

Title	二次電子型中性粒子計測法による超高温プラズマの温度測定に関する研究
Author(s)	大宅, 薫
Citation	大阪大学, 1982, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/208
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

二次電子型中性粒子計測法による
超高温プラズマの温度測定に関する研究

大 宅 薫

目 次

第1章	序 論	1
第2章	高速中性粒子源の製作と特性試験	10
2.1	緒 言	10
2.2	BPDイオン源の設計・製作	12
2.2.1	イオン源の構造	12
2.2.2	イオン引出し特性試験	15
2.3	イオンビームの中性化のための構成	18
2.3.1	低圧ガス中通過による中性化	18
2.3.2	固体表面反射による中性化	20
2.4	二次電子測定のための電極配置と予備実験	21
2.4.1	散乱容器内の電極配置	21
2.4.2	イオンビーム衝撃による銅表面の二次電子放出係数の測定	22
2.5	結 言	26
第3章	二次電子型高速中性粒子エネルギー測定法	27
3.1	緒 言	27
3.2	二次電子放出係数の入射エネルギー及び入射角依存性	29
3.2.1	Sternglass の理論による入射角依存性	30
3.2.2	二次電子放出係数の入射エネルギー及び入射角依存性の測定	33
3.3	二次電子測定による高速中性粒子エネルギー分析法	38
3.3.1	平均エネルギー測定法	38
3.3.2	超高温プラズマのイオン温度測定法	40
3.4	イオンビームの銅表面での中性化により生成した中性粒子のエネルギー測定	41
3.4.1	イオンビームの銅表面での中性化	41
3.4.2	二次電子型エネルギー測定器によるエネルギー測定	43

3.5	ガスストリップ型分析器の分析結果との比較	45
3.5.1	ガスストリップ型エネルギー分析器の構成	45
3.5.2	中性粒子ビームによるガスストリップ型分析器の較正	47
3.5.3	イオンビームの銅表面での中性化により生成した中性粒子の エネルギー分析	52
3.5.4	二次電子型測定器による結果との比較	53
3.6	二次電子型測定器の測定可能エネルギー範囲・測定精度とそれらへの 測定条件の影響	55
3.6.1	エネルギーの上限・下限・精度	55
3.6.2	入射粒子強度及び真空度の影響	57
3.6.3	エミッタ表面の粗さ・温度の影響	59
3.7	超高温プラズマのイオン温度測定への応用—均一プラズマの場合—	63
3.8	水素原子入射による二次電子放出係数の入射エネルギー及び 入射角依存性	64
3.8.1	BPDイオン源からの水素原子イオンビームの選別	65
3.8.2	水素原子ビームの生成とそれによる $k(\theta, E)$ の測定	68
3.9	結 言	72
第4章	トカマクプラズマのイオン温度測定モデル計算	73
4.1	緒 言	73
4.2	トカマクプラズマから飛び出す荷電交換水素原子束による $K(\theta)$	74
4.2.1	モデル及び計算方法	75
4.2.2	トカマクプラズマのイオン温度と $K(\theta)$ の関係	81
4.2.3	測定される二次電子電流の大きさ	84
4.3	二次電子型測定器へのプラズマ光の影響及びその除去法	85
4.3.1	プラズマ光の影響	85
4.3.2	金属薄膜を用いた光電子電流除去法	90
4.4	結 言	95
第5章	二次電子測定によるエネルギー分布関数の決定法	96

5.1	緒 言	96
5.2	エネルギー分布関数測定法	97
5.3	二次電子電流のコレクタ電圧依存性 $I_{e^*}(V_c, E)$	100
5.4	イオンビームによる模擬分析実験	104
5.4.1	分割エネルギー幅 $\Delta E = 1 \text{ keV}$ ($\Delta E/E \sim 0.2$)	104
5.4.2	最小二乗法を用いた分析誤差の低減	107
5.4.3	分割エネルギー幅 $\Delta E = 0.5 \text{ keV}$ ($\Delta E/E \sim 0.1$)	110
5.5	討論及び結言	111
第6章	結 論	115
	謝 辞	119
	参 考 文 献	120
	本論文に関連する発表論文	123
	本論文に関連する学会講演	124

第 1 章 序 論

核融合原子炉は、「人類最終のエネルギー源」と呼ばれ、人類のエネルギー問題を永久的に解決するものである。これに利用できる核融合反応には、D-D 反応、つまり 2 個の重水素原子核が融合する反応と D-T 反応、つまり重水素原子核と三重水素原子核が融合する反応があるが、現研究段階では放出エネルギー及び反応確率が他の場合より格段に大きいという理由から、D-T 反応を活用することがまず考えられている。しかし D-T 反応を用いたとしても、クーロン反発力に打ちかって融合させるには 1 億度以上の超高温に加熱し、その超高温状態の維持時間 τ [sec] と粒子密度 n [cm^{-3}] の積 $n\tau$ を $10^{14} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$ 以上に保たねばならない¹⁾。重水素と三重水素の混合気体をこのような超高温にまで加熱すると、衝突電離によってすべての原子は電子と正イオンに分離し、結局超高温プラズマの形になる。従って核融合研究の課題は、いかにして超高温プラズマを生成し、保持・加熱するかということであり、そのために現在世界各国で大規模な研究投資が行われている。

最近の核融合研究は、トカマク装置を中心に進められている。トカマクは、ソ連で 1950 年代末ごろに考案された装置で、1960 年代後半にその優秀性が確認された。^{2), 3)}そして、それ以来世界中で研究が進められており、装置寸法の大大型化によって核融合原子炉にまで到達できる最有力候補として期待されている。とくにこの 2, 3 年の間に、そのトカマク実験において顕著な進展が見られる。例えばプラズマの温度については、米国プリンストン研究所にある装置 PLT が、約 2 MW を越す中性粒子入射加熱によって 6 千万度から 8 千万度という超高温を確実に実現してみせた。⁴⁾これは目標とする 1 億度の大会とまさに指呼の間である。 $n\tau$ の方は、記録としては PLT より優れた値を出した MIT の Alcator C があり、目標値の約 3 分の 1 に迫っている。⁵⁾日本においても、日本原子力研究所では目下 JT-60 という大型トカマク装置を建設中である。これは米国プリンストン研究所の TFTR や Euratom の JET とともに、温度及び $n\tau$ の両方の目標値を百パーセント近く実現するためのものである。さらに 1990 年頃完成をめざしトカマク型核融合実験炉 (INTOR) の設計が、日、米、EC、ソ連の国際協力のもとに進められている。

このように急進展する超高温プラズマの生成・保持の研究において、生成したプラズ

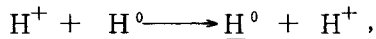
マの性質をよく理解するために、いろいろな条件のもとでのプラズマの振舞い、物理的性質を正確に記述できること、すなわちプラズマの的確な診断がすべての基礎になっていることはいうまでもない。核融合反応を起こそうという立場から最も重要な物理量は、プラズマ密度（電子密度、イオン密度）、プラズマ温度（電子温度、イオン温度）および閉じ込め時間であり、ついで不純物の質および量、中性原子密度が挙げられる。また外部への放射損失量、内部電磁場、集団的波動的性質等もプラズマの性質を大きく規定する場合もある。しかしながらこれら物理量の超高温状態における測定法には標準的に確立されたものは少なく、別の測定法によるクロスチェックを必要とすることが多い。また現在使われている測定器はかなり大がかりなものが多く、装置本体周辺に配置されたプラズマ加熱用の大きな中性粒子源や発振器のため、場所的制約を受けてプラズマからの情報を十分に測定できないことも多い。

以下、ここでは超高温プラズマの密度、温度に限って、現在よく使用されている測定法及びその問題点について簡単に述べる。^{6) - 9)} まずプラズマ密度であるが、多価イオンが存在すると電子密度とイオン密度は等しくなく、別々に測定しなければならない。電子密度の方はこれまで、直線偏光のマイクロ波をプラズマに当てた時の位相変化と電子密度の関係から、プラズマによる位相進みを測定して求めるいわゆるマイクロ波干渉計がよく用いられてきた。しかし、最近では発生するプラズマの電子密度の増加により、もっと波長の短い遠赤外レーザーを用いねばならなくなっている。ところが波長が短くなると干渉計を構成している反射鏡などの機械的振動に起因するフリンジシフトが無視できなくなり、現在何らかの方法で機械的振動を検出し、その効果を差し引くことにより電子密度を求めているようである。また後述するレーザー散乱法で散乱光強度が電子密度に比例することを用いて測定する方法が開発されつつある。電子密度測定法では電磁波を利用するものが主であるのに対して、イオン密度の方は粒子的測定法が開発されつつある。つまり入射粒子ビームのプラズマ中での減衰や荷電交換を利用するビームプローブ法（能動的な方法）やプラズマから自然に飛び出す高速中性粒子を分析する方法（受動的な方法）が考えられているが、いずれもまだ手法としては確立されていない。

電子温度測定は、電磁波を利用する方法が中心となっているが、受動的なものと同能的なもの両方が考えられている。前者はプラズマからの制動放射や電子サイクロトロン放射のエネルギースペクトルの形を測定し電子温度を求める方法である。しかし制動放射は空間分解能や時間分解能の点で問題があり、電子サイクロトロン放射は電子のエ

エネルギー分布の形に敏感なため逃走電子のような高エネルギー成分があると誤差を伴う問題と絶対校正が難しい点に問題がある。後者、つまり能動的測定法としては、レーザー光のトムソン散乱による電子温度測定法がある。これはプラズマに強い電磁波を当てた時の散乱光のスペクトルが電子の熱運動を反映してドップラー広がりを示すことを利用するものであるが、大出力の多連発レーザーが未だ実用化されておらず、1回の放電で1時点のデータしかとれない。

イオン温度は、核融合研究において最も重要なパラメータであるが、他のパラメータのように電磁波を利用する方法で測定することは難しい。それは、電磁波の放射、吸収などの現象は多くの場合電子の役割に支配され、イオンの運動に依存する現象が数少ないからである。ただ現在不純物イオンが発する線スペクトルのドップラー広がりからイオン温度を推定する方法があり、多くの超高温プラズマ発生装置むきの測定法として本研究の主題である粒子的測定法と共に使われている。しかし、この線スペクトルの広がりを他の影響による広がりとは分離して取り出す必要があり、イオン温度の正確な測定の重要さからいって注意深く検討しなければならないのが現状である。そこでイオン温度測定には、現在粒子的な方法が用いられることが多く、またその方向での測定法の開発研究が主になっている。この粒子的方法の中で現在主流であり、かつ将来十数年間は最もよく使うと考えられるものは荷電交換中性粒子法である。トラス型装置のように主な磁力線が閉じた系では直接イオンが飛び出すことが少ないので、高温内部領域で発生したイオンのエネルギー解析は難しい。しかし、荷電交換過程、例えば水素プラズマの場合



によって作られた高速中性原子 $\underline{\text{H}}^0$ は磁力線を横切って自由にプラズマ外へ流出する。このような共鳴的な荷電交換反応ではエネルギーの吸収、放出がないので、プラズマの外へ流出した中性原子 $\underline{\text{H}}^0$ のエネルギーは、元のプラズマイオン $\underline{\text{H}}^+$ のエネルギーを反映している。この $\underline{\text{H}}^0$ のエネルギー分布の測定からイオン温度を求めるのが、荷電交換中性粒子法の原理である。従ってこの測定法が有効であるためには、プラズマ中に中性原子 H^0 が存在し、測定系のSN比を十分取れることが必要である。実際、超高温の完全電離プラズマでもわずかの H^0 は存在している。例えば中心電子温度 $T_e(0) \gtrsim 1$

ke V, 電子密度 $n_e = 10^{13} \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, プラズマ小半径 $a = 10 \sim 50 \text{ cm}$ なるプラズマの中心付近でも $10^8 \sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 程度の中性原子が存在する。この自然に存在している中性原子を利用するのが受動的荷電交換中性粒子計測である。一方外部から中性粒子ビームを入射させて局所的に中性粒子密度の値を増加させれば, SN 比の改善, 空間的分解能の高い測定が可能となる (能動的荷電交換中性粒子計測)。

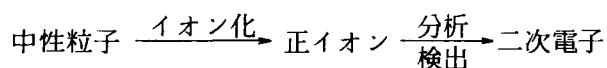
また, 最近中性粒子ビームのプラズマイオンによる弾性散乱を利用してイオン温度を求める方法も注目され始めた。これは原理的にレーザー散乱法と類似しており, 標的イオンの運動によって入射中性粒子ビームの散乱角が臨界角以上で大きく変わることを利用し, 散乱強度の角度分布測定からイオン温度を算出するものである。しかし, この方法の研究は, まだまだ始まったばかりである。さらに核融合反応によって発生した中性粒子束の測定からイオン温度を推定する方法もあるが, 現在水素プラズマで実験することが多いので使用できない。

荷電交換中性粒子法は, 受動的なものと同動的なもの両方を組み合わせることによって, これからもイオン温度測定法の標準的方法でありつづけるだろうと言える。ただこの方法の一つの難点は, 中性粒子の分析検出が荷電粒子に比べて難しいことである。超高温プラズマから出てくる高速中性粒子のエネルギーは数keV～数10keVである。このような範囲の中性粒子のエネルギー測定に, 機械的シャッターを用いた time of flight を利用するには粒子のエネルギーが高すぎる。一方従来よく使用されている放射線のエネルギー分析器 (例えばシンチレーション比例計数管や半導体検出器) を使用できる程に粒子エネルギーが十分高くない。そのため中性粒子を再びイオン化してから分析するのが常識となっている。イオン化には低圧ガス室を通してガス分子との衝突過程を利用して電荷をはぎとる方法 (ガスストリッピング法), 薄膜を通過させる方法, 電子ビームを使う方法などが考えられるが, 中性粒子のエネルギーが特に低い場合 ($< 500 \text{ eV}$) を除いてガスストリッピング法を用いることが多い。また10keV以上の場合には薄膜を通過させる方法も使われる。しかし, ガスストリッピング法ではプラズマ発生部やイオン分析器へのガス分子の流入を防ぐため, differential pumping のための大排気量の真空ポンプを必要とし, 測定器自体が大きくなってしまふ欠点がある。また薄膜を使う方法も数 100 \AA 程度の薄い膜をSelf-supporting せねばならず, しかもかなりのエネルギー損失があることが考えられる。また上記の両方法に言えることであ

るが、ガス分子または薄膜中の原子との弾性衝突による散乱で失われる粒子も多く、そのためS/N比が低下する。さらにストリッピング効率が数%（～数keV）と低くエネルギー依存性をもつため、それに関する正確な情報が必要であり、ここにも得られたイオン温度の不確定さを生む原因がある。ガスストリッピング法又は薄膜透過法で生じたイオンは、磁界型あるいは電界型エネルギー分析器により振り分け、検出器で測定される。これら分析器の分解能及び透過率にもエネルギー依存性があり、分析結果を後で較正する必要がある。またイオン検出器としてはヌードタイプの光電子増倍管、チャンネルトロン、デーリー型検出器（二次電子を加速してシンチレータを発光させ、その光を測る方法）等が用いられている。しかし、これらの検出効率も入射イオンエネルギーによって変化し、かつ入射イオン強度が大きいと低下したり、時間的に変化してくる。以上のように荷電交換中性粒子法では、プラズマからデータレコーダまでの過程の複雑さが正確なイオン温度測定を妨げている。また測定器自体が大がかりであるため、使用に際して場所的制約があり、十分に思うままの測定ができにくいのが現状である。

そこで本研究は荷電交換中性粒子法の複雑さの原因となっている中性粒子エネルギー分析法について検討し、より簡単にイオン温度を算出する方法を開発することを目的とした。従来の中性粒子エネルギー分析法の一番の難点は電離装置（ガスセルや薄膜）にある。もしこれを使用しなくてよいのなら測定器はかなり簡素化され、測定誤差も減少するだろう。

今、従来方式の中性粒子分析器は、すべて



のルートをとっている。従って結局二次電子電流として出力するのであるから、正イオンとなる部分を省略して、中性粒子のエネルギー情報を直接二次電子電流値に反映することができればかなり簡素化される。本研究では、このような考えを基に、金属表面に中性粒子を直接当てた時の二次電子電流測定により高速中性粒子をエネルギー分析する方法を提案し、実験的に検討した。

数keVから数10keVの範囲の荷電粒子（正イオン、負イオン、電子）や中性粒子の検出、粒子束測定には、

- (1) 検出感度が高い,
- (2) 適当な構造を選ぶことによりコンパクトにできる,
- (3) 時間的応答が早い,

などの理由のため、二次電子放出を利用することが多い。核融合研究においても、プラズマの動的特性やプラズマ粒子損失の空間分布等の測定における常用手段の一つとなっている。この型の検出器は基本的には正の電圧を印加して二次電子を集めるコレクタ電極と粒子衝撃により二次電子を放出するエミッタ電極の二つから構成され、出力電流はコレクタ又はエミッタに接続した電流計で直読する。実際には、検出器に入射する粒子が直接コレクタ電圧を感じないように接地されたリミタ電極を設けたり、出力電流を抵抗を通して電圧に変換し、オシロスコープでその時間的变化を測定するのが普通である。また、極端に入射粒子数が少ない場合には適当な電子増倍装置、例えば二次電子増倍管、チャンネルトロン、シンチレーションカウンタ等と組み合わせて用いることもある。

粒子密度 N [cm^{-3}] の正イオンビームが、二次電子放出係数 r_+ のエミッタをもつ二次電子型検出器に速度 v で入射した場合の出力電流は、 $I = Nev(Z + r_+)$ である。ここで e は電荷素量、 Z は入射イオンの荷電数である。中性粒子ビームの場合は $I = Nev\tau_0$ 、一価の負イオンまたは電子ビームの場合は $I = Nev(-1 + r_{-,e})$ となる。ここで二次電子放出係数 r_+ 、 τ_0 、 $r_{-,e}$ はすべて入射粒子の種類、放出材料の種類によって違っており、様々な場合について実験的に研究されている。また、二次電子放出係数は、電子、中性粒子入射の場合及び数 100 eV 以上のイオン入射の場合には、入射エネルギー（速度）に大きく依存する。従って検出器出力電流から入射粒子束 Nv [$\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$] の絶対値を決定しようとする、粒子のエネルギーが既知でなければならない。ただ荷電粒子の場合には、コレクタに十分負の電圧を印加して、いわゆるファラデーカップとして使用すると簡単に粒子束の絶対値を決定することができる ($I = e \cdot Nv$)。しかし中性粒子入射ではそうはいかない。実際に粒子のエネルギーがわかっている場合を除いて、二次電子型検出器で中性粒子を測定する時には、測定のしやすさゆえにある程度の不確定さを覚悟して行うのが現状である。逆に本研究におけるように、中性粒子のエネルギー又は速度を二次電子電流値から得ようとする、入射粒子密度 N [cm^{-3}] の情報が必要となることは明らかである。つまり、中性粒子のエネルギーを知りたい場合には粒子密度の効果を、粒子密度の情報を得たい場合にはエネルギーの効果を、二次電子電流値からそれぞれ除去しなければならない。これまで二次電子放出を利用して中性粒

子のエネルギー分布を決定しようとする試みは、ほとんどなされていない。これは、上記の理由のほかに二次電子放出現象が二次電子放出材料の表面状態や周囲の環境に非常に敏感で、必ず二次電子放出係数を前もってまったく同じ条件のもとで測定してから応用実験に供さねばならない点にある。しかしこの二次電子放出への測定条件の敏感さは、表面状態が原子的に清浄で真空度が 10^{-8} Torr 以上の超高真空の場合であって、真空度が $10^{-4} \sim 10^{-6}$ Torr 程度の状態では固体の表面がガス分子の層で何重にもおおわれてしまっていて、かえって安定で少々の変化では変わらないというのが核融合研究者及びその他の実験屋の中において常識となっている。従ってこのような状態での測定に限るならば、二次電子放出現象の再現性がよくなり中性粒子エネルギー測定のために利用できる可能性がある。実際超高温プラズマの実験は現在この程度の真空度で行われている。さて、二次電子放出を中性粒子のエネルギー分析に利用しようとする数少ない試みの中で、核融合研究への応用に限って言えば、Jacquinot 等の提案以外には見当たらない。Jacquinot 等は、直線型乱流加熱装置 THE MACH II のイオン温度を荷電交換中性粒子法で測定する時、二次電子放出を利用することを考えた。¹⁰ プラズマ中の水素原子イオンと荷電交換する中性原子は、普通水素原子であるが、外から異なったガス 例えば Ne, Ar, Xe 等を少量注入すると、プラズマ水素イオンはこれらのガス分子とも荷電交換反応を起こす。注入したガス分子の密度が電離されずに残っている水素原子密度より十分大きければ、プラズマから出てくる高速水素原子は、注入ガス分子との衝突で生じたものと考えてよい。ところで、プラズマ中の水素原子イオンの荷電交換衝突断面積の値及びそのエネルギー依存性は、相手の中性原子の種類によって大きく異なる。そこで注入ガスの種類を変えて実験を行い、二次電子型検出器の出力電流の違いを検討して、高速中性粒子の平均エネルギーを、さらにプラズマ水素イオンの速度分布がマクスウェル分布であると仮定してイオン温度を推定する。これが Jacquinot 等の方法の原理である。前にのべた二次電子電流への入射中性粒子密度の効果は、注入ガスの種類を変えた二つの実験での比をとることによって除いたことになる。しかし最近彼らの考案した方法を用いてイオン温度を決定することを試みた永津等は、この方法で理解できない程高いイオン温度値を得た。¹¹ 彼らはこの原因をプラズマ内での注入されたガス分子の電子衝突電離にあると考え、計算機シミュレーションを行ってそれを裏づけている。このように Jacquinot 等の方法は、注入ガスの種類を変えて二回の実験をやらねばならないという面倒さ、またそのために実験の再現性が問題となり、その結果測定値に不確定さが

加わる欠点以外に、実際のプラズマ中ではもっと複雑な現象が起きている、その較正がかなりやっかいであるということもわかった。

本研究で提案する方法は、二次電子放出係数の入射角依存性が入射粒子エネルギーの変化と共に変わることを利用するもので、プラズマイオンのエネルギー分布関数をマクスウェル分布関数と仮定してイオン温度を求める場合には、二つの入射角に対する二次電子電流を測定すればよい。この方法は、二つの入射角についての二次電子電流の比をとることによって入射粒子数の効果を除去するため、二次電子型検出器を2入力型に改良することにより、一回の測定でイオン温度のデータを得ることができる。従って Jacquinet 等の方法とは違い、実験の再現性は問題とはならない。本論文では、主として上記方法の超高温プラズマのイオン温度測定への適用の可能性及び問題点を、模擬実験及び計算機シミュレーションを行うことによって検討した結果について述べている。

第2章では、この方法を実験的に検討するために製作した電子ビームプラズマ放電型 (BPD) 中性粒子源の構造及び特性を述べる。さらに予備実験として、Ar, He イオンビーム入射時の金属表面 (Cu) の二次電子放出係数を測定したので、その結果と他の研究者のデータとを比較する。

第3章で、本研究で提案する方法を詳述すると共に、第2章で述べる中性粒子源を用いて本方法による模擬分析実験を行った結果について述べ、実用上の問題点を検討する。

超高温プラズマからはかなり強烈な光が放射され、その光による金属表面からの電子放出は、荷電交換中性粒子による二次電子電流測定の際のノイズとなる。またプラズマイオンと荷電交換する残留中性原子の密度は、プラズマ中心よりイオン温度の低い端付近の方が圧倒的に多い。従ってプラズマから放出される荷電交換中性粒子の多くはプラズマ端付近の情報しか持っていない可能性があり、これらは測定された二次電子電流値からプラズマのイオン温度を推定する際重要な問題となる。そこでこれらの問題を検討し、測定された二次電子電流値とそれから推定されるイオン温度の関係を求めるために、種々のプラズマパラメータをもつ不均一円柱プラズマを仮定し、簡単なモデル計算を行った。その結果については、第4章で述べる。

また第5章では、プラズマイオンが熱平衡状態にない場合に、二次電子測定による荷電交換中性粒子のエネルギー解析でイオンエネルギー分布関数自体を推定する方法を提案する。それは、上記入射角依存性の入射エネルギーによる変化を積分核とするフレ

ドホルム型積分方程式を解く方法と，生じた二次電子のエネルギー分布の形の入射粒子エネルギーによる変化を積分核として積分方程式を解く方法の二つである。後者の方法がプラズマ実験への適用に際し時間分解能の観点から有利であるので，少し実験的な検討も加え，実用性を検討した。

本論文の第6章において，本研究で得られた成果をまとめる。

第2章 高速中性粒子源の製作と特性試験

2.1 緒言

核融合研究を進めるに当たってプラズマ診断は極めて重要な役割を果たしており、その研究の成果は高い精度と信頼性を持ったプラズマ計測によって支えられていることは序論で述べた。このプラズマ計測法としてどんなプラズマに対しても適用できるというものはほとんどなく、対象とするプラズマのパラメータによって現在開発されている計測法を使いわけあるいは新たに開発しなければならない。従ってkeVプラズマの生成が可能となりさらにイオン温度の高い核融合プラズマができることが目前にせまった現在、このようなプラズマ（イオン温度10keV以上）に対する計測法、とくにイオン温度測定法を確立しておくことは急務である。このような状況の基で、現在生成できるkeVプラズマに対して標準的でかつ10keV以上の核融合プラズマにおいても適用可能と考えられている方法に荷電交換中性粒子法があり、核融合プラズマのイオン温度測定のための改良研究が進行中である。プラズマ計測法の開発・改良研究において、対象とするパラメータを持つプラズマが生成できる場合はもちろんであるが、10keV以上の超高温プラズマのように現在未だ得ることができない場合においてもそれに近い現存のプラズマ発生装置に装着して、その実用性を検討し問題点を明らかにすることは重要でかつ必要不可欠である。従って本研究で提案する荷電交換中性粒子を直接金属表面に入射し、放出される二次電子測定によってイオン温度を推定する方法の実用性を試すためには、実際にプラズマのイオン温度を測定してみる必要がある。しかし荷電交換中性粒子法が十分な威力を発揮する1 keV程度以上のイオン温度の超高温プラズマを作ることは容易ではなく、現在の所このような超高温プラズマを生成しているのは、日本原子力研究所のJFT-2、名古屋大学プラズマ研究所のJIPPT-IIに代表されるトカマク装置、及び大阪大学工学部超高温理工学研究施設のFRC装置PIACEなど国内では数える程しかない。しかもこれらの装置では、次の核融合プラズマ生成装置の問題点を明らかにするため、現在急ピッチの実験が行われており、本方法の検討の為に十分の実験時間を得ることは難しいと考えられる。そこで本研究では、荷電交換中性粒子を発生する超高温プラズマと見立てたkeV高速中性粒子源を製作し、模擬分析実験を行うことによって検討することとした。

核融合反応が生起する程の超高温プラズマから飛び出す荷電交換中性粒子の多くは

keV以上のエネルギーを持つ。従って模擬実験用としては、数keV以上の並進エネルギーを持つ中性粒子ビームを生成する必要がある。また超高温プラズマからの高速中性粒子はマクスウェル分布に近い幅広いエネルギー分布を持っているから、ある程度エネルギー分布の広がった中性粒子束も得ることができると都合がよい。その分布の形も自由に制御できることが望ましい。一般にこの程度のエネルギーの中性粒子は、正イオンを必要なエネルギーまで加速した後、低圧ガスや固体の薄膜を通過させたり、固体表面で反射させるなどし荷電交換を行わせ、正イオンを中性化することによって得るのが常である。低い密度のガス中を通して得られた中性粒子はほとんどエネルギー損失なしに元のイオンのエネルギーを持ち、元のイオンが単一のエネルギーを持ち空間的発散の小さいいわゆるビーム状であれば中性粒子ビームを生成することができる。一方、固体の薄膜を通過させたり固体表面で反射させる方法では、そこでのエネルギー損失や粒子の散乱が大きいため、単一のエネルギーを持ったイオンビームを入射させてエネルギー分布の広がった発散角の大きい中性粒子束を生成することができる。本研究では、ガス中を通す方法と固体表面で反射させる方法でイオンビームを中性化し、二種の性質の中性粒子束を生成することとした。そこでまずイオンビームを放出するイオン源の設計・製作を行った。

本研究で要求されるイオンビームは、想定する超高温プラズマのイオン温度（平均エネルギー）が数keV以上であるため、少なくとも1 keV以上のエネルギーを持っていないといけない。また測定容易さを考えると金属表面に衝突する中性粒子による二次電子電流がnAオーダー以上は必要で、イオンから中性粒子への変換効率（～数10%以下）やその際のビームの発散による減少（固体表面による中性化の場合は数%程度になるかもしれない）及びその他実験装置の工作時の誤差に原因する低下などのため、数10 μ A以上のイオンビーム電流量があることが望ましい。またイオン源が安定に動作し操作及び制御が容易であること、さらに動作ガス圧が低いことなども必要である。とくに動作ガス圧は実験装置全体の真空度に大きく影響するので、二次電子放出現象の様な表面現象を取り扱う場合にはとくに注意しなければならない。イオン源から引出せるイオンビームの量や安定性はほとんどイオンを引出すプラズマ（ソースプラズマという）を生成する放電形式によって決まってしまうので、上記動作ガス圧の低さも考慮すると、結局できるだけ低いガス圧で安定に維持でき、かつ密度の高いプラズマを生成できる放電形式を選びたい。そこで本研究ではこのための放電形式としてビームプラズマ放電（後はBPDと略す）を用いることとした。^{12,13} BPDはミラー磁場配位の $10^{-3} \sim 10^{-5}$ Torr

の低圧ガスで満たされた容器中に数keV・数10mA以上の電子ビームを打込んだ時起こる異常電離現象で、簡単に $10^{11} \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ の安定なプラズマを生成することができる。

以下本研究で製作したこの方式のイオン源の概略及び性能について述べる。

2.2 BPDイオン源の設計・製作

2.2.1 イオン源の構造

イオンビームを引出した後の輸送系、散乱容器及び測定系に十分な空間を与えることができるようイオン源は横型とし、高木等の設計・製作したBPDイオン源とは異なり電子銃とイオン引出し系を切り離しプラズマ生成領域の両側に配置することにした。¹⁴⁾

これは、この型のイオン源の寿命がほとんど電子銃のヒータの寿命によって決まると考えられるので、引出されるイオンの衝突によりヒータの寿命が短くなるのを避けるためである。図2.1に製作したBPDイオン源の構成を示す。イオン源は、左から順に電子

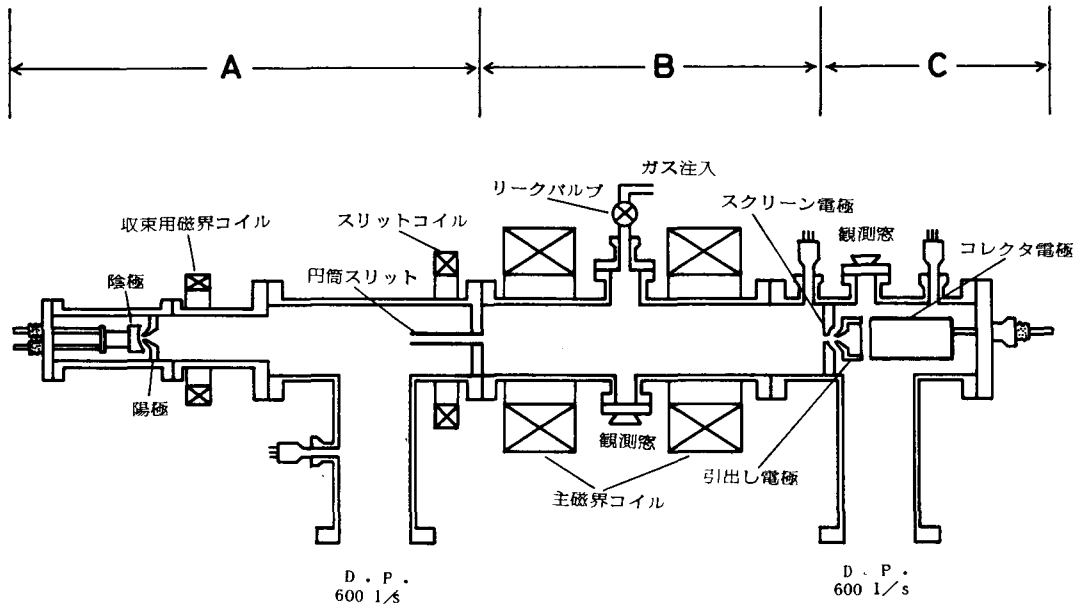


図 2.1 BPDイオン源の構成

(A)電子銃部, (B)放電室, (C)イオン引出し部

銃部(A)、放電室(B)、イオン引出し部(C)の3つの主要部分から成る。図2.2は全体の写真である。

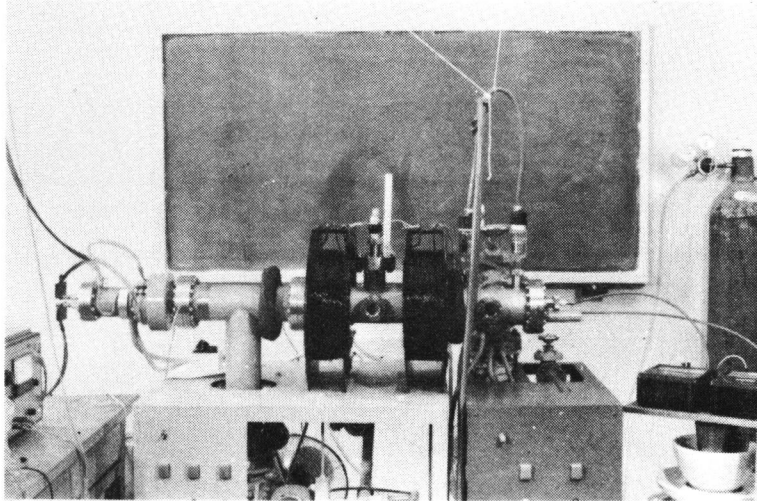


図 2.2 BPDイオン源の写真

電子銃部は軸対称ピアス型電子銃，収束用磁界コイル等から成り，電子銃の陽極及び陰極の曲率半径及び間隔は，空間電荷電界を考慮した電子軌道方程式を解いて決定した。陽極は真空壁に固定し，陰極を電流導入端子及びステアタイトで壁から絶縁した。従ってヒータから出た電子は陰極に負の高電圧を印加することにより加速する。ヒータは寿命の点で酸化物塗布は避け，少し太めのタングステン線（ $0.5\text{ mm}\phi$ ）を渦巻き状に巻いて用いた。収束用磁界コイルは，電子銃からの電子ビームを円筒スリット付近に収束し，放電室にできるだけ多くの電子ビームを注入するために設けたものであり，コイルによる磁界すなわちコイルに流す電流 I_f には電子ビーム加速電圧 V_a によって決まる最適値がある。イオン源動作時においては，ヒータ電流 16 A ， $V_a : 2\text{ kV}$ 及び $I_f : 38\text{ A}$ で，この時放電室に注入される電子ビーム電流は 20 mA 程度である。

放電室は直径 10 cm 長さ 40 cm のステンレス製円筒で，図 2.3 に示すようなミラー比 1.6 のミラー配位磁場中に置かれている。放電室へのガス注入は中央に位置するバリアブルリーク・バルブで行うが，注入したガスが電子銃部の真空度を悪くするのを防ぐため，長さ 10 cm 直径 2 cm のステンレス製円筒を電子ビーム入口に取り付け，ガス流に対するコンダクタンスを下げた。図 2.4 は BPD で放電室に生成したプラズマの電子温度及び密度の放電室管径方向分布を示す。このときの放電室のガス圧は $8 \times 10^{-4}\text{ Torr}$ でガスは窒素，またこの結果はプローブ測定によって得られたものである。中心付近では電子ビームとプローブとの接触によりプローブが溶融するため測定できないが，直径 4 cm

以上の太いプラズマ ($\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) が安定に生成されている。

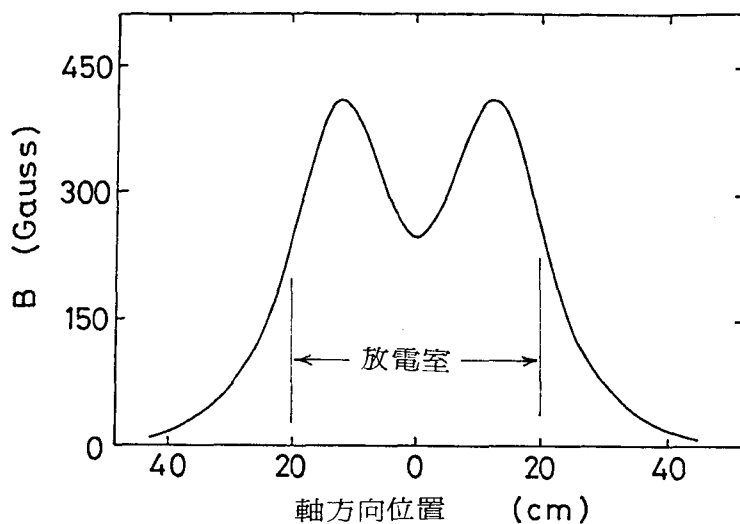


図 2.3 放電室軸方向磁界分布

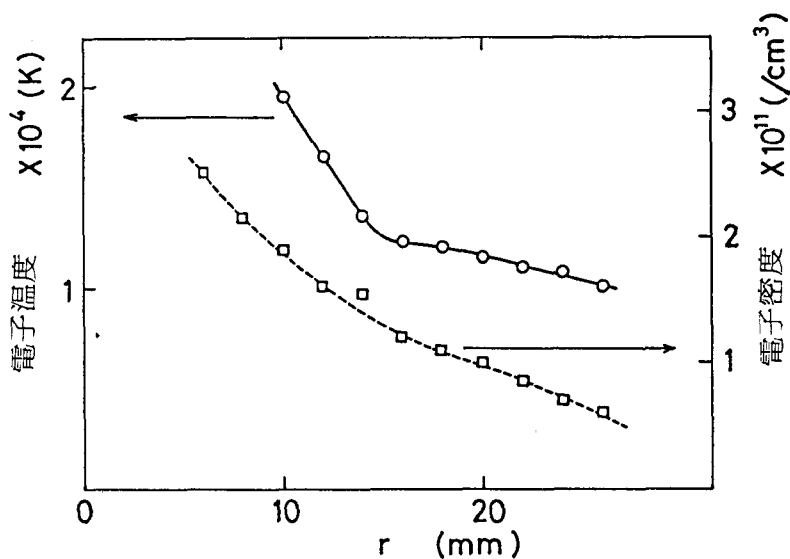


図 2.4 生成プラズマの電子温度及び電子密度の放電室管径方向分布

イオン引出し部はステンレス製のスクリーン電極及びイオン引出し電極から成る。イオン引出しのために接地されるスクリーン電極及び負の高電圧を印加する引出し電極の形状は電子銃の陰極、陽極と同様とし、中央にはそれぞれ直径 8 mm, 7 mm の穴をあけ、イオンを引出すようにした。これら電極の間隔は電子銃の場合と同様、軌道方程

式を解いて決定した。

最後にイオン源の真空排気系について簡単に述べる。円筒スリットとスクリーン電極で電子銃部，放電室及びイオン引出し部を分離し，2本の600 l/sの排気速度の油拡散ポンプ（水冷バッド付）で差動排気した。従って放電室が 10^{-3} Torrのガス圧でも電子銃部，イオン引出し部は 10^{-5} Torrオーダーの真空度に維持される。

2. 2. 2 イオン引出し特性試験

製作したBPDイオン源の性能試験には，まずイオン引出し電極の背後に二次電子電流を抑制するために底を深くしたコップ状のコレクタ電極を置き（図2.1），イオン引出し電極と同電位に保ち到達する全イオン電流を測定した。放電室には窒素ガスを注入し，電子銃部の収束用磁界コイル電流及び放電室のミラー磁場コイル電流を最適値に調整して行った。変化するパラメータは，電子銃の電子ビーム加速電圧 V_a ，電子ビーム電流 I_b ，放電室のガス圧 P_{dis} 及びイオン引出し電極電圧 V_{ex} とした。結果を図2.5から図2.8に示す。 V_{ex} 以外の量はすべて放電室に生成したプラズマパラメータを変化す

