

直線型高温プラズマ装置における初期過程の特性と 端損失

メタデータ	言語: Japanese 出版者: 静岡大学 公開日: 2012-03-07 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 鈴木, 弘 メールアドレス: 所属:
URL	https://doi.org/10.14945/00006426

電子科学研究科 銚 GD

K

0002512515 R

33

静岡大学附属図書館

博士論文

直線型高温プラズマ装置における
初期過程の特性と端損失

静岡
大学
図書

静岡大学大学院 電子科学研究科

電子材料科学専攻

鈴木 弘

要 旨

高温プラズマ装置の主放電が、容器全体にわたって効率よく安定に作動するには、それらの装置に適合する良好な予備電離プラズマを生成することが必要である。本研究は、高ベータ方式の一つである θ ピンチの場合について、Z放電および θ 放電により生成、保持された予備電離プラズマの特性を述べ、更に直線型装置の端損失の機構に不明の点があるので、実験と考察を行った。

Z放電により電離度が高く、電子密度の径方向分布が一様なプラズマを生成できることが、Mach-Zehnder干渉法による測定で明らかになった。更に本研究では、このような予備電離プラズマでこれまでほとんど研究されなかった中性原子密度を、励起原子から放射される異なる2本のスペクトル線強度を同時測定することにより求めることができることを示した。測定結果によれば、Z放電電流が大きい領域では、電子密度が最大になる時刻付近における水素原子密度は十分に小さく、その後時間とともに急激に増加することが分かった。またその径方向分布は中心軸上で最小となり、管壁に近づくに従って密度が増加することが明らかになった。この分布はプラズマ中の中性原子の電離と放電管壁近傍からの中性原子の拡散により説明を行った。

Z 放電の後で θ 放電を行った場合、ピンチしない θ 放電により発生した軸方向磁場は、Z 放電により生成された予備電離プラズマ中に容易にかつ穏やかに浸透した。このとき、電子密度の径方向分布は一樣のまま保持され、プラズマの圧縮は観測されないことが分かった。この場合、Z 放電開始前に θ 放電を遮断する必要がある。 θ 放電を用いることにより、軸方向磁場を内部に持つ静かで一樣な高電離プラズマが保持されることが分かった。

θ ピンチに伴う端損失後の粒子速度は、流しカメラの測定によりワンターンコイルの外側では急激に減少することが分かった。更に、高温プラズマが端損失する際には、荷電効果（空間電荷効果および電荷交換反応）の影響を考慮することが重要であることを指摘した。軸方向誘導高周波電界の利用は、軸方向に磁場が存在するワンターンコイルの端を高電離状態にするのに有効と考えられる。また、これはプラズマの端損失抑制にも利用できる可能性があることについても言及した。

目次

要旨	(2)
1. 序論	(8)
参考文献	(12)
2. 研究目的	(15)
参考文献	(18)
3. Z放電プラズマ中の水素原子密度測定	(19)
3.1 はじめに	(19)
3.2 水素原子密度測定の原理	(22)
A. スペクトル線強度	(22)
B. 水素原子密度比の計算法	(27)
3.3 実験装置および測定装置	(30)
A. Z放電装置	(30)
B. Mach-Zehnder 干渉計	(34)
C. 分光測定装置	(38)
3.4 実験結果および考察	(40)
A. 電子密度	(40)
1. 電子密度の時間変化	(40)
2. 電子密度のZ放電電流依存性	(45)

3.	電子密度の径方向分布	(48)
B.	電子温度	(51)
1.	放電条件に対する電子温度の変化	(51)
2.	電子温度の推定	(53)
3.	電子温度のZ放電電流依存性	(56)
C.	水素原子密度	(58)
1.	水素原子密度の時間変化	(58)
2.	水素原子密度のZ放電電流依存性	(64)
3.	水素原子密度の概算	(66)
4.	水素原子密度の径方向分布測定	(68)
5.	水素原子密度の径方向分布	(70)
6.	中心軸付近の水素原子密度分布	(77)
	参考文献	(80)
4.	直線型プラズマ装置における θ 放電の特性	(82)
4.1	はじめに	(82)
4.2	実験装置および測定装置	(85)
A.	Z放電装置	(85)
B.	θ 放電装置	(85)
C.	トリガーパルス回路	(87)
D.	電流および磁場測定回路	(88)
E.	分光測定装置	(88)
F.	実験条件	(90)
4.3	実験結果および考察	(92)

A. Z 放電電流の遮断	(92)
B. 磁場	(96)
1. プラズマ中への磁場の浸透	(96)
2. 真空中の磁場分布	(99)
C. 電子密度	(101)
1. 電子密度の時間変化	(101)
2. 電子密度の径方向分布	(106)
D. θ 放電に伴うプラズマのドリフト	(114)
参考文献	(117)
5. θ ピンチ放電プラズマの端損失	(118)
5.1 はじめに	(118)
5.2 実験装置および測定装置	(120)
5.3 実験結果および考察	(123)
A. 端損失プラズマの速度変化 および到達距離	(123)
5.4 コイル端近傍における荷電効果の影響	(129)
A. 空間電荷効果の影響	(129)
B. 電荷交換反応の影響	(130)
5.5 誘導電界型高周波コイルの利用	(134)
参考文献	(138)
6. 総括	(140)

7. 付録 (144)

参考文献 (146)

謝辞 (147)

1. 序 論

全世界のエネルギー消費量は 19 世紀以後急速に増大し続け、もはや石油、石炭等の化石燃料では安定的なエネルギー供給が不可能な時代となった。これらに代わる新しいエネルギー資源として、原子力エネルギーの利用が期待されて久しい。核分裂連鎖反応を利用した原子炉は既に運転されており、高速増殖炉も実用化の段階に入りつつある。¹⁾ 今後望まれるエネルギー資源に対しては、更に環境保全性（大気汚染や放射能廃棄物等の問題を含まないこと）も要請される。これらの要請に応え得るものとして制御核融合が有望視され、現在、世界各国で精力的な研究が続けられている。しかし、高温プラズマ装置により発生される核融合反応を利用する核融合炉は、ようやく開発研究に入りつつある段階であり、まだ基礎研究を必要とする分野も多い。代表的な高温プラズマ装置の種類としては、高ベータの θ ピンチ装置（ベータ値は磁気圧力に対するプラズマ圧力の比）、低ベータのトカマク装置、ミラー装置、及び慣性閉じ込め装置などがある。²⁾ ここでは高ベータプラズマが生成される直線型 θ ピンチ装置を対象とする。

直線型 θ ピンチ装置は、コンデンサー放電によりワンターンコイルに瞬間的に大電流を流してプラズマを発生

させ、同時に加熱させる装置であり、³⁾ 1950年代より研究が始まった。⁴⁾ この装置の特徴としては、効率的に電気がプラズマに注入されるため、比較的簡単に高温、高密度のプラズマが生成できること、生成されたプラズマは電磁流体力学的に安定であること、高いベータ値を持つプラズマが生成できることなどが挙げられる。1960年代には、閉じ込め時間を除けば θ ピンチにより核融合炉の条件(Lawson条件⁵⁾)に近い高温、高密度のプラズマが発生された。そのため θ ピンチは代表的な核融合装置と考えられ、以後多くの大型装置が建設された。封入気体の予備電離およびバイアス磁場の印加により、 θ ピンチの第1半周期で高温、高密度プラズマを生成できることが早くから確かめられていた。^{6,7)} 代表的な予備電離方式として、高周波放電、Zピンチ、 θ ピンチ又はこれらの組合せが用いられたが、当時の研究の興味は、もっぱらバイアス磁場の消滅や圧縮の際の加熱効率の向上等に向けられた。^{6,8,9)} そのため、これまで予備電離自体に注目した詳しい研究(特に中性原子密度に関する研究)は見あたらない。

また、 θ ピンチの一つの形態として、バイアス磁場とワンターンコイルにより発生する磁場とのつなぎ替え(reconnection)により生成される逆転磁場配位(FRC)¹⁰⁾を発生させる型の θ ピンチも研究された。しかし、プラズマ断面の楕円変形を伴う激しい回転不安

定性が生じ、短時間でプラズマを破壊した。¹¹⁾ このため、この種の研究は続けられたものの、一般の研究者たちの関心は薄かった。逆転磁場配位を持つ θ ピンチの閉じ込めに再び興味が持たれ始めたのは、1971年に発表された Eberhagen と Grossmann の実験¹²⁾ によってである。その後、1978年に Kurchatov の Kurtmullaev らが行った実験¹³⁾ で良好な結果が得られたため、逆転磁場配位を持つ θ ピンチが一躍注目されるようになった。その後、大型装置の建設に伴い FRC の閉じ込め時間は飛躍的に伸び、約 $200 \mu s$ (FRX-C 装置¹⁴⁾) という好結果が得られている。この結果は、FRC 生成時に捕捉された磁束の増大と密接に関連しており、¹⁵⁾ 内部に大きな磁束を含む予備電離プラズマの生成および FRC 生成時の磁束の損失に関する研究が重要視され始めた。¹⁶⁻¹⁸⁾

一方、直線型 θ ピンチ装置の最大の欠点はコイル端からプラズマが損失する点(プラズマ端損失)にあり、このため装置の全長が km 程度と極端に長くなる。¹⁹⁾ このように長い装置は実用的ではないため、プラズマの端損失機構の研究とともに、プラズマの閉じ込めの改善が主要な課題となった。代表的な方法としては、装置のトラス化により端をなくす方法、超高密度プラズマを生成して閉じ込め時間の短さを補う方法、逆転磁場配位によりコイル端の磁場を閉じた配位にする方法および端損失を抑制する方法がある。この端損失抑制に関しては多く

の方法 (Material end plugs 等) が提案され、^{20,21)}

その内のいくつかは実験中である。これらの方式は一応の成功をおさめてはいるが、高温、高密度のプラズマにおける端損失は、現在においても未解決の問題として残されている。

現時点において最も有望視されているトカマク装置の研究の進展に伴い、最近では制御熱核融合炉の科学的実証が行われる段階になってきた。^{22,23)} しかし、現在のトカマク装置は形が大きすぎ複雑で運転がめんどうである等の欠点を持っている。これらの欠点を克服し最終的に核融合炉を成功させるためには、トカマク装置以外のさまざまな代替装置も並行して研究することが重要である。²⁴⁾ 最近、工学的な見地からトカマクよりも、もっと簡単な炉心プラズマへの要請も強くなり、トカマク炉建設費用の大きな部分を占めるトロイダルコイルを使わずにすむ方式が提唱され始めた。この方式はコンパクトトーラス (CT) と総称されており、軸対称な閉じた磁気面を持つトーラス配位で、トロイドの穴にはコイルなどの建造物を設置しないものと定義されている。この範ちゅうには θ ピンチ装置で作られる逆転磁場配位を持つプラズマのほか、スフェロマクや逆磁場ピンチ等が含まれる。この中で、逆転磁場配位を持つプラズマは軸方向に長くポロイダル磁場しか持たない点が特徴的であり、安定なプラズマが生成されるため今後の発展が期待されて

いる。

参 考 文 献

- 1) 「本格的实用期を迎えた原子力発電」 電気学会雑誌
106, 1053 (昭 61-11)
- 2) 武田 進: 「核融合工学入門」 p.61 (昭 55)
啓文堂
- 3) 武田 進: 「核融合工学入門」 p.121 (昭 55)
啓文堂
- 4) R. J. Bickerton: Nucl. Fusion 20 (1980) 1072.
- 5) 宮本 健郎: 「核融合のためのプラズマ物理」
第 1 章 p.4 (昭 51) 岩波書店
- 6) E. M. Little, W. E. Quinn and F. L. Ribe:
Phys. Fluids 4 (1961) 711.
- 7) L. M. Goldman, R. W. Kilb, H. C. Pollock
and A. Reynolds: Phys. Fluids 8 (1965) 522.
- 8) T. S. Green and A. A. Newton: Phys. Fluids 9
(1966) 1386.
- 9) 林、妹尾、柏原、小島、吉田: 電気学会雑誌 87
(昭 42-11) 2222.
- 10) T. J. Dolan: Fusion Research Principles,
Experiments and Technology (Pergamon Press,

- New York, 1982) Chap. 12, p.323.
- 11) P. C. Thonemann and A. C. Kolb: Phys. Fluids 7 (1964) 1455.
 - 12) A. Eberhagen and W. Grossmann: Z. Phys. 248 (1971) 131.
 - 13) A. G. Es'kov, R. Kh. Kurtmullaev, A. P. Kreshchuk, Ya. N. Laukhin, A. I. Malyutin, B. N. Mironov, M. M. Orlov, A. P. Proshletsov, V. N. Semenov, Yu. B. Sosunov: Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Nucl. Fusion Suppl. 2 (1978) 187; through 日本物理学会誌 36 (1981) 52.
 - 14) K. F. McKenna, W. T. Armstrong, R. R. Bartsch, R. E. Chrien, J. C. Cochrane, Jr., R. W. Kewish, Jr., P. Klingner, R. K. Linford, D. J. Rej, E. G. Sherwood, R. E. Siemon, and M. Tuszewski: Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1787.
 - 15) T. J. Dolan: Fusion Research Principles, Experiments and Technology (Pergamon Press, New York, 1982) Chap. 12, p.326.
 - 16) W. T. Armstrong, J. C. Cochrane, R. J. Comisso, J. Lipson and M. Tuszewski: Appl. Phys. Lett. 38 (1981) 680.
 - 17) W. T. Armstrong, D. G. Harding, E. A. Crawford

- and A. L. Hoffman: *Phys. Fluids* 25 (1982) 2121.
- 18) W. T. Armstrong, R. E. Chrien, W. Hugrass, P. L. Klingner, K. F. McKenna, R. D. Milroy, D. J. Rej, E. G. Sherwood, R. E. Siemon and M. Tuszewski, in *Proceedings of the 7th CT symposium, Santa Fe, May 21-23, 1985, p.1.*
- 19) T. J. Dolan: *Fusion Research Principles, Experiments and Technology* (Pergamon Press, New York, 1982) Chap. 12, p.317.
- 20) C. K. Hinrichs: *Electric Power Research Institute Rep. EPRI ER-394-SR (1977).*
- 21) W. E. Quinn and R. E. Siemon: *Fusion*, ed. E. Teller (Academic Press, Inc., New York, 1981) Vol.1, Part B, Chap.8, p.26.
- 22) 「エネルギー開発と核融合」 電気学会雑誌 105, 603 (昭60-7)
- 23) INTOR Group: *Nucl. Fusion* 20 (1980) 349.
- 24) 内田 岱二郎: 昭和 55 年度 文部省科学研究費補助金 エネルギー特別研究 (核融合) 総合総括班事業報告 (昭 56)

2. 研究目的

θ ピンチを予備電離放電なしで行うと、期待されるような高温、高密度プラズマは生成できない。すなわち、放電の第 1 半周期ではプラズマの発生が弱く、第 2 または第 3 半周期から絶縁破壊が起こりプラズマが発生する場合が多い。また、予備電離プラズマ中に中性粒子が残っていると、プラズマに注入されたエネルギーが主放電開始時にそれら中性粒子を解離または電離するために浪費されるばかりではなく、中性粒子との衝突によりイオンの温度が下がる。したがって、予備電離の研究は θ ピンチにとって重要な問題であるにもかかわらず、これまで予備電離プラズマ中の中性粒子密度の測定は行われていない。

私が指導を受け研究を行って来た研究室では、Z 放電を用いた予備電離方式について詳しい研究が行われつつあった。その結果、低気圧領域 (10 - 50 Torr) においても、プラズマをピンチさせない状態ですでに高電離プラズマが得られていた。¹⁾ また、Z 放電も低い充電電圧 (数 kV) で行い、放電電極からの不純物の放出を抑えた。本研究の第一として、Z 放電により生成されるプラズマの電子密度および電子温度測定とともに、特に水素原子密度の測定を行った。

次に、Z放電による予備電離プラズマ生成の次の段階として、 θ 放電の特性を調べた。 θ 放電は、コンデンサー放電によりワンターンコイル内部に軸方向磁場と方位角方向電流を持つ特異な放電形式であり、プラズマの圧縮過程を含まない点で、 θ ピンチとは全く異なる特性を持つ。 θ 放電はそれ自身研究対象として興味深いばかりではなく、 θ 放電を用いて内部にバイアス磁場が十分にしみ込んだプラズマを得ることができる。 θ ピンチにおいて、あらかじめ予備電離プラズマ中にバイアス磁場を与えておくことは、高温、高密度プラズマを生成させるための必要条件である。また、最近注目を集めている逆転磁場配位を持つプラズマの生成においては、予備電離プラズマの状態ばかりではなく、逆転磁場配位中に捕捉された逆バイアス磁束の量が重要となる。すなわち、逆転磁場 θ ピンチにより生成されたプラズマの寿命は捕捉磁束と関連しているため、高バイアス磁場の領域へと研究対象が移って来たためである。本研究の第二として、Z放電の後で θ 放電を行い、生成、保持されたプラズマの特性を調べた。

直線型 θ ピンチ装置の最大の欠点は開いた磁場に沿ってコイル端からプラズマが損失する点にある。そのため古くからプラズマ端損失に関する研究が行われてきたが、コイル端近傍および外部での損失プラズマの振舞いに関する報告は少ない。また、高温、高密度プラズマの端損

失は、現在においても未解決の問題として残されている。本研究の第三として、端損失プラズマの損失後の速度を測定するとともに、コイル端で重要となる荷電効果の影響および誘導電界型高周波コイルの利用について考察を行った。

本論文の構成を以下に示す。第 1 章 序論、第 2 章 研究目的に続いて、第 3 章では、Z 放電により生成されるプラズマ中の水素原子密度の時間変化および径方向分布について述べる。水素原子密度は、励起水素原子から放射される異なる 2 本のスペクトル線強度を同時測定し、その比を用いて求める。ここでは、水素原子密度は、電子密度が最大となる時刻では十分に小さくなっていることを示す。更に、その径方向分布は中心軸上で低く、管壁付近の密度は中心軸上の値の 2 倍程度になることを示す。第 4 章では、軸方向磁場と方位角方向電流を持つ特異な放電形式である θ 放電の特性について述べる。ここでは Z 放電により生成された予備電離プラズマに θ 放電で軸方向磁場を印加した場合、磁場は予備電離プラズマ内に穏やかに浸透し、静かで一様な高電離プラズマが保持されることを示す。第 5 章では、 θ ピンチの欠点であるプラズマ端損失について述べる。ここでは、端損失に影響を与える空間電荷効果および電荷交換反応の重要性を考察し、誘導電界型高周波コイルの利用についても述べる。第 6 章は、総括である。

参 考 文 献

1) 野畑、大谷：電気学会論文誌 104 - A (1984)

223.

3. Z 放 電 プ ラ ズ マ 中 の 水 素 原 子 密 度 測 定

3.1 は じ め に

核融合装置の一つである θ ピンチ装置における予備電離の重要性は、早くから気づかれておりながら、¹⁾ 予備電離プラズマの特性自身に関する詳しい研究（特に、中性粒子密度に関する研究）は、これまでほとんど発表されなかったと言ってよい。 θ ピンチを予備電離放電なしで行うと、期待されるような高温、高密度プラズマは生成できない。すなわち、放電の第1半周期ではプラズマの発生が弱く、第2または第3半周期から絶縁破壊が起こりプラズマが発生する。^{2,3)} θ ピンチの効率を考えた場合、加熱効率を高くすること及びプラズマに注入されるエネルギーの損失を防ぐことが重要である。このエネルギー損失の中には、封入気体の解離および電離のために失われるエネルギーや中性粒子と高温イオンとの衝突により失われるエネルギーも含まれる。また、従来から用いられてきた予備電離方式はプラズマのピンチ効果を用いたものが多く、生成されたプラズマは一様ではなく、管壁に中性粒子が多く残る。そのため、主放電の際に封入気体の絶縁破壊を均一に再現性よく行うことができず、主放電後も管壁に中性粒子が残る。我々は、 θ ピ

ピンチを効率よく行い、また安定なプラズマを得るためには、電離度が十分に高く、なおかつ静かで一様な予備電離プラズマを用いることが必要であると考えている。水素を封入気体として用い、このような特長を持つプラズマを生成させるための方法として、Z放電をピンチさせない状態で行う方式を研究した。

水素プラズマ中の構成粒子は、水素原子イオン、電子、中性水素粒子およびわずかな不純物（炭素、窒素、酸素等）からなる。予備電離プラズマの電子温度は数 eV 程度なので、以下の理由から水素分子の解離は水素原子および分子の電離よりも、はるかに起こりやすいと考えられる。水素分子が基底状態 $X^1\Sigma_g^+$ から電子衝突によって状態 $b^3\Sigma_u^+$ に励起されて、解離するのに必要なエネルギーは 8.8 eV である。一方、水素原子および水素分子の電離エネルギーは、それぞれ 13.6 及び 15.6 eV である。更に、これらの反応断面積も数 eV の電子温度程度では解離の方が大きい。^{4,5)} したがって、封入気体が十分に電離している状態では、水素分子の大部分も解離していると考えてよい。

ピンチをさせない状態でZ放電を用いた場合、電離度の高いプラズマが得られるので、⁶⁾ 電子密度、電子温度および水素原子密度がプラズマの基本的な物理量として重要である。特に中性原子は高温プラズマに対して悪影響をおよぼす。θピンチで生成される予備電離プラズマ

中に中性粒子が残っていると、プラズマに注入されたエネルギーが主放電開始時および放電中にそれら中性粒子を解離または電離するために浪費されるばかりではなく、中性粒子との衝突により高温イオンのエネルギーが奪われてしまうからである。したがって、予備電離プラズマ中の中性粒子密度を低くすることは重要である。

しかし、これまで予備電離プラズマの電子密度および電子温度についてはいくつかの研究が行われてきたが、中性原子密度の測定は、ほとんど行われていない。最近、高温プラズマに対する中性原子密度の測定法として、レーザー蛍光法が報告されている。⁷⁾ しかしながら、この方法は $n_e > 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 又は $kT_e < 100 \text{ eV}$ のプラズマに対しては誤差が大きくなるので、⁸⁾ 我々が対象としている予備電離プラズマ中の中性原子密度の測定には適用できない。したがって、我々は分光測定法を利用し、スペクトル線強度比より予備電離プラズマ中の中性原子密度を測定した。^{9, 10)}

3.2 水 素 原 子 密 度 測 定 の 原 理

A. スペクトル線強度

電子衝突による中性原子の励起は、電離気体中の励起過程の中でも頻繁に起こる反応である。とりわけ低温プラズマ中の中性原子の励起は、大部分がこの電子衝突によるものである。また、電子温度が数 eV 程度の水素プラズマ中では、解離した水素原子の大部分は基底状態にある。したがって主量子数 $n = 3$ への水素原子の励起は、主に基底状態 ($n = 1$) にある水素原子が電子と衝突することにより起こると考えてよい。準位 $n = 1$ から $n = 3$ への励起断面積 σ_{α} と電子の速度分布関数が与えられると、位置 r における単位時間、単位体積当りの水素原子の励起数 n_3 は、

$$n_3(r) = n_e(r) n_H(r) \langle \sigma_{\alpha} v_e \rangle \quad (3.1)$$

で与えられる。ここで、 $n_e(r)$ 、 $n_H(r)$ 及び v_e は、それぞれ位置 r における電子密度、基底状態にある水素原子密度および電子の速度であり、記号 $\langle \rangle$ は速度分布関数に対する平均を表す。準位 $n = 3$ に励起された水素原子は、非常に短い寿命 ($\sim 10^{-8} \text{ s}^{11}$) で準位 $n = 2$ への遷移を起こし、光を放出する。したがって、 H_{α} スペクトル線の放射強度 ϵ_{α} は、

$$\varepsilon_{\alpha}(\tau) = h\nu_{\alpha} A_{\alpha} n_3 = h\nu_{\alpha} n_e(\tau) n_H(\tau) A_{\alpha} \langle \sigma_{\alpha} v_e \rangle \quad (3.2)$$

と表される。ここで、 h 、 ν_{α} 及び A_{α} は、それぞれプランクの定数、 H_{α} スペクトル線（波長 656.3 nm）の振動数および準位 $n = 3$ から $n = 2$ への遷移確率である。

水素原子の励起断面積 σ_{α} は、準位 $n = 3$ に対する励起エネルギー E_{α} ($= 12.07$ eV) から傾き C_{α} でほぼ直線的に立ち上がる。¹²⁾ 一方、対象としているプラズマの電子温度は数 eV 程度で、これは励起エネルギー E_{α} よりも小さい。しかも、励起エネルギー以上のエネルギーを持つ電子の数は急激に減少するので、式 (3.2) の値 ε_{α} は励起エネルギー付近の励起断面積 $\sigma_{\alpha}(E)$ の値だけでほぼ決定される。したがって、 H_{α} スペクトル線の放射強度 ε_{α} を計算する場合、励起断面積 σ_{α} を電子のエネルギー E に対して

$$\sigma_{\alpha}(E) = \begin{cases} C_{\alpha}(E - E_{\alpha}) & E \geq E_{\alpha} \\ 0 & E < E_{\alpha} \end{cases} \quad (3.3)$$

と近似することができる。その場合、温度 T_e の Maxwell 速度分布関数 $f(E)$ に対して平均化されたスペクトル線の強度 ε_{α} は、

$$\varepsilon_{\alpha}(\tau) = h\nu_{\alpha} n_e(\tau) n_H(\tau) A_{\alpha} \int_0^{\infty} \sigma_{\alpha}(E) v_e f(E) dE$$

$$\begin{aligned}
&= h\nu_{\alpha} n_e(r) n_H(r) A_{\alpha} \int_{E_{\alpha}}^{\infty} [C_{\alpha} (E - E_{\alpha}) \left(\frac{2E}{m_e}\right)^{1/2} \\
&\quad \times \left\{ 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT_e}\right)^{3/2} \left(\frac{2E}{m_e}\right) \exp(-E/kT_e) \right\} \frac{dE}{(2m_e E)^{1/2}}] \\
&= h\nu_{\alpha} n_e(r) n_H(r) A_{\alpha} 4\pi C_{\alpha} \frac{2}{m_e^2} \left(\frac{m_e}{2\pi kT_e}\right)^{3/2} \\
&\quad \times \int_{E_{\alpha}}^{\infty} (E - E_{\alpha}) E \exp(-E/kT_e) dE \\
&= h\nu_{\alpha} n_e(r) n_H(r) A_{\alpha} C_{\alpha} \left(\frac{8}{\pi m_e}\right)^{1/2} (kT_e)^{1/2} (E_{\alpha} + 2kT_e) \exp(-E_{\alpha}/kT_e) \\
&= K_{\alpha} n_e(r) n_H(r) S_{\alpha}(kT_e) \tag{3.4}
\end{aligned}$$

となる。ここで、

$$K_{\alpha} = C_{\alpha} h\nu_{\alpha} A_{\alpha} \left(\frac{8}{\pi m_e}\right)^{1/2}, \tag{3.5}$$

$$S_{\alpha}(kT_e) = (kT_e)^{1/2} (E_{\alpha} + 2kT_e) \exp(-E_{\alpha}/kT_e) \tag{3.6}$$

である。上式で、 m_e と k は、電子の質量およびボルツマン定数である。

スペクトル線の放射強度 ε_{α} が与えられると、
 図 3.1 に示すように放電管中心軸から距離 y の弦 c に
 沿って分光器に入射するスペクトル線強度 $I_{\alpha}(y)$ は、

$$I_{\alpha}(y) = \frac{1}{4\pi} \int_V \Delta\Omega(\mathbf{r}) \epsilon_{\alpha}(\mathbf{r}) dV \quad (3.7)$$

で与えられる。ここで、 $\Delta\Omega(\mathbf{r})$ は、弦上の点 \mathbf{r} に対して分光器の入射口が張る立体角である。積分は放電管半径を r_w として、弦 c の長さ $l_c = 2(r_w^2 - y^2)^{1/2}$ と分光器の入射口がスリットを通してプラズマを見込む断面積 A の積で表される体積 V 全体にわたって行う。分光器の入射口と点 \mathbf{r} との距離が長さ l_c よりも充分長く、断面積 A の径の大きさが長さ l_c よりも充分に小さいとき、式 (3.7) は弦 c に沿っての線積分に還元され、 $\Delta\Omega$ は定数として積分の外に出すことができる。弦 c に沿っての線素を dx とすると

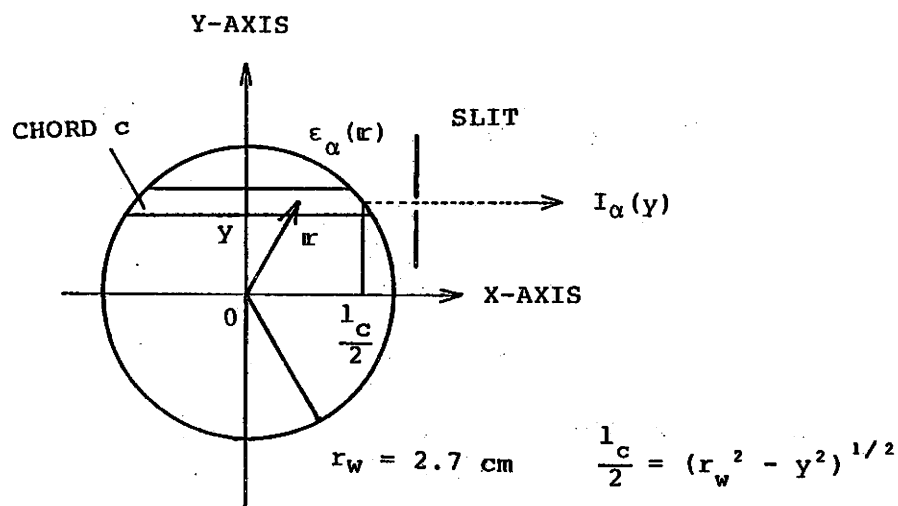


図 3.1 スペクトル線強度 $I_{\alpha}(y)$ と放電管中心軸から距離 y の弦 c

$$I_{\alpha}(y) = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} A \int_C \varepsilon_{\alpha}(r) dx \quad (3.8)$$

