

東京大学大学院新領域創成科学研究科
基盤科学研究系
先端エネルギー工学専攻

平成 17 年度

修士論文

蛍光膜を用いた 2 次元プラズマ粒子密度分布
計測系の開発と
電子プラズマ不安定性に関する研究

2006 年 2 月提出

指導教員 吉田 善章 教授
比村 治彦 助教授

4 6 2 1 4 和田 篤始

目次

概要	8
1. はじめに	9
1.1 研究の背景と目的	9
1.1.1 研究の背景	9
1.1.2 本研究の目的	11
1.2 非中性プラズマ研究の流れ	12
1.2.1 マルンバーグトラップについて	12
1.2.2 ダイオコトロン不安定性について	15
2. 実験装置	20
2.1 BX-U 本体について	20
2.2 装置の軸合わせについて	31
2.3 マッハプローブを用いた電子プラズマ・水素プラズマの重畳 実験	33
2.4 マッハプローブによる計測の問題点	36
2.5 BX-U 本体の改造	38

3. BX-U の改造	4 0
3.1 分割電極	4 0
3.1.1 分割電極を用いた非中性プラズマダイナミクスの非接触計測の原理	4 0
3.1.2 計測系	4 0
3.2 コイルの配置	4 3
3.3 フィードバック制御システム	4 5
3.3.1 ダイオコトロン振動に対するフィードバック制御の動作原理	4 6
3.3.2 フィードバック回路	4 6
3.4 チタンワッシャーガン	4 8
3.4.1 プラズマの生成原理	4 8
3.4.2 製作したワッシャーガンの構造	4 9
3.5 電子の斜入射	5 1
4. 蛍光膜を用いた 2 次元粒子密度分布計測系の開発	5 4
4.1 蛍光膜を用いた 2 次元粒子密度分布計測系の原理	5 4
4.2 開発した蛍光膜測定系の特長	5 6
4.3 蛍光膜の作成方法	5 6
4.3.1 沈降法について	5 8

4.3.2 アルミ膜を用いた蛍光スクリーンの作成	5 8
4.3.3 IT0 膜を用いた蛍光スクリーンの作成	6 2
4.4 電気回路系	6 3
4.5 ホルダの設計図	6 3
4.6 性能評価	6 7
4.6.1 電子・イオンによる発光の様子	6 7
4.6.2 フィルタの有無による発光分布比較	6 7
4.6.3 電子プラズマにおけるファラデーカップによる電子密度計測との 比較	6 9
 5. 分割電極による純電子プラズマダイナミクスの観測	 8 2
5.1 分割電極からえられる電子プラズマの信号	8 2
5.2 高次モードの成長について	8 7
5.3 ダイオコトロン振動に対するフィードバック制御	9 2
5.3.1 フィードバック制御実験の実験手順	9 2
5.3.2 フィードバック制御実験の実験結果	9 2
 6. 結論	 9 6
6.1 全体のまとめ	9 6
6.2 今後の課題	9 7

6.2.1	蛍光膜測定による電子プラズマ閉じ込め中の残留中性粒子からの ダイナミクス計測	9 7
6.2.2	チタンワッシャープラズマ中の水素イオンと電子の重畳実験	9 8
6.2.3	エネルギー分析機能をつけた蛍光膜を用いた 2 次元粒子密度分布 測定	9 8

図目次

図 1 1	電子プラズマと水素プラズマの重畳によって期待されるイオン回転流	1 0
図 1 2	マルンバークトラップの概念図.....	1 4
図 1 3	円柱状プラズマの初期設定.....	1 8
図 1 4	ダイオコトロン振動のモードの安定性.....	1 8
図 1 5	マルンバークトラップにおける $l = 1$ のダイオコトロン振動の様子.....	2 0
図 2 1	改良前の BX-U 装置図.....	2 5
図 2 2	円筒電極と電源の接続.....	2 6
図 2 3	円筒電極の作る電位.....	2 6
図 2 4	$r = 0$ での磁場強度分布.....	2 7
図 2 5	$z = 0$ での磁場強度分布.....	2 7
図 2 6	渦巻きフィラメントの接続と電子ビームの電子密度分布 ($T = 0$).....	2 8
図 2 7	メインシーケンサ回路.....	2 8
図 2 8	電子密度計測用のファラデーカップの模式図.....	2 9
図 2 9	ファラデーカップの操作.....	2 9
図 2 10	重畳実験時のマッハプローブの配置図.....	3 0
図 2 11	マッハプローブの全体図.....	3 0
図 2 12	マッハプローブの電極窓と浮遊電極棒.....	3 0
図 2 13	マッハプローブの計測回路図.....	3 1
図 2 14	BX-U における軸合わせの手法.....	3 2
図 2 15	電子プラズマ・水素プラズマの重畳実験手順.....	3 4
図 2 16	重畳実験における各装置の動作シーケンス.....	3 4
図 2 17	重畳実験におけるマッハプローブが捉えたイオンの回転 (上流部).....	3 5
図 2 18	重畳実験におけるマッハプローブが捉えたイオンの回転 (下流部).....	3 5
図 2 19	重畳実験で得られたイオンダイナミクス.....	3 6
図 2 20	プローブを挿入し時の電子の閉じ込め径方向密度分布の変化.....	3 7
図 2 21	改良後の装置図.....	3 9
図 3 1	分割電極による計測の原理.....	4 1

図 3 2	分割電極の写真	4 2
図 3 3	分割電極に番号のふり方	4 2
図 3 4	コイル再配置	4 4
図 3 5	コイル再配置後の磁場強度計算結果	4 4
図 3 6	コイル再配置後の磁場強度測定結果	4 5
図 3 7	$E \times B$ ドリフト運動によるフィードバック制御の原理	4 7
図 3 8	フィードバック装置の回路	4 7
図 3 9	フィードバック装置接続イメージ図	4 8
図 3 10	放電概略図	4 9
図 3 11	プラズマガンの設計図	5 0
図 3 12	トリガー回路	5 0
図 3 13	メイン放電回路	5 1
図 3 14	電子斜入射システム概略図	5 2
図 3 15	電子銃ヘッド部分実物写真	5 3
図 3 16	電子銃ヘッド部分概略図	5 3
図 4 1	蛍光膜測定における反射光計測と透過光計測	5 5
図 4 2	蛍光膜を用いた 2 次元プラズマ粒子密度計測の原理	5 5
図 4 3	蛍光スクリーンの構造比較	5 7
図 4 4	沈降法で用いた器具	5 9
図 4 5	アルミ膜を用いた蛍光スクリーンの製作方法	6 0
図 4 6	アルミ膜を用いた蛍光スクリーンの構造	6 1
図 4 7	アルミ膜を用いた蛍光スクリーンの写真	6 1
図 4 8	銀ペースト膜を作る理由	6 2
図 4 9	ITO 膜を用いた蛍光スクリーンの写真	6 2
図 4 10- 1	蛍光スクリーンホルダの実寸図.1	6 4
図 4 10- 2	蛍光スクリーンホルダの実寸図.2	6 5
図 4 11	蛍光スクリーンホルダの組立図	6 6
図 4 12	実装された蛍光スクリーンの写真	6 6
図 4 13	蛍光スクリーンの発光の様子	6 8
図 4 14	ICCD で捉えた蛍光スクリーンの発光の様子	6 8

図 4 15	ファラデーカップによる電子密度分布計測との比較実験	7 3
図 4 16- 1	各磁場強度での電子ビームに対する蛍光膜の発光.1	7 4
図 4 16- 2	各磁場強度での電子ビームに対する蛍光膜の発光.2	7 5
図 4 17	磁場強度に対する電子ビームから蛍光スクリーンに流れる電流量の変化	7 6
図 4 18- 1	各磁場強度での電子ビームに対するファラデーカップからの信号.1	7 7
図 4 18- 2	各磁場強度での電子ビームに対するファラデーカップからの信号.2	7 8
図 4 19	径方向電子密度計測結果の比較	7 9
図 4 20- 1	各磁場に対する径方向電子密度計測結果の比較.1	8 0
図 4 20- 2	各磁場に対する径方向電子密度計測結果の比較.2	8 1
図 5 1	分割電極からの信号	8 4
図 5 2	軸方向の中心にある分割電極からの信号	8 5
図 5 3	周波数の時間変化	8 5
図 5 4	ダイオコトロン不安定性の磁場強度依存性	8 6
図 5 5	磁場強度に対する周波数変化	8 6
図 5 6	Type 1 の波形	8 8
図 5 7	Type 2 の波形	8 8
図 5 8- 1	V_{well} を変化させた時の周波数の時間変化.1	8 9
図 5 8- 2	V_{well} を変化させた時の周波数の時間変化.2	9 0
図 5 8- 3	V_{well} を変化させた時の周波数の時間変化.3	9 1
図 5 9	フィードバック制御を行わない時の分割電極からの信号	9 4
図 5 10	フィードバック制御を行ったときの分割電極からの信号	9 4
図 5 11	フィードバック制御を行わなかった時のダイオコトロン振動における 周波数の時間変化	9 5
図 5 12	フィードバック制御を行ったときのダイオコトロン振動における周波数 の時間変化	9 5
図 6 1	エネルギー分析機能付蛍光スクリーンの概念図	9 9

概要

本研究の目的は、直線マルンバーク型実験装置 BX-U における電子プラズマ閉じ込めを検証し、安定に閉じ込めるための制御系、および受動的粒子束計測器を設計・製作して、その性能特性を実験的に確立することである。BX-U における研究目的の 1 つにプラズマの電氣的非中性化とそれに伴う回転流の駆動を実験的に検証することである。具体的な実験手法としてあらかじめマルンバーク型トラップに閉じ込められた電子プラズマに、チタンワッシャー水素プラズマを重畳させることで、プラズマの非中性化を試みることが考えられている。このとき、そのプラズマの持つ自己電場により、イオン回転流を引き起こそうとするものである。しかしながら、予備実験においては期待された $E \times B$ 方向へのイオン回転流は観測されなかった。この理由の一つに装置内部に深く挿入されたプローブによる電子プラズマの消失という問題があった。そこで本研究では、その能動的プローブに変わりうる受動的計測器の考案を行った。新たに設計・製作した計測器は 電子プラズマダイナミクスモニター用誘導電荷測定器 と 蛍光膜を用いたエンドオン型 2 次元プラズマ粒子密度分布計測器である。ここで誘導電荷測定器とは、トラップ領域の中空型円筒電極の内壁面に誘起される正電荷の時間変化を計測することで、電子プラズマのダイナミクスを推定しようとするものであり、一方、蛍光膜付測定器とはトラップされたプラズマ粒子を磁力線に沿って軸方向へと引き出し、その磁束管状にある粒子の積分量を蛍光体の発光へと変換することでプラズマ密度の 2 次元分布を計測するというものである。製作した誘導電荷測定器系により、実際に電子プラズマのモニターを行い、観測されたダイオコトロン不安定性の高次モードについて調べ、さらにダイオコトロン不安定性と電子プラズマの入射条件の関係について調べた。そしてこの不安定性を制御するためのフィードバック制御システムを新たに設計・製作して、ダイオコトロン不安定性の成長を抑制した。蛍光膜付測定器については、数種の蛍光体及び、その IT0 膜上への沈降法を試すことで、その製作過程の最適条件を見出すと共に、容易に製作できる蛍光スクリーン開発に成功した。製作した蛍光体の発光強度と電子密度との相関については、電子ビームの径方向電子密度により較正を行い、この結果がファラデーカップによる径方向電子密度分布測定と一致することを確認した。

1. はじめに

1.1 研究の背景と目的

1.1.1 研究の背景

1979 年惑星探査衛星ボイジャー 2 号の観測により、木星の磁気圏内に高温のプラズマが高いエネルギー密度で閉じ込められていることが発見された。木星の作る磁場は、地球と同様ダイポール磁場であり、木星の自転にひきずられるようにして回転している。この回転に応じて閉じ込められたプラズマも回転している。さらにこの回転速度は半径方向にシアを持っており ($r = 580$ 万 km で約 1000km/s の速さ) 外側に行くほど速くなっておりほぼ木星の自転速度と同じになる。プラズマの密度は、プラズマが高速回転しているにも関わらず、中心付近の方が密度が高く、外にいくほど低くなる。この閉じ込めの値は木星半径の 100 倍の地点 ($r = 700$ 万 km) で $0.5 \sim 0.6$ 以上と計算される。この位置におけるプラズマ構成イオンをすべて S^+ イオンとすると、Alfven 速度は $2,000\text{km/s}$ であるのでこの高速流プラズマは Alfven 速度と同程度の回転流を持っている事になる^{1),2)}。

プラズマ流が核融合プラズマにおける高 化に有効であるという観測結果は実験室プラズマでも示されている。トカマク境界層におけるシア流分布の変化と H モード駆動の実証実験はその代表的な例である³⁾。

このプラズマ中に流れを駆動して、プラズマに起こる現象を調べようとする研究の流れに本研究も位置付けられる。

本研究では電場を利用してイオン回転流を駆動することを目指している。電場を利用する方法としては、外部電極を用いて電場を印加する方法とプラズマの非中性化による自己電場を利用する方法が考えられる。前者の研究例としては、直線ミラー磁場中に閉じ込められているプラズマを方位角方向へ $E \times B$ 回転させることでプラズマの閉じ込め性能や安定性の改善を検証することを目的としたメリーランド大学の MCT における研究が挙げられる⁴⁾。しかし、外部電極による電場の印加は、プラズマと電極が接触するため、将来的には高温プラズマ閉じ込めに対して不利である。そこで提案

されたのが、非中性プラズマの自己電場を利用する方法である。プラズマの全域にわたって電氣的バランスを崩し、プラズマを非中性化することで自身のもつ自己電場によってプラズマイオン回転することが期待される⁵⁾。

そこで我々は、マルンバーグ型トラップである BX-U (Beam Experiment Upgrade) を用いてイオン流回転駆動実験をおこなっている。具体的な実験方法は、まず電子プラズマを閉じ込め、その後に水素プラズマを重畳させるように入射させる。こうして全体として非中性化されたプラズマを作り、水素プラズマ中のイオンがこの自己電場で回転するかどうかを調べるのが本研究の最終目標である (図 1 1)。

類似の研究として D.C.Barns らによる Penning fusion の研究がある⁶⁾⁻¹¹⁾。彼らの実験の目標は、独自に開発したマルンバーグ型トラップを利用して電子ビームと中性プラズマの重畳である。しかし結果としては、イオン共鳴不安定性と考えられる不安定性により電子ビームは散逸してしまった¹¹⁾。このようにプラズマの非中性化し安定した状態で計測することは実験的に困難であることも予想される。

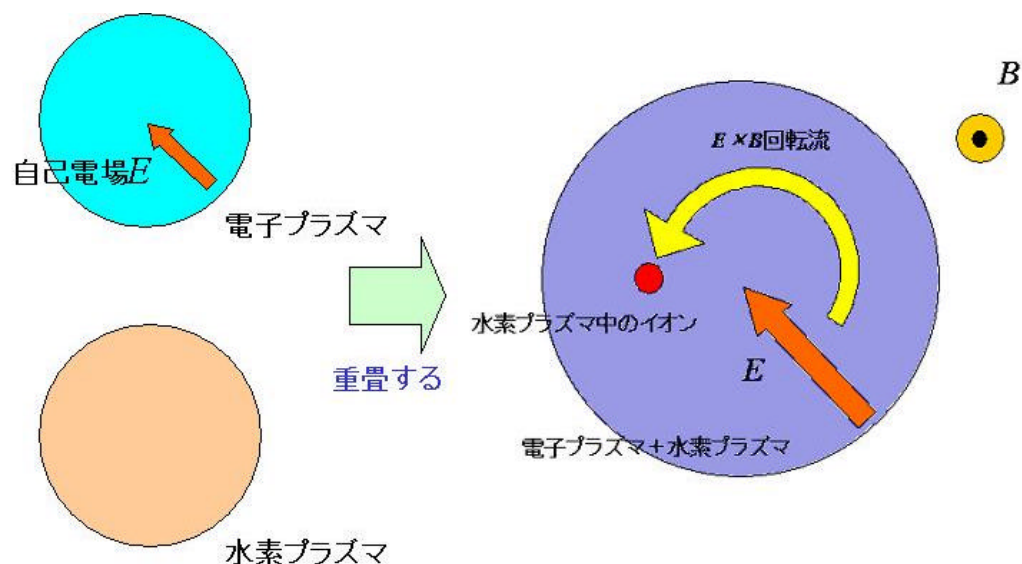


図 1 1 電子プラズマと水素プラズマの重畳によって期待されるイオンの回転流

1.1.2 本研究の目的

前節で述べたように本研究の最終目標は、プラズマを非中性化しその自己電場でプラズマ内部にイオン回転流を誘起することができるか検証することである。

予備実験において、BX-U グループは電子プラズマと水素プラズマの重畳実験を行い、マッハプローブを用いて水素プラズマ中のイオンの回転を計測しようと試みた。しかし、その実験ではイオンの温度が高すぎ、ラーモア半径が装置サイズと同程度になっていたことと、マッハプローブを電子プラズマの閉じ込め領域に挿入することで、電子プラズマの閉じ込め性能が劣化してしまったことにより、 $E \times B$ 回転は観測できなかった。

これらの点を改善するために我々は、BX-U の改良をおこない、マッハプローブに変わる新たな計測系を開発した。

具体的には、電気的非中性なプラズマのダイナミクスによる閉じ込め壁面（以後分割電極という）への誘導電荷の計測により内部のプラズマのダイナミクスを計測する方法と、2次元プラズマ粒子密度分布計測法を開発している。