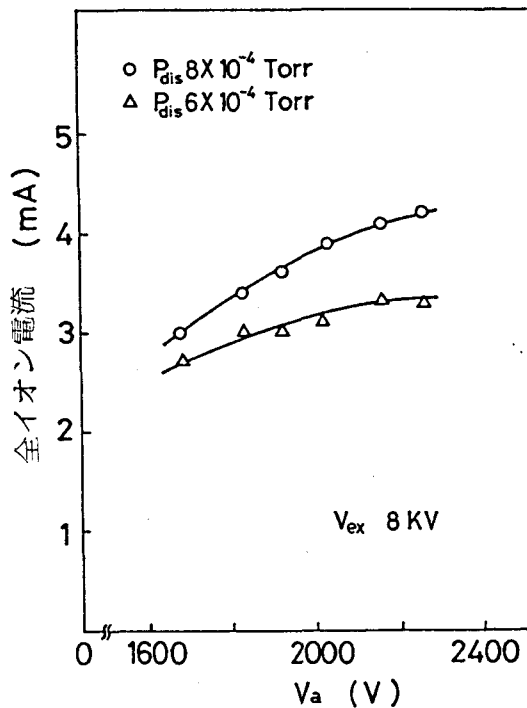


図2.5 イオン電流の電子ビーム加速電圧 (V_a) 依存性

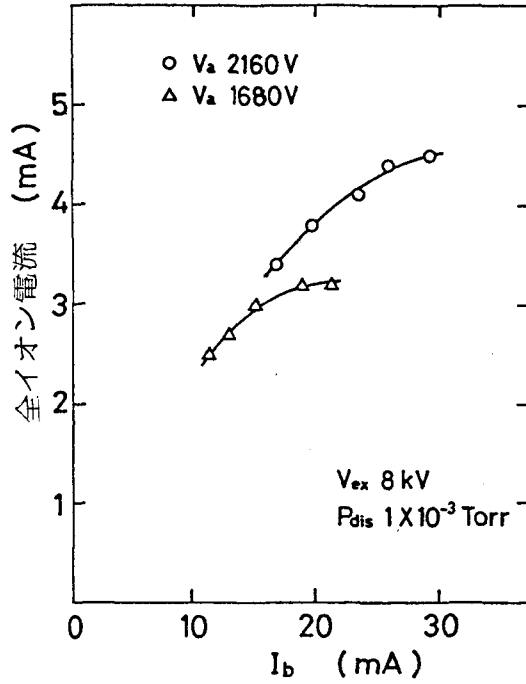


図 2.6 イオン電流の電子ビーム電流 (I_b) 依存性

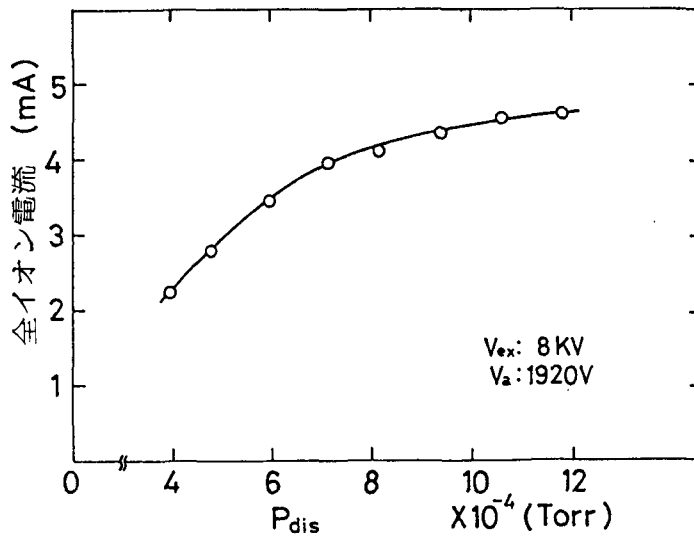


図 2.7 イオン電流の放電室ガス圧 (P_{dis}) 依存性

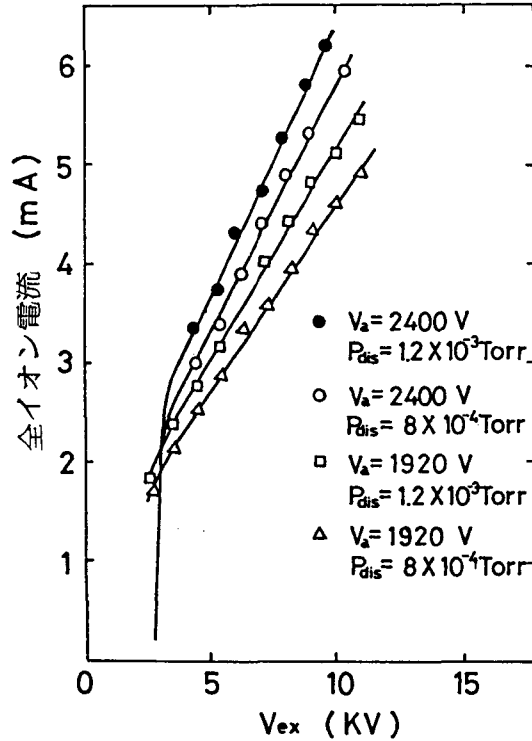


図 2.8 イオン電流のイオン引出し電圧依存性

るもので、図 2.5 図 2.6 図 2.7 より V_a , I_b , P_{dis} は大きい方がイオン引出しに都合がよいが、すべて飽和傾向にありこれらのパラメータを極端に増したとしても大きな増加は望めない。ところがイオン引出し電圧を数kV程度で変化すると全イオン電流が大きく変わる(図 2.8)。 V_{ex} が -10kV 以上は電源容量の関係で測定できていないが、実験結果を延長すると 10mA 以上のイオン電流が簡単に得られそうである。引出されたイオンビームのエネルギーは V_{ex} によって決まるから、本実験で最大、 10keV のエネルギーのイオンビームが 6.3mA 得られたことになる。この値はイオン電流密度にして $16.4\text{mA}/\text{cm}^2$ となる。

さて、引出されたイオンビームのエネルギー幅及び質量スペクトルもイオン源の性能を決める重要なパラメータである。質量スペクトルについては、第 3 章で詳しく述べる永久磁石を用いた磁界偏向で測定した。結果を図 2.9 に示す。横軸は偏向角を簡単な磁界偏向の式を用いて M/e に変換したもので、窒素ガスを放電室に注入した場合ほとんどが N_2^+ で、 N^+ はその $1/10$ 以下である。またエネルギー幅については、イオンビームを

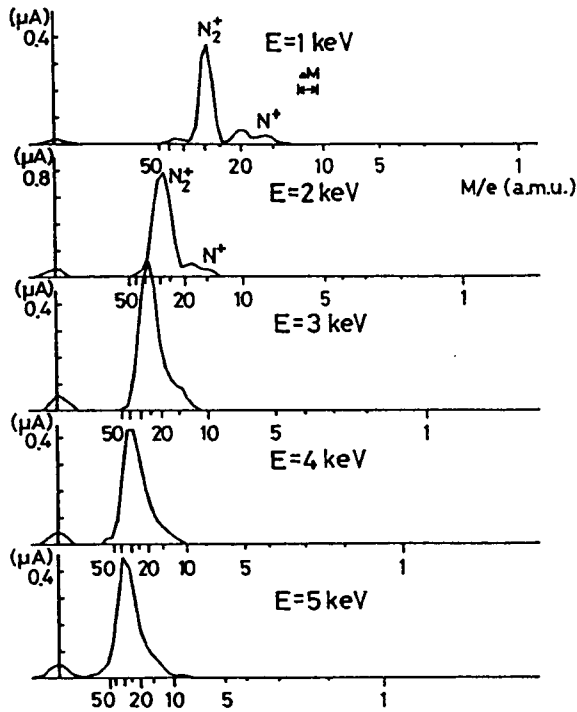


図 2.9 窒素イオンビームの質量分析結果

低圧ガス中を通し中性粒子ビームに変換した後のものをガスストリッピング型分析器で測定したところ V_{ex} に無関係に約 100 eV となり、従って元のイオンビームのエネルギー幅はそれより小さい。

2.3 イオンビームの中性化のための構成

2.3.1 低圧ガス中通過による中性化

二次電子放出係数の入射エネルギー及び入射角依存性測定のために構成した実験装置の概略を図 2.10 に示す。装置の左側には前節で述べた BPD イオン源があり、それから引出されたイオンビームはイオンビーム輸送部で中性粒子ビームに変換され、散乱容器中央にセットした金属試料に衝突し二次電子を放出させる。

イオンビーム輸送部は、イオン源と同じ内径のステンレス製真空壁中にテフロンで絶縁支持した 4 個のアルミニウム製円筒で構成した。左から順に輸送電極 1, 2, 3, 4 と呼び、それぞれの内径及び長さは、 $45\text{mm } \phi$, 30mm ; $65\text{mm } \phi$, 92mm ; $65\text{mm } \phi$, 92mm ; $34\text{mm } \phi$, 80mm である。イオンビームを引出し電極に負の高電圧を印加して得るためこれを散乱容器に導くには輸送電極に同程度の負の高電圧を印加しなければならない。イオンビームの中性粒子ビームへの変換にはガス分子との荷電交換衝突を利用したが、

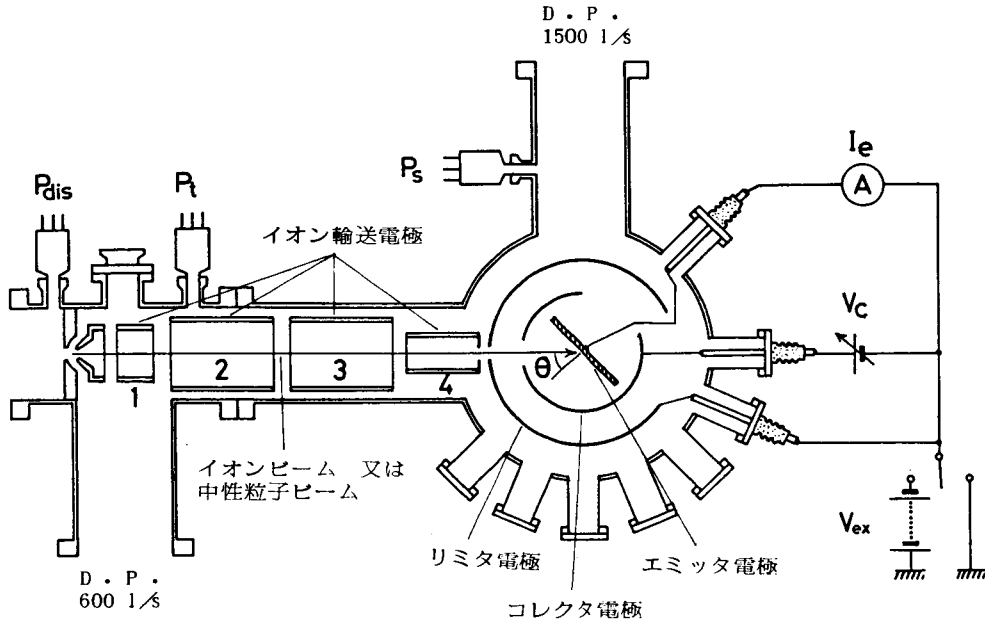


図 2.10 二次電子放出の入射角依存性測定用実験装置

特別にガスセルを設けなくてもかなりの量の中性粒子ビームを得ることができた。イオンビーム輸送部の真空度は実験中電極 2 付近では 10^{-5} Torr のオーダーなので、この付近での中性粒子への変換は少ないことが予想される。しかし引出し電極付近では、放電室 ($\sim 10^{-3}$ Torr) からスクリーン電極孔を通してのガス流入があるため、真空度は少なくとも 10^{-4} Torr 台であると考えられる。従って生成中性粒子ビームはイオンビームが引出されるとすぐに中性化したものであろう。これは後述するガストリップ型分析器による解析で、こうして生じた中性粒子ビームのエネルギーが引出し電極電圧によって決まり輸送電極電圧に因らないことから明らかである。中性化しなかったイオンビームが散乱容器内に入り込むのを防ぐため、輸送電極 2, 3 及び 4 を接地電位とし負の高電圧空間を走って来たイオンをそこで追返した。また引出し電極は収束されなかったイオンの衝撃を受けて多量の二次電子を放出する。この電子に対して輸送電極 2, 3 及び 4 の接地電位は強烈な加速電圧となり、散乱容器内の金属試料をたたく恐れがある。そこで輸送電極 1 に常に引出し電極電圧より 500 V 負の電圧を印加してこれを防いだ。

散乱容器は内径 25cm 高さ 15cm のステンレス製太鼓型円筒で、上部の蓋を開けて内部の電極の取付け取外しを行う。この容器には、内径 100 mm の輸送部接続用及び真空排気用の 2 つのポートの他に、側面に内径 34mm の 8 個のポートがある。これは、電圧印加

電流測定用として用いる以外に、このポートに二次電子型検出器やガスストリッピング型分析器を接続することができる。容器内の真空度を良くするため、輸送部からのガス流入が輸送電極4の中性粒子ビーム集束用スリット孔のみとなるよう、テフロン及びアルミニウム板で分離した。また容器内の真空排気には水冷パッフル付1500 l/s 排気速度油拡散ポンプを用い、 10^{-7} Torr のオーダーまで排気することができる。図2.11にイ

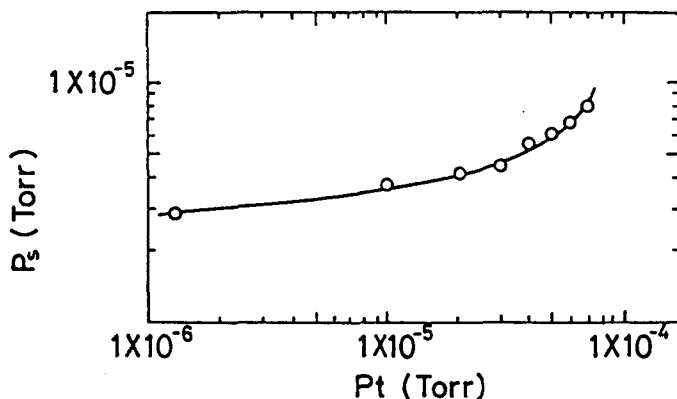


図 2.11 散乱容器内の真空度 P_s とイオン輸送部の真空度 P_t の関係

オン源の放電室にガスを注入した場合の輸送部（電極2付近）の真空度 P_t と散乱容器内の真空度 P_s の関係を示した。通常実験中輸送部の真空度は 5×10^{-6} Torr 以下である。従って散乱容器内では 5×10^{-6} Torr 以下の真空度で測定が可能である。

このような構成で散乱容器内に直径 5 mm、等価電流 $0.1 \mu\text{A}$ 程度の keV 中性粒子ビームを導くことができた。

2.3.2 固体表面反射による中性化

固体表面でイオンビームを中性化することにより、ある程度エネルギー分布の広がった中性粒子束を作ることができる。¹⁵⁾ またその分布は入射角を変化することにより簡単に制御できると考えられる。本研究ではこの方法でも中性粒子を生成した。この場合には図2.10の実験装置の他に小型の散乱容器（内径14cm、高さ10cm）を用い、元の散乱容器の直径34mmの測定用ポートのいずれかに接続した。小型散乱容器も独自に600 l/s油拡散ポンプ系排気装置を有する。実験装置の大型散乱容器、小型散乱容器の部分の写真を図2.12に示す。

イオン輸送部の全電極及び散乱容器内の試料を含む各電極にイオン引出し電圧と同程度の負の高電圧を印加し、散乱容器中央に設置した試料固体にイオンビームを衝突させる。ここで試料表面に衝突するイオンエネルギーは試料に印加した電圧によって決ま

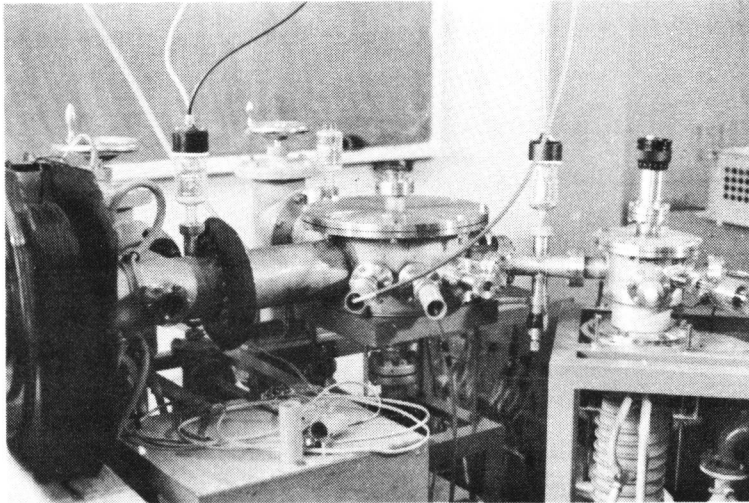


図 2.12 大型散乱容器
及び小型散乱容
器の写真

る。試料表面で散乱された粒子の内、荷電粒子は偏向電極対で除き、表面で中性化しある角度で散乱された中性粒子のみを小型散乱容器に導き分析実験を行う。このような構成で得られた中性粒子束の詳細及びその分析結果等は後の章で述べる。

2. 4 二次電子測定のための電極配置と予備実験

2. 4. 1 散乱容器内の電極配置

図 2.10は散乱容器内の電極配置及び電圧印加・電流測定のための電源メータ類の概略も示している。散乱容器内に設置した電極はエミッタ、コレクタ及びリミタの3つである。エミッタは粒子ビーム衝撃で温度が上がるのを防ぐため縦5 cm 横8 cm 厚さ1 mmの大きな市販の銅板とし、通常はピカール研磨剤で研磨しアセトンで脱脂・脱水して用いた。またこれを散乱容器中央の底に取付けた真空回転導入機にテフロン棒を介して固定したので、粒子ビームのエミッタへの入射角は回転導入機を真空外から操作して簡単に決定できる。コレクタは、粒子ビーム衝撃によってエミッタから放出された二次電子を集める電極で、内径10cm 高さ8 cmの薄い銅板製円筒である。粒子ビームの入口孔（直径1 cm）と内部の真空度を良くするためにエミッタの背後に空けた5 cm×8 cmの角形孔以外は、完全にエミッタを囲んだ。またコレクタには二次電子を完全に吸収するために+50 Vの電圧を印加した。コレクタの外側にはリミタと称する内径15 cm 高さ10 cmの薄い銅板製の円筒を設け、コレクタを囲んだ。リミタはコレクタより小さな粒子ビーム入口孔（直径5 mm）を有し、入射粒子ビームを絞る。従って粒子ビームが直接コレクタを衝撃することはない。リミタは通常直接接地される。また二次電子

電流はエミッタに接続した微小電流計で測定した。

2. 4. 2 イオンビーム衝撃による銅表面の二次電子放出係数の測定

構成した実験装置で超高温プラズマのイオン温度測定のための模擬実験を行う前に、予備実験として垂直入射時の二次電子放出係数測定を計画した。しかし中性粒子衝撃の場合の金属の二次電子放出係数を正確に測定するのは少々やっかいである。それは入射粒子ビーム束の絶対値の見積りがイオンの場合のように簡単でないからである。そこで本節ではイオン入射の場合の二次電子放出係数 γ_+ を測定することとした。

イオンビームをエミッタに衝突させるためにイオン輸送電極3・4及び散乱容器内のすべての電極をイオン引出し電圧 V_{ex} と同電位にしたので、コレクタ電圧を印加する直流電源及びエミッタに接続して二次電子電流を測定するメータ類は絶縁トランスを介して浮かして用いる必要がある。図 2.13はエミッタに衝突するイオンビーム電流のイオ

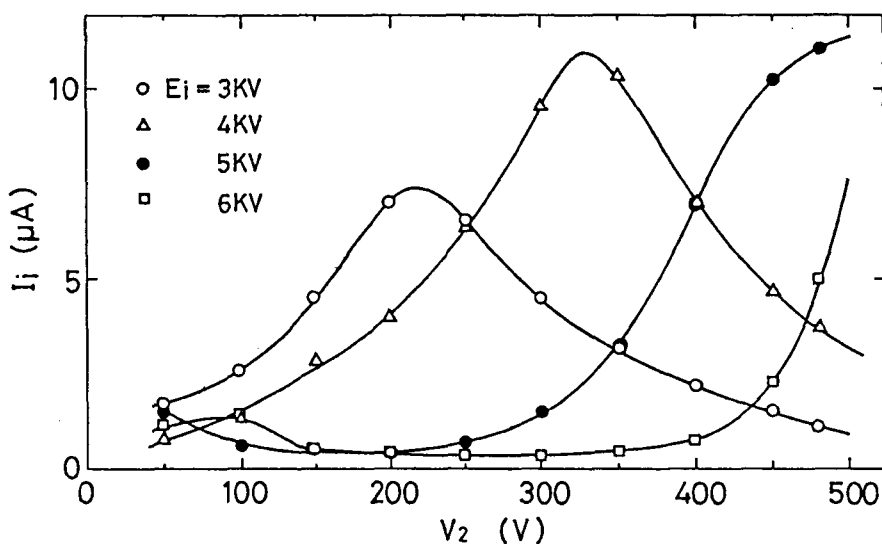


図 2.13 エミッタに入射するイオンビーム電流 I_i のイオン輸送電極 2 の電圧 V_2 に対する変化
パラメータ E_i は入射イオンエネルギー

ン輸送電極 2 の電圧 V_2 に対する変化を示す。パラメータは入射イオンエネルギーで、

すべてのエネルギーについてイオンビーム電流を最大とする V_2 の値がある。図より、 V_2 の0から-500Vの間の調節で、イオンエネルギー3 keVから6 keVのイオンを $7 \mu\text{A}$ /直径5 mm以上エミッタに入射することができる。

イオン衝撃による金属表面の二次電子放出係数は次のような考えを基に測定した。

図2.14(a)に簡略化した測定回路を示す。

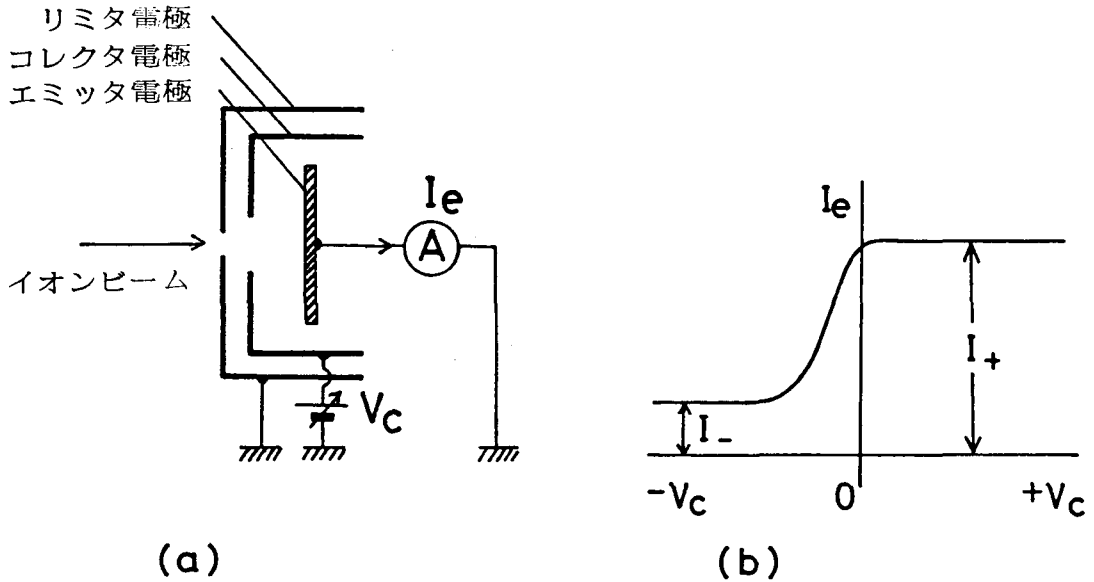


図 2.14 r_+ の測定方法, (a) 測定回路, (b) $I_e - V_c$ 特性の概略

本実験装置では普通の場合イオンビームを偏向用磁石で曲げることなしに散乱容器に導くため、引出し電極付近で発生した中性粒子ビームも同様に散乱容器内に浸入し、エミッタ電極をたたく。図2.14(b)はこのような場合のコレクタ電圧変化時のエミッタに流れる電流の変化の概略を示す。中性粒子は電荷を持たないから、コレクタに十分負の電圧を印加した時の飽和電流 I_- は完全に二次電子が追い返されるものとする、入射イオン電流 I_i を表わす。しかし逆にコレクタに十分正の電圧を印加した場合の飽和電流 I_+ は、入射イオン電流 I_i とそれによる二次電子電流 $r_+ I_i$ (r_+ :イオン入射時の二次電子放出係数)の和ではなく、それに入射中性粒子による二次電子電流 I_e を加えた電流を示す。従って I_+ と I_- の比は、

$$\frac{I_+}{I_-} = \frac{(1 + r_+)I_i + I_e}{I_i} = 1 + r_+ + \frac{I_e}{I_i} \quad (2.1)$$

であり、もし中性粒子による二次電子電流が入射イオン電流に比べて十分小さいと仮定できる場合には ($I_e \ll I_i$) , r_+ はkeVイオンに対して1のオーダーであるから、

$$\frac{I_+}{I_-} \doteq 1 + r_+ \quad \text{または} \quad r_+ \doteq \frac{I_+}{I_-} - 1 \quad (2.2)$$

となる。従ってこのような場合には I_+ と I_- を測定すれば、イオンのみが入射した場合の金属の二次電子放出係数を決定できる。ここで、本実験装置の場合イオン輸送電極2の電圧 V_2 を調節することにより、電荷を持たない中性粒子の量を変えずにエミッタに入射するイオン電流 I_i を増加させることができる。つまり、そのようにして I_i を増し、式(2.1)の I_e/I_i を小さくし、式(2.2)が成立するようにできる。図2.15はイオンエネルギーを5 keV一定とし、輸送電極2電圧 V_2 を調節してエミッタに入射するイオン電流を変化し、 $(I_+/I_- - 1)$ を測定した結果である。入射イオンはアルゴンイオン。 $I_i \lesssim 5 \mu\text{A}$ で $(I_+/I_- - 1)$ が急激に大きくなるのは、式(2.1)で中性粒子による二次電子電流(一定)の I_i に対する相対的な大きさ I_e/I_i が増加するためであり、約 $7 \mu\text{A}$ 以上の I_i に対して $(I_+/I_- - 1)$ はほぼ一定となり、 $I_e \ll I_i$ が成立しているこ

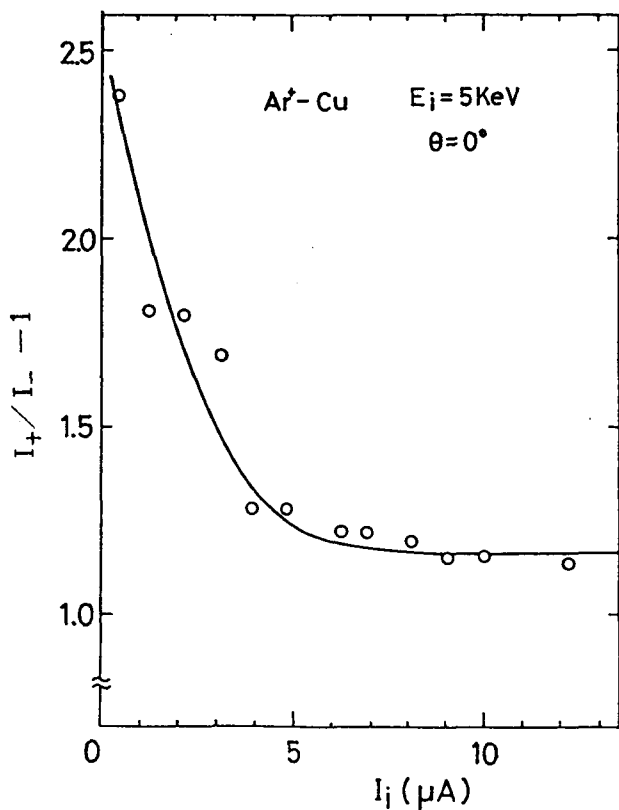
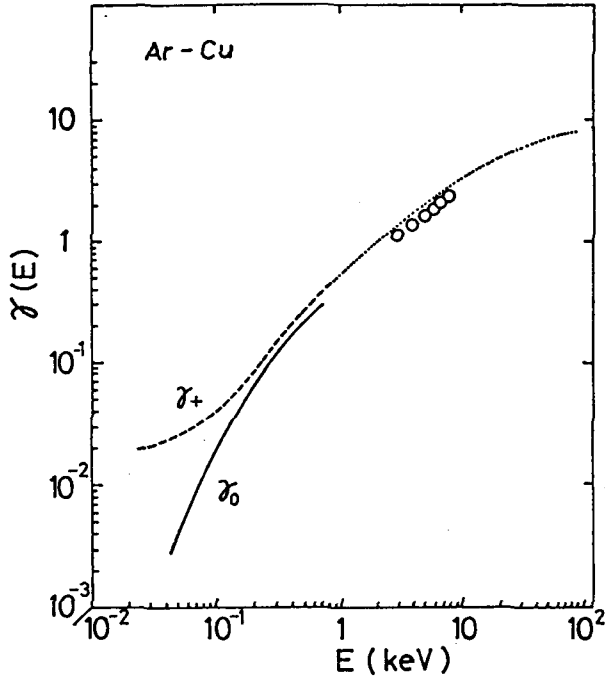
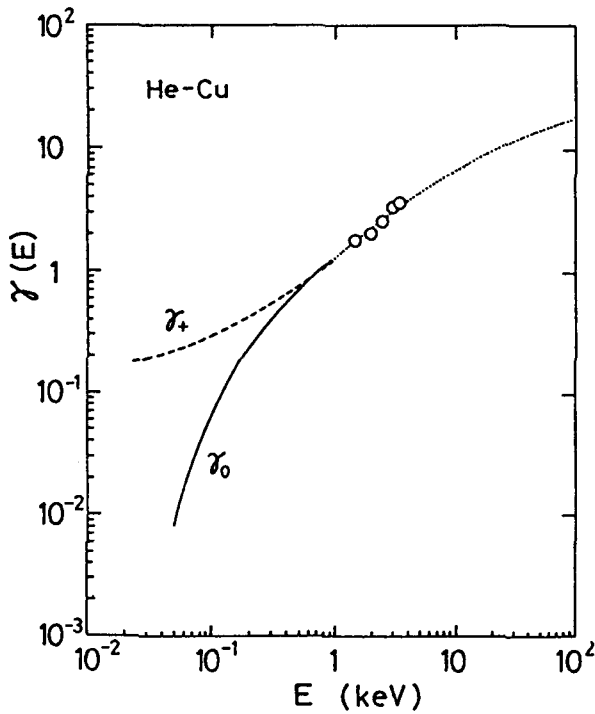


図2.15 $(I_+/I_- - 1)$ の
入射イオン電流による
変化



(a)



(b)

図 2.16 銅表面における二次電子放出係数の入射エネルギー依存性

(a) Ar^0, Ar^+ 入射

- $\text{Ar}^0 - \text{Cu}$ (Rostagni¹⁶),
- - - $\text{Ar}^+ - \text{Cu}$ (Rostagni¹⁶),
- ⋯ $\text{Ar}^+ - \text{Cu}$ (Engel¹⁷),
- $\text{Ar}^+ - \text{Cu}$ (本実験)

(b) He^0, He^+ 入射:

- $\text{He}^0 - \text{Cu}$ (Hayden¹⁸),
- - - $\text{He}^+ - \text{Cu}$ (Hayden¹⁸),
- ⋯ $\text{He}^+ - \text{Cu}$ (Hayden¹⁸) の $\gamma_+(1\text{keV})$ で規格化した $\text{He}^+ - \text{Mo}$ (Arifov¹⁹),
- $\text{He}^+ - \text{Cu}$ (本実験)

とがわかる (式 (2.2))。そこで r_+ 測定の際には必ず 図 2.15 のような特性を測定し、その特性が平坦になる所の値として r_+ を決定した。

本実験では、アルゴンイオン (Ar^+) 及びヘリウムイオン (He^+) 入射時の r_+ を keV オーダーのエネルギー領域で測定した。結果を他の研究者による実験値と共に 図 2.16(a)(b) に示した。○印が本実験によって得られた値である。図より本結果は他の値とほぼ一致していることがわかる。

2.5 結 言

本章では、本研究で提案する二次電子測定による荷電交換中性粒子法を実験的に検討するために製作した高速中性粒子源、とくにその重要部であるイオン源について述べた。本研究で提案する計測法は keV 以上のイオン温度のプラズマを対象としているから、それから飛び出す荷電交換中性粒子を模擬するための高速中性粒子源は 1 keV 以上のエネルギーを持つ中性粒子を取り出せることが必要であった。そのためには同程度のエネルギーのイオンを引出せるイオン源が必要で、本研究では BPD イオン源を製作し、最大 10 keV のイオンビームを 16.3 mA/cm^2 の電流密度で得ることができた。高速中性粒子はこのイオンを低圧ガス中通過及び金属表面反射によって中性化して生成することにした。測定の容易さから言って上記中性化効率及びビームの発散などを考慮して元のイオン電流量はある程度大きいことが必要であったが (\geq 数 $10 \mu\text{A}$ / 数 10 mm^2)、初期のこの目的を十分にカバーする電流量を得ることに成功した。さらに模擬荷電交換中性粒子衝撃による金属表面からの二次電子測定のための電極群 (エミッタ, コレクタ, リミタ等) を散乱容器内に構成し、BPD イオン源から引出したイオンビームを直接それに入射しイオン衝撃による金属の二次電子放出係数を測定することによって実験装置全体の性能を試験した。その結果、測定された二次電子放出係数は他の研究者によるものとはほぼ一致し、本装置で得られる結果の信頼性を得た。模擬荷電交換中性粒子源として取り出した中性粒子の性質については、後の章の本研究で提案する計測法の実験的検討の結果と共に述べる。

第3章 二次電子型高速中性粒子エネルギー測定法

3.1 緒言

イオン衝撃による金属表面からの二次電子放出は、粒子検出器としての応用のためだけでなく、その物理的興味から多くの研究者によって精力的に研究されてきた。^{20), 21)} それらの研究において二次電子の放出機構は、入射イオンエネルギーによって potential 放出と kinetic 放出の2つに分けて考えられている。potential 放出は、イオンエネルギーが数100 eV以下の場合に重要となる放出機構で、イオンの充たされていないエネルギー状態に金属の伝導帯からトンネルする電子がイオンを中和し、その際第2の電子が励起されて飛び出すと考えられている。これによる二次電子放出係数 r_+ は、水素原子イオンのような一価のイオンではほとんどイオンのエネルギーに依存せず、1に比べて十分に小さい。一方、入射イオンの運動エネルギーによる格子原子の電離で電子が放出されるのが kinetic 放出で、エネルギー数100 eV以上のイオンに対して有効で、エネルギーに大きく依存する。またそれによる r_+ は、potential 放出のものよりはるかに大きい。さて、中性粒子による二次電子放出現象はあまり研究されておらず、ただ原子衝突の分野や核融合研究の分野における利用を目的として測定されているに過ぎない。中性粒子の場合には、特にエネルギーが低い時中性粒子が励起状態にあるか基底状態にあるかということは重要であるが (Auger 過程)、数100 eV以上ではイオンの場合と同様に kinetic 放出が重要な放出機構となる。超高温プラズマから放出される高速中性粒子のエネルギーは1 keV程度以上であるから、この高速中性粒子の診断に二次電子放出を利用する場合にはほとんど kinetic 放出のみを考えればよい。

まず、超高温プラズマから飛び出す高速中性粒子を金属表面に垂直に当て、出てくる二次電子を測定することを考える。金属表面の二次電子放出係数は入射粒子エネルギーに依存することから $r_0(E)$ と書くことにし、高速中性粒子のエネルギー分布関数を $N(E)$ とすると、* 測定される二次電子電流 I_e は、

$$I_e = eS \int_0^\infty r_0(E) \cdot N(E) \cdot \sqrt{\frac{2E}{m}} dE \quad (3.1)$$

*本章で用いるエネルギー分布関数は、すべて単位体積・単位エネルギー当りの粒子数として定義される量である。

で表わすことができる。ここで m は高速中性粒子の質量、また S は粒子束の断面積である。一方、プラズマイオンのエネルギー分布関数を $n_i(E)$ 、プラズマイオンと荷電交換衝突をする中性原子密度を n_0 とすると、単位時間・単位体積当り発生する、エネルギー $E \sim E+dE$ の高速中性粒子数は、

$$N(E)dE = n_0 \cdot n_i(E)dE \cdot \sigma_{ex}(E) \cdot \sqrt{\frac{2E}{m_i}} \quad (3.2)$$

である。ここで $\sigma_{ex}(E)$ は荷電交換衝突断面積、 m_i はイオンの質量で $m_i \approx m_0$ 。二次電子型検出器の入口スリットを通して見えるプラズマの体積を V 、 V の領域から入口スリットに張る立体角を $d\Omega$ とすると、

$$I_e = e \cdot V \cdot \frac{d\Omega}{4\pi} \cdot n_0 \int_0^\infty \tau_0(E) \cdot \sigma_{ex}(E) \cdot n_i(E) \sqrt{\frac{2E}{m}} dE \quad (3.3)$$

なる二次電子電流が測定される。プラズマが熱平衡状態にあり、 $n_i(E)$ を温度 T_i のマクスウェル分布関数で表わせる場合には

$$I_e = e \cdot V \cdot \frac{d\Omega}{4\pi} \cdot n_0 \cdot \frac{4 \hat{n}_i}{\sqrt{2\pi m k_B T_i}} \int_0^\infty \tau_0(E) \cdot \sigma_{ex}(E) \frac{E}{k_B T_i} \cdot \exp\left(-\frac{E}{k_B T_i}\right) dE \quad (3.4)$$

となる。ここで \hat{n}_i はプラズマイオン密度。

式(3.1)または式(3.3)を見ると明らかなように、 $\tau_0(E)$ 、 $\sigma_{ex}(E)$ が既知としても、単に二次電子電流 I_e を測定するだけで $N(E)$ または $n_i(E)$ の全体を推定することは不可能である。これは中性粒子入射によって金属表面から放出される二次電子の数が入射粒子のエネルギーの他に入射粒子数にも依存するからで、平均エネルギーのような値の推定も全入射粒子数がわかっていないと無理である。

式(3.4)におけるように中性粒子またはイオンのエネルギー分布関数を仮定できる場合には、その平均エネルギー(イオン温度)を決定できそうであるが、実際にはプラズマイオンと荷電交換衝突をする中性原子密度の値 n_0 が必要でこれを測定することは難しい。従って二次電子型粒子検出器の出力電流から中性粒子のエネルギーを見積るには、何らかの方法で出力電流値から入射粒子数の効果を除去しなければならない。荷電

粒子の場合にはそれはコレクタに十分負の電圧を印加することにより可能であるが中性粒子ではそう簡単でない。

本章では、二次電子放出係数の入射角依存性を利用して入射粒子数の効果を除去し、簡単に入射中性粒子の平均エネルギーを決定する方法を提案する。さらに、その方法を超高温プラズマの荷電交換中性粒子計測に応用し、イオン温度を推定する方法を議論する。また本章では、前章で述べた中性粒子源を荷電交換中性粒子を発生する超高温プラズマと見たてて行った模擬分析実験の結果を述べ、実用上の問題点を検討する。まず、次節で二次電子放出係数の入射エネルギー及び入射角依存性について述べる。

3.2 二次電子放出係数の入射エネルギー及び入射角依存性

二次電子放出係数の入射角特性に関する実験結果は、イオン入射の場合には多く報告されているが、中性粒子入射では少ない。しかし数 100 eV以上のエネルギーでは二次電子放出機構(kinetic放出)から考えて、中性粒子の場合はイオンの場合と同じと予想される(後述)。イオンについての実験結果はどの研究者のものでも約 100 keV以上のエネルギー領域では、 $\sec \theta$ に比例した入射角依存性を持つ。²² つまり、 θ の角度で入射したイオンに対する金属の二次電子放出係数 $r_+(\theta, E)$ は

$$r_+(\theta, E) = r_+(0^\circ, E) \cdot \sec \theta \quad (3 \cdot 5)$$

と表わせ、 $r_+(\theta, E) / r_+(0^\circ, E)$ は入射イオンエネルギー E に依存しない。ここで入射角 θ は金属表面の法線と入射イオン束とのなす角で、 $r_+(0^\circ, E)$ は垂直入射の場合の普通の二次電子放出係数である。

しかし、森田等²³は中性水素原子ビームを用いた実験で、入射エネルギーが低くなると(数 10keV以下) θ の大きい方から式(3.5)の $\sec \theta$ 則に合わなくなり、 $r_0(\theta, E) / r_0(0^\circ, E)$ にエネルギー依存性が出て来る、つまり $r_0(\theta, E)$ が変数分離形でなくなる現象を観測している。²³ 彼等の実験結果によれば、それは入射中性粒子のエネルギーが小さくなる程顕著であり、10keVの水素原子がステンレス鋼表面に入射する場合、 $r_0(80^\circ, E)$ は $\sec 80^\circ$ より30%以上小さい。このずれはさらにエネルギーが小さくなるともっと大きくなることが予想され、keVオーダーのエネルギー領域において後の節に述べる本実験でも確認された。^{24, 25} 森田等はこの原因を表面における入射粒子の反射と potential放出の効果のためと考えた。さて、このような場合には2つの入射角に対する

二次電子電流の比は入射エネルギーに依存し、比をとることによって二次電子電流値から入射粒子の効果が除去されるから、中性粒子のエネルギー分析にこの比を利用することができる。まず、本節では二次電子放出係数の入射角依存性についてさらに詳しく議論する。

3.2.1 Sternglassの理論による入射角依存性

高速粒子を固体表面に衝突させた時の二次電子放出は、最初Sternglassによって理論的に計算された。²⁰⁾そして彼の理論は100 keV以上のイオンによる金属からの二次電子放出の実験結果と一致した。そこでまず、彼の理論に基づいて二次電子放出係数の入射角依存性を導出する。

彼の理論においては、入射粒子による固体原子の電離から生じた速度の小さい電子が表面まで拡散し、固体表面の障壁を飛び越え真空中に飛び出すと仮定された。従って固体内の単位層中に生まれる二次電子の数は、入射粒子の電離断面積に比例する。一方10keVオーダー以上の高速粒子はそのエネルギーの大部分を固体原子との非弾性衝突（電離）により失うと考えられるので、結局発生する二次電子の数は入射粒子のエネルギー損失に関係している。

