

# マイクロ波干渉計測によるホールスラストにおける プラズマ揺動の時空間構造の把握

手島, 洸樹  
九州大学大学院総合理工学府総合理工学専攻プラズマ・量子理工学メジャー

<https://hdl.handle.net/2324/7178682>

---

出版情報 : Kyushu University, 2023, 修士, 修士  
バージョン :  
権利関係 :



令和5年度  
九州大学大学院 総合理工学府  
総合理工学専攻  
プラズマ・量子理工学メジャー

# 修士論文

論文名

マイクロ波干渉計測によるホールスラスタ  
におけるプラズマ揺動の時空間構造の把握

氏名

手島 洸樹

指導教員名

山本 直嗣教授

# 目次

|              |                              |           |
|--------------|------------------------------|-----------|
| <b>第 1 章</b> | <b>序論</b>                    | <b>3</b>  |
| 1.1          | 研究背景 . . . . .               | 3         |
| 1.2          | 研究目的 . . . . .               | 3         |
| <b>第 2 章</b> | <b>ホールスラスト</b>               | <b>5</b>  |
| 2.1          | 作動原理 . . . . .               | 5         |
| 2.2          | 基本設計 . . . . .               | 6         |
| 2.3          | 電子拡散 . . . . .               | 8         |
| <b>第 3 章</b> | <b>マイクロ波干渉計測</b>             | <b>10</b> |
| 3.1          | 電子密度計測の原理 . . . . .          | 11        |
| 3.2          | 位相検出 . . . . .               | 12        |
| <b>第 4 章</b> | <b>実験体系</b>                  | <b>14</b> |
| 4.1          | アンテナ . . . . .               | 14        |
| 4.2          | 計測方法 . . . . .               | 15        |
| 4.3          | 4 点同時計測 . . . . .            | 16        |
| 4.4          | ホールスラスト . . . . .            | 18        |
| <b>第 5 章</b> | <b>実験結果と考察</b>               | <b>19</b> |
| 5.1          | 電子密度揺動のパワースペクトル . . . . .    | 19        |
| 5.2          | 電子密度揺動と放電電流のコヒーレンス . . . . . | 22        |
| 5.3          | 電子密度揺動の周方向モード . . . . .      | 23        |
| 5.3.1        | 多チャンネル計測 . . . . .           | 24        |
| 5.3.2        | 分散関係の導出 . . . . .            | 25        |

## 目次

---

|              |                               |           |
|--------------|-------------------------------|-----------|
| 5.3.3        | Rotating Spokes の特性 . . . . . | 27        |
| 5.3.4        | 周方向揺動 . . . . .               | 35        |
| 5.3.5        | 磁場強度依存性 . . . . .             | 37        |
| <b>第 6 章</b> | <b>アンテナの観測領域</b>              | <b>40</b> |
| 6.1          | アンテナの受信領域 . . . . .           | 41        |
| 6.2          | アンテナの放射パターン . . . . .         | 42        |
| 6.3          | 軸方向分解能 . . . . .              | 43        |
| 6.3.1        | 電磁場シミュレーション . . . . .         | 43        |
| 6.3.2        | アンテナの観測領域の計測 . . . . .        | 47        |
| <b>第 7 章</b> | <b>結論・展望</b>                  | <b>49</b> |
|              | <b>参考文献</b>                   | <b>50</b> |

# 第 1 章

## 序論

### 1.1 研究背景

宇宙活動を拡大していくには、軌道間輸送システムの確立が不可欠であり、静止軌道への輸送では電気推進が主要な技術となりつつある [1] [2] [3]. 従来の化学推進と比べて電気推進は高い排気速度で推力を発生させるため、プロジェクトを遂行する上で必要な推進剤の量を大幅に削減することが可能となる. このように、推進剤の質量を削減させることにより、宇宙船や衛星の打ち上げ質量を軽減させ、静止軌道の投入や物資輸送において、より小型の打ち上げ衛星の使用が可能となる. その結果としてコストを低減することが可能となる.

本研究テーマであるホールスラストは電気推進の中でも低コストかつ大推力を誇る. これにより従来の方法に比べて輸送費用を大幅に削減できる可能性を秘めている [4]. ホールスラストはイオンエンジンよりも軽量でありながら、静止軌道への投入において同等のペイロード投入能力を持つ. また、ホールスラストはイオンエンジンに比べて軽量で、頑丈で、低コストであり、幅広い作動範囲を持っているという特長がある [5]. さらにホールスラストを用いることにより、遷移期間が短縮されることが期待されている. このようにホールスラストは高推力電力比、そして小型かつ軽量な特性を備えており、これにより静止軌道投入ミッションにおいて、重要な役割を果たすことが期待される.

### 1.2 研究目的

ホールスラストの推力電力比向上の上で、障壁となっているのが電子の異常輸送現象である. 異常輸送とは、古典拡散と比べて大幅に電子が輸送される現象のことである. 電子

は推力を担わないため、電子の大幅な拡散は電力を消費してしまうだけである。そのため異常輸送現象のメカニズムを解明することが、ホールスラストの性能を高める上での鍵となる。

物理機構解明にあたってはまずホールスラストのチャンネル内部でプラズマがどのように振る舞うかを精度良く計測する必要がある。ホールスラストのプラズマ計測において一般的なものとして、プローブ計測 [8] がある。ただこの方法では、プラズマ中に直接、プローブを差し込むことになるので、プラズマに擾乱を与えてしまう。本研究では、マイクロ波干渉法を用いてホールスラストのチャンネル内部の電子密度揺動の計測を行う。この計測は非接触のため、プラズマになるべく影響を与えずに済む。

[9] では、ホールスラストチャンネル内部の電子密度の時間変化をマイクロ波干渉法を用いて計測することにより、電子密度揺動の周波数構造を明らかにした。[9] によると数百 kHz の揺動が放電電流の増加と共に大きくなることが示された。しかしながら電子密度揺動がどのような空間構造をとるのか把握するまでには至っていない。本研究では、これらの電子密度揺動が時間構造のみならずどのような空間構造をとるのかに焦点をあてる。スラスト周方向 4 点において電子密度揺動の同時計測を行い、各計測点の位相差を導出することにより、周方向揺動の空間構造を明らかにする。周方向揺動は周方向に電場を作り出し、この摂動電場と径方向磁場による  $E \times B$  ドリフトが軸方向の電子輸送を促進させる可能性がある。

この計測の欠点として、アンテナを用いてマイクロ波を送受信するため、計測される電子密度の領域が広く、さらに計測したい領域外を伝搬したマイクロ波の一部も検出してしまう点にある。電磁場シミュレーションによりアンテナの観測領域を把握することで、どの領域の電子密度が計測されるのか調べる。

本論文では、第 2 章ではホールスラストの作動原理、第 3 章ではマイクロ波干渉計測、第 4 章では実験体系、第 5 章では実験結果及び考察、第 6 章ではアンテナの観測領域について述べる。

## 第 2 章

# ホールスラスト

### 2.1 作動原理

図 2.1 は、ホールスラストの概要を表している。ホールスラストは円筒状の形状をしており、チャンネルの奥側に陽極、チャンネル外側に陰極が配置されている。陽極と陰極の電位差によりチャンネル軸方向に電場が加えられる。一方、チャンネル内側とチャンネル外側にあるコイルに電流を流すことにより、半径方向に磁場が印加される。このように電場と磁場が直交方向にそれぞれ加えられているのがホールスラストの特徴である。それにより、陰極からチャンネル内部に流入する電子は  $E \times B$  ドリフトにより周方向に運動する。推進剤である中性粒子は、陽極と同じチャンネル奥側から供給され、陰極から供給される電子と衝突することにより電離反応が起こり、イオンが生成される。ホールスラストの体系では、イオンのラーモア半径はホールスラストの加速チャンネルのサイズに比べて十分大きいので、イオンは磁化されることなく、軸方向に加えられた電場に従って運動する。電場によって加速されたイオンは陰極から放出される電子と中和されることにより、逆流されることなく、チャンネル外側に排出される。これにより推力を得る。電子が  $E \times B$  ドリフトをすることで発生するホール電流がホールスラストと呼ばれる所以である。電子が  $E \times B$  に周方向にトラップされることは、軸方向にかかる電場を強固にする上で重要となる。

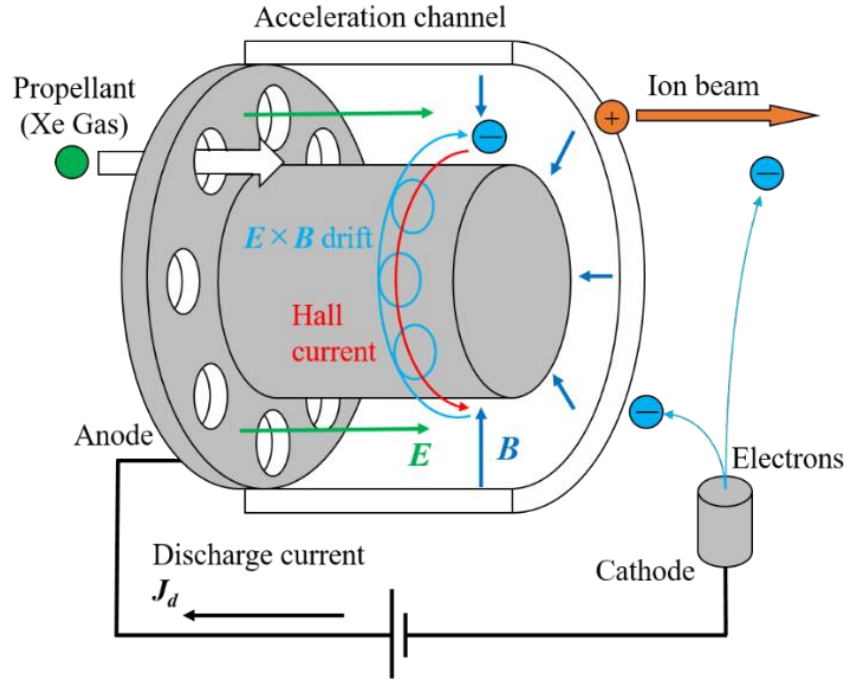


図 2.1: ホールスラスタの概形図

## 2.2 基本設計

ホールスラスタの諸パラメータが満たすべき基本的な時空間スケールを以下の式は表している [7].

$$r_e \ll L \ll r_i \quad (2.1)$$

$$\omega_e \tau_e \gg 1 \quad (2.2)$$

$$L \ll \lambda_m \quad (2.3)$$

$r_e$ [m] と  $r_i$ [m] は電子とイオンのラーモア半径,  $L$ [m] は加速チャンネル長,  $\omega_e$ [Hz] は電子サイクロトロン周波数,  $\tau_e$ [sec] は衝突時間,  $\lambda_m$ [m] はイオンの平均自由行程を示す.

式 (2.1) は, 電子は磁場にトラップされる一方で, イオンは磁化されることなく, チャンネル軸方向へ加速されるためのチャンネルの大きさの条件である. 電子とイオンのラーモア半径  $r_e$  と  $r_i$  は以下の式で表現される.

$$r_e = \frac{m_e v_e}{eB} \quad (2.4)$$

$$r_i = \frac{m_i v_i}{eB} \quad (2.5)$$

$m_e[\text{kg}]$  と  $m_i[\text{kg}]$  は電子とイオンの質量,  $v_e[\text{m/s}]$  と  $v_i[\text{m/s}]$  は電子とイオンの速度,  $e[\text{C}]$  は電気素量,  $B[\text{T}]$  は磁場を表す. チャンネル内の電子がボルツマン (Boltzmann) 分布に従い, イオンの熱速度が電場による速度に比べて無視できるほど小さいと仮定すると, それぞれの速度は以下の式で表せる.

$$v_e = \sqrt{\frac{2k_B T_e}{m_e}} \quad (2.6)$$

$$v_i = \sqrt{\frac{2eV_m}{m_i}} \quad (2.7)$$

$k_B$  はボルツマン定数,  $T_e[\text{K}]$  は電子温度,  $V_m[\text{V}]$  はイオンの平均加速電圧を示す. 以上より, 式 (2.1) は次式で表せる.

$$\frac{\sqrt{2m_e k_B T_e}}{eB} \ll L \ll \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2m_i V_m}{e}} \quad (2.8)$$

2.2 は電子がチャンネル内を十分にドリフト運動するための条件である. ホールパラメータと呼ばれる  $\omega_e \tau_e$  は電子が次に衝突を起こすまでに何回旋回を行うかを表している. 一般的には, ホールパラメータは 200 から 300 程度である. 電子のサイクロトロン周波数  $\omega_e$  と電子の衝突時間  $\tau_e$  はそれぞれ次式のように表せる.

$$\tau_e = \frac{1}{\sigma_e n v_e} \quad (2.9)$$

$$\omega_e = \frac{eB}{m_e} \quad (2.10)$$

ここで  $\sigma_e[\text{m}^2]$  は電子の衝突断面積,  $n[\text{m}^{-3}]$  は中性粒子密度を表す.

この式はチャネル内でイオンが中性粒子と衝突せずに推力方向へ加速される条件を示す. イオンの平均自由行程  $\lambda_m$  は次のようになる.

$$\lambda_m = \frac{1}{4\sqrt{2}\sigma_i n} \quad (2.11)$$

ここで  $\sigma_i [\text{m}^2]$  はイオンと中性粒子と衝突断面積を表す.

## 2.3 電子拡散

磁場を横切る電子輸送の古典理論を定式化する. 電子の運動量保存則は以下の式で示せる [11] [12].

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (m n_e \mathbf{v}_{de}) + \nabla \cdot (m n_e \mathbf{v}_{de} \mathbf{v}_{de}) \\ = q n_e (\mathbf{E} + \mathbf{v}_{de} \times \mathbf{B}) - \nabla \cdot \Pi_e - m \nu_m n_e \mathbf{v}_{de} \end{aligned} \quad (2.12)$$

$m, q$  は電子の質量と電荷量,  $n_e$  と  $\mathbf{v}_{de}$ ,  $\Pi_e$  はそれぞれ電子密度, ドリフト速度そして圧力テンソルを示す.  $\mathbf{E}, \mathbf{B}$  は電場と磁場を表す.  $\nu_m$  は電子と中性粒子の衝突周波数である.  $x$  を半径方向,  $y$  を周方向,  $z$  を軸方向とする. 慣性項と圧力項を無視すると以下のようなになる.

$$0 = q n_e E_z - q n_e v_{dey} B_x - m \nu_m n_e v_{dez} \quad (2.13)$$

$$0 = q n_e E_y + q n_e v_{dez} B_x - m \nu_m n_e v_{dey} \quad (2.14)$$

ホールスラストは周方向に関して対称的であるため, 周方向に勾配がないと仮定すると,  $E_y = 0$  この場合, 古典的な電子の移動度は 2.13, 2.14 から以下の式で表せる.

$$\mu_{\perp} = \frac{\Gamma_z}{n_e E_z} = \frac{\frac{|q|}{m \nu_m}}{1 + \frac{\omega_{ce}^2}{\nu_m^2}} \quad (2.15)$$

$\Gamma_z = n_e v_{dez}$  は軸方向の電子粒子束,  $\omega_{ce}$  はサイクロトロン周波数である. 衝突が起こらない状態, すなわち  $\nu_m \rightarrow 0$  の極限においては  $\mu_{\perp} \rightarrow 0$  となり, 軸方向へ電子は輸送されない. ただ実際には, 不安定性により電子密度と周方向電場が揺らぐ. 2.14 において平均をとると以下の式となる.

$$0 = q\langle n_e E_y \rangle + q\langle n_e v_{dez} \rangle B_x - m\nu_m \langle n_e v_{dey} \rangle \quad (2.16)$$

2.13 においても平均をとり, 上式と合わせると, 周方向の不安定性による振動も考慮に入れた電子移動度は次のようになる.

$$\mu_{eff} = \frac{\frac{|q|}{m\nu_m}}{1 + \frac{\omega_{ce}^2}{\nu_m^2}} \left[ 1 - \frac{\omega_{ce}}{\nu_m} \frac{\langle n_e E_y \rangle}{n_e E_z} \right] \quad (2.17)$$

$\langle n_e E_y \rangle < 0$  のとき周方向揺動が電子移動度を高めている.  $\nu_m \rightarrow 0$  のとき  $\mu_{eff} \rightarrow -\langle n_e E_y \rangle / n_e E_z B$  となる. これは, 電子と中性粒子の衝突が存在しないときもなお, 電子の周方向の揺らぎによって軸方向に電子が拡散されることを意味している.

