

固体表面でのイオン反射を利用した  
イオンエネルギー分布計測に関する研究

長谷川 靖洋

博士（工学）

総合研究大学院大学  
数物科学研究科  
核融合科学専攻

平成10年度  
(1998)

# 目次

第1章 序章	1
1-1. 核融合研究の背景と現状	1
1-2. 本研究の目的、意義及び目的	1
1-3. 本論文の構成	6
第1章 参考文献	8
第2章 計算機シミュレーションを用いた、イオン反射を用いたイオン 温度計測手法の定量的な検討	10
2-1. イオン反射	10
2-2. TRIM シミュレーションコード	14
2-3. プラズマ中でのモデル	21
2-4. 反射粒子エネルギー分布の計算結果	29
2-4-1. ターゲット前面のシースポテンシャルの決定	31
2-4-2. 入射イオン温度の評価	32
2-5. 分子イオン混入の反射粒子エネルギー分布への影響	38
2-6. エネルギー積分した反射粒子束測定によるイオン温度の評価	40
2-7. 計算機シミュレーションを用いた検討のまとめ	42
第2章 参考文献	43
第3章 イオン反射を用いたイオン温度測定の原理実証実験	44
3-1. 実験装置	44
3-1-1. 直線型定常プラズマ発生装置 TPD-I	44
3-1-2. プラズマ中に挿入する固体ターゲット	44
3-1-3. 飛行時間型エネルギー分析装置	45
3-1-3-1. チョッパー部	49
3-1-3-2. フライトチューブ部	55
3-1-3-3. 分析部	56
3-1-3-3-1. 二次電子放出板	56
3-1-3-3-2. 測定立体角	57
3-1-3-3-3. マイクロチャンネルプレート	60
3-1-3-3-4. 電流-電圧変換高速増幅器	63
3-1-3-3-5. データ収集システム	64
3-1-4. エネルギー積分した反射粒子束測定装置	65
3-2. エネルギー積分した反射粒子束測定	65
3-2-1. エネルギー積分した反射粒子束測定結果	66

3-2-2. エネルギー積分した反射粒子束測定によるイオン温度評価	67
3-3. 飛行時間型エネルギー分析装置を用いた原理実証実験	69
3-3-1. 原理実験手法	69
3-3-2. 飛行時間型エネルギー分析装置測定結果	69
3-3-3. 反射粒子エネルギー分布への変換	73
3-3-4. イオン温度を得るための、実験に則した計算	77
3-3-5. 反射粒子エネルギー分布の詳細な検討	80
3-3-5-1. バックグラウンド中性粒子との衝突の影響	82
3-3-5-2. ターゲット前面プラズマ電位の影響	84
3-3-5-3. 固体中不純物の影響	87
3-3-6. イオン温度の評価	88
3-3-7. シースポテンシャルの評価	94
3-3-8. 分子イオンの影響	96
3-3-9. エネルギー積分した反射粒子束測定による評価されたイオン温度 との比較	98
3-4. 測定されたイオン温度についての考察	98
3-5. 原理実証実験まとめ	100
第3章 参考文献	102
第4章 LHD ダイバータプラズマにおけるイオン温度測定への応用	103
4-1. LHD ダイバータプラズマイオン温度測定における仕様	103
4-2. 計算機シミュレーションを用いた LHD 応用の検討	104
4-3. LHD ダイバータプラズマイオン温度測定への応用のまとめ	106
第4章 参考文献	108
第5章 総括	109
5-1. 計算および実験結果についてのまとめ	109
5-2. 今後の展望	110
謝辞	113
発表実績	114
付録	116

# 第1章 序章

## 1-1. 核融合研究の背景と現状

地球人口が59億を突破した現在、生活を行う上での消費され続けるエネルギー資源について、今後の人口増加と共に直視しなければならない問題となっている。現在のエネルギー資源は第一に化石燃料（石油、石炭、天然ガス）が用いられており、第二に核燃料（ウラン、プルトニウム）が用いられている。化石燃料、特に石油に関しては、エネルギー資源だけでなく、化学製品の原材料としても使用され、その応用分野は極めて広い。石油の埋蔵量の問題もあるため、化石燃料以外を用いた方法でのエネルギー資源供給が望まれる。その代替案として挙げられている第二のエネルギー資源である核燃料は、放射能、核燃料そのものの問題、社会情勢もあり、現状の社会では化石燃料の完全なる代替案としては受けいられてはいないといえる。

次世代にむけた新しいエネルギー資源を使ったエネルギー供給の問題に取り組む事は必要不可欠であり、太陽光発電、風力発電、地熱発電など様々な将来のエネルギー供給についての研究開発が行われてきている。現存する火力発電所ならびに原子力発電所は100万kWクラスの発電量であり、新しいエネルギー資源を使ったエネルギー供給がこの発電量に至ることは現状としては困難であると考えられる。

現存の発電にとって替わるエネルギー密度の高い新しいエネルギー源として期待されている核融合エネルギーは、1950年代より制御磁場閉じ込め核融合方式の開発が行われてきた。核融合反応が自由に制御できるようになり電気出力を取り出せるようになれば、従来の発電所と同等の発電量を持った発電所の建設が可能であり、今後のエネルギー問題解決法の一つとして、十分に期待することができる。

核融合は原子核同士が衝突、融合したときに放出されるエネルギーを利用するものである。原子核は正の電荷を持つので、核融合反応を得るためにはそれぞれの原子核にクーロン反発力に打ち勝つ大きな運動エネルギーを与える必要がある。その方法として、気体重水素を高温に加熱することが考えられる。非常に高温の状態では、分子は解離、原子は電離して正のイオンと電子からなるプラズマ状態になる。このような高温プラズマを用いて核融合反応を起こす方式が制御熱核融合である。1991年、JET装置においてD-T核融合燃焼実験が行われ、史上初めて制御された形で核融合出力が得られている[1]。

## 1-2. 本研究の目的、意義及び目的



1991年に行われた大型トカマク装置 JET で行われた史上初の D-T 核融合燃焼実験は、トリチウムビームを重水素プラズマに打ち込むことで行われた。D-T 核融合反応による中性子の発生の急増が始まってからわずか2秒後に、プラズマの閉じ込めが劣化し、中性子発生率が急激に減少する結果となった。これはプラズマ対向壁材料である炭素が大量にメインプラズマに混入し、放射冷却によるプラズマ温度の低下及び炭素不純物による燃料の希釈が起きたためと考えられている [1]。この結果は、プラズマと固体壁間相互作用の物理の解明とその制御が核融合炉の実現にとって不可欠であることを示す典型的な例である。

図1-1にダイバータ領域、つまりプラズマ対向壁領域でのプラズマ-壁間相互作用を模式的に示す。ダイバータ板は磁力線と交差しており、磁力線に沿って動きやすいイオン及び電子からなるプラズマ流が流入する。そのため、この領域におけるプラズマ-壁間相互作用は他のプラズマ対向壁に比べて厳しく [2]、この問題の解決は核融合炉実現においても最重要課題とも云える。磁場閉じ込め装置におけるプラズマ-固体壁間相互作用としては、プラズマ対向壁からの不純物発生、周辺プラズマ中の輸送、対向壁における粒子リサイクリング、物理スパッタリング・蒸発などによる対向壁の損耗、壁中への燃料の蓄積などが挙げられ、これらは互いに密接に関係している。

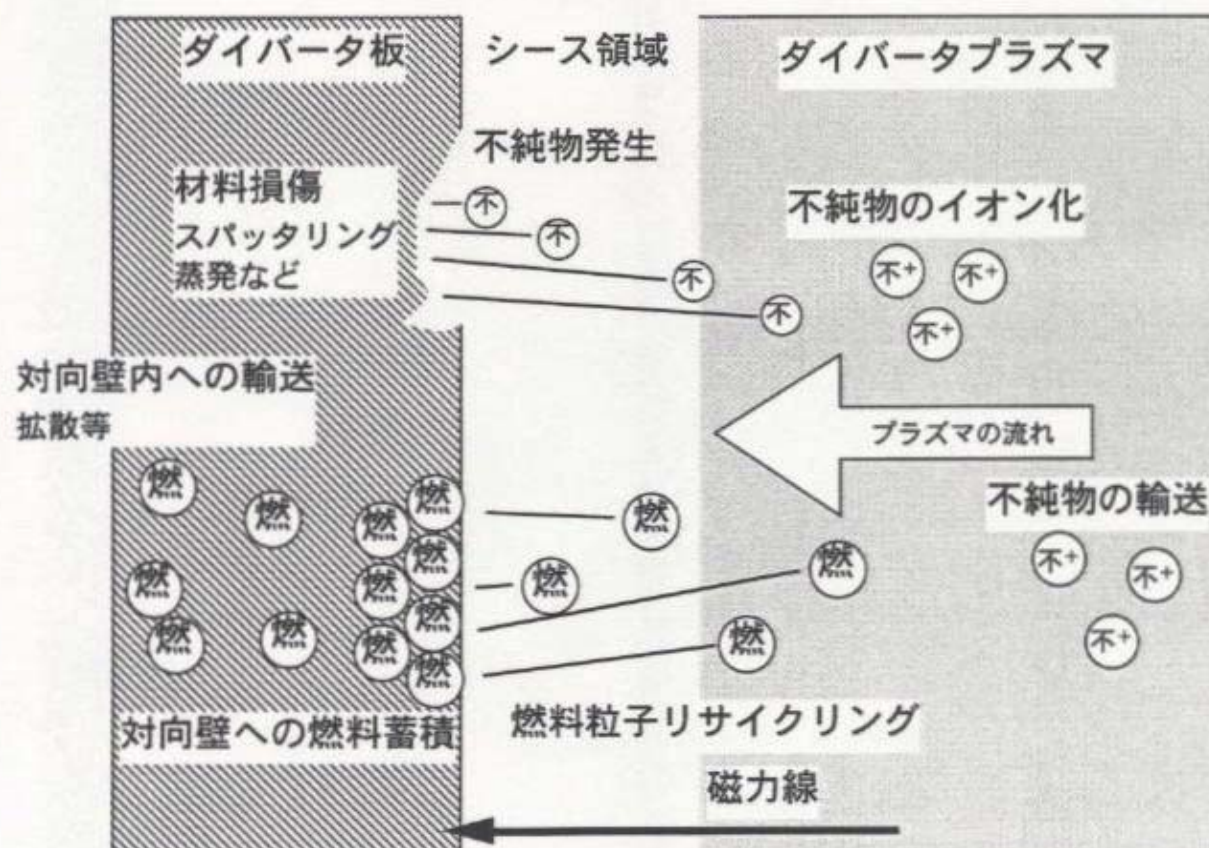


図1-1. ダイバータ領域におけるプラズマ・対向壁相互作用の模式図

プラズマ-固体壁間相互作用のうち材料の損傷に関わる事象の原因が、プラズマ中のイオンの壁への入射であることは注目すべき事である。すなわち、核融合反応の燃料であるプラズマ中のイオンが、プラズマ-壁間相互作用に中心的な影響を及ぼしている。1995年にDIII-Dで行われた壁損耗の時間スケールを示した実験では、イオン入射ならびに熱負荷によるダイバータでの $45\text{W}/\text{cm}^2$ の平均パワー密度において炭素では $4\text{nm}/\text{s}$ 、タングステンでは $0.06\text{nm}/\text{s}$ で材料が損耗して行くことが示された[3]。ダイバータ損耗の主な原因は、ダイバータプラズマ中のイオンがダイバータ板に入射し、ダイバータ板を構成する原子をはじき出すスパッタリングであると考えられる。この数値が示すように、将来的な核融合炉を考える上で材料損耗は無視できない問題である。すなわち、ダイバータ材料に炭素を採用すると、 $4\text{nm}/\text{s}$ の材料損耗率であっても、一年間の運転により $12.6\text{cm}$ の材料損耗が発生する。核融合炉での最大パワー密度は、 $10\sim 40\text{MW}/\text{m}^2$ と考えられており[4]、パワー密度が単純に材料損耗率に比例とすると考えれば、タングステン材料を採用したとしても、一年あたり $4.2\sim 16.8\text{cm}$ の材料損耗が起こると予想される。一方、これら損傷した材料はプラズマ中に混入して、JETの例のように核融合出力低下をもたらす。以上のように、材料損耗の問題解決無しには高温プラズマの長時間保持が事実上不可能といえる。

材料損耗、スパッタリングについてのモデル[5]より、材料損耗のメカニズムは入射イオンの種類とエネルギー、そして材料に依存することが明らかになっている。最近のプラズマ実験装置では、この材料損耗の観点から、ダイバータ部に従来の炭素などの低 $Z$ 材料を使用するのではなく、モリブデンやタングステンなどの高 $Z$ 材料を用いて、プラズマ閉じ込めへの影響の研究も行われている[6]。このようなことから、核融合研究においてプラズマ対向壁に入射するイオン種ならびにイオンのエネルギーの情報を得ることは、今後のプラズマ対向壁損耗対策をたてる上で重要になる。

壁への入射エネルギーを比較的自由に決定できるイオンビームを用いた実験研究より、材料損耗について予想することが可能であるが、核融合装置での材料損耗を考えるためには入射エネルギーの分布、すなわちダイバータプラズマのイオンエネルギー分布またはイオン温度を知る必要がある。従来の核融合装置で行われているイオン温度計測の一覧を表1-1に示す。



表1-1. イオン温度測定の一覧

測定対象	イオンセンシティブプローブによるイオン電流	荷電交換中性粒子のエネルギー分布測定	分光ラインのドップラー広がり の測定	反射中性粒子
粒子弁別	不可能	可能		可能
空間分解能	探針の大きさ	見込んでいる方向の積分値		ターゲットの大きさ

イオンセンシティブプローブによるイオン電流の測定 [7] は、プラズマ中の電子とイオンを磁場中のラーマー半径の違いを用いて分離するものであるが、イオン種の弁別は不可能である。一方、プローブ探針の大きさ程度の空間分解能を得られることは利点である。

荷電交換中性粒子の分析によるイオン温度の測定では、主にメインプラズマ中で荷電交換した中性粒子のエネルギーを測っている。電氣的に測定するために、中性粒子をガスセルを通してイオン化させ電磁的にエネルギー・粒子質量を測定する方法 [8]-[14] と、中性粒子の金属表面衝突による二次電子放出を用いて検出する方法 [15]-[22] が採用されている。前者は、 $N_2$  ガスセルでのイオン化の効率が 300eV 以下より急激に下がり [11]、このエネルギーがこの方式による検出可能な最小エネルギーとなる。検出可能なエネルギーを更に低くするために Cs ガスセルを用いることによって、最小検出エネルギーを 100eV に引き下げた報告もある [14]。一方、二次電子放出を利用する方式では、二次電子放出の効率より、20eV までのエネルギーが可能 [15] となっており、低イオン温度測定に適している。両者とも、原理的に粒子質量弁別が出来るのも利点といえる一方、荷電交換中性粒子がどこで発生したかの情報を含んでいないために、測定装置が見込んでいる方向の積分値となり、局所的なイオン温度の測定は困難となる。

分光ラインのドップラー広がりによるイオン温度の測定は、高分解能の分光器を用いることにより、精密な測定が出来る。ダイバータプラズマ領域では分光器の見込んでいる方向よりの光をすべて観測するため、イオン温度を局所的に測定することが困難であると考えられる。

ダイバータプラズマでは燃料の水素だけでなく、壁から放出された不純物が混入する可能性は十分にあり、材料損耗の見地からのイオン温度を測定する上で、その入射粒子の弁別が求められる。すなわちダイバータプラズマ領域でのイオン温度計測

では、空間分解能がよく、粒子弁別が可能であることの両者を同時に満たす計測手法を用いる必要がある。しかしながら、両者を満たす計測手法は、現在核融合装置のイオン温度計測には用いられていない。

本研究では、「ダイバータプラズマの入射イオンエネルギー分布を局所的に測定する」ということを目的とした「プラズマ中に挿入したターゲット表面におけるイオン反射 [23]」を用いた新しいイオンエネルギー分布測定」の提案を行い、検討ならびに原理実証実験を行った。新しい計測手法の概念図を図 1-2 に示す。

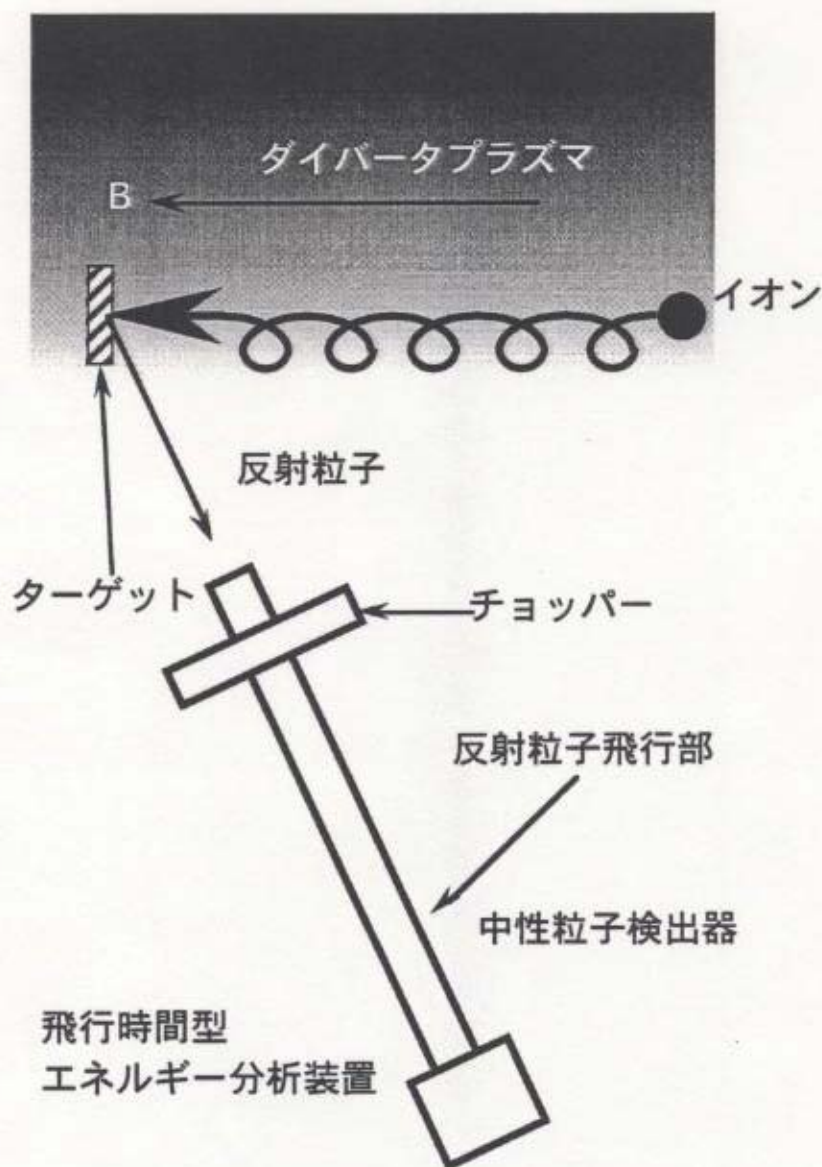


図 1-2. イオン反射を用いたイオンエネルギー分布計測の概念図



プラズマ中に挿入されたターゲットで反射された粒子のエネルギー分布計測には、飛行時間型エネルギー分析装置を用いる。同じ反射エネルギーでも、粒子の質量により飛行時間に差が生まれるため、エネルギー分析装置では粒子弁別も可能である特徴を備えている。空間分解能は、挿入されたターゲットの大きさ程度となる。この新しい計測手法は、局所的なイオンエネルギー分布の測定が出来、かつ粒子弁別が可能であるという従来の方法にはない利点を持つことになる（表 1-1）。入射イオンは、プラズマと対向壁の間に形成されるシース領域を通過して壁に入射するため、シースポテンシャルについての情報も同時に得られる可能性もある。

本研究では第一に、新しい計測手法について計算機シミュレーション [24] を用いて定量的な検討を行った。ターゲットに向かって流入するイオンは、磁場中でラーマー運動をしており、ターゲット直前に形成されるシースポテンシャルによって加速されるため、プラズマ中で持っていたエネルギーより大きな入射エネルギーを持ってターゲットに入射する。シミュレーションによる検討では、このシースポテンシャルとラーマー運動を考慮に入れて、得られた反射中性粒子のエネルギー分布から、イオン温度についての情報が得られるかの詳細な検討を行った [25]。

第二に、反射された粒子のエネルギーを測定するための飛行時間型エネルギー分析装置（TOF: Time of flight）の製作を行った。本計測法が対象としているダイバータプラズマは、イオン温度が小さいと考えられる。100eV 以下のエネルギー分析を考えると、中性粒子-二次電子変換 [26] を用いた TOF は低エネルギーまで感度があり、このエネルギー分析を採用した。TOF 装置だけでなく、これらの測定を行うデータ収集システムも同時に構築を行った。TOF を用いた反射粒子のエネルギー分析を行い、この結果より入射イオン温度評価の検討を行い、新しい計測手法としての原理を実証した。

### 1-3. 本論文の構成

本論文は本章を含めた 5 つの章から構成されている。

第 2 章は、序章で提案した「プラズマ中に挿入したターゲット表面におけるイオン反射を用いた新しいイオンエネルギー分布測定」に関しての定量的な評価をシミュレーションコードを用いて検討し、その結果について議論する。議論する上で、イオン反射について説明し、今回のイオン反射過程の評価に用いたモンテカルロシミュレーションコード TRIM.SP. について、モデルとシミュレーションの手順についての説明を行う。プラズマのシミュレーションを考える上で、イオン温度、粒子の

ラーマー運動と入射ターゲット直前に形成されるシースポテンシャルの扱いについてのモデルについての議論を行う。以上のモデルを考慮した上でのシミュレーションを行い、その後結果についての検討を行う。

第3章は、実験装置ならびに原理実証実験とその結果について述べる。本研究のために新しく飛行時間型エネルギー分析装置を製作したので、その設計ならびに実験装置としての性能を示す。また実験装置だけでなく、それに付随する高速信号増幅器とデータ収集システムも製作され、これらについても述べる。飛行時間型エネルギー分析装置を用いて、反射粒子のエネルギー分布を測定し、その結果を計算機コードの結果と比較し、イオン温度の検討を行う。また計測結果から予想されるシースポテンシャルについても検討を行う。反射粒子束の測定を行い、計算機コードの結果と比較することにより、低イオン温度の評価が可能かについて述べる

第4章は、新しく提案された計測手法を大型ヘリカル装置LHDへの応用を考え、LHDダイバータプラズマのイオン温度測定についての検討を行った。

第5章は、本研究のまとめ及び今後の展望について述べる。

## 第 1 章 参考文献

- [1] JET team : Nucl. Fusion 32 (1992) 187.
- [2] C. Garcia-Rosales : J. Nucl. Mater. 215-215 (1994) 97.
- [3] R. Bastasz et al. : J. Nucl. Mater. 220-222 (1995) 310.
- [4] D. Post et al. : ITER physics, ITER Documentation Series 21 (IAEA, Vienna, 1991).
- [5] J. P. Biersack and W. Eckstein : Appl. Phys. A34 (1984) 73
- [6] Tetsuo Tanabe et al. : J. Nucl. Mater. 196-198 (1992) 11.
- [7] I. Katsumata and M. Okazaki : Japan J. Appl. Phys. 6 (1967) 123.
- [8] V. V. Afrosimov et al. : SOVIET PHYSICS -TECHNICAL PHYSICS Vol.5, No.12 (1961) 1378.
- [9] V. V. Afrosimov et al. : SOVIET PHYSICS -TECHNICAL PHYSICS Vol.5, No.12 (1961) 1311.
- [10] V. V. Afrosimov et al. : SOVIET PHYSICS -TECHNICAL PHYSICS Vol.5, No.12 (1961) 1389.
- [11] C. F. BARNETT and J. A. RAY : NUCLEAR FUSION 12 (1972) 65.
- [12] S. E. Grebenshchikov et al. : Sov. J. Plasma Phys. 9 (1983) 696.
- [13] Hideki ZUSHI et al. : Journal of the Physical Society of Japan Vol.51 (1982) 2673.
- [14] D. Brisson et. al : Rev. Sci. Instrum. 51 (1980) 511.
- [15] D. E. VOSS and S. A. COHEN : J. Nucl. Mater. 93&94 (1980) 405.
- [16] F. Tsuboi et al. : Rev. Sci. Instrum. 60 (1989) 2868.
- [17] Y. Miura and F. Okano : Rev. Sci. Instrum. 61 (1990) 3581.
- [18] T. FUJITA et.al : NUCLEAR FUSION Vol.31 (1991) 3.
- [19] H. Verbeek : J. Phys. E : Sci. Instrum. 19 (1986) 964.
- [20] H. Verbeek and A. Schiavi : IPP 9/103 (1994)
- [21] S. Costa et.al : Rev. Sci. Instrum. 66 (1995) 330.
- [22] H. J. B. M. BROCKEN AND H. DE. KLUITVER : Plasma Physics Vol. 25. (1983) 317
- [23] W. ECKSTEIN : Nucl. Fusion Suppl. Vol.1 (1991) 17.
- [24] W. Eckstein., "Computer Simulation of Ion-Solid Interaction", Springer Series in Materials Science Vol.10 (Springer, Verlin, 1991)



- [25] Y. Hasegawa et al. : Journal of Plasma and Fusion Research SERIES, Vol.1 (1998) 390.
- [26] H. Verbeek and W. Eckstein, IPP 9/45 (1983).

## 第2章 計算機シミュレーションを用いた、イオン反射を用いたイオン温度計測手法の定量的な検討

本章ではイオン反射について説明を行い、計算機シミュレーションを用いて、イオン反射を用いたイオン温度測定のための定量的な検討を行う。

### 2-1. イオン反射

入射イオンが壁に衝突したとき、 $10^{-12}$  秒程度の非常に短い時間で再び壁外へ出る現象をイオン反射と呼ぶ [1]。イオン反射は、光学的な反射と異なり入射角  $\theta$  で入射したものが、全て反射角  $\theta$  で固体外へ出ることはない。入射したイオンが固体中の原子と衝突しながら固体内を移動し、ある確率で固体外に反射角度  $\psi_N$  で後方散乱(反射)される。イオン反射についての模式図を図2-1に示す。

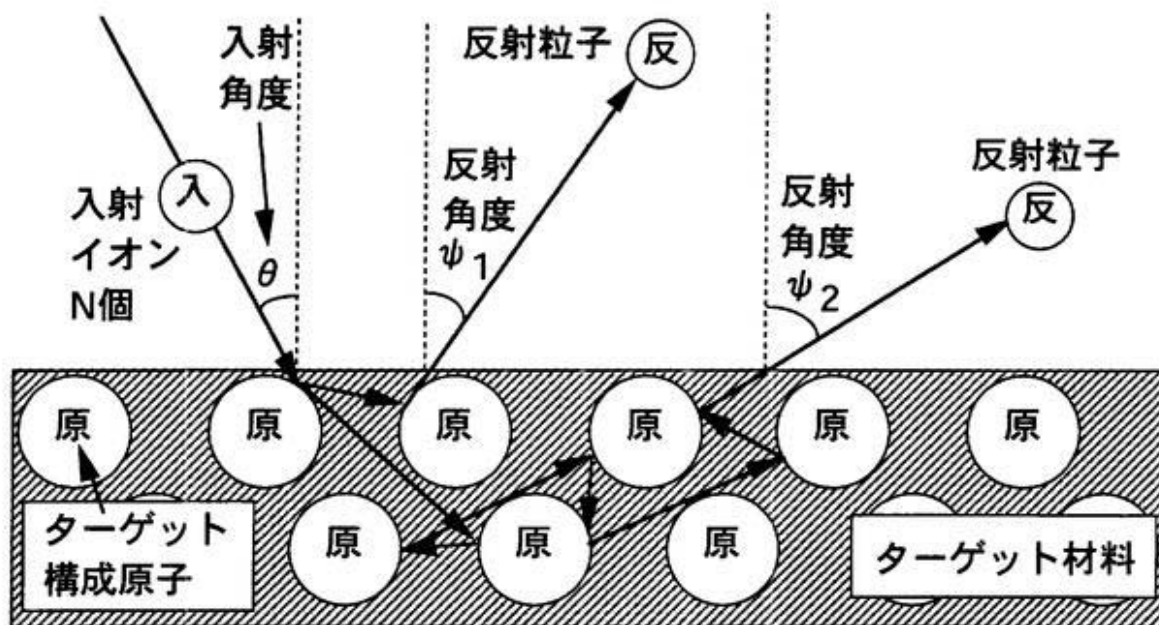


図2-1. イオン反射のイメージ

図2-1から分かるように、入射イオン種、入射エネルギー、入射角度が同じであるとしても、反射粒子のエネルギーや反射角度は一つに決めることはできない。入射イオンのうち図2-1のように反射される粒子数の割合をイオンの粒子反射係数 $R_N$ 、入射イオンのエネルギー積分に対する反射粒子のエネルギー積分の割合をイオンのエネルギー反射係数 $R_E$ と呼び、以下のように定義される [1]。

$$R_N(E_0, \theta) = \frac{N_{out}}{N_{in}} = \frac{1}{N_{in}} \int_0^{E_0} dE \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\psi \int_0^{2\pi} d\phi f(E_0, \theta; E, \psi, \phi) \sin\psi \quad (2-1)$$

$$R_E(E_0, \theta) = \frac{1}{N_{in} E_0} \int_0^{E_0} dE \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\psi \int_0^{2\pi} d\phi E f(E_0, \theta; E, \psi, \phi) \sin\psi \quad (2-2)$$

ただし、入射イオンのエネルギーはすべて  $E_0$  であり、 $\theta$ 、 $\psi$ 、 $\phi$  は図 2-2 に定義される角度である。

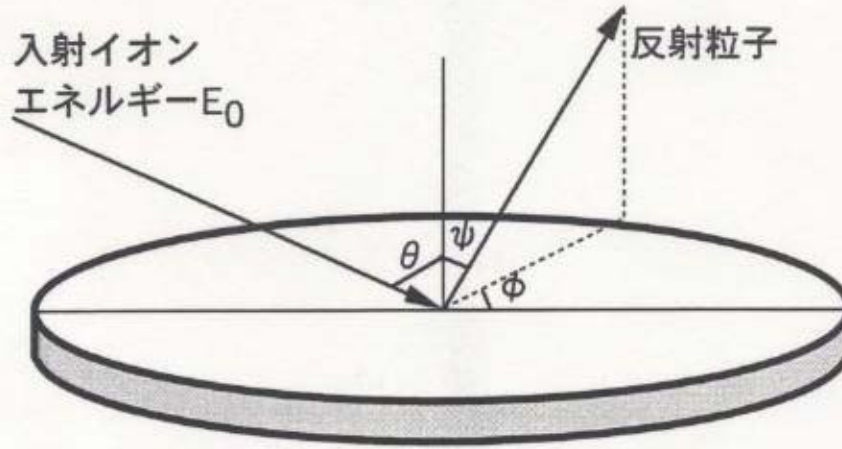


図 2-2. 角度の定義

イオンの反射係数は入射粒子のエネルギー  $E_0$ 、入射角  $\theta$ 、入射イオン種およびターゲット材料によって決まる。これらの値は、次式で定義される 換算エネルギー(reduced energy)[2] と呼ばれる規格量を用いる。

$$\varepsilon_r = \frac{M_2}{M_1 + M_2} E_0 \frac{a_F}{Z_1 Z_2 e^2} \quad (2-3)$$

ここで  $M$ 、 $Z$  はそれぞれ質量数、原子番号であり、添字 1、2 はそれぞれ入射イオン、ターゲット原子を表す。また  $a_F$  は次式で定義される Firsov の遮蔽距離 [3] であり、

$$a_F = \frac{0.8853 a_B}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} \quad (2-4)$$

であり、 $a_B$  はボーア半径である。式 (2-3) を使いやすい形にすると、 $e^2 = 14.4 [\text{eV} \cdot \text{\AA}]$  に注意して

$$\varepsilon_F = 0.032534 E_0 [\text{eV}] \frac{M_2}{(M_1 + M_2) Z_1 Z_2 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} \quad (2-5)$$

と表すことが出来る。換算エネルギーは重心座標系での入射イオンの運動エネルギーを固体原子の近接力の遮蔽距離であるトーマスフェルミ半径におけるクーロンポテンシャルで規格化したものである。図 2-3 ならびに図 2-4 に様々な入射イオン

種、ターゲットとなる固体材料及びイオンの入射エネルギーの組み合わせについてのイオンのエネルギー反射係数を示す [2]。

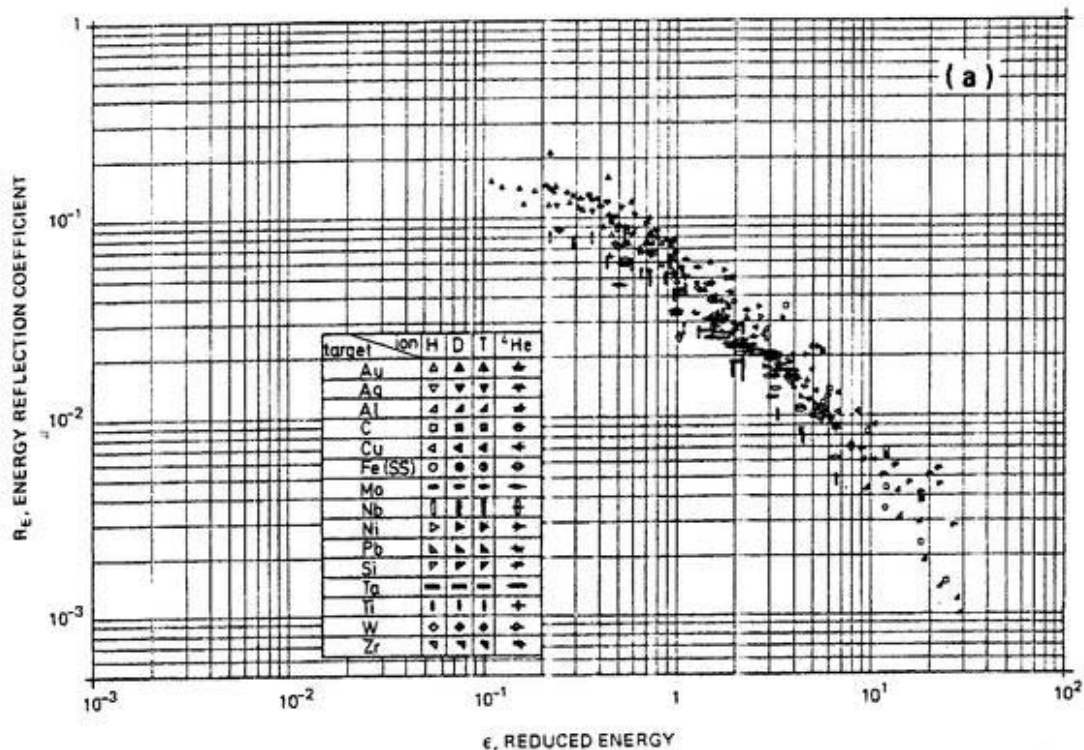


図 2 - 3. イオンビーム照射におけるエネルギー反射係数の実験値 [2]。

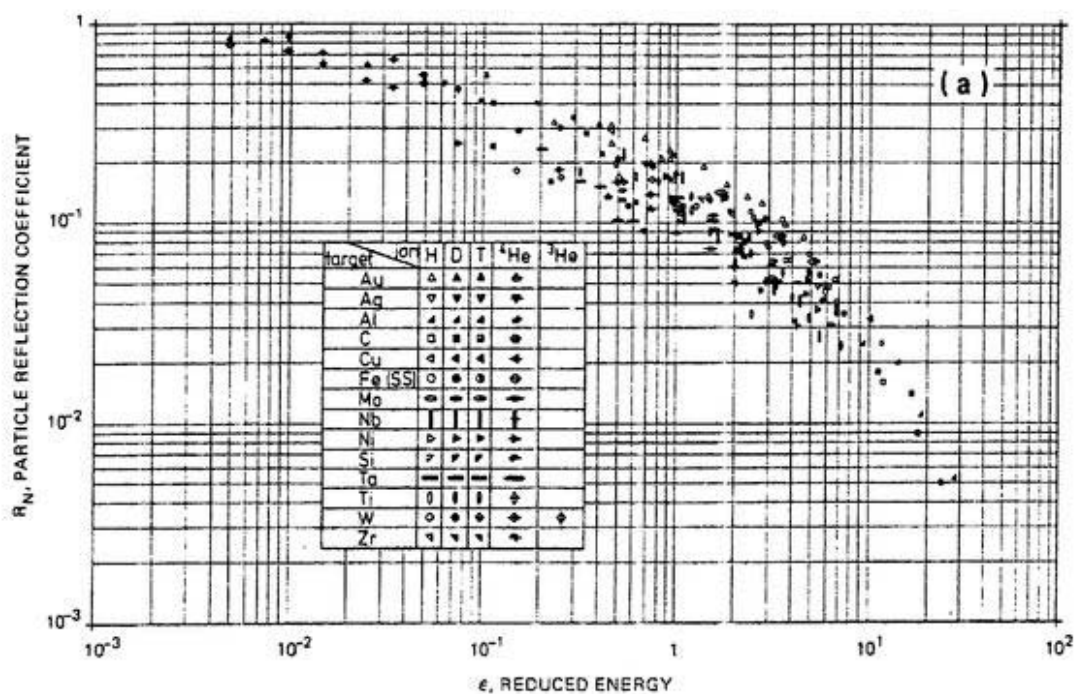


図 2 - 4. イオンビーム照射における粒子反射係数の実験値 [2]

以上のように実験的にもシミュレーションを用いた理論からも、イオン反射の大きな特徴を示す  $R_N$  と  $R_E$  については明らかになっている。

本研究ではダイバータプラズマ中のイオン温度測定を目的としており、入射イオンエネルギーは低い (1keV 以下) と考えられる。この領域での反射実験について注目する。表 2-1 に、1keV 以下で行われたイオン反射の実験研究についてまとめる。

表 2-1. 低エネルギーにおける反射実験研究

実験	著者	論文発表年	シミュレーション	入射イオン	ターゲット	エネルギー領域	$R_N$ 測定	$R_E$ 測定	反射粒子 エネルギー分布測定	参考文献 番号
Plasma	S. Masuzaki et al.	1995	×	H He	C W	< 350eV	×	○	×	[5]
	J. W. Cuthbertson et al.	1992	TRIM	Ar Ne Kr O N	Ta Mo SS Al	< 70eV	×	×	○	[6]
Ion beam	M. Mayer et al.	1995	TRIM VFTRIM	D	C	< 500eV	○	×	×	[7]
	R. Aratari et al.	1989	TRIM	H D	Ni C	< 2000eV	○	○	○	[8] [9]
	J. Amano et al.	1981	TRIM	He	W	< 1500eV	○	×	×	[10]
	N. N. Koborov et. al.	1995	TRIM	H D T	Be C Nb	< 400eV	○	×	×	[11]

低エネルギーではイオンビームを用いた実験ですら少なく、プラズマを用いた実験は更に少ない。また本研究で注目している反射粒子エネルギー分布の測定については、系統的な実験研究は非常に少ない。これは反射粒子のエネルギーが 1keV 以下になると、反射粒子がほとんど中性粒子の形で反射されるために、測定が困難になるためであると考えられる [4]。反射粒子のエネルギー分布については、1keV 以上での実験が進められる一方、1keV 以下の実験が困難である領域の結果を予想するために、計算機シミュレーションを用いた研究が行われている。



## 2-2. TRIM シミュレーションコード

計算機シミュレーションを行うにあたっては、入射イオンと固体原子との衝突を考える上で、入射エネルギーについて注目しなければならない。入射イオンのエネルギーが軌道電子よりも十分速い速度、すなわちボーア速度

$$v_0 = \frac{e^2}{h} = 2.19 \times 10^6 \text{ m/s} \quad (2-6)$$

以上の場合とそうでない場合では、衝突過程の取り扱いが異なってくる。式 (2-6) より、 $^4\text{He}$  で 100keV、H で 25keV で境界があるといえる。各入射粒子のボーア速度に対応する入射エネルギー以上であれば、固体原子との衝突過程については古典力学の単純な二体衝突で記述することができる。つまり、入射イオンのエネルギーがボーア速度以上である場合は、入射粒子は原子と衝突するときに電子雲を突き抜けて原子核に接近するため、その相互作用は原子核同士の力、すなわちクーロン力によるもののみになる。原子核同士が最も接近したときには運動エネルギーがすべてポテンシャルエネルギーになっていると考えられるため最接近距離  $d$  は

$$d = \frac{Z_1 Z_2 C_0 e^2}{E} \quad (2-7)$$

となる。ここで  $C_0$  は

$$C_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \quad (2-8)$$

である。水素イオンをタングステン原子に 25keV のエネルギーで打ち込むとすると、最接近距離は  $4.3 \times 10^{-12} \text{ m}$  の大きさとなる。ここでタングステンの  $k$  殻の  $1s$  電子軌道半径は

$$r_{1s} = \frac{a_B}{Z} \quad (2-9)$$

となり、ここで  $a_B$  はボーア半径である。 $m_e$  は電子の質量である。タングステンの場合、 $Z=74$  であるから  $1s$  電子軌道半径は  $7.2 \times 10^{-13} \text{ m}$  となる。

イオン反射においては、反射粒子は固体中の原子との衝突を繰り返しながら固体外へ出る過程を経ており、そのすべてでボーア速度を満たすことはない。また注目しているダイバータラズマのエネルギー領域 (1keV 以下) では、ボーア速度より入射粒子の速度が大きくなる可能性はない。入射イオンのエネルギーが低くなり、最近接距離が  $k$  殻の電子よりも外側になると、原子核の電荷の影響は電子雲に遮蔽

されて遠くまで届かなくなってしまう。この状態での原子間ポテンシャルは遮蔽クーロンポテンシャルと呼ばれている [12]。

遮蔽クーロンポテンシャルは

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 C_0 e^2}{r} \kappa\left(\frac{r}{a_F}\right) \quad (2-10)$$

とかける。 $\kappa$  は様々に定義される原子間ポテンシャルである。遮蔽クーロンポテンシャルを用いるエネルギー領域では、単純な二体クーロン散乱を用いてのシミュレーションが困難となる。

計算機の発展により、遮蔽クーロンポテンシャルを用いての固体中の入射粒子の運動を模擬できる計算機コード TRIM が開発された [13]。TRIM とは TRansport of Ion in Matter の頭文字の略で、固体中に入射されたイオンが固体中をどのように動くかをシミュレーションするための乱数を用いたモンテカルロ計算機コードである。コードは固体中に打ち込まれたイオンについて、追っていくためにどの程度の深さでトラップされるかを調べたり、どの角度、エネルギーで反射されるか等を模擬することが可能である。入射イオンと固体原子との衝突によって、固体原子が移動する場合を考慮し、TRIM はスパッタリングの状況を模擬出来る TRIM.SP. コードとして発展している [14]。



TRIM による計算のフローチャートを図 2-5 に示す。

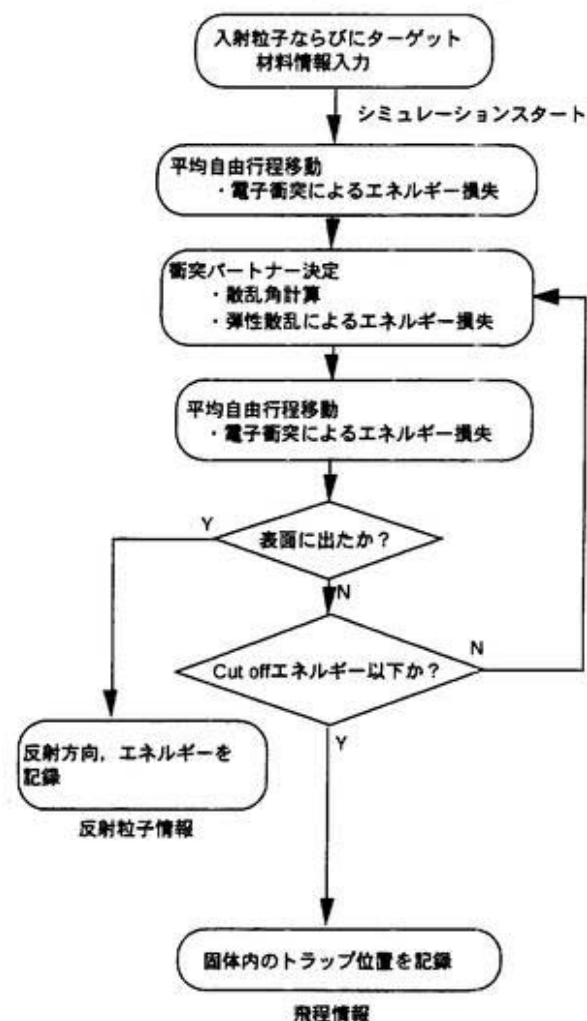


図 2-5. TRIM コードのフローチャート

ここでは一つの粒子について述べてあるが、入射粒子数に合わせてこれを繰り返すことになる。これより分かるとおり、入射粒子は反射され固体外へ出るか、もしくは固体中にトラップされるかの 2 通りしかない。つまり入射粒子の位置ならびにエネルギーを追っていき、表面から出ればそれは反射粒子としてみなされ、固体中でユーザーが指定した Cut off エネルギー以下になればそれは固体中にトラップされるとみなされる。

