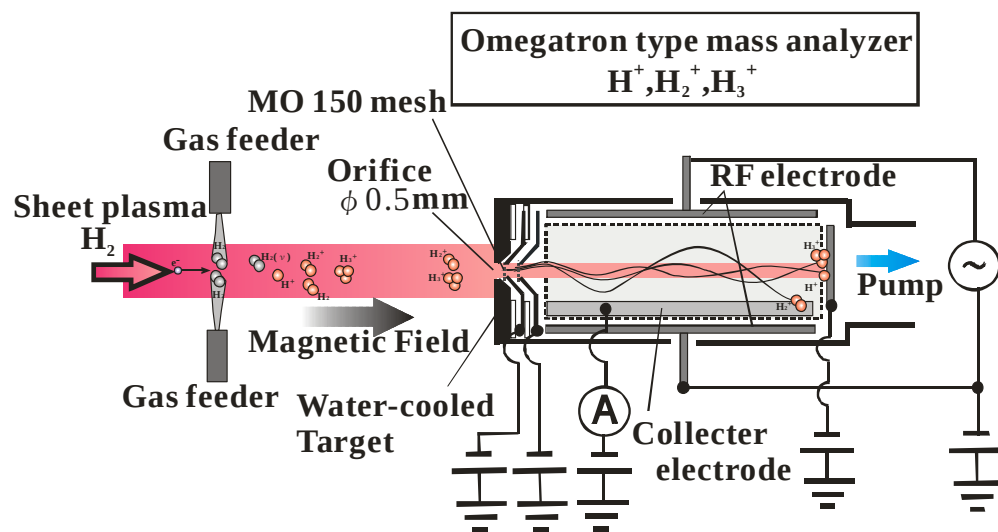
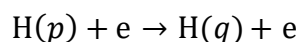


Fig.5.5 Schematic of Omegatron type mass analyzer with closed divertor target

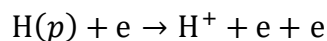
5.2.3 衝突輻射モデルを用いたイオン種計算

分子性再結合を考慮したデタッチプラズマの特性を明らかにするため, 0 次元における衝突輻射モデルによるイオン密度計算を行った. 考慮した反応素過程を以下に示す.

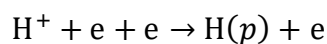
1. 電子衝突励起・脱励起 (Electron impact excitation / deexcitation ; Ex)



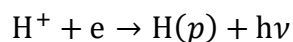
2. 電子衝突電離 (Electron impact ionization ; eI)



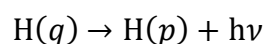
3. 三体再結合 (Three body recombination ; TBR)



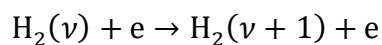
4. 放射再結合 (Radiative recombination ; RR)



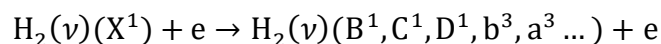
5. 自然放出遷移 (Spontaneous transition ; St)



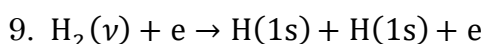
6. 電子衝突振動励起 (Electron impact vibrational excitation / deexcitation ; Exv)



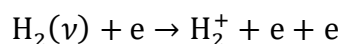
7. 電子衝突励起・脱励起 (Electron impact excitation / deexcitation ; Exm)



8. 電子衝突解離 (Electron impact dissociation ; eD)

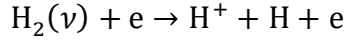


10. 電子衝突分子性電離 (Electron impact ionization of molecule ; eI2)

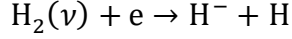


11. 電子衝突分子性解離 (Electron impact dissociative ionization of molecule ;

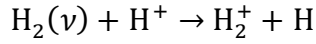
eDI)



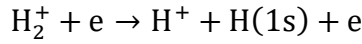
12. 電子衝突付着(Electron impact dissociative attachment ; DA)



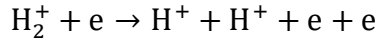
13. 荷電交換反応(Conversion of atomic ion into molecular ion ; CNV)



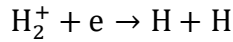
14. 電子衝突解離(Electron impact dissociation of H_2^+ into $H^+ + H$; eD2)