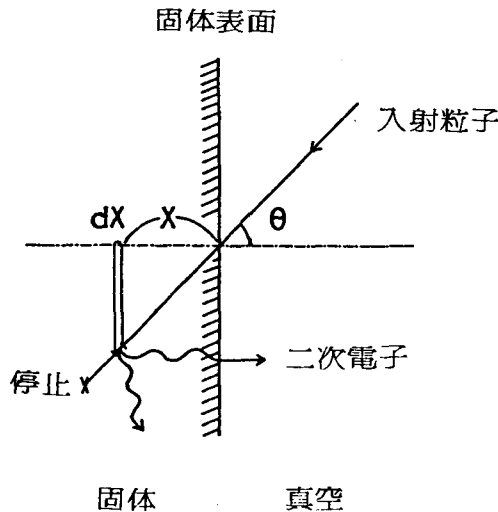


図 3.1 二次電子放出の概念図

さて図 3.1 に従い、入射粒子の標的固体内での飛程を L 、入射角を θ とすると、二次

電子放出係数は、

$$r(\theta, E) = \int_0^{L \cos \theta} \frac{dx}{\cos \theta} B \cdot Q \cdot \exp(-x/L_S) \quad (3 \cdot 6)$$

で表わされる。ここでQは物質に対する入射粒子の電離断面積に相当し、 $Q dx$ は表面から距離xの位置にあるdx内で生成される二次電子の数を表わすとする。また、 $\exp(-x/L_S)$ はxの点で生まれた1個の二次電子が表面まで達することができる確率である。従って L_S は電子の固体内での特性拡散距離である。定数Bは表面における透過係数で、電子が表面の障壁を乗り越えて真空中に逃げる確率を表わす。二次電子のような低エネルギー電子の拡散距離 L_S は小さく、数Å程度と考えられ、入射粒子が数10keV以上のエネルギーの場合には $L \gg L_S$ が成立するから、入射粒子が L_S 走る間に失うエネルギーは小さい。従って式(3.6)の $\exp(-x/L_S)$ が極端に小さくならない $x \leq L_S$ ではQはxに依存しないと考えると、式(3.6)は

$$r(\theta, E) = \frac{BQL_S}{\cos \theta} \left\{ 1 - \exp(-L \cos \theta / L_S) \right\} \quad (3.7)$$

のように積分できる。そこで入射角 θ が 0° つまり垂直入射の時の $r(0^\circ, E)$ に対する比をとると、

$$\frac{r(\theta, E)}{r(0^\circ, E)} = \frac{1}{\cos \theta} \cdot \frac{1 - \exp(-L \cos \theta / L_S)}{1 - \exp(-L / L_S)} \quad (3.8)$$

になる。入射粒子の飛程Lは当然入射粒子のエネルギーEの関数であるから、 $r(\theta, E)$ は一般にはEと θ に関して変数分離できない。しかし、式(3.8)から二次電子放出係数の比 $r(\theta, E)/r(0^\circ, E)$ は固体表面の条件に依存しないことがわかる。もし $L \gg L_S$ が成立する時には、 θ があまり大きくない範囲で

$$\frac{r(\theta, E)}{r(0^\circ, E)} \doteq \frac{1}{\cos \theta} = \sec \theta \quad (3.9)$$

となり、二次電子放出係数は入射角に対して $\sec \theta$ に比例することがわかる。入射粒子エネルギーが100keV程度の H^+ , He^+ , Ar^+ , N^+ などのガスイオンの固体中の飛程Lは

1000Å のオーダーで、 $L \gg L_S$ が成立する。²⁷⁾ 式 (3.8) あるいは式 (3.9) の導出過程において、入射粒子がイオンであるか中性粒子であるかの違いは固体原子との非弾性衝突 (電離) により電子を生成する時のみ現われ、従って式 (3.6) 中の電離断面積 Q の値のみが中性粒子入射の場合にはイオンの場合と異なる。式 (3.8) は二次電子放出係数の比をとることによって Q を消去しているから、この式は入射粒子の種類に関係なく成立することは明らかである。ただ 10keV 以上の高速粒子がそのエネルギーの大部分を固体原子の電離により失うことを考えると、飛程 L は入射粒子の種類に依存する。従って式 (3.9) のような簡単な式が中性粒子入射の場合に成立するかどうかは飛程 L の大きさによる。入射粒子の固体中の飛程は入射粒子に対する固体の阻止能 dE/dx と次章式 (4.21) のような関係がある。入射粒子の電荷の有無による固体の阻止能の違いは森田等によって厚さ数 10 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ の Cu 薄膜に 10keV 以上の水素原子と陽子を入射して実験的に研究された。²⁸⁾ それによると阻止能は 2 つの場合でほぼ同じ値となっており、入射粒子の電荷の有無はこの程度以上のエネルギーでは関係ない。従って飛程 L も中性粒子入射の場合はイオン入射の場合と同じと考えられ、式 (3.9) の $\sec \theta$ 則はイオンと同じ入射エネルギー領域において中性粒子に対しても同様に成立すると考えられる。

入射エネルギーが小さくなると飛程 L は小さくなる。例えば 10keV で 100Å のオーダーとなり、入射粒子が重い程 L は小さい。固体原子の電離によって生じた電子の拡散距離 L_S は数 Å 程度であるから、数 keV の入射エネルギー領域においても L/L_S は 10 ~ 100 位で、式 (3.8) の $\exp(-L/L_S)$ は 1 より十分小さいと考えてよい。しかし入射角 θ が大きくなると $\exp(-L \cos \theta / L_S)$ は無視できなくなる。例えば $\theta = 80^\circ$ 、 $L/L_S = 10$ とするとそれは 0.2 程度となる。このような場合には $r(\theta, E) / r(0^\circ, E)$ は $\sec \theta$ 則から決まる値より小さくなることが式 (3.8) より分かる。また、入射エネルギーが小さくなるとその $\sec \theta$ 則からのずれが大きくなることも予想できる。さらに、式 (3.6) の x に関する積分を行う際の仮定も $L \gg L_S$ であるから、式 (3.8) のような単純な形では表わせなくなることも考えられる。

ここでは簡単のため式 (3.8) を用いて二次電子放出係数の比 $r(\theta, E) / r(0^\circ, E)$ の入射エネルギー依存性をさらに考察する。入射エネルギーが大きい時に $\sec \theta$ 則が成立していた入射角においても入射エネルギーが小さくなると上で述べたように $L \gg L_S$ であるが $L \cos \theta \gg L_S$ なる条件が満たされなくなる。この場合には式 (3.8) の分子の指数項を 0 と近似できない。そこで指数項を級数展開し 1 次項まで考えると、 $r(\theta, E)$

$r(\theta, E)$ は $\sec \theta$ 依存性が消えて入射粒子の飛程 L に比例するようになる。入射粒子に対する固体の阻止能を次章4.3.2節で述べるように $dE/dx \approx AE^{0.4}$ と考えると、飛程 L は $E^{0.6}$ に比例する。結局 $r(\theta, E)/r(0^\circ, E)$ は入射エネルギーが小さくなると入射エネルギーの0.6乗に比例して小さくなることがわかる。さらに入射エネルギーが小さくなると式(3.8)の分母の指数項も0と近似できなくなり、同様に級数展開し1次項近似すると式(3.8)は1となることが予想される。

さて、森田等は $\sec \theta$ 則からのずれを表面における入射粒子の反射が主な原因と考えている。²⁹⁾ 入射角 θ が大きいつまり斜め入射になると、固体中に入り込まないで表面で反射する入射粒子の数が増えてくる。このような粒子は二次電子放出にまったく寄与しないから、入射粒子数に対する二次電子数の比で定義される二次電子放出係数は実質的に低下する。また、入射エネルギーが低くなる程表面での反射率は大きくなるから、この原因による $\sec \theta$ 則からのずれも入射エネルギーの低下とともに大きくなることもわかる。

3.2.2 二次電子放出係数の入射エネルギー及び入射角依存性の測定

数keV程度の入射エネルギーに対する金属の二次電子放出係数の入射角依存性を知るために、第2章で述べた実験装置でkeV中性粒子ビームを用いて $r_0(\theta, E)/r_0(0^\circ, E)$ を測定した。この場合イオン輸送電極3・4及びリミタは接地電位として中性粒子ビームのみを散乱容器内に導き、二次電子電流測定を行った。エミッタに衝突する中性粒子ビームの直径は5mmで、その粒子束は二次電子電流にして最大0.1 μ Aを衝突させることができるが、第5章で述べる二次電子電流のゆっくりした時間的変化を防ぐため、1nA程度以下に減じて用いた。BPDイオン源の放電室に注入するガスはAr, He, H₂, N₂の4種類とし、引出したイオンビームを質量分離せずに中性化した。従ってAr, Heの場合は単原子分子であるから問題はないが、H₂とN₂の場合には分子ビームと原子ビームの混った中性粒子ビームで測定したことになる。しかし後の節で述べる引出したイオンビームの質量選別実験の結果、H₂ガスの場合にはH₃⁺が、N₂ガスの場合にはN₂⁺がほとんどであることがわかった。中性粒子ビームを衝突させ二次電子を放出するエミッタ金属としては市販の銅板のみを用い、真空中に設置する前にピカール研磨剤で鏡面仕上げした後十分にアセトンで洗浄した。

結果を図3.2, 図3.3に示す。図3.2がアルゴン中性粒子Ar⁰入射の場合で、図3.3

がヘリウム中性粒子 He^0 入射の場合である。二次電子放出係数の比 $r_0(\theta, E)/r_0(0^\circ, E)$ はこの場合、二次電子電流の比として求まり、これを $k(\theta, E)$ と定義した。横軸は入射中性粒子エネルギーで 1 keV から 5 keV まで測定した。⊙, □, ■, △, ▲, ○, ●, ◐ 印が測定データで、それぞれ入射角 $\theta = 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ$ の結果に対応する。また図には実線で式 (3.9) の $\sec \theta$ の値を示した。図よりこの程度の入射エネルギーでも入射角が小さい ($\theta < 50^\circ$) の場合には、Sternglass の理論から予想される $\sec \theta$ 則が成り立つことがわかる。しかし、 θ が 50° 程度になると低エネルギーの方から $\sec \theta$ 則からずれ始め、 θ が大きくなる程その $\sec \theta$ 則からずれ始めるエネルギー E_{th} が大きくなる。特に θ が 70° 以上になると、例えば $\sec 70^\circ \doteq 2.92$, $\sec 80^\circ \doteq 5.76$ であるから、そのずれはかなり大きいことがわかる。また $\sec \theta$ 則からずれ始め

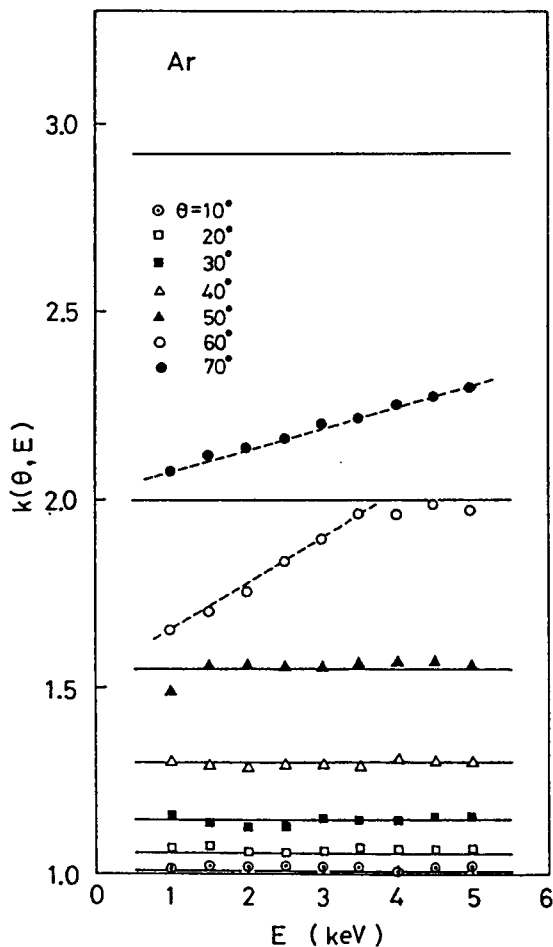


図 3.2 $k(\theta, E)$ の入射角 θ 及び入射エネルギー (E) 依存性, Ar^0 入射の場合。

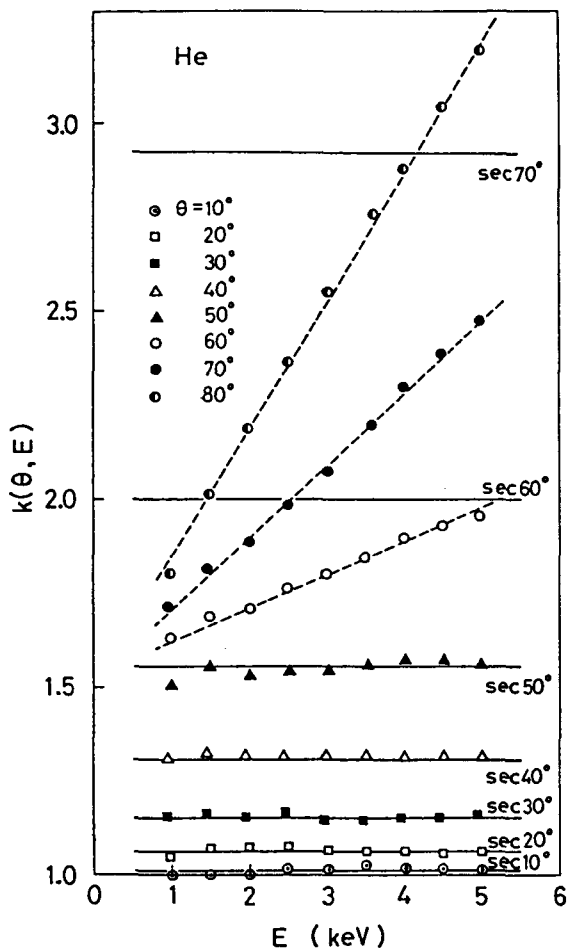


図 3.3 $k(\theta, E)$ の入射角 θ 及び入射エネルギー (E) 依存性, He^0 入射の場合。

ると、 $k(\theta, E)$ は入射粒子エネルギー E に対してほぼ直線的な依存性を示すようになる。この $\sec \theta$ 則からずれ始めるエネルギー E_{th} と入射角 θ の関係を両図から求めたのが図 3.4 である。 E_{th} は入射角と共に急激に増加し、 Ar^0 の場合 $\theta = 70^\circ$ で $\sim 15\text{keV}$ 、 He^0 の場合 $\theta = 80^\circ$ で $\sim 13\text{keV}$ である。従ってある入射エネルギー E_{th} を境にして、 $k(\theta, E)$ を次のように近似することができる。

$$k(\theta, E) \equiv \frac{r_0(\theta, E)}{r_0(0^\circ, E)} = \begin{cases} \sec \theta & \dots\dots\dots E > E_{th}(\theta) \\ a(\theta) \cdot E + b(\theta) & \dots\dots\dots E < E_{th}(\theta) \end{cases} \quad (3.10)$$

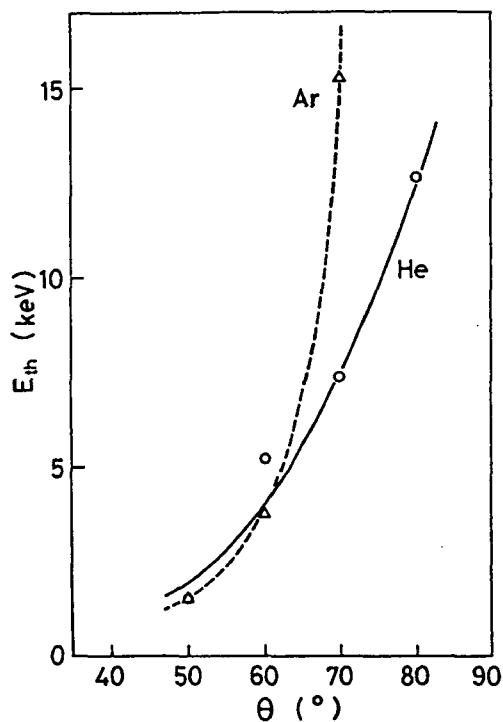


図 3.4 E_{th} の入射角(θ)依存性

ここで、 E_{th} は入射角の関数であるという意味で $E_{th}(\theta)$ と書いた。 $a(\theta)$ と $b(\theta)$ は入射角、入射粒子及びエミッタの種類に依存し、図 3.2、図 3.3 から Ar^0 及び He^0 入射に対する銅表面の $a(\theta)$ 、 $b(\theta)$ は表 3.5 のように決定される。

表 3.5 銅表面の $a(\theta)$ 及び $b(\theta)$

入射粒子	θ (°)	$a(\theta)$ (keV^{-1})	$b(\theta)$
Ar^0	60	0.125	1.53
	70	0.060	2.01
He^0	60	0.088	1.53
	70	0.192	1.51
	80	0.336	1.51

前節で式(3.8)より $k(\theta, E)$ は $E^{0.6}$ に比例することを導いた。しかし本節の実験結果は E^1 に比例しているように見える。この違いの原因についてはよくわからないが、実験における入射エネルギー変化範囲が狭いため(1keV~5keV)直線近似できた可能性もある。これは $E=0$ の時の $k(\theta, E)$ の値つまり $b(\theta)$ が式(3.8)で予想された値(=1)より大きいことから想像できる。すなわち関数 $E^{0.6}$ の E に対する変化は上に凸の傾向を持ち、その曲線のある一部のエネルギー領域を直線近似するとその他のエネルギーに対して近似直線は元の $E^{0.6}$ より大きくなるからである。

図3.6は入射粒子の種類による $k(\theta, E)$ の変化を示すもので、 $\theta=70^\circ$ の場合のみを比較した。図中のすべての粒子に対して $k(\theta, E)$ はこのエネルギー範囲で $\sec 70^\circ$ の値より小さく、入射エネルギー E と直線関係にある。この図から、質量の大きい Ar^0 、 N_2^0 では軽い He^0 、 H_2^0 に比べて傾きが小さく、推測される E_{th} もかなり大きいことがわかる。

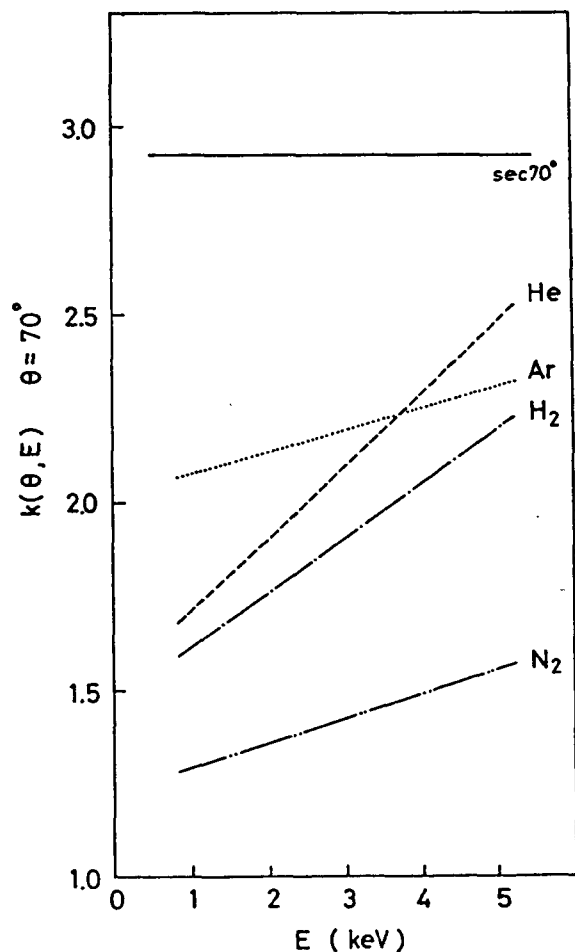


図3.6 入射粒子の種類による $k(\theta, E)$ の変化

これは上述の固体の阻止能の表式 $dE/dx \approx AE^{0.4}$ における係数 A が入射粒子の質量と共に大きくなるからと考えられる。つまり入射粒子の飛程 ($\sim A^{-1} E^{0.6}$) のエネルギーに対する変化が質量が重くなる程なだらかになるからである。

3.3 二次電子測定による高速中性粒子エネルギー分析法

3.3.1 平均エネルギー測定法

二次電子放出係数の入射角依存性は、入射粒子エネルギーが数10 keV 以下の場合に $\sec \theta$ 則からずれて来ることを前節で述べた。 $r_0(\theta, E)$ と $r_0(0^\circ, E)$ の比を $k(\theta, E)$ と書くと、それは一般に次式のように書き表わすことができる。

$$k(\theta, E) \equiv \frac{r_0(\theta, E)}{r_0(0^\circ, E)} = \begin{cases} \sec \theta & \dots\dots\dots E > E_{th}(\theta) \\ f(\theta, E) & \dots\dots\dots E < E_{th}(\theta) \end{cases} \quad (3.11)$$

ここで $f(\theta, E)$ は θ と E の関数で、 $E_{th}(\theta)$ は $\sec \theta$ 則からずれる境目の入射エネルギーである。金属表面にエネルギー分布関数が $N(E)$ の中性粒子束が衝突する時、入射角 θ での二次電子電流 $I_e(\theta)$ と垂直入射での二次電子電流 $I_e(0^\circ)$ の比を $K(\theta)$ と書くと、これは $k(\theta, E)$ を用いて次のように書ける。

$$K(\theta) \equiv \frac{I_e(\theta)}{I_e(0^\circ)} = \frac{\int_0^\infty k(\theta, E) \cdot r_0(0^\circ, E) \phi(E) dE}{\int_0^\infty r_0(0^\circ, E) \phi(E) dE} \quad (3.12)$$

$\phi(E)dE$ は、単位面積当たり単位時間に入射する $E \sim E + dE$ のエネルギーを持つ中性粒子束で、 $N(E)$ と次の関係にある。

$$\phi(E) dE = N(E) dE \sqrt{\frac{2E}{m}} \quad (3.13)$$

前節で述べたように、 $\theta \geq 50^\circ$ では keV オーダーの中性粒子入射に対して銅表面の $k(\theta)$,

E) は, $\sec \theta$ 則で決まる値より小さく E と共にほぼ直線的に $\sec \theta$ 値に近づく。この場合には $k(\theta, E)$ を

$$k(\theta, E) = a(\theta) \cdot E + b(\theta) \quad ; \quad \theta \geq 50^\circ \quad (3.14)$$

と近似できる。 $a(\theta)$, $b(\theta)$ は入射エネルギー E に依存せず, 入射角 θ 及び入射粒子・エミッタ金属の種類によって決まる。さて,

$$\varphi(E) \equiv r_0(0^\circ, E) \phi(E) = r_0(0^\circ, E) \cdot N(E) \sqrt{\frac{2E}{m}} \quad (3.15)$$

とおき, $\varphi(E)$ を一種の分布関数のように考えると, 式 (3.12) は式 (3.14), 式 (3.15) を代入して

$$K(\theta) = a(\theta) \cdot \bar{E} + b(\theta) \quad \text{または} \quad \bar{E} = \frac{K(\theta) - b(\theta)}{a(\theta)} \quad (3.16)$$

と変形できる。ここで \bar{E} は

$$\bar{E} = \int_0^\infty E \cdot \varphi(E) \, dE / \int_0^\infty \varphi(E) \, dE \quad (3.17)$$

で定義された分布関数 $\varphi(E)$ に関する平均エネルギー値である。従って $a(\theta)$, $b(\theta)$ をある入射角 θ についてあらかじめ決定しておけば, 簡単な $K(\theta)$ 測定だけで平均エネルギー \bar{E} を推定することができる。ところが, ここで注意しなければならないのは普通一般に言われる平均エネルギー $\langle E \rangle$ とは,

$$\langle E \rangle = \int_0^\infty E \cdot N(E) \, dE / \int_0^\infty N(E) \, dE \quad (3.18)$$

で定義される量であって, \bar{E} ではない。 $r_0(0^\circ, E)$ は keV オーダーの中性粒子またはイオン入射に対してほぼ直線的なエネルギー依存性を持つことが知られているから,²⁹⁾ 式 (3.15) より \bar{E} は本来の分布関数 $N(E)$ に E の 3/2 乗の重みを付けた量に関する平均となる。従って \bar{E} は平均エネルギー $\langle E \rangle$ より少し高い値を示す。しかし, 二次電子型検出器の出力電流から入射中性粒子数の効果を除去でき, エミッタ角度 (入射角) を変

えたたった二つの実験データから大まかなエネルギー値を推定できること、また測定器自体がコンパクトで使い易い等を考慮するとかなり有用な方法である。さらに、エネルギー分布関数の広がり小さい時には \bar{E} は真の平均エネルギー値を与える。また入射角が 0° の場合の他にもう一つのある角度 θ についての二次電子電流値さえ測定できればよいから、エミッタ電極を回転する必要はなく、同じ形状のエミッタ角度だけ異なる二次電子型検出器を接近して置き、二つのデータを同時に収集することも可能である。

3.3.2 超高温プラズマのイオン温度測定法

本節では、前節で述べた $K(\theta)$ 測定による高速中性粒子エネルギー測定法の超高温プラズマイオン温度測定への応用について言及する。

荷電交換中性粒子を金属表面に垂直入射した時の二次電子電流 $I_e(\theta)$ は式(3.4)より

$$I_e(0^\circ) = eV \frac{d\Omega}{4\pi} n_0 \frac{4\hat{n}_i}{\sqrt{2\pi m k_B T_i}} \int_0^\infty r_0(0^\circ, E) \sigma_{ex}(E) \frac{E}{k_B T_i} \exp\left(-\frac{E}{k_B T_i}\right) dE \quad (3.19)$$

$$I_e(\theta) = eV \frac{d\Omega}{4\pi} n_0 \frac{4\hat{n}_i}{\sqrt{2\pi m k_B T_i}} \int_0^\infty k(\theta, E) r_0(0^\circ, E) \sigma_{ex}(E) \frac{E}{k_B T_i} \exp\left(-\frac{E}{k_B T_i}\right) dE \quad (3.20)$$

と書ける。 $I_e(\theta)$ と $I_e(0^\circ)$ の比をとると測定の難しい中性原子密度 n_0 が消去され、

$$K(\theta) = \frac{\int_0^\infty k(\theta, E) r_0(0^\circ, E) \sigma_{ex}(E) E \exp\left(-\frac{E}{k_B T_i}\right) dE}{\int_0^\infty r_0(0^\circ, E) \sigma_{ex}(E) E \exp\left(-\frac{E}{k_B T_i}\right) dE} \quad (3.21)$$

となる。式(3.21)の右辺は $k(\theta, E)$ 、 $r_0(0^\circ, E)$ 及び $\sigma_{ex}(E)$ のエネルギー依存性がわかっていると E に関する積分が実行でき、イオン温度 T_i のみの関数となる。また、 $k(\theta, E)$ のエネルギー依存性から考えて右辺は T_i に関する一価関数で、 $K(\theta)$ の値と

T_i は1対1の対応を示す。従って二次電子電流の比 $K(\theta)$ を測定するとイオン温度 T_i を推定することができる。式(3.21)はイオン温度がプラズマ中どの位置でも同じ均一プラズマの場合の式で、実際のプラズマでのイオン温度はプラズマ中心で高く端付近で低いから話はもっと複雑になる。このような不均一プラズマにおける詳細な議論は後の第4章で述べるが、この場合にも $K(\theta)$ と T_i とは1対1の対応関係を持ち、 $K(\theta)$ 測定によりイオン温度の情報を得ることができる。

3.4 イオンビームの銅表面での中性化により生成した中性粒子のエネルギー測定

keVオーダーの中性粒子に対してエミッタへの入射角 θ を約 50° より大きくとれば、二次電子放出係数 $r_0(\theta, E)$ の垂直入射($\theta = 0^\circ$)の時の二次電子放出係数 $r_0(0^\circ, E)$ に対する比 $k(\theta, E)$ が入射エネルギー E と直線関係を持つことがわかった。このような場合には前節で述べたように荷電交換中性粒子のエネルギー代表値を測定するのに利用することができる。本節ではイオンビームを固体表面に衝突させることにより中性化し、ある程度エネルギー分布の広がった中性粒子束を生成し、前節で述べた方法でそのエネルギーを測定したことについて述べる。つまり、生成した中性粒子束を銅エミッタ表面に入射させ、垂直入射時の二次電子電流 $I_e(0^\circ)$ に対するある入射角 θ の時の二次電子電流 $I_e(\theta)$ の比(これを $K(\theta)$ と書く)を測定し、次式を用いて中性粒子束の平均エネルギー \bar{E} を求めた。

$$\bar{E} = (K(\theta) - b(\theta)) / a(\theta) \quad (3.16)$$

ここで $a(\theta)$ 、 $b(\theta)$ は表3.5の値を利用した。

3.4.1 イオンビームの銅表面での中性化

本実験のために用意した散乱容器内の電極配置の概略を図3.7に示す。BPDイオン源から引出されたイオンビームを輸送電極3・4、円形スリット、リミタ及び銅ターゲットに負の高電圧を印加してターゲットに衝突させる。ターゲットに衝突するイオンビームの直径は円形スリットの大きさを変えることによって調節できるが、ここでは散乱容器に溶接したポートの位置及び方向の誤差を考慮して、できるだけ多くの中性粒子束を測定ポートから取り出すことができるよう大き目の穴(直径3cm)にした。この場合ターゲットに衝突するイオンビームの全粒子束は He^+ の場合 10^{13} atoms/s、 Ar^+ の

場合 10^{14} atoms/sのオーダーとなった。ターゲットは厚さ1 mmの銅板とし、イオンビームのターゲットへの入射角は 67.5° に固定した。また本実験には Ar^+ と He^+ を用いた。

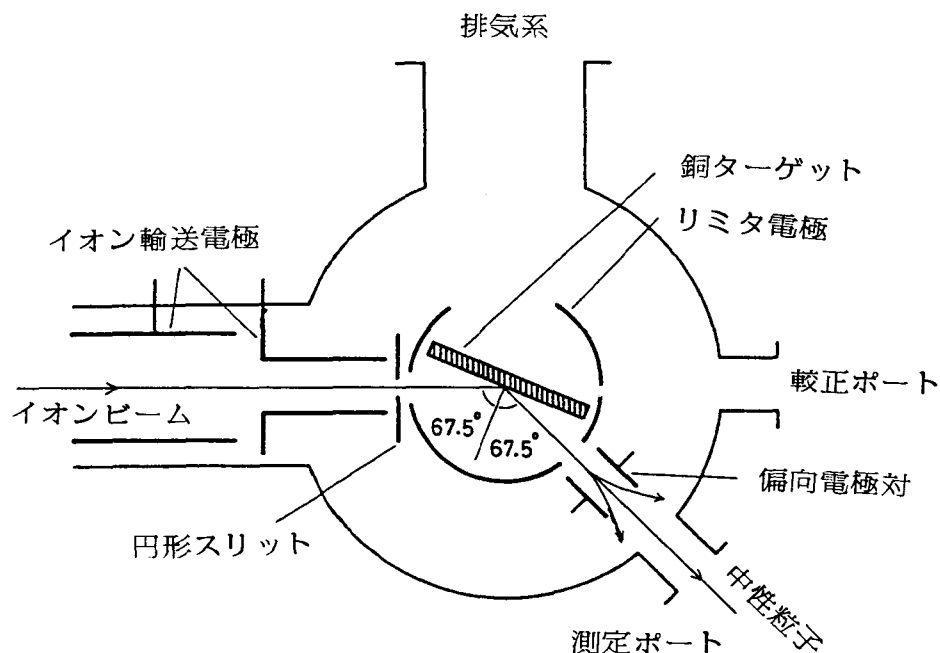


図 3.7 イオンビームの銅表面での中性化の実験装置概略

銅表面で電子を得て中性化し生じた Ar^0 あるいは He^0 はいろいろな方向に散乱される。従って図のようにリミタに直径 2 cm の穴を設け、ターゲット表面から約 67.5° で飛び出した粒子のみを選択し、測定ポートから取り出す構造とした。リミタの出口孔の背後には、偏向電極対を設けてターゲットから散乱されてくる荷電粒子（反射イオン、二次電子）を静電偏向で除去した。このような構造で、 $2\text{keV} \sim 7\text{keV}$ の Ar^+ あるいは He^+ を用いて、二次電子電流にして数 100 pA 程度の直径 3 mm の Ar^0 あるいは He^0 を得ることができた。

3.4.2 二次電子型エネルギー測定器によるエネルギー測定

生成した中性粒子束のエネルギー測定のために、直径14 cmの小型散乱容器の中に図3.8にその概略を示す電極群を設置し、大型散乱容器の測定ポートに接続した。中性粒子の入口スリットは直径3 mmの円形で、コレクタの入口孔の直径はそれより少し大きい5 mmとした。従って図3.7の散乱容器の測定ポートから出た生成中性粒子束は直径3 mmに

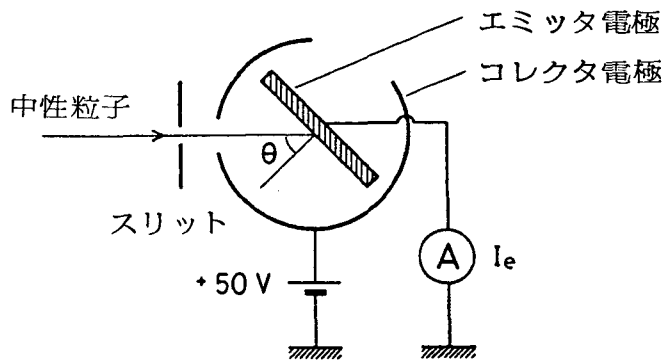
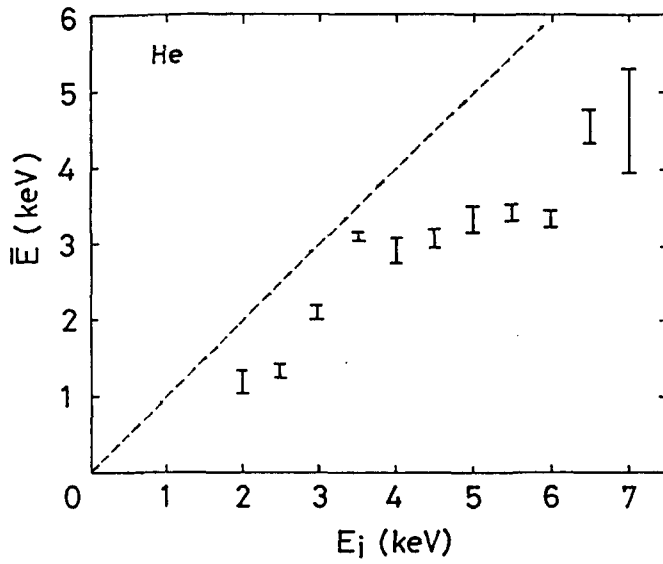


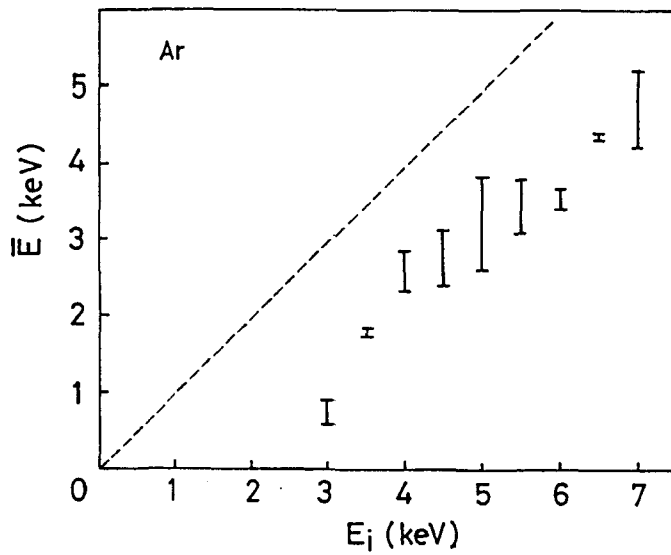
図3.8 二次電子型エネルギー測定器の概略

絞られてエミッタをたたき二次電子を出す。コレクタに印加した電圧は+50Vで、二次電子電流はエミッタに接続した微小電流計で読んだ。この小型散乱容器にも蓋の中央に真空回転導入機を取り付けエミッタを回転し、入射角を調整した。

結果を図3.9(a)(b)に示す。(a)が He^0 の場合で、(b)が Ar^0 の場合である。共に横軸はターゲットに入射するイオンのエネルギーで2keVから7keVまで変化した。縦軸が図3.8の電極構成で測定した $K(\theta)$ から式(3.16)を用いて得た平均エネルギー \bar{E} である。ただし θ については Ar^0 の場合 70° 、 He^0 の場合 80° として表3.5の $a(\theta)$ 、 $b(\theta)$ を用いた。二次電子電流の測定誤差及び入射角設定誤差さらに現象のばらつきを考えると、一つのイオンエネルギー E_i に対して5回以上の $K(\theta)$ 測定を行い、それぞれから計算される \bar{E} 値の存在範囲をエラーバーで示した。両図共破線が E_i と \bar{E} が等しい場合を示すから、金属表面での中性化によって生成される中性粒子は、金属との衝突によりかなりエネルギーを失っていることがわかる。最低20%~30%のエネルギー損失が見積られる。



(a)



(b)

図3.9 生成中性粒子のエネルギーと入射イオンエネルギー (E_i) との関係。
(a) He, (b) Ar

3.5 ガストリップ型分析器の分析結果との比較

二次電子型測定器による結果（図3.9(a), (b)）と比較する目的で、従来この程度のエネルギー領域の中性粒子のエネルギー分析に用いられるガストリップ型分析器を製作し、同じく生成された中性粒子のエネルギー分析を行った。

3.5.1 ガストリップ型エネルギー分析器の構成

図3.10に製作したガストリップ型中性粒子エネルギー分析器の概略を示す。

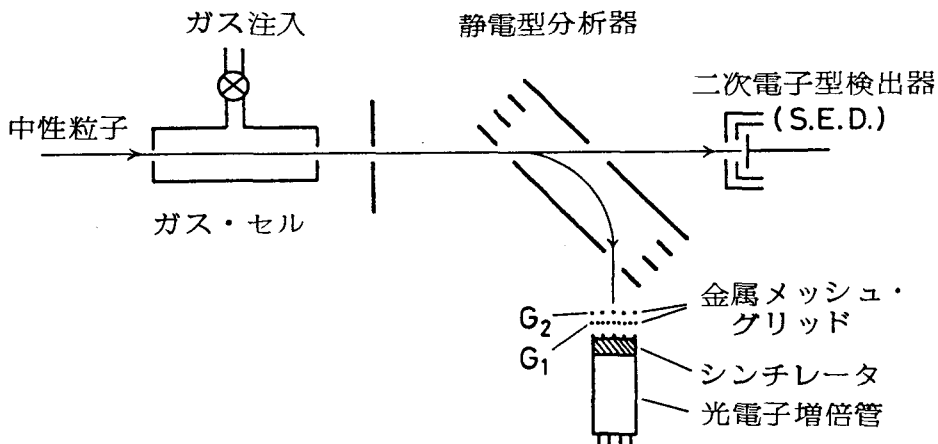


図3.10 ガストリップ型中性粒子エネルギー分析器

これらはガスセルを除いて、二次電子型測定器として用いた小型散乱容器の中に収納し、ガスセルはこの容器の入口ポートと大型散乱容器の測定ポートとの間に入れた内径34 mm、長さ13 cmのステンレス円管中にガスを注入するものとし、両側に直径3 mm(大型散乱容器側)と直径4 mm(小型散乱容器側)の円形スリットを設け、大型散乱容器及び小型散乱容器との圧力差を保った。

一般にガストリップ型分析器は、ガストリップセル、静電型あるいは磁界型イオンエネルギー分析部、イオン検出部の三つの部分から成る。ガスセルの中に注入するガスの種類は普通ストリップ効率を考慮して選ぶが、ここでは一応入射中性粒子と同種のガスとし、そのガス圧はHeの場合 5×10^{-3} Torr、Arの場合 5×10^{-4} Torrに設定し、入射中性粒子の一部をイオン化した。Heの方がArより10倍も多くガスを注入したのは、Heの場合のストリップ効率がArの場合よりかなり小さい（ $\sim 1/50$ ）からである。ガスセルにガスを注入すると（大型）散乱容器内及び分析

器内の真空度が悪くなる。そこでそれぞれを独自に真空ポンプで排気しており、イオン輸送部の真空度 P_t 、散乱容器内真空度 P_s 、分析器内の真空度 P_a 及びガスセルのガス圧 P_g の関係を図 3.11(a), (b) に示す。(a) はイオン源の放電室に注入するガス量を変化