## 第 3 章

# マイクロ波干渉計測

プラズマの屈折率は電子密度に依存して変化する．そのため、プラズマ中を伝搬するマイクロ波の参照波に対する位相も電子密度に依存して変化する．この位相変化から逆算して電子密度を求めるのが干渉計測である．本実験で用いたスーパーヘテロダイン干渉計測の概念図を図 3.1 は示している．中間周波数の信号と局部発信器による信号をミキシングすることで数十 GHz の照射波は生成される．プラズマ中を伝搬したマイクロ波は、局部発信信号とミキサにより再度周波数変換を行い、信号の差である中間周波数信号を作り出す．これにより、電子密度を反映した位相変化を低周波の中間周波数信号により検出することができる．

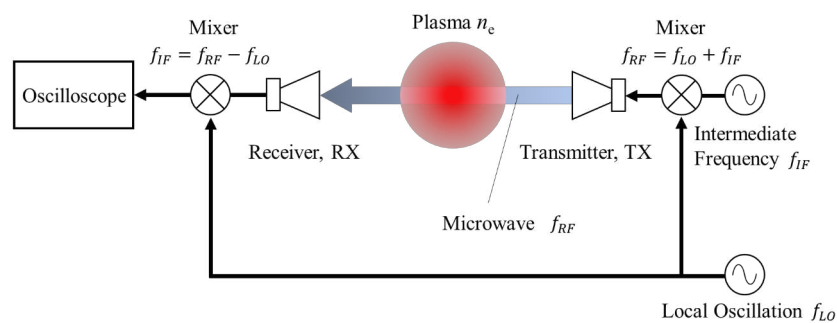


図 3.1: スーパーヘテロダイン干渉計測の概念図

### 3.1 電子密度計測の原理

マイクロ波の伝播方向が外部の磁場  $B_T$  に対して垂直であり, かつ電界ベクトル  $E$  が  $B_T$  と平行である条件下では, 屈折率  $N$  は簡単な形で表現される [15][16].

$$N = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2(r)}{\omega^2}} = \sqrt{1 - \frac{n_e(r)}{n_c}} \quad (3.1)$$

ここで,  $\omega_{pe}/2\pi$  [Hz] と  $\omega/2\pi$  [Hz] は電子プラズマ周波数とマイクロ波の周波数,  $n_e(r)[\text{m}^{-3}]$  は電子密度屈折率が 0 となるカットオフ密度である. 電子プラズマ周波数とカットオフ密度は, 次式で表すことができる.

$$N = \sqrt{\frac{e^2 n_e(r)}{m_e \epsilon_0}} \simeq 2\pi \times 8.98 \sqrt{n_e(r)} \quad (3.2)$$

$$n_c = \frac{m_e \epsilon_0 \omega^2}{e^2} \quad (3.3)$$

$e[\text{C}]$  は電子の電荷,  $m_e[\text{kg}]$  は電子の質量,  $\epsilon_0[\text{F/m}]$  は真空中の誘電率. プラズマの両端を  $x_1, x_2$  とすると, 位置座標  $y$  の位相変化量  $\phi(y)$  は次式で表せる.

$$\phi(y) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{x_1}^{x_2} (1 - N) dx \quad (3.4)$$

$\lambda[\text{m}]$  は波長である. 入射波に対するカットオフ密度よりもプラズマ中の電子密度が十分に小さいとき, 次式に変形できる.

$$\phi(y) = \frac{\pi}{\lambda n_c} \int_{x_1}^{x_2} n_e(r) dx \quad (3.5)$$

プラズマ中と真空中では電磁波の位相差は, 電子密度を伝搬経路で積分した線電子密度に比例する. つまり, 計測された位相変化量から線電子密度を求めることができる. また,  $r > x$  では以下のように表せる. [18]

$$\phi(y) = \frac{\pi}{\lambda n_c} \int_{x_1}^{x_2} n_e(r) dx \simeq \frac{2\pi}{\lambda n_c} \int_x^a \frac{n_e(r)}{\sqrt{r^2 - y^2}} r dr \quad (3.6)$$

$n_e(r)$  が軸対称のとき, アーベル変換により  $\phi(y)$  から  $n_e(r)$  に逆変換される.

$$n_e(r) \simeq \frac{-\lambda n_c}{\pi^2} \int_r^a \frac{d\phi}{dy} \frac{1}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy \quad (3.7)$$

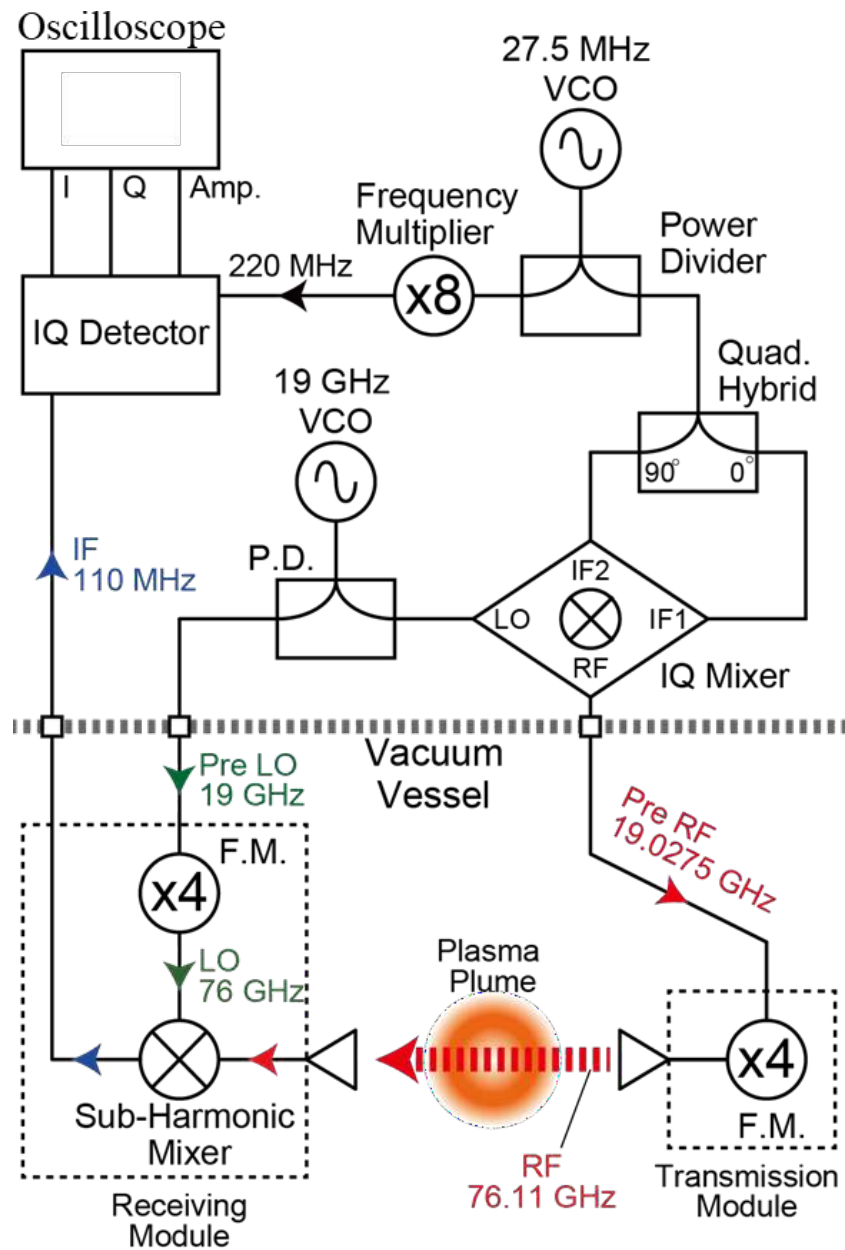
## 3.2 位相検出

図 3.2 は本実験に用いたマイクロ波干渉計測システムのダイアグラムを示す [19]. プラズマ中へ照射する直前に周波数を 4 通倍している点が特徴的である. これにより照射する直前までは導波管ではなく, 使い勝手の良い同軸ケーブルによって伝送することができる. その結果, 複雑な計測配置にも適応できる.

本計測体系では, 2 つの発信器を用いた周波数通倍スーパーヘテロダイン方式で計測を行っている. マイクロ波の照射周波数は 71-80GHz である. なおホールスラストの電子密度よりもこの周波数帯域のカットオフ電子密度は十分大きい. 図 3.2 では, 照射波 (RF) の周波数 76.11GHz の計測体系を示している. この RF 波は準局部発信信号 (PreLO, 19GHz) と準中間周波数信号 (PreIF, 27.5MHz) をミキサによってアップコンバートし, 4 通倍することで生成される. その後プラズマ中を伝搬した RF 波は, PreLO 信号のみを 4 通倍した局部発信信号 (LO, 76 GHz) とミキサによってダウンコンバートされ, 位相変化量の情報を含む中間周波数信号 (IF, 110 MHz) へと変換される.

IF 信号は, 直交検波器 (IQ Detector) により I 信号  $\cos \phi$  と  $90^\circ$  位相を遅らせた Q 信号 ( $\sin \phi$ ) に分解される. 式 (3.8) から位相  $\phi$  を得ることができる.

$$\phi = \tan^{-1} \frac{Q}{I} \quad (3.8)$$



**図 3.2:** マイクロ波干渉計測のシステムのダイアグラム

## 第 4 章

# 実験体系

### 4.1 アンテナ

本計測では 2 種類のアンテナを用いて, 電子密度の計測を行う. 図 4.1 と図 4.2 は本計測システムで用いたアンテナである. 図 4.1 は, 送信アンテナとして使用する. 導波路は内径  $3.100 \times 1.550\text{mm}$  である. そして, 送信アンテナ開口部の寸法も導波路の内径と同じく, 内径  $3.100 \times 1.550\text{mm}$  である. つまりホーンアンテナを介さずにマイクロ波を放射する. 図 4.2 は受信アンテナで使用する. 開口寸法は,  $8.00 \times 8.00\text{mm}$  である. ホーン長は  $19\text{mm}$  である. そして, 受信アンテナの導波路部分も送信側と同様に内径  $3.100 \times 1.550\text{mm}$  である.



図 4.1: 送信アンテナ

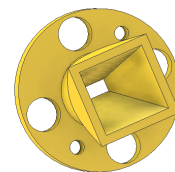


図 4.2: ホーンアンテナ

## 4.2 計測方法

チャンネル内側に挿入した送信アンテナ (図 4.1) から、マイクロ波を放射し、スラスタ外部に配置したホーンアンテナ (図 4.2) でマイクロ波を受信する。図 4.3 はこの計測方法の概念図を表している。この送信アンテナとホーンアンテナの組み合わせで一つの計測領域を形成する。送信アンテナとホーンアンテナの  $E$  面及び  $H$  面がそれぞれお互いが平行になるようにしている。本計測では、受信ホーンアンテナの導波路の長径がチャンネル軸方向と平行になるようにしている。つまり電場ベクトルは周方向である。

3 章でも述べたように、アンテナで検知するマイクロ波の位相変化量はマイクロ波の伝搬経路上の電子密度の線積分値から計算される。よって、マイクロ波の視線方向の電子密度分布は分からない。図 3 から分かるようにマイクロ波の視線方向は、スラスタチャンネルの半径方向である。位相変化量から電子密度を求めるためには、半径方向の電子密度分布に関して、何かしらの仮定を設ける必要がある。今回の場合、チャンネル幅 15mm 中にあるプラズマの半径方向の電子密度分布が一様であると仮定している。このようにマイクロ波の視線が半径方向を向いていること、径方向の電子密度分布が一様であることを仮定して、電子密度を導出している。

しかしながら、送信アンテナから放射されるマイクロ波の伝搬経路は完全に半径方向を向いているとは言えない。この送信アンテナから放射されるマイクロ波は平面波とはいえず、放射状に伝搬する。スラスタを構成する金属部分の反射の影響や他にもマイクロ波の回り込みの影響を少なからず受ける。そのため、送信アンテナから受信アンテナまでを繋ぐ領域上にあるプラズマのみを計測するのではなく、アンテナから少し外れた有限領域の電子密度も計測値に反映されることになる。アンテナの放射パターンについての詳しい説明は、6 章で説明する。

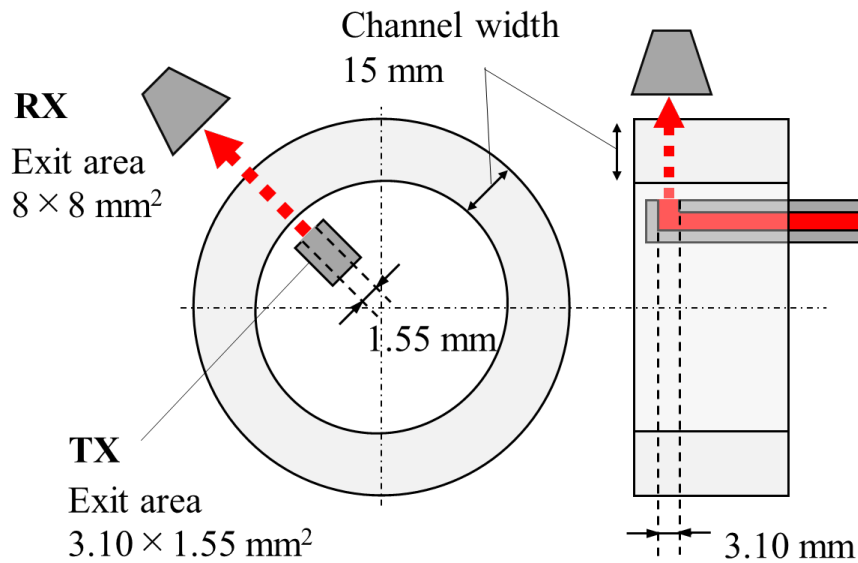


図 4.3: アンテナ計測の概念図

### 4.3 4 点同時計測

本計測では, 4 つの計測領域で電子密度の計測を行う. 4 つの計測チャンネルは, スラスタ周方向に対して  $90^\circ$  ずつ離れた位置に配置されている. スラスタ軸方向に関しては, 同じ座標に位置している. 図 4.4, 4.5 はこの 4 点計測の配置関係を示している. 4 つの受信機はスラスタの外側にあるホルダーにより固定されており, 受信アンテナは直接受信機に繋いである. また送信アンテナである図 4.1 は, スラスタ内側に配置されている.

本計測では, この 4 つのチャンネル領域の電子密度を同時に計測する. それにより, 電子密度揺動の周方向の特性を把握する. 図 4.6 は各計測チャンネルの番号を表している. CH1 から CH4 まで順に時計方向に並んでいる. 各計測チャンネル間でマイクロ波の干渉を防ぐために, それぞれ CH1 から CH4 まで順に  $71.89\text{GHz}$ ,  $73.98\text{GHz}$ ,  $74.98\text{GHz}$ ,  $75.98\text{GHz}$  の照射周波数で計測を行う.

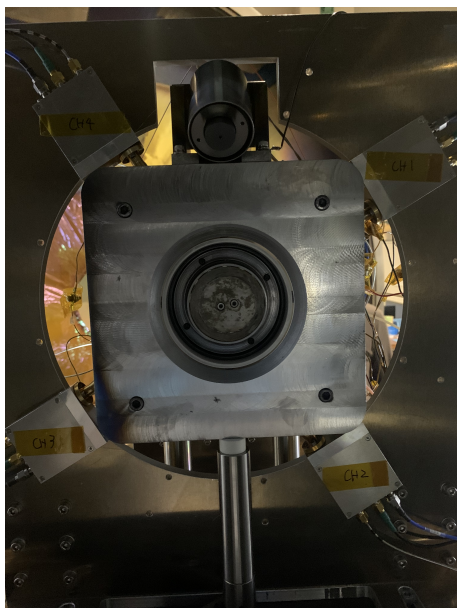


図 4.4: ホールスラストと各アンテナの配置



図 4.5: チャンネル内側にある送信アンテナの配置

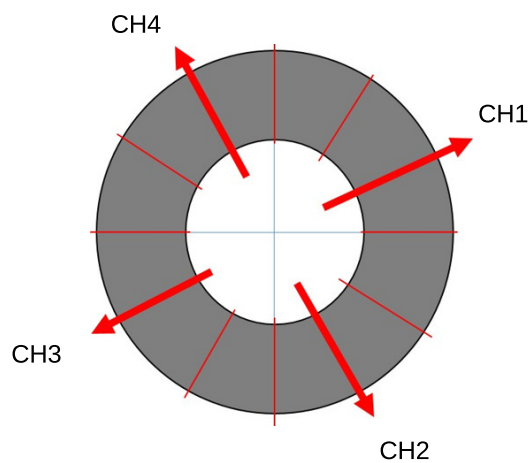


図 4.6: ホールスラスト前面から見た各計測チャンネルの番号

## 4.4 ホールスラスト

本研究では,600W 級マグネチックレイヤ型ホールスラストを使用した. 図 4.7,4.8 は, 使用したホールスラストの前面と背面である. スラストは  $200\text{mm} \times 200\text{mm} \times 85\text{mm}$  である. 外径は  $91\text{mm}$ , 内径は  $61\text{mm}$ , チャンネル幅  $15\text{mm}$  であり, 厚さ  $2\text{mm}$  の窒化ホウ素製である. 陽極はチャンネル出口から  $14\text{mm}$  に設置される. コイルはスラスト中心部に 1 つ (インナーコイル), チャンネル外側に 4 つ (アウターコイル) 設置されたソレノイドコイルによって構成される. それにより, 半径方向に磁場が印加される. 各コイルの巻き数は同じであり, コイル電流値を変更することで, 印加磁場を調整している. 図 4.8 から分かるように, 送信アンテナを挿入するために, 後方のヨークに直径  $8\text{mm}$  の穴を等間隔に 12 個開けている. 本実験ではコイル電流値の値, すなわち印加磁場の強度に応じて, チャンネル内部のプラズマの振る舞いがどのように移り変わっていくのかを見ていく.