で与えられる。Z放電により生成されるプラズマの電子密度分布 $n_e(r)$ は、第3.4節 Aで示すようにプラズマの断面にわたって一様である。更に、電子温度 $T_e(r)$ もプラズマの断面にわたって一様であると仮定すれば、スペクトル線強度 $I_{\alpha}(y)$ は弦 c に沿って平均化された水素原子密度 $\bar{n}_H(y)$ を用いて

$$\begin{aligned} I_{\alpha}(y) &= \frac{\Delta\Omega}{4\pi} A K_{\alpha} S_{\alpha}(kT_e) \int_C n_e(r) n_H(r) dx \\ &= \frac{\Delta\Omega}{4\pi} A l_c K_{\alpha} S_{\alpha}(kT_e) n_{e0} \bar{n}_H(y) \end{aligned} \quad (3.9)$$

と書き表すことができる。ここで、 n_{e0} は中心軸上の電子密度である。

同様の手順により、 H_{β} スペクトル線強度 $I_{\beta}(y)$ は、添字 α を β に書き換えて

$$I_{\beta}(y) = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} A l_c K_{\beta} S_{\beta}(kT_e) n_{e0} \bar{n}_H(y) \quad (3.10)$$

となる。 H_{β} 線 (準位 $n=4$ から $n=2$ への遷移、波長 486.3 nm) に対応する励起エネルギーは、 $E_{\beta} = 12.73 \text{ eV}$ である。

B. 水素原子密度比の計算法

異なる放電条件 q ($q = 1$ 又は 2) で、2つのスペクトル線強度 I_p ($p = \alpha$ 又は β) を同時測定すると、弦に沿って平均化された水素原子密度 \bar{n}_H を含む4つの方程式が得られる。

$$I_{pq}(y) = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} A l_c K_p n_{e0,q} \bar{n}_{Hq}(y) S_p(kT_{eq}) \quad (3.11)$$

ここで、

$$K_p = C_p h \nu_p A_p \left(\frac{8}{\pi m_e} \right)^{1/2}, \quad (3.12)$$

$$S_p(kT_{eq}) = (kT_{eq})^{1/2} (E_p + 2kT_{eq}) \exp(-E_p/kT_{eq}) \quad (3.13)$$

である。上式で、放電条件1と2における H_α 線に対する比をとると、

$$\begin{aligned} \frac{I_{\alpha 2}}{I_{\alpha 1}} &= \frac{\frac{\Delta\Omega}{4\pi} A l_c K_\alpha n_{e0,2} \bar{n}_{H2} S_\alpha(kT_{e2})}{\frac{\Delta\Omega}{4\pi} A l_c K_\alpha n_{e0,1} \bar{n}_{H1} S_\alpha(kT_{e1})} \\ &= \frac{n_{e0,2} \bar{n}_{H2} S_\alpha(kT_{e2})}{n_{e0,1} \bar{n}_{H1} S_\alpha(kT_{e1})} \end{aligned} \quad (3.14)$$

故に、

$$\frac{\bar{n}_{H2}}{\bar{n}_{H1}} = \frac{n_{e0,1} I_{\alpha 2} S_\alpha(kT_{e1})}{n_{e0,2} I_{\alpha 1} S_\alpha(kT_{e2})}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{n_{e0,1} I_{\alpha 2} (kT_{e1})^{1/2} \exp(-E_{\alpha}/kT_{e1})}{n_{e0,2} I_{\alpha 1} (kT_{e2})^{1/2} \exp(-E_{\alpha}/kT_{e2})} \\
&= \frac{n_{e0,1} I_{\alpha 2}}{n_{e0,2} I_{\alpha 1}} \left(\frac{kT_{e1}}{kT_{e2}}\right)^{1/2} \exp[E_{\alpha} \left(\frac{1}{kT_{e2}} - \frac{1}{kT_{e1}}\right)] \quad (3.15)
\end{aligned}$$

この計算において、プラズマの温度変化は小さく、

$$|E_{\alpha} + 2kT_{e2}| \gg |kT_{e1} - kT_{e2}| \text{ として、}$$

$$\frac{E_{\alpha} + 2kT_{e1}}{E_{\alpha} + 2kT_{e2}} = 1 + \frac{kT_{e1} - kT_{e2}}{E_{\alpha} + 2kT_{e2}} \approx 1 \quad (3.16)$$

と近似した。式(3.14)で添字 α を β に置き換えると、放電条件 1 と 2 における H_{β} 線に対する比 $I_{\beta 2} / I_{\beta 1}$ が得られる。これらの比をとると、

$$\begin{aligned}
\frac{I_{\alpha 1} I_{\beta 2}}{I_{\beta 1} I_{\alpha 2}} &= \frac{\frac{\Delta\Omega}{4\pi} A l_c K_{\alpha} n_{e0,1} \bar{n}_{H1} S_{\alpha}(kT_{e1})}{\frac{\Delta\Omega}{4\pi} A l_c K_{\beta} n_{e0,1} \bar{n}_{H1} S_{\beta}(kT_{e1})} \\
&\times \frac{\frac{\Delta\Omega}{4\pi} A l_c K_{\beta} n_{e0,2} \bar{n}_{H2} S_{\beta}(kT_{e2})}{\frac{\Delta\Omega}{4\pi} A l_c K_{\alpha} n_{e0,2} \bar{n}_{H2} S_{\alpha}(kT_{e2})} \\
&= \frac{S_{\alpha}(kT_{e1}) S_{\beta}(kT_{e2})}{S_{\beta}(kT_{e1}) S_{\alpha}(kT_{e2})}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \approx \frac{(kT_{e1})^{1/2} \exp(-E_{\alpha}/kT_{e1})}{(kT_{e1})^{1/2} \exp(-E_{\beta}/kT_{e1})} \frac{(kT_{e2})^{1/2} \exp(-E_{\beta}/kT_{e2})}{(kT_{e2})^{1/2} \exp(-E_{\alpha}/kT_{e2})} \\
& = \exp[-(E_{\beta} - E_{\alpha}) \left(\frac{1}{kT_{e2}} - \frac{1}{kT_{e1}} \right)] \quad (3.17)
\end{aligned}$$

となる。したがって、2組の同時測定されたスペクトル線強度の比より電子温度の逆数の差が計算できる。

第3.4節Bで示すように、他の方法で電子温度 kT_{e1} が分かれば、これを式(3.15)に代入してプラズマ中の水素原子密度比を求めることができる。

3.3 実験装置および測定装置

実験装置および測定装置は、Z放電装置、Mach-Zehnder干渉計および分光測定装置からなる。全体の構成を図3.2に示す。

A. Z放電装置

放電管は長さ186 cm、内径5.4 cm、外径6.0 cmのパイレックスガラス製で、両端にZ放電用電極が取り付けられている。電極は真ちゅう製のリング型電極で、中央部には直径4.4 cmの孔が空けてあるのでレーザービームを軸方向に通すことができる。これら電極の外側には、更に長さ50 cmで同径のガラス管が取り付けられてあり、端部はガラス板で蓋をしてある。これらの継目部分の真空シール材にはバイトン製のOリングを使用した。陰極外側の放電管はT字型で、そのうちの一方は排気装置と接続されている。排気装置は6インチと2インチの油拡散ポンプを直列接続して動作させており、ベーキングを充分に行った状態で放電管内の到達真空度は $2 - 3 \times 10^{-6}$ Torrであった。実験手順は、真空ポンプの排気口のバルブを閉めた後、放電管内に水素を封入する方法を用いた。測定によれば、排気口のバルブを閉めた後、Z放電を行うまでの間に放電管内の真空度は、 2×10^{-4} Torr程度まで上昇したので、不純物の混入割合は水素封入気

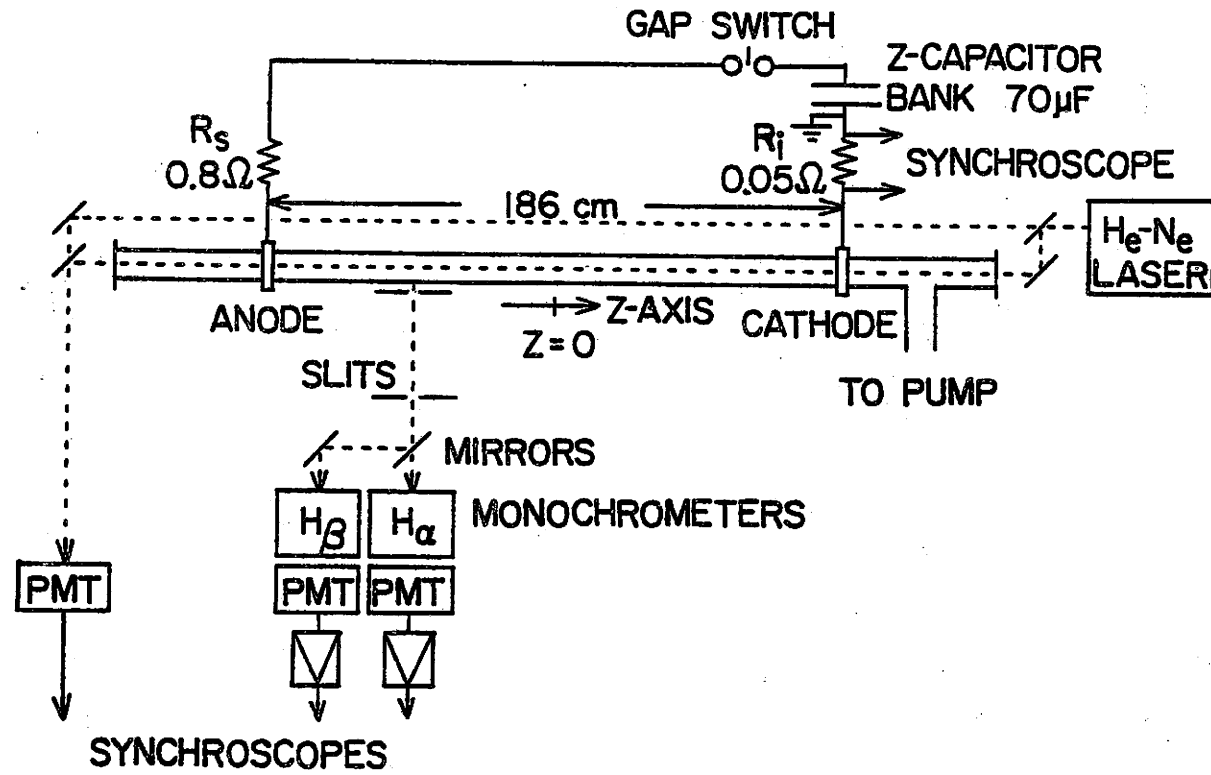


図 3.2 実験装置および測定装置

圧 ($p = 10 - 40 \text{ mTorr}$) に対して 1% 程度の大きさとなる。

放電装置は、容量 $70 \mu\text{F}$ 、耐圧 20 kV のコンデンサーバンクが 0.8Ω の電流制限用直列抵抗を通して放電電極と接続されている。Z放電の開始はギャップスイッチで行った。また、Z放電電流は陰極とアース間に直列に挿入された低抵抗 (0.05Ω) 間に発生する電圧により測定した。実験結果によれば、Z充電電圧が数 kV の場合でも絶縁破壊が起こらない場合があったため、必要に応じて高周波放電を重畳してZ放電の絶縁破壊を起こりやすくさせた。このとき、Z放電により生成されたプラズマの特性に高周波放電が影響を与えることはなかった。

Z放電回路の定数を決定するために、直列抵抗 (0.8Ω) を回路からはずし、陽極と陰極間を太いケーブル線で短絡した状態でZ放電を行った。シンクロスコープで観測されたZ放電電流は、図 3.3 に示すように通常の減衰振動波形を示した。したがって、Z放電回路が R 、 L 、 C の直列接続回路で近似できると仮定すると、Z放電電流 I_z は充電電圧を V_z として $I_z = (V_z / \omega L) \exp(-\gamma t) \sin \omega t$ で表される。測定されたZ放電電流波形より 1 周期の平均 T と 1 周期の間の電流減衰割合の平均 K を求めると、それぞれ $T = 171 \mu\text{s}$ 、 $K = 1/3.36$ であった。Z放電回路の容量 C がZ放電

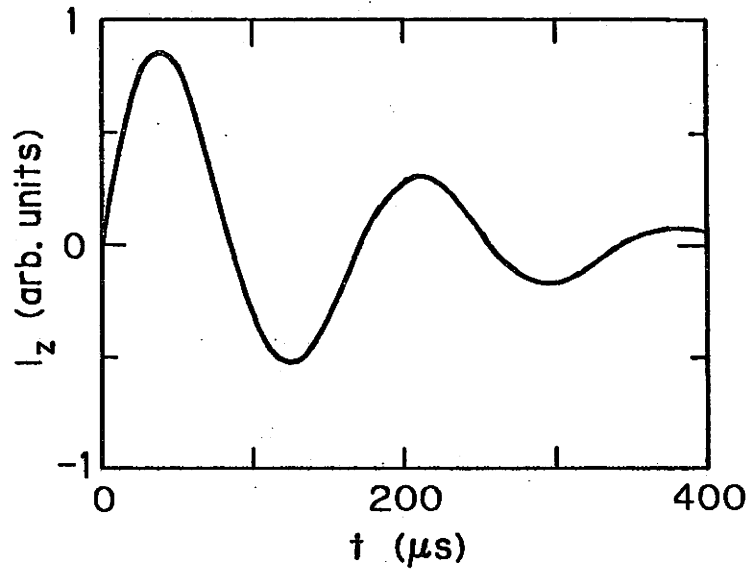


図 3.3 電流制限用抵抗を取り外し、放電電極間を短絡した場合の Z 放電電流波形

表 3.1 Z 放電回路の回路定数 (電流制限用抵抗を除く)

R (Ω)	L (μH)	C _Z (μF)	γ (10 ⁴ /s)	ω (10 ⁴ rad/s)
0.14	10	70	0.71	3.7

$$I_z = \frac{V_z}{\omega L} \exp(-\gamma t) \sin \omega t; \quad \gamma = \frac{R}{2L}, \quad \omega = \left(\frac{1}{LC_z} - \gamma^2 \right)^{1/2}$$

$$\omega = 2\pi/T, \quad \gamma = -\frac{1}{T} \ln K, \quad L = \frac{1}{C_z(\gamma^2 + \omega^2)}, \quad R = 2\gamma L$$

用コンデンサーバンクの容量 C_z に等しいと仮定すると、Z放電回路の定数は表 3.1 に示すように決定される。ただし、この回路定数の中には電流制限用直列抵抗は含まれておらず、Z放電電流測定用抵抗は含まれている。

B. Mach-Zehnder 干渉計

プラズマの電子密度測定には、 H_e-N_e レーザー（波長 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ ）を用いた Mach-Zehnder 干渉法を利用した。プラズマの電子密度が n_e の場合、その屈折率 N は角周波数 ω ($= 2\pi c/\lambda$ 、 c は真空中の光速) の電磁波に対して

$$N = [1 - (\omega_p / \omega)^2]^{1/2}, \quad (3.18)$$

$$\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \quad (3.19)$$

で与えられる。¹³⁾ ただし、 ω_p はプラズマ周波数であり、 e 、 ϵ_0 及び m_e は、それぞれ電子の電荷、真空中の誘電率および電子の質量である。レーザー干渉法では、プラズマの屈折率の変化をフリンジの変化として測定する。プラズマの長さを l_p とすると、フリンジの変化 $\Delta\phi$ は、電磁波の波長を λ として

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{(1 - N) l_p}{\lambda} \quad (\text{rad}) \quad (3.20)$$

となる。Z放電により生成されるプラズマの密度は、

$$n_e \lesssim 10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ だから}$$

$$(\omega_p / \omega)^2 \lesssim 4 \times 10^{-7} \ll 1 \quad (3.21)$$

が成り立つ。このとき軸方向に平均された電子密度は

$$\Delta\phi \approx \frac{2\pi l_p}{\lambda} \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 = \frac{\pi l_p}{\lambda} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2, \quad (3.22)$$

$$n_e = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{\pi e^2} \frac{\lambda}{l_p} \Delta\phi = 3.02 \times 10^{14} \Delta\phi \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (3.23)$$

で与えられる。

次に、フリッジの変化 $\Delta\phi$ の測定法について述べる。光電子増倍管に入射する He-N_e レーザービームは、空气中を伝播するビーム（電界 $E_1 \cos(\omega t + \phi_1)$ ）と放電管内を伝播するビーム（電界 $E_2 \cos(\omega t + \phi_2)$ ）をベクトル的に合成したものである。ここで、 ϕ_1 と ϕ_2 はビームの位相を表す。光電子増倍管に得られる出力 I_d は、電界強度の2乗を1周期にわたって時間的に平均した量に比例する。比例定数を C_d とすると出力 I_d は、

$$I_d = C_d \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} \{E_1 \cos(\omega t + \phi_1) + E_2 \cos(\omega t + \phi_2)\}^2 dt$$

$$= \frac{C_d(E_1^2 + E_2^2)}{2} - C_d E_1 E_2 + 2C_d E_1 E_2 \frac{1 + \cos(\phi_1 - \phi_2)}{2} \quad (3.24)$$

で与えられる。式(3.24)の第1項および第2項の直流分をコンデンサーによりカットすれば、出力 I_d を

$$I_d = 2C_d E_1 E_2 \frac{1 + \cos(\phi_1 - \phi_2)}{2} = I_{dmax} \frac{1 + \cos(\phi_1 - \phi_2)}{2} \quad (3.25)$$

とおくことができる。位相差 $\phi_1 - \phi_2$ は、

$$\phi_1 - \phi_2 = \phi_{1v} + \phi_t - \phi_{2v} - \Delta\phi \quad (3.26)$$

で与えられる。ここで、 ϕ_t 及び $\Delta\phi$ はそれぞれ外部からミラーに伝わる機械的振動およびプラズマにより発生するフリンジの変化である。位相差 $\phi_{1v} - \phi_{2v}$ は、それらがない場合の2本のビーム間の位相差であり、定数である。このとき放電管内にプラズマが存在する場合の出力 I_{dp} と真空の場合の出力 I_{dv} は、それぞれ

$$I_{dp} = I_{dmax} \frac{1 + \cos(\phi_{1v} + \phi_t - \phi_{2v} - \Delta\phi)}{2} \quad (3.27)$$

$$I_{dv} = I_{dmax} \frac{1 + \cos(\phi_{1v} + \phi_t - \phi_{2v})}{2} \quad (3.28)$$

で表される。したがって、プラズマが存在することによ

り発生するフリンジの変化 $\Delta\phi$ は

$$\Delta\phi = \cos^{-1}\left(2\frac{I_{dv}}{I_{dmax}} - 1\right) - \cos^{-1}\left(2\frac{I_{dp}}{I_{dmax}} - 1\right) \quad (3.29)$$

で与えられる。ここで I_{dp} 、 I_{dv} 及び I_{dmax} は、図 3.4 に示すようにしてフリンジ波形より測定できる。

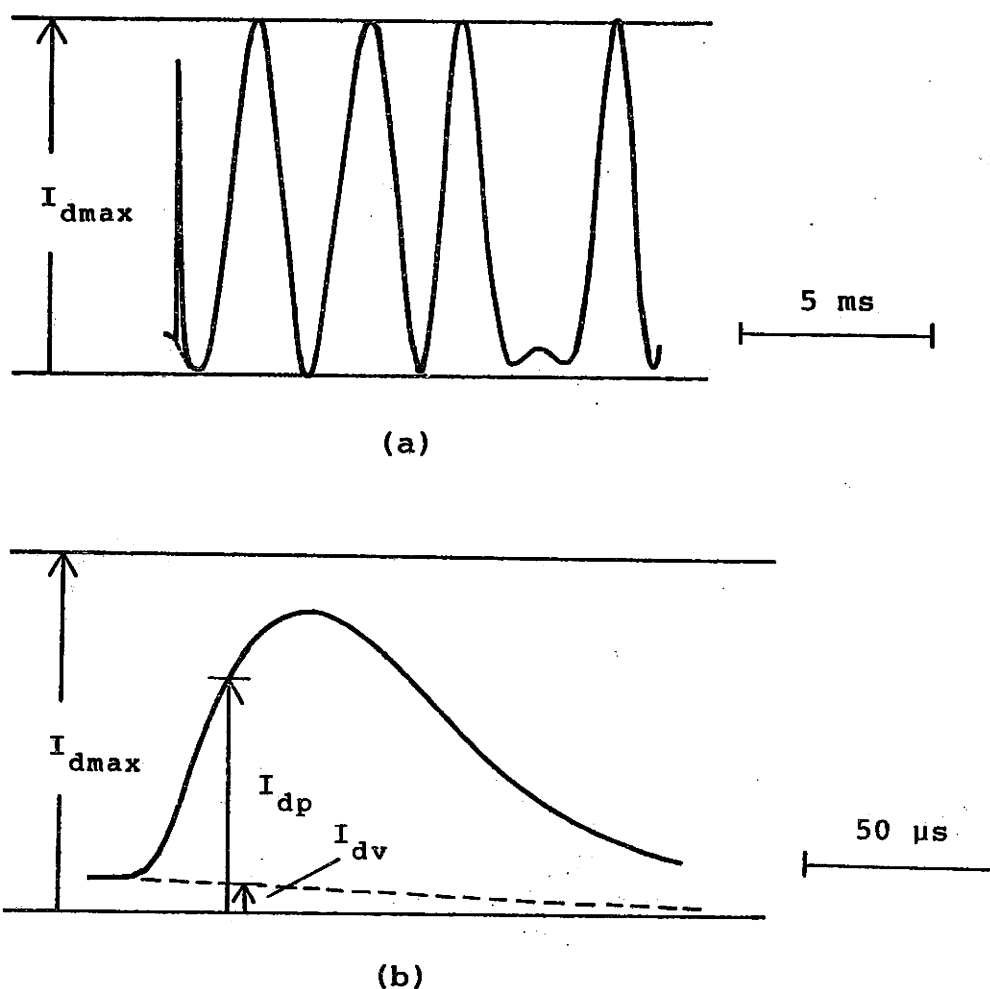
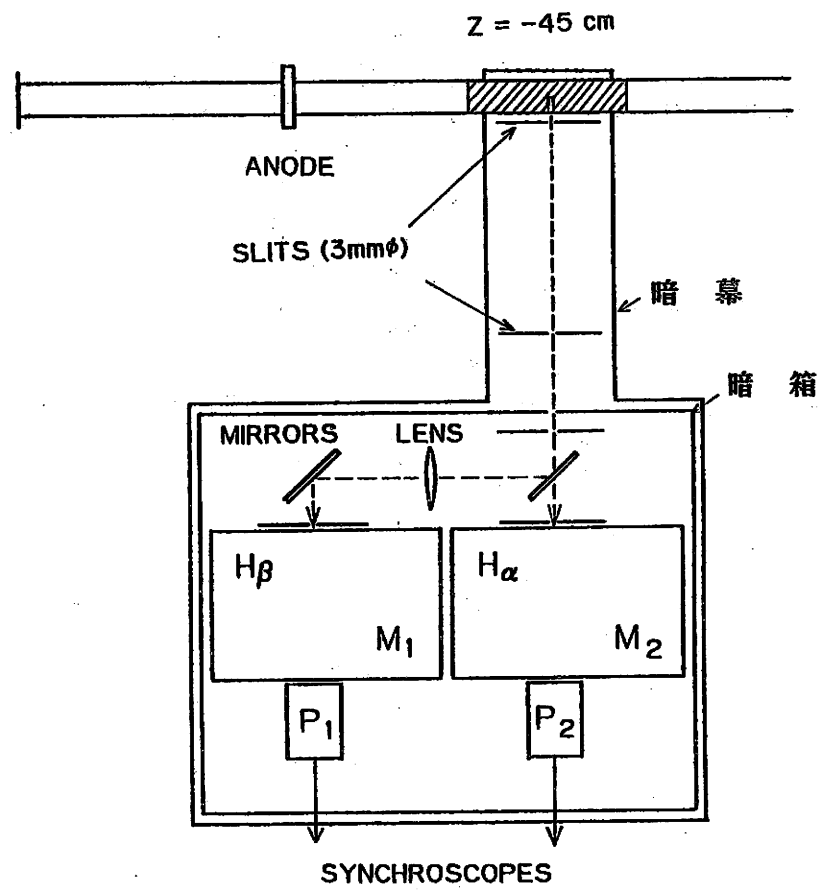


図 3.4 Mach-Zehnder 干渉計により得られるフリンジ波形。(a) 機械的振動により生じるゆっくりしたフリンジの変化、(b) プラズマにより生じる速いフリンジの変化(図(a)のスパイク部分の拡大図)。点線は、プラズマが存在しない場合のフリンジ波形の仮想線を表す。

C. 分光測定装置

分光測定装置の配置を図 3.5 に示す。スペクトル線強度の測定位置は、放電管中央 ($z = 0$) から陽極側へ 45 cm の場所で行った。光源である放電管に黒紙を巻き、一ヶ所のみ幅 0.5 cm、長さ 5 cm のスリットをあけ、ここから放射されるプラズマ光を観測した。高い空間分解能を得るために、40 cm の間隔で置かれた 2 枚のスリット (直径 3 mm の円形スリット) を通して分光器に光を導いた。水素原子から放射される H_{α} 線と H_{β} 線の 2 本のスペクトル線を同時測定するために、半反射鏡と全反射鏡を組み合わせて放射光を 2 本の平行ビームに分けた。また、被測定光以外の光が分光測定装置に入り込まないように装置全体を被測定光以外の光から遮断した。回折格子型分光器 (M_1 、 M_2) を通過した光は、光電子増倍管 (P_1 、 P_2) により電流に変換、増幅される。この電流を更にアンプを用いて増幅した後、シンクロスコープで放射光の強度を同時測定した。



0 50 cm

M : MONOCHROMETERS
P : PHOTOMULTIPLIERS

图 3.5 分光测定装置

3.4 実験結果および考察

A. 電子密度

1. 電子密度の時間変化

まず、電子密度の時間変化を調べることにより、Z放電により生成されるプラズマの電離度が最大となる時刻を明確にする。水素封入気圧 10、20 及び 40 mTorr の場合に対して、放電管中心軸上 ($r = 0$ cm) での電子密度の時間変化を図 3.6 に示す。図中、 $I_{z \max}$ は Z 放電電流の最大値を表し、Z 放電の開始時刻を $t = 0$ にとった。電子密度は、Mach-Zehnder 干渉計で得られたフリンジの変化を電極間隔 (186 cm) で平均した値である。Z 放電で生成されるプラズマは、電極付近の狭い電圧降下部分を除けば、ほぼ一様と考えられるので、このように平均値を用いても誤差は小さい。中心軸上の電子密度は Z 放電の開始と同時に増加し始め、時刻 $t = 50 \mu s$ 付近で最大値に達した。その後、電子密度はゆっくりと減少し $t = 150 - 200 \mu s$ で零付近まで下がった。実験結果によれば、電子密度が最大になる時刻 ($t \approx 50 \mu s$) は、封入気圧 p にはほとんど依存しなかったことが分かる。

次に、図 3.7 に Z 放電電流 $I_{z \max}$ を変化させた場合における中心軸上の電子密度の時間変化を示す。この場

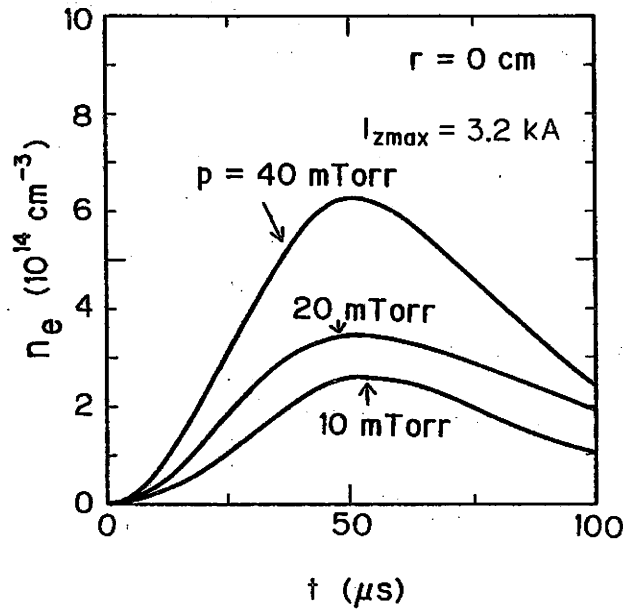


図 3.6 放電管中心軸上の電子密度の時間変化。時刻 $t = 0$ は、Z放電の開始時刻を表す。(封入気圧 p に対する依存性)

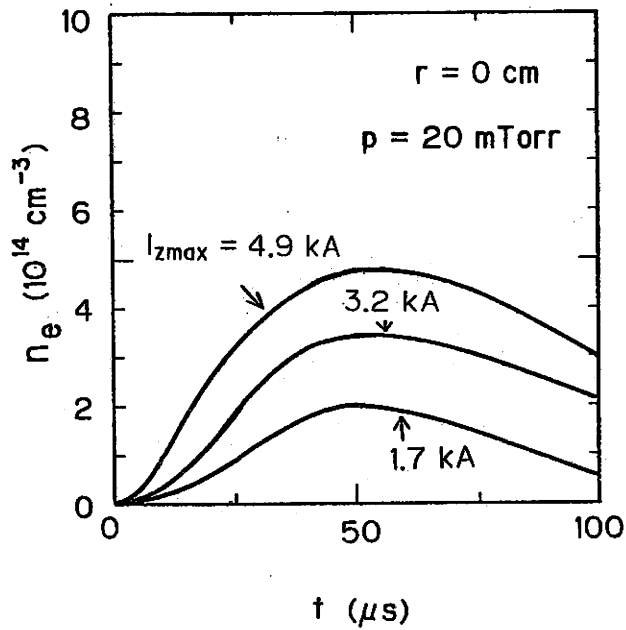


図 3.7 放電管中心軸上の電子密度の時間変化 (Z放電電流 $I_{z\text{max}}$ に対する依存性)

合にも、Z放電電流の最大値が変化しても電子密度が最大になる時刻 ($t \approx 50 \mu s$) は、影響を受けなかったことが分かる。したがって、Z放電を用いてプラズマを生成させる場合、電離度はZ放電電流 $I_{z \max}$ を変化させて調節できる。また、Z放電により生成されたプラズマを利用する場合、電離度は水素封入気圧およびZ放電電流には依存せず、時刻 $t = 50 \mu s$ 付近で最大になることが明らかになった。