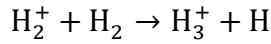
15. 電子衝突解離性電離(Electron impact dissociative ionization of H_2^+ ; eDI2)



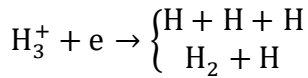
16. 電子衝突解離性再結合(Electron impact dissociative recombination of H_2^+ into $H + H$; DR2)



17. 荷電交換反応(Conversion of molecular ion into an heavier molecular ion ; CNV2)



18. 電子衝突解離性再結合(Electron impact dissociative recombination of H_3^+ into H_2 or H ; DR3)



これらの反応を以下の連立レート方程式として

$$\begin{aligned} \frac{\partial H(1)}{\partial t} = & \left\{ \sum_{q=2}^{10} F(1, q)e + \sum_{q=2}^{10} A(1, q) \right\} H(q) + \{ \alpha(1)e + \beta(1) \} eH^+ - \left\{ \sum_{q=2}^{10} C(1, q) + S_{el}(1) \right\} eH(1) \\ & + (S_{eDI} + 2S_{eD} + S_{DA}) eH_2(\nu) + S_{CNV} H_2(\nu) H^+ + (S_{eD2} + S_{DR2}) eH_2^+ + S_{CNV2} H_2 H_2^+ \\ & - 2S_{DR3} eH_3^+ \end{aligned} \quad (5.19)$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial H(p)}{\partial t} = & \left[\sum_{q=1}^{p-1} C(q, p) e + \left\{ \sum_{q=p+1}^{10} F(p, q) e + \sum_{q=p+1}^{10} A(p, q) \right\} \right] H(p) + \{\alpha(p) e + \beta(p)\} e H^+ \\
& - \left[\left\{ \sum_{q=1}^{p-1} F(q, p) + \sum_{q=1}^{p-1} C(p, q) + S_{el}(p) \right\} e + A(q, p) \right] H(q) + S_{DR2} e H_2^+
\end{aligned} \tag{5.20}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial H^+}{\partial t} = & S_{eDl} e H_2(v) + (S_{eD2} + 2S_{eDI2}) e H_2^+ + \sum_{p=1}^{10} S_{el}(p) e H(p) \\
& - \left[\left\{ \sum_{p=1}^{10} \alpha(p) e + \sum_{p=1}^{10} \beta(p) \right\} e H^+ + S_{CNV} H_2(v) H^+ \right]
\end{aligned} \tag{5.21}$$

$$\frac{\partial H_2^+}{\partial t} = S_{el2} e H_2(v) + S_{CNV} H_2(v) H^+ - (S_{eD} + S_{eDI2} + S_{DR2}) e H_2^+ - S_{CNV2} H_2 H_2^+ \tag{5.22}$$

$$\frac{\partial H_3^+}{\partial t} = S_{CNV2} H_2 H_2^+ - S_{DR3} e H_3^+ \tag{5.23}$$

プラズマは時間的に変動していないと仮定した準定常近似を用い, 各方程式の左辺を 0 とし, 行列式により各イオン密度を計算した.

5.3 結果及び考察

V 字ターゲット, Long-leg ターゲット, バッフル付 Long-leg ターゲットの 3 種類のターゲット構造でのガス圧変化に対するデタッチプラズマの形成過程の実験結果について説明する.

Fig.5.6 に各ターゲットの電子温度・密度, ターゲット内のガス圧力変化を示す. ガス流量の増加に伴いターゲット内部のガス圧力が増加するため, 電子温度が減少し, 体積再結合の反応が増加し電子密度が減少していると考えられる. 各種反応素過程を考慮したレート方程式による電離・再結合量の結果を Fig.5.7 に示す. この結果より, ガス流量の増加に伴い再結合量が増加したことが確認できる. また, バッフル付きロングレッグターゲットを用いると, V 字ターゲットやロングレッグターゲットに比べて少ない接触ガス流量で高いターゲット内の圧力を得ることができ, 再結合量が促進されていることがわかった.

