



Title	対向発散磁界下低気圧誘導結合プラズマ中の電子加熱機構に関する研究
Author(s)	岡崎, 凌大
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(工学)
Dissertation Number	甲第16987号
Issue Date	2026-03-25
DOI	https://doi.org/10.14943/doctoral.k16987
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/99831
Type	doctoral thesis
File Information	Ryota_0kazaki.pdf, 全文



2026 年博士論文

対向発散磁界下 低気圧誘導結合プラズマ中の 電子加熱機構に関する研究

Study on electron heating mechanism
in low-pressure inductively coupled plasma
under confronting divergent magnetic fields

北海道大学 大学院情報科学院 情報エレクトロニクスコース

電子材料学研究室 岡崎 凌大

目次

第 1 章	序論	1
1.1	磁化プラズマの利用	1
1.2	磁化プラズマの維持のための部分共鳴	4
1.3	本研究の目的	5
1.4	本論文の構成	6
第 2 章	本解析で用いたシミュレーション技法	7
2.1	解析手法概要	7
2.2	電子運動の描像	7
2.3	電子の自由飛行	9
2.3.1	オイラー法	9
2.3.2	4 次ルンゲクッタ法	10
	1 階微分方程式	10
	2 階微分方程式	11
2.4	電子の気体分子との衝突散乱	13
2.4.1	衝突種衝突断面積	13
2.4.2	衝突有無の判定	15
2.4.3	衝突種の決定	16
2.4.4	衝突後の電子速度	18
	衝突後の電子の散乱方向	18

	衝突後の電子の速さ	19
2.5	装置形状と電磁界の計算設定	22
2.5.1	装置形状	22
2.5.2	容器内の電界と磁界	23
2.5.3	直流励磁コイルによる磁界と共鳴磁界域	25
2.5.4	RF アンテナ電流による誘導電界	26
2.5.5	シース電界	26
2.5.6	RF アンテナ電流がつくる磁界	27
2.6	プラズマ媒質	27
2.7	シミュレーションにおける電子追跡	29
2.7.1	初期電子の供給位置	29
2.7.2	シミュレーションの時間刻み	29
2.7.3	シミュレーションの追跡時間	30
2.7.4	本モデルの代表的な条件における衝突周波数と平均自由行程	30
2.8	物理量のサンプリング	30
2.8.1	サンプリング区画	30
2.8.2	電子エネルギー利得	31
2.8.3	そのほかの諸物理量	33
	平均電子エネルギー	33
	平均電子速度	33
	電離レート	33
	電離周波数	34
第 3 章	部分共鳴の電界分布・磁界強度依存性	35
3.1	導入	35
3.2	装置の設定	36

3.2.1	直流コイルと磁界	37
3.2.2	RF アンテナ電流がつくる電界	38
3.2.3	シース電界	38
3.2.4	RF アンテナ電流がつくる磁界	39
3.3	結果と考察	39
3.3.1	電界分布に対する電子エネルギー利得の依存性 . .	39
	天井励起	39
	側壁励起	40
3.3.2	磁界強度に対する電子エネルギー利得の依存性 . .	41
3.3.3	高 EEG 域を結ぶ容器内磁力線に注目した部分共 鳴増強の試み	41
3.4	まとめ	46
第 4 章	部分共鳴の駆動周波数依存性	49
4.1	導入	49
4.2	シミュレーション条件とモデル	51
	RF アンテナと電界	52
	DC コイル, 磁界, 共鳴磁界域	53
4.3	結果と考察	55
4.3.1	異なる駆動周波数における電子エネルギー利得 . .	55
4.3.2	異なる駆動周波数における平均電子エネルギー . .	58
4.3.3	異なる駆動周波数における電離周波数	60
4.4	まとめ	62
第 5 章	分界面湾曲時の電子閉込めと電子加熱	63
5.1	導入	63
5.2	シミュレーション条件とモデル	64

5.3	結果と考察	66
5.3.1	電子エネルギー利得	66
5.3.2	平均電子エネルギー	70
5.4	まとめ	73
第 6 章	電子エネルギー利得の位相分解観察	75
6.1	導入	75
6.2	シミュレーション条件とモデル	76
6.3	観察手法	78
6.3.1	位相分解 EEG	78
6.3.2	k 平均法	78
6.4	結果と考察	81
6.4.1	位相分解 EEG 波形	81
6.4.2	k 平均法による位相分解 EEG 波形の分類	84
6.5	まとめ	91
第 7 章	まとめ	93
	参考文献	95
	著者の研究実績	101
	謝辞	109

第 1 章

序論

1.1 磁化プラズマの利用

プラズマはイオンや電子などの荷電粒子を含む反応性の高い電離気体で、全体として電氣的には準中性の状態にある。プラズマは物理・化学的に特異な性質をもっており、一般的に、

- 高温であるために粒子の運動エネルギーが高い。
- 電荷をもつ粒子の集団であるため、伝導性がある。
- 化学的に活性であり、反応性が高い。
- 励起や再結合により光を放出する性質をもつ。

などの性質がある。これらの性質は、プラズマ内の電子と気体分子との衝突によって発現されている。それぞれの応用例としてアーク溶接、プラズマ推進、プラズマによるドライエッチング、レーザー等の光源などが挙げられ、半導体集積回路製造工程、環境工学、エネルギー開発などの分野において産業・科学技術を支えていく重要な基盤として期待されている。

特に半導体集積回路製造は AI の性能向上や量子コンピュータの技術革新によって注目される分野であり、デバイスの超微細化や高集積化が進む現代においてプラズマによる異方性ドライエッチング処理の加工精度のさらなる向上が求められている。このような高精度加工を実現するために

は、異方性により高アスペクト比構造を形成できる低気圧プラズマが必要とされる。さらに、大面積かつ高精細な電子デバイスを高機能性・高品質性を損なうことなく量産するためには、空間的に均一で高密度なプラズマを低気圧条件下で安定的に維持する制御技術の確立が重要である [1]。

プラズマへの磁界印加は、低気圧下でもプラズマ密度を高く維持する効果的な方法の一つである。例えば、スパッタリングに用いられるマグネトロンプラズマ (図 1.1 参照) [2], エッチングや成膜など幅広い用途に用いられる ECR プラズマ (図 1.2 参照, Electron Cyclotron Resonance, 電子サイクロトロン共鳴) [3] が挙げられる。マグネトロンプラズマは比較的低周波で駆動され、陰極面に平行な磁界が電子軌道を曲げ、電子が陽極に吸収されるまでの時間を長くすることでプラズマ密度を高くする。陰極材料をスパッタ材料とすることで材料に膜を形成させることが可能である。ECR プラズマは 0.5 Pa から 0.05 Pa のような低気圧下でも ECR と呼ばれる共鳴現象を利用して高密度プラズマを実現する。磁界下だと電子はローレンツ力により磁力線に巻き付いて回転運動をする (ラーモア旋回)。このラーモア旋回周波数と同じ周波数の交流電界を外から加えると気体分子と衝突するまでエネルギーが増加し続ける共鳴現象が起こる。外部交流電界としてマイクロ波帯の 2.45 GHz 帯が用いられることが多い。

次に例として挙げる 2 つの磁化プラズマは典型的には 13.56 MHz 帯 (ISM バンドの 1 つ) で使用される誘導結合プラズマ (ICP: Inductively Coupled Plasma) に外部から直流磁界を印加したものである。エッチングに用いられる磁気中性ループ放電 (NLD) プラズマ (図 1.3) [4–16] は、四重極磁界下で生成される高密度誘導結合プラズマである。NLD プラズマでは磁界が 0 となる領域が環状に存在する (NL: Neutral Loop)。この NL 付近では電子がエネルギーを受け取りやすくプラズマが高密度に生成される。また分界面は磁力線の流れが変わる面である。NL や分界面は電流に

よって位置を選択的に制御できるため、NLD プラズマでは基板へのイオン誘導に応用することが提案されている [17]。もともと負イオン源として提案された誘導結合プラズマである X 点プラズマ (図 1.4) [18, 19] は対向発散磁界下で駆動される。対向発散磁界下誘導結合プラズマでは磁界が 0 となる点は X 点と呼ばれ、これを囲むように弱磁界域が存在する。ここで注意する点として、本論文における X 点は孤立した特異点であるが、X 点は、トカマクプラズマにおいては磁気中性線とポロイダル断面積との交点 [20]、線形プラズマ装置においては磁気中性線と横断面との交点も指すことがある [21]。対向発散磁界は、分界面による電子の閉込め機能を有する。この機能は、処理対象材料の損傷を低減するためのプラズマ閉じ込めと変調のための磁気シャッターまたはフィルター [22–24] としての使用について議論されている。

磁界は望ましい機能を持つ一方で、ローレンツ力によって電子加熱を抑制し、電界に沿った電子の直進的な加速を阻害しプラズマ維持を難しくする磁気冷却が生じてしまう。その対策として、本研究では次に述べる部分共鳴に注目する。

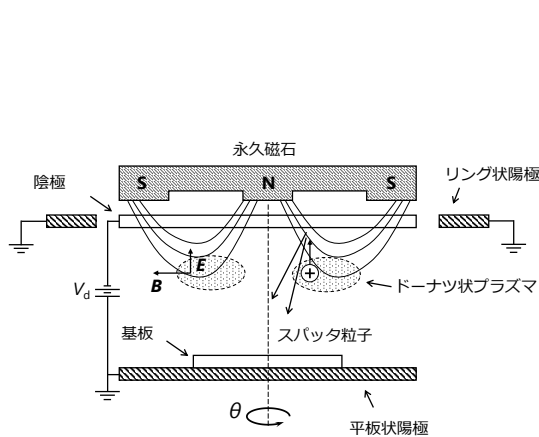


図 1.1: マグネトロンプラズマ模式図

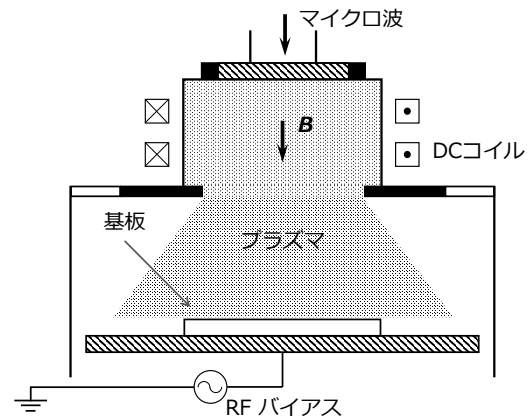


図 1.2: ECR プラズマ模式図

1.2 磁化プラズマの維持のための部分共鳴

磁気冷却効果による欠点を補うために、本論文ではプラズマの持続性を支える有望な現象として、部分共鳴 [5, 12, 22, 24–28] に注目する。部分共鳴は、不均一磁界下での一時的な ECR として理解される、統計的な電子加熱の一種である。部分共鳴は、共鳴磁界強度 $B_{\text{ECR}} = 2\pi(m/e)f$ の位置近傍の領域で観測される [22, 24, 26, 28]。ここで、 e と m は電子の電荷と質量、 f は交流電界の周波数である。この領域を「共鳴磁界域」と呼ぶことにする。 B_{ECR} は明確に定義されているが、共鳴磁界域の範囲の定義については共通の合意が得られていない。

四極磁界は、中性ループと呼ばれるリング状の零磁界領域の周囲およびその周囲に管状の B_{ECR} 領域を有し、この中性ループに沿って NLD プラズマが生成される [29, 30]。四極磁界では、電子温度が B_{ECR} 領域付近でピークを示すことが観測されている [25]。

X 点プラズマが駆動される対向発散磁界は、典型的には、X 点と呼ばれる零磁界点を囲む回転楕円状の B_{ECR} 領域を有する。対向発散磁界下の電子は、統計的電子加熱によって B_{ECR} 領域付近でエネルギーを得ることが報告されている [22, 24, 26, 27]。