ここで、Z放電電流の最大値 $I_{z \max}$ が 4.1 kA の場合における典型的なZ放電電流波形 I_z を図 3.8 に、ラダー回路で分圧して測定した放電電極間の電圧 V_p を図 3.9 に示す。Z放電電流は時刻 $t = 20 \mu s$ 付近で最大値に達し、以後、時間とともにゆっくりと減少した。したがって、Z放電電流が最大になる時刻 ($t \approx 20 \mu s$) と電子密度が最大になる時刻 ($t \approx 50 \mu s$) には、約 $30 \mu s$ の時間的なずれがあることが分かる。また、電極間電圧はZ放電の開始直後に、電流制限用抵抗 (0.8Ω) による電圧降下のために数百 V 程度の値となった。電極間電圧 V_p とZ放電電流 I_z の比より、見かけのプラズマ抵抗 R_p と見かけの軸方向電界 E_z の大きさを見積ることができる。時刻 $t = 50 \mu s$ における値は、それぞれ $R_p = 0.15 \Omega$ 及び $E_z = 2.6 \text{ V/cm}$ であった。図 3.10 に見かけのプラズマ抵抗 R_p の時間変化を示す。但し、ここでは放電電極付近の電圧降下部の影響を

無視しているために、 R_p 及び E_z は実際の値よりもかなり大きい値を与える。それに対し、プラズマインダクタンスによるリアクタンス降下の影響は 10% 程度で小さい。

プラズマの抵抗 ($\sim 0.1 \Omega$) が Z 放電回路のインピーダンス ($\sim 1 \Omega$) よりも小さいために、Z 放電電流の波形は放電条件 (水素封入気圧および Z 放電電流) にほとんど影響されない。Z 放電電流波形は Z 放電回路の特性によりほぼ決まるので、この電流に合うように生成されたプラズマの電子密度の時間変化もまた、放電条件 (水素封入気圧および Z 放電電流) による依存性が小さくなったと考えられる。

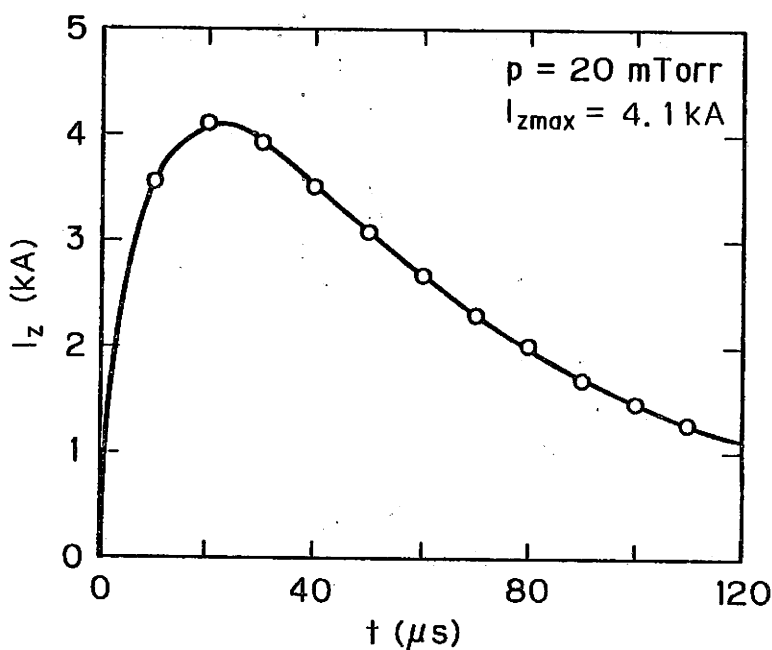


図 3.8 典型的な Z 放電電流 I_z の時間変化

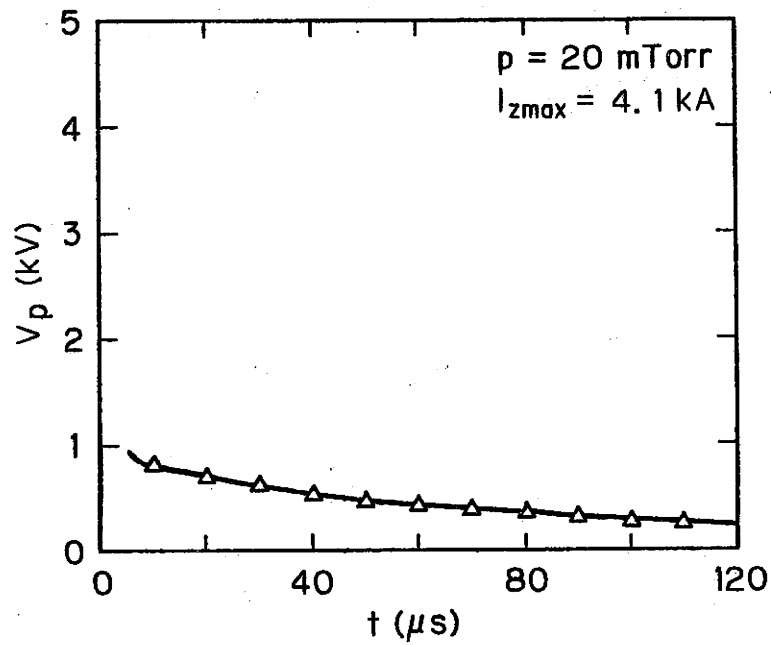


図 3.9 典型的な放電電極間電圧 V_p の時間変化

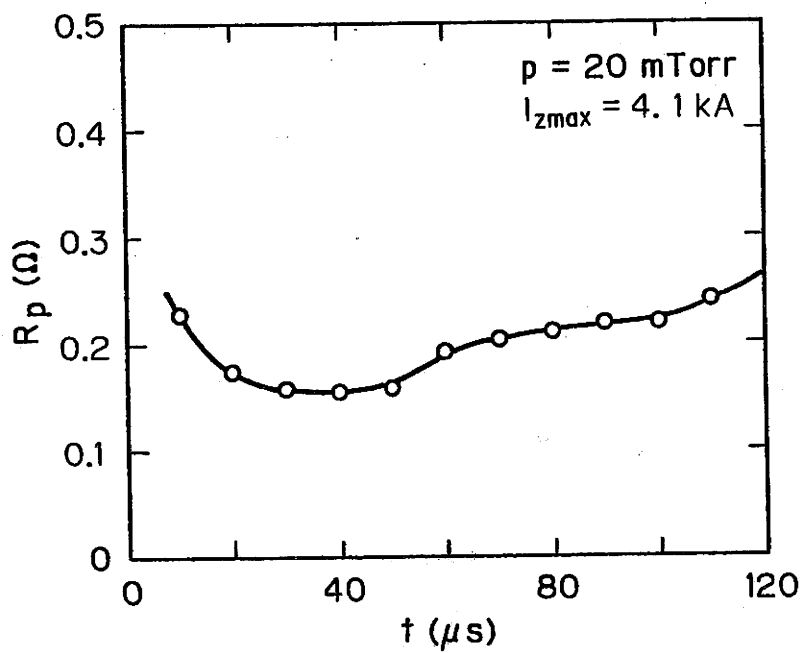


図 3.10 見かけのプラズマ抵抗 R_p の時間変化

2. 電子密度のZ放電電流依存性

図 3.7 から明らかなように、Z放電により生成されるプラズマの電離度は、Z放電電流に大きく依存した。ここではZ放電電流に対する電離度の依存性を明確にする。図 3.11 にZ放電電流 $I_{z \max}$ に対する中心軸上の電子密度の最大値の変化を示す。この図よりZ放電電流が 3 - 4 kA よりも小さい領域では、電子密度 n_e はZ放電電流 $I_{z \max}$ にほぼ比例して増加したことが分かる。この領域よりもZ放電電流が大きくなると、電子密度の増加は緩やかになった。これは、電子密度が低い場合には、中性水素原子が放電管内に残っているために、それらが電子と衝突して電離されるためであると考えられる。一方、プラズマの電離度が高くなると、中性原子密度は低くなるので、それ以上の電離が進む割合がゆっくりになることが考えられる。

次に、これらの測定値よりプラズマの電離度 α を計算した結果を表 3.2 に示す。以後、電離度 α は封入気体（水素分子）が完全電離した場合の電子密度 ($1 \text{ Torr} = 6.44 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) に対する測定された電子密度の比と定義する。この表より、電離度 α はZ放電電流とともに増加したばかりではなく、封入気圧が低い方が電離度が高くなったことが分かる。その理由としては、以下のことが考えられる。封入気圧一定の条件で

Z 放電電流を増加させた場合または Z 放電電流一定の条件下で封入気圧を減少させた場合、封入気圧 p に対する軸方向電界 E_z の比 E_z / p は大きくなる。電子の速度は E_z / p にほぼ比例しており、Z 放電電流が大きいほど、また封入気圧が低いほど電子が他の粒子と衝突する間に獲得するエネルギーは増加する。水素原子が電子と衝突して電離される割合は、対象としている数 eV 程度のプラズマでは電子のエネルギーとともに増加するので、電離度 α は Z 放電電流の増加および封入気圧の低下に対して高くなると考えられる。

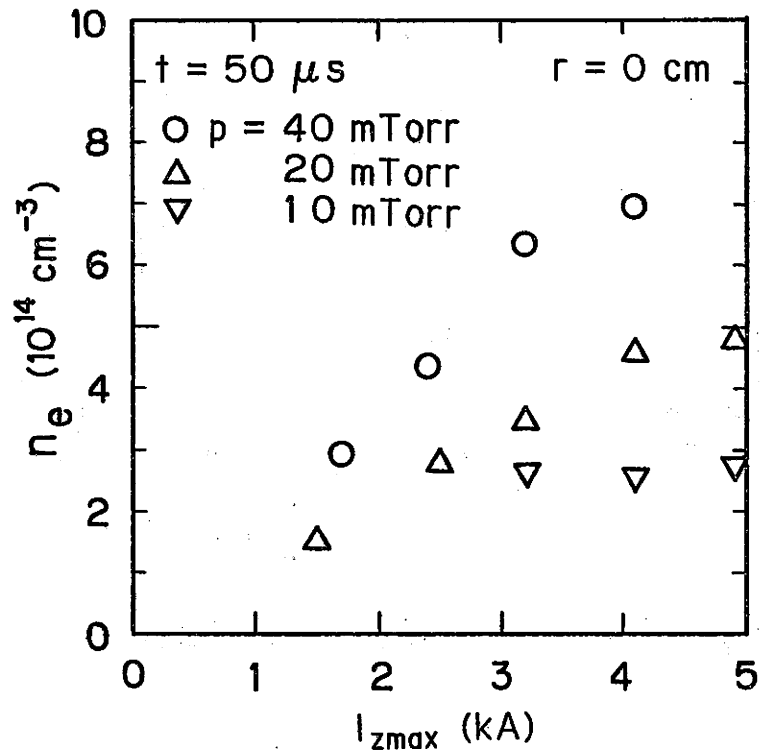


図 3.11 放電管中心軸上の電子密度の封入気圧 p 及び Z 放電電流 I_{zmax} に対する依存性

表 3.2 電離度 α の封入気圧 p 及び Z 放電電流 I_{zmax} に対する依存性

p (mTorr)	$I_{zmax} = 1.7$ (kA)	α			
		2.4	3.2	4.1	4.9
40	0.12	0.17	0.25	0.27	-
20	0.14*	0.23**	0.27	0.36	0.37
10	-	-	0.41	0.40	0.43

*: $I_{zmax} = 1.5$ (kA), **: $I_{zmax} = 2.5$ (kA).

3. 電子密度の径方向分布

Z放電の研究目的の一つに、Zピンチを起こさない静かなプラズマでありながら、電離度が高く管断面上で一様なプラズマを生成させることがある。この観点からすれば、プラズマの電子密度の中心軸上の値ばかりではなく、径方向分布も測定する必要がある。He-N_eレーザーを利用した電子密度測定では、ビームの径が細いので、高い空間分解能が得られる。この特徴を生かして、レーザービームを中心軸に対して平行に移動させることにより、電子密度の径方向分布を測定した。

水素封入気圧 20 Torr の場合における電子密度の径方向分布を図 3.12 - 14 に示す。位置 $r = 2.7 \text{ cm}$ は、放電管の管壁である。放電電極が存在するために、半径 $r = 2 \text{ cm}$ より外側では電子密度は測定できなかったが、これらの図より電子密度は管壁近くまで高いことが分かる。この電子密度分布の一様性は、Z放電により生成されたプラズマの特徴である。ピンチをさせない状態でZ放電を用いた場合に、一様な密度分布が得られる理由としては、Z放電電流により発生する方位角方向の磁場により、管壁へのプラズマの損失が抑制されることが考えられる。

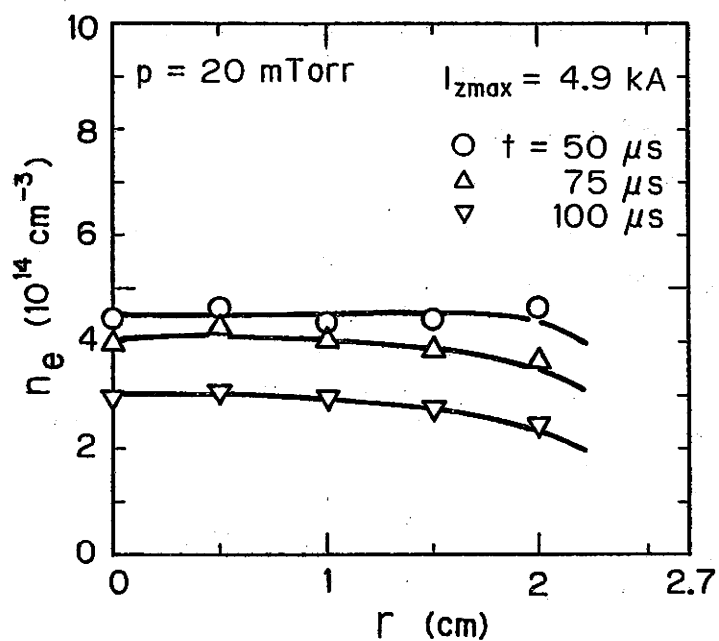


図 3.12 電子密度の径方向分布 ($I_{z \max} = 4.9 \text{ kA}$)。位置 $r = 2.7 \text{ cm}$ は、放電管管壁であり、Z 放電の開始時刻を $t = 0$ にとった。

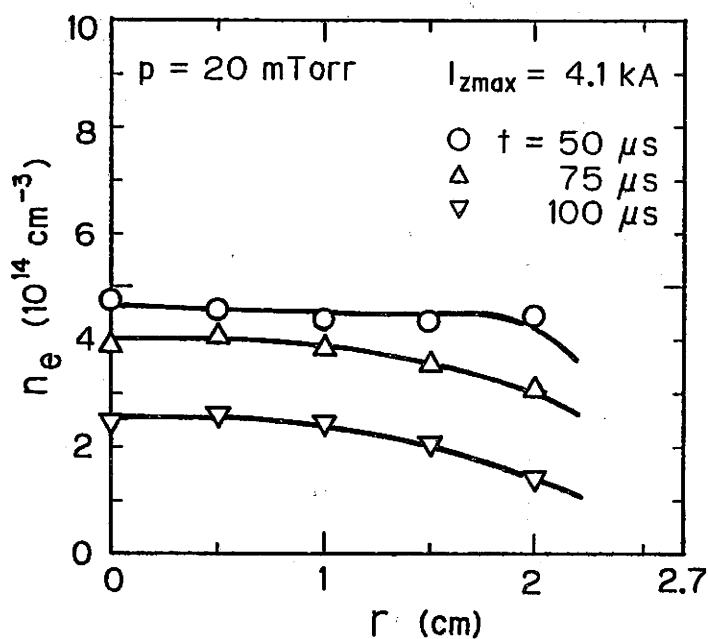


図 3.13 電子密度の径方向分布 ($I_{z \max} = 4.1 \text{ kA}$)

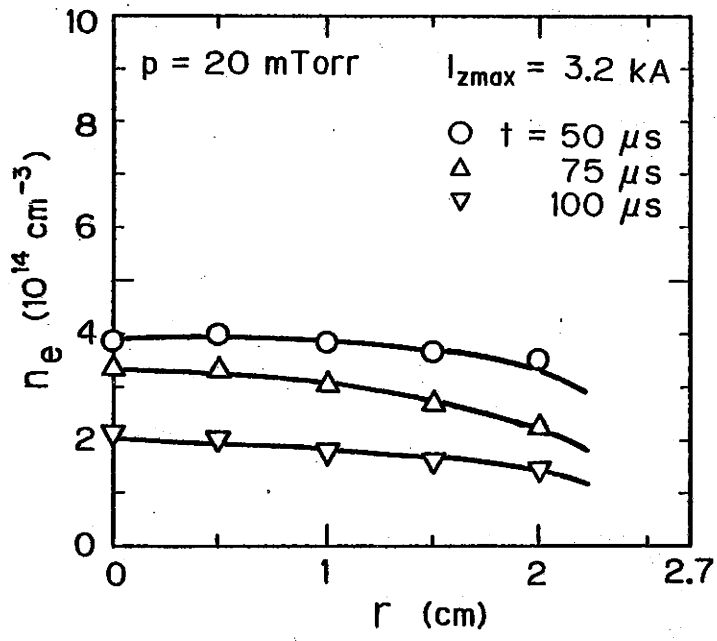


図 3.14 電子密度の径方向分布 ($I_{z\text{max}} = 3.2 \text{ kA}$)

B. 電子温度

1. 放電条件に対する電子温度の変化

式 (3.17) を用いると H_α と H_β のスペクトル線強度比より、プラズマの電子温度 kT_e の逆数の差 $\Delta(1/kT_e)$ を求めることができる。

$$\begin{aligned}\Delta(1/kT_e) &= \frac{1}{kT_{e1}} - \frac{1}{kT_{e2}} \\ &= \frac{1}{E_\beta - E_\alpha} \ln\left(\frac{I_{\alpha 1} I_{\beta 2}}{I_{\beta 1} I_{\alpha 2}}\right)\end{aligned}\quad (3.30)$$

時刻 $t = 50 \mu s$ において得られた結果を図 3.15 に示す。

ここでは、基準の電子温度 kT_{e1} として、放電条件 $p = 20 \text{ Torr}$ 、 $I_{z \text{ max}} = 4.9 \text{ kA}$ の場合 (図中 \blacktriangle 印) を選んだ。プラズマの電子温度が基準の電子温度よりも高い場合、 $\Delta(1/kT_e)$ は正の値をとる。したがって、図 3.15 より各封入気圧に対して Z 放電電流の増加とともにプラズマの電子温度も増加したことが分かる。

式 (3.30) を kT_{e2} について解くと、

$$1/kT_{e2} = 1/kT_{e1} - \Delta(1/kT_e),$$

$$kT_{e2} = \frac{kT_{e1}}{1 + kT_{e1} \cdot \Delta(1/kT_e)} \quad (3.31)$$

となる。図 3.15 より $|\Delta(1/kT_e)| \lesssim 0.1$ であり、また kT_{e1} が数 eV であるとすれば、電子温度の変化は 2 - 3 eV 程度の大きさとなる。

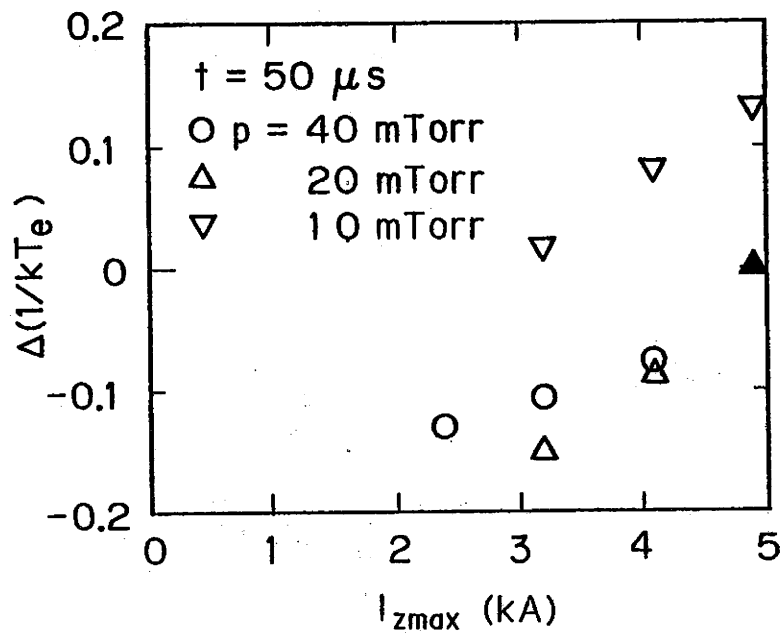


図 3.15 電子温度の逆数の差 $\Delta(1/kT_e)$ の Z 放電電流 I_{zmax} に対する依存性。▲ 印は、基準の電子温度 (kT_{e1}) に対応する。

2. 電子温度の推定

式 (3.15) を用いて水素原子密度の比を計算するためには、プラズマの電子温度を決定する必要がある。ここでは、プラズマのピンチ現象を利用して、電子温度の推定を行った。水素封入気圧 20 mTorr の条件で Z 放電電流を次第に増加させると、ある電流値以上ではプラズマがピンチするようになる。この臨界電流値は、Bennett により求められた。¹⁴⁾ 電子温度 T_e と Z 放電電流 I_z との間に不等式

$$N_e k T_e < \frac{\mu_0 I_z^2}{8\pi} \quad (3.32)$$

が成立する場合、プラズマは Z ピンチする。ここで、 k 、 μ_0 及び N_e は、それぞれボルツマン定数、真空中の透磁率および放電管の単位長さ当りの総電子数である。

図 3.16 に Mach-Zehnder 干渉計により測定されたプラズマの電子密度 n_e (時刻 $t = 50 \mu s$ における中心軸上の値、○印) と Bennett の Z ピンチの境界 (実線) との関係を示す。横軸 I_z は、時刻 $t = 50 \mu s$ における Z 放電電流である。ここで、各実線の右下の斜線領域は、図に示された電子温度を持つプラズマがピンチする領域を表す。実験結果によれば、水素封入気圧 20 mTorr の場合、時刻 $t = 50 \mu s$ において Z 放電電流が 4.3 kA

(●印)ではプラズマはピンチし、3.7 kA (○印)ではピンチする場合もあった。ここで、プラズマがピンチしたかどうかは、Mach-Zehnder 干渉計により得られるフリンジ波形の時間変化により判定した。Z放電電流が小さい領域では、図 3.17 (a) に示すようにフリンジ波形は単調に増加、減少した。この場合、プラズマはピンチしなかったと判断した。一方、Z放電電流が大きい領域では、図 3.17 (b) に示すようにフリンジ波形は不規則に変化した。この場合、プラズマはピンチしたと判断した。この結果より、放電条件 1 ($p = 20 \text{ mTorr}$ 、 $I_{z \text{ max}} = 4.9 \text{ kA}$ 、図 3.16 では ●印に対応) に対する電子温度を $kT_{e1} = 4 \text{ eV}$ として採用し、以後の計算を行った。

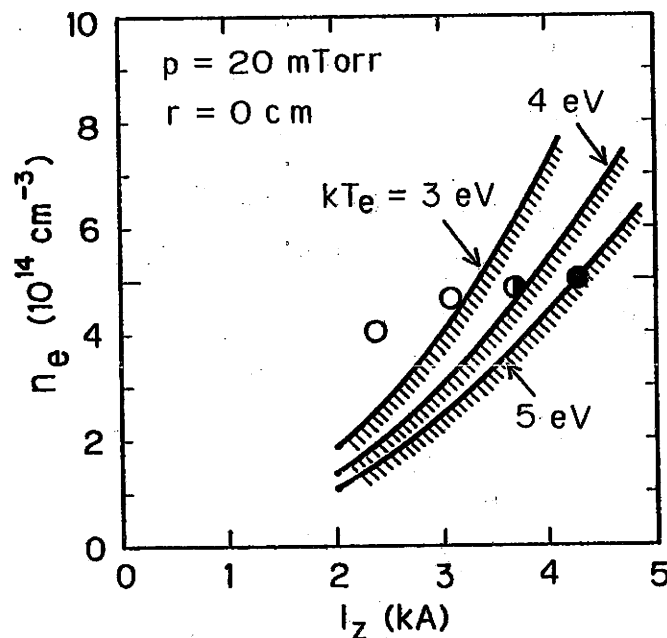
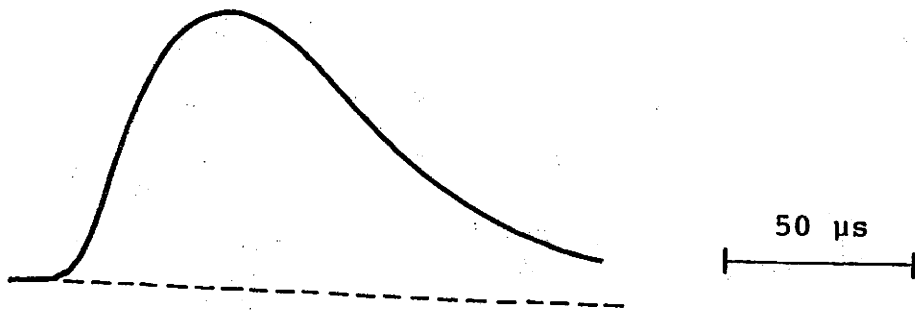
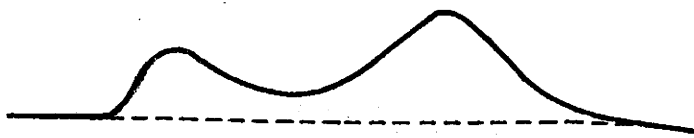


図 3.16 電子密度 (○印) と Bennett の Z ピンチ領域 (斜線領域)。●印ではプラズマがピンチし、○印ではピンチすることもある。



(a)



(b)

図 3.17 Mach-Zehnder 干渉計により得られた中心軸上のフリッジ波形。点線は、プラズマが存在しない場合のフリッジ波形の仮想線を表す。(a) Zピンチが起こらなかった場合、(b) Zピンチが起こった場合。

3. 電子温度のZ放電電流依存性

Z放電回路には 0.8Ω の電流制限用抵抗が挿入されており、この抵抗値はZ放電により生成されるプラズマの抵抗 ($\sim 0.1 \Omega$) よりも大きい。したがって、電子密度が充分高くなった時刻 ($t = 50 \mu s$) では、Z放電電流は生成されたプラズマの電気伝導度にはほとんど依存せず、Z放電回路の特性に従って電流値が決まると考えてよい。このときZ放電回路の特性により決定されるZ放電電流が流れるように、生成されるプラズマが調整されるはずである。図 3.18 に電子密度最大時 ($t = 50 \mu s$) における n_e と kT_e との積を、時刻 $t = 50 \mu s$ におけるZ放電電流 I_z に対して示す。ここで、 n_e と kT_e は、それぞれ図 3.11 に示した中心軸上の電子密度 n_e 、及び図 3.15 に示した電子温度の逆数の差 $\Delta (1/kT_e)$ から $kT_{e1} = 4 eV$ として推定した電子温度の値を用いた。図 3.18 よりプラズマの圧力は、Z放電電流の 2 乗にほぼ比例していることが分かる。この原因としては、電子密度が最大になる時刻付近では、プラズマのパラメータもゆっくりと変化しているので、電磁流体力学的圧力平衡状態に近いことも考えられる。

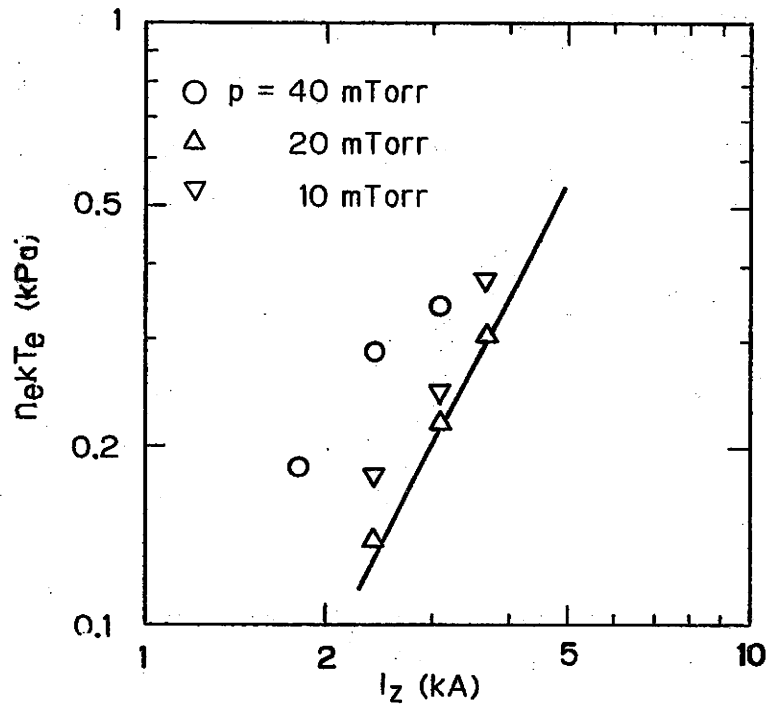


図 3.18 プラズマ圧力 $n_e k T_e$ の Z 放電電流 $I_{z \max}$ に対する依存性。実線は Bennett の Z ピンチの境界に対応する。

C. 水素原子密度

1. 水素原子密度の時間変化

最初に、Z放電電流が大きくプラズマの電離度が高い領域で測定された水素原子密度の時間変化を図3.19に示す。Z放電の開始時刻を $t = 0$ にとった。Z放電開始後 $30 - 40 \mu s$ の間は、Z放電による雑音とスペクトル線波形の不規則さのために信頼のおける測定ができなかった。水素封入気圧 $p = 20 \text{ Torr}$ 、Z放電電流 $I_{z \text{ max}} = 4.9 \text{ kA}$ 、時刻 $t = 50 \mu s$ における測定値を基準 (\bar{n}_{H1} 、図中 \blacktriangle 印) として規格化してある。この図より水素原子密度は時刻 $t = 50 \mu s$ 以後時間とともに急激に増加し、時刻 $t = 100 \mu s$ 付近から水素原子密度の増加の割合が緩やかになったことが分かる。更に時間が経過すれば、水素原子は結合して水素分子に戻るので、水素原子密度は減少し始めるはずである。時刻 $t = 50 \mu s$ と時刻 $t = 75 \mu s$ の水素原子密度の値から水素原子密度が e 倍に増加する時間 τ_H を計算した結果を表3.3に示す。Z放電電流が大きくプラズマの電離度が高い領域では、 τ_H はほとんど封入気圧に依存せず、 $20 \mu s$ 程度の値であった。