始めに入射粒子ならびにターゲット材料の情報を入力する。入力については、

- |                    |                   |
|--------------------|-------------------|
| ・入射粒子原子番号 $Z_1$    | ・入射粒子質量数 $M_1$    |
| ・入射粒子エネルギー $E_0$   | ・入射粒子入射角 $\theta$ |
| ・Cut off エネルギー     | ・入射粒子数            |
| ・原子間ポテンシャル         | ・非弾性エネルギーモデル      |
| ・ターゲット材料原子番号 $Z_2$ | ・ターゲット材料質量数 $M_2$ |

などを入力する、すなわちユーザー側で決める必要がある。これらの値を決めてシミュレーションが始まる

次に TRIM の計算モデルについて述べる。計算モデルを図 2-6 に示す。

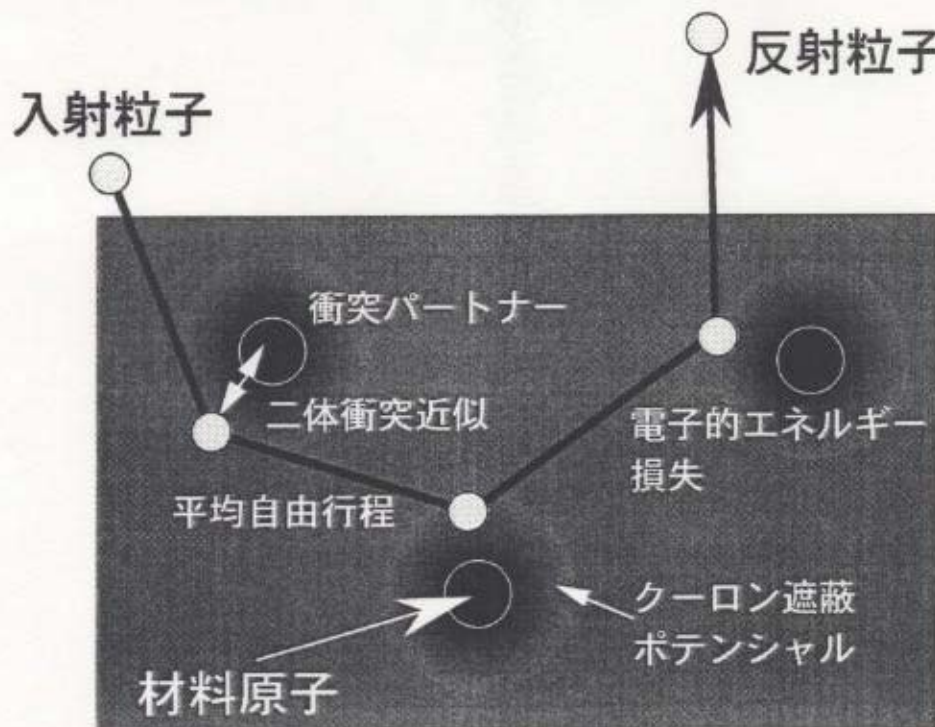


図 2-6. TRIM の計算モデル

入射粒子はターゲットの材料に対しての平均自由行程  $\lambda$

$$\lambda = N^{-1/3} \quad (2-11)$$

づづ移動する [13]。ここで  $N$  はターゲットの原子密度 [atoms/  $\text{\AA}^3$ ] である。これは、一辺を  $\lambda$  とする立方体の頂点にターゲット構造粒子が存在する大きさに対応する。非結晶体であっても、平均的には各原子間の距離は、 $\lambda$  で与えられると考えられる。タングステンの場合、 $N_W = 0.0632$  [atoms/  $\text{\AA}^3$ ] であるので、 $\lambda = 2.51$   $\text{\AA}$  となる。有限の距離  $\lambda$  だけ移動する間に固体中の電子雲との衝突により電子的エネルギー損失が起こる。ここでは (1).local Oen-Robinson モデル [15]、(2).non-local Lindhard-Scharff モデル [16]、(3). 複合モデル (1+2) のモデルを用いる。1 と 2 の違いは、衝突パラメータに対して独立か否かの違いがある。

$\lambda$  の移動後に、衝突パラメータを乱数で決定し、衝突パートナーの位置を決定する（図 2-7）。

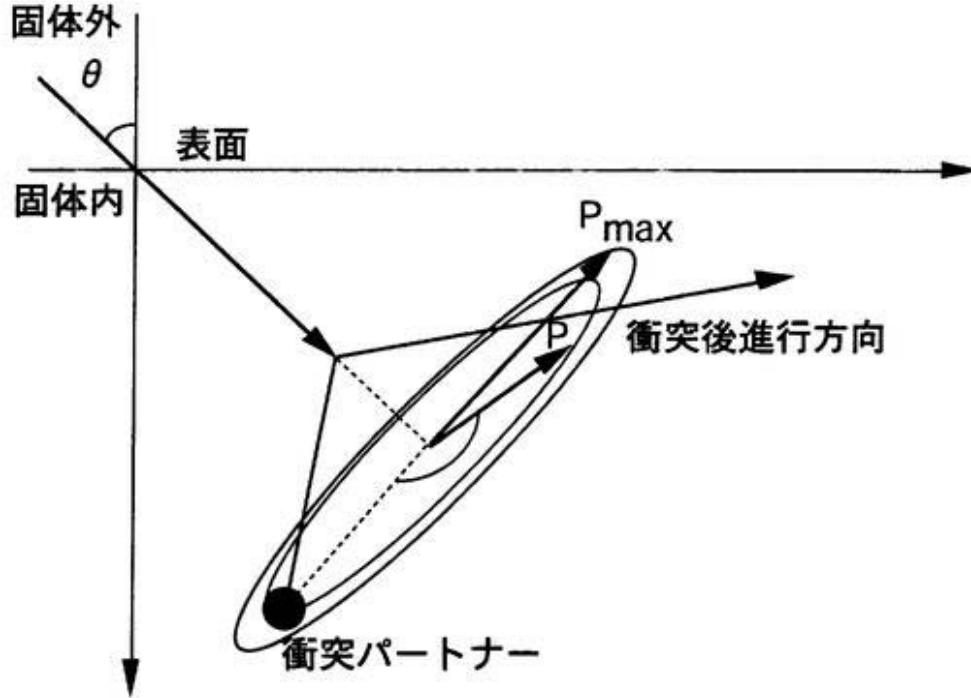


図 2-7. 衝突パートナーの決定と衝突パラメータの関係

ここで衝突パラメータ  $P$  は

$$0 \leq P \leq P_{\max} = \frac{\lambda}{\sqrt{\pi}} \quad (2-12)$$

の間の乱数によって決める。最大衝突パラメータは面積が  $\lambda^2$  の円の半径である。

衝突パートナーが決定したら、散乱角が決定される。二体衝突の場合において、重心系での散乱角  $\Theta$  は

$$\Theta = \pi - 2p \int_R^\infty [r^2 g(r)]^{-1} dr \quad (2-13)$$

であり、 $g(r)$  は

$$g(r) = \sqrt{1 - \frac{V(r)}{E_t} - \frac{P^2}{r^2}} \quad (2-14)$$

$E_t$  は入射粒子の全エネルギーである。

ここで  $V(r)$  に遮蔽クーロンポテンシャルを用いて、散乱角  $\Theta$  を数値的に解くことは可能であるが、モンテカルロシミュレーションでは計算時間が大きな問題となる。そこで TRIM では、考案者の Biersack によって導入された Magic と呼ばれるモデ

ルを使って近似的な反射角度を決定している [13]。正確な散乱角  $\Theta$  は式 (2-13) を解くにあたって Gauss-Mehler 級数を用いて与えられるが、これと Magic によって求められた散乱角とが比較されている [18]。これによると正味の正確さは 100 点の Gauss-Mehler 級数より悪く、10 点のそれよりも幾分悪い程度である。全体としては、散乱角度のエラーは 1% 程度であると結論づけている。

散乱角  $\Theta$  は二体衝突近似を用いたものであり、数十 eV の低エネルギー領域では多体衝突の効果を入れなければならないと考えられる。二体衝突近似適用の低エネルギーの限界については Robinson と Torrens ら [18] によって議論されており、最終的には、数 eV 程度において二体衝突近似が破れると結論づけている。このため、本研究において TRIM コードの計算結果では、15eV 以下のエネルギーを持った粒子は無視することとする。このエネルギーは、実時間測定による TOF 実験における水素粒子の最小検出エネルギーに対応する [20]。

TRIM コードの本研究におけるエネルギー領域での適用についての妥当性を示すために、1989 年に ARARARI と ECKSTEIN によって行われた低エネルギーでのイオンビームを用いた反射粒子のエネルギー分布測定実験について述べる [9]。入射粒子が水素イオンを用いて、ターゲットには炭素ならびにニッケルを用いている。実験と計算結果の比較を示す。

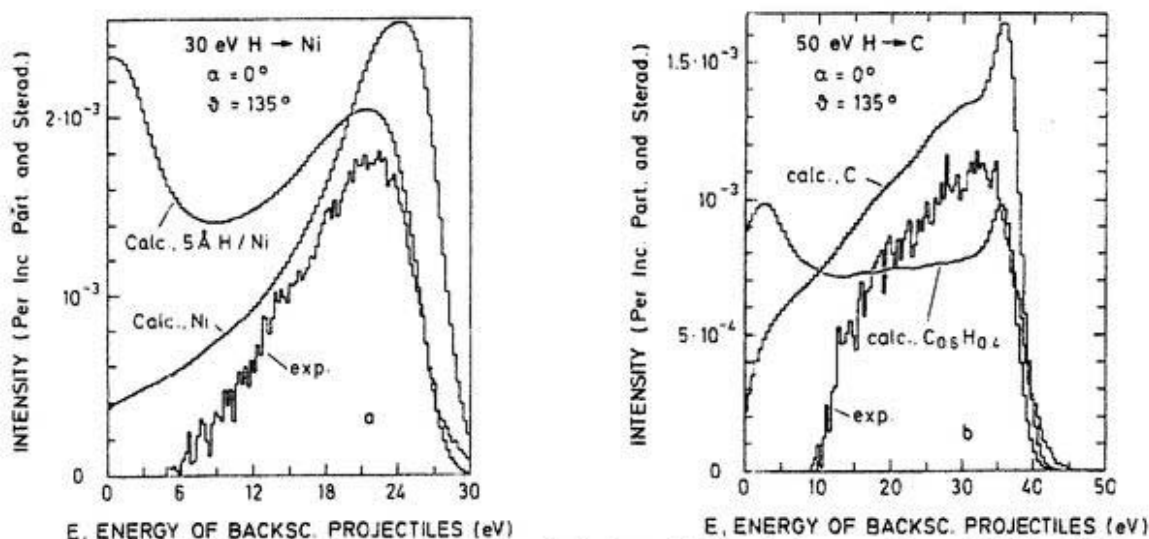


Fig. 4. Comparison between measured and calculated energy distributions of H atoms backscattered from: a) Nickel and hydrogen covered nickel; 30 eV incident energy. b) Graphite and hydrogen implanted graphite; 50 eV incident energy. Normal incidence. Distributions at  $\theta = 135^\circ$

## 図 2-8. 低エネルギーイオンビームを用いた反射粒子エネルギー分布測定 [9]

実験結果の反射エネルギー分布のピーク値が、計算と比べてやや低いが定性的に良い一致を示している。本研究において TRIM を使って計算を進めるにあたって、論文に示されているパラメータを使用する。具体的には、

- ・原子間ポテンシャル Kr-C ポテンシャル [21]
- ・非弾性電子的エネルギー損失 Lindhard-Scharffならびに Oen-Robinson モデル
- ・表面結合エネルギー 1eV

ここで Kr-C ポテンシャルは以下に示す遮蔽クーロンポテンシャルである。

$$\kappa\left(\frac{r}{a_F}\right) = 0.191 \exp\left\{-0.279 \frac{r}{a_F}\right\} + 0.474 \exp\left\{-0.637 \frac{r}{a_F}\right\} + 0.335 \exp\left\{-1.919 \frac{r}{a_F}\right\} \quad (2-15)$$

以下の計算では、上記のパラメータ以外は TRIM のマニュアルにある典型的な値を用いて計算を行う。計算については、Sun Workstation SPARC を使い、乱数を発生するランダムジェネレータについては、付属する C コンパイラライブラリー 中の関数を用いる。

100eV の水素イオンを炭素ならびにタングステンに垂直に入射した場合の TRIM による反射粒子エネルギー分布の計算結果の例を示す。

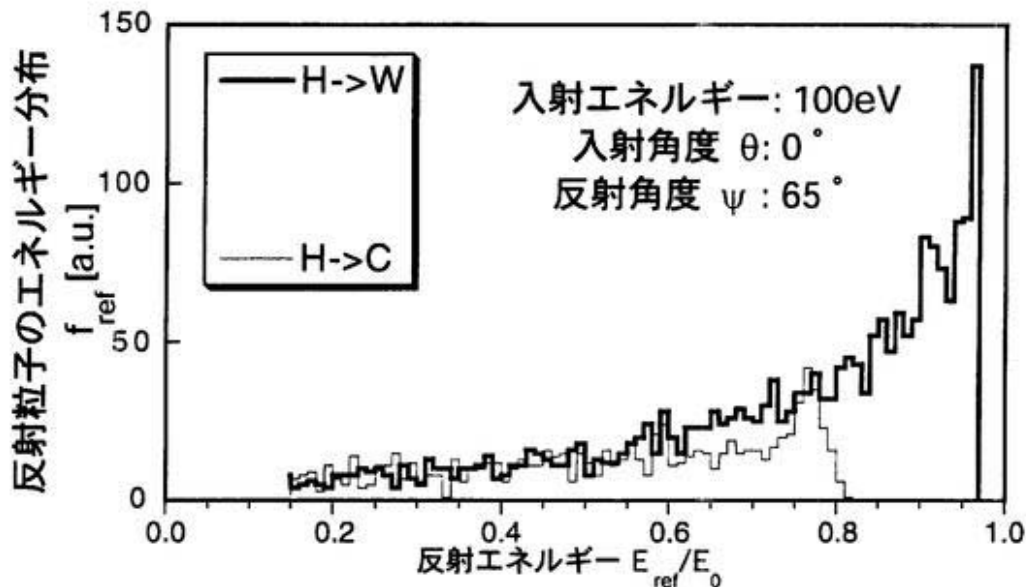


図 2-9. TRIM による反射エネルギー分布計算結果

タングステンとの衝突の場合、入射エネルギーより僅かに小さいエネルギーでピークを持ち、低エネルギー側に向かって反射粒子数はなだらかに減少する。炭素との衝突では、反射粒子のエネルギーはタングステンと比較してより小さなエネルギーで立ち上がり、反射粒子数は低エネルギー側に向かっても大きな変化はない。一番単純な正面衝突の弾性衝突モデルを考えると、入射エネルギーを  $E_0$  とし反射粒子のエネルギー  $E'$  は

$$E' = \left\{ 1 - \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} \right\} E_0 \quad (2-16)$$



となる。入射イオンを水素とすると、 $E' = \left(1 - \frac{4M_2}{(1+M_2)^2}\right) E_0$  であり、ターゲットの質量数  $M_2$  が大きいほど、反射粒子エネルギー分布の立ち上がりのエネルギーが大きくなる。これより異なったターゲットに同じ粒子を打ち込んだ場合、ターゲットの  $M_2$  が大きいほど、Cutoff エネルギー以下になるまでの衝突回数が大きくなる。またその衝突回数は固体の密度に比例する。タングステンターゲットの場合、表面からごく僅かに入射したイオンは、ターゲット原子との小さな角度で散乱されるが、ターゲット密度とターゲット質量が大きいので、エネルギーを失う前に、散乱回数が多くなり後方散乱される固体外へ出る確率が増える。炭素ターゲットでは散乱角度が大きい一方、ターゲット原子との衝突によるエネルギー損失が大きく、ターゲット密度も小さいため、固体外へ出る確率は小さくなる。

次に、反射粒子の角度分布について述べる。TRIM による反射粒子の規格化した角度分布の結果を示す。

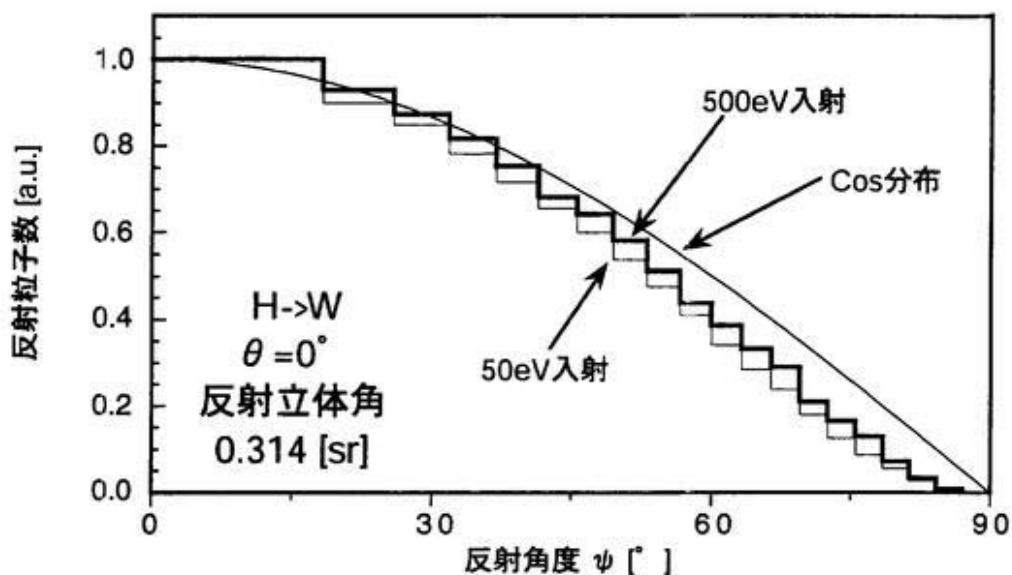


図 2-10. 反射粒子の角度分布

同じ立体角あたりの反射粒子の角度分布は、cos 分布とよく似ており、反射角度  $\psi$  が小さいほど cos 分布に近づく。逆に反射角度が大きくなると、反射粒子数は cos 分布よりも速やかに減少する。入射エネルギーが小さいと cos 分布からはずれる傾向を示し、より反射角度  $0^\circ$  の粒子が多く見られるようになる。

## 2-3. プラズマ中でのモデル

磁場環境下ならびにイオン温度を持った入射イオンを考えるために、計算モデルを以下のように定めた。

1. プラズマ領域
2. シース領域
3. ターゲットプレート

の3つを考える。プラズマ領域のイオンが、シースを通過してターゲットプレートに入射するものとする（図2-11）。反射粒子の測定方向を  $65^\circ$  としているが、これは原理実証実験との整合性を取るために決定したものである。

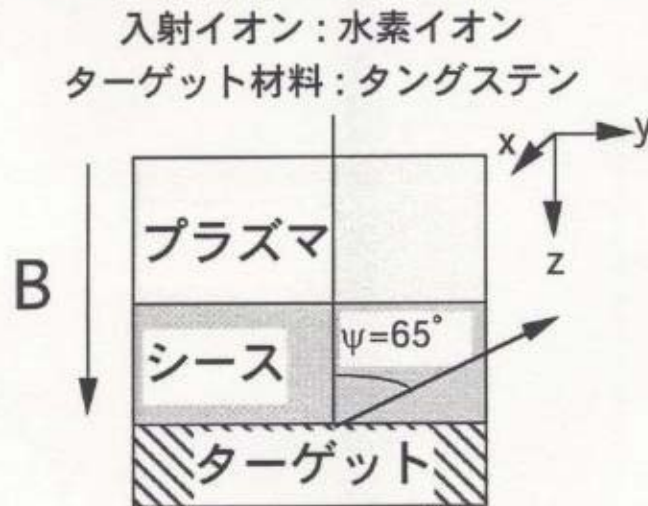


図2-11. 計算モデル

磁場環境下でのイオンについて、注目しているプラズマが三次元等方的な Maxwell 分布をしており、イオン温度  $T_i$  でかけるものとする。

プラズマ中のイオンの速度成分が与えられた速度区間  $dv_x, dv_y, dv_z$  にある粒子の壁への入射分布関数を考える。プラズマからターゲットに向かっている粒子は、 $v_z$  について正の速度を持っているもので、その成分は

$$v_z f(v) dv_x dv_y dv_z \quad (2-17)$$

のように与えられ、速度  $v$  は

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \quad (2-18)$$

とであり  $f(v)$  はプラズマ中の分布関数である。シース領域入射直前のイオンの分布関数  $\Gamma$  は



$$\Gamma(v_x, v_y, v_z, T_i) dv_x dv_y dv_z = A v_z \exp \left\{ -\frac{m_i(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT_i} \right\} dv_x dv_y dv_z \quad (2-19)$$

となる。 $m_i$  はイオンの質量であり、規格化定数  $A$  は

$$\int_{-\infty}^{\infty} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} dv_y \int_0^{\infty} v_z dv_z A \exp \left\{ -\frac{m_i(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT_i} \right\} = 1 \quad (2-20)$$

を満たす。すなわち、

$$A = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{m_i}{kT_i} \right)^2 \quad (2-21)$$

である。ここで直角座標を極座標系に変換する。各変数は下図で定義されるとおりである。

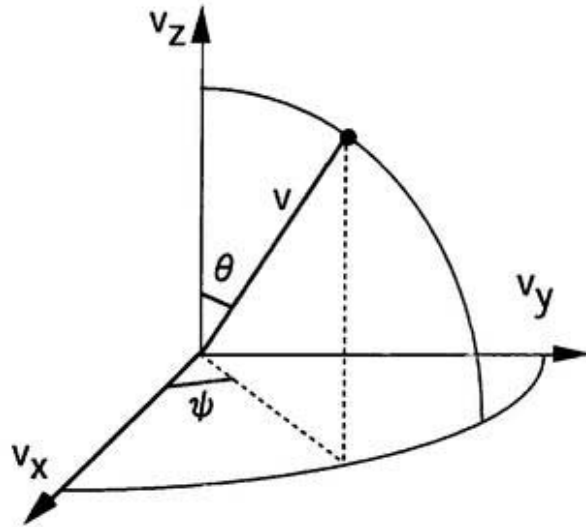


図 2-12. 極座標系での角度の定義

これより、

$$\begin{aligned} v_x &= v \sin\theta \cos\psi \\ v_y &= v \sin\theta \sin\psi \\ v_z &= v \cos\theta \end{aligned} \quad (2-22)$$

となり、座標変換ためのヤコビアン  $J$  は

$$J = \frac{\partial(v_x, v_y, v_z)}{\partial(v, \theta, \psi)} = v^2 \sin\theta \quad (2-23)$$

でかける。式 (2-20) ~ (2-23) より、式 (2-19) は

$$\Gamma(v, \theta, \psi, T_i) dv = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{m_i}{kT_i} \right)^2 v^3 \sin\theta \cos\theta \exp \left\{ -\frac{m_i v^2}{2kT_i} \right\} dv d\theta d\psi \quad (2-24)$$

と変換できる。今、磁場とターゲット表面が垂直であるとしたので、 $\psi$  方向には対称なので、0 から  $2\pi$  まで積分すると

$$\Gamma(v, \theta, T_i) dv = \left( \frac{m_i}{kT_i} \right)^2 v^3 \sin\theta \cos\theta \exp \left\{ -\frac{m_i v^2}{2kT_i} \right\} dv d\theta \quad (2-25)$$

とかける。ここで、

$$E = \frac{1}{2} m_i v^2 \quad (2-26)$$

の関係を用いると、式 (2-25) は

$$\Gamma(E, \theta, T_i) dE = \frac{E}{(kT_i)^2} \sin 2\theta \exp \left\{ -\frac{E}{kT_i} \right\} dE d\theta \quad (2-27)$$

となり、これがイオンのシース領域への規格化した入射分布関数である。式 (2-27) において、 $kT_i = 50 \text{ eV}$  として図 2-13 に示す。

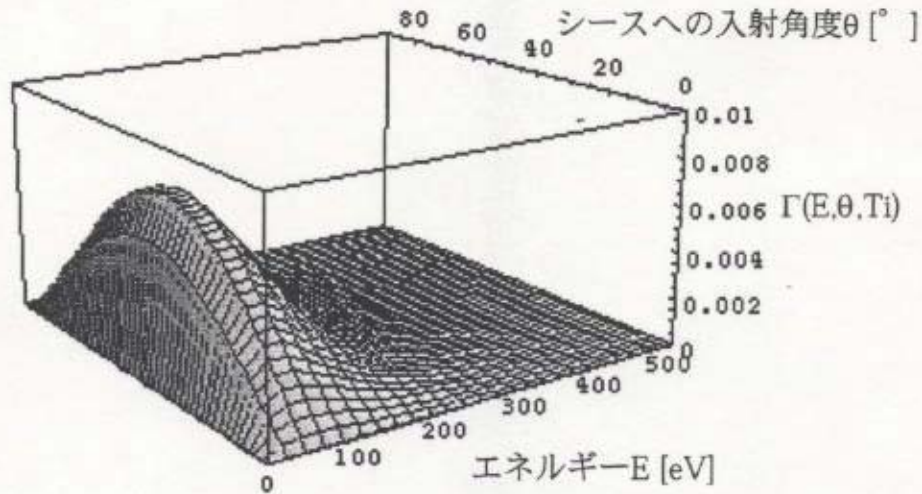


図 2-13. 入射分布関数 ( $kT_i = 50 \text{ eV}$ )

次にプラズマを考える上で特有な効果を入れていく必要がある。プラズマと壁が接するとき、壁へのイオン電流と電子電流が等しくなるようにシースが形成される[22]。壁とシースの間に固体壁とプラズマの境界に安定なシースが存在するためには、シース端においてイオンの流速がプラズマ中のイオン音速よりも大きいことが必要であるというポームの条件を満たすためのプレシース領域が存在する。プラズマ中の電位を基準とすると、プレシース領域でのポテンシャル降下  $\Phi_{ps}$  は

$$\Phi_{ps} \approx -\frac{1}{2} \frac{kT_e}{e} \quad (2-28)$$

となる。シースポテンシャル  $\Phi_f$  は、

$$\Phi_f = \frac{1}{2} \frac{kT_e}{e} \ln \left( 2\pi \frac{m_e}{m_i} \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right) (1 - \gamma_e)^{-2} \right) \quad (2-29)$$

である。ここで、 $\gamma_e$  は壁からの二次電子放出係数である。エネルギー 10eV の水素イオンがプレシースならびシース領域を通過した後、 $E=10+e\Phi_{ps}+e\Phi_f$  のエネルギーを持ってターゲットに入射する。ここで、水素プラズマが  $kT_e=kT_i=10\text{eV}$ ,  $\gamma_e=0$  とすると、式 (2-28) と (2-29) より求められるシースポテンシャルは、 $e\Phi_{ps}=5\text{eV}$ ,  $e\Phi_f=24.9\text{eV}$  となる。

計算モデルでのシース領域は、プレシースならびにシース領域を一つとして考え、プレシース中での衝突は考慮に入れていない。実験においては挿入されたターゲットに負バイアスをかけるなど、シースポテンシャルを積極的に変化させることがある。そのため、浮遊電位以外のシースポテンシャルについても計算が必要である。

式 (2-28) と (2-29) の範囲を考慮に入れ、シース領域について考える。シースの厚さは、デバイ長  $\lambda_D$  の 10 倍程度と考える。デバイ長  $\lambda_D$  は

$$\lambda_D = \left( \frac{\epsilon_0 kT_e}{en^2} \right)^{1/2} \quad (2-30)$$

であたえられる。密度を  $n=n_e=n_i=10^{12}\text{cm}^{-3}$ ,  $kT_e=kT_i=15\text{eV}$  とすると、 $\lambda_D=2.35 \times 10^{-5}\text{m}$  であり、シースの厚さ  $T_{she}=2.35 \times 10^{-4}\text{m}$  となる。

シース厚さ  $T_{she}$  中の散乱を考える。シースポテンシャル入射イオン粒子数を  $N_0$  とし、散乱断面積を  $\sigma_s$  とすると、ターゲット入射イオン粒子数  $N$  と中性粒子との関係は、

$$\frac{N}{N_0} = \exp \left\{ -n_0 \sigma_s T_{she} \right\} \quad (2-31)$$

で表される。ここで  $n_0$  は中性粒子密度である。 $\sigma_s=10^{-15}\text{cm}^2$ ,  $P=10\text{mTorr}$  とすると、 $\frac{N}{N_0}=1$  となり、シースポテンシャル中での中性粒子-イオン散乱は無視できる。また、イオン温度のエネルギー  $E=kT_i=15\text{eV}$  の入射エネルギーを持った水素イオンがシース厚さを横切る時間は、

$$t = T_{she} \sqrt{\frac{m_i}{2E}} \quad (2-32)$$

より、 $t=4.38\text{ns}$  となる。電子とイオンのクーロン衝突時間  $\tau_{eill}$  やイオン同士のクーロン衝突時間  $\tau_{iill}$  とすると、それぞれ

$$\frac{1}{\tau_{eill}} = \frac{n_e Z e^4 \ln \Lambda}{51.6 \pi^{1/2} \epsilon_0^2 m_i^{1/2} (kT_e)^{3/2}} \quad (2-33)$$

$$\frac{1}{\tau_{\text{ill}}} = \frac{n_i Z e^4 \ln \Lambda}{3^{1/2} 6 \pi \epsilon_0^2 m_i^{1/2} (k T_i)^{3/2}} \quad (2-34)$$

と書くことができるので [23]、 $n_e = n_i = 1 \times 10^{19} [\text{m}^{-3}]$  としても、時間スケールとして  $\tau_{\text{eill}} = 200 \text{ ns}$ 、 $\tau_{\text{ill}} = 3.23 \mu\text{s}$  であり、シースを横切る時間に比べて十分に長いと云える。クーロン散乱の立場では、シース厚さはごく薄いと評価できる。シース領域内での入射イオンの他粒子との無衝突を仮定する。

ターゲット前面に形成されたシース領域を通過することにより、入射イオンのエネルギーが変化する。すなわち、プラズマ中でエネルギー  $E$  の粒子が、シース領域ではポテンシャル分  $e\Phi_s$  だけエネルギーを受け取るとすると、ターゲットに入射直前のエネルギー  $E_i$  は

$$E_i = E + e\Phi \quad (2-35)$$

となり、ターゲットに入射直前の入射粒子分布関数  $\Pi$  は

$$\Pi(\theta, E, \Phi, T_i) dE = \frac{(E_i - e\Phi)}{(k T_i)^2} \sin 2\theta \exp \left\{ -\frac{E_i - e\Phi}{k T_i} \right\} dE d\theta \quad (2-36)$$

とかけ、シフトマックスウエル分布となる。磁場中でイオンはラーマー運動をしており、プラズマ中の磁力線との角度、すなわちピッチ角は  $\theta$  を使って表すことが出来る。三次元等方的な Maxwell 分布をしている場合、 $\theta$  は  $0$  から  $90^\circ$  の間に存在する。これは運動量が  $x$ - $y$  面だけに存在するものが  $\theta = 90^\circ$  であり、 $z$  軸に平行に存在するものが  $\theta = 0^\circ$  となる。ターゲットへの入射エネルギーが増えるために、シース領域直前ではピッチ角が  $\theta$  だった入射角がより小さくなり

$$\tan \Theta = \frac{E_\perp}{E_\parallel + e\Phi} = \frac{\sqrt{E} \sin \theta}{\sqrt{E} \cos^2 \theta + e\Phi} \quad (2-37)$$

と変化する。シース領域への入射角度の変化を図2-14に示す。

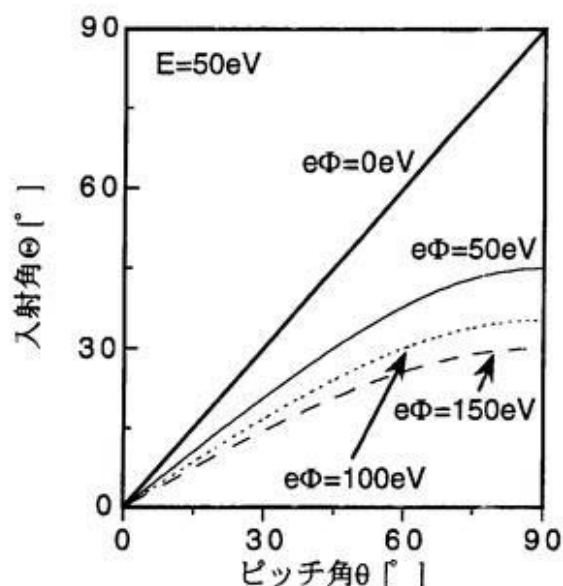


図2-14. 入射角度の変化（エネルギーを  $E=50\text{eV}$  とした場合）

これから分かるように、シースポテンシャルが大きくなると、ターゲットへの入射角度  $\Theta$  が小さくなる。ターゲット表面と垂直に磁場が交差する場合であれば、方位角方向にはすべての確率で入射イオンがあるものと考えられるために、ラーマー運動の効果は入射角度の  $\theta$  から  $\Theta$  への変化のみとなる。また、反射粒子エネルギー分布の測定に関しても、方位角方向には対称と考えることができる。

ここで計算の条件をまとめておく。

### 1. プラズマ領域

三次元等方的な Maxwell 分布を過程。

### 2. シース領域

ここでのシースポテンシャルはプレシースによるポテンシャル降下を含んだものとして計算を行う。シース領域内では無衝突を仮定する。

### 3. ターゲットプレート

ターゲット内の入射粒子の輸送は TRIM を使って計算する。ターゲットプレートはタングステンを使用し、その表面は不純物のない状態を仮定する。ターゲットプレート表面に対して、磁場は垂直に入射する。

計算については、TRIMで予め入射粒子数  $10^5$  個としてエネルギーメッシュ  $10\text{eV}$ 、角度のメッシュ  $5^\circ$  毎の計算結果をデータテーブルとして用意する。与えられたイオン温度  $kT_i$  とシースポテンシャル  $e\Phi_s$  で、式 (2-36) によってその分布関数についての重みを、式 (2-37) で入射エネルギーの角度を計算して粒子を入射させる。結果をもう



一度再構成することにより、特定のイオン温度、シースポテンシャルの反射粒子エネルギー分布  $f_{\text{ref}}$  を得る。 $f_{\text{ref}}$  量は、反射角度  $\psi=65^\circ$  方向、 $\phi$  方向に対しては  $2\pi$  方向の立体角方向に反射してくる粒子を単位エネルギーあたりに値してカウントしたものである。

次に計算のエネルギー領域を考える。入射エネルギーだけを考えるため、式(2-36)を  $\theta$  方向には積分した規格化された入射分布関数を  $\Pi_s$  として、

$$\Pi_s(E, \Phi, T_i) dE = \frac{(E - e\Phi)}{(kT_i)^2} \exp \left\{ -\frac{E - e\Phi}{kT_i} \right\} dE \quad (2-38)$$

となり、シフトしたマックスウエル分布となる。これを図2-15に示す。

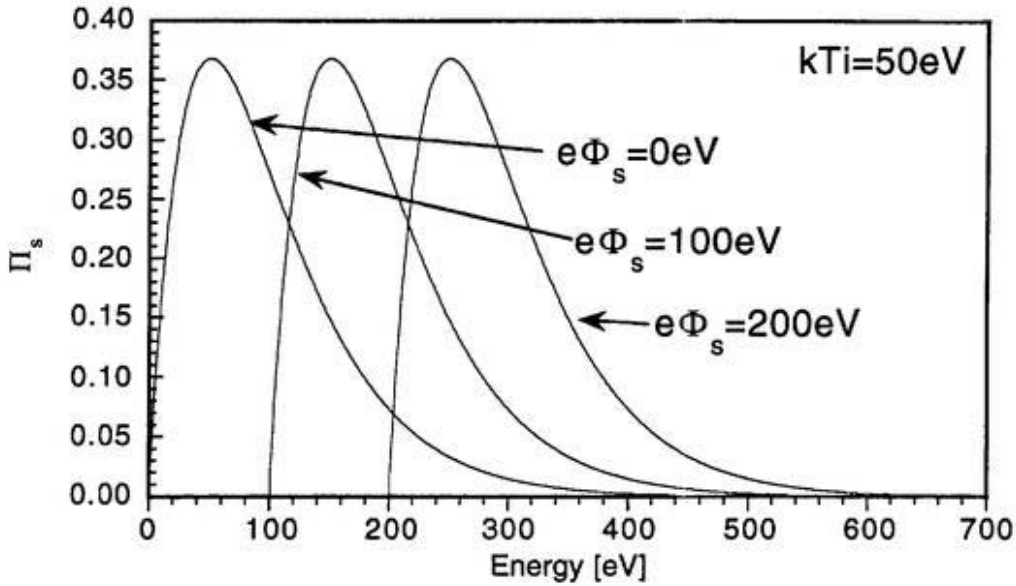


図2-15. シフトマックスウエル分布

分布はエネルギー領域  $e\Phi_s$  から無限大まで分布している。考えているエネルギー  $E$  までの分布の面積  $A$  は、

$$A = \int_{e\Phi_s}^E \frac{(E - e\Phi)}{(kT_i)^2} \exp \left\{ -\frac{E - e\Phi}{kT_i} \right\} dE \quad (2-39)$$

であり、すなわち、

$$A = 1 - \frac{(kT_i + E - e\Phi) \exp \left\{ -\frac{E - e\Phi}{kT_i} \right\}}{kT_i} \quad (2-40)$$

となる。ここで、イオン温度に対する規格化量  $K = \frac{E - e\Phi}{kT_i}$  を持ち込むことにより、式(2-40)は

$$A = 1 - (1 + K)\exp\{-K\} \quad (2-41)$$

と表される。様子を図 2-16 に示す。

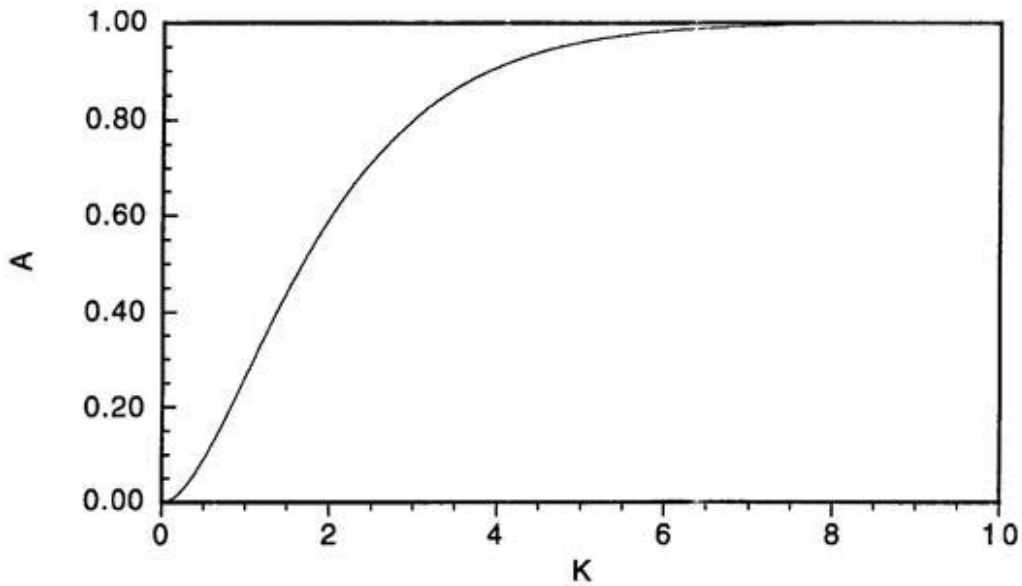


図 2-16. マックスウエル分布の面積

これよりシフトマックスウエル分布は  $K=10$ 、すなわち、 $e\Phi_s \sim e\Phi_s + 10kTi$  であればほぼすべての領域を示すことができる。 $e\Phi_s \sim e\Phi_s + 10kTi$  のエネルギー領域で計算を行った。

## 2-4. 反射粒子エネルギー分布の計算結果

2-3節で述べたモデルによる計算の結果を図 2-17 に示す。計算結果については、反射角度  $\psi=65^\circ$  方向のメッシュのものである



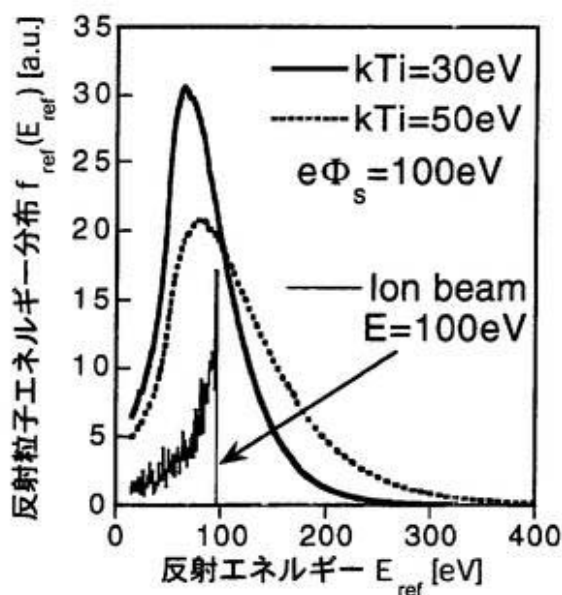


図 2-17. TRIM によるイオン温度の違いによる反射エネルギー分布の計算結果

イオンビームの場合は、入射エネルギー  $E$  よりも小さな反射エネルギーをもっている一方、プラズマ中のイオンはイオン温度の分だけエネルギーの広がりを持っている。イオン温度が大きくなると、反射粒子エネルギー分布の広がりも大きくなる。これは式 (2-36) で示した分布が、イオン温度と共に広がるためである。また反射粒子のエネルギー分布には特徴的なピークが存在する。これは図 2-13 にあるように、Maxwell 分布がピークを持つためであり、反射粒子のエネルギー分布のピークに対応する。すなわち、反射粒子エネルギー分布の広がりやピーク値  $E_p$  が、ターゲットに入射イオン温度とシースポテンシャルにそれぞれ対応すると云える。

次に、シースポテンシャルを変化させた場合の反射粒子エネルギー分布を示す。

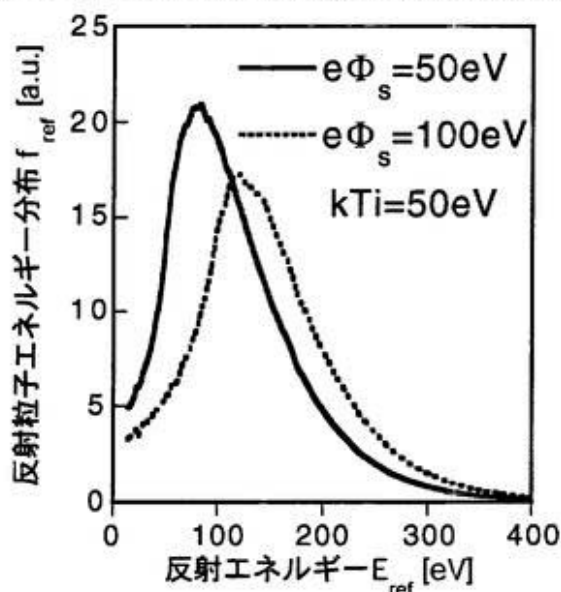


図 2-18. シースポテンシャルを変化させた場合の反射粒子エネルギー分布

先ほども挙げたが、シースポテンシャルが大きくなると、反射粒子エネルギー分布のピークもエネルギーの大きい方向に移動することが示されている。

#### 2-4-1. ターゲット前面のシースポテンシャルの決定

反射粒子エネルギー分布の測定によって、まず初めに明らかになるのはそのピークエネルギー  $E_p$  である。図2-17ならびに図2-18を始めとする反射粒子エネルギー分布のピーク値を各イオン温度ならびにシースポテンシャルについて求めたものを示す。

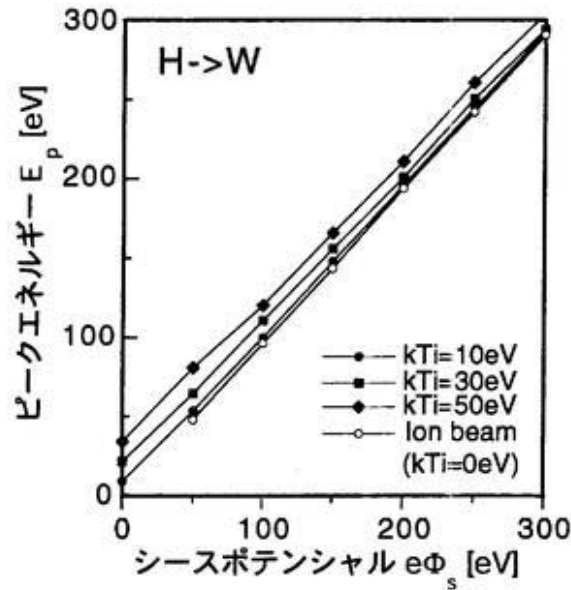


図2-19. シースポテンシャルによるピークエネルギーの変化

反射粒子エネルギー分布から求めたピークエネルギーはシースポテンシャルと共に大きくなっていると云える。ピークエネルギーからターゲット前面のシースポテンシャルを知ることができる。

