

ヘリカル系における非中性プラズマの生成と  
空間電位の磁気面上不均一分布

若林 英紀

---

指導教官：松岡 啓介 教授

総合研究大学院大学 物理科学研究科

核融合科学専攻

博士（理学） 学位論文

2006年1月

# 目次

第1章	はじめに	4
1.1	非中性プラズマ研究の流れ	4
1.2	本研究の位置づけ	5
第2章	実験セットアップ	8
2.1	磁場閉じ込め装置	8
2.1.1	ステラレータ磁場と磁気面	8
2.1.2	CHS 装置の緒元	11
2.1.3	磁場配位	12
2.2	電子源	13
2.2.1	電子銃の構造	13
2.2.2	加速電源（高圧パルス電源）	16
2.3	電子ビームの動特性	20
2.3.1	熱電子制限電流：Richardson-Dushman の式	20
2.3.2	空間電荷制限電流：Child-Langmuir の法則	21
2.3.3	交差する電磁場中の space-charge flow の振る舞い	24
2.3.4	横磁場が平行平板型電子銃の動作特性に及ぼす影響	26
2.3.5	電子銃ポートにおける磁気面	29
2.4	プローブ測定	30
2.4.1	プローブ特性	32
2.4.2	プローブの構造	36

		2
	2.4.3	フラックス測定 . . . . . 38
	2.4.4	プローブ測定用回路 . . . . . 39
	2.4.5	プローブポートにおける磁気面 . . . . . 43
	2.5	データ取り込み系 . . . . . 44
<b>第3章</b>		<b>非中性プラズマの生成：ストカスティック領域を通じた電子入射実験 47</b>
	3.1	フラックス分布の時間変化 . . . . . 47
	3.2	空間電位分布 . . . . . 48
	3.2.1	空間電位分布の形状 . . . . . 48
	3.2.2	電位からの密度の見積もり . . . . . 49
	3.3	電子侵入のパラメータ依存性 . . . . . 50
	3.3.1	加速電圧依存性 . . . . . 50
	3.3.2	入射電流値・磁場強度依存性 . . . . . 51
	3.3.3	電子滞在時間の評価 . . . . . 53
	3.3.4	射出位置依存性 . . . . . 54
	3.4	単一電子の軌道計算 . . . . . 55
	3.4.1	ヘリカル系における粒子軌道 . . . . . 56
	3.4.2	軌道計算方法 . . . . . 57
	3.4.3	粒子軌道の追跡 . . . . . 58
	3.5	電場の影響を考慮した軌道計算 . . . . . 67
	3.5.1	電位分布に用いる仮定と定式化 . . . . . 67
	3.5.2	数値計算結果 . . . . . 69
<b>第4章</b>		<b>ヘリカル系における非中性プラズマの空間電位分布 72</b>
	4.1	空間電位の磁気面上不均一分布 . . . . . 72
	4.2	温度・密度の分布 . . . . . 77
	4.3	磁気面における非中性プラズマの平衡 . . . . . 79

	3
4.3.1 運動のタイムスケール比較 . . . . .	79
4.3.2 電子流体の平衡方程式 . . . . .	80
4.3.3 本研究におけるパラメータ領域 . . . . .	82
4.4 高温極限を仮定した場合の電位分布計算 . . . . .	83
4.4.1 計算方法 . . . . .	83
4.4.2 電位分布の計算結果 . . . . .	84
第5章 まとめ	89

# 第1章 はじめに

## 1.1 非中性プラズマ研究の流れ

非中性プラズマの研究は、当初 Penning-Malmberg トラップなどの直線型装置において始まった。これは装置の軸方向に磁場を生成し、磁力線方向に DC 電場を印加することにより、荷電粒子群を閉じ込める原理である。この型の装置は高精度かつ高い対象性を有するため、純電子プラズマもしくは純イオンプラズマによって輸送や構造等に関する多様な研究が行われてきた [2]-[4]。また、近年は反物質を含む陽電子プラズマの基礎研究や、陽電子プラズマ-電子ビーム系の実験などにその対象が広がりつつある。

しかし、直線型装置は装置軸方向の粒子閉じ込めに外部印加電場を用いるため、異符号荷電粒子の同時閉じ込めは原理的に困難である。そこで、外部電場を用いずに純トロイダル磁場において非中性プラズマを閉じ込める基礎研究が 1950 年代から始まった [5]-[6]。非中性プラズマは径方向の自己電場を有し、ドリフトにより実効的な回轉變換を自ら生成するため、磁場に回轉變換を与えずともトーラス系の内部に閉じ込めることができるのが大きな特徴である [9]。しかし、この方法はプラズマ粒子がトーラスの内側と外側を往復する際に大きな磁場強度の変化を感じるため、トカマクにおけるポロイダル回転の減衰と同じように、magnetic pumping によって運動エネルギーの熱化が起きる [8]。そのため、回転平衡を長時間維持できず、閉じ込め時間が magnetic pumping の時間スケールにより制限を受けるといった問題がある。

そこで、近年はトロイダル磁気面配位における非中性プラズマの研究が始まっている [10]-[13]。この方式ではトーラス型の閉じた磁力線を用い、磁力線方向の静電井戸を閉じ込めに使用しないため、複数種類、高エネルギーの荷電粒子の同時閉じ込めが可能である [14]。これらの利点を活かした基礎研究が内部導体系やヘリカル系などの装置において進行中であり、本研究もその流れに属する。本研究の位置づけと目的について次節で詳述する。

## 1.2 本研究の位置づけ

近年、Mahajan らにより二流体プラズマの平衡理論が提唱された [15]。その理論の興味深い予測のひとつに、イオンの高速垂直流による高  $\beta$  平衡の可能性がある。これは、アルフベン速度に近い領域のイオン流をプラズマ中に駆動し、その動圧を用いて高圧のプラズマを閉じ込めるものである。これに伴い、高速流を伴うプラズマの生成および維持は、実験的に高い関心を集めるテーマとなっている。

イオン高速流の駆動には、閉じ込め磁場  $B$  と電場  $E$  との相互作用による  $E \times B$  ドリフトを用いる。そのため、プラズマ内部に  $E$  を生成する方法を探究する必要がある。最も簡単な方法としては、プラズマ中に一対の電極を挿入し、それらの間に電圧を印加するものがある。この方法はトカマクの境界層付近における流れの駆動に実際に用いられ、L モードから H モードへの遷移を引き起こしたことが実際に確認されている。しかし、プラズマ中に電極を挿入すると不純物混入の原因となるため、高温プラズマでの適用は困難である。

そこで  $E$  を生成するためのより先進的な方法として提唱されているのが、非中性プラズマを用いる方法である。例として半径 0.1m の密度均一な円柱状プラズマを考えると、背景の準中性プラズマ密度が  $10^{19} \text{m}^{-3}$ 、非中性度が  $10^{-6}$  のとき、中心部と外縁部の電位差は 450V に達し、径方向に 4.5kV/m の自己電場を得ることができる。これからわかるとおり、プラズマ中にわずかな電荷のアンバランスを

発生させると、径方向に大きな自己電場が発生する。この自己電場を電極電場の代わりに用いるというのが基本的な理念である。

トロイダル系において非中性プラズマを生成するには、大きく分けて二つの方法がある。一つは準中性プラズマから一部の電子を取り除く方法である。これはECHを用いて電子を選択的に加熱することにより行われる。もう一つは、準中性プラズマに過剰の電子を入射する方法である。この方法に関しては、電子のカオス運動を用いた入射が検討されている。電子に磁場のヌル点を通過させることにより断熱不変量の保存を破り、カオス的な運動を引き起こして磁気面内へ侵入させる方法が内部導体系のProto-RT装置において検証された[17]-[18]。一方、ヘリカル系においては、最外殻磁気面より外側のストカスティック領域では磁力線自体がカオティックな構造を有している。そのため、その磁場に巻きついて運動する電子の軌道もカオティックなものになることが予想される。そこで本研究では、ストカスティック領域内に電子を入射、蓄積することにより、磁気面内部への電子侵入を引き起こすことを試みた。上述の非中性プラズマ生成の基礎実験として、電子入射の対象は真空磁気面を用いている。この電子入射実験の内容に関して第3章で述べる。

また、上記の方法により磁気面内部へ入射された電子群がつくる空間電位の分布を調べたところ、磁気面のうえで電位が一定でないという結果を見出した。準中性プラズマにおいては、圧力や空間電位などの物理量は基本的に磁気面上で一定であり、この前提のうえで様々な解析が行われている。しかし、有限温度の非中性プラズマにおいては、空間電位が磁気面量になるとは限らない。これはPedersenらにより理論的に予測され[20]-[21]、本研究で初めて実験的に確認されたものである[22]。粒子閉じ込めの観点からは、等電位面と磁気面とのずれは、粒子のドリフト軌道が磁気面から外れるため閉じ込めを悪化させる原因となる。そのようなずれが起きる原因は、電子が有限の温度を有していることと、真空容器壁の鏡像電荷の影響があることである。これらの実験結果、理論および数値計算の内容に関

して、第4章で述べる。

## 第2章 実験セットアップ

実験は核融合科学研究所のコンパクトヘリカルシステム (CHS) [23] において行った。

実験セットアップの概略を図 2.1 に示す。CHS はコイルにより真空磁場を生成し、その真空容器中に電子銃が水平に挿入されている。計測用にはプローブが2本水平と垂直に挿入されており、磁場中に生成された非中性プラズマの電子フラックスと空間電位を測定する。

### 2.1 磁場閉じ込め装置

#### 2.1.1 ステラレータ磁場と磁気面

ステラレータにおいて ([24]-[26],[31])、磁場は外部コイルのみにより生成される。トーラス系に荷電粒子を閉じ込めるために必須の回轉變換が外部磁場のみにより得られるため、プラズマ電流なしでのプラズマ閉じ込めが可能である。磁場および回轉變換の生成がプラズマ電流に依存しないという特性は、任意の非中性度のプラズマを生成、閉じ込めができるという点において、非中性プラズマ研究においても大きな利点であるといえる。

ここで、ヘリカル対象の直線系において磁気面を定義する。座標は円筒系で  $(r, \zeta = \theta - \delta\alpha z)$  となるようにとる。ここで、 $\zeta$  はヘリカル角、 $\alpha$  はヘリカルピッチである。電流密度  $j = 0$  の領域では磁場はスカラーポテンシャル  $\phi_B$  により表すことができる。 $\phi_B$  はラプラス方程式  $\Delta\phi_B = 0$  を満たすため、ヘリカル対象性をもつスカラー

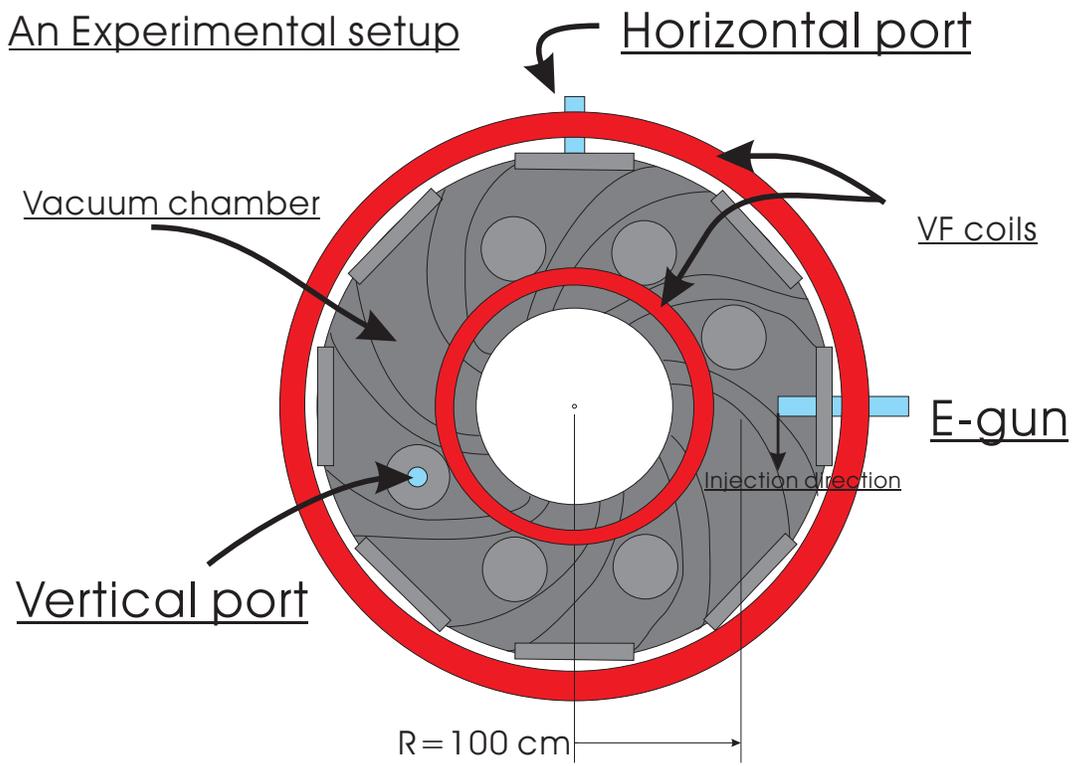


図 2.1: CHS 装置および実験セットアップ (電子銃、プローブ) の配置概略図 .

ポテンシャルは以下のように書くことができる。

$$\phi_B = B_0 z + \frac{1}{\alpha} \sum_{l=1}^{\infty} b_l I_l(l\alpha r) \sin(l\zeta) \quad (2.1)$$

ここで

$$\zeta \equiv \theta - \delta\alpha z \quad (2.2)$$

である。

スカラー表示  $B = \nabla\phi_B$  より、磁場 ( $B_r, B_\theta, B_z$ ) は以下のように表される。

$$B_r = \sum_{l=1}^{\infty} l b_l I_l'(l\alpha r) \sin(l\zeta), \quad (2.3)$$

$$B_\theta = \sum_{l=1}^{\infty} \left( \frac{1}{\alpha r} \right) l b_l I_l(l\alpha r) \cos(l\zeta), \quad (2.4)$$

$$B_z = B_0 - \delta \sum_{l=1}^{\infty} l b_l I_l(l\alpha r) \cos(l\zeta), \quad (2.5)$$

また、この磁場に対応するベクトルポテンシャルは

$$A_r = -\frac{\delta}{\alpha^2 r} \sum_{l=1}^{\infty} b_l I_l(l\alpha r) \sin(l\zeta), \quad (2.6)$$

$$A_\theta = \frac{B_0}{2} r - \frac{\delta}{\alpha} \sum_{l=1}^{\infty} b_l I_l'(l\alpha r) \cos(l\zeta), \quad (2.7)$$

$$A_z = 0 \quad (2.8)$$

となる。

磁場の各成分はベクトルポテンシャルの定義により

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (2.9)$$

により得られる。このような直線系の場合には、 $\psi = A_z + \delta\alpha r A_\theta = const$  で与えられる磁気面が存在し、

$$\psi(r, \zeta) = B_0 \frac{\delta\alpha r^2}{2} - r \sum_{l=1}^{\infty} b_l I_l'(l\alpha r) \cos(l\zeta) = const, \quad (2.10)$$

となる。また、この磁気面は

$$\mathbf{B} \cdot \nabla \psi = 0 \quad (2.11)$$

という条件を満たすことがわかる [31]。

一方、トーラス型のステラレータにおいては、上述の直線系の場合とは異なり、磁気面を数学的に厳密に定義することはできない。しかし、ステラレータ磁場の数値計算や電子ビームによる磁気面計測実験によると、磁気軸近傍の領域には磁気面状の構造が存在することがわかっている。磁気面は厚みを持たない面状の領域であるが、磁気軸から離れるにつれ、磁気面が破壊され磁力線が有限体積の領域内を周回するようになる。この領域をストカスティック領域と呼び、磁場がストカスティックになる前の最も外側の磁気面を最外殻磁気面と呼ぶ。磁気面は磁束の等高面である。最外殻磁気面により囲まれる領域内を通る磁束を  $\psi_0$  とし、ある磁気面の内側を通る磁束を  $\psi$  とすると、規格化小半径  $\rho$  が

$$\rho = \sqrt{\frac{\psi}{\psi_0}} \quad (2.12)$$

として定義される。磁束は面積に対応する次元をもつため、その平方根で定義される規格化小半径は長さに対応する。実用的には、規格化小半径はいわば磁気面の番号を表すものであり、磁気軸は  $\rho = 0$ 、最外殻磁気面は  $\rho = 1$  として表される。

### 2.1.2 CHS 装置の緒元

CHS 装置はヘリオトロン/トルサトロン形式に分類されるステラレータ装置である。ドーナツ型の真空容器を取り囲むようにヘリカルコイルが2本(一組)巻かれており、それらにより閉じ込め磁場を生成する。また、プラズマ形状や磁気軸位置を制御するため、4組のポロイダルコイルが設置されている。

トーラスの大半径は1.0 mである。真空容器のポロイダル断面は楕円形状となっており、楕円の長半径、短半径はそれぞれ0.4 m、0.2 mである。トーラスを一周進むと楕円のポロイダル断面が8回転するため、断面形状や磁場は45度ごとの周期性をもつ。トロイダル角  $\zeta$  は縦長断面(楕円の長軸が垂直になる面)を原点と

して定義する。横長断面（楕円の長軸が水平になる面）はトロイダル角  $22.5$  度である。

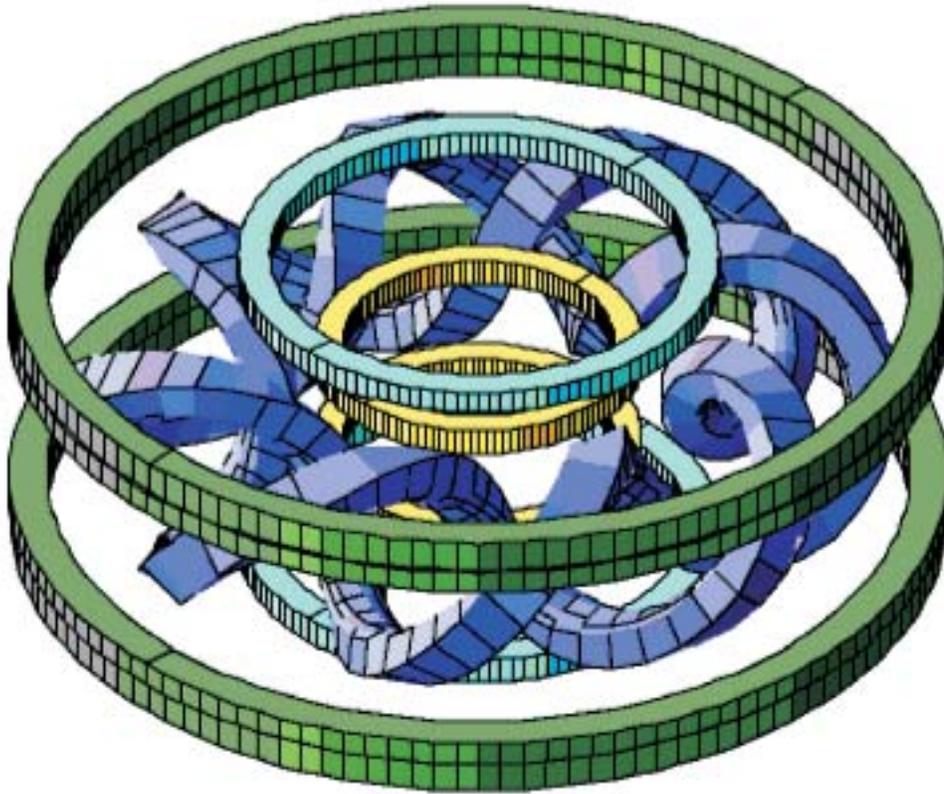


図 2.2: CHS コイルシステムの概略図。2 本のヘリカルコイルと 4 組のポロイダルコイルを用いてヘリカル磁場を生成する。ヘリカルコイルはトーラスを一周回すごとにポロイダル方向に 4 回転するため、ピッチ数は  $m = 8$  である。装置の断面形状や磁場構造はトロイダル角  $45$  度を周期とした対称性をもつ。

### 2.1.3 磁場配位

CHS 装置においては、磁場コイルの電流配分を変化させることにより様々な磁場配位をとることができる。磁場配位を表す最も代表的なパラメータは磁気軸位

表 2.1: Main parameters of CHS device

パラメータ	値
大半径 $R$	1.0 m
ヘリカルコイル半径 $a_c$	0.313 m
断面の長半径	0.4 m
断面の短半径	0.2 m
極数 $\ell$	2
トロイダル周期数 $m$	8

置  $R_{ax}$  である。  $R_{ax}$  はトーラス中心と磁気軸との距離により定義される。

本研究においては、磁場は主に  $R_{ax} = 101.58$  となる配位を使用している。これは CHS 実験における最も外側の磁場配位であるが、本論文ではこれを「通常配位」と呼ぶ。

## 2.2 電子源

磁場中に電子を射出するため、 $\text{LaB}_6$  熱陰極（カソード）を持つ電子銃を使用した。カソードは加熱用電流源により予熱され、熱電子を発生させる。そして、負電位を印加することによりそれらの電子を加速し、ビームとして空間に放出する。電子源全体の概略を図 2.3 に示す。以下の各節では、電子射出システム各部分についての詳細を述べる。

### 2.2.1 電子銃の構造

電子銃ヘッド部分の実物写真を図 2.4、各部の説明と寸法を記したを図 2.6 に示す。

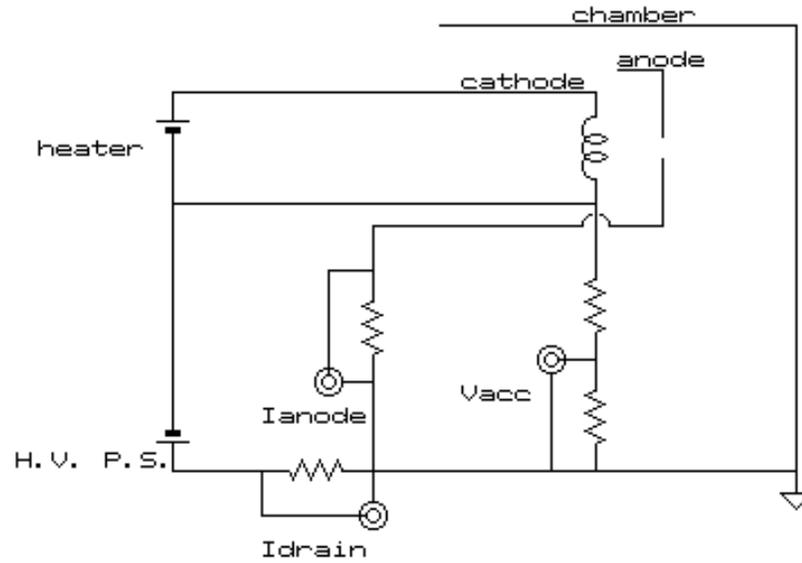


図 2.3: 電子射出システム全体の回路図。高圧パルス電源が  $\text{LaB}_6$  カソードに最大  $1.2\text{kV}$  の負電圧を印加し、熱電子を空間中に射出する。加速電圧はシャント抵抗により  $1/1000$  に圧縮され、オシロスコープの画面上でモニタされる。



