

JAERI - M
83-131

中性粒子入射装置用イオン源陰極
に関する研究

1983年8月

田 中 茂

JAERI-M レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Section, Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1983

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 いばらき印刷(株)

中性粒子入射装置用イオン源陰極に関する研究

日本原子力研究所核融合研究センター核融合研究部

田 中 茂

(1983年7月27日受理)

中性粒子入射装置用高出力長パルスイオン源の開発における問題点の一つは、陰極の耐久性である。本研究の目的は、長寿命の陰極を開発すること、およびその陰極をイオン源に適合させることにある。NBI 装置用イオン源の陰極として、従来広く用いられてきた直熱型フィラメントは寿命の点で問題があり、これに代わる陰極として本研究では酸化物含浸タングステンを電子放出材とする傍熱型ホローカソードを提案し開発を行なった。

開発の手始めとして小型のホローカソードを試作し、単体での放電およびデュオピガトロン型イオン源に装着した場合の諸特性に関して測定を行なった。その結果、放電維持に必要な放電室内部のガス圧が、従来のフィラメント陰極を用いた場合と比べてより高くなることが問題点として明らかになった。

これを解決するため、新型でより大型のホローカソードおよび多極磁場型イオン源を用いて、ガス流量低減実験を行なった。その結果、放電維持に必要な最小ガス流量は、ホローカソードのオリフィス径の増加とともに低減できる傾向があること、またオリフィス前方に設置されたモリブデン製小円板あるいは外部磁場により、ガス流量が有効に低減できることが実験的に見出された。

次いで、ホローカソードが装着されたイオン源への外部磁場の効果を詳細に検討し、放電が安定化してイオン源動作ガス圧を低下させることが可能となる最適な磁場配位を見出した。更に、強力に水冷された小型矩形イオン源にホローカソードを装着して、最長 10 秒までのビーム引き出しを行なった。

Study on the Cathode of Ion Source
for Neutral Beam Injector

Shigeru TANAKA

Department of Thermonuclear Fusion Research,
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received July 27, 1983)

Durability of the cathode is an important problem in developing a high power long pulse ion source for neutral beam injector. Purpose of this study is to develop a long life cathode and investigate the applicability of it to the source.

Directly heated filaments which are commonly used as the cathode of injector source do not live very long in general. In the present work, an indirectly heated hollow cathode made of impregnated porous tungsten tube is proposed as the alternative of the directly heated cathode. At first, we fabricated a small hollow cathode to study the discharge characteristics in a bell-jar configuration and to apply it to a duoPIGatron hydrogen ion source. The experiment showed that the gas flow rate for sustaining the stable arc discharge in the discharge chamber becomes higher than that when the filament cathode is used. To solve this problem, an experiment for gas reduction was made using a newly fabricated larger hollow cathode and a magnetic multi-pole ion source. The influence of the orifice diameter, the effect of a button and of magnetic field on the gas flow rate were experimentally studied and a method for gas reduction was found. In addition, effect of the magnetic field on the characteristics of the hollow cathode ion source was examined in detail and an optimum field configuration around the cathode was found. Finally, beam extraction from an intensively cooled hollow cathode ion source for up to 10 sec was successfully carried out.

Keywords: Hollow Cathode, Neutral Beam Injector, Impregnated Porous Tungsten, Gas Reduction, Magnetic Field, DuoPIGatron, Magnetic Multi-pole Source, Arc Efficiency, Gas Efficiency, Long Life Cathodes, Nuclear Fusion, Ion Source

目 次

1. 序 論	1
1.1 本研究の目的	1
1.1.1 トカマク型装置における追加熱の必要性	1
1.1.2 中性粒子入射加熱	2
1.1.3 イオン源およびその陰極に関する問題点	4
1.2 本研究の内容	6
参考文献	8
2. 陰極型式および電子放出材	12
2.1 はじめに	12
2.2 傍熱型ホローカソードの利点	12
2.3 電子放出材としてのインプレカソード	13
2.4 傍熱型インプレカソードの寿命	15
2.4.1 試験装置	15
2.4.2 試験結果	16
2.5 ま と め	16
参考文献	17
3. ホローカソードの放電特性	21
3.1 はじめに	21
3.2 実験装置	21
3.2.1 ホローカソード	21
3.2.2 実験装置の構成	21
3.3 放電の起動	22
3.4 実験結果	23
3.4.1 ホローカソードの放電特性	23
3.4.2 電子密度および電位分布	23
3.4.3 デュオピガトロン型イオン源への応用	25
3.5 検 討	26
3.6 ま と め	26
参考文献	28
4. イオン源へのガス流量の低減	35
4.1 はじめに	35
4.2 実験装置	35
4.2.1 ホローカソード	35
4.2.2 装置構成	36

4.3	実験方法	36
4.3.1	放電の起動法	36
4.3.2	ガス流量調整	36
4.3.3	最小ガス流量	37
4.4	実験結果	37
4.4.1	オリフィス径依存性	37
4.4.2	モリブデン製小円板による流量低減	38
4.4.3	流量調整板	38
4.4.4	外部磁場印加効果	39
4.4.5	モリブデン製小円板と磁場の結合効果	40
4.5	検 討	40
4.5.1	中性粒子密度の最小値	40
4.5.2	オリフィス径依存性	42
4.5.3	モリブデン製小円板によるガス流量低減	43
4.6	ま と め	44
	参考文献	45
5.	磁場印加ホローカソード付イオン源の特性	54
5.1	はじめに	54
5.2	放電特性への磁場の影響	54
5.2.1	実験装置	54
5.2.2	実験結果	54
5.3	ビーム引き出し	55
5.3.1	実験装置	55
5.3.2	実験結果	56
5.4	検 討	57
5.5	ま と め	62
	参考文献	64
6.	結 論	77
	謝 辞	79

Contents

Chapter 1. Preface	1
1.1 Purpose of this study	1
1.1.1 Necessity of additional heating of the tokamak plasma ..	1
1.1.2 Neutral beam injection heating	2
1.1.3 Problems associated with the ion source for NBI and the cathode	4
1.2 Outline of the present work	6
References	8
 Chapter 2. Cathode Type and Electron Emitter Material	12
2.1 Introduction	12
2.2 Advantage of indirectly heated hollow cathode	12
2.3 Impregnated porous tungsten as an electron emitter	13
2.4 Life test of an indirectly heated cathode made of the impregnated porous tungsten	15
2.4.1 Experimental apparatus	15
2.4.2 Results	16
2.5 Summary	16
References	17
 Chapter 3. Characteristics of Hollow Cathode Arc Discharge	21
3.1 Introduction	21
3.2 Experimental apparatus	21
3.2.1 Hollow cathode	21
3.2.2 Experimental configuration	21
3.3 Initiation of discharge	22
3.4 Experimental results	23
3.4.1 Characteristics of hollow cathode discharge	23
3.4.2 Distribution of electron density and potential	23
3.4.3 Use of the hollow cathode in a duoPIGatron ion source ..	25
3.5 Discussion	26
3.6 Summary	26
References	28

Chapter 4. Reduction of Gas Flow into a Hollow Cathode Ion Source	35
4.1 Introduction	35
4.2 Experimental apparatus	35
4.2.1 Hollow cathode	35
4.2.2 Experimental configuration	36
4.3 Experimental procedure	36
4.3.1 Initiation of discharge	36
4.3.2 Gas flow control	36
4.3.3 The minimum gas flow rate	37
4.4 Experimental results	37
4.4.1 Orifice diameter dependence	37
4.4.2 Gas reduction by a molybdenum button	38
4.4.3 Conductance control plate	38
4.4.4 Effect of externally applied magnetic field	39
4.4.5 Combined effect of the button and the field	40
4.5 Discussion	40
4.5.1 The minimum neutral gas density in the arc	40
4.5.2 Interpretation for the orifice diameter dependence ...	42
4.5.3 Interpretation for the gas reduction by the button ...	43
4.6 Summary	44
References	45
Chapter 5. Effect of Magnetic Field on the Characteristics of a Hollow Cathode Ion Source	54
5.1 Introduction	54
5.2 Influence of the field on the discharge characteristics ..	54
5.2.1 Experimental apparatus	54
5.2.2 Experimental results	54
5.3 Beam extraction	55
5.3.1 Experimental apparatus	55
5.3.2 Experimental results	56
5.4 Discussion	57
5.5 Summary	62
References	64
Chapter 6. Conclusion	77
Acknowledgements	79

1. 序 論

1.1 本研究の目的

磁場閉じ込め型核融合装置内のプラズマ加熱において、中性粒子入射は最も有効かつ確実な方法である。中性粒子入射装置における最も重要な構成要素は、そのイオン源であり、そのイオン源構成部品の中で陰極は最も激しい損傷を被る。この陰極の耐久性を高めることは、直接的にイオン源全体の耐久性向上に繋がる。本研究の目的は陰極の耐久性向上にあり、本論文では従来型陰極を改良した新型陰極とそれをイオン源に適用した場合の優れた特性について述べる。

従来、中性粒子入射装置用イオン源の陰極として、直熱型フィラメントが用いられてきた。しかし、イオン源の大容量化、長パルス化に伴ない、直熱型フィラメントは寿命の点で問題があることが次第に明らかとなってきた。この点を改善するため、傍熱型ホローカソードを採りあげ、ホローカソード単体の開発を行なった。ところが、ホローカソードをイオン源に適用した際にイオン源性能が低下するという新たな問題点が生じた。このため本研究の課題を次のように定めて開発を進めた。

- 1) 長寿命のホローカソード単体を開発する。
- 2) ホローカソードのイオン源への適合性を検討して、問題点を把握するとともにその解決をはかる。
- 3) ホローカソードが装着されたイオン源の性能を、特に耐久性に関して、従来の直熱型フィラメントを用いたイオン源の性能以上に高める。

以下に、プラズマ追加熱の必要性、中性粒子入射によるプラズマ加熱の原理、中性粒子入射装置の概要について述べた後、陰極改良の必要性を述べ、本研究のプラズマ核融合研究全体における位置および意義を明らかにする。

1.1.1 トカマク型装置における追加熱の必要性

現在、磁場閉じ込め型装置の中で、核融合炉実現に最も近いプラズマ条件を達成しているのは、トカマク型装置である。しかし、同装置単独ではプラズマ加熱に限界があり、核融合炉実現のための Lawson の条件⁴⁾を満足させるには、外部からの加熱が必要である。

トカマク型装置は、変流器作用を利用してプラズマ中に電流を誘起する。この電流を担うプラズマ中の電子は運動する際にイオンおよび他の電子とクーロン衝突する。これにより生ずる有限の抵抗およびプラズマ電流によりジュール熱が発生し、プラズマが加熱される。これをジュール加熱または抵抗加熱と呼ぶ。クーロン散乱の断面積は、粒子エネルギーの2乗に逆比例するため、プラズマ抵抗は電子温度の上昇とともに減少する。プラズマ抵抗 R_p は次式で表わされる。¹⁾

$$R_p \cong \frac{KRZ_{\text{eff}}}{r^2 T_{eo}^{3/2}} \quad (1-1)$$

ここで、 R はリング状プラズマの主半径、 r はその小半径、 T_{eo} はプラズマ中心における電子温

度、 Z_{eff} は不純物イオンを考慮した実効的イオン荷電数、 K はプラズマ断面での電子温度分布に依存した量を表わす。

プラズマ電流を I_p とすると、ジュール加熱によりプラズマに投入される電力 P_Ω は次式で表わされる。¹⁾

$$P_\Omega = R_p I_p^2 = \frac{KR Z_{\text{eff}} I_p^2}{r^2 T_{eo}^{3/2}} \quad (1-2)$$

ジュール加熱による入力、主に電子加熱に使用されるため、(1-2) 式の右辺は、電子損失による電力損失とほぼ釣り合う。即ち、次式を得る。¹⁾

$$\frac{KR Z_{\text{eff}} I_p^2}{r^2 T_{eo}^{3/2}} \simeq \frac{\pi r^2 \times 2 \pi R \times \frac{3}{2} n_e T_e}{\tau_{Ee}} \quad (1-3)$$

ここで、 T_e は平均電子温度、 τ_{Ee} は電子に関するエネルギー閉じ込め時間、 n_e は平均電子数密度を表わす。

ところで、閉じ込め時間に関する比例則の一つとして、次式で表わされる Alcator 則が実験的に得られている。²⁾

$$\tau_{Ee} \propto n_e r^2 \quad (1-4)$$

上式と (1-3) 式を用いることにより、次式の関係が導かれる。

$$T_e \propto (I_p / r)^{4/5} \quad (1-5)$$

この式は、ジュール加熱の場合、プラズマ電流の増加とともに電子温度が増加することを示している。しかしながら、トカマクプラズマの巨視的不安定性（キンク不安定性）の安定条件から、流し得るプラズマ電流には上限値（Kruskal-Shafranov 限界³⁾）が存在する。従って、ジュール加熱による電子温度の上昇は、プラズマの安定条件から制限される。その上限値はたかだか 3 keV である。¹⁾

この程度の温度では、Lawson の条件⁴⁾として知られている D-T 反応による核融合炉の自己持続条件を満たすことができない。従って、ジュール加熱で限界に達したプラズマ温度を、他の方法で更に上昇させることが必要となる。この場合の加熱を追加熱と呼び、後述する中性粒子入射による加熱のほかに、電磁波のエネルギーをプラズマに吸収させて加熱する RF 加熱、プラズマ体積を小さくして加熱する圧縮加熱、乱流加熱、等の方法がある。

1.1.2 中性粒子入射加熱

中性粒子入射 (Neutral Beam Injection, 以下 NBI と略す) による加熱とは、プラズマ温度よりはるかに高いエネルギーを有する高速中性粒子をプラズマに打ち込み加熱する方法である。⁵⁾ 同粒子は電氣的に中性であるため、トカマク型装置の本体付近に存在する強磁場に影響されることなく直進し、標的プラズマに達することができる。これら中性粒子は、プラズマを構成するイオンまたは電子による電離、あるいはイオンとの荷電交換を受けるまではプラズマ内部に侵入する。大部分の中性粒子をプラズマ中心付近にまで到達させ、しかも反対側の真空容器壁に突き抜ける粒子の割合を小さくするように粒子エネルギーを決定する。プラズマ中において電離あるいは荷電交換によりイオン化した高速粒子は磁場に捕捉され、プラズマ外に飛び出して粒子損失となるまで内部に閉じ込められる。その間、プラズマ中のイオンあるいは電子とクーロン衝突を繰

り返し、その過程で自己の保持しているエネルギーの一部をそれらの粒子に分け与え、自らは他のプラズマイオンと識別不能になる程度にまで減速する。これにより、プラズマは全体として加熱される。

高速イオンの減速過程は、古典的な Fokker - Planck の式で厳密に取り扱うことができ、その結果は実験結果とほぼ完全な一致を示す。^{6~8)} またイオン温度は単位プラズマ密度当りの NBI 入力とともに直線的に上昇する。⁶⁾ 即ち、NBI によるプラズマ加熱の機構は非常に明快であり、大規模化した場合にもその加熱効果を予測することができるという点で、NBI は確実なプラズマ加熱法である。

高速粒子のプラズマ内部への入射は、1950年代後半に既に試みられていたが、⁹⁾ 重要な NBI 加熱実験が始まったのは1970年代に入ってからである。英国カラム研究所 (CLML) の CLEO⁷⁾、DITE¹⁰⁾、米国プリンストン大学プラズマ物理研究所 (PPPL) の ATC¹¹⁾、同じくオークリッジ国立研究所 (ORNL) の ORMAK¹²⁾、仏国フォンテネ・オ・ローゼ (F-a-R) の TFR¹³⁾、日本原子力研究所の JFT-2¹⁴⁾、等の装置において行なわれた NBI 実験により、そのプラズマ加熱への有効性が示され、次第に重要性が認識されるようになった。最近では、米国 PPPL の PLT 装置において 2.4 MW の NBI 加熱を行ない、イオン温度を 6.5 keV にまで高めた結果がある。^{15~17)}

更に、世界各国で建設中または始動中の次世代大型トカマク装置 (JT-60 … 日本、TFTR … 米国、JET … 欧州) においても、追加熱の有力な手段の一つとして NBI が予定されている。

NBI 装置の概略を Fig. 1.1 に示す。イオン源のプラズマ生成部は、陰極と陽極の間の気体放電により、内部に水素または重水素のプラズマを生成する。イオン源の加速部は、多数の小孔またはスリットを有する複数の電極板から構成され、プラズマ生成部から流入してくるイオンの一部を小孔またはスリットを通して、電界により必要なエネルギーにまで加速する。イオン源から引き出された高速のイオンは、イオン源と密に連結された中性化セルの内部を通過し、その一部はセル内部の中性ガス粒子と荷電交換して高速中性粒子となり直進する。高速中性粒子の大部分は、標的プラズマに到達するが、一部分は幾何学的配置あるいは再電離、等の原因によりビームリミタあるいはドリフト管壁に入射し、損失となる。中性化されなかった高速イオンは、中性化セル下流に設置された偏向磁石により軌道を曲げられ、イオンダンプに入射する。そのエネルギーは、ダンプ面で熱化され冷却水により除去される。

中性化セル内部における高速イオンの中性化の効率は、高速イオンのエネルギーに依存する。この依存性を Fig. 1.2 に示す。正イオンの場合、エネルギーの増加とともに中性化効率が急激に低下し、100 keV/nucleon においては約 20% となる。これに対して、 H^- 、 D^- 等の負イオンの場合には、200 ~ 500 keV/nucleon の高エネルギー領域においても約 60% の中性化効率を得ることができる。

従来の比較的小規模のトカマク型装置においては、プラズマの小半径が小さいため、20 ~ 50 keV/nucleon という比較的低エネルギーの中性粒子を NBI 加熱に用いていた。その結果、正イオンでも十分高い中性化効率が得られていた。しかしながら、トカマク型装置の大型化にともないプラズマ小半径も増大し、100 ~ 200 keV/nucleon という中性粒子エネルギーが必要とされるようになった場合、正イオンでは中性化効率が低過ぎて不経済である。これを改善するため将来の NBI 装置では負イオンが利用される可能性がある。実際、世界各国で負イオン源の研究開

発が進行中であり、¹⁸⁾ 今後大きく進展するであろうが、現段階ではNBI装置用イオン源として実用化された負イオン源は無い。従って、以下の議論においては、正イオンを用いたNBI装置を対象とする。

1.1.3 イオン源およびその陰極に関する問題点

NBI装置において最も重要な部分はイオン源である。イオン源は、機能上、プラズマ生成部および加速部の2つの部分に分けられる。本研究は、前述のようにプラズマ生成部およびその陰極の改良に関するものである。

プラズマ生成部に求められる性能として、以下の各項目が挙げられる。

1) 加速部引き出し電極面のグリッド領域内に、一様かつ静かな高密度 ($\geq 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) の水素または重水素のプラズマを生成すること。

2) 次式で定義されるアーク効率およびガス効率がより高いこと。

$$\text{アーク効率} = \frac{\text{引き出されるイオンビーム電流 [A]}}{\text{プラズマ生成部に投入される放電電力 [kW]}}$$

$$\text{ガス効率} = \frac{\text{単位時間にイオンビームとして引き出される核子数}}{\text{単位時間に中性ガスとして供給される核子数}}$$

3) イオン源内部には、原子イオン (H^+ , D^+) のほか、分子イオン (H_2^+ , H_3^+ , D_2^+ , D_3^+) が生成される。原子イオンの割合がより高いこと。

4) 不純物イオン (C^+ , O^+ , 等の軽元素イオンおよび Cu^+ , Mo^+ , W^+ 等の金属イオン) の割合がより低いこと。

5) 各種の原因により生ずる熱負荷および損傷にイオン源各部品が耐え、しかも長寿命を有すること。

6) 信頼性が高く、また再現性が良いこと。

初期のNBI実験においては、イオン源開発もその初期段階であったため、トカマク型装置内のプラズマに入射される中性粒子パワーは、ジュール加熱入力より小さく、 $40 \sim 80 \text{ kW}$ ^{8, 19, 20)} の水準であったが、1970年代中頃には、 $200 \sim 500 \text{ kW}$ ^{12~14, 21)} というジュール加熱入力に匹敵するNBIが可能となった。最近ではMW級のNBIが行なわれており、¹⁶⁾ 次世代大型トカマク装置においては $10 \sim 20 \text{ MW}$ のNBIが予定されている。^{22, 23)} これは、イオン源の動作原理および比例則が、イオン源開発の過程で次第に明らかとなり、イオン源の大容量化が着実に進行してきたことを意味する。

イオン源の大容量化においては、上記1), 2)の各項目で示される性能が重要視され、如何にして1台のイオン源からより大容量のイオンビームを効率良く引き出すか、という点に関心が集中していたが、各国でイオン源の大容量化に成功するに従い、上記3)~6)の各項目に示されるイオン源の質的な面の向上にも、注意が払われるようになってきた。

現在、NBI装置用イオン源のプラズマ生成部として以下の4型式が用いられている。

- 1) デュオピガトロン (duoPIGatron) 型イオン源
- 2) 磁場不使用 (field free) 型イオン源
- 3) ペリプラズマトロン (Periplasmatron) 型イオン源

4) 多極磁場 (magnetic multi-pole) 型イオン源

Fig. 1.3-(a)~(d) に各型式の代表的な構造図を示す。

デュオピガトロン型イオン源は、米国 ORNL において最初に考案、開発され、²⁴⁾ 後に日本原子力研究所においても開発された。²⁵⁾ Fig. 1.3-(a) に示されているように、プラズマ生成部は、磁気ノズルにより陰極プラズマ領域および陽極プラズマ領域に分けられる。陰極プラズマ内の電子は、磁気ノズル付近に形成される電気二重層 (Double layer) で 60~100 V にまで加速され、陽極プラズマ内に一次電子として供給される。これら一次電子は、陽極プラズマ領域内に存在する磁力線に導かれて運動し、中性ガス粒子との衝突によりこれを電離し、同領域内に高密度のプラズマを生成する。

磁場不使用型イオン源は、米国カリフォルニア大学ローレンス・バークレイ研究所 (LBL) において開発された。²⁶⁾ 磁場を全く用いずに、多数のヘアピン状タングステンフィラメントと陽極の間の低電圧大電流放電により、高密度で一様なプラズマを生成する。

ペリプラズマトロン型イオン源は、仏国フォンテネ・オ・ローゼにおいて開発された。²⁷⁾ Fig. 1.3-(c) に示すように、フィラメントを放電室の周囲の小空間内に配置し、それから放出される電子を磁場により放電室内に導いている。

多極磁場型イオン源は、米国カリフォルニア大学ロス・アンジェルス校 (UCLA) において最初に考案され、²⁸⁾ 後に米国 ORNL、²⁹⁾ 英国カラム研究所、³⁰⁾ 米国 LBL、³¹⁾ 日本原子力研究所³²⁾ の各研究所において、NBI 用イオン源として研究開発された。Fig. 1.3-(d) に示すように、放電室の外壁面に多数の永久磁石を配置し、これにより形成される多極磁場配位を用いて、一次電子および生成プラズマの壁面への損失を抑制する。その結果、イオン源のアーク効率を大幅に高めることが可能となる。この効果は普遍的であるため、Fig. 1.3-(d) に示される型式以外のイオン源にも多極磁場配位が応用されている。

以上 4 型式のイオン源に共通している点は、全て陰極として直熱型フィラメントを用いていることである。デュオピガトロン型イオン源は酸化物フィラメント、他の 3 型式のイオン源はタングステンフィラメントからの熱電子放出を利用して、百~数千 A という大容量の放電電流を得ている。

放電による損傷に関して、最も厳しい条件にあるイオン源構成要素は陰極である。放電中には、陰極は少なくとも、熱電子放出可能な温度となっている。従って、その温度における電子放出材の蒸発速度により決定されるフィラメントの消耗がある。また、陰極は、プラズマ生成部においては最も低い電位にあるため、イオン衝撃による損傷を被り易い。イオン衝撃により単に加熱されるだけでなく、不純物イオン等によるスパッタリングを受け、陰極材料が微量ずつ表面から失われる。更に、条件によっては、陰極表面にアークスポットが発生し、クレーター状の損傷を残す。

以上に述べたように、陰極はプラズマ生成部において最も損傷を受け易い部分であり、従ってイオン源部品の中では、最も頻繁な交換を必要とする。それにもかかわらず、最近まで、長寿命化を目的として直熱型フィラメントに改良を加えるか、あるいは他型式の陰極を採用するということが行なわれなかった。この理由として以下のことが考えられる。一般に、陰極の消耗はイオン源の放電パルス幅が大きいほど促進される。ところが、今までのトカマク型装置の放電時間は

比較的短かく、NBI 装置用イオン源の放電時間も 0.05 秒～0.5 秒程度に留まっていた。この程度の時間は、フィラメントの熱的時定数以下であるため、放電時のフィラメントの温度上昇は抑えられ、フィラメント材料の蒸発が抑制されて、損傷も軽微に留まっていた。

しかしながら、トカマク型装置の大型化にともない、その放電時間も増大する傾向にあり、これに対応して NBI 装置に要求される入射パルス幅も増大する。現在、日本原子力研究所において建設中である JT-60 への NBI 実験では、最長 10 秒までの入射が可能であることが要求されている。²²⁾ また欧州における大型トカマク装置である JET においても、5 秒～10 秒間の NBI が予定されている。²³⁾ 従って、NBI 装置用イオン源に要求される放電パルス幅も最長 5 秒～10 秒となる。このパルス幅は、明らかにフィラメントの熱的時定数を超えている。結果として、放電により加熱される箇所の温度は、定常状態に達するまで上昇を続け、定常状態到達後はその温度のまま放電が持続する。従って、フィラメントの消耗原因の一つである蒸発現象だけを考慮しても、長パルス放電の場合の方が短パルス放電の場合よりもフィラメントの寿命が短縮されることは明らかである。

NBI 装置用イオン源の陰極に長寿命が要求される理由の第一は、陰極交換時の真空から大気圧への過程、イオン源の解体および組立、等に必要とされる時間および労力の節約であるが、もう一つ以下に述べる重要な理由がある。

核融合装置内において実際に核融合反応が進行した場合には、高エネルギーの中性子が発生する。これら中性子の一部は、NBI 装置用のポートをさかのぼり、イオン源に衝突して、その構造材の一部を放射化する。陰極交換のため放射化されたイオン源あるいは NBI 装置に人間が接近することは、非常に危険であるため、作業は遠隔操作あるいはロボット等を利用して行うこととなろう。この作業自体が経費および時間を要するものであり、また交換により不要となった陰極は、その放射化物の半減期が長い場合には放射性物質として厳重に保管する必要がある。更に陰極交換時には、核融合炉の停止あるいは出力低下等の処置が必要となろうが、これは炉の稼働率の低下に繋がる。従って、陰極の長寿命化は、交換回数の減少のみならず、保管すべき放射化物の量の減少、および核融合炉の稼働率の向上に繋がる。

1.2 本研究の内容

前節で述べたように NBI 装置用イオン源の高出力化、長パルス化にともない、陰極の耐久性の向上が非常に重要な課題となっている。本研究では、この要求に応える陰極として傍熱型ホローカソードを選び、その実用化をはかる。

本研究は、全体として 6 章から成る。第 1 章が序論、第 6 章が結論にあてられ、第 4 章および第 5 章において主たる研究成果が述べられる。

第 1 章の序論においては、本研究の核融合研究全体における位置および意義を明らかにして、本研究開始の目的を述べた。

第 2 章においては、傍熱型ホローカソードを選択した理由について、他型式の陰極との比較に基づき、説明する。またホローカソードの電子放出材として、酸化物含浸型多孔質タングステンを選ぶ理由についても、他の電子放出材との特性比較の上で説明する。さらに、酸化物含浸型多

孔質タングステンを単純な円筒形にし、傍熱型陰極として寿命に関する実験を行なった結果について述べる。

第3章においては、従来のフィラメント陰極を用いた場合との差異を明確にすることを目的として、小型のホローカソードを製作し、その放電特性に関して行なった実験結果について述べる。この章における実験において、ホローカソードが装着されたイオン源を安定に動作させるためには、従来の場合と比べてより大量のガス流を必要とすることが見出される。

第4章においては、第3章で見出されたガス流量に関する問題点を解決するために行なわれた実験について述べる。実験により、最小ガス流量のホローカソードのオリフィス径依存性が示され、またオリフィス前方に配置されたモリブデン製小円板、外部磁場、等がガス流量低減に有効であることが見出される。また、イオン源の安定放電に必要な最小ガス圧の決定要因を理論的に明らかにし、それに基づき実験結果に検討を加える。

第5章においては、第4章で見出された外部磁場の効果をより詳細に検討し、最適な磁場配位を決定する。外部磁場によりイオン源の動作ガス圧を低下させうるばかりでなく、イオン源のアーク効率も改善できることを実験的に示す。

次いで、強力に水冷された小型矩形イオン源にホローカソードを装着し、最長10秒までのビーム引き出しを行なった結果について述べる。

第6章においては、第2章から第5章までの内容を総括して、本研究の結論を述べる。

参 考 文 献

- 1) J. Sheffield: Proc. IEEE 69 (1981) 885.
- 2) E. Apgar, et al.: Proc. 6th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, vol.1 (1977) 247.
- 3) V.D. Shafranov: Sov. Phys.-Tech. Phys. 15 (1970) 175.
- 4) J.D. Lawson: Proc. Phys. Soc. (London) B70 (1957) 6.
- 5) 松田慎三郎 : 日本原子力学会誌 16 (1974) 459.
- 6) H. Eubank, et al.: Proc. 7th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, vol.1 (1979) 167.
- 7) J.G. Cordey, et al.: Nucl. Fusion 14 (1973) 441.
- 8) J.G. Cordey, et al.: Nucl. Fusion 15 (1975) 441.
- 9) R.F. Post: Annu. Rev. Nucl. Sci. 9 (1959) 428.
- 10) J.W.M. Paul: Proc. 8th Eur. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, vol.2 (1977) 49.
- 11) K. Bol, et al.: Proc. 5th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, vol.1 (1975) 77.
- 12) L.A. Berry, et al.: Proc. 6th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, vol.1 (1977) 49.
- 13) Equipe TFR: Proc. 6th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, vol.1 (1977) 69.
- 14) T. Sugawara, et al.: Japan Atomic Energy Research Institute Report, JAERI-M 7043 (1977).
- 15) W. Stdiek, et al.: Proc. 8th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, CN-38/A-1 (1980).
- 16) H. Eubank, et al.: Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 270.
- 17) L.R. Grisham: Science 207 (1980) 1301.
- 18) 藁 碩喜 : 日本物理学会誌 36 (1981) 902
- 19) K. Bol, et al.: Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 661.
- 20) L.A. Berry, et al.: Proc. 5th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, (1975) 113.
- 21) R.A. Ellis, et al.: Nucl. Fusion 16 (1976) 524.
- 22) 松田慎三郎他 : JAERI-M 7655 (1978).
- 23) M.M. Menon: Proc. IEEE 69 (1981) 1012.
- 24) O.B. Morgan, G.G. Kelly and R.C. Davis: Rev. Sci. Instrum. 38 (1967) 467.
- 25) Y. Arakawa, M. Akiba, U. Kondoh, S. Matsuda and T. Ohga: JAERI-M8088 (1979).

- 26) K.W. Ehlers: Proc. 7th Sympo. on Engineering Problems of Fusion Research, (1977) 291.
- 27) M. Fumelli: Nucl. Instrum. Methods 118 (1974) 337.
- 28) R. Limpaecher and K.R. Mackenzie: Rev. Sci. Instrum. 49 (1973) 726.
- 29) W.L. Stirling, P.M. Ryan, C.C. Tsai, and K.N. Leung: Rev. Sci. Instrum. 50 (1979) 102.
- 30) A.P.H. Goede and T.S. Green: Proc. 8th Sympo. on Engineering Problems of Fusion Research, (1979) 680.
- 31) K.W. Ehlers and K.N. Leung: Rev. Sci. Instrum. 50 (1979) 1353.
- 32) 桜庭順二他 : JAERI-M 8740 (1980) .
- 33) A. Bariaud, et al.: Proc. 2nd Joint Grenoble-Varenna Int. Sympo. on Heating in Toroidal Plasmas, (1980).
- 34) A.P.H. Goede, et al.: Proc. Joint Grenoble - Varenna Int. Sympo. on Heating in Toroidal Plasmas, (1978).