イオンビームを考えた場合は常に図2-19中のハッチ部にあり、温度をもったものも、シースポテンシャルが大きくなるとハッチ部に近づく傾向を示しており、イオン温度の大きいものほどシースポテンシャルが大きくなってもハッチ領域に入りにくい。ハッチ部に入るとは、入射粒子分布関数の最頻値エネルギーとシースポテンシャルとの間のエネルギーを反射によるエネルギー損失で失ったことを意味する。入射粒子分布関数の最頻値は式(2-38)より、

$$\frac{d\Pi_s}{dE} = 0 \quad (2-42)$$

の条件を満たすエネルギー  $E_m$  であり、 $E_m$  は

$$E_m = kT_i + e\Phi_s \quad (2-43)$$

で与えられる。すなわち図 2-19 でのハッチ部の境界は、平均的に反射粒子が  $kT_i$  のエネルギーを失っていると考えることが出来る。イオンビームの場合、 $kT_i=0\text{eV}$  であるため、どんな条件でも境界にくることはない。イオン温度が高い場合においては、 $kT_i$  が大きく反射エネルギー係数  $R_E$  もエネルギー範囲では大きな変化がないために、シースポテンシャルの大きい場合でのみ境界に達すると考えることが出来る。

## 2-4-2. 入射イオン温度の評価

反射粒子のエネルギー損失が理想的に全くないとすると式 (2-38) で、 $e\Phi_s=0$  として入射粒子分布関数は

$$\frac{\Pi_s}{E} = \frac{1}{(kT_i)^2} \exp \left\{ -\frac{E}{kT_i} \right\} \quad (2-44)$$

とかけ、傾き  $T_i$  で分布を特徴づけることができる。反射過程が入ることにより、図 2-9 に示したような入射エネルギーのエネルギー損失があるために、式 (2-44) によって単純に  $T_i$  を決定づけることができない。しかし、ターゲット材料がタングステンのような場合、入射エネルギーよりわずかに小さいエネルギーに鋭いピークを持つような分布においては、反射粒子のエネルギー分布も見かけ上の温度に対応する値を持っていると考えられる。シフトマックスウエル分布も考えて、ピークエネルギー以上の反射粒子エネルギーで

$$\frac{f_{\text{ref}}(E_{\text{ref}})}{E_{\text{ref}}} = A \exp \left\{ -\frac{E_{\text{ref}}}{T_{\text{ref}}} \right\} \quad (2-45)$$

のようにかけるものとする。実際の測定においては、シースポテンシャルの値が分かっていないので、反射粒子エネルギー  $E_{\text{ref}}$  で割るものとする。 $T_{\text{ref}}$  は反射粒子エネルギー分布を特徴づける数値であり反射パラメータと名付ける。その単位系は  $E$  を

eVであるとするならば、 $T_{\text{ref}}$  も eV の単位となる。図 2-20 に反射粒子エネルギー分布を反射エネルギーで割ったもの  $f_{\text{ref}}(E_{\text{ref}})/E_{\text{ref}}$  を示す。

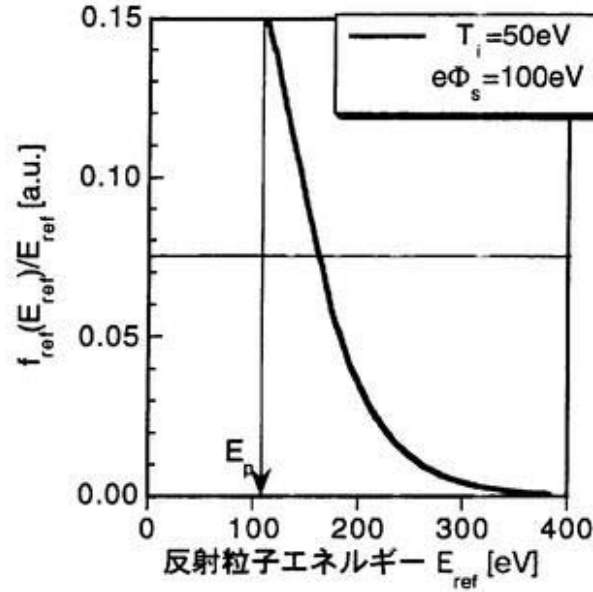


図 2-20. 反射粒子エネルギー分布を反射エネルギーで割ったもの（ピークエネルギー以上を示した）

式 (2-45) によって反射粒子分布関数から、 $T_{\text{ref}}$  を求めるためにフィッティングの領域が問題となる。実際の測定においては、反射粒子のエネルギー分布のピークは明確に決めることができるが、それ以外の情報は定義できない。反射粒子エネルギー分布のピーク値の半値エネルギーを  $E_{\text{half}}$  として、すなわち

$$\frac{1}{2} \frac{f_{\text{ref}}(E_p)}{E_p} = \frac{f_{\text{ref}}(E_{\text{half}})}{E_{\text{half}}} \quad (2-46)$$

ただし、 $E_{\text{half}} > E_p$  である。そこで、フィッティングの領域を

$$E \geq E_{\text{half}} \quad (2-47)$$

と定義する。図 2-19 に示すように、 $E_p > 0$  であるから、 $E_{\text{half}} > 0$  である。高エネルギー側に向かうに従って  $f_{\text{ref}}(E_{\text{ref}})$  分布も小さくなり、より大きな反射粒子エネルギー  $E_{\text{ref}}$  で割るために、 $T_{\text{ref}}$  決定の寄与も小さくなる。

式(2-47) の領域でフィッティングした結果を以下に示す。

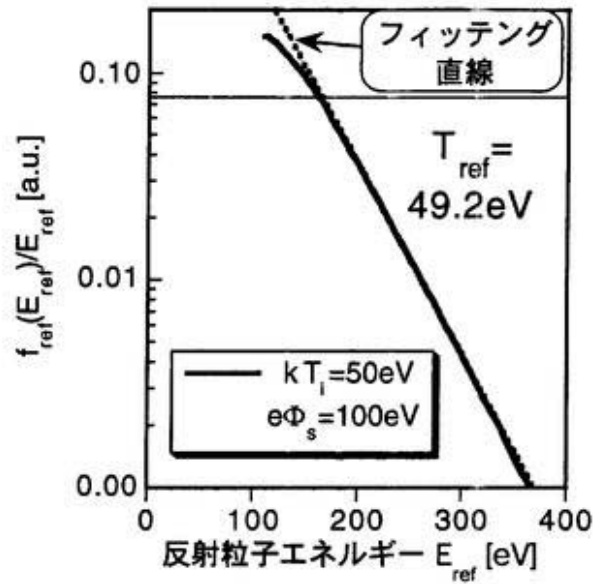


図 2-21.  $f_{\text{ref}}(E_{\text{ref}})$  より  $T_{\text{ref}}$  を求める

これに示したように  $kT_i = 50 \text{ eV}$  で  $e\Phi_s = 100 \text{ eV}$  の場合、フィッティング領域ではほぼ直線でフィッティングでき、反射パラメータ  $T_{\text{ref}} = 49.2 \text{ eV}$  となる。同様の評価を、様々な温度ならびにシースポテンシャルで行った結果を以下に示す。

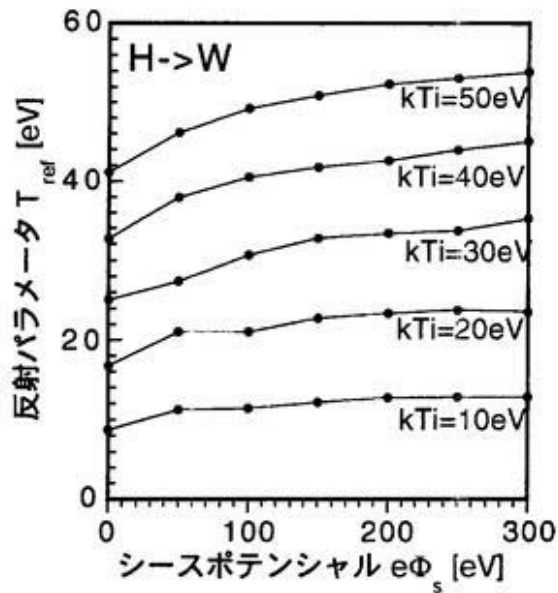


図 2-22. 様々な温度とシースポテンシャルにおける  $T_{\text{ref}}$  値

シースポテンシャルと共に反射パラメータが徐々に大きくなる傾向を示しており、イオン温度が大きいほど、反射パラメータは大きいと云えるが、そのシースポテンシャル依存性は小さいと云える。反射パラメータの値は、大きなシースポテンシャルにな



るとほぼ一定になり、入射イオン温度より大きな値となる。反射パラメータが大きくなる、すなわち反射粒子エネルギー分布の広がりがシースポテンシャルと共に大きくなる。

シースポテンシャルに対する  $T_{\text{ref}}$  が大きくなる原因を考える。式 (2-38) から明らかなように、 $e\Phi_s=0$  のときマックスウエル分布をエネルギーで割ったものを対数グラフに示すと、すべてのエネルギー領域で直線で表すことが出来る。式 (2-38) の様子を図 2-23 に示す。

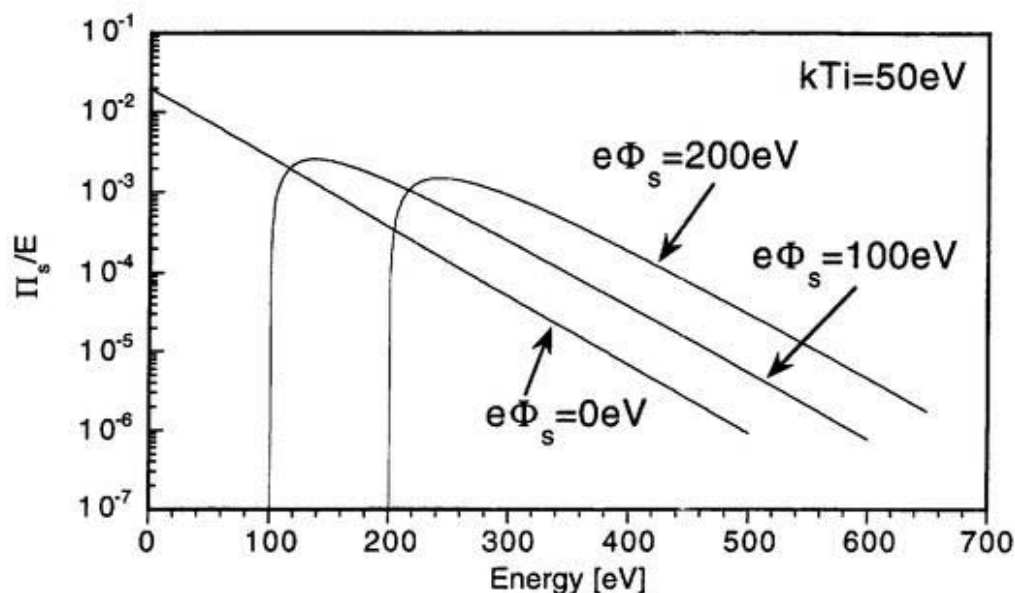


図 2-23. シフトマックスウエル分布をエネルギーで割った対数表示 ( $e\Phi_s \sim e\Phi_s + 10kTi$  まで表示してある)

これからも分かるように、シフトしたマックスウエル分布では、シースポテンシャル分だけシフトしているために、単純にエネルギーで割ってもシースポテンシャルのエネルギー領域近くでは直線からはずれる傾向にある。それぞれの分布の傾きは、エネルギーが無限大になると等しくなる。しかし、実際の測定においてフィッティングに使

用する領域は、式 (2-46) で示した領域となっている。ここで図 2-23 の分布を最大値で規格化したものを図 2-24 に示す。

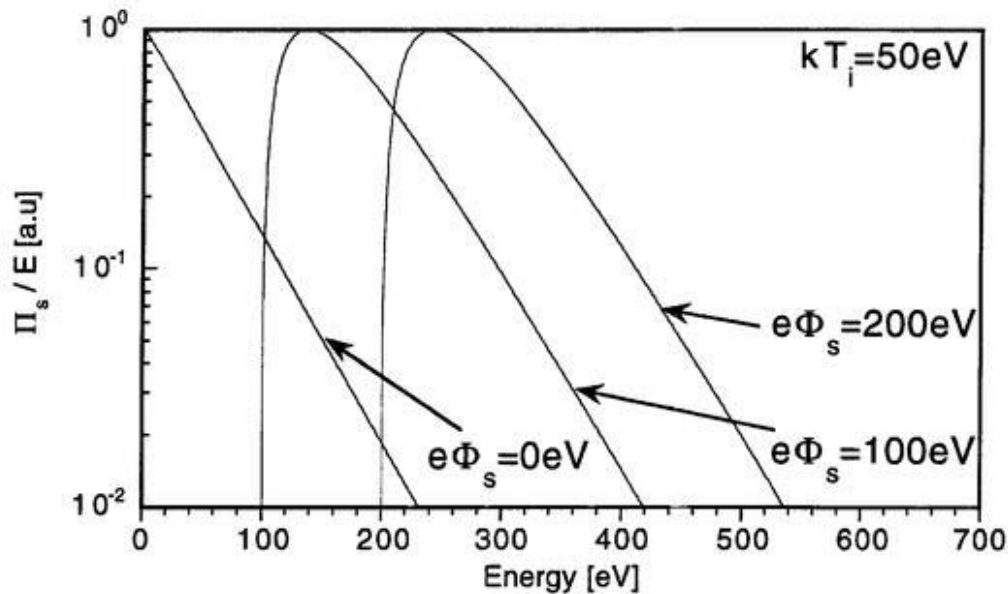


図 2-24. シフトマックスウエル分布をエネルギーで割った対数表示 (最大値で規格化)

シースポテンシャルが大きくなると、 $T_{\text{ref}}$  決定のためのフィッティング領域で傾きが大きくなる、すなわち、見かけ上の入射イオン温度が大きくなる傾向が見られる。シースポテンシャルに対する見かけ上のイオン温度の関係を図 2-25 に示す。

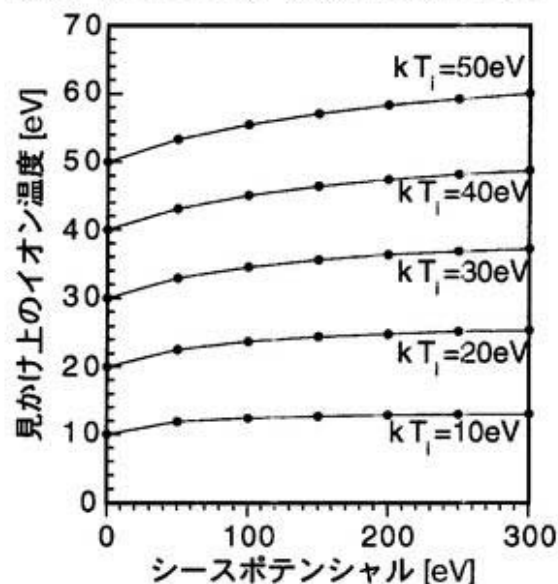


図 2-25. シースポテンシャルに対する見かけ上の入射イオン温度

シースポテンシャルに対する見かけ上の入射イオン温度の傾向は、図 2-22 と同じであり、シースポテンシャルが大きくなると、反射粒子エネルギー分布から求められ

る  $T_{ref}$  が大きくなるのは、シフトしたマックスウエル分布をターゲットへの入射エネルギーで割ってために見かけ上のイオン温度が大きくなることに対応する。

見かけ上のイオン温度と計算で得られた  $T_{ref}$  の関係を図 2-26 に示す。

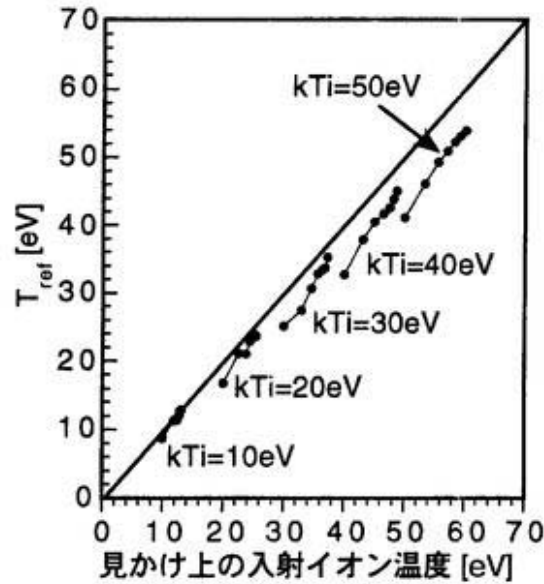


図 2-26. 見かけ上の入射イオン温度と  $T_{ref}$  の関係

フィッティングによるイオン温度の決定では、 $T_{ref}$  は見かけ上のイオン温度より大きくなることはない。これは反射過程によってエネルギーを失っていることを示している。高イオン温度になるほど、そのエネルギーの失う割合も小さいことが分かる。

次に様々なイオン温度での反射パラメータ  $T_{ref}$  についての関係を示す。

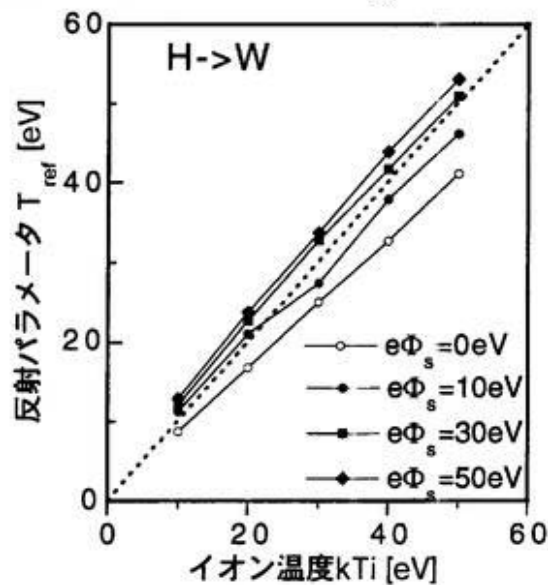


図 2-27. イオン温度と反射パラメータの関係

これより、同じシースポテンシャルの値でも反射パラメータの値は異なり、イオン温度の評価が可能であるといえる。

$E_p$  と  $T_{ref}$  については計算で与えたパラメータについて議論してきたが、実験で得られた反射粒子エネルギー分布から、実際にシースポテンシャルとイオン温度の情報を引き出す手順を考える。 $E_p$  と  $T_{ref}$  については小さいといえ、シースポテンシャルの依存性もある。第一に  $T_i$  の値を明確にするために、 $E_p$  と  $T_{ref}$  の両者から決定する。 $E_p$  に対する  $T_{ref}$  の関係を図 2-28 に示す。

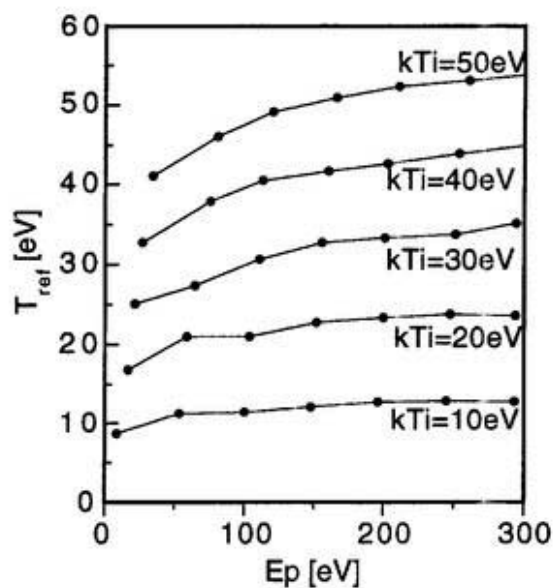


図 2-28.  $E_p$  と  $T_{ref}$  の関係

$E_p$  と  $T_{ref}$  の 2 つの関係で一つに決められる  $T_i$  をターゲットに入射する直前のイオン温度と評価することが可能である。得られた  $T_i$  を使って、 $E_p$  に対応したシースポテンシャルを図 2-19 から求める。

## 2-5. 分子イオン混入の反射粒子エネルギー分布への影響

今までの議論は、すべての入射粒子が水素原子イオンであると仮定していた。しかし、測定対象としているダイバータプラズマ領域では、メインプラズマと比較してプラズマのイオン温度が低いと考えられる。周辺の中性水素分子がプラズマ中に混入したとき、電子との衝突により分子がイオン化する可能性がある。しかし、プラズマ中でイオン化したとしても、電子衝突のためわずかな時間で解離すると考えられる。水素分子イオンとして存在する時間は

$$t_{\text{dis}} = \frac{1}{n_e \langle \sigma_{\text{dis}} v_e \rangle_{T_e}} \quad (2-48)$$

より求めることができる。ここで  $\langle \sigma_{\text{dis}} v_e \rangle_{T_e}$  は分子の解離断面積 [24] であり、これより求めた解離時間を以下に示す。

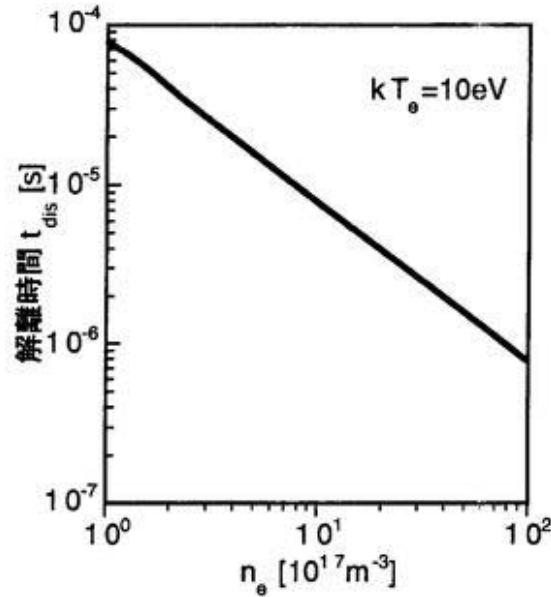


図 2-29. 水素分子の存在時間

電子やイオンとの衝突によるエネルギー伝達を考えても、式 (2-34) で評価したように、分子イオンにはほとんどエネルギー伝達はないと考えられる。そのため、ダイバータプラズマ領域での水素分子の温度は低いと考えられ、水素分子のイオン温度  $kT_i^{\text{H}_2} = 0$  と仮定する。それゆえ、水素分子イオンのターゲットへの入射エネルギーはシースポテンシャルで決定される。シース領域での混合入射分布関数  $\Gamma_{\text{she}}$  は

$$\Gamma_{\text{she}} = \Gamma_{\text{atom}} + \Gamma_{\text{mol}} = \alpha \Gamma_{\text{she}} + (1 - \alpha) \Gamma_{\text{she}} \quad (2-49)$$

とかくことができ、 $\Gamma_{\text{atom}}$  と  $\Gamma_{\text{mol}}$  はそれぞれ原子と分子の入射分布関数であり、 $\alpha$  は原子イオンの混合比である。最も簡単な近似として、一つの分子イオンのターゲットへの入射は、半分のエネルギーを持ったイオンが二つターゲットに入射すると考え



る。イオン温度を  $kT_i=20\text{eV}$ 、シースポテンシャルを  $60\text{eV}$ 、原子混合比を 98% としたときの反射粒子エネルギー分布を示す。

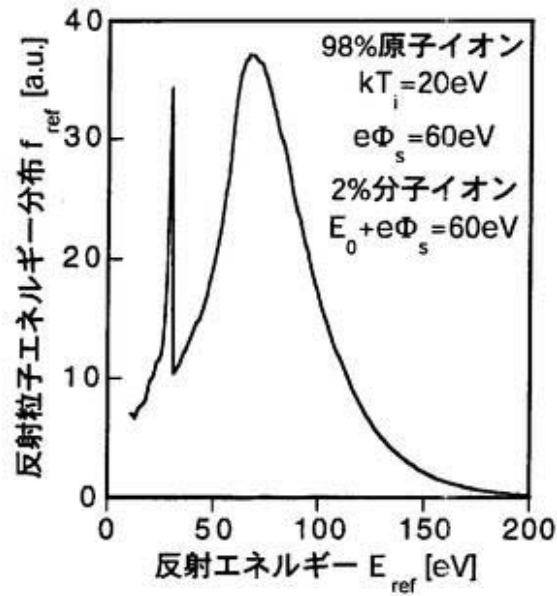


図 2-30. 水素原子と分子の混合プラズマでの反射粒子エネルギー分布

98% の大半をしめる原子による反射エネルギー分布の上に、30eV 程度の鋭いピークとして分子イオンの寄与が現れる。結果、ダイバータプラズマ領域での分子イオン混入について、原子と分子の寄与は簡単に分離することが可能であると云える。このように分子が混入した場合でも、今まで述べた  $E_p$  と  $T_{ref}$  の議論については変わりがないと云える。

## 2-6. エネルギー積分した反射粒子束測定によるイオン温度の評価

今までの議論では、反射粒子エネルギー分布を使ってイオン温度ならびにシースポテンシャルの情報を得た。実験において、反射粒子束を測定することは、反射粒子エネルギー分布をエネルギーについて積分することに対応する。このため、エネルギー積分した反射粒子エネルギー分布からイオン温度の評価が可能であるかについて検討を行う。

ここで、イオン温度  $kT_i=1\text{eV}$  とした場合での各シースポテンシャルでの反射粒子エネルギー分布を示す。

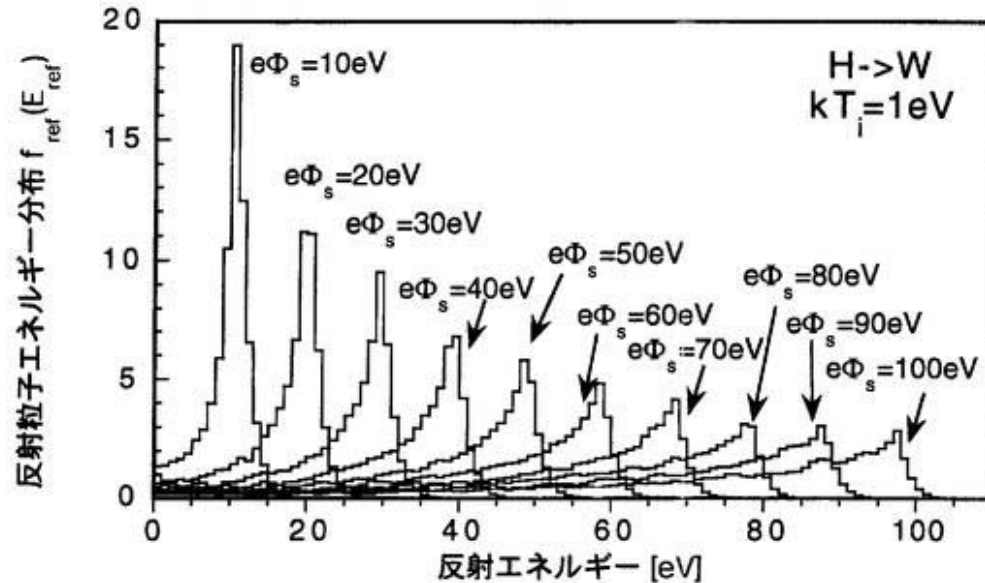


図2-31. イオン温度  $kT_i=1\text{eV}$  とした場合での各シースポテンシャルでの反射粒子エネルギー分布 (0eV まで表示してある)

この図からも明らかなように、シースポテンシャルが大きくなるに連れて、大きな反射エネルギーをもった粒子の数が大きくなる。実際の測定においては、中性粒子測定を行うために、中性粒子と金属表面との衝突による二次電子放出を利用する。ここで二次電子放出係数を  $\gamma(E)$  とすると、エネルギー積分することによって、測定中性粒子量は  $\int_0^\infty \gamma(E)f_{\text{ref}}(E_{\text{ref}})dE$  に対応する。イオン温度  $T_i$  の場合、このシースポテンシャル依存性を図2-32に示す。

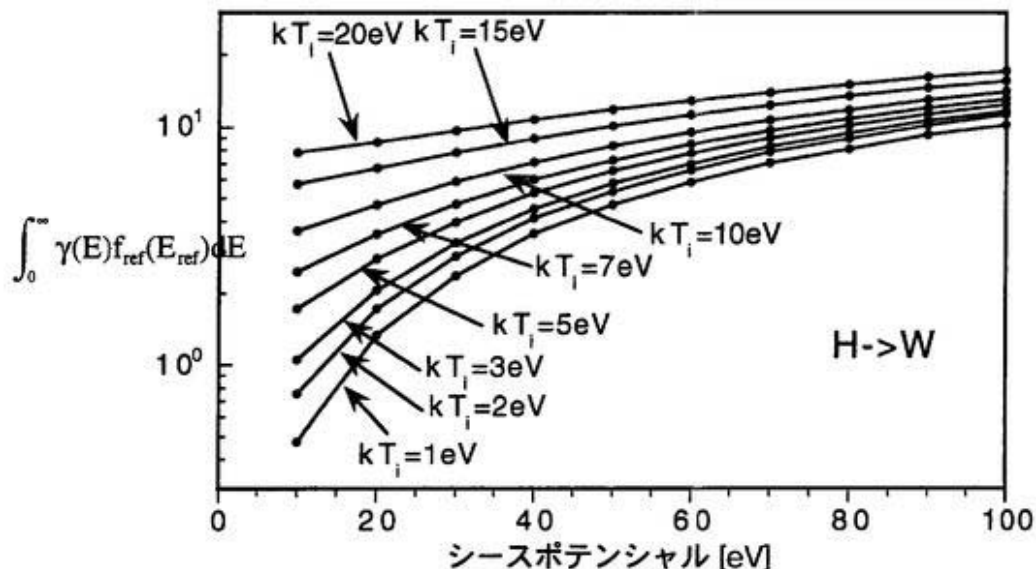


図2-32.  $\int_0^\infty \gamma(E)f_{\text{ref}}(E_{\text{ref}})dE$  のシースポテンシャル依存性

イオン温度が数 eV の場合、エネルギー積分した反射粒子エネルギー分布のシースポテンシャル変化の測定によって、イオン温度評価が可能であることを図 2-32 は示している。 $\int_0^\infty \gamma(E) f_{\text{ref}}(E_{\text{ref}}) dE$  のシースポテンシャルへの依存性は、二次電子放出率が中性粒子の入射エネルギーに大きく依存することに起因する。

## 2-7. 計算機シミュレーションを用いた検討のまとめ

以上、本章では TRIM コードを用いた固体表面でのイオン反射を利用したイオンエネルギー分布計測の検討を行った。本章における成果を以下にまとめる。

(1) プラズマ中でのイオン反射を考えるために、シースポテンシャルとラーマー運動の効果を入れたモデルをたて、モンテカルロ計算機コード TRIM を用いてイオン反射のシミュレーションを行った。

(2) 計算で求められた反射粒子エネルギー分布のピークエネルギーが、プラズマと壁との間のシースポテンシャルに対応することを示した。

(3) 反射粒子エネルギー分布のピークエネルギー以上の領域より、反射パラメータ  $T_{\text{ref}}$  を用いてイオン温度の情報が得ることを示した。 $T_{\text{ref}}$  のシースポテンシャル依存性も小さいことを示した。

(4) ダイバータプラズマに水素分子が混入した場合でも、イオン温度ならびにシースポテンシャルの評価が可能であることを示した。

(5) エネルギー積分した反射粒子束を測定することによって、数 eV 程度の低いイオン温度測定が可能であることを示した。

## 第2章 参考文献

- [1] R. Behrisch and W. Eckstein : Physics of Plasma - Wall Interactions in Controlled Fusion, Eds. D. E. Post and R. Behrich ( Plenum Press, 1984) 413.
- [2] LANDGLEY et al. : Data Compendium for Plasma - Surface Interactions, Nucl. Fusion, Special Issue 1984, IAEA , Vienna (1984) 13.
- [3] O. B. FIRSOV : Phys. JETP 6 (1958) 534.
- [4] W. Eckstein et al. : J. Nucl. Mater. 63 (1976) 199.
- [5] S. Masuzaki et al : J. Nucl. Mater. 223 (1995) 286.
- [6] J. W. Cuthbertson et al. : Rev. Sci. Instrum. 63 (1992) 5279
- [7] M. Mayer at al. : J. Appl. Phys. 77 (1995) 6609
- [8] R. Aratari and W. Eckstein : J. Nucl. Mater. 162-164 (1989) 910
- [9] R. Aratari and W. Eckstein : Nucl. Instrum. Methods B42 (1989) 11
- [10] J. Amano et al. : J. Appl. Phys. 52 (1981) 6934
- [11] N. N. Koborov et. al. : J. Nucl. Mater 220-222 (1995) 952.
- [12] I. M. Torrens : Interatomic Potentials (Academic, New York 1972)
- [13] J. P. Biersack and L. G. Haggmark : Nucl. Instrum. Methods 174 (1980) 257.
- [14] J. P. Biersack and W. Eckstein : Appl. Phys. A34 (1984) 73.
- [15] O. S. Oen and M. T. Robinson : Nucl. Instrum. Methods 132 (1976) 647
- [16] J. Lindhard and M. Scarff : Phys. Rev. 124 (1961) 128
- [17] W. Eckstein : Computer Simulation of Ion Solid Interaction, Springer Series in Materials Science Vol. 10 (Spronger, Berlin, 1991)
- [18] M. T. Robinson and I. M. Torrens : Phys. Rev. B9 (1974) 5008
- [19] TRIM.SP. (Version. TRVMC) Manual
- [20] D. E. VOSS and S. A. COHEN : J. Nucl. Mater. 93&94 (1980) 405.
- [21] W. D. Wilson et al. : Rhys. Rev B15 (1977) 2458
- [22] P. C. Stangeby : Physics of Plasma - Wall Interactions in Controlled Fusion, Eds. D. E. Post and R. Behrich ( Plenum Press, 1984) 41.
- [23] 宮本健郎 : プラズマ物理入門 ( 岩波書店 ,1991) 22.
- [24] M. F. A. Harrison : Physics of Plasma - Wall Interactions in Controlled Fusion, Eds. D. E. Post and R. Behrich ( Plenum Press, 1984) 41.
- [25] R. ITO et al : IPPJ-AM-41 (1985)

## 第3章 イオン反射を用いたイオン温度 測定の原理実証実験

第2章で行われた検討を元にして、本章では実際のプラズマ装置を利用して、イオン反射を用いたイオン温度測定の原理実証実験を行う。

### 3-1. 実験装置

はじめに、本研究で使用した実験装置について述べる。

#### 3-1-1. 直線型定常プラズマ発生装置 TPD-I

TPD-I は核融合科学研究所東山サイトに設置されている直線型定常プラズマ発生装置である [1]。全体図を図3-1に示す。

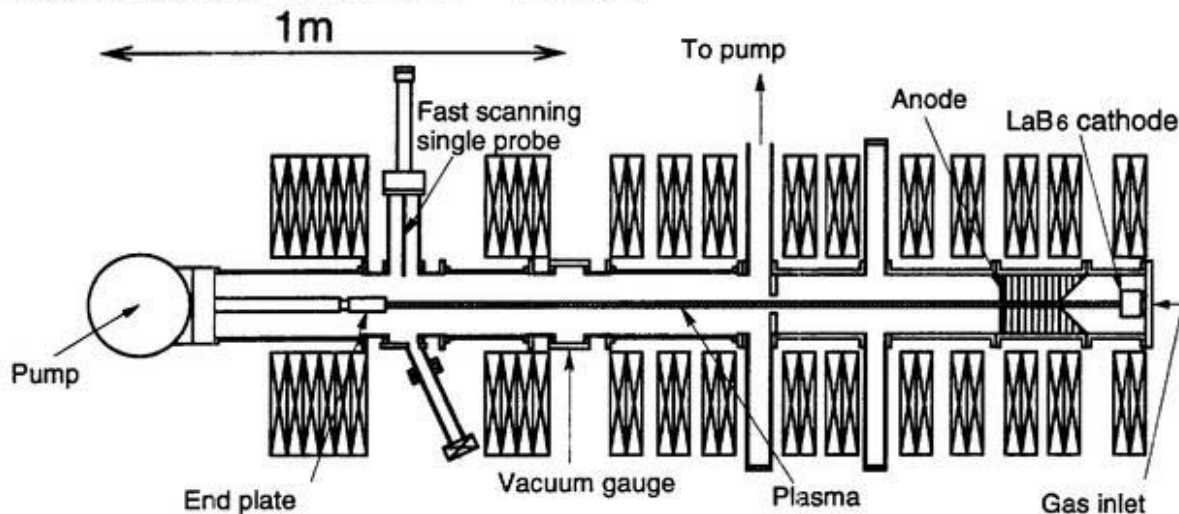


図3-1. TPD-I 全体図

全長約 2m、真空容器内径 130mm、最大磁場強度 0.5T、2機設置された真空ポンプにより到達真空度は  $10^{-7}$ Torr オーダーである。

ヘリウムならびに水素ガスを、マスフローコントローラを用いて TPD-I の真空容器内に導入している。絶対圧力計バロトロンを用いて実験部の中性粒子圧力を測定している。高速掃引ラングミュアプローブを用い、プラズマの電子温度、電子密度ならびに空間電位の測定が可能である。本研究でのプラズマパラメータは電子温度  $kT_e < 15\text{eV}$ 、電子密度  $n_e < 1 \times 10^{18}\text{m}^{-3}$ 、プラズマ直径  $\sim 20\text{mm}$  程度である。

#### 3-1-2. プラズマ中に挿入する固体ターゲット



プラズマ中に挿入する固体ターゲットは、タングステンと、比較のため炭素を用いた。ターゲットの形状を、図3-2に示す。

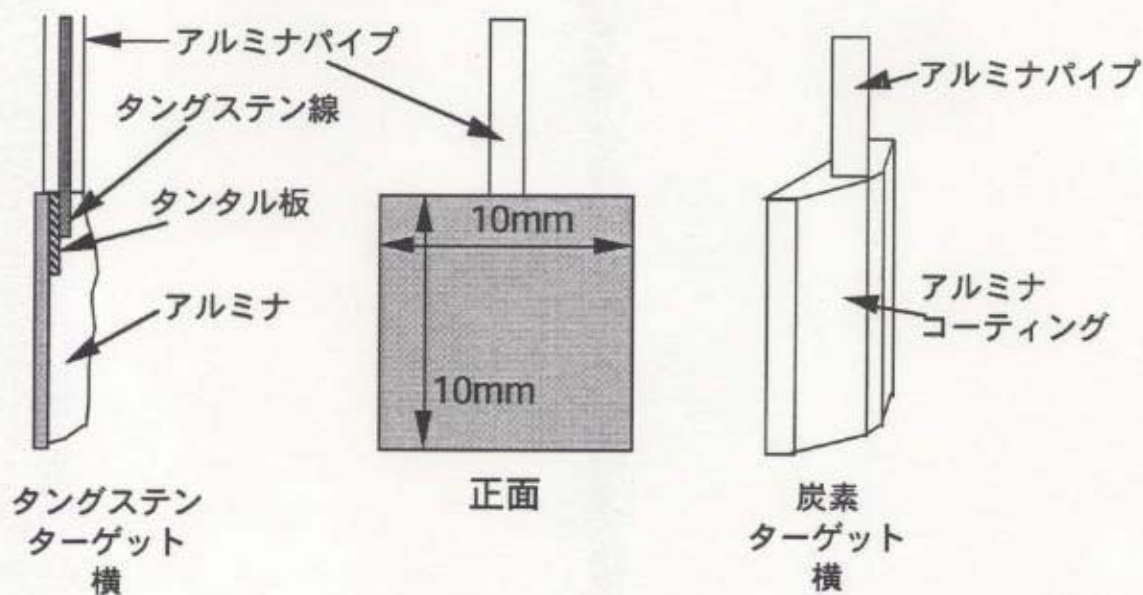


図3-2. プラズマ中に挿入するターゲット概要

背面は絶縁物（アルミナ）でコーティングされており、背後からのプラズマの侵入を防ぐ役目をしている。このターゲットには外部電源により、真空容器（アース電位）に対して負のバイアスを印加することによって、シースポテンシャルの制御が可能となっている。

### 3-1-3. 飛行時間型エネルギー分析装置

質量  $M$  の粒子が距離  $L$  を通過するとき、 $L$  を通過するのに要する時間  $t_f$  が

$$t_f = L \sqrt{\frac{M}{2eE}} \quad (3-1)$$

の関係がある。飛行時間型エネルギー分析装置 (Time Of Flight : TOF) のエネルギー分析の原理は、距離  $L$  を通過する時間がエネルギーに依存することを利用したもので、通過した粒子個数を時間毎に数えることにより粒子のエネルギー分布を得ることが可能となる。式 (3-1) に示されるように、飛行時間は入射粒子の質量にも依存するた

め、エネルギー分析と同時に粒子弁別も可能である。ここで  $L=2.1\text{m}$  としたときの入射エネルギー  $E$  に対するその到着時間の関係を示す。

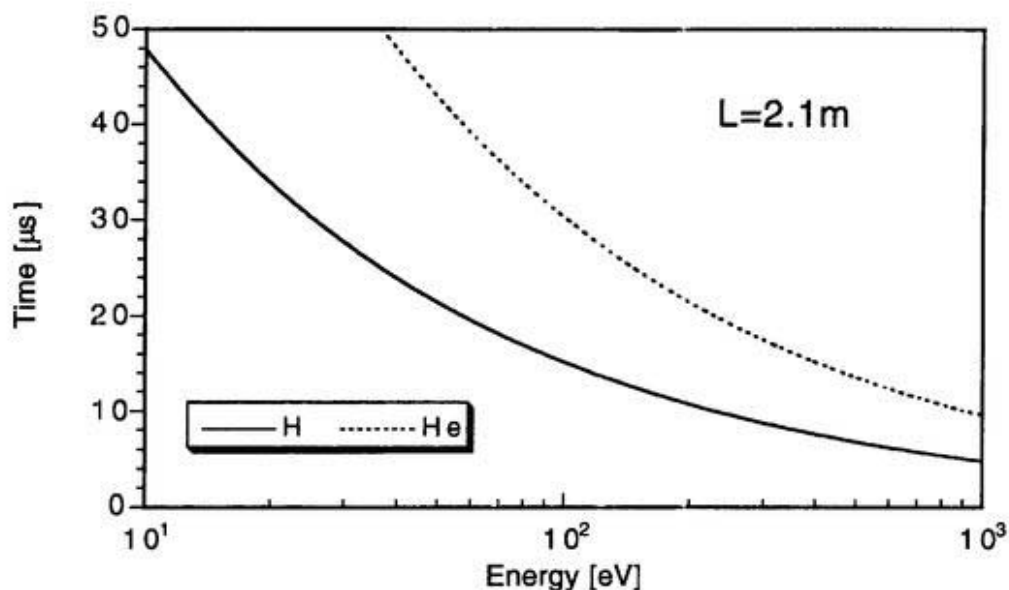


図 3-3. 水素ならびにヘリウム粒子のエネルギーと飛行時間の関係

表 3-1. 水素ならびにヘリウム粒子のエネルギーと飛行時間の関係

エネルギー [eV]	水素到着時間 [μ s]	ヘリウム到着時間 [μ s]
300	8.76	17.52
250	9.59	19.19
200	10.73	21.45
150	12.39	24.77
100	15.17	30.34
70	18.13	36.26
50	21.45	42.91
40	23.99	47.97
20	33.92	67.84

水素とヘリウムでは、質量比で 1:4 の関係があり、同じ時間に到着する粒子のエネルギーには 4 倍の違いがある。また粒子のエネルギーが同じ場合は、質量の平方が到着時間に影響する。そのため、同エネルギーでも到着時間に倍の違いがうまれる。飛行時間は  $\mu\text{s}$  オーダーであり、高速の計測手段が必要である。

TOF の測定原理について考える [2]。プラズマ中に挿入された入射粒子 1 つあたり、単位エネルギーあたり単位立体角あたりのターゲットよりの反射粒子数を数え

る。第2章では見込んでいる立体角方向に反射してくる粒子を単位エネルギーあたりに対してカウントした  $f_{\text{ref}}$  を使っていたが、ターゲットに入射したイオンの個数で割り規格化した値を無次元物理量  $g(E)$  とする。

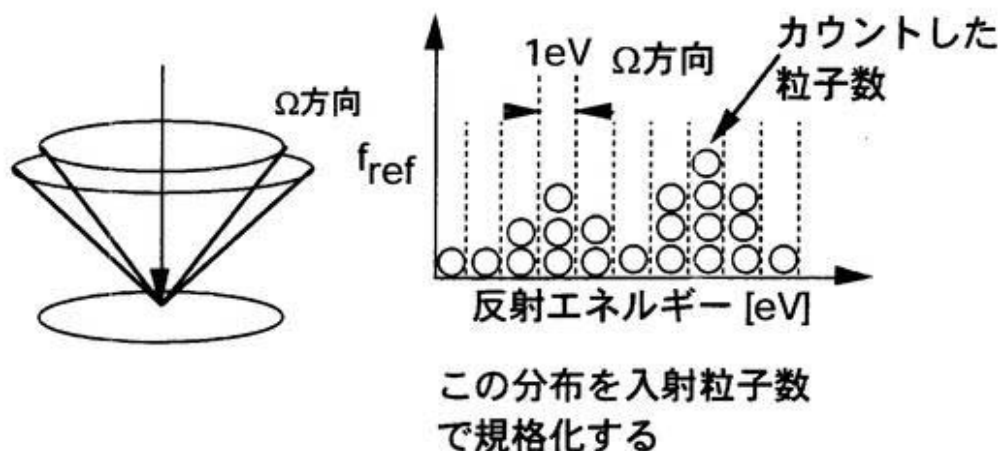


図3-4.  $g(E)$  の説明

ターゲットへの入射粒子数はターゲットへのイオン飽和電流  $I_{\text{sat}}$  から知ることができ、すべて一価のイオンとみなすと、単位時間あたり  $\frac{I_{\text{sat}}}{e}$  個と表記することができる。すなわち、見込んでいる立体角  $\Omega$  方向には単位時間あたり  $g(E) \frac{I_{\text{sat}}}{e} \frac{\Omega}{4\pi}$  個の粒子が反射され向かってくる。反射粒子束は、チョッパーの開閉時間  $\tau_c$  の間だけフライトチューブに入り、フライトチューブ中を飛行する時間で、各エネルギー  $dE$  毎に分離される。そこで単位時間に分析部に入射する中性粒子の個数を  $I(t)$  とすると、

$$g(E) \frac{I_{\text{sat}}}{e} \frac{\Omega}{4\pi} \tau_c dE = I(t) dt \quad (3-2)$$