時刻 $t < 50 \mu s$ ではスペクトル線強度測定が困難であったため、水素原子密度が最小になる時刻は特定でき

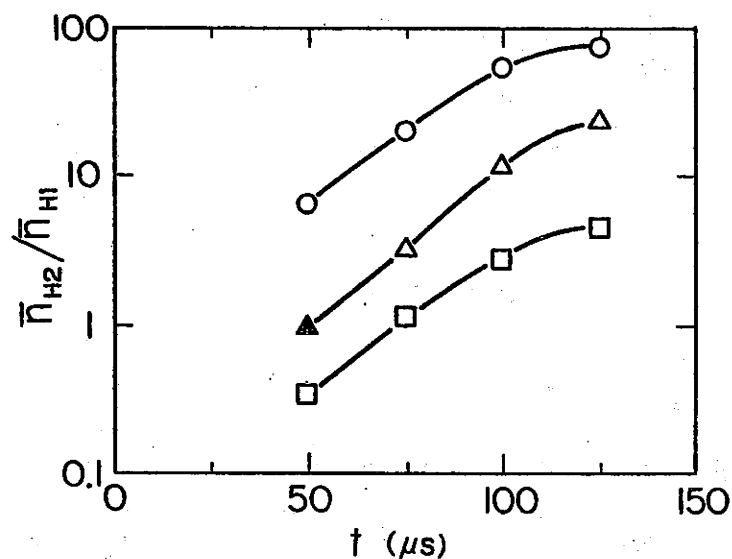


図 3.19 Z 放電電流が大きい領域における水素原子密度の時間変化。▲印の水素原子密度を基準の密度 (\bar{n}_{H1}) として規格化した。

○: $p = 40 \text{ mTorr}$, $I_{z \max} = 4.1 \text{ kA}$
 △: $p = 20 \text{ mTorr}$, $I_{z \max} = 4.9 \text{ kA}$
 □: $p = 10 \text{ mTorr}$, $I_{z \max} = 4.9 \text{ kA}$

表 3.3 Z 放電電流が大きい領域における水素原子密度の増加に対する特性時間 τ_H

p (mTorr)	$I_{z \max}$ (kA)	τ_H (μs)
40	4.1	22
20	4.9	21
10	4.9	21

なかった。しかし、時刻 $t = 50 \mu s$ における水素原子密度の大きさは時刻 $t = 125 \mu s$ における密度の $1/10$ 以下であるから、電子密度が最大になる時刻付近 ($t = 50 \mu s$) では水素原子密度は充分小さくなっていることが分かる。

次に、水素封入気圧 20 Torr の条件下で Z 放電電流を変化させて測定した水素原子密度の時間変化を図 3.20 に示す。Z 放電電流を 4.9 kA から次第に減少させた場合、時刻 $t = 50 \mu s$ における水素原子密度は値が急激に大きくなり、その後の時間変化は緩やかとなった。同時に水素原子密度が最大に達する時刻は、Z 放電電流の減少とともに早くなった。特に Z 放電電流が 2.4 kA の場合には、時刻 $t = 50 \mu s$ で既に水素原子密度が時間とともに減少する状態となった。この図から、水素原子密度に対する Z 放電電流の影響が非常に大きいことが分かる。一方、水素封入気圧 $p = 10$ 及び 40 Torr の条件下で測定した水素原子密度の時間変化を図 3.21 - 22 に示す。水素原子密度の時間変化の様子は、気圧 20 Torr の場合の結果と同様の傾向が現れた。

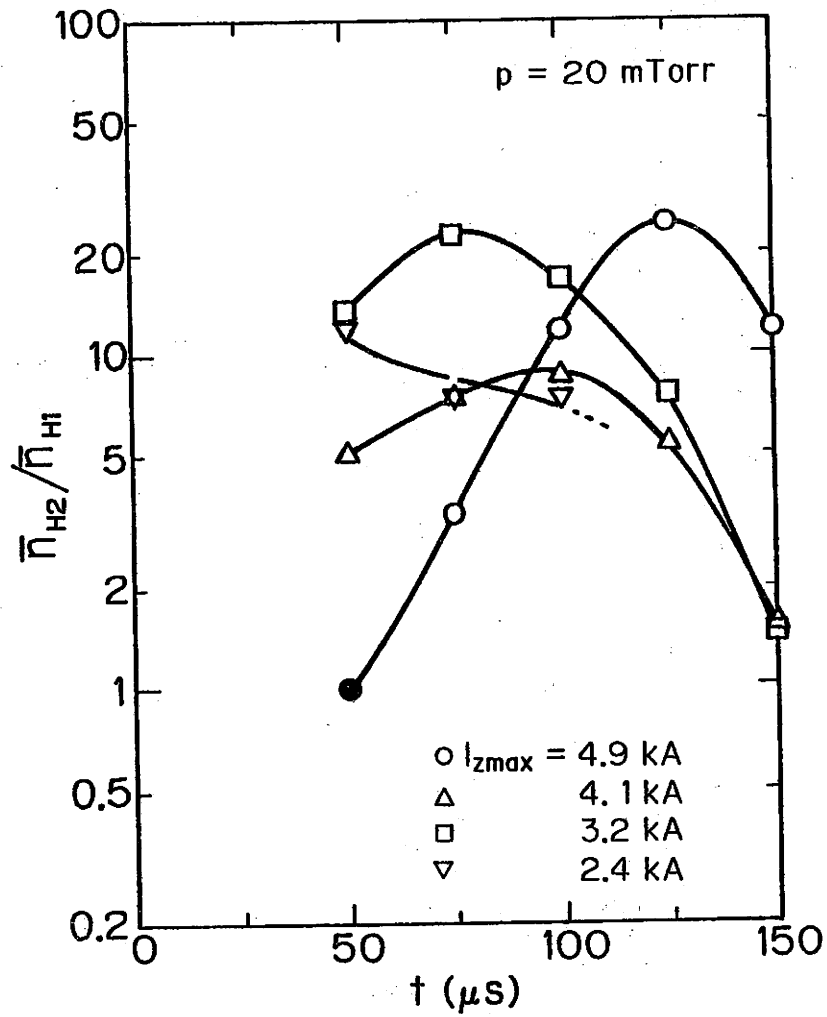


図 3.20 水素原子密度の時間変化 (封入気圧 20 mTorr)
 ● 印の水素原子密度を基準の密度 (\bar{n}_{H1}) として規格化した。

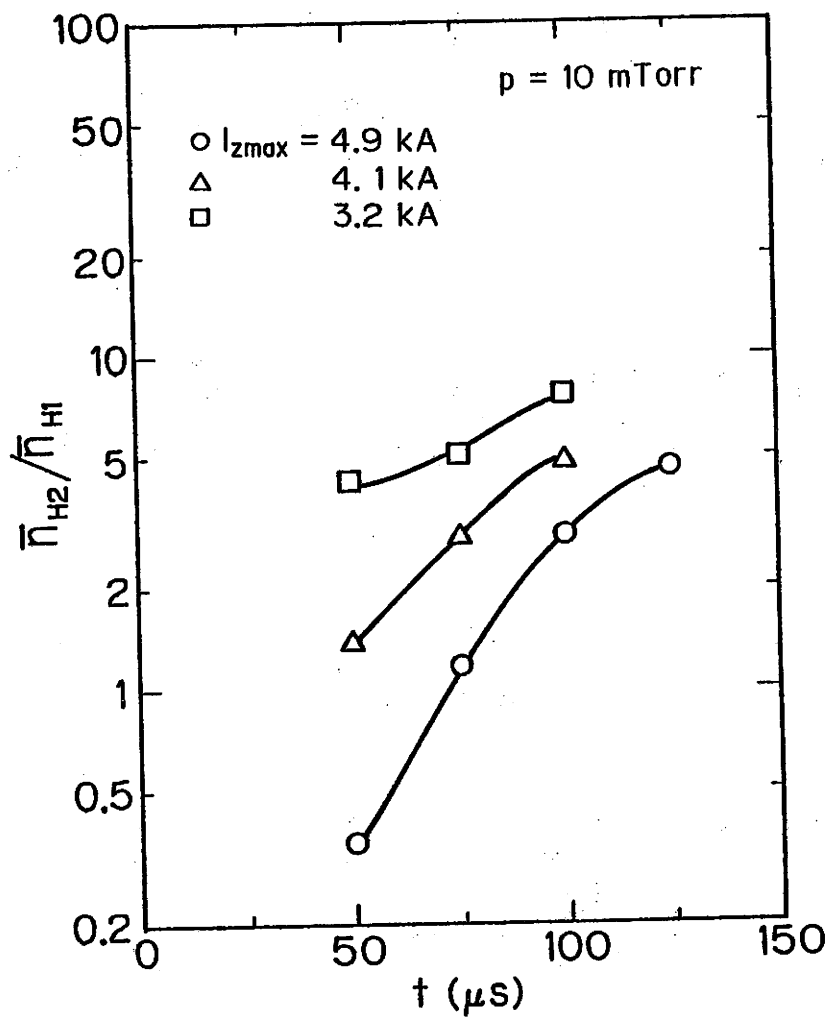


図 3.21 水素原子密度の時間変化 (封入気圧 10 mTorr)

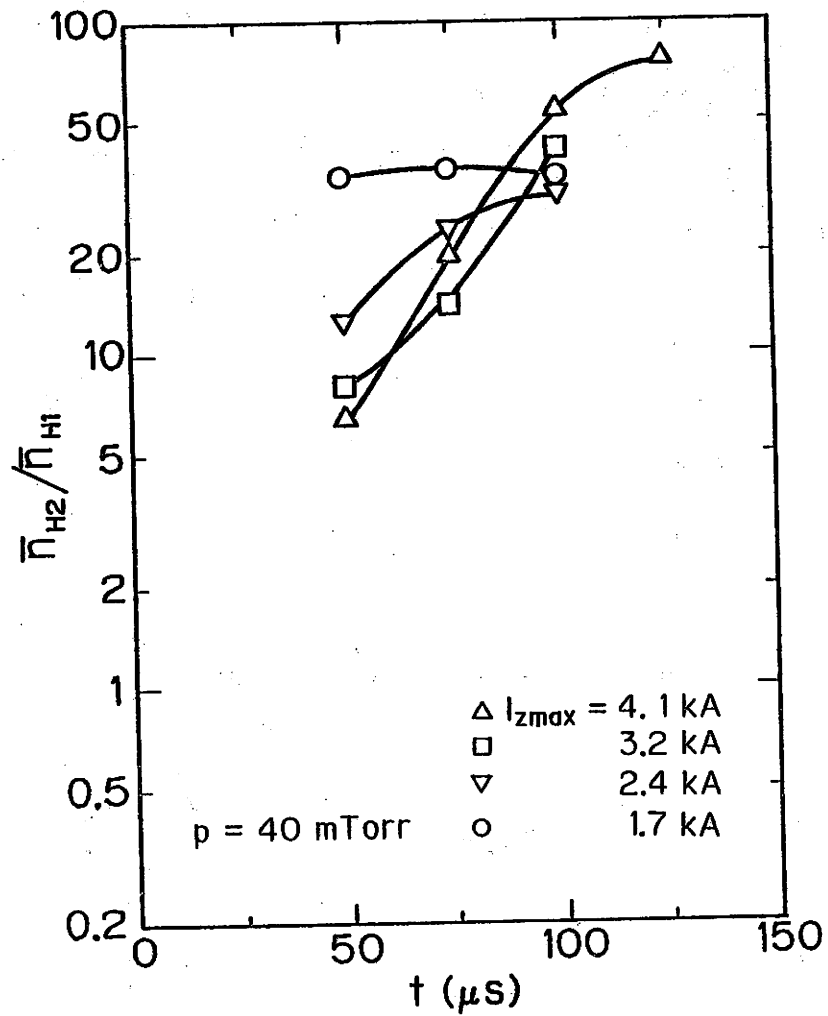


図 3.22 水素原子密度の時間変化 (封入気圧 40 mTorr)

2. 水素原子密度のZ放電電流依存性

第 3.4 節 A 及び B で既に述べたように、電子密度および電子温度は Z 放電電流の増加とともに両方とも増加した。それに伴いプラズマ中では水素原子の電離が頻繁に起こるようになるので、電子密度とは逆に水素原子密度は急激に減少することが期待できる。特に電子密度が最大になる時刻 ($t = 50 \mu s$) における水素原子密度が十分に小さくなっていることが重要である。図 3.23 に Z 放電電流に対する水素原子密度の減少の様子を示す。この図より、水素原子密度は実際に Z 放電電流とともに急激に減少したことが分かる。封入気圧が 10 Torr と 20 Torr の場合には、水素原子密度はほぼ指数関数的に減少し、特に Z 放電電流が 4.9 kA の場合には十分に小さな値になった。また、水素封入気圧 p に対する水素原子密度の比 \bar{n}_H / p は、封入気圧が低い場合の方が値が小さくなった。この結果は、表 3.2 に示したように封入気圧の減少に対する電離度の増加傾向と対応している。一方、封入気圧が 40 Torr の場合には、水素原子密度の減少は、封入気圧が 10 Torr あるいは 20 Torr の場合よりも緩やかであった。したがって、Z 放電電流を大きくしても、なおプラズマ中にいくらかの水素原子が残っていると考えられる。

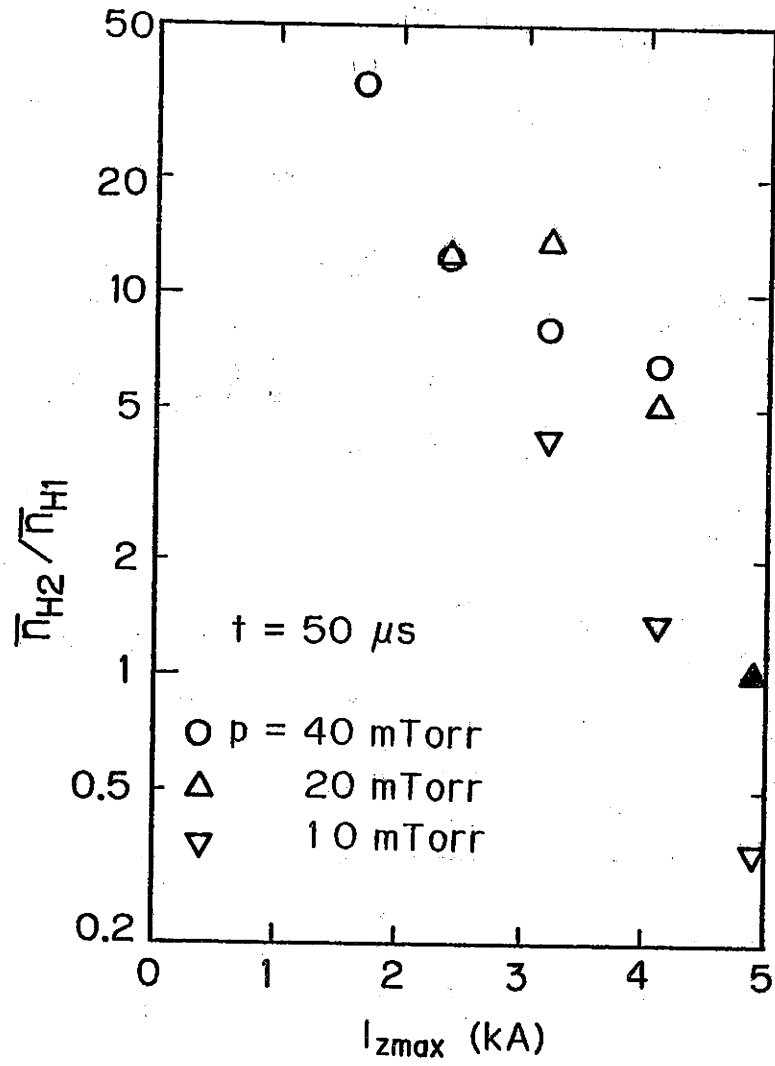


図 3.23 水素原子密度の Z 放電電流に対する依存性。▲印の水素原子密度を基準の密度 (\bar{n}_{H1}) として規格化した。

3. 水素原子密度の概算

図 3.23 より水素原子密度の大きさを概算する。Z 放電により生成されたプラズマの電子密度が最も高くなる時刻 ($t = 50 \mu s$) について考える。この時刻では、すでにプラズマは十分に電離度が高くなっており、従って水素分子の大部分も解離していると考えられる。この時プラズマ中の主な構成粒子は、水素イオン、電子および水素原子の 3 種類と考えてよい。また、電子密度 n_e と水素イオン密度 n_i はほぼ等しいとおけるので、このような状況では $n_e + \bar{n}_H \doteq n_i + \bar{n}_H \doteq \text{一定}$ という関係式が成立する。このとき電子密度の増加量 Δn_e と中性原子密度の減少量 $\Delta \bar{n}_H$ はほぼ等しくなる。図 3.23 の封入気圧 10 Torr において、Z 放電電流 $I_{z \max} = 4.1 \text{ kA}$ と 4.9 kA の場合には、密度の変化量はそれぞれ

$$\Delta \bar{n}_H = (1.4 - 0.35) \bar{n}_{H1} = 1.0 \bar{n}_{H1}, \quad (3.33)$$

$$\begin{aligned} \Delta n_e &= 2.8 \times 10^{14} - 2.6 \times 10^{14} \\ &= 0.2 \times 10^{14} \text{ (cm}^{-3}\text{)} \end{aligned} \quad (3.34)$$

となる。上述の議論より $\Delta n_e = \Delta \bar{n}_H$ とおくと

$$\bar{n}_{H1} = 0.2 \times 10^{14} \text{ (cm}^{-3}\text{)} \quad (3.35)$$

が得られる。

また、封入気圧 20 Torr で Z 放電電流 $I_{z \max} =$
4.1 kA と 4.9 kA の場合に上述の議論が成立するとす
れば、

$$\Delta \bar{n}_H = (5.4 - 1.0) \bar{n}_{H1} = 4.0 \bar{n}_{H1}, \quad (3.36)$$

$$\begin{aligned} \Delta n_e &= 4.8 \times 10^{14} - 4.6 \times 10^{14} \\ &= 0.2 \times 10^{14} \text{ (cm}^{-3}\text{)} \end{aligned} \quad (3.37)$$

よって

$$\bar{n}_{H1} = 0.05 \times 10^{14} \text{ (cm}^{-3}\text{)} \quad (3.38)$$

となる。したがって、放電条件 1 に対する水素原子密度
の値 \bar{n}_{H1} は、平均を考慮して $0.1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 程度と考
えてよい。この値は、電子密度の値 ($\sim 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$)
と比べて十分に小さい。したがって Z 放電電流が大きい
領域では、電子密度、電子温度が高いばかりではなく、
水素原子密度が低いプラズマが生成されたことが明らかと
なった。

4. 水素原子密度の径方向分布測定

電子密度および水素原子密度が軸対称であると仮定すれば、水素原子密度の径方向分布 $n_H(r)$ は、放電管の中心軸から距離 y の弦 c に沿って積分されたスペクトル線強度 $I_\alpha(y)$ (図 3.1 参照) を測定することにより求めることができる。スペクトル線強度は、中心軸からの距離 y が $y = 0.0, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5$ cm の 6 点について測定を行った。測定位置は、放電管中央 ($z = 0$) より陽極側へ 45 cm の位置である。この位置は、陽極から十分に離れているので、放電電極付近の電圧降下部の影響は受けないと考えてよい。このとき測定されたスペクトル線強度は、式 (3.8) より

$$I_\alpha(y) = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} A \int_c \epsilon_\alpha(r) dx = \frac{\Delta\Omega}{4\pi} A \int_Y^w \frac{2 \epsilon_\alpha(r) r dr}{(r^2 - y^2)^{1/2}} \quad (3.39)$$

で表される。これを Abel 変換すると、¹⁵⁾

$$\begin{aligned} \epsilon_\alpha(r) &= -\frac{1}{\pi} \left(\frac{4\pi}{A\Delta\Omega} \right) \int_r^w \frac{dI_\alpha/dy}{(y^2 - r^2)^{1/2}} dy \\ &= K_\alpha n_e(r) n_H(r) S_\alpha(kT_e) \end{aligned} \quad (3.40)$$

となる。ここでは測定されたスペクトル線強度を 3 点補間により多項式近似して、式 (3.40) の $\epsilon_\alpha(r)$ を計

算した。一方、電子密度の径方向分布 $n_e(r)$ は、Mach-Zehnder 干渉計で得られるので、式(3.40)を用いて水素原子密度の径方向分布 $n_H(r)$ を求めることができる。

図3.24に封入気圧 20 mTorr の場合に測定されたスペクトル線強度 $I_\alpha(y)$ の典型的な径方向分布を示す。これらの分布の特徴的な点は、中心軸付近で分布が平坦になったことである。このような形になることは、スペクトル線の放射強度 $\epsilon_\alpha(r)$ が中心軸付近で小さいことを示している。この中央部分の分布の形は、Z放電電流が小さくなる場合および時間の経過とともに、次第に上に凸な形になる傾向があった。

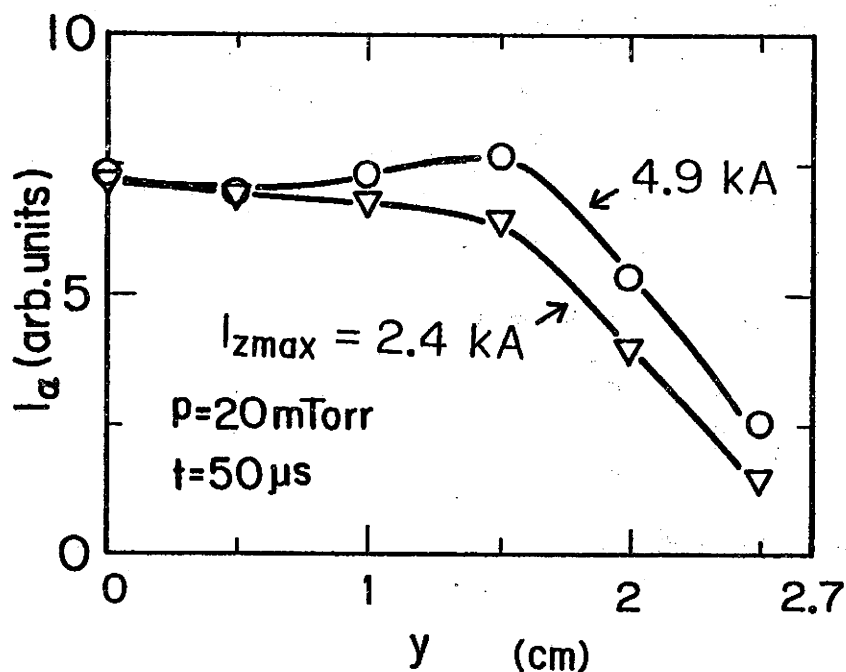


図 3.24 放電管中心軸からの距離 y に対するスペクトル線強度 I_α

5. 水素原子密度の径方向分布

式 (3.40) を用いて計算された水素封入気圧 20

mTorr の場合に対する水素原子密度の径方向分布

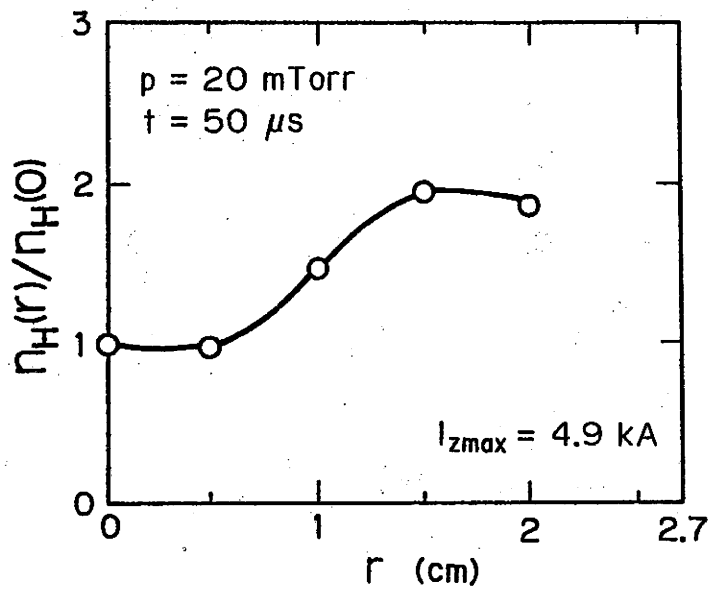
$n_H(r)$ を図 3.25 に示す。測定時刻は水素原子密度が小さくなる $t = 50 \mu s$ の場合を選んだ。水素原子密度分布の変化を比較しやすくするために、図では中心軸上の水素原子密度 $n_H(0)$ で割って規格化してある。Z 放電電流が 4.9 kA の場合、半径 $r \lesssim 1.5 \text{ cm}$ の領域では水素原子密度は半径とともに増加し、その外側の部分では、水素原子密度はほぼ一定となることが明らかになった。また中心軸上の値に対するプラズマ柱の周辺部分の水素原子密度は約 2 倍の大きさになったことが分かる。これらの図より、Z 放電電流 $I_{z \max}$ が 3.2 kA よりも高い場合、水素原子密度分布は Z 放電電流が 4.9 kA の場合とほぼ同じ形となり、分布に著しい変化は現れなかった。しかし、Z 放電電流 $I_{z \max}$ が大きい方が、 $r = 2 \text{ cm}$ 付近での水素原子密度分布が中心軸上の値に対してわずかに高くなる傾向は現れた。これらの図の中で Z 放電電流が小さい $I_{z \max} = 2.4 \text{ kA}$ の場合には水素原子密度の径方向分布はかなり平坦に近くなったことが分かる。

次に、時間 t の経過による水素原子密度分布の変化を図 3.26 に示す。Z 放電電流の大きさにほとんど依存せず

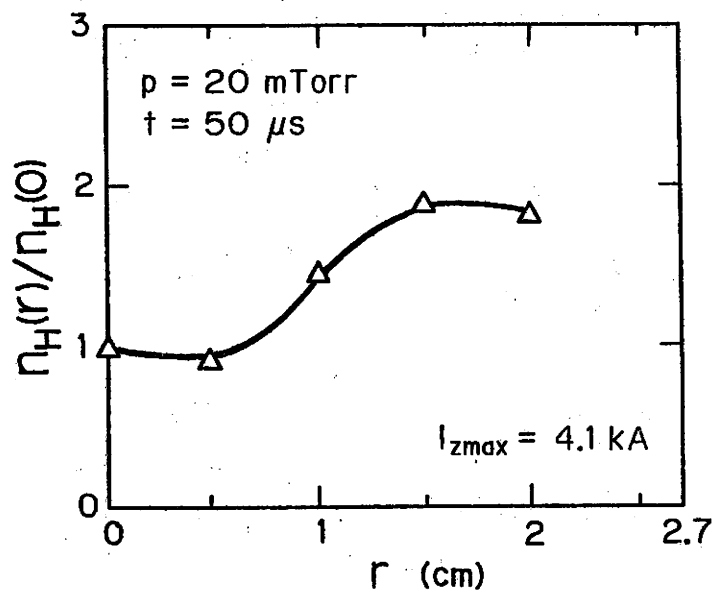
密度分布が時間 t とともに平坦な分布に変わって行く様子が分かる。Z 放電では、電子密度が最大になる時刻 ($t = 50 \mu s$) 以後は中性水素原子の電離が次第に弱まり、従って密度分布は平坦になると考えられる。

水素原子が中心部よりも放電管壁付近に多く存在する主な原因としては、管壁における水素イオンと電子との表面再結合が考えられる。放電管壁付近に存在する水素原子がプラズマの中心部に拡散により流れ込み、それらが電子との衝突により水素イオンに電離される。一方、管壁付近では水素イオンと電子が再結合し、水素原子にもどる。これらの電離過程と再結合過程により、図 3.25 に示された水素原子密度分布が実現されたと考えられる。

次に、水素封入気圧 40 Torr の場合の結果を図 3.27 に示す。これを気圧 20 Torr の場合の図 3.25 (c) と比較すると、中心軸上に対する放電管壁付近の水素原子密度が大きい分布となったことが分かる。この主な原因としては、水素原子の拡散係数が封入気圧の増加とともに小さくなったことが考えられる。拡散係数は粒子間の衝突周波数に反比例し、衝突周波数は封入気圧に比例すると考えてよいので、拡散係数は水素封入気圧に反比例する。



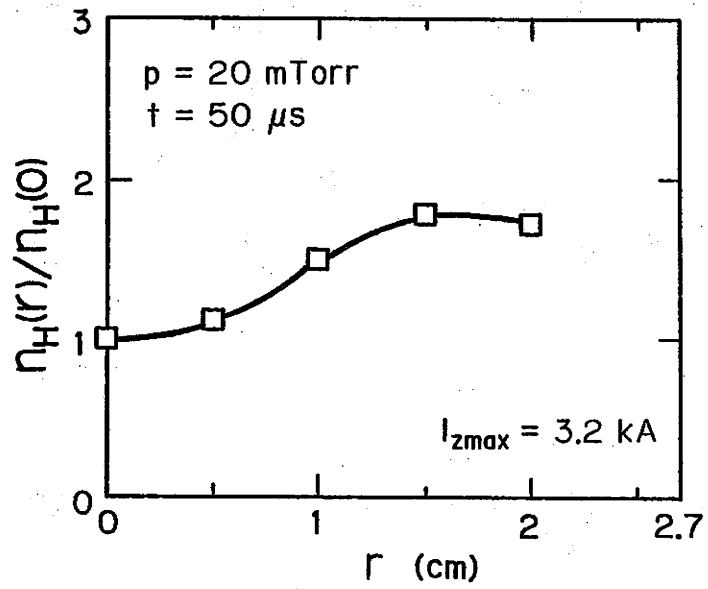
(a)



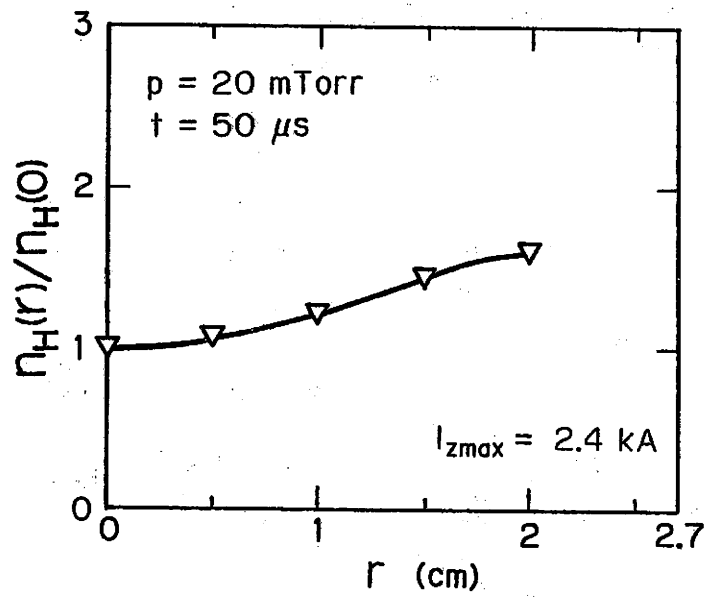
(b)