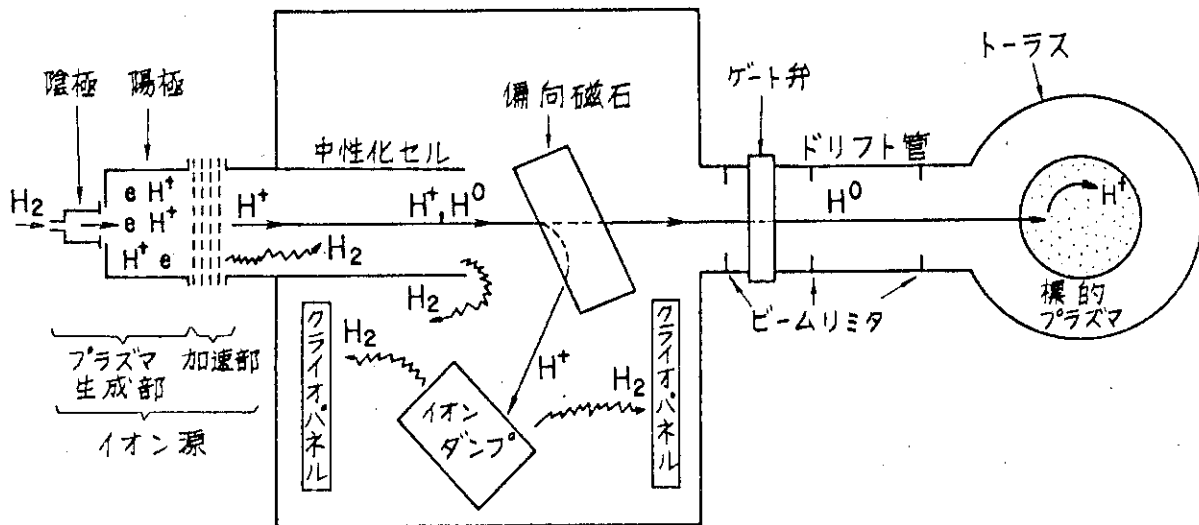


Fig. 1.1: 中性粒子入射装置の概略図

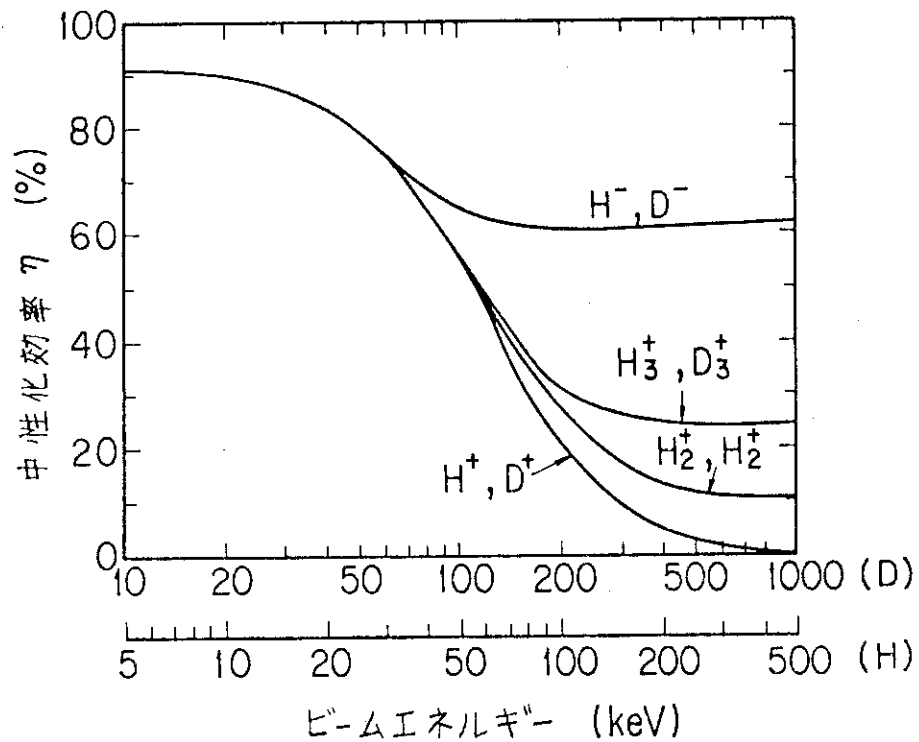


Fig. 1.2: 水素, 重水素イオンの中性化効率のエネルギー依存性

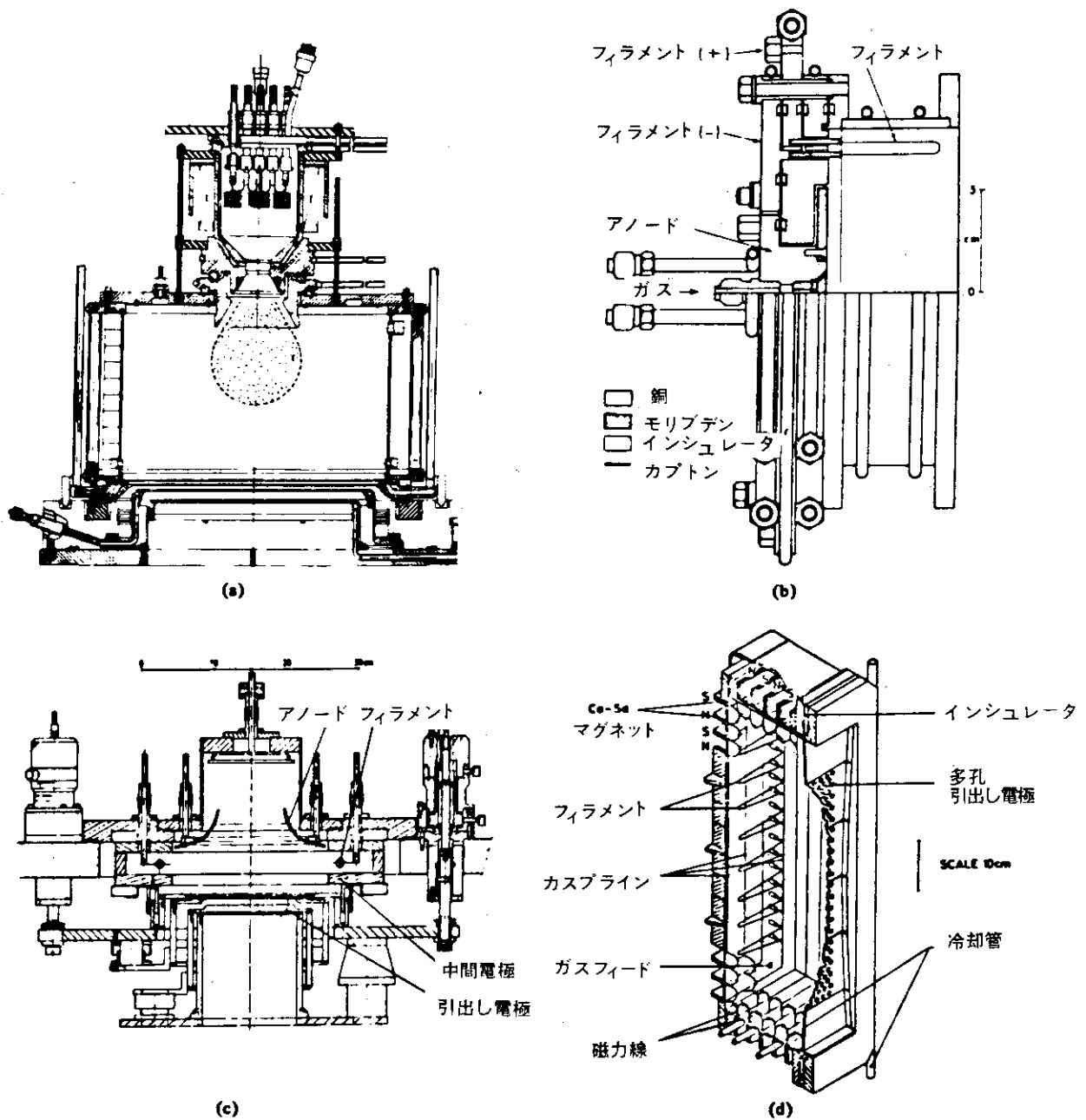


Fig. 1.3: イオン源プラズマ生成部の各型式

- (a) デュオピガトロン型イオン源²³⁾
- (b) 磁場不使用型イオン源²⁶⁾
- (c) ペリプラズマトロン型イオン源³³⁾
- (d) 多極磁場型イオン源³⁴⁾

2. 陰極型式および電子放出材

2.1 はじめに

本章では、NBI 装置用高出力長パルスイオン源の陰極として、バリウム酸化物含浸多孔質タングステン (Barium oxide impregnated porous tungsten, 以下これを用いた陰極をインプレカソードと略称する) を電子放出材とした傍熱型ホローカソードについて述べる。

現在、NBI 装置用イオン源の陰極として、直熱型のタングステンフィラメントあるいは酸化物フィラメントが広く用いられているが、直熱型フィラメントを長パルスの大電流放電に使用する場合には、以下に説明するように、その寿命に問題がある。

Fig. 2.1 に示すように、直熱型フィラメントの場合、放電電流がフィラメント電流と重畳されるため、フィラメントの負端子側ではフィラメント電流 (I_{fil}) と放電電流の一部 (I_{arc2}) の和に等しい電流がフィラメント内を流れ、一方、フィラメントの正端子側ではフィラメント電流と放電電流の残り部分 ($I_{arc1} = I_{arc} - I_{arc2}$) の差に等しい電流が流れる。

従って、フィラメント電流のみを通電した場合と比べて負端子側の温度は上昇し、正端子側の温度は下降する。¹⁾ その結果、フィラメント材料の蒸発は負端子側でより活発となり、正端子側よりも速かにフィラメント径が減少する。放電開始後のフィラメントに沿った温度分布の変化の時定数は、通常用いられる直径 1.0 ~ 1.5 mm のタングステンフィラメントでは約 0.5 ~ 1.0 秒¹⁾ である。従って、フィラメントの負端子側の温度上昇による寿命への影響は、短パルス放電の場合には軽微であるが、長パルス放電の場合には重大となる。さらに、直熱型フィラメントの場合、フィラメントに沿って電位が一定でないため、より低電位にある負端子側がよりイオン衝撃あるいはアークスポットによる損傷を受け易く、これによっても寿命が大幅に短縮される。

これに対して、傍熱型ホローカソードの場合には、ヒーター電流と放電電流が重畳することはない、また陰極全体が等電位にあるため局所的な損傷を受けることが少ない。従って、直熱型フィラメントに比べてより長い寿命を得ることが可能であると考えられる。

2.2 節では、傍熱型ホローカソードを選択する理由についてさらに詳しく述べ、また 2.3 節では、その電子放出材としてインプレカソードを選択する理由について述べる。

2.2 傍熱型ホローカソードの利点

NBI 装置用イオン源の陰極型式として、以下のものが採用可能であると考えられる。

- 1) 直熱型
- 2) 傍熱型 (ホローカソードを除く)
 - a. 熱輻射あるいは熱伝導による電子放出材加熱型
 - b. 電子衝撃による電子放出材加熱型

3) ホローカソード

- a. グロー放電から起動し、放電によるイオン衝撃およびジュール加熱で陰極温度を高め、アーク放電に移行させる型
- b. 傍熱的に電子放出材を予熱しておく型

これらの陰極型式の電気結線は、模式的にはFig.2.2 a)～c)のように表わされる。

上記型式のうち、直熱型陰極は前節で述べたような欠点があり、長寿命を目標とする陰極型式としては不向きである。

傍熱型陰極は放電電流とヒータ電流が相互作用しないという長所を有する。しかし、ホローカソードでない場合には電子放出面を直接放電室プラズマに曝すため、イオン衝撃あるいはアークスポットの発生等で電子放出材が損傷を受け易く、またこの面は全てイオンの損失面積として働くため、過大であるとイオン源のアーク効率が低下する。また電子衝撃で電子放出材を加熱する型の場合には(Fig.2.2 b)), フィラメントFからの熱電子を数kVに加速するための高電圧電源が新たに必要であり、また高電圧が常に印加できるよう、フィラメントと電子放出材の間の電気絶縁を厳重に行う必要がある。従って、構造が複雑かつ大型化する欠点がある。

ホローカソードは、陰極形状を平行平板、U字あるいはV字型、円筒、あるいは球形の窪みとし、その内側に負グローが現われるようにした陰極であり²⁾、ホロー部を通して放電室にガスを供給すると、ホロー内部のプラズマ密度が外部より $10 \sim 10^2$ 倍高くなるため、他型式の陰極と比べてより高密度までの電子放出が可能となる。^{3,4)}これにより、同一放電電流に対して陰極面積が小さくて済み、陰極へのイオン損失が減少する。また電子放出材表面が放電室内プラズマに直接曝されてはいないため、イオン衝撃あるいはアークスポットの発生による陰極損傷が緩和される。このように、ホローカソードを用いることにより陰極をより長寿命化することが可能となる。この理由により、本研究では長パルス高出力イオン源の陰極型式として傍熱型ホローカソードを採用することにする。

2.3 電子放出材としてのインプレカソード

NBI装置用イオン源では、温度を高めることで高密度の電子流を得ることができ、また低電圧で放電の起動および維持が可能である熱陰極を用いることが一般的である。熱陰極の電子放出材としては次の4種がある。^{5,6)}

- 1) 単一金属(W, Mo, Ta等)
- 2) 酸化物($\text{BaO} \cdot \text{SrO} \cdot \text{CaO}$ 等)
- 3) 化合物(LaB_6 ⁷⁾等)
- 4) 単原子層

- a. トリウム・タングステン
- b. 補給型陰極(L陰極⁸⁾, B.N.陰極)

電子放出材としては、可能な限り高い電子放出密度が得られることが望ましい。そのためにはまず陰極温度を高める方法が考えられる。ところが、高温となるに従って電子放出材の蒸発は活発となり、ついには使用不能となる。従って、陰極の寿命を長くするためには、タングステン、

モリブデン、等の高融点金属を選ぶ必要がある。しかし、これら金属も熱電子放出が利用可能な高温では、蒸発速度が非常に大きくなるため、この方法には限界がある。そこで陰極の仕事関数を可能な限り低くし、陰極材料の蒸発が少ない比較的低温でも、十分に熱電子放出が可能となるようにしたものが酸化物、化合物、及び単原子層陰極である。これらは、単一金属と比べ、次式で定義される熱電子放出効率が高くなる。

$$\text{熱電子放出効率} = \frac{\text{放出熱電子流} [A]}{\text{陰極加熱電力} [W]} \quad (2-1)$$

熱陰極を使用する場合、この効率が高い電子放出材ほど望ましく、上記 1)～4) の中では、酸化物が最も優れている。

しかしながら、NBI 装置用長パルス高出力イオン源の熱陰極としては、熱電子放出効率の高低のほかに、以下の各項目を良否の判断基準に含める必要がある。

1) 耐熱性

陰極表面から電子が放出する際に、その電流が電子放出材内部を通過する。これと放出材自身の抵抗により放出材が加熱される。この内部加熱に対して耐久性がなければならない。

また、イオン源内ガス圧が低い場合、あるいは陰極加熱電力が不足した場合等において、イオン源の放電が不安定になり易い。このとき、陰極上の数点にのみ放電電流が集中するアークスポットが発生し、その点が局所的に加熱されて、遂には溶融し、表面にクレーター状の痕跡が残る。このようなアークスポットの発生による陰極の損傷に対しても耐久性をもたねばならない。

2) 機械的強度

一般に、電子放出材は、放電時に、イオン衝撃および放電電流通過により加熱され、電子放出により冷却される。このとき、放出材全体が一様な温度になることはまれであり、普通には不均一な温度分布が現われる。これにより電子放出材内部に熱応力が発生する。放電は多数回繰り返されるため、電子放出材は繰り返しの疲労を受ける。また、陰極はプラズマからのイオン衝撃によりいわゆる陰極スパッタリングを受ける。これらに対しても十分な機械的強度および耐久性を有することが必要である。

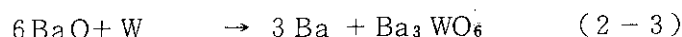
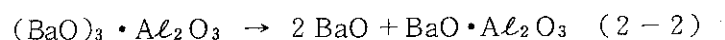
3) 耐大気開放性

イオン源内部は、イオン源の保守管理、修理のために時々大気に曝される。その際に、陰極の電子放出材表面に、水、酸素、炭化物、等が付着する。これらの物質により、その後の陰極の熱電子放出効率が影響を受けないような材料を選定しなければならない。

上記の点について各電子放出材に優劣をつけ、まとめた結果を Table 2.1 に示す。表中の記号は、◎、○、△、×の順でその性質に関して優れていることを表わしている。

本研究の目的は、より長寿命のNBI 装置用イオン源陰極を開発することにあるから、Table 2.1 の比較項目の中では、電子放出材の蒸発も考慮に入れた耐熱性および機械的強度を最も重視する必要がある。この観点からは、単一金属であるタングステンが最も優れているが、その陰極としての動作温度が極度に高いため、タングstenは直熱型フィラメント陰極あるいは電子衝撃傍熱型陰極として用いる以外にない。直熱型フィラメントは、3.1 節で述べた欠点がある。また電子衝撃傍熱型陰極として用いる場合にも、3.2 節で述べた欠点がある。従って、タングstenに次いで熱的、機械的耐久性の面で優れており、しかも熱電子放出効率はタングstenよりはる

かに高い含浸型L陰極を選択することにする。L陰極は、酸化物陰極に近い熱電子放出効率を確保しつつ酸化物陰極の熱的、機械的弱点を克服するために、Lemmens その他⁸⁾により1950年代に開発された。その後の改良により、現在のL陰極は多孔質のタングステン母材内にBaO・CaO・Al₂O₃等の混合物を含浸させたものとなっており、これは含浸型陰極 (Impregnated Cathode, インプレカソード) と呼ばれている。インプレカソードを活性化に必要な1400 K程度にまで加熱すると、以下の式で表わされる反応が進み、タングステン表面にBa単原子層が形成されて、仕事関数が1.5~2.0 eVにまで引き下げられる。



表面のBa単原子層が蒸発しても、常に内部から拡散により新しいBaが供給されてくるため、含浸されたBaO・CaO・Al₂O₃等の混合物が枯渇するまで使用可能である。

インプレカソードは母材がタングステンであるため、耐熱性および機械的強度は純粋なタングステンと同じかやや劣る程度と考えられる。また大気開放の際、空気中のH₂O, CO₂, O₂等を吸着して熱電子放出が大幅に劣化する (Poisoning) 欠点はあるが、10⁻⁵ Pa程度の真空中で、再度活性化処理をほどこせば回復可能である。⁹⁾ これらのことを考慮すると、インプレカソードは、その特性においてバランスの良くとれた優れた熱電子放出材であると考えられる。

2.4 傍熱型インプレカソードの寿命¹⁰⁾

インプレカソードをホローカソードとして使用するに先だち、インプレカソードを円筒形状の傍熱型陰極として、デュオピガトロン型イオン源に装着し、その寿命確認のための耐久試験を行った。

2.4.1 試験装置

耐久試験に用いた傍熱型陰極の断面構造をFig. 2.3に示す。図中の点線はデュオピガトロン型イオン源の陰極室の断面形状を表わしている。陰極はヒーターにかぶせられた円筒状キャップ (外径22 mm, 肉厚1 mm, 長さ35 mm) で、素材はインプレカソードである。このキャップは、モリブデン製の支持管に溶接されており、支持管はステンレス鋼ねじによりセラミック管を挟んで、水冷された銅製フランジに固定されている。またこのフランジにはガス導入孔がつけられており、そこから陰極室内に水素ガスが供給される。

インプレカソードキャップは、内部のヒーターからの熱輻射により加熱される。ヒーター電流は中心軸のモリブデン棒を経て、螺旋状の三組のタングステン線内を流れ、銅製フランジに流出する。インプレカソードキャップをおよそ1100℃の温度に保つためには、約700 Wのヒーター電力が必要であった。インプレカソードの熱電子放出密度は、1075℃~1150℃の温度変化に対して、2.1 A/cm² から5 A/cm²まで変化する。

上記の傍熱型陰極をFig. 2.4に示すように、直径10 cmの引出しグリッド部を有するデュオピガトロン型イオン源の頭部に装着した。放電用電源には、最高電圧350 V, 電流容量120 A, 最大パルス巾0.5秒, 最大繰り返し率1/10の電源を用いた。またヒーター用電源には、最高電圧

10 V, 電流容量 100 A の直流電源を用いた。両電源ともイオン源テストスタンド ITS-1¹¹⁾ の付帯設備である。

2.4.2 試験結果

耐久試験は長期間にわたり行なわれ、放電電流は 120 A 以下、80～100 A 程度の場合が最も多かった。放電のパルス巾は 0.1 秒、繰返し周期は 1～5 秒とした。試験結果を Table 2.2 に示す。

本試験では、目標とする放電時間を 20 時間と設定した。これは通常使用の場合、週 5 日、1 日 8 時間の稼動とし、放電デューティ（実際に放電電流が流れている時間の割合）を 1/20 とすると、約 2 ヶ月の使用期間に相当する。また 20 時間の寿命は、デュオピガトロン型イオン源で従来用いられてきた直熱型酸化物フィラメントの寿命の 3～4 倍である。

当初設定した目標寿命を達成できたため耐久試験はその時点で打ち切ったが、依然としてインプレカソードは電子放出可能であった。従って、本試験に供したインプレカソードは水素ガス中における放電において、20 時間以上の寿命を有することは明らかである。

試験終了後、陰極の損傷状態を観察した。ヒーターおよびイオン衝撃による加熱により、インプレカソード表面は当初の金属光沢を失っていたが、熔融、焼付き、熱変形のような致命的損傷は認められなかった。

但し、試験期間の経過とともにインプレカソードの電子放出に劣化がみられ、放電の起動時にヒーター電力を 5～15 % 増大することが必要となった。これは、多孔質タングステン中に含浸されたバリウム酸化物が蒸発により消費され、次第に残量が少なくなっていくためであると考えられる。この観点から、本試験に用いたインプレカソードの寿命は究極的には 25～30 時間程度になると予想される。

2.5 ま と め

長パルス高出力イオン源の陰極を長寿命化する上で有利と考えられる陰極型式および電子放出材を検討した。陰極型式として、高い放電電流密度を得ることができ、しかも電子放出面が放電室プラズマに直接曝されず、陰極損傷を受けにくいという利点を有するホローカソードを採用した。また、電子放出材としては、熱電子放出効率が高く、耐熱性および機械的強度の耐久性にも優れているインプレカソードを選択した。

実際にインプレカソードを電子放出材としてホローカソードに使用するに先だち、耐久性試験を行なった。その結果、デュオピガトロン型イオン源で従来用いられてきた酸化物フィラメント陰極の寿命の 3～4 倍に相当する 20 時間以上の寿命を有することが明らかとなった。

参 考 文 献

- 1) 田中： 日本原子力研究所報告, JAERI-M 9152 (1980)
- 2) 電気学会放電ハンドブック出版委員会編：「放電ハンドブック」, オーム社, 東京, (1975)
- 3) D. Bohm: The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields, eds, A. Guthrie and R.K. Wakerling, McGraw-Hill Book Company Inc., New York (1949).
- 4) D.M. Goebel, J.T. Crow and A.T. Forrester: Rev. Sci. Instrum. 49 (1978) 469.
- 5) A.H.W. Beck: I.E.E. 106B (1959) 372.
- 6) 伊藤糾次著：「基礎電子工学」, 昭晃堂, 東京, (1977)
- 7) J.M. Lafferty: J. Appl. Phys. 22 (1951) 299.
- 8) H.J. Lemmens, et al.: Philips Tech. Rev. 11 (1950) 341.
- 9) R.D. Jenkins and W.G. Trodden: J. Electronics and Control 7 (1959) 393.
- 10) S. Tanaka and Y. Arakawa: JAERI-M9443 (1981).
- 11) 松田他： JAERI-M 6431 (1976)

Table 2.1: 各種電子放出材の性能比較

	仕事関数 (eV)	熱電子 放出効率	耐熱性	機械的 強度	耐大気 開放性
単一金属 (W)	4.54	×	◎	◎	◎
酸化物 (BaO·CaO·SrO)	10~17	◎	×	×	△
化合物 (LaB ₆)	2.8	△	△	△	◎
単原子層					
a) トリウム・タングステン (W-Th)	2.63	△	△	△	○
b) 補給型陰極					
含浸型陰極 (W-Ba)	1.7~2.0	○	○	○	△
B.N. 陰極 (Ni-Ba)	1.0~1.25	◎	△	△	×

Table 2.2: インプレカソード耐久試験結果

陰極使用日数	37 日間
ヒーター通電時間	256 時間 (このうち 112 時間はビーム引出し実験)
放電時間	20 時間 (このうち 6.5 時間はビーム引出し実験)
放電回数	6×10^5 回
大気開放回数	4 回

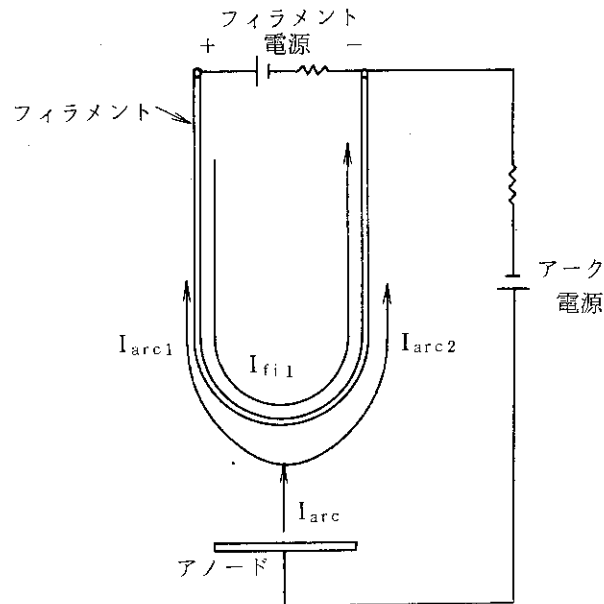
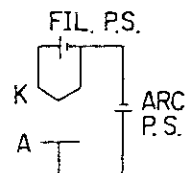
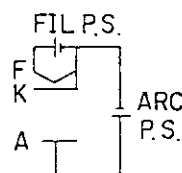


Fig. 2.1 : 直熱型フィラメントの場合の結線図および電流の方向

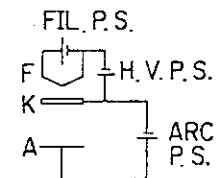
d) 直熱型陰極



b) 傍熱型陰極

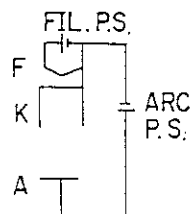


熱輻射あるいは
熱伝導により
加熱するタイプ

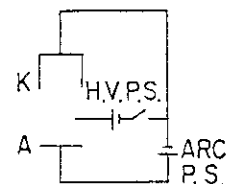


電子衝撃に
より加熱する
タイプ

c) ホロークソード(中空陰極)



傍熱的にホロークソード
を加熱しておくタイプ



グロー放電で起動
した後、アーク放電に
移行するタイプ

Fig 2.2 : 各種陰極型式

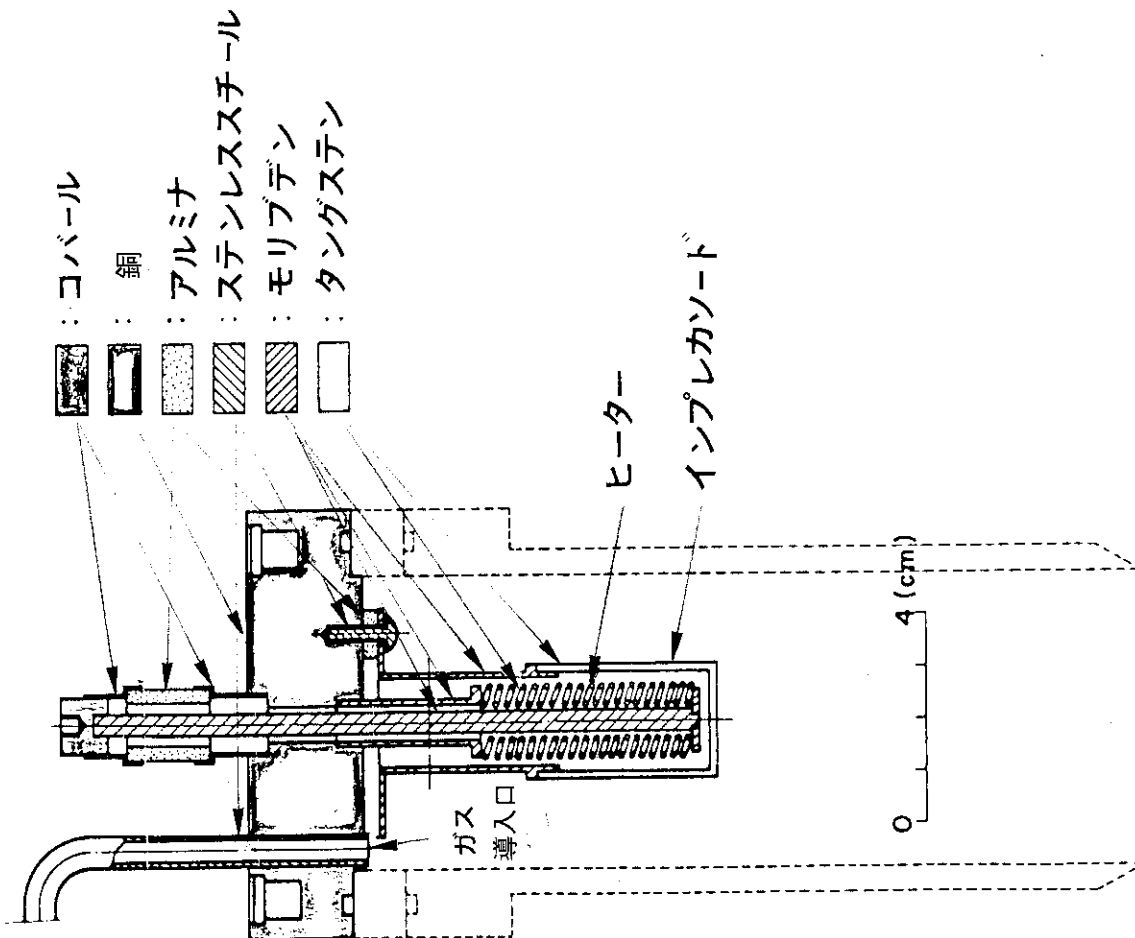


Fig 2.3 : 傍熱型陰極断面

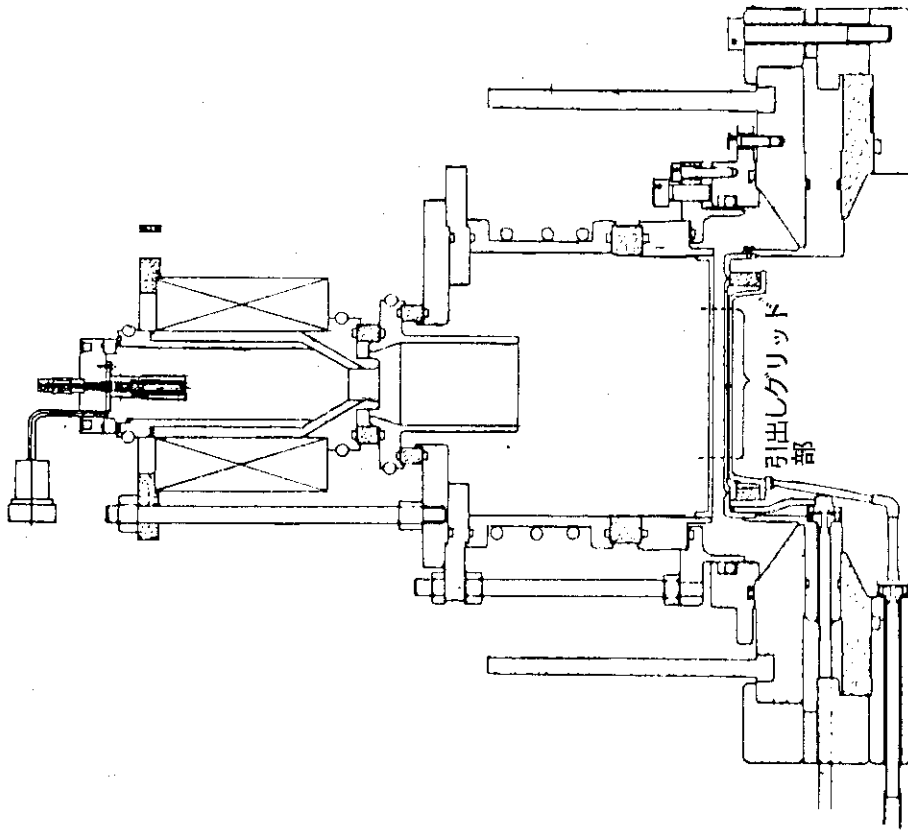


Fig 2.4 : 10cm径デュオパイプ型イオン源断面

3. ホローカソードの放電特性

3.1 はじめに

本章では、NBI 装置用イオン源に適用可能なホローカソード開発のため、小型のホローカソードを試作し、水素ガス中における放電の諸特性を測定した結果、およびそれをデュオピガトロン型イオン源に装着して、適合性に関する特性を測定した結果¹⁾について述べる。本研究に着手した時点では、NBI 装置用イオン源の陰極としては、酸化物フィラメントまたはタングステンフィラメントが多く用いられており、ホローカソードを使用した例は極めて少なく、^{2,3)} それも試行段階にとどまっていた。本実験では、ホローカソードおよび酸化物フィラメントの両陰極の特性上の差異を明確にして、ホローカソードをNBI 用イオン源の陰極として本格的に実用化する場合に、解決すべき問題点を明らかにする。