注目すべき特徴は、RF アンテナから離れた低電界領域でも部分共鳴が

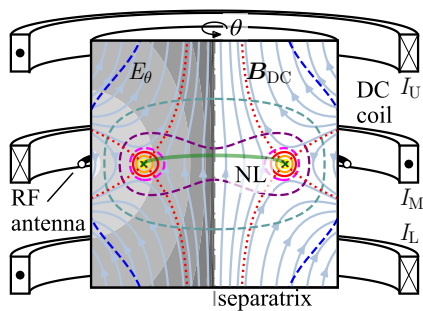


図 1.3: NLD プラズマ装置模式図

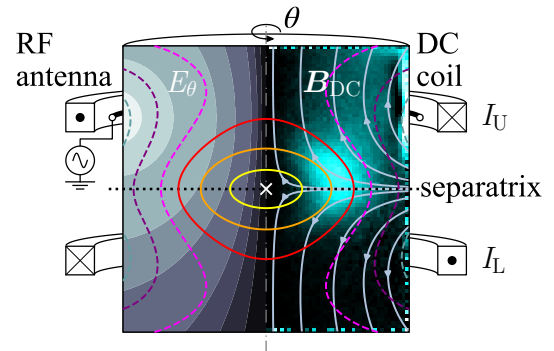


図 1.4: X点プラズマ装置模式図

発生する可能性がある点である。上で述べた通り一般的には磁界は電子の運動を束縛することで電子の加速を妨げると考えられている。その一方で、部分共鳴は不均一磁界における電子へのエネルギー供給機構として興味深い現象であり、磁化誘導結合プラズマの低気圧下での維持を助ける可能性がある。 B_{ECR} 領域は、直流励磁コイルに流す電流とその位置によって設計・制御できると予想されるため、部分共鳴が、装置の配置（直流励磁コイルおよび RF アンテナの形状・位置）とプラズマ駆動条件に根本的に依存しているかを解析することで、磁界の機能を最大限に活用するための最適なプラズマ運転の指針を得ることが求められている。

1.3 本研究の目的

本研究では、エッチングプロセスプラズマ装置の一つとして有望である対向発散磁界下誘導結合プラズマにおける電子のエネルギー獲得過程に着目し、部分共鳴の依存性を解明し、プラズマ装置の設計指針を得ることを目的としている。そのためには対向発散磁界下誘導結合プラズマの構造解析が重要であるが、ごく単純化された電磁界下での電子輸送過程でさえ、解析例や一般的知見は限られている。対向発散磁界下誘導結合プラズマを特徴付ける不均一直流磁界・交流電界下では、解析の基礎となる電子挙動はより複雑となる。さらに、実際の実験装置では、励起などの電子のエネルギー消費は観察することが出来るが、電子がどこで、どのようにエネルギーを獲得したかという過程を観察することはできない。本研究では、3次元粒子モデルを用いて微視的な立場から対向発散磁界誘導結合プラズマ中の対向発散磁界下の電子挙動を数値シミュレーションを用いて解析することで、電子加熱機構を調査し、プラズマ装置の設計指針を得ることを目的としている。

1.4 本論文の構成

本論文は以下の 7 章からなる。

第 1 章 研究背景について述べている。

第 2 章 シミュレーションを行うための原理や計算アルゴリズムの説明，および本研究で導入する物理量や装置形状・電磁界分布の説明である。

第 3 章 部分共鳴は低電界および共鳴磁界域が狭くとも生じるか確認するために，交流電界分布および直流磁界強度が変化したときの部分共鳴による電子加熱を解析した。その依存性を確認したうえで部分共鳴を利用したプラズマ維持の可能性を示した。

第 4 章 共鳴磁界域を駆動電界周波数により高電界域側へと拡大・移動させ，電子加熱の増強を狙った。また電子閉じ込め機能の評価に加えて，電離周波数の定量的観察を行った。

第 5 章 上下直流コイル電流比により共鳴磁界域と分界面を変化させ，電子閉込めと電子加熱の機能を高めることを試み，これらの評価を行った。

第 6 章 磁化プラズマ中の部分共鳴をはじめとした電子加熱の機構を調査するために位相分解電子エネルギー利得波形を観察した。特に不均一電磁界下で顕著となる非対称性に注目し，一様電磁界下の先行研究の結果を参照し考察した。

第 7 章 本論文についてのまとめである。

第2章

本解析で用いたシミュレーション技法

2.1 解析手法概要

本研究で採用した粒子モデルシミュレーションは、磁界下電子の微視的運動の追跡を可能にする。気体分子との衝突衝突判定にモンテカルロ法を用いている。このシミュレーションモデルは実在するプラズマ中の膨大な数の電子から統計的に十分な数の電子を抽出し磁化プラズマの諸特性を算出するモデルである。

2.2 電子運動の描像

電子軌道の計算は「電子の自由飛行」と「電子の気体分子との衝突散乱」が交互に行われる。電子の自由飛行では初期値と初速度、外部電磁界の値が必要であり電子の運動方程式を解くことで求める。電子の気体分子との衝突散乱では電子のエネルギーの値が必要となる。気体分子との衝突散乱は衝突断面積を参照し乱数を用いるモンテカルロ法により決定する。衝突後の散乱方向や、電離の場合は電離の原因となった一次電子と電離で生じた二次電子との間のエネルギーの分配比にも乱数を用いた。衝突後の電子はエネルギーと速度が変化し、再び自由飛行と衝突とを交互に繰り返す。

本解析で採用した粒子モデルシミュレーションは，自由飛行および衝突によるエネルギーの変化を自然に取り入れることが可能であり，部分共鳴による電子加熱を評価するために適した手法である。これらの電子素過程とその取扱いを次節から順に解説する。

2.3 電子の自由飛行

プラズマの挙動を解析する際の基礎式として運動方程式を用いる。不均一で時間変化する電界 $\mathbf{E}$, 磁界 $\mathbf{B}$ において, 質量 m , 電荷 q である荷電粒子がその電磁界中を飛行するときの時刻 t での運動方程式は, 粒子の位置座標を $\mathbf{r}(t) = (x, y, z)$, 速度を $\mathbf{v}(t) = \frac{d\mathbf{r}(t)}{dt}$ とすると次のように表される。

$$\begin{aligned}\frac{d^2\mathbf{r}(t)}{dt^2} &= \frac{q}{m} \left(\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \right) \\ \frac{d\mathbf{v}(t)}{dt} &= \frac{q}{m} (\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{v}(t) \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t))\end{aligned}\quad (2.1)$$

本解析における荷電粒子に働く電磁界の仮定については後述する。本解析では与えられた電磁界のもとで上の2階微分方程式を4次ルンゲ＝クッタ法を用いた数値積分で解き, 荷電粒子の飛行過程を模擬している。刻み幅 Δt に対する誤差は $\mathcal{O}(\Delta t^4)$ と少ないルンゲ＝クッタ法を採用した。

本節では電子の飛行仮定を決定する運動方程式で用いる微分方程式の計算方法のオイラー法, ルンゲ＝クッタ法について述べる。

2.3.1 オイラー法

微分方程式の数値解法で最も基本的なものとしてオイラー法がある。いま, 時刻 t における速度 $v(t)$ を求めたいとする。解きたい運動方程式が

$$\frac{dv(t)}{dt} = a(t, v), \quad v(t_0) = v_0 \quad (2.2)$$

とわかっている。ただし加速度 $a(t, v)$, 初速 v_0 は既知とする。前節との対応関係として $a(t, v)$ は運動方程式の右辺, v_0 は荷電粒子の初速度である。この解法では一定の刻み幅 Δt の間隔で続く点 $t = \Delta t, \dots, n\Delta t$ における傾き $a(t, v)$ を求めることで $v(t)$ の近似値

$$v_1 \simeq v(t_1), \dots, v_n \simeq v(t_n) \quad (2.3)$$

を求めるものである。 $a(t)$ は微分の定義式により,

$$a(t, v) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{v(t + \Delta t) - v(t)}{\Delta t} \quad (2.4)$$

であるが, Δt が十分に小さいと仮定して以下のように近似し, 整理すると

$$\begin{aligned} a(t, v) &\simeq \frac{v(t + \Delta t) - v(t)}{\Delta t} \\ v(t + \Delta t) &\simeq v(t) + a(t, v)\Delta t \end{aligned} \quad (2.5)$$

が得られる。まとめると以下の式となる。

$$t_{i+1} = t_i + \Delta t \quad (2.6)$$

$$v_{i+1} = v_i + a(t_i, v_i)\Delta t \quad (2.7)$$

2.3.2 4 次ルンゲクッタ法

1 階微分方程式

4 次ルンゲクッタ法はオイラー法とは異なり, 4 つのステップで徐々に傾きを修正し, 平均的な傾きを求めることで誤差を少なくしている。以下で方法を解説する。

まずオイラー法で増分 v_{RK1} を求める。

$$v_{\text{RK1}} = a(t_i, v_i)\Delta t \quad (2.8)$$

この傾きを利用して仮の半ステップを $\Delta t/2$ だけ進み, 点 $(t_i + \Delta t/2, v_i + v_{\text{RK1}}/2)$ に到達する。次にその点での傾きに基づいて増分 v_{RK2} を求める。

$$v_{\text{RK2}} = a\left(t_i + \frac{\Delta t}{2}, v_i + \frac{v_{\text{RK1}}}{2}\right) \Delta t \quad (2.9)$$

この傾きを利用して再度仮の半ステップを $\Delta t/2$ だけ進み, 点 $(t_i + \Delta t/2, v_i + v_{\text{RK2}}/2)$ に到達する。次にその点での傾きに基づいて増分 v_{RK3}

を求める。

$$v_{\text{RK3}} = a \left(t_i + \frac{\Delta t}{2}, v_i + \frac{v_{\text{RK2}}}{2} \right) \Delta t \quad (2.10)$$

この傾きを利用して仮のステップ Δt だけ進み、点 $(t_i + \Delta t, v_i + v_{\text{RK3}})$ に到達する。次にその点での傾きに基づいて増分 v_{RK4} を求める。

$$v_{\text{RK4}} = a(t_i + \Delta t, v_i + v_{\text{RK3}}) \Delta t \quad (2.11)$$

となる。最後に 4 つの増分 $v_{\text{RK1}}, v_{\text{RK2}}, v_{\text{RK3}}, v_{\text{RK4}}$ を $1 : 2 : 2 : 1$ で重み付けを行い、平均したものを最終的な増分の推定値として真のステップを進む。まとめると、

$$t_{i+1} = t_i + \Delta t \quad (2.12)$$

$$v_{i+1} = v_i + \frac{v_{\text{RK1}} + 2v_{\text{RK2}} + 2v_{\text{RK3}} + v_{\text{RK4}}}{6} \quad (2.13)$$

である。

2 階微分方程式

続いて 2 階微分方程式を考える。

$$\frac{d^2 x(t)}{dt^2} = a \left(t, x(t), \frac{dx(t)}{dt} \right) \quad (2.14)$$

2 階微分方程式は連立一階常微分方程式の形に変換する。

$$\frac{dv(t)}{dt} = a(t, x(t), v(t)), \quad \frac{dx(t)}{dt} = v(t) \quad (2.15)$$

これを 4 次のルンゲ＝クッタ法で解くアルゴリズムを考える。ある $t = t_n$ での $x = x_n, v = v_n$ の値が既知であるとする。これらをもとに $t = t_{n+1} = t_n + \Delta t$ での x_{n+1} と v_{n+1} の値を計算する。4 次のルンゲ＝クッタ法は以

下の式のように係数を求める。

$$\begin{aligned}
 v_{\text{RK1}} &= a(t, x_n, v_n) \Delta t, & x_{\text{RK1}} &= v_n \Delta t, \\
 v_{\text{RK2}} &= a\left(t + \frac{\Delta t}{2}, x_n + \frac{x_{\text{RK1}}}{2}, v_n + \frac{v_{\text{RK1}}}{2}\right) \Delta t, & x_{\text{RK2}} &= \left(v_n + \frac{v_{\text{RK1}}}{2}\right) \Delta t, \\
 v_{\text{RK3}} &= a\left(t + \frac{\Delta t}{2}, x_n + \frac{x_{\text{RK2}}}{2}, v_n + \frac{v_{\text{RK2}}}{2}\right) \Delta t, & x_{\text{RK3}} &= \left(v_n + \frac{v_{\text{RK2}}}{2}\right) \Delta t, \\
 v_{\text{RK4}} &= a(t + \Delta t, x_n + x_{\text{RK3}}, v_n + v_{\text{RK3}}) \Delta t, & x_{\text{RK4}} &= (v_n + v_{\text{RK3}}) \Delta t.
 \end{aligned}$$