本論文は以下の構成となっている。第2章で改良前のBX-Uの構成とマッハプローブを用いた重畳実験の結果を紹介する。第3章では装置の改良について述べる。第4章では、開発した蛍光膜を用いた2次元プラズマ粒子密度分布計測法について、つづく第5章では、分割電極への誘導電荷の計測をもとに内部のプラズマのダイナミクスを観測する方法を述べ、その計測法によって得られた電子プラズマのダイオコトロン不安定性について考察する。

1.2 非中性プラズマ研究の流れ

1.2.1 マルンバークトラップについて

非中性プラズマ実験の歴史

非中性プラズマの研究は、マルンバーク型トラップを用いてその輸送や構造を研究することで発展してきた。そもそも非中性プラズマの研究は、プラズマ物理学と原子物理学の両方に起源を持つ。1936 年、原子物理学者 Frans Michel Penning が真空計として用いるために基本的な閉じ込め配位を考案した。この閉じ込め装置（マグネトロン）による非中性プラズマの研究はレーダー用高周波発振器を生み出すことになる。1960 年代 Hans Dehmelt はこの装置を用い個々の粒子の基礎研究を行った。一方プラズマ物理学は 1960 年代、核融合エネルギー、もしくはイオン源に対する関心から飛躍的に成長した。そして高エネルギー物理の分野を切り拓くため、原子物理学者とプラズマ物理学者達は新しい高周波発振器を生み出す必要性和加速器やストレージ・リングでの荷電粒子の集団運動を理解する必要性に駆られていた¹¹⁾。1970 年代後半、John Malmberg がペニングトラップに注目し、より多粒子系が閉じ込められるように円筒電極のみを用いたマルンバーク型トラップを開発し、純電子プラズマに関する研究を行った。このトラップ装置は、高い対称性ゆえに荷電粒子が多粒子系になっても長時間閉じ込められるという性質を示した¹²⁾。その後この装置は、非中性プラズマ、中性プラズマの輸送現象、構造の研究に対して多くの成果をあげることになる。このマルンバーク型トラップ装置を用いた研究としては、David Wineland がおこなった非中性プラズマのイオン結晶の生成¹³⁾、CERN で行われている反物質プラズマの生成などがある¹⁴⁾。

非中性プラズマ理論の歴史と簡単な理論

非中性プラズマの理論的な研究は、1945 年の Brillouin による研究までさかのぼるだろう¹⁵⁾。彼は円筒、平面境界条件での荷電粒子ビームの安定状態を理論的に予測した。この研究は後のマグネトロン、マイクロ波発振器の開発の土台となった。こ

のマイクロ波発振器の開発にあたって、Slipping stream 不安定性 や ダイオコトロン不安定性が研究されるようになった¹⁶⁾⁻¹⁹⁾。このあたりで研究された理論的な仕事は R. C. Davidson の書籍²⁰⁾に収録されている。それ以後のマルンバーク型トラップにおける非中性プラズマの理論的な研究は、A. W. Trivelpiece R. W. Gould による Trivelpiece-Gould モードの研究²¹⁾、T. M. O'neil や D. H. E. Dubin による非中性プラズマの閉じ込め時の構造、輸送に対する研究、それに D.C.Barns による Penning Fusion⁶⁾⁻¹¹⁾への試みが行われ、この分野を発展させている。

以下にマルンバーク型トラップ装置の原理と簡単なトラップ装置内の非中性プラズマのダイナミクスを紹介する。簡単な概念図を図 1- 2に示す。軸方向に一様なバイアス磁場をかけることで非中性プラズマの半径方向への動きを拘束している。そして閉じ込め領域の中心部とは電位的に独立の電極を両端に設け、非中性プラズマと同じ正負の電位で静電的なポテンシャルを作る。この静電ポテンシャルによって軸方向の閉じ込めをおこなう。

プラズマが非中性なので空間電荷の静電力が径方向に強く働く。この力と他の径方向外向きの力（圧力と遠心力）とがつりあうために、プラズマは装置軸（装置の対称軸）の周りに回転していて、内向きにローレンツ力 $e\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ が生じる。閉じ込められたプラズマの半径 r での電子の運動方程式は

$$mr^2\mathbf{w} = er\mathbf{w}B - \frac{ne^2r}{2e_0} \quad (1-1)$$

と与えられ、この w に関する二次方程式が虚数解を持つ場合、プラズマは自己電場に耐えることができずに離散することになる。このときの密度を Brillouin 密度限界という。

この平衡状態を統計力学的に考えると次のようになる。時間的に不変な捕捉場で完全に円筒対称なトラップを考える。 H を静電的に作用する捕捉場を動く非相対論的な古典電荷系の N 個の粒子のハミルトニアンとする。時間は表立って依存しないので、 H は運動の不変量で H は回転しても不変であるから全体の正準角運動量 P_q も運動の不変量である。

このプラズマ粒子を熱平衡にするクーロン衝突に必要な時間スケールの間は H と P_q をほとんど一定に保つことができる。 P_q が運動に対して不変量であることが、非

中性プラズマが半径方向に閉じ込められることの理由となる。つまり $P_q = \sum m v_{q_i} r_i + \frac{e}{c} A_q(r_i) r_i$ であり、一様な軸方向の磁場については、ベクトルポテンシャルは $A_q = Br/2$ である。さらに十分大きな磁場については、ベクトルポテンシャルの項が主となり、全角運動量が $P_q \approx \frac{eB}{2c} \sum_i r_i^2$ と表わされる。つまり $\sum_i r_i^2$ が不変量となり、これは粒子の位置が半径方向に不変であり閉じこもることを示している。

また H と P_q がともに保存する弱い相関関係のプラズマでは、ボルツマン分布は次のように与えられる。

$$f = n_0 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{1}{kT} (h + w p_q) \right) \quad (1-2)$$

ここで $h = mv^2/2 + e f(r, z)$ は単一粒子のエネルギー、 $p_q = mv_q r + eBr^2/2$ は単一粒子の正準角運動量で $f(r, z)$ は平均電場の電位である。また

$$h + w p_q = \frac{m}{2} (v_z^2 + v_r^2 + (v_q + wr)^2) + e f(r, z) - \frac{m w^2}{2} r^2 + \frac{e B w}{2c} r^2 \quad (1-3)$$

は振動数 w で回転する系から見た単一粒子のエネルギーである。回転系では速度分布がマクスウェル分布になるので、流体的に見ると流れにシアのない状態で安定状態になっている。これを剛体回転という。つまりクーロン衝突に必要な時間スケールの間はこの構造で安定となっていると考えられる。

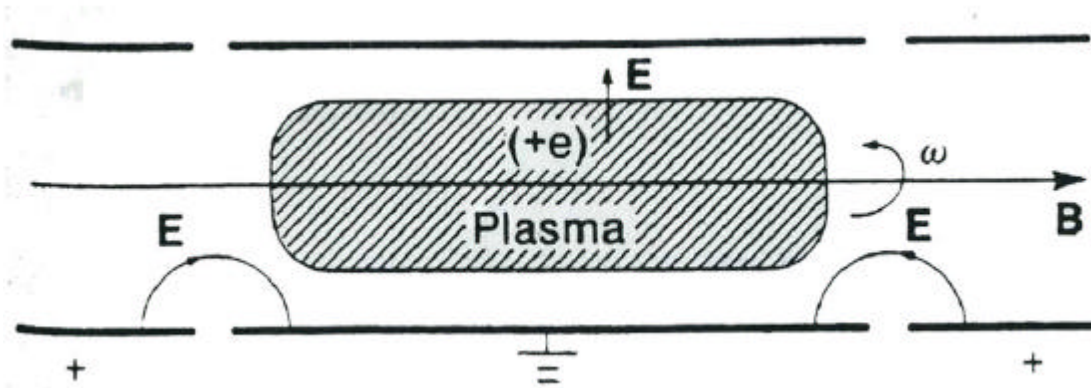


図1 2 マルンバーク型トラップの概念図

1.2.2 ダイオコトロン不安定性について

円筒境界条件でのダイオコトロン不安定性

本節では中空な非中性プラズマにおけるダイオコトロン不安定性について述べる。一様な縦磁場中の閉じ込められた無限に長いプラズマ円柱を仮定する（図 1 3）。すなわち

$$\mathbf{r}_0(r) = \begin{cases} 0 & (0 \leq r \leq R_0) \\ \overline{\mathbf{r}_0} = \text{const} & (R_0 \leq r \leq R_p) \\ 0 & (r > R_p) \end{cases} \quad (1-4)$$

で、圧力は無視する。また背景磁場は十分強く、 $w_p/w_c \ll 1$ が成り立つものとする。 $r = R_c$ に導体壁が置かれているとし、円柱中心における真空領域 ($0 \leq r \leq R_0$) を領域 , プラズマ領域 ($R_0 \leq r \leq R_p$) を領域 , プラズマ外側表面と導体壁の間の真空領域 ($r > R_p$) を領域 とする。このとき $n_0(r)$ の微分は次のように与えられる。

$$\frac{d\mathbf{r}_0}{dr} = \overline{\mathbf{r}_0} [\mathbf{d}(r - R_0) - \mathbf{d}(r - R_p)] \quad (1-5)$$

平衡状態は自己電場による力、ローレンツ力、遠心力がバランスすることで作られる。このような平衡状態における角速度分布 $\Omega_0(r)$ (低回転モード) を計算すると次のように与えられる。

$$\Omega_0(r) = w_D \left(1 - \frac{R_0^2}{r^2} \right) \quad (1-6)$$

はダイオコトロン周波数とよばれる。

次に、静電的な揺動 (ダイオコトロン波) を解析する。条件 $w_p/w_c \ll 1$ が成り立つときは、速度場の揺らぎは $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトで近似できる。このとき静電・非圧縮流モードが適用されて、プラズマの運動は Liouville 方程式で記述される。これは静電ポテンシャル f をハミルトニアン H 、密度 r を渦度 y と置き換えることで、Kelvin-Heimholtz 型の不安定性における正準形式の渦方程式と等価となる。静電ポテンシャル f と密度 r を次のように平衡成分と揺動成分に分解する：

$$\begin{aligned} f &= f_0 + f_1 \exp[i(\omega t - lq)] \\ r &= r_0 + r_1 \exp[i(\omega t - lq)] \end{aligned}$$

これらを円筒座標系における Liouville 方程式に代入して方程式を線形化し、 r_1 を消去して f_1 のみに対する式を求めると次を得る。

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \left(1 + \frac{\mathbf{w}_p^2}{n^2} \right) \frac{df_1}{dr} \right] - \frac{l^2}{r^2} \left(1 + \frac{\mathbf{w}_p^2}{n^2} \right) f_1 + \frac{l}{\mathbf{w} - l\Omega_0} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[\frac{\mathbf{w}_p^2}{n^2} (2\Omega_0 - \mathbf{w}_c) \right] f_1 = 0 \quad (1-7)$$

ここで n は、

$$n^2 = (2\Omega_0 - \mathbf{w}_c)^2 \left(1 + \frac{r}{2\Omega_0 - \mathbf{w}_c} \frac{d\Omega_0}{dr} \right) - (\mathbf{w} - l\Omega_0)^2$$

である。これに (1-4), (1-5), (1-6) 式を代入すると、プラズマ表面 $r = R_0, R_p$ を除いて次のように簡単になる。

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{df_1}{dr} \right) - \frac{l^2}{r^2} f_1 = 0 \quad (1-8)$$

この微分方程式の一般解は次のように与えられる。

$$f_1 = C_1 r^l + C_2 r^{-l} \quad (1-9)$$

ここで、 C_1, C_2 は任意定数である。このとき境界条件を次のように与える。

$$\begin{aligned} \frac{df_1}{dr}(0) &= 0 \\ f_1(r = \infty) &= 0 \end{aligned}$$

この境界条件の下では、 $r = R_0, R_p$ において $f_1(r)$ が連続になるように接続すると (1-9) 式は次のようになる。

$$f_1(r) = \begin{cases} f_I \equiv \left(B + \frac{C}{R_0^{2l}} \right) r^l \\ f_{II} \equiv Br^l + \frac{C}{r^l} \\ f_{III} \equiv (BR_p^{2l} + C) \frac{R_c^{2l} - r^{2l}}{R_c^{2l} - R_p^{2l}} \frac{1}{r^l} \end{cases} \quad (1-10)$$

ここで B と C は任意定数である。 f_I, f_{II}, f_{III} は、 $r = R_0$ と $r = R_p$ において適当な条件を満たすように接続しなければならない。(1-7) 式に r をかけ、 $r = R_0 - e$ から $r = R_0 + e$ まです積分し、極限 $e \rightarrow +0$ をとると、

$$R_0 \left[\frac{df_{II}}{dr} \right]_{r=R_0} - R_0 \left[\frac{df_I}{dr} \right]_{r=R_p} = -l f_I(R_0) \frac{2\mathbf{w}_D}{\mathbf{w} - l\Omega_0(R_0)} \quad (1-11)$$

を得る。ここで

$$f_I(R_0) = f_{II}(R_0) = f_I(R_0)$$

と書いた。同様に(1-7)式に r をかけ、 $r = R_p - e$ から $r = R_p + e$ まで積分し、極限 $e \rightarrow +0$ をとると

$$R_p \left[\frac{df_{III}}{dr} \right]_{r=R_p} - R_p \left[\frac{df_{II}}{dr} \right]_{r=R_0} = -l f_I(R_p) \frac{2w_D}{w - l\Omega_0(R_p)} \quad (1-12)$$

を得る。ここで

$$f_{II}(R_p) = f_{III}(R_p) = f_I(R_p)$$

と書いた。(1-10) 式を(1-11), (1-12) に代入すると次を得る。

$$\begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1-13)$$

ここで

$$\begin{aligned} A_{11} &= R_p^l \left\{ \frac{R_c^{2l} + R_p^{2l}}{R_c^{2l} - R_p^{2l}} + 1 + \frac{2w_D}{w - l\Omega_0(R_p)} \right\} \\ A_{12} &= \frac{1}{R_p^l} \left\{ \frac{R_c^{2l} + R_p^{2l}}{R_c^{2l} - R_p^{2l}} + 1 + \frac{2w_D}{w - l\Omega_0(R_p)} \right\} \\ A_{21} &= \frac{2w_D R_0^l}{w - l\Omega_0(R_0)} \\ A_{22} &= \frac{1}{R_0^l} \left\{ -2 + \frac{2w_D}{w - l\Omega_0(R_0)} \right\} \end{aligned}$$

である。(1-13) 式が自明でない解を持つためには次の関係が成り立っていないなければならない。

$$\det(A_{ij}) = A_{11}A_{22} - A_{21}A_{12} = 0$$

これから中空な円柱非中性プラズマにおけるダイオコトロン波の分散関係式は次のように求まる。

$$\left(\frac{w}{w_D} \right)^2 - b_l \left(\frac{w}{w_D} \right) + c_l = 0 \quad (1-14)$$

ここで b_l, c_l は、プラズマの半径 R_0, R_p と導体壁の半径 R_c を用いて次のように与えられる。

$$b_l = l \left(1 - \frac{R_0^2}{R_p^2} \right) + \left(\frac{R_p^{2l}}{R_c^{2l}} - \frac{R_0^{2l}}{R_c^{2l}} \right)$$

$$c_l = l \left(1 - \frac{R_0^2}{R_p^2} \right) \left(1 - \frac{R_0^{2l}}{R_c^{2l}} \right) - \left(1 - \frac{R_0^{2l}}{R_p^{2l}} \right) \left(1 - \frac{R_p^{2l}}{R_c^{2l}} \right)$$

(1-14) 式が ω に対して実数でない解を持つとき、ダイオコトロン波不安定となる。
したがって、ダイオコトロン不安定性は次の条件が満たされたときに発生する。

$$b_l^2 < 4c_l \quad (1-15)$$

$l=1$ のモードに対しては、(1-15) 式は次のようになる。

$$(R_c^2 - R_p^2)^2 (R_p^2 - R_0^2)^2 < 0$$

これは、常に満たされる。したがって $l=1$ のモードは常に安定である。

いくつかの l に対して、(1-15) 式から得られる安定性曲線を図 1 4 に示す。

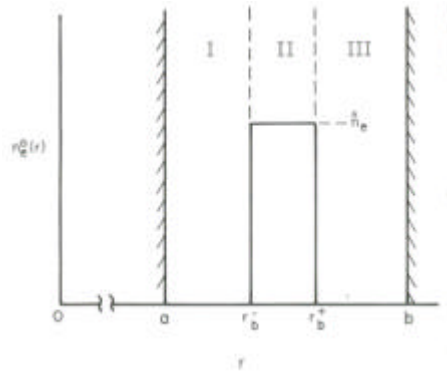


図 1 3 円柱状プラズマの初期設定

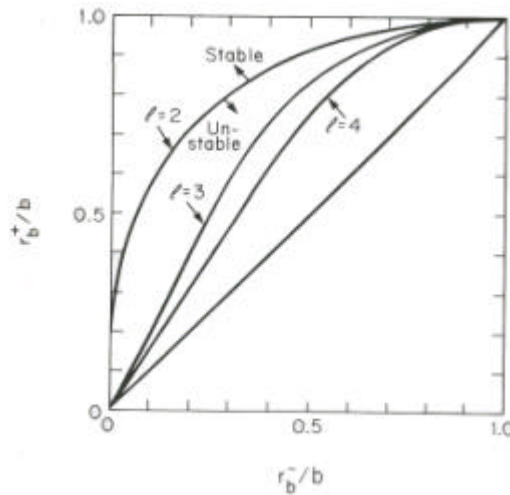


図 1 4 ダイオコトロン振動のモードの安定性

マルンバーク型トラップ中の $l=1$ ダイオコトロン振動

次に実際の円筒境界条件における $l=1$ のダイオコトロン振動の様子を図 1 5に示す。 に対するモード 1 は、回転対称軸 ($r=0$) に対して、 r 方向にその軸がシフトした状態で回転対称軸の周りを回転している状態である。この物理機構を電子プラズマが作る電場を鏡像法を用いて求める方法で説明すると次のようになる。なおここでは簡単のため電子プラズマを無限に続く線電荷として扱う。