とかける。ここで入射粒子の質量を  $m_i$  とすると、エネルギー  $E$  と飛行距離  $L$  とは

$$eE = \frac{1}{2} m_i v^2 = \frac{1}{2} m_i \left( \frac{L}{t} \right)^2 \quad (3-3)$$

の関係がある。また、これを微分したもの

$$\left| \frac{dE}{dt} \right| = \left\{ \frac{8e}{m_i L^2} \right\}^{1/2} E^{3/2} \quad (3-4)$$

式(3-2)に代入すると、

$$g(E) \frac{I_{\text{sat}}}{e} \frac{\Omega}{4\pi} \tau_c \left\{ \frac{8e}{m_i L^2} \right\}^{1/2} E^{3/2} = I(t) \quad (3-5)$$

となる。式 (3-5) 中の左辺の  $I_{\text{sat}}$  は測定より、 $\Omega$  は形状より、 $L$  はフライトチューブ長さより、 $E$  はフライトチューブ長さより求めることができる。すなわち、 $I(t)$  を測定することにより、目的としている粒子弁別された反射粒子エネルギー分布  $g(E)$  が測定されることが分かる。ここで  $I(t)$  の測定には、中性粒子が金属に入射したときに発生する二次電子を計測する方法を用いる。二次電子放出率  $\gamma$  は入射エネルギーと入射粒子種に依存する。中性粒子束が金属表面に衝突した場合、発生した電子電流は  $eI(t)\gamma(E)$  となる。電子電流は、電子増倍管を用いて  $G_M$  倍に増倍し、電流－電圧変換回路（電流電圧変換値  $G_{V/A}$ ）で電圧  $V(t)$  に変換するとすれば

$$V(t) = eI(t)\gamma\eta G_M G_{V/A} \quad (3-6)$$

の関係が得られる。ここで  $\eta$  は二次電子の電子増倍管への捕獲率である。式 (3-6) を式 (3-5) に代入すると、反射粒子エネルギー分布  $g(E)$  は

$$g(E) = \frac{V(t)}{\gamma(E)\eta G_M G_{V/A} I_{\text{sat}} \tau_c} \frac{1}{\Omega} \left\{ \frac{8e}{m_i L^2} \right\}^{-1/2} E^{-3/2} \quad (3-7)$$

とかけ、 $V(t)$  の時間変化を測定することにより、粒子のエネルギー分布が得ることができる。なお、式 (3-7) 中の  $E$  は式 (3-3) から求めることができる。

次に本研究で製作した TOF 装置の概要を示す。

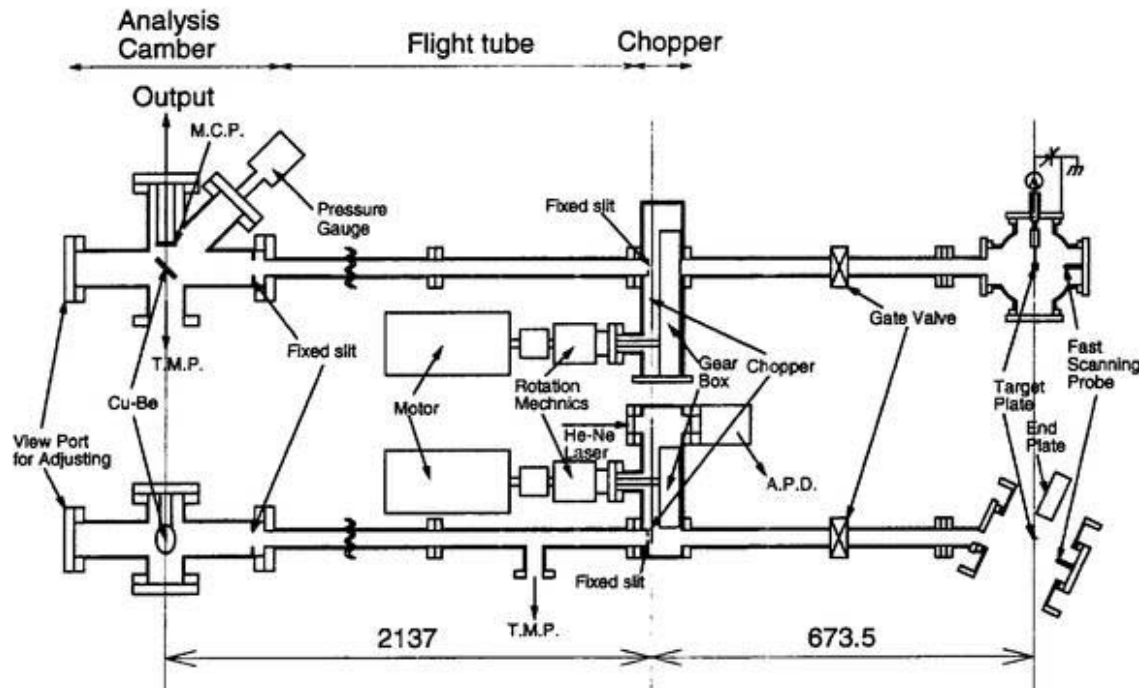


図 3-5. TOF 実験装置概要

プラズマ中に挿入されたターゲットで反射された粒子束が定常的に TOF 装置に向かってくる。ターゲットへの入射エネルギーが 1keV 以下の領域であるので、反射

粒子のほとんどは中性粒子と考えられる [3]。それ以外の電荷を持った反射粒子は、TPD-I の磁場コイルでつくられる磁場の影響で、TOF 装置に向かってくることはないと考えられる。TOF 装置には、中性粒子を時間  $\tau_c$  だけ通過させるチョッパーが取り付けられている。チョッパーは、粒子が通過する位置と 180 度反対の位置にレーザーとアバランシェフォトダイオード (APD) が取り付けられおり、APD は時刻の基準を与える役目をする。チョッパーを通過した反射中性粒子束はフライトチューブ部を飛行することによりエネルギー分離され、エネルギーの大きなものほど速くフライトチューブの後ろに設置された分析部に入射する。

TOF 装置は大きく分けて、チョッパー部、フライト部ならびに分析部の 3 つに分けられる。

### 3-1-3-1. チョッパー部

チョッパーが空いている開口時間  $\tau_c$  は TOF 測定を行う上で、

$$t_f \gg \tau_c \quad (3-8)$$

の条件を満たす必要があり、図 3-3 より  $\tau_c < 1 \mu s$  程度であることが必要である。プラズマからの荷電交換中性粒子測定を行う上で多く用いられているチョッパーは、外部モータによってチョッパーディスクを回すものと、TMP (ターボ分子ポンプ) の回転をチョッパーに利用するものの 2 種類が挙げられる。表 3-2 に種々の TOF 装置で使われたチョッパーの性能を示す。

表 3-2. TOF 装置のチョッパー性能

チョッパー半径 [mm]	回転数 [1/s]	スリット幅 [mm]	飛行距離 [m]	開口時間 $2\tau_c$ [ $\mu s$ ]	飛行時間 $t_f$ [ $\mu s$ ]@100eV	飛行時間 $t_f$ [ $\mu s$ ]@1keV	チョッパー 回転機構	使用装置	参考文献番号
51	600	0.15	1.5	1.56	10.8	3.45	TMP	JFT-2M	[4]
60	760	0.15	2.2	1.05	15.9	5.71	TMP	ASDEX	[5]
72	667	0.2	3.5	1.33	25.3	8.00	Motor	GAMMA10	[6]
125	333	0.2	3.84	1.53	27.7	8.77	Motor	RFX	[7]
127	175	0.25	1.8	3.58	13.0	4.11	Motor	PLT	[8]
<b>108</b>	<b>217</b>	<b>0.1</b>	<b>2.14</b>	<b>1.52</b>	<b>15.4</b>		<b>Motor</b>	<b>TPD-I</b>	本研究



表中の開口時間  $\tau_c$  はチョッパー半径を  $R_s$ 、回転数を  $f$ 、スリット幅を  $W_s$  とすると、

$$2\tau_c = \frac{2W_s}{2\pi R_s f} \quad (3-9)$$

で計算する。ここでファクター2はチョッパーが開きはじめてから完全に閉まるまでを考慮するためのものである。また100eVならびに1keVでの飛行時間  $t_f$  は水素 ( $M=Z=1$ ) の場合である。メインプラズマからの荷電交換中性粒子の測定を目的としているTOF装置では、1keV程度の高速中性粒子の測定も対象としている。1keVのエネルギーでは、TOF測定条件である式(3-8)が満たされなくなるものがあるが、どの装置でも  $t_f > \tau_c$  が満たされている。TMPを利用した装置は回転数が大きいいためチョッパーの半径が小さいが、モーター使ってディスクを回転する装置では回転数が小さい場合には、チョッパーの半径を大きくして、チョッパーの開口時間を短くしている。本研究では真空中でのギアボックスを利用したディスクタイプのチョッパーを製作した。回転導入機を利用して外部モーターの低回転、高トルクを真空中に伝え、真空中のギアボックスで回転速度をあげて、チョッパーの高速回転を得るものである。

チョッパーの回転速度はTOF測定におけるエネルギー誤差の一因となるため、ここでエネルギー誤差を考える。TOFでは式(3-1)より検出器に入ってくるエネルギーが決定できる。ただしこの場合は、チョッパーの開口時間がデルタ関数としている。実際には、開口時間  $\tau_c$  だけが開いていることになる。式(3-1)の展開を行うと、

$$\frac{\delta E}{E} = 2 \left( \frac{\delta t}{t_f} \right) \left\{ 1 + \frac{3}{2} \left( \frac{\delta t}{t_f} \right) + O \left[ \left( \frac{\delta t}{t_f} \right)^2 \right] \right\} \quad (3-10)$$

となる。式(3-8)より  $(\delta t/t_f)^2$  のオーダーは無視する。つまりエネルギー誤差は  $\delta t$  の関数であり、 $\delta t$  をどのように定義するかでエネルギー誤差は変化する。以下に  $\delta t$  の定義より i) 通常誤差, ii) 標準誤差, iii) 最大誤差の3通りで評価する。

#### i) 通常誤差

チョッパーの後ろにある固定スリットとチョッパーのスリットとの関係で、 $\pm \tau_c$  をスリットが開きはじめてから、閉まりきるまでの時間とする。2つのスリットが一致したときの開口面積を  $A_c$  とすると、開口面積関数  $A_c(t)$  は

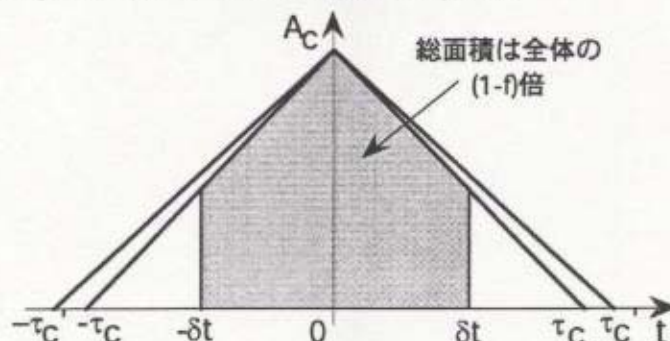


図3-6. チョッパー開口面積関数

$$A_c(t) = \begin{cases} A_c \left(1 - |t|/\tau_c\right) & |t| \leq \tau_c \\ 0 & |t| > \tau_c \end{cases} \quad (3-11)$$

と表せる。この関数を積分した面積について、面積が小さいときの粒子束は無視できるとして  $\delta t$  を決定する。その目安  $f$  を用いて以下の式より決定する。

$$\int_{-\infty}^{\infty} A_c(t) dt = (1-f) \int_{-\infty}^{\infty} A_c(t) dt \quad (3-12)$$

これより  $\delta t$  を決定すると、

$$\delta t = \tau_c (1 - f^{1/2}) \quad (3-13)$$

$f$  を  $f=1/e[2]$  とすると、式 (3-10) および (3-13) より、

$$\frac{\delta E}{E} = 0.787 \left( \frac{\tau_c}{t_r} \right) \left\{ 1 + 0.590 \left( \frac{\tau_c}{t_r} \right) \right\} \quad (3-14)$$

となる。

通常誤差は、表 3-2 に示した TOF 測定 of 誤差評価に広く用いられている。図 3-6 に示したように、 $(1-1/e)$  だけが誤差として寄与する。これは入射粒子数の 63% を占める範囲であり、正規分布の標準偏差  $\pm 1 \sigma$  が 68% を誤差とする場合とほぼ同等である。

## ii) 標準誤差

標準誤差は、 $A_c$  が小さくても粒子束は無視できないとするもので、式 (3-13) 中の  $f$  を、 $f=0$  とする場合である。これより、式 (3-10) および (3-13) より

$$\frac{\delta E}{E} = 2 \left( \frac{\tau_c}{t_r} \right) \left\{ 1 + \frac{3}{2} \left( \frac{\tau_c}{t_r} \right) \right\} \quad (3-15)$$

とする。これは正規分布の標準偏差  $\pm 3 \sigma$  を誤差とする場合に対応する。

## iii) 最大誤差

チョッパーと固定スリットの間には有限の隙間があり ( $\sim 10\text{mm}$ )、ななめより検出器に向かう粒子も存在する。形状的な効果を入れて、 $\tau_c$  を決定する。チョッパースリットの幅を  $W_s$  とその形状から  $\Delta W$  だけチョッパーが開口しているとする。これより実効的なチョッパー開口時間  $\tau_c'$  は

$$\tau_c' = \frac{W_s + \Delta W}{2\pi R_s f} \quad (3-16)$$

として評価する。開口時間は  $\Delta W$  に関する分だけ大きく評価することになる。この開口時間を式 (3-10) に代入したものを最大誤差として定義する。

エネルギー誤差を元に、チョッパーについての評価を行う。チョッパーディスクの半径、密度および厚さをそれぞれ  $R_c$ 、 $\rho_c$  および  $T_c$  とすると、このチョッパーディスクの慣性モーメント  $I_c$  は

$$I_c = \int \rho_c R_c^2 dV = \frac{2\pi}{4} \rho_c T_c R_c^4 \quad (3-17)$$

$V$  は、チョッパーの体積である。この慣性モーメントを持った剛体が回転するために導入されたトルクを  $N$  とし、ギアボックスのギア比を  $n$  とするとチョッパーに理想的に伝えられるトルクは  $N/n$  となる。すなわちチョッパーの運動方程式は

$$I_c \frac{d\omega}{dt} = \frac{N}{n} \quad (3-18)$$

となる。チョッパーの開口時間からくるエネルギー誤差を式 (3-14) の通常誤差で評価する。 $I_c \propto R_c^4$  より  $R_c$  を小さくすることにより  $I_c$  は小さくなり、 $\delta E/E \propto R_c^{-1}$  よりエネルギー誤差を減らすために  $R_c$  を大きくする必要がある。この条件から  $R_c$  の最適値を決める。反射粒子のエネルギー 100eV を代表値として評価する。

チョッパーディスクの材質は、高速回転に耐えうるものでなくてはならず、 $I_c$  を減らすために軽い材料となる。両者をよく満たすものとして、厚さ  $T_c=0.3\text{mm}$  のアルミニウム製ディスク ( $\rho_c=2.2\text{g/cm}^3$ ) を採用した。式 (3-17) より使用するチョッパーディスクの慣性モーメント  $I_c$  が

$$I_c = 6.91 \times 10^{-2} R_c^4 [\text{g} \cdot \text{cm}^2] \quad (3-19)$$

と決まる。スリット幅  $W_s$  は加工精度の限界より  $W_s=0.1\text{mm}$  とした。 $L=2.1\text{m}$  とすると、式 (3-14) より

$$\frac{\delta E}{E} = 0.826 \frac{1}{R_{cf}} \left\{ 1 + 0.619 \frac{1}{R_{cf}} \right\} \quad (3-20)$$

$R_c$  による慣性モーメントならびにエネルギー誤差を図3-7に示す。

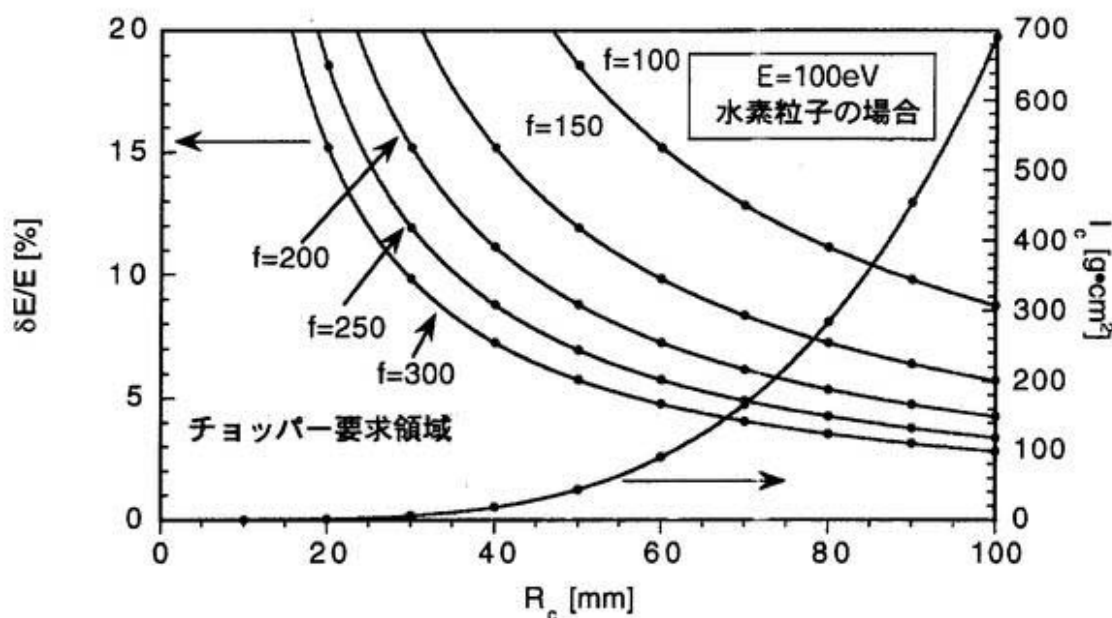


図3-7. チョッパーディスク半径によるエネルギー誤差

エネルギー誤差  $\delta E/E$  を 5% 以下を目標とすると、チョッパー回転数  $f=200$  回転/s、チョッパー半径  $R_c \sim 100$ mm 程度にする必要がある。スリット長さを 10mm 程度とすると、実際に使うチョッパー半径  $R_c$  は  $R_c=107.5$ mm のものとなる。 $f=200$  であれば式(3-20)より  $\delta E/E \sim 4.3\%$  となる。

決められたチョッパー半径でディスクが回転する時間を評価する。真空中に導入できるトルク  $N$  は使用した回転導入機のスペックより  $N=20\text{kgf}\cdot\text{cm}$ 、1秒間に1回転のものを使用した。 $I_c$  は式(3-19)より、 $I_c=923[\text{g}\cdot\text{cm}^2]$  となり、 $n=200$  とすると式(3-18)よりギアボックスの入力回転加速度は  $\frac{\Delta\omega}{\Delta t} = 0.942[\text{rad/s}]$  となる。チョッパーが1秒間に200回転するまでにかかる時間  $t_n$  は

$$t_n = \frac{2\pi \times 200}{\frac{\Delta\omega}{\Delta t}} \quad (3-21)$$

より、 $t_n$  は約22分となる。

これまでの議論では、チョッパーディスクに対する粘性は考慮に入れていなかった。高速回転するチョッパーディスクとチョッパーボックス内の残留気体との粘性が大きな問題となると考えられる。これを考えると、式(3-18)は摩擦係数を  $\mu$  として

$$I_c \frac{d\omega}{dt} = \frac{N}{n} - \mu\omega \quad (3-22)$$

と書き換えられる。 $\omega$  について解くと



$$\omega = \frac{N}{\mu n} \left\{ 1 - \exp \left\{ -\frac{\mu}{I_c} t \right\} \right\} \quad (3-23)$$

となり、いくら時間をかけても角速度は入力トルクによって決められる。同時に、 $\mu$  が小さくなると  $\omega$  が大きくなることを意味している。 $\mu$  は空気媒質中を運動する場合、粘性という抵抗を受けることになる。抵抗は、媒質の粘性率に比例した形をとる。しかし、チョッパーディスクは真空中で回すことを想定しているため、媒質の粘性率の圧力依存性を知る必要がある。気体の粘性率は約 0.1Torr より数気圧に至る広い範囲において圧力にほとんど無関係である [9]。すなわち、0.1Torr 以下では粘性率をほとんど無視できる。本研究において、真空中 (放電時  $\sim 10^{-3}$ Torr) での高速回転において粘性は大きな問題とならないと考えられる。

以上の評価・検討に基づいて TOF 用のチョッパーが製作された。その性能は比較のため表 3-2 中に記入されている。チョッパー回転に使用したモーターの最大トルクは 40kgf・cm のものを使用した。

実験で使用したチョッパーは、スリット  $0.1 \times 10\text{mm}$  が  $18^\circ$  つづ合計 20 個ついたものを使用した。図 3-8 に実験のチョッパー回転によって得られた APD 信号を示す。

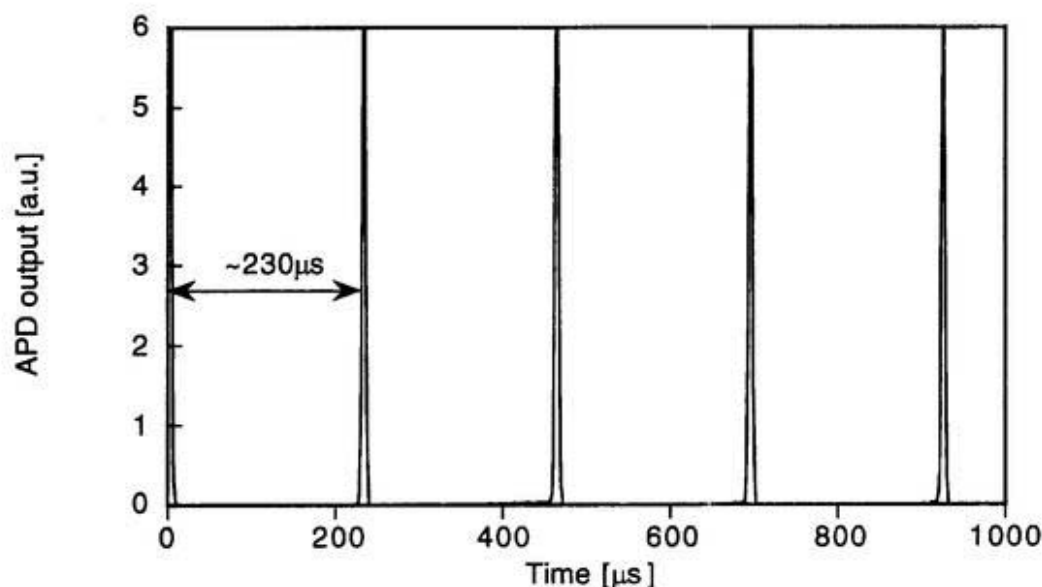


図 3-8. チョッパー回転による APD 信号

スリットースリット間の信号間隔は  $230 \mu\text{s}$  であり、これよりチョッパーの回転数を求めると、217 回転/s となり、目標の回転数を得られていることが分かる。



これに基づき、TOF 測定のエネルギー誤差について、図 3-9 に示す。

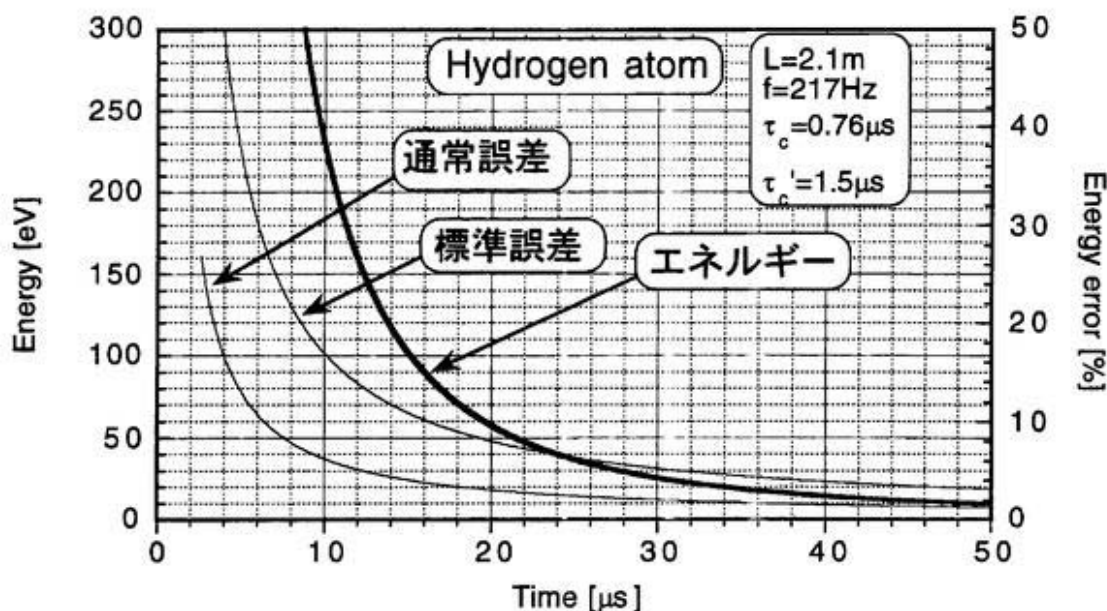


図 3-9. 本研究における TOF 測定のエネルギー誤差

本研究では、反射粒子のエネルギーが 300eV 程度以下であるため、通常誤差で評価すると 9% 程度となる。最大誤差に関しては、3-3-4 節でチョッパー開口時間関数を含めて議論する。

### 3-1-3-2. フライトチューブ部

チョッパーディスクとその直後に設置された固定スリットを通過した反射中性粒子はフライトチューブ内を飛行する。フライトチューブ中では反射中性粒子の平均自由行程  $\lambda_p$  に対して

$$\lambda_p \gg L \quad (3-24)$$

の条件を満たす必要がある。 $\lambda_p$  は中性粒子密度  $n_0$  と散乱断面積  $\sigma_{sc}$  と使って

$$\lambda_p = \frac{1}{n_0 \sigma_{sc}} \quad (3-25)$$

のように表される。水素原子の半径を 1 Å 程度と考え、単純な二体衝突の断面積を考えると  $\sigma_{sc} = 1 \text{ Å}^2$  程度のオーダーとなる。このオーダーで平均自由行程を考えると、 $\lambda_p \approx L = 2\text{m}$  となるのはフライトチューブ内の真空が 3mTorr の時である。今、フライトチューブは 2 個の TMP を使用して TPD-I 放電時も常に  $10^{-6}\text{Torr}$  オーダーを保って

いる。L ～ 2.1m 程度とすると、式 (3-24) が成立しフライトチューブ内に入った反射中性粒子は残留気体に散乱されることはない。

### 3-1-3-3. 分析部

分析部は中性粒子が金属表面に衝突することによって二次電子を発生させる二次電子放出板、その二次電子を捕獲、増幅するための電子増倍管、電子電流を電圧に変換する電流-電圧変換高速増幅器ならびにデータ収集系から構成されている。

#### 3-1-3-3-1. 二次電子放出板

中性粒子が金属に衝突することによって発生する二次電子を測定することによって、入射中性粒子数を測定する。衝突させる金属は、低エネルギー側で二次電子放出率の大きな Cu-Be ならびに Cu を採用した [10][11] (両金属の二次電子放出率は等しい [11])。図 3-10 に中性粒子入射による二次電子放出率を示す。

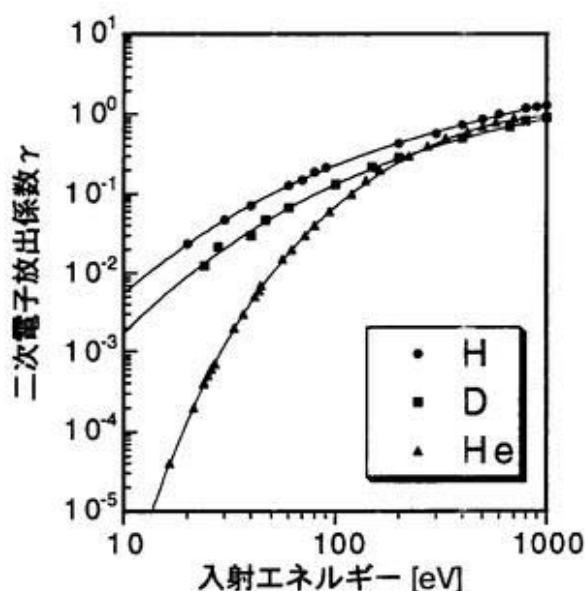


図 3-10. 二次電子放出率

入射エネルギーが大きい (～ 1keV) と、二次電子放出量は 1 程度であり、入射エネルギーが小さくなると共に、急速に放出率が減っていくことが分かる。入射粒子依存性がみられるが、入射粒子の運動エネルギーによる二次電子放出は電子的阻止能に比例するためと考えられる [12]。二次電子放出率に関しては、予め関数近似しておくことでデータ処理時に便利である。図 3-10 の横軸ならびに縦軸は数桁に及び、単純なベキ級数展開では発散する。そのため、入射エネルギー  $E$  と二次電子放出係数  $\gamma$  を以下の関係で示す。

$$X = \text{Log}E \quad (3-26)$$

$$Y = \text{Log}y \quad (3-27)$$

とすると、X ならびに Y は 0 の近くであり、ベキ級数展開が可能となる。そこで、

$$Y = \sum_{k=1}^n a_k X^k \quad (3-28)$$

として、 $a_n$  を決める。 $a_n$  をに示す。

表 3-3. 二次電子放出率の係数 (式 (3-28) 参照)

n	H	He
0	-5.62	-23.1
1	4.51	27.6
2	-1.30	-13.4
3	0.145	3.16
4		-0.299

フィッティングした曲線は、図 3-10 中に示してある。二次電子放出率は、表面の酸化層の割合により大きくなる傾向を示す報告もあるが [13]、本研究では TOF 実験で多く用いられている図 3-10 のデータを使用する。

### 3-1-3-3-2. 測定立体角

挿入されたターゲットと、分析チャンバーの二次電子放出板によって測定立体角  $\Omega$  が決定する。立体角は幾何学的な形状のみで決定する。ターゲットの形状は正方形であり、また分析チェンバーの二次電子放出板前面に直径 30mm のスリットがあり、スリットを通過した反射粒子はすべて二次電子放出板に衝突するようになっている

る。そのため、線源を一般に長方形、円板状入射窓を持つ検出器を考え、その立体角を求める。

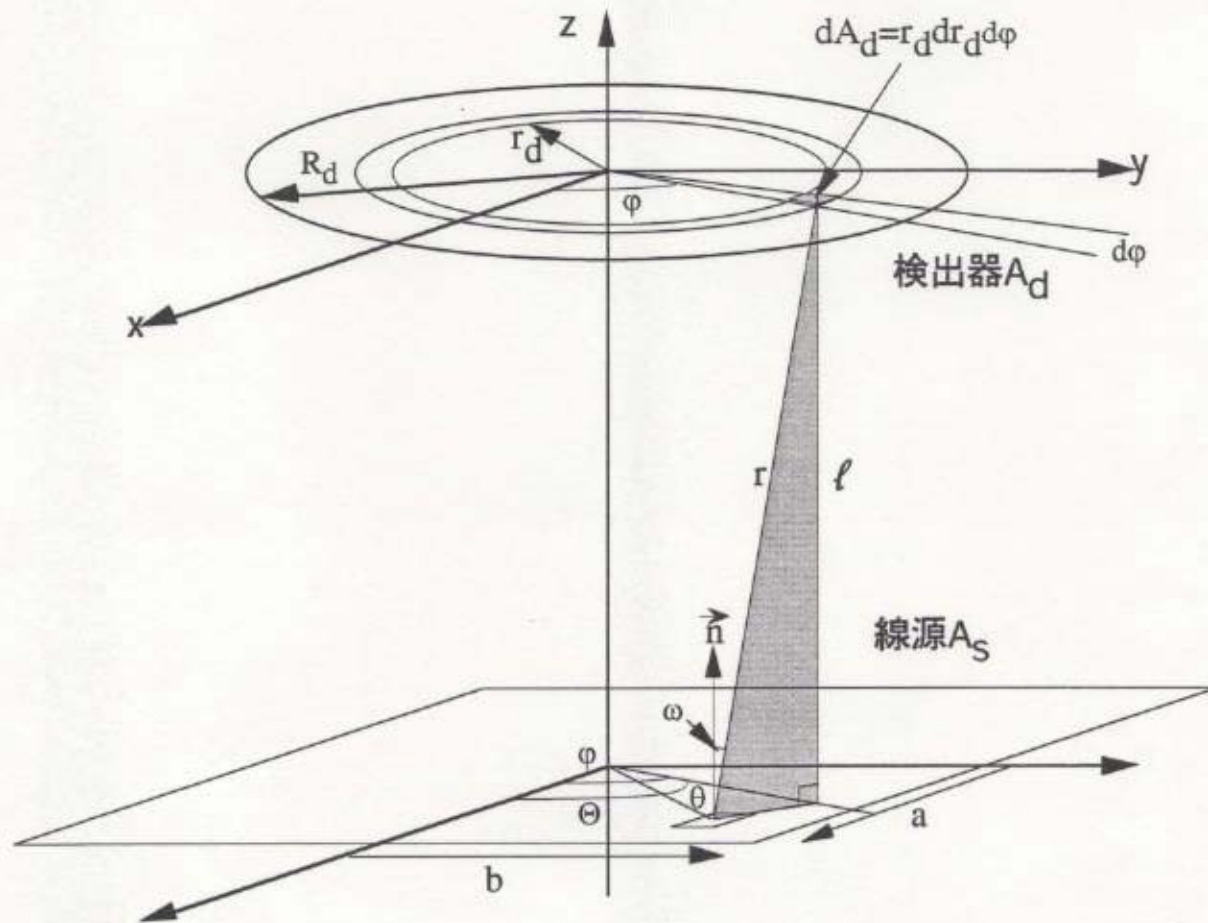


図 3 - 1 1. 線源を一般に長方形、円板状入射窓を持つ検出器

ここで添字 d は検出部を指し、s は線源を指す。まず図から明らかなように

$$\varphi = \theta + \Theta \quad (3-29)$$

$$\cos \Theta = \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \quad (3-30)$$

より

$$\theta = \varphi - \Theta = \varphi - \cos^{-1} \left\{ \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \right\} \quad (3-31)$$

線源から検出器の距離  $r$  は図 3-12 に示すように

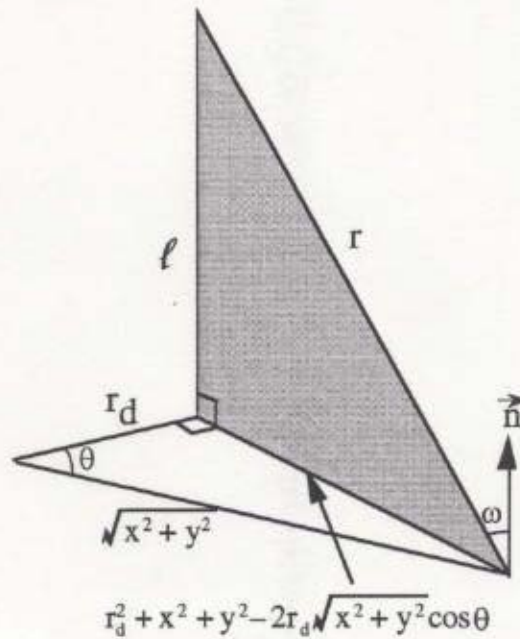


図 3-12. 線源からの距離

$$r^2 = l^2 + r_d^2 + x^2 + y^2 - 2r_d\sqrt{x^2 + y^2} \cos \left\{ \varphi - \cos^{-1} \left\{ \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \right\} \right\} \quad (3-32)$$

以上より、定義に従って立体角  $\Omega$  は

$$\Omega = \frac{1}{A_s} \int_{-a}^a dx \int_{-b}^b dy \int_0^{r_d} r_d dr_d \int_0^{2\pi} d\varphi \times \left( l^2 + r_d^2 + x^2 + y^2 - 2r_d\sqrt{x^2 + y^2} \cos \left\{ \varphi - \cos^{-1} \left\{ \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \right\} \right\} \right)^{-1} \times \cos \omega \quad (3-33)$$

となり、 $\cos \omega = \frac{l}{r}$  であるので式 (3-33) に代入して

$$\Omega = \frac{1}{A_s} \int_{-a}^a dx \int_{-b}^b dy \int_0^{r_d} r_d dr_d \int_0^{2\pi} d\varphi \times \left( l^2 + r_d^2 + x^2 + y^2 - 2r_d\sqrt{x^2 + y^2} \cos \left\{ \varphi - \cos^{-1} \left\{ \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \right\} \right\} \right)^{-3/2} \quad (3-34)$$

これが求めるべき立体角である。今、ターゲットの大きさ  $2a \times 2b$  は  $10 \times 10\text{mm}$ 、 $r_d=15\text{mm}$  および検出器  $l$  は  $2\text{m}$  程度であるので以下の条件が使える。

$$l \gg r_d, l \gg x, l \gg y \quad (3-35)$$

すると、式 (3-34) は非常に簡単になり、



$$\Omega = \frac{\ell}{A_s} 4ab\pi r_d^2 \frac{1}{\ell^3} \quad (3-36)$$

となる。また  $A_s=4ab$  より、

$$\Omega = \frac{\pi r_d^2}{\ell^2} \frac{S}{\ell^2} \quad (3-37)$$

と、検出器の面積  $S$  とそこまでの距離  $\ell$  のみで立体角が決定する。

いままでの議論では、図 3-5 にある横  $10 \times$  縦  $0.1\text{mm}$  の固定スリットは考慮されていなかったの、スリットを入れた場合での立体角を考える。今の場合の形状を図 3-13 に示す。

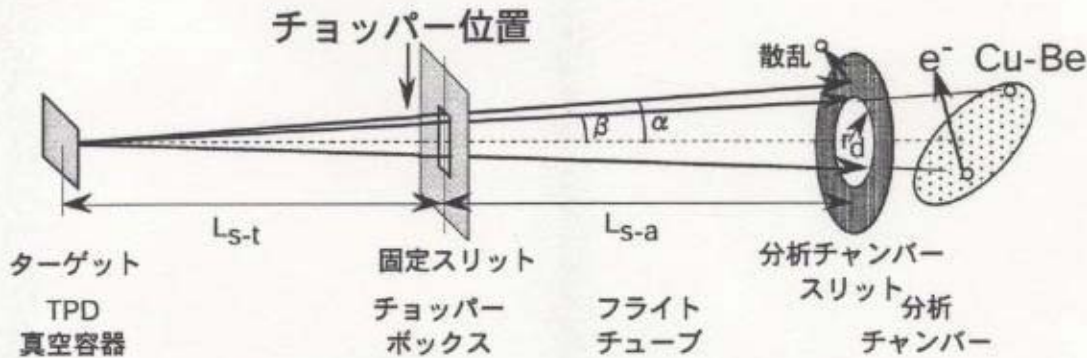


図 3-13. スリットを入れた場合の形状 (実際のスケール比率ではない)

ターゲット中心、スリット中心および分析チャンバースリットの中心が同軸上に存在するとするならば、ターゲット中心から分析チェンバースリットを見込む場合縦  $10 \times$  横  $0.1\text{mm}$  固定スリットの横方向が邪魔をすることになり、実効的なスリットの大きさを考慮しなければならない。図 3-13 より、分析チェンバースリットがはる角度  $\beta$  は

$$\tan\beta = \frac{r_d}{L_{s-t} + L_{s-a}} \quad (3-38)$$

となり、固定スリットの実効的な縦方向の長さ  $2h$  は

$$2h = \frac{2r_d L_{s-t}}{L_{s-t} + L_{s-a}} \quad (3-39)$$

である。式 (3-37) より立体角を計算すると、 $\frac{\Omega}{4\pi} = 1.26 \times 10^{-7}\text{sr}$  となる。

### 3-1-3-3-3. マイクロチャンネルプレート

マイクロチャンネルプレート (MCP)[14] は内壁を抵抗体および二次電子放出体とした内径 6 ～ 20  $\mu\text{m}$  のガラスパイプ多数を束ねた板状の構造をもつ。MCP への入射電子は MCP の両端に印加された電圧  $V_{\text{MCP}}$  による電場で加速され、再び壁に衝突し二次電子放出を起こす。この過程がパイプに沿って多数回繰り返される結果、増倍された多数の電子が出力端より放出される。すなわち、MCP は電子増倍管の一種であるが、ダイノードを使用したものとは異なる。

MCP の特徴として応答速度が速く、電子増倍管と比べて磁場の影響を受けにくいことが挙げられる。通常の電子増倍管は、各ダイノードを移動するときの電子のエネルギーが 100eV 程度であり、その移動距離も長いため、磁場がその軌道にかなりの影響を与え、増倍に必要な時間も 20 ～ 30ns 必要である。一方、MCP は直径 6 ～ 25  $\mu\text{m}$ 、長さ 0.24 ～ 1.0mm のガラス円筒の中を電子が移動するため、磁場の影響によって軌道を変えられても必ず円筒内壁にあたるため磁場の影響も少なく、移動距離も短いため増倍に必要な時間は 100ps 程度である。

また今回の実験では、中性粒子—二次電子変換を行い、電流モードで測定するため、増倍後の電子電流が多いことが望まれる。MCP の最大出力電流は、MCP 自体の抵抗  $R_{\text{MCP}}$  と MCP の両端に印加される電圧  $V_{\text{MCP}}$  で決定されるストリップ電流の 7% 程度までリニアリティーは補償されている [14]。これ以上の電子電流が流れると、ガラス円筒中での空間電位が問題となり実効的にゲインが落ちることになる。最大出力電流  $I_{\text{max}}$  は

$$I_{\text{max}} = \frac{7}{100} \frac{V_{\text{MCP}}}{R_{\text{MCP}}} \quad (3-40)$$

で示され、 $I_{\text{max}}$  を大きく取るためには  $R_{\text{MCP}}$  が可能な限り小さい方がよい。そのため、本研究で使用した MCP は  $R_{\text{MCP}} \sim 30\text{M}\Omega$  のものを使用し、 $V_{\text{MCP}}=1000\text{V}$  であれば、 $I_{\text{max}}=2.3\mu\text{A}$  程度までリニアリティーのよい電子電流が取り出せることになる。使用した MCP(Hamamatsu-F1094-21SX) は、直径 34mm で円形の電子コレクター部の直径 20mm が MCP の部分となっている。また、MCP の開口率、すなわち電子増倍される有効面積は 60% であるため、1 個の電子が MCP に入射したとき、増倍に関与する電子量、すなわち電子捕獲率  $\eta$  は 0.21 となる。