最終的に重みをつけることにより

$$v_{n+1} = v_n + \frac{v_{\text{RK1}} + 2v_{\text{RK2}} + 2v_{\text{RK3}} + v_{\text{RK4}}}{6}, \quad (2.16)$$

$$x_{n+1} = x_n + \frac{x_{\text{RK1}} + 2x_{\text{RK2}} + 2x_{\text{RK3}} + x_{\text{RK4}}}{6} \quad (2.17)$$

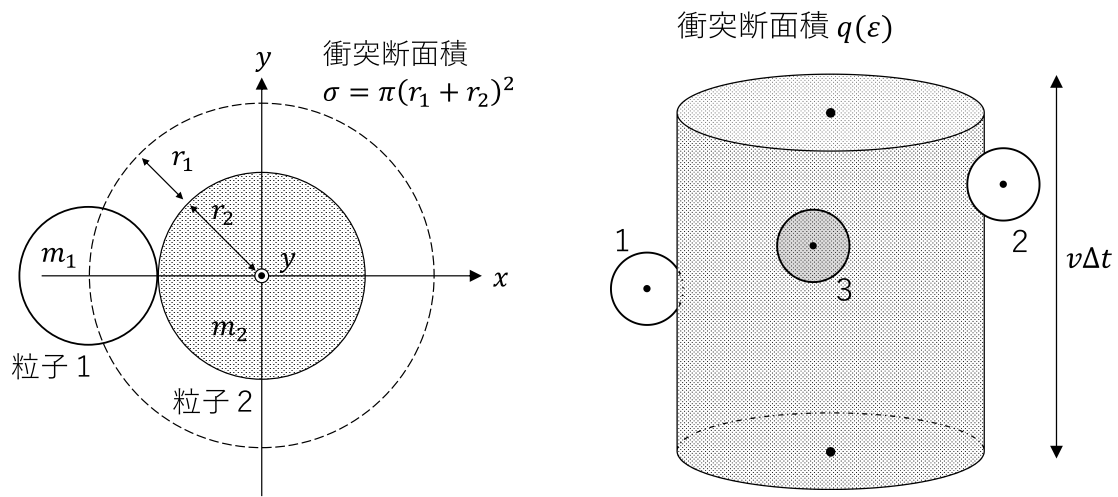
となる。

2.4 電子の気体分子との衝突散乱

気体中を飛行する電子はいずれ気体分子と衝突する。これを計算に取り入れるには、電子が飛行を開始してから与えられた時間内に気体分子と衝突するかどうかを判定する方法、いつ衝突するかを定める方法の2通りが考えられる [31]。本解析では前者を採用している。衝突と次の衝突が起こるまでの時間を自由時間と呼ぶ。この自由時間を決定する方法として、FFT(free flight time) 法, Null Collision 法, Δt 法などがあるが [31], 本研究では時間節約法を用いている [32]。本節では衝突の頻度を決定付けるパラメータとして衝突断面積の考え方と、衝突後の電子のエネルギーと速度の処理について説明する。

2.4.1 衝突種衝突断面積

2つの粒子をそれぞれ堅い球であるとみなし、半径 r_1, r_2 の粒子 1, 2 がそれぞれ衝突する様子を図 2.1a に示す。ここで、粒子 2 が静止していると考え、 z 軸に平行に粒子 1 を走らせた場合を考える。その際粒子が衝突する条件は、粒子 1 の中心点の座標を xy 平面に射影した際に半径 $r_1 + r_2$ の円内に入っていることである。この円の面積を衝突断面積とよぶ。電子と気体分子の半径をそれぞれ r_1, r_2 とすると、電子の半径は気体分子に対して十分に小さく $r_1 \ll r_2$ と見なせるので、電子は質点とみなし $r_1 = 0$ とし r_2 を気体分子の電子との衝突断面積としている。

(a) xy 平面へ投影した 2 粒子の衝突断面積

(b) 衝突断面積の考え方をを用いた衝突のモデル図。分子 1, 2 とは衝突しないが分子 3 に衝突する。

図 2.1: 衝突断面積の概念図

2.4.2 衝突有無の判定

短い時間 Δt の間に電子と気体分子が衝突する確率を $P_{\Delta t}$ とする。これを式で表すことを考える。電子を大きさのない点とみなしその速さを v とする。また、気体分子 1 個の衝突断面積を q とし、気体分子数密度を N とする。一般に q は電子速度 v あるいはエネルギー ε の関数となっているため、電磁界下においては v の変化とともに q も変わるが、時間 Δt の間に電子速度 v がほとんど変化しない程時間 Δt が短いと考える限り q は一定としてよい。さらに Δt は、与えられた N において Δt の間に電子がたかだか 1 回しか衝突しない程度に短いとする。このとき $P_{\Delta t}$ は次のように表される。

$$P_{\Delta t} = Nq(\varepsilon)v\Delta t \quad (2.18)$$

衝突が起こるかどうかは、図 2.1b のように電子を底面中心に置いた底面積 $q(\varepsilon)$ 、高さ $v\Delta t$ の円筒容器中にガス分子の中心が存在するかどうかを判断していることになる。

任意の時間 $t = n\Delta t$ の間に k 回起こる確率を $P(k)$ とする。衝突が起こらない確率 $P(k = 0)$ は

$$P(k = 0) = (1 - Nq(\varepsilon)v\Delta t)^n \quad (2.19)$$

と表される。ここで、 Δt を十分小さくした極限は指数関数の定義から

$$P(k = 0) = \exp(-Nq(\varepsilon)vt) \quad (2.20)$$

1 回以上の衝突が起こる確率 $P(k \geq 1)$ は衝突が 1 回も起こらない場合

となり $P(k=0)$ の余事象の確率として記述できる。

$$\begin{aligned}
 P(k \geq 1) &= 1 - P(k=0) \\
 &= \lim_{n \rightarrow \infty} [1 - (1 - Nq(\varepsilon)v\Delta t)^n] \\
 &= 1 - \exp(-Nq(\varepsilon)vt)
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

第2項を Maclaurin 展開し2次以降を無視すると

$$P(k=1) = Nq(\varepsilon)vt \tag{2.22}$$

となり, $t = \Delta t$ とすれば最初に示した式 (2.18) に戻る。 $Nqvt = 0$ 付近では指数関数を直線近似できるため, このような近似が成り立つような Δt の値が許される。

実際の計算モデルにこの衝突判定を取り入れるためには, 一様乱数 $\xi \in [0, 1)$ を用いて

$$\xi < Nq(\varepsilon)v\Delta t \tag{2.23}$$

のときに衝突が起きたと判断する。

2.4.3 衝突種の決定

電子と気体分子との衝突は大きく分けて, 両者のエネルギーの変化が起こらない弾性衝突と, 変化のある非弾性衝突がある。どの衝突が起こりやすいかは, 衝突の瞬間に電子が持っているエネルギーに対応する衝突断面積の大きさによる。本研究では, 弾性衝突, 電子励起衝突, 電離衝突について考慮している。各衝突の特徴について以下に記す。

- 弾性衝突

ガス分子の内部状態が変化しない衝突であり, 衝突前後の運動エネルギーは保存される。

- 電子励起衝突

電子からのエネルギー供給によってガス分子内部の電子軌道が高エネルギー状態への遷移（励起）を伴う衝突であり，衝突後の電子エネルギーは減少する。

- 振動励起衝突

電子からのエネルギー供給によってガス分子が高エネルギーの振動モードへ遷移する衝突であり，衝突後の電子エネルギーは減少する。

- 電離衝突

電子からのエネルギー供給によってガス分子内部の電子が分離する衝突であり，新たに電子（二次電子）と正イオンを生成し，衝突後の電子エネルギーは減少する。

- 解離衝突

多原子分子の場合，電子からのエネルギー供給によってガス分子内の結合が切れ原子や原子団などの断片になる衝突である。衝突後の電子エネルギーは減少し，中性解離や正負イオン対の場合は電子数が保存される点で扱いは励起衝突と同様である。

- 電子付着

電子がガス分子に衝突することで結合し，負イオンとなる。

衝突時の電子のエネルギーを ε とすると，衝突の種類が k という番号で各衝突断面積 $q_k(\varepsilon)$ に対応付けられているとき全衝突断面積 $q_{\text{tot}}(\varepsilon)$ は

$$q_{\text{tot}}(\varepsilon) = \sum_k q_k(\varepsilon) \quad (2.24)$$

として表される。また，衝突が起きた際，その中で各衝突 $q_k(\varepsilon)$ が起こる確率 $P_k(\varepsilon)$ は次式のように示される。

$$P_k(\varepsilon) = \frac{q_k(\varepsilon)}{q_{\text{tot}}(\varepsilon)} \quad (2.25)$$

$q_{\text{tot}}(\varepsilon)$ に対応するそれぞれの衝突断面積の大きさと、発生させた一様乱数 $\xi \in [0, 1)$ を用いて衝突の種類を判定する。

2.4.4 衝突後の電子速度

次に、弾性、非弾性衝突後の電子の速さについて述べる。

衝突後の電子の散乱方向

電子がガス分子と衝突すると、電子は散乱され運動方向を変える。本解析では散乱方向は電子のガス分子への入射角によらず等方であると仮定している。散乱方向は図 2.2 と 2.3 に示すように極角 θ と方位角 ϕ によって決まる。以下に極角 θ と方位角 ϕ の決定方法について述べる。

まず θ について考えると、 $[\theta, \theta + \Delta\theta]$ の範囲に散乱される確率はその方向の立体角の大きさに比例する。図において半径 1 の球について $[\theta, \theta + \Delta\theta]$, $(0 \leq \phi < 2\pi)$ の方向で射影される面積を dS 、球全体の面積を S とすると、 $[\theta, \theta + \Delta\theta]$ の方向に散乱される確率 $P(\theta) d\theta$ は

$$\begin{aligned} P(\theta) d\theta &= \frac{dS}{S} = \frac{2\pi \sin \theta d\theta}{4\pi} \\ &= \frac{1}{2} \sin \theta d\theta \end{aligned} \quad (2.26)$$

ここで、 $P(\theta) d\theta$ の大きさに比例するように $[0, 1)$ で発生させた一様乱数の微小区間 $d\xi$ に式 2.26 を対応させると

$$d\xi = \frac{1}{2} \sin \theta d\theta \quad (2.27)$$

両辺を積分して整理すると、次のように θ を決定できる。

$$\cos \theta = 1 - 2\xi \quad (2.28)$$

次に方位角 ϕ について考える。 ϕ についても極角と同様に半径 1 の球について $[\phi, \phi + \Delta\phi]$, $(0 \leq \theta < \pi)$ の方向で射影される面積を dS 、球全体の

面積を S とすると, $[\phi, \phi + \Delta\phi]$ の方向に散乱される確率 $P(\phi) d\phi$ は

$$\begin{aligned} P(\theta) d\theta &= \frac{dS}{S} = \frac{4\pi \frac{d\phi}{2\pi}}{4\pi} \\ &= \frac{d\phi}{2\pi} \end{aligned} \quad (2.29)$$