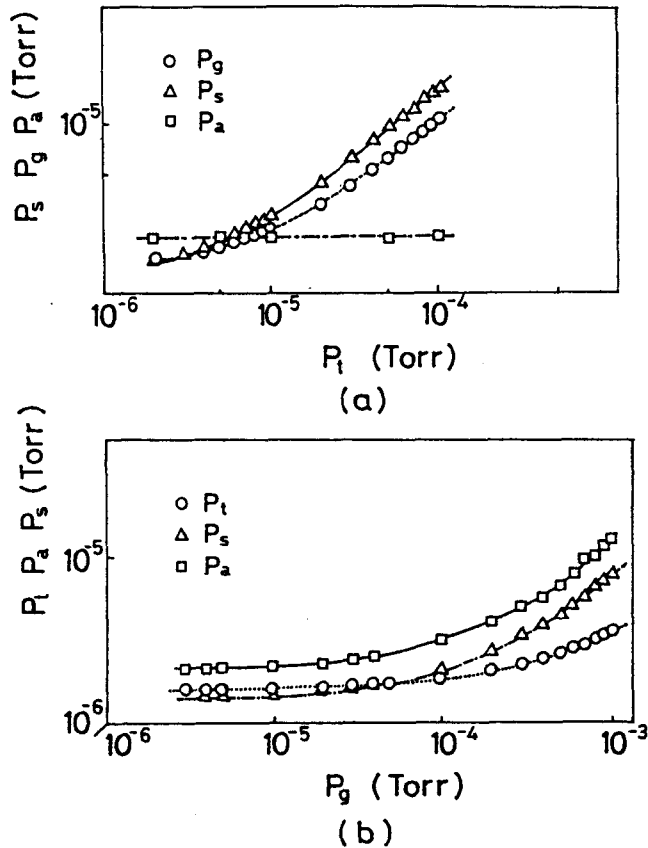


図 3.11 差動排気特性

P_g : ガスセルのガス圧, P_s : 散乱容器内の真空度,
 P_a : 分析器内の真空度, P_t : イオン輸送部の真空度。

した場合は、ガスセルには ガスを入れていない。また(b)は、ガスセルにのみガスを注入した場合である。実験中のそれぞれの真空度は Ar の場合、 $P_t = 5 \times 10^{-5}$ Torr, $P_s = 1.3 \times 10^{-5}$ Torr 及び $P_a = 6.7 \times 10^{-6}$ Torr となり、分析器内は 10^{-6} Torr 台に保たれていることがわかる ($P_g = 5 \times 10^{-4}$ Torr)。

さらに、ガスセル中で生じたイオンを 45° 入射型平行平板静電分析器に入れ、一方の平板を接地しもう一方の平板に印加する電圧を変化させて分析する。二枚の平板の間隔

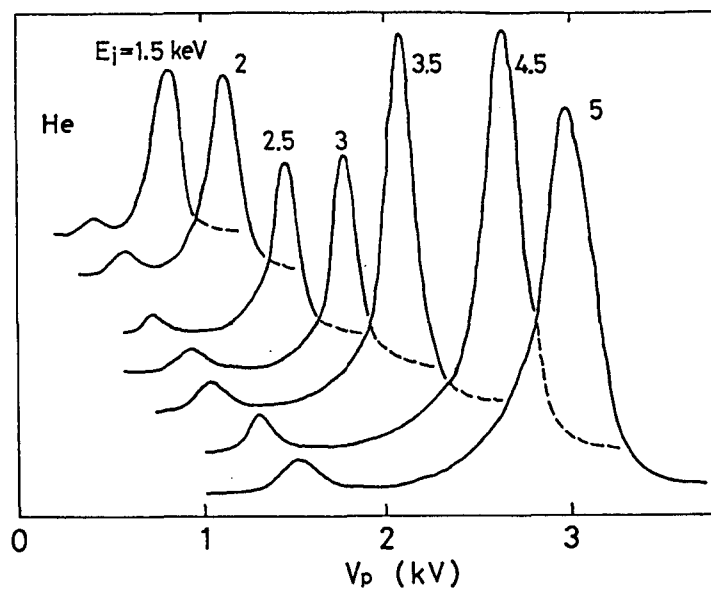
は 2.4 cm とし、イオンの入口孔と出口孔は直径が共に 6 mm で間隔を 8 cm にした。従ってこのイオン分析器の印加電圧 V_p と分析イオンエネルギー E の関係及びエネルギー分解能はそれぞれ、 $V_p = 0.6 E$ 、 $\Delta E/E = 0.15$ と計算される。³⁰⁾ 分析されたイオンの検出には木村等によって改良・小型化されたシンチレーション型のものを製作した。³¹⁾ ステンレス製の二枚のメッシュグリッド G_1 (透過率 60%)、 G_2 (透過率 80%) にそれぞれ、 He^+ の場合 $-10 \text{ kV} + 50 \text{ V}$ 、 -10 kV (Ar^+ の場合 $-9 \text{ kV} + 50 \text{ V}$ 、 -9 kV) を印加し、入射イオンをメッシュとの衝突で電子に変換し、それを接地電位のメッシュをはり付けたシンチレータへ向って加速しシンチレータを発光させ、光電子増倍管で受けて電流として出力する。シンチレータには少量の KNO_3 を加えた KCl 結晶を使った。ガスセルでイオン化されなかった中性粒子は、静電分析器を直進して普通の二次電子型検出器で測定する。

ガスセルの中性粒子イオン変換効率、静電分析器の透過率及び検出器効率などはすべて入射エネルギーに依存する。従って静電分析器の平板に印加する電圧を変化させて測定した検出器の出力電流の特性は、入射中性粒子のエネルギー分布そのものではなく、これらのエネルギー依存性の関数を乗じた形のものである。よって測定した特性から真のエネルギー分布を求めるためには、分析器全体としての入射エネルギーに対する性質を十分知っておく必要がある。そこでまず、既知エネルギーの中性粒子ビームで本分析器を較正する実験を行った。

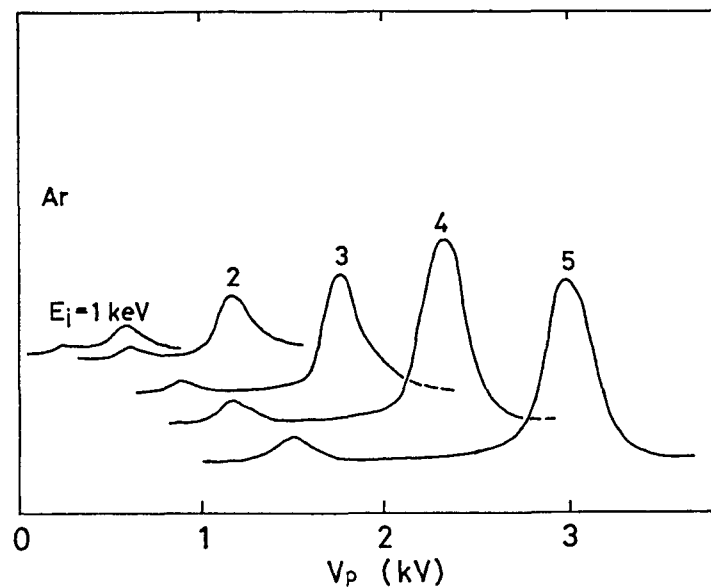
3.5.2 中性粒子ビームによるガストリップング型分析器の較正

図 3.7 の散乱容器の較正ポートにガストリップング型分析器を接続し、ターゲットを移動、イオン輸送電極 3.4、円形スリット及びリミタを接地することにより、イオン輸送部で生成した中性粒子ビームをリミタの穴を通して分析器に導いた。そして既知エネルギーの中性粒子ビームを分析する実験を行った。 He^0 及び Ar^0 に対する結果が図 3.12 にある ((a) He^0 , (b) Ar^0)。横軸は静電分析器の一方に印加した電圧 V_p で、縦軸が検出器の出力電流。これらは入射中性粒子ビームエネルギーを 1 keV から 5 keV まで変化させて得た結果である。それぞれの曲線の大きなピークが V_p とエネルギー E との関係 ($V_p = 0.6 E$) から考えて入射粒子ビームに相当する。ピークの大きさがまちまちなのは入射したビームの粒子束がエネルギーによって違うからである。また大きなピークの低エネルギー側の丁度半分の V_p に対応する位置に小さなピークがすべての場

合に現われる。これはガスセルの中で二価にイオン化した粒子によるピークである。さらに、同図の曲線の大きなピークに対応する V_p の値と入射中性粒子ビームエネルギー



(a)



(b)

図 3.12 ガスストリッピング型分析器による
中性粒子ビームの分析

(a) He, (b) Ar

E の関係をプロットしたのが図 3.13 である。

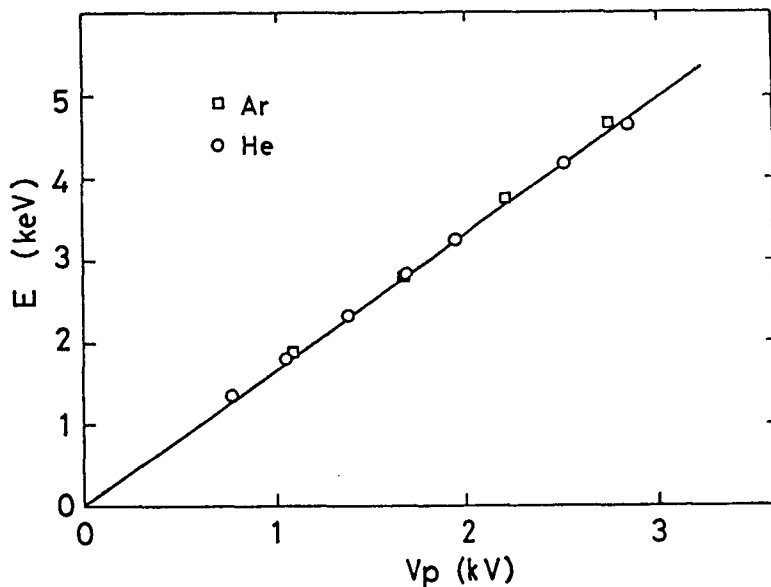


図 3.13 中性粒子ビームエネルギー(E)と V_p の関係

○と□はそれぞれ He^0 , Ar^0 の場合である。実線は本静電分析器の寸法から計算される E と V_p の関係 ($V_p = 0.6 E$) で、実験値はこの直線に一致する。また、分析曲線 (図 3.12) のピークの半値幅 $\Delta E_{1/2}$ と入射エネルギー E の関係を図 3.14 に示す。測定点○, □

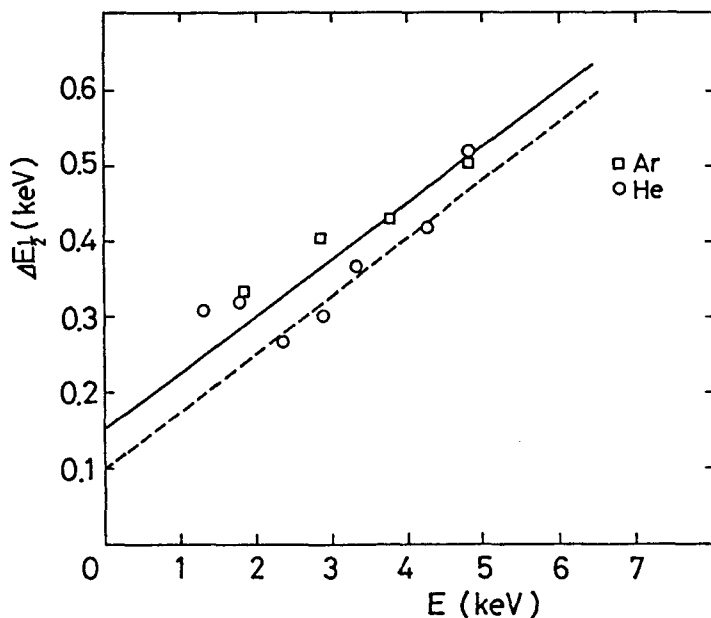


図 3.14 中性粒子ビームエネルギー(E)と $\Delta E_{1/2}$ の関係

は図 3.13と同じ。本分析器の設計値は $\Delta E/E = 0.15$ であるから、 $\Delta E_{1/2} \doteq \Delta E/2$ かつ入射粒子ビームのエネルギー幅がそのエネルギーによって変わらないと仮定すると、測定点は傾きが $0.15/2 = 0.075$ の直線上にあるべきである。実線と破線が $\Delta E_{1/2} = 0.075 E + 0.15 \text{ keV}$ 、 $\Delta E_{1/2} = 0.075 E + 0.1 \text{ keV}$ の直線を表わし、 Ar^0 の場合は実線に、 He^0 の場合は破線に近い値を示す。この直線を低エネルギー側に延長した時の $\Delta E_{1/2}$ 軸との切片の値が、入射中性粒子のエネルギー広がり半値幅を与えることは明らかである。従って本 BPD 中性粒子源から引出される中性粒子ビームは、 $100 \text{ eV} \sim 150 \text{ eV}$ 程度のエネルギー半値幅を有することがわかる。中性化される前のイオンビームは、中性化の際の散乱を考えると、これよりもさらに小さいエネルギー半値幅を持つと予想される。

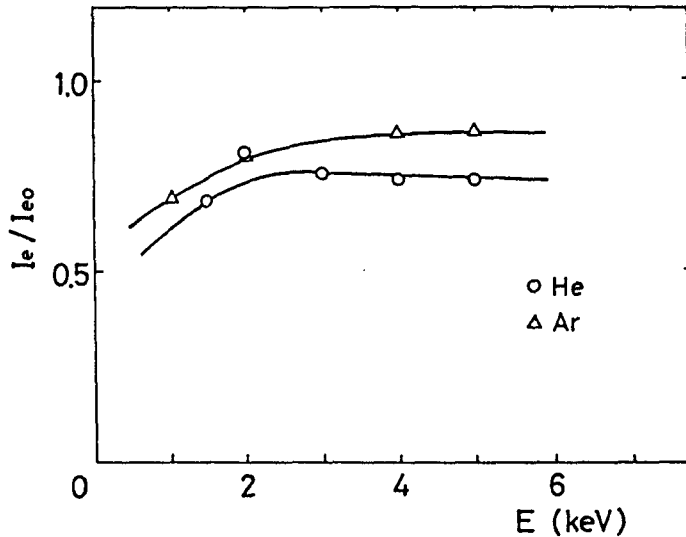


図 3.15 ガスセルの通過効率 (I_e/I_{e0}) と入射中性粒子ビームエネルギー (E) との関係

さて図 3.15 は入射中性粒子のガスセルにおける通過効率と入射エネルギーの関係を示す。 I_{e0} はガスセルにガスを入れない時の静電分析器の背後の二次電子型検出器の出力電流で、 I_e は 3.5.1 節で述べたガスを入れた時の電流であるから、 I_e/I_{e0} はガスセル中の入射粒子の通過効率を示す。ここで中性粒子-イオン交換効率が数%以下であ

ることを考慮すると、ガスセル中の粒子損失はほとんどガス分子との弾性衝突による散乱のためと考えられる。図より Ar^0 、 He^0 共Eが2 keV以下で通過効率が減少し始める。 He^0 の方が粒子損失が大きいのはガスセルのガス圧を高くしたからである。

イオン検出器の光電子増倍管の出力電流 I_{out} は印加電圧 V_{ph} と共に指数関数的に増大する。本実験では He^0 の場合 $V_{\text{ph}} = 1.1 \text{ kV}$ 、 Ar^0 の場合 $V_{\text{ph}} = 1 \text{ kV}$ と He^0 の方を増倍率を上げるように設定した。

以上の分析器各部の入射エネルギー依存性を知り、最終的に得る分析器全体としての入射エネルギーに対する特性を図3.16に示す。縦軸はイオン検出器の出力電流 I_{out} を分析器へ入射した中性粒子束の等価電流（粒子束 ϕ_0 に e を乗じた量）で割った量である。入射エネルギーが3 keV程度以下では $I_{\text{out}}/e\phi_0$ が急激に減少し、検出効率がかなり悪

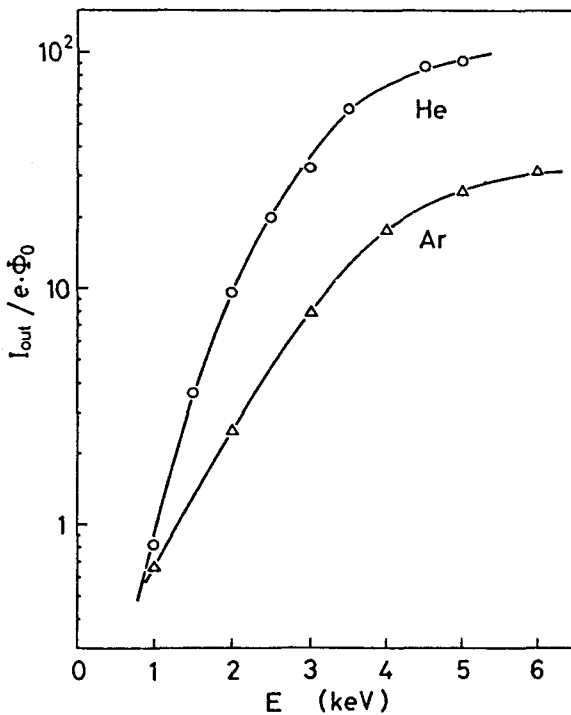


図3.16 ガスstripping型分析器の校正曲線

くなる。従ってこの分析器を2 keV以下の低エネルギー中性粒子の分析に利用する場合には、誤差の増大のため十分注意して結果を吟味しなければならないことがわかる。

3.5.3 イオンビームの銅表面での中性化により生成した中性粒子のエネルギー分析

前節で校正したガストリップング型分析器を今度は散乱容器の測定ポートに接続し、イオンビームの銅表面での中性化によって生成した中性粒子の分析を行った。

図 3.17(a), (b)がその結果で、当然これは図 3.16で校正済みである ((a): He, (b): Ar)。縦軸は単位時間に分析器に入射する中性粒子の数であり、これらの分布は真の意味でのエネルギー分布に粒子速度 v の重みをつけた分布を示す。パラメータ E_i はターゲットに

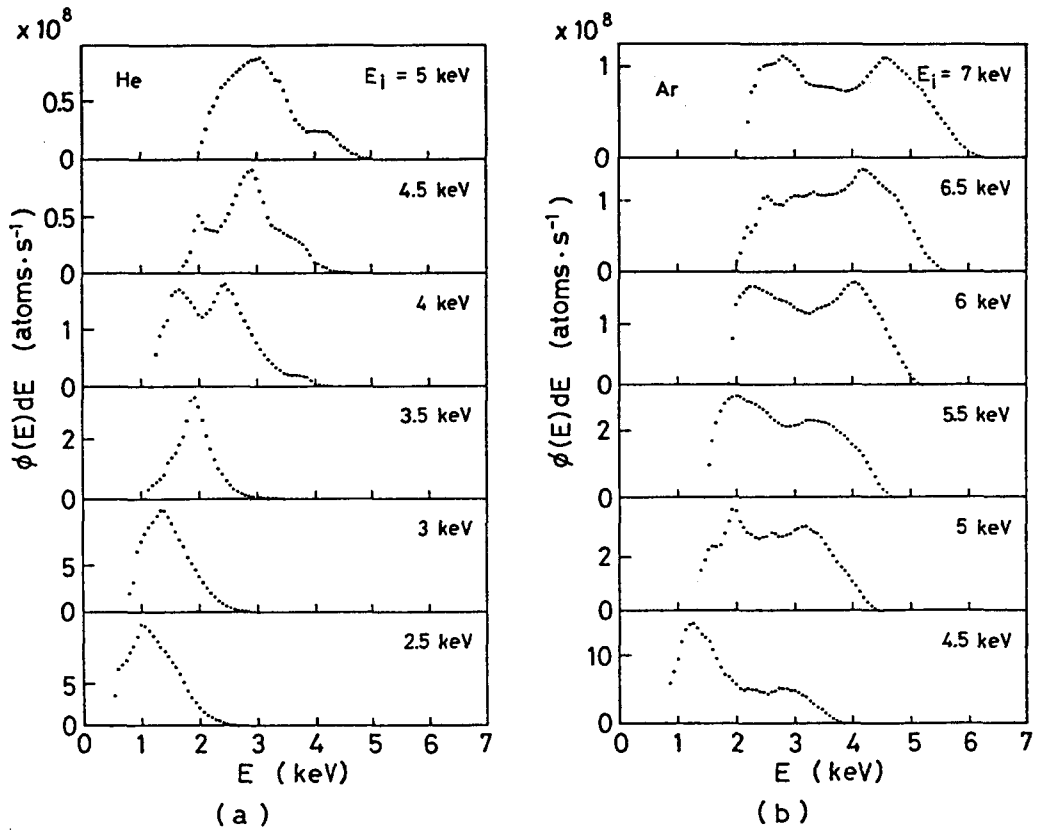


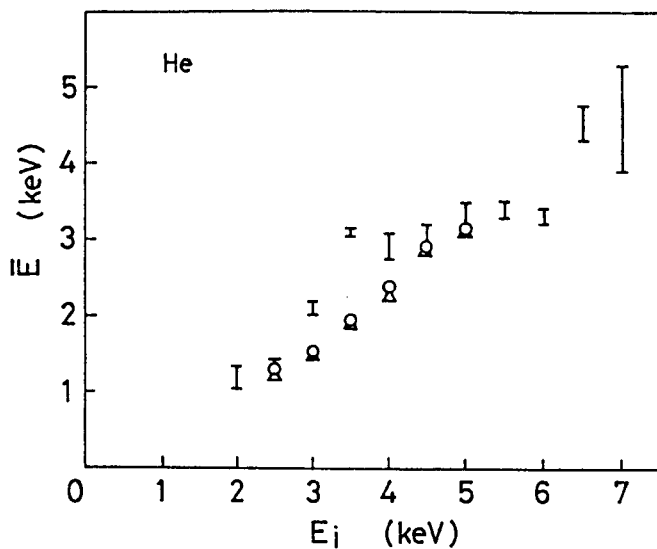
図 3.17 生成中性粒子のエネルギー分布
(a)He, (b)Ar。

衝突するイオンのエネルギー。Arの場合、すべてのエネルギー分布に二つのピークが存在するが、低エネルギー側のピークは図 3.16による較正の際に生じたもので、測定されたイオン検出器の出力電流がノイズレベルに近い信ぴょう性に欠ける。同様に、分布の低エネルギー側特に 2 keV以下のところは図 3.16のように分析器の分析率が悪くなるから、誤差は非常に大きいと思われる。しかしこの二つの結果から、イオンビームの金属表面での中性化によって生成した中性粒子のエネルギーは、入射イオンエネルギーに比べて小さく、かつかなり広がった分布を持つと言える。このような傾向は 5 keVの水素原子ビームを金表面に垂直に衝突させた同様のEckstein等の実験による結果にも現われている。³⁰⁾ 彼等は本実験結果に比べてもっと広いエネルギー分布を得ているが、これには本実験における結果が低エネルギー側で信ぴょう性に欠けることによる誤差も考えられるが、しかし入射角 (67.5°)の違いも忘れてはならない。というのはななめ入射程エネルギー損失が小さくなると考えられるからである。また入射粒子の種類の違いもある。本実験においてはイオン検出器の出力電流を直流の電流計で観測する方法を採ったが、さらにエネルギー分布の詳細を議論するにはパルスカウンティングの技術を導入する必要がある。しかし、本実験は本研究で提案する新しいエネルギー分析法による結果との比較が目的であるので、これ以上追求しなかった。

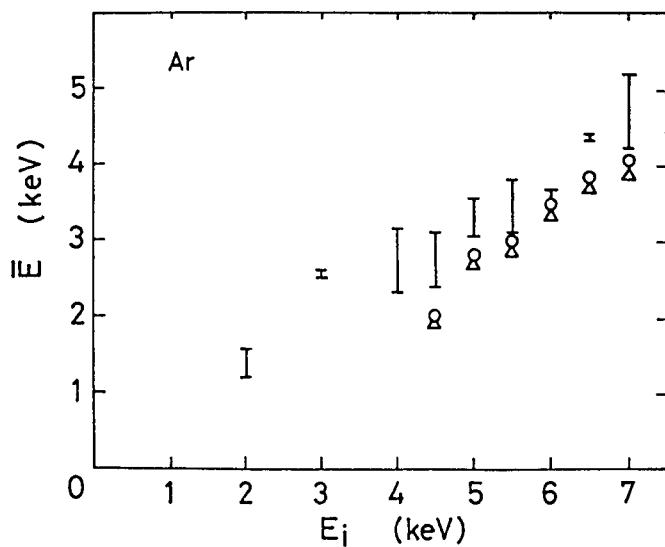
3. 5. 4 二次電子型測定器による結果との比較

図 3.18(a), (b)が、前節のガスストリッピング型分析器で得た結果と 3.4.2 節で述べた二次電子測定による方法での結果を比較したものである。3.4.2 節でも説明したように、横軸がターゲットに入射するイオンのエネルギー E_i 、縦軸は生成中性粒子の平均エネルギーである。ここで二次電子型で測定できる平均エネルギー \bar{E} は、普通の意味の平均エネルギー $\langle E \rangle$ ではなくて、粒子束 $v n(E)$ に二次電子放出係数 $r(0^\circ, E)$ を乗じた量に関する平均エネルギーであるので、これと比較するため次のような方法でガスストリッピング型分析器による結果図 3.17を平均化した。図 3.17は粒子束に関する分布であるので、これに第 2 章 2.4.2 節の予備実験で得た $r_+(E)$ を乗じて数値積分を実行して \bar{E} を算出した。それを○印で示す。図中△印は図 3.17から求められる普通の意味での平均エネルギー $\langle E \rangle$ をプロットしたもので、 \bar{E} に比べて10%位小さな値を示す。ガスストリッピング分析器による結果 (○印) と二次電子測定による結果(I)を比較すると、少し後者が大きいと全体としてよく似た傾向を示す。普通の平均エネルギー (△印) と

比較しても、二次電子型測定器による結果との違いは30%以内であった。



(a)



(b)

図 3.18 エネルギー測定結果の比較

(a) He, (b) Ar

3. 6 二次電子型測定器の測定可能エネルギー範囲・測定精度と それらへの測定条件の影響

3. 6. 1 エネルギーの上限・下限・精度

二次電子型測定器で求められるエネルギーは、普通の意味の平均エネルギー $\langle E \rangle$ ではなくて、 $E^{3/2}$ の重みのついた分布関数に関する平均である。今簡単に図 3.19 に示すような矩形のエネルギー分布関数を仮定すると、真の平均エネルギー $\langle E \rangle$ に対する測定エ

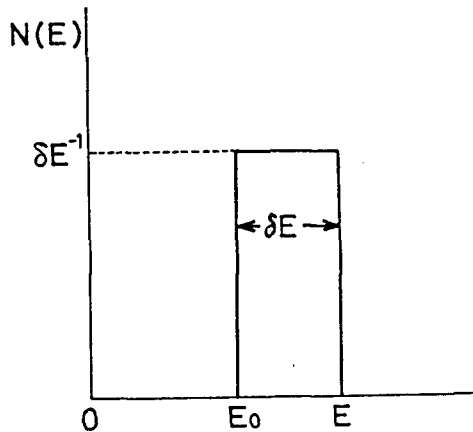


図 3.19 矩形エネルギー分布関数

ネルギーの誤差の大きさを評価することができる。図のような分布関数の真の平均エネルギーは、式 (3.18) より簡単に $\langle E \rangle = E_0 + \frac{1}{2} \delta E$ であることがわかる。一方、二次電子型測定器による測定エネルギー \bar{E} は、二次電子放出係数 $\gamma_0(0; E)$ が数 keV オーダーの中性粒子入射に対して入射エネルギーに直線的依存性をもつことを考慮する、つまり $\gamma_0(0; E) = A(E/E_c - 1)$ とおくと、²⁰⁾ 式 (3.17) より

$$\bar{E} = \frac{\int_0^\infty E \sqrt{E} (E/E_c - 1) N(E) dE}{\int_0^\infty \sqrt{E} (E/E_c - 1) N(E) dE} \quad (3.22)$$

と表わすことができる。ここで E_c は 500eV 程度のエネルギーで、 $E = 5 \text{ keV}$ とすると $E/E_c \doteq 10$ となり、この程度以上のエネルギー E に対して $E/E_c - 1 \approx E/E_c$ と考えても大きな誤差はない。すると図 3.19 のような矩形分布の場合には

$$\bar{E} = \frac{5}{7} E_0 \frac{(1+x)^{7/2} - 1}{(1+x)^{5/2} - 1} \quad : \quad x = \frac{\delta E}{E_0} \quad (3.23)$$

となり、真の平均エネルギー $\langle E \rangle$ に対する相対誤差 $(\bar{E} - \langle E \rangle) / \langle E \rangle$ を $x (= \delta E / E_0)$ に対して図に表わすと図 3.20 となる。図よりエネルギー分布の幅が大きい程

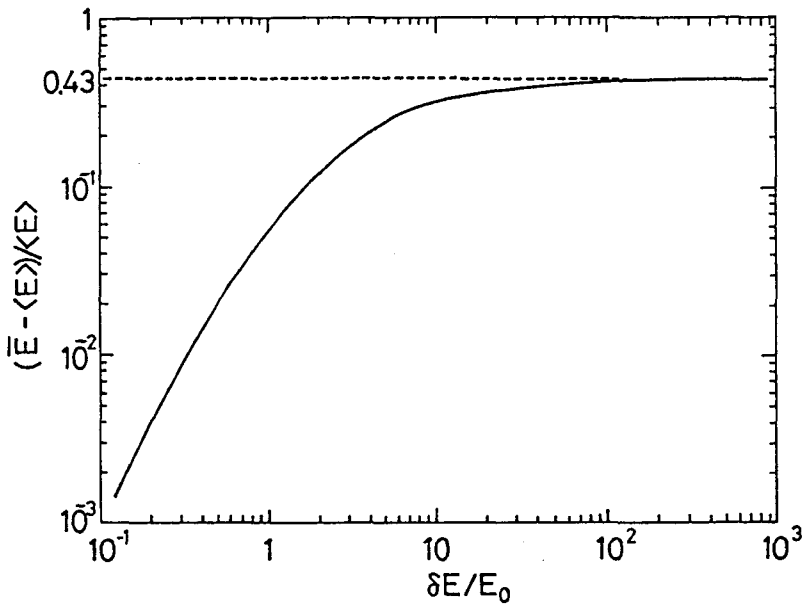


図 3.20 測定エネルギー \bar{E} の平均エネルギー $\langle E \rangle$ からのずれ

測定エネルギー \bar{E} の真のエネルギー $\langle E \rangle$ からのずれは大きくなるが、誤差は飽和の傾向にあり、相対誤差は $x \rightarrow \infty$ の時の値 0.43 に近づいていくことがわかる。

中性粒子エネルギー測定のための本方法の原理的な分解能 $\Delta E / E$ は、上記真の平均エネルギーからのずれを考えない場合 ($\delta E / E_0 \rightarrow 0$) には入射中性粒子束の空間的発散角によって決まる。今発散角を $d\theta$ とすると二次電子型測定器のエミッタ電極は入射粒子に対して $(\theta - \frac{1}{2}d\theta)$ と $(\theta + \frac{1}{2}d\theta)$ の間の入射角を持つ。二次電子放出係数の入射角依存性を考えると、垂直入射 ($\theta = 0^\circ$) とした場合の入射角の少々のはずれは二次電子電流 $I_e(0^\circ)$ にほとんど影響しないから、分解能 $\Delta E / E$ は $k(\theta, E)$ の θ 及び E 依存性から見積ることができる。図 3.3 において $\theta = 80^\circ$ とすると分解能はおおよそ $\Delta E / E \approx 0.0144 d\theta / (0.336 + 0.0144 d\theta)$ と考えることができる。これは $d\theta = 5^\circ$ としても $\Delta E / E \leq 0.18$ であり、測定器の前に数枚のスリットをおくことによりどんな場合でも $d\theta$ をこれより小さくすることは可能である。従って原理的にはこの二次電子型測定器の分解能は入射粒子のエネルギー分布の広がりによる真の平均エネルギーからのずれによってきまることがわかる。つまり、43%以内の精度で入射中性粒子の平均エ

エネルギーを測定できると言える。

本方法は垂直入射の場合の二次電子放出係数に対するある角度 θ の場合の二次電子放出係数の比 $k(\theta, E)$ ($\equiv r_0(\theta, E) / r_0(0^\circ, E)$) のエネルギー依存性を用いるから、エネルギー E が十分大きくて $k(\theta, E)$ が $\sec \theta$ 則に従うようになると分解能がなくなる。従ってこの方法の測定可能エネルギーの上限は $k(\theta, E)$ が $\sec \theta$ 則に合い始めるエネルギー E_{th} によってきまる。しかし 3.2.2 節の図 3.4 から E_{th} は入射角 θ によって大きく変化する。同図より E_{th} は Ar の場合 $\theta = 70^\circ$ で $\sim 15\text{keV}$ 、He の場合は $\theta = 80^\circ$ で $\sim 13\text{keV}$ であるから、 θ をもう少し大きくすることによって 20keV ぐらいまでは測定可能な上限を増すことができるであろう。一見 θ をさらに 90° に近づければもっと高いエネルギーまで測定できそうであるが、 θ が 90° に近づくと入射中性粒子の表面での反射が大きくなり、かえって二次電子電流が下がるため限界がある。一方、測定可能エネルギーの下限は $k(\theta, E)$ のエネルギーに対する変化割合と $K(\theta)$ 測定の精度に関係している。本実験における $K(\theta)$ 測定に対しては He の場合平均 10% 程度の違いが数回の実験によって確認された。従って図 3.9 のエラーバーで示したように測定エネルギー値に平均 300eV ぐらいの誤差が出る。もしファクター 2 までの誤差を許す場合には、測定可能エネルギーの下限は 300eV と見積ることができる。しかし、 $K(\theta)$ 及び $k(\theta, E)$ 測定の精度が上がればもっと低いエネルギーでも測定が可能となるだろう。

3. 6. 2 入射粒子強度及び真空度の影響

一般に二次電子放出現象は表面条件・周囲の環境に非常に敏感であると言われている。そこで $k(\theta, E)$ のこれらへの依存性を中性粒子のエネルギー測定の実用の見地から評価した。実際に中性粒子のエネルギーを測定する場合には中性粒子の強度や測定時の周囲の真空度はさまざまである。

そこで入射中性粒子強度と散乱容器内の真空度を変化して $k(\theta, E)$ の変化の様子を観測した。図 3.21 は $k(\theta, E)$ への He 中性粒子束強度の影響 (a) 及び周囲の真空度の影響 (b) を測定した結果である。 θ は 80° とした。(a) の入射中性粒子強度の影響の結果においては、横軸の粒子束強度は銅表面に垂直入射した時の二次電子電流 I_e で表わし、 0.5 nA から 30 nA まで変化した。また (b) の周囲の真空度は、散乱容器に少し He ガスを注入することによって $5 \times 10^{-6}\text{ Torr}$ から 10^{-4} Torr まで調節し実験を行った。注入ガスの種類を変えた測定は行わなかったが、これはプラズマ診断への応用においてエミッタ表

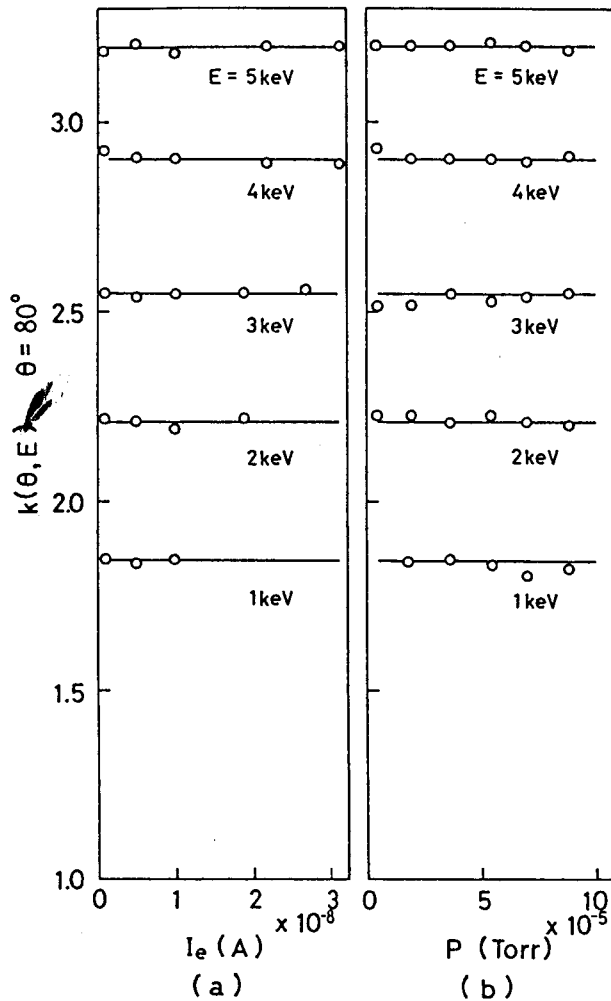


図 3.21 $k(\theta, E)$ への入射中性粒子束強度(a)及び周囲真空度(b)の影響

面付近のバックグラウンドの空気圧 ($\sim 10^{-6}$ Torr)より少し高い不純物ガスはほとんどの場合入射中性粒子と同種であるからである。両図共、パラメータは入射エネルギーである。結果として $k(80^\circ, E)$ の値は、これら入射粒子強度及び真空度に依存せず、ほぼ一定であった。従って中性粒子のエネルギー測定を行う場合、これらの条件は考慮しなくてよいことがわかる。

図 3.22は入射中性粒子ビーム エネルギーを 4 keVに固定してエミッタに当て続け、エミッタへの入射角 θ を $0^\circ, 80^\circ, 0^\circ, 80^\circ, 0^\circ, 80^\circ, \dots$ と交互に変化させながら約 1 時間 $k(80^\circ, E)$ の変化を観測した結果を示す。二次電子電流が約 1 nA となるよう入射粒子束を制限して実験を行った。時々測定を中断し (その時間を図中 r. t. で表わす。), 以後の変化も観測した。

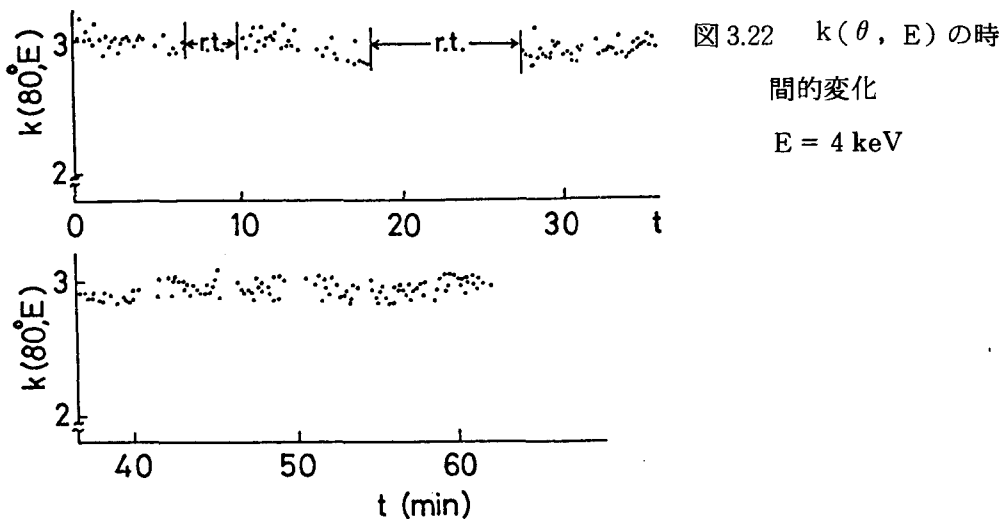


図 3.22 $k(\theta, E)$ の時間的变化
 $E = 4 \text{ keV}$

図よりしばらく測定を中断した後も $k(80^\circ, E)$ は中断前の値と変わらず、また約60分経過してもランダムなばらつき以外の変化は見られないことがわかる。

3. 6. 3 エミッタ表面の粗さ・温度の影響

二次電子放出現象に固体表面の粗さ及び温度も大きな影響を与える。そこでこれらの $k(\theta, E)$ への影響も考察した。

本実験においては二次電子を放出するエミッタとして市販の銅板を金属研磨剤ピカールで研磨し、アセトンで十分洗浄したものを用いている。表面の粗さの影響を調べるためこの銅板を種々の粗さのエメリー紙で擦り粗くして実験に用いた。結果を図 3.23 に示す。Ar⁰ を入射し、 $k(70^\circ, E)$ のエネルギー E 依存性の変化を観測した。粗さの程度は 4 種類変えて行ったが、○, △, □, ● はそれぞれピカール研磨, 1,000 番エメリー紙研磨, 600 番エメリー紙研磨, 150 番エメリー紙研磨の場合で、順に粗くなる。図からわかるように $k(70^\circ, E)$ は表面の粗さに関係し粗くなる程小さくなる、すなわち二次電子放出係数の入射角への依存性が少なくなる。3.2.1 節で述べた Sternglass の理論から推測される二次電子放出係数の入射角依存性は、固体中で生じた二次電子が表面まで到達するのに走る距離に関係している。すなわち、ななめ入射程その距離が小さく、その途中で失われる電子も少ない。ところが、表面が粗くなると同じ深さの点で発生した二次電子であっても走る距離にばらつきが生じ、入射角依存性がぼやけてくる。これは粗くなる程顕著で、極端な場合にはまったく入射角によって変わらないことも有り得る。