装置軸から距離 $r=D$ の位置に電子プラズマが存在するとおき、この電子プラズマが導体壁面から受ける電場を考える。この線電荷 (電子プラズマ) に対して鏡像電荷は、アポロニウス比から

$$R+D : R+a = R-D : a-R$$

この $r=a$ で表される位置に、電子プラズマの電荷と同電荷量の正電荷があるのと同じ電場を感じる。ゆえにこの電子プラズマを感じる電場は

$$E_i = \frac{ID}{2pe_0 R_w^2} \frac{1}{1 - D^2/R_w^2}$$

で中心方向外向きである。これと装置内のバイアス磁場による $E \times B$ ドリフトを考えると、ドリフト速度は

$$v_d = 2pfD = E_i/B = \frac{ID}{2pe_0 B R_w^2} \frac{1}{1 - D^2/R_w^2}$$

であり、周方向に回転することになる。この時、回転周波数は次のようになる。

$$f = \frac{I}{4p^2 e_0 R_w^2 B} \frac{1}{1 - D^2/R_w^2} \quad (1-16)$$

しかし実際の電子プラズマは径方向に有限の広がりを持っており、径方向の長さも有限である。このことはダイオコトロン周波数にも影響する。

マルンバーク型トラップでは軸方向に静電ポテンシャルを印加して電子プラズマを閉じこめるが、電子がポテンシャルの障壁にぶつかって反射する際少なからず半径方向外向きの電場を感じる。これによってダイオコトロン周波数は速くなる^{22), 23)}。

なお実験的には不安定な $l=1$ のダイオコトロンモードも報告されている²⁴⁾。

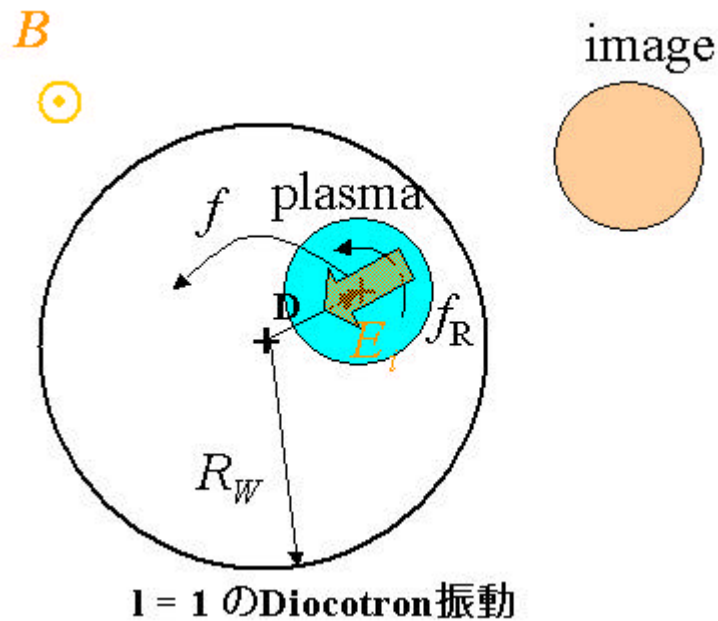


図1 5 マルンバーグ型トラップにおける $l=1$ のダイオコトロン振動の様子

2. 実験装置

2.1 BX-U 本体について

BX-U (Beam Experiment Upgrade)は直線型の実験装置である。図2- 1は BX-U の全体図である。電子を打ち出す電子銃部、打ち出された電子を5つの円筒電極により形成された井戸型ポテンシャルの底で閉じ込める閉じ込め部、同軸プラズマガンにより中性プラズマを打ち出すプラズマガン部の3つの部分から構成される。以下詳細な部位について説明する。

井戸型ポテンシャル発生用電極 (円筒電極)

電子プラズマを軸方向に閉じ込めるための井戸型ポテンシャルは5個の円筒電極

で構成されている。円筒電極の寸法は、内径 100mm、厚さ 6mm、長さ 95mm であり、電極材は無酸素銅を用いている。さらに 5 個の電極は 5mm の隙間を持って並べられている。この電極群は、図 2- 2 に示すように中心 1 つの電極を Ground 接続して、その中心電極電位に対して左右の電極を独立に操作することが可能である。(改造後は中心 3 つの電極を Ground 接続させた。)たとえば、電子プラズマを閉じ込める際には電子銃側に電極電位を高くして (V_{well}) 電子を引き入れ、一定時間の経過後、再び電位を低くすることで、電子を閉じ込めることができる。

また、円筒電極の作る電位は円柱座標系のラプラス方程式を解くことで解析できる。

$$\frac{\partial^2 f_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial f_r}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 f_r}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 f_r}{\partial z^2} = 0 \quad (2-1)$$

これに $f_r(r,0)=0, f_r(r,l)=0, f_r(a,z)=f(z)$ とすると、解析解は

$$\begin{aligned} f_r(r,z) &= \sum_{m=1}^{\infty} a_m I_0\left(\frac{m p a}{l}\right) \sin\left(\frac{m p z}{l}\right) \\ a_m &= \frac{2}{I_0\left(\frac{m p a}{l}\right)} \int_0^l f(z) \sin \frac{m p z}{l} dz \end{aligned} \quad (2-2)$$

によって求めることができる。これを基に電子を BX-U の閉じ込め領域に入射させるときの電位分布を計算する。中心の 3 つの電極を Ground 接続し、端の円筒電極電位を 20V, -140V とした。(図 2- 3)

なお、円筒電極のうち中心の 1 つを Ground 接続するか、3 つを Ground 接続するかで、非中性プラズマの閉じ込め領域の長さが変化する。この閉じ込め領域が長くなることで閉じ込め性能は劣化する²³⁾。

閉じ込め磁場発生用ソレノイドコイル

非中性プラズマ閉じ込めのためのガイド磁場は、内径 493mm のパンケーキコイルを 100mm 間隔で 20 個配列することにより生成されている。図 2- 4、2- 5 にこのコイル群によるコイル電流 100A 時の磁場強度分布を示す。このコイルの配位だと電流 100A に対して、ミッドプレーン上の中心軸 ($r=0, z=0$) において約 110G の磁場が発生することになる。ただしこの配位は BX U 移設時に改良が加えられた。コイル同士の間隔を端へいくほど少しずつつめることでより一様で滑らかな磁場をミッド

プレーン上に作れるようになった。この改良については第 3 章で述べる。

以下、20 個のパンケーキコイルにより作り出される磁場について計算する。i 番目のコイルの座標を円筒座標上 $(r, z) = (a, z_i)$ と定義する。ビオサバル則より

$$\vec{A}_i = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{J}}{r_{iq}} dV \quad (2-3)$$

さらに $\vec{J} dV = Id \vec{l} = adq i_q$ であること、 $q = q_0, -q_0$ を同時に考慮すると、

$$\vec{A}_i = i_q \frac{\mu_0 a}{2p} \int_0^p \frac{\cos q}{r_{iq}} dq$$

$r_{iq}^2 = (r - a \cos q)^2 + (a \sin q)^2 + (z - z_i)^2$ であること、 $q \rightarrow p - 2q$ とする

$$\vec{A}_i = i_q \frac{\mu_0 a}{2p} \int_0^p \frac{1 - 2 \sin^2 q}{\left\{ (r + a)^2 + (z - z_i)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \left\{ 1 - \frac{4ra}{(r + a)^2 + (z - z_i)^2} \sin^2 q \right\}^{\frac{1}{2}}} dq$$

と変形できる。ここで $k = \left(\frac{4ra}{(r + a)^2 + (z - z_i)^2} \right)^{\frac{1}{2}}$ とおくと

$$\vec{A}_i = i_q \frac{\mu_0 k}{2p} \sqrt{\frac{a}{r}} \left\{ \left(\frac{2}{k^2} - 1 \right) \int_0^{\frac{p}{2}} \frac{dq}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 q}} - \frac{2}{k^2} \int_0^{\frac{p}{2}} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 q} dq \right\}$$

ソレノイドコイルのつくるベクトルポテンシャルは 成分のみなので

$$\vec{A}_q = \sum_i \frac{\mu_0}{4\pi k} \sqrt{\frac{a}{r}} \left\{ \left(1 - \frac{1}{2} k^2 \right) K(k) - E(k) \right\} \quad (2-4)$$

である。よってコイルによる磁場は次式で表わせる。

$$B_r = \sum_i \frac{\mu_0 k (z - z_i)}{4\pi r \sqrt{ar}} \left\{ -K + \frac{a^2 + r^2 + (z - z_i)^2}{(a - r)^2 + (z - z_i)^2} E \right\} \quad (2-5)$$

$$B_z = \sum_i \frac{\mu_0 k}{4\pi r \sqrt{ar}} \left\{ K + \frac{a^2 - r^2 - (z - z_i)^2}{(a - r)^2 + (z - z_i)^2} E \right\} \quad (2-6)$$

これを用いて 100mm 間隔で 20 個コイルを配置した場合で計算した。図 2-4 は $r=0$ で、図 2-5 は $z=0$ で磁場強度を計算した図である。

真空容器

電子プラズマ閉じ込め部 測定器・電圧印加用導入端子接続部 ポンプ接続部 プラズマ生成部から構成されている。～ はアルミニウム製で、の部分は SUS 316L 製になっている。アルミニウムで構成されている理由は、真空容器が完全に磁化しないようにするためである。また には、コイル間隔 (100mm) に合わせて 100mm 毎に ICF34 ポートが設けてある。このポートを用いて計測器 (プローブ等) を導入し、閉じ込めた電子プラズマや重畳する中性プラズマの様子を観測する。外径 160、内径 150.4、全長 740mm の寸法である。

真空容器のベーキングは、140 程度の低温で行う。これはアルミ製の容器なので熱による変形を避けるためである。

真空排気系

真空ポンプは排気量 250 リッターのターボ分子ポンプを用いている。到達真空度は $\sim 10^{-9}$ Torr 程度である。

プラズマガン

マーシャルガン型同軸ガンであるプラズマガンからは、水素ガスプラズマが打ち出される。生成の前段階にコンデンサ ($3.75 \mu\text{F}$) を 6~9kV でチャージする。この充電が完了した後、水素ガスを同軸電極内へと封入し直ちに放電する。このとき放電電流 j_r が同軸電極の間を径 (r) 方向に流れる。同軸電極の中心電極に流れる電流が作り出す磁場は方位角 () 方向に発生する。これらによる電磁力 $F = j_r B$ により、プラズマは軸方向へと加速され、閉じ込め部へと射出される。プラズマの径を電子プラズマ径と合わせるために、閉じ込め部の前面に、半径 2cm のアパーチャーを取り付けている。

電子銃

電子銃筒は、無酸素銅製の円筒（外径 38mm、内径 35mm）で作られており、先端に保持固定用のキャップを有している。

熱電子放出用フィラメントには、1 % トリエテッドタングステン線を用いている。この線は渦巻き構造となっており、これにより一様密度のビームを得ることができる。渦巻きフィラメントの直径は約 2.5cm である。フィラメントへの加熱電流は外部から供給されており使用電源は TAKASAG OGR035-20R である。

加速電極の加速電場の一様性を得るため、タングステンメッシュを渦巻きフィラメントの前面 0.5cm に平らに張るように設計されている。メッシュの透過率は 75% である。

Top hat な半径方向密度分布をした電子ビームを引き出すには、渦巻きフィラメントの中心を加熱電源の陰極に、外側の端を陽極につなぎ、さらに中心を加速電圧で引き落とすように回路を組む（図 2 6）。

渦巻きフィラメントからの引き出される電子ビームについて、 $T = 0$ のときでは密度の均一な電子プラズマ柱で周辺部はデバイ長程度で密度が 0 になると考えられる²⁴⁾が、温度分布を考えると外に向かってなだらかな分布をもつと理論的には予想される²⁵⁾。

さらに実験をしてみると数百 G 程度の比較的弱磁場で電子密度を調べると中心部より半径方向にちょっと外側のほうが密度が高いことが分かっている²⁵⁾。

実際我々の計測でも同様の計測結果が出ている（第 4 章参照）。

シーケンサー

実験にはシーケンサタイマーおよび放電コントローラを使用している。これにより実験条件の均一化を図り、ショットバイショットデータの信頼性を高めている。本実験ではショット間隔を 1 分 30 秒として運転を行った。

BX-U 改造前に行った電子プラズマ・水素プラズマ重畳実験では、また放電コントローラの設定については、電子閉じ込め時間を 1ms とした後にプラズマガンを動作させた。図 2 7 に放電コントローラ部の回路を示す。

ファラデーカップ（同軸多層終電板）

電子プラズマの径方向密度分布はファラデーカップ（同軸多層集電板）により測定される。集電板は、図 2- 8のようにステンレス製の円環状プレートを多層に重ねた構造になっており、互いに絶縁されている。これにより、各電極信号を独立に計測できる。このファラデーカップは可動式であり、電子プラズマ測定以外では電子銃軸上から外している（図 2- 9）。

なお、後に述べる蛍光膜を用いたプラズマ粒子密度分布計測法を確立した後は取り外した。

マッハプローブ

マッハプローブとは、一対の電極を用いてその電流値の違いを見ることで、流速度を計算するプローブである。BX-U 改造前に行った電子プラズマ・水素プラズマ重畳実験では閉じ込めた電子プラズマ中に入射した中性プラズマ流のイオン飽和電流からイオン流の推定を行った。図 2- 10に重畳実験時のマッハプローブの配置、図 2- 11 マッハプローブの全体図、図 2- 12にマッハプローブの電極窓と浮遊電極棒の配置図、図 2- 13にマッハプローブの計測回路を示す。