図 2.4: 電子銃ヘッド部分の実物写真。

カソードの素材として用いている六ホウ化ランタン ( $\text{LaB}_6$ ) は融点約 2700K、電気伝導率  $7 \times 10^{-6} \text{W}\cdot\text{cm}$  (温度 300K のとき)、仕事関数 2.66eV の導電性セラミック素材である。タングステン等と比べ仕事関数が小さいため使用温度が低く、蒸発による消耗を小さく抑えることができる点が特徴である。また、強度が高いために強磁場中での大電流使用に耐えることが大きなメリットであるが、脆性材料のため取り扱いには注意が必要である。本実験で用いている  $\text{LaB}_6$  焼結体 (多結晶体) は  $1\text{cm} \times 1\text{cm}$  の正方形領域を 5 ターンのワインディングで埋めた構造になっており、ヒーター用電流源から最大 28.5A の DC 電流を流すことにより、1700-1950K 程度に加熱して熱電子を放出させる。カソード加熱電流に対するカソード端子間の電圧の測定結果を図 2.5 に示す。オームの法則  $V = IR$  で予測されるよりも大きな傾きで電圧が増加しているのは、カソード温度の上昇に伴う抵抗値の増大が原因であると考えられる。電流 28.5A のとき電圧は 4V 程度であり、このときカソードにおいて消費されている加熱パワーは 114W である。

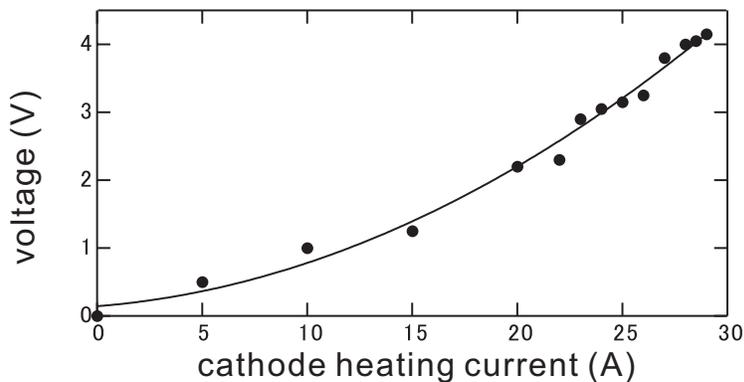


図 2.5: カソード加熱電流と端子間電圧の関係。電流の増加に伴い曲線の傾きが増すのは、温度上昇による抵抗値の増大が原因であると考えられる。

また、陽極 (アノード) は正方形の枠にタングステンのワイヤーを張ったメッシュ形状である。カソード、アノードはそれぞれ SUS プレートに固定されており、互いに 5mm の距離で平行に設置されている。また、カソードの負電位 ( $\sim -1\text{kV}$ )

がプラズマ中に直接晒されるのを避けるため、カソード下側には GND 電位のバックプレートを設置している。そのため、図からわかる通り、電子銃ヘッド部分は主に 3 枚の板からなる構造をしている。それら 3 枚の板の間にアルミナのチューブを立てて支柱とし、その中にタンタル線を通して縛ることにより構造を維持している。

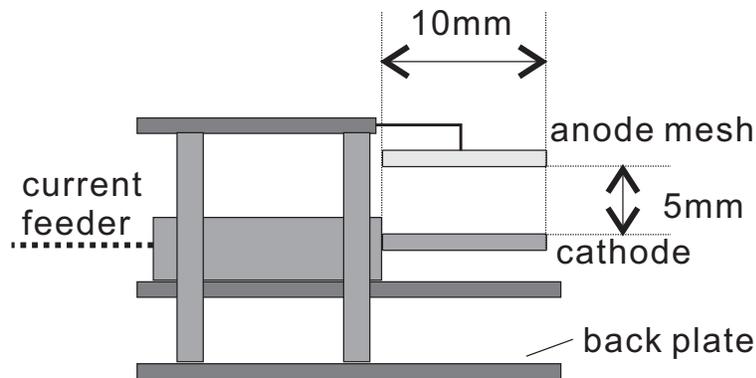


図 2.6: 電子銃ヘッド部分の概略図。アノード、カソードはそれぞれ SUS 板に固定されている。また、カソードの負電位がプラズマ中に直接晒されるのを避けるため、GND 電位のバックプレートをカソード背後に設置してある。これら 3 枚の板をセラミックの支柱で支え、タンタル線で縛ることにより構造を維持している。

### 2.2.2 加速電源（高圧パルス電源）

LaB<sub>6</sub> カソードから発生した熱電子をビームとして空間に射出するため、カソード-アノード間に最大 1.2kV の加速電圧をパルス状に印加する。パルスは矩形波であり、長さは最大 0.5 秒程度である。

高圧パルス電源は、パルス発生部と高圧発生部の 2 つの部分から構成されている。パルス発生部を高圧から切り離すため、これらの部分はフォトカプラ 6N135（耐圧 2.5kV）により電氣的に絶縁されている。パルス発生部（パルサー）、高圧発

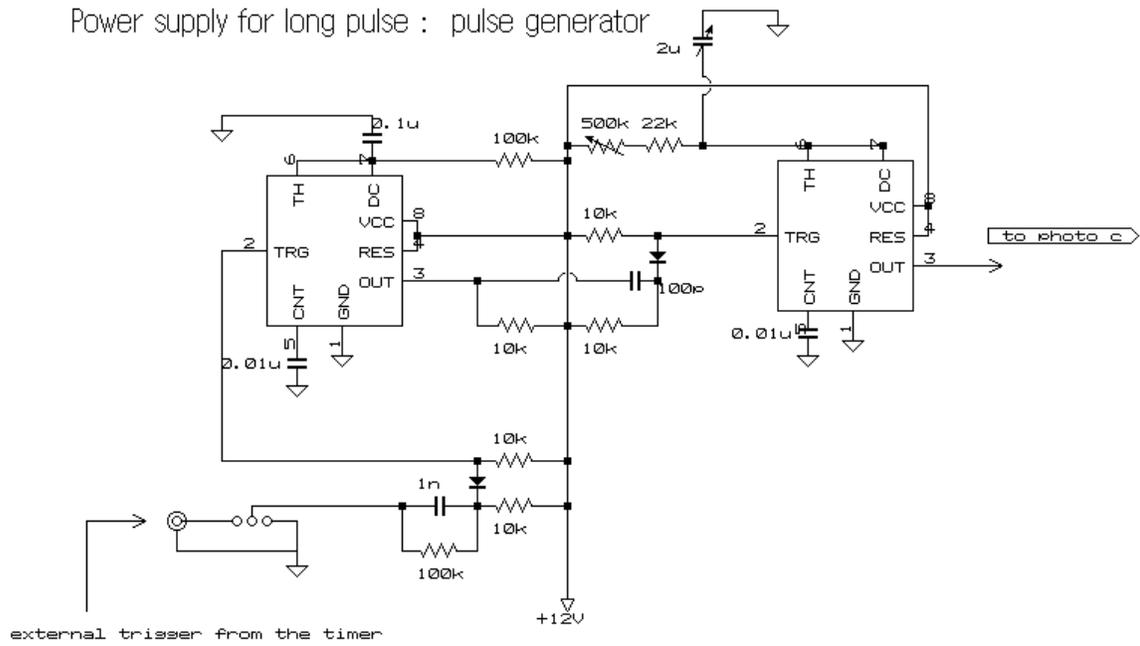


図 2.7: 高圧パルス電源のパルス発生部。パルス波形は右側の 555IC3 番ピンから出力され、フォトカプラを介して高圧発生部に伝わる。

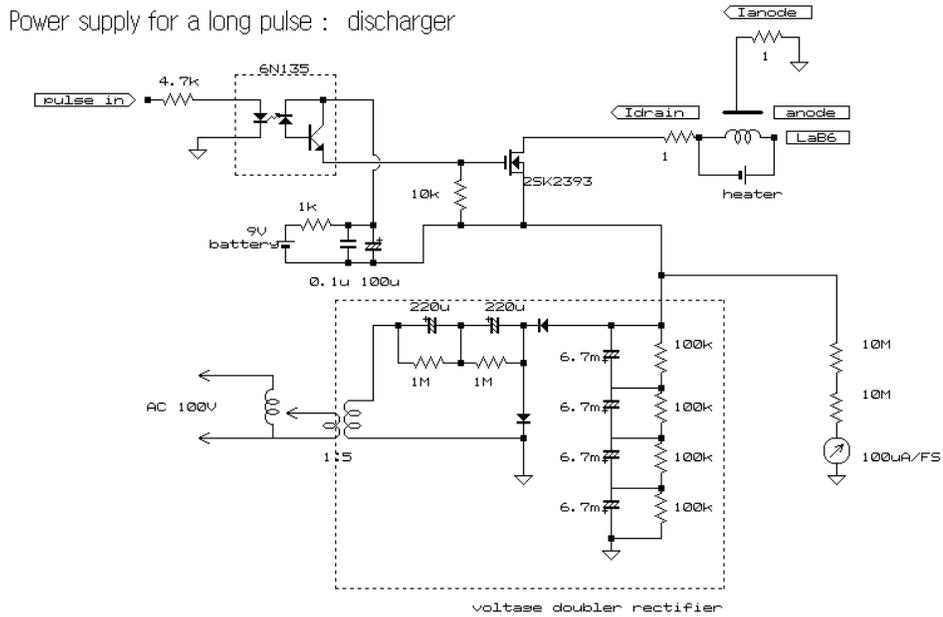


図 2.8: 高圧パルス電源の高圧発生部。パルス発生部から伝わったパルスがFETのゲートを開くことにより、コンデンサの電荷がソース-ドレイン間に流れて電子銃に流入する。

生部の回路図をそれぞれ図 2.7、図 2.8 に示す。1 個の矩形パルスを生成するため、555 タイマー IC を 2 個直列に接続している。1 個目はチャタリング防止用であり、2 個目がメインのパルサーとして機能する。2 個目の 555IC の 3 番ピンから出力されるパルスがフォトカプラ 6N135 に入力される。

6N135 下流側のコレクタ部分は電池により 9V に維持されている。パルサーからシグナルが伝わりベース電流が流れると、エミッタから FET2SK2393 (もしくは 2SK1317) のゲート部分に電流が流れる。2SK2393 および 2SK1317 は N チャネル型の MOSFET であり、ドレイン-ソース間の耐圧はいずれも 1500V である。このソース部分にはコンデンサが直列に接続されている。コンデンサは倍圧整流によって予め負の高電位 (= 加速電圧  $V_{acc}$ ) に充電されており、FET のゲート部分が開くと、充電されていた電荷が電子銃ヘッド部分へ流入する。これがカソードから空間へ放出される全電流であり、FET のドレイン部分を通るため、ドレイン電流  $I_d$  と呼ぶ。  $I_d$  のうち一部はアノードメッシュに衝突して GND に戻る。これをアノード電流  $I_a$  とすると、メッシュを通り抜けて空間に放出される実効的なビーム電流  $I_b$  は

$$I_b = I_d - I_a \quad (2.13)$$

と表される。

実験中にカソード表面の状態を一定に保つため、カソード加熱、電子射出、休止の運転サイクルはタイマーを使用して一定間隔で制御している。具体的には、カソードに 30 秒間通電して予熱した後にパルスを射出し、その後 30 秒間休止するという 1 分のサイクルである。

## 2.3 電子ビームの動特性

### 2.3.1 熱電子制限電流：Richardson-Dushman の式

金属が加熱されると、金属内部の仕事関数よりも大きな熱運動エネルギーを得た電子が表面に飛び出す。本研究で用いている電子銃の  $\text{LaB}_6$  カソードや、エミッシブプローブのタングステンフィラメントの放出電子は、いずれもこの熱電子放出現象を利用したものである。以下に、金属の温度と放出熱電子の電流密度の関係について述べる。

金属内部で電子が Fermi-Dirac 分布をとっているとき、運動エネルギーが  $\epsilon$  と  $\epsilon + d\epsilon$  の間にある単位体積あたりの自由電子の数を  $dN$  とすると、

$$dN \propto \exp\left(-\frac{\epsilon - \xi}{kT}\right) \sqrt{\epsilon} d\epsilon \quad (2.14)$$

となる。 $\xi$  は金属内のフェルミ準位、 $k$  はボルツマン定数、 $T$  は温度である。これを速度空間に変換し ( $\epsilon = (m_e/2)(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)$ )、 $x$  方向を金属表面に垂直な向きとすると、上式を  $v_y$ 、 $v_z$  について積分すれば  $x$  方向に  $v_x$  と  $v_x + dv_x$  の間の速度をもつ電子数  $dN_x$  は

$$dN_x \propto kT \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2kT} + \frac{\xi}{kT}\right) dv_x \quad (2.15)$$

となる。電流密度  $i$  は  $e \int v_x dN_x$  であり、積分範囲は  $(1/2)mv_x^2 > W$  ( $W$  は自由電子のエネルギー帯底部から空間までのエネルギーの値) だから、熱制限電流密度は

$$i = e \int_{(1/2)mv_x^2 > W} v_x dN_x = AT^2 \exp\left(-\frac{W - \xi}{kT}\right) = AT^2 \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right) \quad (2.16)$$

となる。ここで  $\phi$  は仕事関数を表し、 $\phi = W - \xi$  である。また、 $A$  はリチャードソン定数

$$A = \frac{4\pi m_e k^2 e}{h^3} = 1.20173 \times 10^6 [A/(m^2 K^2)] \quad (2.17)$$

である。

本研究で用いているカソードの表面積はおよそ  $1\text{cm}^2$  である。この値と上式を用いて求めた熱制限電流とカソード温度の関係を図 2.9 に示す。これによると、電子銃の動作領域であるカソード温度  $1700\text{K}$ - $1950\text{K}$  においては、熱制限電流は数 A から数 10A 程度となる。この値は以下に述べる空間電荷制限電流よりも遥かに大きいので、このセットアップにおいては電流量の熱制限は問題とならない。

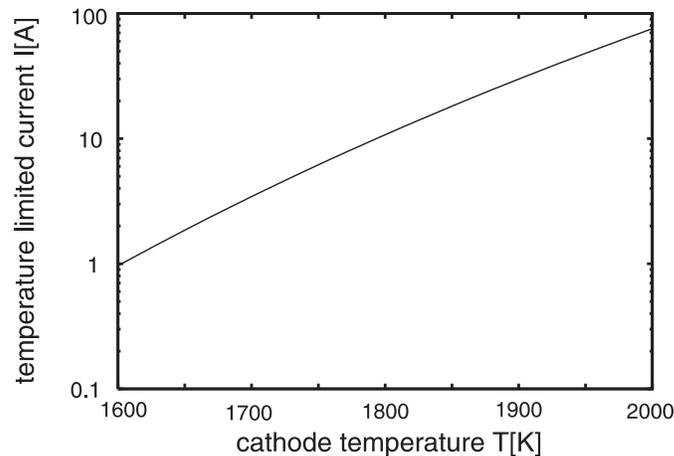


図 2.9: Richardson-Dushman の関係式による、カソード温度と熱制限電流の関係

### 2.3.2 空間電荷制限電流：Child-Langmuir の法則

カソード表面に出た熱電子は、外部電極により電場を加えることで、ビームとして引き出される。その際ビーム電子は、電極電場による加速力のほか、先に空間内に射出されたビーム電子（空間電荷）の作る自己電場を感じ、カソードに押し戻される力を受ける。そのため、ビーム電流は電極電場と自己電場のバランスにより最大値の制限を受ける。これを空間電荷効果と呼ぶ。以下に、空間電荷効果により定まる電流値の上限を求める。

無限に広い平行平板を考え、それらと垂直な線上に  $z$  軸をとる。電位 0 のカソードが  $z = 0$ 、電位  $\phi_0$  のアノードが  $z = z_0$  にあるとし、カソードからアノードに向

けて射出される電子ビームの密度の上限を考える。

このとき、電場を  $E_z$  とすると、ビーム中の粒子の運動方程式は

$$\frac{dv_z}{dt} = -\eta E_z \quad (2.18)$$

また、連続の式は

$$\frac{di_z}{dz} = 0 \quad (2.19)$$

となる。ここで、 $\eta \equiv -q/m_e$  であり、 $q$ 、 $m_e$  はそれぞれ電子の電荷と質量である。

式 (2.19) より、カソードにおける電流密度を  $i_0$  として、電荷密度  $\rho$  は

$$i_z = i_0 = -\rho v_z \quad (2.20)$$

となるから、

$$\rho = -\frac{i_0}{v_z} \quad (2.21)$$

となる。これをポアソン方程式に代入すると、

$$-\frac{d^2\phi}{dz^2} = \frac{E_z}{dz} = \frac{\rho}{\epsilon_0} = -\frac{i_0}{\epsilon_0 v_z} \quad (2.22)$$

とかける。ここで、

$$\frac{d}{dt} = \frac{dz}{dt} \frac{d}{dz} = v_z \frac{d}{dz} \quad (2.23)$$

とかけるから、式 (2.22) より

$$v_z \frac{dE_z}{dz} = \frac{dE_z}{dt} = -\frac{i_0}{\epsilon_0} \quad (2.24)$$

これより電場は

$$E_z = -\frac{i_0}{\epsilon_0} t + E_c \quad (2.25)$$

と求められる。ここで、 $t$  は電子がカソードを出発してからの時間、 $E_c$  はカソードにおける電場である。

これを式 (2.18) に代入すると

$$\frac{dv_z}{dt} = \frac{\eta i_0}{\epsilon_0} t - \eta E_c \quad (2.26)$$

となり、これを積分すると速度は

$$v_z = \frac{\eta i_0}{\epsilon_0} \frac{t^2}{2} + v_c - \eta E_c t \quad (2.27)$$

となる。 $v_c$  はカソードにおける初速である。

ここで、初期条件  $E_c$  および  $v_c$  について考える。電流が空間電荷制限領域にあるとき、極板により加えられた電場と、ビームの自己電場はカソードにおいて相殺して0になる。そのため、 $E_c = 0$  とする。また、カソードの温度が低く、電子ビームの熱エネルギーが極板間のポテンシャルに比べて遥かに小さい場合には、 $v_c = 0$  とし差し支えない。すると式 (2.25) と (2.27) は

$$E_z = -\frac{i_0}{\epsilon_0} t \quad (2.28)$$

$$v_z = \frac{\eta i_0}{2\epsilon_0} t^2 \quad (2.29)$$

となる。この  $v_z$  をさらに積分すると、

$$z = \frac{\eta i_0}{\epsilon_0} \frac{t^3}{6} \quad (2.30)$$

このときポテンシャルは

$$\phi = -\int_0^z E_z dz = -\int_0^t E_z v_z dt = \int_0^t \frac{\eta i_0^2}{2\epsilon_0^2} t^3 dt = \frac{\eta i_0^2}{8\epsilon_0^2} t^4 \quad (2.31)$$

と求められる。ここで、式 (2.30) と式 (2.31) から  $t$  を消去すると、

$$\phi = \left( \frac{81}{32\eta\epsilon_0^2} \right)^{\frac{1}{3}} i_0^{\frac{2}{3}} z^{\frac{4}{3}} \quad (2.32)$$

となる。よって、アノードにおける電位  $\phi_0$  を用いて、電流密度は

$$i_0 = \frac{4}{9} (2\eta)^{\frac{1}{2}} \epsilon_0 \frac{\phi_0^{3/2}}{z_0^2} = 2.335 \times 10^{-6} \frac{\phi_0^{3/2}}{z_0^2} \quad (2.33)$$

と求められる。つまり、空間電荷制限領域にある電流は、電流密度の上限が極板間電圧の  $3/2$  と極板間距離の  $-2$  乗に比例する。これを Child-Langmuir の法則とよぶ。

本実験セットアップにおいて、カソード加熱電流  $I_c$  とドレイン電流  $I_d$  の関係を計測した結果を図 2.10 に示す。図は  $V_{acc} = 1\text{kV}$  および  $600\text{V}$  の場合について示している。また、それぞれの場合の Child-Langmuir 則による空間電荷制限電流の値を水平線としてプロットしてある。これによると、いずれの加速電圧においても  $I_d$  は  $I_c=19\text{A}$  程度から急激に立ち上がり、 $I_c$  の増加に対して指数関数的な上昇を示したのち、 $I_c=22\text{A}$  付近において飽和を始め、空間電荷制限電流に近づいていることがわかる。

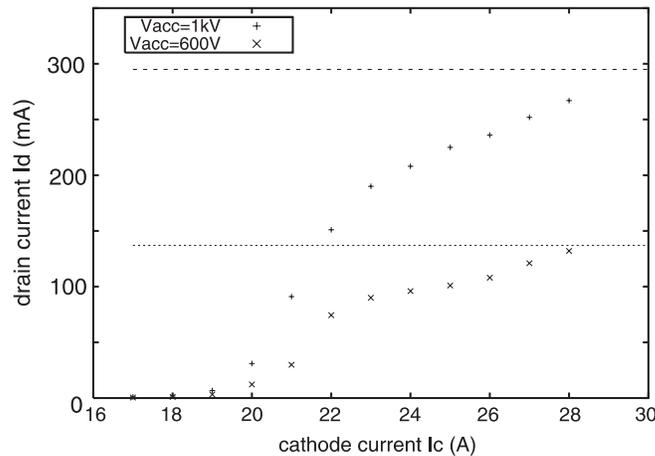


図 2.10: カソード加熱電流とドレイン電流の関係。加熱電流の増加に伴ってドレイン電流は急激に増加するが、空間電荷制限領域の付近で飽和する。

### 2.3.3 交差する電磁場中の space-charge flow の振る舞い

直交座標系  $xyz$  をとる。カソードが平面  $y=0$  にあり、 $y$  方向に一様な電場  $E_y$ 、そしてそれに直交して  $-z$  方向に一様磁場  $B$  があるとする。このような交差した電磁場中の space-charge flow (電子ビームのように自己電場を有する流れ) の振る舞いについて考える。

ローレンツ力を含めた運動方程式は、 $xyz$  各方向についてそれぞれ以下のように

に付ける。

$$\ddot{x} = -\omega_H \dot{y} \quad (2.34)$$

$$\ddot{y} = \omega_H \dot{x} - \eta E_y \quad (2.35)$$

$$\ddot{z} = 0 \quad (2.36)$$

ここで、 $\omega_H = \eta B$  はサイクロトロン角周波数である。

無限平面を仮定して、 $E_y$  および  $y$  方向の電流  $i_y$  は  $y$  のみの関数とする。連続の式  $di_y/dy = 0$  より、 $i_y = i_c$  (カソードにおける電流密度) となる。また、このような一次元系において、電荷密度  $\rho = -i_y/v_y$  となるから、自己電場のポアソン方程式は

$$-\frac{d^2\phi}{dy^2} = \frac{dE_y}{dy} = \frac{\rho}{\epsilon_0} = -\frac{i_y}{\epsilon_0 v_y} \quad (2.37)$$

となる。ここで、 $d/dt = d/dy \cdot dy/dt = v_y d/dy$  とかけるから、

$$\frac{dE_y}{dy} = \frac{1}{v_y} \frac{dE_y}{dt} = -\frac{i_y}{\epsilon_0 v_y} \quad (2.38)$$

これより  $y$  方向の電場は、電流の射出が始まった時刻を  $t = 0$  として

$$E_y = -\frac{i_0}{\epsilon_0} t \quad (2.39)$$

と求められる。

式 (2.34) と (2.39) を式 (2.35) に代入し、 $v_y = \dot{y}$  とおくと、

$$\ddot{v}_y = \omega_H \dot{x} - \eta \dot{E}_y = -\omega_H^2 v_y + \frac{i_0 \eta}{\epsilon_0} \quad (2.40)$$

$$\longrightarrow \ddot{v}_y + \omega_H^2 v_y = \frac{i_0 \eta}{\epsilon_0} \quad (2.41)$$