図 3.25 水素原子密度の径方向分布

(a) $I_{zmax} = 4.9$ kA、 (b) $I_{zmax} = 4.1$ kA



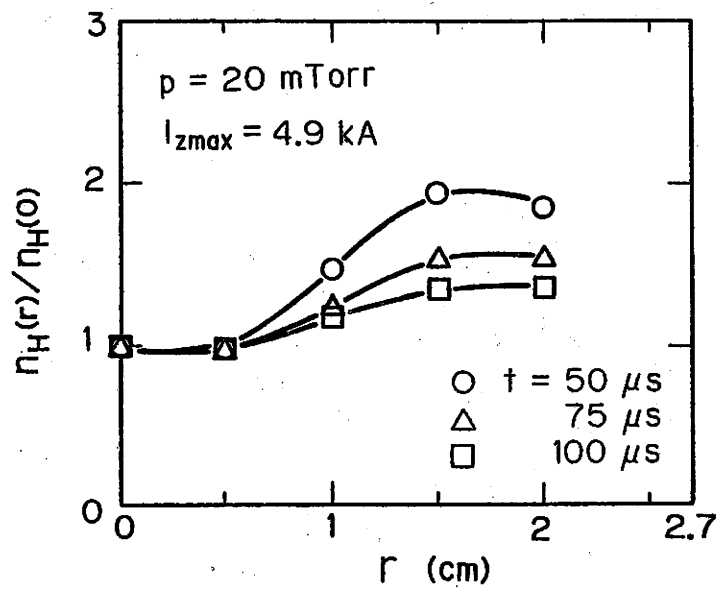
(c)



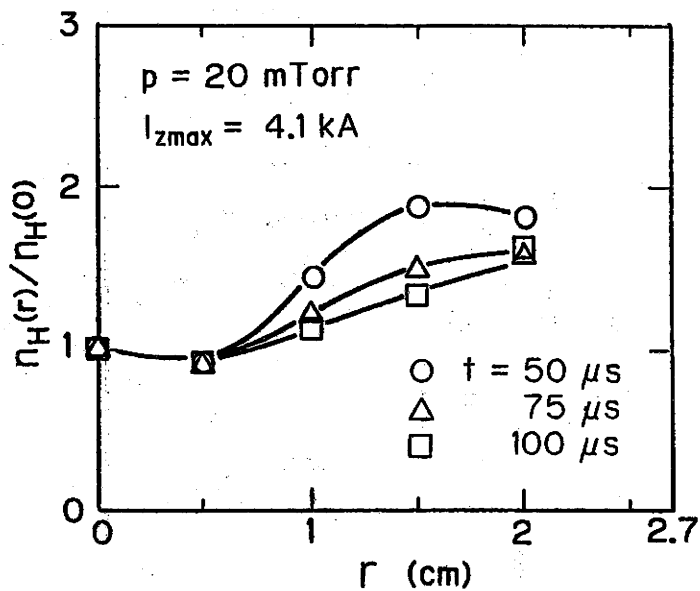
(d)

図 3.25 水素原子密度の径方向分布

(c) $I_{zmax} = 3.2$ kA、 (d) $I_{zmax} = 2.4$ kA

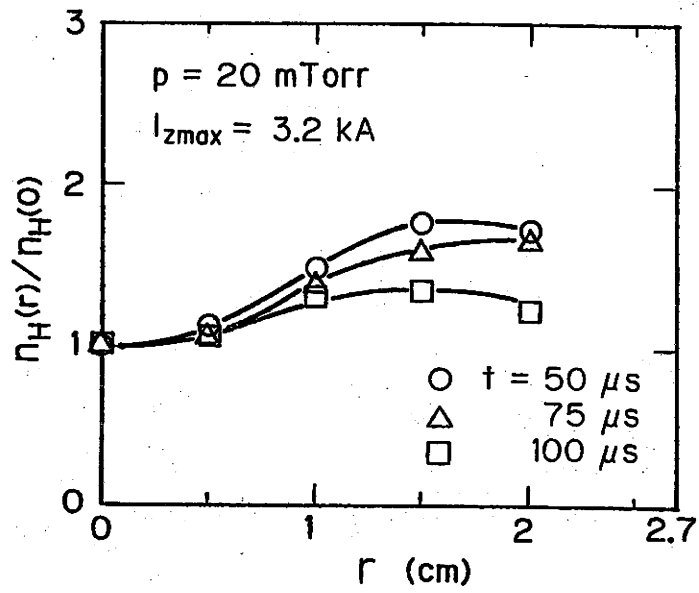


(a)

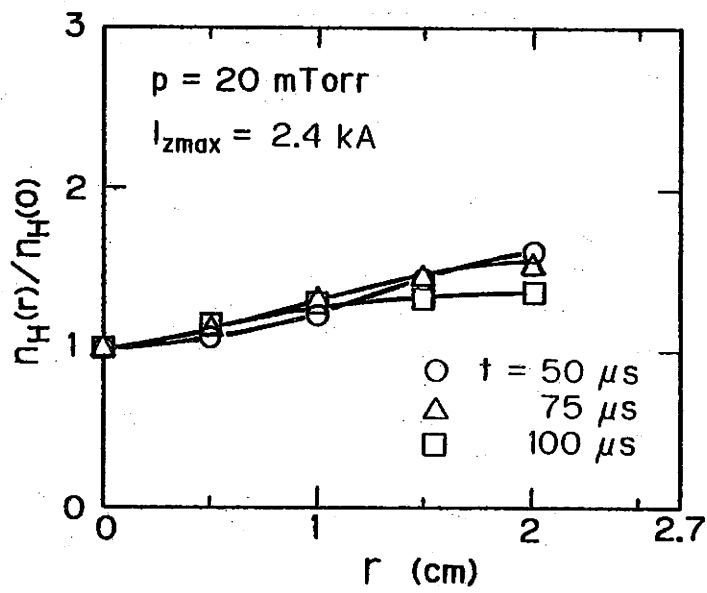


(b)

図 3.26 水素原子密度の径方向分布の時間変化
 (a) $I_{zmax} = 4.9$ kA、 (b) $I_{zmax} = 4.1$ kA



(c)



(d)

図 3.26 水素原子密度の径方向分布の時間変化
 (c) $I_{zmax} = 3.2$ kA、 (d) $I_{zmax} = 2.4$ kA

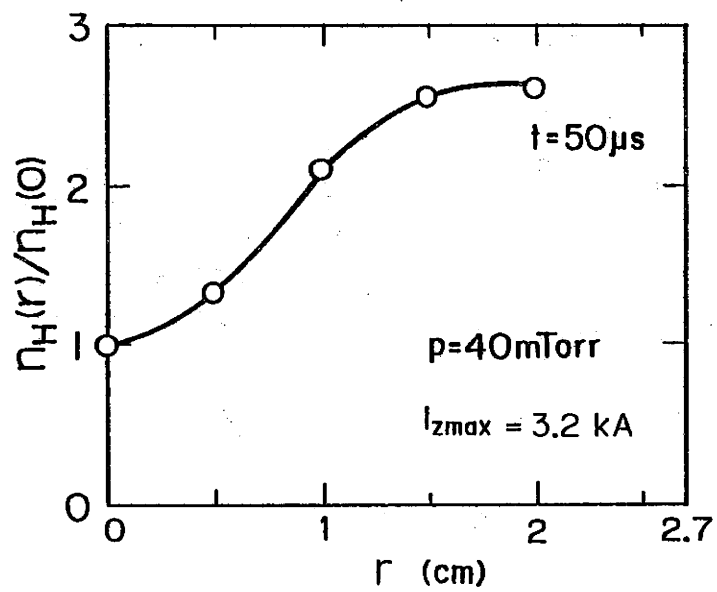


図 3.27 封入気圧 40 mTorr における水素原子密度の径方向分布 ($I_{z\text{max}} = 3.2\text{ kA}$)

6. 中心軸付近の水素原子密度分布

前節で述べたように水素原子密度の半径方向分布 $n_H(r)$ が、管壁付近からの水素原子の拡散とプラズマ中での水素原子の電離により決定されると仮定する。この場合、水素原子密度 $n_H(r, t)$ が満たすべき方程式は、

$$\frac{\partial n_H}{\partial t} = D_H \nabla^2 n_H - n_e n_H \langle \sigma_i v_e \rangle \quad (3.41)$$

となる。ここで、 D_H 、 σ_i 及び v_e は、それぞれ水素原子の拡散係数、水素原子の電離断面積および電子の速度である。記号 $\langle \rangle$ は、速度分布関数に対する平均を表す。特にプラズマの電離度が高い場合には、図 3.19 より水素原子密度の増加は、時定数を τ_H として

$$n_H(r, t) = n_H(r) \exp(t/\tau_H) \quad (3.42)$$

とおける。これを式 (3.41) に代入すると、水素原子密度の空間成分は

$$\frac{1}{\tau_H} n_H(r) = D_H \nabla^2 n_H(r) - n_e \langle \sigma_i v_e \rangle n_H(r) \quad (3.43)$$

となる。式 (3.43) を整理すると、

$$\begin{aligned} \nabla^2 n_H(r) - \left(\frac{1/\tau_H + n_e \langle \sigma_i v_e \rangle}{D_H} \right) n_H(r) \\ = \nabla^2 n_H(r) - \xi^2 n_H(r) = 0 \end{aligned} \quad (3.44)$$

と書くことができる。これは、変形された Bessel の微分方程式だから、解は、

$$n_H(r) = n_H(0) I_0(\xi r) \quad (3.45)$$

で与えられる。¹⁶⁾ 図 3.28 に次数 0 の変形 Bessel 関数 I_0 を示す。この図より、水素原子密度が中心軸上で最小となり、管壁に近づくとつれて密度が次第に増加する様子が分かる。その場合、水素原子密度の径方向分布が平坦に近くなるのは、パラメーター ξ が小さくなる場合である。パラメーター ξ は式 (3.44) で与えられるので、プラズマ中での単位時間、単位体積当りの中性水素原子の電離の頻度が小さくなる場合、及び水素原子の拡散係数が大きくなる場合には、分布が平坦になると考えられる。管壁付近の分布は、イオン、中性粒子および電子等の電離、再結合、解離過程が複雑に重なり合い、ここで述べた単純な仮定だけでは説明できない。

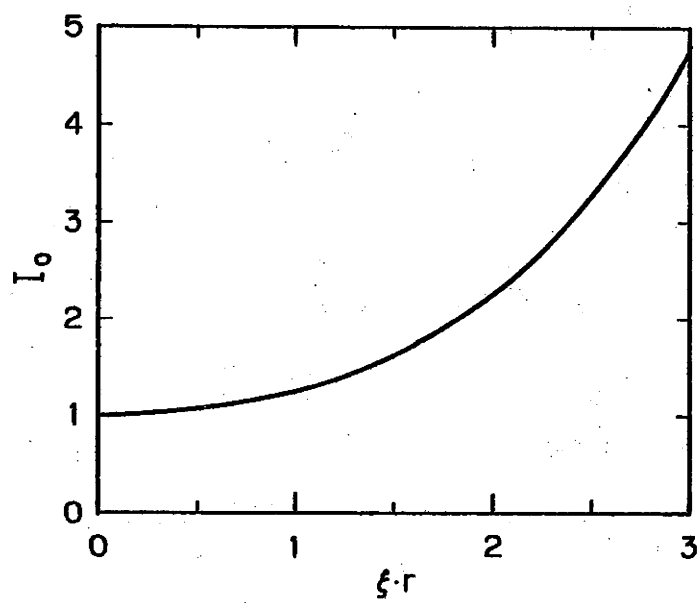


図 3.28 次数 0 の変形 Bessel 関数 $I_0 (\xi r)$

参 考 文 献

- 1) E. M. Little, W. E. Quinn and F. L. Ribe:
Phys. Fluids 4 (1961) 711.
- 2) 林、妹尾、柏原、小島、吉田：電気学会雑誌 2222.
(昭42-11)
- 3) F. C. Jahoda and G. A. Sawyer: Phys. Fluids 6
(1963) 1195.
- 4) A. G. Engelhardt and A. V. Phelps: Phys. Rev.
131 (1963) 2115.
- 5) D. Rapp and P. Englander-Golden: J. Chem.
Phys. 43 (1965) 1464.
- 6) 野畑、大谷：電気学会論文誌 104 - A (1984)
223.
- 7) P. Gohil, G. Kolbe, M. J. Forrest,
D. D. Burgess and B. Z. Hu: J. Phys. D:
Appl. Phys. 16 (1983) 333.
- 8) N. C. Luhmann, Jr. and W. A. Peebles:
Rev. Sci. Instrum. 55 (1984) 279.
- 9) 鈴木、野畑、柿島：1984年日本物理学会秋の
分科会講演予稿集 (第4分冊) p.218.
- 10) H. Suzuki and K. Nobata: Jpn. J. Appl. Phys.
25 (1986) 1589.

- 11) 電気学会：「放電ハンドブック」（再版）第1部
第2章 p.10（昭50）オーム社
- 12) V. E. Golant, A. P. Zhilinsky and
I. E. Sakharov: Fundamentals of Plasma Physics,
ed. S. C. Brown (John Wiley & Sons, Inc.,
New York, 1980) Chap.2, p.55.
- 13) 宮本 健郎：「核融合のためのプラズマ物理」
第15章 p.455（昭51）岩波書店
- 14) W. H. Bennett: Phys. Rev. 45 (1934) 890.
- 15) F. Cabannes and J. Chappelle: Reactions under
Plasma Conditions, ed. M. Venugopalan (Wiley -
Interscience, New York, 1971) Vol.1, Chap.7,
p.458.
- 16) 寺沢 寛一：「自然科学者のための数学概論」
(増訂版) 第11章 p.495（昭29）岩波書店

4. 直線型プラズマ装置に おける θ 放電の特性

4.1 はじめに

コンデンサー電源を用いて θ 方向に電流を流す放電（以後 θ 放電と呼ぶ）は、時間的に変化する軸方向磁場とそれにより誘導される方位角方向電流（反磁性電流を含む）を持つ一つの放電形式である。ここで注意すべきことは、本研究で対象とする θ 放電はプラズマの圧縮過程を含まないので、通常の θ ピンチとは全く異なる一つの特異な放電形式と考えなければならないことである。 θ ピンチはプラズマの極端な圧縮を伴い、高温、高密度のプラズマを生成させる有力な方法として、古くから多くの研究が行われてきた。¹⁻³⁾ それに対し、ここで述べる θ 放電は単独では放電を進展しがたく、プラズマの圧縮のような激しい過程を含まない。このことが、 θ 放電がこれまで注目されず、また研究対象として捉えられなかった最大の理由であると思われる。 θ 放電自体に着目し、それを対象として研究したという報告は、これまで見あたらない。

本研究では、 θ 放電に先立って行う予備電離方式としてプラズマをピンチさせないで生成するZ放電を採用した。Z放電を用いた場合、電離度が高く電子密度分布が

一様なプラズマが得られることが明らかになっている。

(第3章参照) 一方、Z放電により生成された予備電離プラズマに θ 放電を用いて軸方向磁場を印加した場合、プラズマの不安定性の発生、予備電離の程度の影響、径方向密度分布の変化、磁場の浸透時間、電離過程の有無、誘導電界の大きさの影響、プラズマの保持などについて調べる必要がある。 θ 放電は軸方向磁場を発生させるが、その際Z放電により生成された予備電離プラズマには悪い影響を与える擾乱を引き起こさない。 θ 放電の特徴としては、電流の流れる方向および電界が θ 方向であること、プラズマ内部に磁場をしみ込ませることができること、高電離プラズマを保持しうること及び静かな放電であることがあげられる。^{4,5)}

θ 放電により得られるプラズマは、例えば従来から用いられてきた θ ピンチの予備電離プラズマとして非常に有用である。また、最近注目をあびている逆転磁場配位を持つプラズマを作るための逆バイアス磁場を持つ予備電離プラズマに応用できる。従来の予備電離方式では、あらかじめ真空容器中にバイアス磁場を与えた後にZピンチ又は θ ピンチ放電により予備電離プラズマを生成する方法が多く用いられている。これらの方法ではプラズマのピンチ効果により電子温度を高くできるが、強いピンチにより予備電離プラズマ中に大きな振動(あるいは擾乱)が発生し、局所的に中性原子が残留する。これに

対し θ 放電を用いた場合、放電中にプラズマが乱流状態を經由しないので、磁場が十分にしみ込んだ一様で管断面全体にわたって電離度の高い静かな特性を持つプラズマを生成できる。

4.2 実験装置および測定装置

実験装置は、Z放電装置、 θ 放電装置およびトリガーパルス回路からなる。また測定には、Mach-Zehnder干渉計、電流および磁場測定回路、分光測定装置および流しカメラを用いた。図4.1に装置全体の構成を示す。

A. Z放電装置

Z放電装置の構成および特性に関しては第3.3節で述べたものと同じであるが、 θ 放電の実験を行う場合、Z放電電流を適当な時刻に遮断する必要が生じた。したがって、新たにZ放電回路に放電電流遮断回路を付け加えた。遮断回路の動作のタイミングは、トリガーパルス回路により設定される。遮断方式は簡単のため、Z放電用コンデンサーバンクの両端を低抵抗で短絡させる方式とした。できる限り高速に電流を遮断するために、臨界制動条件で電流が遮断される抵抗値 (0.2Ω) を選んだ。

B. θ 放電装置

θ 放電装置は、コンデンサーバンク、ギャップスイッチ、直列抵抗、大電流伝送ケーブル、ワンターンコイルからなる。 θ 放電用コンデンサーバンクは、容量 $24 \mu\text{F}$ 、最大充電電圧 20 kV のバンク 4組を用い総容量 $96 \mu\text{F}$ で使用した。ギャップスイッチにはトリガート

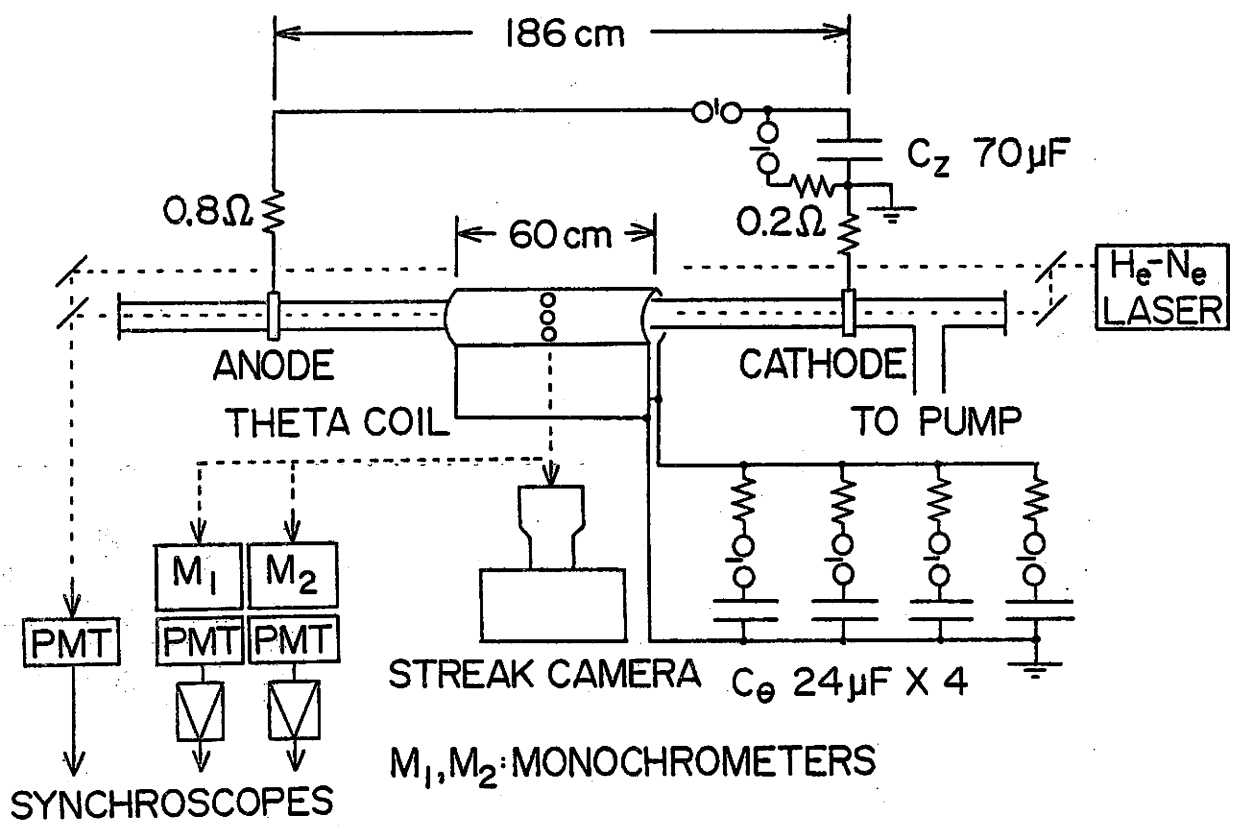


図 4.1 実験装置および測定装置

ロンを使用した。この方式は、構造、製作が簡単という利点はあるが、逆に電極表面の消耗が激しく、使用中に点弧特性が変化する欠点があるので、本実験においてもギャップスイッチの特性を一定に保つように注意した。直列抵抗には、ホーロー型抵抗およびディスク型抵抗を用いた。この θ 放電回路に挿入された直列抵抗値を変えることにより、 θ 放電電流波形を変化させることができる。クローバー回路は使用しなかった。大電流伝送ケーブルには同軸ケーブルRG8A/U(250 nH/■、100 pF/■)を使用した。同軸ケーブルは可とう性があり使いやすいこと、及び誘導障害が少ない点で大電流伝送ケーブルとして優れている。伝送ケーブルのインダクタンスを十分に小さくするためには、多数の同軸ケーブルを並列に接続して使用するのが有効である。今回製作した θ 放電装置では、実効長5■のケーブルを32本並列に接続した。ワンターンコイルは、長さ60 c■、内径7 c■で放電管中央($z = 0$)に取り付けられている。ワンターンコイル側面には、直径6 ■■の小さな孔が多数あけてあり、流しカメラを用いてコイル内部のプラズマの振舞いを観測することができる。

C. トリガーパルス回路

ギャップスイッチを始動させるためには、高電圧のパルスをギャップスイッチに印加しなければならない。そ

のための高電圧パルスが発生させるために図 4.2 に示すサイリスター回路およびサイラトロン回路を用いた。適当な時間間隔をおいてサイリスター回路およびサイラトロン回路にタイミングパルスを送ると、各回路が働き補助ギャップスイッチが点弧する。これにより発生した高電圧パルスが Z 放電用、Z 放電遮断用および θ 放電用の主ギャップスイッチを点弧させるという 2 段階方式を採用した。

D. 電流および磁場測定回路

ワンターンコイルを流れる θ 放電電流は、 θ 放電回路に挿入されたロゴウスキーコイルの出力電圧を積分して測定した。ワンターンコイル内の磁場変化は、3 種類の磁気探針、ループで測定した。すなわち、放電管外側を 1 周させた磁気ループ、放電管とワンターンコイルの間に軸方向に置かれた磁気コイル及び放電管内の中心軸上に挿入された磁気プローブである。

E. 分光測定装置

θ 放電の実験においては、Z 放電とは比較にならないほど大きな磁場と雑音が発生する。そのため、Z 放電により生成されたプラズマの分光測定に用いた装置をそのまま θ 放電の実験に使用することは困難である。すなわち、分光測定装置をワンターンコイル等の装置からでき

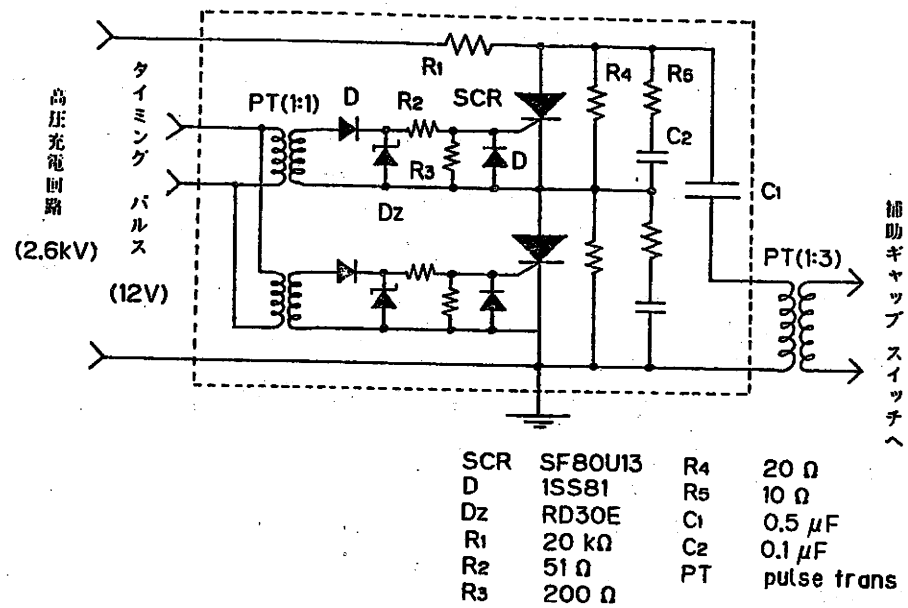


図 4.2 サイリスター回路を用いたトリガーパルス回路

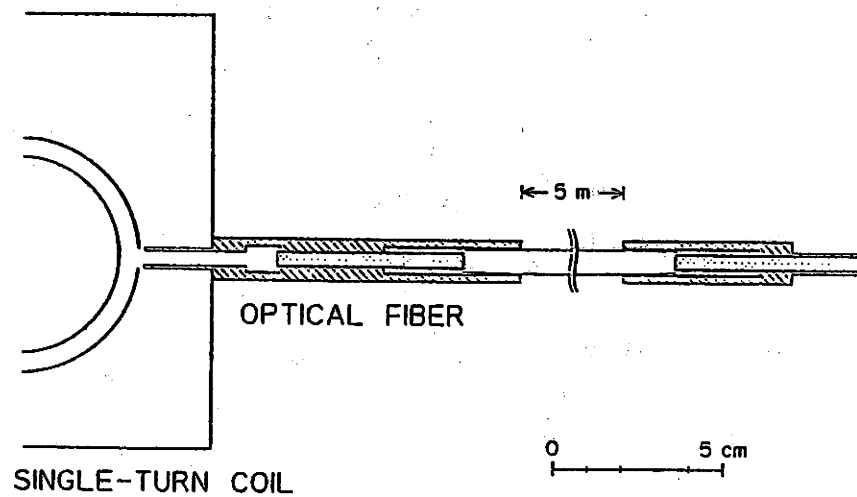


図 4.3 光ファイバプローブの先端の接続

るだけ遠ざける必要がある。そのため、 θ 放電の分光測定に関しては、プラズマからの放射光を長さ 5 m のプラスチック製の光ファイバーを用いて分光器まで導いた。光ファイバークローブの先端部分の様子を図 4.3 に示す。

F. 実験条件

θ 放電により軸方向磁場を印加した場合、Z放電により生成される予備電離プラズマに与える影響は、プラズマの電離度、温度および θ 方向電界により決定されると考えられる。ここでは、 θ 放電のための予備電離プラズマの電離度はZ放電電流 $I_{z \max}$ を 1.6、3.3 及び 4.9 kA と変えることにより、3種類変化させた。一方、誘導電界強度は θ 放電回路に挿入された直列抵抗により $E_{\theta} = 4.5$ 及び 1.6 V/cm (それぞれ放電条件 1 及び 2) と、2種類変化させた。本実験に用いられた θ 放電の条件を表 4.1 に示す。 θ 放電では、外部磁場をバイアス磁場として用い、それと組み合わせることもできるが、ここでは外部バイアス磁場がない場合について研究した。これは最も基本的な θ 放電の放電条件と考えられる。 θ 放電後に θ ピンチ等を行う場合、それらに適合する最も良好な予備電離プラズマが生成される放電条件を選択することが必要である。また、本研究では水素封入気圧は θ ピンチ等で通常よく用いられている 20 Torr で主に実験した。

表 4.1 θ 放電の放電条件。 B_{\max} 、 E_{θ} 及び t_r は、それぞれ θ 放電により印加される軸方向磁場の最大値、管壁の位置に誘導される真空中での方位角方向電界および磁場の立ち上がり時間である。

Mode	B_{\max} (kG)	E_{θ} (V/cm)	t_r (μ s)	γ (10^4 /s)	β (10^4 /s)	ω (10^4 rad/s)
1	0.78	4.5	8.9	12	3.8	-
2	0.63	1.6	17	4.4	-	5.0

$$B(t) = B_m \cdot \exp(-\gamma t) \cdot \sinh \beta t \quad \text{or} \quad B_m \cdot \exp(-\gamma t) \cdot \sin \omega t$$

4.3 実験結果および考察

A. Z放電電流の遮断

まず最初に、Z放電と θ 放電を重畳させた場合について実験を行った。Z放電で予備電離を行った後、電子密度が最大になる時刻付近 ($t = 50 \mu s$) で θ 放電を行った場合、Mach-Zehnder干渉計で測定されたプラズマの電子密度の時間変化を図4.4に示す。 θ 放電開始 ($t = 0$) の直後に現れる急激な電子密度の変化は、 θ 放電によりプラズマ中に好ましくない擾乱が発生したことを示唆する。ワンターンコイルのほぼ中央で行われたスペクトル線強度測定でも、 θ 放電直後に急激な強度の減少が観測された。したがって、Z放電と θ 放電を単に組み合わせただけでは磁場の十分にしみ込んだ静かで一様なプラズマが得られないことが分かった。その原因としては、 θ 放電により磁場を印加したときに、大きなZ放電電流が流れているためと考え、 θ 放電に先だちZ放電電流を遮断するための回路を新たに付け加えた。