ここで, $P(\phi) d\phi$ の大きさに比例するように $\xi \in [0, 1)$ で発生させた一様乱数の微小区間 $d\eta$ に式 2.29 を対応させると

$$d\eta = \frac{d\phi}{2\pi} \quad (2.30)$$

両辺を積分して整理すると, 次のように ϕ を決定できる。

$$\phi = 2\pi\eta \quad (2.31)$$

衝突後の電子の速さ

衝突後の電子の速さは弾性衝突と非弾性衝突とで場合分けされる。

弾性衝突の場合, 電子とガス分子の間に運動エネルギー保存則と運動量保存則が成り立つ。衝突前後の電子の速度と質量をそれぞれ $\mathbf{v}_e, \mathbf{v}'_e, m$, ガス分子の速度と質量をそれぞれ $\mathbf{v}_g, \mathbf{v}'_g, M$ とする。その際衝突前後では次式が成り立つ。

$$\frac{1}{2}m|\mathbf{v}_e|^2 + \frac{1}{2}M|\mathbf{v}_g|^2 = \frac{1}{2}m|\mathbf{v}'_e|^2 + \frac{1}{2}M|\mathbf{v}'_g|^2 \quad (2.32)$$

$$m\mathbf{v}_e + M\mathbf{v}_g = m\mathbf{v}'_e + M\mathbf{v}'_g \quad (2.33)$$

実際の計算モデルでは, ここで電子とガス分子の質量は $m \ll M$ であるので, $\frac{m}{M} = 0$ とおいて計算を行っている。従って電子, ガス分子それぞれの

運動エネルギーは変化せず，電子の運動方向のみ以下のように変化する。

$$v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2} \quad (2.34)$$

$$v_x = v \cos \theta \quad (2.35)$$

$$v_y = v \sin \theta \cos \phi \quad (2.36)$$

$$v_z = v \sin \theta \sin \phi \quad (2.37)$$

これを先述の一様乱数 ξ , η を用いて以下に表す。

$$v_x = v (1 - 2\xi) \quad (2.38)$$

$$v_y = \sqrt{v^2 - v_x^2} \cos 2\pi\eta \quad (2.39)$$

$$v_z = \sqrt{v^2 - v_x^2} \sin 2\pi\eta \quad (2.40)$$

衝突種が非弾性衝突である場合，電子の運動エネルギーの一部はガス分子の励起，電離，解離などに費やされる。その費やされるエネルギーを ϵ_{loss} とし，衝突前後の電子の速度を $\mathbf{v}, \mathbf{v}'$ とすると次式のように表される。

$$|\mathbf{v}'| = \sqrt{v^2 - \frac{2\epsilon_{\text{loss}}}{m}} \quad (2.41)$$

その後， $\mathbf{v}'$ を式 (2.38) – (2.40) に当てはめて各方向成分に分配する。

電離衝突の場合は電離を引き起こした電子（一次電子）の持っているエネルギーを電離によって生成された電子（二次電子）に一様乱数 $\xi \in [0, 1)$ を用いて分配を行っている。

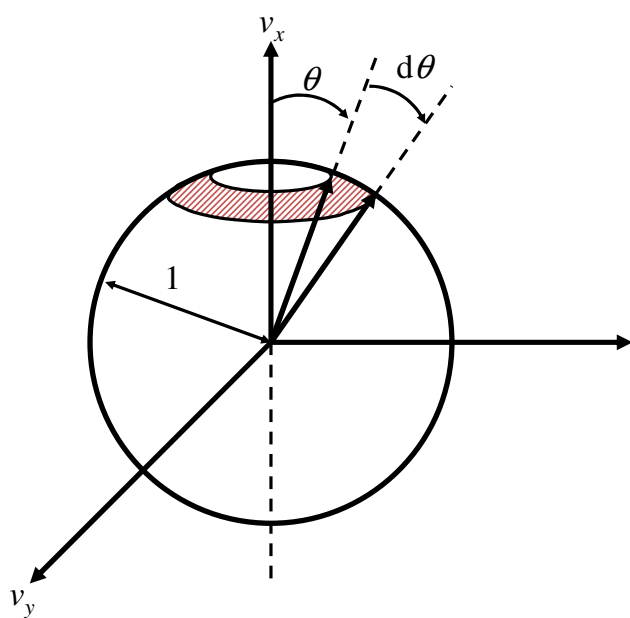


図 2.2: 散乱方向の決定 (極角)

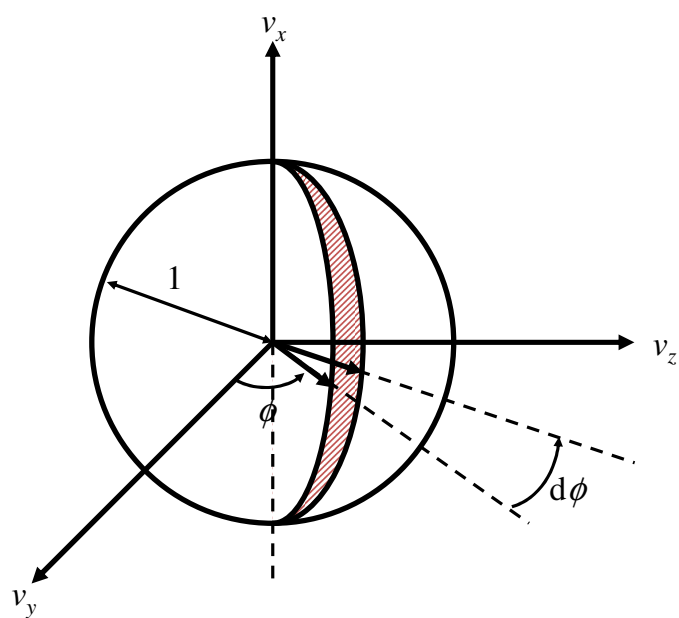


図 2.3: 散乱方向の決定 (方位角)

2.5 装置形状と電磁界の計算設定

2.5.1 装置形状

図 2.4 に本研究で仮定したプラズマ装置を示す。円筒容器は、内径 40.0 cm、高さ 40.0 cm の円柱を仮定した。直交座標 (x, y, z) または円筒座標 (r, θ, z) における原点は円筒容器の中心である。ここで、 r は半径方向の位置、 θ は方位角、 z は軸方向の位置である。ただし $x = r \cos \theta$, $y = r \sin \theta$, $r^2 = x^2 + y^2$ である。 θ は容器上部から見て反時計回りを正としている。円筒容器の半径は $R_C = 20.0$ cm, 円筒容器の上部と下部の z 位置はそれぞれ $Z_T = 20.0$ cm と $Z_B = -20.0$ cm である。

プラズマ装置には、対向発散磁界 $\mathbf{B}_{DC}(\mathbf{r})$ を印加するためのに上下 2 つの 36 巻同軸直流励磁コイルと、RF 交流駆動電界 $\mathbf{E}_{RF}(\mathbf{r}, t)$ を誘導するための 1 巻 RF アンテナを備えている。RF アンテナは容器側壁の外側に設置される。

本研究では励磁コイルの位置は変化させておらず、上部および下部の励磁コイルの実効半径は 26.0 cm、内径と外形はそれぞれ 24.0 cm と 28.0 cm、厚さは 4.0 cm $\times$ 4.0 cm である。それらの中心の z 位置はそれぞれ $Z_U = 10.0$ cm, $Z_L = -10.0$ cm とし、共鳴磁界域を先行研究よりも広くするため [23, 26, 27, 33], 以前の研究よりもコイル間の間隔を狭く設定している。基本的には上部および下部の励磁コイルの電流 (I_U, I_L) は符号は反対で大きさは等しく $I_U = I_{DC}$, $I_L = -I_{DC}$ としている。本論文では励磁コイルに流す電流を巻数と電流を乗じた単位である AT (アンペアターン, アンペア回数) を用いて表す。 $I_{DC} = 600$ AT を基本の条件としている。第 3 章ではこの値に ± 120 AT の幅を設定し磁界強度を変化させ電子加熱を観察した。第 5 章ではこの値に 300 AT ずつ増やし, $I_L = 900$ AT, 1200 AT と大きさを増やすことで分界面と共鳴磁界域を変形させ閉込めと電子加熱

の分布の変化を試みた。

実効半径は $R_{\text{RF}} = 21.5 \text{ cm}$ ，アンテナの実効高さは $Z_{\text{RF}} = 10.0 \text{ cm}$ ，電流振幅 $I_{\text{RF}} = 10.0 \text{ A}$ とした周波数 $f_{\text{RF}} = 13.56 \text{ MHz}$ の正弦波を基本の条件としている。第3章では R_{RF} と Z_{RF} を変え電子加熱を観察した。第4章ではこのときの条件における電界振幅が一定となるように I_{RF} と f_{RF} の組み合わせを選び f_{RF} の増大 ($f_{\text{RF}1} = 13.56 \text{ MHz}$, $f_{\text{RF}2} = 27.12 \text{ MHz}$, $f_{\text{RF}3} = 40.68 \text{ MHz}$) とともに拡大する共鳴磁界域における電子加熱を観察した。

2.5.2 容器内の電界と磁界

本研究の目的は，強磁界下における部分共鳴を観測することであり，部分共鳴を合理的に再現するために必要最小限の要素のみを含む電磁界モデルを仮定する。部分共鳴の本質的な機構を不明瞭にする可能性のある複雑なプラズマ応答は省略している。表皮効果などの，想定される状況を変化

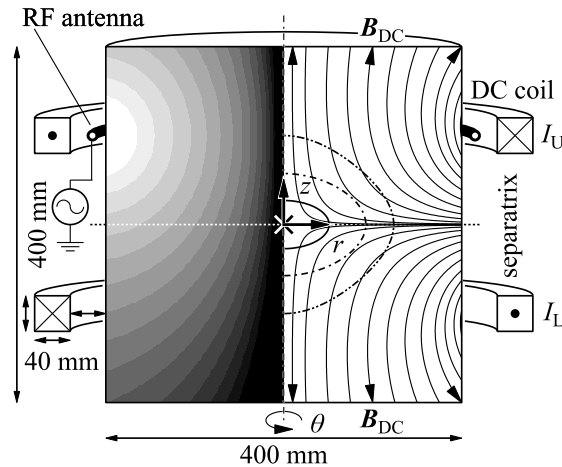


図 2.4: 本研究において仮定した反応容器模式図。左半分は RF 電界 $E_{\text{RF}}(t)$ の振幅分布の例である。アンテナ近傍で最大値 479 V m^{-1} ，分界面側壁で 160 V m^{-1} となり，中心軸で 160 V m^{-1} となる。右半分はコイル電流 $I_{\text{DC}} = 600 \text{ AT}$ のときの静磁界 B_{DC} である。RF 電界周波数 $f_{\text{RF}} = 13.56 \text{ MHz}$ の場合において共鳴磁界強度 $B_{\text{ECR}} = 0.4844 \text{ mT}$ であり，容器中心の X 点から外側に向かって，——, $|B_{\text{DC}}(\mathbf{r})| = 0.5 B_{\text{ECR}}$; - · -, $1.0 B_{\text{ECR}}$; - · · -, $1.5 B_{\text{ECR}}$ を表している。

させる可能性のある実際のプラズマ応答が、将来的に何らかの形で拡張として考慮されるようになった場合、現在のシミュレーションにおいて電子が受けると想定されている磁界は、プラズマ応答を考慮した後に残る有効な電磁界として解釈できる可能性がある。

時刻 t における電界 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ と磁界 $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ は、交流成分と直流成分を持つと仮定する。 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ は、RF アンテナ電流によって誘起される RF 電界 $\mathbf{E}_{\text{RF}}(\mathbf{r}, t)$ とシース電界 $\mathbf{E}_{\text{sh}}(\mathbf{r})$ から構成される。 $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ は、 I_{DC} によって印加される対向発散磁界 $\mathbf{B}_{\text{DC}}(\mathbf{r})$ と、RF アンテナ電流によって誘起される交流磁界 $\mathbf{B}_{\text{RF}}(\mathbf{r}, t)$ によって構成される。これらはビオ・サバルの法則に基づいて計算される。 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ と $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ は次のように表される。

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{\text{RF}}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_{\text{sh}}(\mathbf{r}), \quad (2.42)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_{\text{DC}}(\mathbf{r}) + \mathbf{B}_{\text{RF}}(\mathbf{r}, t). \quad (2.43)$$