とかける。これが space-charge flow の解を与える線形常微分方程式である。

初期条件として、 $t = 0$  のときに  $v_x = v_y = v_z = 0$  とすると、上式の解は

$$v_x = -C(t - \sin T) \quad (2.42)$$

$$v_y = C(1 - \cos T) \quad (2.43)$$

$$v_z = 0 \quad (2.44)$$

と求められる。また、これを積分すると、変位は

$$x = x_0 - \frac{C}{\omega_H} \left( \frac{T^2}{2} + \cos T - 1 \right) \quad (2.45)$$

$$y = \frac{C}{\omega_H} (T - \sin T) \quad (2.46)$$

$$z = z_0 \quad (2.47)$$

となる。ここで、 $T$ と $C$ は規格化パラメータであり、

$$C = \frac{\eta^2 i_0}{\epsilon \omega_H^2} \quad (2.48)$$

$$T = \omega_H t \quad (2.49)$$

である。また、電位 $\phi$ は

$$\phi = - \int_0^t E_z v_z dt = \frac{C^2}{\eta} \left( \frac{T^2}{2} - T \sin T + 1 - \cos T \right) \quad (2.50)$$

と求められる。

### 2.3.4 横磁場が平行平板型電子銃の動作特性に及ぼす影響

上に述べた平行平板型電子銃を CHS 真空磁場に挿入し、 $I_b$ の $\theta$ に対する依存性を調べた。 $\theta$ を横軸、 $I_d$ と $I_a$ の値から計算した $I_b$ を縦軸にとったグラフを図 2.11 に示す。また、 $\zeta$ と $\theta$ の関係もあわせて示す。図からわかる通り $I_b$ は $\theta$ に伴い変化するが、その変化は $j$ と傾向を概ね共通にしており、 $\zeta$ が90度に近いとき $I_b$ は最大で、 $\zeta$ が最小の30度付近のとき $I_b$ も最小となる。

この理由として、カソードから射出された電子の運動に関して以下のようなプロセスが考えられる。 $V_{acc}$ が印加されているため、アノード-カソード間にはほぼ均一な電場 $E$ が形成されている。 $\zeta$ が小さいとき、射出された電子はBに沿ってアノードに到達する。アノードに到達した電子の一部はメッシュを通過し $I_b$ となるが、他はメッシュに衝突して $I_a$ としてGNDに戻る。一方、 $\zeta$ が大きいときは、 $E$

とBによって電子はドリフト運動を行い、その多くがアノード-カソードの極板間をすり抜けて空間内に射出される。極板間をすり抜けて空間内へ射出される電子の存在を検証するため、電子銃の側面に遮蔽板を取り付け、遮蔽板の電位を変化させた場合の電流値の射出方向依存性を調べた。遮蔽板をアノード電位 (GND)、カソード電位とした場合における電子銃電流の  $\theta$  依存性を図 2.12 に示す。また、遮蔽板を取り付けた状態の電子銃ヘッド部分の写真を図 2.13 に示す。

遮蔽板がカソード電位の場合には、 $\theta$  が磁力線に対して立ってくると、カソードを出た電子がドリフトして遮蔽板に当たりカソード電位に戻るため、 $I_d$  が減少するように見える。このドリフトの効果は磁場が強いほど大きい。また、グラフは明確な 180 度対称性を有しており、その依存性は磁場極性を反転しても変化しない。これより、電子銃の動作が磁力線に対する  $\zeta$  の絶対値に依存し、B の符号には関係ないことがわかる。

しかし、このグラフでは  $I_d$  に伴い  $I_a$  も減少しており、電子銃から空間に放出される実効的なビーム電流  $I_b$  は増加している。この理由として、遮蔽板を取り付けた際の構造の問題が考えられる。アノード - カソード間の絶縁を維持するために遮蔽板と電子銃ヘッド部分との間に数 mm の隙間をあけてあるため、その隙間から電子が滑り出ているということがあり得るのである。E × B ドリフトを行う電子は等電位面に垂直でなく平行に移動するため、軌道論の立場からもその可能性は考えられる。

そこで、遮蔽板をアノード電位に変更して行った実験の結果を見ると、 $\theta$  が磁場に対して立っている場合の  $I_d$ 、 $I_a$  の値が大幅に増加し、 $\zeta$  に対する電流の依存性が緩やかになっていることがわかる。

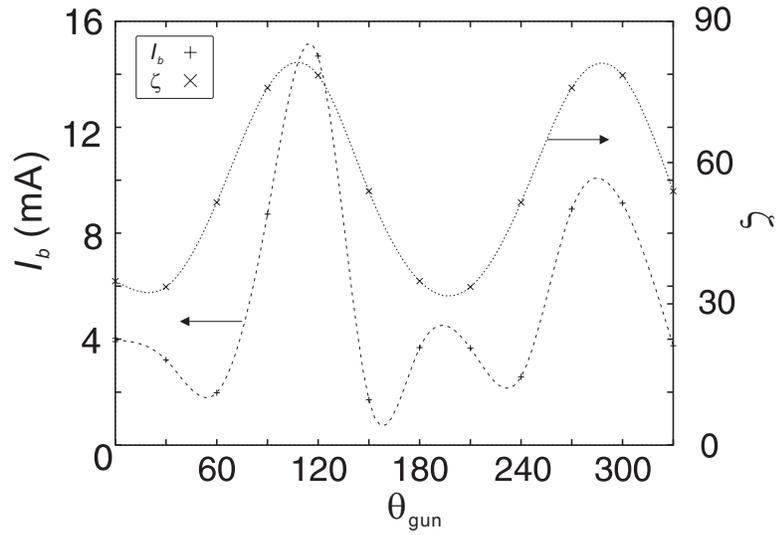


図 2.11: ビーム電流  $I_b$  の射出方向  $\theta_{gun}$  に対する依存性。磁場に対するピッチ角  $\zeta$  は右軸に示してある。

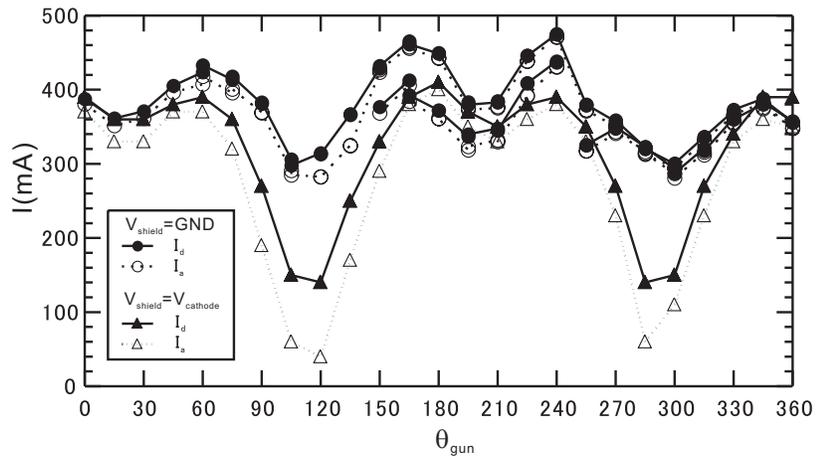


図 2.12: 電子銃ヘッド部分に遮蔽板を取り付け、その電位をカソード電位、アノード電位とした場合の、電流の射出方向依存性。



図 2.13: 遮蔽板を取り付けた状態の電子銃ヘッド部分の写真。この写真では、遮蔽板はカソードと電氣的に接続されている。

#### ドレイン電流と磁場強度の関係

カソード表面から出る全電流を示すドレイン電流  $I_d$  は、理想的には磁場強度  $B$  により影響を受けない。しかし、実際の実験では  $I_d$  は  $B$  に対するゆるやかな依存性をもつ。その測定結果を図 2.14 に示す。実験条件は  $V_{acc}=1\text{kV}$ 、カソード電流  $I_c=23\text{A}$  で、遮蔽板は取り外した状態である。図に見られるとおり、磁場が強くなるに従って  $I_d$  は減少し、 $B=100\text{G}$  の場合に比べて  $B=900\text{G}$  の場合は  $I_d$  が 65%程度になっている。

#### 2.3.5 電子銃ポートにおける磁気面

電子銃はトロイダル角  $\zeta = 210$  の位置に設置されている。電子銃が挿入されているポートにおける磁気面のポロイダル断面図を図 2.15 に示す。この場所は横長断面から反時計回りに 30 度程度傾いた断面になっており、電子銃は図の右側（トーラスの外側）から挿入されている。溶接ベローズを用いた駆動機構により、電子銃は CHS の真空容器外側から磁気面内部へと水平に移動することができる。ま

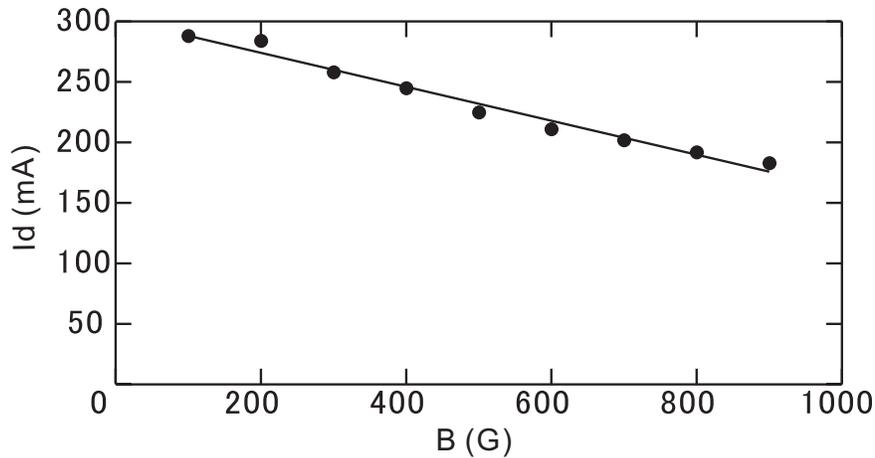


図 2.14: 磁場強度に対するドレイン電流の依存性。磁場が強くなるに従い、ドレイン電流はゆるやかに減少する。

た、挿入軸の回りに 360 度回転させることができ、それにより電子銃の向きと電子射出方向を変化させることができる。電子銃の向いている方向を  $\theta_{gun}$  とし、図上で紙面の奥に向かう方向を 0 度、真上を 90 度、手前を 180 度、真下を 270 度と定義する。また、CHS 装置のトーラス中心から電子銃ヘッド部分までの距離を電子銃位置  $R_{gun}$  とすると、通常配位において、最外殻磁気面に対応する射出位置は  $R_{gun} = 116\text{cm}$  となる。

## 2.4 プローブ測定

静電プローブ（ラングミュアプローブ）はプラズマの計測法として最も基本的かつ最初に開発されたものである。基本的な構造としては、プローブ（探針）自体は小さな金属のチップになっており、バイアス電圧を印加した状態でプラズマ中に挿入する。プローブを挿入することによりその周辺のプラズマに影響を及ぼすことはあり得るが、粒子の密度、エネルギー分布などをローカルに測定することができるという点で、プローブ測定は優れた方法であると言える。

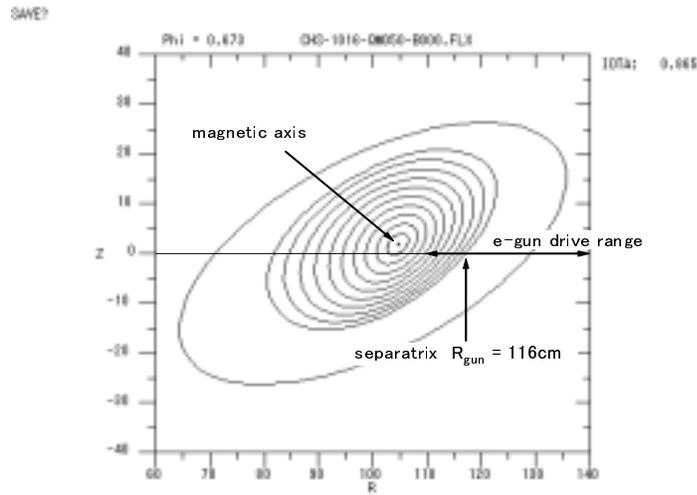


図 2.15: 電子銃ポートのポロイダル断面図。標準配位では、最外殻磁気面は  $R = 116\text{cm}$  の付近にある。電子銃は CHS 装置の赤道面上 ( $z = 0$ ) で動かすことができる。

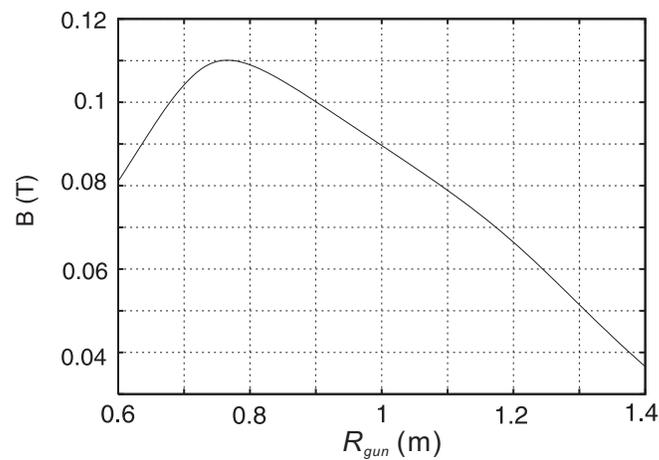


図 2.16: 電子銃挿入軸に沿った磁場強度の分布。磁場強度  $B=900\text{G}$ 、磁気軸  $R_{axis} = 101.58\text{cm}$  の場合について示してある。 $B=900\text{G}$  とは CHS 赤道面上の  $R = 100\text{cm}$  の位置における値である。

本研究においては、プラズマ空間電位の測定にはエミッシブプローブを用いた。エミッシブプローブの先端チップは通常の金属片ではなくフィラメントを用い、電流により加熱して熱電子を放出させる。放出された熱電子はプローブの電位がプラズマの空間電位よりも負に大きい場合のみプローブから離れるため、プローブ印加電位を変更しながら放出電流を測定することによりプラズマの空間電位がわかるというのが、測定の基本原理である。このセクションではエミッシブプローブの特性、製作および実際の空間電位分布測定への適用に関して述べる。

### 2.4.1 プローブ特性

#### 静電プローブ

プラズマ中に単一種の粒子（電子）のみ存在する場合、プローブに流入する電子電流密度  $j$  は次式で表される。

$$j = e \int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{v}) \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} d^3 v, \quad (2.51)$$

ここで  $f(\mathbf{v})$  は電子の分布関数であり、 $\mathbf{n}$  はプローブ表面の法線ベクトルである。簡単のために、ここではデカルト座標系における平板プローブについて考える。すると上式の電流密度は

$$j = e \int_{v_{min}}^{\infty} f(v_x, v_y, v_z) v_z dv_z \quad (2.52)$$

となる。ここで、 $v_{min} \equiv [2e(V_s - V_b)/m_e]^{1/2}$ 、 $V_b$  はプローブのバイアス電圧、 $V_s$  はプラズマの空間電位であり、また  $m_e$  は電子の質量である。電子温度を  $T_e$ 、ドリフト速度を  $v_d$ （プローブに垂直、 $z$  方向とする）とし、電子がドリフト-マクスウェル分布をしているとすると、分布関数は

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = n_e \left( \frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} \exp\left( -\frac{m_e(v_z - v_d)^2}{2k_B T_{||}} \right) \exp\left( -\frac{m_e(v_x^2 + v_y^2)}{2k_B T_{\perp}} \right) \quad (2.53)$$

となり、よって平板プローブにより捕集される電流は

$$I = eS n_e \left( \frac{k_B m_e}{2\pi T_{\parallel}} \right)^{1/2} \int_{v_{min}}^{\infty} \exp \left( -\frac{m_e (v_z - v_d)^2}{2k_B T_{\parallel}} \right) v_z dv_z \quad (2.54)$$

となる。ここで  $S$  はプローブの表面積である。

式(2.54)により与えられるプローブの電流-電圧特性(I-V特性)は  $V = \phi_s - E_d/e$  ( $E_d \equiv m_e v_d^2/2e$  は流れのエネルギー)を中心とした幅  $T_e$  の領域で傾きをもち、それ以外の領域では以下のような一定値となる。

$$V \ll \phi_s - E_d/e \text{ のとき } I = 0 \quad (2.55)$$

$$V \gg \phi_s - E_d/e \text{ のとき } I = eS n_e \sqrt{k_B T / 2\pi m_e} \quad (2.56)$$

ここで、 $I_s = eS n_e \sqrt{k_B T / 2\pi m_e}$  は電子飽和電流である。

この解析においては、簡単のため電子の運動は一次元的であるとし、また  $v_{min}$  より大きな速度を持つ全ての粒子がプローブに捕捉されるとした。しかし、現実のプラズマにおいては、シース厚がプローブに比べて大きい場合には粒子の軌道運動が考慮されねばならない。Langmuir と Mott-Smith により提唱された軌道論 [27] によると、飽和電流は  $V$  に従って増加し、またプローブ形状にも依存する。また、I-V 特性曲線は  $\phi_s - E_d/e \ll V$  の領域においても増加関数となる。シングルプローブの典型的な特性を図 2.17 に示す。横軸に流れのエネルギー  $E_d$  が取り入れられている点、および負バイアス領域でも  $I \rightarrow 0$  となり、理想的には浮遊電位が存在しない点が準中性プラズマとは異なる。

本研究において測定したシングルプローブ電流-電圧特性の例を図 2.18 に示す。ここで、横軸は GND に対するプローブバイアス電圧  $V_p$ 、縦軸は電子電流  $-I_p$  を示している。ここでまず注目すべきことは、バイアス電圧が空間電位よりも GND 寄りの正バイアス領域(グラフ右側)において、 $I_p$  が飽和していないことである。これは、上に述べたとおりシースの厚み(～デバイ長  $\lambda_d \sim$  数 cm)がプローブサイズ(～1mm)に比べて大きいため、特性曲線に電子の軌道運動効果が現れている

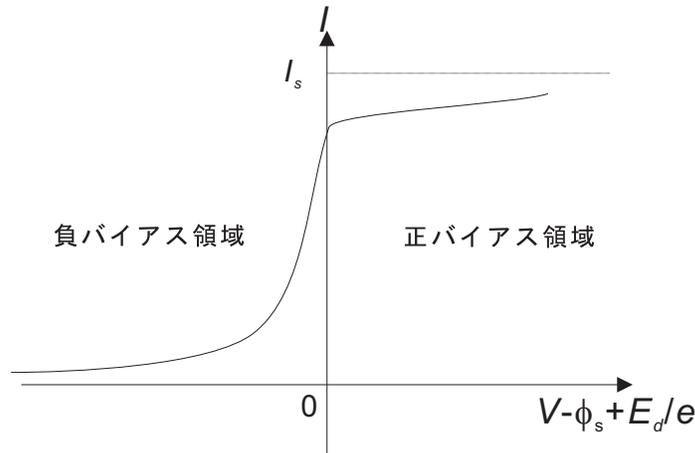


図 2.17: 純電子プラズマ中におけるシングルプローブ特性の概念図。横軸に流れのエネルギー  $E_d$  が取り入れられている点、および負バイアス領域でも  $I \rightarrow 0$  となり、理想的には浮遊電位が存在しない点が準中性プラズマとは異なる。

ものと考えられる。また、プローブの先端チップが平板でなく、円筒に近い形状になっていることもその一因である。

一方、グラフ左側の負バイアス領域に目を向けると、 $V_p < -800\text{V}$  のときに  $-I_p < 0$  となって、イオン電流が検出されている点にも注意を払う必要がある。これは電子-中性衝突などにより磁場中に有限な量のイオンが存在していることを示す。

### エミッシブプローブ

プローブの電極がローカルな空間電位  $\phi_s$  よりもより大きな負電位にバイアスされていると、放出された熱電子はプローブを離れてプラズマ中に飛び出すことができる。プローブ特性曲線においては、プローブから出て行くこの電子流は実効的なイオン電流として振舞う。その一方で、プローブ電極が  $\phi_s$  に対して正の電位にバイアスされていると、放出された電子はプラズマによる反発を受けてプローブに戻る。よって、十分に加熱して熱電子を放出している電極を用いると、プローブ流入電流の値はバイアス電圧が  $\phi_s$  となったときに大きく変化する。この性質を

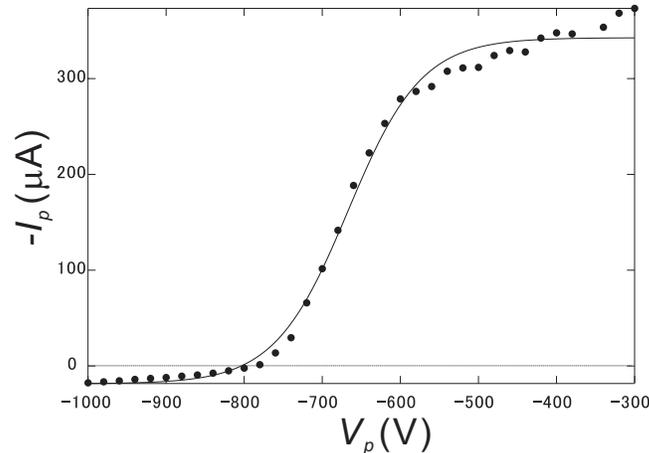


図 2.18: プローブ電流-電圧特性の例。この場合、空間電位に対して  $V_p$  が大きいときにも  $I_p$  が飽和していない。また、 $V_p < -800\text{V}$  の領域では  $-I_p < 0$  となっていることから、磁場中に有限な量のイオンが存在し、プローブによりその捕集が行われていることがわかる。

利用し、加熱フィラメントを用いて I-V 特性を測定することにより空間電位を測定するのが、エミッシブプローブ法の基本原理である。なお、放出電子のこれらの振る舞いはプラズマの空間電位により決定されるため、プラズマ中のドリフト流などの影響を受けない。通常のシングルプローブでは I-V 特性曲線は空間電位とプラズマの運動エネルギーの和として検出されるため、特に流れ場を伴う非中性プラズマの場合には、エミッシブプローブ法は空間電位の測定に有用である。また、加熱フィラメントを用いるため、製作時などにプローブ表面に付着する不純物の影響を受けにくいのもエミッシブプローブ法の利点の一つである。

プローブの電極が十分に加熱されているとき、放出電流は空間電荷制限電流となり、その値の上限は Child-Langmuir の法則により決定される。

## 2.4.2 プローブの構造

本研究で用いたプローブの構造を図 2.19 に示す。プラズマに挿入される部分はコルツチューブにより覆い、それ以外は SUS のロッドにより構造を維持している。SUS ロッドの末端には電流導入端子付きの真空フランジを接続し、それにより真空側と大気側で電気的な接続を維持している。

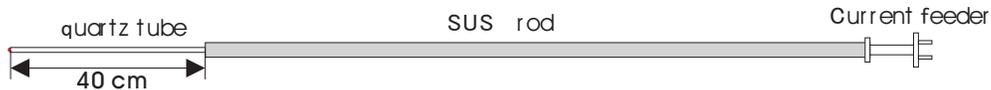


図 2.19: プローブ構造の概念図。

プローブの組み立てにおいて最も注意すべき事柄は、先端のチップ以外のプローブ構造物がプラズマに対して電気的に絶縁されていることである。また、非中性プラズマの I-V 特性計測においては、プローブバイアス電圧が 1kV 程度の高圧に達するため、プローブ高圧部とグランド電位との絶縁にも特に注意を払う必要がある。プローブチップ付近の電気的な接続および絶縁被覆の構造に関して以下に述べる。