次に, ガス流量変化に対するイオン密度の変化を Fig.5.8(a),(b)に示す. Fig.5.8(a) はモデル計算から算出したイオン密度比で, Fig.5.8 (b)はオメガトロン型質量分析器で計測したイオン密度比である. これらの結果から, 分子イオン H_2^+ , H_3^+ が生成されていることが分かり, 分子性再結合が生じていることが確認された. バッフル付きロングレッグターゲットでは, 他の 2 種類のターゲット構造と比較して少ない接触ガス流量で, H_3^+ が効率よく生成されており, 分子イオンの影響が大きいことがわかる. 以上の結果より, デタッチプラズマが形成される際, 分子性再結合 (MAR) の影響が大きいと考えられる.

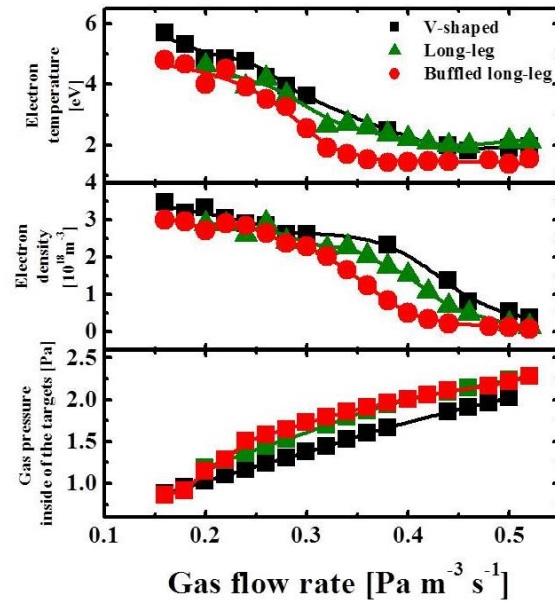


Fig.5.6 Characteristic of electron temperature, density and gas pressure.

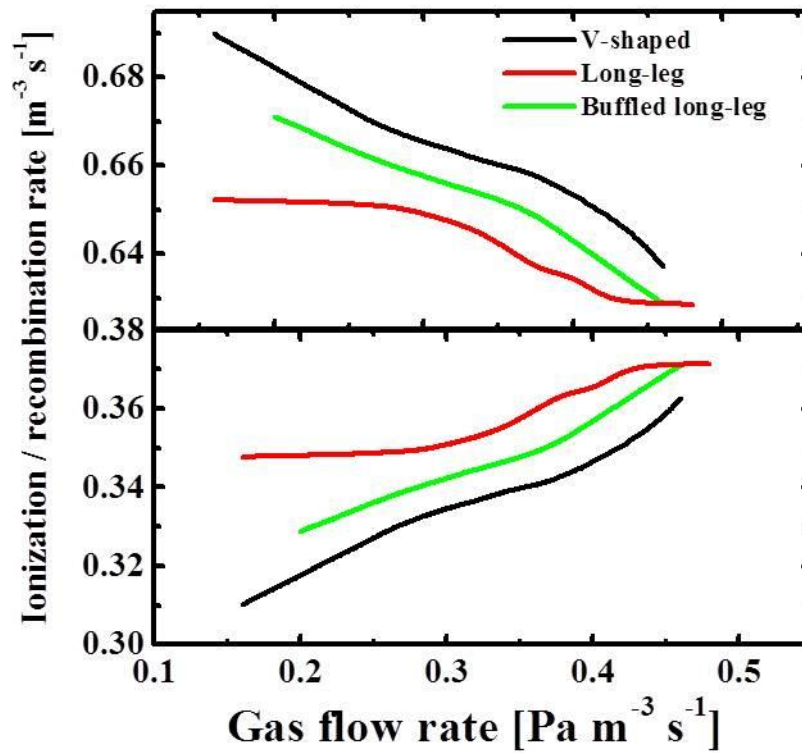


Fig.5.7 Characteristic of ionization and recombination events.