使用した MCP ゲインの校正実験を行った。使用した電気回路は以下の通りである。

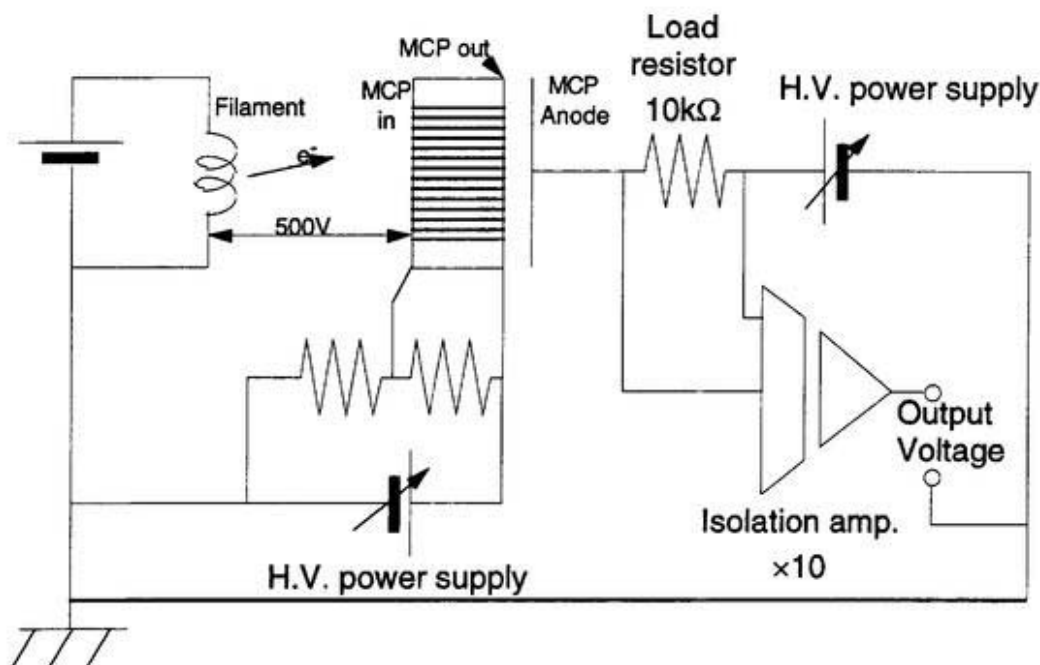


図 3 - 1 4. MCP ゲインの決定のための電気回路

MCP の前面は真空容器より +500V の電位になっており、フィラメントに通電加熱することにより熱電子を発生させ、MCP 前面に入った電子電流  $I_{in}$  を測定する。MCP の印加電圧  $V_{MCP}$  を変化させ、出力電流  $I_{out}$  を絶縁アンプを使用して抵抗  $R_{V/A}$  を使って電圧に変換した上で電圧測定  $V_{out}$  を行う。ここで MCP のゲインを  $G_{MCP}$  とすると、

$$V_{out} = I_{in} G_{MCP} \eta R_{V/A} \quad (3-41)$$

の関係が得られる。真空容器をアース電位にしてあるため、フィラメントからの熱電子は、すべて MCP の前面に向かう。ここで得られた MCP ゲインを示す。

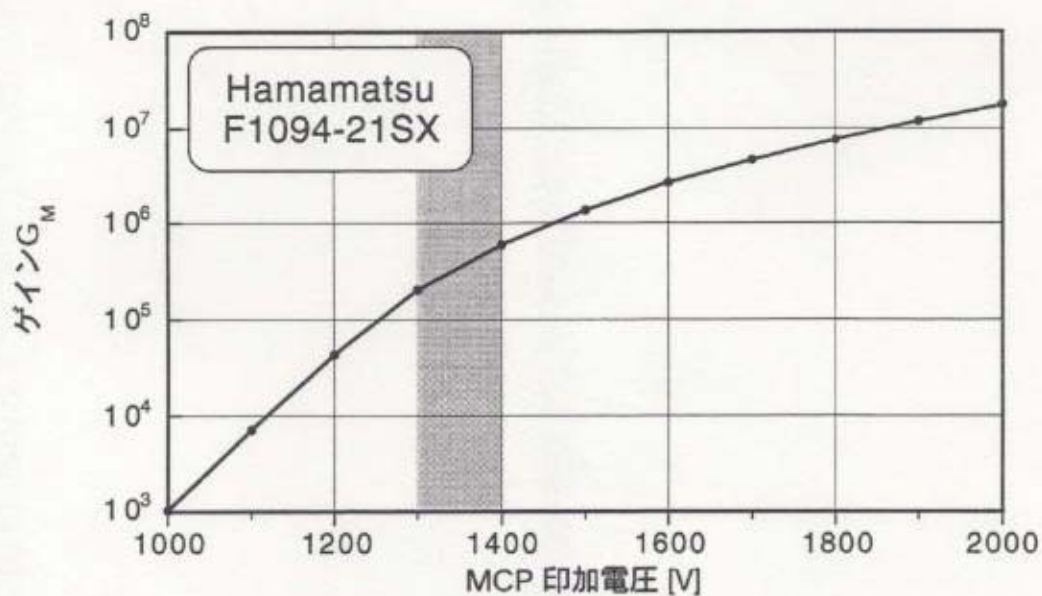


図 3-15. MCP ゲイン

これより、印加電圧  $V_{MCP}=2000V$  で  $G_{MCP} \sim 10^7$  程度のゲインが得られる。本研究では、 $V_{MCP}=1300 \sim 1400V$  の範囲で使用した。

### 3-1-3-3-4. 電流-電圧変換高速増幅器

MCP から出力された電流信号を電圧信号に変換する回路が必要となる。MCP の出力は高電圧になっているために、 $0.01\mu F$  のセラミックコンデンサを入れて、高電圧をカットする。保護抵抗を通した後に、炭素皮膜抵抗を使って電子電流を電圧信号に変換する [14]。電圧信号を増幅した後にバッファアンプに入力して、出力電圧が得られるものとする。製作された電気回路図を示す。

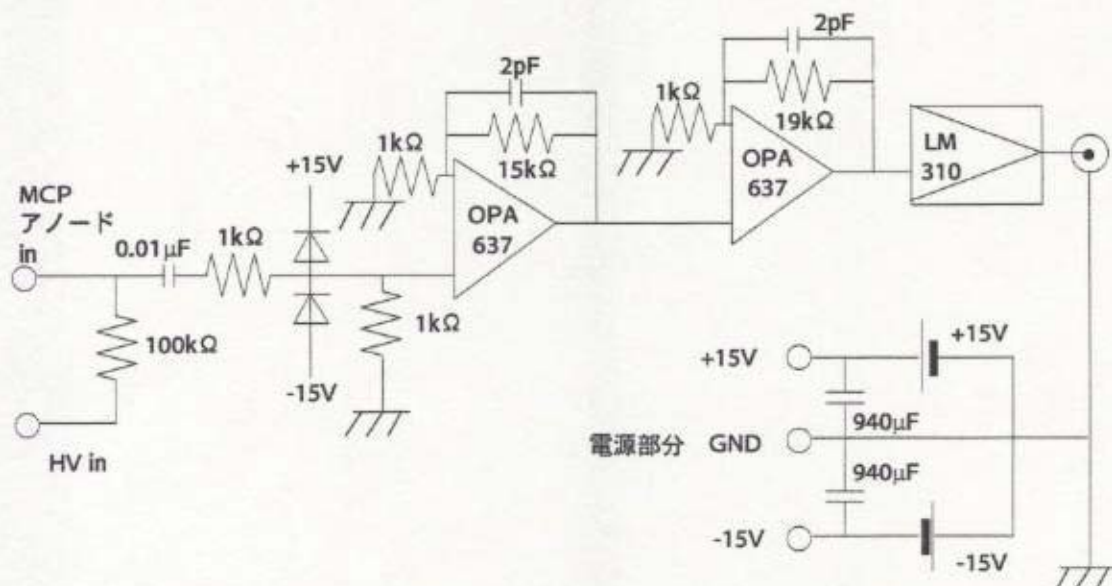


図 3-16. 電流-電圧変換高速増幅器の回路図



図3-16に示したとおり、時間領域では回路の周波数特性  $f_r$  を充分考慮しないと正確な信号が得られない。表3-2で示したとおりのチョッパ開口時間  $\tau_c$  程度の信号を充分に再現する必要があるため、

$$f_r \gg \frac{1}{\tau_c} \quad (3-42)$$

を高速増幅器に求める条件とした。 $f_r=10\text{MHz}$  を目標とし、電圧信号を2つの石を使って増幅する。回路は  $50\Omega$  入力で  $9.5\text{MHz}$  の周波数特性を示し、合計の実効的な電流-電圧変換値は  $G_{V/A}=2.85 \times 10^5$  となる。

### 3-1-3-3-5. データ収集システム

電流-電圧変換高速増幅器からの出力は終端抵抗  $50\Omega$  の BNC ケーブルを通して、デジタルオシロスコープに入力される。入力され、アナログ-デジタル変換されたデータは、LabVIEW[15] を使って構築されたデータ収集システムへ GPIB を使って転送される。実際に得られた信号についての表示を図3-17に示す。

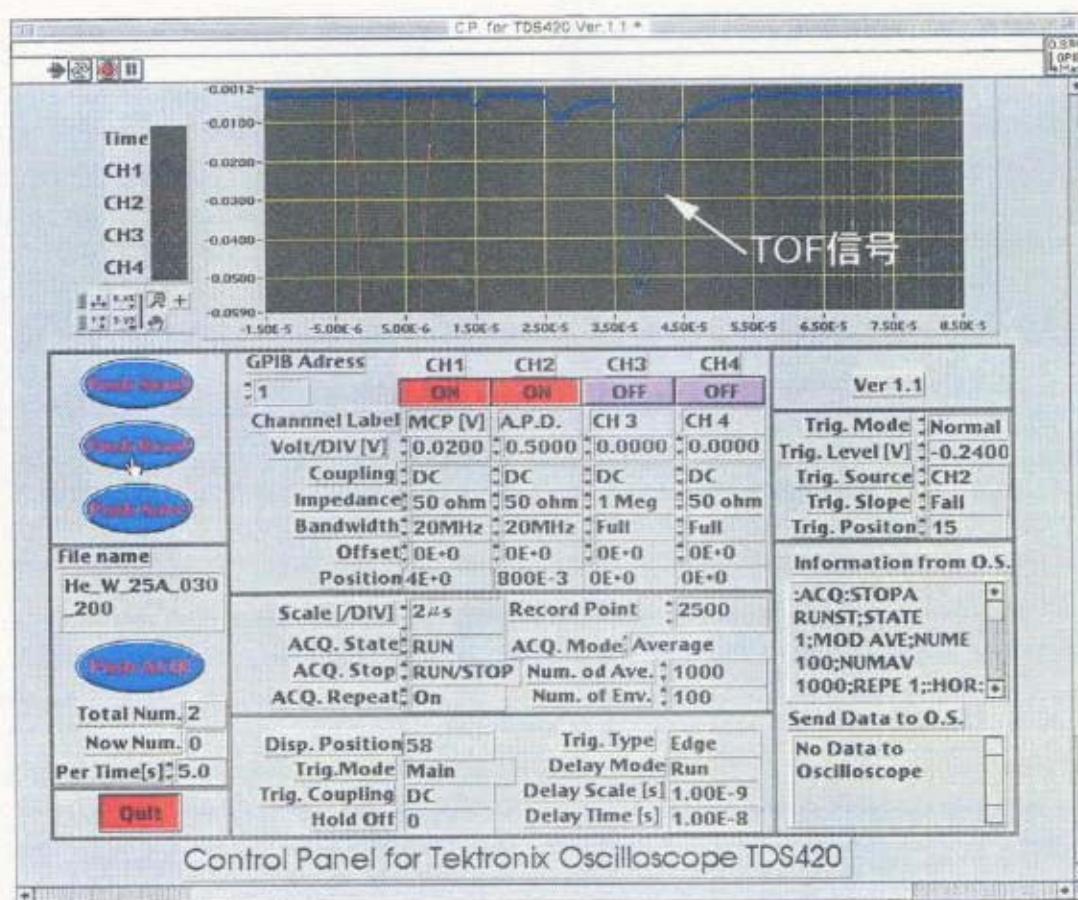


図3-17. データ収集システムの画面





入されたターゲットにバイアスを印加することにより、反射粒子が金属に衝突するときには発生する二次電子量  $\int_0^\infty \gamma(E)g(E)dE$  が大きく変化すると考えられる。第2章で述べたの計算との比較により、バイアス依存性、すなわち入射粒子のシースポテンシャル依存性による  $\int_0^\infty \gamma(E)g(E)dE$  の変化より入射イオン温度の評価を行える可能を示している。

すなわち、プラズマ中に挿入されたタングステンターゲットに外部電源より負バイアスを印加することによりシースポテンシャルを変化させる。このシースポテンシャルに対応した反射粒子によって発生した二次電子の電子電流を測定する。

ここで反射粒子束の評価を行うために、 $P_{Cu-e}$  を導入する。この値は、あるシースポテンシャルでタングステンターゲットにイオンが一個入射しているとき、見込んでいる単位立体角あたりに二次電子放出板で発生する二次電子が MCP に捕獲される個数に等しい。実験ならびに計算より

$$P_{Cu-e}^{Cal} = \int_0^\infty \eta \gamma(E)g(E)dE \quad (3-45)$$

$$P_{Cu-e}^{Exp} = \mu \frac{I_n(E)}{\frac{I_{sat}}{e} \frac{\Omega}{4\pi}} \quad (3-46)$$

添字の Cal は計算、Exp は実験からの結果をそれぞれ示す。また  $I_n(E)$  は測定器への入射粒子の個数であり、

$$V = eI_n(E)\gamma(E)G_{MCP}G_{V/A} \quad (3-47)$$

で表される。バックグラウンド中性粒子との散乱による入射粒子数の減衰を、定数  $\mu$  として実験結果に入れる。ただし、 $\mu \geq 1$  である。

### 3-2-1. エネルギー積分した反射粒子束測定結果

図3-19にターゲットにバイアスを印加して得られた  $P_{Cu-e}^{Exp}$  値を示す。ここでは  $\mu=1$  とする。

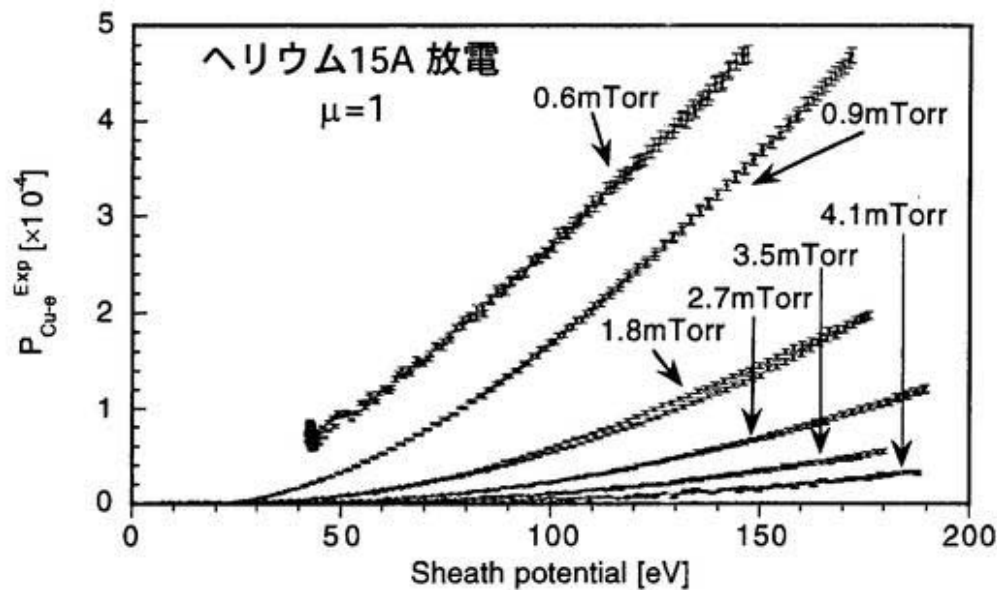


図 3-19. エネルギー積分された反射粒子測定結果

横軸のシースポテンシャル  $e\Phi_s$  は、プローブ測定で得られたプラズマ中心での空間電位  $V_{s0}$  とバイアス電圧  $V_b$  より、

$$e\Phi_s = V_b - V_{s0} \quad (3-48)$$

の関係で得られたものである（図 3-20 参照）。得られた  $P_{Cu-e}^{Exp}$  値には圧力と共とも減少が見られる。これは中性粒子圧力上昇によってイオン温度が低下したことによる二次電子放出量の低下（図 3-61 参照）であると考えられる。

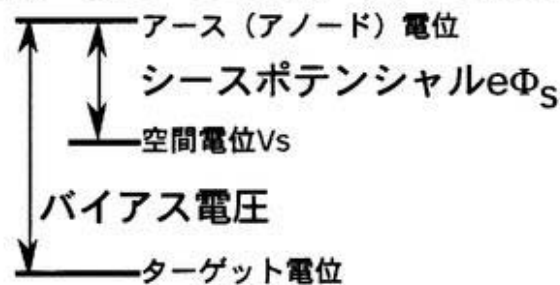


図 3-20. 電位の関係

### 3-2-2. エネルギー積分した反射粒子束測定によるイオン温度評価

イオン温度の評価をするために、シースポテンシャル 100eV を規格化の基準とした  $P_{Cu-e}$  値について図 3-21 に示す。

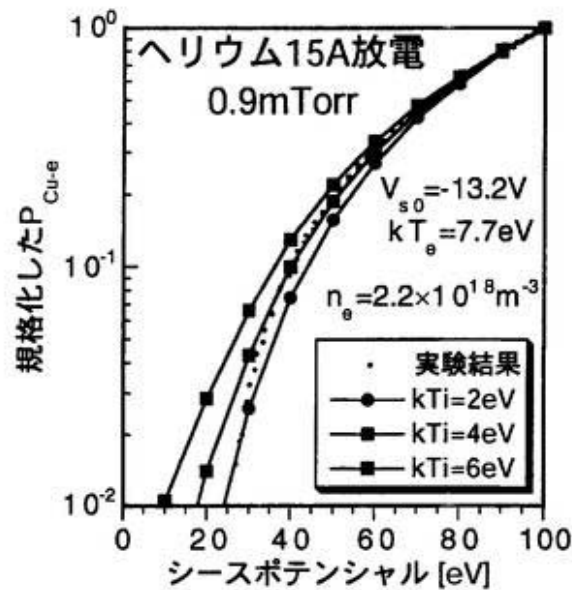


図3-21. 規格化した  $P_{\text{Cu-e}}$  値

実験と計算結果の比較より、 $kT_i=2 \sim 4\text{eV}$  程度が妥当であると考えられる。同様にし、他の中性粒子圧力に対してもイオン温度を評価したものを図3-22に示す。

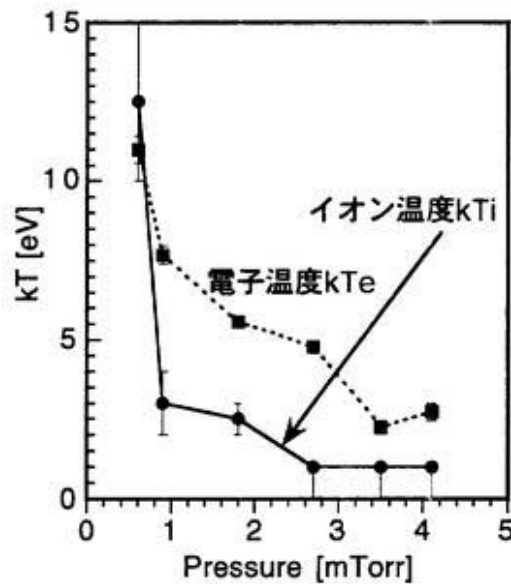


図3-22. エネルギー積分反射粒子測定からのイオン温度評価の結果

中性粒子圧力が大きくなると、イオン温度ならびに電子温度が減少する傾向を示している。実験を行ったすべての中性粒子圧力で、イオン温度は電子温度より低いという結果が得られた。

以上の結果は、第2章で行った TRIM 計算結果から得られた反射粒子エネルギー分布と、実験で得られるであろう反射粒子エネルギー分布が等しいと考えて評価を

行ってきた。実際の詳しい反射粒子エネルギー分布については、TOF 装置を用いた実験でより明確になると考えられる。

### 3-3. 飛行時間型エネルギー分析装置を用いた原理実証実験

飛行時間型エネルギー分析装置を用いて、反射粒子エネルギー分布を明らかにした上で、プラズマのイオン温度ならびにシースポテンシャルの評価を行う。

#### 3-3-1. 原理実験手法

負バイアスをターゲットに印加することにより、プラズマ電位  $V_s$  とバイアス電圧  $V_b$  とで式 (3-48) よりシースポテンシャル  $e\Phi_s$  が決定できる。プラズマ電位は、プラズマ源へ向かって 20mm の位置に設置されている高速掃引プローブによって測定している。負バイアスを浮遊電位から 25V ずつ、最大 -200V までバイアス電圧を印加することによりシースポテンシャルを変化させ、反射粒子エネルギー分布を TOF 装置で測定を行う。TPD-I の放電部の放電電流と中性粒子圧力をそれぞれ変化させて反射粒子エネルギー分布の測定を行った。

表 3-4. 実験条件

ターゲット材料	バイアス電圧	動作ガス	放電電流	中性粒子圧力
W	浮遊電位 ～ -200V	水素	15A	0.6mTorr
		ヘリウム 水素混合	15, 19, 25A	0.6 ～ 2.7mTorr
C		ヘリウム 水素混合	19A	0.6mTorr

#### 3-3-2. 飛行時間型エネルギー分析装置測定結果

動作ガスをヘリウム水素混合ガス、放電電圧を 19A、中性粒子圧力を 0.6mTorr とした場合のタングステンターゲットからの反射粒子による TOF 出力信号を図 3-23 に示す。



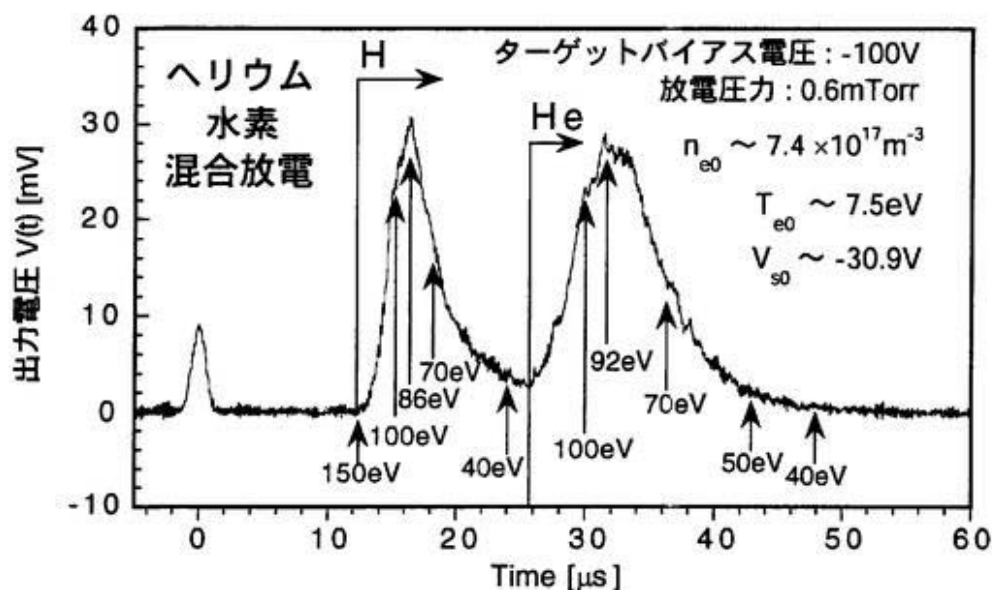


図 3-23. TOF 測定の結果例

TOF 信号は大きく 3 つのピークを持っている。一番目のピークは、プラズマからの光が Cu-Be にあたって発生する光電子、もしくは Cu-Be 表面で光が反射し MCP への入射によって発生する光電子によるものだと考えられる。この光の信号より時刻 0 を決定している。次に、 $13\mu\text{s}$ 、そして  $26\mu\text{s}$  程度より立ち上がる二番目と三番目のピークがある。入射エネルギーをターゲットバイアス電圧程度と考えると、飛行時間  $t_f$  とエネルギー  $E$  の関係から、二番目のピークは水素、三番目のピークはヘリウムの寄与分である。水素とヘリウムともに同じイオン温度と仮定すると、その飛行時間  $t_f$  は  $\sqrt{m_i}$  に比例する。すなわち、到着時間  $t_f$  に 2 倍の違いがあり、飛行時間の違いが明確に分かる。図 3-23 より、水素とヘリウムの質量の違いから粒子弁別が行われているのが分かる。

反射粒子エネルギー分布の材料依存性を比較するために、タングステン及び炭素ターゲットを用いた実験をそれぞれ行った。浮遊電位はそれぞれ  $-54.7\text{V}$  と  $-55.8\text{V}$  とほぼ等しく、同じ放電電流での実験を行った。図 3-24 にバイアス電圧  $-100\text{V}$  の時の TOF 測定結果を示す。

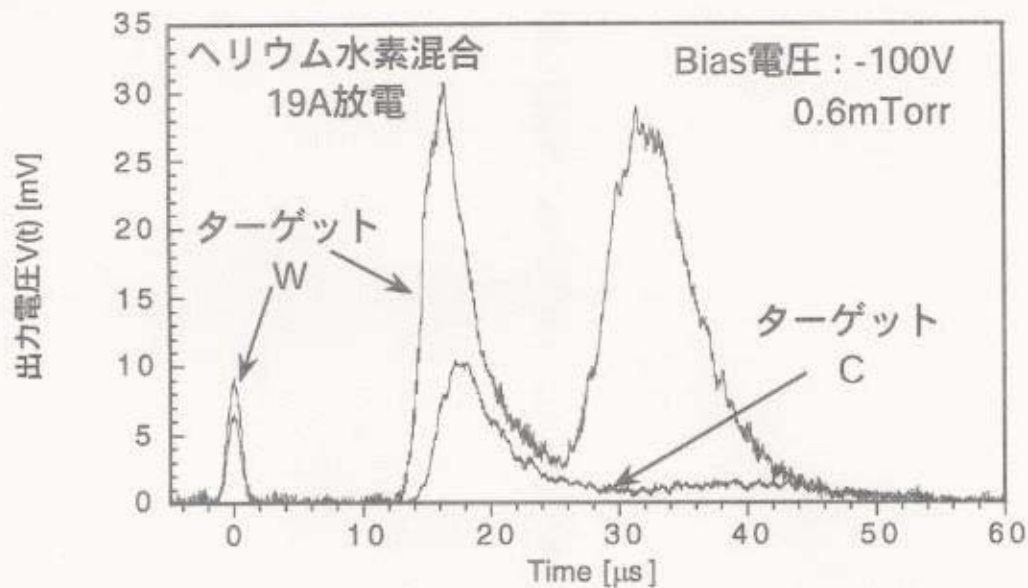


図3-24. タングステンならびに炭素ターゲットでのTOF測定結果

同じ時刻での出力電圧は入射粒子量に比例するので、炭素ターゲットよりタングステンターゲットの方が粒子反射係数が大きいことを定性的に示している。また  $12\mu\text{s}$  程度から立ち上がる水素の寄与によるピークもタングステンターゲットの方が、立ち上がりはじめの時間が速く、エネルギー反射係数が大きいことを定性的に示している。

次に、水素放電ならびにヘリウム水素混合放電の時、ターゲットへのバイアスを変化させた場合のTOF測定結果を図3-25、26にそれぞれ示す。

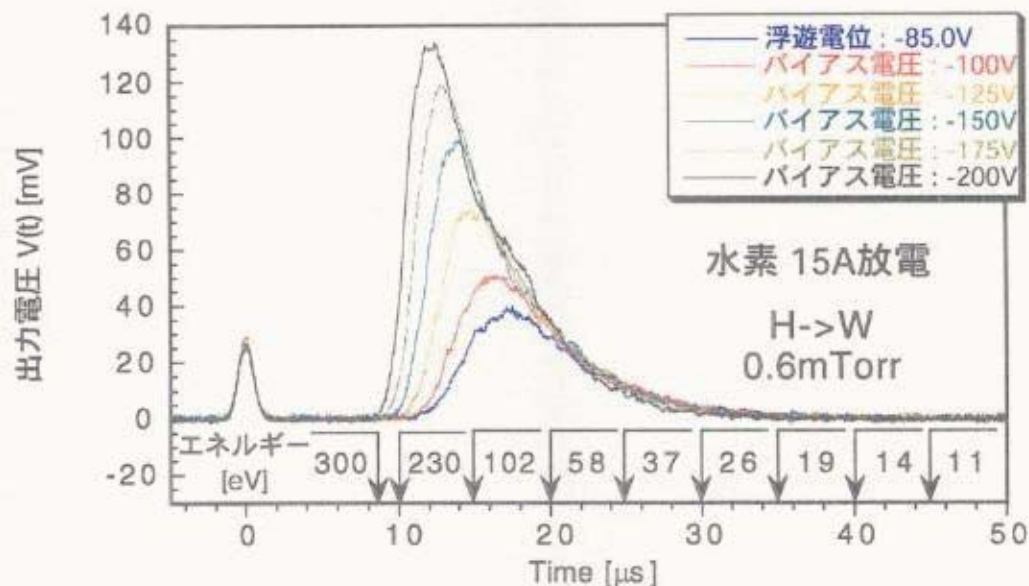


図3-25. 水素放電のTOF測定結果

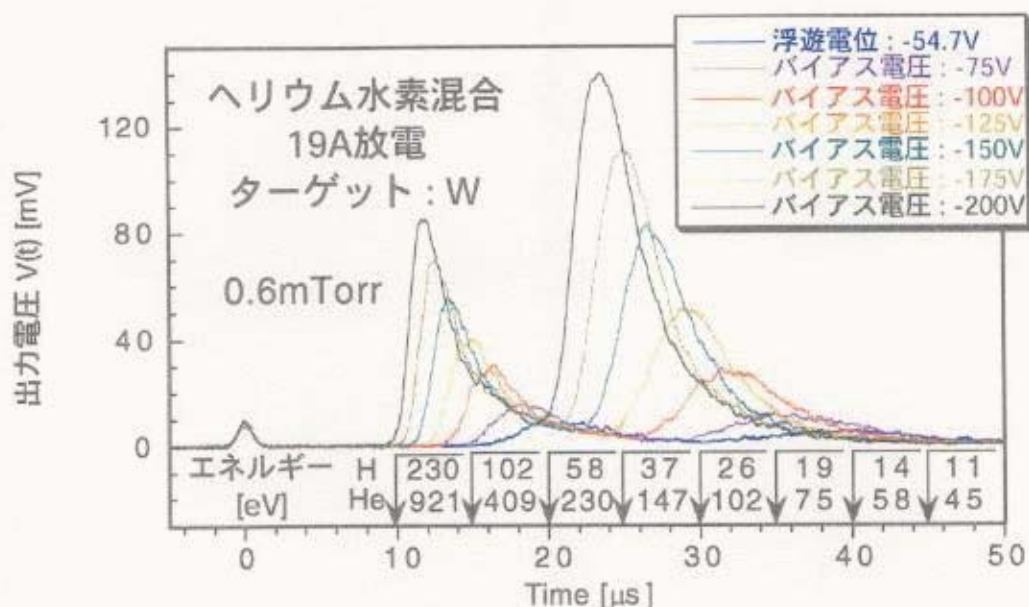


図3-26. ヘリウム水素混合放電の TOF 測定結果

バイアス電圧を大きくすると、シースポテンシャルが大きくなる。これに伴い、反射粒子のもつエネルギーが大きくなり、TOF 測定結果の立ち上がり時間がより速くなる。反射粒子エネルギーが大きくなることによって、図3-10に示した二次電子放出係数が大きくなり、結果として出力値が大きくなる。

炭素ターゲットを使ったTOF測定結果のバイアス依存性を図3-27に示す。

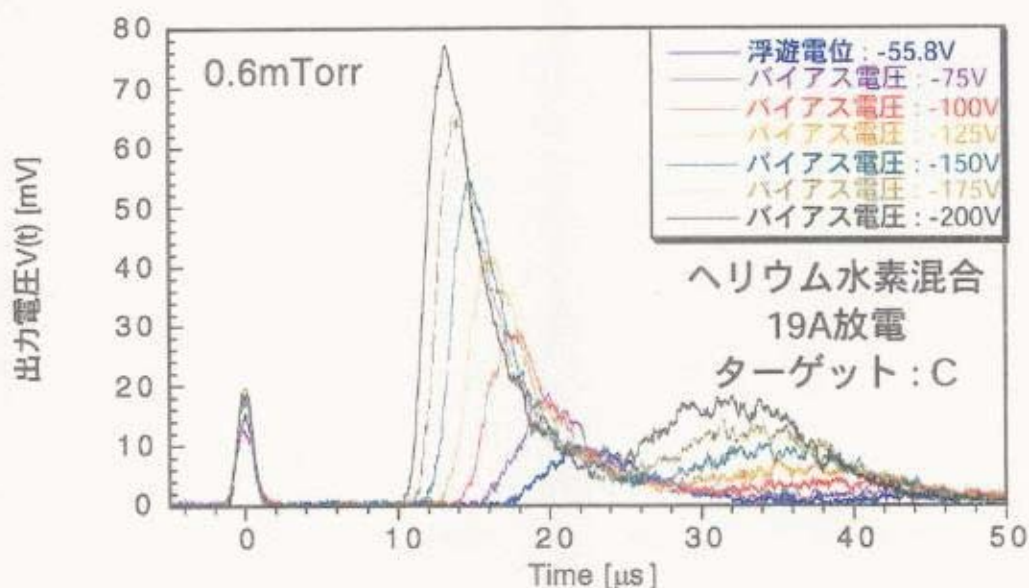


図3-27. 炭素ターゲットのバイアス依存による TOF 測定結果

バイアス依存性は、タングステンターゲットを使用した場合と同様であるが、ヘリウムの寄与が小さいことが分かる。反射粒子エネルギー分布を測定するためには、エネ

ルギー反射係数ならびに粒子反射係数が共に大きいために、タングステンなどの高 Z 材料を用いた方がよいと云える。

### 3-3-3. 反射粒子エネルギー分布への変換

得られた出力電圧  $V(t)$  は式 (3-7) を用いて、反射粒子エネルギー分布  $g(E)$  に変換する。 $g(E)$  は出力電圧、エネルギーと二次電子放出係数等に依存する。まず得られた飛行時間からエネルギーを求め、出力電圧を二次電子放出係数で割ったものを最大値で規格化して示す。なお、図中の分布はヘリウム水素混合放電中の水素ピークの信号を使っている。

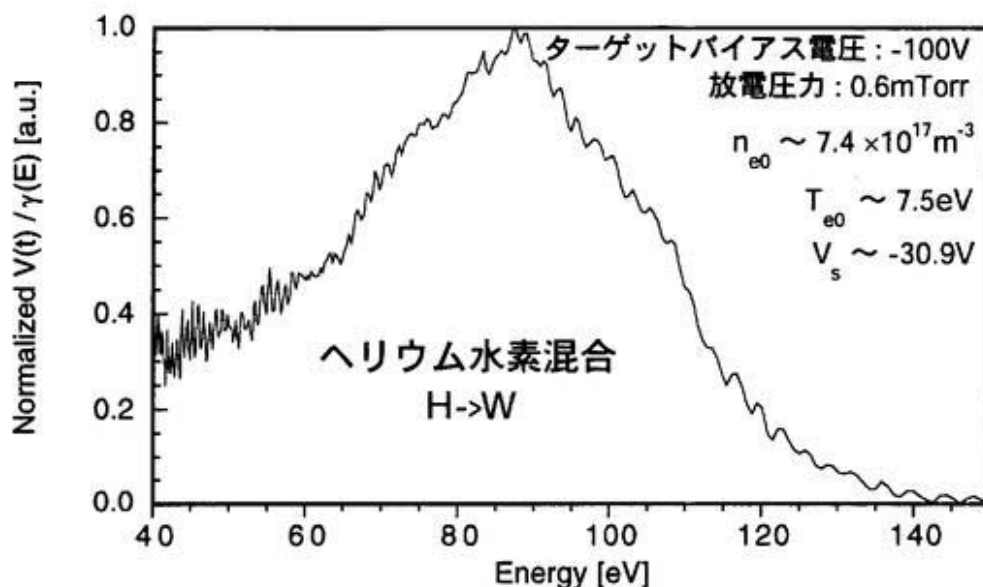


図 3-28. 出力電圧を二次電子放出率で割ったもの



反射粒子エネルギー分布  $g(E)$  に変換するためには、式 (3-7) より、 $V(t)/\gamma(E)$  に  $E^{-3/2}$  をかければよい。図 3-28 中の結果を反射粒子エネルギー分布に変換したものを、最大値で規格化して示す。

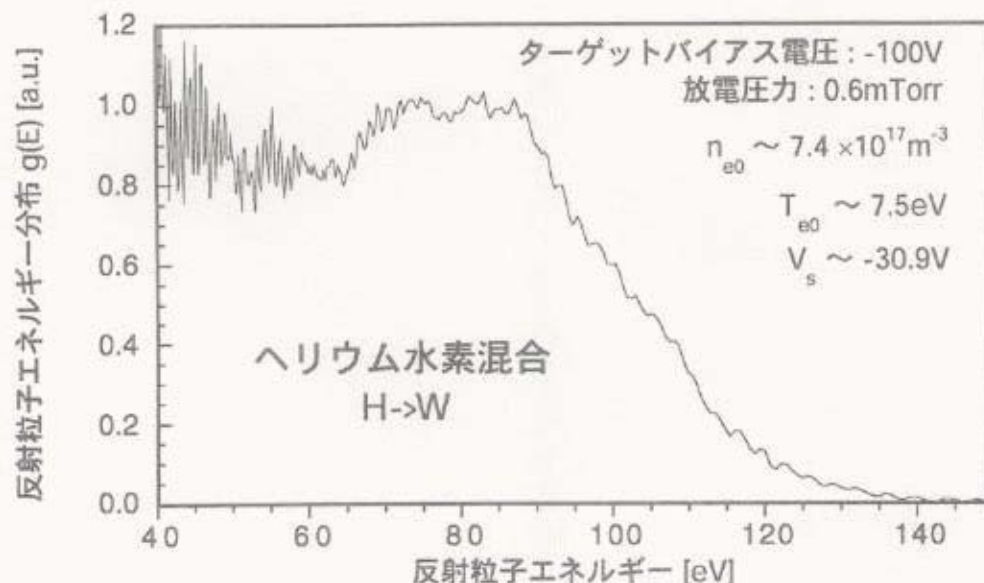


図 3-29. 反射粒子エネルギー分布の例（最大値で規格化）

図 3-28 と比べて、 $E^{-3/2}$  の影響で低エネルギー側が持ち上がる結果となる。本研究で使用した測定装置では、使用した回路の S/N 比のため、40eV 程度までが測定限界といえる。結果では、反射エネルギー分布は 80eV 程度にピークを持ち、高エネルギー側に向かって分布が減少する傾向を示しており、シミュレーションによる結果と定性的に一致している。次にバイアスによる反射粒子エネルギー分布の変化を、ピーク値で規格化して示す。以下の分布もヘリウム水素混合放電の信号を使用した。

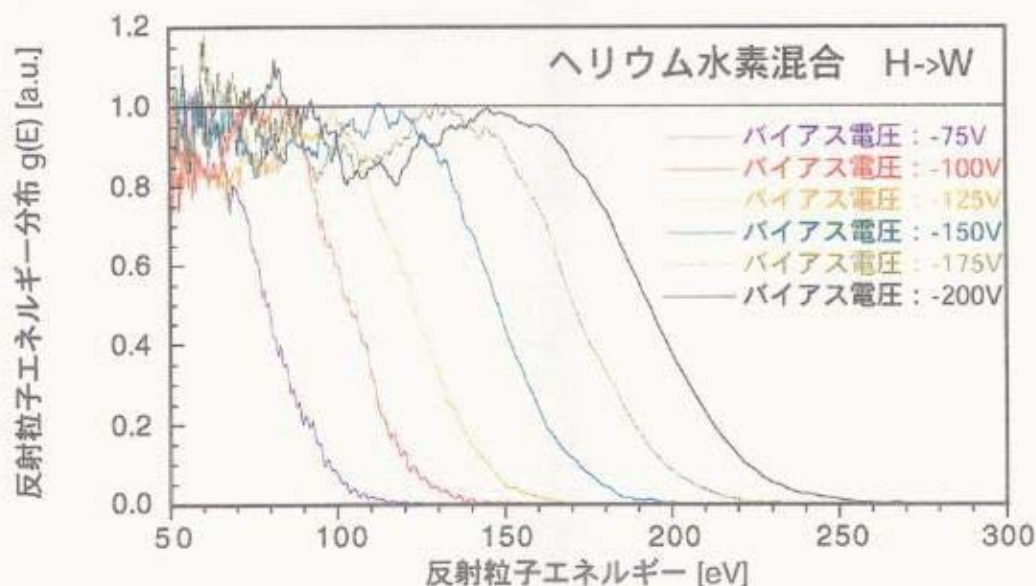


図 3-30. 規格化した反射水素粒子エネルギー分布のバイアス依存性



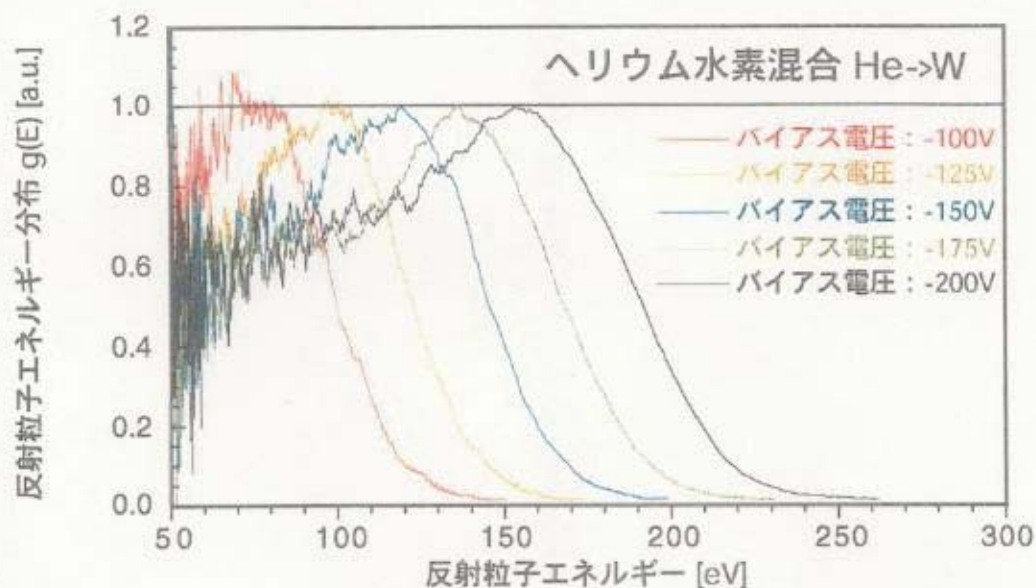


図3-31. 規格化した反射ヘリウム粒子エネルギー分布のバイアス依存性

バイアスが大きくなる、すなわちシースポテンシャルが大きくなると、ピークエネルギー  $E_p$  も高エネルギー側にシフトしていくことがよく分かる。第2章で示したように、シースポテンシャルと共にピークエネルギーが高エネルギー側にシフトすることは計算結果と定性的に一致している。

次に水素放電における反射水素粒子エネルギー分布のバイアス依存性を示す。

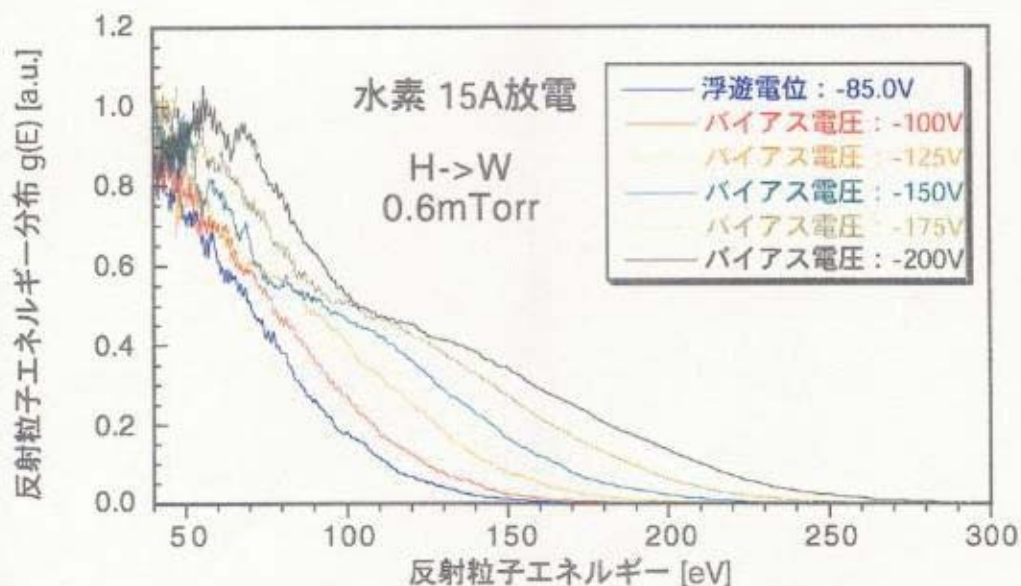


図3-32. 規格化した水素放電中の反射水素粒子エネルギー分布のバイアス依存性

図 3-3 2 中の反射粒子エネルギー分布は、図 3-3 1 に比べてピークが低エネルギー側にあり、はっきりと分らない。これは、第 2 章ならびに図 3-3 0, 3 1 で示した反射粒子エネルギー分布と比較して、大きく異なる点である。TPD-I の場合、水素分子イオン ( $H_2^+$ ,  $H_3^+$ ) の影響を考慮する必要があると考えられる。分子イオンの影響に関しては 3-3-8 節で改めて議論を行う。