3.2 実験装置

3.2.1 ホローカソード

Fig. 3.1 に本実験で用いるホローカソードの断面構造を示す。円筒型（内径 10 mm，肉厚 1.75 mm，長さ 20 mm）の電子放出材（図中の⑫，以下同じ）は、モリブデン管⑪に挿入されている。このモリブデン管をねじ構造により支持している不銹鋼管は、溶接により銅製カソードフランジ③に固定され、水素ガスはこの管内を通してホローカソードに供給される。電子放出材にはタンタル箔⑬が巻かれており、モリブデン管内壁との電気的熱的接触を良好にしている。モリブデン管の外側には螺旋状のタングステン線⑭のヒーターが配置されている。ヒーター電力として通常 250 W が必要である。電気的絶縁のため、ヒーター表面にはセラミック被覆がなされている。オリフィス板⑮はタンタル製で、モリブデン管の下端に電子ビーム溶接されている。このオリフィス板にビス・ナットで装着される小孔のあいたタンタル板⑯を交換することにより、ホローカソードのオリフィス径を変更することが可能である。輻射シールド⑩はタンタル製で、オリフィス板に溶接されている。銅製筒⑭は、ホローカソード全体を覆い、ヒーターをイオン衝撃から保護するとともにヒーターからの放電の発生を防いでいる。

3.2.2 実験装置の構成

[1] ホローカソード

A. 単体実験の場合

ホローカソード単体での実験は、Fig. 3.1 に示される配置で行った。

ホローカソードに対向する位置に円筒部と水冷フランジからなる陽極⑰を配置した。円筒部の中心には、静電探針が通過可能なように、直径 2 cm の貫通孔がけられている。また、水冷フランジの中心軸から 4 cm の円周上に、直径 1.2 cm の孔が 6 個、等間隔であけられており、放電

室内のガスはこれらの孔を通して流出する。

陰極-陽極間の距離(d_{K-A})は、陽極の外側円筒を内側円筒に対して滑らせることにより変えることができる。放電室の側壁⑧は、パイレックスガラス製円筒であり、放電状態を外から観察できる。陰極付近の3枚のフランジ⑤、⑥、⑦は、全て陰極電位に保たれ、陽極は、 $200\ \Omega$ の抵抗を介して接地されている。

B. イオン源に適用する場合

Fig. 3.2 に示すように、ホローカソードをセラミックフランジを介して、デュオピガトロン型イオン源頭部に装着した。

[2] 真空排気系

Fig. 3.1 および Fig. 3.2 に示された実験装置全体は、4台の油拡散型ポンプで排気されている内容積 870 l の真空容器のポートに、それぞれ固定用ボルトにより接続されている。

油拡散型ポンプの排気能力を考慮して、ガス流量の大小により、水素ガスをパルス的あるいは連続的に供給する。

3.3 放電の起動

通常、ホローカソード放電の起動は、ホローカソードとそのごく近傍の電極あるいは陽極との間に瞬間的に数 kV の高電圧を印加して行うことが多い。⁴⁾ 本実験では、そのような高電圧を必要としなかったが、放電の起動は、従来のフィラメント陰極の場合ほど容易ではない。

一般にホローカソードは一つの開口部を除き全て金属で覆われ静電シールドされている。このため、電場が電子放出材の存在する空間内に侵入することが困難となる。静電シールドは開口部の径が小さいほど完全に近くなり、放電の起動も困難となる。

本実験においては、ホローカソードのオリフィス径を 0.5, 1, 2, 4, 6, 10 mm の6種類として、起動の難易を調べた。オリフィス径が大きい 2, 4, 6, 10 mm の場合については、放電を比較的容易に起動することができたが、0.5 mm と 1 mm の場合には不可能であった。オリフィス径が 2 mm 以上の場合においても、従来のフィラメント陰極の場合と比べれば、放電の起動が容易ではないため、次のようにして起動させた。

まず、ヒーター電力をやや高めにとり電子放出材からの熱電子放出を活発にし、次に、真空排気系の許容限度まで大量の水素ガスをパルス的に供給した。この状態で、陰極-陽極間に、パルス巾 0.1 秒、パルス間隔数秒～10 秒のある一定の周期で、約 350 V のパルス電圧を繰返し印加した。

一旦、放電が開始すれば、それ以降のパルスの放電においては、電子放出材が放電により次第に加熱され、熱電子放出が活発となり、放電が起動し易くなる。このため、ヒーター電力、ガス流量およびアーク電圧をより低いレベルにまで減少させることが可能であった。

3.4 実験結果

3.4.1 ホローカソードの放電特性

本実験では、インプレカソードを電子放出材としたホローカソードをFig. 3.1のように配置し、その放電特性を調べた。

連続的にガスを供給して、放電室内圧力が3.47 Pa の場合の放電の電圧－電流特性をFig. 3.3に示す。図において、 V_{dis} 、 I_{dis} はパルス矩形波の定常値であり、パルス巾0.1秒、繰返し周期1秒の場合の測定結果である。図よりわかるように、放電電圧 V_{dis} は、放電電流 I_{dis} の増加とともに、40 V から50 V へと徐々に上昇している。このような放電特性は従来の陰極を用いた場合と類似している。Fig. 3.3において、放電電流の最大値は、電源容量が十分でないので、120 A以下に制限されているが、より大きい放電電流をこのホローカソードから得ることが可能である。

中心に直径1 mmの小孔を有する円板で、陽極中心の直径2 cmの孔を塞ぎ、更に周辺部の1.2 cm径の孔6個を完全に塞ぎ、放電室内の圧力を高める。放電室内圧力が26.7 Pa、陰極－陽極間距離が53 mmの場合の放電の電圧－電流特性をFig. 3.4に示す。この場合には、放電電流の増加とともに放電電圧が低下する、いわゆる垂下特性を示す。このような電圧－電流特性は、放電室内圧力が高い場合のホローカソード放電では良くみられるものである。⁴⁾ガス圧が高い場合には、陰極に対する放電中のイオン衝撃が活発となり、陰極を構成している金属材料のスパッタリングおよび蒸発が増加し、ホローカソード内部の金属蒸気が気体の電離電圧を実効的に低下させ、また金属原子の励起による光電効果が電子放出を促進する。そのため垂下特性が現われると考えられる。^{5, 6)}しかし、アーク電源の限流抵抗値が小さい場合には、放電が不安定となり易い。このため、イオン源陰極としてホローカソードを使用する場合には、垂下特性が現われない比較的低いガス圧でイオン源を動作させなければならない。

Fig. 3.3 およびFig. 3.4において、最大110～120 Aの放電電流が容易に得られている。インプレカソード内面の電子放出可能な面積は6.3 cm²であり、電子放出材表面での放電電流密度は、平均として17～19 A/cm²となる。この値は、従来の直熱型フィラメントの場合の放電電流密度5～10 A/cm²と比べて2～3倍高い。この様にして、ホローカソードを用いた場合には、高い陰極電流密度を得ることが可能であることが実験的に明らかとなった。

Fig. 3.1の配置で、ホローカソード放電を維持するために必要な最低の放電室内圧力は1.7 Paである。このガス圧は、ホローカソードをデュオビガトロン型イオン源の陰極室(Fig. 3.2においてホローカソードが挿入されている上部の円筒状空間)内で用いるとしてもやや高めであり、また多極磁場型イオン源の放電室内圧力としても高過ぎるので、改善が必要である。

3.4.2 電子密度および電位分布

ホローカソード放電中、放電室内のプラズマの特徴を把握するため探針を用いて電子密度および電位分布の測定を行なった。探針は直径0.5 mmのタングステン線で、先端部の5 mmだけを残して石英管で被覆されている。

Fig. 3.5に、放電軸に沿った電子密度分布の測定結果を示す。またFig. 3.6には、同時に測定

された放電軸に沿ったプラズマ電位分布を示す。測定時の条件は、放電電流：116 A，ガス流量：6 Pa・m³/s（パルスの供給）， $d_{K-A} = 21$ mmである。プラズマ中の電子温度は3～4 eVである。

Fig. 3.5 は、ホローカソードのオリフィスから放電室内に向かって急激に電子密度が低下しており、特にオリフィス近傍での低下が著しいことを示している。一方、Fig. 3.6 はホローカソードからオリフィスを経て放電室に至るまでの空間に急激な電位勾配が存在し、更に放電室内に入ると電位分布は平坦となることを示している。陰極とこの平坦部の電位差は約30 Vである。

6 Pa・m³/s のガス流量は、約12 Paの放電室内圧力に相当し、またエネルギー30 eVの電子に対する水素ガス中での全衝突断面積は、 4.4×10^{-16} cm²⁷⁾ である。従って12 Paの水素ガス中におけるこの電子の平均自由行程は、約0.7 cmとなる。この値は、Fig. 3.5 中での電子密度の減衰距離とほぼ一致する。

以上のことから、ホローカソード付近のプラズマ状態を次のように説明することができる。即ち、ホローカソード内部には高密度（ $\sim 10^{13}$ cm⁻³）のプラズマが存在し、そのうち電子だけがオリフィス付近に発生する電位勾配により加速され、ホローカソード外に流出する。これらの電子はオリフィス前方の空間を運動する間に、中性水素粒子と衝突し、散乱を受けて次第に径方向に拡散する。オリフィスから平均自由行程以上離れた空間では、電位分布と密度分布がほぼ平坦ないわゆる陽光柱領域を形成する。

このような放電形態は、従来のフィラメント陰極を用いた放電の場合と比べて、以下の点で異なる。

1) 狭いオリフィスから電子が流出してくるため、平均自由行程程度の距離では、一方向にのみ強い速度成分をもった、いわゆるビーム的な電子の流れが存在する。フィラメントの周囲のあらゆる方向に向かって電子が飛び出す事が可能である従来のフィラメント陰極の場合とは大きな違いである。

2) 従来のフィラメント陰極の場合には、フィラメント表面付近にのみ大きな電位降下（陰極降下）が生ずるが、ホローカソードの場合には、電子放出材表面付近のほかに、電流が細く絞られるオリフィス付近にも生ずる。

3) 放電室からみた場合、オリフィスの小孔が仮想的な電子放射面として機能し、オリフィス部での放電電流密度は、放電電流120 A，オリフィス径5～10 mmの場合、150～600 A/cm²にも達する。このような放電電流密度は従来のフィラメント陰極では実現不可能である。

上記1) は、ホローカソードをイオン源の陰極として応用する場合には不利な点となる。即ち、イオン源のビーム引出し電極面付近のプラズマ密度分布は、ビーム発散を小さくするために、可能な限り一様であることが望ましいが、ホローカソードを用いた場合には、ビーム的な電子流の存在によりオリフィス前方にのみ高密度のプラズマが生成され、一様性が悪くなる。これを改善するためには、何らかの方法により電子流を拡散させるか、ホローカソードとビーム引出し面との距離を十分にとる、こと等が必要である。

上記2) は、同一放電電流に対して、従来のフィラメント陰極を用いた場合よりも放電電圧を高めるように働くため、イオン源のアーク効率を若干低下させる可能性がある。

上記3) は、前章で述べたように、ホローカソードの利点であり、イオンの陰極への損失面積を

小さくすることができる。

3.4.3 デュオピガatron型イオン源への応用

ホローカソードをFig. 3.2のようにデュオピガatron型イオン源に装着して、放電特性およびイオン源性能について調べ、従来の直熱型酸化物フィラメントを陰極とした場合と比較する。

イオン源の中間電極に巻かれたソース磁場コイルに50 Aを通電した状態で測定した放電の電圧-電流特性をFig. 3.7に示す。図中には、3種類のガス流量値に対する特性が示されており、その中で最もガス流量の大きい $Q = 4.7 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ の場合、Fig. 3.4と同様に放電は垂下特性を示している。他の2種類のガス流量の場合には、放電電圧は放電電流が増加してもほとんど変化しない。

従来同イオン源で使用されてきた酸化物被覆フィラメントを用いた場合の放電特性を、比較のためFig. 3.8に示す。条件はFig. 3.7の場合と同一とである。ホローカソードを用いた場合とは異なり、3種類のガス流量全てに対し、放電電圧は放電電流とともに増加している。

Fig. 3.7およびFig. 3.8を比較すると一定放電電流に対し、ホローカソードを用いた場合の方が放電電圧が10～30 V高くなっていることがわかる。このことをFig. 3.9によりわかりやすく示した。実線がホローカソードの場合、点線が酸化物被覆フィラメントの場合を表わし、横軸はガス流量、縦軸は放電電圧である。但し、放電電流は100 A一定とする。放電電圧の差は、ガス流量が減少するほど増加している。

デュオピガatron型イオン源では、陰極室内に比較的低密度のプラズマを生成し、そのうち電子だけを磁力線に沿わせてPIG放電室(Fig. 3.2で下部の比較的大きい空間)内に引き出し、一次電子としてPIG放電室内の高密度($\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$)プラズマ生成に利用する。陰極室からPIG放電室に至る途中で放電路が中間電極のノズルにより狭められているため、そこに電気二重層が発生し、その前後で急激な電位差(電位ジャンプ)が現われる。陰極室からの電子は、このジャンプ部で加速され、一次電子として必要なエネルギーを得る。⁸⁾

同一ガス流量、同一ソース磁場コイル電流の条件で、同一放電電流値を得た場合、このノズル部の電気二重層に現われる電位ジャンプは同一になると考えられる。従って、Fig. 3.9にみられるホローカソードの場合と酸化物フィラメントの場合の放電電圧の差は、陰極降下電圧の差であると考えられる。即ち、3.4.2で述べた2)の相違が、ここで現われている。

Fig. 3.9に示されているように、ホローカソードを用いた場合、放電維持に必要な最低のガス流量は $0.44 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ である。この値は、酸化物フィラメントを用いた場合の約 $0.13 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ より大きい。ホローカソードを用いると必要ガス流量が増加することは、ホローカソードだけの実験でも確められているが、デュオピガatron型イオン源に適用した場合にも同様になる。この点は、今後改善する必要がある。

次に、イオン電流密度分布の測定結果について述べる。ホローカソードを陰極とすることによりPIG放電室内のイオン電流密度(J_{is})分布が影響を受ける可能性がある。ビーム引出し電極(ターゲット・カソード)面から2 cm離れたPIG放電室の中心軸上から探針を半径方向に動かし、分布を測定した。

Fig. 3.10に2種類のガス流量に対する電流分布の測定結果を示す。両者とも放電電流100 A、

ソース磁場コイル電流 50 A である。いずれのガス流量値に対しても中心軸上で高い電流密度を示している。これは、PIG 放電室内に存在する磁力線に沿って一次電子が運動するためであり、陰極として酸化物フィラメントを用いた場合と同様である。デュオピガトロン型イオン源の場合、陰極室と PIG 放電室の間にノズルが存在するため、陰極から放出された電子が直接 PIG 放電室に達することがきわめて少なく、従って PIG 放電室内のプラズマ密度に対しては、陰極型式の差がそれほど明らかに現われていないと考えられる。

3.5 検 討

本実験で用いたホローカソードの寿命は、インプレカソード中のバリウム酸化物の枯渇による電子放出材の劣化、あるいは放電による陰極構造の損傷のいずれか一方によって決定される。後者によって決定される寿命は、前者によるものよりも長いことが要求される。しかし、本実験ではその条件は満されなかった。即ち、陰極構造の損傷により、実験を中断せざるを得ないことがしばしば起こった。

陰極構造は、プラズマからのイオン衝撃による構造材のスパッタリング、熱的侵食、熱応力による変形およびひび割れ、またアークスポットの発生による溶融、等の原因で損傷を受ける。

本実験では、多数回の放電後に、オリフィス板⑮に固定したオリフィス径変更用のタンタル板⑯（厚さ 0.3 mm）のオリフィスエッジ部で波打ち、またひび割れを起こした。これは高密度の放電電流がオリフィスを通過するため、オリフィスのエッジ部が繰返し加熱され、そこに熱応力が発生したことが原因であると考えられる。従って、本実験で用いた最大のオリフィス径 10 mm よりも大きい直径のオリフィスを用い、放電電流密度を低下させるか、あるいはオリフィス板の肉厚を大きくして熱容量を高め、かつ機械的強度を高める、等の対策が必要である。また本実験では、多数回の放電の後、陰極構造材のうちタンタルを使用している部分が非常に脆くなった。これは、高温状態のタンタルが水素を吸蔵して脆くなる性質（水素脆性）によるもので、今後タンタル以外の金属を使用する必要がある。

3.6 ま と め

本章では、NBI 装置用イオン源のためのホローカソード開発のため、小型のホローカソードを試作し、水素ガス中における放電の諸特性を測定し、デュオピガトロン型イオン源への適合性を調べた。その結果、従来のフィラメント陰極を用いた場合と比べ、以下の点で異なることが明らかにされた。

- 1) より高い陰極電流密度を得ることが可能である。
- 2) 放電開始電圧がより高くなる。
- 3) 放電室内ガス圧が高い場合に、垂下放電電圧-電流特性を示す。
- 4) 放電維持に必要な放電室内ガス圧が高い。
- 5) オリフィス前方にのみビーム的な電子流が存在する。
- 6) 放電維持電圧がやや高めとなる。

上記 1) の点は、ホローカソードを用いる際の利点の 1 つであり、この点では充分満足する結果が得られた。1) 以外は、全てホローカソードを NBI 装置用イオン源陰極として実用化する場合に不利に働くものである。しかし、2), 3), 5), 6) の点に関しては、その影響は比較的軽微である。次に 4) の点に関しては、放電室内ガス圧が、アーク効率、ガス効率、プラズマの一樣性、等のイオン源主性能に深く関係するため、その影響は重大である。従って、ホローカソードが装着されたイオン源の放電維持に必要なガス圧を低下させることが非常に重要であり、これは最優先課題として研究されなければならない。それについては、次章で述べる。

参 考 文 献

- 1) S. Tanaka, H. Morita and J. Sakuraba: Japan J. Appl. Phys. 19 (1980) 1703.
- 2) J.S. Sovey and M.J. Mirtich: Proc. 7th Sympo. on Engineering Problems of Fusion Research, Knoxville (1977) Paper E-10.
- 3) J.H. Fink and L.A. Biagi: Proc. 7th Sympo. on Engineering Problems of Fusion Research, Knoxville (1977) Paper W-1.
- 4) J.L. Delcroix and A.R. Trindade: Hollow Cathode Arcs, in Advances in Electronics and Electron Physics, vol.35, edited by L. Marton, Academic Press, N.Y.C., New York, (1974).
- 5) T. Musha: J. Phys. Soc. Japan, 17 (1962) 1440.
- 6) T. Musha: J. Phys. Soc. Japan, 17 (1962) 1447.
- 7) C.F. Barnett, et al.: Oak Ridge National Laboratory Report, ORNL-5206 and 5207, (1977).
- 8) C.C. Tsai, P.M. Ryan and W.L. Stirling: Rev. Sci. Instrum. 48 (1977) 651.

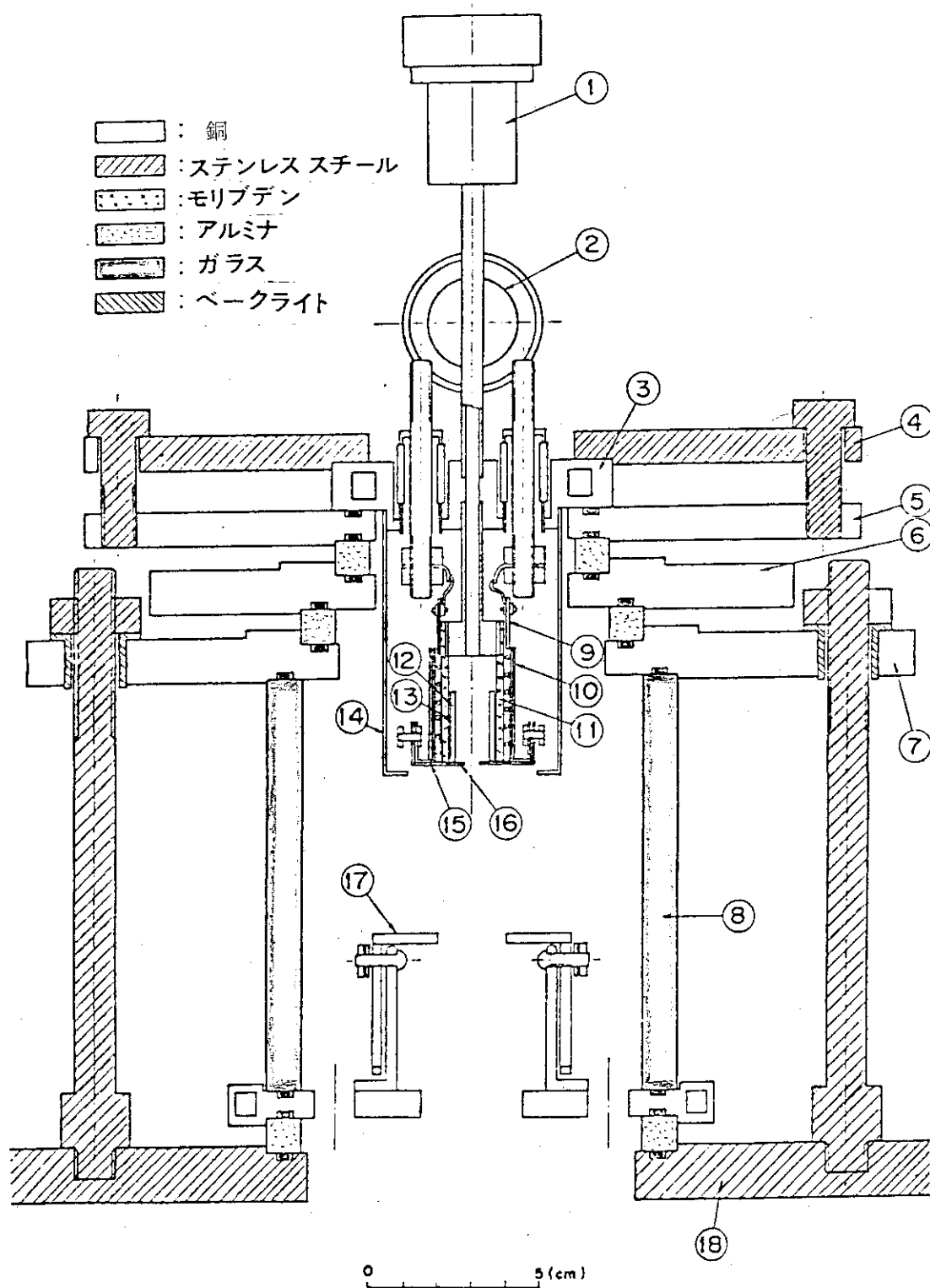


Fig. 3.1: ホローカソード単体実験装置の断面

- ①ガス導入用ポート ②圧力測定用ポート ③カソードフランジ
 ④～⑦組立用フランジ ⑧パイレックスガラス筒 ⑨ヒーター
 ⑩輻射シールド ⑪モリブデン管 ⑫電子放出材 ⑬タンタル箔 ⑭銅製筒
 ⑮タンタル板 ⑯オリフィス板 ⑰陽極 ⑱組立用フランジ

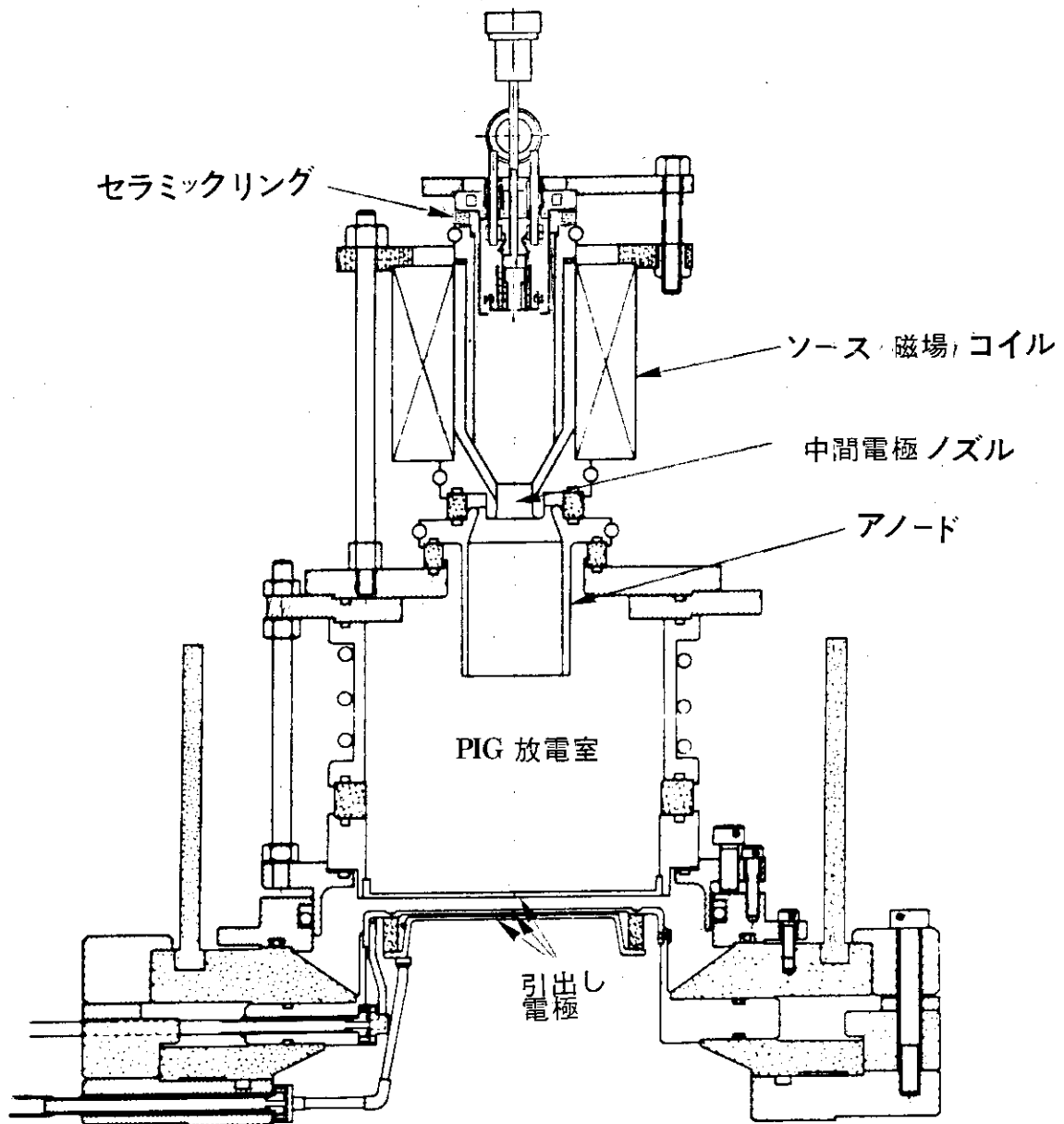


Fig. 3.2: 10cm 径デュオピガトロン型イオン源断面
(ホローカソード装着)

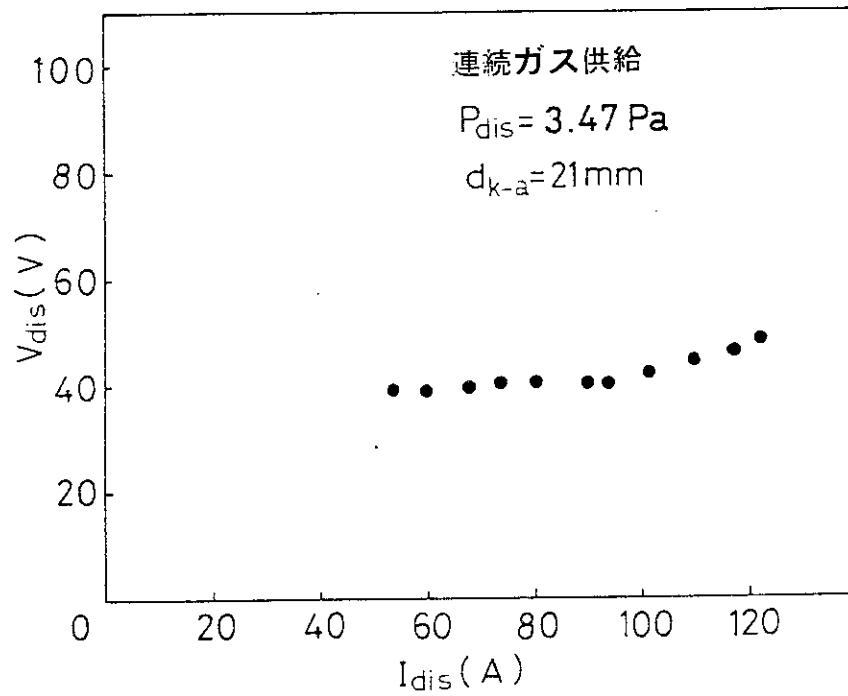


Fig. 3.3: 放電電圧—電流特性. 電子放出材はインプレカソード.
 放電室内圧力 $P_{dis} = 3.47 \text{ Pa}$.
 d_{k-A} は陰極—陽極間距離, V_{dis} , I_{dis} はパルス
 矩形波の定常値

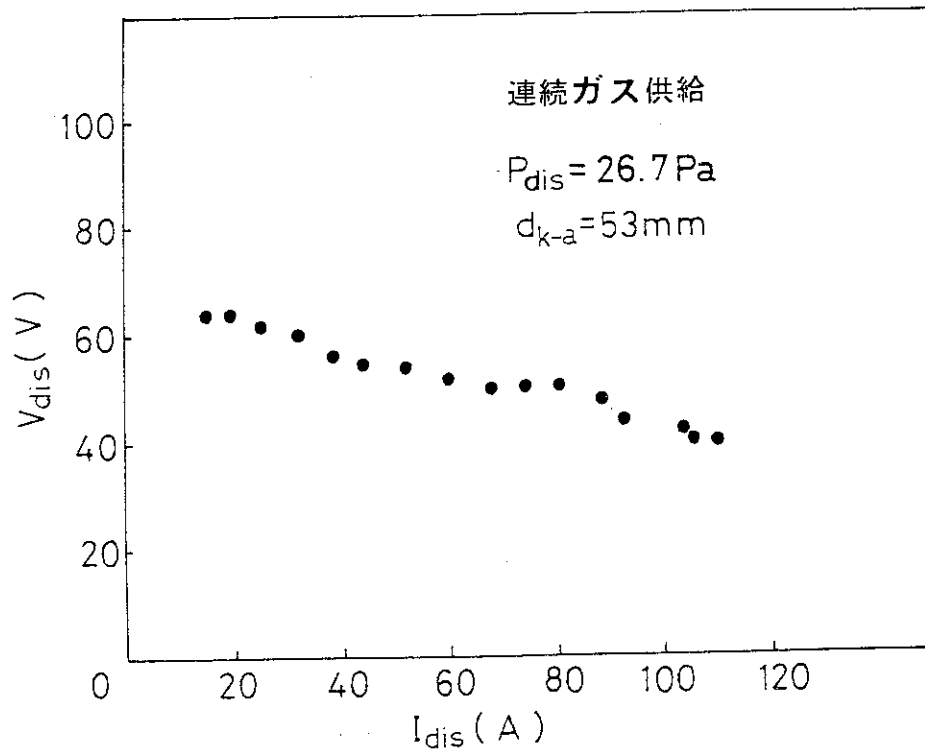


Fig. 3.4: 放電電圧—電流特性. $P_{dis} = 26.7 \text{ Pa}$

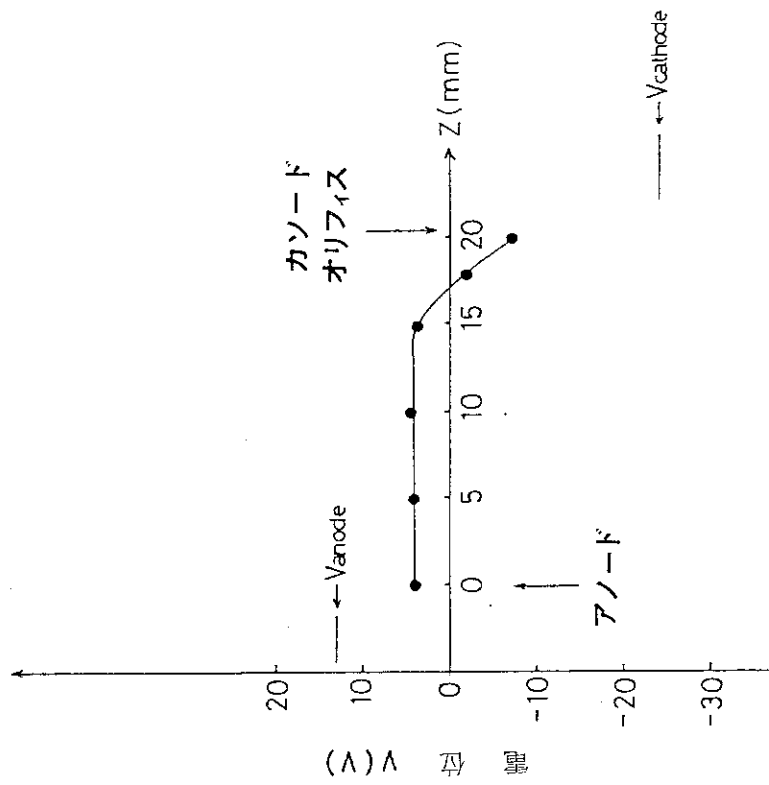


Fig. 3.6: 放電軸に沿ったプラズマ電位分布
条件はFig. 3.5と同じ. Vanode: 陽極電位,
V cathode: 陰極電位

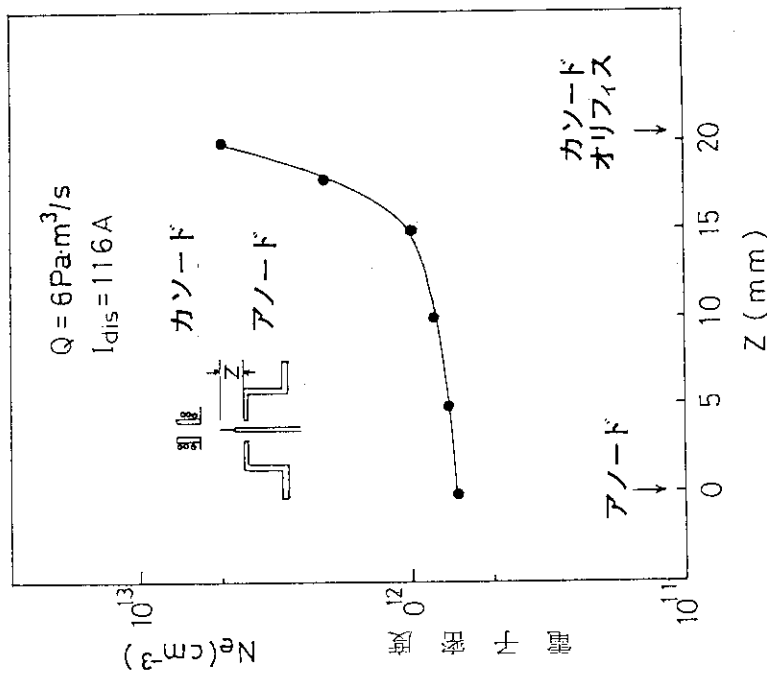


Fig. 3.5: 放電軸に沿った電子密度分布

ホローカソード

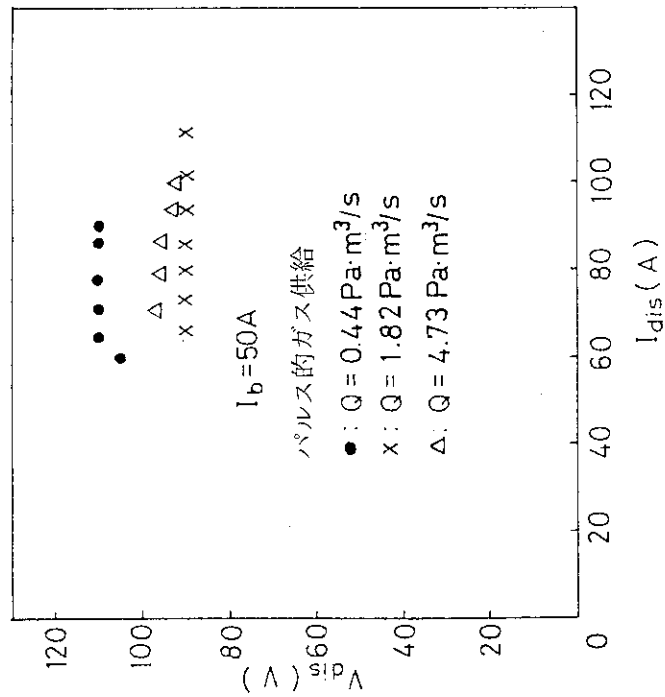


Fig. 3. 7: 放電電圧—電流特性.