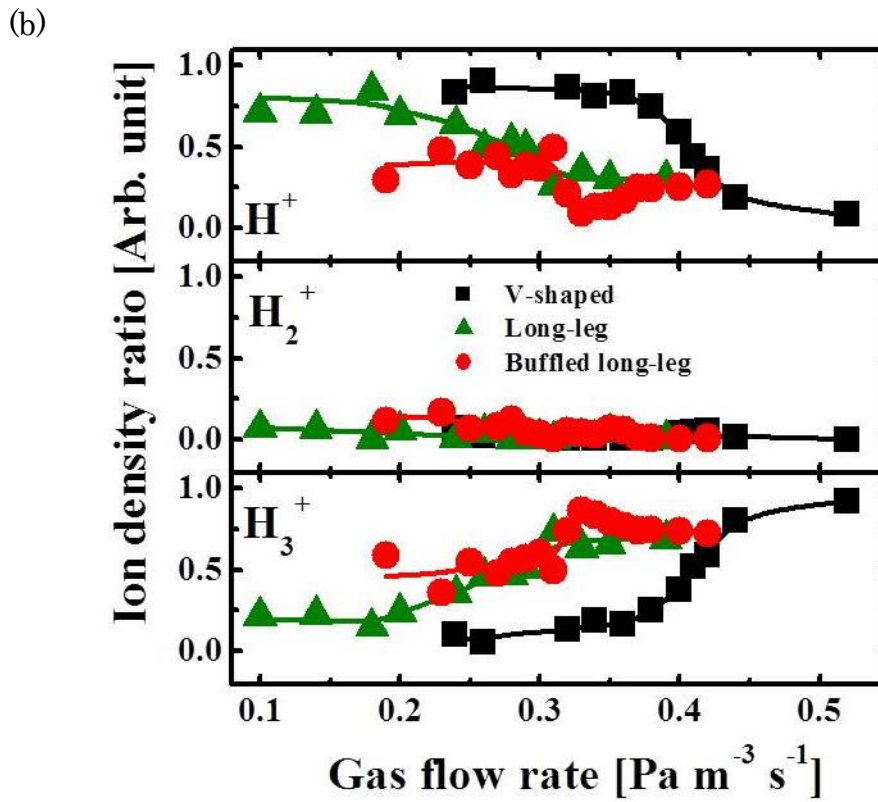
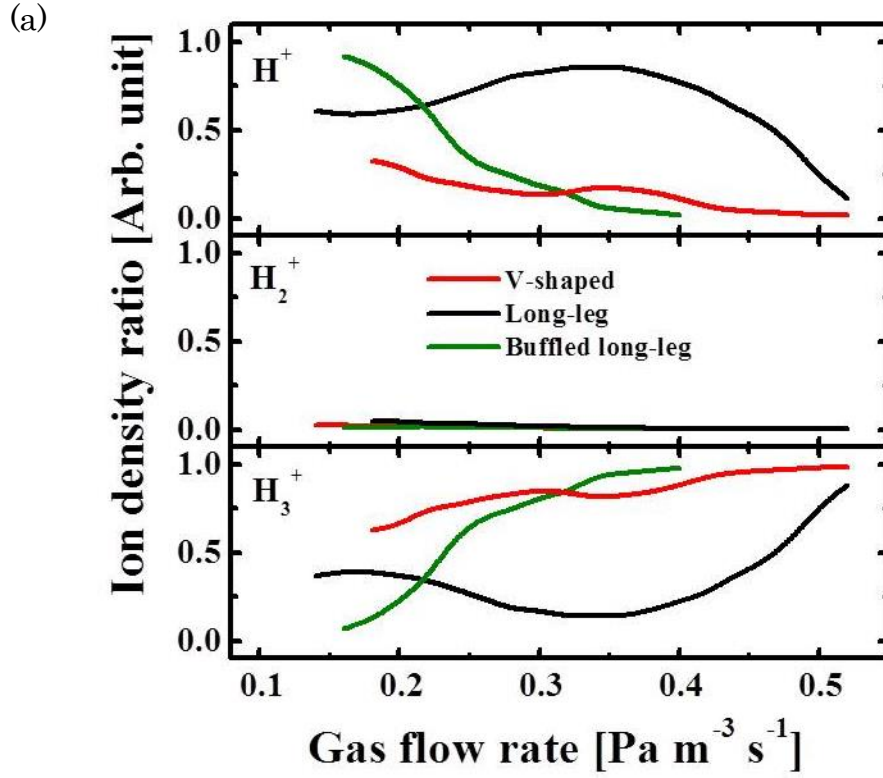


Fig.5.8 (a) Characteristic of ion density ratios which are calculated by rate equations.
(b) Characteristic of ion density ratios which are measured by omegatron mass analyzer.