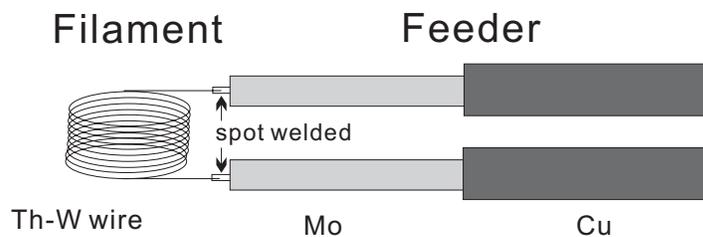


図 2.20: プローブ先端付近の組み立て概念図。絶縁のための被覆は図 2.21 において示す。

プローブ先端付近の組み立て概念図を図 2.20 に示す。本研究で用いたプローブの先端チップは線径  $\Phi 0.1$  から 0.25mm 程度のトリア-タングステン (Th-W) のワイヤーを 10 回程度巻いたフィラメントとなっている。その両端の足をそれぞれ  $\Phi 1.0$

のモリブデン線にスポット溶接し、そのモリブデン線の上にセラミックチューブを被せて互いに絶縁を保っている。また、モリブデン線の末端にはシグナル伝達用の銅線が銀ロウ付けにより接続されており、銅線の末端を電流導入端子つきフランジに接続することによって、真空側と大気側との間で電流および電圧の伝達を行う。この銅線には被覆されたものを使用するが、グランドとの接触を防ぐため、被覆の上をさらにテフロンチューブにより覆っている。プローブ先端部分の写真を図に示す。最も外側を覆っているのがコルツチューブ(ガラス管)で、その内部ではプローブチップから伸びる2本の線がセラミックとテフロンにより互いに絶縁されている。



図 2.21: プローブ先端部分の写真。先端チップに電流を導入する2本の線は互いにセラミックとテフロンのチューブにより絶縁されている。さらに、その上からコルツチューブを被せることにより、先端チップを除く部分をプラズマから絶縁している。

このプローブをエミッシブプローブとして使用する際、加熱用電源には100Vの交流商用電源を用いる。その加熱回路の概念図を図 2.22 に示す。交流商用電源から絶縁トランスにより電源をとると共に、スライドトランスにより加熱電流を適正な値に調節する。

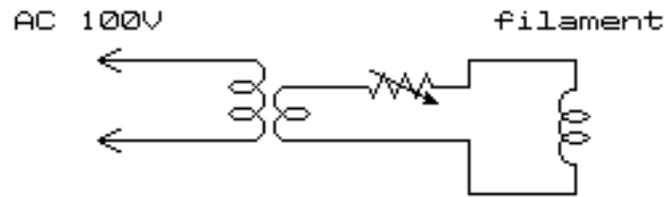


図 2.22: エミッシブプローブ加熱回路。交流商用電源からトランスを介してフィラメントに電流を送っている。

### 2.4.3 フラックス測定

上述のプローブを用いた電子フラックス測定の手順について述べる。

まず、高インピーダンスのエミッシブ法により空間電位  $\phi_s$  を測定する。その直後にエミッシブプローブの加熱電流を切り、プローブに直流電圧源を接続する。プローブに電圧  $\phi_s$  を印加することにより、次のショットでプローブへの熱拡散電子電流を測定する。一般的に、荷電粒子の電流  $I$  とフラックス  $\Gamma$  との間には

$$\Gamma \equiv nv \quad (2.57)$$

and

$$I = nevS \quad \rightarrow \quad n = \frac{I}{evS} \quad (2.58)$$

という関係が成り立つ。ここで  $S$  は電流捕集部分の表面積である。ここで、 $n$  は粒子の数密度、 $v$  は粒子の速さである。プラズマの電子温度がわかると熱速度  $v$  が求められるため、上式により密度  $n$  を求めることができる。

## 2.4.4 プロブ測定用回路

## インピーダンスコンバータ

プローブ測定がプラズマに及ぼす影響を最小限に抑えるため、本研究では空間電位の測定に高インピーダンスエミッシブ法を採用する。高インピーダンスエミッシブ法とは、上述のエミッシブプローブ法でI-V特性を測定する代わりに大きな抵抗を接続し、プラズマの浮遊電位を測定する方法である。抵抗を接続することにより、プラズマからプローブへと流入する電荷を最小限に抑えることができる。エミッシブプローブに十分に大きな抵抗が接続されているとき、測定された浮遊電位  $\phi_f$  は空間電位  $\phi_s$  に実用的な範囲でほぼ一致する。しかし、大きな抵抗を接続することによりプローブの応答速度が極めて遅くなるのが問題であり、それを回避するための回路がインピーダンスコンバータである。

High impedance measurements circuit with an impedance converter

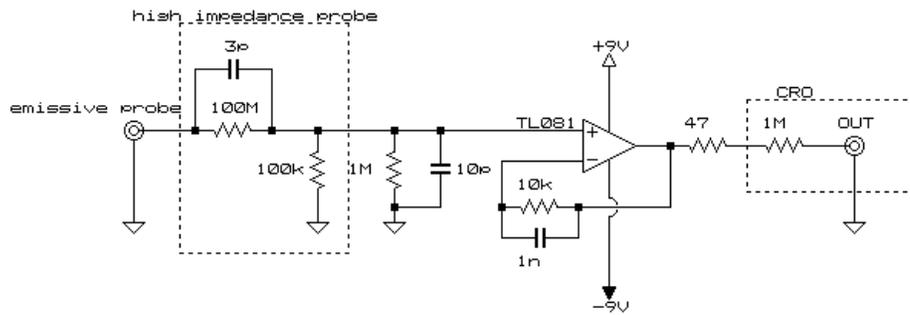


図 2.23: 高インピーダンス計測のシステム概念図。高圧プローブとインピーダンスコンバータからなる。

インピーダンスコンバータはフォロワ回路の一種であり、その基本的な概念は

非反転増幅器と同等である。非反転増幅器の概略を図に示す。この回路の利得は

$$\frac{V_{out}}{V_{in}} = 1 + \frac{R_2}{R_1} \quad (2.59)$$

となる。ここで  $R_1$  の抵抗を取り去って開放とすると、上式において  $R_1$  は無限大となり、右辺第二項は消去される。そのため利得は1となる。オペアンプは入力インピーダンスが非常に小さく、また出力インピーダンスが非常に小さいため、この回路はシグナルの電圧を変えることなく、実効的な抵抗をほぼ0に変換する。

高圧プローブおよびインピーダンスコンバータの接続回路図を示す。エミッシブプローブからの1kV程度のシグナルは高圧プローブ内部のシャント抵抗により1/1000に減圧され、インピーダンスコンバータに入力される。インピーダンスコンバータのメイン部分はオペアンプ TL081 である。動作を安定にするため、オペアンプの出力部と負入力部の間には10k $\Omega$ と10nFのコンデンサが接続されている。また、回路の電源としては角型電池によりオフセット電圧9Vを与えている。

### フラックス測定回路

電子フラックスを測定するため、本研究では差動増幅器の一種を測定用回路として用いた。回路の概念図を図に示す。この回路と一般的な差動増幅器との違いは、オペアンプの二つの入力端子の間を2本の抵抗により接続している点である。この回路の設計概念を以下に述べる。

非中性プラズマのように対象とするプラズマの空間電位が大きく、それに伴いプローブのバイアス電圧が大きくなる場合には、電子フラックス測定には二つの困難な点がある。その一つは、バイアス電圧がオペアンプの許容差動範囲より遥かに大きくなるという点であり、もう一つは、フラックスにより得られるシグナルがバイアス電圧よりも遥かに小さく、必要なシグナルがバイアス電圧中に隠れてしまうという点である。実際、本研究において測定する電子電流は $\mu\text{A}$ のオーダーであり、計測では1k $\Omega$ 抵抗によりmVオーダーの電圧に変換されるのに対し、

バイアス電圧はkVのオーダーに達する。通常の差動増幅回路においてオペアンプの許容範囲までバイアス電圧を圧縮しようとする、回路の利得を1/1000程度にしなければならないが、それと同時にシグナルも検出許容限界よりも下にまで圧縮されてしまう。これらの問題点を回避するため、本研究では通常の差動増幅器の変型版を用いた。

A variation of a differential amplifier

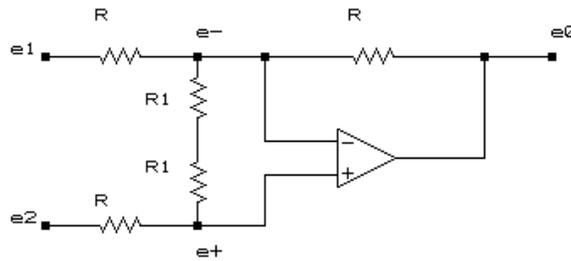


図 2.24: 本研究で用いた差動増幅回路の概念図。

測定回路の回路図を図 2.24 に示す。抵抗値と電圧を図中のように設定すると、 $e_-$  と  $e_+$  は

$$e_- = \left( \frac{e_0 - e_-}{R} + \frac{e_1 - e_-}{R} \right) R_1, \quad (2.60)$$

$$e_+ = \frac{e_2}{R + R_2} R_2 \quad (2.61)$$

となる。ここで、オペアンプは入力電圧を等しくする性質があるため、上式の  $e_-$  と  $e_+$  を等しいとすると、入力電圧と出力電圧はそれぞれ

$$e_+ = e_- = \frac{R_2/R}{1 + R_2/R} e_2, \quad (2.62)$$

$$e_0 = \frac{R_2/R_1 + 2R_2/R}{1 + R_2/R} e_2 - e_1 \quad (2.63)$$

となる。また、例えば  $R_1 = R_2$  とし、 $R_2/R = 1/1000$  とすると、入力、出力の電圧はそれぞれ

$$e_+ = e_- \cong \frac{1}{1000} e_2, \quad (2.64)$$

$$e_0 \cong e_2 - e_1 \quad (2.65)$$

と求められる。これにより、シグナルの小さな電圧を失うことなく、バイアス電圧のみを1/1000に圧縮してオペアンプに入力することができる。

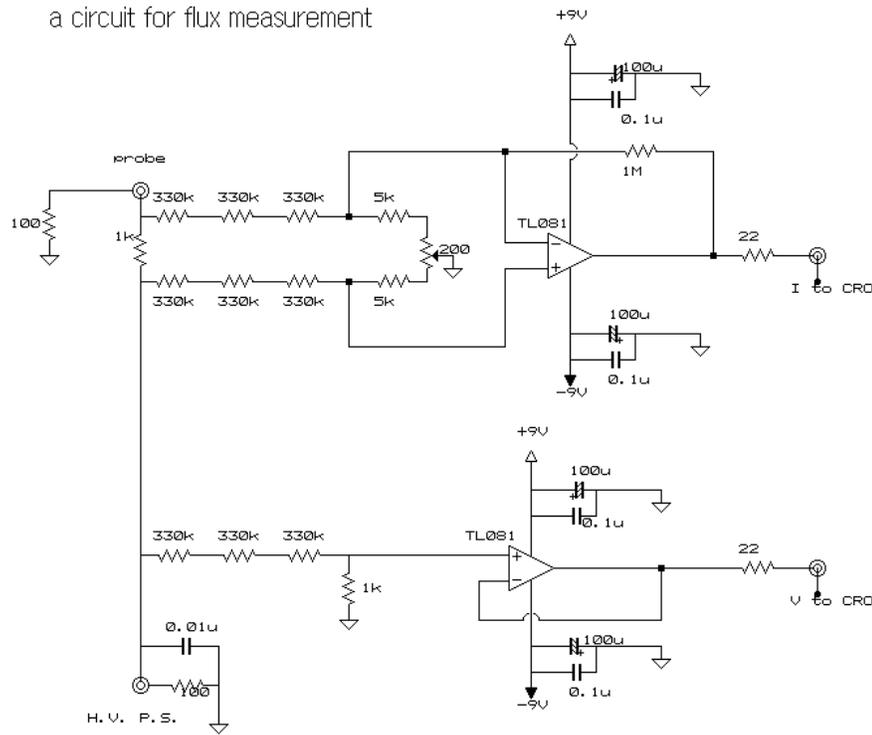


図 2.25: フラックス測定システムの概念図。シングルプローブ、高圧DC電源および差動増幅回路により構成される。

上述の改良型差動増幅器を用いた実際の回路図を図 2.25 に示す。プローブは高圧電源により空間電位と同電位にバイアスされ、電子フラックスによる電流は1kΩ抵抗において電圧として検出される。また、抵抗の右側には上述の改良型差動増幅回路が接続されている。オペアンプの入力インピーダンスは1MΩに設定してい

る。これはシャント抵抗の  $1\text{k}\Omega$  よりも遥かに大きいため、増幅器に電流を引き込んでしまうことを防止する。増幅器の内部では、実際には  $1\text{M}\Omega$  抵抗は  $330\text{k}\Omega$  抵抗を3個直列に接続することにより構成しており、ここに印加される高電圧を分けることにより、抵抗素子の耐圧上限の問題を回避している。また、TL081 オペアンプの入力端子をつなぐブリッジは  $5\text{k}\Omega$  抵抗の直列接続となっている。このため、減圧比は

$$R_2/R = 1/200 \quad (2.66)$$

となっており、 $1\text{kV}$  のバイアス電圧は  $5\text{V}$  の入力電圧としてオペアンプに入力される。実際の抵抗素子には製造時の誤差が伴うため、それを補正するため、可変抵抗がブリッジの間に設置されている。

#### 2.4.5 プローブポートにおける磁気面

プローブ測定においては、2箇所の異なる断面（垂直断面、水平断面）を使用した。以下に各断面における磁気面の位置及び形状を述べる。

##### 垂直断面

垂直断面はトロイダル角  $\zeta = 38$  に対応する。この位置における磁気面の断面図を図 2.26 に示す。この断面はほぼ縦長（楕円の長軸が垂直）となっており、プローブは CHS 装置の上側から下に向かって鉛直に挿入される。プローブの挿入軸は、トラス中心からの距離が  $R = 98\text{cm}$  である。プローブ位置は装置赤道面からの高さ  $z$  により表され、通常配位において最外殻磁気面は  $z = 24\text{cm}$  に対応する。

## 水平ポート

水平ポートにおける磁気面の断面図を図 2.28 に示す。これは完全に横長（長軸が水平）の断面であり、CHS 装置の赤道面に沿って、トーラスの外側から内側に向かってプローブが水平に挿入される。そのため、この断面ではプローブ位置はトーラス中心からの距離  $R$  により表される。通常配位において、最外殻磁気面に対応するプローブ位置は  $R = 128\text{cm}$  である。

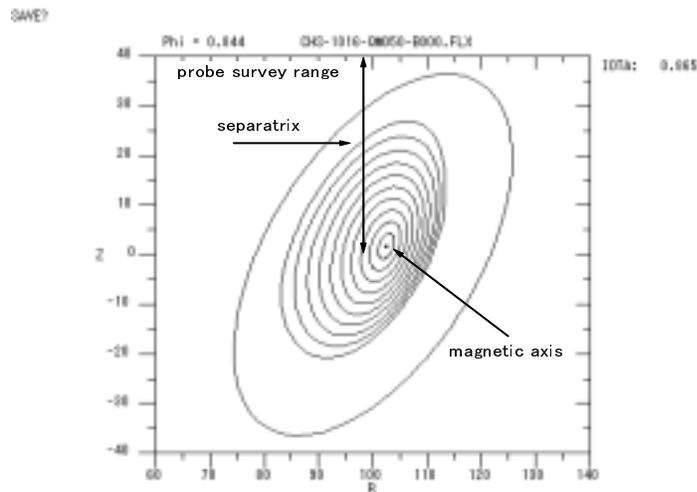


図 2.26: 垂直ポートのポロイダル断面図。エミッシブプローブが CHS 装置の上部から鉛直に挿入されている。プローブ挿入軸のトーラス中心からの距離は  $98\text{cm}$  であり、プローブは磁気軸から  $2\text{cm}$  ほど内側にオフセットしている。

## 2.5 データ取り込み系

電子銃ポートおよび 2 箇所の計測ポートにおける実験波形の確認には、オシロスコープ (CRO) 横河 DL1750 を用いた。パソコン (PC) を FTP サーバとして使い、ハブを介して 3 台の CRO と PC を LAN 接続することにより、CRO から PC

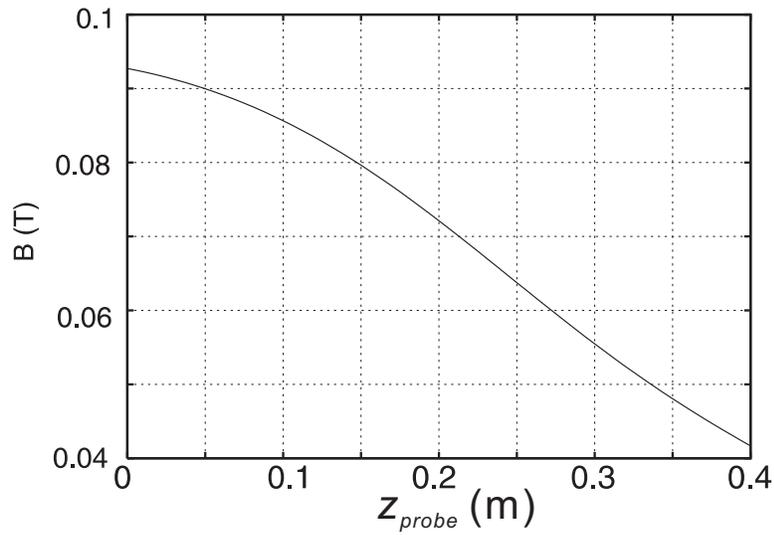


図 2.27: 垂直ポートのプローブ挿入軸に沿った磁場強度の分布。

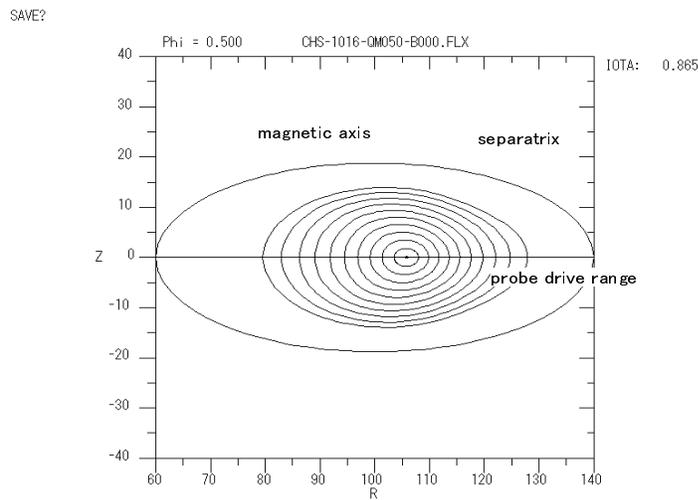


図 2.28: 水平ポートのポロイダル断面図。エミッシブプローブは  $z = 0$  の面に沿って水平に挿入される。このポートでは真空容器断面は完全に横長である。プローブ挿入軸のうえでは、最外殻磁気面は  $R = 128\text{cm}$  の位置を通る。

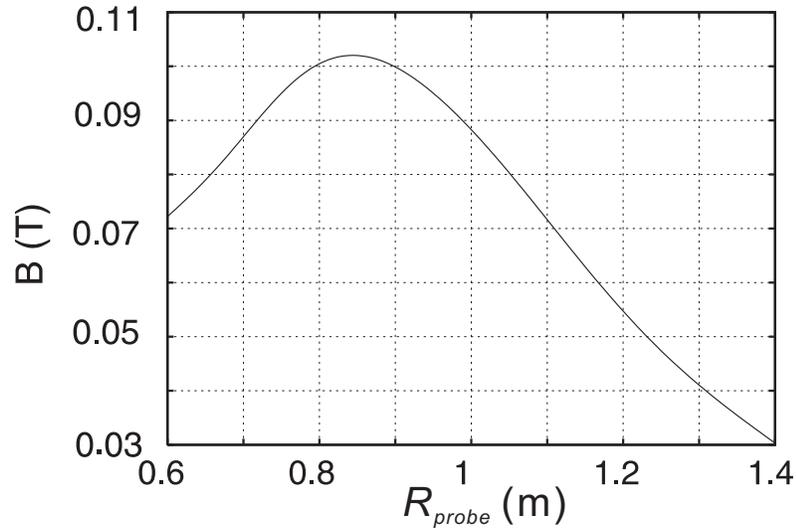


図 2.29: 水平ポートのプローブ挿入軸に沿った磁場強度の分布。

への直接のデータ転送を行った。CRO 内蔵の ZIP ドライブを用いる方法に比べ、PC 接続であれば保存に必要な時間が短いうえ、ハードディスク容量の上限まで大量にデータを保存できるのが大きな利点である。

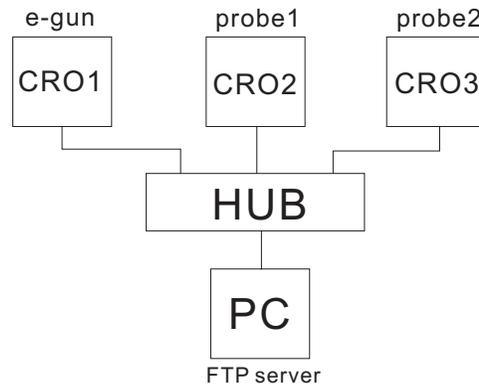


図 2.30: データ取り込み系の接続概念図

また、データ取り込みのタイミングを同期させるため、先述の高圧パルス電源からパルス信号を出力し、パルストランスを用いて絶縁したうえで、各 CRO にトリガ信号として入力している。

# 第3章 非中性プラズマの生成：ストカスティック領域を通じた電子入射実験

序章において述べたとおり、閉じた磁気面の内部に非中性プラズマを生成する際には、磁気面を横切った内部への粒子輸送方法が問題となる。そのための試行として、本章ではストカスティック領域を通じた電子入射実験について述べる。ヘリカル磁気面外部のストカスティック領域中に電子を射出すると、それらの電子は中性衝突などの衝突時間よりも有意に短い  $100\mu\text{s}$  以下の時間で磁気面内部へ侵入する。単一粒子の軌道運動ではこの侵入は説明できない。また、内部へ侵入する粒子束（フラックス）は射出ビーム電流値に対して顕著な非線形性を示すことから、この現象はストカスティック領域中に蓄積した電子の集団的な効果による無衝突侵入であると考えられる。

## 3.1 フラックス分布の時間変化

ヘリカル磁場の最外殻磁気面外側に存在するストカスティック領域中に電子銃を置き、加速電圧  $V_{acc}=1.2\text{kV}$  で電子ビームを射出した。電子銃の位置は、規格化小半径を用いて表すと  $\rho_{gun} \sim 1.1$  である。そのとき磁気面内部のフラックス分布シングルプローブにより測定し、時間変化を示したものが図である。ここで、横軸は規格化小半径  $\rho$ 、縦軸はフラックス（電子電流）の値をそれぞれ示している。