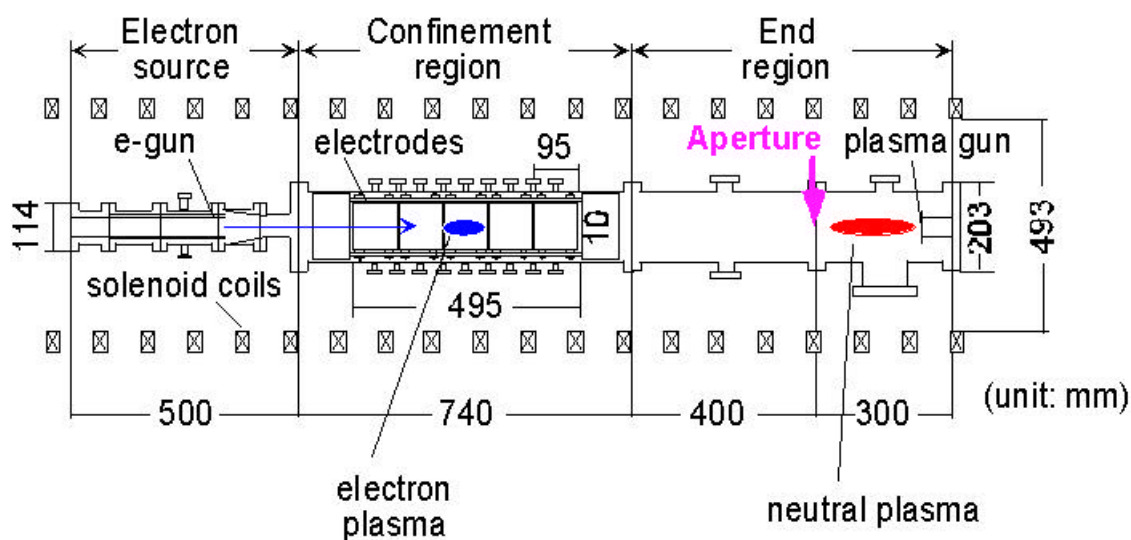


図 2- 1 改良前の BX-U 装置図

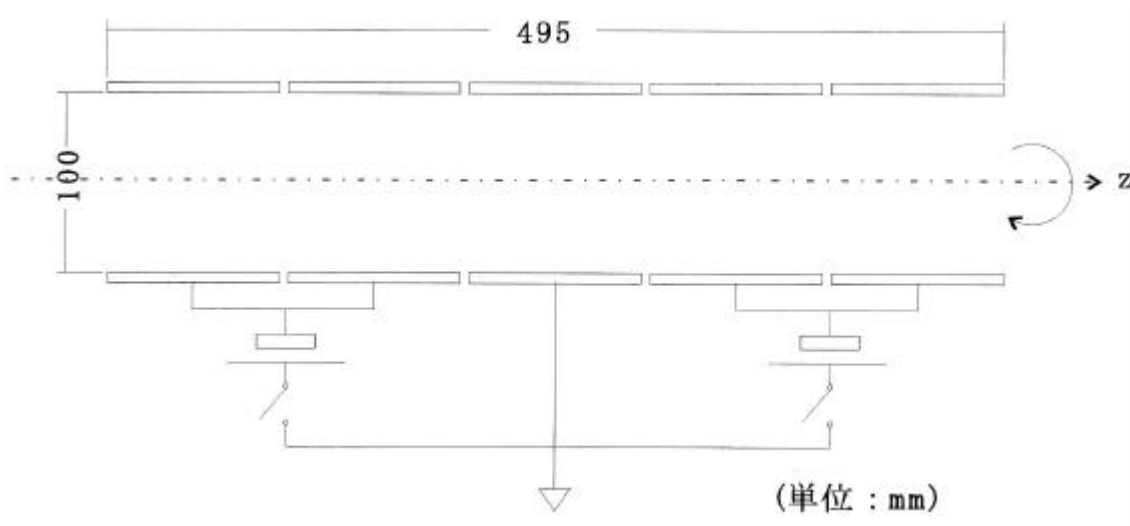


図 2- 2 円筒電極と電源の接続

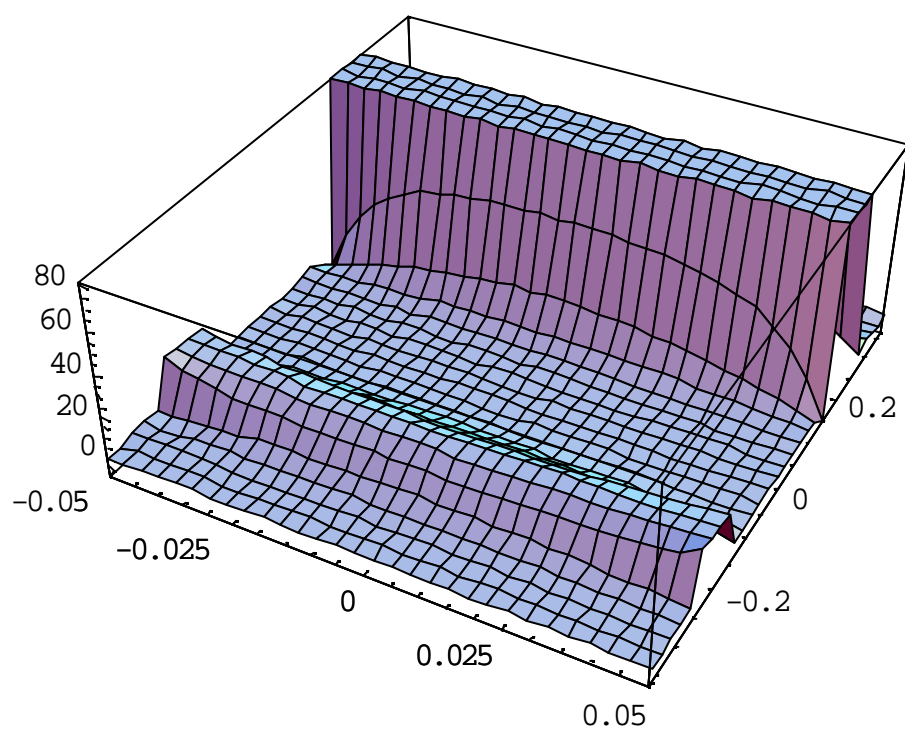


図 2- 3 円筒電極の作る電位

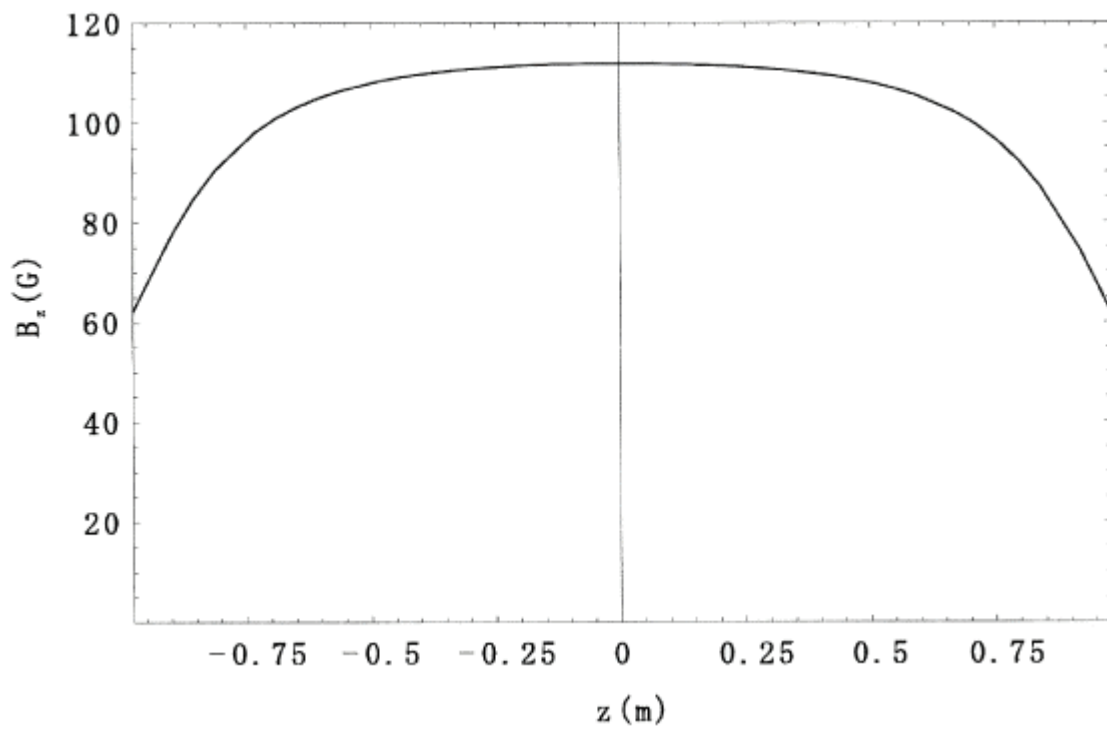


図 2- 4 $r=0$ での磁場強度分布

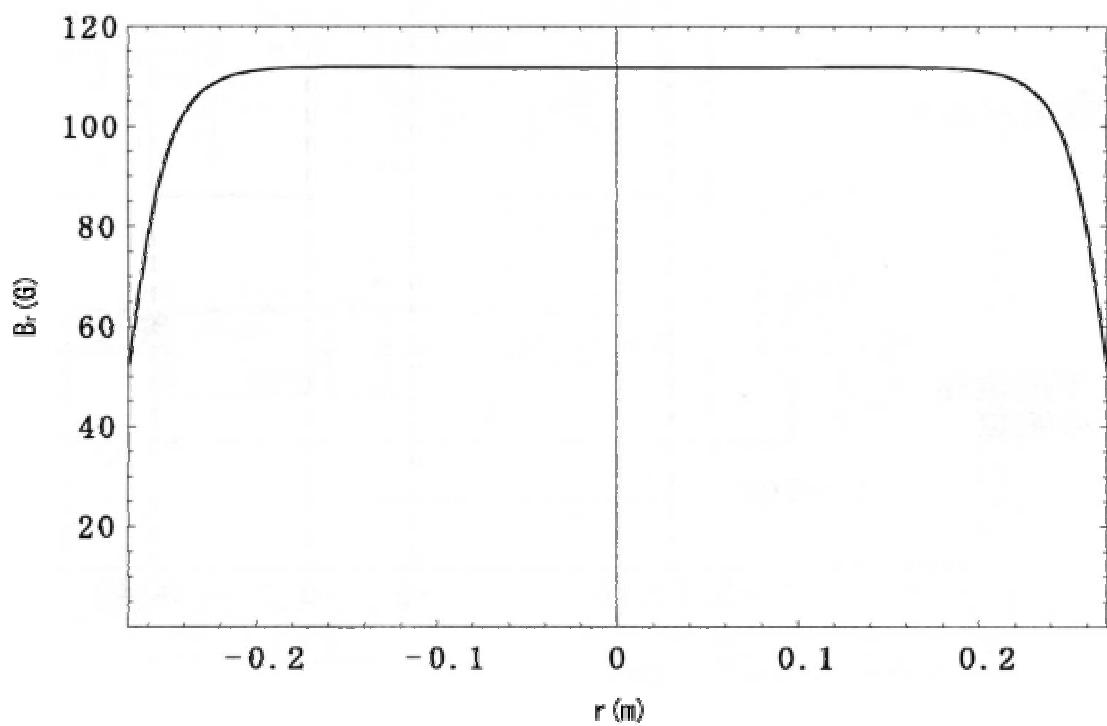


図 2- 5 $z=0$ での磁場強度分布

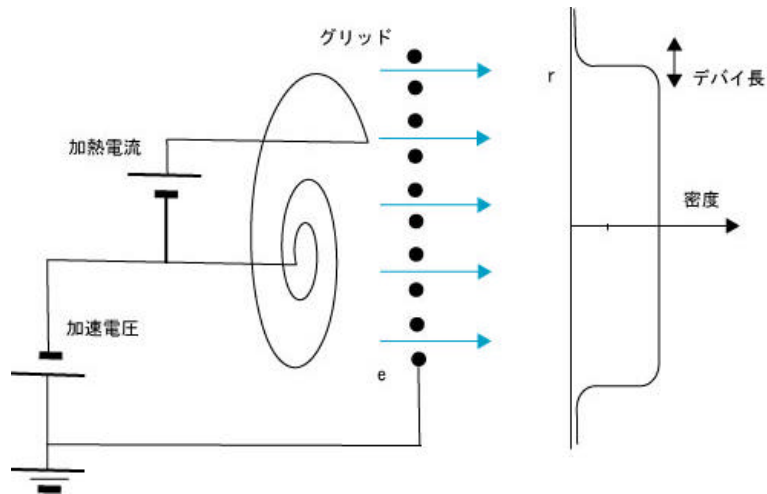


図 2 6 渦巻きフィラメントの接続と電子ビームの密度分布 ($T=0$)