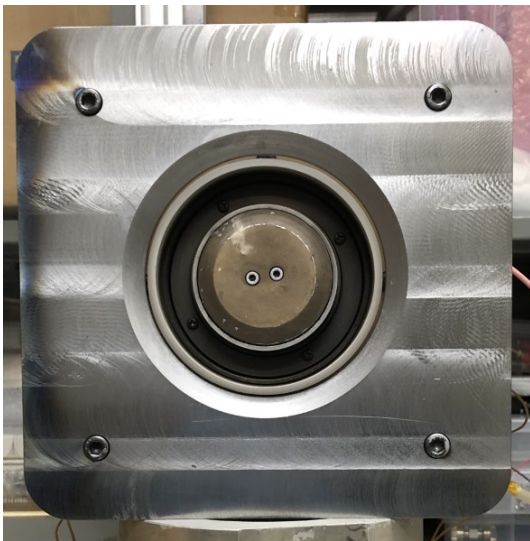


図 4.7: ホールスラスト

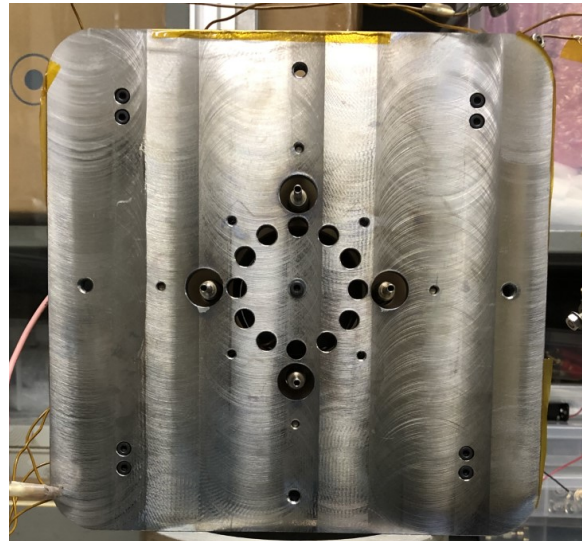


図 4.8: ホールスラストの背面

## 第 5 章

# 実験結果と考察

### 5.1 電子密度揺動のパワースペクトル

各チャンネルで得られた電子密度揺動及びの放電電流の時間信号を周波数分解する．取得したデータ点の時間間隔は,  $5.0 \times 10^6$  で, 解析時において 5 点おきにダウンサンプリングしたため, ナイキスト周波数 500kHz 以下の周波数スペクトルを取得することになる．各コイル電流条件につき, 100 万点データ点を取得し, 短時間フーリエ変換を行った．各窓のデータ点数は  $2^{14}$  で, hanning 窓関数を作用させ, FFT を行う．各窓は半分のデータ点数だけ隣の窓とオーバーラップしている．よって, 取得したスペクトルのアンサンブル数は各コイル電流値につき 115 個である．

コイル電流値, すなわち印可する磁場の大きさに対して電子密度揺動は非常に敏感であることが確認された．コイル電流値を 0.30A から 1.50A の間を 0.1A ずつ増加させた結果, 4 つの特徴的なスペクトルが観測された．図 5.1 は 4 つのコイル電流値 ( $I_{ic} = 0.30\text{A}, I_{ic} = 0.70\text{A}, I_{ic} = 1.10\text{A}, I_{ic} = 1.50\text{A}$ ) における, 電子密度揺動のパワースペクトル [ $\text{m}^{-3}\text{Hz}^{-1/2}$ ] と, 放電電流値のパワースペクトル [ $\text{AHz}^{-1/2}$ ] を表している．電子密度揺動のパワースペクトルから, 主に 2 つの特徴的なピークを観測することができる．

1 つ目が 20~30kHz の振動である．このピークは電離不安定性による振動であり, どのコイル電流値においても, 明確に現れるピークである．Prey-Predator の関係として表される中性粒子と電子の密度が揺らぐことによって生じる振動である．

$I_{ic} = 1.50\text{A}$  において, 倍音のピークが現れるのは, 電離不安定性による揺動の時間変化が鋸型の形状を示すためである．この電離不安定性による揺動は, 放電電流値のパワースペクトルにも大きく反映されていることが分かる．(g)(h)  $I_{ic} = 1.50\text{A}$  のように, 磁場が強い条件下では, 電離不安定性による振動が非常に大きいことが確認できる．

2 つ目が数百 kHz の振動である. この周波数帯の振動は, 電離不安定性による振動とは異なり, 数百 kHz 程度の広い幅をもっていることが確認できる. この周波数帯の振動がコイル電流値に応じて, 敏感に変化することが確認できる. (a)  $I_{ic} = 0.30\text{A}$  では, 幅広いピークが現れるが, コイル電流を大きくすると, (c)  $I_{ic} = 0.70\text{A}$  のように, ピークが消失する. さらに大きくすると, (e)  $I_{ic} = 1.10\text{A}$  では, ピークが再度現れる.

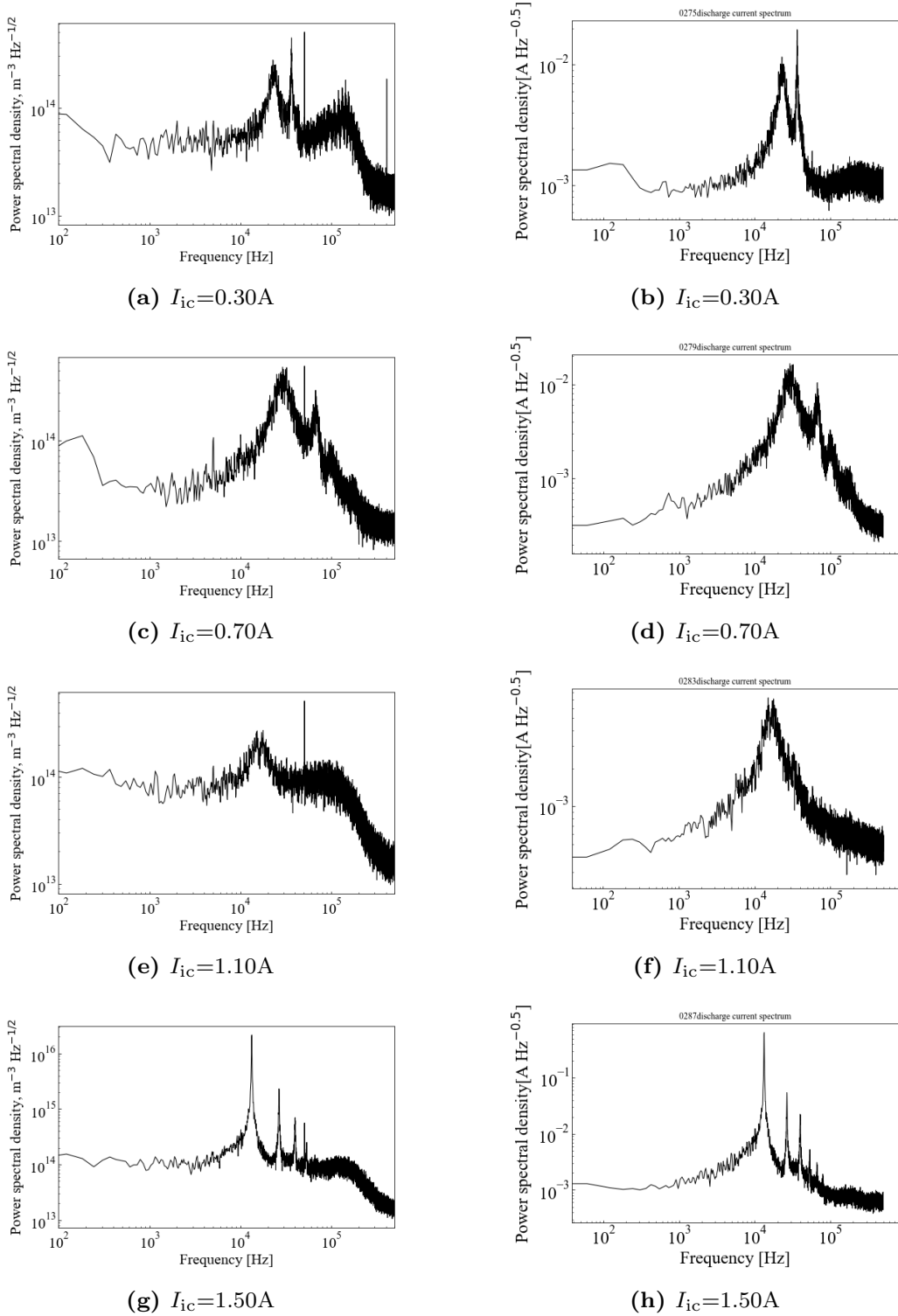


図 5.1: 4 つのコイル電流値 ( $I_{ic} = 0.3\text{A}$  (a)(b),  $I_{ic} = 0.7\text{A}$  (c)(d),  $I_{ic} = 1.10\text{A}$  (e)(f),  $I_{ic} = 1.50\text{A}$  (g)(h)) における, 電子密度揺動 (左) と放電電流値 (右) のパワースペクトル図

## 5.2 電子密度揺動と放電電流のコヒーレンス

放電電流は図 2.1 の回路におけるカソード、アノード間を流れる電流のため、チャンネル内部の電子電流とイオンビーム電流の和が放電電流となる。そのため、チャンネル内部の電子密度揺動が放電電流の振動に影響を及ぼす。すなわち、電子密度と放電電流が協調しながら振動することが予測される。

そこで、電子密度揺動と放電電流のクロスコヒーレンスをとることにより、両者の関連度合を 0 から 1 の値で周波数別に示す。両データのある周波数のスペクトルに関連がある場合、両者は位相差を持つ。もし、すべてのアンサンブルで位相差が同じ場合、クロスコヒーレンスは 1 を示す。

ある時間信号  $x(t)$  と  $y(t)$  に関して、フーリエ変換したものを  $X(\omega), Y(\omega)$  とすると、クロスコヒーレンスは以下の式として定義される。周波数  $\omega$  におけるクロスコヒーレンスは、クロススペクトル  $P_{xy}(\omega)$  の 2 乗を各信号  $x$  と  $y$  のパワースペクトル  $P_{xx}(\omega), P_{yy}(\omega)$  で規格した値として定義される。

$$C_{xy} = \frac{|P_{xy}(\omega)|^2}{P_{xx}(\omega)P_{yy}(\omega)} \quad (5.1)$$

$$P_{xy}(w) = E[X(\omega)^*Y(w)] \quad (5.2)$$

$$P_{xx}(w) = E[|X(\omega)|^2] \quad (5.3)$$

$$P_{yy}(w) = E[|Y(\omega)|^2] \quad (5.4)$$

前節では、コイル電流値によって、電子密度揺動は主に 4 つのスペクトルに分類できることを示した。クロスコヒーレンスの周波数依存性も電子密度揺動の 4 種類のスペクトル形状に応じて、4 つの形状に分類することができる。チャンネル内の電子密度揺動が放電電流に反映されていることを示唆している。図 5.2 はこの 4 つのコイル電流値 ( $I_{ic} = 0.3A$  (a),  $I_{ic} = 0.7A$  (b),  $I_{ic} = 1.10A$ (c),  $I_{ic} = 1.50A$ (d)) における、放電電流と電子密度揺動のクロスコヒーレンスを表している。

いずれのグラフにおいても数 10kHz 帯のクロスコヒーレンスは 1 に近いことが分かる。電離不安定性による振動は放電電流振動に最も反映されやすいことが分かる。また、(b) $I_{ic} = 0.70A$  のときは、電離不安定性以外の周波数帯に関しても同様に、高いクロスコヒーレンスを示す。さらに (b) $I_{ic} = 1.10A$  のとき数 100Hz の領域でクロスコヒーレン

スが高い値を示していることが確認できる. [30] では, 数 100Hz 帯の電子密度揺動の存在を示唆しており, この揺動が放電電流に影響を及ぼしている可能性がある.

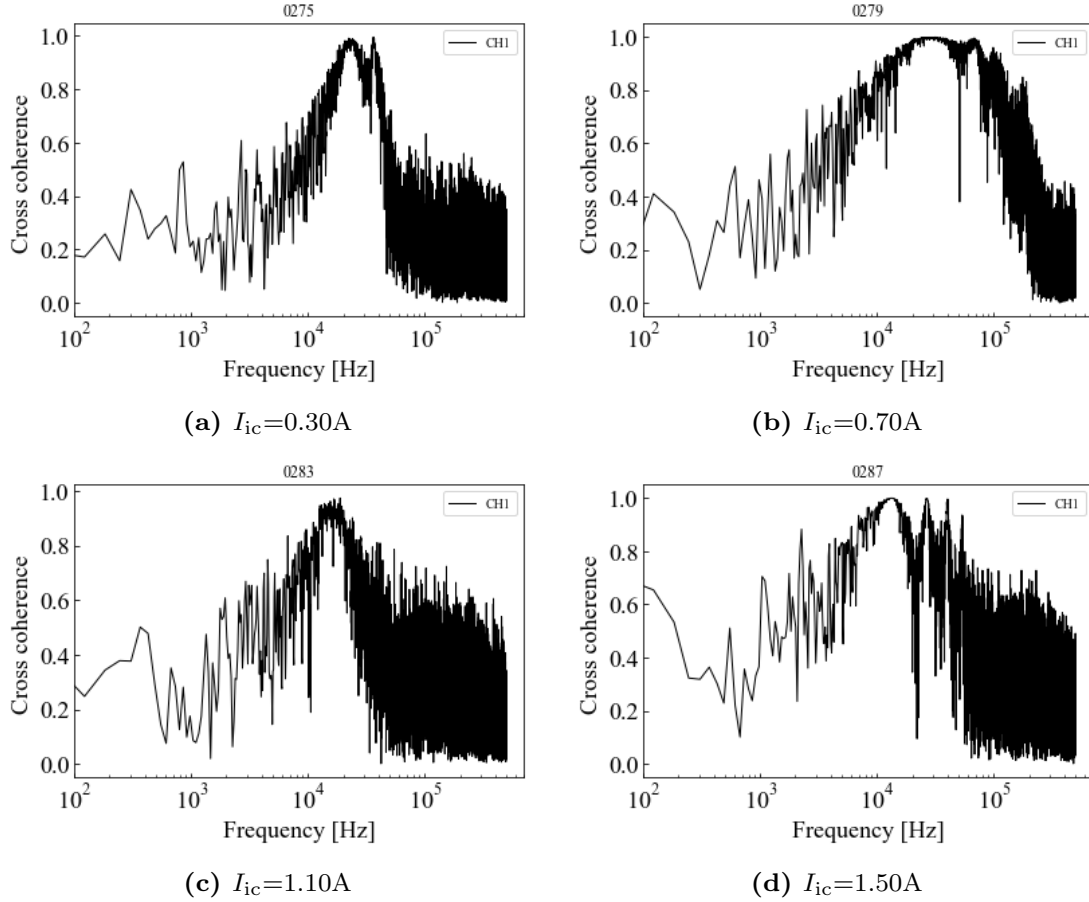


図 5.2: 4つのコイル電流値 ( $I_{ic} = 0.3\text{A}$  (a),  $I_{ic} = 0.7\text{A}$  (b),  $I_{ic} = 1.10\text{A}$  (c),  $I_{ic} = 1.50\text{A}$  (d)) における, 電子密度揺動と放電電流のコヒーレンス

### 5.3 電子密度揺動の周方向モード

周方向に  $90^\circ$  ずつ配置した計 4つのアンテナによって, 電子密度揺動は計測されるため, 計測チャンネル間の電子密度揺動の位相差を調べることで, 揺動の周方向の空間特性を把握することができる. 本実験で用いたスラストは内径 61mm, 外径 91mm, であるため, 隣接チャンネル間距離はおおよそ 60 mm となる. また, 切りっぱなしアンテナから放射されるマイクロ波を  $8\text{mm} \times 8\text{mm}$  の開口寸法のホーンアンテナで受信するため, この空間スケールと同程度, もしくはそれ以上大きい空間領域で平均化された電子密度揺動を計