ホローカソードをデュオピガトロノ型イオン源に装着.
電子放出材は酸化物塗布ニッケル.
ソース磁場コイル電流 $I_b = 50A$

オキサイドフィラメント

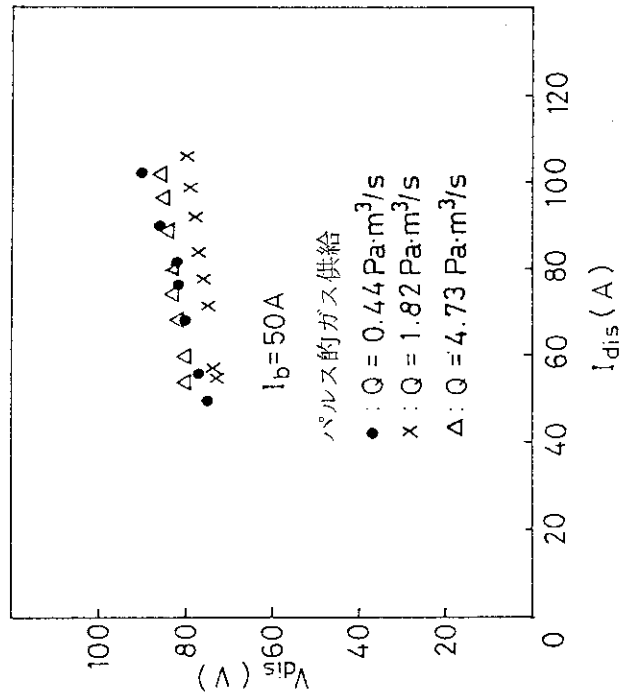


Fig. 3. 8: 放電電圧—電流特性.

デュオピガトロノ型イオン源に酸化物
フィラメントを装着

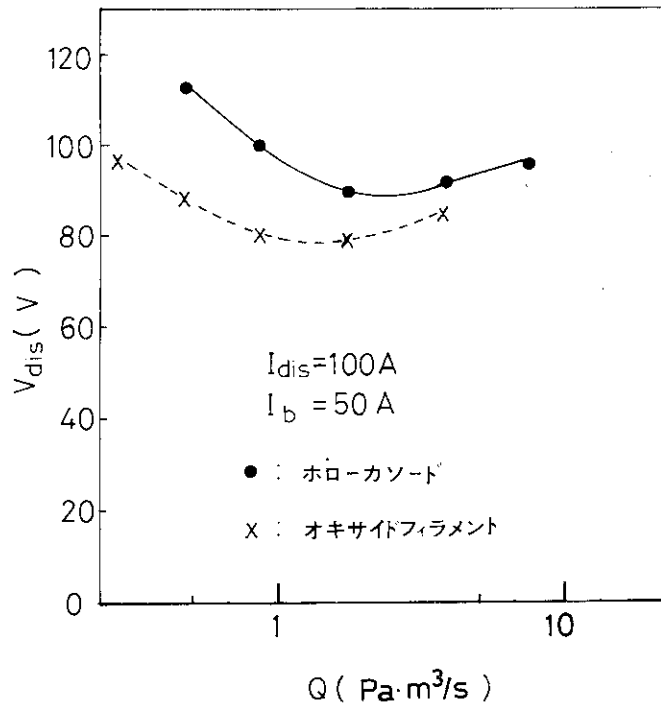


Fig. 3.9: 放電電圧—ガス流量の関係. 放電電流: 100A, ソース磁場コイル電流: 50A

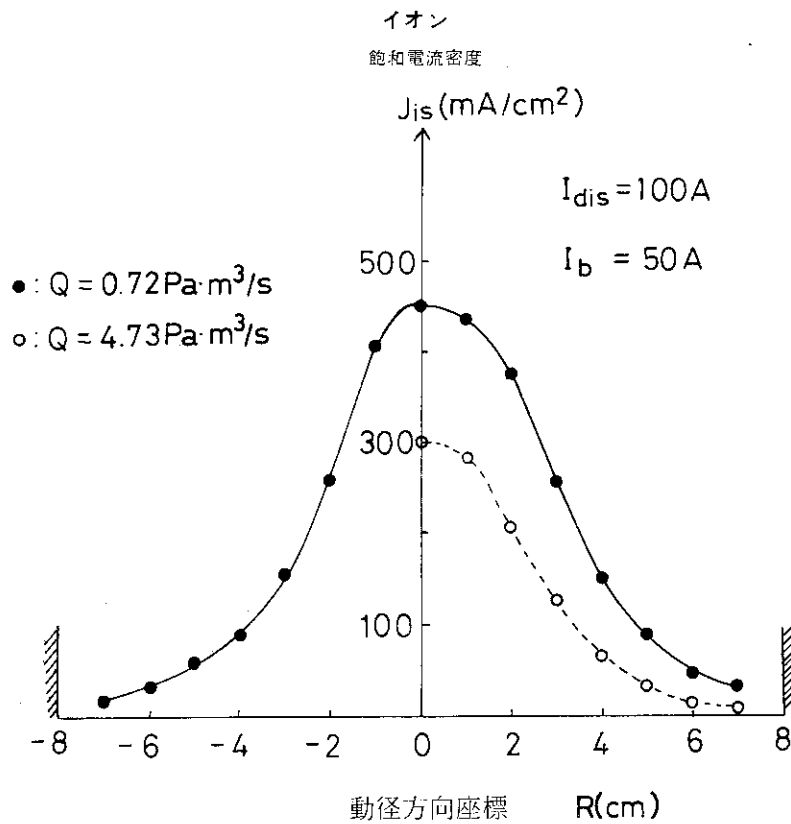


Fig. 3.10: PIG 室内イオン飽和電流密動分布.

ホローカソードをデュオピガトロン型イオン源に装着. 斜線部は PIG 室壁を表わす。

4. イオン源へのガス流量の低減

4.1 はじめに

前章の最後に述べたが、供給ガス流量が大きく、従ってイオン源内部のガス圧が高い場合には、イオン源の加速部電極およびプラズマ生成部上蓋への逆流電子による熱負荷³⁾が増大する。この熱負荷の問題は、ビーム引出しの際の加速電圧、加速電流、およびパルス巾の増大とともにさらに厳しくなる。加えて、イオン源のガス効率、アーク効率、およびプラズマ密度分布の一様性は、供給ガス流量が過大の場合には悪化する。従って、高出力長パルスイオン源にホローカソードを応用する場合には、供給ガス流量を低減することが極めて重要である。それにも拘らず、ホローカソード付イオン源に関する実験結果の多くは、それを安定に動作させるために、従来の陰極を使用した場合と比べて、より大量のガス流量を必要とすることを示している^{4~8)}。

本章では、イオン源動作ガス圧低下を目的とした、ホローカソード付イオン源への供給ガス流量の低減法について述べる¹⁾。まず、ホローカソードのオリフィス径、オリフィス前方に配置したモリブデン製小円板、そして外部磁場が、ホローカソード付イオン源の動作に必要な最小ガス流量に影響を与え、これらを最適化した場合にはガス流量を低減できることを実験的に示し、次にその理由についても、アーク欠乏の理論²⁾に基づき議論する。すなわち、ホローカソード付イオン源へ供給すべきガス流量の最低値が、如何なる要因で決定されているかを明らかにし、ホローカソード付イオン源を実用化する上で最大の障害となっていたイオン源内部のガス圧の問題の解決法について述べる。

4.2 実験装置

4.2.1 ホローカソード

Fig. 4.1 に本実験で用いたホローカソードの断面を示す。水素ガスは、ガス供給管 (Fig. 4.1 中の⑫で示されている。) を通してホローカソードに供給される。電子放出材⑤は、内径 1.7 cm, 肉厚 1.5 mm, 長さ 4.2 cm の円筒型インプレカソードである。電子放出材は直径 2 mm のタングステン線を螺旋状に巻いたヒーター⑥により加熱される。加熱をより効率的に行なうため、薄いタンタル製の熱シールド⑦がヒーターの周囲に配置されている。ヒーター電流は、電流導入端子⑬からヒーターに流入し、外径 4.2 cm, 長さ 13.5 cm のモリブデン製外筒、あるいはガス供給管を経由してカソードフランジに流出する。ヒーター電力は約 400 W (60 A × 7 V) である。ホローカソードを動作温度 (1050 °C) にまで予熱するために約 30 分を要した。

セラミックリング④および⑩は、電気絶縁用である。セラミックリング⑩には、十字形板が固定されたモリブデン製円筒がかぶせられる。この十字形板に、モリブデン製小円板⑪がビス留めされる。

4.2.2 装置構成

上記ホローカソードを円形多極磁場型イオン源⁹⁾(内径 26 cm, 深さ 25.8 cm)に, Fig. 4.2 に示すように装着する。このイオン源は, 直径 15 cm のグリッド部を有する 3 枚の引出し電極をそなえ, 放電室の外円周部には, コバルト・サマリウム永久磁石により 18 極のラインカusp 磁場が形成されている。

ホローカソードは, フランジ付不銹鋼製円筒内に挿入されている。電気絶縁のため窒化ホウ素製円筒が, 不銹鋼製円筒とホローカソードの間に挿入されている。軸方向外部磁場を発生するために, 不銹鋼製円筒の周囲に 40 ターンのコイルが巻かれている。

イオン源内部のイオン電流密度をモニターするため, 静電探針がプラズマグリッド面から 7 mm の位置に配置されている。この探針は径方向に沿って動かすことができる。探針に流入するイオン飽和電流の時間変化はオシロスコープ上に表示される。

2 台で約 10^4 l/s の実効排気速度を有する油拡散型ポンプにより排気されている内容積 3400 l の真空容器にイオン源を接続して実験を行なった。また, この真空容器内で, イオン源から約 2 m の位置に鏡を配置し, イオン源内部の放電の様子が観察できるようにした。真空容器内の圧力は, 校正された電離真空計 (ULVAC 社製 WIT-1) により測定される。

4.3 実験方法

4.3.1 放電の起動法

ホローカソードを用いた放電の起動が容易ではないこと, およびその理由については前章で述べた。本実験においても, 同様であり, 特にオリフィス前方にモリブデン製小円板を配置した場合には困難をきわめた。この問題を解決するため, 放電の点火装置として, Fig. 4.2 に示すように, 1 本のタングステンフィラメントを用いた。これと陽極の間に予備放電を行なわせ, イオン源内部に稀薄なプラズマを生成させる。このプラズマの存在により, ホローカソード内部にも電界が浸透し, 電子放出面付近に強い電界が発生する。これによりホローカソードからの放電の起動が容易になった。

点火用フィラメントの寿命を長くするため, ホローカソードからの主放電の開始後, フィラメント電流が切れるように通電のタイミングを調整した。しかし, フィラメント温度は, 電流が切れても急激には下降せず, しばらくは放電可能な状態にある。従って, フィラメントに流入する放電電流を制限し, ジュール加熱によるタングステンの蒸発を抑えるため, フィラメントとアーク電源の負端子の間に $1\ \Omega$ の抵抗を接続した。

4.3.2 ガス流量調整

前章でも述べたように, 放電開始時に多量のガスを供給すれば, 放電が容易に起動する。この観点から, Fig. 4.3 に示すように, 放電の起動後にはガス流量が減少するようなガス供給法を採用した。ガス流量の時間変化は, 2 系統のガス流 (長パルス用の GAS-A 系, 短パルス用の GAS-B 系) をホローカソードへの入口で合流されることにより得られる。ガス供給系は, 各々独立に制御された 2 つの圧電素子弁 (Veeco 社製 PV-10) からなる。GAS-B 系のガス供給パルス

幅は 150 ms で一定とし、アーク電圧と GAS-B 系のパルスが重なり合う時間は、10 ms 以上である。長パルス放電の場合、放電維持に必要なガス流量は GAS-A 系からのガス流量で決定される。

4.3.3 最小ガス流量

最小ガス流量を、イオン源が安定に放電するために必要なガス流量の最小値と定義する。もし、この値からわずかにガス流量を低下させると、イオン飽和電流が不安定に振動するか、陰極外表面と陽極の間に不正放電が発生して、イオン飽和電流が急激に低下する。真空容器内に設置した鏡により、ガス流量が充分でホローカソードが安定に放電している場合には、イオン源からの発光は明るいバラ色を呈するが、ガス流量を減少して下限に近づけた場合には、その光が青白くなり、点滅し始めることが観測された。

ガス流量は真空容器の全ての排気弁を閉止した状態で、内部にイオン源からのガスを拡散させ、一定時間後のガス圧上昇分から算定できる。ガス圧上昇は、イオン源の運転を停止した状態で、真空容器に設置されている較正済み電離真空計を用いて測定し、その値から流量を決定した。

最小ガス流量を決定する際の実験条件は、放電電流 $300 \text{ A} \pm 20 \text{ A}$ 、放電のパルス巾 300 ms であった。300 ms は、GAS-B 系からのガスの流れの影響を無視できる程度の時間長である。

4.4 実験結果

4.4.1 オリフィス径依存性

ホローカソードのオリフィス径に関する最小ガス流量の依存性を測定した。オリフィス径が 8, 10, 12 mm の三種類の場合について実験した結果を Fig. 4.4 において中黒記号で示す。図中の黒丸は GAS-A 系からの流量、黒の三角は、GAS-A 系と GAS-B 系からの流量の和を表わす。図より、放電維持に必要な最小ガス流量 (GAS-A 系からの流量) は、オリフィス径が 10 mm の場合に最小となっていることがわかる。

上記の実験のほかに、別の 2 つの実験においても最小ガス流量のオリフィス径依存性を測定した。その一つは、無誘導巻きタングステンヒーターにより内部から加熱されるインプレカソードをホローカソードの電子放出材として用い、¹⁰⁾ これを本実験と同一のイオン源に装着し、3, 4, 5, 6, 10 mm の 5 種類のオリフィス径について実験したものである。最小ガス流量はオリフィス径の増加とともに減少した。他の実験は、本実験と同一のホローカソードを、矩形の多極磁場型イオン源¹⁰⁾ (縦 33 cm, 横 21 cm, 深さ 38.5 cm) に Fig. 4.5 に示すように装着して行なった。ラインカusp 磁場形成用の永久磁石が取り付けられた放電室の上方に、ホローカソード用フランジを重ね、そのポート内にホローカソードを挿入した。5, 8, 10, 15 mm の 4 種類のオリフィス径についての実験結果を Fig. 4.6 に示す。図より、オリフィス径 15 mm の場合を除き、最小ガス流量はオリフィス径の増加とともに減少する。オリフィス径が 15 mm の場合の最小ガス流量を点線の丸印で示す。この場合、放電は容易に起動するが、その後の放電は不安定で、Fig. 4.6 に示した値 ($1.3 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$) よりも大きいガス流量値に対してもイオン飽和電流は、不安定に振動する。

直観的には、オリフィス径が大きいほど最小ガス流量が増加するであろうと予想されるが、実

験ではその逆の結果が得られた。この理由については、次節で検討する。

以上の結果から、使用したオリフィス径の中で、最適なオリフィス径は 10 mm であることが実験的に見出され、その時の最小ガス流量は、Fig. 4.4 から $1.27 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ である。

4.4.2 モリブデン製小円板による流量低減

Fig. 4.2 に示す位置に適当な径のモリブデン製小円板（以下、ボタンと呼ぶ）を配置した場合（ボタンの位置は可変である）、Fig. 4.4 の白抜き記号で示されるように最小ガス流量が減少する効果を認めた。白抜き丸印は、GAS-A系からのガス流量、白抜き三角印は、GAS-A系およびGAS-B系からのガス流量の和を各々表わす。図において、8 mm のオリフィス径を有するホローカソードに直径 10 mm のボタンをオリフィスから 6 mm の位置に配置した場合、最小ガス流量は、ボタンなしの場合の $1.68 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ から $1.12 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ まで減少したことがわかる。同様に、直径 10 mm のオリフィスに直径 14 mm のボタンを、また直径 12 mm のオリフィスに直径 17 mm のボタンを各々 6 mm の位置に配置した結果が示されている。即ち、ボタンなしの場合にそれぞれ $1.27 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ および $1.33 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ であった最小ガス流量が、それぞれ $0.57 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ および $0.91 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ に減少している。

ボタンの直径およびオリフィスからの距離には、最適値が存在する。すなわち、直径 10 mm のオリフィスに対して、直径 10, 14, 17 mm の三種類のボタンをそれぞれ装着した場合の結果を、Fig. 4.7 に示す。いずれの場合にも、ボタンとオリフィスの間の距離は 6 mm に保たれている。図より、直径 14 mm のボタンが最も良い結果を与えていることがわかる。

ボタン位置についても最適値が存在すると考えられる。これに関する実験結果を Fig. 4.8 に示す。この場合の実験では、直径 10 mm のオリフィスと直径 14 mm のボタンを用いた。最適距離は 6 mm であった。さきに示した Fig. 4.4 において、白抜き記号のデータ値は、最適なボタン径とボタン位置の場合のものである。ボタンによるガス流量削減の効果に関しては、次節で議論される。

4.4.3 流量調整板

ガスコンダクタンスを減少させることにより、最小ガス流量を減少させることができると考えられる。そのため、前節のボタンの代わりに、中心に小孔を有するモリブデン製流量調整板（直径 5 cm, 厚さ 1 mm）をホローカソードのオリフィス前方に配置し、最小ガス流量を測定した。しかし、逆の実験結果が得られた。即ち、直径 8 mm のオリフィスを有するホローカソードの前方に、直径 7 mm の孔を有する流量調整板を配置した場合、最小ガス流量は板がない場合の $1.68 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ から $2.36 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ に増加した。

また直径 10 mm のオリフィスの前方に直径 3 mm の孔を有する流量調整板を配置した場合も、板の無い場合の $1.27 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ から $3.27 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ に増加した。

上記の結果から、流量調整板は最小ガス流量を増加させる方向にのみ機能すると考えられる。この理由は、オリフィス径が大きい程、最小ガス流量が減少する第 4.4.1 節のオリフィス径依存性の理由と同じであると考えられる。この点に関しても、次節で議論する。

4.4.4 外部磁場印加効果

ホローカソードの特性は、磁場による影響を受ける。軸方向の外部磁場は、Fig. 4.2 の不銹鋼製円筒の周囲に巻かれたコイルに流れる電流 I_b によって印加される。またヒーター中を流れる電流 I_h による磁場もホローカソードの内外に存在する。

直径 10 mm のオリフィスを有するホローカソードに対して、外部コイルに 40 A を通電して、ヒーター電流による磁場と逆向きの磁場を印加した場合、外部磁場が無い場合の最小ガス流量 $1.27 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ が $0.6 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ に減少した。コイル電流を 70 A に増加させた場合にも同様の効果が測定された。また、一定のガス流量に対して、コイル電流の増加とともにプラズマグリッド中心付近でのイオン飽和電流は、徐々に増加し、一定値に到達した。上記の実験とは逆にコイル電流による外部磁場の向きを、ヒーター電流による磁場と同方向にすると、イオン飽和電流はコイル電流の増加とともに減少し、遂には放電そのものが停止した。

以上の実験結果の原因を明らかにするため、ヒーター電流 3 A、コイル電流 0 A の場合、およびヒーター電流 0 A、コイル電流 4 A の場合のそれぞれについて、中心軸上および中心軸から 8 mm 離れた線上に沿って磁場分布を測定した。磁場測定用プローブを真空排気されたホローカソード内で移動させることは極めて困難であるため、測定は大気中で行なわれた。また、実験上の都合により、ヒーター電流は通常時の値の $1/20$ である 3 A、コイル電流は $1/10$ である 4 A を連続通電した。磁場分布測定領域付近に、非線形性の原因となる磁性体が存在しないため、これら低電流値での測定結果から、それぞれヒーター電流 60 A、コイル電流 40 A の場合の分布を求めることができる。

Fig. 4.9 に中心軸上での測定結果を示す。横軸 Z は、ホローカソードの最奥部から測った中心軸上の距離であり、電子放出材、オリフィスの位置、等が図示されている。実線は、ヒーター電流 0 A、コイル電流 40 A、点線はヒーター電流 60 A、コイル電流 0 A の場合の磁場の Z 軸方向成分の分布をそれぞれ示す。図より、ヒーター電流のみによる磁場は、電子放出材の中心部で 0.011 T に達していることがわかる。中心軸から 8 mm 離れた線上での磁場は、径方向成分が存在することは除き、Fig. 4.9 と殆ど同じ値で同様の分布を示す。従って、ホローカソードの空洞内における磁場の Z 軸方向成分は、径方向にほぼ一様に分布していると考えられる。

コイル電流およびヒーター電流が同時に通電されている場合の磁場分布は、各々の磁場分布を重ね合わせることで求めることが可能である。外部磁場がヒーター電流 $I_h = 60 \text{ A}$ による磁場に対して、順方向あるいは逆方向の場合の、中心軸に沿った磁場分布を、 $I_b = 40 \text{ A}$ および $I_b = 70 \text{ A}$ の場合について Fig. 4.10 に示す。外部磁場が逆方向の場合には、ホローカソード内の磁場の値は相対的に小さくなり、電子放出材の存在する領域に弱磁場部ができる。その結果として、陰極面から放出された電子は容易に中心軸に達し、オリフィスで相対的に強くなっている磁場のガイド効果により狭いオリフィスを抜け、主放電室へと流出していくことが可能であると考えられる。

他方、外部磁場が順方向の場合には、陰極面から放出された電子は、表面付近の強い磁場のため中心軸に達することが困難となる。従って、外部磁場の増加とともに放電の維持が難しくなる。

4.4.5 モリブデン製小円板と磁場の結合効果

前述のボタンおよび外部磁場を同時に併用した場合の最小ガス流量を測定した。直径 10 mm のオリフィスを有するホローカソードに直径 14 mm のボタンを 6 mm の距離で装着し、 $I_h = 60 \text{ A}$ において、 $I_b = 70 \text{ A}$ で逆方向外部磁場を印加した場合には、GAS-A 系からの最小ガス流量を $0.32 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ にまで低減することができた。この値は、本実験中で最小であり、ボタンおよび外部磁場がない場合の最小ガス流量の約 $1/4$ である。同一の最小ガス流量値が、直径 12 mm のオリフィスを有するホローカソードに直径 18 mm のボタンを装着し、逆方向外部磁場を印加した場合にも得られた。

逆方向外部磁場によるガス流量低減は、主に外部磁場による放電の安定化に起因すると思われる。Photo. 4.1 中の写真(a), (b), (c) は 3 種類のコイル電流に対するイオン飽和電流の時間変化を示している。これらの写真は、直径 10 mm のオリフィスを有するホローカソードに直径 14 mm のボタンを装着し、逆方向磁場を印加して $0.32 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ の最小ガス流量値を得た際に撮影したものである。Photo. 4.1 より、コイル電流 I_b の増加とともに放電が安定化されていることがわかる。しかし、コイル電流が 70 A を越えるとイオン飽和電流の波形は再び不安定となった。これは、電子放出材領域の磁場値が過大となって、放出された電子が放電の中心軸に達することが次第に困難になるためであると考えられる。

外部磁場の効果については、次章でより詳細に述べる。

第 4.4.1 節から第 4.4.5 節までの実験結果は Table 4.1 のようにまとめられる。

4.5 検 討

イオン源の幾何学的形状が定まれば、イオン源内各部の圧力が定常状態に達した状態では、供給ガス流量とイオン源内部のガス圧は一対一に対応すると考えられる。またイオン源内中性粒子密度はそこでのガス圧に比例する。従って、前節で得られた各条件での最小ガス流量は、その時の中性粒子密度の最小値に対応している。

安定な放電を維持するためには、陽光柱内の中性粒子密度は、ある値以上である必要がある。²⁾ 以下に、この中性粒子密度の最小値の決定要因を明らかにするとともに、最小値を与える式を理論的に導出する。その式を用いて前節で得られた実験結果を説明する。

4.5.1 中性粒子密度の最小値

一般に、陰極および陽極にシース (double layer) が安定に形成されている場合には、イオン源も安定に動作する。¹¹⁾ 熱陰極面に安定なシースが形成されるための条件は、次の不等式で表わされる。^{12, 13)}

$$j_e / j_i \leq (m_i / m_e)^{1/2} \quad (4-1)$$

ここで j_e および j_i は、それぞれ陰極から放出される電子の電流密度およびプラズマからシース境界に流入してくるイオンの電流密度であり、 m_e および m_i はそれぞれ電子およびイオンの質量である。

本実験の場合、ホローカソードのオリフィス付近にもシースが存在すると考えられる。何故な

ば、オリフィスという小さい開孔部の存在により、ホローカソードの空洞内ガス圧と、主放電室内ガス圧は10～100倍程度異なる。従って、各々の領域内に生成されるプラズマの密度が異なり、オリフィスは、これら2つの異なるプラズマの接続領域となっており、一方から他方に向けて高密度の放電電流が通過しているからである。従って、(4-1)式で表わされる条件は、オリフィス付近に形成されるシースに関しても満足されなければならない。ホローカソードから主放電室に流出する電子電流を I_e 、主放電室からオリフィス部のシースに流入してくるイオン電流を I_{+1} とする。シースが形成される臨界点では、(4-1)式の等号が成立する。従って、 I_e および I_{+1} は、以下の等式で関係づけられる。

$$I_e / I_{+1} = (m_i / m_e)^{1/2} \quad (4-2)$$

4.4.1節で述べた矩形多極磁場型イオン源を用いた実験の際、真空容器内の鏡を用いて放電状態を観察した結果、ホローカソード前方に明るいバラ色の陽光柱が観察された。陽光柱の直径はイオン源の内側の寸法よりかなり小さいが、ホローカソードのオリフィス径ほどには小さくない。また探針測定により、陽光柱内領域ではイオン飽和電流密度が中心部で急激に高くなっていることが明らかにされた。以上のことから、主放電室内の空間を、ホローカソード前方の陽光柱領域とそれ以外の領域の二つの領域に分けることが可能である。陽光柱領域内には、陰極降下電圧に対応する程度のエネルギーを有する一次電子が存在し、これらがオリフィス部のシースを通してホローカソードから引き出され、オリフィス前方の中性粒子を電離して、そこに高密度のプラズマを生成する。

陽光柱の直径は、ホローカソードからの距離の増大とともに徐々に増大するが、陽光柱の平均的な実効直径 D を陽光柱の体積およびその長さから定義することができる。

一次電子は、主放電室内の空間に滞在する間、中性粒子と多数回衝突して、散乱され、また本実験で印加した比較的弱い磁場の条件の下では、陽光柱の実効径 D とホローカソードのオリフィス径 d は互いに無関係であるとみなすことができる。

いま長さ L の陽光柱内の中性粒子密度を n とすると、電離反応率 R^+ は次式で表わされる。²⁾

$$R^+ = I_e \sigma \chi n L / e \quad (4-3)$$

ここで σ は一次電子の電離反応断面積、 χ は二次的な電離を考慮した修正係数である。

本実験では、ホローカソード内を通して主放電室にガスを供給している。オリフィス付近のガス圧は、粘性流領域に入っており、中性ガスの吹き出すホローカソード前方では、それ以外の領域と比べて中性粒子密度が非常に高いと考えられる。従って、ホローカソードのオリフィス以外から陽光柱内に流入するガスの量は、オリフィスからのガス量に比べて十分に小さいとみなすことができる。そこで陽光柱への中性粒子の流入率 ϕ_0 は、次式で表わされる。

$$\phi_0 = n v_0 \pi D^2 / 4 \quad (4-4)$$

ここで、 v_0 は中性粒子の速度である。陽光柱内に流入してきた中性粒子が確率 P で電離されるとすれば、 $P \phi_0$ は電離反応率となる。すなわち、

$$R^+ = P \phi_0 \quad (4-5)$$

本実験の場合、プラズマ密度が比較的low、電子温度が高いので、陽光柱内における荷電粒子の再結合は無視できる。陽光柱内で生成されたイオンは、ホローカソード方向、その反対方向、および陽光柱の半径方向に運動し、陽光柱領域から失われていく。これらのイオン電流をそれぞれ

れ、 I_{+2} , αI_{+2} , βI_{+2} と表わすと、これらはイオン生成率と次式で関係づけられる。

$$I_e n \sigma \chi L = (1 + \alpha + \beta) I_{+2} \equiv \xi I_{+2} \quad (4-6)$$

(4-2) 式から (4-6) 式までを用いると、中性粒子の電離確率 P は、次式で与えられる。

$$P = 4 (m_e / m_i)^{1/2} \frac{I_{+2}}{I_{+1}} \cdot \frac{I_e}{e n v_0 \pi D^2} \quad (4-7)$$