Z放電電流を途中で遮断する場合、そのタイミングは電子密度が最大となる時刻よりもわずかに早い時刻が最適と考えられる。遮断のタイミングが余りに早すぎても、また逆に遅すぎても予備電離プラズマの電子密度は低い値となるからである。本実験ではZ放電電流の遮断開始

時刻をトリガーパルス回路により Z 放電開始後 $45 \mu\text{s}$ に設定した。遮断開始後 Z 放電電流は、 $20 - 30 \mu\text{s}$ で完全に零となった。Z 放電電流の遮断開始時刻を $t = 0$ として、その後の電子密度の時間変化を図 4.5 に示す。電子密度は遮断開始後約 $10 \mu\text{s}$ までは高い値を維持したが、その後は急速に減少へと転じた。

予備電離プラズマを有効に利用するためには、電子密度および電子温度ができるだけ高い時刻に θ 放電を行う必要がある。したがって、この図より θ 放電の開始時刻をトリガーパルス回路により Z 放電遮断開始後 $10 \mu\text{s}$ に設定した。このような時間間隔で Z 放電電流の遮断および θ 放電を行った場合における中心軸上の電子密度の時間変化を図 4.6 に示す。 θ 放電の開始時刻を $t = 0$ にとった。この図より、 θ 放電の開始とほぼ同時に電子密度が増加したことが分かる。Z 放電電流の遮断に続いて θ 放電を行った場合には、プラズマ中に図 4.4 に示された擾乱が起こらななかったことが明確となった。

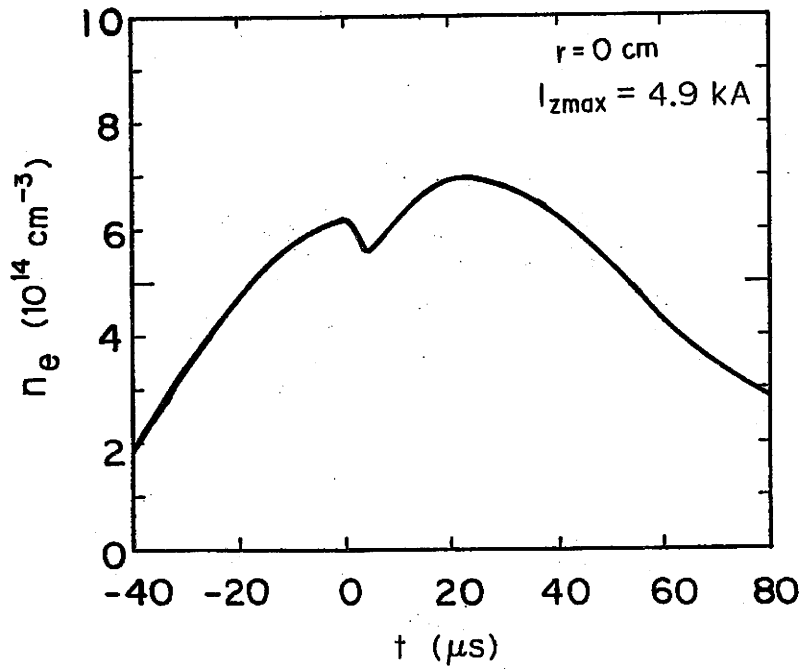


図 4.4 θ 放電に伴う中心軸上の電子密度の時間変化 (Z 放電の遮断なし)。時刻 $t = 0$ は、 θ 放電の開始時刻を表す。

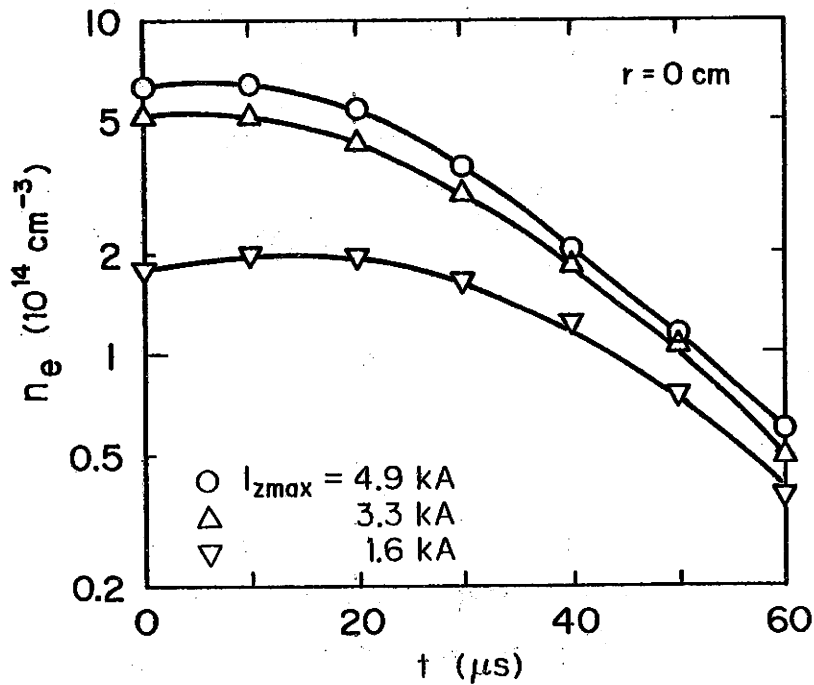


図 4.5 Z 放電遮断後の中心軸上の電子密度の時間変化。時刻 $t = 0$ は、 Z 放電の遮断開始時刻を表す。

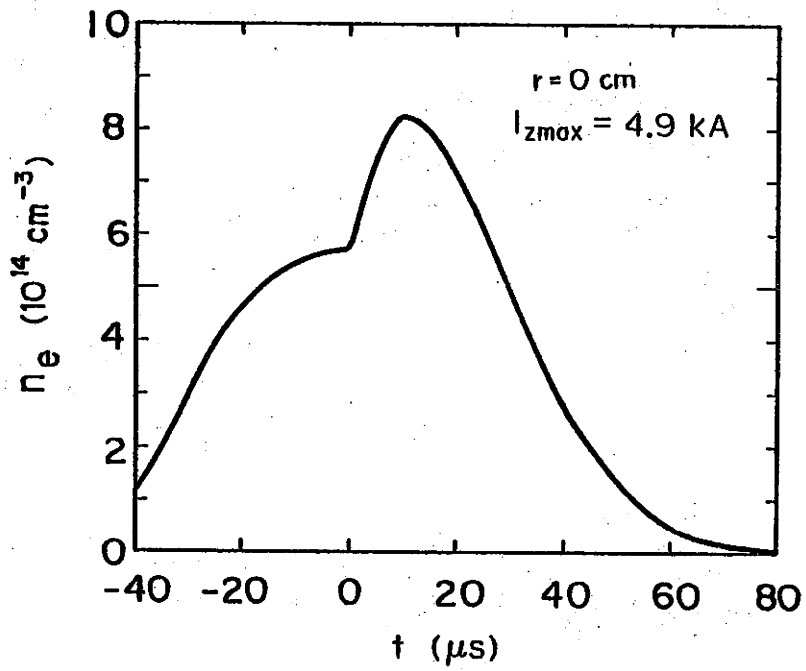


図 4.6 θ 放電に伴う中心軸上の電子密度の時間変化 (Z 放電の遮断あり)

B. 磁場

1. プラズマ中への磁場の浸透

プラズマ中に浸透する磁場の測定は、放電管の外側を1周させた磁気ループを用いて行われた。放電管内を真空にした状態で θ 放電を行った場合と、水素を封入して θ 放電を行った場合に磁気ループに誘導される電圧を比較した。真空状態での θ 放電の場合に比べ、水素を封入した θ 放電の場合には放電直後に誘導電圧が最大になる時刻が $0.5 \mu\text{s}$ 程度遅れることが明かとなった。 θ 放電直後の約 $1 \mu\text{s}$ の期間におけるわずかな波形の変化を除けば、真空状態で θ 放電を行った場合と水素を封入して θ 放電を行った場合に誘導される電圧波形は、ほぼ同じであった。プラズマ中に浸透した磁束の量は磁気ループに誘導される電圧波形の時間積分で与えられるので、磁場が最大になる時刻付近では、プラズマ中の磁場は真空の磁場にほぼ等しい大きさとなる。したがって、 θ 放電により発生する軸方向磁場の浸透とともに方位角方向に誘導電流が流れ出したとしてもすぐに減少し、磁場が最大になる時刻($t = t_r \sim 10 \mu\text{s}$ 、 t_r は磁場の立ち上がり時間)では、軸方向磁場が十分に浸透したプラズマを形成する。

プラズマ中への磁場の拡散時間を概算しておくことは、

内部に磁場を持つ予備電離プラズマの特性を調べる際にも役に立つ。電気伝導度が σ であるプラズマ中では、印加された軸方向磁場は方程式

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{\sigma \mu_0} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (4.1)$$

に従って変化する。⁶⁾ ここで、 \mathbf{V} はプラズマの速度、 μ_0 は真空中の透磁率である。 θ 放電ではプラズマの強い圧縮過程を含まないので、プラズマは静止状態に近く、式(4.1)の第1項が第2項に比べて小さく省略できると仮定する。このとき、磁場は拡散方程式

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{1}{\sigma \mu_0} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (4.2)$$

に従って変化する。磁場の拡散時間 τ は、プラズマの電気伝導度 σ と真空中の透磁率 μ_0 を用いて

$$\tau = \sigma \mu_0 \Lambda_c^2 \quad (4.3)$$

で与えられる。⁷⁾ ここで、 Λ_c は特性拡散長である。

一方、Z放電の遮断が開始される時刻 ($t = -10 \mu\text{s}$) における電気伝導度は、Spitzerの式⁸⁾

$$1/\sigma = 5.22 \times 10^{-3} Z \cdot \ln \Lambda \cdot (kT_e)^{-3/2} \quad (\Omega \cdot \text{cm}) \quad (4.4)$$

より得られる。ここで、 Z はイオンの価数で水素の場合には $Z = 1$ 、 $\ln \Lambda$ はクーロン対数であり、 kT_e は eV 単位である。各Z放電電流に対する計算結果を

表 4.2 に示す。実際には、予備電離プラズマ中に存在する中性粒子および不純物のために、電気電導度は表 4.2 に示した値よりも小さくなる。⁹⁾ 更に、Z 放電電流の遮断回路が働くので、 θ 放電が開始される時刻における電気伝導度は、更に小さく半分程度になると思われる。

磁場がプラズマ半径（ \equiv 放電管半径 $r_w = 2.7$ cm）を拡散する時間を概算するために、 $\Lambda_c^2 = r_w^2 / 5.8$ 、 $\sigma = 1 \times 10^2$ S/cm と仮定すると、式 (4.3) より拡散時間は $\tau = 1.6 \mu s$ となる。この時間 τ は、 θ 放電による磁場の立ち上がり時間 t_r ($\sim 10 \mu s$) と比較して充分短い。よって θ 放電により印加された軸方向磁場は、この時間中にプラズマの中に充分しみ込む。

表 4.2 Z 放電により生成された予備電離プラズマの電気電導度 σ

I_{zmax} (kA)	n_e (10^{14} cm $^{-3}$)	kT_e (eV)	σ (10^2 S/cm)
4.9	4.8	4.0	2
3.3	3.5	2.5	1
1.6	1.7	~ 1.3	~ 0.4

$$1 / \sigma = 5.22 \times 10^{-3} Z \cdot \ln \Lambda \cdot (kT_e)^{-3/2} (\Omega \cdot \text{cm}),$$

where kT_e is in eV.

2. 真空中の磁場分布

θ 放電によりプラズマ中に浸透する軸方向磁場はほぼ真空中の磁場で近似できるので、ここではワンターンコイルにより発生される真空中の磁場分布について考察する。ワンターンコイルにより発生される磁束の軸方向分布は、放電管内を真空にした後、放電管外側を1周させたループ（磁気ループ）に発生する誘導電圧を利用して測定した。同一条件で θ 放電を行い、磁気ループを放電管の軸方向に移動させて求めた磁束分布を図4.7に○印で示す。図中、ワンターンコイルの中央を $z = 0$ にとり、コイルの端は $z = 30$ cmの位置である。この図よりコイル端から3 - 5 cmの部分を除けば、ワンターンコイル内には一様な磁束が発生すると考えてよい。ワンターンコイルの中心における磁束 $\Phi(0)$ に対して、コイル端での磁束は約 $1/2$ 、コイルの端から5 cm外側では約 $1/10$ に減少した。

一方、図4.7に実線で示された分布は、付録で述べる円筒モデルを用いて計算された磁束分布である。円筒モデルでは簡単のため、ワンターンコイルを半径 $a = 4.5$ cm、長さ $l_s = 60$ cmの円筒と考え θ 方向に電流を流したとき、コイル内部に置かれた半径 $\rho = 3.1$ cmの磁気ループに鎖交する磁束 Φ を計算した。実際に測定した磁束分布の方がワンターンコイルの端近くまで一様であ

るが、この2つの磁束の軸方向分布は、ほぼ同じ分布を与えると考えてよい。この円筒モデルを用いてワンターンコイル内の磁力線分布を計算した結果を図4.8に示す。

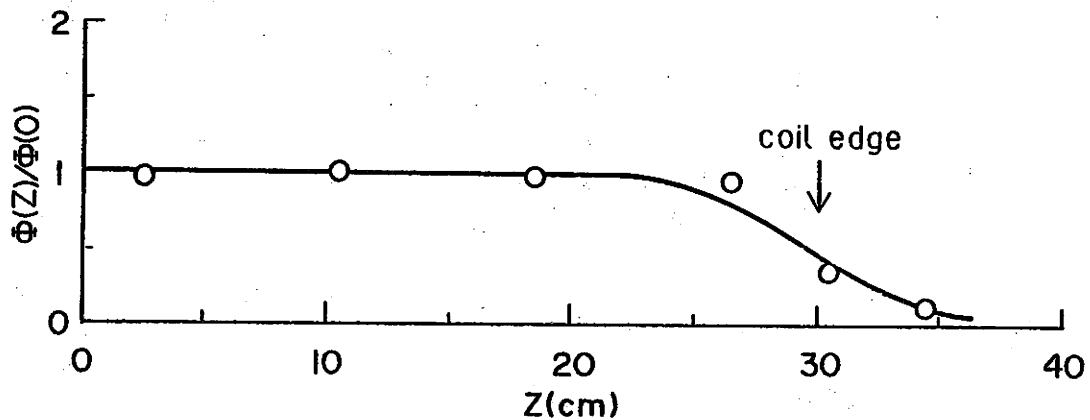


図 4.7 ワンターンコイル内の磁束分布 (O: 磁気ループによる測定値、—: 円筒モデルによる計算値)。位置 $z = 0$ は、ワンターンコイルの中央。

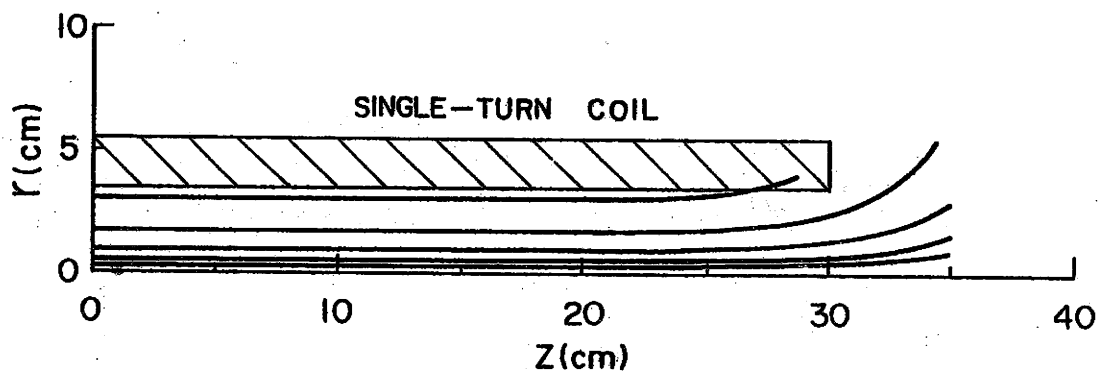


図 4.8 円筒モデルを用いて計算されたワンターンコイル内の磁力線分布

C. 電子密度

1. 中心軸上の電子密度の時間変化

水素封入気圧 20 mTorr、放電条件 1 で θ 放電を行った場合における中心軸上の電子密度の時間変化を図 4.9 に示す。 θ 放電開始時刻を $t = 0$ にとった。この図に示された電子密度の時間変化より、プラズマの電子密度が最大になる時刻 t_{\max} を推定し、その最大値に対応する電離度 α_{\max} を概算した結果を表 4.3 に示す。表中の α_0 は、時刻 $t = 0$ における電離度である。 θ 放電によりプラズマの電離度は 0.1 - 0.2 程度増加したことが分かる。放電条件 1 の θ 放電では、電子密度が最大になる時刻 t_{\max} は、磁場の立ち上がり時間 t_r ($= 8.9 \mu s$) よりも遅いことが分かる。

次に、放電条件 2 で θ 放電を行った場合の測定結果を図 4.10 及び表 4.4 に示す。この場合には、プラズマの電離度の増加は 0.1 程度でほぼ同程度であるが、やはり電子密度が最大になる時刻は、予備電離の程度が大きい方が早かった。電子密度が最大になる時刻と磁場の立ち上がり時間を比べると、放電条件 2 では放電条件 1 とは逆に磁場の立ち上がり時間 t_r の方が遅かった。

Z 放電電流 $I_{z \max} = 4.9 \text{ kA}$ の下で放電条件 1 及び放電条件 2 の θ 放電を行った場合、中心軸上の電子密

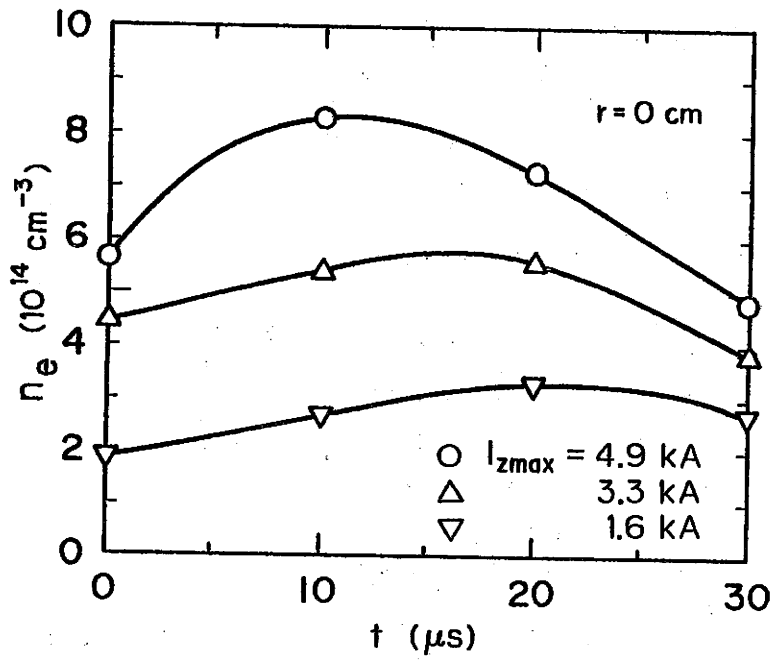


図 4.9 中心軸上の電子密度の時間変化 ($E_{\theta} = 4.5$ V / cm)。時刻 $t = 0$ は、 θ 放電の開始時刻を表す。

表 4.3 中心軸上の電離度 ($E_{\theta} = 4.5$ V / cm)。 t_{max} 及び α_{max} は、電子密度が最大に達する時刻およびその時の電離度である。

I_{zmax} (kA)	α_0	t_{max} (μs)	α_{max}
4.9	0.44	11	0.64
3.3	0.34	16	0.44
1.6	0.14	22	0.26

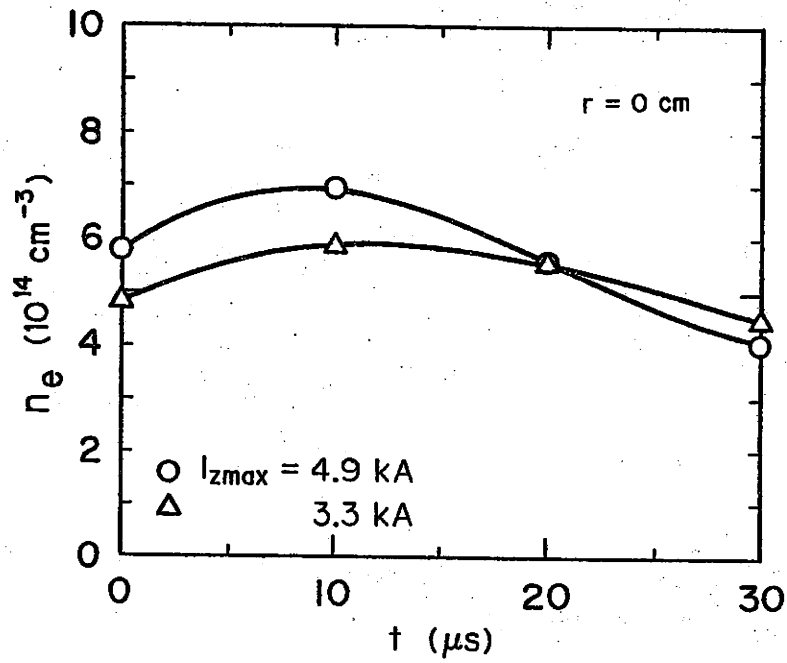


図 4.10 中心軸上の電子密度の時間変化 ($E_{\theta} = 1.6$ V / cm)

表 4.4 中心軸上の電離度 ($E_{\theta} = 1.6$ V / cm)

I_{zmax} (kA)	α_0	t_{max} (μs)	α_{max}
4.9	0.45	8	0.54
3.3	0.37	12	0.46

度の時間変化を図 4.11 に示す。θ 放電により電子密度は増加したが、その増加の程度はθ 放電により発生する誘導電界の大きさとともに増加したことが分かる。θ 放電により発生する磁場の立ち上がりが速いほど、プラズマ中に誘導される電界が強いので、θ 放電直後に発生する方位角方向の電流も大きくなると考えられる。Z 放電電流が $I_{z \max} = 3.3 \text{ kA}$ の場合の結果を図 4.12 に示すが、この場合には誘導電界の大きさの影響はほとんどなかった。

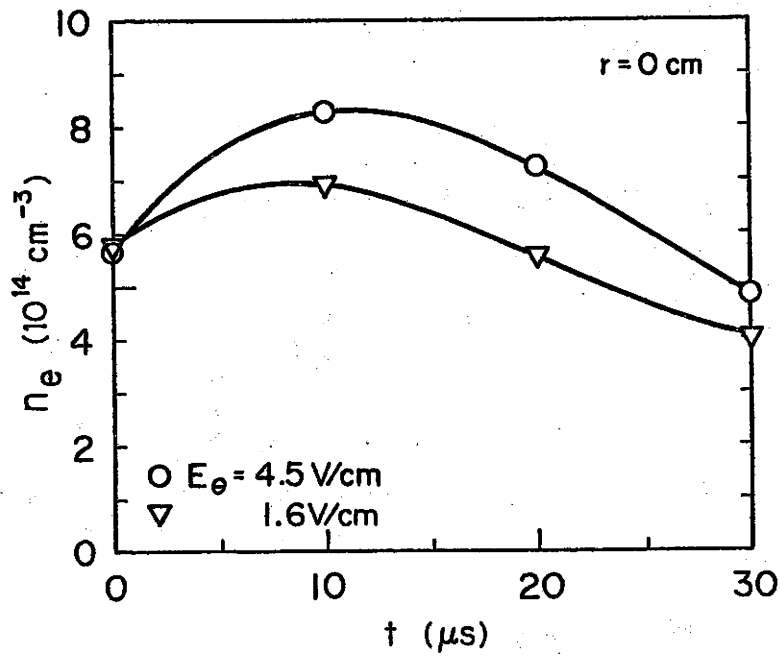


図 4.11 中心軸上の電子密度の時間変化 ($I_{z \max} = 4.9$ kA)

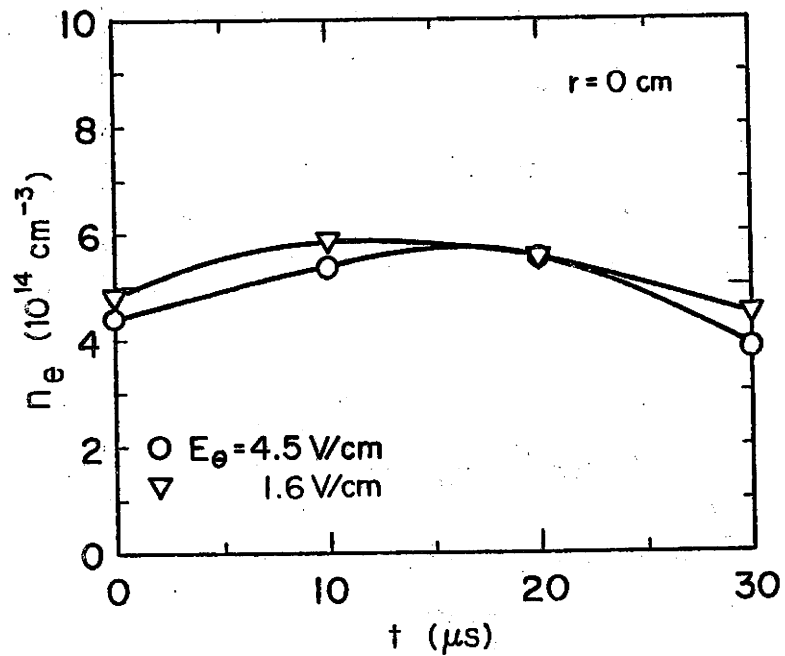


図 4.12 中心軸上の電子密度の時間変化 ($I_{z \max} = 3.3$ kA)

2. 電子密度の径方向分布

水素封入気圧が 20 mTorr の場合について、 θ 放電開始直前における電子密度の径方向分布を図 4.13 に示す。 Z 放電遮断後も電子密度の径方向分布は、 Z 放電電流 $I_{z \max}$ の大きさにほとんど依存せず管壁付近まで一様に近い形を保ったことが分かる。その様な予備電離プラズマに θ 放電を用いて軸方向磁場を印加した場合、磁場はプラズマ中に充分浸透したことが 4.3 節 B で述べられた。ここでは、この場合あらかじめ径方向に一様であった電子密度分布が θ 放電により発生された磁場の浸透により、変化する様子を調べた。電子密度の径方向分布は、Mach-Zehnder 干渉法に用いた H_e-N_e レーザービームを放電管軸に平行に径方向に移動させて測定した。

表 4.1 に示した放電条件 1 で θ 放電を行った場合における電子密度の径方向分布を図 4.14 に示す。ここで、半径 $r = 2.7$ cm の位置は放電管内壁を表し、この位置では電子密度は零になるはずである。この図に示された分布を調べると、生成された軸方向磁場を内部に含むプラズマは、磁場が最大になる時刻付近 ($t = 10 \mu s$) でも、径方向に一様な分布を保持したことが分かる。特に、 Z 放電により生成されたプラズマの電離度が高い場合 ($I_{z \max} = 4.9$ kA) においても、径方向分布が一様のまま保たれたことは、 θ 放電の特徴と考えてよい。

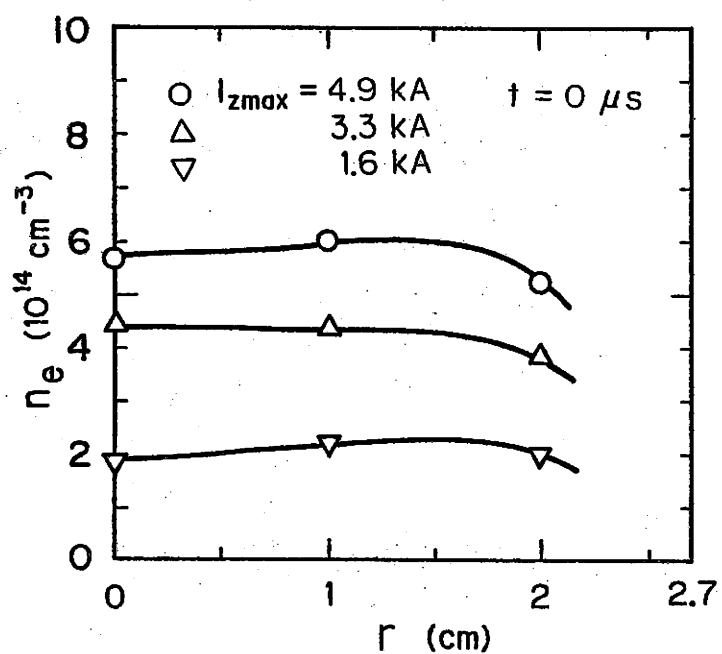


図 4.13 θ 放電開始直前 ($t = 0$) における電子密度の径方向分布

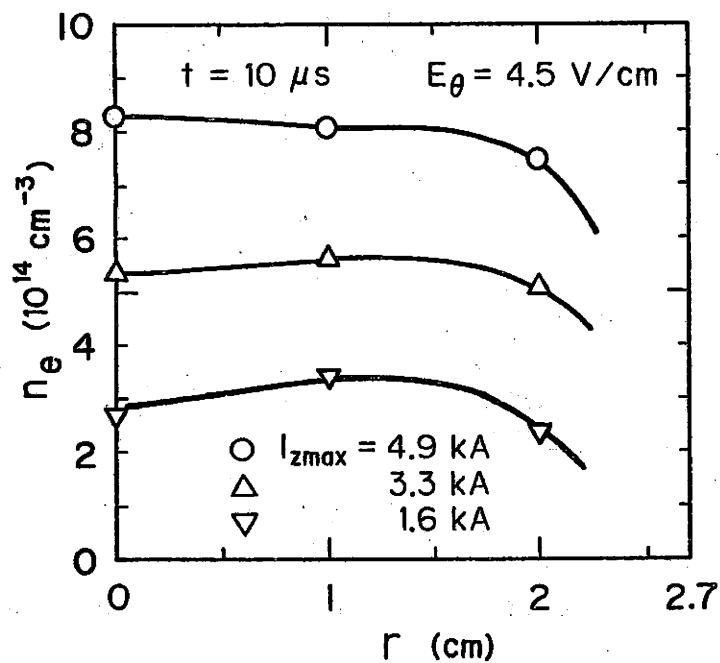
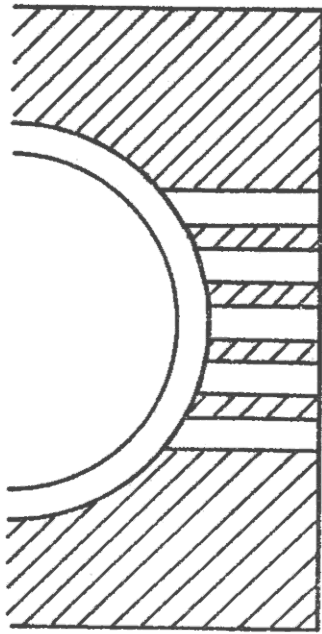