円筒座標 r, θ, z を用いると、 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ と $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ の (r, θ, z) における成分は以下のように表すことができる。

$$\mathbf{E}_{\text{RF}}(\mathbf{r}, t) = (0, E_{\text{RF},\theta}(r, z, t), 0), \quad (2.44)$$

$$\mathbf{E}_{\text{sh}}(\mathbf{r}) = (E_{\text{sh},r}(r, z), 0, E_{\text{sh},z}(r, z)), \quad (2.45)$$

$$\mathbf{B}_{\text{DC}}(\mathbf{r}) = (B_{\text{DC},r}(r, z), 0, B_{\text{DC},z}(r, z)), \quad (2.46)$$

$$\mathbf{B}_{\text{RF}}(\mathbf{r}, t) = (B_{\text{RF},r}(r, z, t), 0, B_{\text{RF},z}(r, z, t)). \quad (2.47)$$

上記の式における時間依存成分は、次のように表すことができる。

$$E_{\text{RF},\theta}(r, z, t) = E_{\text{RF},\theta,\text{max}}(r, z) \sin 2\pi f_{\text{RF}} t, \quad (2.48)$$

$$B_{\text{RF},r}(r, z, t) = B_{\text{RF},r,\text{max}}(r, z) \cos 2\pi f_{\text{RF}} t, \quad (2.49)$$

$$B_{\text{RF},z}(r, z, t) = B_{\text{RF},z,\text{max}}(r, z) \cos 2\pi f_{\text{RF}} t, \quad (2.50)$$

ここで、添え字 ‘max’ は、 $E_{\text{RF},\theta}(r, z, t)$, $B_{\text{RF},r}(r, z, t)$, および $B_{\text{RF},z}(r, z, t)$ に対応する振幅を表す。本論文では RF アンテナを流れる交流電流が誘

導する電界 $E_{\text{RF},\theta}(r, z, t)$ および電界振幅分布 $E_{\text{RF},\theta,\text{max}}(r, z)$ を単に E_θ と表す。

2.5.3 直流励磁コイルによる磁界と共鳴磁界域

本解析では磁界を以下の式に示すビオ・サバールの法則に基づいて計算している。ビオ・サバールの法則より微小な長さの電流要素 $I d\mathbf{l}$ によって r 離れた位置に作られる微小な磁場 $d\mathbf{B}$ は

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{d\mathbf{l} \times \mathbf{r}}{r^3} \quad (2.51)$$

として求められる。ただし $r = |\mathbf{r}|$, 真空の透磁率 μ_0 , 電流 I である。磁界は図 2.4 に示すような形状である。

本論文では部分共鳴を評価するために注目する「共鳴磁界域」を $0.5B_{\text{ECR}} \leq B_{\text{DC}}(\mathbf{r}) \leq 1.5B_{\text{ECR}}$ の領域と定義する。共鳴磁界強度 B_{ECR} 自体は明確に定義されているが、共鳴磁界域を示す磁界強度範囲には確立された、あるいは一般に受け入れられている定義はない。四極磁界または対向発散磁界を扱った先行研究では、 $B_{\text{DC}} = 1B_{\text{ECR}}$ および $2B_{\text{ECR}}$ の等磁界強度線が尺度として示されていた [24, 34–36]。このような等高線は、ECR に関連する部分共鳴とその結果として生じる EEG [24, 26, 34, 35, 37] または電子閉じ込め領域 [38] を示すために電子の動きが蛇行から旋回に変わる境界 [36, 39, 40] として参照されている。現在の共鳴磁界域は、 $B_{\text{DC}}(\mathbf{r}) = B_{\text{ECR}}$ の両側に $\pm 0.5B_{\text{ECR}}$ の幅で設定されている。後述のように RF アンテナの交流電流による誘導磁界も生じるが、 $B_{\text{DC}}(\mathbf{r})$ よりも無視できるほど小さく、サンプリングにおいては $B_{\text{DC}}(\mathbf{r})$ に基づいている。

2.5.4 RF アンテナ電流による誘導電界

本解析では RF アンテナを流れる交流電流が作る電界を、前節の磁界と、以下の式に示すファラデーの法則を用いて計算している。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.52)$$

$$\oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{d\phi}{dt} \quad (2.53)$$

$$\phi = \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} \quad (2.54)$$

ここで閉曲線を C 、 C を縁とする曲面を S とし、 ϕ は曲面 S を通過する磁束である。RF アンテナ電流による誘導電界は図 2.4 に示すような形状である。

アンテナは $z > 0$ の領域、分界面の上に配置され、プラズマ閉じ込めが動作している条件下で EEG を調査する。

2.5.5 シース電界

側壁近くのプラズマシースが EEG を増強することが報告されている [33]。そこで、簡易シースモデルを採用し、シース厚さ d_S 、電圧降下 V_S が一定である時不変のシース電界 $\mathbf{E}_S(\mathbf{r})$ を仮定した。

このモデルは、プラズマバルクの電気的中性と、荷電粒子が一種の定常状態分布を形成している状況を表している。磁化 ICP のシースに関する報告は希であるが、ICP のシース電界の測定結果を考慮して、第 3 章と第 4 章では $d_S = 0.5 \text{ cm}$ と仮定した。第 3 章では $V_S = 40.0 \text{ V}$ だが、第 4 章以降では $V_S = 20.0 \text{ V}$ とポテンシャル高さを修正した [41, 42]。これは外部からの実験的知見をもとに修正したものである。流体モデルの誘導結合プラズマのシミュレーションの結果でも、同等なポテンシャル分布が観察される [43]。

2.5.6 RF アンテナ電流がつくる磁界

$B_{\text{RF}}(\mathbf{r}, t)$ の作用を新たに考えた [44, 45]。図 2.5 は RF アンテナがつくる磁界を示す。交流磁界は電子の運動に影響を与えるが、共鳴磁界強度 B_{ECR} のせいぜい 10% 以下であるため、共鳴磁界域への影響は小さかった。

2.6 プラズマ媒質

本研究では、ガスを Ar, 5 mTorr の低気圧, 300 K と仮定した。低エネルギー部の弾性衝突断面積が比較的小さく、非弾性衝突の過程がないため、電子の加速が妨げられにくい。そのため、プラズマ維持が容易である。またガスが安価に入手でき、古くから測定され実験データが豊富である。Ar は希ガスであるため、他の物質と反応しにくく化学反応モデルが単純化できる。実験的には器壁やプローブを清浄に保つことができるため、測定の困難が少ない。実験およびシミュレーションにおいてベンチマークとして多用される。本研究で用いる Ar の衝突断面積を図 2.6 に示す。衝突は簡

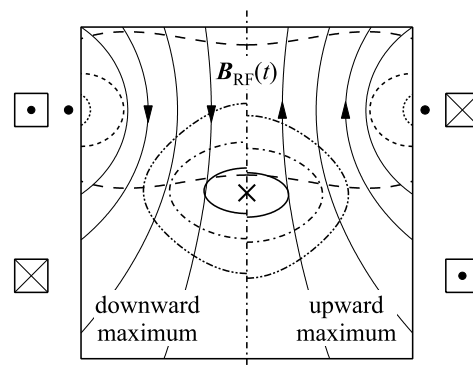


図 2.5: 円筒容器内の RF アンテナによる交流磁界。アンテナ付近は $0.30B_{\text{ECR}}$ ほどで最大である。破線は交流磁界の絶対値であり、アンテナの近くから $0.20B_{\text{ECR}}$, $0.10B_{\text{ECR}}$, $0.05B_{\text{ECR}}$ を表している。X 点周りに形成される楕円体様の曲線は内側から $0.5B_{\text{ECR}}$, $1.0B_{\text{ECR}}$, $1.5B_{\text{ECR}}$ である。右側は交流磁界が上向きになるとき、左側は交流磁界が下向きになるときを表している。

単のため、電子と中性ガスの二体衝突のみを考慮している。ここで生成した正イオンや準安定励起種の蓄積は考慮していない。ここで、

$$q_{\text{tot}}(\varepsilon) = q_{\text{mom}}(\varepsilon) + q_{\text{ex1}}(\varepsilon) + \cdots + q_{\text{ex6}}(\varepsilon) + q_{\text{ion}}(\varepsilon) \quad (2.55)$$

$q_{\text{mom}}(\varepsilon)$ ：弾性衝突断面積

$q_{\text{ex1}}(\varepsilon), \cdots, q_{\text{ex6}}(\varepsilon)$ ：電子励起衝突断面積

$q_{\text{ion}}(\varepsilon)$ ：電離衝突断面積

である。本シミュレーションにおける衝突確率の計算に用いた Ar の電子衝突断面積 [46] には、弾性衝突、励起、電離の過程が含まれる。容器壁では完全弾性反射を仮定する（鏡面反射，無損失）。

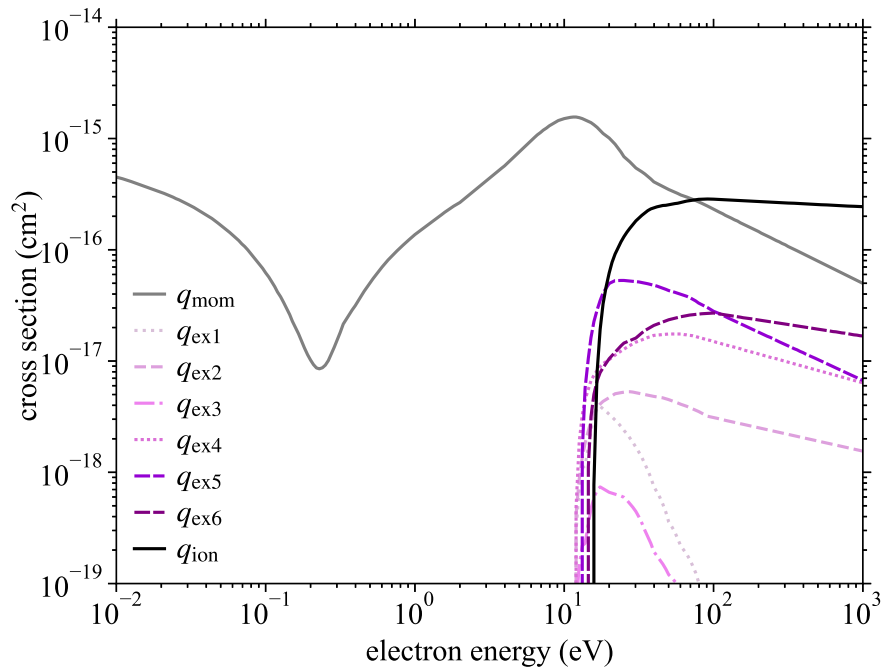


図 2.6: Ar 中電子の衝突断面積

2.7 シミュレーションにおける電子追跡

電子追跡のシミュレーションコードとしては、電子衝突断面積と電磁界分布を予め与え、実行中はこれらに関する処理は補間のみである。まず初期電子を放出し、定められた時間まで追跡する。この時間内に生じた電離位置・時間および電子位置・速度を記録し、最後に生成された二次電子から追跡を始め、同様に電離位置を記録し追跡を行う。こうして共通の初期電子から生じた一団の電子（系統）を全て追跡し終えたら計算実行前に定めた終了条件の電子の個数以上かを判定する。終了条件に満たなければ、シミュレーションの開始時刻に時間を戻し新たな初期電子を放出し、その系統の二次電子を全て追跡し同様に判定することを繰り返す。終了条件を満たせば計算が終了となる。

2.7.1 初期電子の供給位置

初期電子は、円筒容器の天井または RF アンテナ近くの側壁から $t = 0$ で供給され、初期速度は平均エネルギー 1.0 eV のマクスウェル分布からランダムに選択された。それらの開始位置は、RF アンテナに最も近い、高 E_θ 領域において、側壁または天井壁から電子が供給されるのが妥当であると考えられる。天井の $r = R_A \pm \frac{1}{2}W$ と $z = Z_A \pm \frac{1}{2}W$ の範囲で、天井または側壁の領域で均一であると想定した。ここで $W = 1.0$ cm とした。

2.7.2 シミュレーションの時間刻み

Δt は 2.85 ps とした（第 3 章のみ 3.7 ps）。これは RF 周期 $T_{\text{RF1}} = \frac{1}{f_{\text{RF1}}} = 73.7$ ns の $\frac{1}{25920}$ （3 章のみ $\frac{1}{24000}$ ）に相当し、電子の回転軌跡を描くのに十分な大きさである。なお、第 3 章のみ $\frac{1}{24000}$ なのは、第 4 章で行うような高周波数の条件で位相分解するためには $3 \times 2 \times 1 \times 24$ の約数を