測することになる。

そのため、ホーンアンテナの開口寸法やこの計測チャンネル間距離と同程度の空間スケールの揺動は  $k - \omega$  空間におけるパワースペクトルとして表示可能だが、これより短波長の揺動の波数空間分布は求めることは困難である。例えば、Rotating Spokes と呼ばれる周方向に伝搬する周方向モード  $m = 1, 2, \dots, 10$  程度の長波長の揺動は検出可能だが、電子ドリフト不安定性 [20][21] のような、高波数の揺動の分散関係の導出は本セットアップでは困難である可能性が高い。実際、本ホールスラスタの作動パラメータから推測される電子ドリフト不安定性の波数のオーダーは数千  $\text{m}^{-1}$  近くまでのぼる。このように、本計測では、比較的長波長の周方向揺動に絞って、計測を行う。

前章でも述べたように、印加磁場強度に応じて、電子密度揺動のパワースペクトルが変化することを示した。本章では、周波数スペクトルの磁場依存性のみならず、 $k - \omega$  空間のパワースペクトルの磁場依存性を複数点で計測される電子密度揺動から導出する。すなわち、電子密度揺動の周方向構造の磁場依存性を検証する。

まず、複数チャンネルで計測される電子密度揺動から、 $k - \omega$  空間のパワースペクトル  $S(k, \omega)$  を求める方法を述べる。その後、各磁場強度ごと（各コイル電流ごと）のパワースペクトル  $S(k, \omega)$  を求める。特徴的な分散関係をもつパワースペクトル  $S(k, \omega)$  に関しては、位相速度等のパラメータを求めた。

### 5.3.1 多チャンネル計測

[22],[23],[24] では、2 本のプローブによって計測される時間信号の相関からプラズマ波動の分散関係を求めている。同様の手法をアンテナで計測した電子密度揺動の時間信号にもあてはめる。周方向に伝搬する電子密度の揺動の性質は、二つの計測信号の相関によって、特徴づけることが可能である。 $i, j$  番目のチャンネルで計測される電子密度揺動を以下の式として展開する [23]。

$$n_i(t) = \sum_{\omega} n_i(\omega) e^{i(k(\omega)y_i - \omega t)} \quad (5.5)$$

$$n_j(t) = \sum_{\omega} n_j(\omega) e^{i(k(\omega)y_j - \omega t)} \quad (5.6)$$

$k(\omega)$  はある  $\omega$  に対する波数  $k$  を表しており、 $n_i(\omega), n_j(\omega)$  は  $\omega$  における複素振幅を表す。

この二つの計測チャンネル  $i, j$  において取得される電子密度揺動をそれぞれフーリエ変換することで以下の関係式を得る [25].

$$k(\omega) = \frac{1}{\Delta x} \tan^{-1} \frac{\text{Im}(\mathcal{F}[n_i(t)]\mathcal{F}^*[n_j(t)])}{\text{Re}(\mathcal{F}[n_i(t)]\mathcal{F}^*[n_j(t)])} \quad (5.7)$$

複素フーリエ振幅は位相情報を含んでおり、二つの信号の偏角の差が位相差に対応する.  $\Delta x = x_i - x_j$  は二つのチャンネル間の距離を表している. そのため、二つの計測チャンネル間に沿った波数を計測することを意味している. 識別可能な範囲である波数は  $|k| < \pi/\Delta x$  となる.

この方法は、ノイズを多く含むような時間信号を複数に分割して平均化操作を行うことで精度を向上させることができる. ただし、電子密度揺動に複数のモードが存在する場合、つまりある固定された周波数に対して複数の波数がある場合、この手法は誤差を生じる可能性がある.  $M$  回のアンサンブルを実行し、各実行に対して式 (5.7) に基づいて周波数の関数として波数を評価する. そして、 $k$  の値をビンに分割し、それに応じて重み付けを行う.

$$S(k, \omega) = \frac{1}{M} \sum_{l=0}^M I_{0, \Delta k}[k - k^i(\omega)] \frac{1}{2} [P_i^{(l)}(\omega) + P_j^{(l)}(\omega)] \quad (5.8)$$

$$I_{0, \Delta k}(x) = \begin{cases} 1 & (|x| < \Delta k) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (5.9)$$

$l$  は  $l$  番目の時間サンプルを表し、 $P_i^l, P_j^l$  は、それぞれ二つのアンテナで計測される時間信号のパワースペクトルである.  $\Delta k$  はビンの幅を表している. 式 (5.8) から  $k - \omega$  空間における周波数と周方向波数の強いモードを求めることができる. 本プロットでは、周方向波数  $k$  に関しては 40 個のビンでプロットしているため、 $\Delta k = 2.63\text{m}^{-1}$ . 一方、周波数  $f$  に関しては、各時間サンプルに関しては  $2^{14}$  点だけデータ点を取り、各データ点ごとの時間間隔は  $\Delta t = 2.0 \times 10^{-7}\text{s}$  である. そして 5 つおきにダウンサンプリングを行っているため、 $\Delta f = 61.04\text{Hz}$  である.

### 5.3.2 分散関係の導出

5.1 では、コイル電流の値に応じて、周波数スペクトルの形状が変化し、4 つのスペクトルに分類できることを示した. これらの 4 つのスペクトルが周方向に対してどのような波数

を持つのか, すなわち分散関係を導出することで, チャンネル内部のプラズマの性質を理解することができる.

図 5.3 は 5.1 で示した 4 つのコイル電流値における, 周方向の分散関係を示している. これは CH4 に対する CH1 の位相差から導出した. (a)  $I_{ic} = 0.30\text{A}$  に見られる分散関係は Rotating Spokes と呼ばれる, ホールスラストで見られる周方向の揺動である可能性が高い. これは, 複数の離散的な周方向モードを持ち, これらが線形的な関係を持つからである. (b)  $I_{ic} = 0.70\text{A}$  では, 数百 kHz の振動の周方向の波数がほぼ 0 であることが確認できる. つまり, この周波数帯の振動は周方向に関してグローバルな振動である. (c)  $I_{ic} = 1.10\text{A}$  では, 右上がり強いスペクトルを確認できることから, 周方向の分散関係を持つ. (d)  $I_{ic} = 1.50\text{A}$  では, 特徴的な分散関係は見られない. このように,  $k - \omega$  空間におけるパワースペクトル  $S(k, \omega)$  はコイル電流の値によって多様な振る舞いをする. すなわち, 電子密度の空間構造が印加磁場の変化に伴って, モードチェンジする. 周方向の電子密度の空間構造の遷移と放電電流値の関係は 5.3.5 で議論する.

なお, アンテナ間の最大値によって規定された最大波数よりも大きい波数の振動は, 小さい波数にエイリアシングされる. たとえば, アンテナが  $-50$  から  $50\text{ m}^{-1}$  の波数を測定できる場合,  $70\text{ m}^{-1}$  の波数を持つプラズマ振動は  $-20\text{ m}^{-1}$  の波数として測定される. 実際の波数は見かけの波数とは異なることがある点に注意する必要がある.

次の項では周方向の分散関係をもつ (a), (c) の種類の揺動について細かく説明していく.

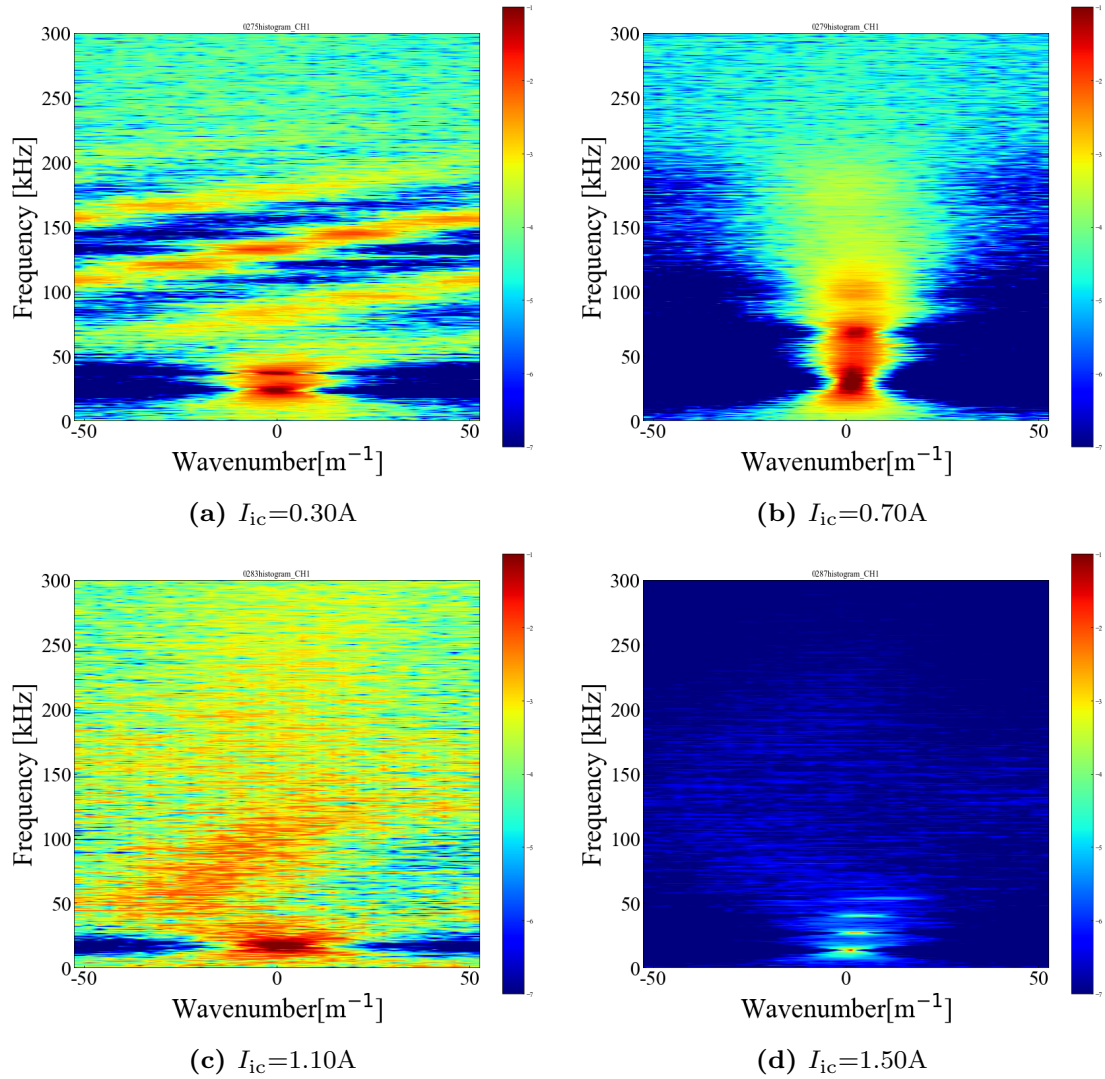


図 5.3: CH4 と CH1 間の電子密度揺動の位相差から導出される  $k - \omega$  空間のパワースペクトル  $S(k, \omega)$ . カラーマップの値は各プロットの最大値によって規格化し,  $\log_{10}$  を取っている.

### 5.3.3 Rotating Spokes の特性

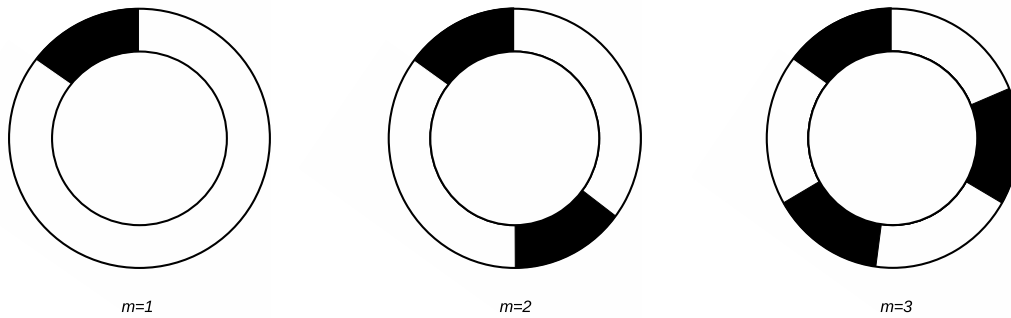
#### Rotating Spokes とは

Rotating Spokes(以下, 回転スポークスと呼ぶ)とは周方向に伝搬する揺動である [26]. 図 5.4 は, 回転スポークスを模式的に表現したものである.  $m = 0$  はチャンネル周方向の波が存在しないことを意味する.  $m = 1$  では, はチャンネル周方向に 1 つの波があることを意味する. すなわち, 半分は電子密度が大きく, もう半分は電子密度が小さいことを表し

ている. $m = 2$ では, チャンネル周方向に 2 つの波があることを意味する. すなわち, 電子密度が濃い部分と薄い部分が 2 つあることを意味している. 同様のことが  $m = 3, 4, 5, \dots$  と続く. 周方向波数  $k_\theta$  は,  $k_\theta = m/r$  で計算される. 今回は  $r$  はスラスタの外径と内径の平均の半分として定義する.

[27] では, ハイスピードカメラによるイメージングと周方向に配置したプローブにより回転スポークの性質を調べている.[27] では主に 3 つの方法で回転スポークの速度を決定している. 1 つ目は相互相関関数を用いて, 異なる周方向位置における発光強度の振動やプローブ信号の時間の遅れから揺動の伝搬速度を求めている. 2 つ目は発光強度の周方向分布を 2 次元フーリエ変換することにより, 各モード  $m$  の周波数スペクトルを導出し, 分散関係から位相速度を求めている. 3 つ目が周方向の発光強度分布を各時間ごとにおいてセグメント化し, 時間ごとに並べることにより, スポークがストライプ模様として現れるため, このストライプの傾きから位相速度を求める手法である.

このように回転スポークスはホールスラスタで観測されることが明らかになっている一方, 回転スポークスが生成される物理的メカニズムはまだ明らかになっていない.



**図 5.4:** 上記の図は回転スポークスを模式的に表現したものである. 各周方向モード番号  $m$  は同時に存在するスポークの数を示している. $m \geq 1$  の場合、スポークはチャンネル周方向に伝播する.

## Rotating Spokes のモード推定

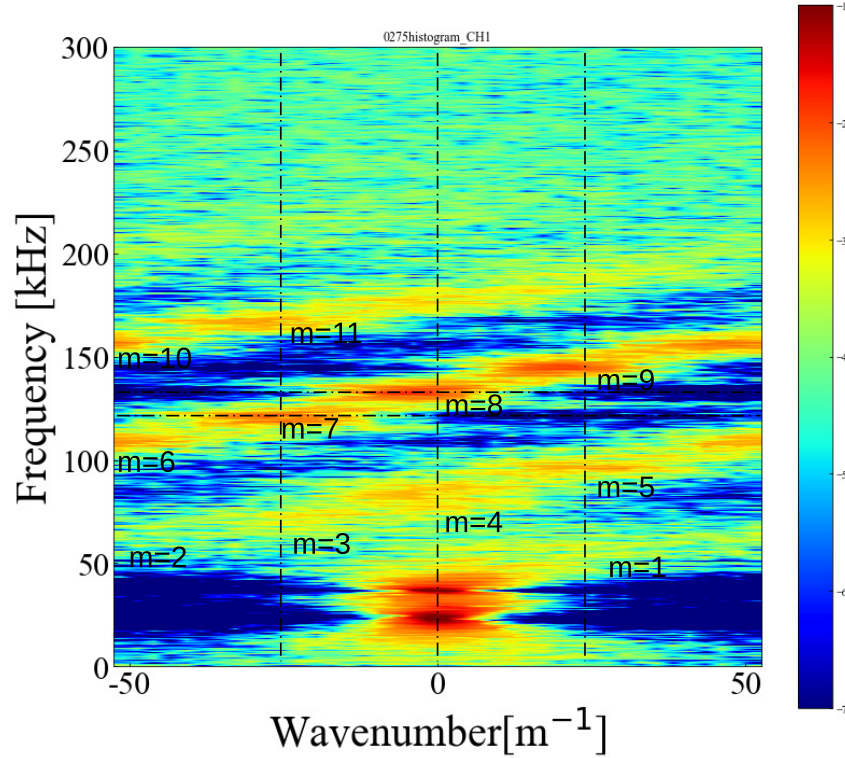


図 5.5: CH4 に対する CH1 の位相差から算出した  $k - \omega$  空間におけるパワースペクトル  $S(k, \omega)$ .  
コイル電流は,  $I_{ic} = 0.3A$ .