5.4 結論

本章では、ダイバータの熱・粒子除去を効率的に行うために考案されている先進的ダイバータ構造の基礎研究のため、ダイバータ模擬装 TPD-SheetIV による実験を行った。各ダイバータの形状を模擬したターゲットによる実験を行い、ターゲット内部のガス圧力、電子温度・密度、発光強度、電離・再結合量の比較を行った。

V 字形状のターゲットと、V 字形状のターゲットにスリットを設置したもの、さらにスリットを延長したものの 3 種類のターゲットでの実験を行った。スリットを延長したターゲットでは、電子温度は速やかに低下し、Balmer 系列の発光強度より、再結合量が比較的早い段階で上昇することが明らかになった。また、V 字ターゲット、Long-leg ターゲット、バッフル付 Long-leg ターゲットの 3 種類の比較では、オメガトロン型質量分析とレート方程式の計算より分子性再結合を考慮したデタッチプラズマ生成実験を行った。結果として、バッフル付 Long-leg ダイバータで H_3^+ が最も多く生成され、それに伴う解離性再結合により効率的なデタッチプラズマ生成が明らかにされた[11]。

第 5 章の参考文献

- [1] T.Morisaki, S.Masuzaki, M. Kobayashi, M. Shoji, J. Miyazawa, R. Sakamoto, G. Motojima, M. Goto, H. Funaba, H. Tanaka, K. Tanaka, I. Yamada, S. Ohdachi, H. Yamada, A. Komori and the LHD Experiment Group, Nucl. Fusion, **53** (2013) 063014.
- [2] A.S.Kukushki, H.D. Pacherb, V. Kotovc, G.W. Pacherd, D. Reiter, Fusion Eng. Des., **86** (2011) 2865.
- [3] S. Sakurai, S. Higashijima, T. Hayashi, Y.K. Shibama, H. Masuo, H. Ozaki, A. Sakasai, K. Shibanuma, Fusion Eng. Des., **85** (2010) 2187.
- [4] M.Kotschenreuther, P. M. Valanju¹, S. M. Mahajan, J. C. Wiley, Phys. Plasmas, **14**, (2007) 072502.
- [5] M.Kotschenreuther, Prashant Valanju, Brent Covele, Swadesh Mahajan, Phys. Plasmas, **20**, (2013) 102507.
- [6] P.M.Valanju, M. Kotschenreuther, S.M. Mahajan, Fusion Eng. Des., **85** (2010) 46.
- [7] F Piras, S Coda, I Furno, J-M Moret, R A Pitts, O Sauter, B Tal, G Turri, A Bencze, B P Duval, F Felici, A Pochelon, C Zucca, Plasma Phys. Control. Fusion , **51** (2009) 055009.
- [8] V.A.Soukhanovslii, 40th EPS Conference on Plasma Physics, O2-101 (2013) .
- [9] K.Hoshino, K. Shimizu, N. Asakura, T. Takizuka, M. Nakamura, K. Tobita, Contrib. Plasma Phys. **52** (2012) 550.
- [10] B.Lipschultz, Journal of Nucl. Mater., **145** (1987) 15.
- [11] T. Iijima, S. Hagiwara, S. Tanaka, A. Tonegawa, K. Kawamura, K.N. Sato, Fusion Sci. Technol., **63** (2013) 417.

第 6 章 総括

核融合発電による電力の供給を実現するには、核融合反応によって生成された He 灰や炉壁からの不純物等を炉心プラズマ内から排気し、高性能な炉心プラズマを維持することが必須である。そのため核融合装置の炉心の下部にダイバータが設置されている。ダイバータの配位は 8 の字型の磁場配位を作ることにより炉心から下部に設置されたダイバータに向かいプラズマを流出させ、ダイバータ板で中性化させ排気装置で不純物を除去する。このダイバータ配位の運転で不純物の抑制や改善閉じ込めモードの発見など、トカマク型核融合炉での炉心プラズマの性能向上を可能にしている。しかしながら、ダイバータには数十 MWm^2 の熱・粒子負荷が流入することが予測されており、ダイバータ板の損耗、ダイバータ板からの不純物粒子の放出が問題視されている。そのためには、ダイバータプラズマの反応素過程や物理的特性を十分に考慮したダイバータ研究、つまり先進的なダイバータ研究が不可欠となっている。このような先進的ダイバータの研究は、今後の核融合の実用化にとって非常に重要となると考えている。先進的ダイバータの研究課題としては、