$P \leq 1$ であることから、陽光柱内の中性粒子密度には、次式で表わされる下限値 n^+ が存在する。

$$n \geq n^+ = 4 (m_e / m_i)^{1/2} \xi \frac{I_e}{(I_{+1} / I_{+2}) e \pi v_0 D^2} \quad (4-8)$$

(4-8) 式は、一定のイオン源形状では、陽光柱内の最小中性粒子密度は電子電流 I_e とともに増加することを示す。事実、本実験でも、最小ガス流量は放電電流とともに増加することが確認されている。

4.5.2 オリフィス径依存性

(4-8) 式は、最小中性粒子密度 n^+ が I_{+1} / I_{+2} の増加とともに減少することも示す。この比は、陽光柱内で生成されてホローカソード方向に流れてくるイオン電流のうち、オリフィス部のシースに達するイオン電流の割合を表わす。イオン電流 I_{+1} は、陽光柱内のプラズマ密度およびシースの面積に比例する。一方、プラズマ密度はイオン生成率に比例するため、 I_{+2} もプラズマ密度に比例する。従って、比 I_{+1} / I_{+2} はオリフィスの断面積に比例する。即ち

$$I_{+1} / I_{+2} \propto d^2$$

結局、(4-8) 式より、放電電流が一定の場合、最小中性粒子密度は、 d^2 に逆比例する。

4.4.1 節および 4.4.3 節で述べた最小ガス流量のオリフィス径依存性は、以上のように説明される。例えば、Fig. 4.6 中のデータを両対数座標上に書き直すと、Fig. 4.11 に示されるようになり、その直線の勾配は -2 に近い値となる。

もし、比例則 $I_{+1} / I_{+2} \propto d^2$ が実際に成立するならば、(4-8) 式より、以下に示される重要な関係が導かれる。

$$n^+ \propto I_e / d^2 \propto j_e \quad (4-9)$$

上式は、陽光柱内の最小中性粒子密度がホローカソードのオリフィスでの電子電流密度に比例することを示している。その場合、最小ガス流量も電子電流密度とともに増加することとなる。

Fig. 4.4 の直径 12 mm のオリフィスおよび Fig. 4.6 の直径 15 mm のオリフィスの場合に対する最小ガス流量値は、上記比例則の例外となっている。その理由を、以下に述べる。ホローカソードの空洞内に高密度のプラズマを生成して、大電流のホローカソードアーク放電を安定に維持するためには、空洞内電子が中性粒子を電離するまでの平均距離

$$\lambda_e = \frac{1}{n_h \sigma_i}$$

が、電子放出材の内径 D_h 以下である必要がある。ここで n_h は、空洞内の中性粒子密度、 σ_i は全電離断面積を表わす。空洞内の中性粒子の平均温度を T_h とすると、空洞内のガス圧 P_h は、次式で表わされる。

$$P_h = n_h k T_h$$

ここで k はボルツマン定数である。電子放出面に形成される陰極シースの電位差を 20 V, 従って陰極シーsthrough後の電子のエネルギーを 20 eV と仮定すると, $\sigma_i = 2.7 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ が与えられる。¹⁴⁾ 中性粒子の平均温度 $T_h = 300 \text{ K}$ を仮定すると, 上記の $\lambda_e \lesssim D_h$ の条件は, 次式で表わされる。

$$P_h D_h \gtrsim 133 \text{ Pa} \cdot \text{cm} \quad (4-10)$$

本実験の場合, $D_h = 1.7 \text{ cm}$ であるから, 空洞内ガス圧 P_h は $P_{h, \min} = 78 P_a$ 以上である必要がある。

オリフィス径が小さい場合には, (4-9) 式より n^+ が大きくなり, オリフィス部に安定にシースを形成するためには大流量のガスを必要とする。ところが, この場合, オリフィスのガスコンダクタンスが小さいため, 大流量のガスにより (4-10) 式の条件は容易に満たされる。オリフィス径の増加とともに, (4-9) 式より n^+ が減少し, 従ってガス流量を減らすことができるが, 一方オリフィスのガスコンダクタンスが増加し, P_h が低下して, (4-10) 式の条件が満たせなくなる。従って, 互に相反する (4-9) 式および (4-10) 式の条件を満たすに必要な最小ガス流量とオリフィス径が定まる。この最適なオリフィス径よりも大きいオリフィスの場合には, ガスコンダクタンスが過大となり, (4-10) 式を満たすに必要なガス流量が, オリフィス部のシース形成に必要な最小ガス流量を越えてしまう。Fig. 4.4 および Fig. 4.6 中の例外は, この場合に該当すると考えられる。

4.5.3 モリブデン製小円板によるガス流量低減

ホローカソードのオリフィス前方にボタンを配置した場合, オリフィスから流出してくる一次電子はそれによって偏向, 拡散される。従って, 一次電子の電離作用によって, その下流に形成される陽光柱は太くなる。即ち, (4-8) 式中の陽光柱の実効的直径 D が増加する。事実, ボタンを装着した場合には, それがない場合と比べて, ホローカソード前方のイオン飽和電流密度の分布が著しく広く, 一樣になることが探針測定により確認された。結果として, 陽光柱内の最小中性粒子密度が減少し, 最小ガス流量も減少したと考えられる。

ボタン径およびボタン位置に最適値が存在する理由を以下に述べる。もし, ボタン径がオリフィス径と比べて相対的に小さいか, あるいはボタンがオリフィスから大きく離れている場合には, ボタンによる一次電子の偏向, 拡散の程度は小さく, 陽光柱の実効径を増大することによるガス流量削減効果も小さい。逆に, ボタン径が過大であるか, あるいはボタン距離が過小の場合には, ホローカソードより主放電室に一次電子が流出することが困難となり, 放電抵抗が増加して放電が不安定となる。放電を安定化するためには, ガス流量を増加して放電抵抗を減少させる必要がある。ボタン径およびボタン距離の最適値は, これら両極端の場合の中間部に存在する。

なお, ボタンの装着によるホローカソード全体のガスコンダクタンスの減少は, 測定により 10 ~ 15 % 程度であることが明らかになったが, この割合では, 約 50 % というボタンによるガス流量低減の実験的効果を説明できない。

4.6 ま と め

ホローカソードをイオン源の陰極とした場合、従来の陰極を使用した場合と比べて、より大量のガス流を必要とするという問題点を解決するため、新たに設計製作されたホローカソードを多極磁場型イオン源に装着し、ホローカソードのオリフィス径、オリフィス前方に配置したモリブデン製小円板（ボタン）、外部磁場、等を変化させて、それらが最小ガス流量に与える影響を実験的に研究した。その結果、以下のことが見い出された。

- 1) イオン源の安定な放電維持に必要な最小ガス流量は、オリフィス径の増大とともに減少する傾向がある。
- 2) 最適直径を有するボタンを最適な距離に配置した場合には、最小ガス流量を、ボタンがない場合の約半分に減少することが可能となる。
- 3) ホローカソード付近に発生しているヒーター電流による磁場と逆向きの外部磁場を印加した場合には、最小ガス流量を、外部磁場がない場合の約半分に減少することが可能となる。
- 4) 上記ボタンおよび外部磁場を併用した場合には、最小ガス流量を、それがない場合の約 $1/4$ にまで低減することが可能となる。

次に、ホローカソードのオリフィス部に安定にシースが形成される条件およびホローカソード前方に形成される陽光柱内における電子、イオン等の粒子のバランスの式を用いて、陽光柱内の中性粒子密度の最小値を与える式を導出し、最小値の決定要因を明らかにした。更に、この式を用いて実験結果を説明し、本実験で得られたガス流量低減法の理論的根拠を示した。

Table 4.1: モリブデン製小円板（ボタン）と逆方向外部磁場（B cancel）によるガス流量低減の実験結果

1. 電子放出材	酸化物含浸 多孔質タングステン
2. 動作温度	1100 ～ 1200 ℃
3. 起 動	困難
タングステンフィラメント有	容易
4. 最小ガス流量	
a) 10 mm 径オリフィス	1.27 Pa・m ³ /s
b) 10 mm 径オリフィス + 14 mm 径ボタン	0.57 Pa・m ³ /s
c) 10 mm 径オリフィス + Bcancel	0.57 Pa・m ³ /s
d) 10 mm 径オリフィス + 14 mm 径ボタン + Bcancel	0.32 Pa・m ³ /s
5. 放電電圧	
(Iarc ～ 300 A)	
ボタン無し	40 ～ 60 V
ボタン有り	50 ～ 70 V

参 考 文 献

- 1) S. Tanaka, M. Akiba, Y. Arakawa, H. Horiike and J. Sakuraba: Rev. Sci. Instrum. 53 (1982) 1038.
- 2) C. Lejeune: Proc. Sympo. on Ion Source and Formation of Ion Beam, BNL 50310 (1971) p.27.
- 3) Ohara, M. Akiba, Y. Arakawa, Y. Okumura and J. Sakuraba: J. Appl. Phys. 51 (1980) 3614.
- 4) J.S. Sovey and M.J. Mirtich: Proc. 7th Sympo. on Engineering Problems of Fusion Research, Knoxville, (1977) Paper E-10.
- 5) J.H. Fink and L.A. Biagi: Proc. 7th Sympo. on Engineering Problems of Fusion Research, Knoxville, (1977) Paper W-1.
- 6) D.E. Schechter, J. Kim, C.C. Tsai, W.L. Stirling and P.M. Ryan: Proc. 8th Sympo. on Engineering Problems of Fusion Research, San Francisco (1979) Paper 20-5.
- 7) D.M. Goebel and A.T. Forrester: Proc. 8th Sympo. on Engineering Problems of Fusion Research, San Francisco, (1979) Paper 20-6.
- 8) S. Tanaka, H. Morita and J. Sakuraba: Japan J. Appl. Phys. 19 (1980) 1703.
- 9) J. Sakuraba, M. Akiba, Y. Arakawa, and S. Tanaka: Japan J. Appl. Phys. 21 (1982) 325.
- 10) Y. Arakawa, et al.: JAERI-M8869 (1980).
- 11) A.P.H. Goede and T.S. Green: Culham Laboratory Report, CLM-P522 (1978).
- 12) I. Langmuir: Phys. Rev. 33 (1929) 954.
- 13) D. Bohm: The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields, edited by A. Guthrie and R.K. Wakerling, McGraw-Hill, New York (1949).
- 14) C.F. Barnett, et al.: Oak Ridge National Laboratory Report, ORNL-5207 (1977).

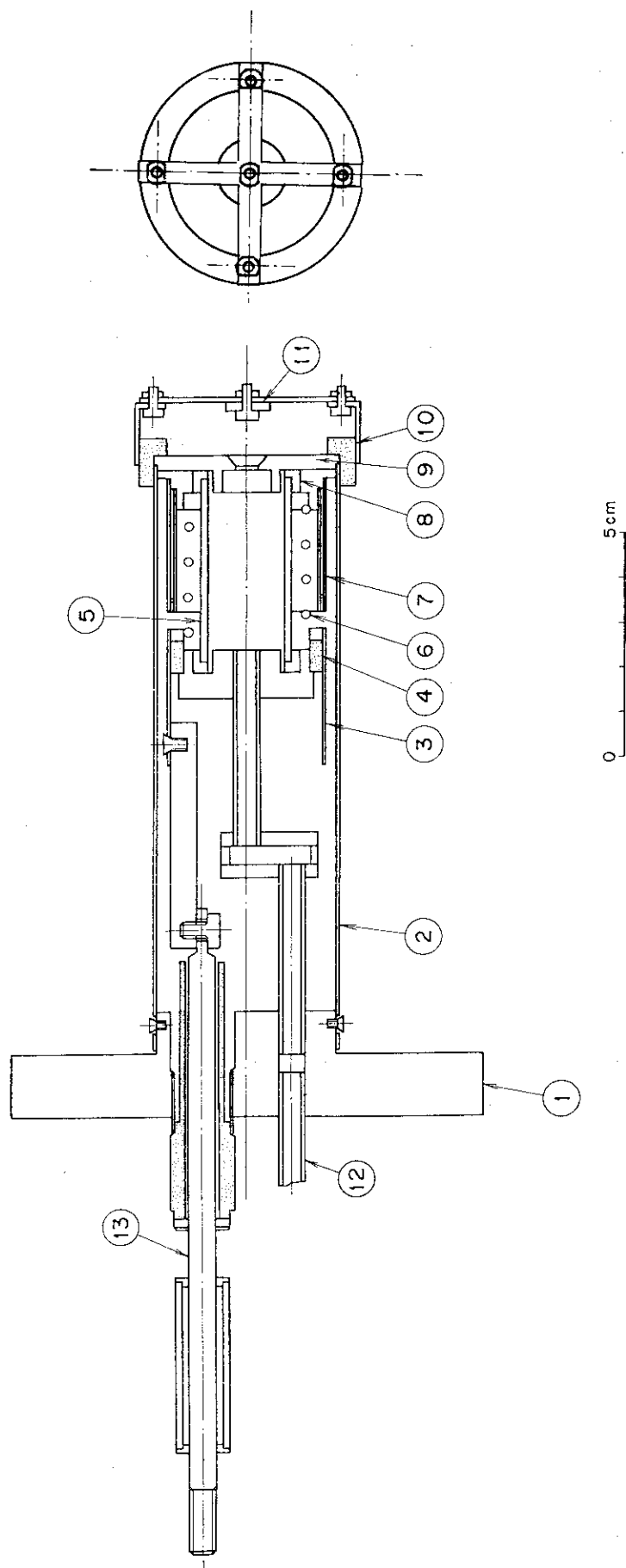


Fig. 4.1: ホローカソード断面. ①銅製カソードフランジ, ②モリブデン外筒,

③電流導管用モリブデンリング, ④セラミックリング, ⑤電子放出材,
⑥タンゲステンヒーター, ⑦タンタル製輻射シールド, ⑧電子放出材
支持リング, ⑨モリブデン製オリフィス板, ⑩セラミックリング, ⑪
モリブデン製小円板 (ボタン), ⑫ガス導入管, ⑬ヒーター電流導入
端子

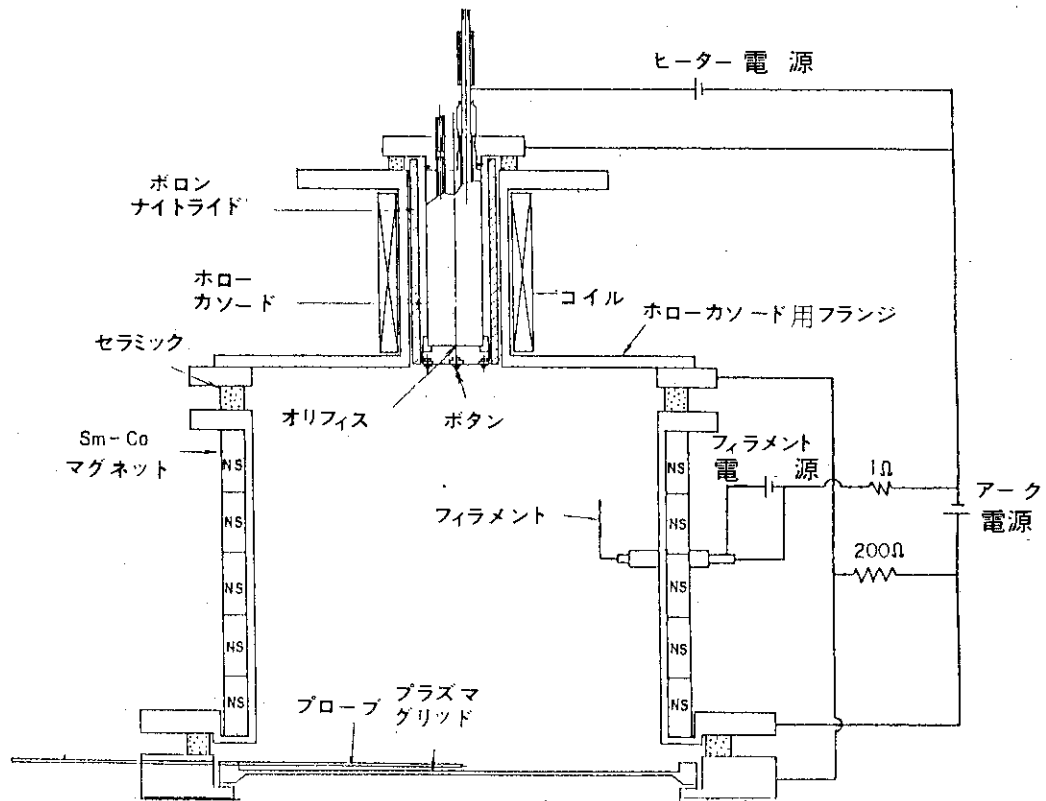


Fig. 4.2: ホローカソード付円形多極磁場型イオン源
および電気結線

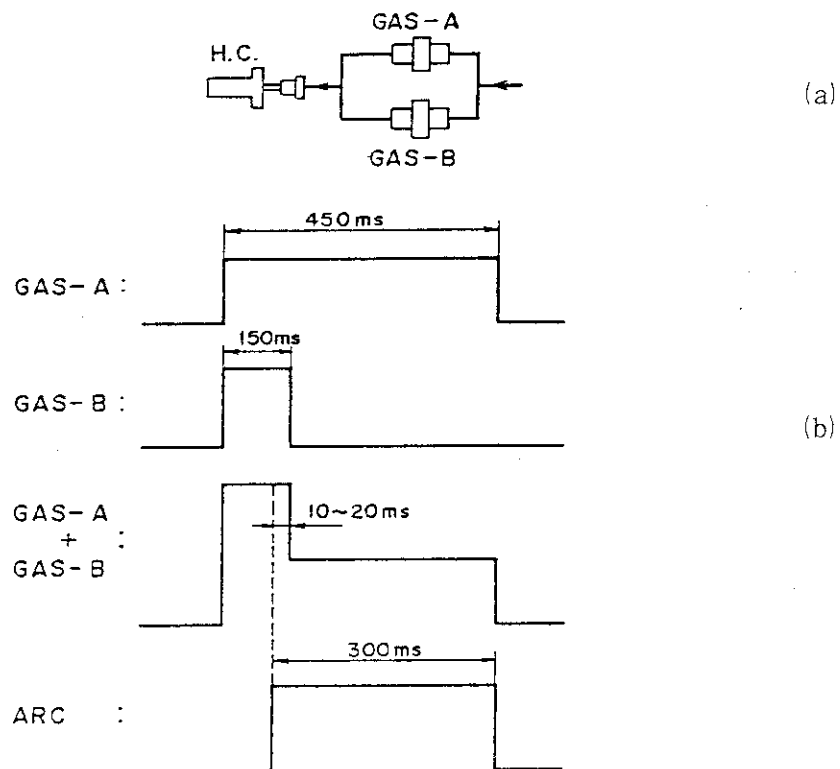


Fig. 4.3: (a) ガス導入系の構成
(b) ガス供給とアーク電圧のタイミング

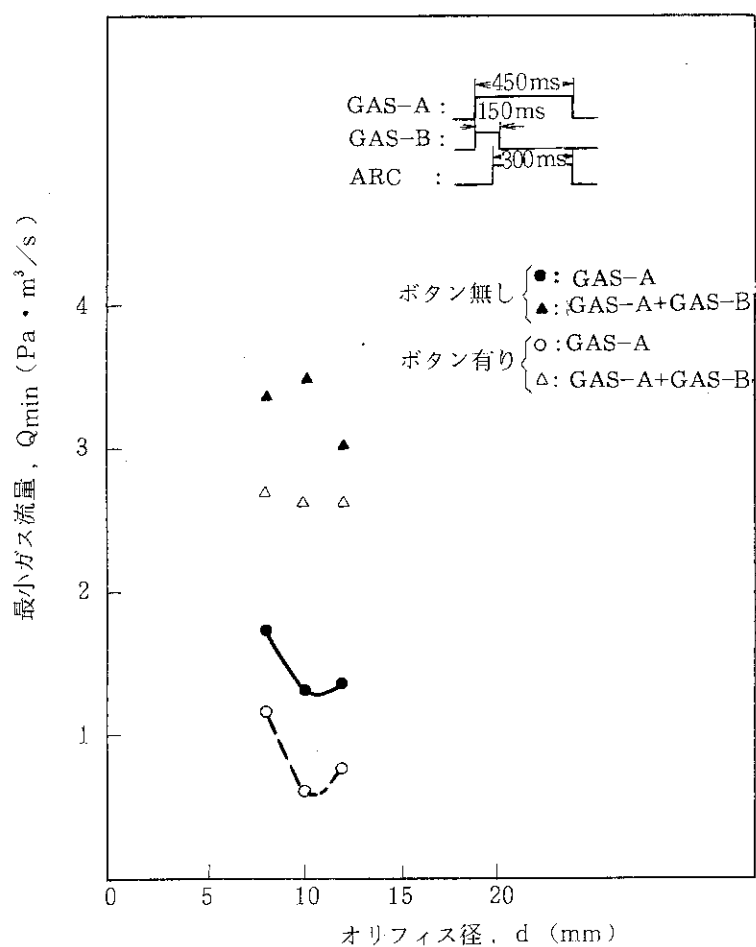


Fig. 4.4: 最小ガス流量のオリフィス径依存性

黒丸および黒い三角は、それぞれ GAS-A 系および GAS-A 系 + GAS-B 系の最小ガス流量. ボタンがない場合.

白抜きの丸および三角は、それぞれ GAS-A 系および GAS-A 系 + GAS-B 系の最小ガス流量. ボタンを装着した場合

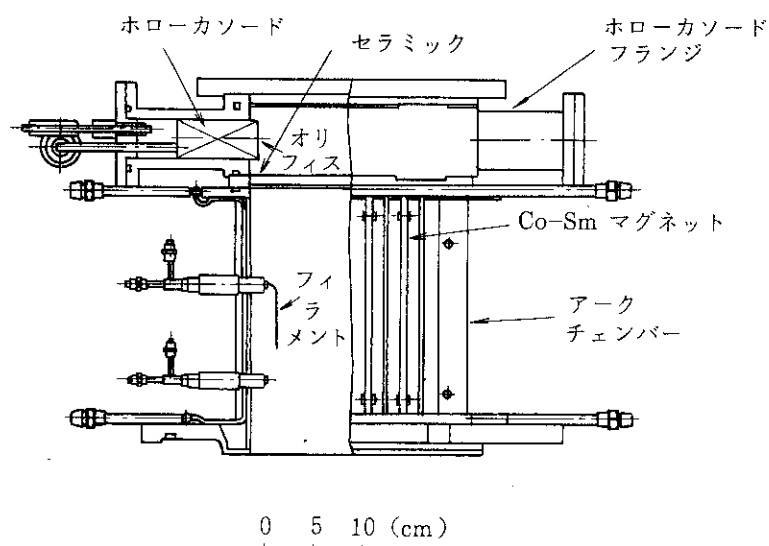


Fig. 4.5: ホローカソード付矩形多極磁場型イオン源

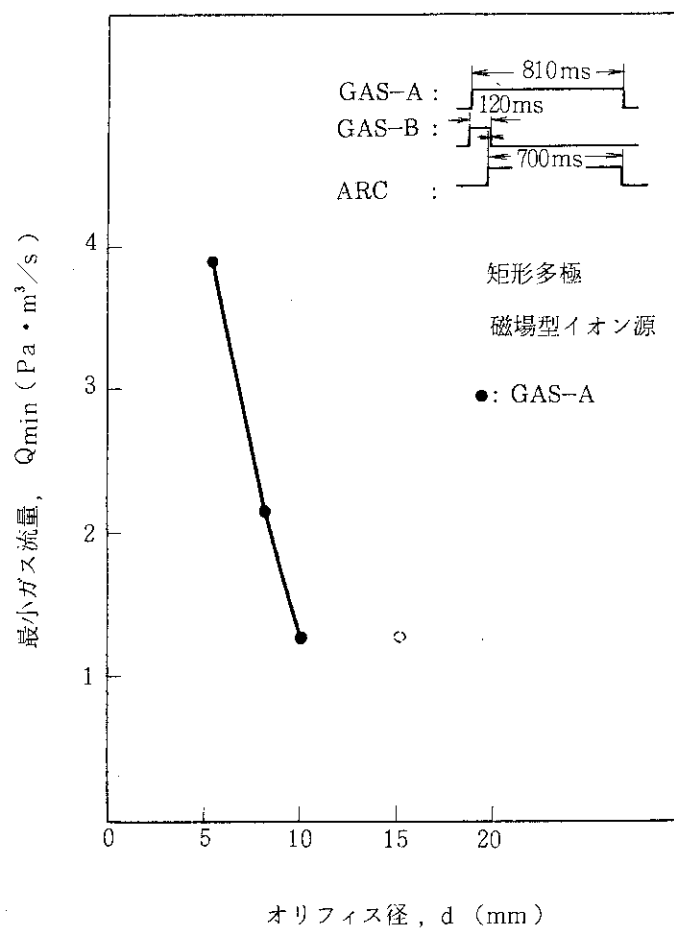


Fig. 4.6: GAS-A 系からの最小ガス流量のオリフィス径依存性. 矩形多極磁場型イオン源の場合

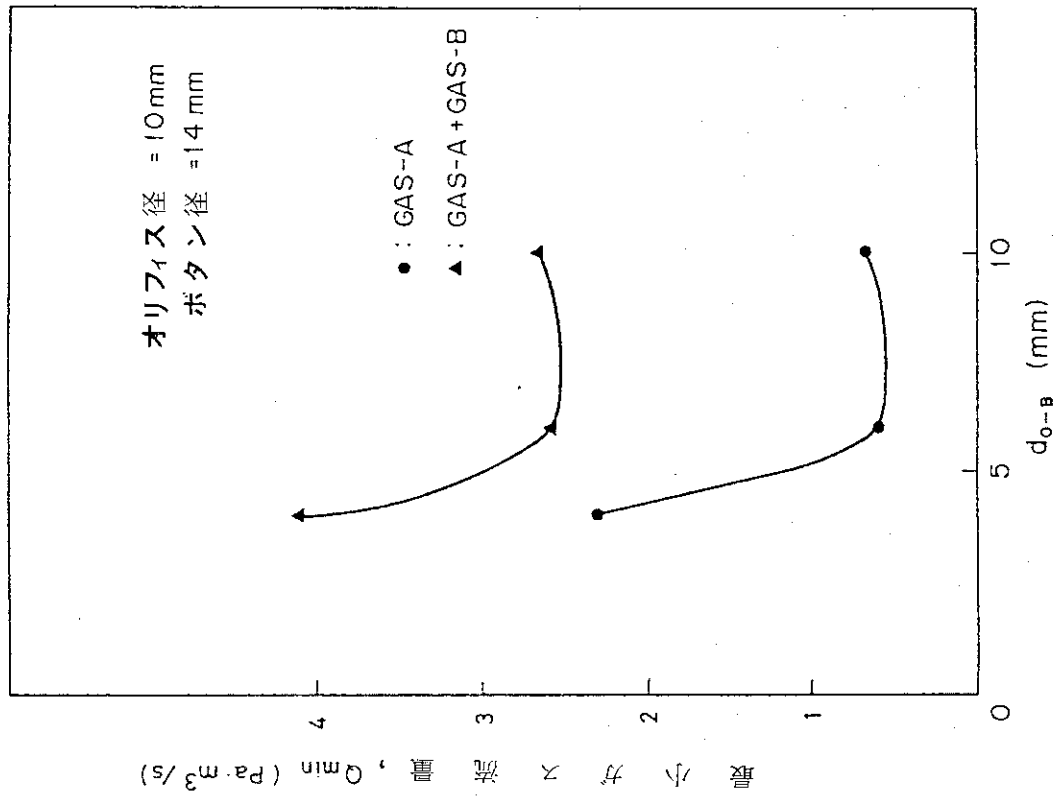


Fig. 4.8: 最小ガス流量のオリフィス-ボタン間距離依存性

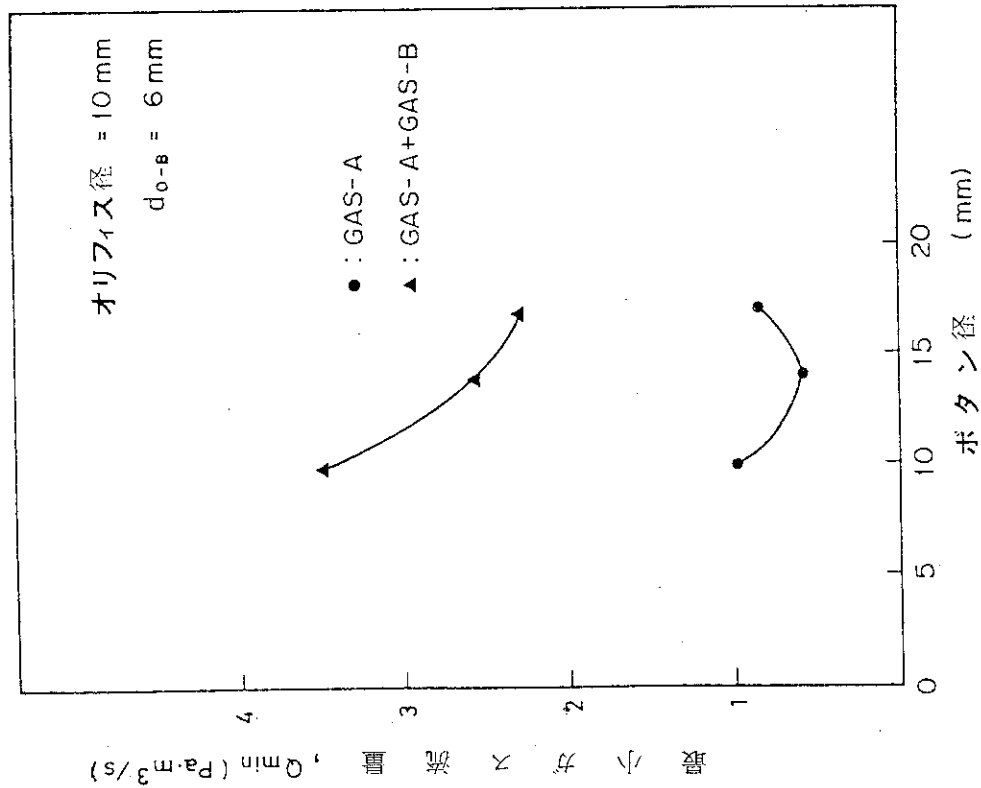


Fig. 4.7: 最小ガス流量のボタン径依存性

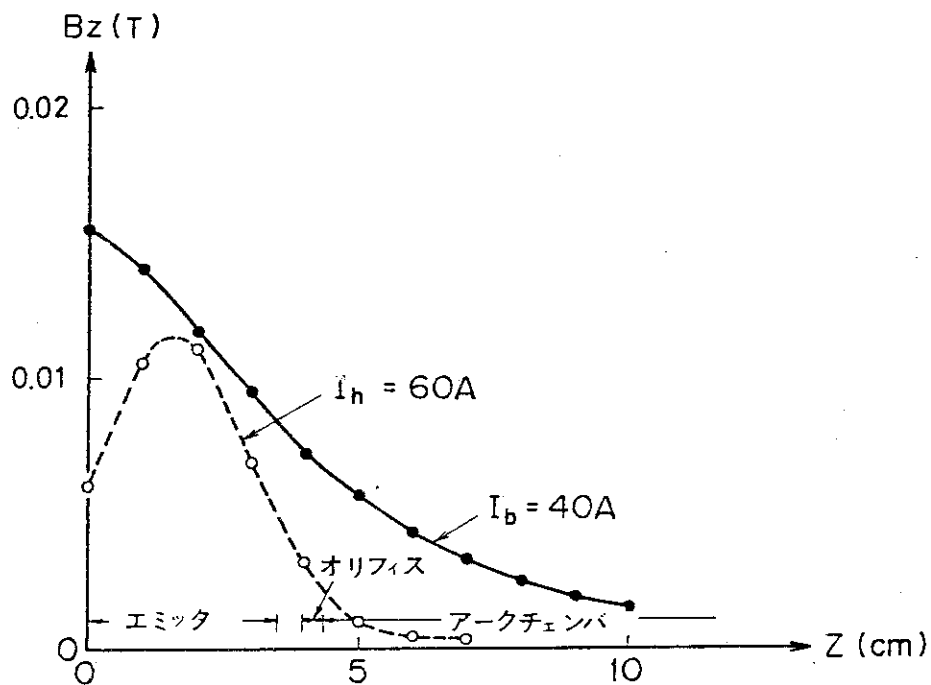


Fig. 4.9: 中心軸上磁場分布

実線は、コイル電流 $I_b = 40\text{ A}$, ヒーター電流 $I_h = 0\text{ A}$.

点線は、ヒーター電流 $I_h = 60\text{ A}$, コイル電流 $I_b = 0\text{ A}$,
コイル電流 $I_b = 0\text{ A}$.