まず, CH4 と CH1 の時間信号から得られる各周波数成分ごとの波数 (位相差) に関する説明を行う. ここでの位相差  $\theta$  とは, CH4 に対して CH1 がどのくらい位相が進んでいるかである. ホールスラスト前面から見て, CH1 は CH4 に対して時計まわりに  $90^\circ$  の場所に位置している. そのため, ホールスラスト前面から見て反時計まわりに波が伝搬する場合,  $\theta > 0$  である. 反対にホールスラスト前面から見て時計まわりに波が伝搬する場合は,  $\theta < 0$  である. つまり, 周方向波数  $k > 0$  をホールスラスト前面から見て反時計回りの伝搬と定める. そのため, ホールスラスト前面から見て反時計回りに伝搬する波の位相速度を

正としている。磁場はチャンネル内側から外側に向けて印加されているので、 $E \times B$  方向はすなわち、ホールスラスト前面から見て反時計まわりの方向である。以降、 $E \times B$  方向に伝搬する波の波数を正と定める。

ここで、 $E \times B$  方向に伝搬している波を考える。例えば、スポークのモードが  $m = 1$ 、すなわち、チャンネル周方向に 1 つの波が生じているとき、CH4 と CH1 はチャンネル周方向に対して  $90^\circ$  離れた部分に配置されているので、CH4 と CH1 の位置にある電子密度揺動の位相差は  $\pi/2$  である。 $m = 2$ 、すなわちチャンネル周方向に 2 つの波が生じているときは、この CH4-CH1 間の電子密度揺動の位相差は  $\pi$  である。 $m = 3$ 、すなわちチャンネル周方向に 3 つの波が生じているとき、CH4-CH1 間の電子密度揺動の位相差は  $3\pi/2$  である。一般的なスポークのモード  $m$  に対しては、CH4-CH1 間の電子密度揺動の位相差は  $m\pi/2$  となる。ただ、式 (5.7) から分かるように、位相差は 2 点で計測される時間信号のフーリエスペクトルから求まるので、スポークのモードの大きさにかかわらず、 $-\pi$  から  $\pi$  の間で CH4-CH1 間の位相差は計算されることになる。例えば、 $m = 3$  のときは、電子密度揺動の位相差は  $3\pi/2$  であるが、信号の位相差は、 $-\pi/2$  として計算され、 $m = 8$  のときは、電子密度揺動の位相差は  $4\pi$  であるが、信号の位相差は 0 となる。このように 2 つの時間信号から得られる位相差は  $m \geq 3$  でエイリアシングされ、 $-\pi$  から  $\pi$  の範囲で記述されることに注意する必要がある。

図 5.5 は、CH4 に対する CH1 の位相差から算出した  $k - \omega$  空間におけるパワースペクトル  $S(k, \omega)$  である。このときのコイル電流の値は、 $I_{ic} = 0.3A$  である。図 5.5 から分かるように、50kHz から 200kHz の周波数帯域に渡って、特徴的なスペクトルを観測することができる。周方向波数が  $26m^{-1}$  ずつ、言い換えると位相が  $\pi/2$  の間隔で離散的なピークを見ることができる。このピークがスポークの各モードに対応している。同一周波数にある  $\theta = \pi$  と  $\theta = -\pi$  のピークは同一モードを表している。右肩あがりにピークが並んでおり、図の右端すなわち信号の位相差が  $\pi$  でピークの並びに跳びが生じ、 $\theta = -\pi$  側に移行する。その後も同様に右肩あがりにピークが並ぶ。このようにエイリアシングによる位相の不連続性のため、あたかも波数が負の値をとるように見えるが、実際には  $26m^{-1}$  を超えても、各モードに対応するピークが右肩あがりに並び続ける。モードの真の分散が反映させるわけではないことに留意する必要がある。

$m = 1$  では、エイリアシングされることなく、 $\theta = \pi/2$  もしくは  $\theta = -\pi/2$  に対応する波数にプロットされる。また、 $m = 2$  でもエイリアシングされることなく、 $\theta = \pi$  もしくは  $\theta = -\pi$  に対応する波数にプロットされる。もし、図 5.5 の  $\theta = -\pi/2$  に対応する  $m = 3$  のピークが  $m = 1$  であると仮定すると、 $m = 2$  のピークが  $\theta = 0$  となり矛盾する。よって  $m = 1$  が同定される。各モードは  $\pi/2$  の間隔で並ぶので、 $m = 2, 3, \dots$  と順に各モードに

対応するピークが同定される.  $m = 0$  はチャンネル周方向の波が存在しないことを意味する. すなわち周方向に関してグローバルな振動である. 20k~30kHz に現れる電離不安定性による振動は周方向に関してグローバルな振動のため,  $m = 0$  を電離不安定性による振動とすると  $m = 1$  のスポークの周波数は  $m = 0$  の周波数よりも大きい.[28] では  $m = 0$  を電離不安定性による振動として, 各モードのスポークの周波数スペクトルを求めている.

次に CH4 と CH2 の時間信号から得られる各周波数成分ごとの波数 (位相差) に関する説明を行う. CH4 と CH2 はチャンネル周方向に関して  $180^\circ$  離れたところに位置している. CH4 と CH1 と同様の議論により, CH4-CH2 間の電子密度揺動の位相差は周方向モード  $m$  に対して  $m\pi$  となる. よって, 各モードは,  $\theta = \pi(-\pi)$  もしくは  $\theta = 0$  にエイリアシングされる. 実際に, 図 5.6 から分かるように,  $\theta = 0, \pi(-\pi)$  に対応する波数のみピークが見られる. そのため, CH4-CH1 間で見られたように, 波の伝搬方向は同定できない. 図 5.6 では,  $k - \omega$  ではなく  $\theta - \omega$  での表記でパワースペクトルを求めたのはそのためである.

CH4-CH1 間の計測においてモードの伝搬方向を同定できるのは, 以下の理由による. CH4 から CH1 までスラスト前面から見て時計まわりに移動した  $90^\circ$  分の領域 1 と CH4 から CH1 まで反時計まわりに移動した  $270^\circ$  分の領域 2 に分割する.  $E \times B$  方向に波が伝搬する場合, 領域 1 で見れば CH1 は CH4 に対して,  $\theta$  だけ進んでいる一方, 領域 2 で見れば, CH1 は CH4 に対して  $3\theta$  だけ遅れている. このように周方向に閉じた波であるので,  $E \times B$  方向に伝搬する波のモード  $m$  を正とすると, あるモード  $m$  に関して, CH1 は CH4 に対して,  $m\pi/2$  進んでいると同時に,  $-3m\pi/2$  進んでいる.  $-3m\pi/2 = m\pi/2 - 2m\pi$  より, どちらも位相  $m\pi/2$  を  $-\pi \leq \theta \leq \pi$  で表現された値となる. 例えば,  $m = 1$  のとき,  $\theta = \pi/2$  であるが,  $m = -1$  では,  $\theta = -\pi/2$  となる.  $m$  が奇数のときは,  $m$  の符号によって,  $\theta$  の符号が異なるので, モードの伝搬方向を同定することができる.

CH4-CH3 間の位相差に関しても同様の議論ができる. CH3 は CH4 に対して, スラスト前面から見て  $90^\circ$  反時計まわりのところに位置している.  $E \times B$  方向に伝搬する揺動の波数を正として同様に  $k - \omega$  空間のパワースペクトル  $S(k, \omega)$  を求めて, プロットしたのが, 図 5.7 である.

このように, 3 つのそれぞれの結果は, 複数の離散的なモードの波が存在していることを表している. CH4-CH1 と CH4-CH3 の位相差から導出される分散関係はいずれも  $E \times B$  方向の群速度を持つ.

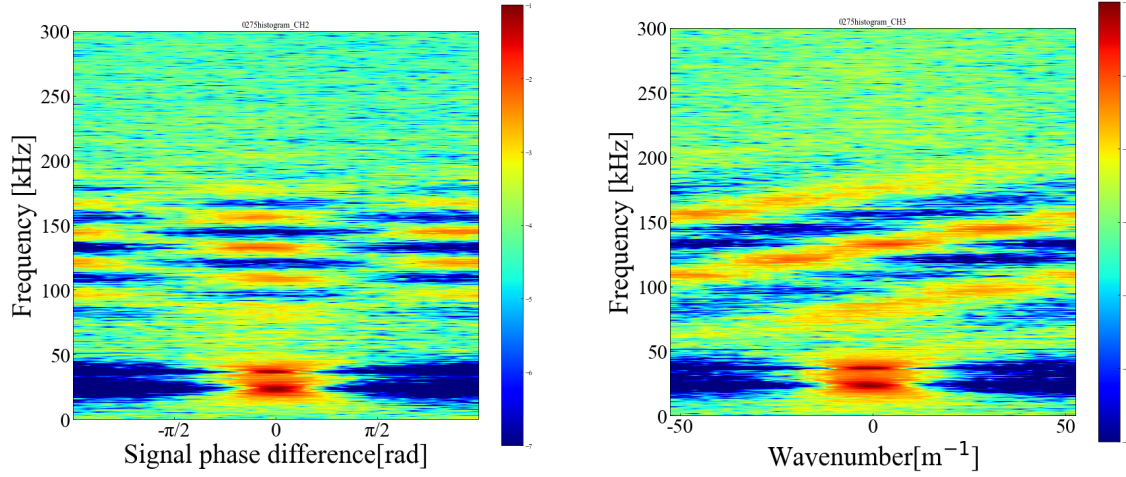


図 5.6: CH4 に対する CH2 の位相差から算出した  $\theta - \omega$  空間におけるパワースペクトル  $S(\theta, \omega)$ . コイル電流は,  $I_{ic} = 0.3\text{A}$ .  
 図 5.7: CH4 に対する CH3 の位相差から算出した  $k - \omega$  空間におけるパワースペクトル  $S(k, \omega)$ . コイル電流は,  $I_{ic} = 0.3\text{A}$ .

### Rotating Spokes の位相速度

図 5.10 は位相アンラップ処理を施すことで取得した, スポークのモード数  $m$  と周波数の関係である. 各モードの周波数は, それぞれ対応する  $\theta$ , すなわち  $\pi(-\pi), -\pi/2, 0, \pi/2$  上の極大値から導出した. モードと周波数は線形的な関係にあることが確認できる. さらに, CH4-CH1, CH4-CH2, CH4-CH3 いずれにおいても同様の分散関係を示している. そのため, ある 2 つの計測点間のみで見られるような局在的な周方向揺動ではなく, いずれの 2 点間においても同様の分散関係が現れることから, 周方向に関して閉じた波として周方向に伝搬していることが分かる. [27] によると  $m = 4$  から  $m = 10$  の範囲で線形的な分散関係を持つことが示されている. また, [29] では, プローブ計測により, 複数の周方向モード  $m = 1, 2, 3, \dots$  の存在が確認されており, それらが線形的な分散関係を持つことが示されている.

$m = 5$  における位相速度を計算してみると,  $4632\text{m/s}$  となる. これは [27] と同じオーダーの位相速度を示している. 本スラスタのチャンネル内部の磁束密度はおよそ  $10\text{mT}$  で  $15\text{mm}$  の加速チャンネル長で, およそ  $30\text{V}$  の電位差があるので電子の  $E \times B$  ドリフト速度を見積もると,  $2.0 \times 10^5\text{m/s}$  となる. そのため電子の  $E \times B$  速度は位相速度よりも 2 桁近く大きく, [27] と同じ結果を示している.

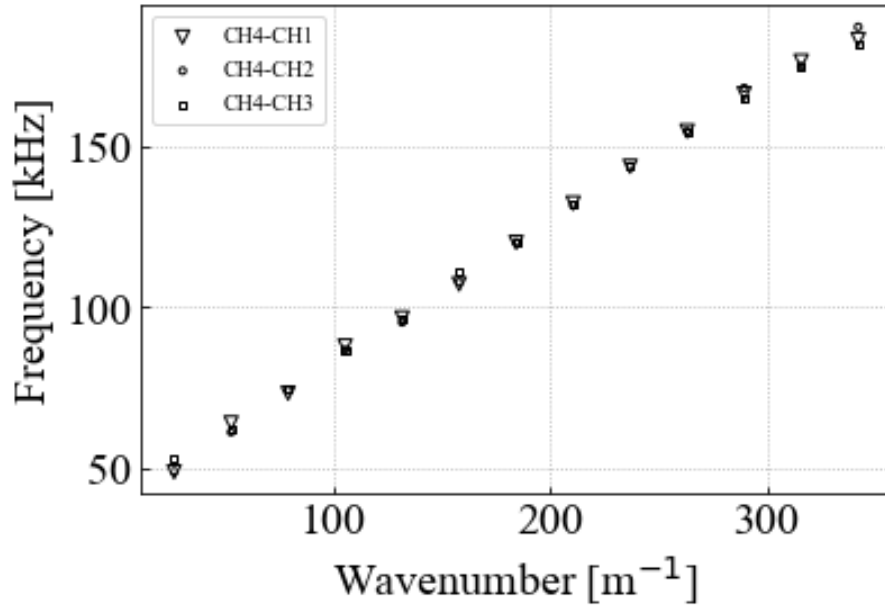


図 5.8: CH4-CH1, CH4-CH2, CH4-CH3 それぞれの位相差から求めた真のモードの分散関係.  $m \geq 3$  においてアンラップ処理を行っている. 各点は各モードのスポークに対応している.

#### Rotating Spokes の磁場依存性

コイル電流値が  $I_{ic} = 0.3, I_{ic} = 0.4A$  における, 各モードの大きさを図 5.9 は示している. いずれの電流値の場合においても  $m = 7, 8, 9$  で振幅が大きいことが確認できる. ただし,  $m = 7, 8, 9$  でモードの振幅が大きいのは, 他のモードの倍音の可能性もある. 例えば,  $m = 3$  と  $m = 7$  はエイリアシングにより, 同じ  $\theta$  として表現されるから,  $m = 3$  の倍音が  $m = 7$  に相当するピークの値に反映されてしまうこともあり得る. また, コイル電流値が,  $I_{ic} = 0.3$  から  $I_{ic} = 0.4A$  に増加するに従い, 振幅の値が小さくなっている. 特に,  $m = 7, 8, 9$  で顕著に, 振幅が小さくなっていることが確認できる.

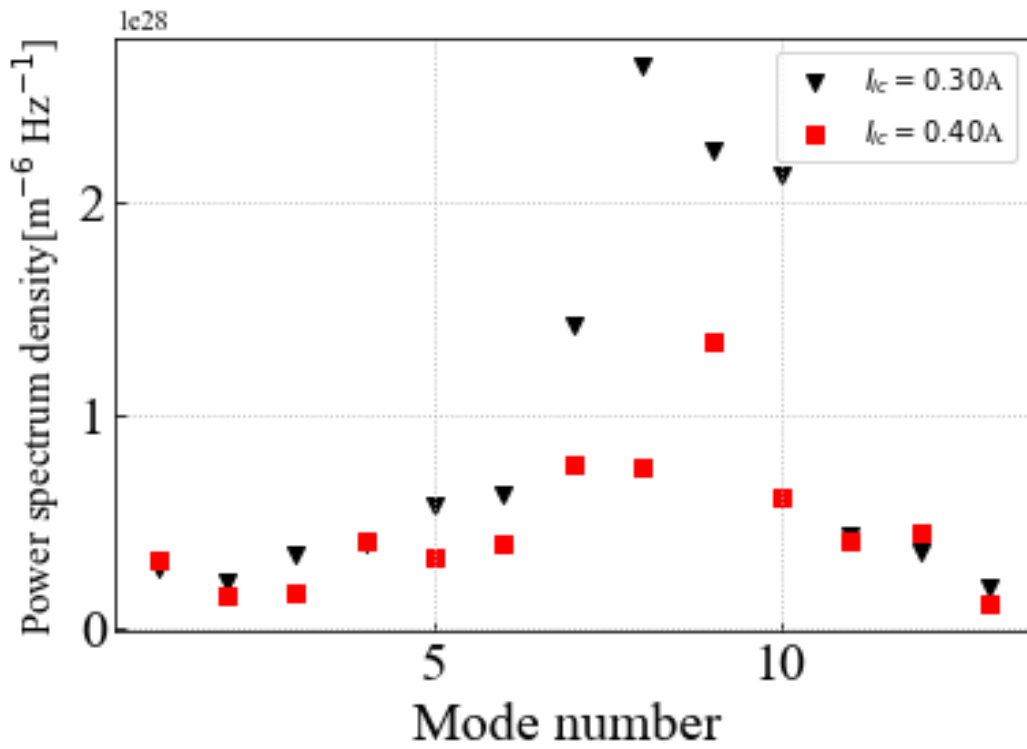


図 5.9:  $I_{ic} = 0.3, 0.4A$  における各スポークモードにおけるパワースペクトル

最後に,  $I_{ic} = 0.5A$  のときの分散関係も示す.  $I_{ic} = 0.3A$  で見られたような, 明瞭なピークは確認できない. そして, 揺動の振幅もさらに小さくなる. 各モードの周波数は,  $I_{ic} = 0.3A$  に比べて, 増加することが確認できる.