比較のために行った、炭素ターゲットを用いた実験で得られた反射粒子エネルギー分布を以下に示す。

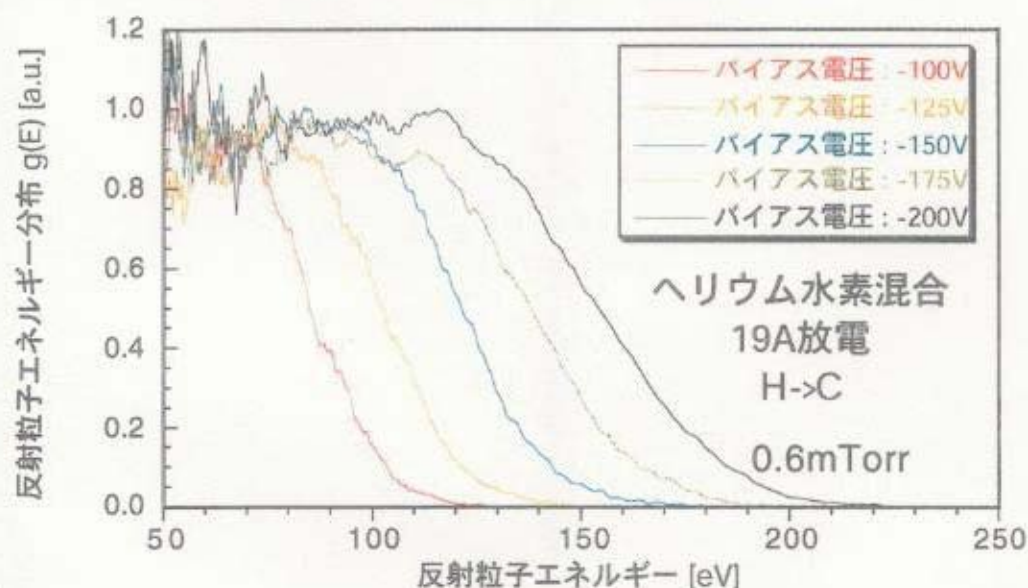


図 3-3 3. 炭素ターゲットで得られた水素の反射粒子エネルギー分布

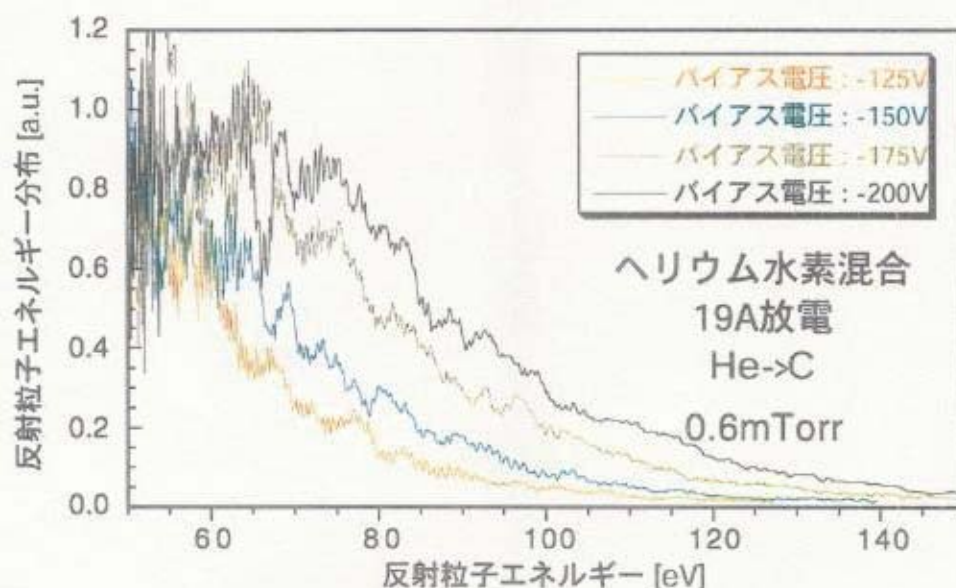


図 3-3 4. 炭素ターゲットで得られたヘリウムの反射粒子エネルギー分布

TOF 測定で目立って見えた水素反射粒子のエネルギー分布は、ピークを持った構造を持っている。一方、ヘリウム反射粒子エネルギー分布は、バイアス電圧 -200V の場合、75eV 程度にピークを持つような構造をしているが、分布がはっきりせず明確な構造は分からない。

### 3-3-4. イオン温度を得るための、実験に則した計算

反射粒子エネルギー分布  $g(E)$  より、 $E_p$  ならびに  $T_{ref}$  を求める。イオン温度の評価は、計算との比較によって行う。このため実験に、より則した計算を行う必要がある。ここではチョッパーの開口時間を考慮に入れる。図 3-23 に見られるように、光による信号はチョッパーの開口時間による広がりを持っている。光による信号を抜き出して図 3-35 に示す。

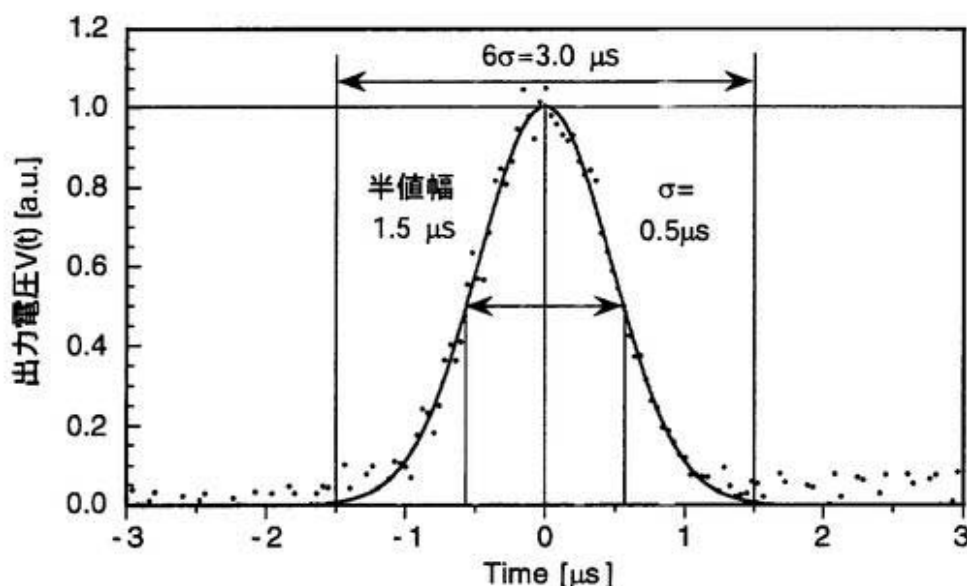


図 3-35. チョッパー開口時間による、光による信号の広がり

チョッパー開口時間は、この光による広がりから定義できる。粒子束が常にチョッパースリットに対して垂直の運動量のみを持っている場合、チョッパー開口時間関数は理想的には三角形であると考えられる。しかし、チョッパースリットと固定スリットの間には 10mm 程度の間隔があるため、チョッパースリットに対して斜めに入る粒子も考えられる。この影響がチョッパー開口時間の関数に現れていると考えられる。この関数は正規分布で表すことができ、フィッティングした曲線を図 3-35 に示している。これより  $\pm 3\sigma$  を開口時間とすると、 $2\tau_c = 3.0 \mu s$  となる。表 3-2 で示した  $2\tau_c = 1.52 \mu s$  とは異なった値となる。この結果から、反射粒子がチョッパーを通過する時間を  $\pm 1.5 \mu s$  と考える。

開口時間が計算結果に及ぼす影響を考える。計算における反射粒子エネルギー分布  $g(E)$  は開口時間の影響を考慮していないので TOF 測定結果を変換するときに、この効果を入れる必要がある。

計算による反射エネルギー分布と TOF 分布との関係を図 3-36 に示す。

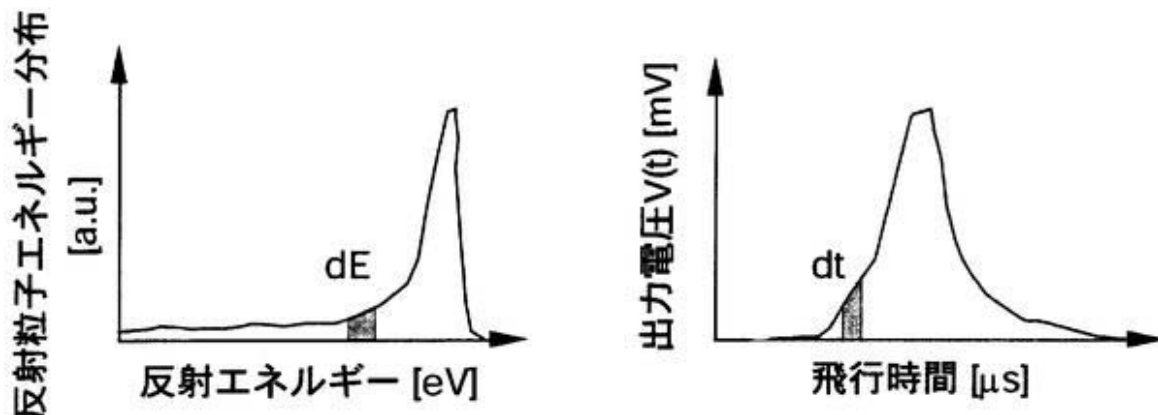


図 3-36. 計算による反射エネルギー分布とそれに対応する TOF 分布

反射粒子エネルギー分布中の  $dE$  と  $E+dE$  間の粒子が TOF 測定装置の Cu-Be によって発生する電荷量  $Q$  は

$$Q \propto \gamma(E)g(E)dE \quad (3-49)$$

で示され、この  $dE$  に対応した  $dt$  中に流れる電流を電圧に変換して、測定される。この  $V(t)$  は

$$V(t) \propto \frac{\gamma(E)g(E)dE}{dt} \quad (3-50)$$

と表される。チョッパーの有限の開口時間によって、この電荷量はチョッパーの開口時間分だけ分散すると考えると、チョッパーの開口時間の関数を  $W(t)$  とするならば、

$$W(t')\gamma(E)g(E)dE \propto V(t')dt \quad (3-51)$$

となる。また  $dt$  と  $dE$  の関係は、式 (3-4) より

$$\frac{dE}{dt} = \left\{ \frac{8e}{m_i L^2} \right\}^{1/2} E^{3/2} \quad (3-52)$$



となる。また  $dt$  は測定装置の周波数特性より  $dt=0.1\mu s$  とする。チョッパー開口時間関数  $W(t)$  を最大誤差で評価し、その関数形を三角形、正規分布とした場合の出力電圧の計算結果を図3-37に示す。

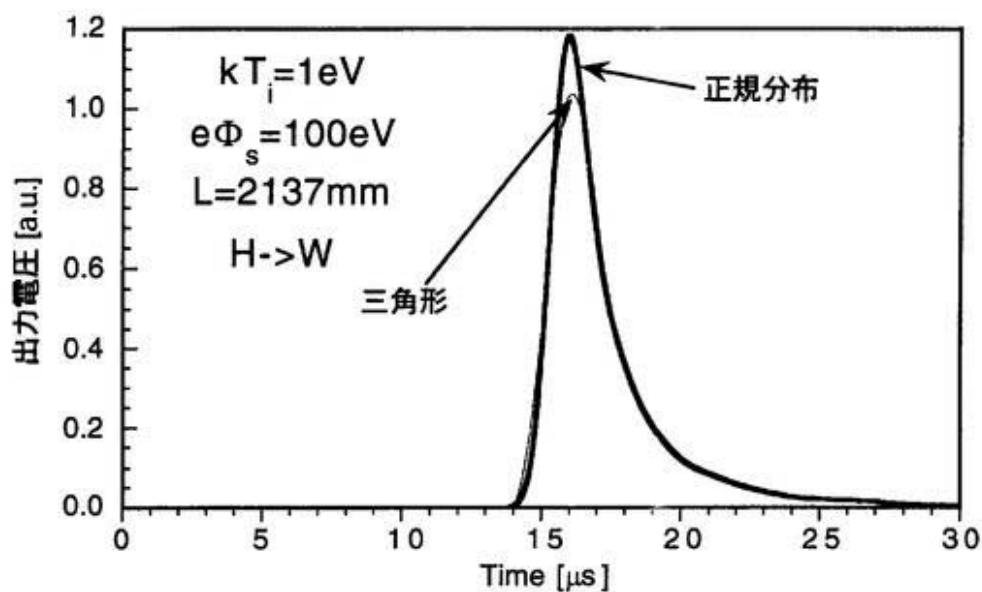


図3-37. チョッパー開口時間関数による出力電圧の変化

本研究の場合、図3-35よりチョッパー開口時間関数は正規分布とし、その開口時間の影響を示したものを図3-38ならびに図3-39に示す。

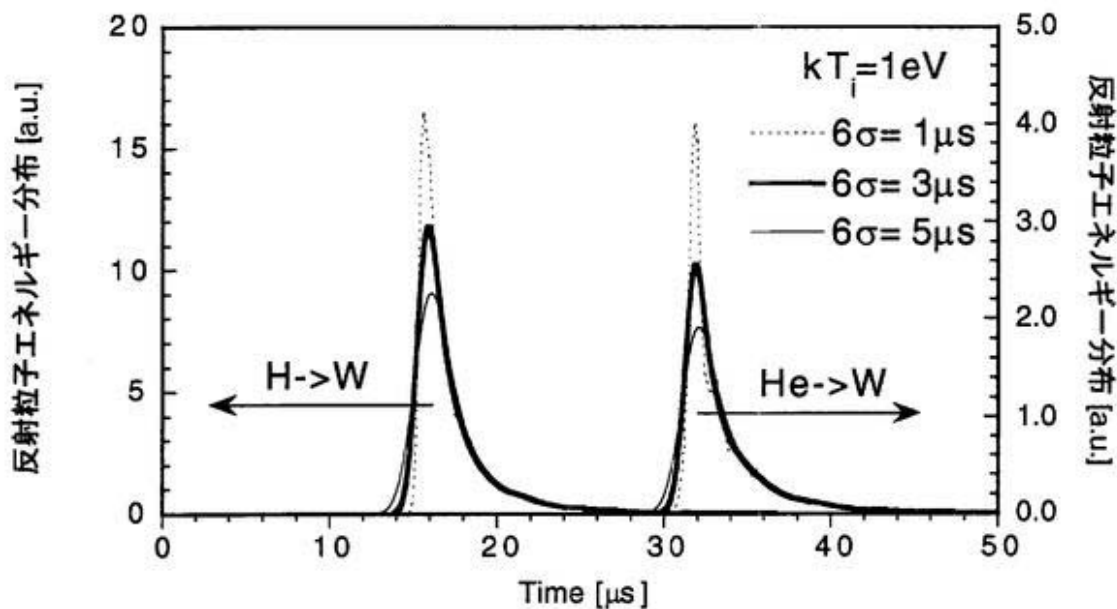


図3-38. チョッパー開口時間の違いによる出力電圧の変化 ( $kT_i=1eV$ )



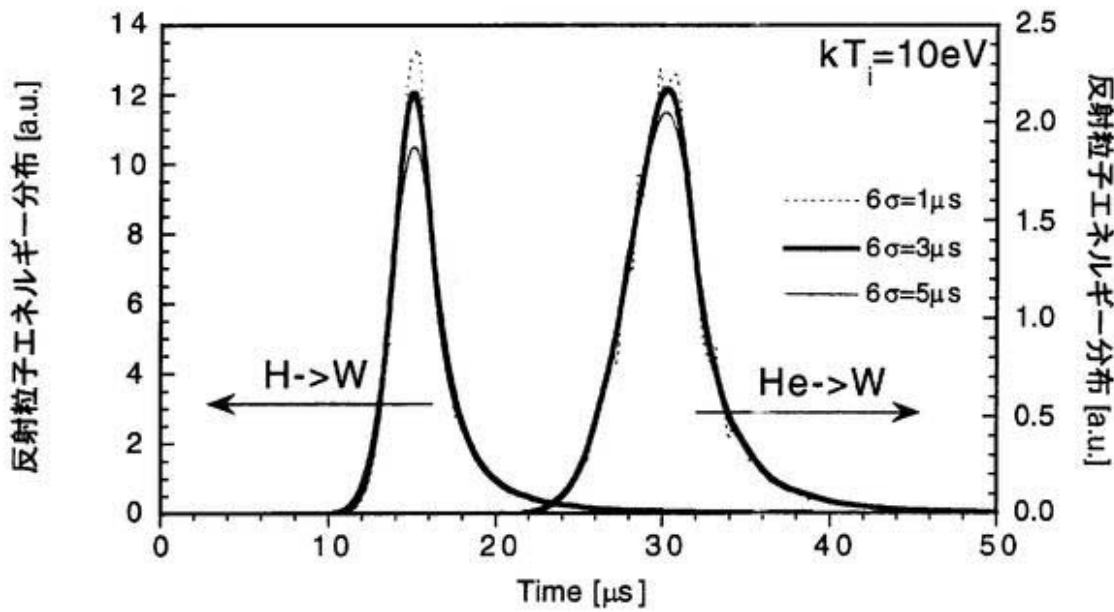


図 3-39. チョッパー開口時間の違いによる出力電圧の変化 ( $kT_i=10\text{eV}$ )

高エネルギー側の広がり小さいイオン温度が低い場合 (図 3-38) では、TOF 分布の立ち上がりには明確な違いが見られるが、広がりが高いイオン温度の場合では大きな違いは見られない。以下の実験と計算との比較では、このチョッパー開口時間関数ならびに開口時間の影響を含めた上で議論を行う。

### 3-3-5. 反射粒子エネルギー分布の詳細な検討

TOF 分布におけるシミュレーションによる出力は式 (3-2) に示すように  $\gamma(E)g(E)\frac{dE}{dt}$  に比例する。この値を実験結果の出力電圧に対応させるためには、

$$V(t)_{\text{TRIM}} = \frac{1}{2} \left\{ \gamma(E)g(E)\frac{dE}{dt} \frac{\Omega}{4\pi} \eta G_{\text{MCP}} G_{\text{V/A}} \tau_c I_{\text{sat}} \right\} \quad (3-53)$$

を用いる。はじめの  $\frac{1}{2}$  の項は、 $50\Omega$  インピーダンス測定が行われているために出力電圧が  $\frac{1}{2}$  になる補正項である。チョッパー開口時間関数  $W(t)$  は正規分布

$$W(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left\{ -\frac{t^2}{2\sigma^2} \right\} \quad (3-54)$$

とかけるとしている。 $t=0$  としたとき  $W(0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}$  であるので、 $\tau_c$  は以下の条件を満たすようにする。

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \tau_c = 1 \quad (3-55)$$

すなわち、 $W(0)$  の高さの長方形を考え、その面積が1になるように  $\tau_c$  を決める。これより、 $\tau_c = \sqrt{2\pi}\sigma$  となる。以上より計算機シミュレーションによる出力電圧  $V(t)_{\text{TRIM}}$  を求めることができる。

タングステンターゲットにおける水素ならびにヘリウムの TOF 測定結果との比較を、図3-40と図3-41にそれぞれ示す。

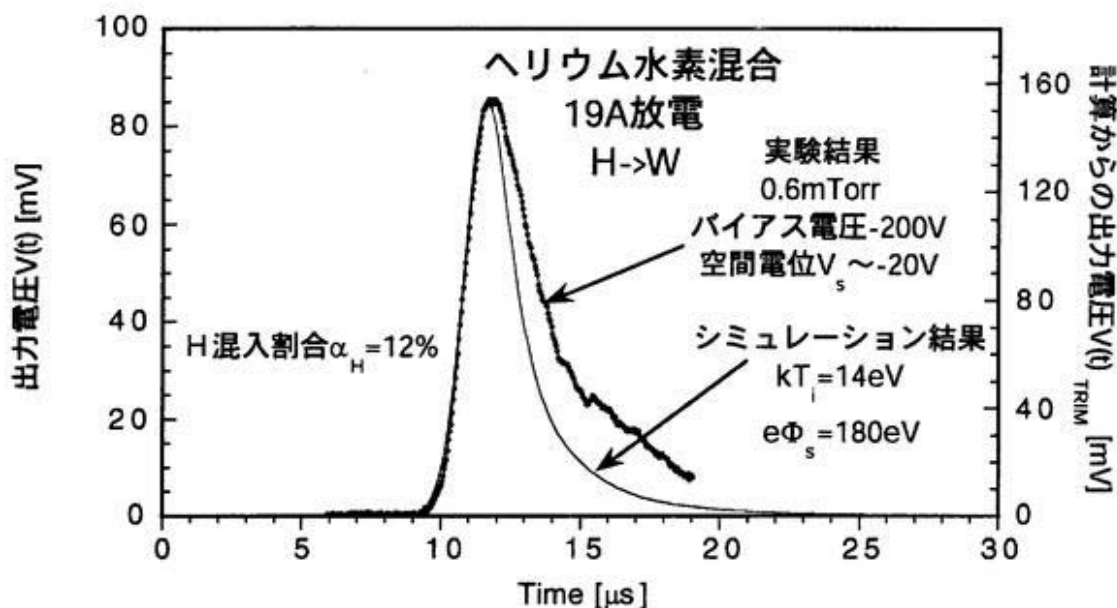


図3-40. 計算と水素入射におけるバイアス電圧 -200V 時の TOF 測定結果の比較

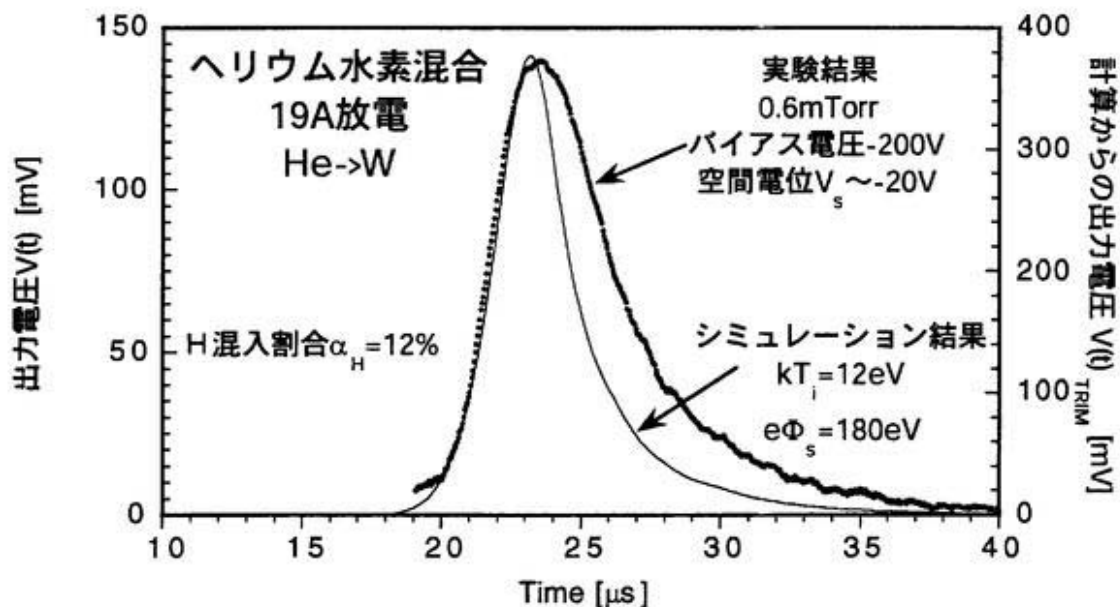


図3-41. 計算とヘリウム入射におけるバイアス電圧 -200V 時の TOF 測定結果の比較

水素のピークについては  $kTi=14\text{eV}$  程度、ヘリウムについては  $kTi=12\text{eV}$  程度の立ち上がり波形に関する実験と計算結果がよく一致している。出力電圧については、ピークの値で比べると、ヘリウムについてはファクター3程度の違いがある。水素についてファクター2程度の違いが見られるため、測定出力値について考える。

### 3-3-5-1. バックグラウンド中性粒子との衝突の影響

計算から予想される出力値に対して、実験では常にそれより小さい。反射粒子は、ターゲットからチョッパーボックスを通過してチョッパーの後に固定されているスリットまでの間、数 mTorr の圧力中を飛行している。そのため、バックグラウンド中性粒子との衝突による散乱により、分析部に向かう中性粒子の数を減らしている可能性がある。今、中性粒子圧力  $P[\text{Torr}]$  のスリット付きの箱を考える。一方のスリットから粒子を入射させ、距離  $L_p$  離れた別のスリットから粒子を検出するとする。入射粒子数を  $N$  個とすると、検出できる粒子数  $N'$  は

$$N' = N \exp \left\{ -n_0 \sigma_{sc} L_p \right\} \quad (3-56)$$

と表される。ここで  $n_0$  は中性粒子密度であり、室温で中性粒子圧力とは

$$n_0 [\text{cm}^{-3}] = 3.3 \times 10^{13} P [\text{mTorr}] \quad (3-57)$$

の関係で表される。圧力の上昇と共に粒子は散乱され、指数関数的に減衰していく。この散乱断面積は粒子のエネルギーと散乱角度に依存する。中性粒子散乱角度の模式図を以下に示す。

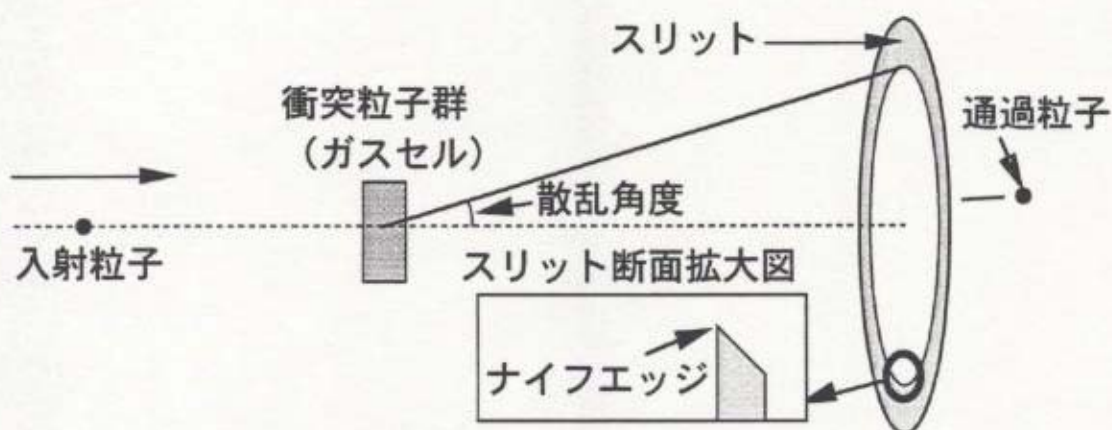


図 3-4 2. 中性粒子散乱角度についての模式図

すなわち、ここで指す散乱断面積は、微分散乱断面積を特定の散乱角度まで積分した値に対応する。

散乱断面積の値は、以下に示す参考文献のものを使用する。

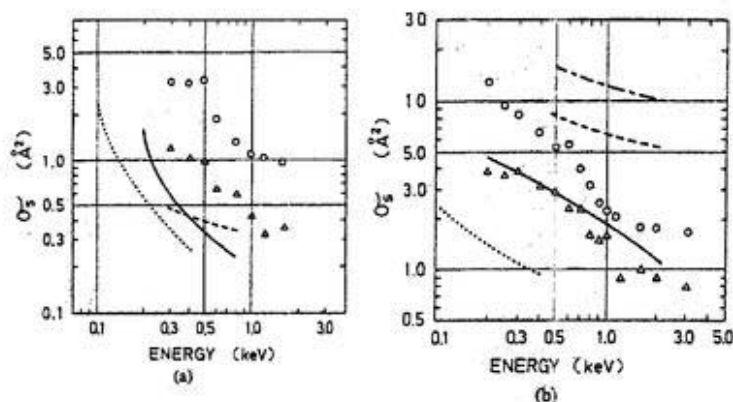


図 3-4-3. 散乱断面積 (100eV 以上)[17], a) 入射粒子が水素の場合、○は N<sub>2</sub>、△は H<sub>2</sub> との結果。実線 (—) は散乱角 0.04rad(H<sub>2</sub>)、破線 (---) は 0.05rad(H<sub>2</sub>)、点線 (· · ·) は 0.26rad(H<sub>2</sub>) の場合。b) 入射粒子がヘリウムの場合、○は N<sub>2</sub> との結果、△は H<sub>2</sub> との結果。実線は散乱角 0.01rad(He)、破線は 0.004rad(He)、ドット線 (— · —) は 0.004rad(He)、点線は 0.26rad(He)

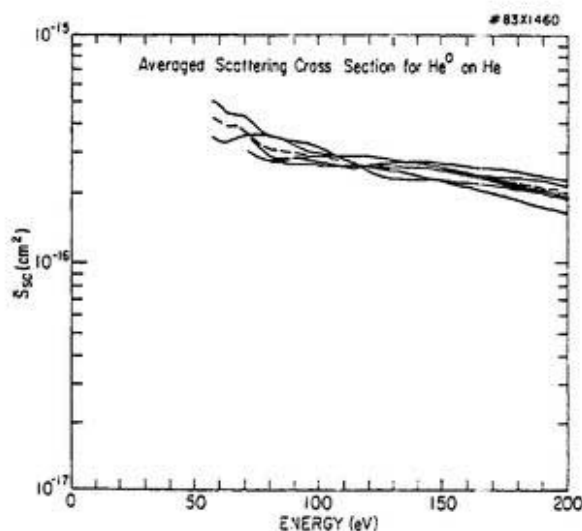


図 3-4-4. 散乱角度 19.5mrad における散乱断面積 (50 ~ 200eV)[18], 各実線は、同条件での実験結果

図 3-4-3 より、散乱断面積の絶対値は散乱角度に大きく依存し、各散乱角度におけるエネルギー依存はほぼ同等といえる。本研究で Tref を決定するためのエネルギー領域は 100eV から 250eV 程度の範囲である。この範囲では、散乱断面積のエネルギー依存性は少ないといえる。このため、Tref の決定において、散乱断面積の効果は無視できると考えられ、バックグラウンド中性粒子との散乱断面積は、出力値の変化のみ

に作用するといえる。このバックグラウンド中性粒子との散乱による減衰を考えると、ファクター2～3の出力値の違いを定性的に説明できると考えられる。

以上より、イオン温度ならびに入射シースポテンシャルの評価については、絶対値でなく、反射粒子エネルギー分布の相対値でも評価が可能である。

### 3-3-5-2. ターゲット前面プラズマ電位の影響

図3-40, 41ではピークより時間の遅れる部分では計算と実験との一致は速い部分に比べてよくない。ここで図3-40, 41を反射粒子エネルギー分布に変換したものを図3-45ならびに46に示す。

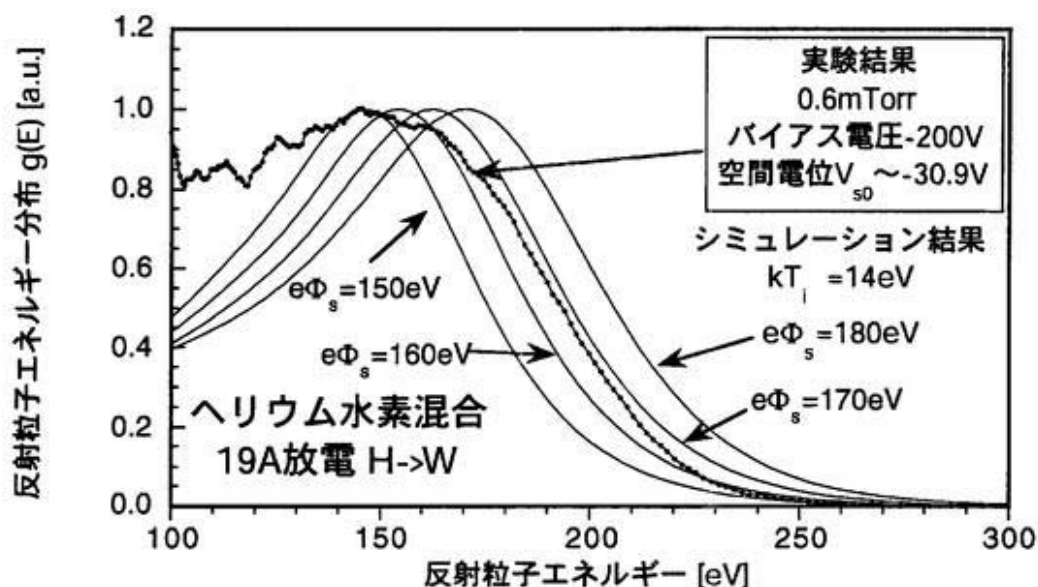


図3-45. 計算と水素入射におけるバイアス電圧 -200V 時の反射粒子エネルギー分布の比較

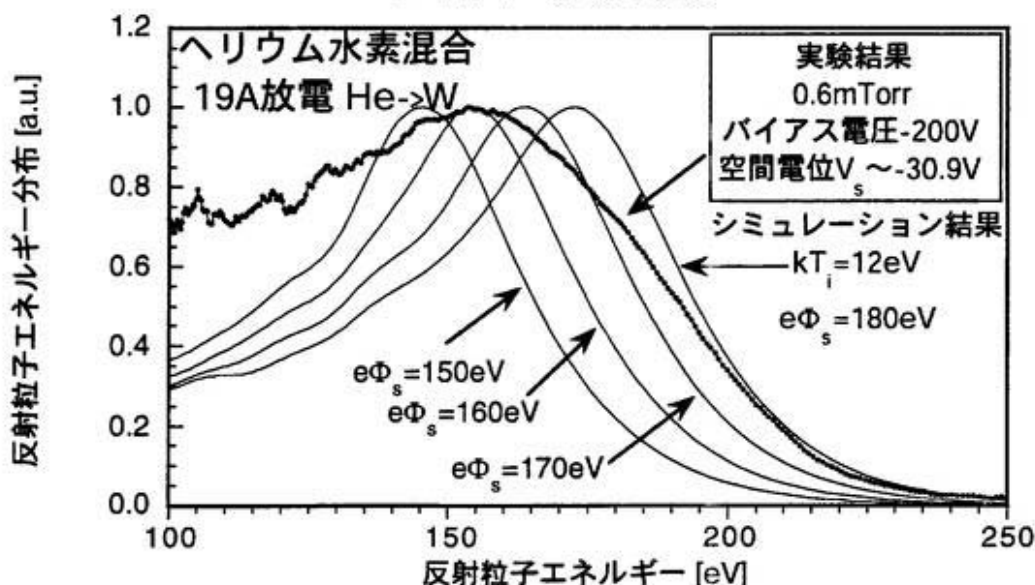


図3-46. 計算とヘリウム入射におけるバイアス電圧 -200V 時の反射粒子エネルギー分布の比較



TOF 分布の比較では比較的計算と実験が一致しているように見えるが、実際に反射粒子エネルギー分布に変換すると、ピークエネルギーが一致していないことが分かる。

この原因について検討する。第一にターゲット前面のプラズマ電位による影響を考える。図 3-47 に 0.6mTorr ヘリウム水素混合放電でのプラズマ空間電位の二次元情報を示す。

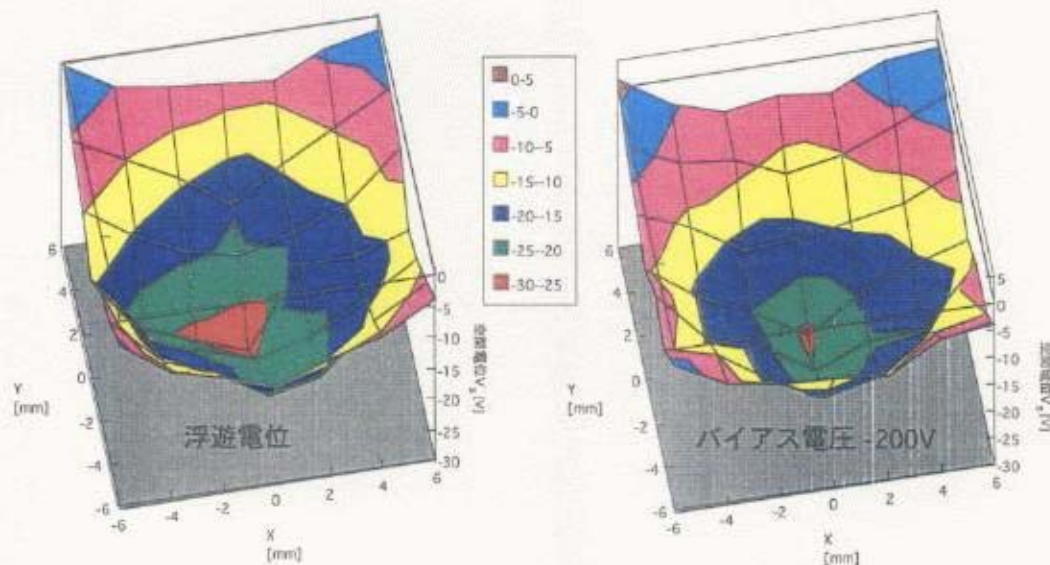


図 3-47. 空間電位 (= -54.7V) とバイアス電圧 -200V 印加した場合でのヘリウムプラズマ空間電位

空間電位はターゲット ( $\pm 5\text{mm} \times \pm 5\text{mm}$ ) のほぼ中心から同心円上に、外に向かってグラウンド電位に近づく傾向を示している。すなわち 0.6mTorr の中性粒子圧力においては、0 ~ -30V の間で空間電位が変化するものと考えられる。そこで、このような空間電位の分布を考慮して実験と計算の比較を行う。図 3-47 の  $x=0$  または  $y=0$  上の分布を以下に示す。

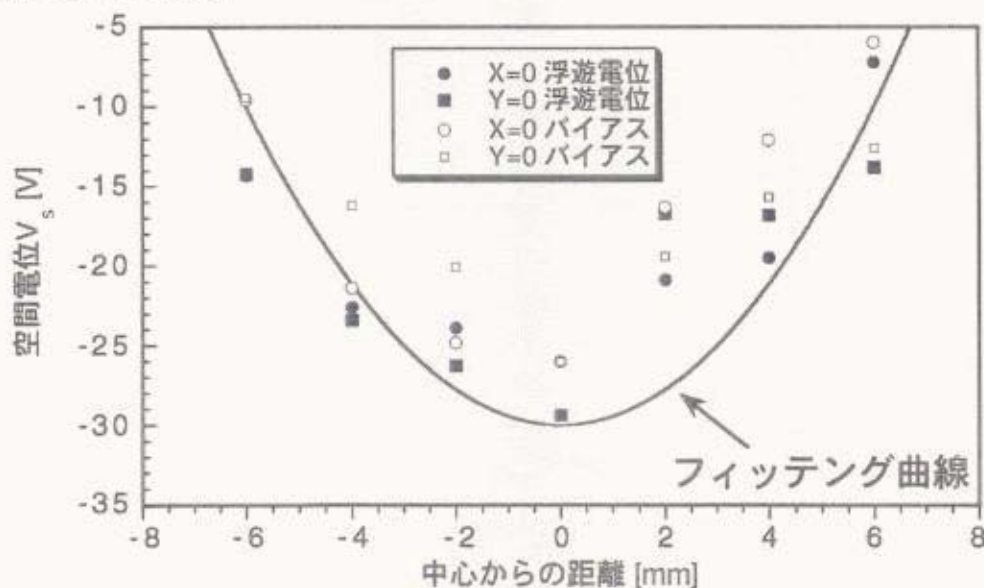


図 3-48. 空間電位の分布

ここで、中心で  $-30\text{V}$ 、 $\pm 6\text{mm}$  の位置で  $-10\text{V}$  となるようにフィッティング曲線を決定する。フィッティング曲線は分布の形より二次関数を仮定した。以下に計算モデルを示す。

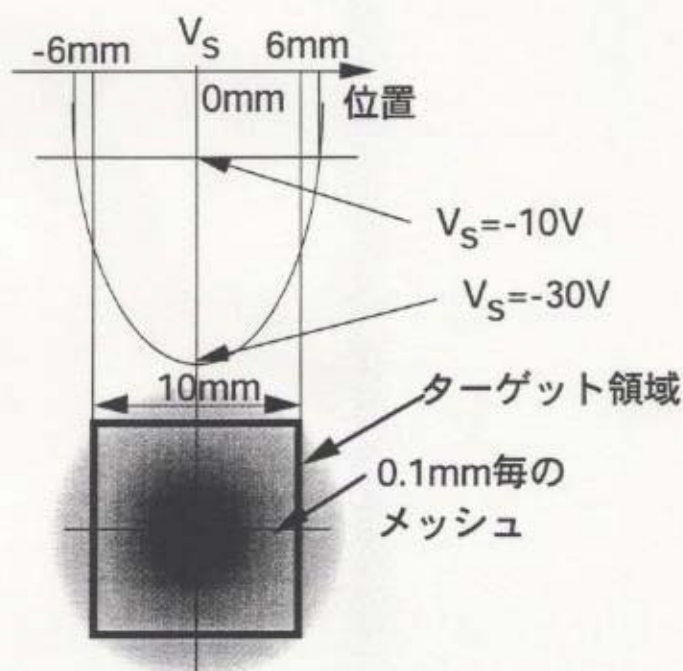


図 3-49. 空間電位の計算モデル

同心円状になっている場所は、 $0.1\text{mm}$  毎のメッシュで計算する。この計算モデルでバイアス電圧  $-200\text{V}$  を印加した場合の結果を以下に示す。

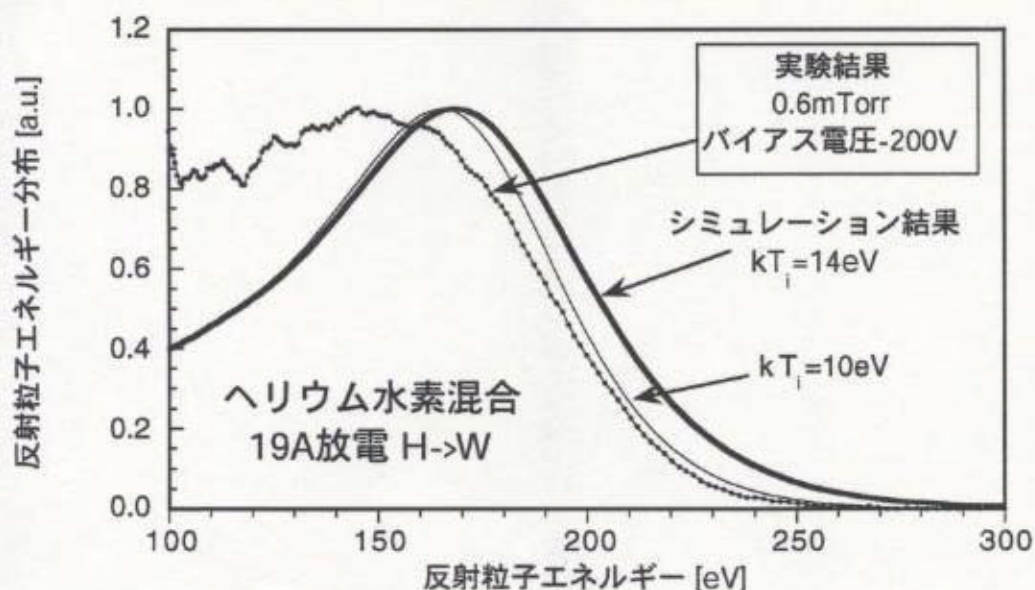


図 3-50. 空間電位の構造を考慮した水素反射粒子エネルギー分布

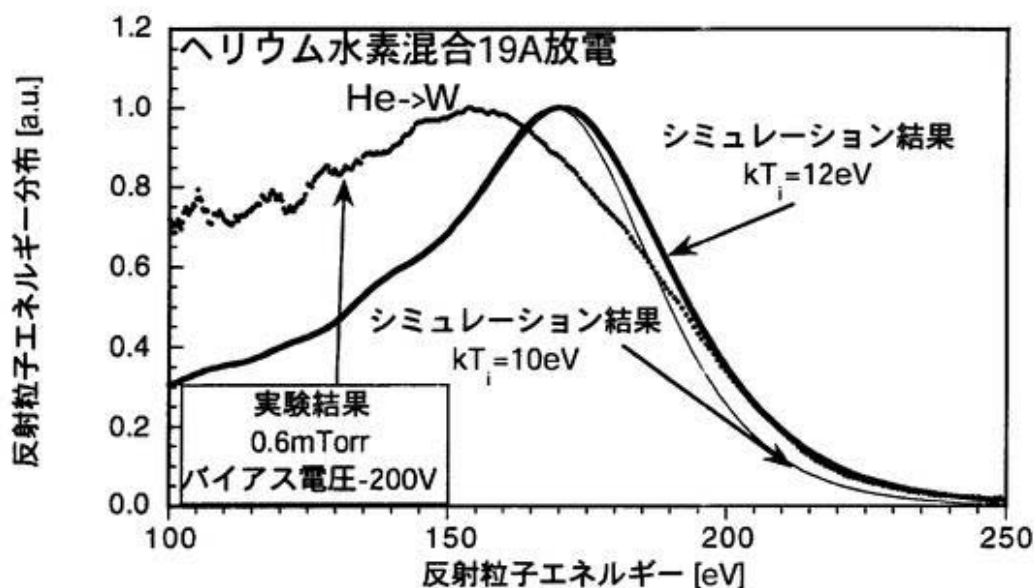


図 3-5 1. 空間電位の構造を考慮したヘリウム反射粒子エネルギー分布

プラズマ空間電位を考慮しても、ピークエネルギーの違いは説明できない。ピークエネルギーが計算よりも低エネルギー側にあることは、 $T_{ref}$  の値を決める上で評価されるイオン温度に不確定さを与える。図 2-2 8 より明らかなように、 $T_{ref}$  は  $E_p$  と共に大きくなる傾向を示している。このため、 $E_p$  が計算より小さい値になることは、評価されるイオン温度が大きくなることに対応する。