図 4.14 θ 放電開始後 $10 \mu\text{s}$ における電子密度の径方向分布 ($E_\theta = 4.5 \text{ V/cm}$)

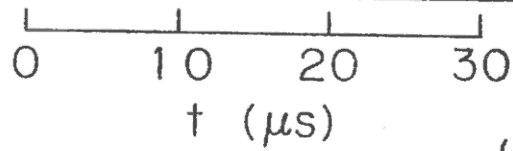
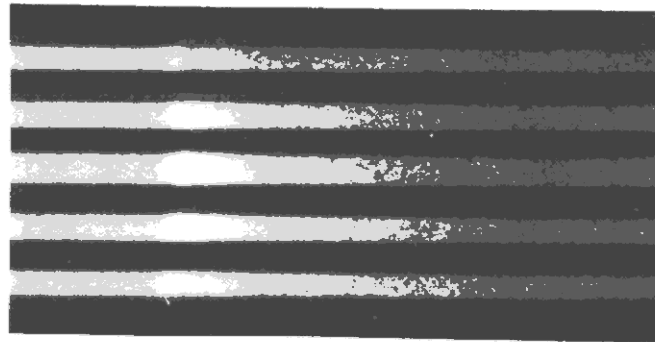
ワンターンコイルに開けられた孔を通して側面から流しカメラを用いてプラズマの様子を観測すると、 θ 放電の開始 ($t = 0$) とほぼ同時にプラズマ断面が発光した。放電条件 1、Z放電電流 $I_{z \max} = 4.9 \text{ kA}$ の場合における発光の様子を図 4.15 (a) に示す。この光は、まず放電管壁付近で光り始め、約 $1 \mu\text{s}$ で中心軸に達し、 $2 - 3 \mu\text{s}$ で消えた。図 4.15 (a) から分かるように、 θ 放電開始後も放電管断面全体が発光し続けプラズマの圧縮現象は観測されなかった。比較のために、図 4.15 (b) に弱い θ ピンチが起こった場合の写真を示す。 θ ピンチが起こった直後 (写真中の矢印)、プラズマ柱の圧縮に伴い管壁付近が暗くなった様子が分かる。したがって、流しカメラによる観測でも、主放電時の予備電離プラズマとして必要となる断面全体にわたって静かで一様なプラズマが保たれたことが確認された。

更に時間が経過して、時刻 $t = 30 \mu\text{s}$ になった場合の密度分布を図 4.16 に示す。時刻 $t = 30 \mu\text{s}$ は、 θ 放電による軸方向磁場が時間的に減少する期間であるが、この時刻においても電子密度は径方向に一様な分布を保っていたことが分かる。これらの図より、放電条件 1 の θ 放電を行った場合には、時間の経過にほとんど依存せず、電子密度の径方向分布は一様のままであることが分かった。

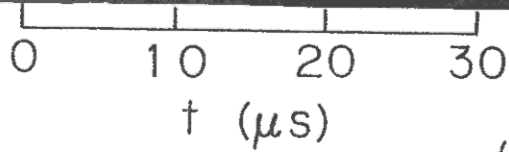
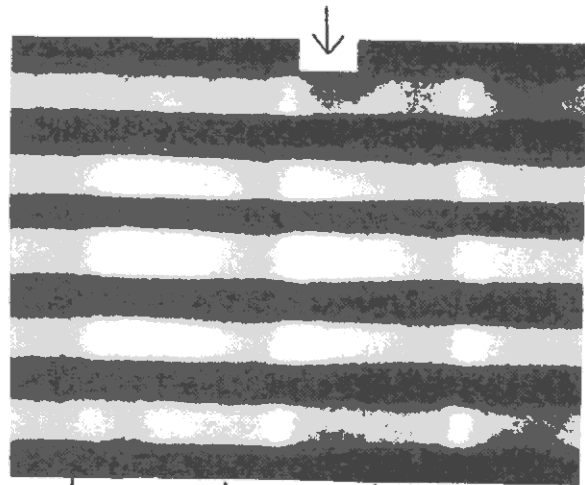
一方、放電条件 2 で θ 放電を行った場合における電子



SINGLE-TURN COIL



(a)



(b)

図 4.15 ワンターンコイル側面にあけられた孔を通して、流しカメラにより撮影されたプラズマ断面の発光。放電の開始時刻を $t = 0$ にとった。(a) θ 放電の場合。放電後も、プラズマが管断面全体にわたって光り続ける。(b) 弱い θ ピンチの場合。ピンチ直後(矢印)にプラズマ柱が圧縮された様子が分かる。

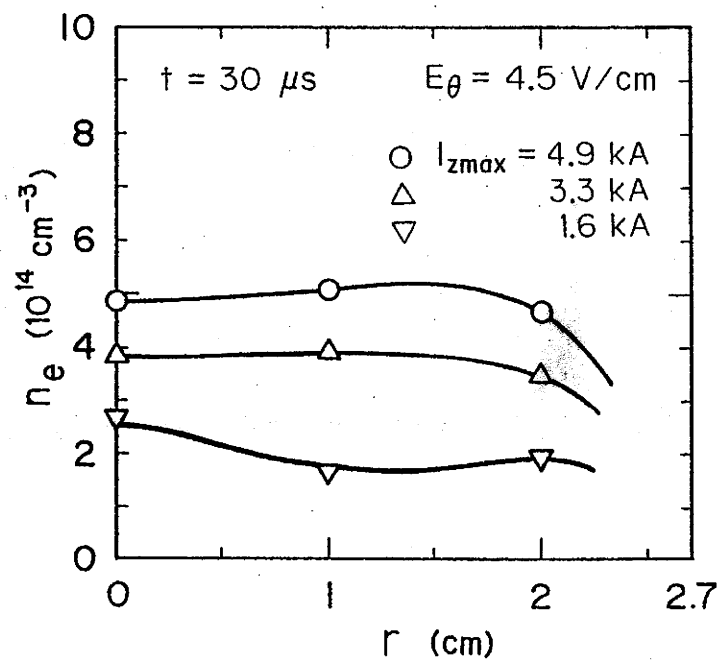


図 4.16 θ 放電開始後 $30 \mu s$ における電子密度の径方向分布 ($E_{\theta} = 4.5 \text{ V/cm}$)

密度の径方向分布を図 4.17 に示す。この場合にも電子密度分布は平坦に近かったが、中心軸上でやや密度が高くなる傾向があった。これらの分布は、更に時間が経過すると ($t = 30 \mu s$)、図 4.18 に示されるように逆に放電管壁付近で密度が大きくなる分布に変わった。このような電子密度分布になる主な原因は、プラズマの電離現象によるものではなく、荷電粒子のドリフトによる影響と考えられる。 θ 放電に伴って発生するドリフト及びその効果については、第 4.3 節 D で考察する。

電子密度の径方向分布の測定から、プラズマの電離度を概算することができる。電離度は、プラズマの特性を示す重要な量の 1 つである。半径 $r = 2.7 \text{ cm}$ の位置は管内壁であり、ここでの電子密度は零になるはずである。測定点を滑らかに結び、管壁で電子密度が零になるように径方向分布を決め、放電管断面全体にわたって体積平均した電離度 $\langle \alpha \rangle$ を概算した結果を表 4.5 に示す。 θ 放電により予備電離プラズマの電離度は $0.02 - 0.15$ 程度増加したことが分かる。

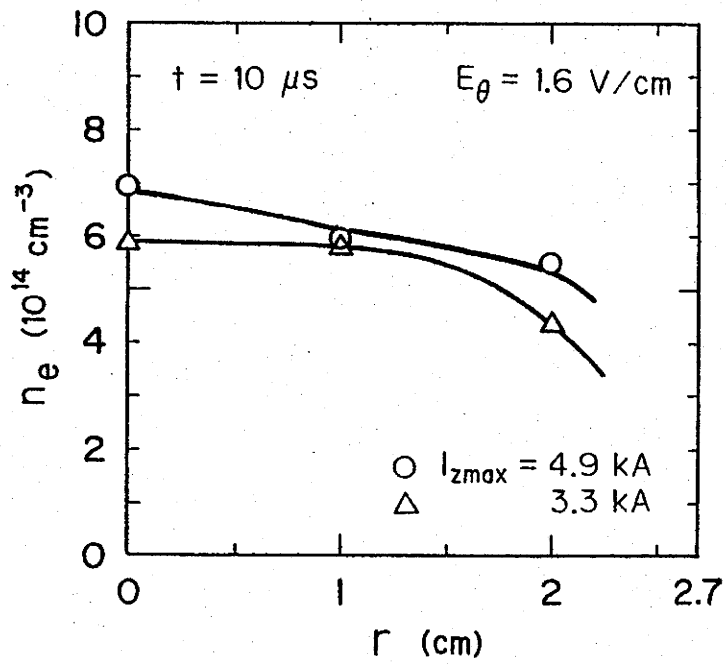


図 4.17 θ 放電開始後 $10 \mu\text{s}$ における電子密度の径方向分布 ($E_\theta = 1.6 \text{ V/cm}$)

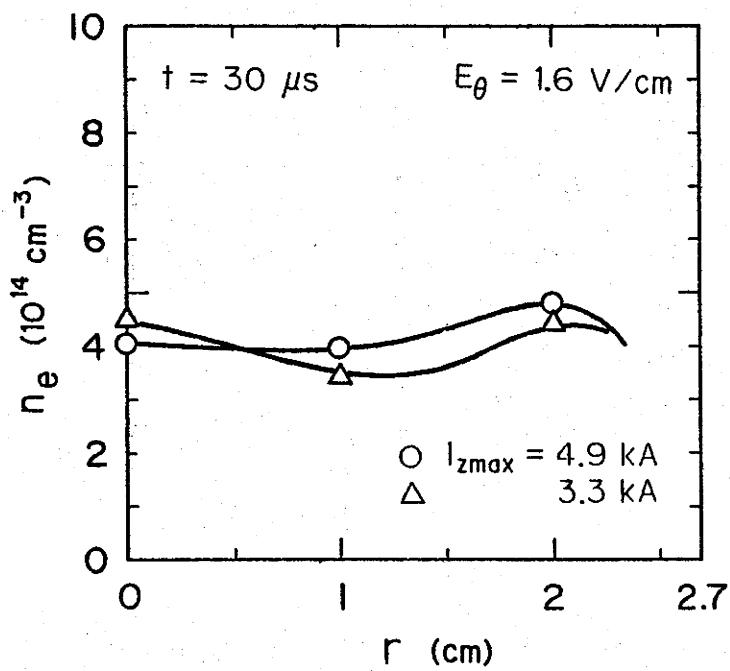


図 4.18 θ 放電開始後 $30 \mu\text{s}$ における電子密度の径方向分布 ($E_\theta = 1.6 \text{ V/cm}$)

表 4.5 放電管断面全体にわたって体積平均した電離度
 $\langle \alpha \rangle$ の時間変化

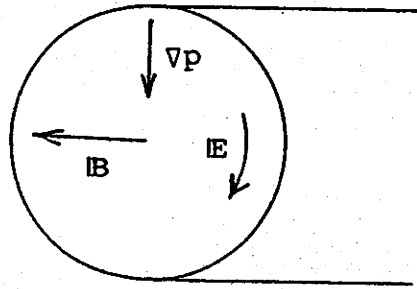
I_{zmax} (kA)	E_{θ} (V/cm)	$t = 0$ (μs)	$\langle \alpha \rangle$	
			$t = 10$	$t = 30$
4.9	4.5	0.36	0.51	0.31
3.3	4.5	0.26	0.34	0.24
1.6	4.5	0.13	0.17	0.13
4.9	1.6	0.34	0.38	0.30
3.3	1.6	0.30	0.32	0.28

D. θ 放電に伴うプラズマのドリフト

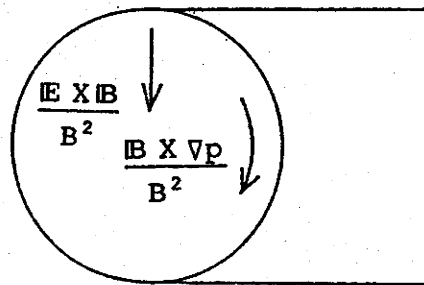
荷電粒子のドリフトは、荷電粒子の損失、プラズマの密度分布変化あるいは不安定性等を引き起こす可能性がある。そのため検討する必要がある。 θ 放電では、 θ ピンチとは異なりプラズマの極端な圧縮等は起こらなかったが、荷電粒子のドリフトは起こる。すなわち、 θ 放電自身が軸方向磁場を発生させ、その時間変化により方位角方向の誘導電界を発生させること及び予備電離プラズマの圧力勾配も存在するからである。プラズマの圧力勾配は図 4.13 で示された電子密度分布からも分かるように、放電管の管壁付近で大きく内向きと考える。 θ 放電により印加された軸方向磁場が時間的に増加する期間 ($t < t_r$) では、軸対称プラズマを仮定すると、これら電界 E 、磁場 B 及び圧力勾配 ∇p は図 4.19 (a) に示す方向となる。このとき、電磁流体方程式において時間的にゆっくりしたドリフトを仮定すれば、流体要素のドリフト速度 w_d は

$$w_d = \frac{E \times B}{B^2} + \frac{B \times \nabla p}{B^2} \quad (4.5)$$

となる。¹⁰⁾ 式 (4.5) の第 1 項は $E \times B$ ドリフトであり、第 2 項は反磁性ドリフトとして知られている。これらのドリフトの向きは図 4.19 (b) に示す通りで、



(a)



(b)

$$\mathbf{v}_d = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} + \frac{\mathbf{B} \times \nabla p}{B^2}$$

図 4.19 (a) θ 放電に伴う電界 \mathbf{E} 、磁場 \mathbf{B} 及び圧力勾配 ∇p の方向、 (b) $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト及び反磁性ドリフトの方向

$E \times B$ ドリフトは径方向内向き、反磁性ドリフトは放電管壁に平行である。

$E \times B$ ドリフトでは、イオンも電子も両方、中心軸方向に同じ速度で移動するので、この場合にはプラズマを保持するのに役だつことが分かる。この $E \times B$ ドリフトの移動速度の大きさを見積るために、時刻 $t = t_r / 2$ 、位置 $r = r_w$ におけるドリフト速度を計算すると、放電条件 1 の θ 放電の場合 $dr/dt = E_\theta / B_z = -1.5 \text{ mm} / \mu\text{s}$ となる。ここで、 t_r は磁場の立ち上がり時間、 r_w は放電管の内径である。したがって、荷電粒子がドリフトによって移動する距離は余り大きくない。また、磁場が時間的に減少する期間 ($t > t_r$) では、 $E \times B$ ドリフトは逆に径方向外向きになることから荷電粒子の損失を引き起こす。図 4.9 で電子密度が最大値に達した後、急激に減少する主な原因として、この荷電粒子の $E \times B$ ドリフトが考えられる。特に、図 4.18 に示された時刻 $t = 30 \mu\text{s}$ における電子密度の径方向分布で、管壁付近の電子密度が大きくなった原因は、この $E \times B$ ドリフトと思われる。

一方、反磁性ドリフトはイオンと電子とで移動する向きが反対なので、図 4.19 (b) に示した方向に正味の反磁性電流が流れる。反磁性ドリフトの向きは放電管壁と平行なので、このドリフトもプラズマの保持に対して害をなさないことが分かる。

参 考 文 献

- 1) R. J. Bickerton: Nucl. Fusion 20 (1980) 1072.
- 2) W. E. Quinn and R. E. Siemon: Fusion,
ed. E. Teller (Academic Press, Inc., New York,
1981) Vol.1, Part B, Chap.8, p.1.
- 3) L. C. Steinhauer: U. S. Department of Energy
Rep. CONF-770386 (1977).
- 4) 鈴木、野畑、黒川: 1985年 日本物理学会 秋の
分科会講演予稿集 (第4分冊) p.272.
- 5) 静岡大学大学院 電子科学研究科研究報告 (印刷中)
- 6) 宮本 健郎: 「核融合のためのプラズマ物理」
第1章 p.126 (昭51) 岩波書店
- 7) 武田 進: 「プラズマの基礎」 第7章 p.98 (昭44)
朝倉書店
- 8) L. Spitzer, Jr.: Physics of Fully Ionized
Gases (John Wiley & Sons, Inc., New York,
1962) 2nd ed., Chap.5, p.139.
- 9) T. J. Dolan: Fusion Research Principles,
Experiments and Technology (Pergamon Press,
New York, 1982) Chap.9, p.218.
- 10) Francis F. Chen: Introduction to Plasma
Physics (Plenum Press, New York, 1974) Chap.3,
p.59.

5. θ ピンチ放電プラズマの 端損失

5.1 はじめに

直線型 θ ピンチ装置における最大の欠点は生成されたプラズマがワンターンコイル端より損失する点であり、この端損失に関しては、これまでに多くの研究が行われてきた。¹⁻⁶⁾ その結果、ワンターンコイル内に閉じ込められるプラズマの粒子損失時間 τ_p に関する比例則は $\tau_p = \xi \cdot L / v_i$ で与えられることが理論的にも実験的にも確認されている。ここで、 L はワンターンコイルの半分の長さ、 v_i はイオンの熱速度、 ξ は 1 - 5 程度の値を持つ係数である。このときワンターンコイル端から損失するプラズマの速度はイオンの熱速度程度と考えられているが、コイル端近傍および外部での損失プラズマに対する振舞いに関する報告⁴⁾ は少ない。ワンターンコイル端から損失した後の粒子の振舞いを観測することは、プラズマの端損失およびその抑制に関して研究する際に役立つと考えられる。本研究では、損失粒子の振舞いに伴い θ ピンチ直後に発生するワンターンコイル端付近における移動する発光プラズマの速度変化および到達距離を測定した。⁷⁾

一方、ワンターンコイル端からプラズマが損失する際

には、荷電効果のためにプラズマはコイル端から遠くまで達することはないと考えられる。ここでは荷電効果として、空間電荷効果による逆電界の発生およびワンターンコイル端近傍に存在する中性粒子による電荷交換反応が重要な役割を果たすことを指摘する。⁷⁾

プラズマの端損失抑制方法に関しては、これまで様々な提案や実験が行われているが、⁸⁾ まだ端損失を解決できる十分な方法は見つかっていない。したがって、この分野では、更に様々な方式を試みることが大切である。ここでは誘導電界型高周波コイルを利用する方式について述べる。⁷⁾

5.2 実験装置および測定装置

実験装置を図 5.1 に示す。構成は θ 放電に関する実験で用いた装置（第 4.2 節参照）とほぼ同じである。但し、 θ ピンチにより高温プラズマを生成させるために、 θ 放電回路に挿入した直列抵抗は全て取りはずした。またクローバー回路は使用していないので、ワンターンコイルを流れる電流は減衰振動波形となる。 θ 放電回路を R 、 L 、 C_{θ} ($= 96 \mu F$) の直列回路で近似した場合、第 3.3 節 C と同様の方法で求めた回路定数を表 5.1 (a) に示す。但し、この回路定数の中にはワンターンコイルのインピーダンスも含まれる。一方、ワンターンコイル内に発生する磁場 B 、最大磁場強度 B_{\max} 及び磁場の立ち上がり時間 t_r を表 5.1 (b) に示す。

ワンターンコイル外側でプラズマ端損失に伴う発光現象を観測するために、ワンターンコイルと陰極 C との間の部分に黒紙を巻き、縦 1 cm、横 5 cm のスリットを放電管軸に平行に 6 ヶ所あけた。（図 5.1 参照）このスリットを通して、放電管の側面から流しカメラを用いて発光部の移動の様子を観測した。損失速度の測定は θ 放電の第 2 又は第 3 半周期の立ち上がりで行った。これは主放電用ギャップスイッチのぼらつきの影響を小さくするため、及び本実験ではあらかじめ予備電離プラズマにバイアス磁場を加えなかったために、主放電の第 1 半

周期の立ち上がりでは再現性の良い θ ピンチが得られなかったためである。

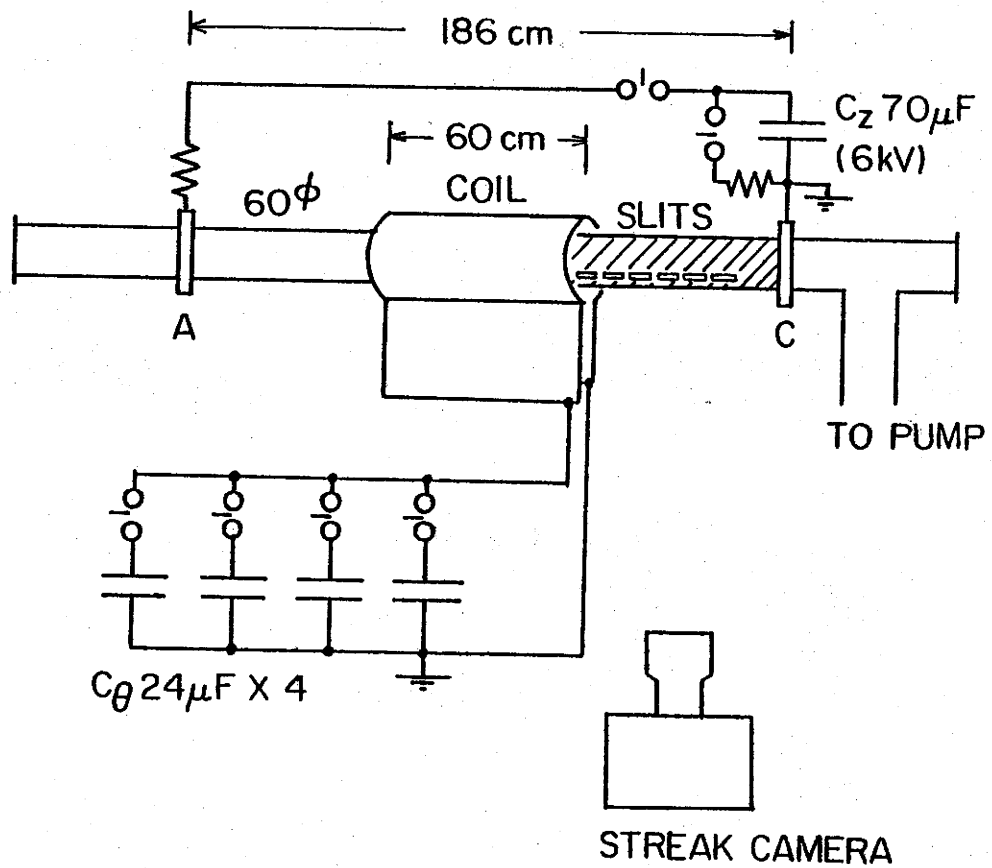


図 5.1 実験装置および測定装置

表 5.1 (a) θ 放電回路の回路定数

R (m Ω)	L (μ H)	C $_{\theta}$ (μ F)	γ (10^4 /s)	ω (10^4 rad/s)
6.6	0.25	96	1.3	20

$$I_{\theta} = I_{\theta m} \exp(-\gamma t) \sin \omega t$$

表 5.1 (b) ワンターンコイル内に発生する磁場特性

B $_{max}$ (T)	t $_r$ (μ s)
0.37	7.4

$$B(t) = B_m \exp(-\gamma t) \sin \omega t$$

5.3 実験結果および考察

A. 端損失プラズマの速度変化および到達距離

θ ピンチを行うと、プラズマはピンチ後にワンターンコイル端から損失し始め、ワンターンコイル外部に存在する中性粒子と衝突しながら次第に速度が減少する。高速の荷電粒子が中性粒子と衝突する際に中性粒子を励起させるので、放電管側面から発光部分の様子を観測することにより、プラズマの損失後の振舞いを知ることができる。

ワンターンコイル外部に置かれたスリットを通して流しカメラで撮影された写真より縦軸が軸方向距離 z 、横軸が時間 t で示される発光面の移動の様子を表したグラフが得られる。水素封入気圧 20 Torr で測定された典型的なグラフを図 5.2 に示す。ここで $t = 0$ は発光面がワンターンコイルに最も近いスリット内に現れた時刻を表し、位置 $z = 30 \text{ cm}$ はワンターンコイルの端である。この図は発光のフロント面が z の正方向に移動する様子を表すもので、接線の傾きが移動速度に対応する。軌跡が弓状に曲がっているのは、発光面の移動速度がワンターンコイルから離れるに従い減少したことを表わす。

発光面の軌跡より、位置 z とともに変化する速度 $v_p(z)$ を求めた結果を図 5.3 に示す。この図より、発光

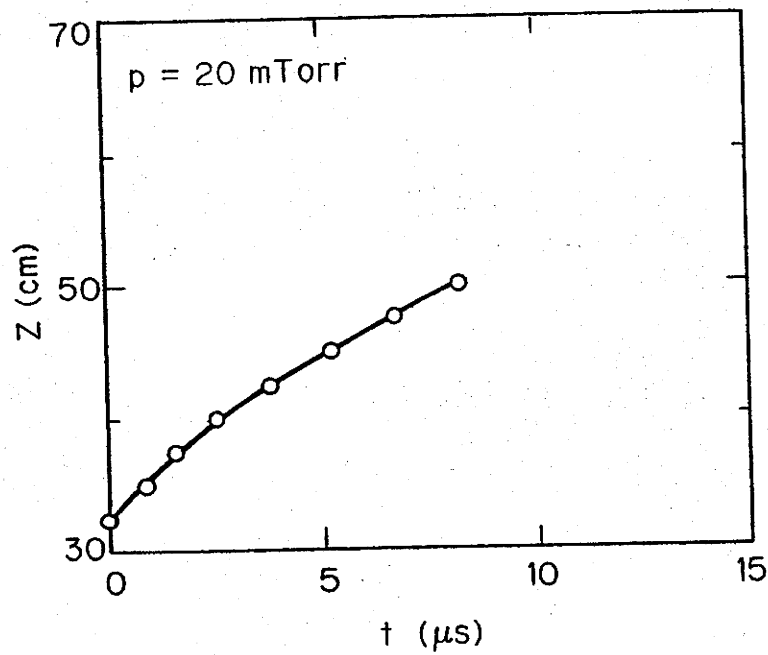


図 5.2 プラズマ端損失に伴う発光フロント面の移動。位置 $z = 30 \text{ cm}$ はワンターンコイルの端であり、発光面がスリットに現れた時刻を $t = 0$ にとる。

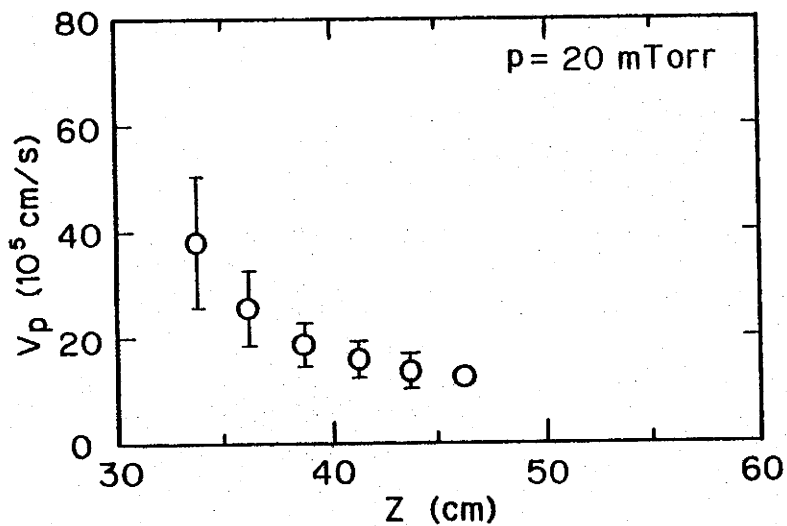


図 5.3 位置 z に対する端損失プラズマのフロント面の速度変化 (封入気圧 20 mTorr)。位置 $z = 30 \text{ cm}$ はワンターンコイルの端である。

フロント面の速度は、コイル端近傍では距離 z とともに急激に減少したことが分かる。この結果は重要である。発光面の放電管断面上での様子を調べるために、ワンターンコイル端から 5.5 cm の位置 ($z = 35.5 \text{ cm}$) に縦 6 cm (放電管外径)、幅 2 mm のスリットを置いた。このスリットを通して撮影された長時間にわたる流し写真によれば、発光面は放電管の管壁まで断面全体にわたって広がっていることが分かった。ワンターンコイルにより発生する磁力線は、図 4.8 にも示したようにワンターンコイル外側では急激に広がるので、この磁力線に沿って流出するプラズマの径もすぐに放電管の直径程度になると考えられる。

次に、封入気圧を変化させた場合の結果を図 5.4 - 6 に示す。 θ ピンチの放電条件は一定とした。これらのグラフと図 5.3 を比較すると、損失速度 v_p は封入気圧が低いほど速く減少したことが分かる。もし端損失プラズマの速度が減少する原因がイオンと中性粒子の衝突のみによるものであれば、封入気圧が低いほど速度の減少は小さくなり、遠くまでプラズマが到達するはずである。しかし、実験結果では逆の傾向が現れた。また、コイル端付近における損失速度 v_p の減少の様子は、位置 z に対して指数関数的に近かった。

更に、Z 放電を遮断しない条件で θ ピンチを行った場合についても損失速度を測定した。この場合には、ワン

ターンコイル外部にZ放電で生成された電離度の高いプラズマが残っている点が異なる。図5.7に水素封入気圧20 Torrの場合の結果を示す。この図と図5.3を比較すると、ワンターンコイル端 ($z = 30 \text{ cm}$) における初速度はほぼ同じであるが、ワンターンコイル端付近における速度の減少が緩やかになり、到達距離が伸びたことが分かる。