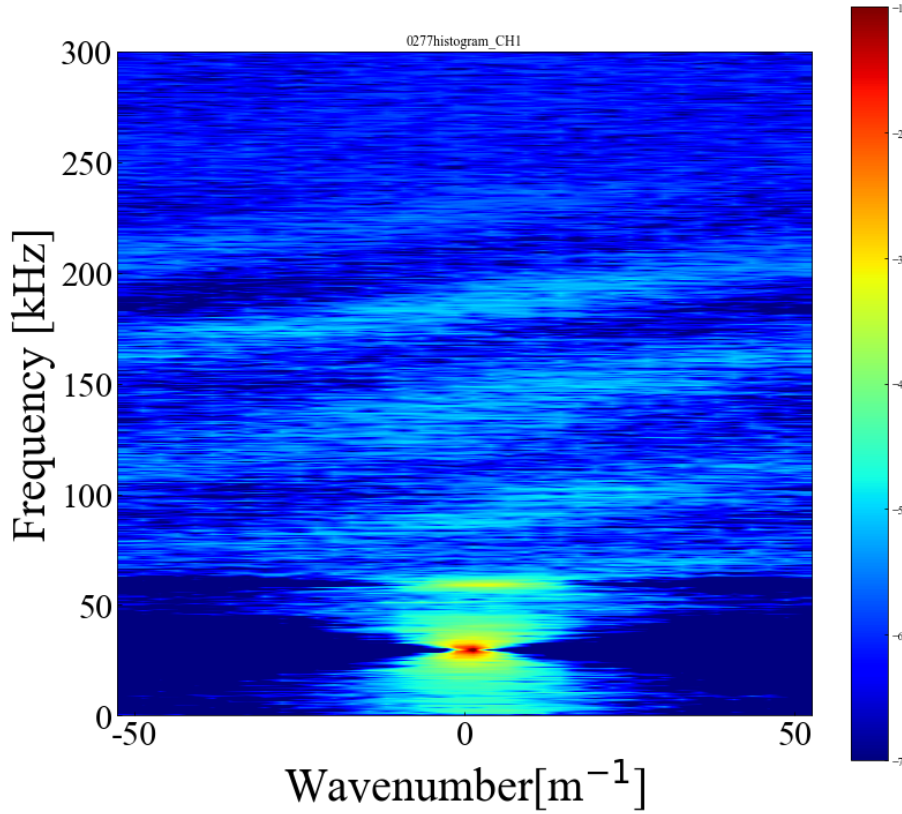


図 5.10: CH4 に対する CH1 の位相差から算出した  $k-\omega$  空間におけるパワースペクトル  $S(k, \omega)$ . コイル電流は,  $I_{ic} = 0.5\text{A}$ .

#### 5.3.4 周方向揺動

図 5.3 の (c)  $I_{ic} = 1.10\text{A}$  では, 周方向に関して分散関係を持つことを示している. 回転スポークスで見られたような離散的なピークではなく, 連続的な分散関係を持つ.  $50\text{kHz}$  付近から右上がりに伸びていき,  $120\text{kHz}$  付近でエイリアシングされ, また左側から順に右上がりに伸びていく様子が確認できる. そのため, この揺動の群速度の向きは  $E \times B$  の方向である. この揺動が群速度と同じ方向の位相速度を持つ場合, 波数は正であるため, この特徴的なスペクトルが観測されはじめる,  $50\text{kHz}$  付近の部分は既にエイリアシングされた結果を表している. すなわち, 見かけ上の波数は負であるが, 真の波数は  $2n\pi$  ( $n$  は整数) の位相に相当する波数だけシフトされたものである.

図 5.11 は  $I_{ic} = 1.10\text{A}$  における CH4 に対する CH3 の位相差から算出した,  $S(k, \omega)$  である.  $E \times B$  の方向の波数を正としている. 図 5.3 の (c) と同様の形状の分散関係を持つ

ことが確認できる。また、この図では、120kHz 以上も明瞭なスペクトルを観測することができる。このようにこの分散関係を持つ揺動が特定の周方向領域のみ生じる局所的な揺動ではないことが分かる。

電子ドリフト不安定性は波数が数千  $\text{m}^{-1}$  近くにのぼる。この程度の高波数の揺動は本計測体系では、 $k - \omega$  空間上に表せないので、この特徴的な分散関係を持つ周方向揺動は、別の種類の不安定性によって駆動される可能性が高い。ホールスラストにおいて、プラズマ揺動のモデルを構築する試みは数多く行われてきた。この揺動がどの種類の不安定性によって生じるのか同定するためには、モデルに対して、本スラストの磁場や電場等の各物理パラメータを当てはめて、計測によって取得した分散関係と比較する必要がある。

本計測システムで取得したパワースペクトル  $S(k, \omega)$  は、波数に関してエイリアシングを引き起こした結果を反映している。エイリアシングされることなく、正確な波数の値を導出するには、これよりも計測チャンネル間の距離を縮める必要がある。また、アンテナが受信する電磁場は有限領域のため、アンテナの開口寸法程度もしくはそれ以上の領域の空間分解能しか持たない。そのため、揺動の波長よりも、アンテナの計測領域が大きければ、揺動の波長を的確に計測できない恐れがある。計測アンテナ間の距離を縮め、空間分解能の良いマルチアンテナシステムの構築を必要としている。

また、この揺動が観測された際、放電電流値の増加が観測された。この周方向揺動が電子輸送を促進させ、放電電流の増加を引き起こしている可能性がある。次の節では、コイル電流値すなわちスラストの印加磁場に対して、どのように放電電流や電子密度揺動の振動振幅が推移していくか調べる。

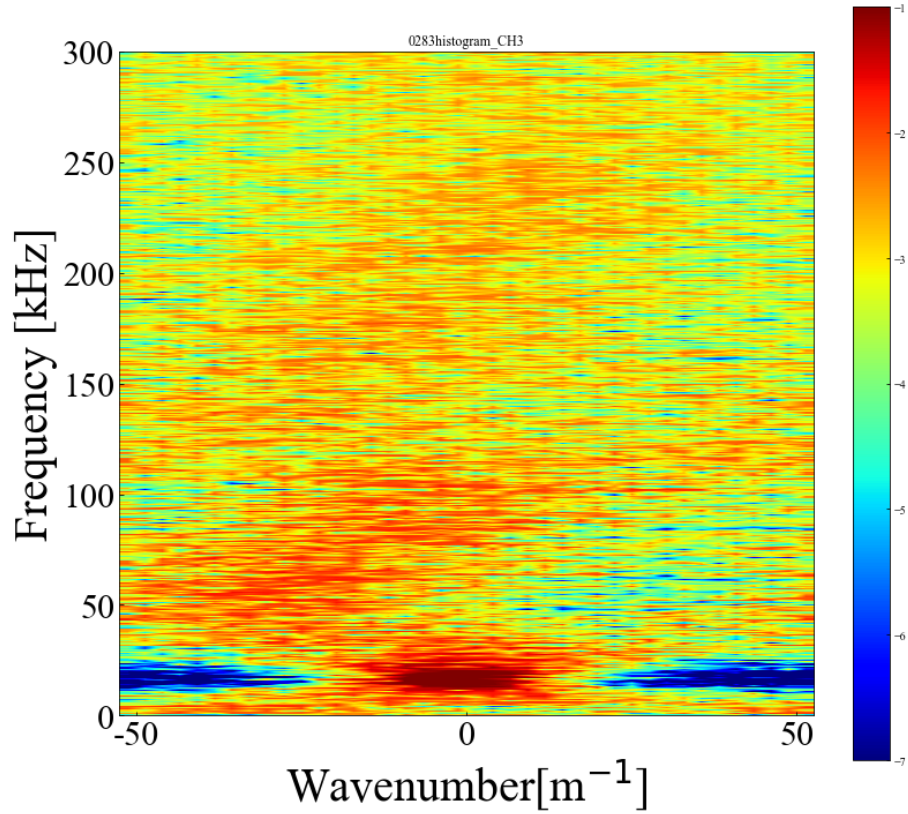


図 5.11: CH4 に対する CH3 の位相差から算出した  $k-\omega$  空間におけるパワースペクトル  $S(k, \omega)$ .  
コイル電流は,  $I_{ic} = 1.1\text{A}$ .

### 5.3.5 磁場強度依存性

コイル電流の値を  $I_{ic} = 0.3\text{A}$  から,  $I_{ic} = 1.5\text{A}$  まで  $0.1\text{A}$  ずつ増加させ, その後,  $0.1\text{A}$  ずつ減少させ, コイル電流の値を  $I_{ic} = 0.3\text{A}$  に戻す.

特に顕著なピークである  $10\text{k}\sim 40\text{kHz}$  の電離不安定性の領域と,  $100\text{k}\sim 500\text{kHz}$  の領域において振動振幅  $A[\text{m}^{-3}]$  がコイル電流値に対してどのように変動していくか調べる. 振動振幅  $A[\text{m}^{-3}]$  は次式で定義される.[30]

$$A = \sqrt{\int_{f_i}^{f_f} |P(f)|^2 df} \quad (5.10)$$

$f_i, f_f$  はそれぞれ, 見たい周波数領域の始点と終点を示す.

図 5.12 上から順に, 放電電流値,  $10\text{k}\sim 40\text{kHz}$  振動振幅,  $100\text{k}\sim 500\text{kHz}$  振動振幅のコイ

ル電流依存性を示す. 左側が, コイル電流を  $I_{ic} = 0.3\text{A}$  から  $I_{ic} = 1.5\text{A}$  に増加させたときの放電電流値と振動振幅の推移. 右側が, 増加させた後,  $I_{ic} = 1.5\text{A}$  から,  $I_{ic} = 0.3\text{A}$  に減少させたときの放電電流値と振動振幅の推移を示す.

5.3.2 では 4 種類の特徴的なスペクトルを確認した. グラフ上の灰色の領域 (1),(2),(3),(4) ではそれぞれ 5.3.2 の (a),(b),(c),(d) と同じ種類のスペクトルが観測される.

(1) の回転スポークを観測できる領域においては, コイル電流値の増加に伴い, 放電電流値は減少する. さらに,  $100\text{k}\sim 500\text{kHz}$  振動振幅もコイル電流値の増加に伴い, 減少する. この結果は回転スポークの抑制が電子電流の抑制に繋がることを示唆している. (2) から (3) の状態に変化するとき,  $100\text{k}\sim 500\text{kHz}$  振動振幅の値のジャンプを確認することができる. 同時に放電電流についてもジャンプを確認することができる.(3) で観測される周方向に伝搬する揺動が電子輸送を促進させ, 放電電流の増加を促している可能性がある. さらに (3) から (4) の状態に変化するとき, 放電電流値と  $10\text{k}\sim 40\text{kHz}$  振動振幅,  $100\text{k}\sim 500\text{kHz}$  振動振幅の増加をする.

また右側のグラフからも分かるように, コイル電流値を減少させる際も, モードの変化と同時に, 放電電流値と振動振幅の同様のジャンプを観測することができる. 一方で同じコイル電流値であっても, コイル電流を増加させる場合と減少させる場合で, 見られるスペクトルの種類が異なることが分かる. 例えば,  $I = 1.2\text{A}$  のコイル電流値において, コイル電流を増加させている場合を表す左側の図では (3) のスペクトルが観測される一方で, コイル電流を減少させている場合を表す右側の図では (4) のスペクトルが観測される. このように, 放電電流や電子密度揺動の振動振幅はヒステリシスを示すことが分かる.

まとめると, 放電電流値と  $100\text{k}\sim 500\text{kHz}$  振動振幅は, コイル電流値すなわち印加磁場強度に対して敏感に変化する. そして, 放電電流値と  $100\text{k}\sim 500\text{kHz}$  振動振幅は, コイル電流値の変化に対して類似した挙動を示す.  $k-\omega$  空間のスペクトル形状の変化と同時に, 放電電流値と  $100\text{k}\sim 500\text{kHz}$  振動振幅は同様のジャンプをする. これらの結果は,  $100\text{k}\sim 500\text{kHz}$  揺動の空間構造が変化するに伴って, 放電電流値の値が大きく変化することを意味している.  $100\text{k}\sim 500\text{kHz}$  揺動が電子輸送を促進している可能性を示唆している. 一方で, 電離不安定性を示す  $10\text{k}\sim 40\text{kHz}$  振動振幅は, (3) と (4) のモード間の遷移では明確に変化をするが, 他のモード間の遷移では, あまり大きな変化は見られない.

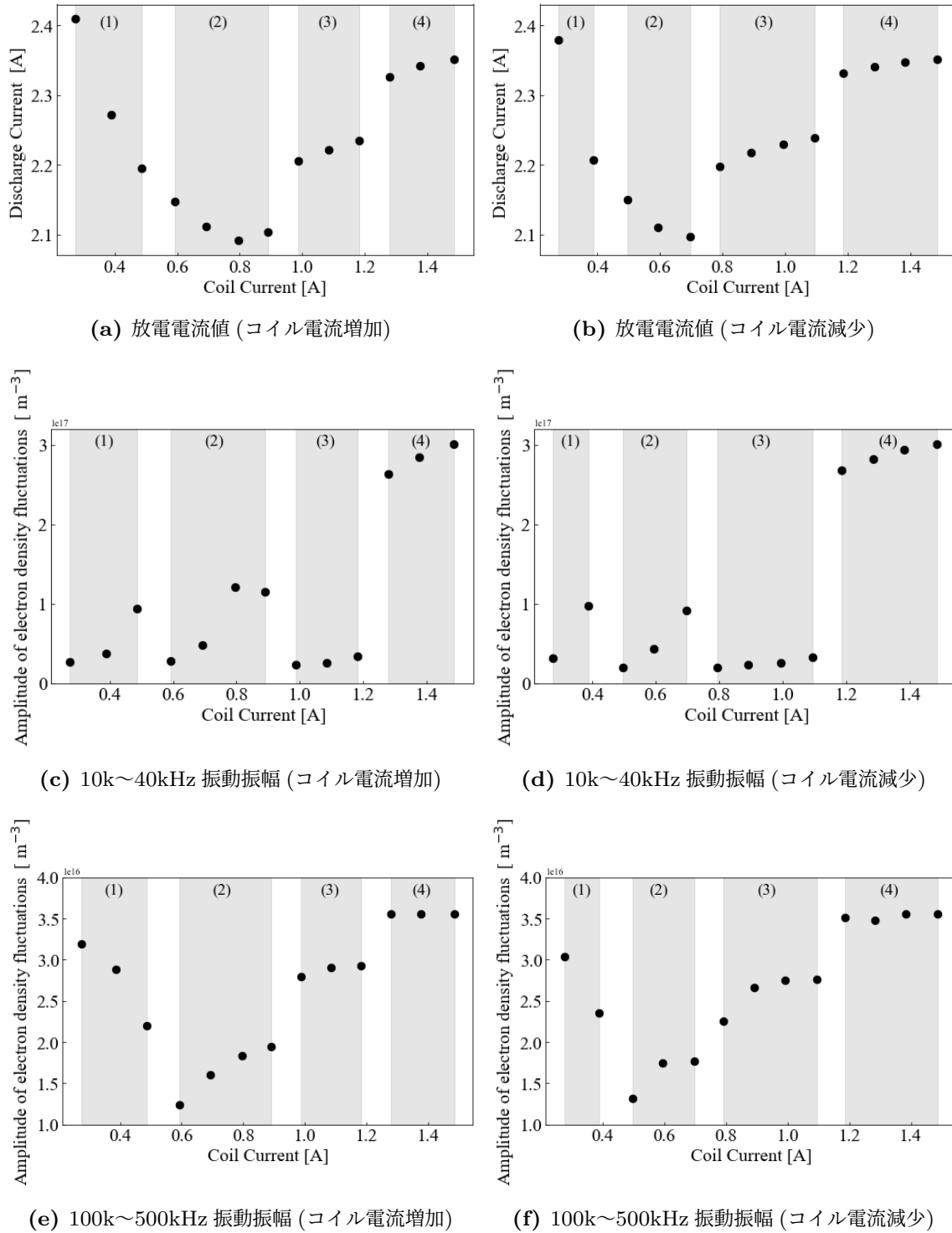


図 5.12: 上から順に放電電流値, 10k~40kHz の振動振幅, 100k~500kHz の振動振幅がコイル電流値によってどのように変化しているのかを表している. 左側が, コイル電流を増加させているとき, 右側がコイル電流を減少させているときを示している. (1), (2), (3), (4) はそれぞれ類似したスペクトルが観測できる領域を示している.