持つ 25 920 のような整数値に設定する必要があったためである。

2.7.3 シミュレーションの追跡時間

電子は、 $t = 100T_{\text{RF1}}$ ($t = 200T_{\text{RF2}} = 300T_{\text{RF3}}$, ここで $T_{\text{RF2}} = 1/f_{\text{RF2}}$ および $T_{\text{RF3}} = 1/f_{\text{RF3}}$) まで追跡した。この時点で初期電子は容器内に拡散し、平均電子エネルギーなどの電子群パラメータは周期的な定常値に達する。電子は、電子供給の初期条件に依存する初期緩和段階の影響を排除するため、 $80T_{\text{RF1}} \leq t \leq 100T_{\text{RF1}}$ (すなわち、 $160T_{\text{RF2}} \leq t \leq 200T_{\text{RF2}}$, および $240T_{\text{RF3}} \leq t \leq 300T_{\text{RF3}}$) の間サンプリングされる。シミュレーション終了時の電子数は 10^6 以上である。

2.7.4 本モデルの代表的な条件における衝突周波数と平均自由行程

参考までに、 $I_{\text{DC}} = 600 \text{ AT}$ における条件下での Ar の全電子衝突頻度 ν_{total} は、0.2 eV で約 $3.9 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ から、15 eV で約 $5.3 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ の範囲である。現在の Δt の値は、ラーモア回転周期 $2\pi m/(e|\mathbf{B}|)$ および最短の平均自由時間 $1/\nu_{\text{total}}$ よりも十分に短いため、旋回電子の軌道を精密かつ安定的に計算し、衝突事象の発生を判定することができる。電子の平均自由行程は、 $\lambda = 1/[N_{\text{g}}q_{\text{total}}(|\mathbf{v}|)|\mathbf{v}|]$ であり、数 cm 以上である。ここで、 N_{g} はガス分子数密度、 q_{total} は Ar の全衝突断面積である。

2.8 物理量のサンプリング

2.8.1 サンプリング区画

円筒容器空間 (r, θ, z) は円筒対称性の仮定の下で 2 変数空間 (r, z) に写像され、 rz 空間は電子サンプリングのために Δr と Δz ごとの区画に分けられる。 (i, j) 番目のサンプリング区画 $S_{i,j}$ は、 $(i-1)\Delta r \leq r < i\Delta r$ かつ $(j-1)\Delta z + Z_{\text{B}} \leq z < j\Delta z + Z_{\text{B}}$ の領域として定義される (図 2.7 を参

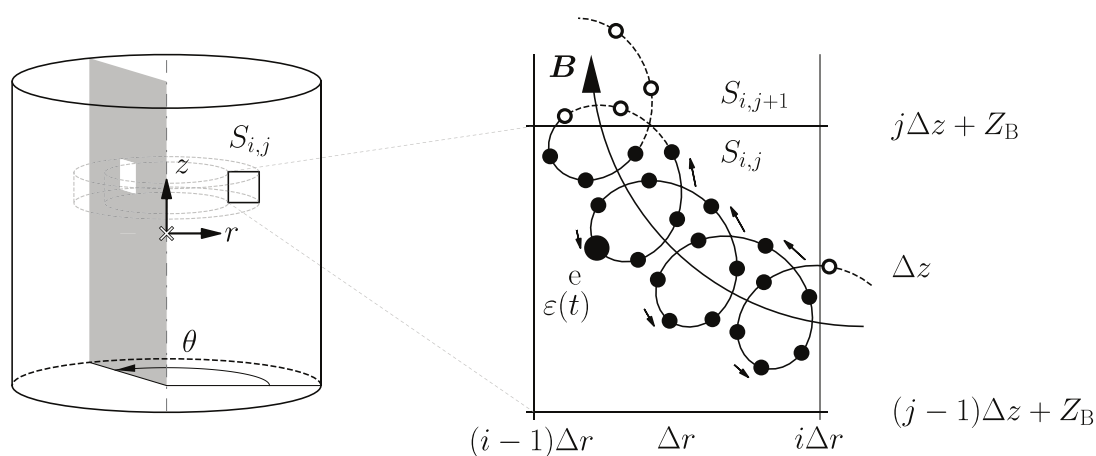


図 2.7: EEG サンプリグの模式図。電子軌跡上の実線は、 $\Delta\varepsilon(t)$ が $G(S_{i,j}, t)$ に加算される EEG サンプリグ位置を表している。

照)。区画幅は $\Delta r = \Delta z = 0.5 \text{ cm}$ に設定されているため、 i と j の範囲はそれぞれ $1 \leq i \leq 40 = R_C/\Delta r$ と $1 \leq j \leq 80 = (Z_T - Z_B)/\Delta z$ となる。 Δt 期間中の電子の飛行距離 $|\boldsymbol{v}|\Delta t$ は、これらの断面寸法よりも十分に短い。方位角範囲 $0 \leq \theta < 2\pi$ をカバーする $S_{i,j}$ に対応する 3 次元領域の体積は、 $V_{i,j} = \pi(2i - 1)\Delta r^2\Delta z$ である。

2.8.2 電子エネルギー利得

EEG G を，サンプリング区画（図 2.7）内で単位時間あたりに 1 個の自由飛行中電子が得るエネルギーとして定義する。 $S_{i,j}$ 内の G は次のように

サンプリングされる:

$$N_e(S_{i,j}, t) = \sum_{\substack{k \\ r_k \in S_{i,j}}} 1, \quad (2.56)$$

$$G(S_{i,j}, t) = \frac{1}{N_e(S_{i,j}, t)} \sum_{\substack{k \\ r_k \in S_{i,j}}} \frac{\Delta \varepsilon_k(t)}{\Delta t}, \quad (2.57)$$

$$\Delta \varepsilon_k(t) = \varepsilon_k(t) - \varepsilon_k(t - \Delta t), \quad (2.58)$$

$$\varepsilon_k(t) = \frac{1}{2} m \{ [v_{x,k}(t)]^2 + [v_{y,k}(t)]^2 + [v_{z,k}(t)]^2 \} \quad (2.59)$$

ここで、 k は k 番目の電子を表し、 $N_e(S_{i,j}, t)$ は $S_{i,j}$ 内の電子数を表す。非弾性衝突による電子のエネルギー損失は別途サンプリングされる。さらに、サンプリング区画における G 値には、区画外へ飛び出す電子によってもたらされるエネルギーの減少も、区画外から区画内へ飛び込む電子によってもたらされるエネルギーの増加も含まれない。これは、 G がサンプリング部における飛行中のエネルギーの増減のみを表すようにするためである。そうでなければ、電子がサンプリング部を衝突せずに通過する場合、たとえサンプリング部でエネルギーを得るとしても、 G はゼロになってしまう。 G は、 $N_e G$ が $S_{i,j}$ 内の電子によって吸収される電力 $P(S_{i,j}, t)$ を与えるような量であり、 $\sum_{i,j} N_e(S_{i,j}, t) G(S_{i,j}, t)$ の合計をとることで、プラズマに放出される全電力を推定できる。ここで、 N_e はシミュレーションサンプルの値であるため、 P を実験値と比較する際には、スケーリング係数が必要である。参考までに、磁化プラズマ中の電子数密度は、実験的に測定され、ガス媒質や磁界形状は異なるものの、約 10^{11} cm^{-3} 程度のオーダーであることが報告されている [18]。

G 値は、先行研究において「EEG 単位」を用いて表されている [24, 26–28, 33]。この単位は、 $\text{eV} \cdot (\text{RF 周期})^{-1} \cdot (\text{電子})^{-1}$ と定義される。ここで、本解析では、RF 周期 T_{RF} は f_{RF} に応じて変化する。そこで、EEG 単位

を単位時間 $T_{\text{RF1}} = 73.7 \text{ ns}$ に固定して再定義する。1 EEG 単位は電力に変換され, $G = e \times (1\text{V})/T_{\text{RF1}} = 2.17 \times 10^{-12} \text{ W/電子}$ となる。 G 値は, 異なる駆動周波数間においても, f_{RF1} , f_{RF2} , f_{RF3} 単位変換なしで比較できる。

2.8.3 そのほかの諸物理量

電子エネルギー利得の他に本論文で重要となる諸物理量について説明する。

平均電子エネルギー

平均電子エネルギー $\langle \varepsilon \rangle(S_{i,j}, t)$ は

$$\langle \varepsilon \rangle(S_{i,j}, t) = \left(\sum_{\substack{k \\ \mathbf{r}_k \in S_{i,j}}} \varepsilon_k(t) \right) / N_e(S_{i,j}, t) \quad (2.60)$$

として計算した。

平均電子速度

平均電子速度 $\langle \mathbf{v} \rangle(S_{i,j}, t) = (\langle v_x \rangle(S_{i,j}, t), \langle v_y \rangle(S_{i,j}, t), \langle v_z \rangle(S_{i,j}, t))$ は

$$\langle \mathbf{v} \rangle(S_{i,j}, t) = \left(\sum_{\substack{k \\ \mathbf{r}_k \in S_{i,j}}} \mathbf{v}_k(t) \right) / N_e(S_{i,j}, t) \quad (2.61)$$

として計算した。

電離レート

電離レート $R_i(S_{i,j}, t)$ は単位時間・単位体積当たりの電離回数である。 $S_{i,j}$ における電離回数を $N_i(S_{i,j}, t)$, τ をサンプリングの時間幅とすると,

$$R_i(S_{i,j}, t) = \frac{1}{\tau} N_i(S_{i,j}, t) / V_{i,j} \quad (2.62)$$

として計算した。

電離周波数

電離周波数 ν_i は電子 1 個が単位時間あたりに電離させる回数であり、

$$\nu_i = \frac{1}{\tau} \frac{N_i}{N_e} \quad (2.63)$$

として計算した。

第 3 章

部分共鳴の電界分布・磁界強度依存性

本章では，部分共鳴の動作条件への依存性を観察するために様々な磁界強度と RF アンテナ位置においてモンテカルロ法で計算した。低電界および強磁界下でも，共鳴磁界域で部分共鳴が観測されることを確認した。部分共鳴を利用する試みとして，共鳴磁界域を通過する磁力線が到達する領域の近くに RF アンテナを配置することにより，EEG の増強とそれに伴う共鳴磁界域の電離を示した。

3.1 導入

本章では 13.56 MHz の RF 電界で駆動される ICP を解析モデルとして採用する。電子が単位時間あたりに得るエネルギーは，電子エネルギー利得（EEG: Electron Energy Gain）として定量化され，EEG の空間分布を評価した。共鳴磁界域内の EEG を評価するためにモンテカルロ法を用いて計算し，以下の 3 点を調査した。

- (a) 容器天井または側壁に沿って移動した RF アンテナの位置に対する EEG の依存性，
- (b) 磁界強度に対する EEG の依存性，そして

(c) 共鳴磁界域に対する磁力線の経路に依存する EEG の特徴。

(a) は、プラズマ装置の設計に関するもので、RF アンテナを容器天井の上に配置するか、側壁の周囲に配置するかを決定する。複数の RF アンテナを切り替え可能な場合は、動的制御にも使用できる。(b) は、強磁界下での部分共鳴の発生を確認するためのものである。(c) は、共鳴磁界域とアンテナ近傍領域を結ぶ磁力線に沿って高エネルギー電子を共鳴磁界域に効率的に供給することを目的としている。本研究では、プラズマ操作における磁界の機能的利用における部分共鳴の可能性について議論する。

3.2 装置の設定

言及した3つの議論ポイントを調べるために、図 3.1 では、RF アンテナの位置と磁界強度を変化させている（同図 (a) と (b)）。さらにアンテナの位置を変えて磁力線の経路に着目し共鳴磁界域での部分共鳴による EEG 増強を図っている（同図 (c)）。