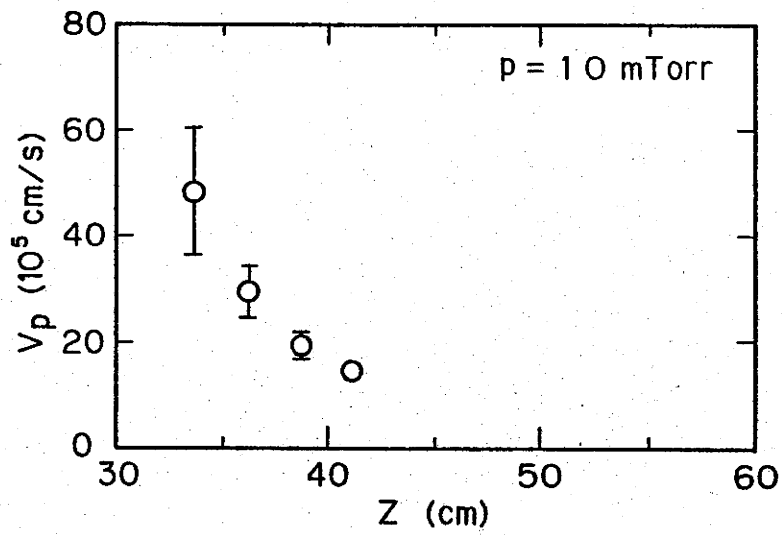


図 5.4 位置 z に対する端損失プラズマの速度変化 (封入気圧 10 mTorr)

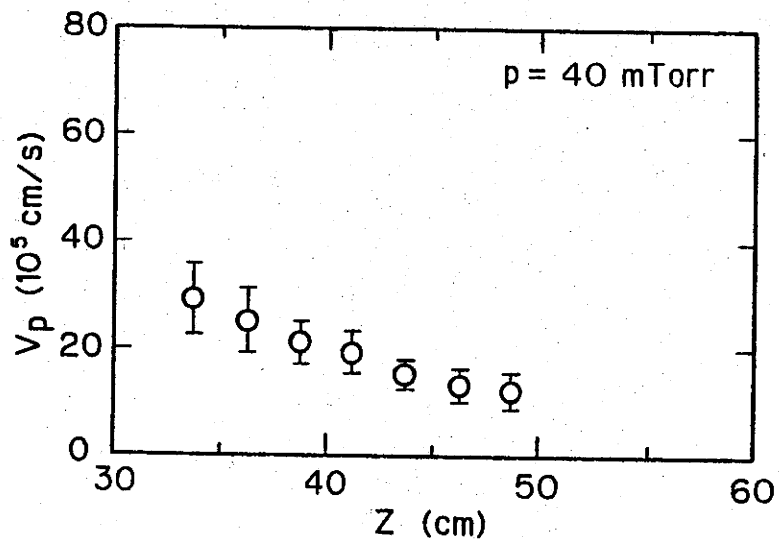


図 5.5 位置 z に対する端損失プラズマの速度変化 (封入気圧 40 mTorr)

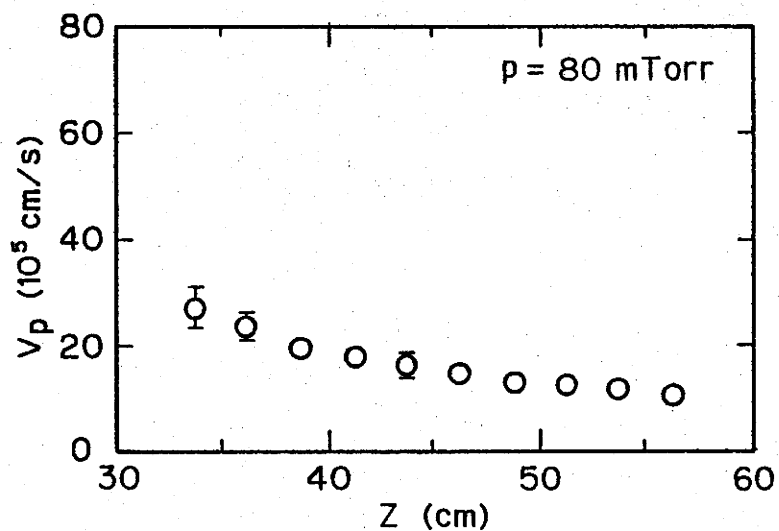


図 5.6 位置 z に対する端損失プラズマの速度変化 (封入気圧 80 mTorr)

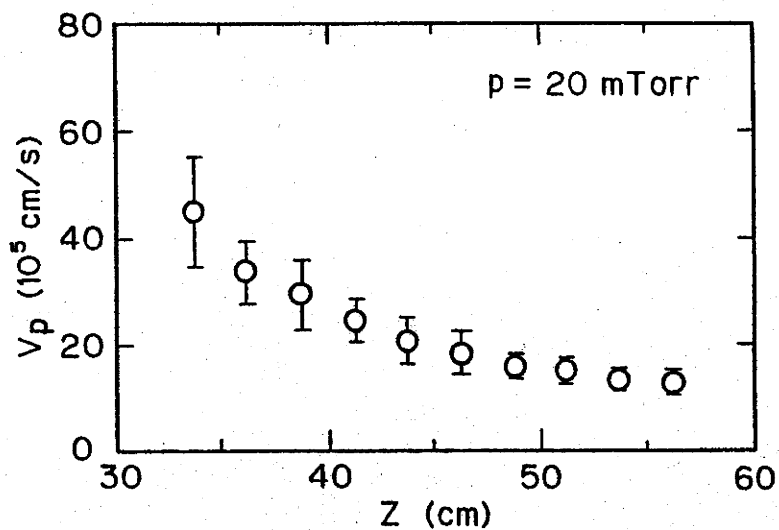


図 5.7 位置 z に対する端損失プラズマの速度変化 (封入気圧 20 mTorr、Z 放電の遮断なし)

5.4 コイル端近傍における荷電効果の影響

A. 空間電荷効果の影響

荷電粒子間の平均自由行程は温度の 2 乗に比例するので、⁹⁾ θ ピンチにより生成される高温プラズマ ($kT \sim 1 \text{ keV}$) 中では、荷電粒子は無衝突に近い状態になる。しかし、ワンターンコイル端近傍では空間電荷効果が現れ、高温プラズマの端損失に影響を与えると考えられる。 θ ピンチにより生成されたプラズマでは、一般にイオン温度は電子温度よりも大きい。¹⁰⁾ しかし、電子の質量はイオンの質量よりも非常に小さいために、電子の速度はイオンの速度よりも大きくなり、電子がコイル端から早く損失し始める。しかし θ ピンチにより生成されたプラズマは高密度 ($n \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) であるために、電子が先に損失しようとするれば、すぐに荷電分離による逆向きの大きな電界が発生する。その結果、電子は損失方向とは逆向きに力を受け、イオンは損失する方向に引かれる。このため電子の速度はイオンの熱速度とほぼ同じ低い値となり、他の粒子との衝突が頻繁に起こるようになる。そのためコイル端からのイオンの損失速度が制限され、プラズマはコイル端から遠くまで達することはない。イオンと電子の分離長は Debye 長¹¹⁾ で評価でき、電子密度が 10^{16} cm^{-3} 、電子温度が 1 keV の場合、 2×10^{-4}

c_m となる。ここで述べた空間電荷効果は、無衝突プラズマに近い条件が成立する場合にも働くために、特に荷電粒子間の衝突が少ない高温プラズマの端損失で、この効果が顕著に現れると思われる。

B. 電荷交換反応の影響

θ ピンチプラズマ中またはワンターンコイル端近くで起こる他の重要な反応として、イオンと中性粒子（原子または分子）との電荷交換反応がある。高温の水素イオンと低温の中性粒子との電荷交換断面積 σ_{10} は、図 5.8 に示すようにイオンのエネルギーが高い領域 ($kT_i = 1 - 10 \text{ keV}$) においても、 10^{-15} cm^2 程度の大きな衝突断面積を持つ。¹²⁾ 特にワンターンコイル端近傍の領域を考えると、ここには中性粒子が多数存在する。したがってコイル端近傍においては、この中性粒子との衝突により引き起こされる電荷交換反応を考慮することは重要であるにもかかわらず、このことに言及した報告はこれまで見あたらない。

簡単のため、ワンターンコイル外側には密度 n_n の中性粒子が存在し、その中にワンターンコイル内から高速イオンが飛び出してくると考える。中性粒子中に入射した高速イオンは、すぐに電荷交換反応（衝突断面積 σ_{10} ）を起こす。このとき、水素イオンの平均自由行程は $\lambda_{in} = 1/n_n \sigma_{10}$ で与えられる。現在実験中または検

討中の直線型プラズマ装置の典型的なパラメーターを表 5.2 に示す。このとき平均自由行程 λ_{in} は c_{\square} のオーダーとなり、この値は装置の大きさ L と比較して十分に小さい。電荷交換反応で生じた低エネルギーイオンは、空間電荷効果を通して電子の損失速度を減少させる。したがって、たとえ高温プラズマが端損失する場合でも、中性粒子との電荷交換反応のため、プラズマはコイル端の近くにのみ存在すると思われる。イオンと中性粒子との電荷交換反応は高温イオンのエネルギー損失を伴うので、 θ ピンチの効率の点からは好ましくない。

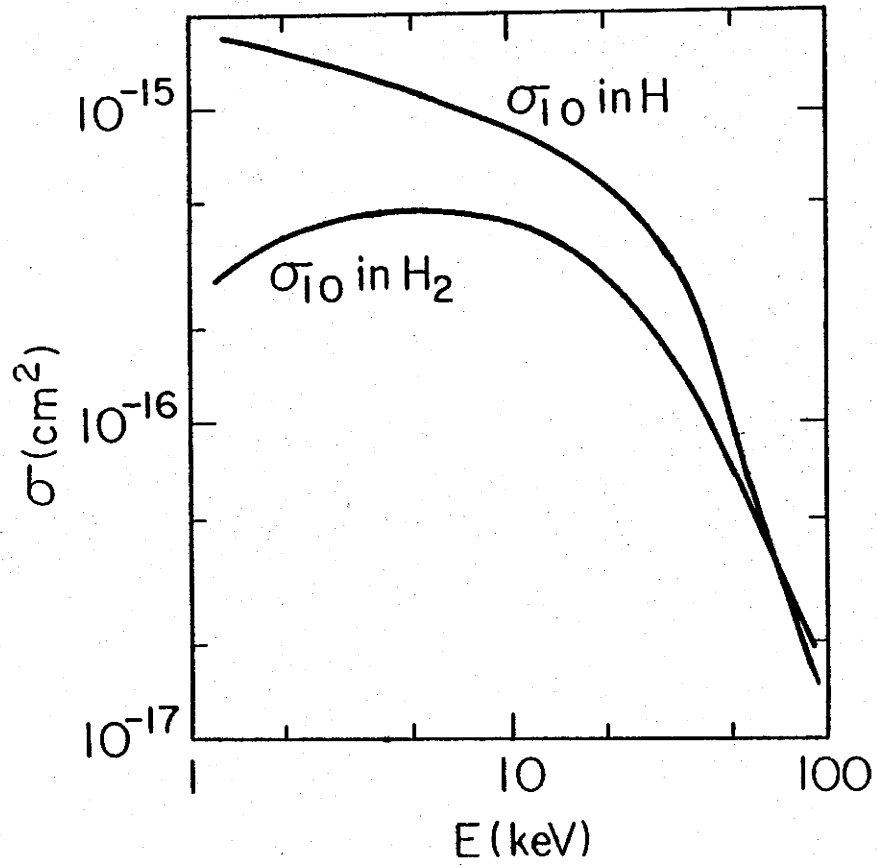


図 5.8 水素原子中 (H) および水素分子中 (H₂) における水素イオンの電荷交換断面積 σ_{10} 。横軸の E は、水素イオンのエネルギーを表す。

表 5.2 代表的な直線型 θ ピンチ装置の特性と電荷交換反応の平均自由行程 λ_{in}

		Example A ¹³⁾	Scylla IV-P ⁴⁾	Scylla I-C ³⁾
Fill pressure	p (mTorr)	10 D ₂	10 D ₂	100 D ₂
Magnetic field	B (T)	5	4.8	3.3
Ion temperature	T _i (keV)	1	2.65	0.05
Electron density	n _e (10 ¹⁶ cm ⁻³)	2.8	1.5	11
Plasma radius	r _p (cm)	0.8	1.2	~ 1.1
Plasma beta	β	0.8	~ 0.8	0.4
Axial streaming time	τ_p (μ s)	53	12.5	14.4
Coil length	L (m)	25	5	1
Axial collisionality	L/ λ_{ii}	32	~ 1	~ 10 ³
Axial collisionality	L/ λ_{in}	~ 1600	~ 230	~ 970

λ_{ii} : mean free path for the ion-ion collisions,

λ_{in} : mean free path for the ion-neutral collisions.

5.5 誘導電界型高周波コイルの利用

中性粒子はワンターンコイル端付近に多数存在するばかりではなく、磁場に影響されずにワンターンコイル内にも拡散する。第5.4節Bでも述べたように、高温イオンと中性粒子との衝突により高温プラズマの温度が下がるため、中性粒子がコイル端近傍に存在することは好ましくない。中性粒子との衝突によるエネルギー損失を防ぐためには、ワンターンコイルの端近傍を高電離状態にしておくことが大切である。その方式としては、放電用電極を放電管内部に挿入する必要がない高周波放電を利用する方法が考えられる。高周波放電は、動作原理により誘導型と誘電型に大別できる。通常用いられる θ 方向に電界を発生させる誘導型の高周波放電では、コイル端付近に存在する軸方向磁場のために荷電粒子は磁場を横切って方位角方向に運動することは困難なので、電離が進展しがたい。また、誘導型の高周波放電では、軸方向に電界を発生できるが、低抵抗であるプラズマ中に高電界を発生させることは困難である。それに対して軸に平行に電界を発生させる誘導型の高周波放電では、軸方向磁場に影響されることなく効率的に気体を高電離プラズマ状態にできる。

軸方向に誘導電界を発生させる型の高周波放電は、これまで余り報告されていないが、方位角方向に磁束を変

化させることにより軸方向に誘導電界を発生させることができる。これを実現させる最も簡単な方法としては、図 5.9 に示すようにフェライトコアを放電管外部に配置し、これに電線を巻いたものである。1次側の電線を高周波電源と接続すると、フェライトコア内部に発生した磁束の時間変化により放電管内部には軸方向の電界を発生させることができる。小型のフェライトコアを用いてプラズマを発生させた場合の写真を図 5.10 に示す。この実験では、高周波発振器の出力が不足したため弱電離プラズマしか生成できなかった。今後、大型装置を用いた実験が望まれる。

更に、誘導電界型高周波コイルは端損失の抑制にも利用できる。その方法としては、このフェライトコアを図 5.11 に示すようにワンターンコイルの端に設置し、外部磁場と組み合わせる。ワンターンコイルから磁場に沿って損失してきた荷電粒子は、軸方向電界 E_z と径方向磁場 B_r により方位角方向の運動に変換される。この方式を θ ピンチにより生成される高温、高密度の端損失プラズマに用いる場合には、誘導電界型高周波コイルと外部磁場発生用マグネットを放電管に沿って複数個設置する必要がある。

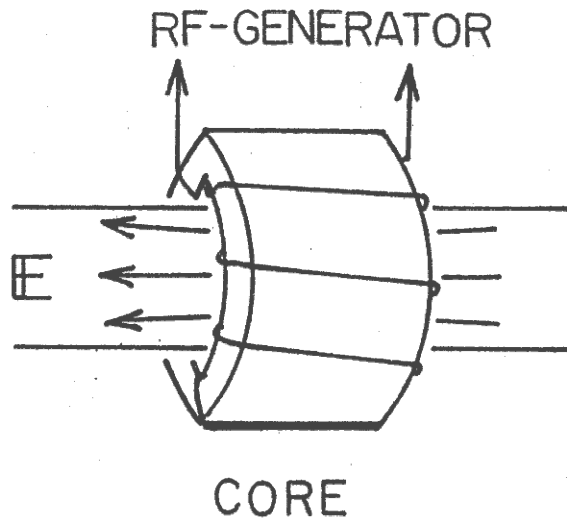


図 5.9 誘導電界型高周波コイルの原理図

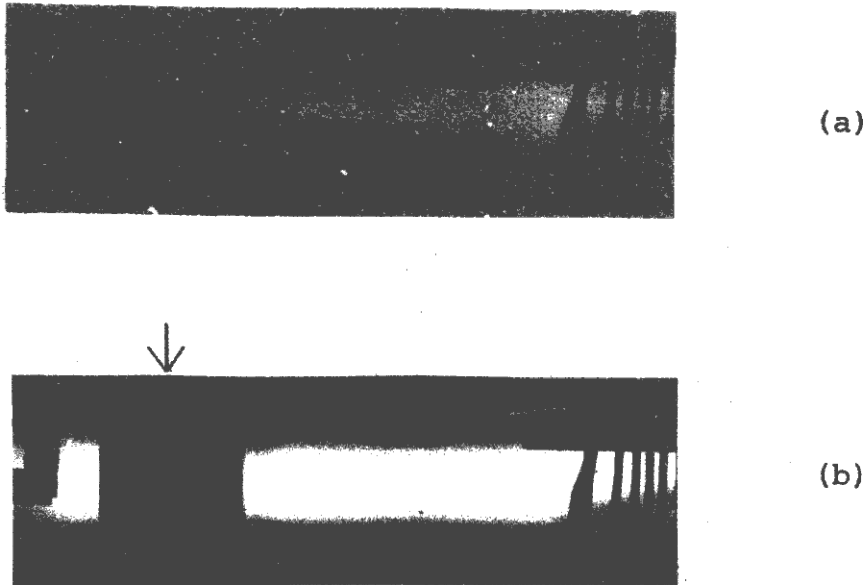


図 5.10 水素封入気圧 20 Torr の場合における誘導電界型高周波コイルによるプラズマの生成。(a) 高周波コイルを動作させない場合、(b) 高周波コイルを動作させた場合。高周波コイル(矢印)は、外径 12 cm 、内径 9 cm 、幅 4 cm 、巻き数 2.5 巻きで用い、高周波発振器の発振周波数は 0.9 MHz で実験を行った。(この実験では、非常に弱い高周波放電を同時に重量した。)

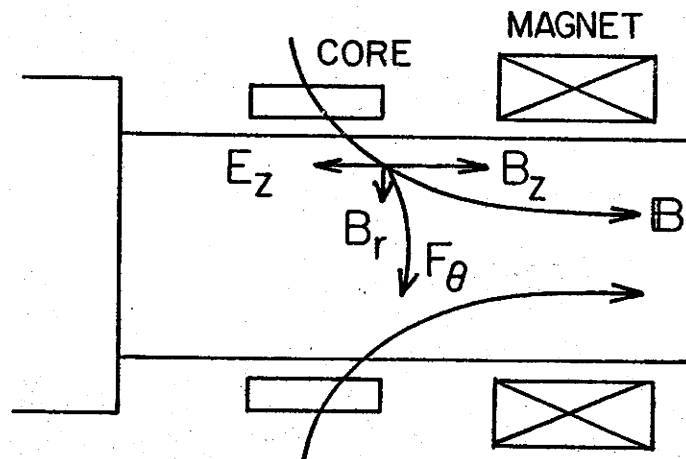


図 5.11 誘導電界型高周波コイルの端損失抑制への応用

参 考 文 献

- 1) R. F. Gribble, W. E. Quinn and R. E. Siemon:
Phys. Fluids 14 (1971) 2042.
- 2) K. S. Thomas, H. W. Harris, F. C. Jahoda,
G. A. Sawyer and R. E. Siemon: Phys. Fluids 17
(1974) 1314.
- 3) K. F. McKenna and T. M. York: Phys. Fluids 20
(1977) 1556.
- 4) K. F. McKenna, R. R. Bartsch, R. J. Comisso,
C. Ekdahl, W. E. Quinn, and R. E. Siemon:
Phys. Fluids 23 (1980) 1443.
- 5) J. P. Freidberg and H. Weitzner: Nucl. Fusion
15 (1975) 217.
- 6) J. U. Brackbill, M. T. Menzel and D. C. Barnes
in Third Topical Conference on Pulsed High-
Beta Plasmas, Culham, England (Pergamon Press,
New York, 1976) 345.
- 7) 鈴木、野畑、黒川：1986年 日本物理学会 秋の
分科会講演予稿集 (第4分冊) p.275
- 8) C. K. Hinrichs: Electric Power Research
Institute Rep. EPRI ER-394-SR (1977).
- 9) 宮本 健郎：「核融合のためのプラズマ物理」

第4章 p.86 (昭51) 岩波書店

10) 武田 進: 「核融合工学入門」 p.129 (昭55)

啓文堂

11) 宮本 健郎: 「核融合のためのプラズマ物理」

第4章 p.88 (昭51) 岩波書店

12) H. Tawara and A. Russek: Rev. Mod. Phys. 45

(1973) 178.

13) L. C. Steinhauer (ed.), U. S. Department of

Energy Rep. CONF - 770386 (1977).

6. 総括

高温プラズマ装置の主放電が、容器全体にわたって効率よく安定に作動するためには、それらの装置に適合する良好な予備電離プラズマを生成することが必要である。本研究では、高ベータ方式の一つである θ ピンチの場合について、Z放電および θ 放電により生成、保持された予備電離プラズマの特性を述べ、更に直線型装置の端損失の機構に不明の点があるので実験と考察を行った。

水素を封入気体として用い、Z放電をピンチさせないで生成したプラズマは、電離度が高く電子密度の径方向分布が管壁付近まで一様であるという特徴を持つことが、干渉法による測定で明らかになった。もし予備電離プラズマ中に中性粒子が多数存在すれば、主放電時にプラズマに注入されたエネルギーが中性粒子の解離または電離のために浪費され、また中性粒子と高温イオンとの衝突によりイオン温度が下がるので好ましくない。予備電離プラズマ中の中性粒子密度は、これまで測定されていないが、励起水素原子から放射される H_{α} 線と H_{β} 線のスペクトル線強度を同時測定し、それらの比を用いて水素原子密度を求めることができることを示した。Z放電電流が大きく電離度が高い領域では、電子密度が最大になる時刻における水素原子密度は、電子密度に比べて充

分に小さい値に達することが明らかにされ、良好な予備電離プラズマが生成されることが確認された。水素原子密度は、Z放電電流を減少させた場合、及び最大電子密度以後は時間の経過とともに急激に増加することが示された。これらの結果は、封入気圧が $10 - 40 \text{ Torr}$ の範囲では同じ傾向を示すことが分かった。

Z放電プラズマの断面一様性を調べるために水素原子密度の径方向分布を測定した結果、水素原子密度は中心軸上で最小となり、半径とともに増大する分布が得られ、管壁付近では平坦となることが明らかとなった。管壁付近の水素原子密度は中心軸上の密度の2倍程度であり、この比はZ放電電流にはあまり依存せず、封入気圧が高い場合には大きくなることが分かった。このような水素原子密度分布は、プラズマ中での水素原子の電離と管壁付近からの水素原子の拡散過程により説明され、管壁付近を除いて測定結果に近い密度分布が得られることが示された。

θ ピンチのための予備電離プラズマの特性としては、静かで一様な高電離プラズマであることの他にバイアス磁場を内部に含むことが必要である。このような特徴を持つプラズマを生成させるために、Z放電により生成された予備電離プラズマ中に θ 放電を用いて軸方向磁場を印加した。 θ 放電はコンデンサー電源を用いて θ 方向に電流を流す放電であり、時間的に変化する軸方向磁場と

それにより誘導される方位角方向電流を持つ一つの放電形式であるが、プラズマの圧縮過程を含まない点で通常の θ ピンチとは全く異なる特性を持つ。

磁気ループによる測定で、 θ 放電開始時に生ずるプラズマ中の反磁性電流は小さく、印加磁場が最大値に達する時刻には、プラズマ中に軸方向磁場が充分浸透することが分かった。流しカメラによりプラズマの巨視的な振舞いを観測したが、プラズマの圧縮または不安定性は見いだされず、静かで一様なプラズマが保たれることが確認された。干渉計による測定で、プラズマの電離度は高く電子密度の径方向分布は管壁付近まで一様に近い分布が保持されることが明らかになった。これらは θ 放電の持つ大きな特徴である。 θ 放電により保持されたプラズマは、 θ ピンチのための予備電離プラズマとしてばかりではなく、逆転磁場配位のための予備電離プラズマとしても有用である。

直線型 θ ピンチ装置の欠点は、開いた磁場に沿ってコイル端からプラズマが損失する点にあり、損失機構の解明および損失の抑制は重要な課題である。プラズマの端損失後の速度は、これまで十分な研究が行われていなかったが、流しカメラによる観測から、コイル端近傍では位置に対してほぼ指数関数的に減少すること、及びその減少割合は気圧が低い程大きくなることが明らかになった。プラズマの端損失過程に影響を与える空間電荷効果

では、電子とイオンの電荷分離で生じた電界により電子は損失速度が減少し、他の粒子との衝突が頻繁になり、イオンの損失速度を減少させる。一方、電荷交換反応断面積はイオンのエネルギーが高い領域でも大きいので、コイル端に多数存在する中性粒子との電荷交換反応が頻繁に起こる。電荷交換反応で生じた低エネルギーイオンは、空間電荷効果を通して電子の損失速度を更に減少させる。電荷交換反応に伴うイオンのエネルギー損失を防ぐには、コイル端を高電離状態にすることが有効である。コイル端には軸方向磁場が存在するので、効率良く気体を電離させる方法として軸方向高周波誘導電界の利用を示した。また、軸方向誘導電界は外部磁場の径方向成分と組合せることにより、プラズマ端損失抑制にも応用可能であることも示した。

7. 付 録

ワントーンコイルを半径 $a = 4.5 \text{ cm}$ 、長さ $l_s = 60 \text{ cm}$ の円筒と考え θ 方向に電流を流したとき、コイル内部に置かれた半径 $\rho = 3.1 \text{ cm}$ の磁気ループに鎖交する磁束 Φ を計算する。図 7.1 に示すように、半径 a 、長さ l_s を持つ円筒状コイルの中心軸を z 軸とする円筒座標 (ρ, θ, z) を考える。 z 軸の原点は円筒の中央にとる。円筒面上に電流 I_θ が流れているとすると、幅 dx の電流線輪中を流れる電流は、 $I_\theta dx / l_s$ で表される。この電流線輪から距離 x だけ離れた場所にある半径 ρ のループ内に鎖交する磁束を求めると、ベクトルポテンシャル A_θ を用いて

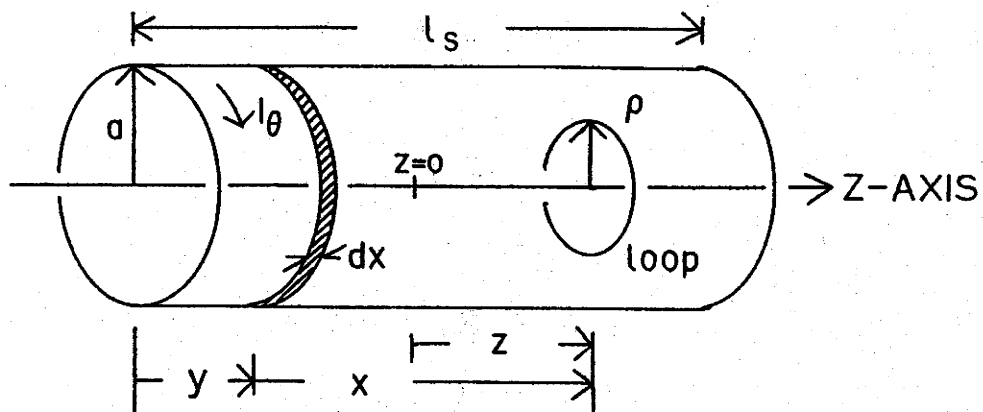


図 7.1 円筒モデル

$$\begin{aligned}
 d\phi &= 2\pi\rho A_\theta = 2\pi\rho \frac{\mu I_\theta \frac{dx}{l_s}}{\pi k} \left(\frac{a}{\rho}\right)^{1/2} \left[\left(1 - \frac{k^2}{2}\right)K - E\right] \\
 &= \frac{\mu(a\rho)^{1/2} I_\theta dx}{l_s} \left[\left(\frac{2}{k} - k\right)K - \frac{2}{k} E\right], \tag{7.1}
 \end{aligned}$$

$$k^2 = \frac{4a\rho}{(a + \rho)^2 + x^2} \tag{7.2}$$

となる。¹⁾ ただし、 μ は透磁率、 K 及び E は k を母数とする第 1 種および第 2 種の完全楕円積分である。ループの位置を z 、電流線輪がコイルの左端より y の位置にあるとすれば、 x と y と z の間には

$$x = z + \frac{l_s}{2} - y \tag{7.3}$$

が成立する。式 (7.1) の x を y で書き換えると、

$$d\phi = \frac{\mu(a\rho)^{1/2} I_\theta dy}{l_s} \left[\left(\frac{2}{k} - k\right)K - \frac{2}{k} E\right], \tag{7.4}$$

$$k^2 = \frac{4a\rho}{(a + \rho)^2 + (y - z - l_s/2)^2} \tag{7.5}$$

となる。

したがって、円筒面全体によりループに鎖交する磁束 Φ は、 θ 放電電流を I_θ として

$$\phi(z, \rho) = \int d\phi$$

$$= \frac{\mu(a\rho)^{1/2} I_{\theta}}{l_s} \int_0^1 [(\frac{2}{k} - k)K - \frac{2}{k} E] dy \quad (7.6)$$

で与えられる。

参 考 文 献

- 1) 竹山 説三：「電磁気学現象理論」 第16版 第10章
p. 246 (昭50) 丸善

謝 辞

本論文は、昭和 58 年 4 月から昭和 62 年 3 月まで、静岡大学大学院電子科学研究科に在籍中に行われた研究をまとめたものである。

本研究を行うに当たり、終始懇篤な御指導を賜りました野畑金弘教授に厚く感謝の意を表します。

本論文を作成するに当たり、適切な御意見と助言を賜りました築谷太郎教授、藤田郁夫教授、神藤正士助教授に厚く感謝の意を表します。

また実験面で常に適切な助言と協力を頂きました柿島徳一技官、黒川正明技官に心から感謝の意を表します。

本研究に関し共同研究者として協力頂きました昭和 58 年度修士課程高橋裕二君、共同実験者として協力頂きました卒業研究生中野春政君、藤井裕之君（昭 58）、荒木博司君、望月徳人君（昭 59）、寺田知司君、松井英樹君、山川尚哉君（昭 60）、岩附幸弘君、船木崇宏君、室野弘君（昭 61）に心から感謝致します。また日頃より良き相談相手でありました電気応用講座の卒業研究生諸君にも感謝致します。