- デタッチプラズマによるダイバータ板の熱・粒子負荷低減
- ELMy-H モードにおけるデタッチプラズマの安定的な生成
- 閉ダイバータにおけるデタッチプラズマの特性
- 高速プラズマ流におけるダイバータプラズマの特性と、不純物粒子の挙動特性

などが挙げられる。

現在、ダイバータの熱負荷低減の解決手法としては、ダイバータプラズマに冷却ガスの中性粒子を導入し、放射冷却や荷電交換反応を始めとする非弾性衝突によるプラズマの低温・高密度化である。このことにより再結合速度係数が

増加し、プラズマは気相中で再結合を起こし、ガス化する。結果としてプラズマとダイバータ板が非接触状態となるデタッチプラズマが得られる。このデタッチプラズマは多くの核融合実験炉で発生することが確認されている。しかしながら冷却用ガスの中性粒子と壁からの不純物粒子の逆流により炉心プラズマの性能低下が発生しており、中性粒子の逆流防止による炉心プラズマの性能向上と高リサイクリングによるダイバータでの熱負荷低減の両立については未だ最適なダイバータ構造が決定されていない。

また、ELMy H-mode といわれる熱・粒子の周期的放出現象による高エネルギー粒子の影響でデタッチプラズマが崩壊することも予測されている。ITER や今後の DEMO 炉実験、実用炉ではこのデタッチダイバータは最も重要な標準運転の一つと考えられる。しかしながら、実際の核融合実験炉では高エネルギー粒子の影響や、プラズマ流速に対するデタッチプラズマの研究は殆ど行われていない。

そのため現在のダイバータ研究では、ダイバータの閉構造化による中性粒子制御や熱低減等の工学的研究と、デタッチプラズマでの粒子挙動を解明する物理的研究の両方の立場から研究を遂行することが不可欠となっている。

本研究では、ダイバータプラズマと同様な、定常・高密度のシート状プラズマの生成可能な直線型ダイバータ模擬装置を用いることにより、先進的ダイバータでの課題について、実験とモデル計算からデタッチプラズマでの粒子挙動について詳細に調べた。以下に本論文の総括を記載する。

第 1 章では、核融合炉とダイバータの歴史的背景とその諸問題を示し、本研究の目的とその意義を記した。

第 2 章では、本研究で使った直線型ダイバータ模擬装置 TPD-SheetIV とその計測系について概説した。

第 3 章では、ELM のようなパルスプラズマ流がデタッチプラズマに流入した際の電離・再結合過程について説明した。ELM のような高エネルギー電子を含

んだパルスプラズマ流を再現し、電子エネルギー分布関数、電子温度・密度を Langmuir プローブで計測した。また、Balmer 系列の発光強度を分光器により計測した。これらの実験結果から水素原子衝突輻射モデルによる解析を行った。従来の衝突輻射モデルの解析には電子が Maxwell 分布をしているとなされていたが、本研究では、Langmuir プローブにより計測した実際の電子エネルギー分布関数を直接求めることにより非 Maxwell 分布でのモデル計算を可能にした。その結果より、高エネルギー電子を含んだパルスプラズマ流がデタッチプラズマに流入することにより、高エネルギー電子を考慮した計算での実効的電離速度係数は bulk 成分を考慮した計算よりはるかに大きく、デタッチプラズマの生成を低下させることを明らかにした。また、実効的再結合速度係数の値は高エネルギー電子成分には殆ど寄与せず、これは再結合断面積が数十 eV の領域で非常に小さな値をとるためであると解釈できる。これらの結果から、高エネルギー電子成分を含んだデタッチプラズマの電離・再結合の特性を実験とモデル計算から明らかにした。

第 4 章では、トカマク炉の SOL/ダイバータ領域で観測されている高速プラズマ流の模擬実験について概説した。トカマク炉では、ドリフトやプラズマの圧力勾配によりダイバータ方向に亜音速から音速程度の高速プラズマ流が発生する。この高速プラズマ流はデタッチプラズマの発生率や不純物排気に大きく影響することになる。直線型ダイバータ模擬装置では、このような高速プラズマ流の生成が困難とされてきたのが現状である。そこで本研究では ICR 法によるイオン加熱・加速実験を行い、高速プラズマ流の制御実験を行った。具体的には、平行平板電極により高密度シートプラズマ中に静電イオンサイクロトロン波によるイオン加熱をし、磁場を発散させることにより軸方向のイオン加速を行った。結果として、静電イオンサイクロトロン波により垂直方向のイオン温度が増加した。また、実験領域において磁場を発散させたところ、イオンは軸方向に加速され、その温度は 11 eV となり高速プラズマ流の生成に成功した。さ