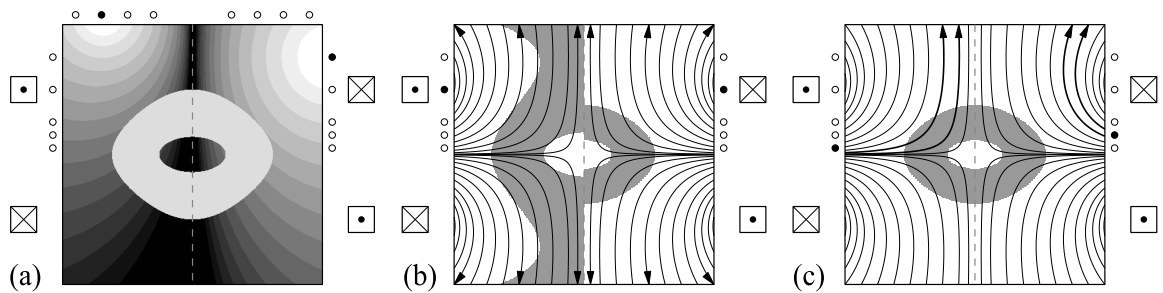


図 3.1: (a) 電界分布, (b) 磁界強度, および (c) アンテナ付近の磁力線の経路に対する EEG の依存性を調べるための RF アンテナと DC コイルの配置。チャンバーの天井と側壁の横にある黒丸と白丸は、RF アンテナの位置である（黒丸は駆動中を表す）。四角の中の点と十字は、磁気コイルに流れる直流電流の方向を示す。矢印と曲線は磁力線である。 $0.5B_{\text{ECR}} \leq B_{\text{DC}}(\mathbf{r}) \leq 1.5B_{\text{ECR}}$ の共鳴磁界域は、 $f_{\text{RF}} = 13.56 \text{ MHz}$ で $B_{\text{ECR}} = 0.4844 \text{ mT}$ の影付きの領域である。磁界強度は、(a) は 600 AT, (b) の左が 480 AT, 右が 720 AT, (c) が 720 AT である。

3.2.1 直流コイルと磁界

上部コイルと下部コイルの電流はそれぞれ $I_U = +I_{DC}$ および $I_L = -I_{DC}$ とし、互いに逆向きの電流を流している。これらの値は 480 AT, 600 AT, 720 AT と変化させている。図 2.4 は、600 AT でビオ・サバールの法則に基づいて計算された典型的な対向発散磁界を示している。 $\mathbf{B}_{DC}(\mathbf{r})$ は、動径方向成分 (r 方向成分) と軸方向成分 (z 方向成分) のみをもち、それぞれ $B_{DC,r}(\mathbf{r})$, $B_{DC,z}(\mathbf{r})$ としている。容器中心の X 点 $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ では $|\mathbf{B}_{DC}(\mathbf{r})| = B_{DC}(\mathbf{r}) = 0$ となり、磁界は消失する。

$z = 0$ 面で形成された対向発散磁界の分界面は上部と下部の領域を分離し電子を閉じ込める機能を有している。これは上部領域から下部領域へのまっすぐな電子の通過を妨げるためである。 $B_{DC}(\mathbf{r})$ は X 点から外側に向かって増加し、磁界が 600 AT, 720 AT のように強いとき、X 点は $B_{DC}(\mathbf{r}) = B_{ECR}$ の回転楕円体のような領域に囲まれている (図 2.4 参照)。ここで、共鳴磁界強度 B_{ECR} は $B_{ECR} = 2\pi(m/e)f_{AC}$ であり、ここで f_{AC} は印加される交流電界の周波数である。特に、交流電界周波数は後で定義するように $f_{AC} = f_{RF} = 13.56$ MHz であるため、共鳴磁界強度は $B_{ECR} = 0.4844$ mT である。図 1 の破線、一点鎖線、二点鎖線はそれぞれ $B_{DC} = 0.5B_{ECR}$, $B_{DC} = 1.0B_{ECR}$, $1.5B_{ECR}$, を表している。

RF アンテナ電流によって誘導される RF 磁界 $\mathbf{B}_{RF}(\mathbf{r}, t)$ は $\mathbf{B}_{DC}(\mathbf{r})$ に重畳され、 $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_{DC}(\mathbf{r}) + \mathbf{B}_{RF}(\mathbf{r}, t)$ が得られる。X 点での $\mathbf{B}_{RF}(\mathbf{r}, t)$ の振幅は、次の節で指定するように、現在の条件で B_{ECR} のせいぜい数パーセント程度である。 $\mathbf{B}_{RF}(\mathbf{r}, t)$ は、ICP の電子群解析で想定されるように $\mathbf{E}_{RF}(\mathbf{r}, t)$ を 90° 位相が進むように設定されている [47–50]。しかし、新たに想定した交流磁界は、現在の条件で実質的に EEG の結果に違いが生じなかった。ここで、共鳴磁界域は $\mathbf{B}_{DC}(\mathbf{r})$ に基づき定義され時不変で

ある。

3.2.2 RF アンテナ電流がつくる電界

$\mathbf{E}_{\text{RF}}(\mathbf{r}, t)$ は、円筒容器の上部または側面に取り付けられた 1 巻 RF アンテナによって誘導される。これらの配置を天井と側壁の配置と呼ぶこととする。

アンテナの位置は次のように変化させた。従来の配置である天井配置の場合、実効アンテナ高さ Z_A は 21.5 cm 固定とし、実効アンテナ半径 R_A は 6.0 cm, 10.0 cm, 14.0 cm, 18.0 cm として変化させた。側壁配置の場合、 $R_A = 21.5$ cm 固定とし $Z_A = 1.0$ cm, 3.0 cm, 5.0 cm, 10.0 cm, 15.0 cm とした。交流 アンテナ電流の振幅は $I_A = 10.0$ A であり、その周波数は $f_{\text{RF}} = 13.56$ MHz である。この 交流電流は $\mathbf{B}_{\text{RF}}(\mathbf{r}, t)$ を誘導する。 $\mathbf{E}_{\text{RF}}(t)$ は偏角成分 $E_\theta(r, z, t)$ のみを持つと仮定し、次式に示すように正弦波とした。

$$E_\theta(r, z, t) = E_{\text{max}}(r, z) \sin 2\pi f_{\text{RF}} t \quad (3.1)$$

ここで、系の円筒対称性の下での 2 変数関数として振幅 $E_{\text{max}}(r, z) \geq 0$ が与えられる。 (r, θ, z) における $\mathbf{E}_{\text{RF}}(t)$ の成分の瞬時値は次のように与えられる。

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{RF}}(\mathbf{r}, t) &= (E_{\text{RF},x}(\mathbf{r}, t), E_{\text{RF},y}(\mathbf{r}, t), E_{\text{RF},z}(\mathbf{r}, t)) \\ &= (-E_\theta(r, z, t) \sin \theta, E_\theta(r, z, t) \cos \theta, 0), \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\theta = \arctan \frac{y}{x} \quad (3.3)$$

3.2.3 シース電界

側壁近くのプラズマシースが EEG を増強することが報告されているため [33]、簡易シースモデルを採用した。シース厚さ d_S 、電圧降下 V_S が一

定である時不変のシース電界 $E_S(\mathbf{r})$ を仮定した。

このモデルは、プラズマバルクの電気的中性と、荷電粒子が一種の定常状態分布を形成している状況を表している。磁化 ICP のシースに関する報告は希であるが、ICP のシース電界の測定結果を考慮して、 $d_S = 0.5 \text{ cm}$, $V_S = 40.0 \text{ V}$ とした [41, 42]。流体モデルの誘導結合プラズマのシミュレーションの結果でも、同等なポテンシャル分布が観察される [43]。

予備的なシミュレーションではシース電界による EEG への影響は大きな変化を与えなかった。これは、共鳴磁界域が主にシースから離れた内部領域で形成されるためと考えられる [44]。

3.2.4 RF アンテナ電流がつくる磁界

$B_{\text{RF}}(\mathbf{r}, t)$ の作用を考慮した [44, 45]。図 2.5 に RF アンテナがつくる磁界を示した。交流磁界が与える電子運動の影響は小さかった。

3.3 結果と考察

3.3.1 電界分布に対する電子エネルギー利得の依存性

天井励起

図 3.2 は、 $B_{\text{DC}}(\mathbf{r})$ が 600 AT のときの EEG を示している。アンテナ位置は $Z_A = 21.5 \text{ cm}$, $R_A = 6.0 \text{ cm}$, 10.0 cm , 14.0 cm , 18.0 cm の天井配置である。RF アンテナ付近の高い EEG は高電界によるものである。側壁近くの高い EEG は、側壁での電子反射によって引き起こされる偏角方向の電子ドリフトが確率的に EEG に寄与し、シース電界の存在下で EEG が増強されるためであると報告されている。 R_A が増加すると容器内の電子に供給されるエネルギー量が増加し、電子エネルギー利得のが高い領域が広がるため、共鳴磁界域で EEG が増加する傾向となる。

側壁励起

図 3.3 は、 B_{DC} が 600 AT のときの EEG である。アンテナ位置は $R_A = 21.5$ cm, 側壁配置で Z_A を 5.0 cm, 10.0 cm, 15.0 cm と変化させた。共鳴磁界域からアンテナが遠ざかり電界強度が弱くなっても、共鳴磁界域では EEG が高くなる傾向が観察された。

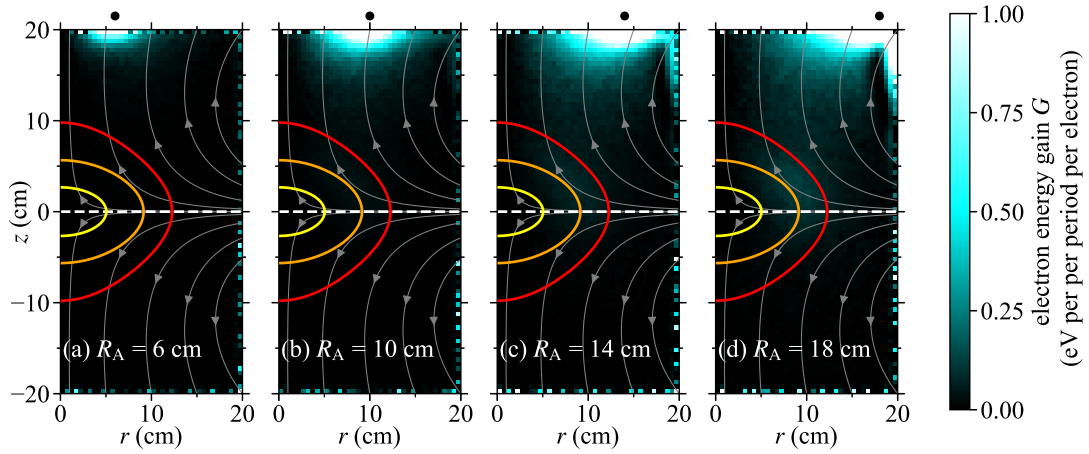


図 3.2: アンテナ半径を変化させた天井配置における 600 AT における電子エネルギー利得。(a) $R_A = 6.0$ cm, (b) 10.0 cm, (c) 14.0 cm, (d) 18.0 cm 黒丸は RF アンテナ位置を表す。 B_{DC} の等高線は黄線, 橙線, 赤線でそれぞれ $0.5B_{ECR}$, $1.0B_{ECR}$, $1.5B_{ECR}$ を示している。