$T=0$ とすると渦巻きフィラメントは径方向に様な密度分布の電子プラズマを射出する。

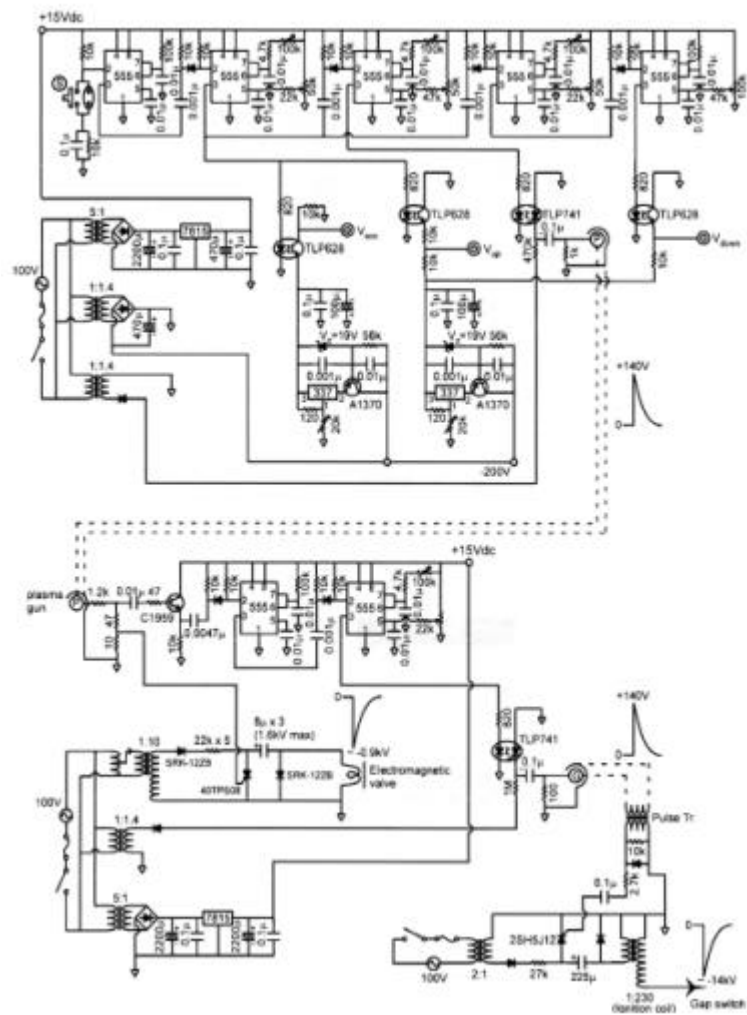


図 2 7 メインシーケンサ回路

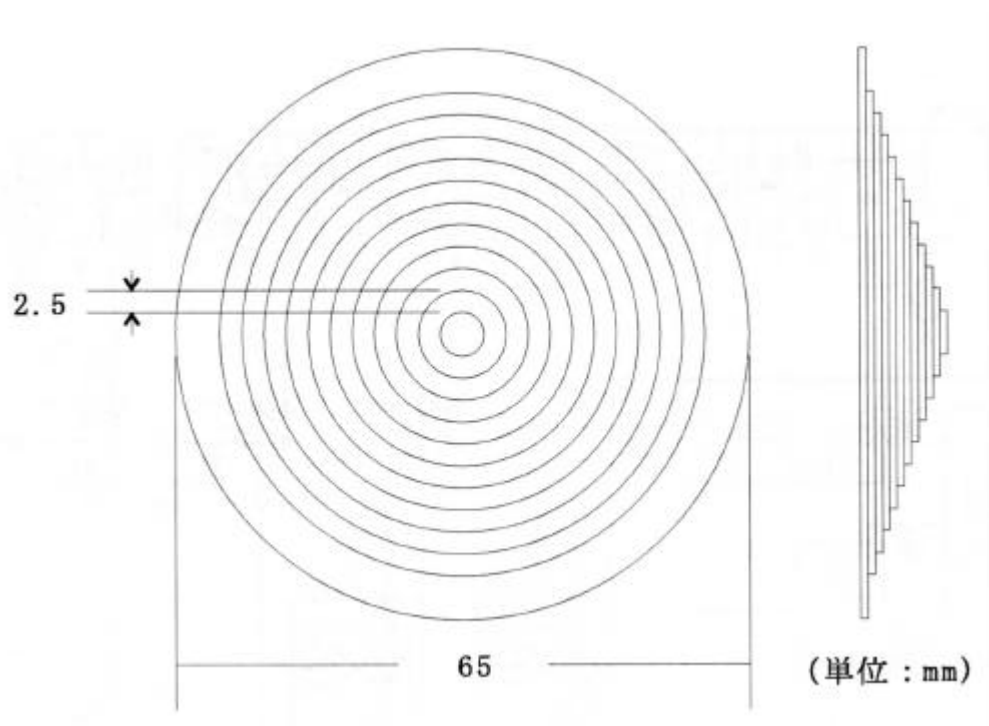


図 2- 8 電子密度計測用のファラデーカップの模式図

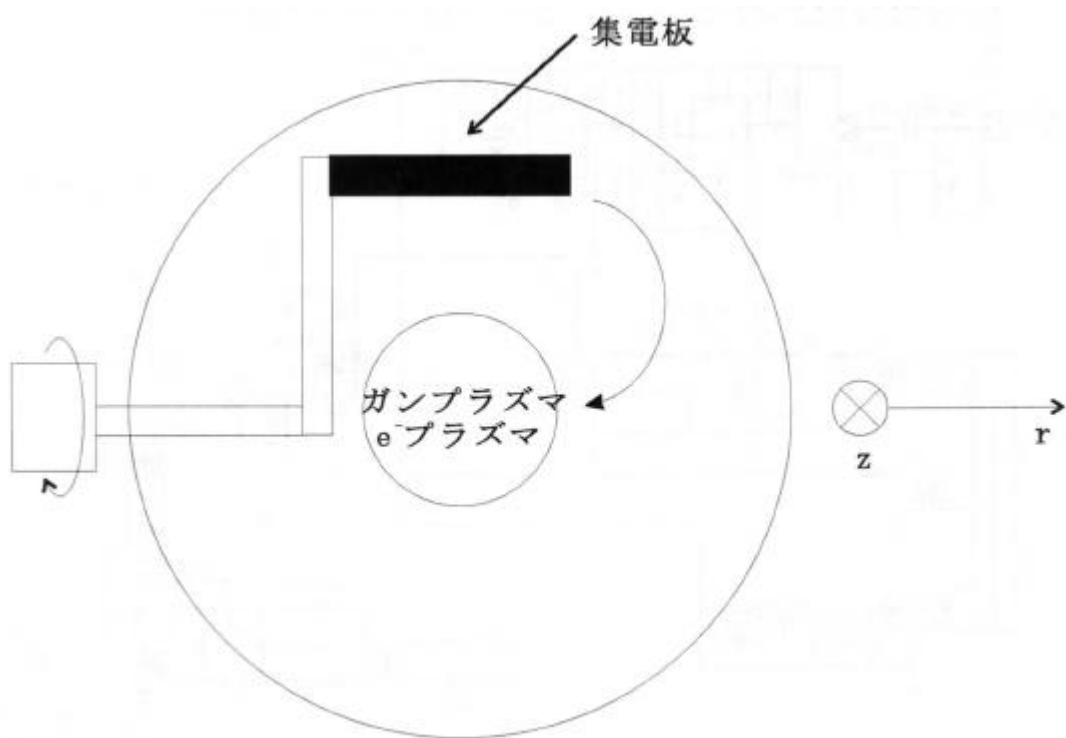


図 2- 9 ファラデーカップの操作（使用する場合は回転して電子銃軸上に置く）

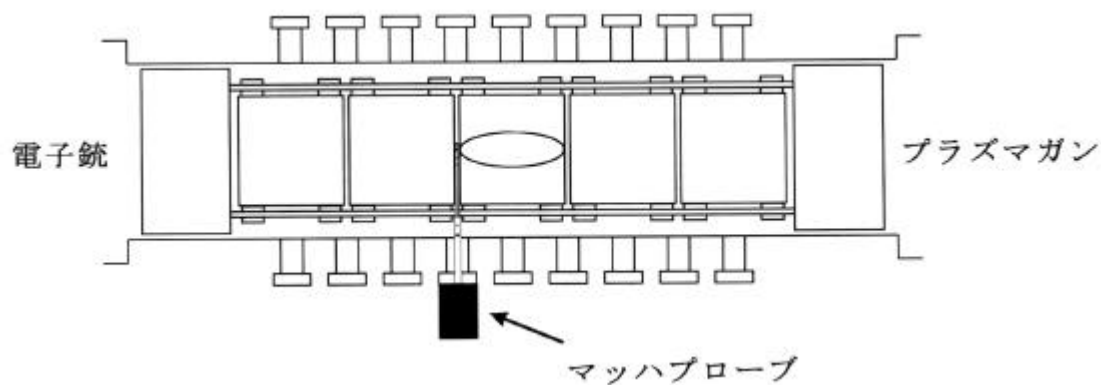


図2-10 重畳実験時のマッハプローブの配置図

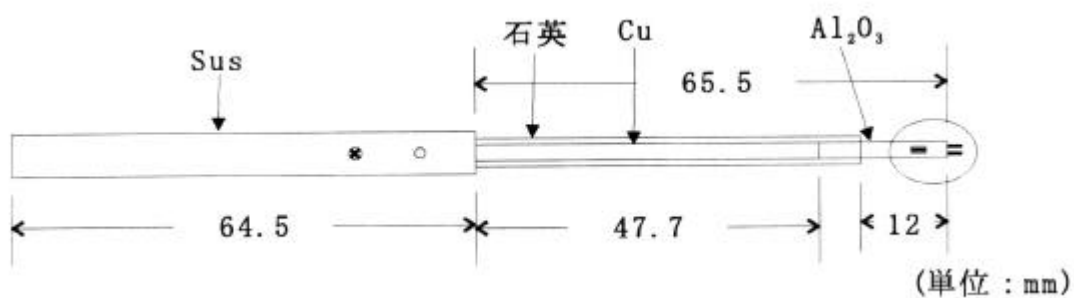


図2-11 マッハプローブの全体図

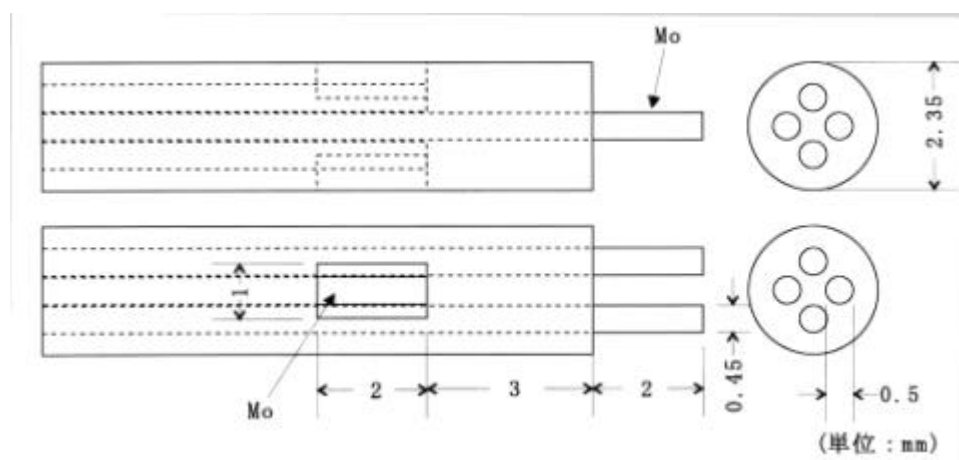


図2-12 マッハプローブの電極窓と浮遊電極棒

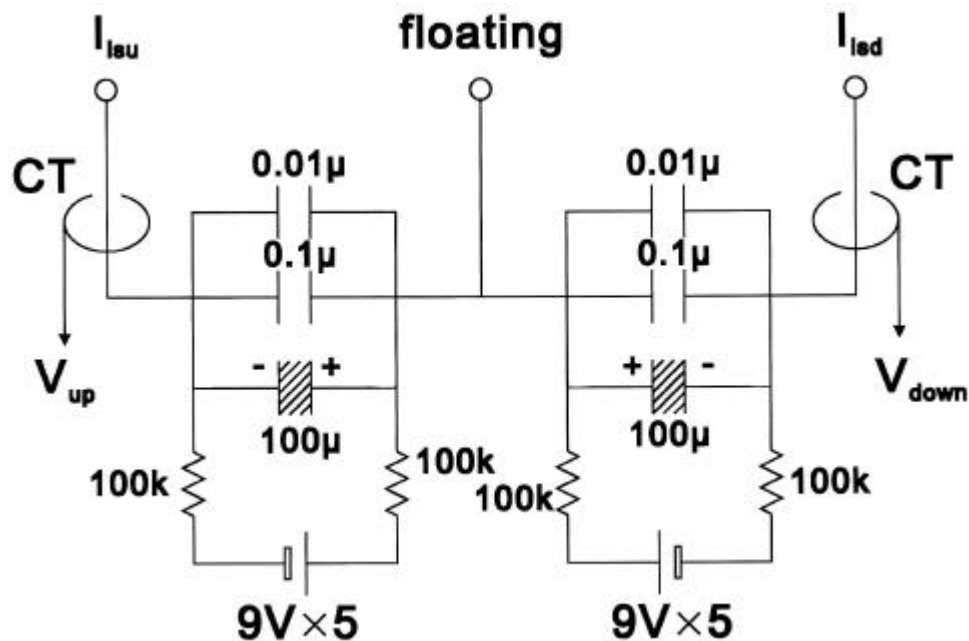


図 2- 13 マッハプローブの計測回路図

2.2 装置の軸合わせについて

マルンバークトラップの閉じ込め性能向上のために欠かせないのが、装置の軸対称性である。電位構造と磁場構造が完全な軸対称性を持つのが理想である²⁶⁾。

BX-U では、装置に対する磁場の印加にパンケーキ型コイル群を用いている。この配位は、構造物を装置に追加するなどの拡張性には優れているが、磁気軸と装置軸がずれ得るという欠点を持っている。

そこで我々は、レーザーを用いた軸合わせの方法を確立した。手順は以下の通りである（図 2 14）。

またコイル群の両端のコイル枠中心は BX-U 設置の際、トランジットで計測し、その中心が後からでも分かるようにコイル枠の 2 本の直径と円周との交点に印を付けておいた。

Step.1

両端のコイル枠につけてある印に 2 本の糸を交わるように張る。この糸の交点のコイル枠の中心である。

Step.2

レーザーによる光学系を 図 2-14 のように組み、コイル群両端に張られた糸の交点を通るようにレーザー光を調整する。

(詳細は、まず手前の糸の交点にレーザー光があたるようにレーザーから遠い方のミラーで調節する。次に奥の糸の交点とレーザー光との相対位置を確認し、より奥の糸の交点から遠ざかるようにレーザーに近いミラーでレーザー光を振る。さらにレーザーから遠いミラーで手前の糸の交点にレーザー光が当たるように調整する。これを何度も繰り返し、両交点をレーザー光が貫くようにする。)

Step.3

レーザー光は動かさず、糸をコイル枠から取り外す。真空容器の端のフランジを取り外し、そこに中心の示された透明な円盤をはめる。この円盤の中心をレーザー光に合わせるように真空装置の治具を調整する。

以上で、磁気軸と装置軸の軸合わせが完了する。この方法でレーザー光の直径程度(1 ~ 2mm 以下)の誤差で合わせられる。

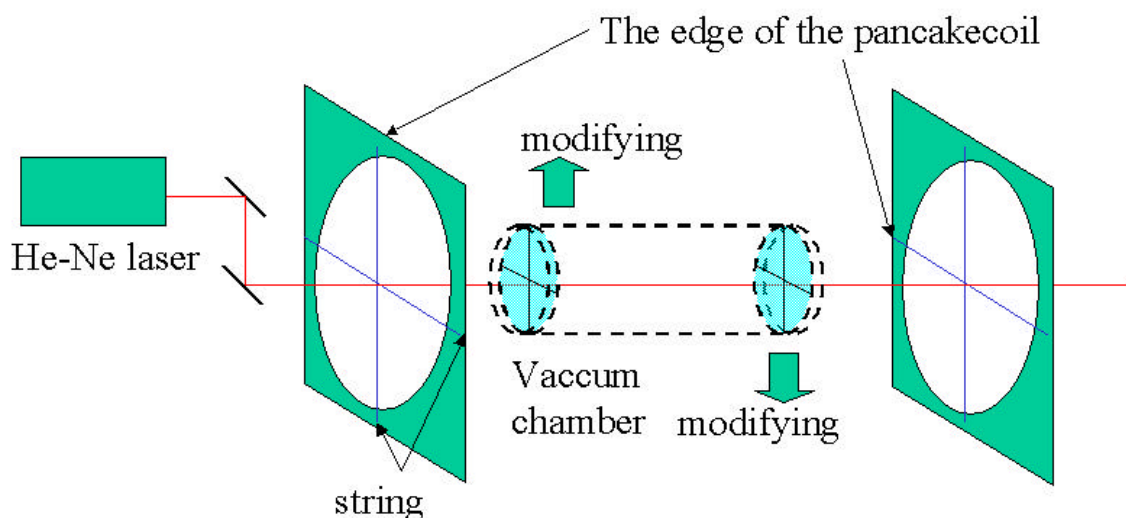


図 2-14 BX-U における軸合わせの手法

2.3 マッハプローブを用いた電子プラズマ・水素プラズマの重畳実験

電子プラズマ・水素プラズマの重畳実験の実験手順を示したのが 図 2- 15である。さらに電子銃、プラズマガン、閉じ込め電極の動作タイミングを示したのが、 図 2- 16である。まずはフィラメント電流によりフィラメントを加熱し、フィラメントに負の加速電圧 (V_{acc}) をかけることで円筒電極領域へ向けて射出する。それと同時に円筒電極の電子銃側の静電ポテンシャル (ファーストゲート) を上げる (V_{well})。これにより電子ビームが円筒電極内に進入する。続いてファーストゲートの電圧値を下げることで電子プラズマを閉じ込める。

この当時、フィラメント電流 12A、加速電圧 20V で電子プラズマを形成して、ファラデーカップによる電子密度計測で $10^{12-13} \text{ m}^{-3}$ ほどの電子が閉じ込められる。その後、1ms で水素プラズマを射出する。電子を閉じ込めている障壁電圧を反対電荷のイオンは通過できる。ポテンシャルを超えたイオンは電子プラズマと重畳されると期待される。

この時のイオンの挙動を観測するために閉じ込め領域にはあらかじめマッハプローブが挿入されている。マッハプローブによる計測結果を 図 2- 17、2 18に示す。図 2 17は、電子プラズマよりもプラズマガン側 (上流部) で計測した結果である。つまり、水素プラズマが電子プラズマと重畳される寸前の回転を計測している。一方 図 2 18は、電子プラズマに対してプラズマガンの反対側 (下流部) で計測した結果である。つまり水素プラズマが電子プラズマと重畳された後ということになる。この結果から言える事は 図 2- 19における青の矢印方向に回転していることである。しかし、電子プラズマの自己電場 E と装置の磁場 B による $E \times B$ ドリフトで期待される回転方向 (赤の矢印) とは逆である。下流部の観測でも回転方向に変化があるとはいえない。