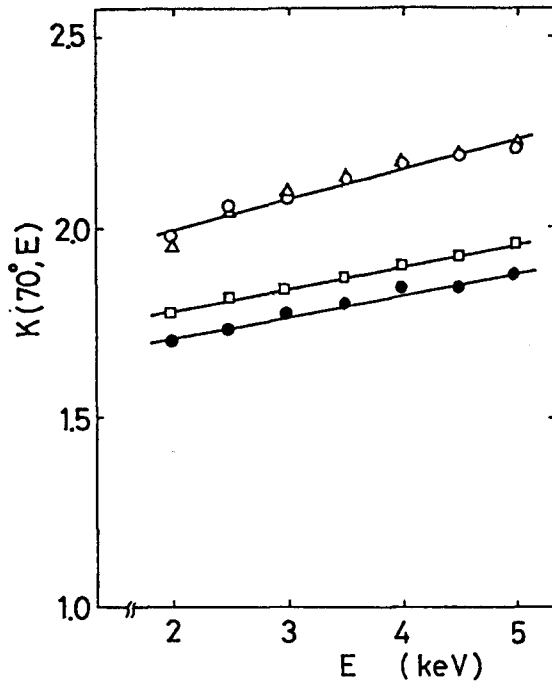


図 3.23 $k(\theta, E)$ へのエミッタ表面

粗さの影響

○：ピカール研磨

△：1000 番エメリー紙研磨

□：600 番エメリー紙研磨

●：150 番エメリー紙研磨

おそらく以上の理由で粗くなる程 $k(70^\circ, E)$ が小さくなるのであろう。しかし、ピカール研磨の場合と 1000 番 エメリー紙研磨の場合にはほとんど変化がなかった。従ってこの程度の細かさに表面を仕上げることによって安定な $k(\theta, E)$ 及び $K(\theta)$ 測定が可能であると思われる。また中性粒子照射によるスパッタリングが原因した表面の荒れは、入射粒子束を小さくすることによってかなり長時間押えることができるだろう。

さて、本実験におけるようなエミッタ表面周辺の真空度 ($\sim 10^{-6}$ Torr) では、二次電子放出係数 $r_0(0^\circ, E)$ はエミッタ表面温度に対し負の依存性を持っている。つまり、温度を上げると $r_0(0^\circ, E)$ が小さくなる。これは一般に温度上昇による表面吸着ガスの減少によるものと理解されている。そこで $k(\theta, E)$ がエミッタ温度に依存するかどうかとも調べた。実験には背面にニクロム線ヒータを取り付けた銅エミッタを用い、ヒータに流す電流を調節して温度を制御した。CA 熱電対で測定したエミッタ表面温度とヒータ電流 I_h の関係を図 3.24 に示す。 $I_h = 8$ A でエミッタ表面を 500°C 以上に加熱することができる。エミッタ温度はヒータ電流を急に上げても除々にしか上がらないから、ヒータ電流設定後約 15 分してエミッタ温度がほぼ一定になった時の値を読んだ。従って以後の測定においても 15 分のエミッタ温度上昇時間を考慮した。また通常二次電子電流はエミッタに接続したメータで測定しているため、ヒータを加熱するとそれからの熱電

子による電流も同時に測定することになる。そこで必ず中性粒子を照射した時のエミッ

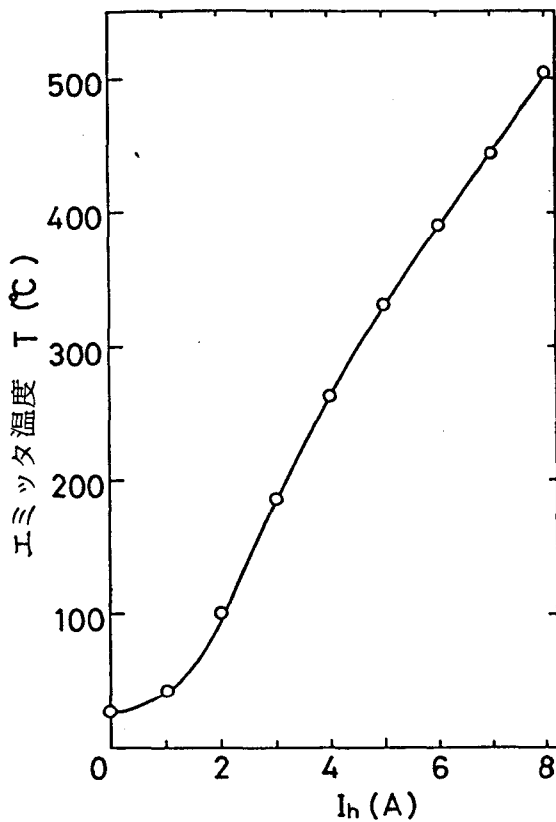


図 3.24 エミッタ表面温度と
ヒータ電流 (I_h) の
関係

ッタ電流と照射しない時のエミッタ電流の二つを測定し、その差として中性粒子衝突による二次電子電流を決定した。しかし、ヒータ電流が 5 A 程度になると熱電子による電流が急増し二次電子電流の値を越えて大きくなるので、エミッタ温度にして 400°C 以上では測定しなかった。二次電子電流及び $k(\theta, E)$ の温度依存性の測定結果を図 3.25 に示す。実験には Ar^0 を用い、垂直入射 ($\theta = 0^{\circ}$) の時の二次電子電流 $I_e(0^{\circ})$ と $\theta = 70^{\circ}$ とした時の $k(70^{\circ}, E)$ の温度による変化を観測した。図中、実線が $k(70^{\circ}, E)$ で破線 I_e を表わし、共に縦軸は室温 (20°C) の時の値を 1 と規格化して示した。また、入射 Ar^0 のエネルギーを 2 keV から 5 keV まで変えて測定した。図より $k(70^{\circ}, E)$ も温度上昇と共に減る傾向にあることがわかるが、 I_e の変化程大きくない。 $k(\theta, E)$ は二次電子放出係数 $\tau_0(\theta, E)$ と $\tau_0(0^{\circ}, E)$ の比と定義されているから、比をとることによって τ_0 の温度依存性がある程度相殺されたようである。

$k(\theta, E)$ の中性粒子エネルギー測定への応用の観点からは、完全に相殺されて

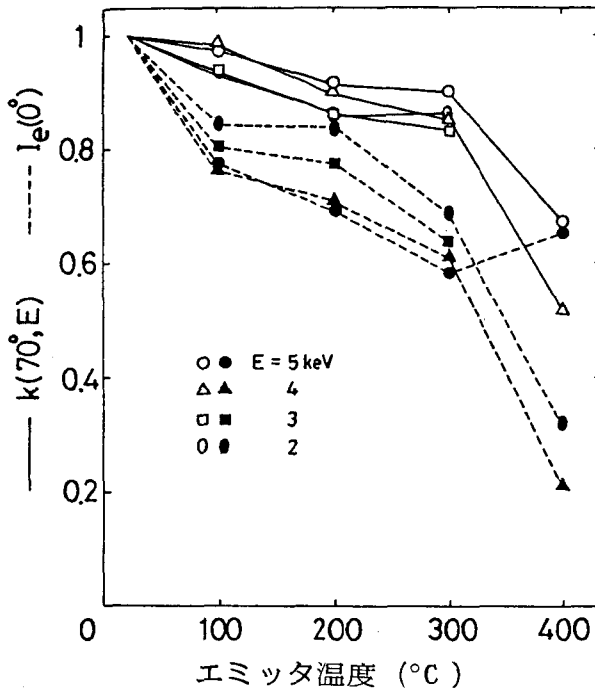


図 3.25 $k(\theta, E)$ 及び $I_e(0^\circ)$ へのエミッタ表面温度の影響

温度依存性を持たないことが望ましいが、測定器が 200°C 、 300°C といった高温の環境に置かれることはまずないと考えられる。 100°C までの温度に限ると変化は 5% 以内と非常に小さく、おそらく測定のばらつきの範囲内に入ってしまうと思われる。また測定の際の中性粒子衝撃による温度上昇については、入射粒子束が小さい場合には問題とならないし、粒子束が大きい場合にもそれを小さくすることは難しくない。

3.7 超高温プラズマのイオン温度測定への応用

—均一プラズマの場合—

本節では、本研究の主題である超高温プラズマの荷電交換中性粒子計測に $k(\theta, E)$ の入射エネルギー依存性を利用する可能性について検討する。実際に発生するプラズマの不均一さを考慮した詳細の議論は次章に譲ることとして、ここでは場所的に均一分布した He プラズマから放出される He 中性粒子のエネルギー測定を考える。

荷電交換中性粒子を金属表面に直接衝突させた場合、入射角 θ で入射した時の二次電子電流 $I_e(\theta)$ と垂直入射時の二次電子電流 $I_e(0^\circ)$ の比 $K(\theta)$ は、プラズマ中のイオンが温度 T_i のマクスウェル・エネルギー分布をしているとすると、 $k(\theta, E)$ を使って式 (3.21) のように表わすことができる。

$$K(\theta) = \frac{\int_0^\infty k(\theta, E) r_0(0^\circ; E) \sigma_{\text{ex}}(E) E \exp\left(-\frac{E}{k_B T_i}\right) dE}{\int_0^\infty r_0(0^\circ; E) \sigma_{\text{ex}}(E) E \exp\left(-\frac{E}{k_B T_i}\right) dE} \quad (3.21)$$

ここで $\sigma_{\text{ex}}(E)$ は荷電交換衝突断面積。式 (3.21) の右辺は、 $k(\theta, E)$ 、 $r_0(0^\circ, E)$ 、 $\sigma_{\text{ex}}(E)$ のエネルギー依存性がわかっている場合には、積分が実行でき T_i と θ のみの関数となり、ある角度 θ について $K(\theta)$ を測定すると逆にイオン温度 T_i が推定できる。本節では、 $K(\theta)$ が T_i にどれくらい依存するのかを知るために、He プラズマを想定し 3.2.2 節の図 3.3 より $k(\theta, E)$ を

$$\begin{aligned} k(60^\circ, E) &= \begin{cases} 0.088 E + 1.53 & E \leq 5.34 \text{ keV} \\ 2.00 & E \geq 5.34 \text{ keV} \end{cases} \\ k(70^\circ, E) &= \begin{cases} 0.192 E + 1.51 & E \leq 7.34 \text{ keV} \\ 2.92 & E \geq 7.34 \text{ keV} \end{cases} \\ k(80^\circ, E) &= \begin{cases} 0.336 E + 1.51 & E \leq 12.65 \text{ keV} \\ 5.76 & E \geq 12.65 \text{ keV} \end{cases} \end{aligned} \quad (3.24)$$

と仮定して、 $K(60^\circ)$ 、 $K(70^\circ)$ 、 $K(80^\circ)$ とプラズマイオン温度 T_i の関係を算出

した。高速の He^+ と低速 He^0 の間の共鳴的荷電交換衝突断面積 $\sigma_{\text{ex}}(E)$ は何人かの研究者によって実験的に決定されているが、ここでは本計算で必要とする幅広いエネルギー範囲(100eV~100keV)でデータを出したSmirnov等の結果を用いることとした。³³⁾ 二次電子放出係数のエネルギー依存性に関しては、第2章図2.16(b)の実線(He^0-Cu : Hayden et al.)と点線(Arifovによる He^+-Mo のデータを1keV He^+-Cu の Hayden et al.のデータで規格化)の組み合わせを用いた。結果を図3.26に示す。イオン温度 T_i については100eVから10keVまでの変化に限った。 $K(\theta)$ は、 $\theta=60^\circ$ の

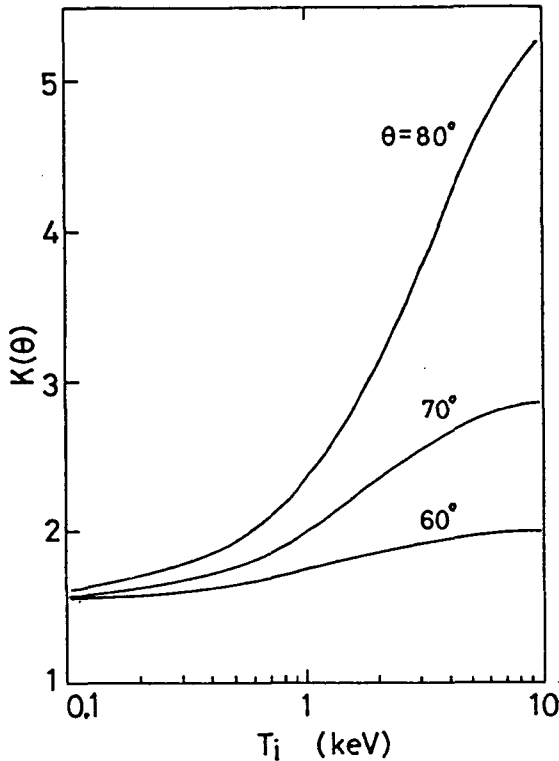


図3.26 Heプラズマのイオン温度(T_i)と $K(\theta)$ の関係

場合には T_i が変わってもほとんど変化しないが、 θ を大きくすると T_i に対する $K(\theta)$ の変化量が大きくなり、特に $\theta=80^\circ$ に設定するとイオン温度が約1keVを越すと急増增加することがわかる。従って $K(\theta)$ の測定誤差を10%程度に押えることができるなら、数100eVから10keVまでのイオン温度を30%以内の誤差で推定できることになる。

3.8 水素原子入射による二次電子放出係数の入射エネルギー及び入射角依存性

前節では、Heプラズマの荷電交換中性粒子計測を想定した簡単な計算を行い、イオン温度と測定される二次電子電流の比 $K(\theta)$ の関係を導出した。しかし、現在の超高温プラ

ズマ生成, 閉じ込めの研究は水素プラズマによって行われている。従って本研究で提案するイオン温度測定法のそれへの応用を議論するには水素プラズマを想定した検討が不可欠である。水素プラズマから放出される荷電交換中性粒子は水素原子であるから, この目的のためには水素原子衝突による銅表面の $k(\theta, E)$ (入射角 $\theta=0^\circ$ で衝突した時の二次電子放出係数に対するある入射角 θ で衝突した時の二次電子放出係数の比) を知らねばならない。そこで本節ではそのための実験装置の構成及び実験方法をまず述べ, 後に水素原子による $k(\theta, E)$ の測定結果を示す。この $k(\theta, E)$ を用いた水素プラズマのイオン温度測定への本方法の議論は次章に譲る。

3.8.1 BPDイオン源からの水素原子イオンビームの選別

これまで, 本研究の実験は Ar^0 あるいは He^0 を用いて行ってきた。それは Ar 及び He が単原子分子で本研究で製作したBPD型中性粒子源から取り出せる中性粒子としてそれぞれ Ar^0 , He^0 しか存在しないと考えられるので, 質量選別せずに用いることができるからである。ところが, 水素ガスをイオン源の放電室に注入して得られるイオンビームは, 水素原子イオンビーム (H^+) だけでなく, 水素分子イオン (H_2^+ , H_3^+ 等) も含まれる。従って水素原子 H^0 , 水素分子 (H_2^0 , H_3^0) の混じった形の中性粒子ビームが本中性粒子源から引出されることになる。そこで水素原子ビームのみを得るためには, イオン源から引出されるイオンビームの中から水素原子イオンビームのみを選別し, 低圧ガス室 (ガスセル) を通過させ中性化する少々複雑な方法を用いなければならない。

一般にイオンビームの質量選別には磁界偏向を利用するのが普通であるが, これには電磁石によるものと永久磁石によるものがある。電磁石によるイオンビームの質量選別は, 電磁石の励磁電流を調節することによってギャップ間の磁界強度を変化できるので, 出射角一定ですべての質量のイオンの選別を行うことができる。しかし, 選別能力を増すために大きな磁界を得ようとする, 電磁石はその構造上どうしても大きくかつ重くなる。一方, 永久磁石による質量選別は, 磁界を変化することが難しいため, 磁場と垂直方向に電界を加えていわゆるウィーンフィルタの形で利用することが多い。³⁴⁾ この場合には電磁石と違って非常にコンパクトとなるため真空容器の中に入れてしまうことができる。本研究に用いているBPDイオン源は負の高電圧空間にイオンビームを引出す構造となっているため, イオンビームを磁界偏向するには磁石も同電位に浮かさねばならない。従って真空容器の中に入れてしまうことが簡単な永久磁石を使うこととした。

製作した磁界偏向装置を図 3.27(a) にその寸法と共に示す。永久磁石には希土類コバ

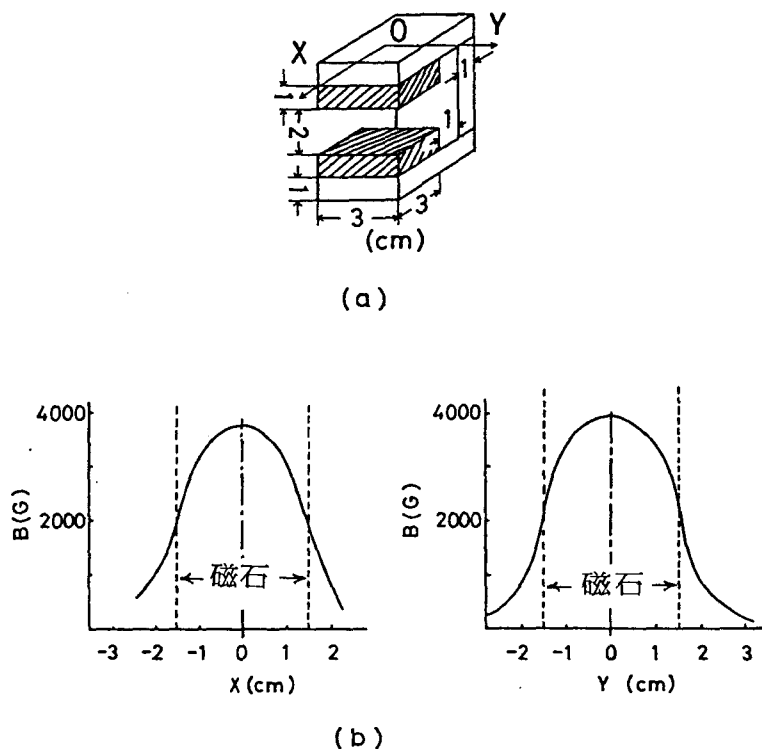


図 3.27 磁界偏向装置(a)とその磁界強度分布(b)

ルト磁石を用い、図に斜線を施したような $3\text{ cm} \times 3\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ の角形のもの 2 個とし、残りの磁気回路は軟鉄で構成した。2 つの磁石のギャップに作られる磁界強度分布を同図 (b) に示す (X , Y の位置は(a)にある)。最大磁場は 4000 ガウスで、磁石中心から X または Y 方向へ 5 cm 離れた位置での漏れ磁場は 10 ガウス以下である。

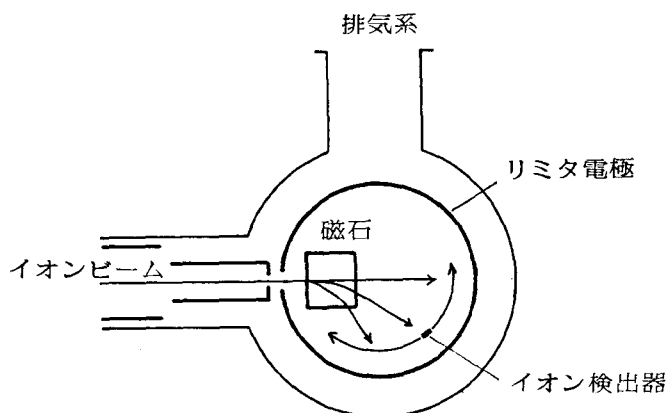


図 3.28
水素イオンビームの
質量分析の実験装置

まず、イオン輸送電極、リミタ及びこの磁界偏向装置にイオン引出し電圧と同じ負の高電圧を印加しイオンビームを散乱容器内に導き、図 3.28 に概略を示す構成で BPD イオン源から引出された水素イオンビームの質量分析を行った。イオン検出器は幅 1 cm のアルミニウム板とし、それに接続した電流計でイオン電流（厳密にはイオン電流と二次電子電流の和）を読んだ。また検出器を図のように回転して電流変化を観測し、質量スペクトルを得た。結果が図 3.29 にある。横軸は測定された偏向角から簡単な磁界偏向の式を

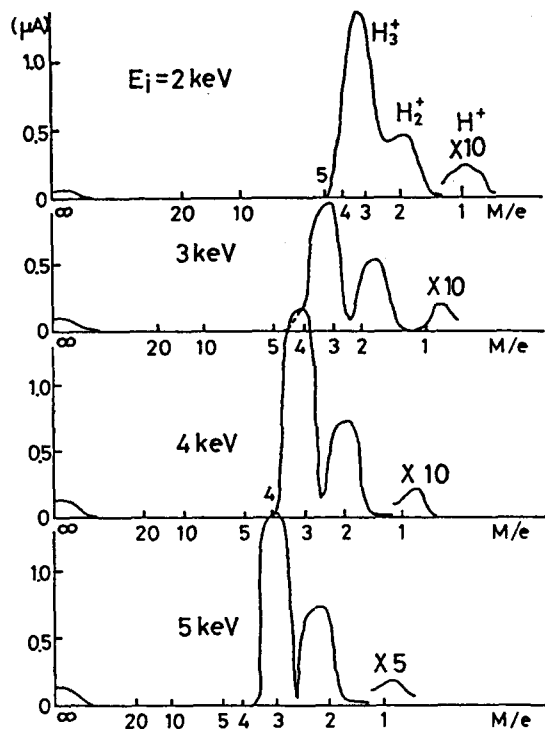


図 3.29 BPD イオン源から引出した水素イオンビームの質量スペクトル

用いて計算される M/e [a, m, u, /coulomb] である。これらはイオンエネルギーが 2 keV, 3 keV, 4 keV, 5 keV の 4 つの場合の質量スペクトルで、 M/e の値が無限大の所のピークは磁場によって偏向されない中性粒子を示す。図より本 BPD イオン源において得られるビーム成分で最も多いのが H_3^+ で、次いで H_2^+ , H^+ の順に少くなる。とくに H^+ のピークは 10 倍あるいは 5 倍して描いてあるから H^+ は非常に少ない。この傾向はイオンエネルギーを変化させても変わらない。またそれぞれのピークの幅がかなり広いのは、検出器の幅を大きくしたためでその幅から計算されるものと一致する。とにかく、本 BPD イオン源の通常動作状態で少量ではあるが H^+ を引出せることが確認された。

3. 8. 2 水素原子ビームの生成とそれによる $k(\theta, E)$ の測定

水素原子ビームによる $k(\theta, E)$ 測定のための実験装置の概略図を図 3.30 に示す。

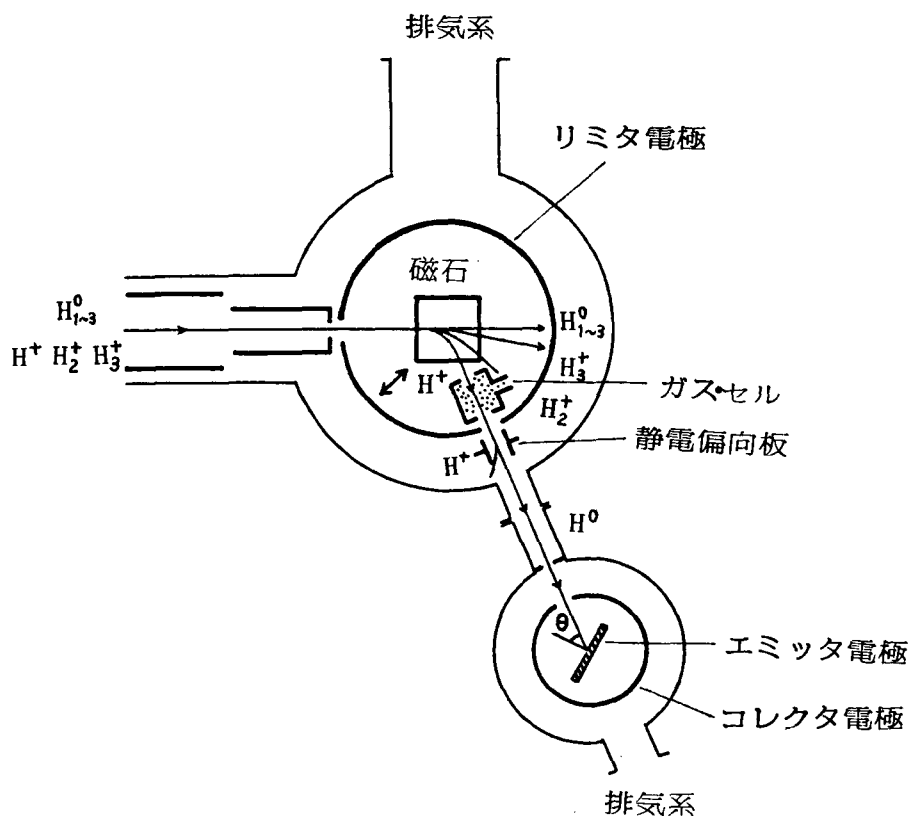


図 3.30 H^0 入射による $k(\theta, E)$ 測定の実験装置

磁界偏向装置を散乱容器の中央に置き、入射するイオンビームを偏向・質量選別し、 H^+ のみをガスセル ($\sim 10^{-3}$ Torr) に導き中性化する。中性化したもの (H^0) は小型散乱容器に直径 5mm の円形スリットで絞って入れ、回転可能な銅エミッタに当てて $k(\theta, E)$ を測定する。中性化しなかった H^+ は静電偏向板で曲げてエミッタに入射しないようにする。小型散乱容器は、それに入射する H^0 と磁界偏向装置に入射するイオンビームのなす角が 67.5° となるよう大型散乱容器の測定ポートの 1 つに接続した。一方、イオンビームを偏向する磁界強度は一定であるからエミッタに到達することのできる H^0 は、磁界強度と偏向角 67.5° によって決まるただ 1 つのエネルギーを持ったものだけである。従ってこのままでは $k(\theta, E)$ の H^0 エネルギー (E) 依存性を測定することができない。大型散乱容器に接続するポートを変えて偏向角を変え、小型散乱容器に入射する H^0 のエネ

ルギーを変化させることもできるが、測定ポートの数が少ないから多くのEに対するデータを得ることはできない。そこで、本実験では磁界偏向装置の位置を矢印の方向に連続的にずらすことによってイオンビームが磁界中を走る距離を変化させ、1 keVから5 keVまでのエネルギー範囲で H^+ の偏向角をいつも 67.5° に調節し、散乱容器の接続ポートを変えずに $k(\theta, E)$ 測定を行った。磁界偏向装置の位置と入射水素原子イオンエネルギーの関係は、サイクロトロン半径 r_c を用いた簡単な解析から導出でき、それを図にしたのが図3.31である。L及びdは図中左上の模式図で示すように、 H^+ が入射ビ

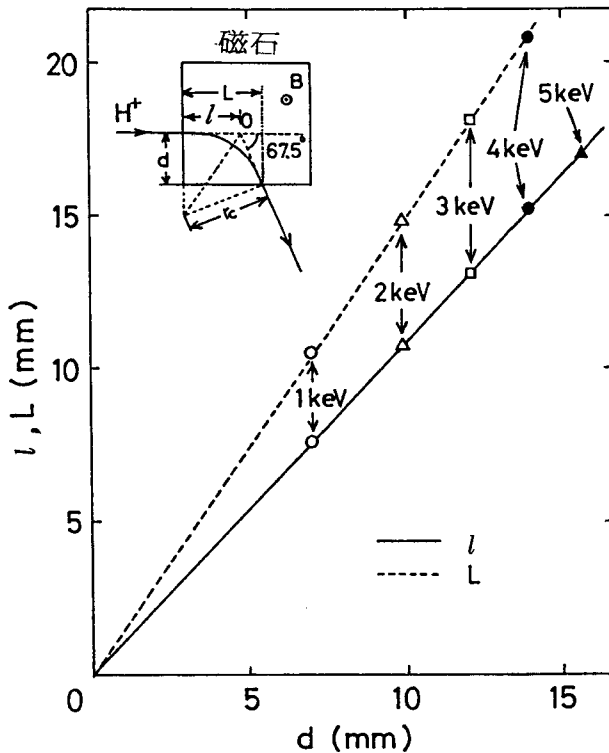


図 3.31 偏向角を 67.5° にする磁界偏向装置の位置と入射 H^+ エネルギーとの関係

ーム方向及び垂直方向に磁石内を走る距離を表わす。Oは H^+ の仮想出射点で散乱容器の中央とする。 l は図のように定義される長さで L と $l = L / (1 + \cos 67.5^\circ)$ なる関係がある。入射 H^+ のエネルギーを変化すると、 d と l （または L ）の関係は直線的に移動する。入射エネルギーが大きい場合には d 、 l 、 L 共大きくするすなわち磁界中を走る距離を長くしなければならない。1 keV、2 keV、3 keV、4 keV、5 keVの場合を図中にマークした。特にいつも d と l はほとんど等しい。従って図3.30の矢印のように 45° 方向に磁界偏向装置を移動すればよいことになる。図3.32は $d (= l)$ を一定として、入射イオンビームエネルギーを変えた時の小型散乱容器内の銅エミッタに当たる中性粒子ビー

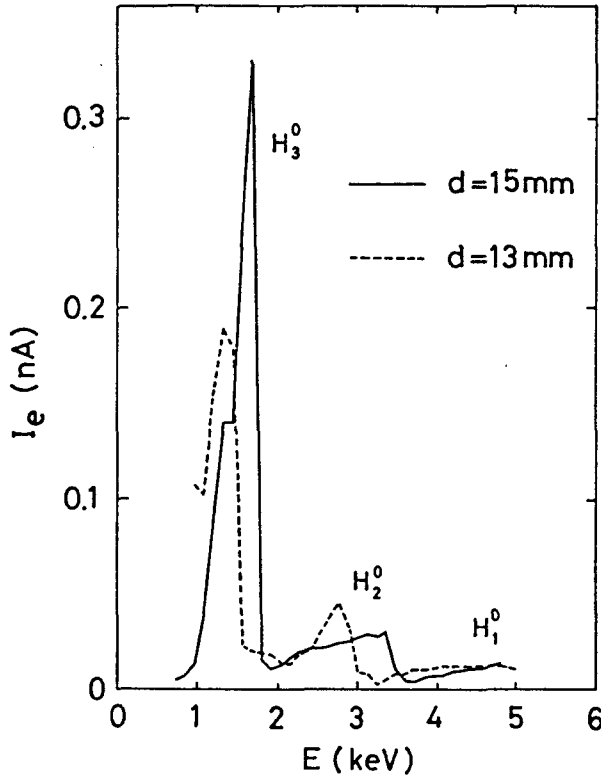


図 3.32 二次電子型測定器エミッタ電流の磁界偏向装置位置による変化

μ量の変化を二次電子電流で表わしたものである。実線は $d = l = 15\text{mm}$ の場合、破線が 13mm の場合で、共にエネルギーの増加に伴い、 H_3^0 、 H_2^0 、 H^0 の順にピークが現われる。 H^0 及び H_2^0 のピークに鋭さが無いのは磁界偏向装置に入射するイオンビームの広がりのためである。図より d を小さくすると、それぞれのピークが低エネルギー側にずれることがわかる。またそれぞれのピーク位置は図 3.31 から予想される値と一致する。

図 3.33 が上記の方法で得られた最終の結果、つまり水素原子ビームによる銅表面の $k(\theta, E)$ の θ 及び E 依存性である。図 3.32 からわかるように銅エミッタに入射する H^0 の量が少なく、二次電子電流が数 10 pA 程度であるため測定値に多少のばらつきがあるが、 H^0 入射の場合にも He^0 、 Ar^0 の場合と同様式 (3.10) を満たし、 θ が大きい場合には keV オーダーのエネルギー領域で $k(\theta, E)$ は入射エネルギーに直線的に依存することがわかる。 $\theta < 50^\circ$ の場合は入射角 θ の時の二次電子電流 $I_e(\theta)$ と垂直入射の時の二次電子電流 $I_e(0)$ との差が少なく、その測定の際のばらつきが $k(\theta, E)$ の値に大きく影響したので示していない。これから決定される $k(\theta, E) = a(\theta) \cdot E + b(\theta)$ の $a(\theta)$ と $b(\theta)$ の値を表 3.34 に示す。

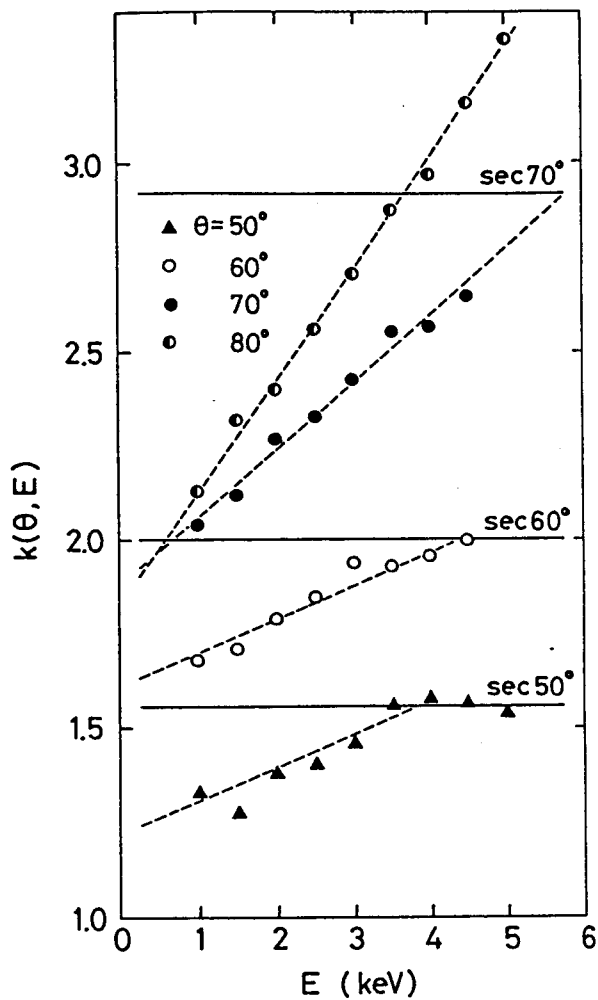


図 3.33 H⁰ 入射による銅表面の $k(\theta, E)$

表 3.34 銅表面の $a(\theta)$ 及び $b(\theta)$

入射粒子	θ (°)	$a(\theta)$ (keV ⁻¹)	$b(\theta)$
H ⁰	50	0.0873	1.223
	60	0.0887	1.612
	70	0.1802	1.877
	80	0.2990	1.825

3.9 結 言

本章ではまず、前章で述べた中性粒子ビーム源を用いて keV オーダーの中性粒子衝撃による二次電子放出の入射角及び入射エネルギー依存性を研究し、入射角 $\theta = 0^\circ$ の時（垂直入射）の二次電子放出係数に対するある角度 θ の時の二次電子放出係数の比 $k(\theta, E)$ がこのエネルギー領域で θ が大きい場合（ななめ入射）には入射エネルギーに対してほぼ直線的依存性を示すことがわかった。次いでこの $k(\theta, E)$ と入射エネルギー E との関係を利用して未知中性粒子の平均エネルギーを、また超高温プラズマからの荷電交換中性粒子の場合にはイオン温度を推定する方法を提案した。本方法は中性粒子を金属表面に入射角 θ で当てた時の二次電子電流 $I_e(\theta)$ と垂直入射した時の二次電子電流 $I_e(0)$ の比 $K(\theta)$ を測定するだけでよいから非常に簡単である。

さらに提案した $K(\theta)$ 測定による超高温プラズマの荷電交換中性粒子計測（イオン温度推定法）の実用性を検討するために、第2章で述べたイオンビームの銅表面での中性化によって生成した少しエネルギー分布の広がった中性粒子束を超高温プラズマから放出される荷電交換中性粒子と見立て、模擬分析実験を行った。また同じ中性粒子を従来中性粒子エネルギー分析に主として用いられるガスストリップ型分析器で分析し、 $K(\theta)$ 測定による本方法と比較した。その結果、2つの方法によって推定されたエネルギーはほぼ一致し、本方法の実用性が示された。また、本方法で得られる平均エネルギーは普通の意味の平均エネルギーではないが、それらの違いは必ず43%以内に入ることが実験的及び理論的に明らかになった。表面の粗さ・温度、入射粒子束強度及び真空度の $k(\theta, E)$ への影響も実験的に検討したが、中性粒子のエネルギー測定への利用の観点からは、無視あるいは除去可能であると結論される。

次に、荷電交換中性粒子法による均一 He プラズマのイオン温度測定にここで提案する方法を応用した場合の測定される $K(\theta)$ とイオン温度の関係を導出し検討した。その結果数 100 eV 以上の高温プラズマに対しある程度の分解能で利用できることがわかった。最後に次章で本方法を用いた水素プラズマのイオン温度測定のさらに詳細な検討を行うために、水素原子ビームを生成しそれによる二次電子放出係数の入射角依存性 $k(\theta, E)$ を測定し、この場合も $\theta > 50^\circ$ で入射エネルギーに直線的に依存することを確認した。

第4章 トカマクプラズマのイオン温度測定モデル計算

4.1 緒言

本章では $k(\theta, E)$ のエネルギー依存性を利用して超高温プラズマからの荷電交換中性粒子を解析し、イオン温度を推定する方法をさらに詳細に検討する。序論でも述べたように、現在超高温プラズマ閉じ込め加熱の研究はトカマク装置中心に行われており、生成できるプラズマパラメータも他の装置より一歩先んじている。我が国におけるトカマク方式の研究は、日本原子力研究所、名古屋大学プラズマ研究所を中心に、東京大学工学部、九州大学応用力学研究所、名古屋大学工学部、京都大学工学部等の諸大学においても行われているが、その成果から言って現在先頭に立っているのが日本原子力研究所の JFT-2 装置と名古屋大学プラズマ研究所の JIPPT-II 装置である。表 4.1 にこれら装置によって得られたプラズマパラメータを示す。イオン温度に限って言えば、この

表 4.1 JFT-2 と JIPPT-II のプラズマパラメータ

トカマク型装置		JFT-2	JIPPT-II
プラズマ密度 (電子) n_e (cm^{-3})		1.5×10^{13}	5×10^{13}
温度	イオン T_i (keV)	0.3	0.75
	電子 T_e (keV)	0.6	1.3
閉じ込め時間 τ (sec)		0.014	0.02

二つの装置によって約 1keV のプラズマ生成の技術が確立された。さらに現在この成果を基盤にして、 $n\tau \geq 10^{14} \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}$ 、 $T_i \sim 10 \text{keV}$ のいわゆる“科学的実証”を目指した超大型トカマク JT-60 の建設が日本原子力研究所を中心に進んでおり、1985年に完成しいよいよ実験に入る。名古屋大学プラズマ研究所においても R トカマクと称する JT-60 と同程度の装置の設計が始まっている。しかし、これら装置の建設にはぼう大な投資が必要で、さらに上のプラズマパラメータを必要とするトカマク型技術試験炉 ($T_i \sim 20 \text{keV}$ 、 $n\tau \geq 10^{15} \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}$) の場合には IAEA の組織の中で国際協力の基に建設される予定となっている (1990 年頃完成予定)。従って本研究で提案するイオン温度測定法を上記トカマク装置に適用するには、10keV、20keV といった高いイオン温度

のしかもイオン密度が 10^{14} cm^{-3} 程度のトカマクプラズマからの荷電交換中性粒子放出を十分に理解し、測定される二次電子電流の大きさ及びS/N比等を十分検討することが必要である。

トカマク装置は、端からの粒子損失をなくすためトラス状にプラズマを閉じ込める磁場閉じ込め方式の一つで、トラス方向にプラズマ電流を流すことによって巨視的不安定性を押えプラズマの安定化を計った装置である。従ってプラズマの断面は普通円であり、プラズマが真空円筒壁内全体に広がるのを防ぐため設けられたリミタとの接触や壁方向への拡散のため、プラズマ表面付近のプラズマパラメータはプラズマ中心のものより低い。つまりイオン密度及び電子密度、イオン温度及び電子温度などのすべてのパラメータはプラズマ半径方向に分布を持っている。このような場合には前章3.7節より事情がはるかに複雑である。

不均一高温プラズマから放出される荷電交換中性粒子の理論的研究は、プラズマエネルギーの荷電交換損失としてエネルギー閉じ込めの観点からも重要で、多くの研究者によって研究されて来たり、現在も行われている。^{35)~39)} これにはプラズマ中で生起する多くの種類の衝突断面積の情報が必要で、実際の計算はかなり複雑で輸送方程式を解く方法やモンテカルロシミュレーションによる方法など種々の方法で解析されている。ここでは簡単なモデルを考えることによって計算を簡略化し、プラズマパラメータのプラズマ半径方向の分布を仮定することによって不均一プラズマから放出される荷電交換中性粒子束を見積り、第3章3.3.2節で提案した方法で荷電交換中性粒子を計測した場合の $K(\theta)$ とイオン温度の関係、ノイズの大きさなどを求め、本方法の現実の超高温プラズマ発生装置への適用さらには将来の核融合炉のイオン温度測定器としての可能性を検討する。

現在核融合反応で発生する中性子に対する計測及び防護技術が確立していないため、核融合プラズマ生成の研究はほとんど水素プラズマによって行われており、またDプラズマ、DT混合プラズマの実験をする場合にもまず第1段階として水素を用いた実験が必ず実行される。従って本研究では水素プラズマを仮定して計算を行った。

4. 2 トカマクプラズマから飛び出す荷電交換水素原子束による $K(\theta)$

3.8.2節で述べた水素原子ビームによる銅エミッタの $k(\theta, E)$ を使って、超高温プラズマの荷電交換中性粒子計測に対する本方法を評価するには、まずプラズマから放出

される荷電交換水素原子の性質（エネルギー分布及び粒子束の絶対値）がわかっていなければならない。そこで超高温プラズマからの荷電交換水素原子放出を簡単なモデルで考え、それによる $K(\theta)$ 及び二次電子電流 I_e を計算した。

4. 2. 1 モデル及び計算方法

トカマク装置で作られるようなトーラスプラズマは、そのトーラス主半径がプラズマ半径に比べて十分大きい場合には円柱プラズマに近似できる。ここではまず一番簡単な無限に広がる厚さ $2a$ の薄い平板状のプラズマ、いわゆるスラブプラズマを考え（図4.2）、得られた式を後に円柱プラズマのための式に変換した。取扱う水素プラズ