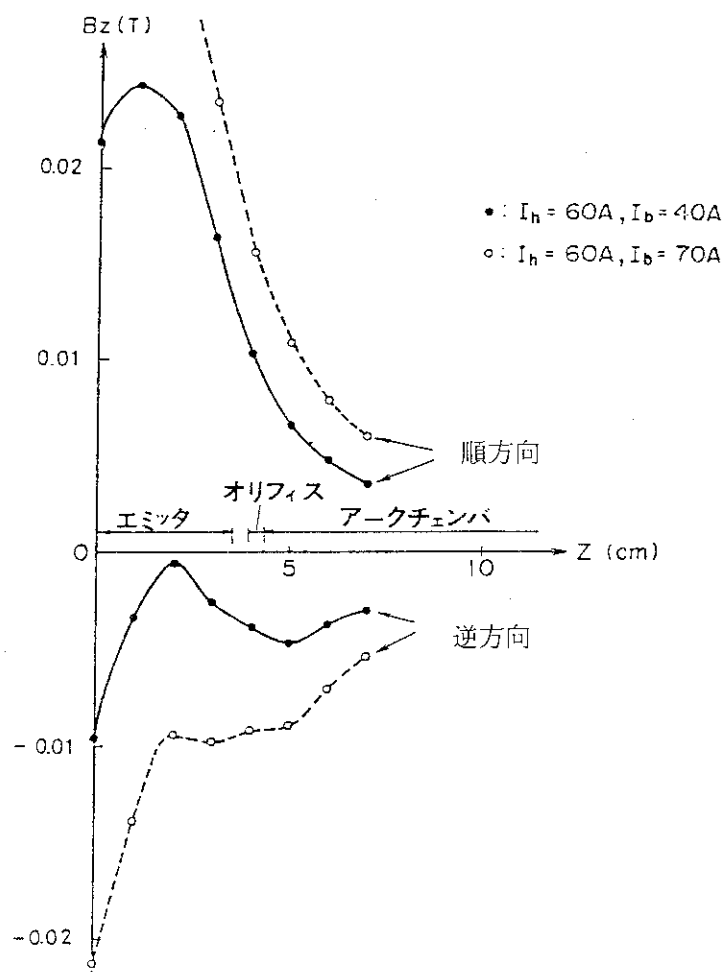


Fig. 4.10: ホローカソード付近の磁場のZ軸方向成分. 実線は,
 $I_h = 60\text{ A}$, $I_b = 40\text{ A}$, 点線は, $I_h = 60\text{ A}$, $I_b = 70\text{ A}$.

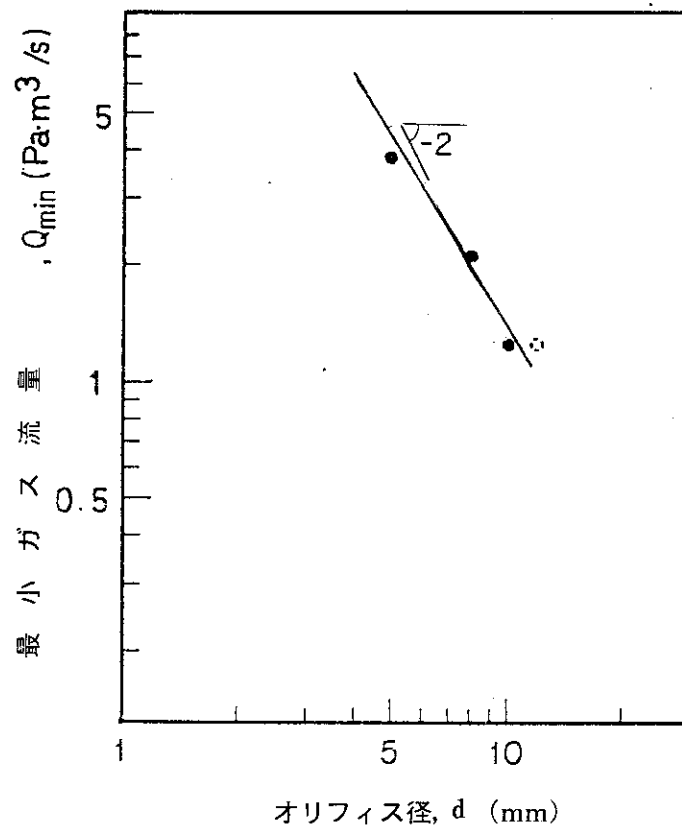
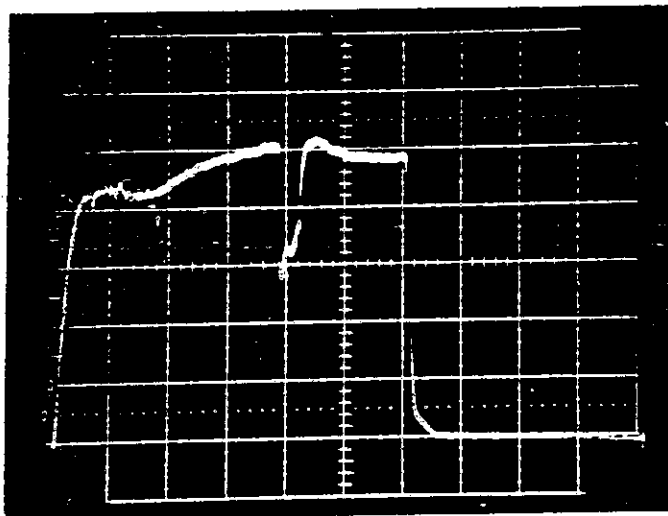


Fig. 4.11: GAS-A 系からの最小ガス流量のオリフィス径依存性



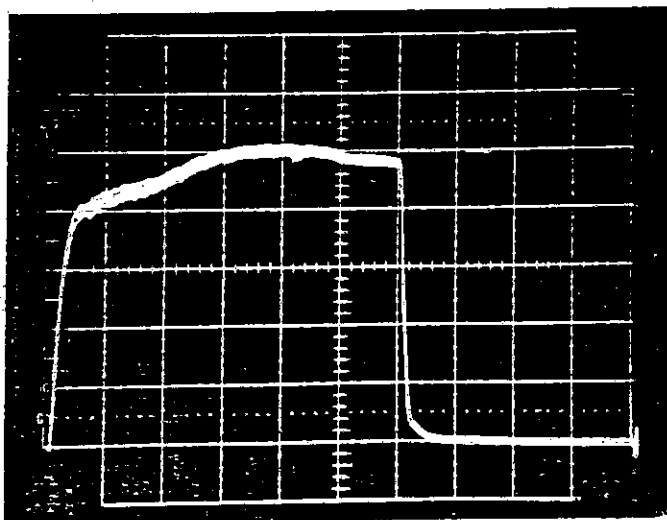
(a)

$$I_b = 40 \text{ A}$$



(b)

$$I_b = 60 \text{ A}$$



(c)

$$I_b = 70 \text{ A}$$

Photo 4.1: イオン飽和電流の時間変化. 縦軸: 1 mA/d, 横軸: 50ms/d.

(a) $I_b = 40 \text{ A}$, (b) $I_b = 60 \text{ A}$, (c) $I_b = 70 \text{ A}$.

5. 磁場印加ホローカソード付イオン源の特性

5.1 はじめに

ヒーター電流による磁場と逆方向の外部磁場をホローカソードに印加した場合、放電が安定化し、それにより最小ガス流量を低減できることが前章で示された。本章では、この効果をより詳細に調べ、最適な磁場配位が存在することを示す。¹⁾ここに、最適な磁場配位とは、ホローカソードが装着されたイオン源が安定に動作し、しかも高いアーク効率およびガス効率を与えるような磁場配位を意味する。次いで、ホローカソード付小型イオン源からのビーム引き出しにおいて、磁場がイオン源のアーク効率および動作ガス圧に与える影響を明らかにする。最後に、以上の結果をふまえ、最長10秒の長パルスビーム引き出しに対しても、ホローカソードは十分に耐久性を有することを示す。

5.2 放電特性への磁場の影響

5.2.1 実験装置

〔1〕 ホローカソード

Fig. 5.1 に本実験で用いるホローカソードの断面構造を示す。陰極構造は、中心部の同軸状電流導入部を除き、前章で用いたホローカソードとほぼ同じであり、全体として大型化されている。内径 2.1 cm、肉厚 1.3 mm、長さ 5 cm のインプレカソード (Fig. 5.1 中に⑦で示してある。以下同じ) が電子放出材であり、直径 2 mm のタングステン線を螺旋状に巻いたヒーター⑥により加熱されている。ヒーター電力は約 350 W ($55\text{A} \times 6.5\text{V}$) である。モリブデン製円筒②は、外径 4.1 cm、肉厚 3 mm のモリブデン製オリフィス板⑨に、高温銀ロウにより固定されている。オリフィス板のとがった角の部分は、その鋭角部からのアークの発生を防止するために 1 mm だけカットされている。オリフィス径は 10 mm である。水素ガスは、中心の管⑪を通してホローカソード内に供給される。ヒーター電流は、銅製端子⑩から流入し、同軸状電流導入端子の外側の管、モリブデン製ヒーター支持部③を通してヒーター中を流れ、オリフィス板およびモリブデン製円筒②を經由して、カソードフランジに流出する。

〔2〕 装置の構成

ホローカソードを円形多極磁場型イオン源²⁾に Fig. 5.2 に示すように装着した。イオン源加速部のビーム引き出しグリッド部の直径を 15 cm から 18.5 cm に変更した点を除き、イオン源、電気結線、ガス供給系、排気系とも前章と同じである。電源系も前章と同じであり、パルス巾 0.3 秒、パルス間隔 15 秒で、陰極一陽極間に周期的に電圧を印加した。

5.2.2 実験結果

ホローカソード放電に与える逆方向磁場の影響を詳細に調べるため、アーク電源の出力電圧を

一定に保ち、ホローカソード用ポートに巻かれたコイルへの通電電流 I_b を徐々に変化させ、その各段階での放電電圧および放電電流、そしてプラズマグリッド面から 7 mm の位置にある直径 0.5 mm、有効長 2 mm の探針に流入するイオン飽和電流の時間変化を記録した。実験時の GAS - A 系および GAS - B 系からのガス流量は、それぞれ $1.33 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ および $1.68 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ であった。

測定結果を Fig. 5.3, Fig. 5.4, Photo. 5.1 (a) ~ (f) および Fig. 5.5 に示す。Fig. 5.3 は、コイル電流 I_b をパラメーターとした放電電圧と放電電流の関係を示す。図中のエラーバー状のものは、その上限値と下限値の間で放電電圧が不安定に振動したことを表わす。測定点は、アーク電源の負荷直線に沿って並んでいる。即ち、 V_{arc} を放電電圧、 I_{arc} を放電電流、 $R_L = 0.4 \Omega$ (アーク電源の安定抵抗および内部抵抗の和) とすると、負荷直線は $V_{arc} = E_0 - R_L I_{arc}$ で表わされる。ここで $E_0 = 198 \text{ V}$ とすると Fig. 5.3 の負荷直線が得られる。コイル電流 I_b を 0 から 30 A まで増加した場合、放電電圧は 80 V から 150 V に上昇し、放電電流は減少する。次いで、コイル電流を 40 A とした場合には、放電電圧は急激に 70 V にまで減少し、一方、放電電流は 320 A に急増する。更に、コイル電流を 50 ~ 90 A に増加すると、放電電圧は再び上昇する。

Fig. 5.4 に、放電抵抗 V_{arc}/I_{arc} をコイル電流 I_b の関数として示す。放電抵抗は、 $I_b = 30 \text{ A}$ で最大となり、 $I_b = 40 \sim 50 \text{ A}$ 付近で最小となる。Photo. 5.1 (a) ~ (f) は、 $I_b = 0, 10, 30, 50, 70, 90 \text{ A}$ の各場合に対するイオン飽和電流の時間変化を示す。これらの時間変化より、 $I_b = 0 \sim 20 \text{ A}$ では放電が不安定であり、 $I_b = 30 \sim 90 \text{ A}$ では安定であることがわかる。

Photo. 5.1 (a) ~ (f) および Fig. 5.3 を用いることにより、Fig. 5.5 のようにイオン飽和電流 I_{is} をアーク電力 $P_{arc} = V_{arc} I_{arc}$ の関数として示すことができる。図中のデータ点を I_{is}/P_{arc} の値に従い、高効率モードと低効率モードの 2 つの集団に分類することができる。 $I_b = 0 \sim 20 \text{ A}$ では、イオン飽和電流は両モードの間を不安定に揺動する。 $I_b = 30 \text{ A}$ では、低効率モードにとどまっている。 I_b を 40 A から 60 A に増加すると、 I_{is}/P_{arc} は増加する。しかし、更に I_b を増加すると、今度は I_{is}/P_{arc} は減少する。

従って、ここで用いたホローカソード形状に対し、 $I_b = 60 \sim 70 \text{ A}$ の場合に、イオン源は安定にしかも最も効率良く動作することがわかる。

5.3 ビーム引き出し

実用化のためには、実際にホローカソードが装着されたイオン源からビームを引き出している状態で、前節で述べた磁場の効果を確認すること、および 10 秒という長パルスのビーム引き出しにホローカソードが耐え得るか否かを試験することが重要である。このため、強力に水冷された小型の矩形多極磁場型イオン源にホローカソードを装着して、ビーム引き出しを行なった。

5.3.1 実験装置

Fig. 5.2 に示された円形イオン源は短パルス ($\leq 100 \text{ ms}$) 用に設計製作されたもので、10 秒という長パルスのビーム引出しには、除熱の点から不適当である。

それに対して、小型矩形イオン源は、本来タングステンフィラメントを陰極とする多極磁場型

で、長パルス用に設計製作されたイオン源である。長パルス用であるため、除熱の必要上、引き出しグリッド部には、密に多数の冷却パイプが銀ロウ付けされており、それだけビーム透過率が悪く、従ってアーク効率も低下する。

この小型矩形イオン源の長さは18 cm、幅は12 cmであり、深さは14 cmである。上蓋部にFig. 5.6 に示すようにホローカソード用フランジを設置し、そのポート内にホローカソードを挿入した。放電室の壁は無酸素銅製であり、パイプにより十分に水冷されている。側壁外面に固定されたコバルト・サマリウム永久磁石が多極ラインカスプ磁場を形成し、カスプ線はビーム軸と平行である。Fig. 5.2 と同様に、40 ターンの逆磁場発生用コイルが、ホローカソード用ポートに巻かれている。イオンビームは、二段加速系によりイオン源から引き出される。加速部のモリブデン製プラズマグリッドには、直径4 mmの孔が180 個あけられており、孔の1 列毎に水冷パイプが銀ロウ付けされている。

このイオン源全体を、4 台のターボ分子ポンプで排気されている2200 ℓの真空容器に接続し、イオン源テストスタンドITS-2³⁾の電源系を用いて実験を行なった。

5.3.2 実験結果

〔1〕 イオン源性能に与える磁場の影響

加速電圧50 kV でビーム引き出しを行ない、磁場のイオン源性能に与える影響を実験的に明らかにした。

Fig. 5.7-(a),(b)に、コイル電流 $I_b = 20$ A、パルス巾 $\tau = 1$ s の場合の、3 種類のガス流量値に対する放電電圧-電流特性、および引出されたイオンビーム電流 I_{acc} とアーク電力 P_{arc} の関係をそれぞれ示す。図中の測定点における添字 n は、そのデータ点での放電がnoisy で不安定であるということを表わす。Fig. 5.7 (a)より、小ガス流量では放電電圧が放電電流とともに増加し、しかも放電が徐々に不安定になっていくことがわかる。また、ガス流量の増加とともに放電電圧が減少する傾向のあることもわかる。ガス流量が $1.19 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ の場合、noisy なデータ点ではビーム引き出し中にモード変化が起きている。即ち、放電の初期段階では放電電圧が比較的高く、放電電流は少ないが、ビーム引き出しを開始して約0.5 秒後に放電電圧が約20 V 降下し、放電電流が増加する。また放電も同時に安定化される。より高いガス流量の $1.30 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ の場合、放電電圧が放電電流の増加とともに減少する垂下特性を示す。この型の電圧-電流特性は、ホローカソードアーク放電ではしばしば見られる。⁴⁾

イオン源性能に関しては、Fig. 5.7-(b)より、noisy で不安定なモードでは、アーク効率(I_{acc}/P_{arc})が低下していることがわかる。ガス流量が $1.19 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ で放電がnoisy なモードから安定なモードに変化する場合には、アーク効率が增加する。

次に、コイル電流を70 A とした場合の、同様の実験結果をFig. 5.8-(a),(b)に示す。ガス流量は、0.76, 0.93, 1.19, $1.30 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ である。(a)は、放電電圧-電流特性、(b)はビーム電流とアーク電力の関係を示す。ガス流量が少ない場合、放電電圧は放電電流が増加しても変化しない。これに対して、ガス流量が増大した場合には、放電電流の増加とともに、放電電圧がごくわずかに減少する傾向にある。また、放電電圧はガス流量に依存しているが、その依存性は $I_b = 20$ A の場合と比べて非常に弱く、放電電圧の変化は55~62 V という狭い範囲内にとどまっている。

Fig. 5.7-(a)およびFig. 5.8-(a)を互いに比べることにより、コイル電流を20Aから70Aに変えた場合には、放電が効果的に安定化されること、そしてより低いガス流量でイオン源を運転することが可能となることがわかる。次にFig. 5.8-(b)より、 $I_b = 70\text{ A}$ とした場合には、アーク効率がガス流量に強く依存しなくなることがわかる。また、Fig. 5.7-(b)およびFig. 5.8-(b)を比べることにより、コイル電流を20Aから70Aに変えた場合には、アーク効率が高められることがわかる。注意すべき点は、 $I_b = 20\text{ A}$ で最高のアーク効率を得ている $1.30\text{ Pa}\cdot\text{m}^3/\text{s}$ の場合よりも、 $I_b = 70\text{ A}$ で $0.76\text{ Pa}\cdot\text{m}^3/\text{s}$ の場合のアーク効率が高いことである。

以上のことから、ホローカソードに適当な値の逆方向磁場を印加した場合には、放電が安定化し、イオン源内部の動作ガス圧が低下し、しかもアーク効率が高まることが明らかにされた。

〔2〕 長パルスビームの引き出し

以上の実験結果は全てビームパルス巾 τ が1秒であった。この実験に引き続き、ホローカソードの耐久性を試験するため、最長10秒までのビーム引き出しを行なった。低出力、短パルスのビーム引き出しから徐々に出力の上昇、および長パルス化をはかり、放電電流230A、放電電圧50V、コイル電流70A、ガス流量 $1.33\text{ Pa}\cdot\text{m}^3/\text{s}$ の条件で、ビームエネルギー50keV、ビーム電流3Aの水素イオンビームを10秒間得ることに成功した。この場合、アーク効率は 0.23 A/kW であり、これは小型矩形イオン源を本来のタングステンフィラメント付多極磁場型イオン源として使用した場合のアーク効率の約70%であった。(後者の場合には、直径1.5mmのフィラメントを4本装着し、放電電流250A、放電電圧50Vの条件で、4Aのビーム電流を得ており、そのアーク効率は 0.32 A/kW であった。)

多数回にわたる長パルスビームの引き出しの後、ホローカソードの損傷状態を観察した。イオン(不純物)による弱いスパッタリングの跡がモリブデン製オリフィス板上に見られたが、溶融および変形、等の致命的な損傷は見い出されなかった。

5.4 検 討

5.2節および5.3節で実験的に得られた磁場の影響を、本節ではホローカソード付近の磁場配位および中性粒子密度分布を用いて検討する。

ホローカソード付近の磁場配位は、コイル電流による磁場とヒーター電流によるものとの重ね合わせである。コイル電流による磁場は、前章において測定した分布曲線を用い、一方ヒーター電流による磁場の分布は、ヒーターの形状寸法が前章のものと異なっているので、ここでは良く知られたソレノイド電流による磁場を与える式を用いて計算した。

ヒーター電流 $I_h = 55\text{ A}$ が通電されている時に、同時にコイル電流 $I_b = 0, 10, 30, 50, 70, 90\text{ A}$ が通電された場合に対応する磁場ベクトル分布を、Fig. 5.9-(a)~(f)にそれぞれ示す。縦軸のRは、中心軸から動径方向に測った距離であり、横軸Zはホローカソードの最奥部から測った距離である。また0.01Tの磁場ベクトルの大きさも示されている。図中、細線で示される磁力線は、電子軌道を予想するために描かれたもので、その密度は磁場強度とは無関係である。

次に、放電軸に沿った中性粒子密度分布を求める。対象とするイオン源は、5.2節で用いられ

た円形多極磁場型イオン源 (Fig. 5.2) である。ビーム引き出し部のガスコンダクタンスは、グリッド部の孔の個数、直径、厚み、電極枚数から $2500 \text{ } \ell/\text{S}$ と見積もられる。従って、ガス流量が $1.33 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ の場合、イオン源内部の圧力は、 0.53 Pa となる。イオン源内部の中性粒子の温度を壁温程度と仮定し、 300 K とした場合には、 0.53 Pa は、中性粒子密度 n で $1.3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ に対応する。ホローカソード内圧力が粘性流領域に入っていることは、粗い見積りより明らかである。従って、ホローカソード中心軸方向の粘性流における圧力勾配とガス流量の間には、次の関係が成り立つ。⁵⁾

$$S = -\frac{\pi}{8\eta} a^4 P \frac{dP}{dZ} \quad (5-1)$$

ここで S はガス流量 ($\text{dyn}/\text{cm}^2 \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)、 η は水素ガスの粘性係数 ($\text{dyn} \cdot \text{sec}/\text{cm}^2$)、 a は円筒管の内径 (cm)、 P は圧力 (dyn/cm^2) を表わす。

(5-1) 式の両辺を Z に関して積分することにより次式を得る。

$$P^2 = \frac{16S}{\pi} \int_Z^{Z_0} \frac{\eta}{a^4} dZ + P_0^2 \quad (5-2)$$

但し、 P および P_0 は、それぞれ $Z=Z$ および $Z=Z_0$ における圧力である。本実験においては、ホローカソード空洞部の内径は、軸に沿って変化しているため、 $1/a^4$ も被積分関数に含まれている。 k をボルツマン定数、 T を中性粒子の温度 (K) とした場合、圧力は

$$P = n k T \quad (5-3)$$

で表わされる。また粘性係数は、 $\eta \propto T^{0.69}$ という温度依存性を有する。⁵⁾ 従って、(5-2) 式より中性粒子密度 n の分布を求めるためには、 Z 軸に沿った温度分布を決定する必要がある。

定常放電中のホローカソード内の中性気体の温度は、その時のホローカソード内壁の温度と大きくは異ならないと考えられている。⁶⁾ またホローカソードアーク放電の正規状態 (normal regime⁴⁾) において、オリフィスの上流部に過熱帯 (hot zone) が存在することは良く知られている。電子放出材の温度は、過熱帯内で最高となっている。最高温度を示す位置は、供給ガス流量を減少するか、あるいはホローカソードの内径を増大することにより、ホローカソードの奥深い方向に移動することが知られている。⁴⁾ 5.2.2 での実験において、ガス流量は一定であり、オリフィス径およびホローカソード内径も一定であることから、過熱帯はほぼ一定位置にあると考えられる。過熱帯の存在は、本実験においても確かめられている。即ち、新品のインプレカソードは、内外面とも銀灰色の金属光沢を有しているが、それを2~3日間放電実験に使用した後で観察すると、オリフィスに近い側の円筒端より測って1 cm から2 cm にわたる範囲内で内外面とも金属光沢を失ない、しかも灰白色に変色している。それ以外の表面もやはり金属光沢を失なっているが、変色は黒灰色である。従って、本実験の場合には、インプレカソードが灰白色に変色した範囲が過熱帯と考えられる。

以上述べたように、放電中のホローカソードの内壁に温度分布が現われることは一般的であるが、熱収支の式を用いて壁温分布を詳細に求めるためには、ホローカソード内のイオン電流密度

分布および電位分布を決定する必要がある。⁴⁾しかし、イオン電流密度分布は、これから求めようとしている中性粒子密度分布が与えられていない場合には、求めることができない。⁴⁾従って、この方法によって、ホローカソード内壁の温度分布を求めることはできない。そこで、その代わりに、ホローカソード内壁に入射するイオン電流密度、放出電子電流密度および陰極シース電位が、ホローカソードの軸に沿って一様であると仮定して、放電による電子放出材の平均的溫度上昇を粗く見積もることとする。後で説明するように、放電特性に与える磁場分布の影響を議論するためには、この粗い見積もりで十分である。

放電の起動に先立ち、電子放出材は20～30分かけてその動作温度（～1050℃）にまで予熱される。予熱の平衡状態においては、ヒーターより電子放出材に流入する熱は、熱輻射および熱伝導により他へ流出する熱と平衡している。放電が開始されると、イオン衝撃およびジュール熱による電子放出材の加熱、および電子放出による放出材の冷却の二つ効果を熱収支に取り入れる必要がある。本実験の場合、ジュール熱による加熱は、イオン衝撃によるものと比べて無視できる。従って、放電開始にともない、新たに電子放出材に加わる熱流束 q (W/cm^2) は次式で与えられる。

$$q = j_i (V_c + V_i - \phi) - j_e \phi \quad (5-4)$$

$$j_i = \frac{1}{2} e n_0 C_s \quad (5-4a)$$

$$C_s = \sqrt{\frac{k T_e}{m_i}} \quad (5-4b)$$

ここで j_i および j_e は、それぞれ電子放出材表面でのイオンおよび電子の電流密度、 V_c は陰極降下電圧、 V_i は水素ガスの電離電圧、 ϕ はインプレカソードの仕事関数、 n_0 および T_e は、それぞれホローカソード内のプラズマの密度および電子温度、 m_i はイオンの質量を表す。

ホローカソード内のプラズマの密度および電子温度をそれぞれ $10^{13} cm^{-3}$ ^{4,7-9)}および2 eVと仮定した場合には、(5-4a)、(5-4b)式より、 $j_i = 0.8 A/cm^2$ と計算される。また放電電流を代表的に300 Aとした場合には、 $j_e = 8.2 A/cm^2$ が求まる。更に、ホローカソード内での陰極降下電圧 V_c が平均として10 Vであると仮定すると、(5-4)式より $q = 5 W/cm^2$ が求まる。この新たに加わる熱流束により、電子放出材の温度は上昇し、それにともない増加する熱輻射、熱伝導および熱電子放出による熱損失が熱入力と平衡するまで、上昇を続ける。長パルスのビーム引き出し時に測定されたビーム電流の時間変化より、放電時の熱収支が平衡に達するまでの時間は約1～2秒であると考えられる。これより、 $q = 5 W/cm^2$ の熱流束を1秒間加えた場合の電子放出材全体の温度上昇は、熱容量を考慮すると、14℃と計算される。即ち、放電の定常状態において電子放出材の温度は平均として1340 K程度になっていると見積もられた。

以上のようにして、平均的壁温が求められたので、ホローカソード内の中性粒子密度の分布は、(5-2)、(5-3)式を用いて、次式により計算することができる。

$$n = \left[\frac{16 S}{\pi (k T)^2} \int_z^{z_0} \frac{\eta(T)}{a^4(Z)} dZ + n_0^2 \right]^{1/2} \quad (5-5)$$

ここで、 n および n_0 は、 $Z = Z$ および $Z = Z_0$ における中性粒子密度、 T は中性粒子の温度である。ガス流量が $1.33 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ の場合の計算結果を Fig. 5.10 に示す。

Fig. 5.10 の中性粒子密度分布および Fig. 5.9-(a)~(f) の磁場分布を用いて、Fig. 5.11-(a), (b) に示される $|B_z|/n$ の Z 軸に沿った分布が得られる。一般に磁場中の電子は、磁力線に沿って螺旋運動する。運動の途中で、中性粒子と衝突した場合には、軌道が変化し、今度は別の磁力線に沿って螺旋運動を行なう。中性粒子の密度が高くて、電子が頻りに衝突を繰り返す場合には、電子の運動に与える磁場の影響は少ない。これに対して、中性粒子密度が低く、電子が稀にしか中性粒子と衝突しない場合には、電子の運動に与える磁場の影響は強くなる。この場合、電子は「磁場に捕捉された」という。ホローカソード内部の電子に関する磁場捕捉係数は、電子の平均エネルギーを 10 eV と仮定した場合、次式で与えられる。

$$\omega_e \tau_{e-n} = 1.0 \times 10^{10} |B_z|/n \quad (5-6)$$

ここで ω_e は、電子旋回角周波数、 τ_{e-n} は電子-中性粒子間の平均衝突時間であり、 B_z は Tesla、 n は cm^{-3} を単位としている。

一方、放電室内の電子の磁場捕捉に関しては、磁力線と垂直な方向の電子エネルギーを電子温度と同程度と考えておよそ 4 eV とする。この時、放電室内電子の磁場捕捉係数は、(5-6) 式とほぼ同じ形で表わされる。従って、ホローカソード内および放電室内において、もし $|B_z|/n \geq 1 \times 10^{10} \text{ T} \cdot \text{cm}^3$ である場合には、 $\omega_e \tau_{e-n}$ は 1 以上となる。この基準値は、Fig. 5.11-(a), (b) 内に示されている。両図より、放電室内の電子は、 $I_b = 10 \text{ A}$ の場合の一部を除き、全て磁場に捕捉されていることがわかる。

Fig. 5.9 の磁場ベクトル分布図および Fig. 5.11 の磁場捕捉係数分布図を用いて、コイル電流 I_b と放電特性の関係を説明する。コイル電流 $I_b = 0, 10 \text{ A}$ の場合、Fig. 5.9-(a), (b) よりわかるように磁力線はホローカソード内部からオリフィス部に向かって発散している。また、Fig. 5.11-(a) よりわかるようにホローカソード内部の電子は磁場に捕捉されている ($\omega_e \tau_{e-n} > 1$)。従って、インプレカソード内壁より放出された電子は磁力線に沿って移動し、その大部分は再び内壁に戻るか、あるいはオリフィス外に流出することなく、オリフィス板で遮られる。その結果、Photo 5.1 (a), (b) に見られるように放電が不安定になる。 $I_b = 30 \text{ A}$ の場合、Fig. 5.9-(c) にみられるようにホローカソード内の磁場は比較的弱く、しかも $Z = 0.95 \text{ cm}$ および $Z = 4.75 \text{ cm}$ の位置に $|B| = 0$ の点が存在するが、磁力線はホローカソード内部からオリフィス板に向かい発散している。Fig. 5.11-(a) から明らかなように $Z = 0.95 \text{ cm}$ 付近では電子は磁場に捕捉されていないため、インプレカソード内壁から電子が自由に飛び出してくることができるが、 $Z = 0.95 \text{ cm}$ 付近以外では、電子が弱く磁場に捕捉されているため、放出された電子の大部分は発散している磁力線に沿って移動し、オリフィス板で遮られる。中心軸付近に達した少数の電子のみが、その付近の磁力線に沿って電場に加速されてオリフィス外に流出できる。その結果、 $I_b = 30 \text{ A}$ の場合、Fig. 5.3 に示されたように、放電電流が小さく制限される。

$I_b = 50 \text{ A}$ の場合、Fig. 5.9-(d) に見られるように、ホローカソード内部からオリフィスに向かい磁力線が収束している。更に、Fig. 5.11-(b) からわかるように空洞中心部の電子はほとんど磁場に捕捉されず、オリフィスに接近するに従い強く磁場に捕捉される。従って、電子放出が活

発と思われる空洞中心部から放出された大量の電子は、収束している磁力線に導かれて中心軸付近にまで達し、オリフィスをすり抜けるようにして放電室に流出する。空洞中心部の磁場が弱いこと、および収束している磁力線配位により、この場合にはFig. 5.3に示したように安定した大電流が得られる。

$I_b = 70, 90$ Aの場合には、Fig. 5.9-(e),(f)に見られるように、空洞内部からオリフィス板に向かい収束していた磁力線が、 I_b の増加とともに次第に発散していく。またFig. 5.11-(b)よりわかるように、空洞内部における電子の磁場捕捉の程度が I_b の増加とともに強くなる。この場合、インプレカソード内壁より放出された電子のうち、中性粒子との衝突により磁力線を横切るようにして中心軸付近にまで拡散してきた電子のみがオリフィス外に流出可能となる。このような拡散は、磁場が強くなるほど抑制されるため、Fig. 5.3に示したように、放電電流は I_b の増加とともに減少する。

以上の説明より、Fig. 5.9-(d)に示された磁場配位がホローカソード内壁からの電子放出にとって最も望ましく、この配位により低電圧で大電流の電子を安定にイオン源に供給することが可能であることが明らかにされた。

次に、ホローカソード付イオン源のアーク効率およびガス効率について議論する。5.3節に述べた小型矩形イオン源からのビーム引出し試験の主目的は、10秒間という長パルスのビーム引出しにホローカソードが耐え得るかという点であるが、この試験において測定されたイオン源のアーク効率およびガス効率が極度に低い（アーク効率は 0.23 A/kW、ガス効率は5%以下）。従って、小型矩形イオン源を実用化する場合には、この点を改良しなければならない。それ故、次にその原因について考察する。