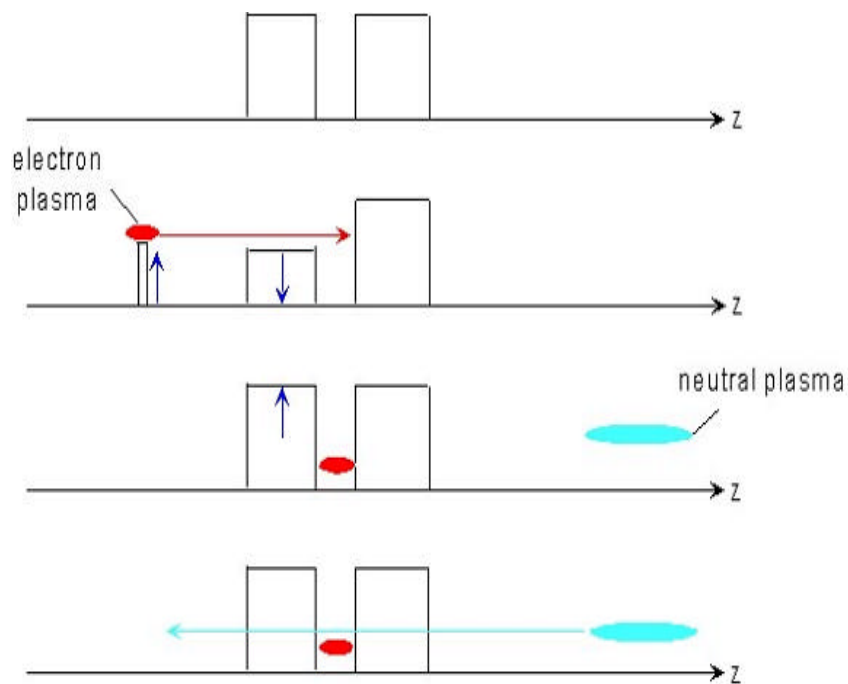


図 2- 15 電子プラズマ・水素プラズマの重畳実験手順

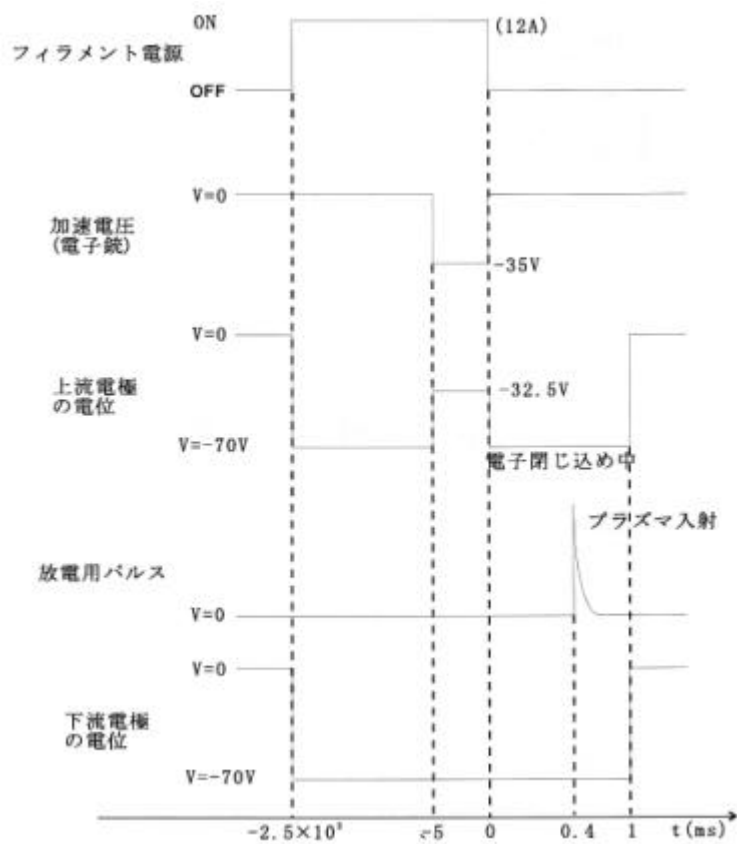


図 2- 16 重畳実験における各装置の動作シーケンス

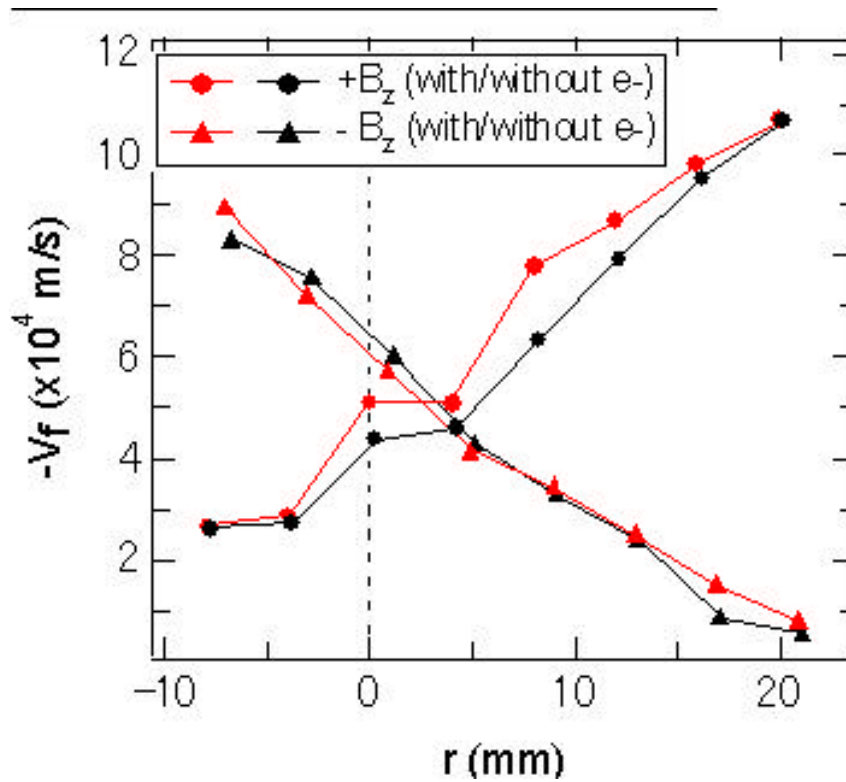


図2- 17 重畳実験におけるマッハプローブが捉えたイオンの回転（上流部）

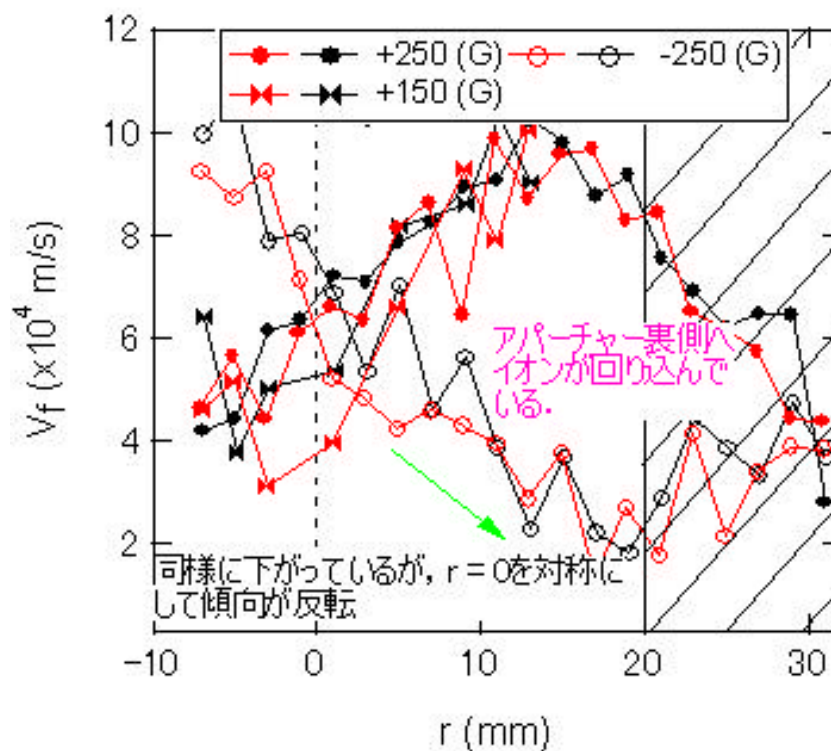


図2- 18 重畳実験におけるマッハプローブが捉えたイオンの回転（下流部）

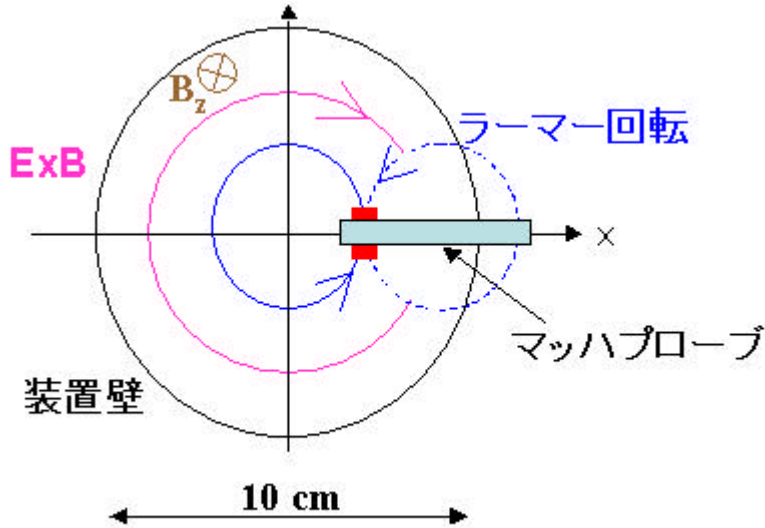


図 2- 19 重畳実験で得られたイオンのダイナミクス

2.4 マッハプローブによる計測の問題点

マッハプローブによる計測の結果、期待とは逆方向の回転を観測した。
この結果を MHD 方程式から考えてみる。

$$mn \left(\frac{\partial u}{\partial t} + (u \cdot \nabla) u \right) = nq(E + u \times B) - \nabla \cdot P \quad (2-10)$$

から、 u はプラズマ本体の速度であり、音速に比べて十分遅いとすれば、guiding-center ドリフトの速度程度と考えられる。すると左辺は右辺に比べて kr_L^{-2} のオーダー（ここで k とはその逆数がプラズマの空間的变化を表わすスケールで r_L とはラーモア半径である。）で小さいといえる。ゆえに

$$nq(E + u \times B) \approx \nabla \cdot P \quad (2-11)$$

であり、両辺に右から B で外積をとると

$$u_{\perp} = \frac{E \times B}{B^2} + \frac{B \times (\nabla \cdot P)}{nqB^2} \quad (2-12)$$

となる。第一項がこの場合、 $E \times B$ ドリフトによるドリフト速度、第二項が反磁性ドリフトである。回転方向で考えると実験結果として観測されたイオン回転流は反磁性ドリフトによる回転である。

ただし 図 2- 18を見るとアパーチャーの背後まで水素イオンが回りこんでいる。磁

場と垂直方向にはエネルギーを与えていないのでこれはラーモア運動による回り込みと考えられる。すると同軸ガンから発射されるイオンのラーモア半径が装置サイズに近いといえる。しかし MHD 理論では、プラズマの空間的变化のスケール ($1/k$) に対し、ラーモア半径が十分に小さいことが理論の前提である。ゆえに MHD 的な扱いは不適であるが、実験的には反磁性ドリフトの方向にイオンの回転を観測した。

さらにマッハプローブを挿入することによる電子プラズマの閉じ込め性能への影響を調べた。その結果が 図 2- 20 である。プローブを装置軸から 25、30、50mm の位置まで挿入して 1ms 閉じ込めた時、閉じこもっていた電子密度を計測したものである。この実験結果が示す結果は、プローブを閉じ込め領域に深く挿入するほど閉じ込め性能が劣化していることである。

マルンバーグトラップは境界条件が非対称になると閉じ込め性能が著しく劣化する²⁶⁾。プローブ挿入により導体壁の回転対称性が崩れるため、電子プラズマのダイナミクスが不安定になっていると考えられる。

つまり、我々はマッハプローブを用いた電子プラズマ・水素プラズマ重畳実験に、二つの問題点を見出した。まずマーシャル型の同軸ガンでは、イオンのラーモア半径が大きすぎる。次にプローブを挿入すると電子プラズマの閉じ込め性能が劣化することである。

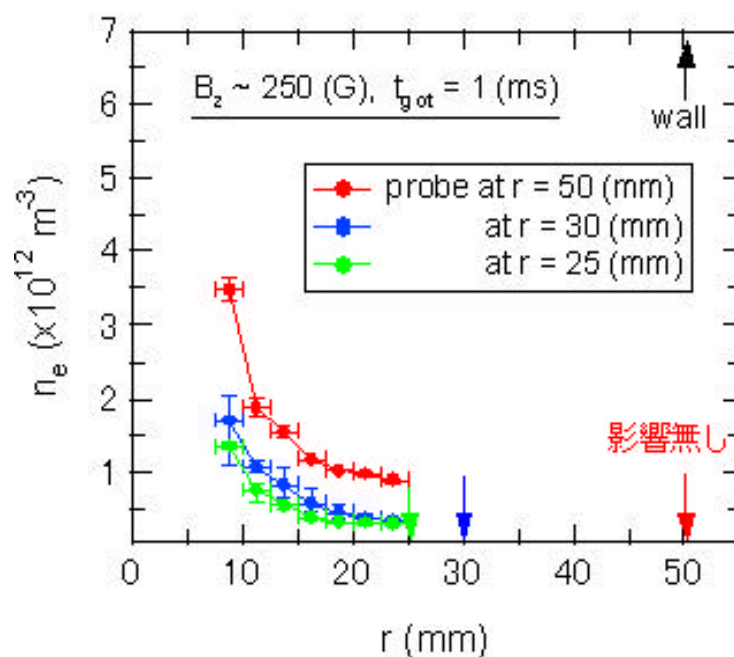


図 2- 20 プローブを挿入した時の電子の閉じ込め系方向密度分布の変化

2.5 BX-U 本体の改良 (分割電極等)

この二つの問題を解決するために我々は、BX-U 本体の改良を行うことにした。改良点と改良の目的は以下の通りである。また改良後の装置図を 図 2- 21 に示す。

円筒電極を周方向に分割	非接触プラズマ診断法の確立
蛍光膜を用いた計測系の開発	2 次元密度分布計測
チタンワッシャーガンの開発	イオン温度の低いプラズマの生成
コイルの配置調整	平行磁場強度の一様化
フィードバック制御システムの開発	ダイオコトロン不安定性の抑制
E × B 偏向システムの開発	電子銃の斜入射

と は計測系について、 はプラズマ源について、 と は電子プラズマの閉じ込め性能を上げる向上についての解決策である。

計測系の改良

まず、マッハプローブに変わる新しい閉じ込めた電子プラズマに非接触な計測系の構築を目指して、 、 の解決策を考える。 では、円筒電極を周方向四つに分割し、電氣的に独立にする。これにより電氣的に装置軸に対して回転非対称なプラズマが回転運動するときそれぞれの電極にプラズマとは反対電荷の誘導電荷が Ground から流れる。この電流を計測することで内部のプラズマのダイナミクスを観測する。 では電子・イオンを閉じ込め領域から同一磁力線上を引き出し、蛍光膜にあて発光強度を調べることで、ある時間における閉じ込め領域の磁束管内に存在する電子・イオンの粒子数を調べる。これをプラズマ長で除することで閉じ込め領域での 2 次元プラズマ粒子線密度分布を得る。

プラズマ源の改良

低いイオン温度のプラズマを生成するためにチタンワッシャーガンを導入する。チタンワッシャーガンは、水素を吸蔵させたチタンに真空中で高電圧をかけ放電することで、水素を放出させ、水素プラズマを生成する。同軸ガンとは違って、プラズマを加速もしくは減速する方向に電場をかけることができる。よって減速する方向に電場をかければ、よりイオン温度の低いプラズマを生成できる可能性がある。

配置上の問題

この の計測系（蛍光スクリーン）を以前電子銃のあった位置に構築するため、電子銃を他の位置に構築する必要があった。そのために我々は電子銃を装置軸に対して斜めから入射させる必要が生じた。電子ビームを偏向させる方法には、ソレノイド磁場を用いて電子を磁場のみに誘導する方法、ブラウン管で使われるような二対の極板を用いて静電的に変更させる方法も考えられた。しかし、装置に印加されている磁場を有効に使う方法として、一対の極板と装置の磁場を利用した $E \times B$ 偏向システムの方が装置自体に与える影響が一番少なく済むと考え、 $E \times B$ 偏向システムを構築することにした。

個々の改良の詳細については第3章にて解説する。

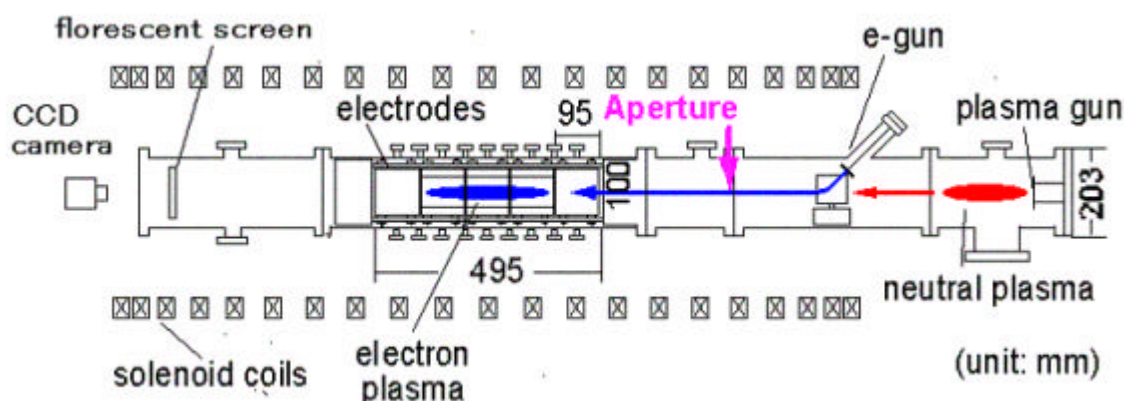


図 2- 21 改良後の装置図

3. BX-U の改良

3.1 分割電極

我々は非接触で非中性プラズマの挙動を観測するために閉じ込め領域の円筒電極を分割した。以下にこの計測方法の原理と実際の計測系を示す。

3.1.1 分割電極を用いた非中性プラズマダイナミクスの非接触計測の原理

本計測法の原理の説明を 図 3- 1 に示す。円筒電極を周方向に 4 等分し並べられている電極は、すべてそれぞれ電氣的に独立である。ある分割電極の近くに荷電粒子が接近してきた時、その電荷にひきつけられて分割電極に Ground から反対の電荷が誘起される。そのとき分割電極と Ground の間に電流が流れる。また逆に分割電極から荷電粒子が遠ざかっていく時にも、逆方向に電流が流れることになる。この電流を抵抗 (10k) で電圧に変換し計測する。

こうして得られた各電極からの信号を解析することで内部の荷電粒子がどのように運動しているかを観測することができる。

円筒電極の写真が 図 3 2 である。円筒電極の分割はワイヤーカッターで行い、分割電極同士の間隔は 1mm 程度である。

我々は分割した電極の識別を容易にするため、極板に番号をふった。分割した円筒電極のうち、プラズマガン(もしくは電子銃)に対して近い分割電極 4 枚から 1 ~ 4、5 ~ 8、9 ~ 12 をふり分けた。さらにプラズマガンからみて周方向には、反時計回りに番号をふった (図 3 3)。

3.1.2 計測系

分割電極からの信号は非常に細い同軸ケーブルで観測する。特に真空側の同軸ケーブルは、1 mm のエナメル線、1.25mm のテフロンチューブ、2.5mm の編組線、3mm のテフロンチューブの順で通すことで製作した。分割電極の外側の面には、

ケーブルとの接触のためのタップ (M2) がきっており、圧着端子がつけられた同軸ケーブルが接続されている。

真空容器の電位 (Ground) とそれぞれの分割電極との間に 10k の抵抗を接続した。この抵抗で変換された電圧をオシロスコープ (YOKOGAWA DL716) で計測する。これらを用いて電子閉じ込め時の電極からの信号を観測すると、50mV 程度の信号が得られ、信号増幅をしなくても十分信号を確認できる。(得られた信号は第 5 章参照)

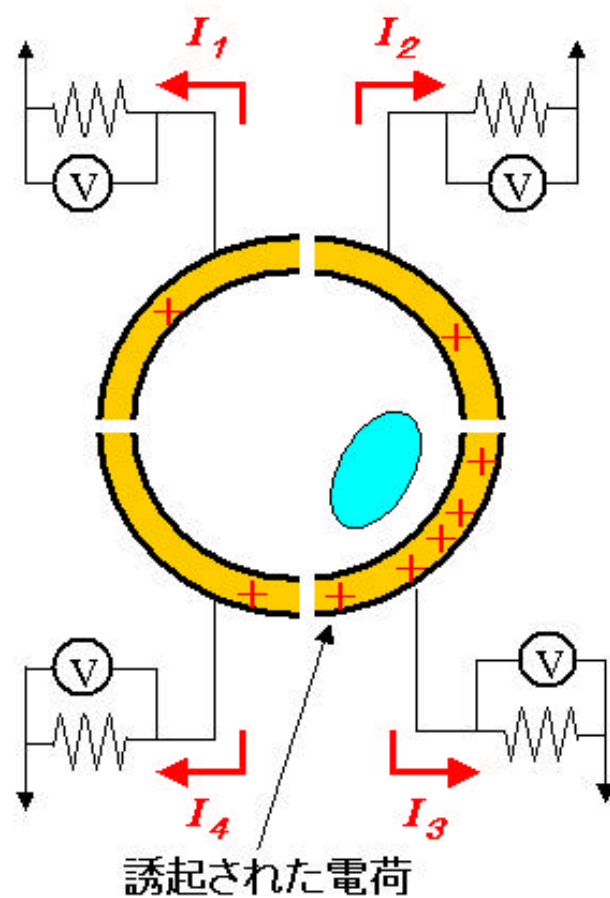


図 3 1 分割電極による計測の原理

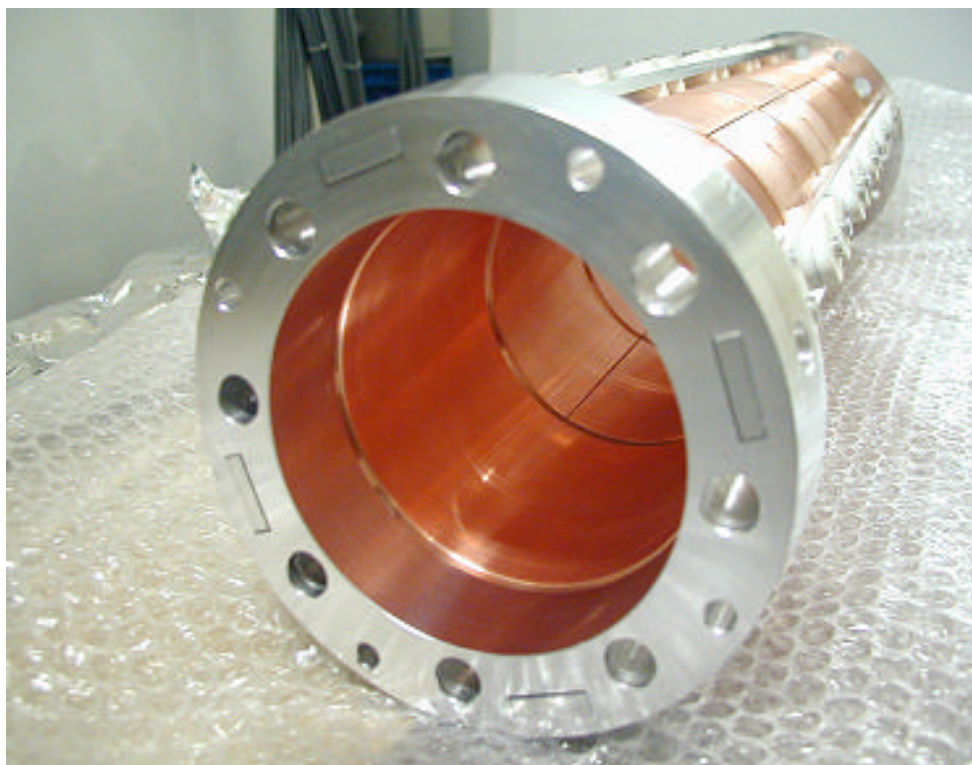


図 3 2 分割電極の写真

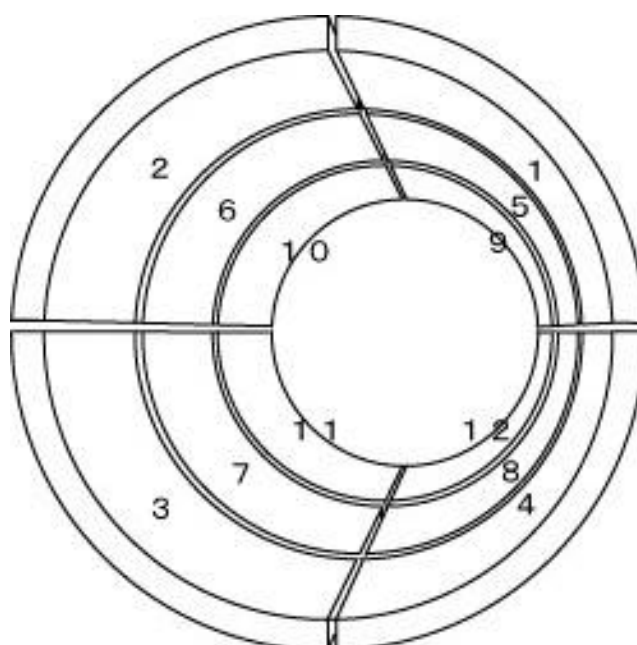


図 3 3 分割電極の番号のふり方

(プラズマガン側からみて反時計回りに番号をふった)