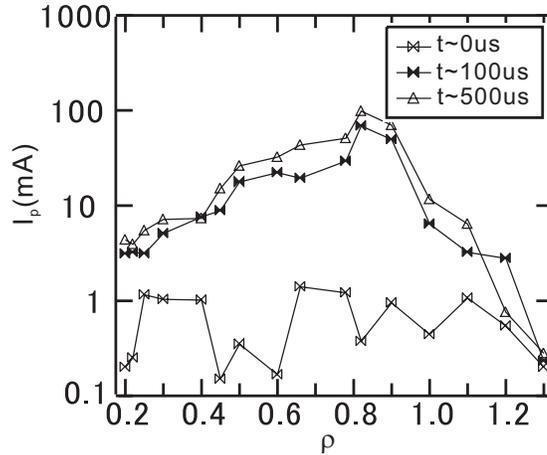


図 3.1: 磁気面内フラックス分布の時間変化。  $t=100\mu\text{s}$  以内にフラックスが立ち上がり、  $500\mu\text{s}$  程度で飽和する。  $t \sim 0$  として示したバックグラウンドのノイズレベルに対し、電子射出開始後には磁気面深部にまで有意なフラックスが到達しているのがわかる。

時刻  $t=0$  に電子の射出が始まったのち、フラックスは  $t=100\mu\text{s}$  程度までの間に大きく立ち上がった後、  $t=500\mu\text{s}$  程度までゆるやかに増加を続け、その後飽和する。空間的な分布としては、フラックスは  $\rho \sim 0.8$  付近にピークをもち、ピーク値はこの例ではプローブ電流  $I_p=100\mu\text{A}$  程度となっている。磁気面深部ではその値が急激に減少し、  $\rho \sim 0.2$  では  $I_p=5\mu\text{A}$  程度となっているが、これも  $t=0$  として示したバックグラウンドのノイズレベルよりは有意に大きい。よって、最外殻磁気面外側から射出した電子が  $100\mu\text{s}$  程度の時間で磁気面深部まで侵入したと言える。

## 3.2 空間電位分布

### 3.2.1 空間電位分布の形状

空間電位  $\phi_s$  の分布を水平断面において測定した結果を図??に示す。このとき加速電圧  $V_{acc}=1\text{kV}$ 、磁場強度は  $B=900\text{G}$  である。図からわかるとおり、電子が磁気

面内部の広範囲に  $\phi_s$  分布を形成していることがわかる。 $\phi_s$  は磁気面の内側領域ほど大きく、この場合は最大値は  $\rho \sim 0$  付近で-1.1kV 程度である。また、径方向電場  $E_r$  を表す  $\phi_s$  の傾きは  $\rho > 0.5$  の磁気面外縁領域で大きく、内部領域ではほぼフラットな分布になっている。空間電位分布測定に関しては、第4章において再び詳述する。

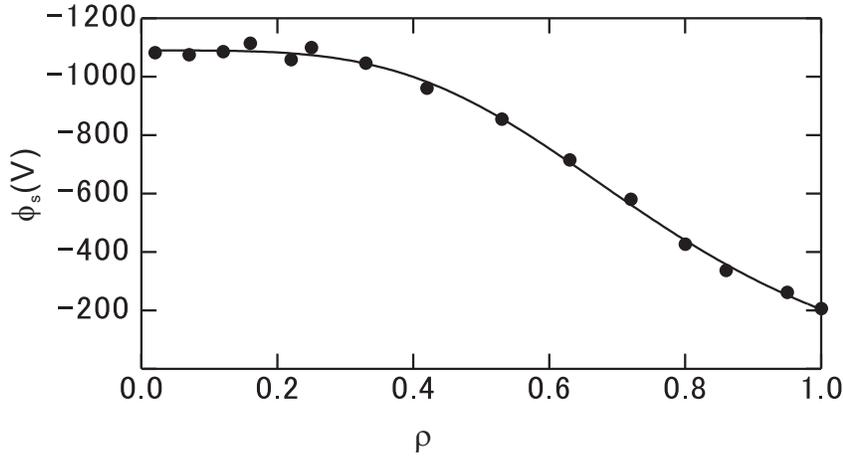


図 3.2: 磁気面内部の  $\phi_s$  分布。 $\phi_s$  は磁気軸付近で最大となる。また、傾きは  $\rho > 0.5$  の磁気面外縁領域に主に存在し、内部領域ではほぼ平坦な分布になっている。

### 3.2.2 電位からの密度の見積もり

上記の実験結果において得られた空間電位の値から、磁気面内の平均密度を見積もる。

密度  $n$ 、電場を  $E$  とすると、ポアソン方程式は

$$\nabla \cdot E = \frac{en}{\epsilon_0} \quad (3.1)$$

となる。円柱状の系を仮定して上式を積分すると、

$$2\pi r L \cdot E = \frac{en}{\epsilon_0} \pi r^2 L \quad (3.2)$$

ここで、 $L$  は円柱に沿った長さである。これより径方向電場は

$$E = \frac{en}{2\epsilon_0}r \quad (3.3)$$

となり、これを  $r$  方向に積分すると

$$\int E \cdot dr = \int \frac{en}{2\epsilon_0}rdr \quad (3.4)$$

となるから、円柱の中心と外縁の電位差  $\Delta\phi$  は

$$\Delta\phi = \phi_a - \phi_0 = \frac{en}{4\epsilon_0}a^2 \quad (3.5)$$

と求められる。ここで、 $a$  は円柱の半径である。これより、 $\Delta\phi$  を用いて密度  $n$  は

$$n = \frac{4\epsilon_0}{ea^2}\Delta\phi = 2.21 \times 10^8 \frac{\Delta\phi}{a^2} \quad (3.6)$$

となる。ここで、それぞれの単位は  $n[\text{m}^{-3}]$ 、 $\Delta\phi[\text{V}]$ 、 $a[\text{m}]$  である。

この式を通じ、領域中心部における電位と領域内の平均密度は 1 対 1 に対応づけられる。図 3.2 から得られるパラメータでは、 $\Delta\phi=900\text{V}$ (磁気軸と最外殻磁気面との電位差)、 $a$  は磁気面の平均小半径  $0.17\text{m}$  とすると、密度の平均値は  $\langle n \rangle \sim 7 \times 10^{12}\text{m}^{-3}$  と見積もることができる。

### 3.3 電子侵入のパラメータ依存性

磁気面内部への電子侵入現象は、電子の射出条件や磁場強度などのパラメータに顕著な依存性を示す。それらの実験結果について以下に述べる。

#### 3.3.1 加速電圧依存性

電子侵入現象が顕著な依存性を示す実験パラメータとして、代表的なものは電子銃の加速電圧  $V_{acc}$  である。図 3.3 は、磁気軸付近において測定した  $\phi_s$  の値を  $V_{acc}$

に対してプロットしたものである。空間電位は磁気軸付近において最大となるため、その値を縦軸  $\phi_{max}$  とした。 $\phi_{max}$  は  $V_{acc}$  にほぼ線形に依存する。また、前節において述べた分布の形状は、 $V_{acc}$  を変化させても大きく変わらない。

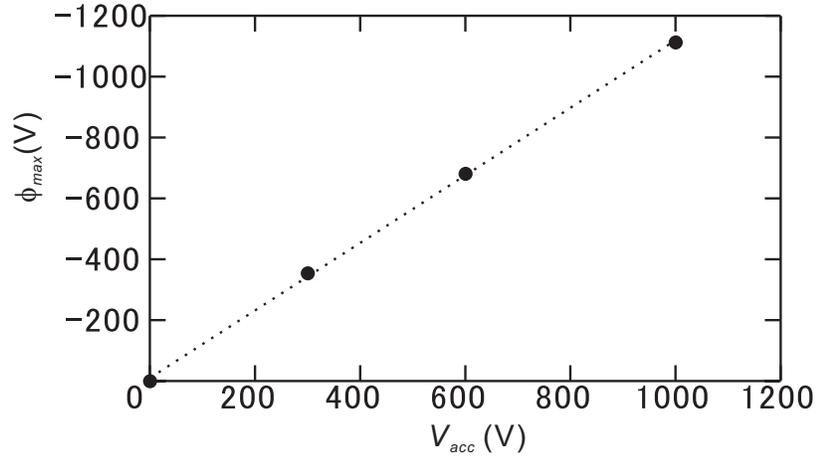


図 3.3: 加速電圧に対する電位の最大値の依存性。電位の最大値は加速電圧にほぼ線形に依存する。

### 3.3.2 入射電流値・磁場強度依存性

$V_{acc}$  のほか、電子侵入現象は磁場強度  $B$  およびビーム電流値  $I_b$  に対して顕著な依存性を示す。図 3.4 は  $\rho \sim 0.8$  の点において測定した  $\phi_s$  の値を  $I_b$  に対してプロットしたもので、 $B=300\text{G}$ 、 $600\text{G}$ 、 $900\text{G}$  の 3 本の系列に分けられている。

これを見ると、各  $I_b$  の値に対して  $\phi_s$  は磁場が強いほど大きくなっており、高い密度のプラズマが保持されていることがわかる。また、 $\phi_s$  は  $I_b > 1\text{mA}$  のときに立ち上がり始め、 $I_b$  に伴って増加した後、 $I_b \sim 10\text{mA} \sim 20\text{mA}$  程度で飽和するのが注目すべき点である。このとき、ビームの電子密度は  $n_b \sim 1 \times 10^{13}\text{m}^{-3}$  である。このグラフでは  $V_{acc}$  を固定しているため、 $I_b$  の増加は  $n_b$  の増加に対応するが、 $n_b$  をこれ以上の値にしても磁気面内部の電位は変化せず、その分真空容器の壁にロス

する粒子が増加する。

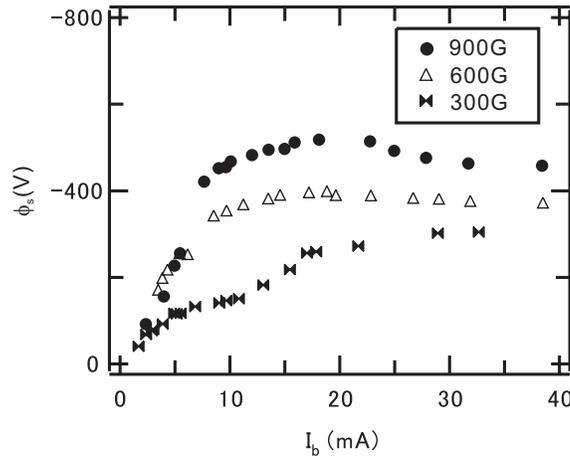


図 3.4:  $\phi_s$  の  $I_b$  および  $B$  に対する依存性。  $I_b$  の増加に伴い  $\phi_s$  は増加するが、  $I_b > 10\text{mA}$  程度において飽和する。

ビーム電流に対する空間電位の非線形な依存性に関して、より詳細な検討を行う。図 3.5 はプローブ位置  $\rho=0.7$  において測定した  $\phi_s$  の  $I_b$  に対する依存性を示したグラフである。ここで  $V_{acc}$  は  $1\text{kV}$  である。2 本の系列は 2 通りの電子銃位置に対応し、電子銃が LCFS 上にある場合を白丸、LCFS の外側  $3\text{cm}$  の位置にある場合を黒丸で示している。また、立ち上がり付近を拡大するため、水平軸を対数プロットで示している。

このグラフから、 $I_b$  に対する  $\phi_s$  の応答は 3 つの段階に大きく分けられることがわかる。電子銃が LCFS 上にある場合、 $I_b \sim 1\text{mA}$  付近の低電流領域 ( 図中 1 ) では  $\phi_s$  は  $I_b$  の増加に応じて緩やかに立ち上がる。  $I_b$  が  $10\text{mA}$  程度になると  $\phi_s$  は急激に増加し ( 2 )、その後飽和する ( 3 )。

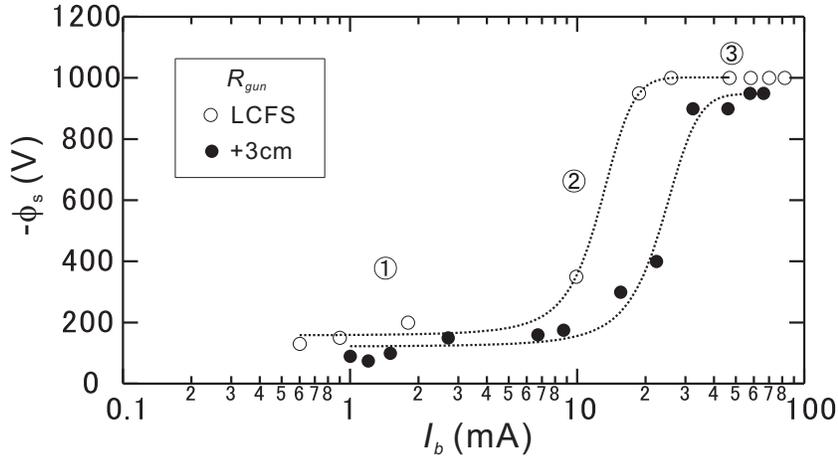


図 3.5:  $\phi_s$  の  $I_b$  および  $R_{gun}$  に対する依存性。立ち上がりの様子を強調するため、水平軸を対数プロットにしている。 $I_b$  に対する  $\phi_s$  の応答は3つの段階に分けられることがグラフよりわかる。

### 3.3.3 電子滞在時間の評価

図 3.5 のデータから、電子が磁気面内に滞在する時間の  $I_b$  に対する依存性を評価する。

平衡状態における磁気面内部の平均電子密度を  $n_e$ 、磁気面の体積を  $V$  とすると、磁気面内部の電子数  $N$  は  $N = n_e V$  である。また、ビーム電流  $I_b$  を電子の素電荷  $e$  で割った値  $I_b/e$  は、単位時間あたりに電子銃から射出される電子の数を表す。これより、電子の磁気面内における滞在時間  $\tau$  は

$$\tau \sim \frac{N}{I_b/e} = \frac{en_e V}{I_b} \quad (3.7)$$

と評価できる。

図 3.5 のデータでは  $I_b > 20\text{mA}$  において  $V_{acc}$  と同程度まで  $\phi_s$  が飽和しているため、この値と式 (3.6) から上式中の  $n_e$  を求める。また、通常配位において  $V = 0.61\text{m}^3$  である。これらの値を用いて求めた  $\tau$  を図 3.6 に示す。

電子銃が LCFS 上にある場合 (図中白丸) について値をみると、 $I_b \sim 1\text{mA}$  付近

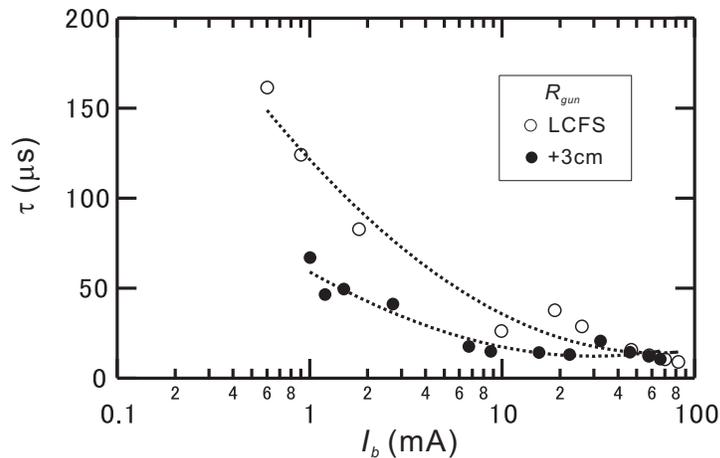


図 3.6:  $\tau$  の  $I_b$  に対する依存性。ビーム電流の増加に伴って、電子の磁気面内における滞在時間が短くなる。

では  $\tau$  は  $100\mu\text{s} \sim 150\mu\text{s}$  であるが、 $I_b \sim 10\text{mA}$  のとき  $\tau \sim 40\mu\text{s}$ 、 $I_b \sim 50\text{mA}$  においては  $\tau \sim 15\mu\text{s}$  となっている。このように、ビーム電流の増加に伴って  $\tau$  が小さくなる傾向がグラフから顕著に見てとれる。

$I_b$  の増加に伴って  $\tau$  が短くなるという結果は、空間電位が構成され、内部の電子密度が上昇するにつれて、新たに入射した電子を磁気面外部にはじき出すロスの流束が大きくなるということを意味する。この入射やロスの機構は単一荷電粒子の運動により説明できるものではなく、電子の集団的效果によるものであることが図 3.6 から推測される。その内容としては電子プラズマの自己電場によるもの、もしくはビーム自体の自己電場による散乱などが考えられるが、現時点で詳細は明らかでない。

### 3.3.4 射出位置依存性

前節の図 3.5 および図 3.6 において、電子銃が LCFS 上にある場合（白丸）と LCFS の 3cm 外側にある場合（黒丸）をあわせて示した。これらを比較すると、

LCFS 上から射出した場合に対して、外側から射出した場合には電位のビルドアップに大きな入射電流が必要であり、また電子の滞在時間も短くなっていることがわかる。このように、電子侵入現象は電子の射出位置（電子銃の位置）にも顕著な依存性を示す。この依存性について、射出位置による空間電位分布形状の変化という観点から以下に述べる。

$\rho_{gun} \sim 1.1$  の位置から次第に電子銃を外側に引き出していった場合の空間電位分布の変化を図 3.7 に示す。この図では、電子射出位置を最外殻磁気面外側 2cm(これを +2cm と表す) から 1cm ずつ外側に引き出していったときの電位分布をそれぞれ示している。この図から、射出位置が +2cm および +3cm の場合には磁気面内部にブロードな空間電位分布が形成され、侵入現象が起こっていることがわかる。しかし、射出位置が +4cm になると  $\phi_s$  は磁気面内部の全域に渡って大きく減少し、+5cm の場合にはほぼ 0 となる。ストカスティック領域は厚みを持っているため、電子射出位置が最外殻磁気面から 2cm 程度離れてもストカスティック領域中に電子を蓄積し侵入現象を引き起こすことができるが、+3cm より外側の領域では磁力線の有効長が足りず、電子を蓄積できないことがこの結果からわかる。これは電子軌道の結合長を計算した結果とも符合する。その詳細は次節の図 3.8 において述べる。

### 3.4 単一電子の軌道計算

磁場中におけるビームの振る舞いを検討するための最も基本的な項目は、単一荷電粒子の軌道運動である。実験との比較のため、CHS 磁場をシミュレートした状況下での単一電子の軌道計算を行った。この節では、まずヘリカル系における粒子軌道の一般論を述べ、それに続いて実際の計算結果を示す。

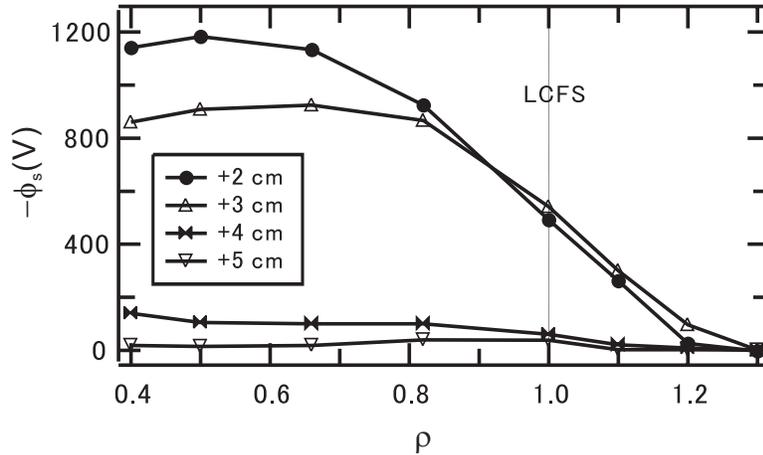


図 3.7: 電子銃を最外殻磁気面の外側 2cm ~ 5cm にした場合の空間電位分布。3cm より外側では空間電位の値が顕著に減少し、電子侵入が起こっていないことがわかる。

### 3.4.1 ヘリカル系における粒子軌道

ヘリカル系における粒子軌道は、閉じ込め装置のアスペクト比、ヘリカル磁場強度、リップルの大きさ、粒子速度、プラズマ中の電場、そして有限 効果等々の様々なパラメータの影響を受ける。本研究では低密度の非中性プラズマを用いているため有限 効果は無視し、真空磁場中の基本的な粒子軌道解析を行う。[31].

CHSのようなステラレータ装置においては、磁場は二種類のリップル(細かい変動)を伴う。一つめは極数  $\ell = 2$  とピッチ数  $m = 8$  により特徴付けられるヘリカルリップルであり、もう一方はトカマク等と同じく、トロイダル性に起因するトロイダルリップルである。磁力線に沿って磁場強度の変化を追うと、速い変化はヘリカルリップル、遅い変化はトロイダルリップルに対応する。

粒子が低温で磁場に沿って運動する場合、ドリフト面は磁気面とほぼ一致した形状となる。しかし、粒子が磁場に垂直な速度成分を持つ場合を考慮に入れると、ヘリカル系における軌道運動粒子は、ドリフト運動の性質により4つのタイプに大きく分類される。

一番目は、transit particle もしくは passing particle と呼ばれるタイプであり、これは粒子速度の磁力線に対する角度（ピッチ角）が比較的小さい場合に対応する。このとき、粒子はほぼ磁力線に沿って運動し、リップルに補足されることなくトロイダル方向に周回する。

粒子のピッチ角が大きくなると、二つめのタイプの軌道が現れる。これは localized particle もしくは helically trapped particle と呼ばれるものである。粒子はヘリカル磁場の局所ミラーに補足され、ヘリカルリップルの内部に運動領域が限定される。このとき、粒子は  $\nabla B$  ドリフトによりポロイダル方向に周回する。

三番目は blocked particle もしくは toroidal mirror trapped particle と呼ばれるものである。このタイプの粒子は磁力線に沿ってトロイダル方向に運動するが、トロイダルリップルにより反射、補足される。ピッチ角は上述の passing particle と helically trapped particle の間である。

そして、ステラレータ中の粒子軌道の大きな特徴は、localized particle と blocked particle の間の軌道変化がクーロン衝突を介さずに起きうることである。四番目のタイプはこのように localized と blocked の間を変化するものであり、このような粒子はヘリカルリップルを乗り越えうだけの比較的大きなエネルギーを有している。

### 3.4.2 軌道計算方法

CHS 真空磁場中における電子軌道を解析するため、軌道計算を行った。軌道は電子の運動方程式

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3.8)$$

を4次の Runge-Kutta 法により解くことにより追跡した。

この計算において、磁場はメッシュに分割している。分割数は  $r$ 、 $\zeta$ 、 $z$  各方向に

ついてそれぞれ 128 要素であり、予め Biot-Savart の法則

$$B(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^N \frac{\mu_0 I_j}{4\pi} \int \frac{d\mathbf{r}'_j \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}'_j)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'_j|^3} \quad (3.9)$$

に従い各コイルの生成する磁場を求め、それぞれの寄与を合計することにより CHS における真空磁場を求めている。

また、実際の計算において、物理量は表 3.1 の通り規格化を行った。

表 3.1: 軌道計算におけるパラメータ規格化

物理量	規格化の底
時間 $t$	サイクロトロン周波数 $\omega_c$
速度 $v$	初速 $v_0$
磁場強度 $B$	断面中心の磁場強度 $B_0$

### 3.4.3 粒子軌道の追跡

先述した粒子軌道の一般論を基礎として、本研究の状況における粒子軌道の解析を行う。計算によると、軌道は基本的に初期位置（射出位置）と射出方向に大きく依存している。初期位置は実験的には電子銃位置  $R_{gun}$  に対応するものであり、これは passing particle のドリフト面の位置を決定する。また、射出方向  $\theta_{gun}$  は磁力線と粒子初速とのピッチ角を与えるので、粒子軌道のタイプに本質的な影響を及ぼす。実際の実験状況におけるこれらのパラメータと粒子軌道との相関を以下のセクションにおいて詳述する。