らに、Mach プローブの計測から、ICR 法と発散磁場の効果及びパルスプラズマ放電により、プラズマ流速を亜音速から音速程度まで制御することに成功し、最大で Mach 数 0.8 程度の高速プラズマ流の生成に成功した。

また、プラズマの流速に対するデタッチプラズマ中の Ar^+ の挙動を調べた。その結果、プラズマ流速方向に急峻な温度勾配を有するデタッチプラズマ中では、 Ar^+ は実験領域から高温側である陽極近傍へと逆流することが明らかになった。また、実験領域の磁場を発散させ、プラズマの z 軸方向の流速を増加させた際、陽極近傍の Ar^+ の量は減少し、不純物の逆流が抑制されることを明らかにした。このことにより、周辺プラズマの流速をモニターすることにより、ダイバータから炉心プラズマへ逆流する不純物の中性粒子を制御可能であることを示唆した。

第 5 章では 現在 ITER で採用されている V 字ダイバータと先進的な Long-leg ダイバータ等の閉ダイバータ構造の有効性について研究を行った。ダイバータの閉構造化を行うことにより中性粒子のリサイクリングを促進させるとともに不純物や中性粒子の逆流を抑制するため、少ないガス流量による効率的なデタッチプラズマの生成が期待される。そこで、各形状のダイバータを模擬した複数のターゲットによるデタッチプラズマ生成実験を行い、閉ダイバータ構造変化に対するプラズマパラメータを測定し、その値を用いて再結合量と電離量を計算した。バッフル付 Long-leg ターゲットでは、少ないガス流量で最も内部ガス圧力が高くなりデタッチプラズマが効率的に生成されることを明らかにした。また、オメガトロン型質量分析器の結果とレート方程式計算結果により、水素分子が介在する分子性再結合の寄与があることも明らかにした。これらのことにより、閉ダイバータの構造を適切に変化させることにより、中性粒子の逆流を防止し、かつダイバータの熱負荷を低減できるデタッチプラズマを分子性再結合により効率的に生成可能であることを示した。

第 6 章は本研究の総括であり、本研究で明らかになった点について概説で

ある．直線型ダイバータ模擬装置 TPD-SheetIV により，高エネルギー電子が流入した際のデタッチプラズマの反応過程の特性や各ダイバータ形状におけるデタッチプラズマの生成についての詳細を実験とモデル計算により明らかにし，ダイバータ熱負荷低減に有用な知見を得ることができたと考えられる．

謝辞

本研究を進めるにあたり大変多くの方の御助力を頂きました．ここに付記して御礼を申し上げます．

本研究を遂行し学位論文をまとめるに当たり，指導教官である東海大学 理学部 物理学科 利根川昭教授には，本研究の方針をはじめ多くの御指導を頂きました．ここに心より深く感謝申し上げます．

九州大学 佐藤浩之助名誉教授，東京工業大学 河村和孝名誉教授には，貴重な議論，ご助言等多くの厚い御指導を頂き，本論文の質をより高いものにすることができたこと，厚く御礼申し上げます．

本論文をまとめるに当たり，多くのご助言，ご助力を頂いた，東海大学 工学部 原子力工学科 松村義人教授，東海大学 工学部 電気電子工学科 大山龍一郎教授，東海大学 工学部 電気電子工学科 沖村邦雄教授，東海大学 工学部 航空宇宙学科 堀澤秀之教授にはここに深く感謝申し上げます．

実験，解析，議論等，これまでの研究全般を支援してくれました F 棟プラズマ第 1・第 2 実験室の大学院生，卒業研究生，卒業生の皆様には心から深く感謝致します．

これまで自分が志す道を応援し，さらには専念できる環境を整え，温かく見守ってくれた両親に心より感謝致します．

2015 年 飯島 貴朗