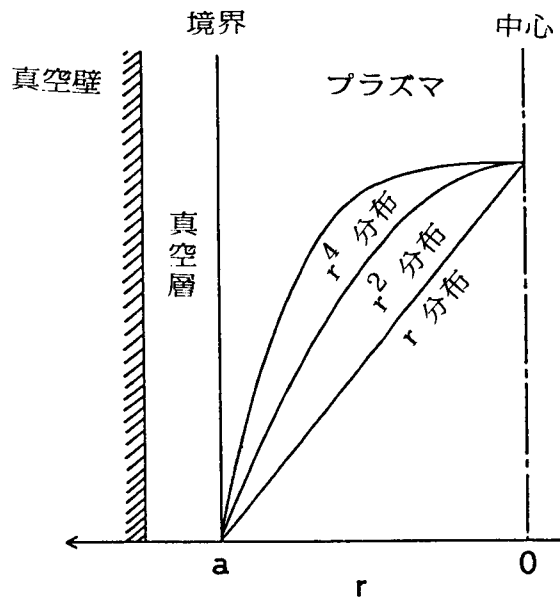


図4.2 プラズマ・モデル

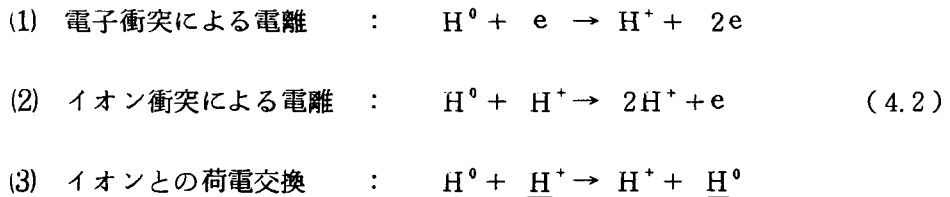
マには不純物がない（電子密度＝イオン密度）とし、プラズマの各パラメータつまり電子密度 $n_e(r)$ 、イオン密度 $n_i(r)$ 、電子温度 $T_e(r)$ 及びイオン温度 $T_i(r)$ はプラズマ半径 r 方向へすべて同様の分布をすると考えた。

$$n_e(r) = n_i(r) = n_e(0) \left(1 - \frac{r^n}{a^n}\right) \quad (4.1)$$

$$T_{e,i}(r) = T_{e,i}(0) \left(1 - \frac{r^n}{a^n}\right)$$

ここで $n_e(0)$, $n_i(0)$, $T_e(0)$ 及び $T_i(0)$ はプラズマ中心での各パラメータの値で、プラズマ端へ向って r^{Ω} に比例して小さくなり、端 ($r = a$) ですべて 0 になる。 n については一応、1, 2, 4 の三つの場合を考える。

超高温プラズマ中で高速のプラズマ水素イオンと荷電交換衝突をする水素原子には、プラズマ中に電離されないで残っている水素分子がプラズマ電子と衝突して解離し生じたものがある。超高温プラズマ中では上記電子との解離反応のため水素分子はほとんど存在しない。さらに放電管壁とプラズマの間には、高速水素イオン・中性水素原子が放電管壁を衝撃する事によって壁中に浸み込んでいた水素原子がスパッタされて出て来るなど、種々の原因で上記水素原子密度より少し高い密度の水素原子が存在する。これら水素原子のエネルギーは数 eV で $10^9 \sim 10^{10} \text{cm}^{-3}$ の密度と一般に考えられている。そこで簡単のため、この程度のエネルギー及び密度を持つ水素原子がプラズマ端からプラズマ中に浸み込んで行き、高速イオンと荷電交換するものとする。この仮定は荷電交換中性粒子の理論的解析に一般に用いられるものである。この低速水素原子はプラズマ中をプラズマ中心 ($r=0$) に向って拡散する時、主として次の三つのプラズマイオンまたは電子との衝突によって失われ、減少してゆく。



そこで(1), (2), (3)の反応の衝突断面積をそれぞれ σ_{ie} , σ_{ii} , σ_{ex} (総称して σ_j , $j = (1), (2), (3)$) と書くことにすると、定常状態では低速水素原子密度の半径方向分布 $n_0(r)$ はプラズマ端 ($r = a$) での密度を $n_0(a)$ とすると次式のように表わすことができる。

$$n_0(r) = n_0(a) \exp \left\{ - \int_a^r \sum_j^{(1)(2)(3)} n_k(r') \cdot \frac{\langle \sigma_j (|v_k - v_n|) \cdot |v_k - v_n| \rangle}{v_n} dr' \right\} \quad (4.3)$$

ここで Σ は上記(1), (2), (3)の反応に関する和をとることを示す。また n_k 及び v_k は反応に関係するプラズマ粒子の位置 r' での密度及び速度で、 v_n は低速水素原子速度である。積分内の $\langle \quad \rangle$ はプラズマ粒子の速度分布に関する平均を表わし、速度分布がマクスウェル分布の場合には、

$$\langle \sigma_j(|v_k - v_n|) \cdot |v_k - v_n| \rangle = \left(\frac{m_k}{2\pi k_B T_k} \right)^{3/2} \int_0^\infty \sigma_j(|v_k - v_n|) \cdot |v_k - v_n| \cdot \exp \left[-\frac{m_k v_k^2}{2k_B T_k} \right] dv_k \quad (4.4)$$

となる。今、高温プラズマでは $v_k \gg v_n$ が成立するので、式(4.3)は、

$$n_0(r) = n_0(a) \exp \left\{ -\int_a^r \left(\frac{\langle \sigma_{ie} v_e \rangle}{v_n} n_e(r') + \frac{\langle \sigma_{ii} v_i \rangle}{v_n} n_i(r') + \frac{\langle \sigma_{ex} v_i \rangle}{v_n} n_i(r') \right) dr' \right\} \quad (4.5)$$

の様に変形できる。

さて、上記のごとく高速水素イオンと荷電交換衝突を行う低速水素原子のプラズマ半径方向の密度分布 $n_0(r)$ が求まると、次にプラズマから荷電交換によって飛び出す高速水素原子束の絶対値に関する表式を得ることができる。プラズマから飛び出すエネルギーが E と $E + \Delta E$ の間の高速水素原子束を $\Gamma(E) \Delta E$ とすると、それはプラズマ水素イオンの規格化されたエネルギー分布関数を r の関数として $f_i(r, E)$ と書くと、次式のように表わされる。

$$\Gamma(E) \Delta E = \frac{1}{4} \int_0^a n_0(r) \cdot n_i(r) f_i(r, E) \Delta E \cdot \langle \sigma_{ex} v_i \rangle dr \quad (4.6)$$

ここで、積分記号の前の係数(1/4)は発生した高速水素原子の速度の等方性を仮定して付けたものである。また発生した高速水素原子がプラズマ内で再び水素イオンまたは電子と衝突してイオンに戻る現象も大きなプラズマでは無視できないが、本計算ではこれは考えないこととし、発生した高速水素原子はすべてプラズマから外へ飛び出すとした。この仮定は普通のガストリップ型分析器のための解析としては問題があるが、本二次電子型測定器の出力電流はほとんどプラズマ周辺部で発生した水素原子束によって決まるので許される。(後述)

式(4.5)、式(4.6)はスラブプラズマに対する表式である。これを円柱プラズマに拡張する際、本計算では次の事項のみ考慮した。すなわち、低速水素原子の密度はま

まったく減衰がない場合にはプラズマ中心に近づくにつれて r^2 に比例して増える。これは同じ数の粒子がプラズマ端から中心へ拡散する時、円柱プラズマではスラブプラズマと違って中心程粒子1個当たりの占める体積が小さくなるからである。また同様の理由で、プラズマ内部 r の位置で発生した 1cm^2 当りの荷電交換水素原子束がプラズマ端に達すると r/a 倍に減少する。従って式 (4.5) 及び式 (4.6) は次のように変形される。

$$n_0(r) = \frac{a^2}{r^2} n_0(a) \exp \left\{ - \int_a^r \left(\frac{\langle \sigma_{ie} v_e \rangle}{v_n} n_e(r') + \frac{\langle \sigma_{ii} v_i \rangle}{v_n} n_i(r') + \frac{\langle \sigma_{ex} v_i \rangle}{v_n} n_i(r') \right) dr' \right\} \quad (4.7)$$

$$\Gamma(E) \Delta E = \frac{1}{4} \int_0^a \frac{r}{a} \cdot n_0(r) \cdot n_i(r) f_i(r, E) \Delta E \cdot \langle \sigma_{ex} v_i \rangle dr \quad (4.8)$$

ただしこれらの式において $r = 0$ 付近は除外する。

さて、式 (4.2) の反応の衝突断面積については、Riviereによって実験とよく合う式が提案されている。⁴⁰ (1)の電子衝突による水素原子の電離断面積 $\sigma_{ie}(E)$ については、

$$\begin{aligned} \sigma_{ie}(E) &= 3.519 \times 10^{-16} \cdot h(E) \\ h(E) &= \frac{1}{Z} \left(\frac{Z-1}{Z+1} \right)^{3/2} \cdot \left(1 + \frac{2}{3} \left(1 - \frac{1}{2Z} \right) \ln(2.7 + \sqrt{Z-1}) \right) \end{aligned} \quad (4.9)$$

$$Z = E/E_0, \quad E_0 = 13.605\text{eV} \quad (E > E_0)$$

(2)の水素イオン衝突による水素原子の電離断面積 $\sigma_{ii}(E)$ については、

$$\begin{aligned} \sigma_{ii}(E) &= 10^y(E) \\ y(E) &= -0.8712(\log_{10} E)^2 + 8.156 \log_{10} E - 34.833 \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \sigma_{ii}(E) &= 10^y(E) \\ y(E) &= -0.8712(\log_{10} E)^2 + 8.156 \log_{10} E - 34.833 \end{aligned}} \right\} 10\text{keV} < E < 150\text{keV} \quad (4.10)$$

$$\sigma_{ii}(E) = 3.6 \times (10^{-12}) E^{-1} \log_{10}(0.1666E) \quad E > 150\text{keV}$$

さらに、(3)の荷電交換衝突断面積 $\sigma_{ex}(E)$ については、

$$\sigma_{ex}(E) = \frac{0.6937 \times 10^{-14} (1 - 0.155 \log_{10} E)^2}{1 + 0.1112 \times 10^{-14} E^{3.3}} \quad (4.11)$$

で表わされる。上の三つの場合すべて、 E はプラズマ粒子（水素原子イオンまたは電子）のエネルギーで単位は eV である。また衝突断面積の単位は cm^2 で表わされている。これらの衝突断面積の表式を用い、プラズマ粒子がマクスウェル分布をしていると仮定するとレート係数 $\langle \sigma v \rangle$ が計算できるが、プラズマ中での電子温度及びイオン温度は式 (4.1) のような半径方向分布を持つから ($T_e(r), T_i(r)$) , $\langle \sigma v \rangle$ も r の関数となる。

式 (4.7) , 式 (4.8) のように荷電交換水素原子束 $\Gamma(E) \Delta E$ の表式が得られると、それによる二次電子型測定器の銅エミッタの二次電子電流 I_e や垂直入射の時の $I_e(0^\circ)$ に対する入射角 θ の時の $I_e(\theta)$ の比 $K(\theta)$ は次式によって求められる。

$$I_e(0^\circ) = e \int_0^\infty \gamma_0(0^\circ, E) \Gamma(E) dE \quad (4.12)$$

$$K(\theta) = \frac{I_e(\theta)}{I_e(0^\circ)} = \frac{\int_0^\infty k(\theta, E) \cdot \gamma_0(0^\circ, E) \Gamma(E) dE}{\int_0^\infty \gamma_0(0^\circ, E) \Gamma(E) dE} \quad (4.13)$$

ここで式 (4.12) で得られる二次電子電流 $I_e(0^\circ)$ は、銅エミッタをプラズマ表面の位置 ($r = a$) に置いたと考えた時の二次電子電流密度で、実際測定される I_e は二次電子型測定器をどの程度プラズマから離して置くかに依存する。

さて、式 (4.7) , 式 (4.8) , 式 (4.12) 及び式 (4.13) の数値計算には、日本原子力研究所で現在建設されている J T-60 級以上のプラズマパラメータを持つ超高温プラズマを主として考えた。また現在運転中のトカマク装置で生成されるプラズマの中心の電子温度はイオン温度の二倍となっているので、一応 $T_e(0) = 2T_i(0)$ として、 $T_i(0)$ をいろいろ変えて計算した。

用いた主なパラメータの値を次に示す。

$$\text{プラズマ半径} \quad a = 100 \text{ cm}$$

$$\text{プラズマ中心での電子密度} \quad n_e(0) = 10^{14} \text{ cm}^{-3} \quad (4.14)$$

$$\text{プラズマ端での低速水素原子密度} \quad n_0(a) = 4 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$$

$$\text{低速水素原子のエネルギー} \quad \frac{1}{2} m_H v_n^2 = 3eV$$

必要な水素原子に対する銅表面の二次電子放出係数のデータは扱うプラズマのイオン温度によって違いますが、上に述べたように数 keV 以上のイオン温度のプラズマを考える場合には 100 eV 以上の入射エネルギーに対するデータがあれば良い。ここでは野田が測定した 5 keV 以下の H^0 に対する銅の二次電子放出係数と、5 keV 以上数 10 keV までのエネルギーでは H^+ に対するデータで代用し、それらを連結して用いた。⁴¹⁾⁻⁴³⁾ 図 4.3 に使用した $\gamma_0(0^\circ, E)$ を示す。

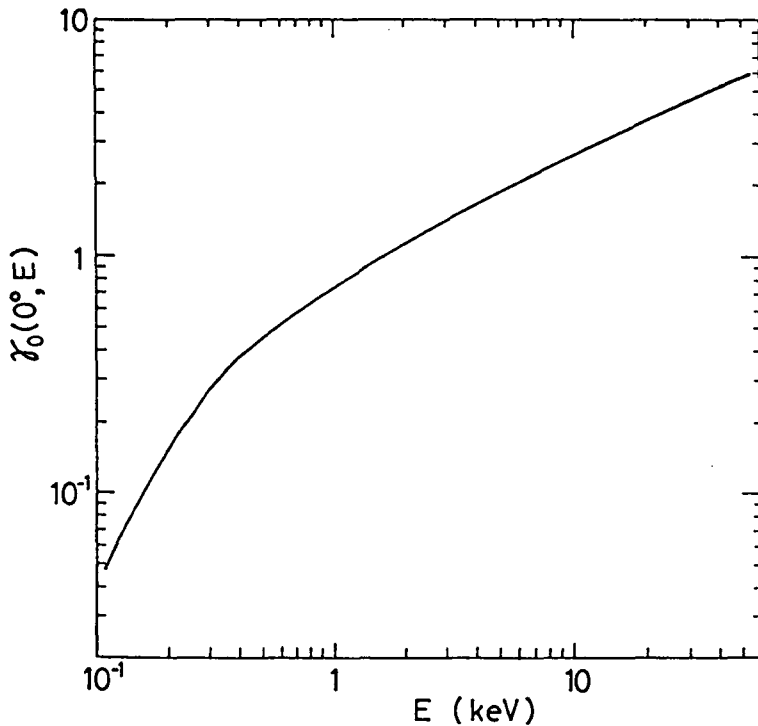


図 4.3 モデル計算に用いた二次電子放出係数の入射エネルギー依存性

$k(\theta, E)$ については 3.8 節で説明した測定値から、次のように仮定した。

$$k(50^\circ, E) = \begin{cases} 0.0873 E + 1.223 & E \leq 3.81 \text{ keV} \\ 1.556 & E \geq 3.81 \text{ keV} \end{cases}$$

$$k(60^\circ, E) = \begin{cases} 0.0887 E + 1.612 & E \leq 4.38 \text{ keV} \\ 2.000 & E \geq 4.38 \text{ keV} \end{cases}$$

$$k(70^\circ, E) = \begin{cases} 0.1802 E + 1.877 & E \leq 5.81 \text{ keV} \\ 2.924 & E \geq 5.81 \text{ keV} \end{cases}$$

$$k(80^\circ, E) = \begin{cases} 0.2990 E + 1.825 & E \leq 13.16 \text{ keV} \\ 5.759 & E \geq 13.16 \text{ keV} \end{cases}$$

4. 2. 2 トカマクプラズマのイオン温度と $K(\theta)$ の関係

前節で述べた荷電交換水素原子放出のモデル及び計算方法で荷電交換水素原子束を銅エミッタに当たった時測定される $K(\theta)$ とプラズマのイオン温度の関係を計算した。図 4.4 は前章 3.7 節におけると同様にプラズマ諸量が半径方向に一様である均一プラズマを考

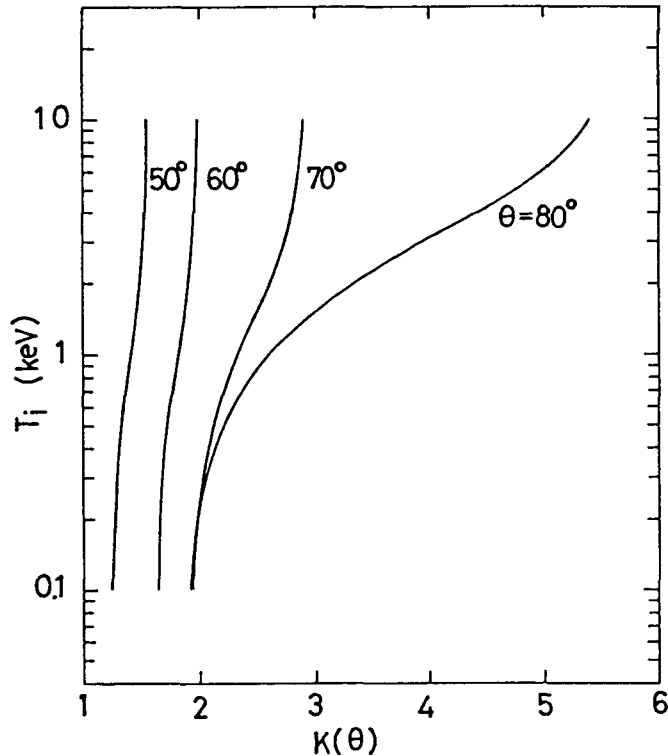


図 4.4 均一プラズマのイオン温度 (T_i) と $K(\theta)$ の関係

えた場合のイオン温度 T_i と $K(\theta)$ の関係である。3.7 節の結果とは縦軸と横軸が逆になっている。イオン温度 T_i は 100eV から 10keV の範囲内で計算したが、3.7 節の He プラズマの場合と同様に θ が大きい方が同じ温度変化に対する $K(\theta)$ の変化が大きく、本方法の測定精度が

上がることがわかる。 θ が小さいと $K(\theta)$ 変化が小さく精度の良い $K(\theta)$ 測定が必要となり、悪くすると $K(\theta)$ の T_i による変化が測定誤差範囲内に入ってしまいでたらめなイオン温度を推定する恐れがある。また $K(\theta)$ の変化が小さいと前章 3.6.1 節で論じたような入射中性粒子束の発散によるエネルギー分解幅のためイオン温度推定が不可能になる場合がある。本計算で仮定しているプラズマの半径は 100 cm であるから、二次電子型測定器の入口スリットを $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ とするとそれに入射する荷電交換中性粒子の発散角 $d\theta$ は $\tan^{-1}(1\text{cm}/100\text{cm}) \div 0.6^\circ$ より小さい。従って $\theta = 80^\circ$ とすると数 100 eV より高いイオン温度において $K(\theta)$ の変化が大きいから、この程度以上のプラズマに対してこの方法でイオン温度推定が可能となる。

さて、プラズマパラメータに式 (4.1) に仮定したような不均一性がある場合にはかなり話が変わってくる。例えば、プラズマ水素イオンと荷電交換する低速水素原子は式 (4.7) のようにプラズマ中に浸透して行くに従い急激に少なくなるから、放出された荷電交換水素原子の多くはイオン温度の低いプラズマ端付近の情報しか持っていないと予想される。図 4.5 は不均一プラズマとして式 (4.7), 式 (4.8) 及び式 (4.13)

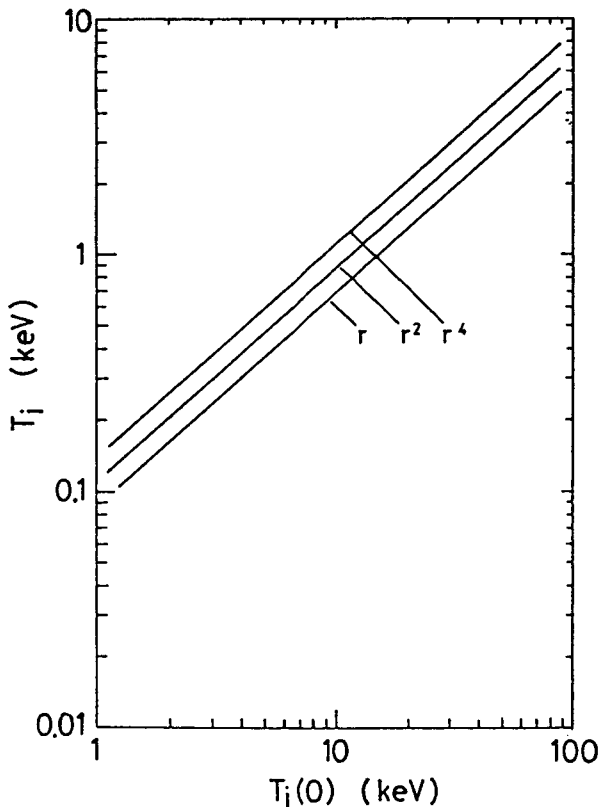


図 4.5 不均一プラズマの中心イオン温度 ($T_i(0)$) と測定されるイオン温度 (T_i) の関係

を用いて計算される $K(\theta)$ の値から均一プラズマの図 4.4 を使って推定されるイオン温度 T_i と元の不均一プラズマの中心イオン温度 $T_i(0)$ の関係を示す。当然この関係はプラズマパラメータの半径方向分布の形に依存するので、式 (4.1) の $n=1$, $n=2$, $n=4$ の場合について図示した。ここで $n=1, 2, 4$ それぞれの場合を以後、 r 分布, r^2 分布, r^4 分布と呼ぶ。均一プラズマとして推定できるイオン温度 T_i は中心温度の $1/10$ から $1/15$ 程度でかなり低いことがわかる。このイオン温度に相当するプラズマの位置 r は $0.93a$ から $0.98a$ であり、従って本方法で直接得ることができるイオン温度はプラズマ周辺部のものであると言える。しかし、測定対象であるプラズマパラメータの半径方向分布を仮定すると、同図を逆に用いて直接測定された T_i (または $K(\theta)$) からプラズマ中心のイオン温度 $T_i(0)$ を推定することができるはずである。図 4.6 はこのような目的の

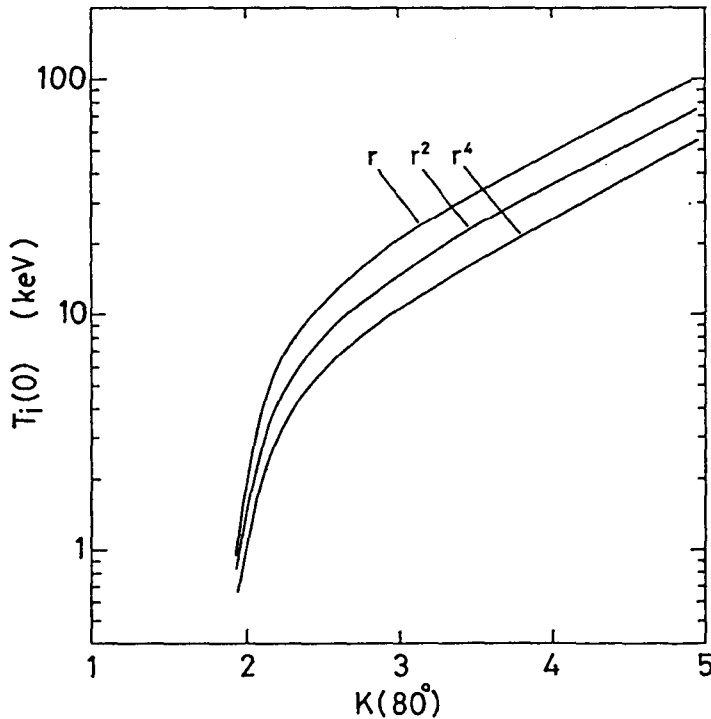


図 4.6 不均一プラズマの中心イオン温度 ($T_i(0)$) と $K(80^\circ)$ との関係

ために焼き直した結果である。 θ は 80° の場合のみを考えることにして $K(80^\circ)$ の測定値から半径分布を r 分布, r^2 分布, r^4 分布と仮定して推定できるプラズマ中心温度を示す。プラズマパラメータの半径分布が違えば推定される中心イオン温度も異なるが、

現存の超高温プラズマのプラズマパラメータは大方 r^2 分布もしくは r^4 分布で近似できる場合が多い。従って例えば、 $K(80^\circ) = 3$ と測定された場合には、 r^2 分布を考えると約 13keV、 r^4 分布を考えると約 10keV と推定でき、分布の違いによる推定誤差は 30% 程度である。 r 分布まで考えた場合においてもファクター 2 以内の精度で中心温度が推定できることがわかる。また 1keV 以上の中心温度のプラズマに対して入射粒子束の発散のためのエネルギー分解幅は上記推定誤差内に入ってしまう。

4. 2. 3 測定される二次電子電流の大きさ

また式 (4.12) により二次電子型測定器における二次電子電流を評価することができる。今仮に二次電子型測定器をプラズマ表面に設置した場合を考え、その時の荷電交換水素原子衝突による二次電子電流密度を $I_{se} [A/cm^2]$ とする。 I_{se} の値のプラズマ中心イオン温度 $T_i(0)$ に対する変化を図 4.7 に示す。図中 3 本の曲線はプラズマパラメータの半径方向分布が、

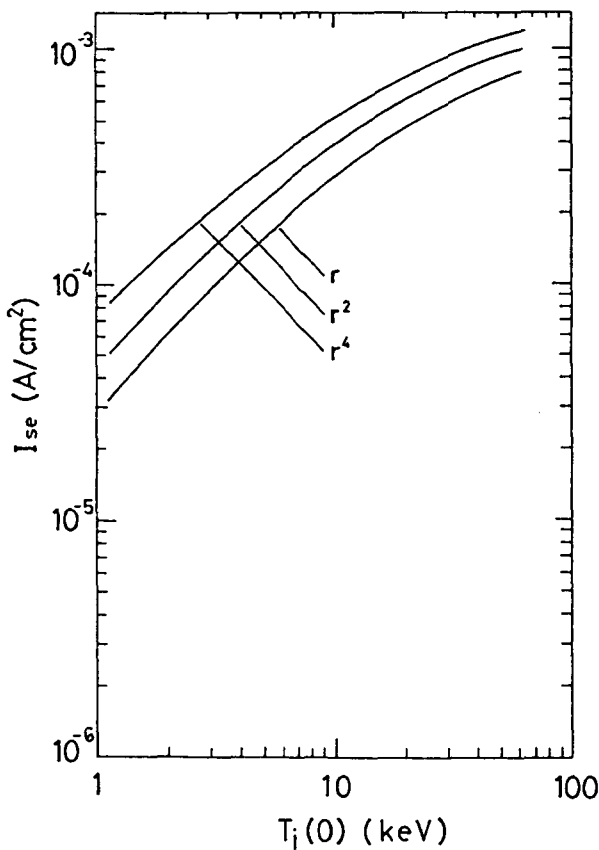


図 4.7 不均一プラズマの中心イオン温度 ($T_i(0)$) と二次電子電流 (I_{se}) の関係

r 分布、 r^2 分布、 r^4 分布の場合に対応する。すべての分布に対して、イオン温度が上がる

と I_{se} も増加する。またその値は $T_i(0) = 5\text{keV}$ では 10^{-4}A/cm^2 程度となり、二次電子型測定器の入口スリットを $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ の正方形にすると、測定される二次電子電流は $\sim 0.1\text{mA}$ と大きい。測定器をプラズマから十分離して、プラズマ中心から 4m の位置に置いたとしても $10\mu\text{A} \sim 30\mu\text{A}$ 程度は確保される。実際には、この型の測定器のコンパクト化は容易なため、閉じ込め磁場コイルのすき間などを利用してほとんど真空壁と同じ位置に置くことができるので 0.1mA からあまり小さくならないと考えられる。またこれらの電流値は現実の装置で十分測定できるオーダーである。本研究で提案する中性粒子測定法の利点の1つは測定が容易なことであるが、ガストリップ型分析器におけるようにチャンネルトロンやデーリー型イオン検出器のような増倍装置を用いなくても、直流のメータで直読できるという点も利点の1つとなる。このように測定電流が大きいためプラズマ発生装置の高電圧、大電力の制御にともなう誘導はほとんど問題ないと思われるが、閉じ込め磁場のもれの影響を二次電子が受けるのを防ぐため、二次電子型測定器の磁気シールドは十分に行わなければならない。

4. 3 二次電子型測定器へのプラズマ光の影響及びその除去法

超高温プラズマは硬X線、軟X線、真空紫外、紫外及び可視、遠赤外を経て、マイクロ波に至る広い範囲の電磁波の放射源である。従って荷電交換中性粒子計測のためにプラズマに向けられた二次電子型測定器は、これら電磁波に直接さらされることになる。金属表面にその金属の仕事関数以上のエネルギー ($h\nu$) をもった電磁波 (以後光と呼ぶ) が照射されると、光電効果により電子が飛び出す。いわゆる光電子放出である。このために二次電子型測定器のエミッタ電流には荷電交換水素原子衝撃による二次電子電流の他に光電子電流が付加され、本研究で提案したイオン温度測定法のノイズとなる。従って二次電子型測定器の出力電流 (二次電子電流 + 光電子電流) からイオン温度が推定できるためには、光電子電流が二次電子電流に比べて無視できる程小さいか、または光電子電流の出力電流への寄与が何らかの方法で測定できるかが必要である。そこで本節では、プラズマから放射される光スペクトルを計算し、光電子電流がどの程度出力電流にきいてくるかを調べた。また出力電流中の光電子電流を見積る方法も提案する。

4. 3. 1 プラズマ光の影響

プラズマからは、イオンと電子の相互作用によりいろいろな機構でいろいろな周波数帯

の光が放射される。この中でエミッタ表面からの光電子放出に主として寄与するのは、制動放射と再結合放射の連続スペクトル放射である。この内再結合放射はプラズマ電子がイオンに捕獲された時起こる光放射現象で、^{44), 45)} イオンとして水素イオンのみを考える場合には、制動放射に比べてその強度は十分小さい。しかし、プラズマ中に例えば酸素のような不純物イオンが存在すると無視できなくなることがある。

制動放射は、電子がイオンによる電界で加速度を受ける時に放射するもので、それによる光スペクトルは古くから研究されて来た。^{46) - 48)} それによると、制動放射によって放射される、プラズマ単位体積、単位波長当りの放射強度は、

$$\frac{dE_{ff}}{d\lambda} = 1.9 \times 10^{-28} n_e \cdot n_i \cdot Z^2 \frac{\exp[-12398/(\lambda k_B T_e)]}{(k_B T_e)^{1/2} \cdot \lambda^2} \quad [\text{Watt}/(\text{cm}^3 \cdot \text{\AA})] \quad (4.16)$$

である。ここで、 $k_B T_e$ の単位は eV、また Z はイオンの荷電数で水素プラズマの場合は $Z = 1$ である。式 (4.16) は $\lambda_{\max} = 6200 / k_B T_e$ の波長で最大となる。現在生成されている超高温プラズマは不純物が多くてそれから放射される光の強度（再結合放射）は、上記制動放射の式から計算されるものより数10倍程度大きい。しかし、プラズマ中の不純物を少なくし、それによる放射エネルギー損失を小さくすることは核融合プラズマを生成するために必要な条件であり、現在それに対するいろいろな方法が提案され、実験的に研究されている。従って将来不純物イオンによる再結合放射は少なくなることが予想される。そこで本研究においては一応プラズマが純粋水素プラズマで、それからの光放射は制動放射のみであると仮定して計算を進めた。

金属からの光電子放出現象は古くから実験的または理論的に研究されてきたが、光電収率 Q は入射した光子 1 個に対して表面から放出される電子の平均の数で定義されている。超高温プラズマから制動放射によって放出される光は可視光から X 線領域に及ぶので、この幅広い波長帯での Q の値を知らねばならない。図 4.8 が何人かの研究者によって測定された光電収率 Q の波長依存性をなめらかにつないだものである。真空紫外領域では、Cairns と Samson によって測定された銅表面からの Q のデータを、⁴⁹⁾ また可視及び紫外領域では Tyutikov と Shuba の Cu-Be のデータを用いた。⁵⁰⁾ また軟 X 線領域では Lukirskii 等のタングステン (W) のデータを上記データになめらかに接続した。⁵¹⁾ また光電収率は次式で、単位照射強度 [Watt] 当りの光電子電流 ρ [A/Watt] に変換できる。

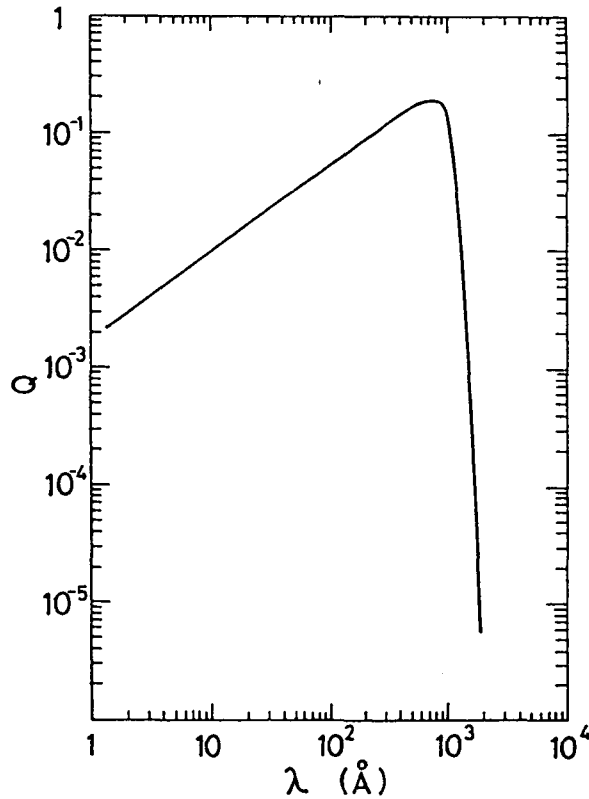


図 4.8 光電収率 Q の波長依存性

$$\rho = \frac{eQ}{h\nu} \quad (4.17)$$

明らかに ρ も波長 λ の関数である。従って式 (4.16) で決まる放射強度に $\rho(\lambda)$ を乗じて波長 λ について積分すると、単位体積のプラズマからの光による光電子電流が計算できる。この計算においても前節と同様プラズマパラメータの半径方向の不均一性を考慮することとした。結局、プラズマ表面に銅エミッタを置いたとして見積られる光電子電流密度 $I_{\text{ph}}[\text{A}/\text{cm}^2]$ 次式のようなになる。

$$I_{\text{ph}} = \int_0^a dr \int_0^\infty \frac{dE_{\text{ff}}(r, \lambda)}{d\lambda} \cdot \rho(\lambda) d\lambda \cdot \frac{r}{a} \quad (4.18)$$

前節と同じプラズマパラメータを用いて計算した I_{ph} とプラズマ中心電子温度

$T_e(0) (= 2T_i(0))$ の関係を図 4.9 に示す。この図は r^4 分布の場合のもので、前節

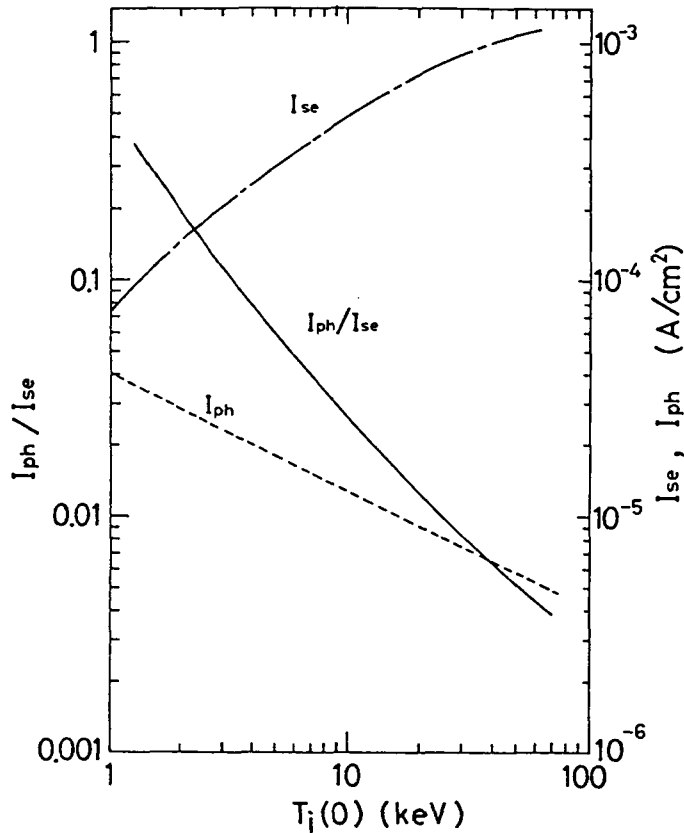


図 4.9 I_{se} , I_{ph} 及び I_{ph}/I_{se} と中心イオン温度 ($T_i(0)$) との関係。 $T_e(0) = 2T_i(0)$ 。

で計算した二次電子電流 I_{se} 及び光電子電流と二次電子電流の比 I_{ph}/I_{se} も同時に描いた。二次電子電流 I_{se} がイオン温度の上昇と共に増加するのに対し、光電子電流 I_{ph} の方は 1keV 以上のプラズマ温度では I_{se} より小さく、しかも逆に電子温度の上昇 (\propto イオン温度の上昇) と共に減少する。式 (4.16) の制動放射スペクトルは波長が $\lambda_{max} = 6200/k_B T_e$ でピークを持つが、この λ_{max} は電子温度が 1keV の時 6.2 \AA となり軟 X 線領域に入り、電子温度が上昇するとさらに低波長側にずれる性質がある。ところが、光電収率が最大となる波長域は真空紫外域である。従って電子温度が 1keV 以上では、その上昇と共に制動放射スペクトル自体が低波長側にずれてゆき、光電収率が最大となる真空紫外域成分が減ってくるためにこのように光電子電流が小さくなっていくのである。結局、光電子電流と二次電子電流の比 I_{ph}/I_{se} は、プラズマ温度の上昇と共に急

激に減少する。例えば、 $T_i(0)=10\text{keV}$ ($T_e(0)=20\text{keV}$) の時には、 I_{ph}/I_{se} は0.02程度となり、 $K(\theta)$ 測定によるイオン温度推定の誤差はそれ程大きくないことがわかる。プラズマ光の影響がある場合に測定される $K(\theta)$ つまり $K'(\theta)$ は、

$$K'(\theta) = \frac{I_{se}(\theta) + I_{ph}(\theta)}{I_{se}(0^\circ) + I_{ph}(0^\circ)} \quad (4.19)$$

と表わされ、 $I_{ph}(\theta)$, $I_{ph}(0^\circ)$ の $K'(\theta)$ への効果を正確に見積るためには光電子放出の光入射角依存性の情報が必要となる。これが二次電子放出の場合とまったく同じ(図3.33)であるならば、 $K'(\theta) = K(\theta) (= I_{se}(\theta)/I_{se}(0^\circ))$ となり推定イオン温度への誤差はまったくない。今光電子放出が入射角に依存しないと考えた場合と、二次電子放出のSternglassの理論のごとく $\sec\theta$ の関数と考えた場合の2つの両極端を想定し $K'(\theta)$ を求め、 $K(\theta)$ との違い及び推定イオン温度への効果を評価した。図4.10がその結果である。

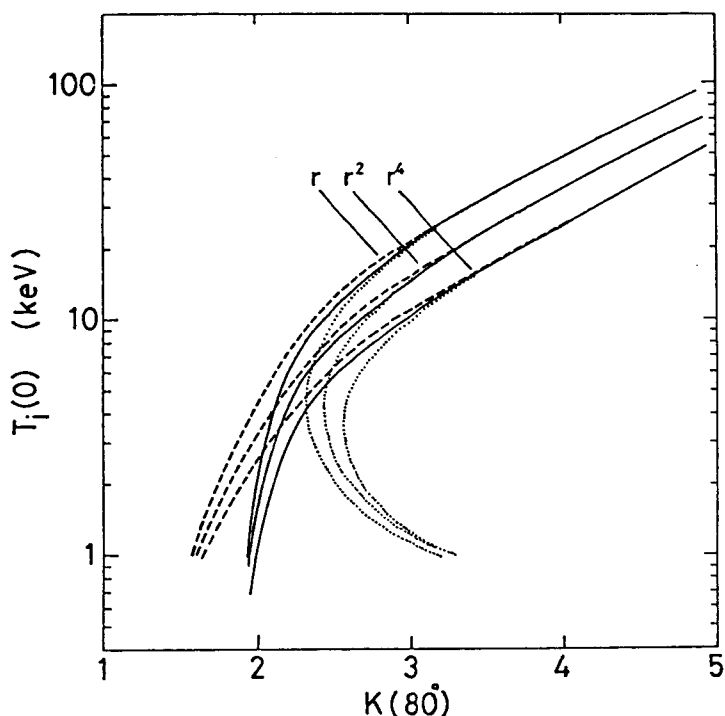


図4.10 $K(\theta)$ への光電子電流の影響

————— $I_{ph}(\theta) = 0$, - - - - - $I_{ph}(\theta) = I_{ph}(0^\circ)$,
 $I_{ph}(\theta) = I_{ph}(0^\circ) \cdot \sec \theta$