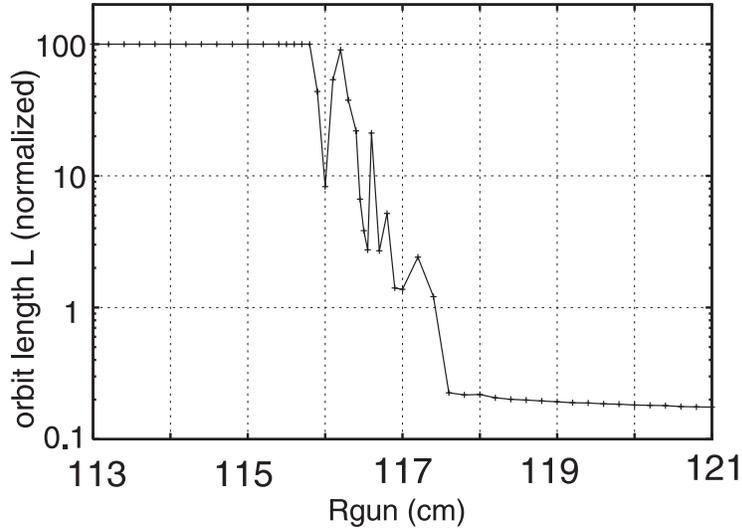


図 3.8: 電子射出位置を  $R$  方向に変化させ、各位置からトレースした軌道の長さ。縦軸は片対数プロットで、トーラス周長により規格化してある。最外殻磁気面は  $R_{gun}=116\text{cm}$  付近に位置する。

#### 射出位置 $R_{gun}$ に対する依存性

電子軌道の軌道長  $L$  と電子銃位置  $R_{gun}$  の相関を図 3.8 に示す。縦軸の値はトーラス周長  $2\pi m$  で規格化してあり、軌道がトーラスを何回周回しているかを示す。この計算においては、水平面に対する電子銃の方向  $\theta_{gun}$  は 30 度としている。このとき、射出方向は磁力線に対してほぼ平行であり、粒子は passing particle として振舞う。

電子銃が最外殻磁気面内側の  $R_{gun} = 113\text{cm}-115\text{cm}$  程度の位置にあるとき、粒子は非常に長い軌道をとることが図よりわかる。図において値が飽和しているのは、計算ステップ数に上限を与えて中断しているためである。しかし、電子銃が最外殻磁気面のある  $R_{gun} = 116\text{cm}$  付近を横切ると  $L$  の値は大きく変化し、電子銃が外側に移動するにつれ軌道長は急激に減少する。

これらの結果は、ヘリカル磁場の構造（磁力線結合長の変化）とほぼ対応して

いる。先述したとおり、ポロイダル断面の内側部分には磁力線の織り成す面構造が存在し、その領域に射出された電子は磁力線に沿って運動し、トーラス方向に何度も周回する。この例として、 $R_{gun}=113\text{cm}$  の場合の粒子軌道およびそのポアンカレ断面を図 3.10 に示す。この図から粒子軌道が描く面構造がはっきり確認できる。これは電子ビームを用いた磁気面計測実験 [33]-[35] を計算により行ったのと同様である。

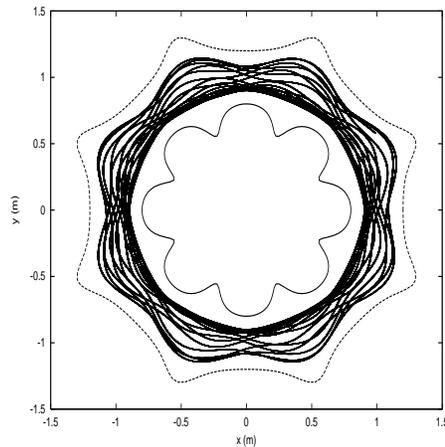


図 3.9:  $R_{gun}=113\text{cm}$  の位置から射出された電子の軌道図。初速は  $2 \times 10^7 \text{m/s}$  である。この粒子はトーラスを多数周回する passing particle に分類される。

しかし、最外殻磁気面近傍の領域においては、面状の構造は次第に破壊され、一部で壁に接続する磁力線が現れる。これがストカスティック領域と呼ばれる領域である。図 3.8 において  $L$  が単調に減少せず、 $R_{gun}$  の微妙な変化に対して大きな上下動を伴うのは、この領域で粒子が鋭敏な初期値依存性をもつカオティックな軌道をたどることを示している。

鋭敏な初期値依存性をもつカオス軌道の例として、互いに極めて近い 2 箇所の初期位置から射出された電子の軌道を図 3.11 と 3.12 に示す。これらはそれぞれ  $R_{gun}=116.5 \text{cm}$  と  $R_{gun}=116.6 \text{cm}$  から射出されたものである。図からわかる通り、初期位置が  $0.1\text{cm}$  異なるだけで、軌道の様子および軌道長ともに大きく異なって

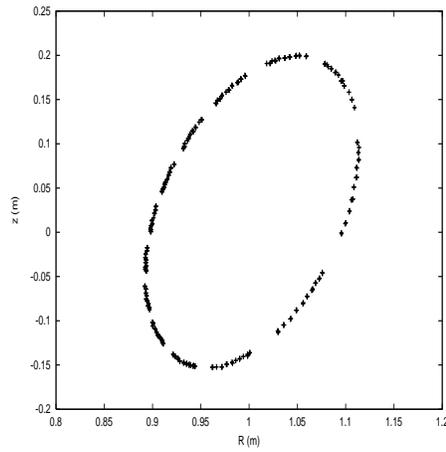


図 3.10: 図 3.9 で示した粒子軌道のポロイダル断面上のポアンカレプロットを垂直ポートにおいて描いたもの。軌道が面状構造のうえに巻きついていることが見てとれる。

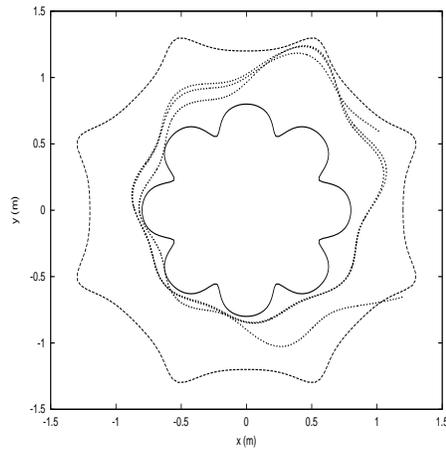


図 3.11:  $R_{gun}=116.5\text{cm}$  の位置から射出された電子の軌道図。何周回かトーラスを回った後に壁に到達して失われる。この場合の軌道長は  $24.1\text{m}$  である。

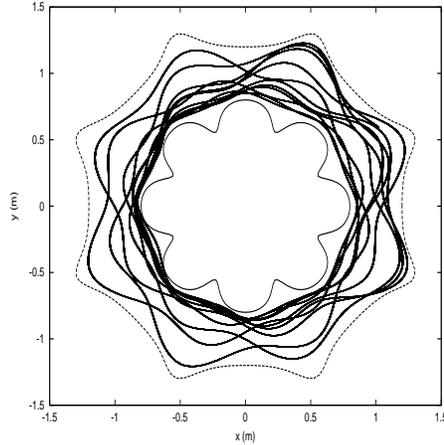


図 3.12:  $R_{gun} = 116.6\text{cm}$  の位置から射出された電子の軌道図。前図との射出位置の違いは  $0.1\text{cm}$  であるが、軌道長は  $132.9\text{m}$  で前図の 5 倍以上になっている。

いる。また、 $116.6\text{cm}$  の場合の軌道のポアンカレ断面を図 3.13 に示す。この図に見られるように、軌道が薄い面状の構造とならず、有限の厚みをもつこともストカスティック領域中のカオス軌道の特徴である。なお、ここでラーマー半径は数  $\text{mm}$  程度であるため、軌道の厚みはサイクロトロン運動によるものではない。

電子銃をさらに外側に移動させ、 $R_{gun}=117\text{cm}$  程度になると、電子は電子銃から射出された直後に真空容器壁に当たって吸収される。このような軌道の例を図 3.14 に示す。

以上の計算により、電子の軌道長および真空容器内での滞在時間は射出位置、つまり電子銃位置に大きく依存することが示された。特に最外殻磁気面周辺ではその依存性が顕著である。この結果を基に、ストカスティック領域を「電子がカオス軌道を描きながらトーラスを周回できる領域」と定義すると、その厚みは  $2\text{cm}$  程度であることが軌道計算よりわかる。これは先に示した  $\phi_s$  分布の  $R_{gun}$  依存性の実験結果 (図 3.7) とも  $1\text{cm}$  程度の誤差 ( $\sim$  電子銃ヘッド部分の大きさ) の範囲内で合致する。

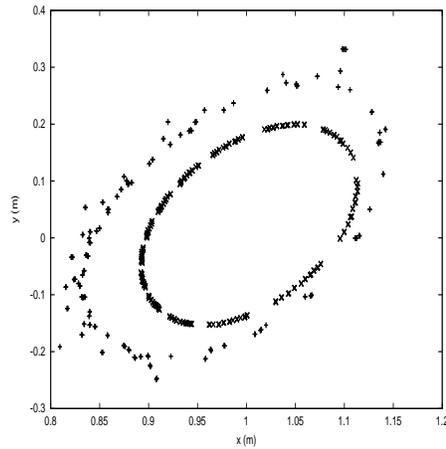


図 3.13:  $R_{gun} = 116.6\text{cm}$  の位置から射出された電子のカオティック軌道のポアンカレ断面。軌道が薄い面状の構造を作らず、厚みをもった領域の中を周回していることがわかる。比較のため、 $R_{gun} = 113\text{cm}$  の場合のポアンカレ断面をあわせて示す（内側の楕円）。

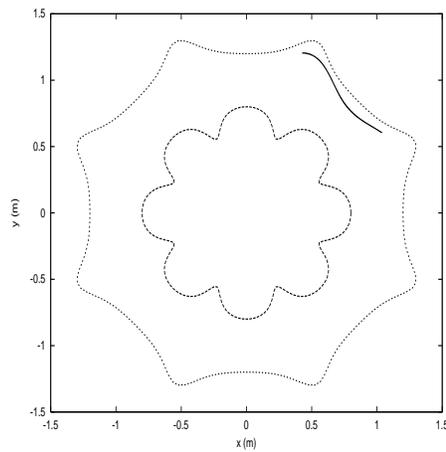


図 3.14:  $R_{gun} = 119\text{cm}$  の位置から射出された電子の軌道図。最外殻磁気面の外側 3cm 以上の位置から射出されているため、電子銃を出発した後に直ちに真空容器壁に衝突する。この場合の軌道長は 1.2m で、トーラスの  $1/5$  周分である。

射出方向  $\theta_{gun}$  に対する依存性

電子の射出方向  $\theta_{gun}$  は電子の初速度ベクトルの磁場に垂直、平行の各成分を決定するため、粒子軌道のタイプに大きく影響する。このセクションでは、実験状況における射出方向と粒子軌道の関係を詳しく解析した結果について述べる。計算によると、本研究の実験状況においては、helically trapped と passing の2種類の粒子軌道が主に現れることがわかった。前者は電子銃を垂直に向けた場合、後者は電子銃を水平に向けた場合に現れ、当然これらは磁力線に対するピッチ角の大小に対応している。それらの軌道の例を以下に示す。

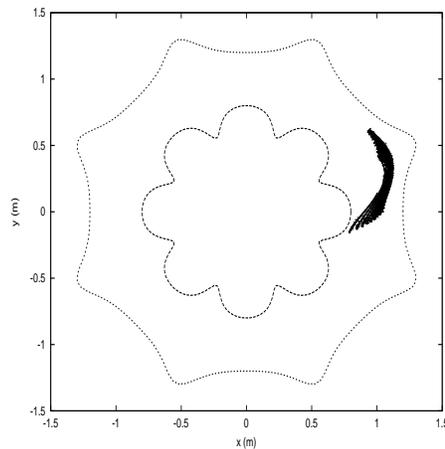


図 3.15: helically trapped particle の粒子軌道図。射出条件は  $R_{gun}=113\text{cm}$ 、 $\theta_{gun}=300$  度である。このとき、磁力線に対するピッチ角は  $72$  度である。この粒子は真空容器の内側の壁に衝突して失われている。

図 3.15 において、helically trapped 粒子の軌道例を示す。この計算においては、 $R_{gun}=113\text{cm}$ 、 $\theta_{gun}=300$  度である。このときピッチ角はおよそ  $72$  度となっている。電子はヘリカルリップルに補足され、先述の通り  $\nabla B$  ドリフトによりポロイダル方向に周回する。このドリフトによって、この種の軌道粒子は磁気面を横切って外側へ移動する。そのため、たとえ磁気面内部から射出された場合でも、この種の軌道粒子は極めて短時間のうちに磁気面を逸脱し真空容器壁に衝突する。

射出角度が小さくなるにつれ、toroidally trapped 粒子が軌道計算結果に現れる。この種の軌道粒子の例を図3.16に示す。射出角度で言えば極めて狭い領域においてこの種の粒子は見られ、それよりも小さい射出角度になると、軌道は図3.9のような passing タイプに移行する。これら3つの例は全て  $R_{gun}=113\text{cm}$  として計算し

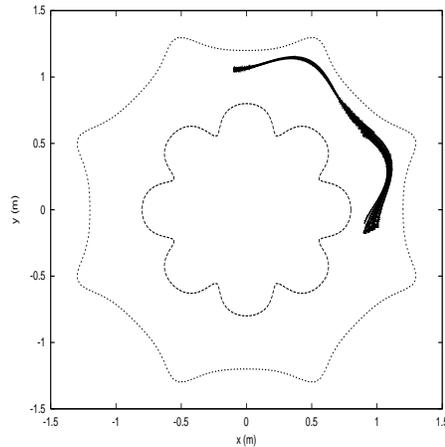


図 3.16: toroidally trapped タイプの粒子の軌道図。射出角度は  $\theta_{gun}=315$  である。この型の粒子は、passing particle と helically trapped particle の間の非常に狭いピッチ角領域にのみ現れる。

たものであるが、粒子軌道のタイプは  $R_{gun}$  には鋭敏に依存しない。

#### 軌道分類図

上に述べた結果により、電子の射出位置と射出方向により軌道を分類する図を作成することができる。その軌道分類図を図3.17に示す。ここで、図の水平、垂直軸はそれぞれ電子銃の位置と方向である。以上の軌道計算結果をまとめると、軌道のタイプを決定する最も重要なパラメータは電子の射出方向である。磁場が強いトロイダル方向の成分を有しているため、水平に射出された電子は passing particle として磁力線に沿って運動し、一方垂直に射出された電子はヘリカルリップルに補足される。そのような補足粒子は、磁気面内側領域から射出された場合でも容

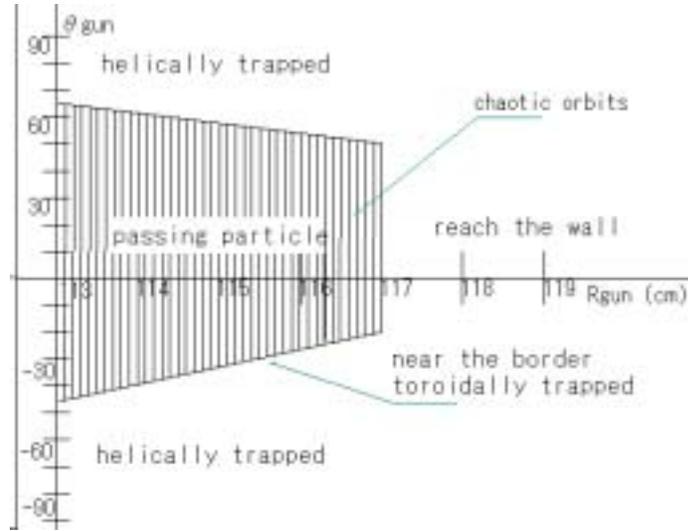


図 3.17: 射出位置および射出角度による軌道の分類図。B=900G、 $R_{axis} = 101.6\text{cm}$ 、初速  $v_0 = 2.0 \times 10^7\text{m/s}$  の場合について示してある。

易に磁気面を逸脱してしまう。

電子の射出位置を変化させると、最外殻磁気面より外側の領域においては、粒子の軌道長が急激に変化する。これは、この領域では一部の磁力線は長い結合長を有するのに対し一部はすぐ真空容器壁に接続されているなど、様々な結合長の磁力線が入り混じったカオティックな磁場構造になっているためである。これらの単一荷電粒子の軌道計算においては、ストカスティック領域から最外殻磁気面を横切って磁気面内部へ侵入する電子軌道は見られない。一部のカオス軌道はある程度の厚みを有しているが、それらはストカスティック領域内のみに残り、磁気面内側に広がることはない。Motojima[32] によると、ヘリカル系において数 100keV 程度のエネルギーを有する電子は最外殻磁気面外側から内側へと至る軌道を辿りうるということが数値的に示されているが、加速電圧 1kV 程度の本実験におけるパラメータ領域においては、そのような軌道は見られなかった。

### 3.5 電場の影響を考慮した軌道計算

前節では単一電子の軌道運動を外力なしの条件で追跡した。しかし、実際の状況においては、電子は外力を受けずに単独で運動しているわけではない。中性粒子や他の電子との様々な相互作用が存在し、軌道はそれにより影響を受ける。

本節では、電子群そのものにより生成される自己電場が電子の軌道及ぼす影響について解析する。電子銃からの電子射出の初期段階から、射出電子のつくるポテンシャルと電場が空間内に存在している。電子銃を出発する電子はその電場と磁場の双方が存在する空間に射出されることになるため、基本的には電子は  $E \times B$  ドリフトによりポロイダル断面内を旋回する。しかし、ヘリカル系においては磁場の構造が極めて複雑であるため、以下の解析では自己電場の分布に適当な仮定を導入し、それとヘリカル磁場とが存在する空間の中での電子の軌道を、運動方程式 (3.8) により計算する。

#### 3.5.1 電位分布に用いる仮定と定式化

あるポロイダル断面でみたときに、等電位面が同心入れ子状の楕円であると、計算を簡単にするため、その中心をポロイダル断面の中心と一致させる。磁気面は楕円形ではないうえに中心が真空容器断面とずれているため、この仮定を用いると磁気面が等電位面にならず、第4章で詳しく述べる実験結果と定性的には符合する。トロイダル角  $\theta = 0$  の位置における入れ子状等電位面のモデルを図 3.18 に示した。ここで、 $r$  と  $z$  はそれぞれ楕円の中心からの水平距離、垂直距離である。この断面を基準面と呼ぶことにする。各楕円は電位の等値面であるため、点  $(r, 0, z)$  の電位は、その点が属する楕円の小半径  $a$  を用いて  $\phi(a)$  と表される。よって、 $a$  は等電位面の番号と同等の意味をもつ。ここで、楕円のアスペクト比を  $c$  と

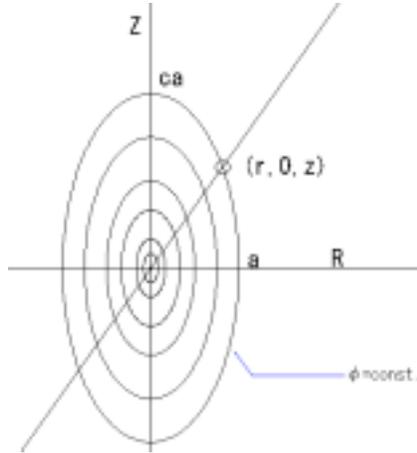


図 3.18: 入れ子状等電位面の楕円形モデル。トロイダル角  $\theta = 0$  の位置に関して示してある。点  $(r, 0, z)$  におけるポテンシャルは  $\phi(a)$  により表される。ここで  $a$  はその点が属している楕円の小半径である。

すると、楕円の方程式は

$$\frac{r^2}{a^2} + \frac{z^2}{c^2 a^2} = 1 \quad (3.10)$$

$$\rightarrow a = \sqrt{r^2 + \frac{z^2}{c^2}} \quad (3.11)$$

とかける。軸が角度  $\zeta$  だけ傾いている面においては、点  $(r, z)$  は基準面上の点  $(r', z')$  に回転逆変換

$$r' = r \cos \zeta + z \sin \zeta \quad (3.12)$$

$$z' = -r \sin \zeta + z \cos \zeta. \quad (3.13)$$

により移される。これらの関係式を式 (3.11) に代入することにより、点  $(r, \zeta, z)$  における  $a$  の値が

$$a(r, \zeta, z) = \sqrt{(r \cos \zeta + z \sin \zeta)^2 + \frac{1}{c^2} (-r \sin \zeta + z \cos \zeta)^2}. \quad (3.14)$$

と求められる。

CHS 装置においては、ポロイダル軸の角度  $\zeta$  はトロイダル角  $\theta$  の  $1/4$  の周期で変化するため、

$$\zeta = 4\theta \quad (3.15)$$

とかける。よって、楕円ごとのポテンシャル分布を与える関数を  $\phi = f(a)$  とすれば、式 (3.11) および (3.15) からポテンシャルは位置の関数  $\phi = \phi(r, \theta, z)$  とかける。すると電場は  $E = -\nabla\phi$  の関係から

$$E_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r\phi = -\left(\frac{f}{r} + \frac{df}{da} \frac{\partial a}{\partial r}\right), \quad (3.16)$$

$$E_\theta = -\frac{1}{r} \frac{df}{da} \frac{\partial a}{\partial \theta}, \quad (3.17)$$

$$E_z = -\frac{df}{da} \frac{\partial z}{\partial a}, \quad (3.18)$$

により求められる。 $f$  と  $df/da$  を定めて、運動方程式 (3.8) にこれらを代入することにより、電場の影響を考慮した軌道計算を行うことができる。

### 3.5.2 数値計算結果

観測した電位分布において、主に磁気面外縁部に電場が偏在しているという結果から、 $f(a)$  のモデルとして誤差関数

$$f(a) = \phi_f \exp^{-p(a-q)^2} \quad (3.19)$$

を用いた。ここで、ファクター  $\phi_f$  は電位の最大値を表し、 $p$  はピークの鋭度、 $q$  はピークの位置を表す。これらに代入する値はそれぞれ 1200、150 および 0 とすると、実際の計測により得られた電位分布によく類似する。この関数のグラフを図 T3.19 に示す。これは電位分布が完全にビルドアップされた状態のモデルである。

この関数を前小節で得られた電場の式に代入し、電子の軌道計算を行った。以下に結果の代表例を示し、電場の影響を考慮しない場合と比較する。図 3.20 に見られるとおり、電子の軌道は電場の影響により極めて大きな影響を受ける。ここ

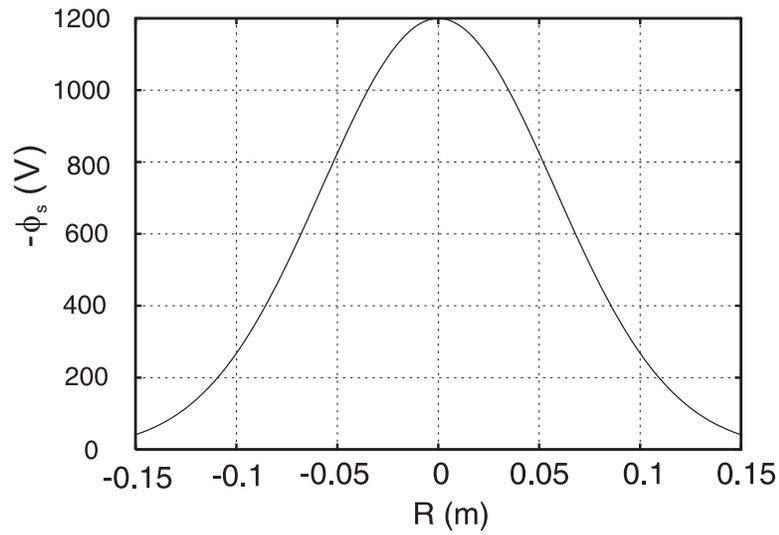


図 3.19: 電位分布のモデル。これは  $\theta = 0$  の断面で示したものであり、最外殻磁気面は  $R=0.1\text{m}$  に対応する。