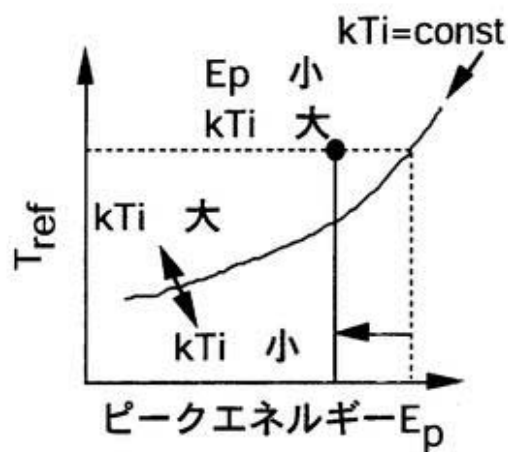


図 3-5 2. 実験で測定される  $E_p$  が小さいと、評価されるイオン温度が大きくなる

### 3-3-5-3. 固体中不純物の影響

もう一つの可能の影響として、固体中に入射粒子が捕獲される影響を考える。ただし、TRIM では固体中に 2 つ以上の粒子が混入している場合の散乱を考えると、

単純に入力された原子比で原子番号，質量数を仮定して計算を行う [19]。たとえば、水素 ( $Z=1$ )50% とタングステン ( $Z=74$ )50% のターゲット材料を考える上では、TRIM では  $Z=37.5$  の粒子での計算を行う。水素入射，タングステントargetを考える場合、それぞれの原子番号と質量数は大きく異なるため、以上の仮定は妥当であるとはいえない。

入射粒子が 100eV 程度の時、反射粒子の飛程は数十Åと考えられるため、固体中に混入した粒子を模擬するために、表面に数Å程度の入射粒子の膜があると仮定して TRIM の計算を行う。ここで膜の厚さは1原子層 (~5 Å) と仮定して、計算によるピークエネルギー  $E_p$  の違いを、図3-53に示す。

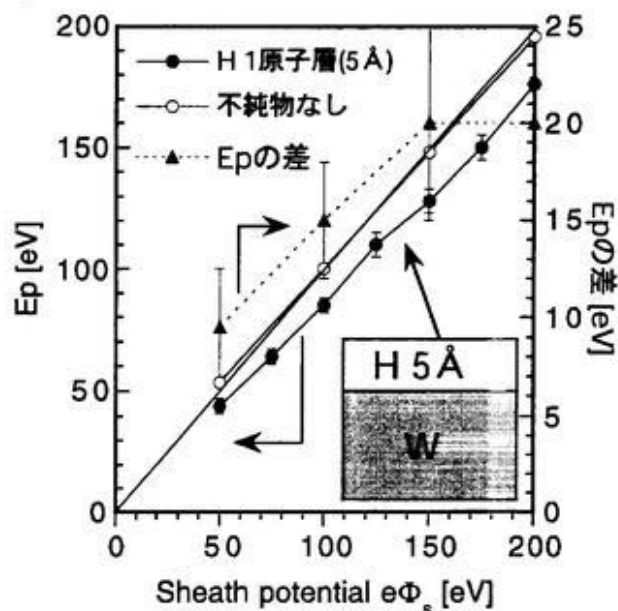


図3-53. 表面に入射粒子不純物層を仮定した場合の  $E_p$  の変化

不純物 (H) がいない場合と比べて、表面に入射粒子層を仮定すると、得られるピークエネルギーは減少する傾向にある。また、シースポテンシャルが大きくなるにつれ、 $E_p$  値の差も大きくなる傾向を示している。

イオン温度ならびにシースポテンシャルを評価する上では、タングステン中の水素ならびにヘリウムなど入射粒子として考えられる粒子の影響を考慮に入れた計算との比較を行うことが必要であると云える。

### 3-3-6. イオン温度の評価

ヘリウム水素混合放電で得られた、反射粒子エネルギー分布  $g(E)$  について、図3-54ならびに図3-55に示す。



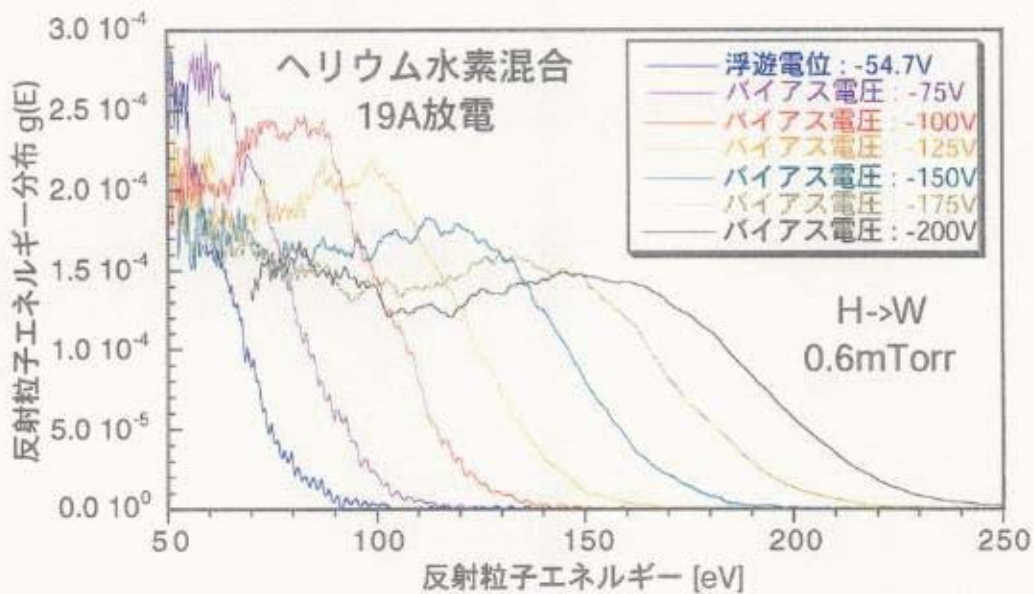


図3-54. 水素の反射粒子エネルギー分布  $g(E)$

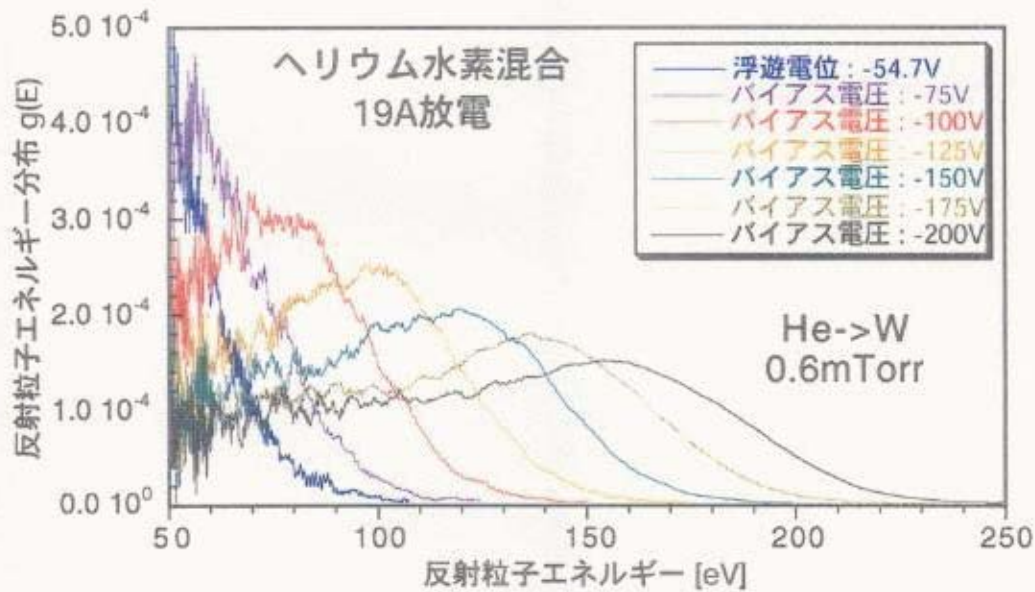


図3-55. ヘリウムの反射粒子エネルギー分布  $g(E)$

絶対値で示した図3-54ならびに図3-55から得られた  $E_p$  と  $T_{ref}$  の関係を以下に示す。チョッパー開口時間の影響を考慮した計算結果も同時に示している。



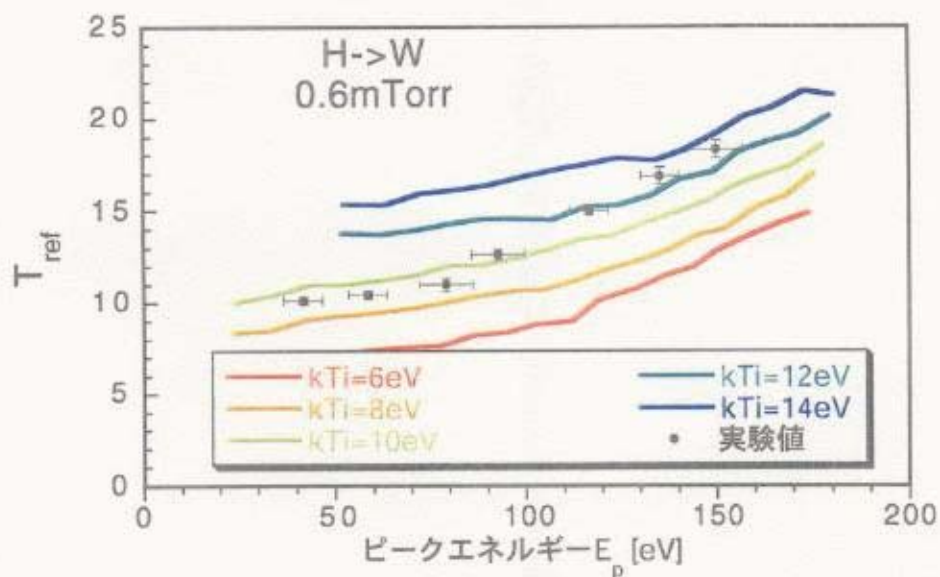


図 3-56. ヘリウム水素混合放電の反射水素粒子エネルギー分布から得られた  $E_p$  と  $T_{ref}$

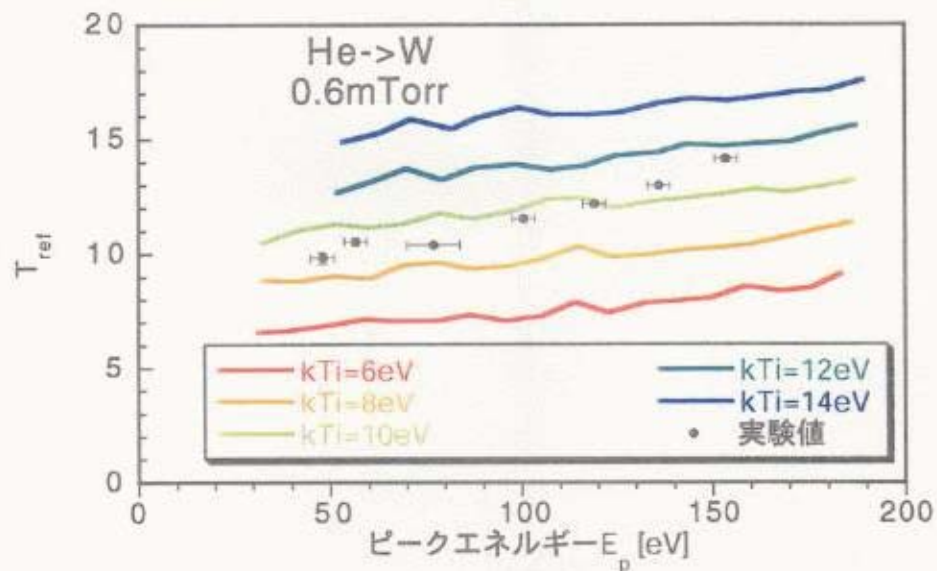


図 3-57. ヘリウム水素混合放電中の反射粒子エネルギー分布から得られた  $E_p$  と  $T_{ref}$

計算結果は、ピークエネルギー  $E_p$  が大きくなると  $T_{ref}$  も大きくなる傾向を示している。実験結果も同様に、ピークエネルギーが大きくなると  $T_{ref}$  が大きくなる。実験と計算結果の比較より、水素では  $kTi=9 \sim 14eV$  程度、ヘリウムでは  $kTi=9 \sim 12eV$  と見積もることができる。

次に、TPD-I の各放電電流毎に、中性粒子圧力を変化させた場合の  $E_p$  と  $T_{ref}$  の関係を以下に示す。

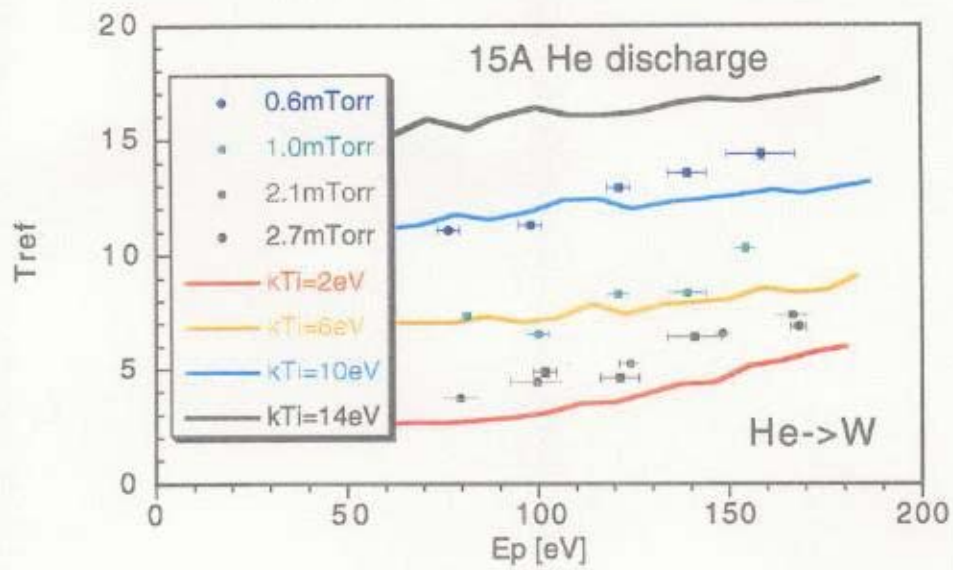


図 3-58. 15A 放電における  $E_p$  と  $T_{ref}$  の関係

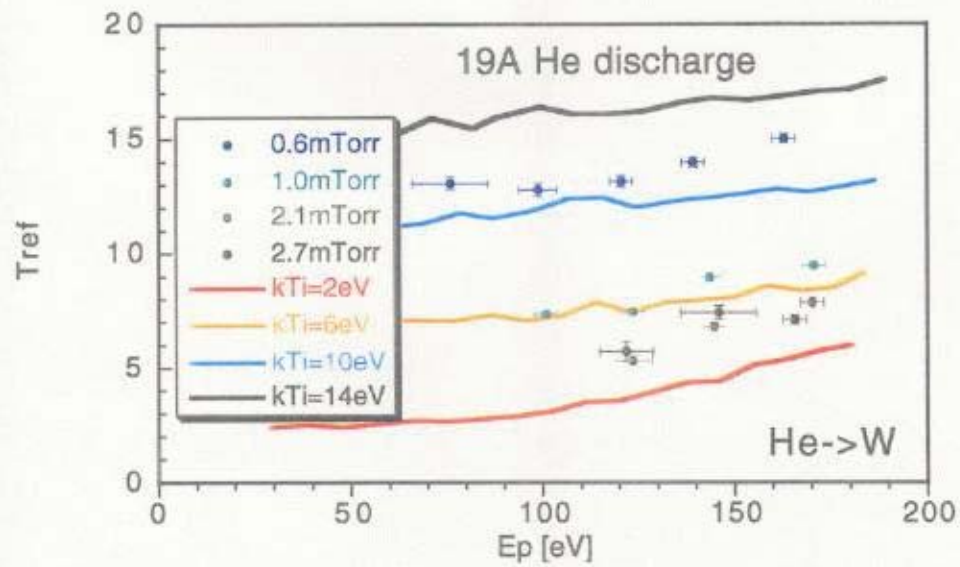


図 3-59. 19A 放電における  $E_p$  と  $T_{ref}$  の関係

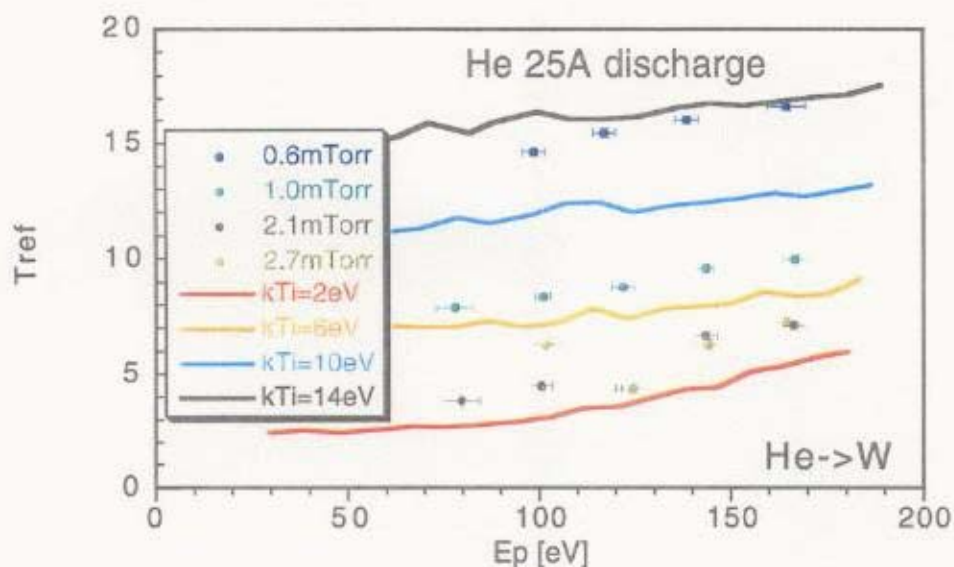


図 3-60. 25A 放電における  $E_p$  と  $T_{ref}$  の関係

すべての放電電流において、中性粒子圧力を下げていくと評価されるイオン温度が上がる傾向にある。これらの図より、イオン温度を 1eV の幅で読みとり、その結果を以下に示す。

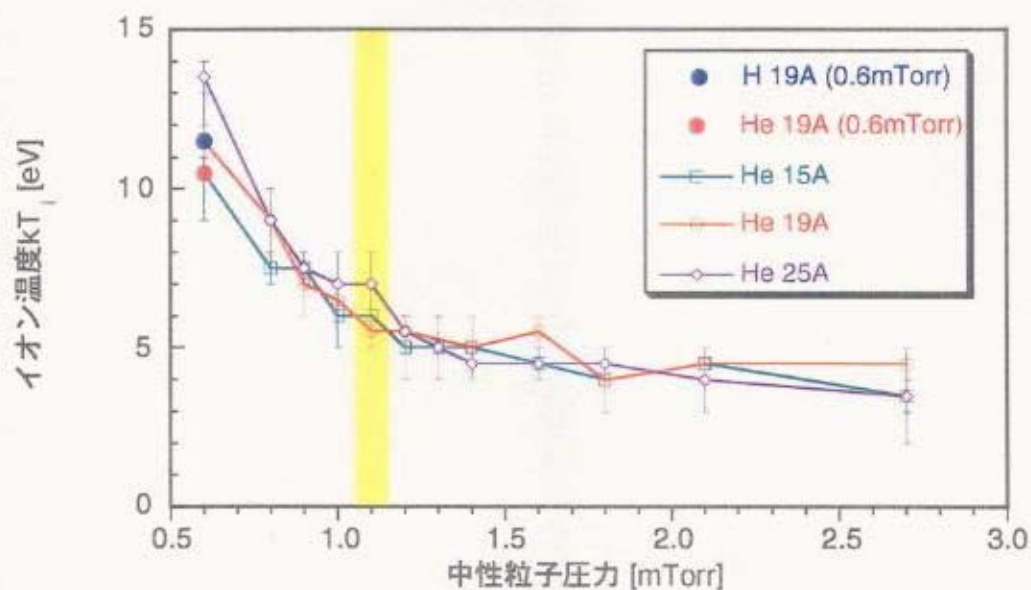


図 3-61. 本計測手法によって得られた TPD-I のイオン温度の圧力依存性

本計測手法で得られたイオン温度を、TPD-Iで過去に測定されたイオン温度と比較する。イオンセンシティブプローブならびに分光法によって得られたイオン温度測定結果を図3-62に示す[16]。

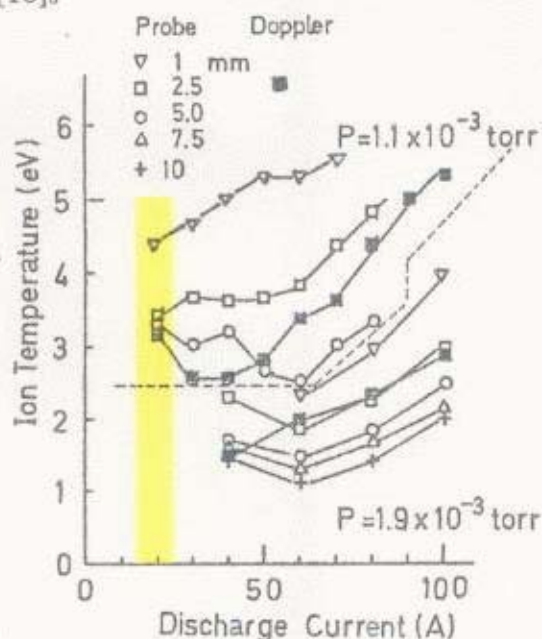


図3-62. TPD-Iのイオン温度測定結果[16]

図3-62で示したイオン温度が、放電電流 20A、中性粒子圧力 1.1mTorr において  $kT_i=3\text{eV}$  程度であるのに対して、本実験で計測されたイオン温度は 1.1mTorr では  $kT_i=6\text{eV}$  と大きな値を示している。しかし、中性粒子圧力が大きくなると、イオン温度が小さくなる点については、定性的に一致している。

次に炭素ターゲットを使った場合での、イオン温度評価について示す。図3-63に、水素反射粒子エネルギー分布から得られた  $E_p - T_{\text{ref}}$  図を示す。

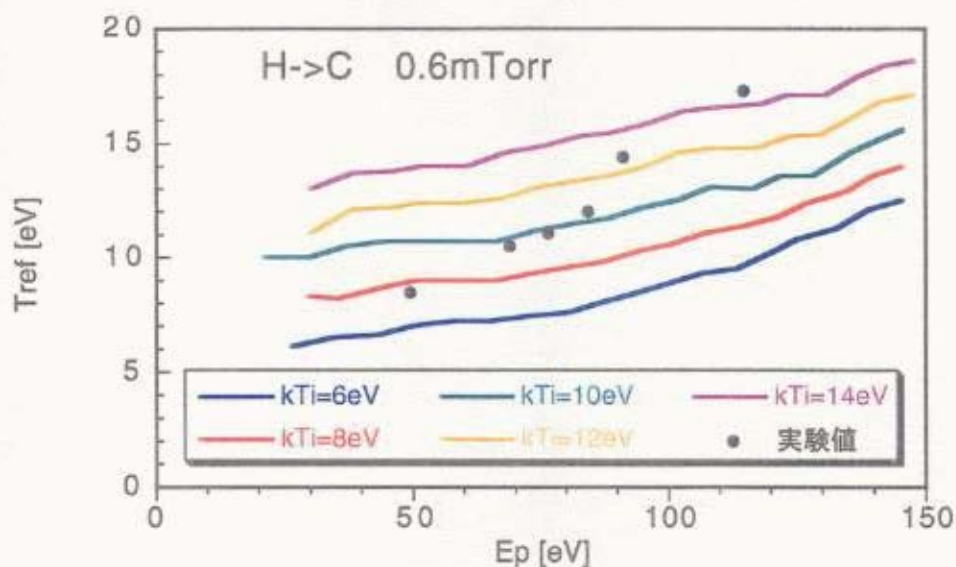


図3-63. 炭素ターゲットを使った  $E_p - T_{\text{ref}}$  図



タングステンターゲットと同様に、炭素ターゲットを用いた場合も、ピークエネルギー  $E_p$  が大きくなると  $T_{ref}$  も大きくなる傾向を示している。炭素ターゲットを使用した場合での評価されたイオン温度は、 $kTi=8 \sim 14\text{eV}$  程度である。

タングステンターゲットならびに炭素ターゲットから評価された  $0.6\text{mTorr}$  での水素イオン温度の比較を図 3-64 に示す。

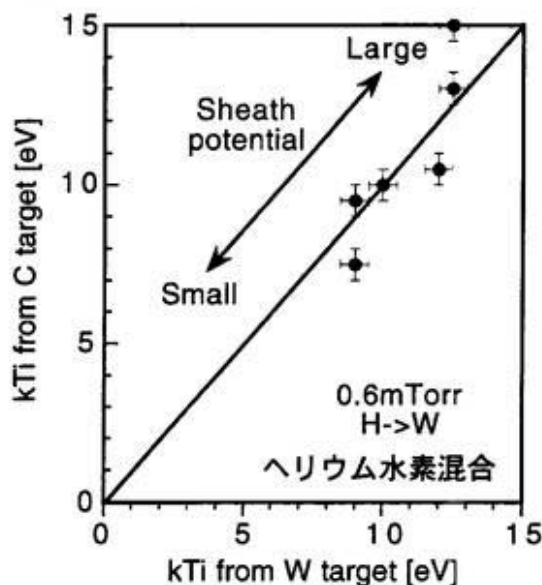


図 3-64. 挿入ターゲットの違いによる評価されたイオン温度の違い

タングステンターゲットならびに炭素ターゲットの両者を用いても、シースポテンシャルが大きくなると、評価されるイオン温度が大きくなる傾向が見られる。この傾向は図 3-53 に示したように、入射粒子が固体ターゲット内で不純物として振る舞い、反射粒子エネルギー分布のピークエネルギー  $E_p$  が小さくなることに伴うためであると考えられる。挿入ターゲットがタングステン（高  $Z$  材料）の場合も、炭素（低  $Z$  材料）の場合も、シースポテンシャルを変化させて評価されたイオン温度はほぼ等しい。以上より、本計測手法の妥当性と、評価されるイオン温度は挿入ターゲットには殆ど依存しないことが示された。

不純物の影響を入れた計算との比較によって、評価されるイオン温度のシースポテンシャル依存性は小さくなると考えられ、より精度の高い評価が可能であると考えられる。

### 3-3-7. シースポテンシャルの評価

シースポテンシャルの評価について議論する。本手法でシースポテンシャルを得ようとするときに、予め得られている情報は、ピークエネルギー、イオン温度および浮遊電位（またはバイアス電圧）である。以下にシースポテンシャルの評価方法を



示す。この評価に使った実験データはヘリウム水素混合ガスによって得られたものである。

1) 前章で述べた手法により得られたイオン温度におけるシースポテンシャルとピークエネルギーの関係を計算より求める。関係を図3-65に示す。

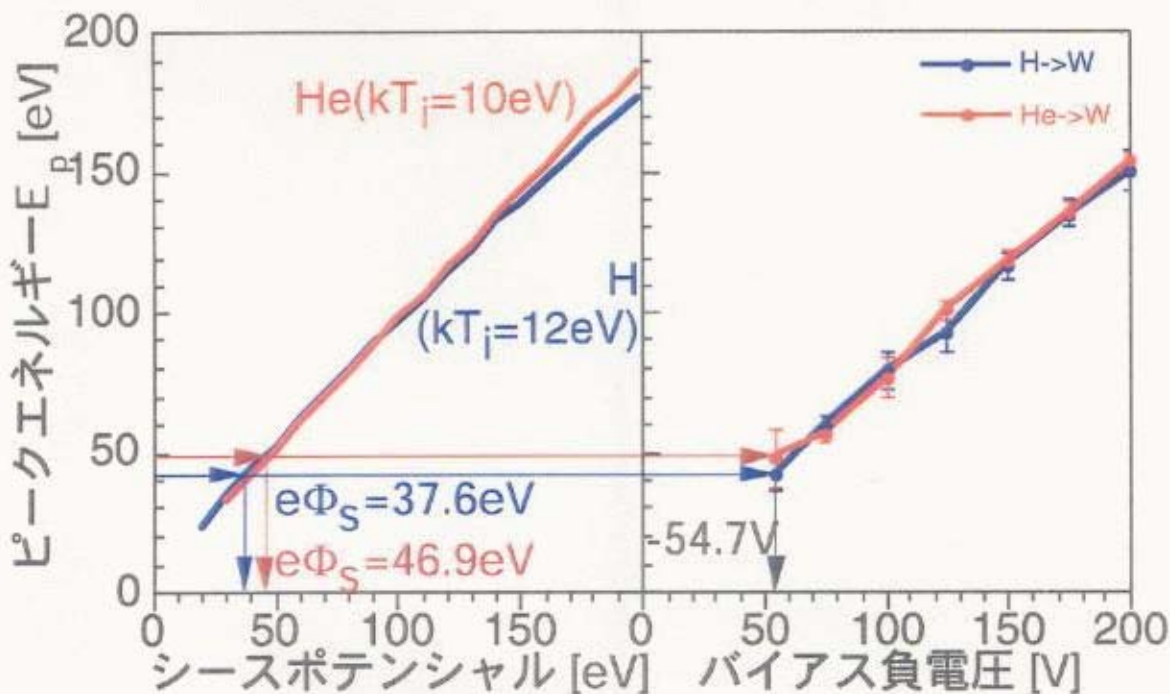


図3-65. 計算によるシースポテンシャルとピークエネルギーの関係

2) 実験で得られたピークエネルギーを計算結果の直線に向かって延ばす。

3) 直線と交差した点を真下に下ろす。この値が入射シースポテンシャルに対応する。

実際にこの方法でシースポテンシャルの評価を行うと、水素とヘリウムのシースポテンシャルがそれぞれ 37.6eV と 46.9eV と見積もることが出来る(図3-20参照)。水素とヘリウムは同じプラズマからタングステンターゲットに入射したと考えることができるので、理想的には評価されるシースポテンシャルは一致することが望ましいと云える。プラズマ空間電位の測定によって、バイアスを印加しても空間電位は殆ど変化しないことが明らかになった。プローブで得られた空間電位とバイアス電圧から求めたシースポテンシャルと、本手法で求めたシースポテンシャルの比較を図3-66に示す。

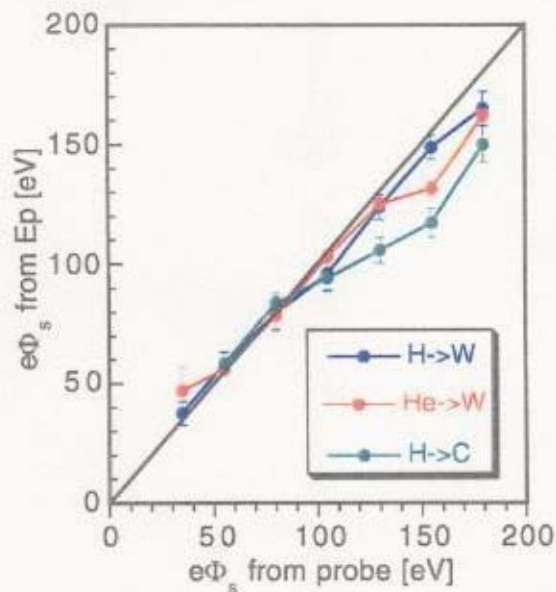


図3-66. 本手法で求めたシースポテンシャルとプローブで求めたシースポテンシャル比較

ここで、プローブで求めた空間電位は、図3-47の平均値を使用した。本手法によるシースポテンシャル評価では、プローブ測定と比較して、バイアス電圧を大きくするとシースポテンシャルを小さく評価している。しかし、タングステンならびに炭素ターゲットを使用して評価されたシースポテンシャルの違いは小さく、プローブ測定値と良い一致を示しており、タングステンならびに炭素ターゲットを使用して、シースポテンシャルの評価が可能といえる。

### 3-3-8. 分子イオンの影響

水素・ヘリウム混合放電の場合、水素ならびにヘリウムに対応する反射粒子エネルギー分布には明らかにピークが見られたのに対して、水素放電の場合は計算から予想される反射粒子エネルギー分布とは形が全く異なっていた。これは水素分子の影響が関係していると考えられる。第2章と同様に、1つの100eV水素分子 $H_2^+$ を2つの50eV水素原子と考える。分子は、 $H_2^+$ ならびに $H_3^+$ を考え、原子イオンならびに分子イオンのイオン温度を全て同じと仮定し、実験結果が再現できるようにシースポテンシャルならびに混合割合を計算機コードを用いて決定する。この関係を図3-67に示す。

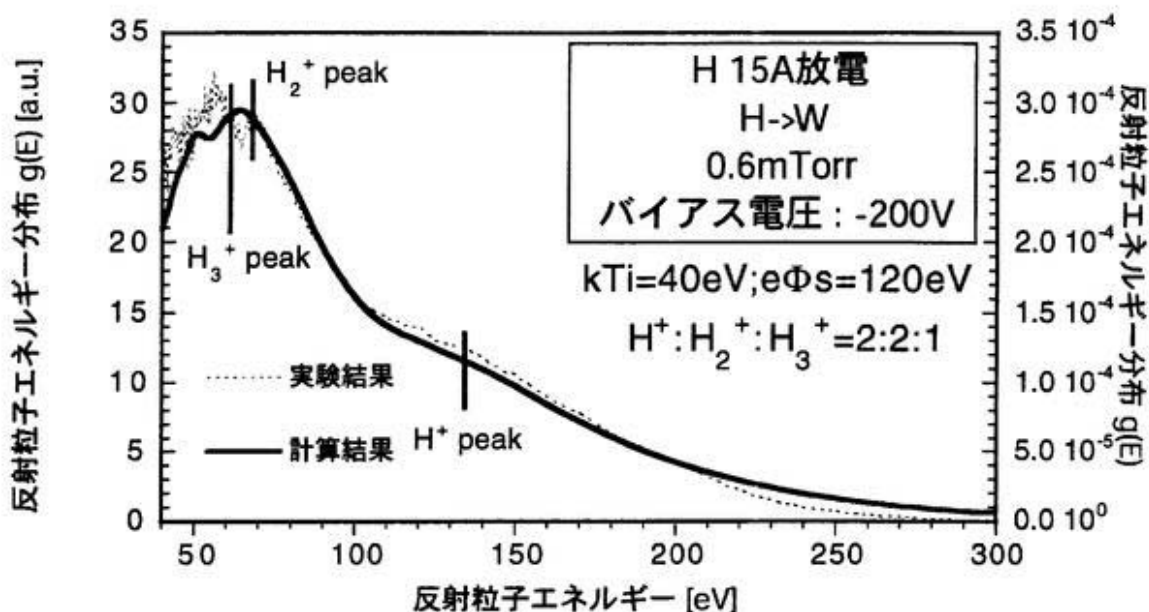


図 3-67. 分子の影響を計算によって考慮し再現された反射粒子エネルギー分布

水素放電中のイオン温度は  $kT_i=40\text{eV}$  程度、分子の割合を考慮すると、ピーク位置ならびに全体的な分布の形など、反射粒子エネルギー分布が再現ができる。仮定したイオン温度が非常に大きい、この値については 3-4 節で詳しく議論する。また、分子イオンの割合も、原子イオンと比較して大きく、原子イオンのみを考えた第 2 章で行った計算結果と異なることが分かる。反射粒子エネルギー分布の実験結果と計算結果の比較において、評価されたイオン温度以外に、以下のような問題点が挙げられる。

#### 1) 空間電位の違い

ヘリウム放電ではシースポテンシャルも、図 3-20 に示したように、ターゲットにバイアスを印加した場合でも、空間電位がほぼ一定であった。しかし、図 3-67 ではシースポテンシャル  $e\Phi_s$  が  $120\text{eV}$  と、式 (3-48) を使って予想される  $150\text{eV}$  程度（浮遊電位での中心空間電位  $V_{s0}=-51.6\text{V}$ ）と違いがある。すなわち、バイアスを印加した図 3-67 では、空間電位も深くなっている可能性が挙げられる。

#### 2) $\text{H}_2^+$ および $\text{H}_3^+$ イオンの割合

図 3-67 に示したように、水素原子イオン ( $\text{H}^+$ ) に比べて、水素分子イオン ( $\text{H}_2^+, \text{H}_3^+$ ) の割合が無視できないほど存在する。これは TPD-I 特有の放電形式に原因があると考えられる。図 3-1 の TPD-I 全体図で、放電部であるカソード付近の中性粒子圧力は数 Torr 程度有り、その下流にある中間電極ならびにオリフィスを通り、ターゲット部は数 mTorr 程度と中性粒子圧力は大きく変化する。プラズマ生成部とターゲット部の中性粒子圧力の大きな違いは、TPD-I の特徴の一つである。このため、放電部で生成

された  $H_2^+$  ならびに  $H_3^+$  がそのままターゲット部に入り、エンドプレート付近の挿入ターゲット部で観測されると予想される。

### 3-3-9. エネルギー積分した反射粒子束測定による評価されたイオン温度との比較

TOF 装置を使って得られた反射粒子エネルギー分布は、計算値とは異なった分布を持っていることが示された。これは、エネルギー積分した反射粒子束測定によるイオン温度評価に影響する。ここで、エネルギー積分した反射粒子束測定によるイオン温度と、 $E_p$  ならびに  $T_{ref}$  によって評価されたイオン温度の比較を図 3-68 に示す。

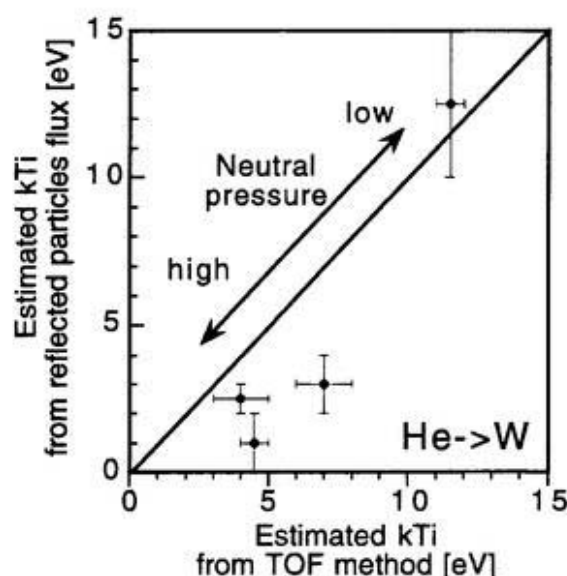


図 3-68. 測定法による評価されたイオン温度の違い

イオン温度の高い、すなわち、中性粒子圧力の低いところでは、両者の違いは小さいが、中性粒子圧力が大きいところでは、エネルギー積分した反射粒子束測定から評価されたイオン温度は小さくなる。TPD-I のヘリウム放電においては、ヘリウムだけでなく、水素が混入していることが TOF 測定結果から明らかになった。このため、反射粒子束の測定では、混入割合の分からない水素が  $\int_0^\infty \gamma(E)g(E)dE$  値を大きく変化させる可能性があり、更なる実験が望まれる。

### 3-4. 測定されたイオン温度についての考察

水素・ヘリウム放電を用いた原理実証実験で得られたイオン温度の中性粒子圧力依存性は、プローブで求めた電子温度とほぼ一致している。以下に関係を示す。



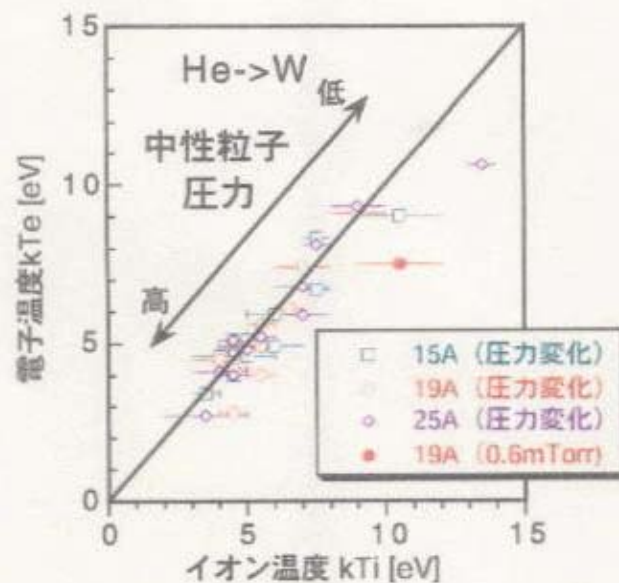


図 3-69. 電子温度とイオン温度の関係

これより、イオン温度と電子温度の比はほぼ1程度であると評価される。ただし本研究では、TPD-Iのイオン温度が中性粒子圧力を低くすると大きくなると云う定性的な結論のみしか議論できないが、他の直線型プラズマ装置でもイオン温度上昇について報告されている [20]。また水素放電の場合、分子の影響を考慮すると、 $kTi=40\text{eV}$  と非常に高いイオン温度を仮定することで、反射粒子エネルギー分布を再現できるが、この場合、イオン温度は電子温度の2倍程度となる。

TPD-Iのような閉じ込めのよくない直線装置において、電子とイオンのエネルギーが十分に緩和しているとは考えにくいため、電子とのエネルギー緩和以外の何らかの加熱機構が働いている可能性がある。その一つとして考えられるのは、電子が支配的に形成するプラズマの空間電位からラーマー運動を介してのイオンが加速が挙げられる。

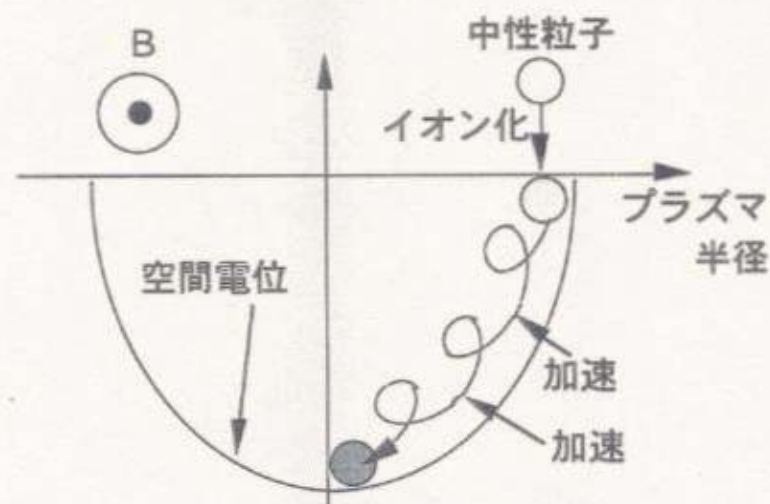


図 3-70. イオン加速機構のモデル



ラーマー運動を伴いイオンがプラズマ中を拡散するとき、空間電位によってイオンが加速されてる機構が考えられる。水素とヘリウムの2つの放電状況を考えると、水素放電の方が空間電位が2倍程度深くなっている。またイオンのラーマー半径  $r_L$  は

$$r_L = \frac{m_i v}{|e| B} \quad (3-58)$$

で表され、質量に比例する。図3-70のモデルから考えると、プラズマ中心の空間電位が深く、ラーマー半径が小さく、中心への拡散時間が長いイオンがより加速される事となる。本研究によって水素・ヘリウム混合放電に比べて水素放電の方がイオン温度が高く評価されたことについては、水素放電でのより深い空間電位とラーマー半径を考えることで上記のモデルと定性的に一致する。

今後モデルの妥当性を示すために、本手法によってプラズマ断面と比較して、より小さな挿入ターゲットを用い、様々な動作ガスを使って、プラズマ断面のイオン温度分布の測定が望まれる。

### 3-5. 原理実証実験まとめ

直線型プラズマ装置発生装置 TPD-I 装置にタングステンターゲットを挿入し、そより反射される粒子のエネルギー分布を測定することにより、「固体表面でのイオン反射を用いたイオン温度測定」の原理実証実験を行った。反射粒子エネルギー測定装置である TOF 装置に即したチョッパーの開口時間ならびに開口時間関数を考慮して、計算結果と実験結果との比較より、イオン温度の評価を行った。反射粒子エネルギー分布のピークエネルギー以下のエネルギー領域では分布の一致が見られなかったが、ピークエネルギー以上のエネルギー領域では、計算結果と良い一致を示した。これよりイオン温度を評価することができた。TPD-I の場合、イオン温度は中性粒子圧力に大きく依存し、中性粒子圧力依存性は過去に報告された結果と定性的に一致した。

実験から得られた反射粒子エネルギー分布のピーク値からシースポテンシャルの評価を行い、プローブを用いた結果と比較し、ほぼ一致した。これより、本手法によってシースポテンシャルの評価が可能であることが示された。

実験で得られた反射粒子エネルギー分布の詳細な検討を行い、バックグラウンド中性粒子と反射粒子の衝突により、測定されている粒子数が少なくなっていると考え、反射粒子エネルギー分布の出力値に関しても説明が出来る。実際に得られた反射粒子エネルギー分布の説明を行うために、ターゲット前面のプラズマ空間電位な

らびに固体中の不純物（捕獲された入射粒子）を考慮に入れ計算を行った結果、定性的に説明できることを示した。

イオン温度の圧力依存性は電子温度の圧力依存性と一致し、水素・ヘリウム混合放電では電子温度とイオン温度がほぼ等しいという結果も得られたが、イオン温度上昇のメカニズムに関しては明確になっていない。

以上より、本原理実証実験は計算と良い一致を示し、新しい計測法として充分使用可能であることを示した。その詳細な値については、計算と実験値の異なることが確認されているため、今後も 100eV 程度の低エネルギー領域でのイオン反射の実験が望まれる。

### 第3章 参考文献

- [1] N. Ezumi et al. : J. Nucl. Mater. 241-243 (1997) 349.
- [2] 三浦幸俊他 : JAERI-M 89-018 (1989)
- [3] R. S. Bhattacharya et al., Surface Science 93, 563 (1980)
- [4] Y. Miura and F. Okano : Rev. Sci. Instrum. 61 (1990) 3581.
- [5] H. Verbeek : J. Phys. E : Sci. Instrum. 19 (1986) 964.
- [6] F. Tsuboi et al. : Rev. Sci. Instrum. 60 (1989) 2868.
- [7] S. Costa et.al : Rev. Sci. Instrum. 66 (1995) 330.
- [8] D. E. VOSS and S. A. COHEN : J. Nucl. Mater. 93&94 (1980) 405.
- [9] 理化学年表 : 気体の粘度
- [10] H. Verbeek and W.Eckstein : IPP 9/45 (1983)
- [11] H. C. Hayden and Utterback : Phys. Rev. 1356A (1964) A1575
- [12] E. W. Thomas : INDC (NDS)-322 (1995)
- [13] K. Hosaka et al : Annual report of National Institute for Fusion Science (1996-1997) 297.
- [14] 浜松ホトニクス株式会社 : 光電子増倍管ーその基礎と応用ー ( 浜松ホトニクス ,1993)
- [15] 例えば、井上泰典 : 計測制御のための LabVIEW グラフィックプログラミング入門 ( 森北出版株式会社 , 1995)
- [16] I. Katsumata : Contrib. Plasma Phys. 36(1996)73.
- [17] N. Noda : Journal of the Physical Scociety of Japan 41 (1976) 625.
- [18] D. N. Ruzic : Ph. D thesis , Princeton University 'Total Scattering cross-section and interatomic potentials for neutral hydrogen and helium on some noble gases'
- [19] TRIM.SP. code
- [20] 江角ほか : プラズマ・核融合学会第 15 回年会予稿集 173.