## 第 6 章

# アンテナの観測領域

マイクロ波を用いた非接触計測では、送信アンテナから放射されるマイクロ波がどのような伝搬経路をたどり、受信されるかが計測される空間領域の精度を決定する。マイクロ波干渉計測の原理を説明した 3 章では、電子密度は半径方向に伝搬する 1 次元波の線積分値から算出される位相差により求めることができる。しかしながら、実際には、3 次元波の重ね合わせとして、マイクロ波を検出することとなるので、振幅の大きいマイクロ波が伝搬したプラズマ領域は計測値に大きく反映される一方で、振幅の小さい波は計測値に反映されにくい。アンテナから放射されるマイクロ波はアンテナ中心から離れるにつれて sinc 関数のように減衰する。

理想的には、実験体系の説明でも述べたように、マイクロ波が半径方向に完全に平行に伝搬し、これを満たす平面波のみ受信アンテナで検出することが望まれる。すなわち、受信アンテナの開口サイズ程度の空間分解能をもつことが理想的である。しかしながら、アノードやヨーク等による金属壁の反射や、誘電体により構成されるチャンネル壁による屈折により、送信アンテナから受信アンテナまで直進的に進行するマイクロ波以外の波も受信アンテナで検出される。すなわち計測したい空間領域外のプラズマも計測値に反映されることとなり、空間分解能を悪化させる要因となる。さらに、アンテナから放射されるマイクロ波は完全な平面波ではないため、アンテナの中心部から離れるにつれて、スラスト半径方向から外れた方向にマイクロ波が伝搬する。

アンテナの放射パターンを理解する意味は二つある。一つ目は上で述べたように、計測される空間領域が分かるということである。それにより、計測可能なプラズマ揺動の空間スケールを類推することができる点である。二つ目は、空間分解能のよいアンテナの設計や配置、そして構成を提案できることである。これにより、今まで観測が困難であった波数の大きい揺動や軸方向揺動を同定することが可能である。

## 6.1 アンテナの受信領域

受信アンテナで検出する電磁波は、無数の伝搬経路をたどった電磁波の重ね合わせで表現される。すなわち、受信アンテナで検出する位相を含んだ複素振幅  $f$  は以下の式のように展開できる。

$$f e^{i\omega t} = \sum_{\text{path}} f_i e^{i\omega t} \quad (6.1)$$

$$= \left( \sum_{\text{regionD}} f_i + \sum_{\text{otherwise}} f_i \right) e^{i\omega t} \quad (6.2)$$

$f_i$  は  $i$  番目の経路をたどる電磁波の複素振幅である。また、2 つ目の式は領域 D とそれ以外の領域を通過する電磁波を分離したことを表している。もし領域 D を通過する電磁波の位相が  $\delta$  だけずれる場合、受信アンテナで検出される複素振幅  $f'$  は次式で表現される。

$$f' e^{i\omega t} = \left( e^{i\delta} \sum_{\text{regionD}} f_i + \sum_{\text{otherwise}} f_i \right) e^{i\omega t} \quad (6.3)$$

ただし、領域 D を通過する電磁波とその他の領域を通過する電磁波の位相はほぼ同じと仮定する。

$$\arg \left( \sum_{\text{regionD}} f_i \right) \simeq \arg \left( \sum_{\text{otherwise}} f_i \right) \quad (6.4)$$

よって、受信アンテナが検出する電磁波  $f'$  は式 6.1 の  $f$  に対して以下の式だけ位相がずれる。

$$\theta = \arg (e^{i\delta} \beta + 1) \quad (6.5)$$

$\beta$  は  $\sum_{\text{otherwise}} f_i$  に対する  $\sum_{\text{regionD}} f_i$  の絶対値の比を表している。アンテナで受信する電磁波のうち領域 D を通過する電磁波の割合  $\eta$  は

$$\eta = \frac{\beta}{1 + \beta} \quad (6.6)$$

$$\beta = \frac{\sin \theta}{\sin(\delta - \theta)} \quad (6.7)$$

$\delta$  及び  $\theta$  が非常に小さいとき,  $\sin \theta \simeq \theta$ ,  $\sin(\delta - \theta) \simeq \delta - \theta$  なので,  $\eta$  は以下の式として表せる.

$$\eta = \frac{\theta}{\delta} \quad (6.8)$$

よって, 位相変化量は領域 D を通過する電磁波の振幅に比例する.

## 6.2 アンテナの放射パターン

アンテナの放射パターンを把握する方法として, 電磁場シミュレーションがある. これは, 空間座標に依存する誘電率, 伝導率等の物性パラメータを定めたうえで, 電磁波がどのように, 伝搬, 反射, 屈折を行うのかを知ることができる.

実験で行うような, ホールスラストとアンテナや導波管の位置関係を仮想的に再現し, 導波管内部にある電流源により電磁波を発生させることで, 電磁波がスラスト内部でどのように伝搬し, 受信されるのかを把握することができる.

誘電体を通過する電磁波は波長が短くなるので, 上に述べたような領域 D を通過する電磁波の位相差が  $\delta$  だけずれるという状況は, 領域 D に誘電体を挿入する状態を示している. よって調べたい領域にどれくらいの強度の電磁波が通過するかどうかは誘電体をその領域に挿入し, 誘電体を挿入しない状態に対してどれくらい位相が変化するのかを調べれば良い.

Advanced Science Laboratory.inc. により開発された 3 次元有限要素法解析 Amaze シリーズ「Aether」によりアンテナの放射パターンを調べた. マイクロ波は 80GHz の周波数でシミュレーションを行う. まず実際に実験で用いるスラストとスラストを所定の位置に配置し, メッシュを行う. メッシュのサイズは 0.3mm でこれは 80GHz のマイクロ波の波長 3.75mm のおよそ 1/10 で設定してある. その後, 導波管内部にある電流源を時間変化させることで, 導波管内部で電磁波を発生させる. なお, スラストのチャンネル壁は窒化ホウ素で構成されるため, 比誘電率を 4.2, それ以外のアノードやヨークを金属として物性パラメータを設定した. また, 挿入するテフロンは比誘電率は 2.1 とした. 誘電体中の電磁波の波長は短くなるので, チャンネル壁上ではメッシュサイズをさらに 1/4, テフロン上では 1/2 に設定している.

## 6.3 軸方向分解能

5 章で述べた実験では、周方向の揺動の空間構造の同定であったが、当然受信するマイクロ波の伝搬領域は軸方向に対しても広がりを持つ。マイクロ波計測において軸方向の揺動の空間構造についても計測していくためには、軸方向の分解能の向上が必須となる。ただ軸方向揺動の計測の方が周方向揺動に比べて難しい。これは、周方向にはチャンネルは開かれている一方、軸方向にはアノードやヨークが並んでおり、それらの影響を受けるためである。さらに、軸方向で計測できる領域がチャンネル壁 14mm 程度と制限されるため、アンテナを配置するスペースが少なく、小さめのアンテナを並列する必要がある。

この節では、まず電磁場シミュレーションによってどの程度の軸方向分解能を持つのか検討する。さらに、5 章のプラズマ計測の前に行った、計測領域に関する実験の説明を行う。

### 6.3.1 電磁場シミュレーション

6.1 では、アンテナで受信する電磁波のうち、ある領域を通過する電磁波がどれくらいの大きさの割合を占めているかどうかは、その領域に仮想的にテフロンを挿入して、位相変化量を求めることで導出できることを示した。アンテナで受信される電磁波のうち各領域を通過する電磁波の強度を求めることにより、アンテナの空間分解能を求めることができる。

図 6.1 のようにチャンネル中心にテフロン棒を差し込み、チャンネル軸方向排出側にテフロンを 1mm ずつシフトする。それぞれのテフロン位置において、テフロンを差し込まない状態、すなわち参照波に対しての位相変化量を求め、その推移を追う。このテフロン棒の厚みは 1mm であり、この厚み方向をスラスト半径方向に向くように挿入している。

なおこの位相変化量は、受信アンテナ側にある導波路上のある 1 点の電磁場の時間変化をテフロンありの場合とテフロンなしの場合、すなわち参照波の場合においてそれぞれ記録し、その時系列データの位相差から求まる。この計測点は導波路内部で生じる  $TE_{10}$  モードのピーク上に設定している。

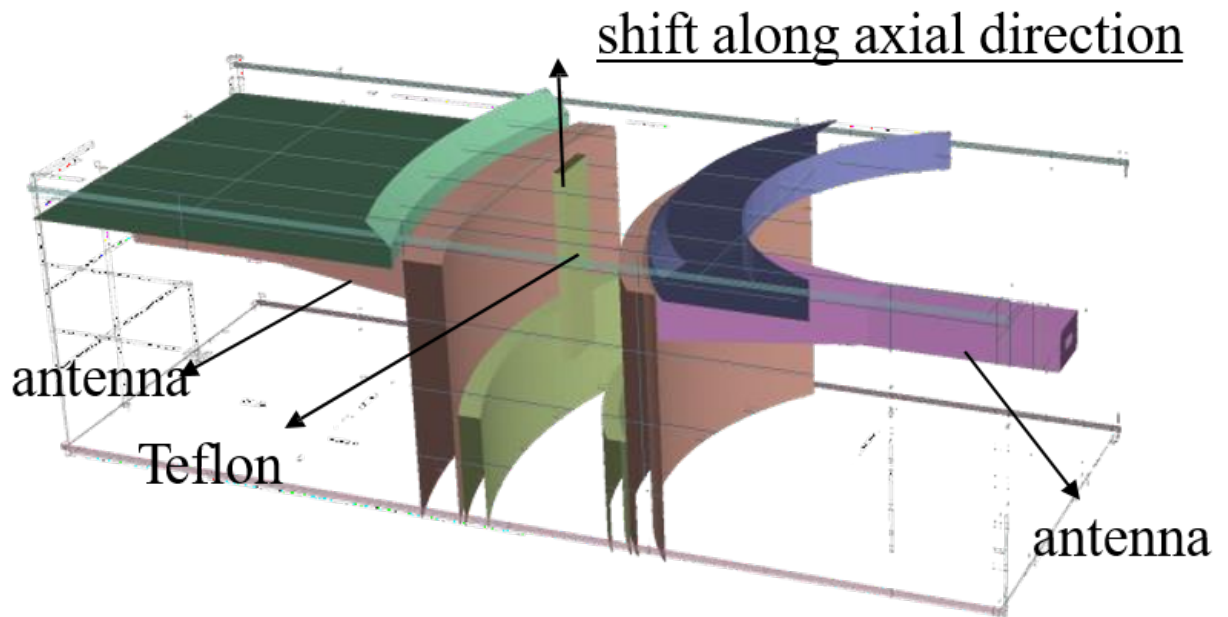


図 6.1: スラストとアンテナ, 挿入するテフロン の位置関係

一般的には導波路のサイズに対してアンテナの開口部分を大きくするとアンテナの指向性は高まる。その結果、目標とする伝搬方向に向けてマイクロ波を送受信させやすい。一方でアンテナ開口部が大きければ、広い領域のマイクロ波を受信することになるので、空間分解能が悪化してしまう。このように、なるべく開口部の面積を小さくしつつもマイクロ波の指向性を保つようなアンテナを設計することが重要となる。

アンテナのホーン角を一定として、複数の開口寸法でどの程度の空間分解能を持つのかを調べる。図 6.2 はシミュレーションで用いるホーンアンテナの図面である。赤い線でホーンアンテナを切断し、この 4 通りの開口寸法でどの程度の空間分解能を持つのかを調べる。右上が E 面 (電場ベクトルに平行な面) への投影図, 右下が H 面 (磁場ベクトルに平行な面) への投影図を表している。E 面投影図において、4 通りの開口寸法がそれぞれ 1.21mm, 3.5mm, 4mm, 5mm となるように切断する。1.21mm は切りっぱなしの状態、つまり導波管からそのままマイクロを放射する状態を表している。送受信ともに同じホーンアンテナを用いて、シミュレーションを行う。ホーンアンテナとチャネル壁の距離は 1mm である。

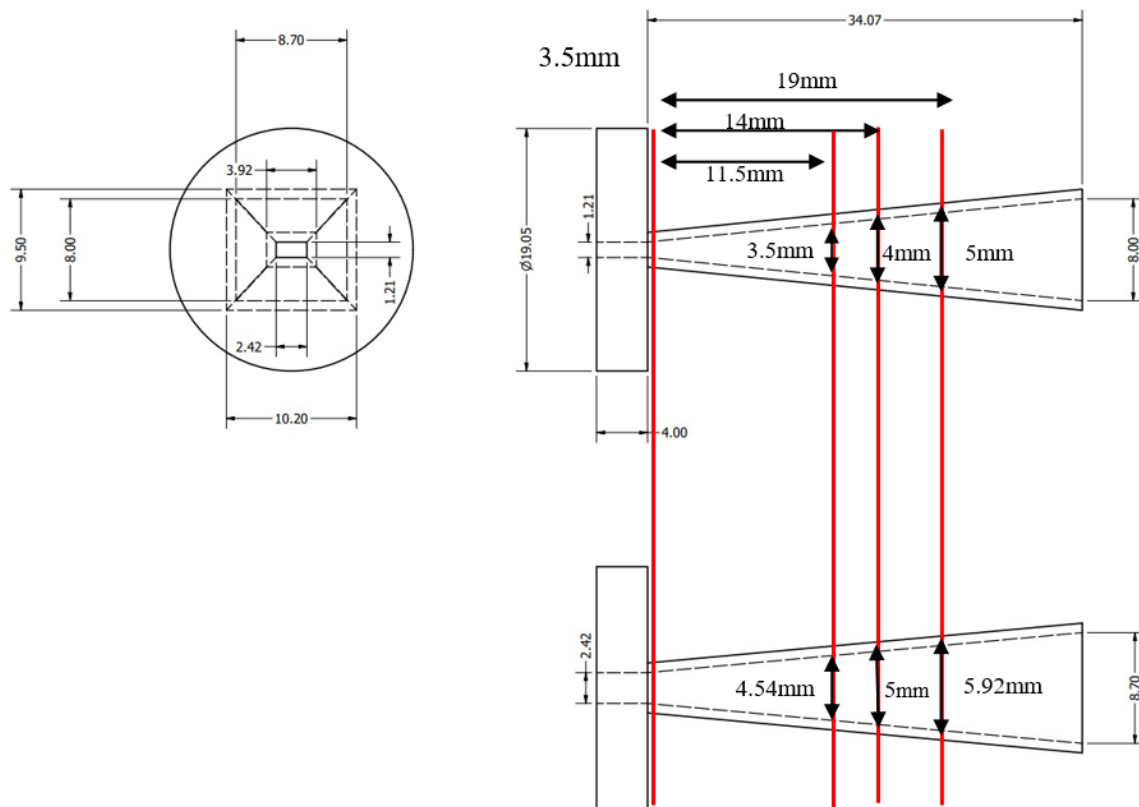


図 6.2: シミュレーションで用いるアンテナの寸法

図 6.3 はテフロン移動距離 [mm] と参照波に対する位相変化量  $[\circ]$  の関係を示している。"waveguide" が表すのは切りっぱなし状態、すなわちホーンアンテナを介さずに導波管からそのままマイクロ波を送受信しているときの位相変化量を示している。

テフロンの移動距離が 0mm の状態は奥までテフロンが挿入されている状態を表す。E 面投影図において開口寸法が 3.5mm, 4mm, 5mm のアンテナの場合、いずれにおいてもテフロンの移動距離が 4mm を超えたあたりから位相変化量が減少しはじめ、10mm のとき位相変化量がほぼ 0 となる。一方、"waveguide" では、テフロンの移動距離が 10mm を超えてもなお、高い位相変化量を示している。すなわち、スラスト上流部を伝搬したマイクロ波を多く受信アンテナが検出していることを意味している。図 6.4 は E 面投影図の開口寸法 5mm のアンテナにおける図 6.3 の隣接する点の差分を表している。半値幅は凡そ 5mm 程度になる。そのため軸方向分解能が 5mm 程度となることが予測される。一方、切りっぱなし導波管によるマイクロ波の送受信では、空間分解能が悪化してしまう。