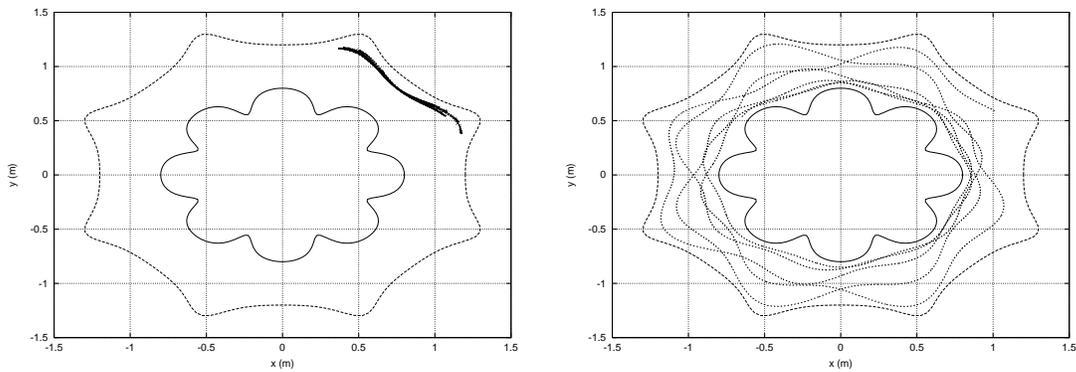


図 3.20: 最外殻磁気面付近から射出された電子の軌道。左図は電場の効果を取り入れた計算である。

で注目すべきなのは、電子が単にヘリカル補足粒子となって磁気面外に消失するわけではないということである。これは電場のトロイダル方向、垂直方向各成分の存在により、それらの成分と磁場との相互作用が電子軌道に影響を及ぼしていると考えられる。この例の場合、電子軌道は特に電場のトロイダル成分の影響を強く受けており、電場なしの場合と比較すると、静電井戸にトラップされたような状態でトーラス内の一定の領域に閉じ込められていることがわかる。このように、自己電場の存在は電子の軌道に対して本質的な影響を与えるため、入射の初期、遷移中、平衡など各段階におけるより詳細なモデルを用いた更なる検討が必要である。

## 第4章 ヘリカル系における非中性プラズマの空間電位分布

前章までに述べたとおり、ストカスティック領域を通じた電子入射により、磁気面内部に非中性プラズマを生成した。非中性プラズマは電荷のアンバランスにより大きな空間電位と強い自己電場を持つことが本質的な特徴であり、ポアソン方程式により結び付けられる電位と密度の関係が平衡状態を決定する。よって、空間電位の分布は非中性プラズマの特性として最も基本的なものである。本章では磁気面配位における非中性プラズマの平衡理論と、本研究の実験セットアップにおける空間電位分布の測定結果に関して述べる。

### 4.1 空間電位の磁気面上不均一分布

$R_{axis}=101.6\text{cm}$ 、磁場強度 900G の通常配位において、垂直ポートに挿入したエミッシブプローブを用いて空間電位の分布を測定した。測定ポートのセットアップを図 4.1 に示す。(A) は CHS 磁気面の模式図であり、(B) が測定ポートのポロイダル断面を示している。(B) 図には真空容器壁と磁気面が楕円状に描かれているほか、プローブの通る軌跡と、計測結果から推定される等電位面が示してある。

プローブは挿入軸に沿って真空容器の上側から挿入される。ここで、図中 (a) ~ (c) の各点は測定結果の図と対応する。プローブの駆動範囲が磁気面を貫通しているため、各磁気面において異なる 2 点での空間電位測定が可能である。なお、挿入軸が磁気軸位置からトーラス内側方向に約 2cm ずれているため、測定できる範

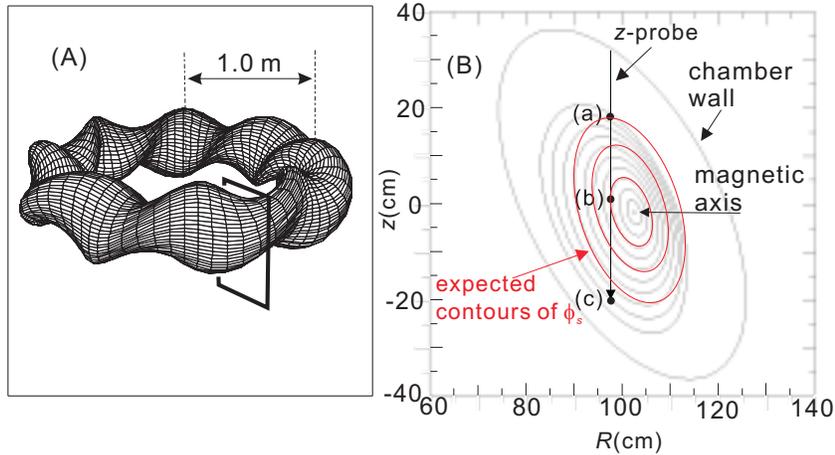


図 4.1: 空間電位測定の設定アップ。(A)CHS 真空磁気面の模式図。枠で囲まれた部分が測定ポートに対応する。(B) 測定ポートのポロイダル断面図。

囲は  $\rho \geq 0.3$  となっている。

#### 空間電位の磁気面上不均一分布の観測

上記の設定アップで測定した空間電位の分布を図 4.2 に示す。ここで、横軸は規格化小半径  $\rho$ 、縦軸は空間電位  $-\phi$  で表している。また、図中の 3 つの系列は電子の加速電圧  $V_{acc}$  が異なり、それぞれ  $V_{acc}=1\text{kV}$ 、 $600\text{V}$ 、 $300\text{V}$  である。図中の点 (a) ~ (c) は図 4.1 と対応しており、矢印はプローブの動く方向を示す。真空容器の上側から挿入されたプローブは最外殻磁気面付近の点 (a) を通り、次第に下がっていく。それから  $z=0$  近傍の点 (b) を通り、 $z < 0$  の領域を測定した後、点 (c) を通ってから下側の最外殻磁気面に到達する。

この測定結果から、同一磁気面 ( $\rho = \text{一定}$ ) の上でも  $z > 0$  の領域と  $z < 0$  の領域とで  $\phi$  の値が大きく異なることがわかる。上下の  $\phi$  の差 ( $\delta\phi$ ) は例えば  $V_{acc} = 1\text{kV}$ 、 $\rho=0.8$  においては  $350\text{V}$  程度である。 $\delta\phi$  は  $V_{acc}$  に顕著な依存性を示し、同じく  $\rho=0.8$  において  $V_{acc} = 600\text{V}$ 、 $300\text{V}$  のときにはそれぞれ  $\delta\phi=120\text{V}$ 、 $50\text{V}$  程度となっている。また、 $\delta\phi$  の空間的な変化に目を向けると、 $\rho \geq 0.6$  の外側の領域で特に  $\delta\phi$  の

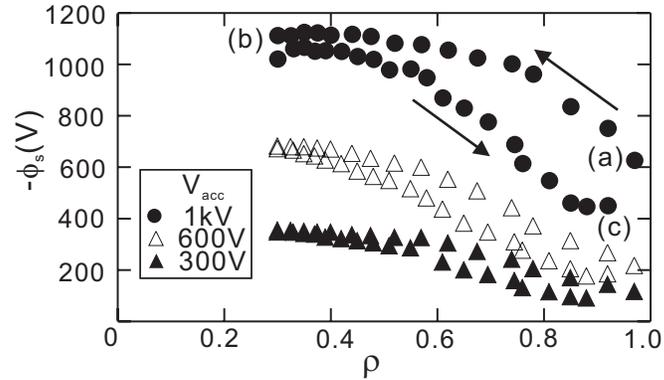


図 4.2: 空間電位分布の測定結果。図中の点 (a) ~ (c) は図 4.1 と対応する。矢印はプローブが動く方向を示しており、真空容器上側から挿入されたプローブは、(a)、(b)、(c) の各点を通り下側に抜ける。図からわかるとおり、 $z > 0$  と  $z < 0$  の領域では空間電位の大きさが異なる。

値が大きくなっており、一方磁気軸近傍の領域ではほぼ  $\delta\phi \sim 0$  である。

このような磁気面上での電位不均一は、トロイダル方向の観測においても見られる。図 4.3 は  $V_{acc}=1\text{kV}$  の場合の水平ポート、垂直ポートにおける空間電位分布の計測結果をグラフ上に重ねたものである。 $\rho > 0.8$  の領域では水平ポートの計測値は垂直ポートの下側の計測値とほぼ一致するが、磁気面内部ではその値に差異が出ていることがわかる。

### プローブ挿入の影響

上に述べたとおり、 $z < 0$  の領域にまでプローブを深く挿入した場合に  $\phi$  の値が小さくなる (0 に近づく) ことから、 $\delta\phi$  の発生する原因としてプローブ挿入の影響が考えられる。そこで、垂直ポートと水平ポートの両方を用い、プローブ自体が空間電位の値に及ぼす影響を調べた。試験方法としては、垂直ポートのプローブ ( $z$  プローブ) を磁気面内に固定した状態で水平ポートのプローブ ( $r$  プローブ) の位置を変化させ、 $r$  プローブ挿入が  $z$  プローブの計測値に及ぼす影響を調べる。

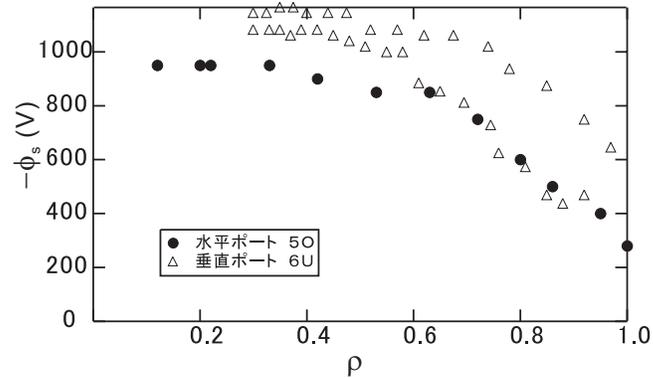


図 4.3: 空間電位分布の異なるポロイダル断面における比較。特に磁気面内部の領域において、観測値の差異が大きい。

その試験で得られた空間電位測定データの波形を図 4.4 に示す。ここでは  $V_{acc}=600V$  のとき  $z$  断面の  $\rho=4.5$  の位置において測定した波形を、 $r$  プロブが磁気面の外にある場合 (w/o  $r$ -probe) および磁気軸付近まで挿入されている場合 (with  $r$ -probe) の両方について示している。時刻  $t = 0$  付近で電子入射が始まり、 $500\mu s$  程度の時間をかけて立ち上がった後、 $1ms$  以降は波形は完全にフラットになる。その値は  $r$  プロブなしの場合には  $630V$  程度、 $r$  プロブが挿入されている場合には  $750V$  程度である。つまり、 $r$  プロブを磁気面の奥深く挿入すると、 $z$  断面での  $\phi$  の計測値が負の方向へ大きくなる。これは  $z$  断面の空間電位分布測定においてプロブを奥深く挿入した場合とは逆の方向の変化であるため、上述の  $\delta\phi$  はプロブ挿入の影響により空間電位の値が小さくなったものではないといえる。

#### 空間電位分布の電子射出位置による変化

電子銃を動かし電子の射出位置を変化させると、それに伴い分布が顕著に変化する。その結果を図に示す。これは  $V_{acc}=1kV$  の場合に電子銃位置 ( $\rho_{gun}$ ) を  $0.90$  (外置き)、 $0.75$  (中置き)、 $0.58$  (内置き) の 3 通りに変化させ、それぞれの場合の  $\phi_s$  分布をプロットしたものである。

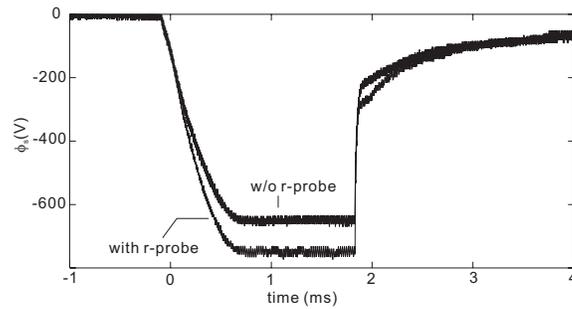


図 4.4:  $r$  プローブ挿入の影響による、 $z$  プローブ測定値の変化。 $r$  プローブを挿入したことにより、 $z$  プローブの測定値は負の方向に増大する。これはプローブを深く挿入したときの  $\phi_s$  の値の変化とは逆の方向であるため、上述の  $\delta\phi$  はプローブ挿入の影響によるものではない。

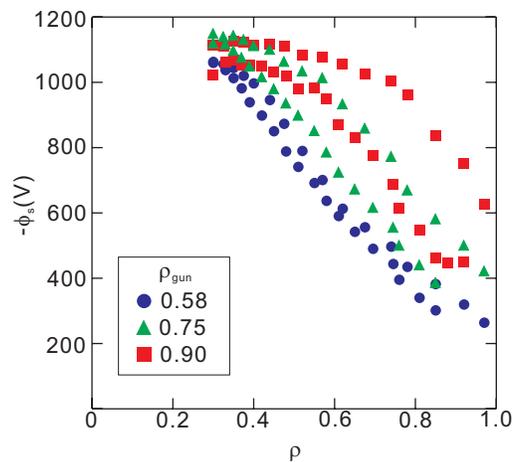


図 4.5: 電子銃位置による空間電位分布の変化。射出位置が外 (0.90) から内 (0.58) になるにつれ、空間電位が磁気面上で一定に近づく。また、分布の形が丸みを帯びた山型から直線に近づく。

この図からは、主に二つの変化が読み取れる。一つ目は、電子射出位置が外から内になるにつれ、 $\delta\phi$  が小さくなり磁気面上で電位が一定に近づくことである。そして二つ目は電位分布が外置きの場合の山型から変化し、中置き、内置きの場合には直線に近づくことである。なお、計測領域最深部の  $\rho = 0.3$  付近における電位の最大値はいずれも 1100V 程度で、それぞれの場合について同等である。電子の射出位置は平衡状態での電子密度の分布に大きな影響を及ぼすため、これらの実験結果は密度分布の変化や、プラズマと真空容器壁との位置関係の変化を反映しているものと思われる。これらの効果に関しては、後の考察の節で再び述べる。

#### 空間電位分布の磁場強度による変化

磁場強度を  $B=900\text{G}$ 、 $600\text{G}$ 、 $300\text{G}$  と変化させた場合の空間電位分布を図 4.6 に示す。ここで、 $V_{acc}=600\text{V}$ 、 $\rho_{gun} = 0.90$  である。グラフを見ると、 $B=300\text{G}$  の場合には空間電位の値が最大数 10V 程度で極めて小さく、プラズマの保持がほとんどなされていないことがわかる。 $B=600\text{G}$  では最大 170V 程度の電位分布を形成するが、 $\rho > 0.7$  の磁気面外縁部では電位はほぼ 0 である。この場合  $\delta\phi$  はわずかに見られるが、その大きさは  $B=900\text{G}$  の場合に比べると半分以下である。これらの結果から、 $\delta\phi$  の大きさは磁場強度に鋭敏に依存することがわかった。また、磁場強度を小さくすると  $\delta\phi$  が小さくなり  $\phi$  が磁気面上で一定に近づいていることは、強磁場 ( $B=900\text{G}$ ) の場合に現れている  $\delta\phi$  が計測器の設置精度エラーによるものではないことを示唆する。

## 4.2 温度・密度の分布

プラズマの特性を論じるために空間電位と並んで重要なのは、温度および密度の分布である。特に非中性プラズマにおいては、次節以降で述べるとおりこれら

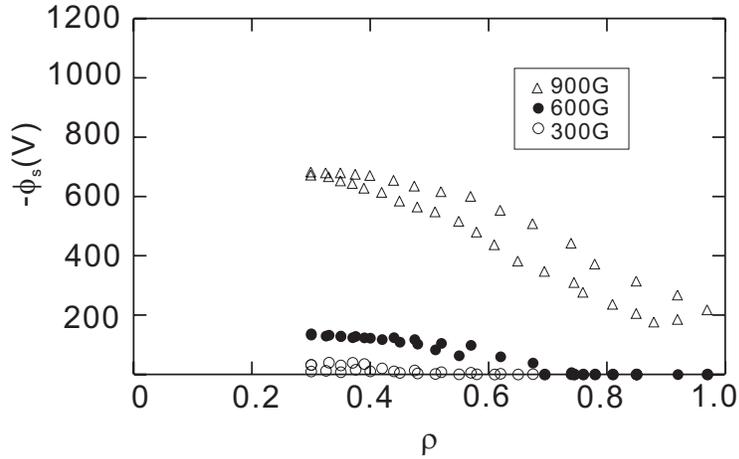


図 4.6: 磁場強度による空間電位分布の変化。

の量はポアソン方程式を通じて空間電位の分布と密接に関わっている。

シングルプローブの I-V 特性から温度  $T_e$ 、密度  $n_e$  を推定した結果を図に示す。 $T_e$  は  $\rho$  に対して大きく変化せず、磁気面内ではほぼ一定になっている。その値は  $V_{acc}=1\text{kV}$  のとき  $250\text{eV}$ 、 $V_{acc}=600\text{V}$  のとき  $130\text{eV}$  である。一方、 $n_e$  は磁気面の外縁部に偏った分布になっている。最大となるのは  $\rho \sim 0.8$  の周辺である。磁気面深部ではピークの  $1/10$  以下の密度しか検出されないため、全体的な形状としては中空状の分布になっていることがわかる。

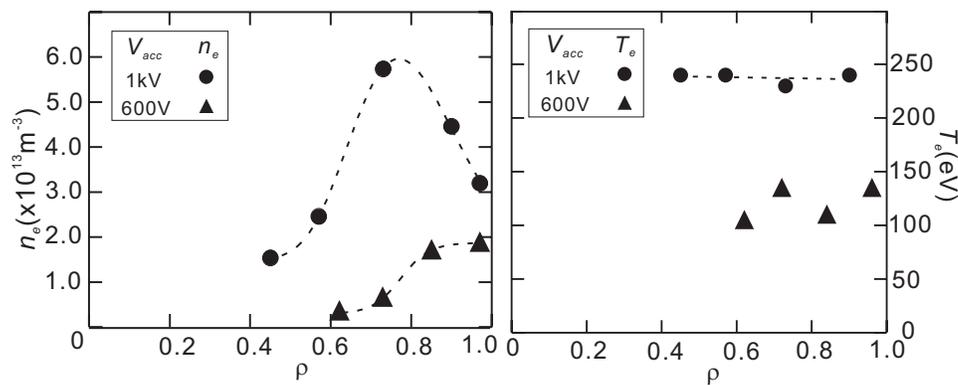


図 4.7:  $z > 0$  の領域で測定した密度、温度の分布。密度は外縁部に偏った中空状、温度はほぼフラットな分布になっている。

### 4.3 磁気面における非中性プラズマの平衡

前節において示した空間電位の磁気面上不均一分布について考察するため、この節では、磁気面配位における非中性プラズマの平衡を記述する方程式と、その方程式から導かれる分布の性質について述べる。

#### 4.3.1 運動のタイムスケール比較

トーラス型磁気面配位における非中性プラズマを考え、磁場  $B$  に沿った運動のタイムスケール  $\tau_{\parallel}$  と磁場を横切る運動（主に  $E \times B$  ドリフト）のタイムスケール  $\tau_{\perp}$  との比較を行う。

トーラスの大半径を  $R$ 、回転変換を  $\iota$  とすると、磁力線に沿ったある2点間の距離は  $\sim R/\iota$  である。磁力線に平行な速度成分を  $v_{\parallel}$  とすると、磁力線に沿って動く運動のタイムスケールは  $\tau_{\parallel} \sim R/\iota v_{\parallel}$  となる。一方、小半径を  $a$ 、速度の垂直成分を  $v_{\perp}$  とすれば、磁場を横切る運動のタイムスケールは  $\tau_{\perp} \sim a/v_{\perp}$  となる。

ここで、ポアソン方程式  $\nabla^2 \phi = -ne/\epsilon_0$  より電場  $E$  のスケールは  $E \sim \phi/a \sim nea/\epsilon_0$  となるから、速度の垂直成分および垂直方向の運動のタイムスケールは

$$v_{\perp} = \frac{E}{B} = \frac{nea}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{2mn_B}} \sim nea \sqrt{\frac{1}{mn_B \epsilon_0}} \quad (4.1)$$

$$\longrightarrow \tau_{\perp} \sim a/v_{\perp} \sim \frac{\sqrt{mn_B \epsilon_0}}{ne} \quad (4.2)$$

と求められる。ここで、 $n_B$  は  $n_B = \epsilon_0 B^2 / 2m_e$  で定義されるブリルアン密度限界である。

一方、速度の平行成分は温度  $T$  とデバイ長  $\lambda_d$  を用いて

$$v_{\parallel} \sim \sqrt{\frac{T}{m}} = \sqrt{\frac{ne^2 \lambda_d^2}{m \epsilon_0}} \quad (4.3)$$

とかけるから、平行方向の運動のタイムスケールは

$$\tau_{\parallel} \sim \frac{R}{\iota v_{\parallel}} \sim \sqrt{\frac{m \epsilon_0}{ne^2 \lambda_d^2}} \frac{R}{\iota} \quad (4.4)$$

となる。これらにより垂直方向、平行方向の運動のタイムスケールを比較すると、

$$\tau_{\perp}/\tau_{\parallel} = \left(\frac{\nu\lambda_d}{R}\right)^2 / \frac{n}{n_B} \quad (4.5)$$

となる。

式(4.5)に現れる物理量の、本研究におけるおよその値を表に示す。

表 4.1: 本実験における典型的パラメータ

電子密度 $n$	$\sim 10^{13}\text{m}^{-3}$
ブリルアン密度限界 $n_B$	$3.9 \times \sim 10^{16}\text{m}^{-3}$ (B=900G)
回転変換 $\nu$	$\sim 1$
デバイ長 $\lambda_d$	$\sim 0.05\text{m}$
トーラス大半径 $R$	$\sim 1\text{m}$

### 4.3.2 電子流体の平衡方程式

密度  $n$  が前節の条件を満たすとき、電子流体の平衡方程式を考えると、運動方程式において  $\partial/\partial t = 0$  とすることにより

$$m_e n_e \mathbf{v}_e \cdot \nabla \mathbf{v}_e = -en_e \mathbf{v}_e \times \mathbf{B} + en_e \nabla \phi - \nabla p \quad (4.6)$$

となる。左辺は自己電場による遠心力を表す項なので、式(4.5)の条件が満たされるときには無視する。すると、平衡方程式は

$$0 = -en_e \mathbf{v}_e \times \mathbf{B} + en_e \nabla \phi - \nabla p \quad (4.7)$$