る。図よりイオン温度が低い場合には光電子電流の増大のために $K'(80^\circ)$ は $K(80^\circ)$ の値から大きくずれることがわかる。しかし、約 5keV 以上ではその誤差は急に小さくなり、プラズマパラメータの半径分布 (r 分布, r^2 分布, r^4 分布) の違いによる誤差の方が大きくなっている。従って約 5keV 以上の中心温度を持つプラズマに対しては推定イオン温度への光電子電流の効果は無視してよいと結論される。

4. 3. 2 金属薄膜を用いた光電子電流除去法

前節で約 5keV 以上の中心イオン温度を持つプラズマに対しては、二次電子型測定器によって測定した $K(\theta)$ の値への光電子電流の効果は無視しても良いことがわかった ($K'(\theta) \approx K(\theta)$)。しかし、イオン温度がそれより低い場合でも光電子電流を何らかの方法で見積ることができれば、正味の二次電子電流の比 $K(\theta)$ を得ることができ、それによるイオン温度推定が可能となる。本節ではそのための一つの方法を提案する。

序論では述べなかったが、超高温プラズマの電子温度測定法の一つにプラズマからの制動放射光 (軟 X 線域) を適当な材質 (Be, Al, Ni 等) の薄膜に当てその透過光量測定により電子温度を決定する方法がある。⁵²⁾ Be, Al, Ni 等の薄膜の軟 X 線域の光の吸収特性 (吸収係数) はよくわかっているから、同じ材質で厚さの異なるものまたは別の吸収材を用いてプラズマから出る制動放射の透過光量を測定し、その相対強度を求める。透過光量の吸収材の厚さによる依存性は電子温度によって異なりあらかじめ計算できるから測定値と比較して電子温度を決める。この吸収膜法を応用して光電子電流を見積ることが可能である。つまりプラズマ光は透過するが荷電交換水素原子は止まってしまうような膜厚を選び、透過光によるエミッタ電流を測定し、その値から薄膜の吸収係数を考慮して逆に薄膜がない場合の光電子電流を求めるわけである。この方法を検討するために上述のプラズマ・モデルを用いた簡単な計算機シミュレーションを実行した。

密度 κ , 厚さ x の金属薄膜を通過した波長 λ の X 線の強度は, $\exp(-\mu_m(\lambda) \cdot \kappa x)$ だけ減少する。ここで $\mu_m(\lambda)$ は質量減衰係数と呼ばれ, 種々の物質について測定されている。⁵³⁾ 従ってプラズマと二次電子型測定器の間に金属薄膜を置いた場合, 二次電子型測定器における光電子電流 I_{ph}' は式 (4.18) ではなくて

$$I_{ph}' = \int_0^a dr \int_0^\infty \frac{dE_{ff}(r, \lambda)}{d\lambda} \cdot \exp(-\mu_m(\lambda) \cdot \kappa x) \cdot \rho(\lambda) d\lambda \cdot \frac{r}{a} \quad (4.20)$$

となる。一方、高エネルギー粒子が金属中を走る時粒子数が入射時の1/2になる距離のことを飛程 $R(E)$ と呼び、それは金属の入射粒子に対する阻止能 dE/dx と次のような関係にある。

$$R(E) = \int_0^E \frac{dE}{dE/dx} \quad (4.21)$$

従って厚さ x の金属薄膜にエネルギー E の粒子が入射した時その粒子数は $2^{-x/R(E)}$ だけ減少する。ここで通過粒子はそのエネルギーもかなり失っているが本計算では考えないこととした。すると金属薄膜を通過した荷電交換水素原子による二次電子電流 I_{se}' は式(4.12)を変形して

$$I_{se}' = e \int_0^\infty \gamma_0(0^\circ, E) \Gamma(E) \cdot 2^{-x/R(E)} dE \quad (4.22)$$

となる。従って式(4.20)、式(4.22)で I_{ph}' 、 I_{se}' を計算し、本節で提案する方法を評価した。ここで薄膜の厚さは薄膜金属の密度と厚さとの積 κx 、単位は g/cm^2 で表わすこととした。表4.11は二次電子型測定器でBe薄膜を通してプラズマを観測した時の二次電子電流密度 I_{se}' と光電子電流密度 I_{ph}' を膜厚を変えて計算した結果である。プラズマパラメータの半径分布を r^2 分布とし、中心イオン温度が1keV、2keV、5keV、10keV、20keV、50keVの6つの場合を考えた。Be薄膜を透過する荷電交換水素原子束は、Lindhard等によって理論的に計算された陽子に対するBeの電子的阻止断面積から阻止能 dE/dx を求め($dE/dx = 7.32 \times 10^{-15} \cdot (E/10^4)^{0.435} [eV \cdot cm^2/atom]$)⁵⁴、それを用いて計算することによって I_{se}' を得た。結果を見ると、膜厚を増すと I_{se}' は急激に減少するが、 I_{ph}' の方はゆっくりした減少しか示さない。従って膜厚が厚い方が I_{se}' を無視しやすいが、 I_{ph}' が小さくなり過ぎてもメータで直読できないから、使用する膜厚にはプラズマのイオン温度に依存した最適値がある。イオン温度が上昇すると I_{se}' は増加するから、膜厚の最適値はイオン温度と共に大きくなる。

表 4.11 Be 薄膜使用時の I_{se}' 及び I_{ph}'

T_i (keV)	膜厚 (mg/cm ²)	I_{se}' (A/cm ²)	I_{ph}' (A/cm ²)
1	0.1	6.47×10^{-9}	1.69×10^{-6}
	0.3	1.27×10^{-13}	5.63×10^{-7}
	1.0	1.99×10^{-24}	3.89×10^{-7}
	3.0	7.12×10^{-50}	2.11×10^{-7}
	10.0	—	8.96×10^{-8}
2	0.1	9.81×10^{-8}	1.63×10^{-6}
	0.3	1.60×10^{-11}	6.44×10^{-7}
	1.0	2.90×10^{-20}	4.75×10^{-7}
	3.0	1.85×10^{-46}	2.92×10^{-7}
	10.0	—	1.52×10^{-7}
5	0.1	1.53×10^{-6}	1.31×10^{-6}
	0.3	3.03×10^{-9}	5.96×10^{-7}
	1.0	1.83×10^{-15}	4.64×10^{-7}
	3.0	9.45×10^{-27}	3.17×10^{-7}
	10.0	7.08×10^{-53}	1.94×10^{-7}
10	0.1	8.77×10^{-6}	1.03×10^{-6}
	0.3	6.36×10^{-8}	5.00×10^{-7}
	1.0	6.89×10^{-13}	4.00×10^{-7}
	3.0	4.36×10^{-22}	2.87×10^{-7}
	10.0	9.92×10^{-47}	1.88×10^{-7}
20	0.1	3.42×10^{-5}	7.80×10^{-7}
	0.3	7.38×10^{-7}	3.96×10^{-7}
	1.0	7.82×10^{-11}	3.22×10^{-7}
	3.0	8.32×10^{-19}	2.38×10^{-7}
	10.0	5.30×10^{-43}	1.64×10^{-7}
50	0.1	1.34×10^{-4}	5.22×10^{-7}
	0.3	8.20×10^{-6}	2.75×10^{-7}
	1.0	5.70×10^{-9}	2.28×10^{-7}
	3.0	2.44×10^{-16}	1.73×10^{-7}
	10.0	2.43×10^{-40}	1.24×10^{-7}

図 4.12 が Be 薄膜透過光による光電子電流 I_{ph}' のプラズマ電子温度に対する変化である。パラメータは膜厚で、破線は膜を取り去りプラズマ光を直接銅エミッタに当てた場合である。また膜厚 0.1mg/cm², 0.3mg/cm² の場合の曲線中の点線は、膜を透過する水素原子による I_{se}' が I_{ph}' の 1/10 以上となり無視できない場合を示す。プラズマ光を Be 薄膜を通すことによって光電子電流は 1/10 ~ 1/100 程度に減少するが、10mg/cm² の厚さでも 1cm² 当り数 100nA となり測定は十分可能である。またこの程度の膜厚の金属薄膜を作ることは技術的に可能であり、その支持も容易である。 I_{ph}' にはこの程度の電子温度で膜厚によって決まるピーク値が存在する。例えば 10mg/cm² の Be 薄膜ではそれは

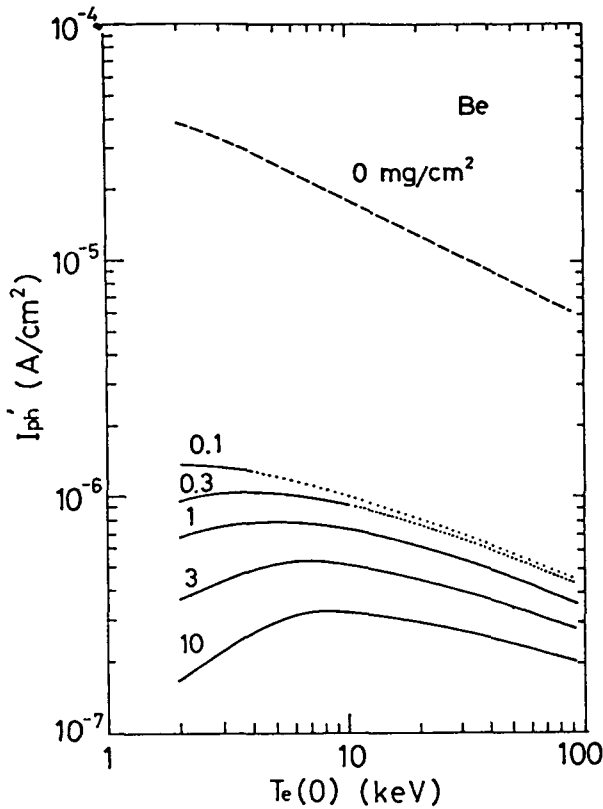


図 4.12 Be 薄膜透過光による
光電子電流と電子温度の
関係。パラメータは膜厚。

8 keV 位の電子温度に対応し、図のように I_{ph}' として $3 \times 10^{-7} \text{ A/cm}^2$ が測定された場合には I_{ph} を 1 つの値に確定することができない。しかし、前節の計算からわかったように光電子電流の効果が無視できなくなるのは電子温度が $10 \text{ keV} (=2 \cdot T_i(0))$ 以下の場合であるから、その範囲内では I_{ph} を決定することもできる。一方、 I_{ph} を一意的に求めるために、2 つの膜厚の異なる薄膜を用いて同様の測定を行い、その I_{ph}' の比を利用することも考えられる。図 4.13 は、図 4.12 から求めた I_{ph}' の比と I_{ph} の関係を示したものである。横軸が 2 つの Be 薄膜による I_{ph}' の比で、膜厚が等しい場合は 1 となる。それぞれの曲線は 10 mg/cm^2 の膜を通した場合の I_{ph}' に対する $0.1, 0.3, 1, 3 \text{ mg/cm}^2$ の膜の場合の I_{ph}' の比に相当し、図のようにすべての場合一意的に光電子電流を決定できることがわかる。

従ってこの金属薄膜による光電子電流の効果を見積る方法を使って二次電子電流のみによる $K(\theta)$ を測定するためには、二次電子型測定器を 3 入力型または 4 入力型に改良して、それぞれ $I_{se}(0^\circ) + I_{ph}(0^\circ)$, $I_{se}(\theta) + I_{ph}(\theta)$, I_{ph}' (I_{ph}'') を測定し、これらのデータから $K(\theta)$ を決定し、プラズマ中心のイオン温度 $T_i(0)$ を推定する。しかし、この

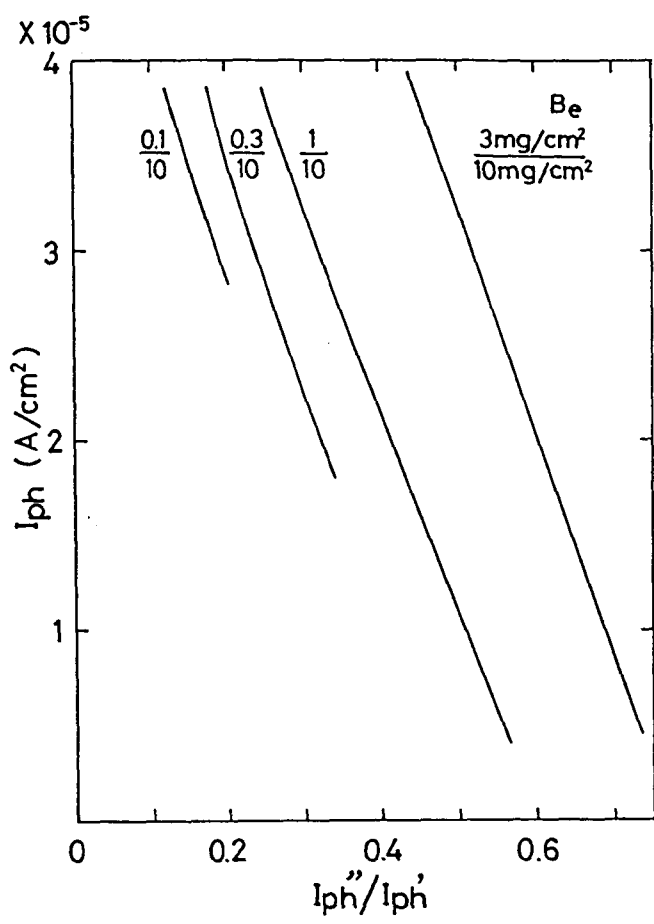


図 4.13 2つの膜厚に対する光電子電流の比 I_{ph}''/I_{ph}' と I_{ph} の関係

方法による結果が妥当なのは、プラズマ内の不純物による再結合放射が制動放射に比べて無視できる場合のみであって、また放射スペクトルが軟X線域成分を十分持つと言う理由から、電子温度は200eV程度以上でなければならない。放射スペクトルの形も規定できない不純物の多いプラズマに対しては、この方法は適用できない。この場合には、パルスカウンティング法等により直接放射スペクトルを求めると言う方法を採らねばならない。一方、放射スペクトルを測定することは、不純物の同定や量の評価等超高温プラズマの性質を知る上で非常に重要で、必ず実行される。従ってそのデータを用いて光電子電流の効果を見積ることも十分可能であろう。

4. 4 結 言

本章では、超高温プラズマから放出される荷電交換水素原子を銅エミッタに入射させ、垂直入射の場合の二次電子電流とある入射角 θ の時の二次電子電流の比 $K(\theta)$ を測定しイオン温度を推定する方法の、簡単なモデル計算を行うことによって、測定される二次電子電流の大きさ、 $K(\theta)$ とイオン温度の関係、プラズマ光によるノイズの影響などを評価し検討した。その結果、本方法はイオン温度が 5 keV 以上の超高温プラズマに対して少くともファクター 2 以内の精度で中心イオン温度を推定できることが明らかとなった。またこの程度のプラズマに対して、制動放射のみを仮定できる場合には、それによる銅エミッタからの光電子放出は無視し得ることもわかった。最後にイオン温度が低くてプラズマ光の影響が無視できない場合のために、金属薄膜を用いて銅エミッタでの光電子電流を見積り、二次電子電流のみによる $K(\theta)$ を求める方法を提案した。

第5章 二次電子測定によるエネルギー分布関数の決定法

5.1 緒言

第3章、第4章で提案した荷電交換中性粒子解析法は、プラズマイオンのエネルギー分布関数をマクスウェル分布と仮定してその平均エネルギーつまりイオン温度を決定するものであった。しかし、実験条件によってはイオンのエネルギー分布関数をマクスウェル分布と仮定することが難しい場合がある。例えば高速中性粒子入射加熱や波動加熱を併用する場合はそれで、ある条件を満たすイオンのみが加熱されてイオンのエネルギー分布関数にひずみが生ずる。このような場合でもイオンエネルギー分布関数をマクスウェル分布と仮定して得られるイオン温度は、対象とするプラズマに関する重要な情報であり必要不可欠のものであることは間違いないが、しかし詳細なプラズマの解析を行うにはより正確なイオンに関する情報が必要で、イオンのエネルギー分布関数自体を測定しなければならない場合もある。本章ではそのような場合のための荷電交換中性粒子法、つまり荷電交換中性粒子のエネルギー分布を測定してイオンのエネルギー分布を得る方法に中性粒子を金属表面に直接当てた時の二次電子放出を利用すること、言いかえると二次電子放出を利用して高速中性粒子のエネルギー分布関数を決定する方法を提案し、検討した。

第3章の式(3.1)または式(3.3)において、 $r_0(E)$ 、 $\sigma_{ex}(E)$ が既知としても、単に二次電子電流 I_e を測定するだけで $N(E)$ または $n_i(E)$ の全体を推定することは不可能であることは述べた。ところが、もし二次電子放出係数 $r_0(E)$ が入射エネルギー E 以外のあるパラメータ X によって変化すると考えると、測定される二次電子電流も X に依存する。つまり、

$$I_e(X) = eS \int_0^{\infty} r_0(X, E) \cdot N(E) \sqrt{\frac{2E}{m}} dE \quad (5.1)$$

式(5.1)は $r_0(X, E)$ が E と X に変数分離できないと仮定すると ($r_0(X, E) \neq r_E(E) \cdot r_X(X)$)、フレドホルム型の積分方程式となる。ここで積分核 $r_0(X, E)$ の E 依存性及び X 依存性の全容が明らかであると、二次電子電流の X 依存性 $I_e(X)$ を測定し式(5.1)を解いて入射中性粒子のエネルギー分布関数 $N(E)$ を決定することができる。これが本章で提案するアイデアであるが、式(5.1)の積分方程式を正確に解く

にはパラメータ X のほとんど連続的な変化による $I_e(X)$ を測定しなければならない。ここにパラメータ X の選定の問題がある。

二次電子放出係数を変化させる物理量としては、ターゲット物質の種類、ターゲットの表面状態、入射角等が考えられるが、表面状態の変化はその把握が難しいので除外すべきである。二次電子放出係数はターゲット物質によって違うが、金属・半導体の場合にはそれ程大きな変化はない。また正確なエネルギー分布の測定となると多くの金属を用いた実験が必要で事実上不可能である。絶縁物の使用は電荷の蓄積のためパルス測定に限られる。そこでまず利用の可能性があるのが、前々章及び前章で用いた入射角である。一方積分核として、二次電子放出係数ではないが二次電子電流のコレクタ電圧依存性を用いることもできる。普通の二次電子型検出器は、基本的には二次電子を放出するエミッタ電極と正の電圧を印加して生じた二次電子を集めるコレクタ電極から成る。生じた二次電子をすべて集めるためにコレクタに印加する電圧は +50V ~ +100V で、このコレクタ電圧を零に近づけて行くと少しずつ二次電子電流が減り始め、零を通り越して負の数Vの電圧になると急激に減り、負の数10Vで完全に零となる。これはいわゆるファラデーカップの逆電圧特性で、生じた二次電子がエネルギー分布を持つためにこのような特性になる。逆にこの二次電子電流のコレクタ電圧依存性を微分して二次電子のエネルギー分布を得ることができる(逆電圧法)。二次電子のエネルギー分布はほとんど常に 3eV 以下にピークを有し、裾野が約 10eV まで伸びているが、この裾野の広がりには入射粒子のエネルギーに依存する。⁵⁵⁾ 従って二次電子のエネルギー分布を測定して入射中性粒子のエネルギーを推定することができる。二次電子のエネルギー分布は二次電子電流のコレクタ電圧特性を微分して求めるが、この時の微分誤差が大きいので実際にはコレクタ電圧特性自体を積分核とした方がよい。本章では主としてこの方法について議論した。

5.2 エネルギー分布関数測定法

中性粒子のエネルギーが数 10keV 以下なら、入射角 θ を大きく選ぶことによって、 $r_0(\theta, E)$ をエネルギー分析に利用することができる。⁵⁶⁾ そこで、式(5.1)のパラメータ X として入射角 θ を用いて、

$$I_e(\theta) = eS \int_0^\infty r_0(\theta, E) \cdot N(E) \sqrt{\frac{2E}{m}} dE \quad (5.2)$$

と書き換える。超高温プラズマのイオンエネルギー分布関数を得たい場合には式(3.3)より,

$$I_e(\theta) = e \cdot V \frac{dQ}{4\pi} \cdot n_0 \int_0^\infty \tau_0(\theta, E) \cdot \sigma_{eX}(E) \cdot n_i(E) \sqrt{\frac{2E}{m}} dE \quad (5.3)$$

が基本式となる。実際に式(5.2)を解くには、まず予想されるエネルギー範囲を n 等分してエネルギー分布関数 $N(E)$ を有限個 (n) の代表点で表わすことにし、次の n 元連立一次方程式に変形する。

$$\begin{pmatrix} I_e(\theta_1) \\ I_e(\theta_2) \\ \vdots \\ I_e(\theta_n) \end{pmatrix} = eS \Delta E \sqrt{\frac{2}{m}} \begin{pmatrix} \tau_0(\theta_1, E_1) & \tau_0(\theta_1, E_2) & \cdots & \tau_0(\theta_1, E_n) \\ \tau_0(\theta_2, E_1) & \tau_0(\theta_2, E_2) & \cdots & \tau_0(\theta_2, E_n) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \tau_0(\theta_n, E_1) & \tau_0(\theta_n, E_2) & \cdots & \tau_0(\theta_n, E_n) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N(E_1)\sqrt{E_1} \\ N(E_2)\sqrt{E_2} \\ \vdots \\ N(E_n)\sqrt{E_n} \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

n 個の入射角で測定された二次電子電流値 $I_e(\theta_1), I_e(\theta_2), \dots, I_e(\theta_n)$ をデータとして、式(5.4)をガウス・ジョルダン法等の数値計算の技術を用いて解いて、 $N(E)$ を決定する。 $\tau_0(\theta, E)$ はあらかじめ既知エネルギーの中性粒子ビームで測定しておくか、もしくは理論的に導出した式を用いる。

高速粒子を金属表面に衝突させた時生じる二次電子のエネルギー分布は、入射粒子のエネルギーに関係し、入射エネルギーが大きい程高エネルギー側の裾野が広がる。今、エネルギー分布関数が $N(E)$ である高速中性粒子が金属表面に入射した時の二次電子のエネルギー分布関数を $G(\epsilon)$ と書くことにする。ここで E は入射中性粒子エネルギー、 ϵ は生じた二次電子のエネルギーを表わす。一方、 $E \sim E + dE$ のエネルギーの単位密度中性粒子束を考え、それによって発生する二次電子のエネルギー分布を E にも関係するため $g(\epsilon, E) dE$ と書くと、 $G(\epsilon)$ は、 $g(\epsilon, E)$ と $N(E)$ を用いて次のようになる。

$$G(\epsilon) = \int_0^\infty g(\epsilon, E) N(E) dE \quad (5.5)$$

また普通の二次電子型検出器の出力電流（二次電子電流）は、

$$I_e = eS \int_0^\infty G(\epsilon) \sqrt{\frac{2\epsilon}{m_e}} d\epsilon \quad (5.6)$$

である。 m_e は電子質量。式 (5.5) は $g(\epsilon, E)$ を積分核とする積分方程式と見なせるから、あらかじめ既知の中性粒子ビームによる較正で $g(\epsilon, E)$ を決定しておく、 $G(\epsilon)$ を測定して $N(E)$ の形を推定することができる。 $g(\epsilon, E)$ が E と ϵ に関して変数分離できないのは明らかである。もし変数分離できて $g(\epsilon, E) = g_e(\epsilon) \cdot g_E(E)$ と表わせたかすると、入射エネルギー E を変えても二次電子のエネルギー分布は変化しない。式 (5.5) を基に二次電子エネルギー分布測定により中性粒子のエネルギー分布を推定できることがわかったが、実際には二次電子のエネルギー分布は二次電子電流のコレクタ電圧特性を微分して得るのが普通であるから、微分誤差が問題となる。

コレクタ電圧 V_c を二次電子を完全に追いつく程大きくない負の電圧に設定すると、その時の二次電子電流は、式 (5.6) より、

$$J_e(V_c) = e \int_{e|V_c|}^\infty G(\epsilon) \sqrt{\frac{2\epsilon}{m_e}} d\epsilon \quad (5.7)$$

と書ける。ここで $J_e(V_c)$ は単位面積当りの電流値つまり電流密度と定義した。 $G(\epsilon)$ として式 (5.5) を代入すると、

$$J_e(V_c) = \int_0^\infty I_e^*(V_c, E) \cdot N(E) dE \quad (5.8)$$

ここで $I_e^*(V_c, E)$ は

$$I_e^*(V_c, E) = e \int_{e|V_c|}^\infty g(\epsilon, E) \sqrt{\frac{2\epsilon}{m_e}} d\epsilon \quad (5.9)$$

で定義され、エネルギー E の単位密度中性粒子入射時における二次電子電流密度のコレクタ電圧特性を意味する。式 (5.8) も式 (5.5) と同様、中性粒子エネルギー分布測定のための基本式とすることができる。⁵⁷⁾ この場合の積分核は $I_e^*(V_c, E)$ となる。しかも $J_e(V_c)$ 及び $I_e^*(V_c, E)$ は $G(\epsilon)$ 、 $g(\epsilon, E)$ の様に微分操作を必要とせず、二次電子

型検出器の出力電流を直接データとして用いるから有利である。

さて、現存の超高温プラズマ発生装置はプラズマ閉じ込め時間がせいぜい数 10msec でパルス的に運転されている。また、将来の核融合原子炉も、1 秒程度の間に核融合プラズマを発生し電力を取り出し冷やすという過程の繰り返しで運転されると予想される。従ってこの準定常的に発生した超高温プラズマを解析するには諸パラメータの時間的変化を知ることが必要で、そのために測定用機器は時間的応答が速いことが望まれる。本節で述べた $r_0(\theta, E)$ を積分核とする方法でプラズマイオンのエネルギー分布の時間的変化を測定するには、エミッタ電極を高速で回転しなければならない。そのために直方体の長さ方向を軸として回転し、1 回転で 4 時点のデータを収集できるように設計し回転速度を 5 万回/分としても時間分解能は数 $100 \mu\text{sec}$ 程度で、現存の超高温プラズマの閉じ込め時間では、1 時点のデータを取得間のプラズマの変化が問題となる。一方、 $I_e^*(V_c, E)$ を積分核とする方法における時間分解能を制限するものは、コレクタ電圧の授引速度及びデータを処理する電子回路の応答速度だけである。これらを数 μsec 以下にすることは十分可能であり、超高温プラズマ診断用としては $r_0(\theta, E)$ による方法より適していると言える。そこで次節以下では二次電子電流のコレクタ電圧依存性を利用する方法について実験的な検討を加えた。

5.3 二次電子電流のコレクタ電圧依存性 $I_e^*(V_c, E)$

本節以下で積分方程式を用いた荷電交換中性粒子エネルギー分析法の内、前節後半で述べた二次電子電流のコレクタ電圧特性を利用する方法を実験的に検討する。積分方程式は中性粒子のエネルギー分布関数を $N(E)$ として、

$$J_e(V_c) = \int_0^{\infty} I_e^*(V_c, E) \cdot N(E) dE \quad (5.8)$$

$J_e(V_c)$ は分析したい中性粒子を二次電子型検出器のエミッタ電極に入射させた時の二次電子電流密度のコレクタ電圧 V_c 特性で、また $I_e^*(V_c, E)$ はエネルギー E を持つ単位密度の中性粒子入射時の二次電子電流密度の V_c 特性である。 $I_e^*(V_c, E)$ をあらかじめ既知エネルギーの中性粒子ビームで決定しておけば、分析したい中性粒子束に対する $J_e(V_c)$ を測定するだけで式 (5.8) の積分方程式が解けて、エネルギー分布関数 $N(E)$ を知ることができる。

本節では $I_e^*(V_c, E)$ の E 及び V_c に対する特性を実験的に検討する。本来ならこれには中性粒子ビームを用いるべきであるが、本実験では数 100eV 以上のエネルギー領域において中性粒子と同じ二次電子放出係数を与えるイオンビームで代用して $I_e^*(V_c, E)$ を測定した。イオンビームだとその電流値から簡単に粒子密度が求まるし、中性粒子ビームより当然エネルギー広がり小さいので都合である。さらに、大きな電流値で測定できることも測定上の利点になる。さて、本節以下では $I_e^*(V_c, E)$ を単位粒子密度当りの量から単位粒子束（粒子密度×粒子速度）当りの量と定義し直した。この場合には粒子束 $N(E)\sqrt{\frac{2E}{m}}$ を $\phi(E)$ と書くと、式 (5.8) は

$$J_e(V_c) = \int_0^{\infty} I_e^*(V_c, E) \phi(E) dE \quad (5.10)$$

となる。

本実験は 2.4.2 節の予備実験と同じ電極配置、電圧印加方法で実行された。ただ、測定誤差をできるだけ小さくするため次のような工夫をした。 $I_e^*(V_c, E)$ 測定の際の誤差の原因と成り得るものは、入射イオンエネルギー及びイオン電流の変動、コレクタ電圧設定のばらつき、二次電子電流測定におけるメータの視誤差などが考えられる。イオンビームをエミッタに衝突させるためにイオン輸送電極 3・4 及び散乱容器内の各電極にはイオン引出し電極と同じ負の高電圧が印加され、この電圧によってイオンエネルギーが決まる。従ってこのための高電圧電源として Fluke 社 410B 安定化電源を用い、入射イオンエネルギーの変動を押えた。イオン電流の変動は、イオン引出し電圧が上記電源により安定化されると、ソースプラズマの変動のみに依存する。本イオン源で用いた BPD は非常に安定で、イオンエネルギー E をある値に設置してコレクタ電圧特性 $I_e^*(V_c, E)$ を測定するに要する時間内では、イオン電流は一定であった。コレクタ電圧の設定及びエミッタ電流測定における誤差は、デジタル化することにより少なくなった。コレクタ電圧としては直流電源からの +50V の安定電圧を極性反転スイッチと 25 接点回転式スイッチを用いて、-23V から +23V の間を 1 V 間隔で変化し、飽和電流測定のために -50V と +50V の電圧も印加できるようにした。また、エミッタ電流測定には 4 桁表示のデジタル・メータを用いた。

5 keV の Ar^+ を入射して $I_e^*(V_c, 5keV)$ を測定した結果が図 5.1 にある。

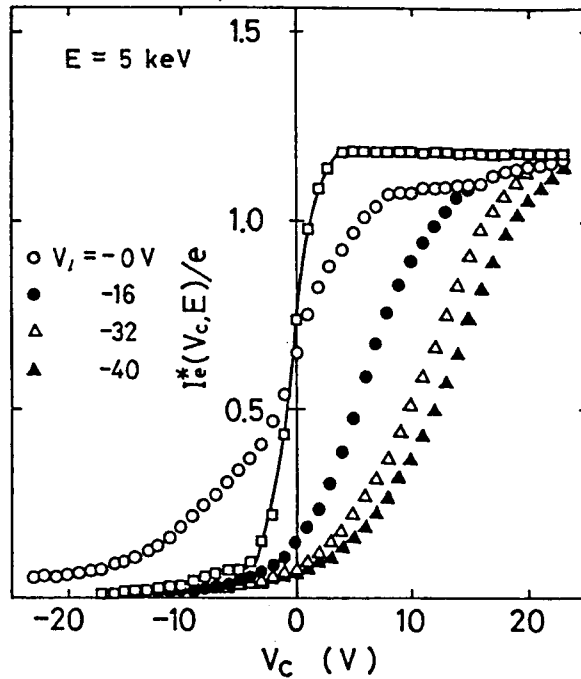


図 5.1 $I_e^*(V_c, E)$ のコレクタ電圧(V_c)依存性

図中□印の測定点がそれである。この特性を微分すると二次電子のエネルギー分布が得られるが、この二次電子電流の逆電圧特性は通常のものより少し正の V_c の方にずれている。⁵⁸ たぶんエミッタが大きくかつコレクタ電極がエミッタからかなり離れているため、少し V_c を正にした程度ではエミッタに戻る二次電子があるからだろう。とにかくこの特性で二次電子のエネルギー分布の情報を含んでいるのは、二次電子電流密度が 0 から飽和値に達するまでの V_c によって変化する部分である。入射粒子のエネルギー変化によって変わる二次電子エネルギー分布の成分は高エネルギーの裾野の部分であるから、式 (5.10) の積分核と成り得るのは V_c が負の部分でしかも電流変化の測定精度を考えると高々 $-5V$ から $0V$ までの約 $5V$ の間の V_c に対する $I_e^*(V_c, E)$ である。従って V_c を $1V$ の $1/10$ のオーダーで変化できかなりの精度で設定しないと、電流変化が急しゅんなため測定結果にばらつきが出る。図 5.1 の□印の結果は 2.4.1 節に述べたように、イオンビームの入口と真空排気用の穴を除いてコレクタがエミッタ電極のすべてを囲む形状にして得たものであるが、次にその円筒状コレクタの蓋と底の部分を取り去り、リミタ電極にエミッタに対して負の電圧を印加した。これはエミッタから放出された二次

電子がリミタの電圧も感じるようにし、かつリミタに負の電圧を加えることによりエミッタに追い返す電場を加えコレクタに吸収されにくくすることを意図した。図 5.1 の○, ●, △, ▲印の特性がこのような条件で測定した結果である。図よりコレクタの蓋と底を取去ることにより V_c の変化で二次電子電流が変化する部分が広がった (○印)。またリミタに負の電圧を印加すると、広がった $I_e^*(V_c, E)$ が V_c の正の方へ移動した。このような $I_e^*(V_c, E)$ の変化によって

- 1). V_c に対して $I_e^*(V_c, E)$ が少しなだらかな変化をするようになり、 V_c 設定誤差に原因する $I_e^*(V_c, E)$, $J_e(V_c)$ の測定誤差が少なくなる。
- 2). 式 (5.10) の積分核として利用できる範囲が広がり、 V_c の代表点を多く取ることができエネルギー分析結果の精度が向上する。
- 3). $I_e^*(V_c, E)$, $J_e(V_c)$ 測定の際、 V_c の極性反転の必要がなくなる。

などの利点が生まれる。そこでこの様な検出器で本方法を実験的に検討した。図 5.2 にその検出器の概略を示す。

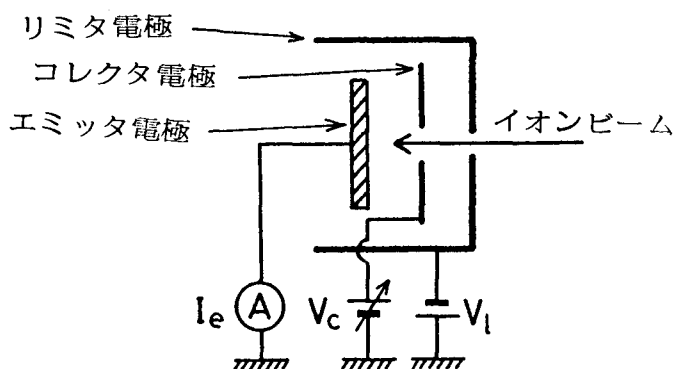


図 5.2 改良型二次電子測定器の概略

図 5.3 はリミタ電圧 $V_l = -32V$ として測定した $I_e^*(V_c, E)$ の一例を示す。これには図 5.1 の場合とは異なり、積分核として使える領域のみの変化を記した。

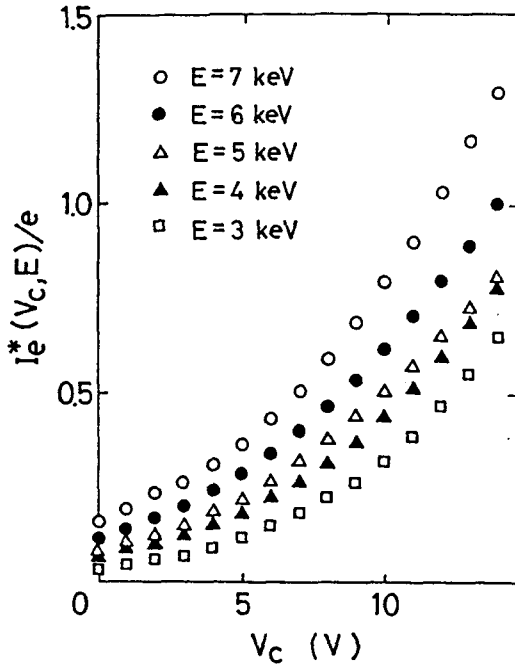


図 5.3 $I_e^*(V_c, E)$ の V_c 及び E 依存性

5.4 イオンビームによる模擬分析実験

式(5.10)は中性粒子のエネルギー分析のための基本式として導出したが、イオンの分析にもまったく同じ形で利用することができる。本節では、単一エネルギーを持つイオンビームを式(5.10)と本節で述べた $I_e^*(V_c, E)$ を用いて分析することにより、本二次電子型検出器を校正し、分解能及び問題点を明らかにした。式(5.10)でも式(5.2)と同様 $\phi(E)$ を n 個のエネルギー代表点で近似し、 n 元連立方程式

$$\begin{pmatrix} \phi(E_1)\Delta E \\ \phi(E_2)\Delta E \\ \vdots \\ \phi(E_n)\Delta E \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_e^*(V_{c1}, E_1) & I_e^*(V_{c1}, E_2) & \cdots & I_e^*(V_{c1}, E_n) \\ I_e^*(V_{c2}, E_1) & I_e^*(V_{c2}, E_2) & \cdots & I_e^*(V_{c2}, E_n) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ I_e^*(V_{cn}, E_1) & I_e^*(V_{cn}, E_2) & \cdots & I_e^*(V_{cn}, E_n) \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} J_e(V_{c1}) \\ J_e(V_{c2}) \\ \vdots \\ J_e(V_{cn}) \end{pmatrix} \quad (5.11)$$

を解いて $\phi(E)$ を決定する。

5.4.1 分割エネルギー幅 $\Delta E = 1\text{keV}$ ($\Delta E/E \sim 0.2$)

まず、式(5.11)のエネルギー分割間隔 ΔE を 1keV とし、イオンビームの分析実験

を行った。 $J_e(V_c)$ の測定器は $I_e^*(V_c, E)$ 測定の時と同じで、分析されるイオンビームは同じ BPD イオン源から引出した 4keV あるいは 5keV Ar^+ とした。二次電子型検出器に入るイオン電流密度はそれぞれ $40 \mu A/cm^2$, $80 \mu A/cm^2$ である。これらのイオンビームによる $J_e(V_c)$ を図 5.4 に示す。この $J_e(V_c)$ を用いて式 (5.11) を解くには、エネ

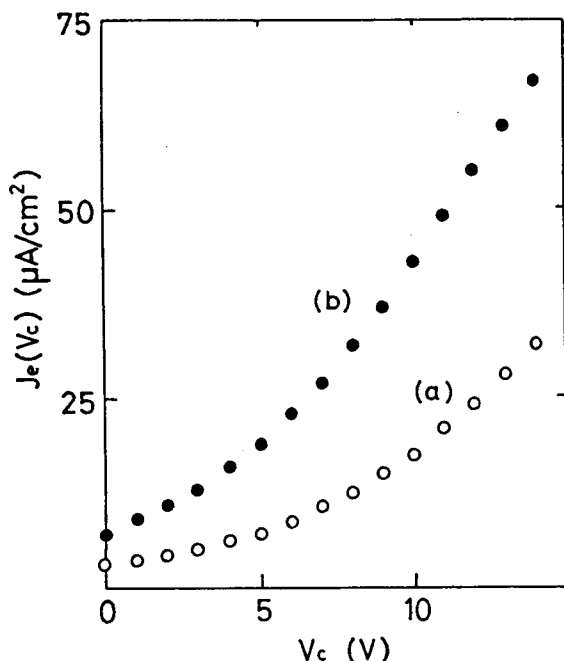


図 5.4 4keV- $40 \mu A/cm^2$ (a),
5keV- $80 \mu A/cm^2$ (b)のイオンビームによる $J_e(V_c)$

ルギーはそれ程広い範囲にはとらず、エネルギー代表点を 3keV, 4keV, 5keV, 6keV, 7keV 及び 8keV の 6 個とした。従って $J_e(V_c)$ も 6 個の V_c の点で代表し 6 元一次連立方程式を解くことになる。結果が図 5.5, 図 5.6 にある。それぞれの図の (a) ~ (g) は、 V_c の代表点を変えて得られたものである。図より、分析結果にはほとんどの場合望まれるエネルギー値 (4keV または 5keV) に大きなピークが現われているが、それ以外のエネルギー代表点でもあたかもそのエネルギー成分があるかのような結果となっている。さらに大きな負の $\phi(E) \Delta E$ が現われる場合もある。これには 2 つの原因が考えられる。

- 1). エネルギー分割間隔が大き過ぎる。
- 2). $I_e^*(V_c, E)$ 及び $J_e(V_c)$ の測定誤差が大きい。

1) と 2) は分析結果への効果として関連している。エネルギー分割数を増して分析精度

を上げようとする、利用できる V_c の範囲は限られているので V_c の分割数を多くすることが必要で、結局 ΔV_c 当たりの $I_e^*(V_c, E)$ 及び $J_e(V_c)$ の変化量が小さくなり $I_e^*(V_c, E)$ $J_e(V_c)$ の測定誤差が問題となる。従って $I_e^*(V_c, E)$ 及び $J_e^*(V_c)$ の測定誤差を小さくすることが ΔE を小さくできる条件となり、直接分析結果の精度向上につながる。本実験において測定系をデジタル化し測定に十分注意を払った理由がここにある。

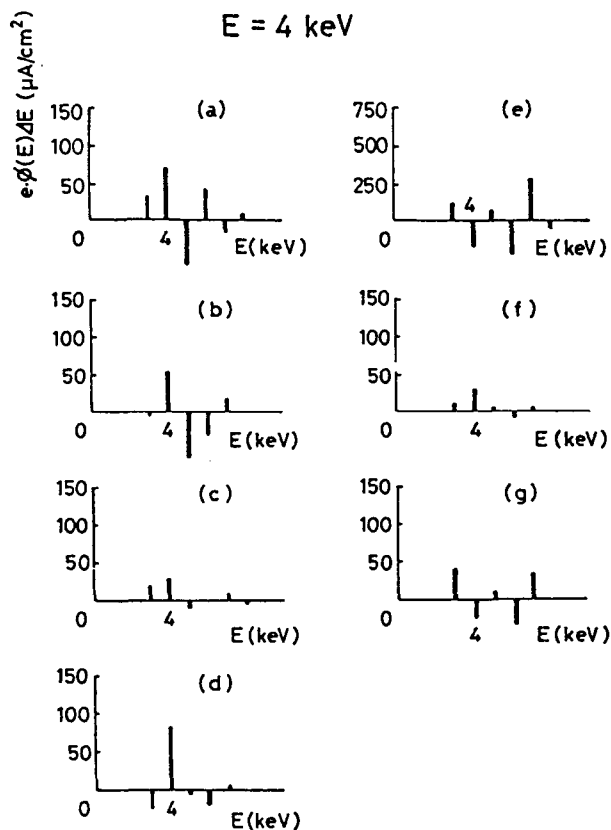


図 5.5 分析結果 $E = 4 \text{ keV}$.