従来のタングステンフィラメントを陰極とする多極磁場型イオン源としてこのイオン源を用いた場合でも、アーク効率は 0.32 A/kWという低い値しか得られない。その原因の一つとして、前述のように引き出しグリッドのビーム透過率が小さいことが挙げられる。また、イオン源がもとと小型であることが考えられる。陰極より放出された電子は、放電室内を運動し、最終的にはラインカスプ部にある陽極あるいは、プラズマグリッド面に入射して失われる。イオン源が小型であればあるほど電子が消滅するまでの時間が短くなり、まだ電離能力を有する電子までも短命で失われる確率が高くなる。また電離により生成されるイオンに関しても、イオン源が小型であればあるほど、その寿命が短くなる。

ところで、ホローカソードを装着して、Fig. 5.6に示した配置とした場合には、さらにアーク効率が低下する。以下にその原因について考える。まず第一に、本来ラインカスプ磁場付陽極であるイオン源上蓋をホローカソード用フランジに取り替え、それを浮動電位としたことが考えられる。即ち、従来のイオン源では、放電室内の電子およびイオンにとっては、上蓋内壁のうちラインカスプの狭い部分のみがその損失面積として有効である。これに対して、Fig. 5.6の配置では、ホローカソード用フランジの内壁全面が有効損失面積となる。これにより電子およびイオンの寿命が更に短縮され、アーク効率が低下する。

次に、ガス効率が低い原因として、ホローカソードから流出してくる一次電子は、ホローカソード前方の空間にのみ高密度で存在する傾向が強いことが考えられる。小型矩形イオン源のビーム引出し部のガスコンダクタンスは約 600 ℓ /Sであり、ガス流量が $0.76 \sim 1.30$ $\text{Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ の場

合、放電室内圧力は、 $1.3 \sim 2.2$ Pa となる。一次電子のエネルギーを $50 \sim 60$ eV と仮定した場合、一次電子の平均自由行程はこのガス圧に対し、 $4 \sim 10$ cm と計算される。オリフィスから流出してきた一次電子は、この程度の距離の間は散乱を受ける確率が低いため、ホローカソード前方にはビーム状の一次電子の流れが存在する。小型矩形イオン源のビーム方向の寸法は 14 cm と短いため、引出し電極付近においても、一次電子のビーム状流れは大きくは拡散されない。従って、このような一次電子のビーム状の分布では、放電室内に一樣に存在する分布と比べて、中性ガス粒子が一次電子により電離される確率は小さくなるであろう。その結果、ホローカソードが装着された小型矩形イオン源では、ガス効率が低くなっていると考えられる。

もし以上のような考察内容が妥当であるとするならば、イオン源を大型化すること、特にホローカソードの軸方向に長くすることは、イオン源のアーク効率およびガス効率を高める上で有効であると思われる。実際、UCLAにおいて実験に使用されたホローカソード付イオン源¹⁰⁾は、その内壁寸法が縦 15 cm 横 15 cm であり、本実験で使用した小型矩形イオン源の場合と同程度であるのに対し、ビーム軸方向寸法を 35 cm と極端に大きくしてある。そのため、引き出し電極部のビーム透過率 60% 、アーク効率 $1.2 \sim 1.6$ A/kW、ガス効率 $40 \sim 60\%$ という良好な値を得ている。日本原子力研究所においても無誘導巻きヒーターを用いたホローカソードを新たに製作し、ホローカソード以外は Fig. 5.2 と同一の円形イオン源を用いて、アーク効率、ガス効率の改良実験を行なった。Fig. 5.2 に示されている一定内径のポートを有するホローカソード用フランジを、ホローカソード前方に直径 3 cm のノズル部を有する形状に改め、またホローカソードのオリフィス径を 21 mm とした (Fig. 5.2 の破線で囲んだ部分が改良部分である)。更に、Fig. 5.9(d) に類似した磁場配位となるようにホローカソード用ポートの周囲に 20 ターンのコイルを巻いた。改良されたホローカソード用ポート部を Fig. 5.12 に示す。以上のような構造を有するイオン源からのビーム引き出し試験を行ない、性能を調べたところ、 28 kV で 30 A のイオンビーム電流を 0.1 秒のパルス巾で得ることができた。このイオン源のアーク効率は $0.9 \sim 1.2$ A/kW、ガス効率は $30 \sim 40\%$ であった。これらの値は、円形イオン源を本来のタングステンフィラメントを陰極とした多極磁場型イオン源として用いた場合の値²⁾ とほぼ同じである。即ち、この実験により、ホローカソード付イオン源が従来のイオン源に劣らず良好な性能を有することが示された。

5.5 まとめ

前章で得られたホローカソードに与える磁場の効果をより明確にするため、内径 2.1 cm、長さ 5 cm のインプレカソードを電子放出材としたホローカソードを製作して、多極磁場型イオン源に装着し、逆方向外部磁場を徐々に変えて放電特性への影響を調べた。その結果、適切な外部磁場を印加すれば、放電が安定化してイオン源動作におけるガス圧を低下させることが可能となり、イオン源のアーク効率も上昇することが実験的に明らかにされた。また、放電の安定化に最適な磁場配位が、詳細な解析により明らかにされた。即ち、ホローカソード内壁から放出された電子が、オリフィス板に遮られることなく、磁力線に沿って放電室へと流出していくことが可能な磁力線分布を作り上げることが重要である。

次いで、実用化を目的として長パルス放電に対するホローカソードの耐久性の試験を行なった。

即ち、強力に水冷された小型矩形イオン源にホローカソードを装着し、ビーム引き出しを行なった。その結果、50 keV, 3 A の水素イオンビームを最長10秒間にわたって引き出すことに成功した。更に、長パルスビームの引き出し試験後、ホローカソードを点検したが、陰極構造には致命的損傷は見当らなかった。

参 考 文 献

- 1) S. Tanaka, M. Akiba, H. Horiike, Y. Ohara and Y. Okumura: to be published in Rev. Sci. Instrum. 54 (1983).
- 2) J. Sakuraba, M. Akiba, Y. Arakawa, M. Kawai and S. Tanaka: Japan J. Appl. Phys. 21 (1982) 325.
- 3) 大賀, 他 : JAERI-M 7604 (1978)
- 4) J.L. Delcroix and A.R. Trindade: Hollow Cathode Arcs, in Advances in Electronics and Electron Physics, vol.35, edited by L. Marton, Academic Press, N.Y.C., New York (1974).
- 5) 熊谷, 富永, 辻, 堀越, : 「真空の物理と応用」, 裳華房, 東京 (1974)
- 6) C.M. Ferreira and J.L. Delcroix: J. Appl. Phys. 49 (1978) 2380.
- 7) G.A. Csiky: NASA TND-4966 (1969).
- 8) D.M. Goebel, J.T. Crow and A.T. Forrester: Rev. Sci. Instrum. 49 (1978) 469.
- 9) L.M. Lidsky, et al.: J. Appl. Phys. 33 (1962) 2490.
- 10) D.M. Goebel and A.T. Forrester: Rev. Sci. Instrum. 53 (1982) 810.

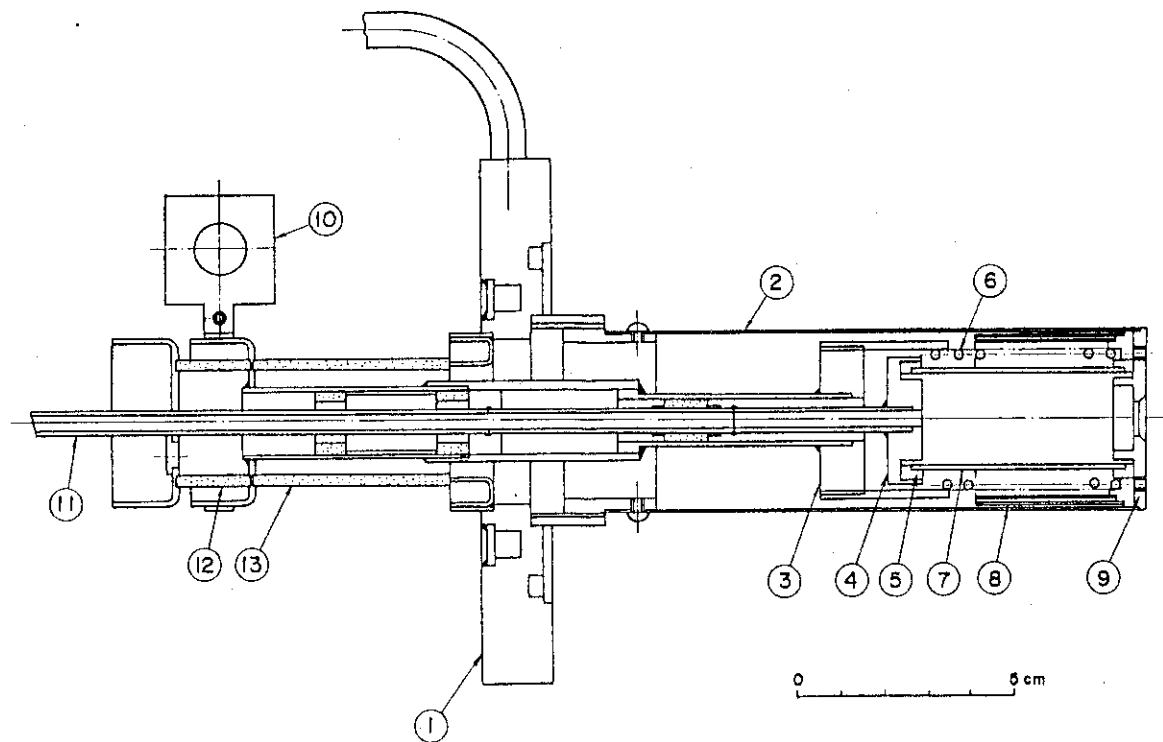


Fig. 5.1: ホローカソード断面構造

①カソードフランジ (Cu), ②外筒 (Mo), ③ヒーター支持部 (Mo), ④電子放出材支持部 (Mo), ⑤電子放出材支持棒 (Mo), ⑥ヒーター (W), ⑦電子放出材, ⑧熱シールド (Ta), ⑨オリフィス板 (Mo), ⑩電流導入端子 (Cu), ⑪ガス導入管 (Cuおよび Mo), ⑫⑬セラミック管

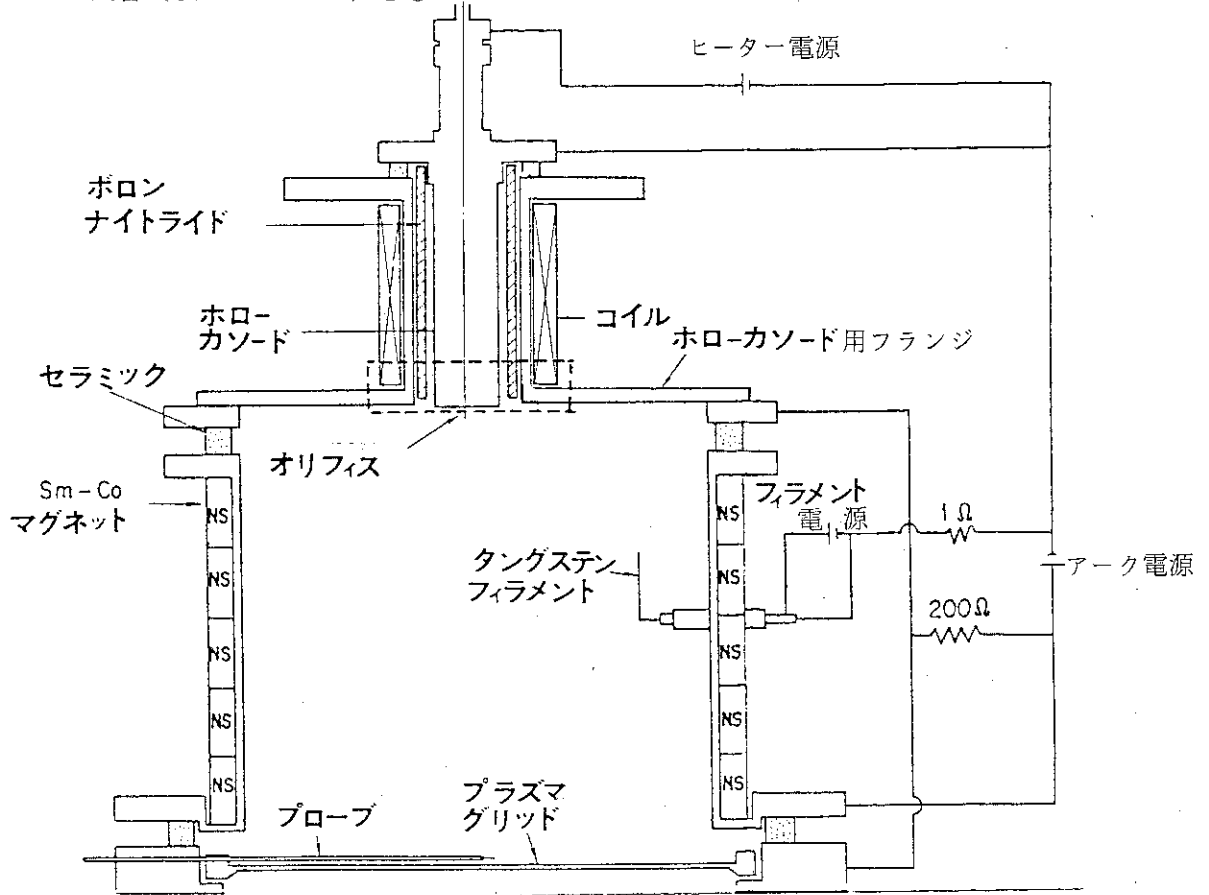


Fig. 5.2: ホローカソードが装着された円形多極磁場型イオン源および電気結線。

破線内は後述の改良部分。

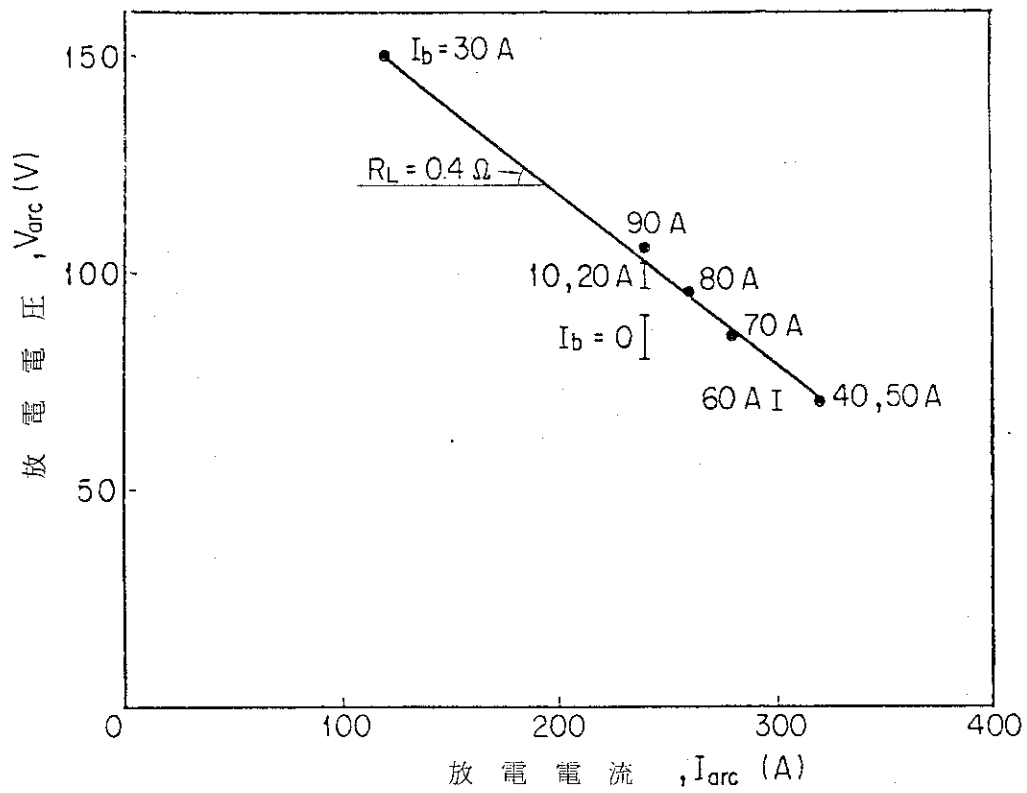


Fig. 5.3: 放電電圧と放電電流の関係.コイル電流 I_b がパラメーター, 測定中,
アーク電源出力電圧は一定

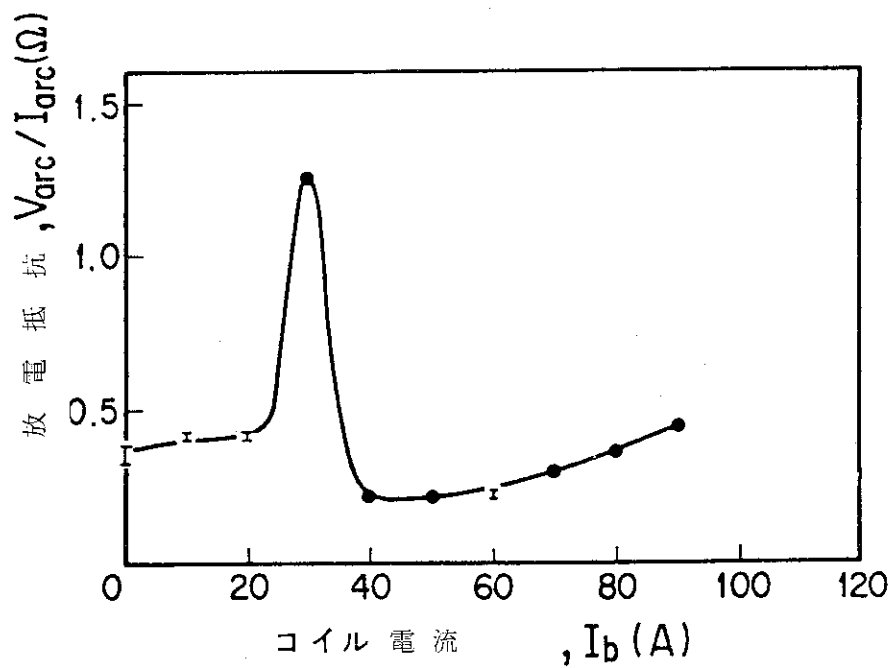


Fig. 5.4: コイル電流 I_b と放電抵抗 V_{arc}/I_{arc} の関係.

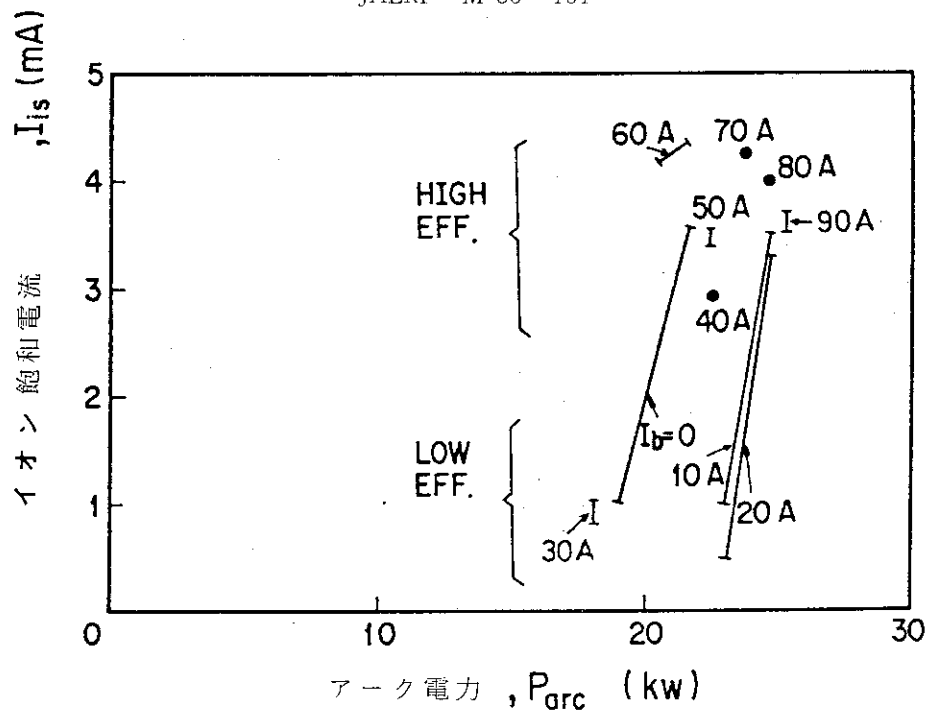


Fig. 5.5: イオン飽和電流 I_{is} とアーク電力 P_{arc} の関係. コイル電流 I_b がパラメータ.
HIGH EFF. は高効率モード, LOW EFF. は低効率モードを意味

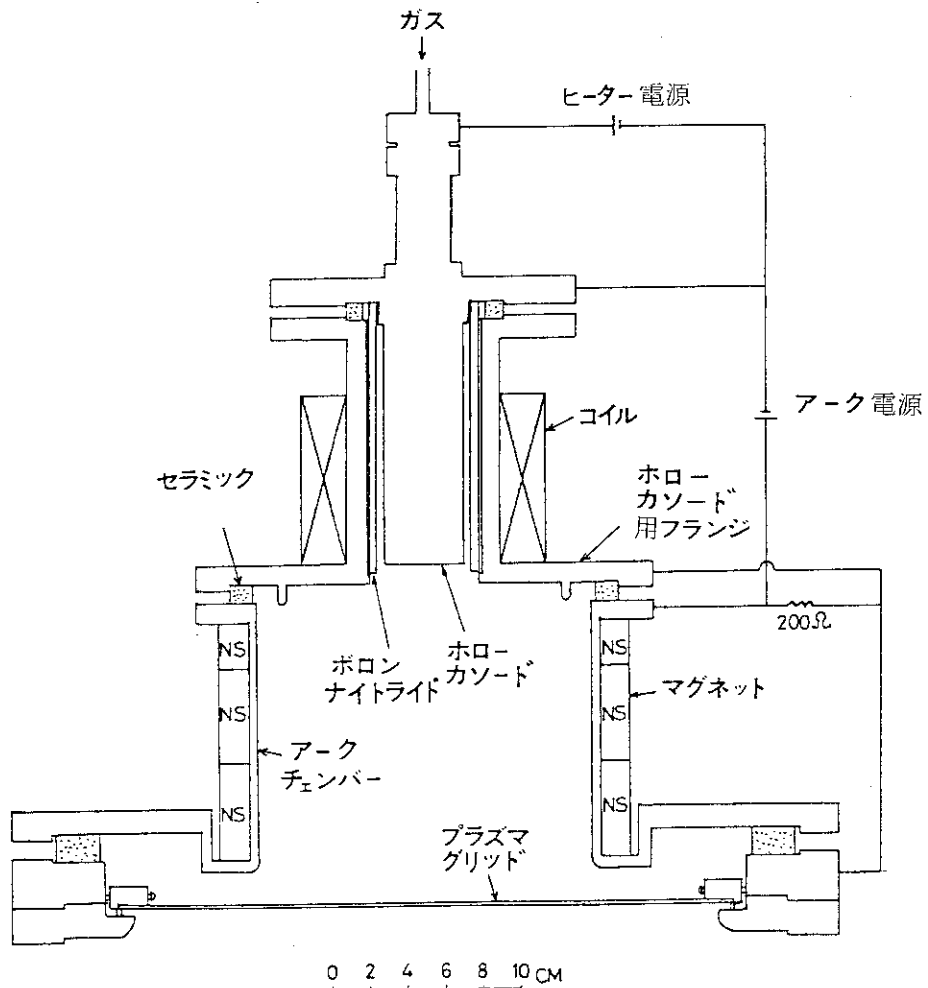


Fig. 5.6: 小型矩形多極磁場型イオン源および電気結線.
(ホローカソード装着)

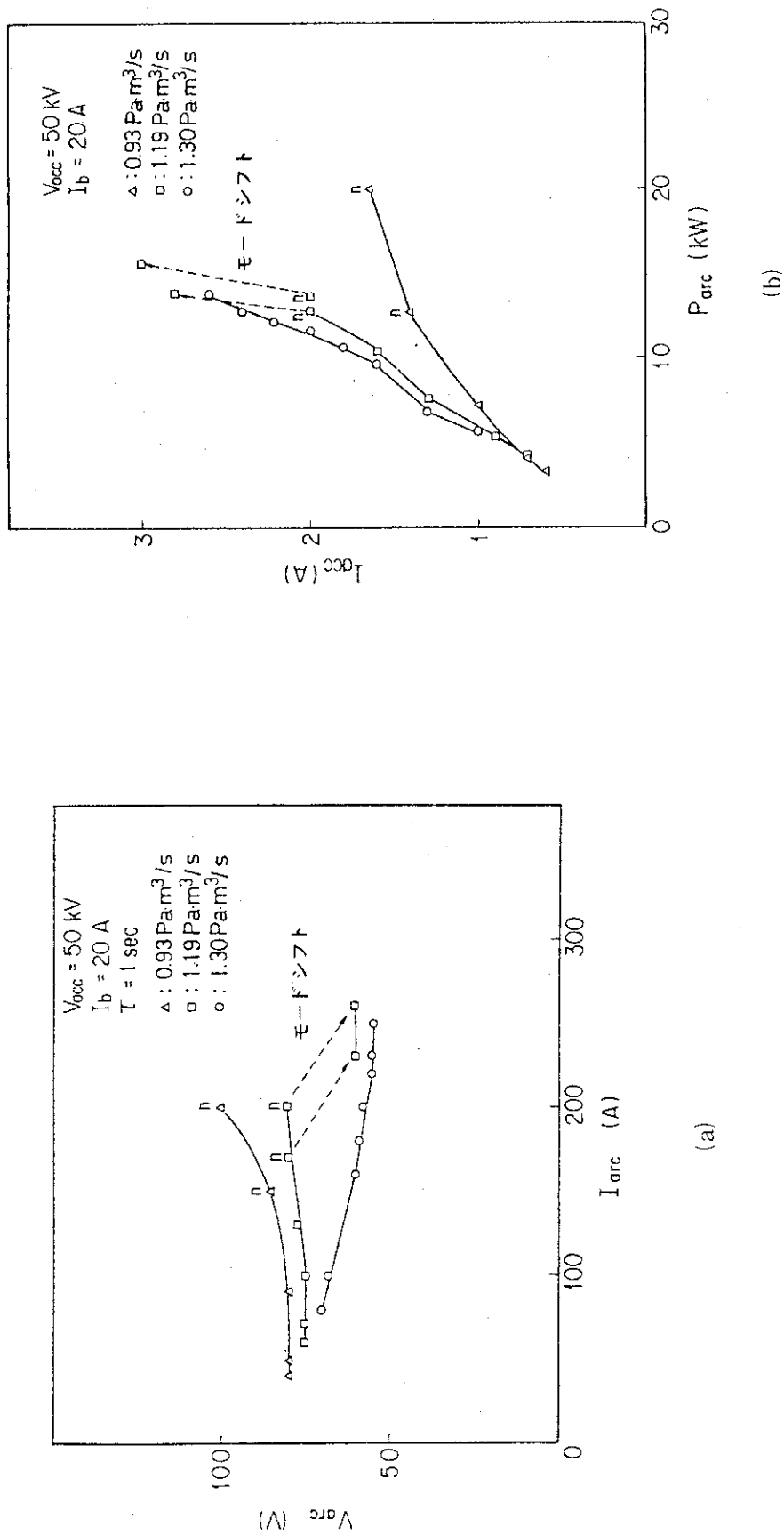


Fig. 5. 7 : (a)放電電圧—電流特性, パラメーター:ガス流量,
コイル電流 $I_b=20$ A.

(b)ビーム電流 I_{acc} とアーク電力 P_{arc} の関係,
パラメーター:ガス流量,コイル電流 $I_b=70$ A.

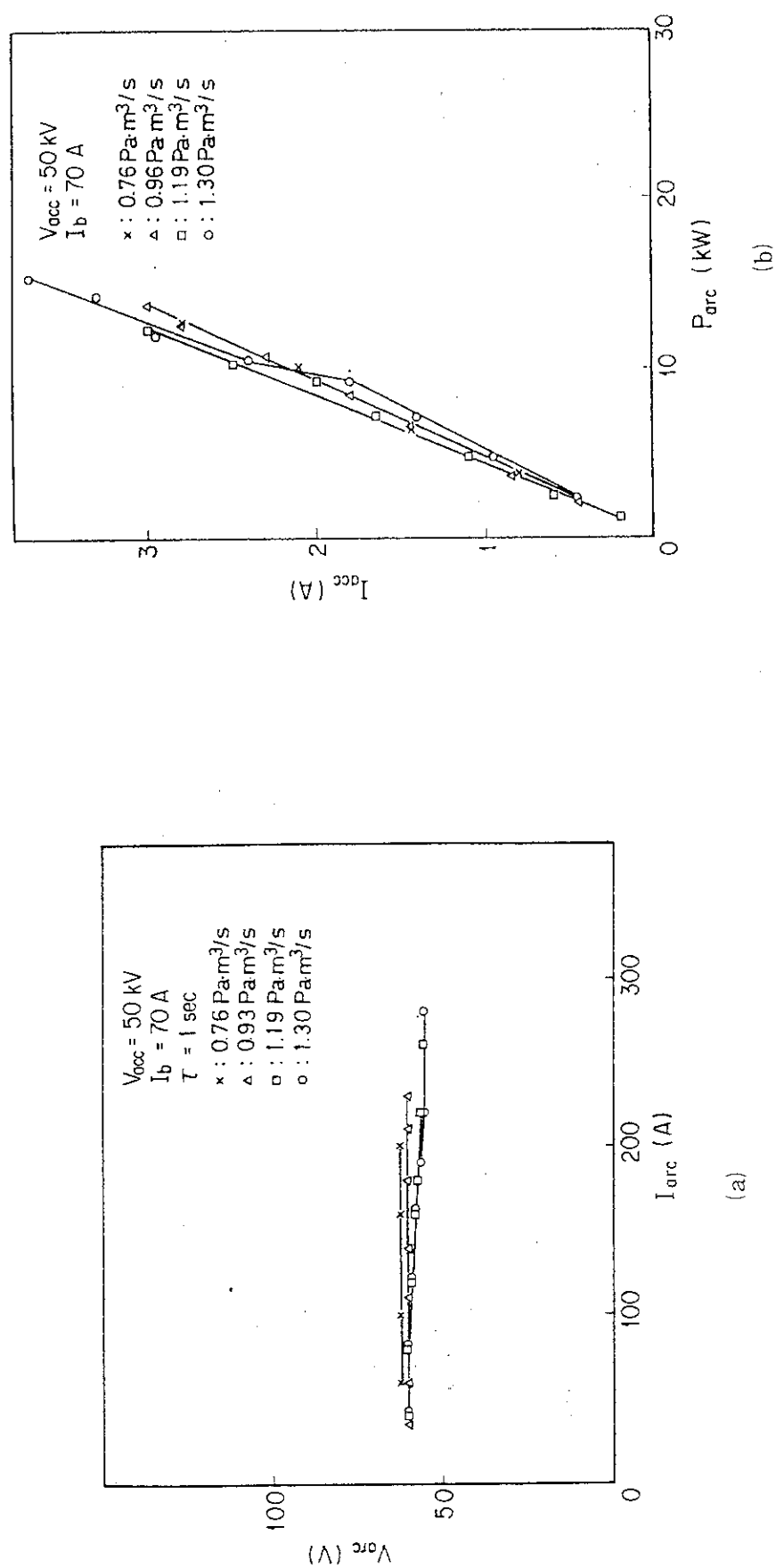


Fig. 5.8: (a) 放電電圧—電流特性, パラメーター: ガス流量, コイル電流 $I_b = 70$ A.

(b) ビーム電流とアーク電力の関係.

パラメーター: ガス流量, コイル電流 $I_b = 70$ A.