と求められる。

ここで、 $B$  との内積をとって磁場に平行な方向のつり合いを求めると、 $B(B \cdot \nabla) \equiv \nabla_{\parallel}$  として

$$en_e \nabla_{\parallel} \phi = \nabla_{\parallel} p \quad (4.8)$$

となる。左辺は(主に自己電場による)クーロン力、右辺は圧力勾配による力であり、これらの力のバランスが平衡状態を決定する。ここで磁力線に沿って温度は一定とすると、 $\nabla_{\parallel} p = \nabla_{\parallel}(nT) = T\nabla_{\parallel} n_e$  であるから、上式は  $ne\nabla_{\parallel}\phi + T\nabla_{\parallel} n_e = 0$  となる。これより密度は

$$n_e = N(\Psi) \exp\left(\frac{e\phi}{T}\right) \quad (4.9)$$

という Maxwell-Boltzmann 分布を得る。ここで、 $\Psi$  は磁気面のフラックスであり、 $N(\Psi)$  は磁気面ごとに定まる定数(式(4.8)の積分定数)である。この密度をポアソン方程式に代入すると、ポテンシャル  $\phi$  に対する平衡方程式

$$\nabla^2 \phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{e}{\epsilon_0} N(\Psi) \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right) \quad (4.10)$$

が求まる。式(4.9)および(4.10)からわかるとおり、磁気面上における密度およびポテンシャルの変動は、 $\exp$  のファクター  $e\phi/T_e$  の大きさ、つまり静電ポテンシャルと熱エネルギーの比により決まる。このファクターは  $e\phi/T \sim (a/\lambda_d)^2$  のオーダーをもち、この  $a/\lambda_d$  というパラメータが平衡状態におけるポテンシャルと密度の分布に本質的な影響を及ぼす。

表 4.2: パラメータ  $a/\lambda_d$  による平衡状態の分類

$a/\lambda_d$	温度 $T_e$	密度 $n_e$	サイズ $a$	平衡を支配する力	磁気面上の $n_e$	磁気面上の $\phi$
大	低	高	大	電場	一定	変動
小	高	低	小	圧力	変動	一定

#### 圧力が非等方の場合

上記の解析は全て圧力が等方であるという仮定の下に行った。しかし、圧力を非等方なものとし、磁場に平行な成分  $p_{\parallel}$  と垂直な成分  $p_{\perp}$  とを区別すると、その

非等方性に起因する新たな項が平衡方程式の中に現れる。

非等方性を取り入れた圧力平衡の式にポテンシャル  $\phi$  の項を加えると、磁場に平行な方向の力の釣り合いは

$$\frac{\partial p_{\parallel}}{\partial s} + (p_{\perp} - p_{\parallel}) \frac{1}{B} \frac{\partial B}{\partial s} = en_e \frac{\partial \phi}{\partial s} \quad (4.11)$$

となる。ここで、 $\partial/\partial s$  は磁力線に沿った微分である。 $p_{\parallel} = n_e T_{\parallel}$ 、 $\partial T_{\parallel}/\partial s = 0$  とすると、上式は

$$T_{\parallel} \frac{\partial n_e}{\partial s} + (p_{\perp} - p_{\parallel}) = \frac{1}{B} \frac{\partial B}{\partial s} = en_e \frac{\partial \phi}{\partial s} \quad (4.12)$$

とかける。さらに  $p_{\perp} = n_e T_{\perp}$  とすると、平衡方程式は

$$\frac{T_{\parallel}}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial s} + (T_{\perp} - T_{\parallel}) \frac{1}{B} \frac{\partial B}{\partial s} = e \frac{\partial \phi}{\partial s} \quad (4.13)$$

となる。

式(4.8)と比較すると、式(4.13)は左辺第二項の温度の非等方性と磁場による力が加わっている。この場合、磁力線に沿って密度が均一 ( $\partial n/\partial s = 0$ ) のときでも、磁場強度の変動が磁気面上での電位変動の原因となりうる。

### 4.3.3 本研究におけるパラメータ領域

先述したとおり、 $V_{acc} = 1\text{kV}$  のとき、内部に生成された非中性プラズマの平均電子密度および温度はそれぞれ  $\langle n_e \rangle \sim 1 \times 10^{13} \text{m}^{-3}$ 、 $T_e \sim 250 \text{eV}$  と推定される。このとき  $\lambda_d \sim 4\text{cm}$  となるため、平均小半径  $a = 17\text{cm}$  に対して  $a/\lambda_d \sim 4$  となる。熱エネルギーよりも静電ポテンシャルの方が大きく、自己電場による反発力が平衡を決定する支配的な力であるが、熱運動による密度の均一化の効果も無視できない領域である。そこで次節では、高温の極限を仮定した場合に、熱運動による密度の均一化が平衡電位分布に及ぼす影響を計算により調べる。

## 4.4 高温極限を仮定した場合の電位分布計算

有限温度の効果や真空容器壁の鏡像電荷が非中性プラズマの平衡電位分布に及ぼす影響を調べるため、前節において導出した平衡方程式 (4.10) の高温極限における数値解を求めた。

### 4.4.1 計算方法

式 4.10 において高温の極限を仮定すると、 $\exp$  のファクター  $e\phi/T_e$  が 0 になるため、平衡方程式は

$$\nabla^2 \phi = \frac{e}{\epsilon_0} N(\Psi) \quad (4.14)$$

という簡単な形になる。ここで  $N(\Psi)$  は磁気面ごとに定まる定数であるため、計算の際には、 $N(\Psi)$  の等値面を空間的に定めることが磁気面を定めることに他ならない。物理的に言えば、高温極限では圧力が大きく、自己電場による斥力に打ち勝って非中性プラズマが磁気面上に均一に分布している状態に対応する。

ここで、簡単のため 2 次元の系を考える。このとき、式 (4.14) のポアソン方程式は

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \phi = \frac{e}{\epsilon_0} N(\Psi) \quad (4.15)$$

となる。計算領域を三角形のメッシュに分割し、上式を離散化してガラーキン重みつき残差法を適用することにより解いた。計算の条件としては  $N(\Psi)$  の分布を任意に与え、また、計算領域の端において電位  $\phi = 0$  とした。解の性質は断面の形状および磁気面と壁の位置関係により大きく影響されるため、この 2 点により分類して以下に計算結果を述べる。

## 4.4.2 電位分布の計算結果

## 磁気面内部で密度一定の場合

まず、モデル的计算として磁気面内部で密度が一定の場合を考える。

図4.8は真空容器壁、磁気面ともに円形で、かつそれらの中心がそろっている場合の等電位面と磁気面の関係を表したものである。図で灰色に塗られた部分が等密度領域であり、この内部に同心円状の磁気面が存在していると考えられる。また、最も外側の円は真空容器の壁を表し、ここで電位  $\phi = 0$  となっている。その他の細線で描かれた円は全て等電位面である。図からわかるとおり、この場合には磁気面と等電位面の形状は完全に一致する。これは系が完全に対称であり、壁の影響の受け方も磁気面上の位置によって違いがないためである。この結果は直感的には明らかであり、計算の妥当性を示しているものともいえる。

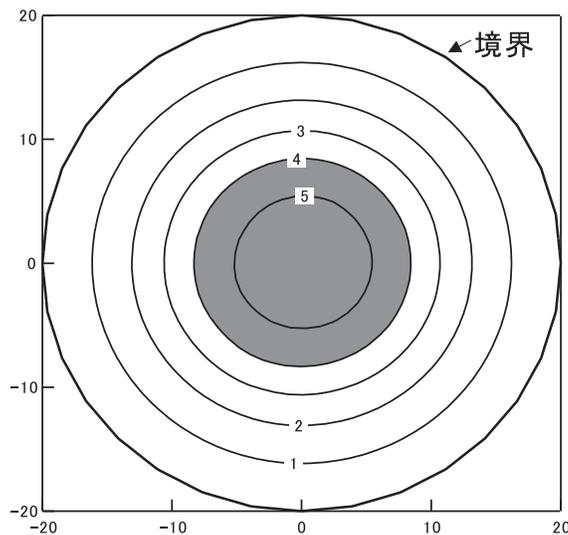


図 4.8: 真空容器壁と磁気面がいずれも円形で、かつそれらの中心が合致している場合の電位分布。この場合は系が完全に対称であるため、等電位面と磁気面は一致する。

しかし、磁気面と真空容器壁の中心が一致せず、磁気面上の位置により壁まで

の距離に違いが生ずると、等電位面と磁気面のずれが発生する(図??)。これは前図の状況に対して磁気面を下( $-y$ 方向)にずらした場合である。図からわかるとおり、磁気面に対して、等電位面は壁から遠ざかる方向にシフトする。これは境界において $\phi = 0$ という条件の影響を図の下側の部分ほど強く受けているためであり、物理的に言えば、鏡像電荷の作る電場が壁に近い下側ほど磁気面内部にしみこんでいることに相当する。

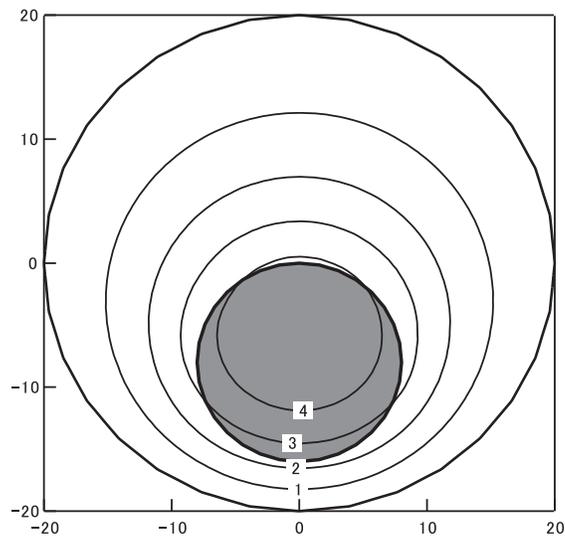


図 4.9: 真空容器と磁気面がいずれも円形で、それらの中心がずれている場合の電位分布。密度分布に上下方向の非対称性が存在するため、等電位面は磁気面に対して壁から遠ざかる方向へずれていることがわかる。

次に、より本研究の実験条件に近いものとして、真空容器断面や磁気面が楕円形状をしている場合を考える。図 4.10 は断面形状が楕円で、真空容器壁と磁気面の中心が一致している場合の電位分布である。この場合は円形断面の図 4.8 と異なり、 $x$  方向と  $y$  方向に分布の非対称性が存在するため、中心が一致しているにも関わらず、磁気面と等電位面の形状はずれる。また、この状態で磁気面を下に移動させると、それらのずれはさらに大きくなる(図 4.11)。

以上の結果からわかるとおり、磁気面配位における非中性プラズマの平衡方程

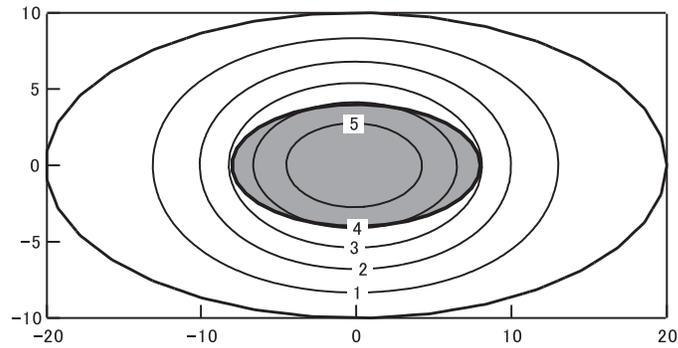


図 4.10: 楕円断面、同心の場合。 $x$  方向と  $y$  方向の非対称性により、等電位面と磁気面がずれる。

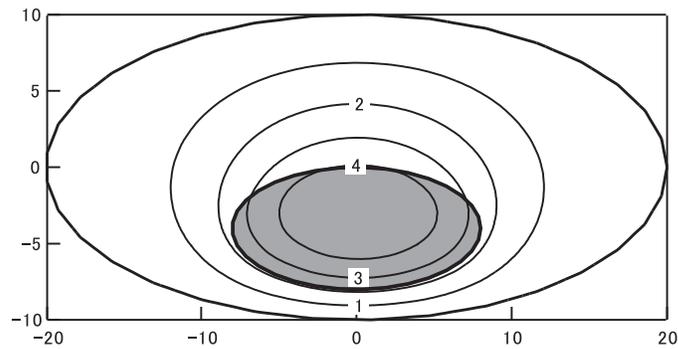


図 4.11: 楕円断面で、磁気面と真空容器壁の中心がずれている場合。前図の楕円非対称性のうえに分布の上下非対称性が加わるため、磁気面と等電位面のずれが大きくなる。

式を高温の極限で考えたとき、平衡電位分布は磁気面と真空容器壁の形状や位置関係により大きな影響を受ける。円形断面、同心で系が完全に対称なときには磁気面と等電位面は一致するが、形状、位置関係ともに非対称性が強い場合には、磁気面と等電位面は大きくずれる。

#### 中空状の密度分布の場合

前小節では磁気面の内部で密度が完全に一様になっている場合を考えた。しかし、実際の計測では最外殻磁気面より少し内側の  $\rho \sim 0.8$  の周辺に密度が集中しており、磁気軸付近にはその  $1/10$  程度しか電子が存在しないという中空状（ホロー）の分布になっている。そこで、本小節ではホローな密度分布を与え、その分布がつくる電位分布を計算する。

図 4.12 は、ホロー分布が楕円断面の中心に位置している場合である。大小二つの楕円に挟まれた灰色の部分に電子が存在し、その他の部分は密度 0 としている。この結果を一様密度分布を考えた図 4.10 と比較すると、楕円の長軸方向に電位のピークが発生し、磁気面と等電位の不一致が大きくなっていることがわかる。

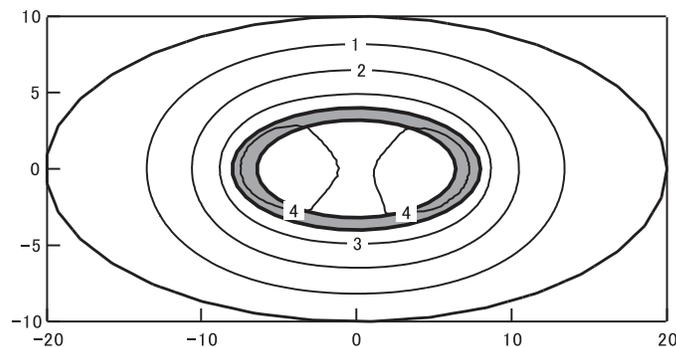


図 4.12: 楕円状のホローな密度分布で、磁気面と真空容器壁の中心が一致している場合。

前図の状況から磁気面が  $-y$  方向にオフセットすると、磁気面周辺の等電位面は

全体的に壁から遠ざかる方向に変形する。その結果を図 4.13 に示す。

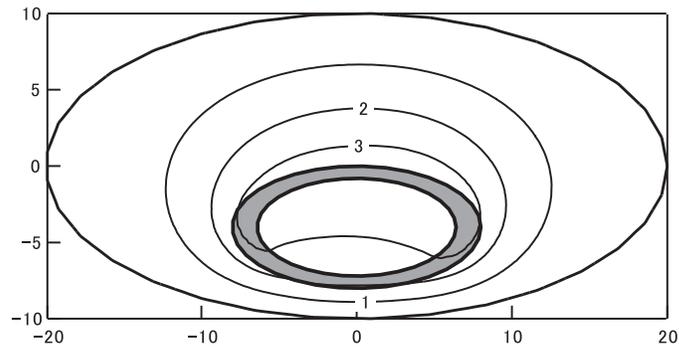


図 4.13: ホロー分布で磁気面と真空容器壁の中心がずれている場合。

以上により、高温の非中性プラズマでは系が楕円状であること、磁気面と等電位面の中心がずれていること、そして密度の分布が不均一であることなどの各効果が、磁気面上での電位の変動を大きくすることが定性的に示された。

## 第5章 まとめ

流れのあるプラズマの閉じ込めなど多様な応用への基礎研究として、本研究ではトーラス磁気面配位における非中性プラズマの特性を調べた。

磁場には内部電流を必要としないヘリカル系を用いた。まず、閉じた磁気面の中に非中性プラズマを生成するため、磁気面外部からの電子入射方法を探究した。その方法として、ヘリカル磁場の最外殻磁気面外部に存在するストカスティック領域中に電子を射出し蓄積することにより、磁気面内部への電子侵入現象を発生させた。この侵入現象は中性衝突などの衝突時間よりも速い  $100\mu\text{s}$  程度の時間で起き、射出ビームの電流値に対して非線形に依存する。実験状況を模擬した詳細な電子軌道計算により、この侵入が単一電子の軌道運動では説明できないことを確かめた。

次に、上記の方法で内部に侵入した電子群がつくる空間電位の分布を調べたところ、磁気面上で電位が一定になっていないという結果を見出した。磁気面上での電位差  $\delta\phi$  は電子の射出エネルギーに強く依存するため、電位の変動は電子群の熱運動の効果によるものであると考えられる。実際、磁気面配位における非中性プラズマの平衡方程式によると、非中性プラズマの静電ポテンシャルに対して熱エネルギーが大きいときに  $\delta\phi$  が発生することがわかる。また、高温極限を仮定した場合の平衡方程式の数値解を求め、系の形状の非対称性や真空容器壁との位置関係が、鏡像電荷の効果を通じて  $\delta\phi$  に強く影響を及ぼすことを示した。

$\delta\phi$  の発生は粒子のドリフト面と磁気面とのずれを引き起こすものであるため、非中性プラズマ閉じ込めの観点ではそれは小さく抑えることが望ましい。そのた

め、トーラス型非中性プラズマ閉じ込め装置を設計するには、低温の電子を注入すること、そして磁気面と真空容器壁の配置をそろえ、対象性の良い形状にすることが重要である。

## 関連図書

- [1] A. J. Theiss et. al., Phys. Rev. Lett. **35**, 1436(1975)
- [2] D. H. E. Dubin, Phys. Plasmas **5**, 1688(1998)
- [3] L. Turner et. al., Phys. Rev. Lett. **70**, 798(1993)
- [4] J. M. Kriesel et. al., Phys. Rev. Lett. **87**, 135003(2001)
- [5] Daugherty et. al., Phys. Fluids **12**, 2677(1969)
- [6] Zaveri et. al., Phys. Rev. Lett. **68**, 3295(1992)
- [7] T. H. Stix, Phys. Fluids **16**, 1260(1973)
- [8] S. M. Crooks et. al., Phys. Plasmas **3**, 2533(1996)
- [9] M. R. Stoneking et. al., Phys. Plasmas **9**, 766(2002)
- [10] H. Himura et. al., Phys. Plasmas **11**, 492(2004)
- [11] T. S. Pedersen et. al., Phys. Rev. Lett. **88**, 205002(2002)
- [12] H. Saitoh et. al., Rev. Sci. Inst. **73**, 87(2002)
- [13] H. Saitoh et. al., Phys. Rev. Lett. **92**, 255005(2004)
- [14] T. S. Pedersen et. al., J. Phys. B **36**, 1029(2003)
- [15] S. M. Mahajan and Z. Yoshida, Phys. Rev. Lett. **81**, 4863(1998)

- [16] R. Taylor, Phys. Rev. Lett. **63**, 2365(1998)
- [17] C. Nakashima et. al., Phys. Rev. E **65**, 36409(2002)
- [18] Z. Yoshida et al., Phys. Plasmas **8**, 2125(2001)
- [19] S. Kondo and Z. Yoshida, Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A **428**, 284(1998)
- [20] T. S. Pedersen, Phys. Plasmas **10**, 334(2003)
- [21] R. G. Lefrancois et. al., Phys. Plasmas **12**, 72105(2005)
- [22] H. Wakabayashi et. al., submitted to Phys. Rev. Lett.
- [23] K. Nishimura et al., Fus. Tech. **17**,86(1990)
- [24] A. H. Boozer, Phys. Plasmas **5**, 1647(1998)
- [25] A. H. Boozer, Phys. Fluids **24**, 1999(1981)
- [26] A. H. Boozer, Phys. Fluids **26**, 1288(1983)
- [27] I. Langmuir, Rev. Modern Phys. **3**, 191(1931)
- [28] F. F. Chen: "Electric Probe", in 'Plasma Diagnostic Technique', Academic Press Inc. (1991)
- [29] N. Hershkowitz: "How Langmuir Probe Work", in 'Plasma Diagnostics', Academic Press Inc. (1989)
- [30] R. F. Kemp et al.: "Plasma Potential Measured by Electron Emissive Probes", in Plasma Diagnostics, Academic Press Inc. (1989)

- [31] M. Wakatani: "Stellarator and Heliotron Devices" (International Series of Monographs on Physics, Vol 95)
- [32] O. Motojima et al., Nucl. Fusion **40**, 833(2000)
- [33] H. Yamada et. al., Rev. Sci. Inst. **61**, 686(1990)
- [34] R. Takahashi et. al., Japan. J. Appl. Phys. **28**, 2604(1989)
- [35] S. V. Kasilov et. al., Phys. Plasmas **9**, 3508(2002)
- [36] E. M. Hollmann et. al., Phys. Plasmas **7**, 135003(2001)
- [37] O. A. Hurricane et. al., Phys. Plasmas **5**, 2197(1998)
- [38] S. S. Khirwadkar et. al., Phys. Rev. Lett. **71**, 4334(1993)
- [39] T. Hurtig et. al., Phys. Plasmas **11**, L33(2004)
- [40] A. B. Rechester et. al., Phys. Rev. Lett. **40**, 38(1978)
- [41] T. M. Biewer et. al., Phys. Rev. Lett. **91**, 45004(2003)
- [42] A. H. Boozer et. al., Phys. Plasmas **11**, 4709(2004)
- [43] H. Himura et. al., IEEE Trans. Plasma Sci. **32**, 510(2004)
- [44] H. Saitoh et. al., Phys. Plasmas **11**, 3331(2004)
- [45] S. M. Crooks et. al., Phys. Plasmas **2**, 355(1995)
- [46] S. N. Golovato et. al., Phys. Fluids **19**, 2029(1976)
- [47] A. Grosman, Plasma Phys. Control. Fusion **41**, A185(1999)
- [48] F. M. Hamzeh, Phys. Rev. Lett. **29**, 1492(1972)

- [49] E. C. da Silva et. al., Chaos Solitons & Fractals **14**, 403(2002)
- [50] E. C. da Silva et. al., Phys. Plasmas **9**, 4917(2002)
- [51] M. Z. Tokar, Phys. Plasmas **6**, 2808(1999)
- [52] R. L. Viana, Chaos Solitons & Fractals **11**, 765(2000)
- [53] R. Balescu et. al., Phys. Rev. E **58**, 951(1998)
- [54] M. N. Rosenbluth et. al., Nucl. Fusion **6**, 297(1966)
- [55] M. N. Filonenko et. al., Nucl. Fusion **7**, 253(1967)
- [56] R. P. Freis et. al., Nucl. Fusion **12**, 533(1973)
- [57] P. H. Ghendrih et. al., Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 1653(1996)
- [58] V. Y. Trakhtengerts et. al., Phys. Plasmas **9**, 2762(2002)
- [59] F. M. Hamzeh, Nucl. Fusion **14**, 523(1974)
- [60] H. Himura et. al., Rev. Sci. Inst. **74**, 4658(2003)
- [61] H. Himura et. al., Phys. Plasmas **8**, 4651(2001)
- [62] I. H. Hutchinson, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, 1953(2002)
- [63] V. S. Mikhailenko et. al., Phys. Plasmas **9**, 2891(2002)
- [64] K. S. Fine et. al., Phys. Plasmas **5**, 601(1998)
- [65] D. H. E. Dubin et. al., Phys. Rev. Lett. **78**, 3868(1997)
- [66] G. Bettega et. al., Plasma Phys. Control. Fusion **47**, 1697(2005)