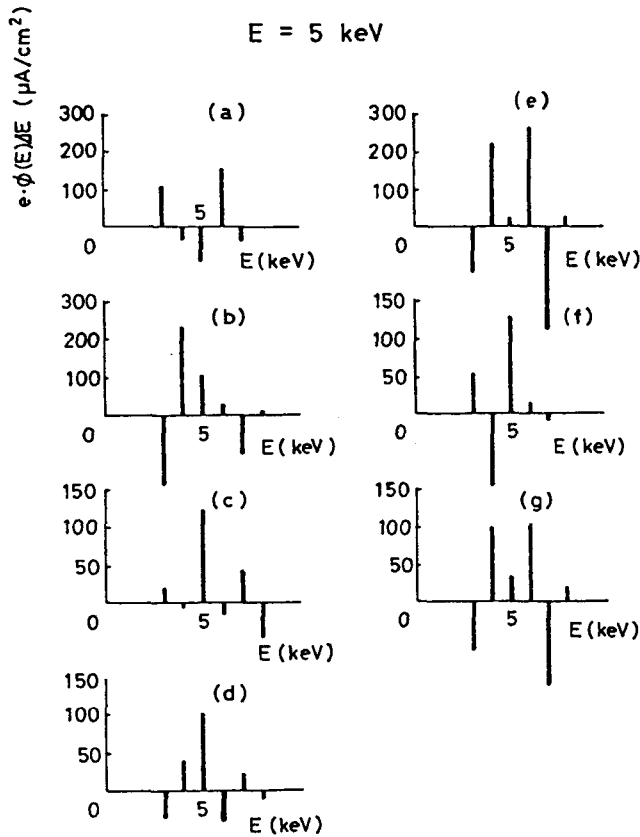


図 5.6 分析結果
 $E = 5 \text{ keV}$.

5.4.2 最小二乗法を用いた分析誤差の低減

$I_e^*(V_c, E)$, $J_e(V_c)$ の測定精度を増すといってもそれには限度がある。ここに一般に何回もの同じ実験の繰り返しによって得たデータの集合から、最も確からしい値を得るための数学的な方法がある。最小二乗法である。測定の際に認められる誤差を統計的にランダムな性質を持ったもののみと仮定できる場合には、数値計算の過程でこの方法を併用することにより、分析結果への誤差波及を押さえることができる。

n 個のエネルギー点で代表された式 (5.11) を解くのに、次式のような n 個より多い m 元の連立方程式を立て、 m 個の方程式のそれぞれの残差の二乗和が最小となるように $\phi(E_1) \Delta E$, $\phi(E_2) \Delta E$, …… , $\phi(E_n) \Delta E$ を決定する。

$$\begin{pmatrix} J_e(V_{c1}) \\ J_e(V_{c2}) \\ \vdots \\ J_e(V_{cn}) \\ \vdots \\ J_e(V_{cm}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_e^*(V_{c1}, E_1) & I_e^*(V_{c1}, E_2) & \cdots & I_e^*(V_{c1}, E_n) \\ I_e^*(V_{c2}, E_1) & I_e^*(V_{c2}, E_2) & \cdots & I_e^*(V_{c2}, E_n) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ I_e^*(V_{cn}, E_1) & I_e^*(V_{cn}, E_2) & \cdots & I_e^*(V_{cn}, E_n) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ I_e^*(V_{cm}, E_1) & I_e^*(V_{cm}, E_2) & \cdots & I_e^*(V_{cm}, E_n) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi(E_1) \Delta E \\ \phi(E_2) \Delta E \\ \vdots \\ \phi(E_n) \Delta E \end{pmatrix}$$

$$(5.12)$$

数学的にはこのような解を“解の存在しない連立方程式の最小二乗解”という。

この方法の分析結果への効果を評価するために、真の $J_e(V_c)$ にランダムな誤差を与えて式 (5.11) と式 (5.12) の両方法を比較した。図 5.7 がその結果である。エネルギー

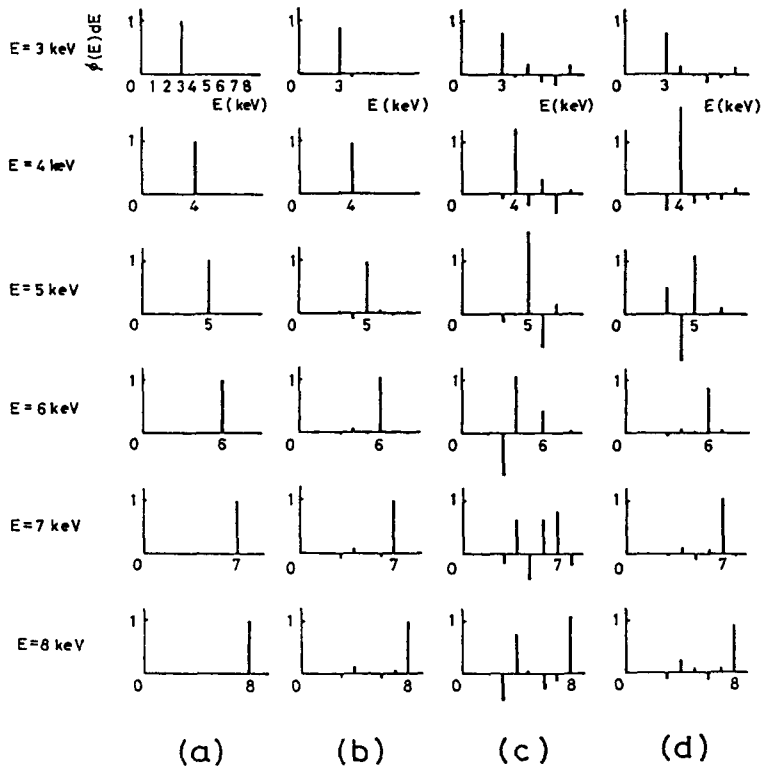


図 5.7 最小二乗法による分析誤差の低減

一代表点は図 5.5, 図 5.6 の場合と同じにした。エネルギー E の粒子に対する真の $J_e(V_c)$ は $I_e^*(V_c, E)$ を定数倍したものであるから、一応 $J_e(V_c) = I_e^*(V_c, E)$ とし式 (5.11) を解くと当然 (a) のように正確に元のエネルギー E が再現される。これは計算しなくても行列の性質から明らかである。上から入射粒子ビームエネルギーが 3keV, 4keV, 5keV, 6keV, 7keV, 8keV の場合である。 $I_e^*(V_c, E)$ としては図 5.3 の値を用いた。(b) は真の $J_e(V_c)$ の値の 4 ケタ目にランダム誤差を与えた場合、つまり $J_e(V_c)$ と $I_e^*(V_c, E)$ が 3 ケタの精度で一致する場合の式 (5.11) による分析結果で、少しの乱れは出て来るがほぼ元のエネルギーを再現する。 $J_e(V_c)$ と $I_e^*(V_c, E)$ が 2 ケタの精度でしか一致しない場合の式 (5.11) による結果が (c) であり、乱れがかなり大きくなって来る。本実験における測定精度はこの程度であり、この精度で $m=10$ として式 (5.12) を用いると (d) のように元の分布に近づくことがわかる。 m は大きい方が良いのは明らかであるが、 m を大きくすると V_c の代表点の間隔が狭くなり、 $I_e^*(V_c, E)$ または $J_e(V_c)$ の変化が少なくなるため測定誤差がかえって大きく効く。従って m の大きさには最適値がある。

図 5.8 は図 5.5 及び図 5.6 の 4keV 及び 5keV Ar^+ を式 (5.12) で分析した結果で、

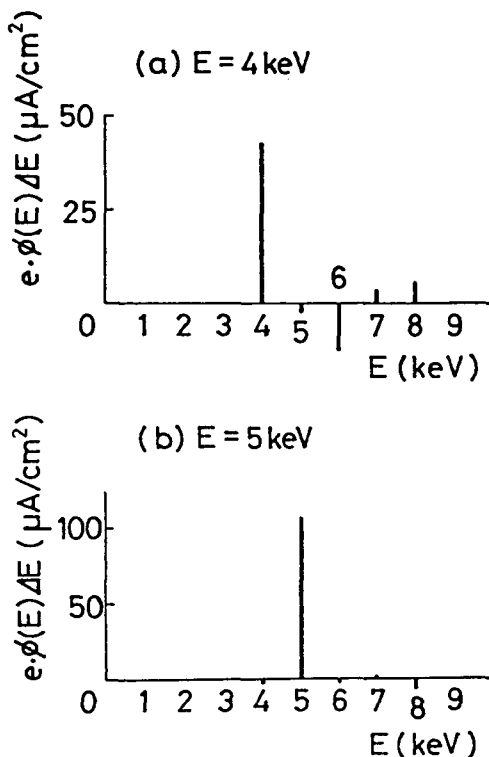


図 5.8 最小二乗法を併用した分析結果

V_c の代表点は0~14Vを1V間隔に15個選んだ($m=15$)。図5.5, 図5.6とこれを比較すると格段に精度が上がったことがわかる。これはまた $J_e(V_c)$, $I_e^*(V_c, E)$ 測定に含まれる誤差はランダムな性質を持つことを示している。しかも図のそれぞれのエネルギー代表点での棒の長さは, そのエネルギー付近 ($E \pm \frac{1}{2}\Delta E$) の成分を代表点のエネルギーを持つ粒子ビームと考えた場合の粒子束を意味する。 $J_e(V_c)$ 測定の際の入射ビーム電流は4keV Ar⁺の場合40 $\mu\text{A}/\text{cm}^2$, 5keV Ar⁺の場合80 $\mu\text{A}/\text{cm}^2$ であったことを考えると, 入射粒子束の絶対値も20%以内の誤差で再現できたわけである。他のいかなるエネルギー分布測定法によってもこのように粒子束の絶対値まで決定することは難しい。本方法でこれが可能となるのは測定法がシンプルで較正が至って簡単なためである。

5.4.3 分割エネルギー幅 $\Delta E=0.5\text{keV}$ ($\Delta E/E \sim 0.1$)

前節で最小二乗法のような適当な測定誤差除去のための数値計算法を用いれば, 有効数字2ケタ程度の実験精度でエネルギー分解能 $\Delta E/E \sim 0.2$ での分析が可能であることがわかった。本節ではエネルギー分割間隔 ΔE を0.5keVとし, 分解能 $\Delta E/E \sim 0.1$ での分析が同様の方法で可能かどうかを検討した。次節で述べるが, 長時間イオンをエミッタに当て続けると $I_e^*(V_c, E)$ の V_c 及びE依存性が少しずつ変化して来るので, もう一度0.5keVのエネルギー間隔で $I_e^*(V_c, E)$ を測定した。図5.9がそれで, 前節の実験から

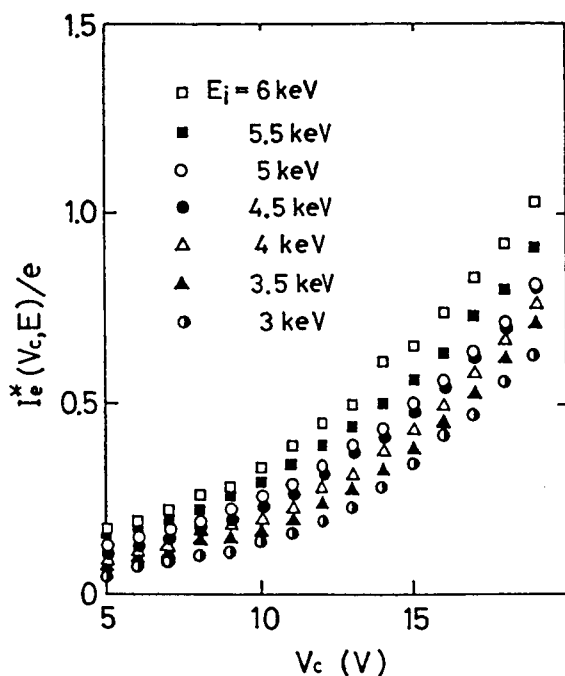


図5.9 $I_e^*(V_c, E)$ の V_c 及び E 依存性

後延べ10時間以上照射している。

今回分析するイオンビームは4.5keVと5keVとし、それぞれイオン電流密度を $40\mu\text{A}/\text{cm}^2$ 、 $50\mu\text{A}/\text{cm}^2$ で測定した $J_e(V_c)$ は図5.10のようであった。エネルギー代表点を3keV、3.5

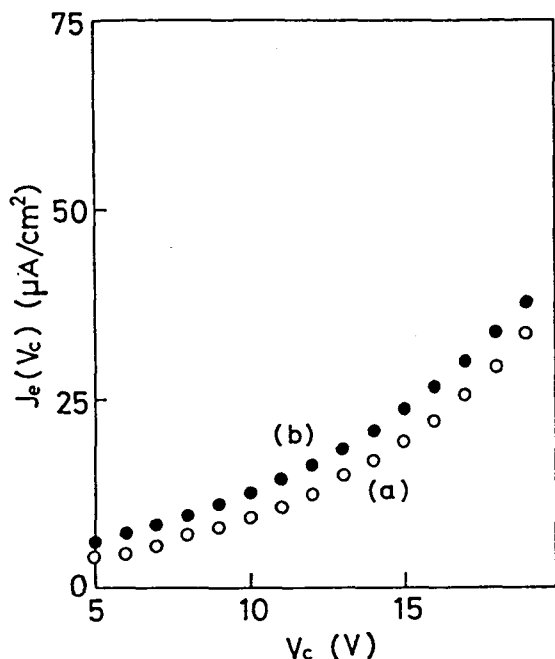


図 5.10 4.5keV- $40\mu\text{A}/\text{cm}^2$ (a)と5keV- $50\mu\text{A}/\text{cm}^2$ (b)のイオンビームによる $J_e(V_c)$

keV, 4keV, 4.5keV, 5keV, 5.5keV, 6keVの7個とし、また図5.10の $J_e(V_c)$ の代表点を5V~19Vの1V間隔15点にとり、前節の最小二乗法を併用した方法で分析した結果を図5.11(a)(b)に示す。(a)は4.5keV Ar⁺入射の場合、(b)は5keV Ar⁺入射の場合である。 $\Delta E=1\text{keV}$ の前節の結果より乱れは大きい、望まれるエネルギーの所に一番大きなピークが現われ、おおまかには入射エネルギーを識別していることがわかる。しかし、エネルギー分布の広がった粒子束の分析には少し問題がありそうである。従ってエネルギー分解能 $\Delta E/E\sim 0.1$ 程度以下で分析したい場合にはさらに精度の良い測定が必要となるだろう。

5.5 討論及び結言

図5.3の $I_e^*(V_c, E)$ と図5.9の $I_e^*(V_c, E)$ の V_c 及びE依存性は少し違っている。二つの測定条件はまったく同じで、ただ“新しい”エミッタによるものか、10時間以上数

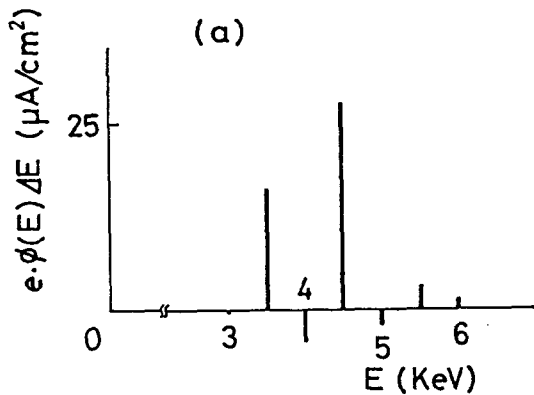
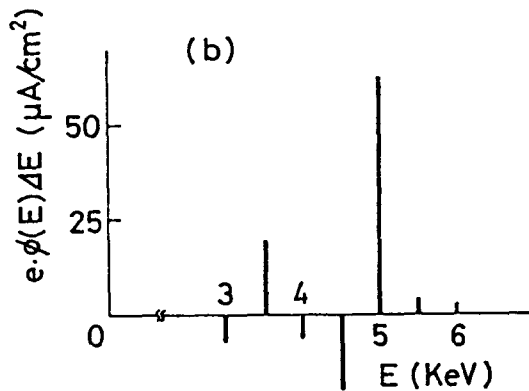


図 5.11 最小二乗法を併用した
分析結果



10 $\mu\text{A}/\text{cm}^2$ のイオンビームを照射した後の“古い”エミッタによるデータだけが異なる。“古い”エミッタを真空中から取り出して観察すると、イオンビームの当たっていたと思われる部分だけ変色していた。これはアセトンによる簡単な洗浄では除くことができず、ペーパーかピカール研磨剤のような物で削り取ってしまわない限りなくなるしないし、 $I_e^*(V_c, E)$ の値も元の“新しい”エミッタによるものに戻らなかった。図 5.12 にイオンビームを照射し始めてからの時間による $I_e^*(V_c, 5\text{keV})$ の変化の様子を示す。 V_c 一定の場合二次電子電流はビーム照射時間と共に減って来るが、その変化はかなりゆっくりしたものである。これは本実験で用いた電極構造特有の性質ではない。普通の二次電子型粒子検出器に 0.1 μA 程度の keV 中性粒子を当て続けた場合にその出力電流（二次電子電流）のコレクタ電圧特性を測定すると図 5.13 のような特性変化を示した。曲線①は“新しい”エミッタの特性で、曲線①から⑤まで変化するのに延べ約 50 時間以上要するゆっくりした変化である。この曲線②～⑤はコレクタ電圧 V_c を十分ゆっくり変化して測定したもので、 $I_e^*(V_c, E)$ も回転式スイッチで V_c を設定して二次電子電流が安定

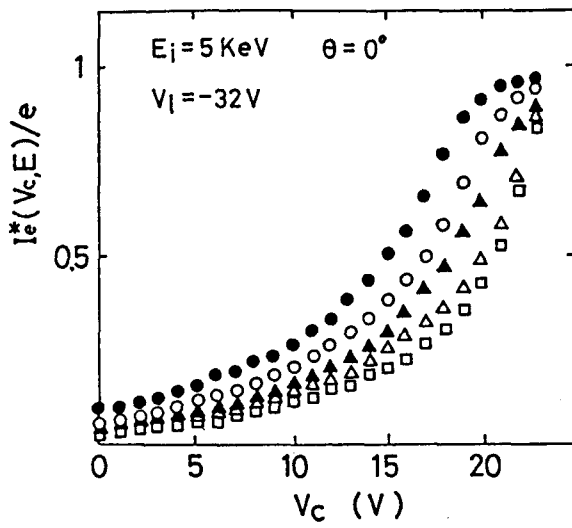


図 5.12 $I_e^*(V_c, 5\text{keV})$ のイオン
ビーム照射時間による変化

- : 10 時間
- : 16 時間
- ▲ : 22 時間
- △ : 28 時間
- : 34 時間

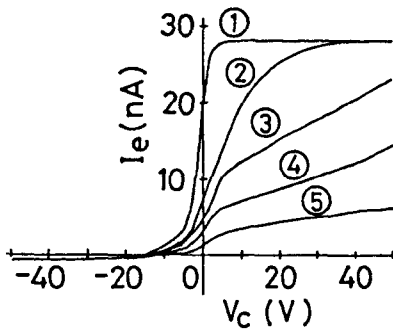


図 5.13 $I_e - V_c$ 特性の中性粒子
照射時間による変化

(①→②→③→④→⑤)

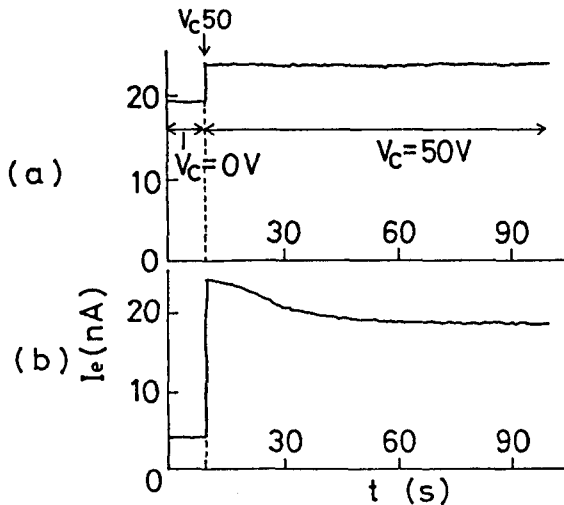


図 5.14 コレクタ電圧(V_c)を急に印加した時の二次電子電流の過渡特性。(a),(b)はそれぞれ図 5.13 の①, ③の表面状態に対応。

するのを待って得たものだから図 5. 12 と図 5. 13 は同じ原因による特性変化と考えられる。ところが今曲線③を示す状態のエミッタで、 V_c を 0V から +50V に急に昇圧すると数 10 秒のオーダーで図 5. 14 (b) のような二次電子電流の変化が観測される。図より図 5. 12 や前節の図 5. 9 は図中の飽和電流値を測定したものである。図 5. 14 (a) は“新しい”エミッタの同様な特性である。これらの特性からビーム照射によってできたエミッタ表面の汚れは絶縁性の汚れであると予想できる。しかし、真空中に漂遊する炭化水素系の不純物が付いただけではアセトンの洗浄によって除けるはずであるから、おそらく高エネルギー粒子（イオンまたは中性粒子）でたたかれる事が重要な条件となるのであろう。

幸いにも $I_e^*(V_c, E)$ の変化は時間的に非常にゆっくりしている。従って時々エミッタを取り出して“新しい”面を出してやることをすればいつも“新しい”エミッタの $I_e^*(V_c, E)$ を維持できるはずである。確かに前節及び前々節で述べた実験の中で観測された変化はランダムなものだけであった。またエミッタをしばしば取り出すことが難しい場合には、校正用の小型のイオンビーム源を用意し表面状態を時々チェックしながら、それぞれの表面状態での $I_e^*(V_c, E)$ を用いてエネルギー測定を行うこともできる。

本章ではプラズマイオンのエネルギー分布関数をマクスウェル分布と仮定できない場合の荷電交換中性粒子法として、荷電交換中性粒子を二次電子型粒子検出器に直接入射させた時の出力電流のコレクタ電圧依存性を利用する方法を提案し、イオンビームを用いてこの型の分析器の校正実験を行った。その結果最小二乗法等の計算処理法を併用することによって $\Delta E/E \sim 0.2$ 程度の分解能で中性粒子の分析が可能であることがわかった。しかし、金属表面状態の変化のためと考えられる二次電子電流の時間的にゆっくりした変化が観測され、それに関する十分な注意が必要なことも明らかとなった。

第6章 結 論

本研究は、超高温プラズマイオン温度測定のための標準的な方法の一つである荷電交換中性粒子法に注目し、荷電交換中性粒子のエネルギー測定に、それを金属表面に直接衝突させた際の二次電子測定による新しい簡単な方法を提案することによって、より簡単にイオン温度を測定できるよう改良し、さらに10keV以上のイオン温度を持つ核融合プラズマのイオン温度測定法としての荷電交換中性粒子法の有用性を高めることを目的とした。

本研究で提案した二次電子測定による荷電交換中性粒子法は、同時に二つの入射角に対する二次電子電流の比を測定して入射荷電交換中性粒子の平均エネルギー、次にはそれを発する超高温プラズマのイオン温度を推定するものである。本方法を実験的に検討するために、keVオーダーのイオンビームを $\sim 10\text{mA}/\text{cm}^2$ の密度で引出せるBPDイオン源を製作し、引出したイオンビームをガス中を通過させる方法と金属表面で反射させる方法の二つで中性化することによって、ほとんど単一エネルギーを持つ中性粒子ビームとプラズマから幅広いエネルギー範囲で放出される荷電交換中性粒子を模擬した中性粒子束を生成した。そしてそれらを用いて、プラズマ計測への応用を目的とした中性粒子衝撃による金属の二次電子放出、特に入射角依存性を研究すると共に、模擬分析実験を行った。さらに超高温プラズマの荷電交換中性粒子放出の簡単な計算機シミュレーションを実行することによって本方式のイオン温度測定器の出力電流の大きさ、それとイオン温度の関係、ノイズとその対策などを検討した。

次にそれらの結果を列記し、総合的な検討を加える。

- 1). 高速中性粒子を金属表面に衝突させた場合、垂直入射時 ($\theta = 0^\circ$) の二次電子放出係数に対するある入射角 θ で入射した時の二次電子放出係数の比 $k(\theta, E)$ は、keV中性粒子入射において $\theta > 50^\circ$ とすると、Sternglassの理論による $\sec \theta$ 則で決まる値より小さく入射エネルギー E の減少と共に直線的に小さくなる。これは銅表面に入射する Ar^0 , He^0 , N_2^0 , H_2^0 及び H^0 について実験的に確認された。
- 2). ある入射角 θ についての $k(\theta, E)$ の入射エネルギー (E) 依存性をあらかじめ測定しておく、エネルギーの知りたい中性粒子を同じ金属に当て、垂直入射時の二次電子電流に対する入射角 θ の時の二次電子電流の比 $K(\theta)$ を測定し、平均エネ

ルギーを推定することができる。この方法で直接求められる入射中性粒子のエネルギーは少し高エネルギー側に偏ったものであるが、真の平均エネルギーからの誤差は+43%以内である。

- 3). イオンビームの銅表面での中性化により生成した中性粒子 (Ar^0 , He^0) のエネルギーを本方法で測定し、従来主に使われるガスストリッピング型中性粒子エネルギー分析器による結果とほぼ同様の結果を得、keVオーダーの中性粒子のエネルギー測定が可能であることを確認した。
- 4). 本方法による測定可能エネルギーの上限は θ を大きくすると高くなり、20keVぐらいまでは測定可能である。測定可能エネルギーの下限は二次電子電流の測定精度に依存し、測定誤差が10%程度でエネルギー推定誤差をファクター2まで許すなら、300eVと見積られる。
- 5). 本方法への二次電子放出金属の表面条件(粗さ、温度)及び周囲の環境(真空度、入射粒子強度)の影響を調べたが、いずれの影響も無視できるかあるいは適当な方法で除去可能である。

さらに超高温プラズマの荷電交換中性粒子放出の計算機シミュレーションによって、

- 6). 荷電交換中性粒子測定によって本方法で直接知ることができるイオン温度はプラズマ周辺部のもので、プラズマ中心温度の1/10~1/15程度である。しかし、プラズマパラメータのプラズマ半径方向分布の形を仮定すると中心イオン温度を求めることもできる。その際仮定する分布の違いによる誤差はファクター2以内と考えられる。
- 7). プラズマの放射光による二次電子放出金属からの光電子放出は測定される $K(\theta)$ 及びイオン温度の誤差の原因となるが、プラズマ中の不純物が少なく制動放射のみを考えればよい場合には、5keV以上の中心温度の超高温プラズマにおいて上記6)のプラズマパラメータの半径分布の違いによる誤差の範囲内に入ってしまうので無視できる。
- 8). イオン温度が5keVより低いプラズマにおける制動放射光の $K(\theta)$ への影響は、200eV以上の電子温度測定に用いられる薄膜透過法を応用することによって、見積り除去することも可能である。

従って本研究で提案する $K(\theta)$ 測定によるイオン温度推定法は、核融合原子炉が自己点

火する 10keV 以上の超高温プラズマに対してようやく十分な威力を発揮できるようになる。これぐらいの超高温プラズマにおいては高速中性粒子入射や高周波波動入射時のプラズマイオンのエネルギー分布のひずみは重要で、エネルギー分布関数自体の情報を得ることができるガストリップング型に代表される電離方式に比べ、本方法はこれの評価が難しく、また直接にはプラズマ周辺部の情報しか得られず中心イオン温度の推定にはかなりの誤差が見込まれると言う欠点もある。

しかし、本方式の測定器がコンパクトになるため場所的制約が少なく、トカマク型プラズマ発生装置の大きな磁場コイルや追加熱器の隙間等の少しの空間があれば設置可能である。また測定が容易な点を考えると、本方式の測定器を装置のいたる所に取り付け、生成プラズマのイオン温度に関する全体の情報を同時に得ることもできる。もちろんこのような超高温プラズマにおいては、金属薄膜による電離方式が十分な効率を得、ガストリップング方式にとって変わるであろうから排気装置の負荷が幾分か軽減され、分析器自体少しはコンパクトになるが、本方式の比ではない。

また本方式の測定器で得られたデータを、一か所に設置された電離方式の分析器で較正して測定誤差を低減することも可能である。結局本方式の測定器はそれだけでプラズマを診断するには少々危険があるが、従来の電離方式の分析器あるいは他のイオン温度測定器、例えば不純物イオンが発する線スペクトルのドップラー広がりを利用してイオン温度を得る、分光学的方法等と併用することによって、従来より格段に多い生成プラズマの情報を得ることができるようになると結論できる。

プラズマのイオン温度はイオンエネルギー分布関数をマクスウェル分布と仮定して定義されるものであるが、上に述べたようにイオンのエネルギー分布は常に等方的なマクスウェル分布をしているとは限らない。この場合においてもマクスウェル分布を仮定して得るイオン温度の情報は重要である。しかし、高速中性粒子入射や波動入射によるプラズマの加熱機構の研究に関しては、単なるイオン温度でなくエネルギー分布関数自体を知りたい場合もある。本研究ではこのような要求に対する二次電子放出を利用する解答として、上記二次電子電流の入射角依存性を利用する方法とコレクタ電圧依存性を利用する方法の二つを提案した。この内後者の方が時間分解能が良くプラズマ診断により適していると考えられるので注目し、実験的にエネルギー分解能 $\Delta E/E$ を評価した。その結果、分解能は二次電子電流の測定精度に大きく依存するが、最小二乗法等の統計的ラン

ダム誤差を少なくする計算処理法を併用することによって、 $\Delta E/E \sim 0.2$ 程度での分析が可能であることがわかった。

謝 辞

本研究は徳島大学工学部においてなされたものでありますが、その遂行にあたり、大阪大学工学部伊藤博教授に御懇切な御指導と御鞭撻を賜りました。ここに心から深く感謝の意を表し、御礼の言葉を申し上げます。また、同大学工学部石村勉教授には終始直接の熱心な御指導と御討論を頂き、深く感謝致します。また、有益な御助言、御討論を頂いた同大学工学部三石明善教授、橋本初次郎教授に心から御礼申し上げます。さらに、本研究の遂行に際し当初より研究全般において実際的な御指導を頂いた徳島大学工業短期学部森一郎教授に厚く御礼申し上げます。また、著者が徳島大学において種々御指導を頂いております工学部御所康七教授、工業短期学部生田信皓教授に御礼申し上げます。最後になりましたが、本研究の過程において直接・間接に協力及び討論して頂いた徳島大学工学部電子工学科真空・気体電子工学講座の卒業生の皆さんに併せて御礼申し上げます。

参 考 文 献

- 1) J. D. Lawson: Proc. Phys. Soc. B70 (1957) 6.
- 2) L. A. Artsimovich: Nucl. Fusion 12 (1972) 215.
- 3) H. P. Furth: Nucl. Fusion 15 (1975) 487.
- 4) H. Eubank et al.: Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 7th Int. Conf. Innsbruck, 1978) CN-37/C-3.
- 5) A. Gondhalekar et al.: ibid 1 (1978) 199.
- 6) R. H. Huddlestone and S. L. Leonard (ed.): Plasma Diagnostic Techniques (Academic Press, New York, 1965).
- 7) W. Lochte-Holtgreven (ed.): Plasma Diagnostics (North-Holland, Amsterdam, 1968).
- 8) A. Eubank and E. Sindoni (ed.): Course of Plasma Diagnostics and Data Acquisition Systems (Editrice Compositori, Bologna, 1975).
- 9) E. Sindoni and C. Wharton (ed.): Diagnostics for Fusion Experiments (Pergamon Press, Oxford, 1979).
- 10) C. Deck, H. Iguchi, J. Jacquinet and T. Kawabe: IEEE Trans. Plasma Sci. PS-3 (1975) 41.
- 11) M. Nagatsu, O. Asada, K. Yoshioka and T. Tsukishima: Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) 955.
- 12) K. Ohya and I. Mori: J. Phys. Soc. Jpn. 43 (1977) 1048.
- 13) K. Ohya and I. Mori: Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) 1193.
- 14) T. Takagi, I. Yamada and J. Ishikawa: Proc. Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams (BNL, 1971) 191.
- 15) K. Ohya, A. Tezuka and I. Mori: Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) 761.
- 16) A. Rostagni: Z. Phys. 88 (1934) 55.
- 17) A. von Engel: Ionized Gases (Clarendon Press, Oxford, 1965) Chap. 3.
- 18) H. C. Hayden and N. G. Utterbank: Phys. Rev. 135 (1964) A1575.
- 19) 文献 21) の Chap.6 p. 172.
- 20) M. Kaminsky: Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces

(Springer-Verlag, Berline, 1965) Chap. 12 and Chap. 14.

- 21) U. A. Arifov : Interaction of Atomic Particles with a Solid Surface (Consultants Bureau, New York, 1969).
- 22) 文献 20) の Chap. 14 p. 328.
- 23) K. Morita, H. Akimune and T. Suita : Jpn. J. Appl. Phys. 5 (1966) 511.
- 24) K. Ohya and I. Mori : Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) L281.
- 25) K. Ohya and I. Mori : Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) 2027.
- 26) E. J. Sternglass : Phys. Rev. 108 (1958) 1.
- 27) R. G. Wilson and G. R. Brewer : Ion Beams with Application to Ion Implantation (John Wiley & Sons, New York, 1973) Chap. 4.
- 28) K. Morita, H. Akimune and T. Suita : Tech. Repts. Osaka Univ. 18 (1968) 27.
- 29) D. B. Medved : J. Appl. Phys. 34 (1963) 3142.
- 30) G. A. Harrower : Rev. Sci. Instrum. 26 (1955) 850.
- 31) T. Kimura and H. Akimune : Jpn. J. Appl. Phys. 17 (1978) 2129.
- 32) W. Eckstein and F. E. P. Matschke : Phys. Rev. B14 (1976) 3231.
- 33) B. M. Smirnov and M. I. Chibisov : Sov. Phys. - Tech. Phys. 10 (1965) 88.
- 34) W. Wien : Ann. Physik. 8 (1902) 260.
- 35) Y. N. Dnestrovskij, D. P. Kostomarov and N. L. Pavlova : MATT-TRS (1971) 107.
- 36) S. Rehker and H. Wobing : Plasma Phys. 15 (1973) 1083.
- 37) M. H. Huges and D. E. Post : J. Compt. Phys. 28 (1978) 43.
- 38) H. Yip, H. Nishihara and S. Yano : Memoirs of the Faculty of Engineering Kyoto Univ. XL (1978) 36.
- 39) K. Murase : Jpn. J. Appl. Phys. 21 (1982) 109.
- 40) A. C. Riviere : Nucl. Fusion 11 (1971) 363.
- 41) N. Noda : J. Phys. Soc. Jpn. 41 (1976) 625.
- 42) N. Campbell : Philos. Mag. 29 (1915) 783.
- 43) A. G. Hill, W. W. Buechner, J. S. Clark and J. B. Fisk : Phys. Rev. 55 (1939) 463.

- 44) H. R. Griem : Plasma Spectroscopy (McGraw-Hill, New York, 1964).
- 45) L. Spitzer : Physics of Fully Ionized Gases (Interscience Publishers, New York, 1962) p.149.
- 46) W. Heitler : The Quantum Theory of Radiation (Oxford Univ. Press, London, 3rd ed., 1954) p.242.
- 47) A. Sommerfeld : Atombau und Spektrallinien (Fiedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1960).
- 48) W. J. Karzas and R. Latter : Astrophys. J. Suppl VI (1961) 167.
- 49) R. B. Cairns and J. A. R. Samson : J. Opt. Soc. Am. 56 (1966) 1568.
- 50) A. M. Tyutikov and Yu. A. Shuba : Optics and Spectroscopy 9 (1960) 332.
- 51) A. P. Lukirskii, M. A. Rumsch and I. A. Karpovich : ibid 9 (1960) 343;
A. P. Lukirskii, M. A. Rumsch and L. A. Smirnov : ibid 9 (1960) 265.
- 52) F. C. Jahoda, E. M. Little, W. W. Quinn, G. A. Sawyer and T. F. Stratton :
Phys. Rev. 119 (1960) 843.
- 53) 文献 6) の Chap. 8 p.369.
- 54) J. Lindhard and M. Scharff : Phys. Rev. 124 (1961) 128.
- 55) 文献 20) の Chap. 14 p.329.
- 56) 森 : 核融合研究 36 (1976) 360.
- 57) K. Ohya and I. Mori : Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) 579.
- 58) 文献 21) の Chap. 8 p.233.

本論文に関連する発表論文

- 1) Stopping Power of Plasma in a Beam-Plasma System
J. Phys. Soc. Jpn. 43 (1977) 1048.
- 2) Application of Secondary Electron Emission to Energy Analysis of Energetic Neutrals
Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) 579.
- 3) Neutralization of Ion Beam on Semiconductive BaTiO₃ Ceramic Surface
Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) 761.
- 4) A Simple Method to Determine the Energy of keV Neutrals
Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) L281.
- 5) Dependence of Secondary Electron Yield on the Incident Angle and the Energy of keV Neutrals Bombarding a Metal Surface
Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) 2027.

本論文に関連する学会講演

- 1) ビーム・プラズマ放電のイオン源への応用 I
電気関係学会 四国支部連合大会 2 - 3 昭和49年10月
- 2) ビーム・プラズマ放電のイオン源への応用 II
電気関係学会 四国支部連合大会 2 - 3 昭和50年10月
- 3) ビーム・プラズマ系におけるプラズマの阻止能
日本物理学会 秋の分科会 12 p - Q - 9 昭和50年10月
- 4) ビーム・プラズマからのイオンの引出し特性
日本物理学会 第31回年会 5 a - H - 6 昭和51年4月
- 5) BaTiO₃ 表面へのイオンビーム衝突による中性粒子化の試み
日本物理学会 春の分科会 5 p - R - 11 昭和52年4月
- 6) イオンビーム中性化実験装置のイオンビーム輸送系
電気関係学会 四国支部連合大会 2 - 13 昭和52年10月
- 7) 二次電子測定による高速中性粒子のエネルギー分析 I
日本物理学会 秋の分科会 6 a - CM - 5 昭和53年10月
- 8) 中性粒子衝撃による金属表面からの二次電子放出
電気関係学会 四国支部連合大会 2 - 8 昭和53年11月
- 9) 二次電子測定による高速中性粒子のエネルギー分析 II
日本物理学会 第34回年会 3 p - KB - 9 昭和54年4月
- 10) 二次電子測定による高速中性粒子のエネルギー分析 III
日本物理学会 秋の分科会 5 p - D - 3 昭和54年10月
- 11) 二次電子エネルギー分布を利用した高温プラズマ診断
電気関係学会 四国支部連合大会 2 - 1 昭和54年11月
- 12) Neutralization of Ion Beam on Semiconductive BaTiO₃ Ceramic Surface
Int. Conf. Plasma Physics, Nagoya 9P - I - 27 Apr. 1980.
- 13) 二次電子放出の入射角及び入射エネルギー依存性と高速中性粒子エネルギー分析への応用
電気関係学会 四国支部連合大会 2 - 11 昭和55年11月

- 14) 二次電子測定による高速中性粒子のエネルギー分析Ⅳ
 第2回 核融合連合講演会 Pb5-24 昭和56年2月
- 15) 高速中性粒子のエネルギー分析 — 二次電子法とガス・ストリッピング法 —
 電気関係学会 四国支部連合大会 2-4 昭和56年11月
- 16) 二次電子法による荷電交換中性粒子計測
 電気関係学会 四国支部連合大会 2-5 昭和56年11月
- 17) 二次電子測定による高速中性粒子エネルギー分析Ⅴ
 日本物理学会 春の分科会 2p-Y-7 昭和57年4月