## 第4章 LHD ダイバータプラズマにおけるイオン温度測定への応用

この章では、LHD ダイバータプラズマを想定して、固体表面でのイオン反射を利用したイオン温度測定について検討する。

### 4-1. LHD ダイバータプラズマイオン温度測定における仕様

本手法を、LHD ダイバータプラズマ中のイオン温度測定に応用するために、まず LHD ダイバータプラズマについて考える。LHD のダイバータプラズマは、粒子束分布の半値幅は 1cm 程度のシートプラズマである。本手法の利点として挙げられる、空間分解のよくイオン温度が測定可能であることを満たすために、挿入するターゲットサイズを 3×3mm として検討を行う。ターゲットならびにチョッパーを LHD に設置した様子を図 4-1 に示す。

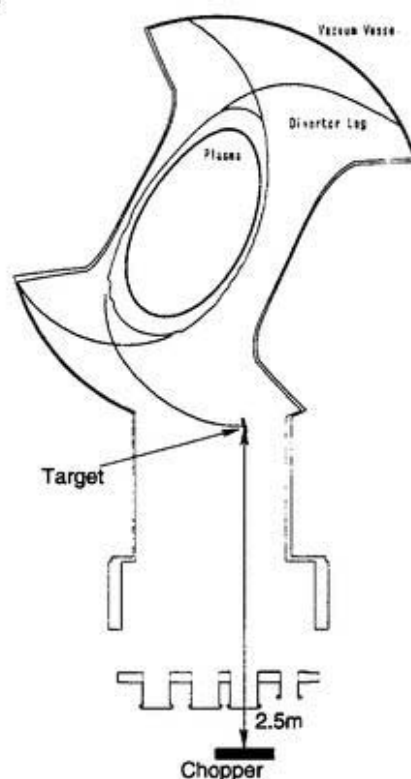


図 4-1. LHD に挿入されたターゲット（ターゲットサイズは目立つようにしてある）

反射粒子エネルギー分布を測定するための TOF 装置のチョッパーは、ターゲットから 2.5m 程度離して設置すると考える。

第一、第二実験サイクルにおける LHD のダイバータプラズマは、電子温度  $kT_e \sim 20\text{eV}$ 、電子密度  $n_e \sim 1 \times 10^{18} \text{m}^{-3}$  程度であるが [1]、イオン温度の計測はなされていない。ここでは、電子温度とイオン温度は等しく、イオン密度に関しては電子密度と等しいと仮定する。また、シースポテンシャルは、 $3kT_e$  程度とする。

原理実証実験に使われた飛行時間型エネルギー分析装置を LHD 用に改良して使用し、反射粒子エネルギー分布を測定するものとする。フライトチューブ長さは、LHD のイオン温度が高い可能性ならびに二次電子を収集する上での漏れ磁場の影響を避けるために  $4.0\text{m}$  とする。

挿入ターゲットが  $3 \times 3\text{mm}$  とすると全反射粒子数で 1 桁減少、チョッパースリット間  $2.5\text{m}$  とすると立体角で  $1/13.8 \left( = \left( \frac{2.5}{0.6735} \right)^2 \right)$  となる。プラズマ性能が同等であれば、原理実証実験で用いた TOF 装置を用いると、出力信号は原理実証実験と比べて 2 桁減少し、出力信号の計測が困難であると予想される。このため、LHD 応用を想定した場合の TOF 装置仕様を決定する。

測定立体角度は、挿入するターゲットが小さく、フライトチューブ長さがターゲットに対して十分長いので、チョッパーターゲット距離およびスリットの大きさから決定される。LHD 応用においても、スリット幅は加工精度限界より  $0.1\text{mm}$  とし、スリットの面積が大きくなることによって通過する中性粒子数も多くなり、より大きな出力信号が得られるため、スリット長さを原理実証実験の倍の長さ  $20\text{mm}$  とする。以上より、LHD 応用における測定立体角は、 $\Omega = 1.25 \times 10^{-7} \text{sr}$  となる。また、チョッパの回転スピードは、原理実証実験のものと同様とする。

次に、測定系（電気回路）の仕様を決める。使用する MCP は、最大ゲインが  $10^7$  程度のものであり、このゲインでも  $100\text{MHz}$  以上の周波数特性を持っているため、この値を採用する。二次電子捕獲率は、MCP 前面の形状を変えることによって、1 に近づけることが可能である。ここでは、0.5 と仮定して計算を行う。V/A 変換値は、今回と同様に  $1\text{k}\Omega$  の抵抗を使い、 $10^3$  とする。電気回路で採用するアンプは、今回のものと比べて更に性能の良い FET を用いたものを採用して、周波数特性  $20\text{MHz}$ 、アンプゲイン  $10^3$  の特性をもつと仮定する。

以上のように条件を決め、TRIM コードを元に定量的な検討を行う。

## 4-2. 計算機シミュレーションを用いた LHD 応用の検討

$kT_i = 20\text{eV}$  としたときの計算機シミュレーションによる TOF 結果を示す。



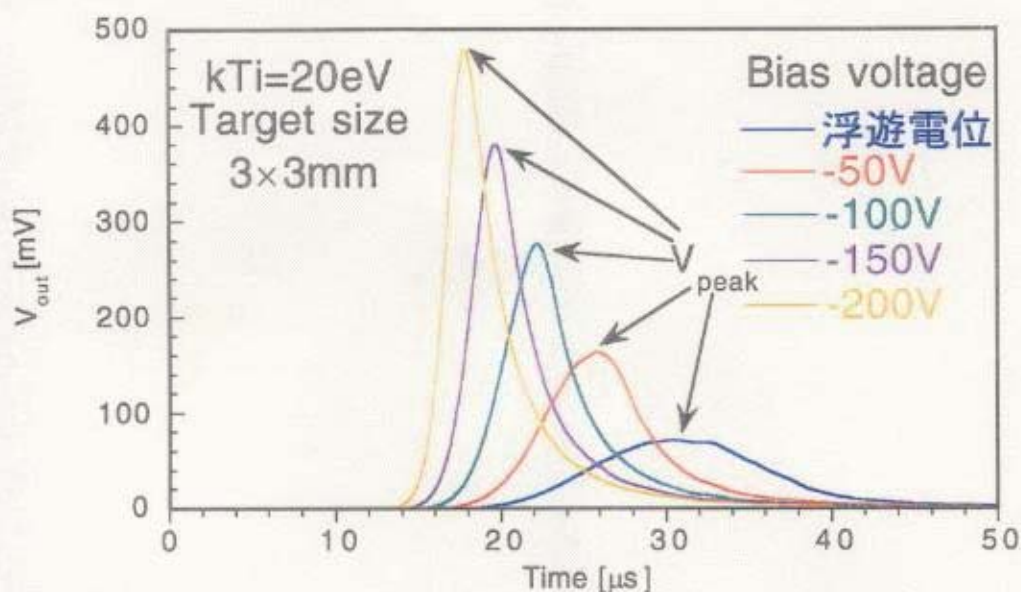


図4-2. 計算機シミュレーションによるTOF結果

4m のフライトチューブ長さを考えると、50 $\mu$ s 程度で一回の TOF 測定が可能であることが分かる。また、ターゲットにバイアスをかけることによって、出力値が大きく変化する事が分かる。図4-3に浮遊電位とバイアス電圧の関係を示す。

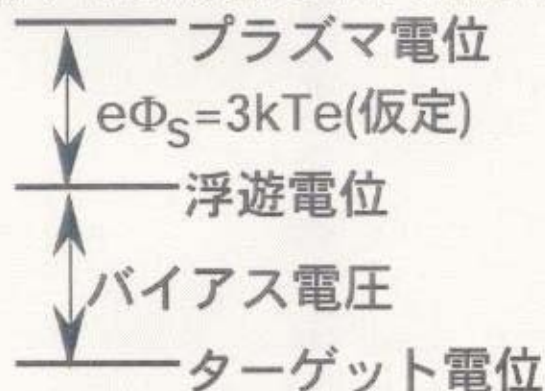


図4-3. 浮遊電位とバイアス電圧の関係

バイアス電圧をかけることによって、シースポテンシャルが大きくなり、ターゲットに入射するイオンのエネルギーが大きくなることで、反射粒子の持つエネルギーも大きくなる。そのため、中性粒子が Cu-Be に入射したときに発生する二次電子量が大きくなる。バイアス電圧をかけることによって、TOF 測定結果がどのように変化するかを、図4-4に示す。反射粒子エネルギー分布の中の最大値を  $V_{peak}$  として、各イオン温度においてバイアス電圧を変化させた場合の  $V_{peak}$  の変化を示している。

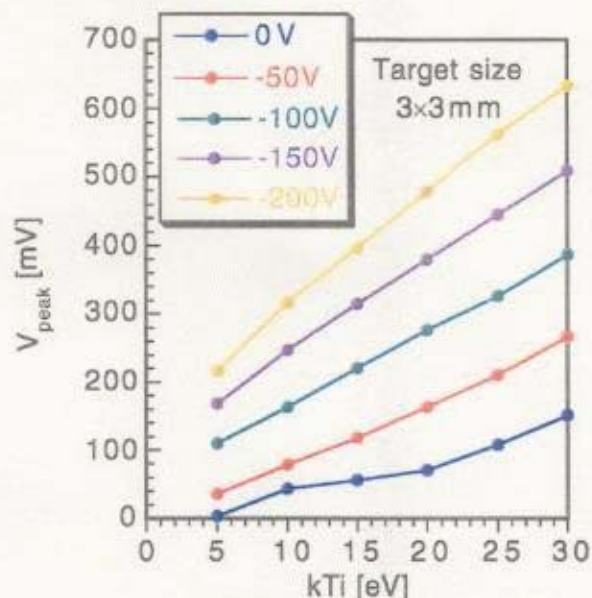


図4-4. TOF 出力最大値の変化

第3章の原理実証実験の経験より S/N の関係上、 $V_{\text{peak}} > 100\text{mV}$  であれば低エネルギーまでの反射粒子エネルギー分布が明確に得られるものとする。 $3 \times 3\text{mm}$  のタングステンターゲットを使用する場合、浮遊電位の場合はイオン温度が  $25\text{eV}$  以上なければ測定可能ではないが、例えば浮遊電位に対して  $-100\text{V}$  のバイアス電圧をかければ  $k\text{Ti} = 5\text{eV}$  程度の低いイオン温度でも測定可能である。

イオン温度が高い場合 ( $k\text{Ti} > 50\text{eV}$ ) については、二次電子放出率が大きいため、バイアスをかけなくても測定が可能であると予想される。測定の上限は、チョッパとフライトチューブ長さから決定される TOF 測定の誤差から決定されると云える。しかしながら、フライトチューブ長さは比較的自由度があり、LHD のイオン温度にあわせて決定することで測定上限となるイオン温度は変化させることができる。

比較的イオン温度が低い場合、大きなバイアス電圧をかける必要があるが、印加したバイアス電圧は既知であるため、反射粒子エネルギー分布から得られたシースポテンシャルとバイアス電圧の差から、プラズマの浮遊電位も求めることができる。

### 4-3. LHD ダイバータプラズマイオン温度測定への応用のまとめ

本手法の LHD ダイバータプラズマイオン温度測定への応用を考え、TRIM を使った定量的な評価を行った。ターゲットにバイアスがかかることによって、数  $\text{eV}$  程度の非常に低いイオン温度の測定も可能であることが示された。

すなわち、空間分解能  $3 \times 3\text{mm}$  で数 eV 程度の非常に低いイオン温度の測定が可能であることは、ダイバータプラズマ物理の理解のために有益である。表 4-1 に LHD ダイバータプラズマイオン温度測定のための TOF 装置の仕様のまとめを示す。

表 4-1. TOF 装置の仕様

	LHD 用装置	原理実証実験装置
スリット大きさ [mm]	$0.1 \times 20$	$0.1 \times 10$
フライトチューブ長さ [m]	4.0	2.137
立体角 [sr]	$1.25 \times 10^{-7}$	$1.58 \times 10^{-6}$
MCP ゲイン	$10^7$	$\sim 10^6$
二次電子捕獲率	0.5	0.21
V/A 変換値 [V/A]	$10^3$	$10^3$
アンプゲイン	$10^3$	$< 3 \times 10^2$
周波数特性 [MHz]	20	$< 9.5$
チョッパーの開口時間 $2\tau_c$	3.0	3.0

## 第4章 参考文献

- [1] 増崎他：プラズマ・核融合学会第15回年会予稿集 P.253



## 第5章 総括

固体表面でのイオン反射を利用したイオンエネルギー分布計測に関する研究について以下にまとめる。

### 5-1. 計算および実験結果についてのまとめ

周辺プラズマのイオン温度の測定を行うための新しい計測手法として、固体表面でのイオン反射を用いたイオン反射温度測定手法を提案し、計算と実験の両面から計測手法の可能性について研究を行った。計算機シミュレーションの結果として、プラズマ中に挿入した固体ターゲット板上で反射される粒子のエネルギー分布は入射イオン温度とシースポテンシャルの情報を持っており、これらの値を反射粒子エネルギー分布から逆に求めることが可能であることを示した。

以上の結果を元に、新しく提案した本手法の原理実証実験を行うために、飛行時間型エネルギー分析装置を製作した。本装置を直線型定常プラズマ発生装置 TPD-I へ設置して行った原理実証実験の結果から示されたことを、以下にまとめる。

- 1) 反射粒子エネルギー分布には、入射粒子依存性ならびにターゲット材料依存性が見られた。計算結果から予想されたように、反射粒子エネルギー分布の形には特徴的なピークを持ち、ピークより高エネルギー側に向かって分布が減少することが実験的にも確認された。
- 2) 反射粒子エネルギー分布の特徴なピークのエネルギーがプラズマの壁との間で形成されるシースポテンシャルに対応しており、実験から得られたピークエネルギーと計算から求められたピークエネルギーの比較を行うことによって、シースポテンシャルの値を得た。高速掃引ラングミュアプローブを用いて測定されたシースポテンシャルと比較して、本手法によって得られたシースポテンシャルの値は、ほぼ同じ値を示した。
- 3) 計算結果より、ピークエネルギー以上の反射粒子エネルギー分布の傾きが入射イオン温度に対応しており、入射イオン温度の評価を行った。この結果、TPD-I のイオン温度には中性圧力依存性が見られ、この結果は以前に TPD-I で行われたイオン温度測定結果と定性的に一致した。

以上より、本研究によって提案された計測手法が、周辺プラズマ中のイオン温度ならびにプラズマ対向壁前面のシースポテンシャルを得るために有効であることを示した。



## 5-2. 今後の展望

本研究で実証された周辺プラズマ中の新しいイオン温度測定法の、今後の展望について述べる。

### 1) 反射メカニズム研究としての展望

本計測手法は、イオン反射を利用した新しい計測手法であり、シースポテンシャルおよびイオン温度測定の精度向上のためには、反射メカニズムの研究が重要である。

第2章で示した通り、1keV以下のイオン反射についてはシミュレーションコードを用いた研究がほとんどであり、イオンビームを用いた反射素過程の研究はまだ少ないといえる。TRIM.SP.に代表されるシミュレーションコードの電子的阻止能、原子間ポテンシャルなどは、実験結果を元に整備されている。最近のイオンビーム工学の進歩の結果、1keV以下の低エネルギー領域のビームを得ることも出来るようになった。このビームを利用した実験研究結果より、今後シミュレーションで用いられるモデルの精度向上が望まれる。

TRIM.SP.は計算時間削減のために二体衝突近似を採用したが、最近のコンピュータ計算速度の進歩を考えると、多体衝突の効果を入れた分子動力学の計算機シミュレーションも可能であると考えられる。周辺プラズマ中のイオンのエネルギーである100eV以下の領域においては、これらの効果を入れたより現実に応じた計算が望まれる。

### 2) イオン温度測定法としての展望

本研究で提案されたイオン温度測定法は、他のイオン温度測定法と比較して時間分解能と空間分解能が良いという利点が挙げられる。これらの利点は、現在十分に測定されていないLHDダイバータプラズマのイオン温度測定として期待されるものであり、LHDへの応用は本計測手法の最も適していると考えられる。

LHDへの応用の一段階前に、TPD-Iの実験において表面不純物の影響による放射粒子エネルギー分布の計算結果とのずれや、イオン温度上昇のメカニズム解明などの残された課題がある。

これらの問題を解明するために、まずTPD-Iでより小さなターゲットを用いた実験が望まれる。本研究で用いたプラズマ中への挿入ターゲットは $10 \times 10\text{mm}$ の形状のものをしたが、TPD-Iのようなプラズマ径が小さい場合では、プラズマの空間電位が問題となる。MCPのゲインはあと1桁上げることが可能であるため、 $3 \times 3\text{mm}$

のターゲットでも信号が得られると考えられる。このため、今後の実験ではより小さなターゲットを用いて、空間電位分布を無視できるより局所的なプラズマのイオン温度の測定が望まれる。

水素・ヘリウムなどの入射イオンが固体中に残留することによって、軽い軽イオンと軽元素同士の衝突が考えられ仮定した反射素過程と大きく異なる可能性がある。すなわち、表面不純物が反射素過程に重要なターゲット表面から 100 Å 程度の深さに存在すると、実験で得られた反射粒子エネルギー分布の理解が明確でなくなる。水素やヘリウムなどの入射イオンが固体中に残留する場合、ターゲットの温度によって固体外へ放出される時間が異なると予想され、ターゲットの温度を制御した実験が望まれ、ターゲットの表面分析も重要となる。

本研究においては、イオン温度の評価は TOF 装置を用いた評価のみで行った。今後、本手法をプラズマ装置の標準的な計測手法としての応用を考える上で、計測の誤差を考える必要がある。そのため、分光的な手法ならびにイオンセンシティブプローブなど、他の計測手法とイオン温度の比較を行う必要がある。

TPD-I 装置のイオン温度は放電圧力に大きく依存し、イオン温度と電子温度はほぼ同程度であると評価された。しかし、単純な電子衝突を考えた上で、TPD-I 装置の電子密度、磁力線長さを考えるとイオン温度が大きくなる可能性はないと考えられる。実験事実としてイオン温度上昇は確認されているため、直線装置でのイオン上昇のメカニズムの研究が期待される。

### 3) その他の展望

今回プラズマ中に挿入されたターゲット表面の損傷は、一回の計測時間が 5 秒以下と短いために無視してきたが、長時間、例えば 1 時間程度の時間スケールを考える上では無視できないと考えられる。この効果は反射エネルギー分布の時間発展を測定することによって明らかになると考えられ、逆に考えると反射粒子エネルギー分布の変化より材料損傷そのものの評価の可能性も本手法は持っていると考えられ、この特性を生かした材料損傷の研究への本計測手法の応用が期待される。

## 謝辞

本研究の遂行および本論文の執筆にあたり、終始御指導、御鞭撻を賜りました核融合科学研究所教授 本島修博士に謹んで感謝いたします。

本研究をまとめるにあたり、貴重な御助言、御討論を頂きました核融合科学研究所教授 野田信明博士、核融合科学研究所教授 大藪修義博士、核融合科学研究所教授 森下一男博士、北海道大学大学院工学研究科教授 日野友明博士に深く御礼申し上げます。

本研究を遂行するにあたり日々の貴重な御助言、御討論をいただきました核融合科学研究所助手 増崎貴博士に心より感謝いたします。

本研究をまとめるにあたり様々な御討論をいただきました核融合科学研究所教授 小森彰夫博士、核融合科学研究所助教授 相良明男博士、核融合科学研究所助教授 山口作太郎博士、核融合科学研究所助教授 廣岡慶彦博士、核融合科学研究所助手 鈴木肇博士、核融合科学研究所助手 森崎友宏博士、核融合科学研究所助手 庄司主博士、核融合科学研究所助手 稲垣滋博士に深く感謝いたします。

本計測手法について貴重な御討論をいただいたハリコフ物理研究所 V. S. Voitsenya 博士に心より感謝いたします。

第2章の計算機シミュレーション研究において、TRIM シミュレーションコードについて御助言をいただきましたマックスプランクプラズマ物理研究所 W. Eckstein 博士に心より感謝致します。

都筑和泰博士（日本原子力研究所）、松下和幸氏（日立エンジニアリング）、笹尾一氏、池田一昭氏、剣持貴弘氏、今井敏博氏、西浦正樹氏、保阪一元氏、白井良明氏、近藤隆氏、中原由紀夫氏をはじめとする皆様には本研究の遂行から日常生活まで大変お世話になりました。皆様に心より感謝いたします。

日々の生活を励まし続けてくださった松木あみさんに心より感謝します。

# 発表実績

## 学会発表

### イオン反射を用いたプラズマ中のイオンエネルギー分布計測に関する検討

○長谷川靖洋, 増崎貴, V.S.Voitsenya, 森崎友宏, 鈴木肇, 相良明男, 野田信明,  
小森彰夫, 大藪修義, 本島修

プラズマ・核融合学会 第13回秋季講演会(新潟大学:1996年10月1日~3日)

### イオン反射を用いたプラズマ中のイオンエネルギー分布計測

○長谷川靖洋, 増崎貴, V.S.Voitsenya, 森崎友宏, 鈴木肇, 相良明男, 野田信明,  
小森彰夫, 大藪修義, 本島修

プラズマ・核融合学会 第14回講演会(工学院大学:1997年3月25日~26日)

### イオン反射を用いたプラズマ中のイオンエネルギー分布計測(II)

○長谷川靖洋, 増崎貴, V.S.Voitsenya, 森崎友宏, 鈴木肇, 相良明男, 野田信明,  
小森彰夫, 大藪修義, 本島修

プラズマ・核融合学会 第14回年会(工学院大学:1997年11月25日~28日)

### イオン反射を用いたプラズマ中のイオンエネルギー分布計測(III)

○長谷川靖洋, 増崎貴, V.S.Voitsenya, 森崎友宏, 鈴木肇, 相良明男, 野田信明,  
小森彰夫, 大藪修義, 本島修

プラズマ・核融合学会 第15回年会(筑波大学:1998年12月1日~4日)

## 国際会議

### EXPERIMENTAL AND THEORETICAL STUDY OF ION REFLECTION FOR NEW DIAGNOSTIC METHOD OF ION ENERGY DISTRIBUTION IN EDGE PLASMA

Y.Hasegawa, ○ S. Masuzaki, N. Noda, N. Ohya, A. Sagara, H. Suzuki, O. Motojima,  
V.S. Voitsenya

9th National Topical Conference on High Temperature Plasma Diagnostics, 2 ~ 4 June  
1997, Saint-Petersburg, Russia

## Simulation Study for New Diagnostic Method of Ion Energy Distribution in Edge Plasma

○ Y.Hasegawa, S. Masuzaki, N. Noda, N. Ohyabu, A. Sagara, H. Suzuki, O. Motojima, V.S. Voitsenya

Joint Conference of 11th International Stellarator Conference & 8th International Toki Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion, 29 September ~ 3 October 1997, Toki, Japan

## Study on Energy Distribution of Reflected Particles from Plasma Facing Materials

○ Y.Hasegawa, S. Masuzaki, N. Noda, N. Ohyabu, A. Sagara, H. Suzuki, O. Motojima, V.S. Voitsenya

13th International Conference on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, 18 ~ 22 May 1998, San Diego, USA

○は実際に発表を行った人を示す。

## 発表論文

### EXPERIMENTAL AND THEORETICAL STUDY OF ION REFLECTION FOR NEW DIAGNOSTIC METHOD OF ION ENERGY DISTRIBUTION IN EDGE PLASMA

○ Y.Hasegawa, S. Masuzaki, N. Noda, N. Ohyabu, A. Sagara, H. Suzuki, O. Motojima, V.S. Voitsenya, Plasma Devices and Operations Vol.7 (1999) 149

## Simulation Study for New Diagnostic Method of Ion Energy Distribution in Edge Plasma

○ Y.Hasegawa, S. Masuzaki, N. Noda, N. Ohyabu, A. Sagara, H. Suzuki, O. Motojima, V.S. Voitsenya, Journal of Plasma and Fusion Research SERIES, Vol.1 (1998) 390-393

## Study on Energy Distribution of Reflected Particles from Plasma Facing Materials

○ Y.Hasegawa, S. Masuzaki, N. Noda, N. Ohyabu, A. Sagara, H. Suzuki, O. Motojima, V.S. Voitsenya, Journal of Nuclear Materials, in printing



## 付録

TRIM.SP. コードの結果を元にして、シースポテンシャル、イオン温度、チョッパ開口時間関数を考慮した飛行時間型エネルギー分析による出力結果を得るプログラムソースを示す。以上の効果を考慮した各粒子の反射粒子エネルギー分布は、この結果を元にして得られる。

```

C *****
C Reflected energy distribution optimaize program for TRIM95
C Ver. 5.0 for Kaleida Graph of Macintosh
C Presented by Y. Hasegawa 961003-9601004 for Ver. 2.0 (Exactly)
C Presented by Y. Hasegawa 970112 for Ver. 3.0 (Multi direction)
C Presented by Y. Hasegawa 970316 for Ver. 4.0 (Multi Incident Angle)
C Presented by Y. Hasegawa 970521 for Ver. 4.1 (Include RE and RN)
C Presented by Y. Hasegawa 970821 for Ver. 4.2 (H2 & H Incident)
C Presented by Y. Hasegawa 980904 for Ver. 5.0 (TOF spectrum)
C *
C For Helium version
C * SeparationSpecical
C * Tilt Format41 (w v)
C * Data Format41 (w v)
C * number=>2
C * Skip line3 or 5
C * OptionTitle read On
C *****
C Initial setting
C *****
C integer energy, data (20, 100), ie, ce, idatamesh, width, nh, nhmaster
C integer filenum, fti, fsheath, filenum2, ang, angle, cangle
C integer endenergy, frateh, starte, n, loopn, fileendenergy
C integer fl, nowt, dist, timen, anglen
C real datamesh, re, outdata (20, 1000), sum2, maxdata (20, 1000), pi
C real maxdis, maxdis1, maxdis2, ti, realene, sheath
C real erefmax (20), cenergy, cang, rad, dangle, incang
C real theta, enesqu, sinang, cosang, shesqu, denenergy
C real rec, rnc, maxrn, maxre
C real hrate, h2rate, move, hweight
C real gatet, mass, gstart, gend, gatemax (5000, 20), esignal
C real dt, gammalog, gam, ig, tofw, maxg, toftime
C character*22 wfn1
C character*25 ofn1
C character*5 wfn2
C character*1 num1, frate1, ti1
C character*2 fname2, she2, ti2, num2, frate2
C character*3 fname3, she3, ti3, fang, frate, frate3
C character*4 fname4, percent
C character*38 ofn, preofn
C character*11 wfn3
C character*39 wfn
C character*30 dummy
C character*19 refmax (20)
C character*24 refmaxe (20)
C character*49 backpro1
C character*36 backpro2
C character*85 backpro, sheachdata
C character*9 nhchar, readnh
C character*34 rnechar, readrne
C ***** the numerical value setting *****
C mass=4
C fl=2137
C gatet=3.0
C endenergy=800

```

```

maxrn=0
maxre=0
nhmaster=100000
nh=100000
width=10
pi=3.14159265
rad=pi/180
dangle = 1*rad
denenergy=1
n=1
C ti=50
C sheath=50
hrate=100
h2rate=0
rnechar='      BACKSCATTERING OF PROJECTILES'
nhchar='      NH'
backpro1=' ENERGY (E/E0 IN %) - POLAR ANGLE IN COS-INTERVALS'
backpro2=' (0.05) (BACKSCATTERED PROJECTILES)'
backpro =backpro1 // backpro2
C *****
do ti=10, 10, 2
C *****
do sheath=100, 100, 10
C *****
maxrn=0
maxre=0
do m=1, 20
do i=1, 1000
maxdata(m, i)=0
end do
end do
do m=1, 20
do i=1, 5000
gatemax(i, m)=0
end do
end do
C *****
C write(6, *) backpro
C ***** Input numerical value *****
C write(6, *) 'Input Ti [eV]'
C read(5, 400) ti
fti=ti
C400 format(f6.0)
C write(6, *) 'Input sheath [eV]'
C read(5, 410) sheath
fsheath=sheath
C410 format(f6.0)
C write(6, *) 'H Incident rate [%]'
C read(5, 400) hrate
C write(6, *) 'H2 Incident rate [%]'
C read(5, 400) h2rate
C hrate=100
C h2rate=100-hrate
C write(6, *)
'*****'
write(6, 420) 'Ti [eV]=', ti, 'sheath [eV]=', sheath
420 format(a7, 1x, f6.0, 8x, a11, f6.0)
C write(6, 430) 'H rate [%]=', hrate, 'H2 rate [%]=', h2rate
430 format(a10, 1x, f6.0, 5x, a11, 1x, f6.0)
C *****
C Write data setting
C *****
C ***** Write file name definition *****
wfn1='/home/hasegawa/spec/Me'
if (ti.lt.10) then
write (ti1, '(i1)') fti
wfn2='ti00' // ti1
else if (ti.ge.10.and.ti.lt.100) then
write (ti2, '(i2)') fti

```

```

    wfn2= 'ti0' // ti2
    else if (ti.ge.100) then
        write (ti3,'(i3)') fti
        wfn2= 'ti' // ti3
    endif
    if (sheath.lt.100.and.sheath.ge.10) then
        write(she2,'(i2)') fsheath
        wfn3=wfn2 // 'she0' // she2
    else if (sheath.ge.100) then
        write (she3,'(i3)') fsheath
        wfn3=wfn2 // 'she' //she3
    else if (sheath.eq.0) then
        wfn3=wfn2 // 'she' // '000'
    endif
C ***** dinition rate to filename *****
    frate=hrate
    if (hrate.lt.10) then
        write(frate1,'(i1)') frate
        frate='00' // frate1
    else if (hrate.ge.10.and.hrate.lt.100) then
        write(frate2,'(i2)') frate
        frate='0' // frate2
    else if (hrate.ge.100) then
        write(frate3,'(i3)') frate
        frate=frate3
    endif
C
    wfn = wfn1 // frate // '_W.' // wfn3
    write (6,*) 'Write file name= ',wfn
    write (6,*)
    '*****'
    write (6,*) 'Now Calculation ... Just a moment!'
    open(unit=12,name=wfn,form='formatted',err=140)
    go to 150
140 write(6,*) 'Write file error!'
    go to 5000
C ***** Read file name dinition *****
150 ofn1='/home/hasegawa/He_W/He_W.'
C ***** Loop dinition *****
    if (h2rate.eq.0) then
        n=1
    else if (h2rate.ne.0) then
        n=2
    endif
C fileendenergy=fsheath+fti*10-200
C *****
    do loopn=1,n
C *****
        endenergy=fsheath/loopn+fti*10
C endenergy=500
        if (endenergy.gt.900) then
            endenergy=900
        endif
C *****
C define energy loop
C *****
        if (n.eq.1) then
            starte=fsheath+10
        else if (n.eq.2) then
            starte=int(fsheath/(loopn*10))*10+10
        endif
        if (loopn.eq.1) then
            hweight=hrate/100
        else if (loopn.eq.2) then
            hweight=h2rate/100
        endif
        do filenum=starte,endenergy,width*denergy
            filenum2=filenum
C *****
C Make energy mesh data

```

```

C *****
  do j=1,width
C ***** energy mesh set *****
    datamesh=(filenum-width+j)*1e-2
    realene=filenum-width+j
C *****
C Define incident angle
C *****
    move=loopn*realene-fsheath
    if (move.le. 0) then
      go to 4000
    endif
    enesqu=move**0.5
C shesqu=fsheath**0.5
    do ang=1, 90, 1
      sinang=sin(ang*rad)
      cosang=cos(ang*rad)
C ***** Reinput 971105
      theta=enesqu*sinang/(move*(cosang)**2+fsheath)**0.5
C *****
      incang=atan(theta)/rad
C write(6,*) incang
C ***** definition angle file *****
      if (incang.le. 5. and. incang.gt. 0) then
        fang='A05'
        cangle=5
      else if (incang.le. 10. and. incang.gt. 5) then
        fang='A10'
        cangle=10
      else if (incang.le. 15. and. incang.gt. 10) then
        fang='A15'
        cangle=15
      else if (incang.le. 20. and. incang.gt. 15) then
        fang='A20'
        cangle=20
      else if (incang.le. 25. and. incang.gt. 20) then
        fang='A25'
        cangle=25
      else if (incang.le. 30. and. incang.gt. 25) then
        fang='A30'
        cangle=30
      else if (incang.le. 35. and. incang.gt. 30) then
        fang='A35'
        cangle=35
      else if (incang.le. 40. and. incang.gt. 35) then
        fang='A40'
        cangle=40
      else if (incang.le. 45. and. incang.gt. 40) then
        fang='A45'
        cangle=45
      else if (incang.le. 50. and. incang.gt. 45) then
        fang='A50'
        cangle=50
      else if (incang.le. 55. and. incang.gt. 50) then
        fang='A55'
        cangle=55
      else if (incang.le. 60. and. incang.gt. 55) then
        fang='A60'
        cangle=60
      else if (incang.le. 65. and. incang.gt. 60) then
        fang='A65'
        cangle=65
      else if (incang.le. 70. and. incang.gt. 65) then
        fang='A70'
        cangle=70
      else if (incang.le. 75. and. incang.gt. 70) then
        fang='A75'
        cangle=75
      else if (incang.le. 80. and. incang.gt. 75) then
        fang='A80'

```

```

        cangle=80
    else if (incang.gt.80) then
        fang='A85'
        cangle=85
    endif
C   ***** dinition open filename *****
    if (filenum2.lt.100) then
        write(fname2,'(i2)') filenum2
        ofn=ofn1//'E'//'0'//fname2//fang
    else if (filenum2.ge.100.and.filenum2.lt.1000) then
        write(fname3,'(i3)') filenum2
        ofn=ofn1//'E'//fname3//fang
    else if (filenum2.ge.1000) then
        write(fname4,'(i4)') filenum2
        ofn=ofn1//'E'//fname4//fang
    endif
C   write(6,*) realene, filenum, ang, ofn
C   ***** file open *****
    if (ofn.eq.preofn) then
        go to 1000
    endif
    open (unit=11, name=ofn, form='formatted', err=130)
    preofn=ofn
    go to 105
130  write(6,*) 'File open error!', ofn
    go to 5000
C   ***** Sheach and check incident energy and angle *****
105  do i=1, 8
        read(11,102) sheachdata
    end do
    read(11,108) dummy, cenergy, cang
108  format(a26, f7.2, 4x, f6.2)
    energy=cenergy
    angle=cang
C   write(6,*) energy, angle
    if (filenum.ne.energy) then
        write(6,*) 'File name error of incident energy'
        write(6,*) 'Energy of error file ->', filenum
        write(6,*) 'Angle of error file ->', cangle
        go to 5000
    endif
    if (cangle.ne.angle) then
        write(6,*) 'File name error of incident angle'
        write(6,*) 'Energy of error file ->', filenum
        write(6,*) 'Angle of error file ->', cangle
        go to 5000
    endif
C   ***** Shaech the number of incident particle *****
C110 read(11,111) readnh
C111 format(a9)
C   if (readnh.ne.nhchar) then
C       go to 110
C   endif
C   ***** Read the number of the incident particle *****
C   read(11,112) nh
C112 format(3x, i7)
C   write(6,*) ofn, nh
C   if (nh.ne.nhmaster) then
C       write(6,*) 'Number error of incidetn particle'
C       write(6,*) 'error file->', ofn
C   endif
C   if (n.eq.1) then
C   ***** Sheach RN and RE data *****
113  read(11,114) readrne
114  format(a34)
    if (readrne.ne.rnechar) then
        go to 113
    endif
C   ***** Read dummy data ****
    read(11,114) readrne

```



```

      read(11,114) readrne
C   ***** Read RN and RE *****
      read(11,115) rnc,rec
115  format(22x,e10.4,21x,e10.4)
C   write(6,*) rnc,rec
      if (rec.gt.1.or.rnc.gt.1) then
        write(6,*) 'Error of RN or RE'
        write(6,*) 'Error file->'.ofn
      endif
      endif
C   ***** Sheach energy (E/E0 in %) backscattered projectiles *****
101  read(11,102) sheachdata
102  format(a85)
      if (sheachdata.ne.backpro) then
        go to 101
      endif
C   ***** Read dummy data *****
      read(11,102) sheachdata
      read(11,102) sheachdata
C   ***** Read data *****
      do i=1,100
        read(11,120) percent,(data(m,i),m=1,20)
120  format(a4,20i6)
C   write(6,*) percent,(data(m,i),m=1,20)
      end do
      close(11)
C   ***** outdata clear *****
1000 do m=1,20
      do i=1,filenum2
        outdata(m,i)=0
      end do
    end do
C   ***** First Data *****
      k=1
      if (datamesh.le.1) then
        do m=1,20
          outdata(m,k)=data(m,k)
        end do
      endif
      if (energy.gt.100) go to 200
C   ***** incident energy<100 and k>2 Data *****
      ce=0
      do i=2,100
        re=datamesh*i
        ie=re
        if (re.gt.ie.and.ce.ne.ie) then
          do m=1,20
            outdata(m,k)=outdata(m,k)
1+data(m,i)*(ie-datamesh*(i-1))/datamesh
          end do
          k=k+1
          do m=1,20
            outdata(m,k)=outdata(m,k)+data(m,i)*(re-ie)/datamesh
          end do
        else if (re.gt.ie.and.ce.eq.ie) then
          do m=1,20
            outdata(m,k)=outdata(m,k)+data(m,i)
          end do
        else if (re.eq.ie) then
          do m=1,20
            outdata(m,k)=outdata(m,k)+data(m,i)
          end do
          k=k+1
        end if
        ce=ie
      end do
      go to 300
C   ***** incident energy>100 and k>1 Data *****
200  ce=0
      do i=1,100

```

```

        re=datamesh*i
        ie=re
        idatamesh=datamesh
        if (re.eq. ie) then
            do k=ce+1, ie
                do m=1, 20
                    outdata (m, k)=data (m, i)/datamesh
                end do
            end do
            ce=ie
            go to 210
        end if
        do m=1, 20
            outdata (m, ie+1) = (re-ie) *data (m, i) /datamesh
1+ (ie+1-re) *data (m, i+1) /datamesh
        end do
        if (re-ce.ge. 1) then
            do k=ce+1, ie
                do m=1, 20
                    outdata (m, k)=outdata (m, k) +data (m, i) /datamesh
                end do
            end do
        end if
        ce=ie+1
        end do
210
C ***** Maxwell distribution *****
C ***** This version is 3 dimensional distribution *****
C
300      sum2=0
        do i=1, realene
            maxdis=0
C ***** Incident H ion distribution function *****
            maxdis1=(realene*loopn-sheath)/(ti**2)*sinang*cosang
            maxdis2=exp(-(realene*loopn-sheath)/ti)
            maxdis=2*maxdis1*maxdis2*dangle*denergy*loopn
C ***** maxdis is the weight of incident flux *****
            do m=1, 20
                maxdata (m, i)=maxdata (m, i)
                1+outdata (m, i)*maxdis*hweight
C
                write(6,*) realene, ang, maxdis
            end do
C ***** Calculate Maxwellian RN and RE *****
            if (n.eq. 1) then
                maxrn=maxrn+rnc*maxdis
                maxre=maxre+rec*maxdis
            end if
C
            write(6,*) '*****'
        end do
4000      end do
        end do
C *****
        end do
C *****
C *****
C ***** Make up TOF time spectrum *****
C *****
        do i=10, endenergy, 1
            nowt=7. 225e-2*f1*(mass/i)**0. 5*100
C
            nowt [10ns] integer
            gstart=nowt-gatet*50
            gend=nowt+gatet*50
            if (gstart.le. 5000) then
                dt=3. 612*f1/(i**1. 5)*sqrt(mass)
                ig=i
                if (mass.eq. 1) then
                    gammalog=-5. 62+4. 51*log10(ig)-1. 30*(log10(ig))**2
                    1+0. 145*(log10(ig))**3
                else if (mass.eq. 4) then
                    gammalog=-23. 14+27. 57*log10(ig)-13. 42*(log10(ig))**2
                    1+3. 163*(log10(ig))**3-0. 2989*(log10(ig))**4

```

```

        end if
        gam=10**gammalog
        if (gend.ge.5000) then
            gend=5000
        end if
        do timen=gstart,gend,1
C      Triangle gate time weight
C      dist=abs(timen-nowt)
C      maxg=50*gatet
C      tofw=(1-dist/maxg)/maxg
C      Gaussian gate time weight
        dist=(timen-nowt)
        maxg=gatet*100/6
        tofw=Exp(-(dist/maxg)**2/2)/(maxg*sqrt(2*pi))
C      For cross check
C      Square type gate time weight
C      tofw=1/(gatet*100)
C
        do anglen=1,20
            esignal=maxdata(anglen,i)*gam*tofw
            gatemax(timen,anglen)=gatemax(timen,anglen)+esignal
        end do
    end if
end do
C *****
C ***** Reflected Maxwell distribution to file *****
C *****
C ***** Write comment *****
write(12,*) '3 dimensional Maxwell distribution Ver. 5.0'
write(12,*) 'TOF time revolution Gaussian gate time'
write(12,500) 'Ti[eV]=' , fti, 'Sheath[eV]=' , fsheath
500 format(a7,i3,5x,a11,i3)
if (n.eq.1) then
    write(12,501) 'The particle reflection coefficient RN = ',maxrn
    write(12,501) 'The energy reflection coefficient RE = ',maxre
endif
write(12,*) 'He version'
C write(12,430) 'H rate[%]=' , hrate, 'H2 rate[%]=' , h2rate
501 format(a41,f8.6)
write(12,502) 'Flight length[mm]' , fl, 'Open-Close gate
time[us]' , gatet
502 format(a17,1x,i4,5x,a24,1x,f4.2)
C ***** Prepare title for Kaleida Graph *****
do m=1,9
    write(num1,'(i1)') m
    refmax(m)=num1 // wfn3 // 'TOFmax'
C    refmaxe(m)=num1 // wfn3 // 'RefMax/E'
end do
do m=10,20
    write(num2,'(i2)') m
    refmax(m)=num2 // wfn3 // 'TOFmax'
C    refmaxe(m)=num2 // wfn3 // 'RefMax/E'
end do
C ***** Write Title *****
write(12,510) 'time[ns]',
1(refmax(m),m=1,20)
510 format(3x,a8,20(3x,a19))
C ***** Write normal and reflected Maxwell distribution *****
do i=1,5000
    *****
C      I recommended maximum energy minus 200 to draw exact log plot
C      *****
C      ***** Perpare fref(E)/E *****
C      do m=1,20
C          erefmax(m)=maxdata(m,i)/i
C      end do
C      ***** Write file *****
        toftime=i*10
        write(12,520) toftime,

```

```

1 (gatemax(i,m), m=1, 20)
520   format(3x, f7. 1, 20 (3x, e11. 4))
   end do
C   *****
   end do
   end do

C   *****
C   Program end
C   *****
   close(12)
   write (6, *) "Thank you, Chu!"
5000 end
C   *****

```