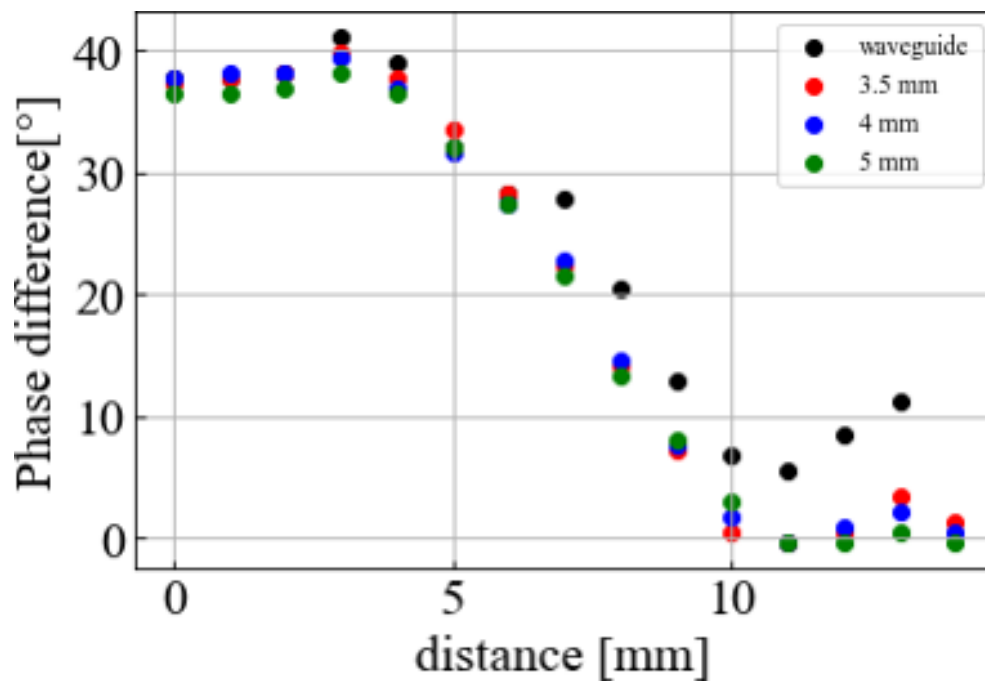


図 6.3: テフロン移動距離 [mm] と参照波に対する位相変化量 [°] の関係

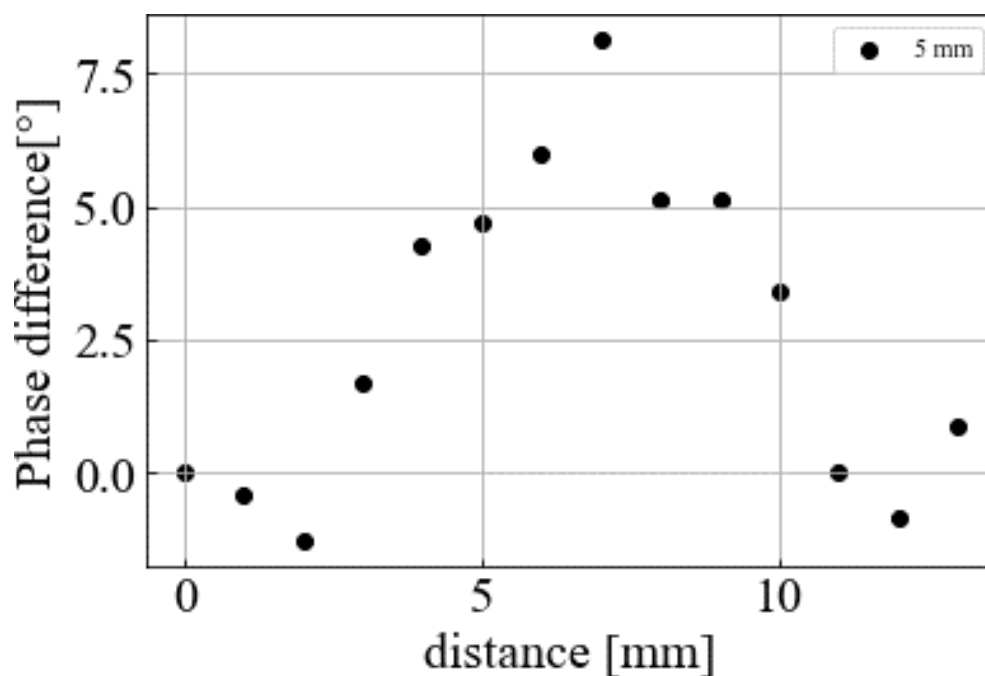


図 6.4: E 面投影図の開口寸法 5mm のアンテナにおける図 6.3 の隣接する点の差分

### 6.3.2 アンテナの観測領域の計測

5 章の実験において、プラズマ計測を行う前に、テフロンを用いたアンテナの観測領域の実験を行った。厚さ 1mm、幅 5mm のテフロン棒をステッピングモーターに取り付け、一周させた際のマイクロ波の位相変化を見た。テフロンを取り付けたステッピングモーターをスラスト軸方向への移動も可能な x ステージに取り付ける。それによりチャネル軸方向のマイクロ波の伝搬領域を調べた。

図 6.5 はテフロンをチャネル内に一周させた時のマイクロ波の位相変化を示す。各グラフはスラスト軸方向座標  $z$  が  $z = 23\text{mm}$ ,  $z = 20\text{mm}$ ,  $z = 17\text{mm}$ ,  $z = 14\text{mm}$  のときの位相変化の周方向分布を表す。4 種類の色の線はそれぞれ CH1 から CH4 の位相変化の周方向分布を示している。(a)  $z = 23\text{mm}$  よりも大きい値では、位相変化の値はどの CH においても 0 であったが、 $z = 23\text{mm}$  から変化し始める。(c)  $z = 14\text{mm}$  で位相変化が最大となりそれ以降変化しない。これにより、軸方向の観測領域は 9mm 程度の幅を持っていると考えられる。

6.3.1 では、アンテナをできる限りチャネル壁に近づけることにより、マイクロ波の回り込みをできる限り抑制し、空間分解能の良い計測体系でシミュレーションを行った。その結果軸方向の観測領域が 5mm 程度であることを示した。一方でステッピングモーターによる計測では、軸方向の観測領域は 9mm となり、シミュレーションよりも観測領域が大きいことが確認できる。送信アンテナの開口部が導波路の大きさと同じ、即ちホーンアンテナを介さずにマイクロ波が放射されるので指向性が悪く、さらに送受信どちらのアンテナもチャネル壁からの距離が大きいため、回り込んだマイクロ波を多く受信するためだと考えられる。

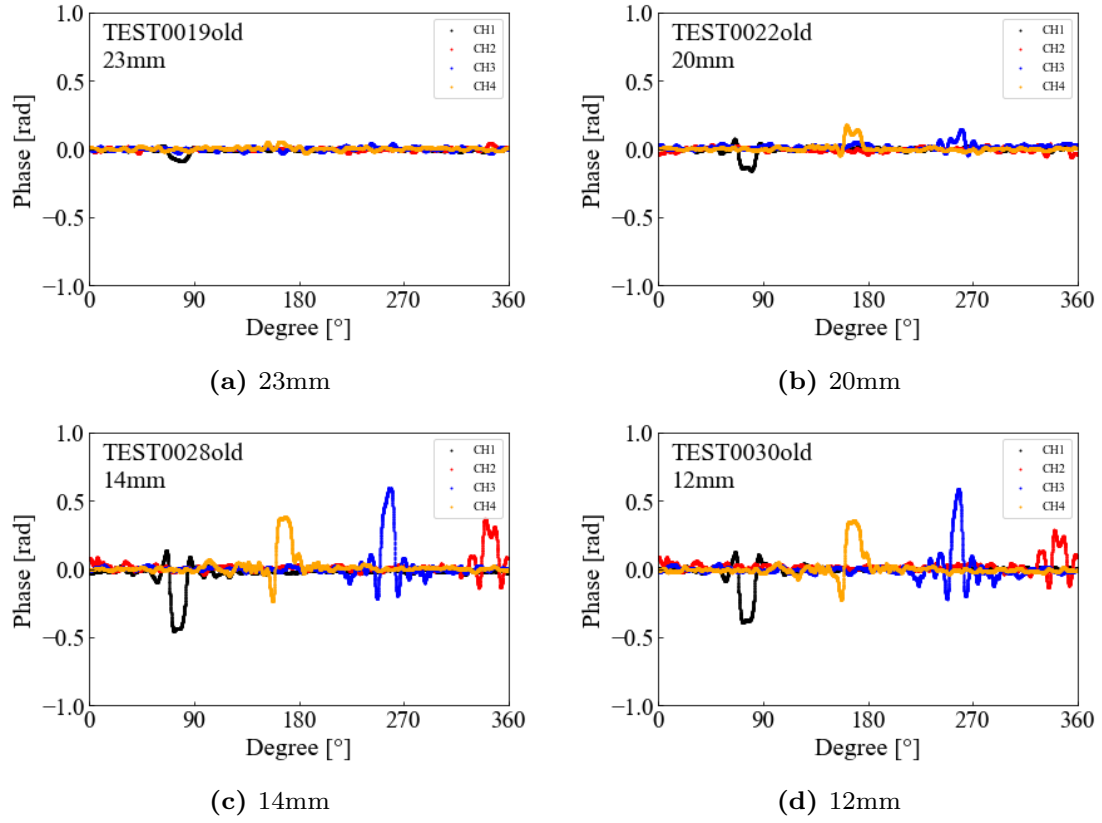


図 6.5: テフロン通過に対するマイクロ波位相変化の軸方向分布

## 第 7 章

# 結論・展望

ホールスラスタのチャネル内部の電子密度揺動をマイクロ波干渉法を用いて計測した。本研究では周方向に 4 点で同時に計測を行うことにより、周方向の空間構造を明らかにした。さらに電磁場シミュレーションにより、アンテナで送受信されるマイクロ波がどのような伝搬経路をたどるのかを把握することで、アンテナ計測における空間分解能の検討を行った。これにより以下の知見を得た。

1. 磁場の値に応じて電子密度揺動の  $k - \omega$  空間におけるスペクトル  $S(k, \omega)$  の特徴が変化する。周方向に関してグローバルな揺動や周方向に伝搬する揺動を確認した。さらに、周方向揺動の空間構造の変化に伴い、放電電流値が大幅に変化することを確認した。
2. 送受信共にホーンアンテナを用いる場合、空間分解能が 5mm 程度となる。一方、ホーンアンテナを介さずに導波路から直接マイクロ波を送受信する場合、回り込んだマイクロ波を多く受信することになり、空間分解能は悪化する。

今後の計測においては、周方向のみならず、軸方向にもアンテナを複数点配置することにより、電子密度揺動の空間構造のより綿密な把握に繋げたい。指向性の強いアンテナを送受信共に用いることで、空間分解能を向上させた上で、計測アンテナ間距離を縮めることで今まで計測できなかった高波数の揺動を新たに観測することが期待される。ただ既成品のアンテナでは、ホールスラスタの空間的制約により、送信アンテナにホーンアンテナを用いることができなかったり、異なる計測点間の距離を離す必要があった。金属 3D プリンタで作製されたマルチアンテナを用いることにより、これらの困難を克服する予定である。

## 参考文献

- [1] Brown, D. L., et al.,: Methodology and Historical Perspective of a Hall Thruster Efficiency Analysis, AIAA Journal of Propulsion and Power, Vol. 25, No. 6, 2009, pp. 1163-1177.
- [2] Jahn, R. G.,: Physics of Electric Propulsion, McGraw-Hill, 1968.
- [3] Ozaki, T., et al.,: Electric Propulsion Development Activity at MELCO, AIAA-2006- 4321, 2006.
- [4] 杵淵紀世志, ”全電化衛星の世界動向”, 日本航空宇宙学会誌
- [5] 杵淵 紀世志, 長尾 直樹, 齊藤 靖博, 沖田 耕一, 國中 均, “大型電気推進実現に向けた試験設備構想と世界状況,” 平成 25 年度宇宙輸送シンポジウム, STEP-2013-024, 2013
- [6] 国際宇宙探査協働グループ (ISECG): 国際宇宙探査ロードマップ (GER) 第 2 版, 2013 年 8 月
- [7] 栗木 恭一, 荒川 義博, “電気推進ロケット入門,” 東京大学出版会、2003
- [8] 雨宮 宏, 和田 元, 豊田 浩孝, 中村 圭二, 安藤 晃, 上原 和也, 小山 孝一郎, 酒井 道, 橘邦 英, “プローブ計測の基礎から応用まで,” Journal of Plasma and Fusion Research, Vol. 81, No. 7, pp.482-525, 2007.
- [9] Naoya Kuwabara, Masatoshi Chono and Naoji Yamamoto, Daisuke Kuwahara ”Electron Density Measurement Inside a Hall Thruster Using Microwave Interferometry Measurement” , Trans. JSASS Aerospace Tech. Japan Vol. 19, No. 1, pp. 81-86, 2021
- [10] E. Y. Choueiri ,” Plasma oscillations in Hall thrusters”, Phys. Plasmas 8, 1411 – 1426 (2001)
- [11] Jean-Pierre Boeuf ,”Tutorial: Physics and modeling of Hall thrusters” , J. Appl. Phys. 121, 011101 (2017)
- [12] T. Lafleur; S. D. Baalrud; P. Chabert ”Theory for the anomalous electron trans-

- port in Hall effect thrusters. I. Insights from particle-in-cell simulations”, Phys. Plasmas 23, 053502 (2016)
- [13] J. P. Boeuf ; L. Garrigues ” $E \times B$  electron drift instability in Hall thrusters: Particle-incell simulations vs. theory” ,Phys. Plasmas 25, 061204 (2018)
- [14] Tutorial: Physics and modeling of Hall thrusters
- [15] Hugenholtz, C. A. J. (1990),”Microwave interferometer and reflectometer techniques for thermonuclear plasmas”,[Phd Thesis 1 (Research TU/e / Graduation TU/e), Applied Physics and Science Education
- [16] Alpesh Valaa, Hiren Mewadac, Amit Patela, Umesh Nagorab, Suryakumar Pathakb , ”Phase detection system based on digital signal processing in millimeter wave interferometer for fusion plasma diagnostics”, Fusion Engineering and Design 157 (2020) 111637
- [17] 久保宇市, 犬石嘉雄,” マイクロ波干渉計による磁界中プラズマ探針法の検討”
- [18] 間瀬淳, 川端一男,” 電磁波を用いたプラズマ計測の基礎”,J. Plasma Fusion Res. Vol.87, No.5 (2011)315-325
- [19] Kuwahara, D., Ito, N., Nagayama, Y., Tsuchiya, H., Yoshikawa, M., Kohagura, J., Yoshinaga, T., Yamaguchi, S., Kogi, Y., Mase, A., and Shinohara S., “Development of Local Oscillator Integrated Antenna Array for Microwave Imaging Diagnostics,” Journal of Instruments, Vol. 10, C12031, 2015
- [20] A. Ducrocq, J. C. Adam, A. Héron, and G. Laval, “High-frequency electron drift instability in the cross-field configuration of Hall thrusters,” Physics of plasmas 13, 102111, 2006
- [21] J. Cavalier, N. Lemoine, G. Bonhomme, S. Tsikata, C. Honore, D. Gresillon, “Hall thruster plasma fluctuations identified as the  $E \times B$  electron drift instability: Modeling and fitting on experimental data,” Physics of plasmas 20, 082107, 2013.
- [22] Zachariah A. Browna and Benjamin A. , Jorns Phys. Plasmas 26, 113504 ” Spatial evolution of small wavelength fluctuations in a Hall Thruster” (2019)
- [23] Benjamin A. Jorns, Ioannis G. Mikellides, and Dan M. Goebel,” Ion acoustic turbulence in a 100-A LaB<sub>6</sub> hollow cathode ”, Phys. Rev. E 90, 063106
- [24] Zachariah A. Brown and Benjamin A. Jorns ”Spatial Evolution of Plasma Waves in the Acceleration Region and Near-field of a Magnetically Shielded Hall Thruster”,AIAA-2018-442
- [25] J. M. Beall, Y. C. Kim, and E. J. Powers, ”Estimation of wavenumber and

- frequency spectra using fixed probe pairs” ,Journal of Applied Physics 53, 3933 (1982).
- [26] C. L. Ellison, Y. Raitses, and N. J. Fisch, ”Cross-field electron transport induced by a rotating spoke in a cylindrical Hall thruster”,PHYSICS OF PLASMAS 19, 013503 (2012)
- [27] Michael J. Sekerak, Benjamin W. Longmier, Alec D. Gallimore, Daniel L. Brown, Richard R. Hofer, and James E. Polk, ”Azimuthal Spoke Propagation in Hall Effect Thrusters” IEEE Transactions on Plasma Science 43, no. 1
- [28] Michael S. McDonald and Alec D. Gallimore, ”Parametric Investigation of the Rotating Spoke Instability in Hall Thrusters”,IEPC-2011-242
- [29] A. Lazurenko; G. Coduti; S. Mazouffre; G. Bonhomme, ”Dispersion relation of high-frequency plasma oscillations in Hall thrusters” ,Phys. Plasmas 15, 034502 (2008)
- [30] Naoji Yamamoto, Naoya Kuwabara, Daisuke Kuwahara, Shinatora Cho, Yusuke Kosuga and Guilhem Dif Pradalier, ”Observation of Plasma Turbulence in a Hall Thruster Using Microwave Interferometry”,JOURNAL OF PROPULSION AND POWER Vol. 39, No. 6, November – December 2023
- [31] Chen, F. F., “Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion,” Plenum Press, 1984.
- [32] K. Hara, S. Tsikata, “Cross-field electron diffusion due to the coupling of drift-driven microinstabilities,” Physical Review E 102, 023202, 2020.
- [33] 桑原 直也, ” ホールスラストにおける異常輸送解明に向けた計測装置開発”, 令和 2 年度九州大学大学院 総合理工学府先端エネルギー理工学専攻 修士論文

## 謝辞

本研究を遂行するにあたって、多くの人たちに助けていただきました。山本直嗣教授には、研究の指針や多大な助言を頂きました。森田太智准教授には、ミーティングで何度も鋭い質問を頂き、自分の考えの甘さや説明能力の不足を痛感しました。また、秘書の大内田映子氏、宮本朋子氏には、事務的な作業を手伝っていただき研究に集中することができました。同期の金定功樹氏、古場健斗氏、前之園凱夫氏、村本裕耶氏には、いつも私に明るく接してくださり、楽しく研究に取り組むことができました。最後に大学院に進学させてもらった両親に感謝します。