3.2 コイルの配置

改造前のコイルの間隔は 100mm の等間隔で配置されていた。しかし、有限であるコイル群の端付近の磁場強度は、小さくなる。電子の閉じ込めには軸対称で軸方向に均一な磁場が要求される。中心付近より長い区間で一様な磁場分布を実現するには、コイル群の端の間隔を詰めるのが有効な手段である。そこで第 2 章で求めたパンケーキコイルの作る磁場の式を用いて、より長く磁場強度が一様となる配位を求めた。

シミュレーション

シミュレーションの条件としては、中心 5 つの間隔は以前と変わらず 100mm とする。BX-U 内にはプローブを挿入する ICF34 のポートが閉じ込め領域の壁面についている。中心 5 つのコイル間隔を 100mm にしなければ、十分にプローブを引き抜けないおそれがあるのである。この拘束条件より対称性を保つためコイル枠の数は 21 コにした。

さらにコイルの両端二つのコイルの間隔は最大限詰められる 55mm とした。これはコイル間隔をより詰めることで、中心部により強い磁場を作るためである。

これらの拘束条件の下にコイル間隔を自由に変えて磁場を計算する。また実際のコイルは 1mm 程度の精度でしか位置決めができないため、計算もコイル間隔は 1mm 以下は切り捨てて行う。

シミュレーションの結果、閉じ込め領域 ($r=0, z=[-150,150]$) における磁場強度の一様性が最も高い配置を 図 3 4 に示す。図 3 5 は電流強度 122A、 $r=0$ での磁場強度分布である。このコイル配置の軸方向磁場強度変化率は 0.1% 以内である。この計算に基づき、コイル枠を再配置した後、ホール素子を用いて磁場を実測した。その結果を 図 3 6 に示す。磁場強度は計算値よりも 1.1 倍ほど強くなっている。これは、コイル間隔を詰めた効果である。

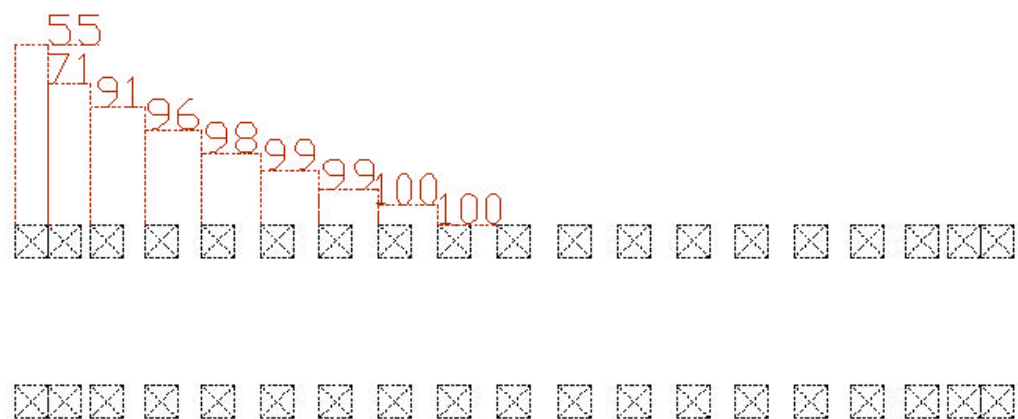


図3 4 コイルの再配置

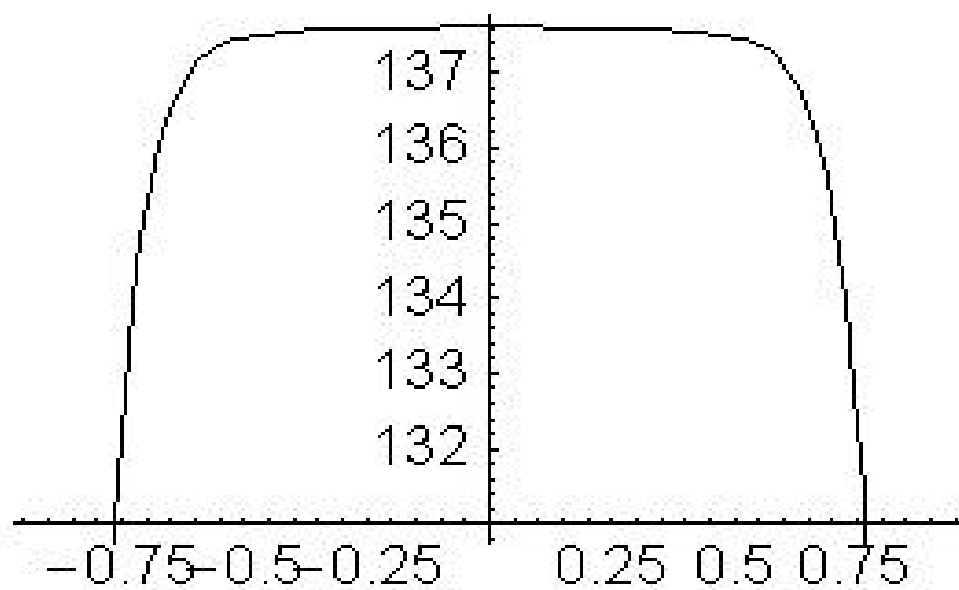


図3 5 コイル再配置後の磁場強度計算結果

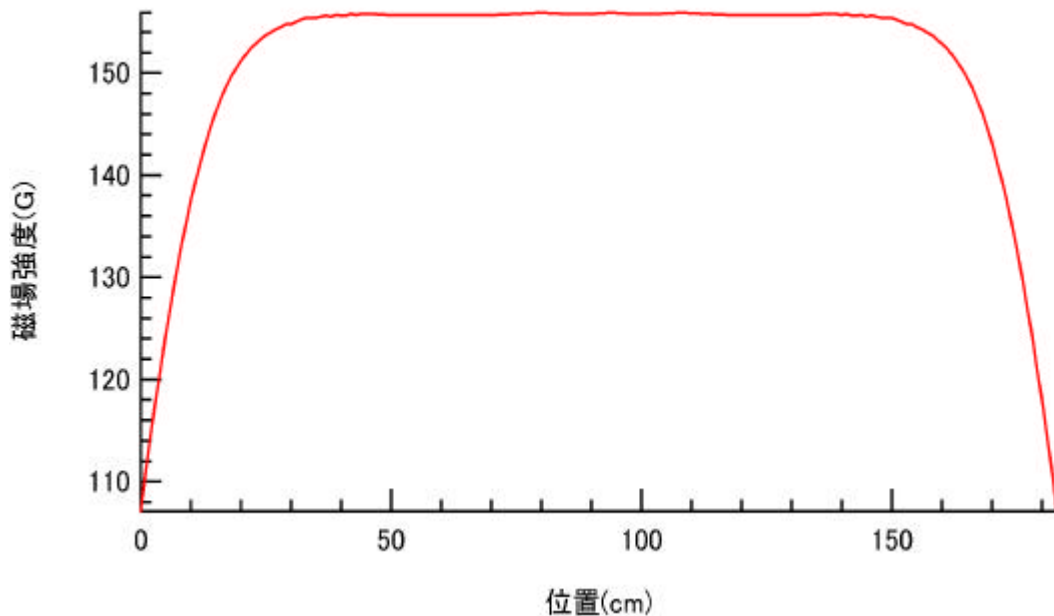


図 3 6 コイル再配置後の磁場強度測定結果

3 3 フィードバック制御システム

電子プラズマ柱が装置の中心軸から半径方向に変位をもって閉じ込められる場合、電子プラズマはダイオコトロン振動する（第 1.2 節参照）。これは、円筒電極に誘起される正電荷による電場 E が中心向きに生じ、電子プラズマが $E \times B$ ドリフトにより回転する現象である。我々は、このダイオコトロン振動に対し、フィードバック制御を用いて減衰させざるために本装置を設計した。非中性プラズマのダイオコトロン不安定性に対し、フィードバック回路を用いて制御する研究はすでに行われており、マルンバーク型トラップでは UCLD のグループ²⁷⁾が、トーラス状トラップでは Stoneking²⁸⁾らが確立している。

3.3.1 ダイオコトロン振動に対するフィードバック制御の動作原理

図3 7に BX-U におけるダイオコトロン振動に対するフィードバック制御システムの動作原理を示す。システムは、電子プラズマのダイナミクスを信号化するアンテナ部とその信号の位相をマッチングさせた後に増幅するフィードバック回路、さらに増幅された信号を電子プラズマに作用させるバイアス部からなる。アンテナ部とバイアス部には周方向に4分割した円筒電極を用いた（第3.1節参照）。動作は以下の通りである。

ダイオコトロン振動している電子プラズマがアンテナ部に最接近したとき、アンテナ部の電極では誘導電荷による電位は最高になる。そのとき、この電圧が増幅回路によって増幅され、バイアス部の電極にかかることになる。電子プラズマはバイアス部の作る電場 E_d によって、中心方向への $E \times B$ ドリフト速度を持つことになる。装置の中心軸に対して電子プラズマが電氣的に非対称に回転していれば、バイアス部が作る電場による中心方向への $E \times B$ ドリフト速度が発生するため、電子プラズマが中心軸に対称に回転するまでこのフィードバック制御は原理的に働くことになる。

3.3.2 フィードバック回路

図3 8にフィードバック装置の回路図を示す。左から信号を入力する。そこから順番に、バッファ部分、位相操作部分、増幅部分で右から出力する。

図3 9にフィードバック装置接続イメージ図を示す。データ取得に用いたデジタルオシロスコープは YOKOGAWA の DL3126 である。フィードバック装置は IN からの入力を、増幅して位相操作して OUT から出力することができる。図には書いていないが、つまみがあり増幅率を 2 ~ 33 倍（改造後 20 ~ 1000 倍）、位相を 0 ~ 約 90° 進めることができる。IN につなぐ電極は、右上真ん中の OUT の電極を除く 11 個の電極から任意に選ぶことができる。OUT に用いる電極は他の電極とは異なり Ground との間に抵抗をつないでいないため、OUT につなぐ電極は動かすことはできない。

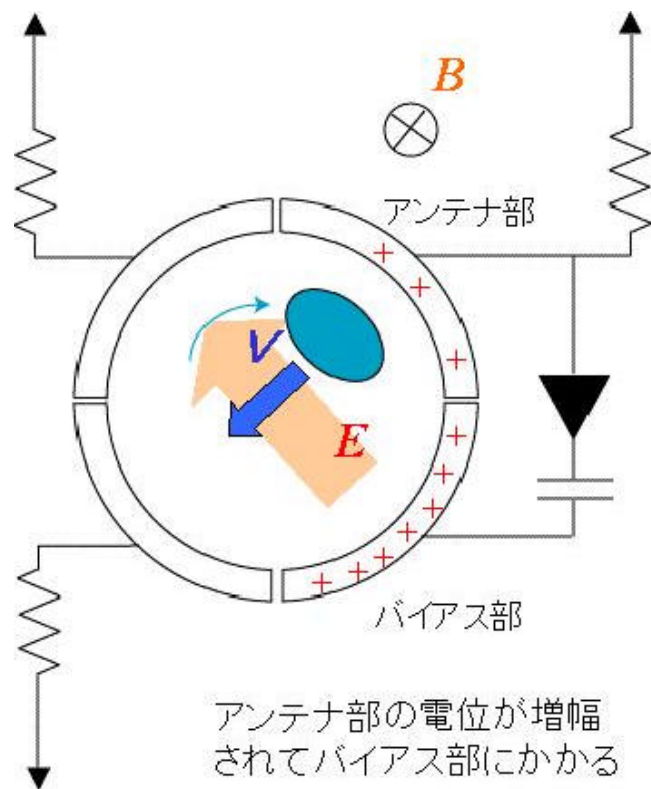


図3 7 E x B ドリフト運動によるフィードバック制御の原理

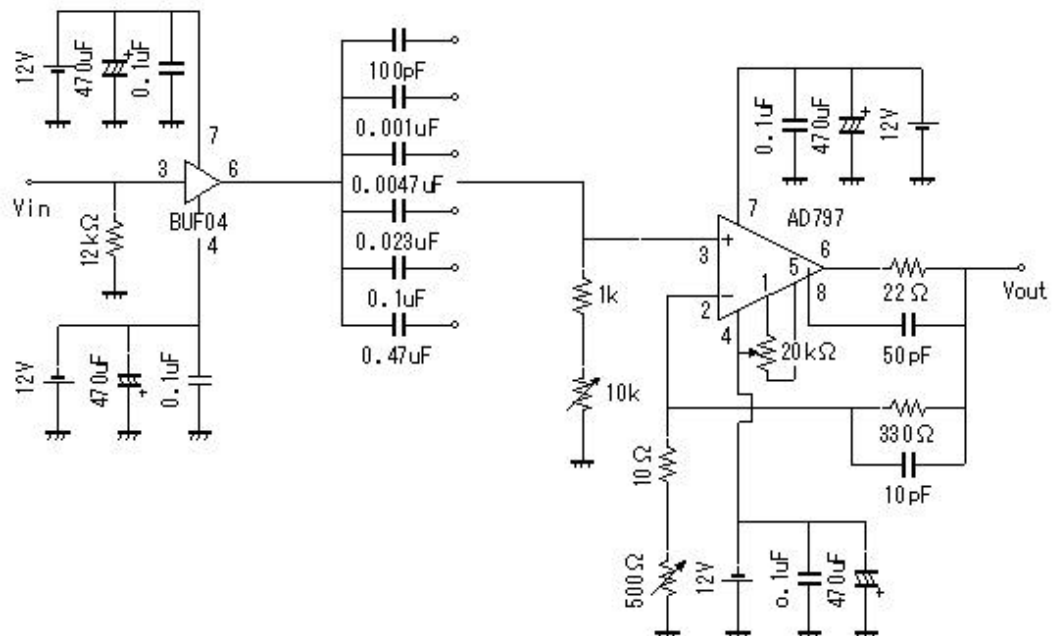


図3 8 フィードバック装置の回路図

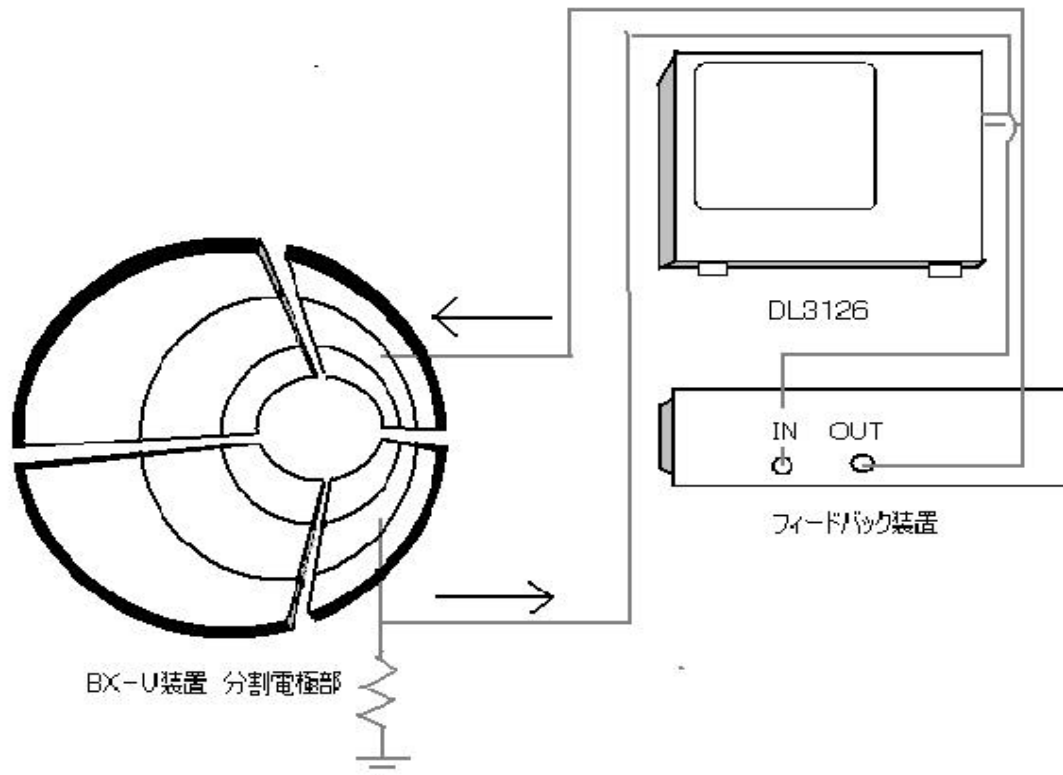


図3 9 フィードバック装置接続イメージ図

(上からフィードバック無し , 横の電極にフィードバック , 向かいの電極にフィードバック , 逆の横の電極にフィードバック)