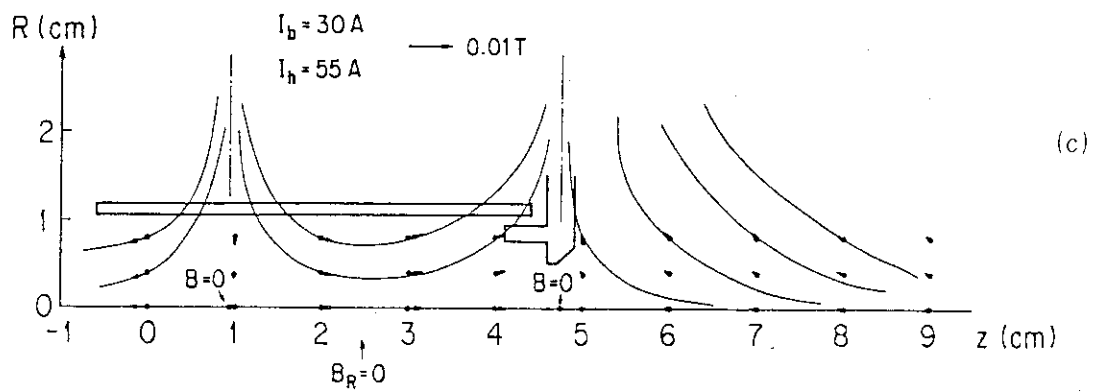
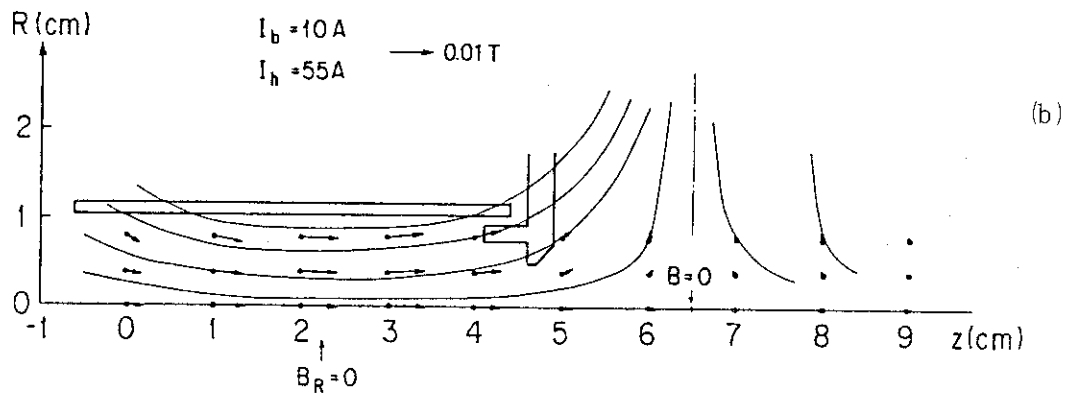
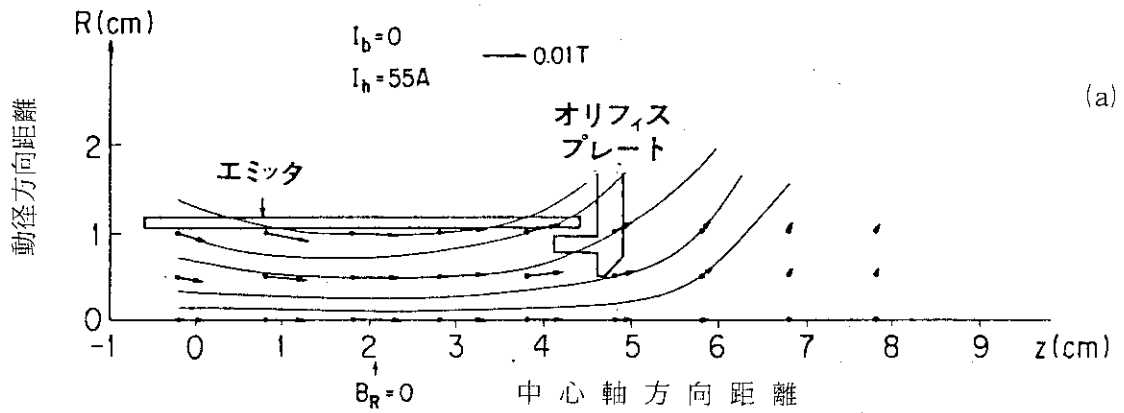


Fig. 5.9: ホローカソード付近の磁場ベクトル分布. $I_h = 55 \text{ A}$ (a) $I_b = 0$,
(b) $I_b = 10 \text{ A}$, (c) $I_b = 30 \text{ A}$, (d) $I_b = 50 \text{ A}$, (e) $I_b = 70 \text{ A}$, (f) $I_b = 90 \text{ A}$.

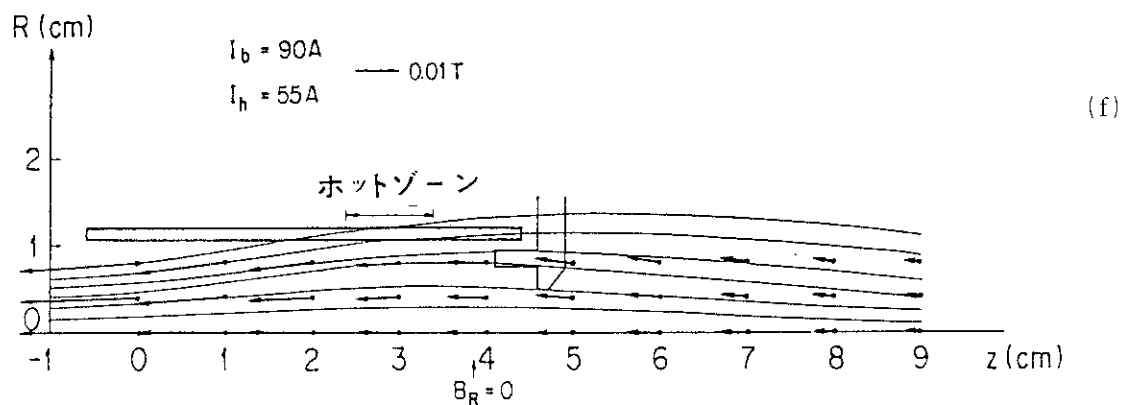
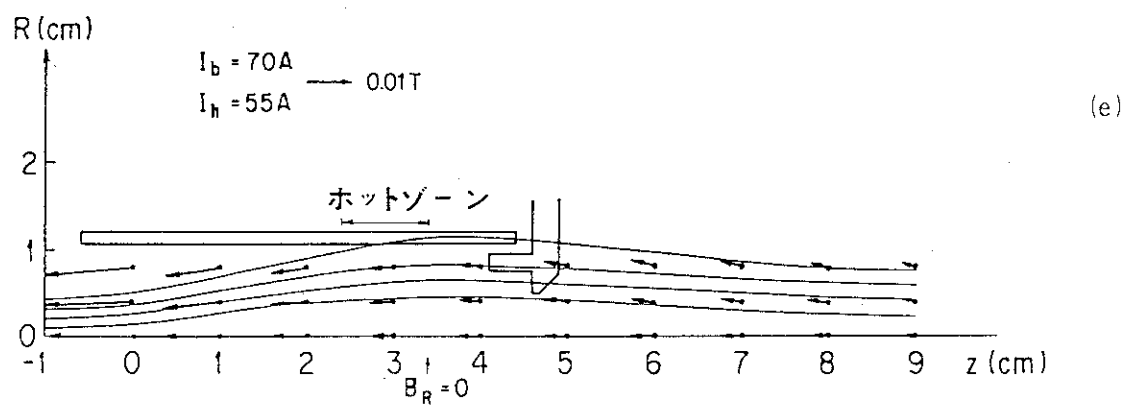
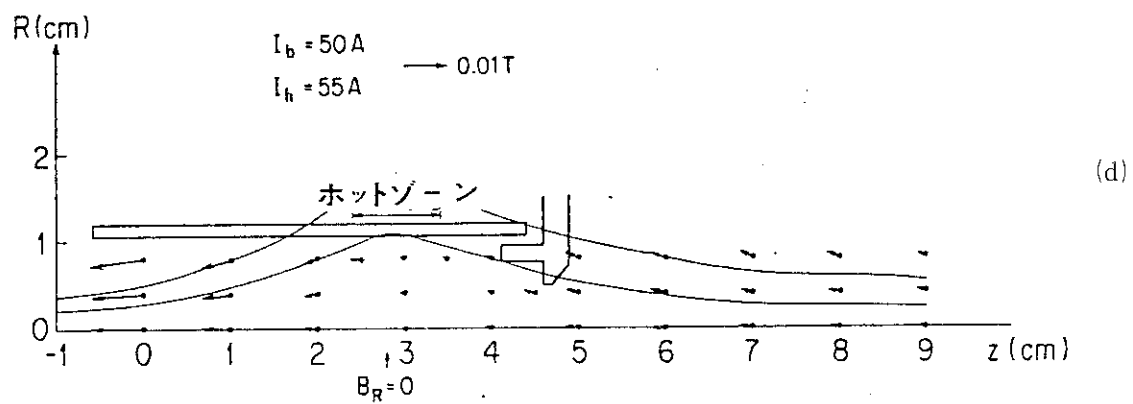


Fig 5.9

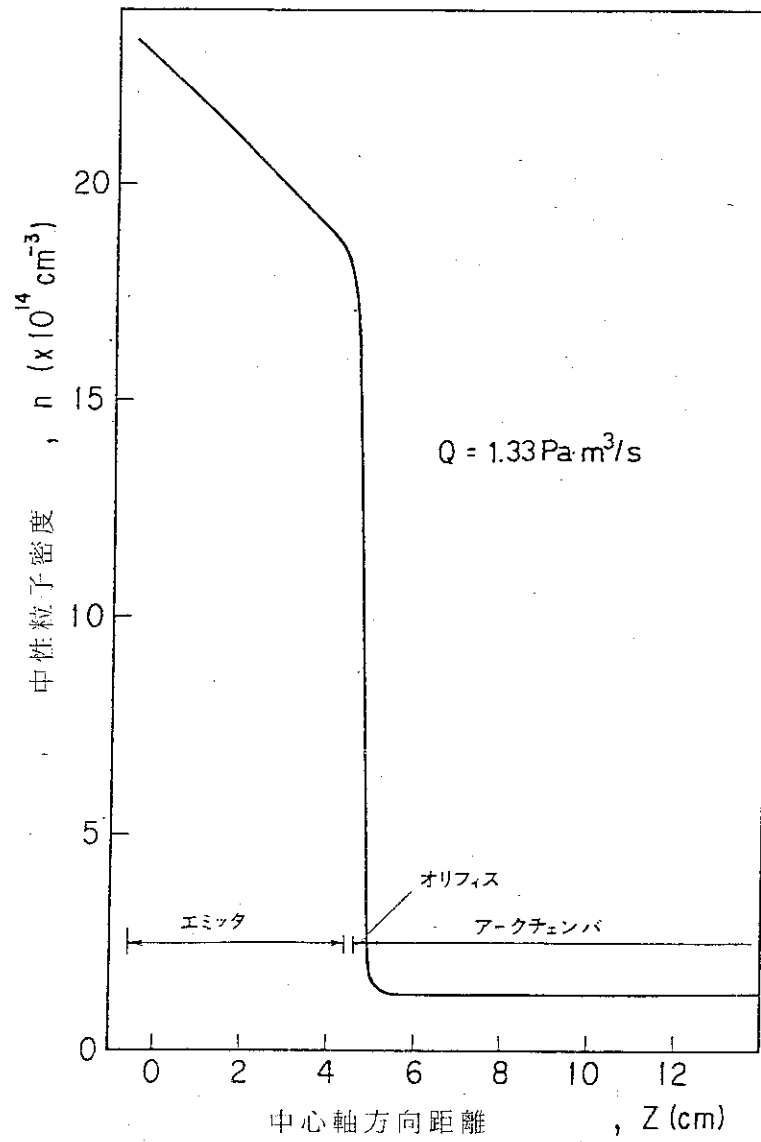
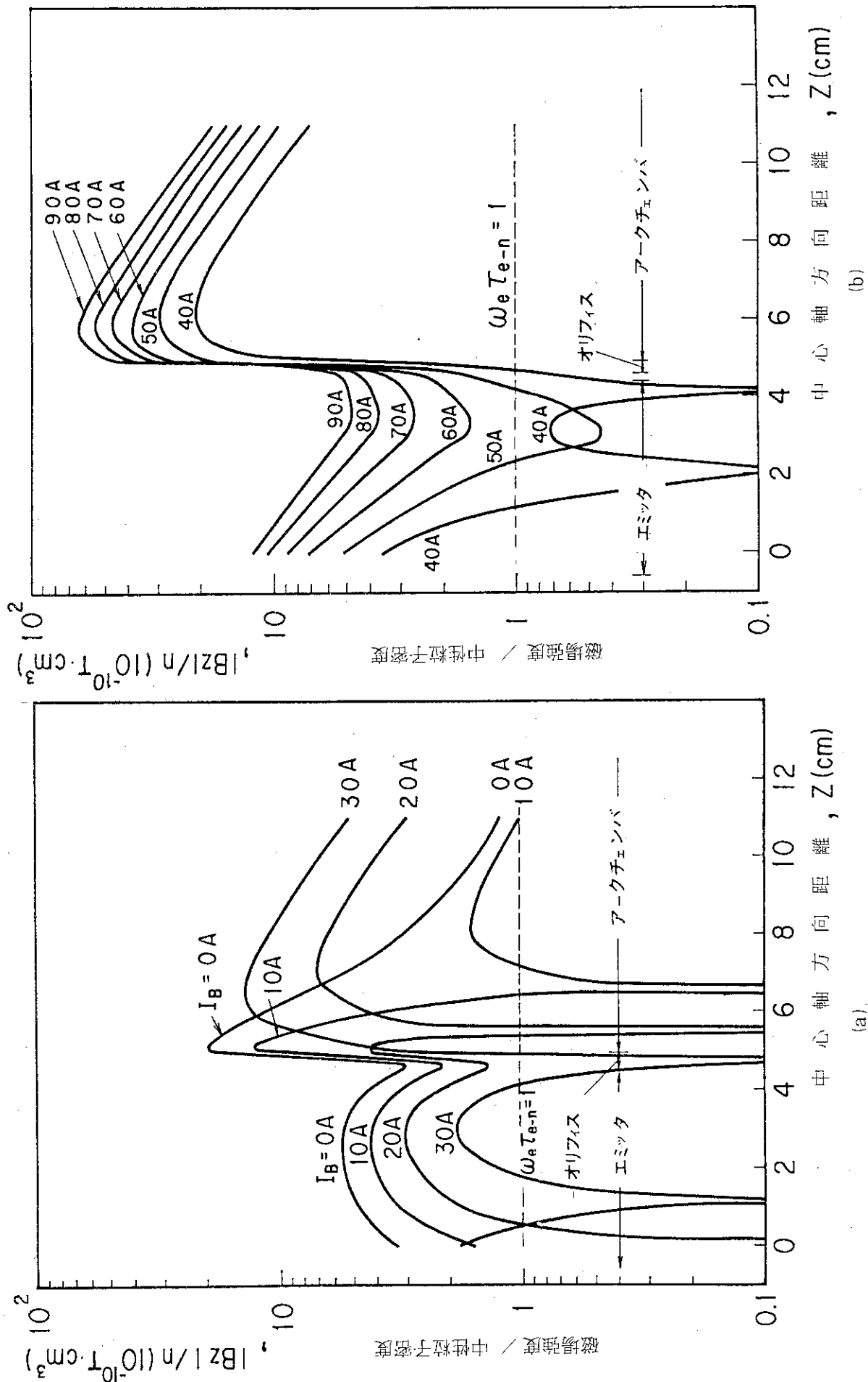


Fig. 5.10: 放電軸に沿った中性粒子密度分布の計算結果.

Fig. 5.11: 放電軸に沿う $|B_z|/n$ 分布(a) コイル電流 $I_b = 0 \sim 30 \text{ A}$.(b) コイル電流 $I_b = 40 \sim 90 \text{ A}$.

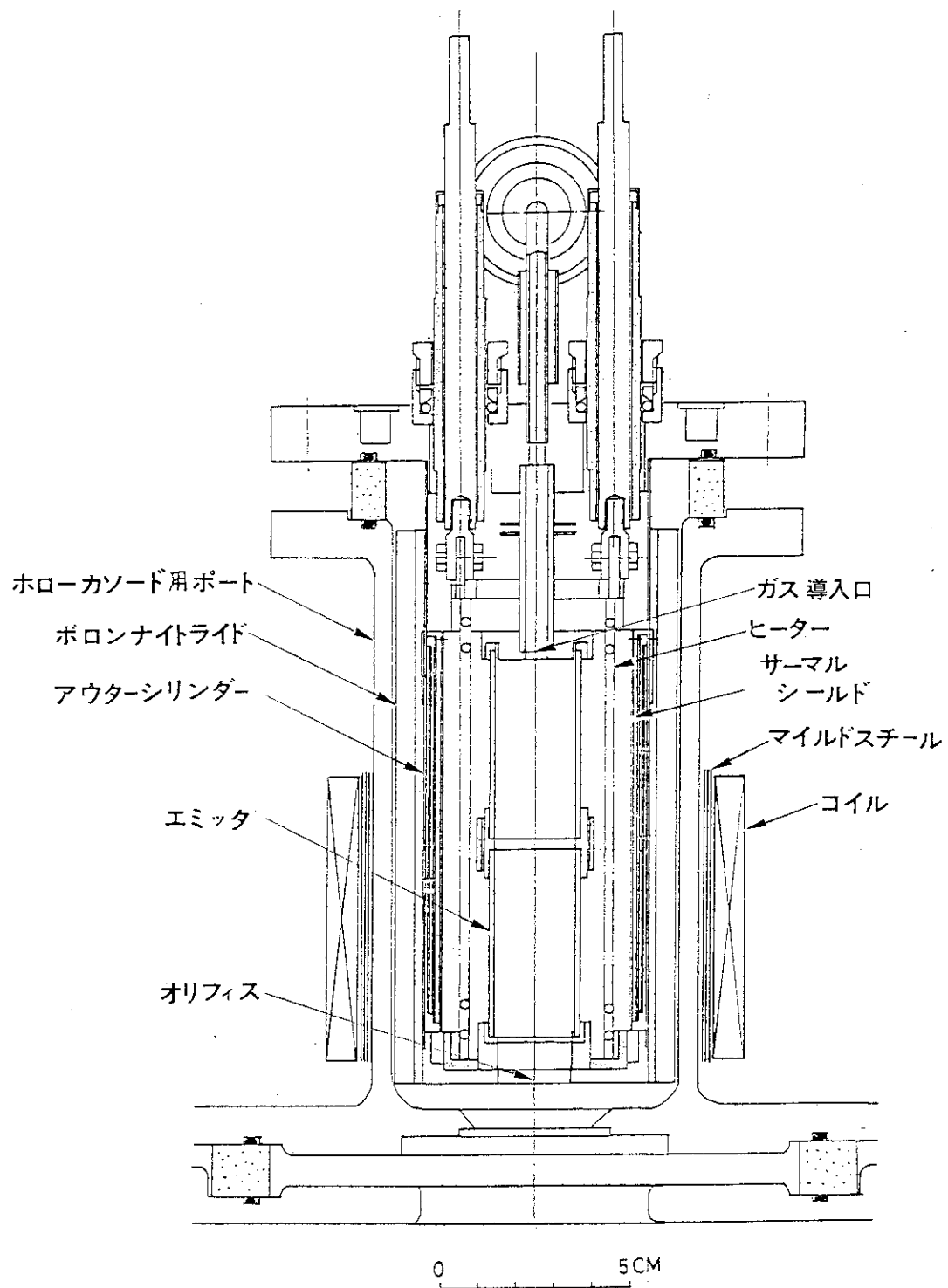
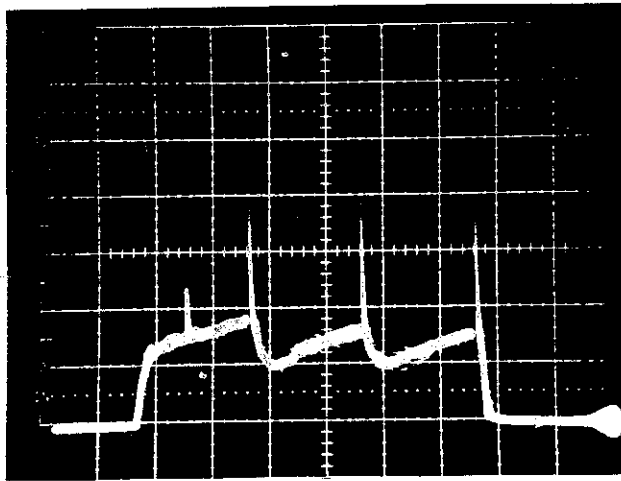
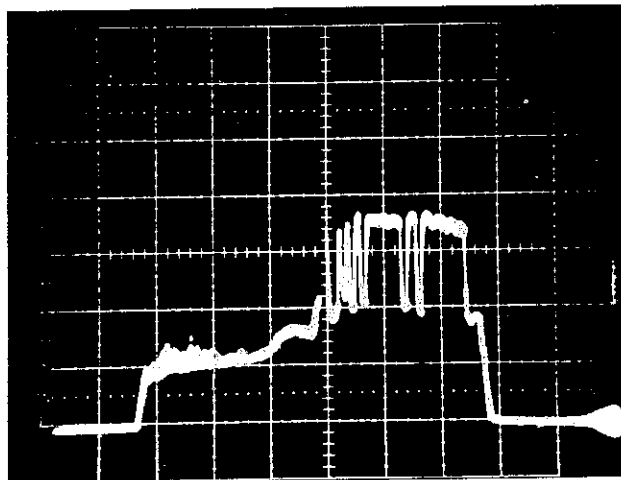


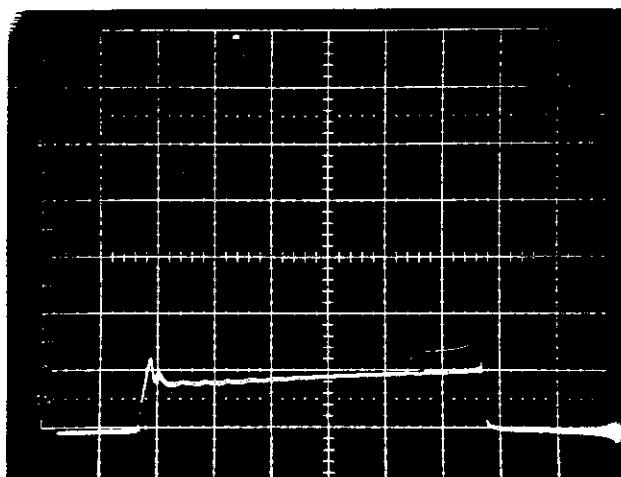
Fig. 5.12: ホローカソードおよびホローカソードポート部断面.改良後.



(a) $I_b = 0 \text{ A}$



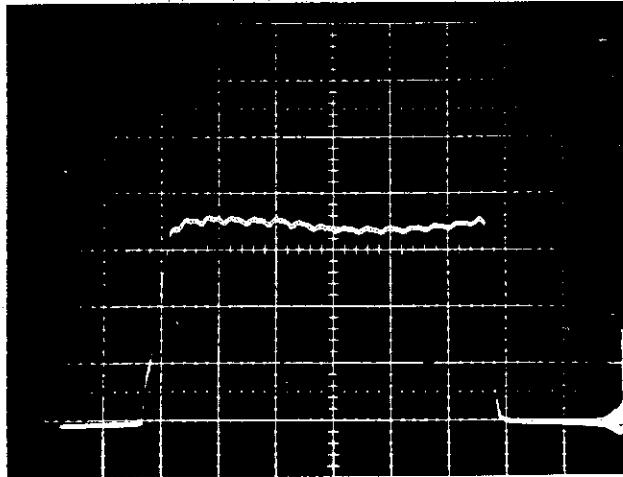
(b) $I_b = 10 \text{ A}$



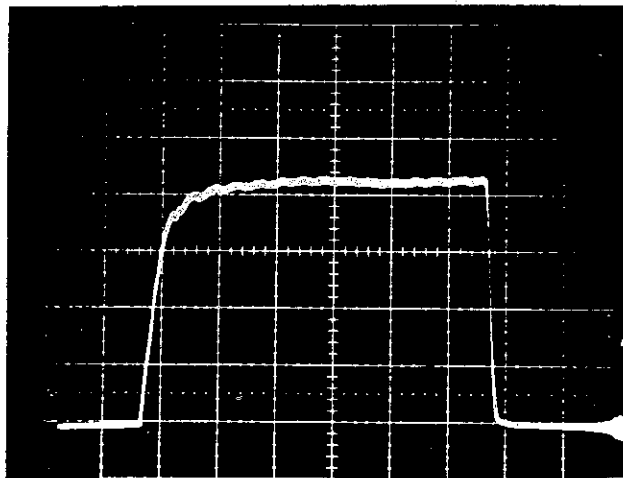
(c) $I_b = 30 \text{ A}$

Photo 5.1: イオン飽和電流の時間変化. 縦軸: 1 mA/d, 横軸: 50ms/d.

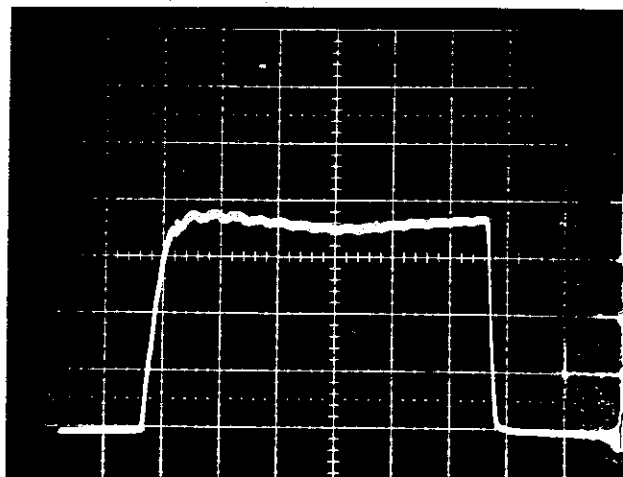
(a) $I_b = 0$, (b) $I_b = 10 \text{ A}$, (c) $I_b = 30 \text{ A}$,
(d) $I_b = 50 \text{ A}$, (e) $I_b = 70 \text{ A}$, (f) $I_b = 90 \text{ A}$.



(d) $I_b = 50$ A



(e) $I_b = 70$ A



(f) $I_b = 90$ A

6. 結 論

トカマク装置の大型化にともない、そのプラズマ追加熱の有力な手段であるNBI装置に対して、より高出力長パルスのビームを標的プラズマに入射する能力を有することが要請されている。このような要請を満たすためには、まず第一に高出力の長パルスイオン源を開発する必要がある。その開発に際し、問題となることの一つは、イオン源プラズマ生成部の陰極の耐久性である。放電が大容量、長パルス化するほど陰極の損耗が早まるため、耐久性に優れた陰極を開発することは、長寿命かつ信頼性の高いイオン源を開発する上で極めて重要である。

従来、NBI装置用イオン源の陰極として直熱型フィラメントが用いられてきたが、大容量の長パルス放電に対しては、寿命の点で問題がある。本研究では、直熱型フィラメントに代わるものとして傍熱型ホローカソードを取り上げた。陰極型式としてホローカソードを選定した理由は、陰極電流密度を高くとることが可能であるため陰極面積が小さくて済み、イオン損失面積が減少すること、および電子放出材表面が直接放電室プラズマに曝されないため、イオン衝撃あるいはアークスポットの発生による陰極損傷が緩和される、ということの2点である。また、熱電子放出効率が高く、しかも耐熱性および機械的強度の面でも優れているため、電子放出材としてインプレカソードを選定した。

第3章において、開発研究の手始めとして、小型のホローカソードを試作し、単体での放電およびデュオピガトロン型イオン源に装着した場合の諸特性について測定を行ない、その結果、放電の起動、イオン源動作ガス圧、等に関して、従来の陰極を用いた場合と比べ不利な点が見い出されたことを述べた。中でも、NBI装置用イオン源の陰極としてホローカソードを実用化する上で最大の障害になると思われる点は、放電維持に必要な放電室内ガス圧が高くなることであった。放電室内ガス圧が高過ぎる場合には、NBI装置用イオン源に必要とされる諸性能の中でも特に重要なアーク効率、ガス効率、およびビーム引き出し面におけるプラズマ密度分布の一様性が悪化し、更には、イオン源各部への熱負荷も増大する、等の問題が生ずる。

従って、ホローカソードが装着されたイオン源へのガス供給量を如何にすれば低減できるかという点が最重要課題と考えられる。第4章ではこの問題に焦点を絞った研究結果が述べられている。即ち、新たに製作したホローカソードを多極磁場型イオン源に装着し、オリフィス径、オリフィス前方に配置したボタン、および外部磁場、等が安定な放電維持に必要な最小ガス流量に与える影響を調べた。その結果、最小ガス流量はオリフィス径の増加とともに低減できる傾向があること、またボタンあるいは逆方向外部磁場によってガス流量が有効に低減できることを実験的に見出し、次いで、オリフィス部にシースが安定に形成されるための条件およびホローカソード前方に生成される陽光柱内部での粒子バランスの式を用い、陽光柱内部の中性ガス密度の最小値を与える式を導出した。これは、最小ガス流量のオリフィス径依存性およびボタンによるガス流量削減の実験結果に対して理論的根拠を与えるものである。

第5章においては、前章で見い出された外部磁場の効果をより明確にするため、外部磁場の強度を徐々に変えて、放電およびイオン源性能に与える影響について実験的研究を行なった。その

結果、外部磁場が適切な場合には放電が安定化し、イオン源動作ガス圧を低下させることが可能となり、それにともなってイオン源のアーク効率が上昇することが判明した。また詳細な解析により、最適な磁場配位はホローカソード内面より放出された電子がオリフィス板に遮られることなく、磁力線に沿って容易に放電室へ流出できるような磁力線分布を有するものであることが明らかにされた。

次いで、強力に水冷された小型矩形イオン源にホローカソードを装着して、最長10秒までのビーム引き出しを行ない、ホローカソードの長パルス放電に対する耐久性を実証した。

第3章から第5章までの内容より明らかなように、本研究はホローカソード単体の開発にとどまらず、ホローカソードが装着されるイオン源の性能向上にまで及んでいる。これは、ホローカソードをイオン源の陰極として用いた場合には、放電形態が従来用いられていたフィラメント陰極の場合と異なり、従って、イオン源の性能も大きく影響されたためである。即ち、最小ガス流量などの点で、ホローカソード装着によるイオン源の性能劣化が起こった。そこでこの問題点を解決し、従来のフィラメント陰極を用いた場合と同等あるいはそれ以上の性能にまで高める必要性が生じたためである。

従来のフィラメント陰極を用いた場合と、ホローカソードを用いた場合の放電形態の本質的な差異は、放電室内における一次電子の分布にあると考えられる。即ち、ホローカソードを用いた場合、一次電子は小面積のオリフィスから方向性をもって放出されるため、ホローカソード前方の中心軸付近にのみ局在するのに対し、フィラメント陰極を用いた場合には、より一様分布に近い分布が実現されていると推測される。

オリフィス付近の中心軸上に高密度の電子電流が存在するホローカソード放電の場合には、放電維持に必要な中性粒子密度が高くなる。これは高密度の放電電流が維持されるためには、その通過領域のプラズマ密度も高い必要があり、また、その高密度のプラズマが維持されるためには、その領域の中性粒子密度も高い必要があるためである。オリフィス径を増大すること、あるいはボタンにより一次電子を径方向に拡散することは、電子電流密度を低下させることを意味し、これにより放電維持に必要な中性ガス密度が低下する。イオン源動作ガス圧が低下すれば、ガス効率は当然上昇し、またプラズマ密度分布の一様性も改善される。

最適な磁場配位をホローカソード付近に形成した場合には、低ガス圧でも安定な放電を得ることが可能となり、ガス効率が一層高まる。更に、放電室のホローカソードの軸方向長さを大きくとることによって、一次電子を径方向に有効に拡散させることができ、あわせて中性ガス粒子および一次電子の放電室内の滞在時間を長くすることができる。これによりアーク効率、ガス効率ともに高めることができた。

以上、ホローカソードが装着されたイオン源の性能に関し、実験的な試行を重ねた結果、第5章の検討において述べたように、アーク効率、ガス効率とも、フィラメント陰極を用いた多極磁場型イオン源と比べて遜色のない性能をホローカソード付イオン源から得ることが可能となった。また耐久性においては、フィラメント陰極に比べて数倍優れている陰極を開発した。即ち、本研究によって、ホローカソードが装着されたイオン源をNBI装置用イオン源として実用可能なレベルにまで性能を高めることができた。

謝 辞

本研究を遂行するに際し、終始激励と有益な助言を頂きました大型トカマク第4開発室長白形弘文氏、加熱工学第1研究室副主任研究員松田慎三郎氏に心から感謝の意を表します。また多大な協力と有益な討論をして頂きました加熱工学第1研究室小原祥裕氏、堀池寛氏、河合視己人氏、奥村義和氏、秋場真人氏、東京大学工学部荒川義博氏、住友重機械工業株式会社平塚研究所桜庭順二氏、三菱重工業株式会社森田洋昭氏に深く感謝致します。また直接、間接的に御協力頂きました加熱工学第1研究室の同僚の皆様に感謝致します。

また本研究遂行にあたり、不断の激励と支援を頂きました核融合研究センター長磯康彦氏、核融合研究部長小幡行雄氏、同次長田中正俊氏に深く感謝の意を申し上げます。