3.4 チタンワッシャープラズマガン

3.4.1 プラズマの生成原理

チタンは水素や重水素を吸蔵しやすい性質を持っており、例えば TiH_2 という化学式のチタン水素化物を形成する。チタンの原子量は 48 で水素の原子量は 1 であるからチタンに対し重量比で最大 4% 弱の水素を吸蔵することになる。ここでチタンの密度は 4.54g/cm^3 であり、1g のチタンに対して最大で 190g の水素、標準状態で 2128 cm^3 、すなわち体積比 2128 倍の水素を吸蔵することができる。

本研究ではチタンが持つ水素を吸蔵するという性質に着目して、水素を吸蔵させたチタンワッシャーを使って水素プラズマ流を生成することを考えた。水素吸蔵チタンから水素を放出させる原理は、水素吸蔵チタンワッシャー間に放電を起こし、電流が

ワッシャーの表面を流れていく過程で吸蔵している水素原子を解離させ、電離させることにより水素プラズマを作り出すというものである。本研究で開発したチタンワッシャーガンの特徴として、予備電離により種火となる水素プラズマを放出させ、そのプラズマがメイン放電回路のスイッチとなりメイン放電回路を起動させるという2段階の放電方式でプラズマを生成していることである。図3 10に2段階の放電の概略図を示す。

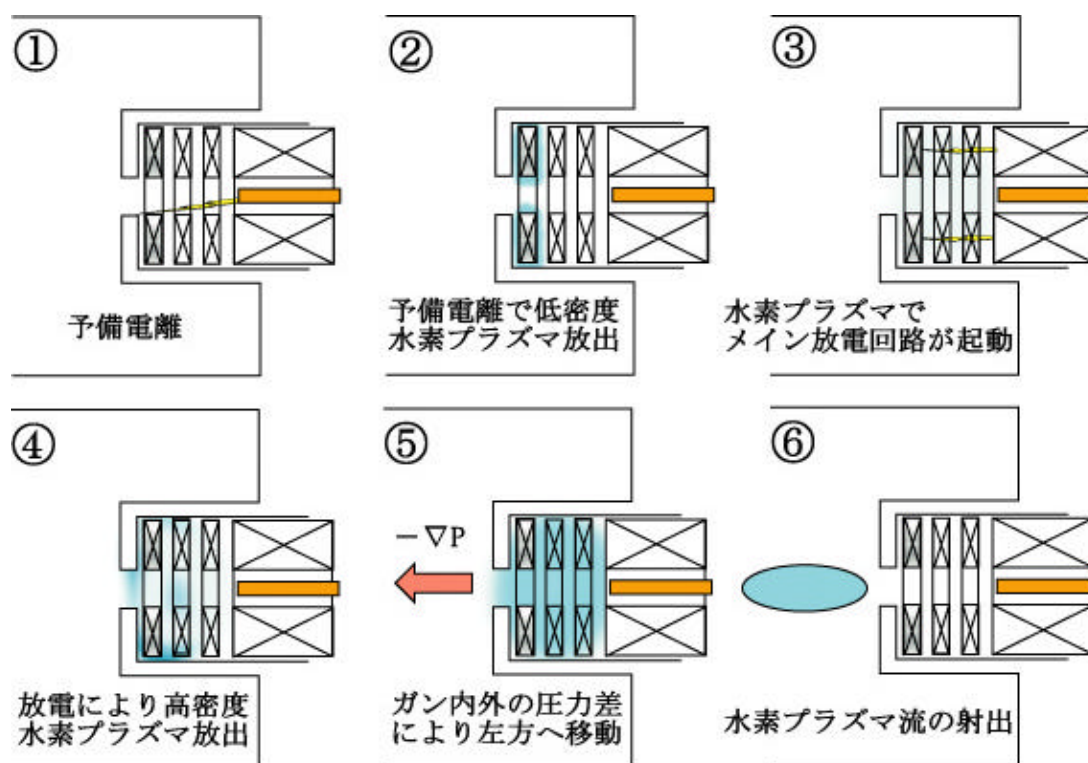


図3 10 放電概略図

3 . 4 . 2 今回製作したチタンワッシャーガン

BX-U に取り付けるプラズマガンの設計図を 図3 11に示し、電極ピンに入れるトリガーパルス発生回路を 図3 12に示す。さらにメイン放電回路を 図3 13に示す。

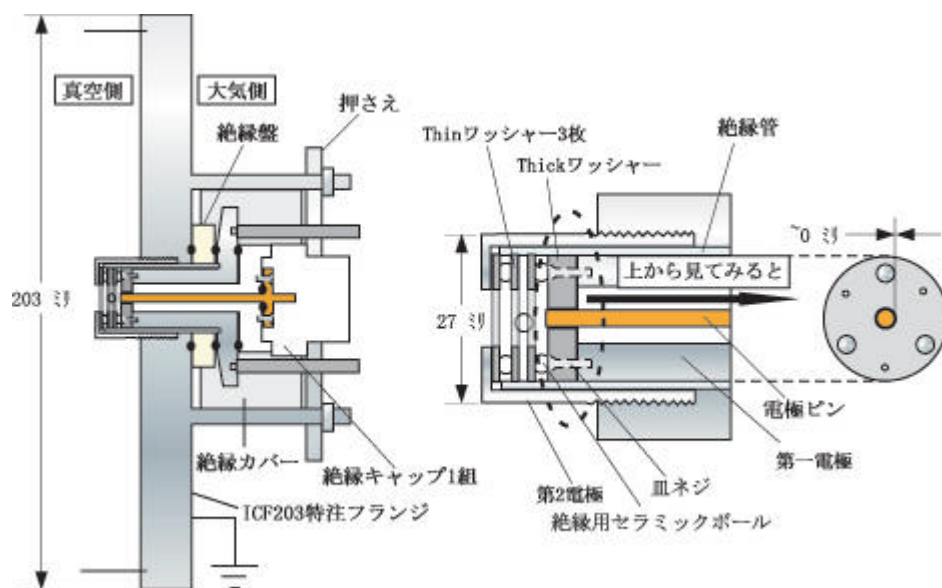


図 3 11 プラズマガンの設計図

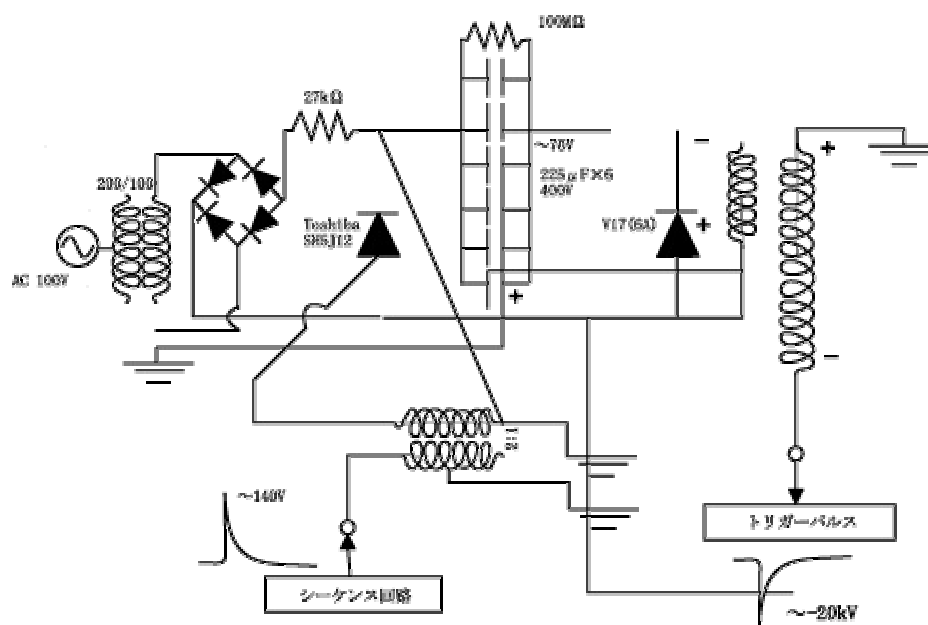


図 3 12 トリガー回路

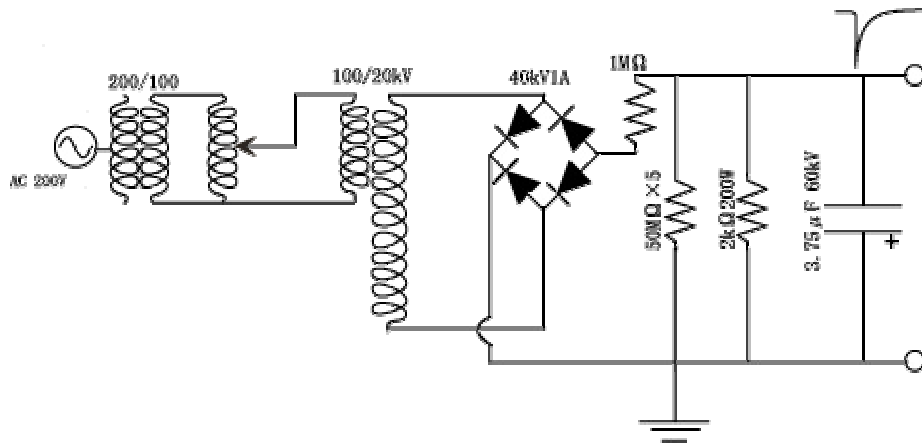


図 3 13 メイン放電回路

水素吸蔵チタンワッシャーの製法として、まず、ワッシャー型のチタンを用意し、それらを超高真空中で 950℃ まで加熱し不純物を除去した後、500℃ で水素雰囲気置き水素を吸蔵させる。この時、水素の供給量を制御して、Ti:H の原子数の比が 1:0.5 程度になるようにすれば、吸蔵後の加工が容易であり、プラズマガンの部品として用いるのに都合が良い。

3.5 電子斜入射

直線型装置 BX-U の両端に蛍光スクリーンと水素プラズマガンを取り付けているため、電子を斜方向から入射して装置中心軸上まで誘導する必要がある。ここでは電子斜入射システムの概要について述べる。

電場が無い場合、電子は磁場中では磁力線を横切ることが出来ず、磁力線方向のみ自由に運動することができる。BX-U ではソレノイドコイルにより軸方向に一様な磁場を発生させているため、電子銃から斜方向に電子を入射する場合、装置壁付近から電子を入射するとすぐに近くの磁力線の影響を受けてしまう。一方で電子銃を BX-U 装置中心軸付近に設置すると、後方から入射する水素プラズマを遮ってしまう。そこでソレノイド磁場に垂直な方向に電場を発生させることで、 $E \times B$ ドリフトにより電子を入射させる方法を採用した。

図 3 14 に電子斜入射システムの概略図を示す。電子銃の高さは後方から打ち出される中性プラズマを遮らないよう、中心軸から 4cm の位置に保たれている。電子銃の前には平行平板電極が置かれ、ここで磁場と垂直な方向に電場を発生させている。電

子銃から射出された電子は平行平板電極の間に入ると電場によりドリフトし、速度 $v_E = E \times B / B^2$ で中心軸方向に変位して装置内に進入する。以下ではシステムの各部分について簡単に述べる。

電子銃

電子銃ヘッド部分の実物写真を 図 3 15、その概略図を 図 3 16に示す。電子銃のカソードにはタングステン線をコイル状に巻いたフィラメントを用いている。アノードはステンレス製のワイヤーで長方形に形作られており、そこにタングステン製のメッシュが張られている。

平行平板電極

磁場方向に 6cm、縦方向に 5cm、のアルミ製の板で、ここに電圧を印加することで磁場に垂直な方向の電場を発生させる。2枚の極板の間隔は 5mm 間隔で 35mm から 50mm まで変化させることが出来る。電場方向から見たとき、極板の下端は装置中心軸と同じ高さになっており、電子が中心軸を超えてドリフトを続けることを防いでいる。

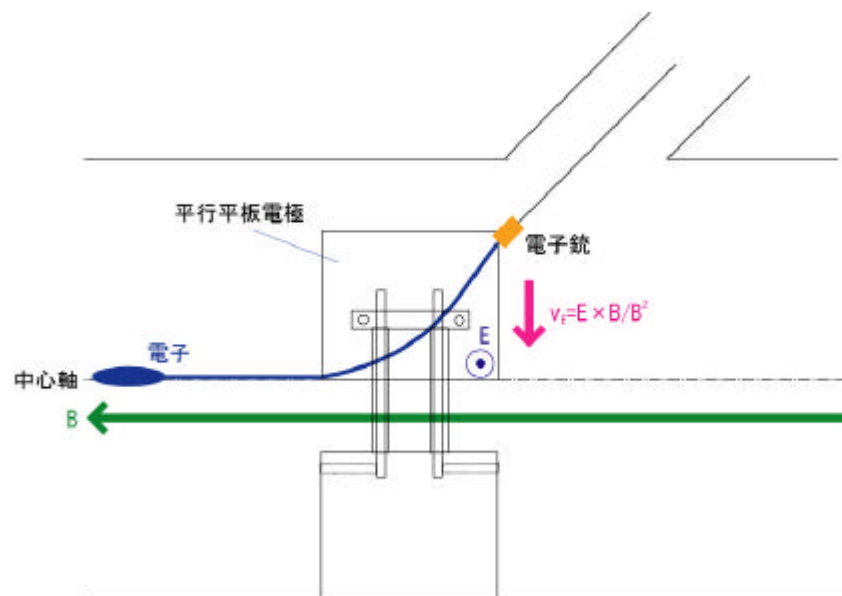


図 3 14 電子斜入射システム概略図

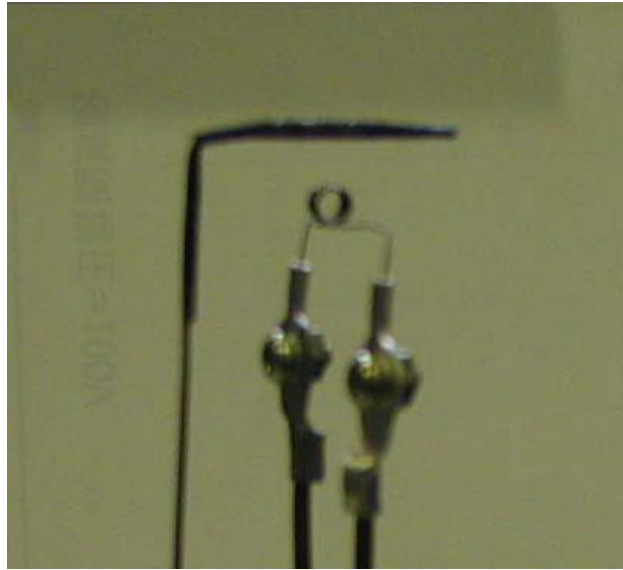


図 3 15 電子銃ヘッド部分実物写真

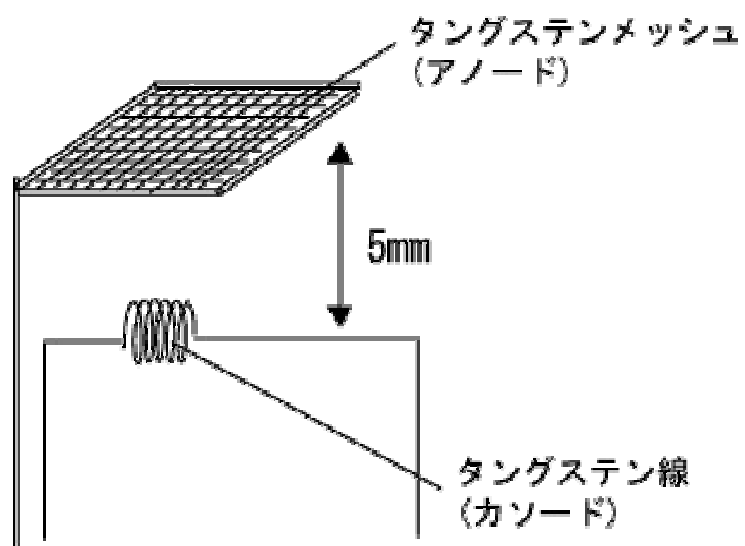


図 3 16 電子銃ヘッド部分概略図