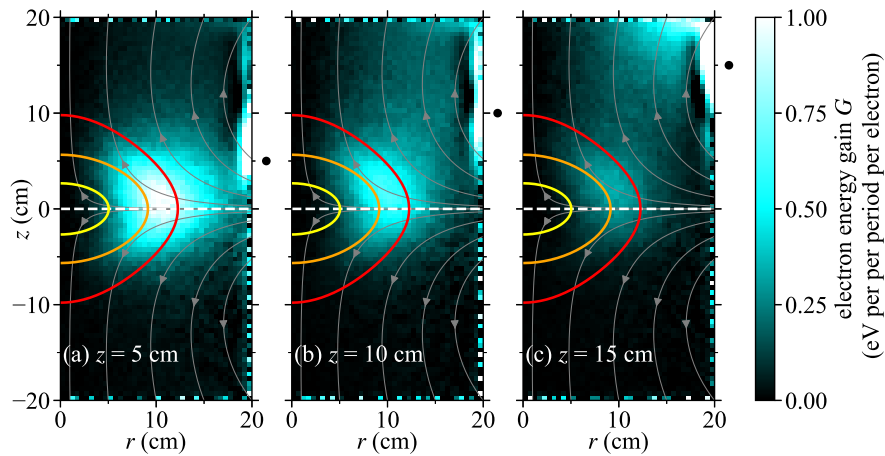


図 3.3: アンテナ高さを変化させた側壁配置における 600 AT における電子エネルギー利得。アンテナ高さは (a) $Z_A = 5.0$ cm, (b) 10.0 cm, (c) 15.0 cm である。図中の説明は図 3.2 と同様である。

3.3.2 磁界強度に対する電子エネルギー利得の依存性

図 3.4 は、 B_{DC} が 480 AT, 600 AT, および 720 AT のときの EEG であり、アンテナ位置は $Z_A = 10.0$ cm, $R_A = 21.5$ cm の側壁配置である。磁界強度 I_{DC} によらず、EEG は共鳴磁界域だけでなく、RF アンテナと側壁付近でも高くなる傾向が観察される。この傾向は、前節で述べた結果と同様である。 I_{DC} が増加すると EEG は低下する傾向があり、共鳴磁界域は狭くなる。ただし、EEG は局所的に共鳴磁界域において高くなっている。これは、電子への効果的なエネルギー付与に適用可能な制御を確立すればプラズマの維持に有益である。

3.3.3 高 EEG 域を結ぶ容器内磁力線に注目した部分共鳴増強の試み

図 3.5 は、 B_{DC} が 720 AT の EEG である。アンテナ位置は $R_A = 21.5$ cm, Z_A は側壁配置で 1.0 cm, 3.0 cm, 5.0 cm, 10.0 cm および 15.0 cm である。

RF アンテナが分界面に近づくにつれ、アンテナ近傍領域から延びる磁力線の経路が共鳴磁界域に近づくため (図 3.1(c) を参照), EEG はより強

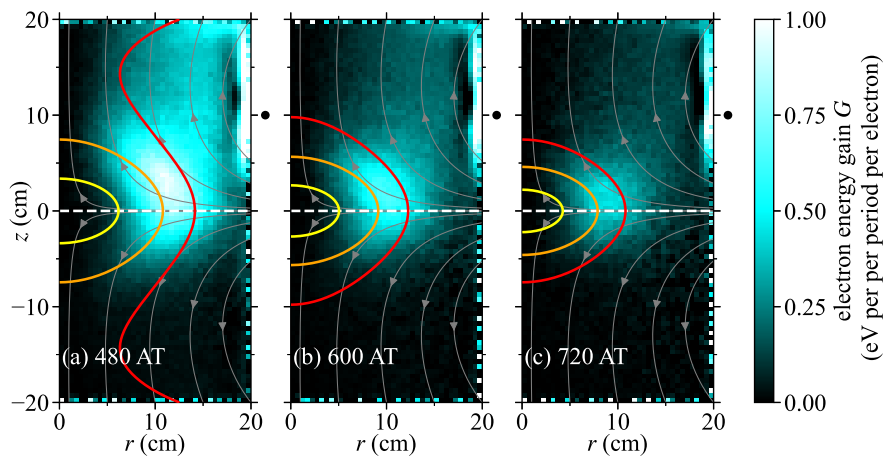


図 3.4: 磁界強度を変化させた側壁配置の $Z_A = 10.0$ cm における電子エネルギー利得。(a) $I_{DC} = 720$ AT, (b) 600 AT, (c) 720 AT, 図中の説明は図 3.2 と同様である。

化される。

電子数密度と平均電子エネルギーをそれぞれ図 3.6 と図 3.7 に示す。図 3.6 と図 3.7 の条件は図 3.5 と同じである。

図 3.6(a) の $Z_A = 1.0 \text{ cm}$ でアンテナ付近の領域から延びる磁力線に沿って n_e が高いことが観察される。磁界は電子を束縛し、電子が磁力線を横切って拡散するのを防ぐためである。同様に図 3.6(b)–(d) の $Z_A = 5.0 \text{ cm}–15.0 \text{ cm}$ では、電子はその強い磁界によって上部 DC コイルの近くに閉じ込められる。

図 3.7 では、 $\langle \varepsilon \rangle$ は共鳴磁界域の周りで高い。特に図 3.7(a) と図 3.7(b) の $Z_A = 1.0 \text{ cm}$ と 5.0 cm で高い $\langle \varepsilon \rangle$ が共鳴磁界域を通過する磁力線に沿って明瞭に観察される。この特徴は、実験装置は異なるが、アンテナ付近を通る磁力線に沿って高電子温度領域が観察される実験結果と似ている [51]。一方で、図 3.6(a) の n_e と図 3.7(a) の $\langle \varepsilon \rangle$ の尾根は重ならない。同様の結果は、NLD プラズマのシミュレーションに関する論文においても見られる [15, 34]。

図 3.7 で分界面下部領域の DC コイル付近で観測された高い $\langle \varepsilon \rangle$ は、高エネルギー電子のみが対向発散磁界の閉じ込めから逃れることができるこ

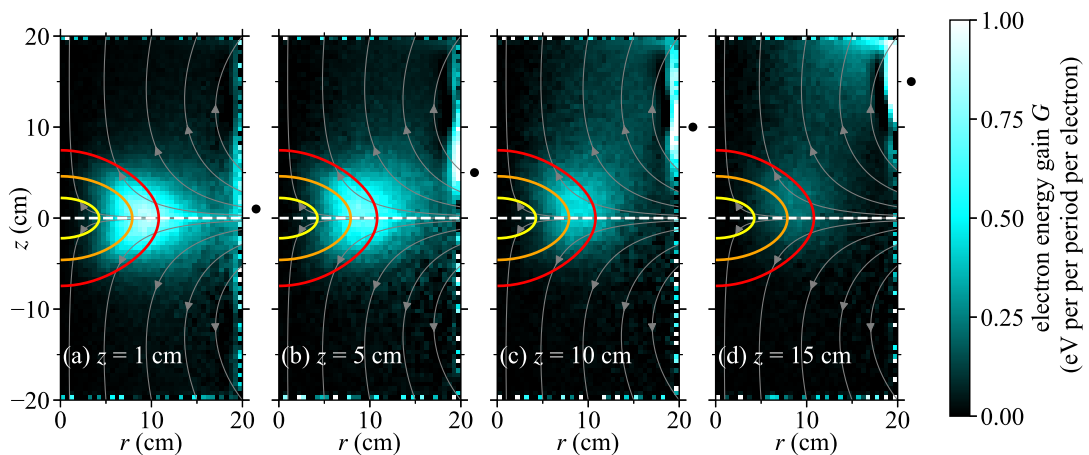


図 3.5: 側壁配置における 720AT での電子エネルギー利得。(a) $Z_A = 1.0 \text{ cm}$, (b) $Z_A = 3.0 \text{ cm}$, (c) $Z_A = 10.0 \text{ cm}$, (d) $Z_A = 15.0 \text{ cm}$, 図中の説明は図 3.2 と同様である。

とを表している。しかし，図 3.6 の n_e 分布に見られるように，そのような電子は少ない。

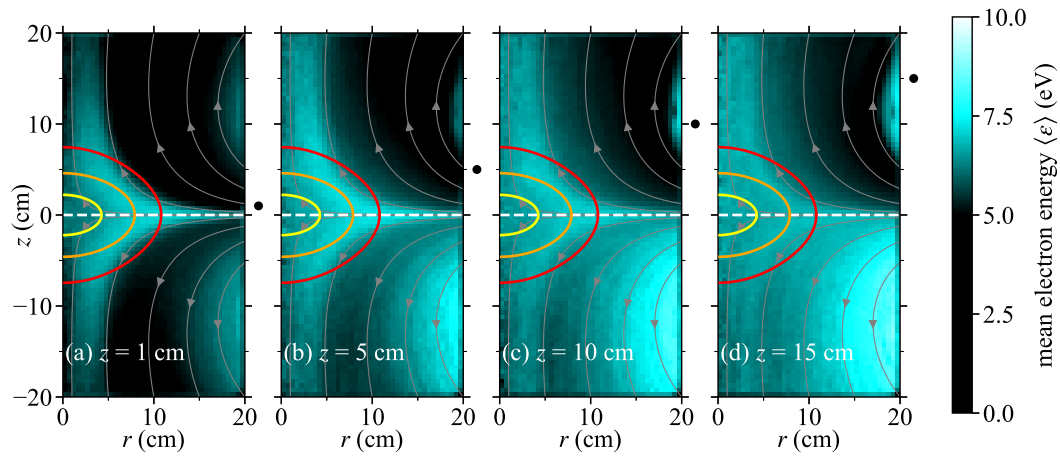


図 3.6: 側壁配置における 720AT での電子数密度。(a) $z = 1.0$ cm, (b) $z = 5.0$ cm, (c) $z = 10.0$ cm, (d) $z = 15.0$ cm, 図中の説明は図 3.2 と同様である。

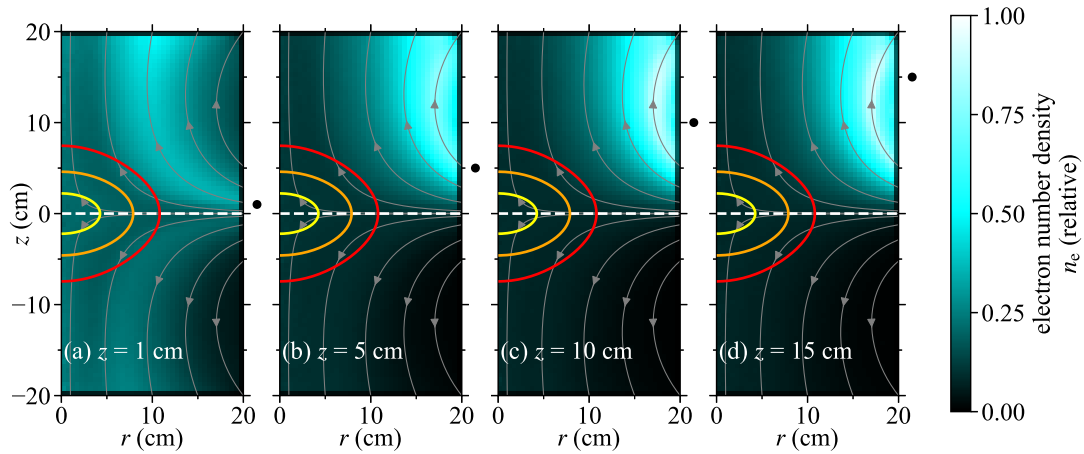


図 3.7: 側壁配置における 720 AT での平均電子エネルギー (a) $z = 1.0$ cm, (b) $z = 5.0$ cm, (c) $z = 10.0$ cm, (d) $z = 15.0$ cm, 図中の説明は図 3.2 と同様である。

次に、共鳴磁界域を通過する磁力線の近くに RF アンテナを配置することで、EEG の増強の可能性を調べる。EEG 増強の評価のために電離周波数 ν_i は B_{DC} に基づいて区分けされた領域で計算される。EEG の増強を定量的に評価するために、電離周波数 ν_i を異なる $B_{DC}(\mathbf{r})$ の領域で計算した。 $0 \leq |B_{DC}(\mathbf{r})| < 5.0B_{ECR}$ の範囲で $0.5B_{ECR}$ 刻みとした。このようにすることで部分共鳴による EEG の増強は明確に区別される。ここで注意しなければならないことは、EEG の高い領域は電離位置を直接示していないことである。アンテナの近くで加速された高エネルギー電子は、磁力線に沿って移流し、その周りで一部の電子によって電離が生じさせられる。本節は、2 つの領域を結ぶ磁力線に沿った電子輸送を利用することにより、高電界下での電子加速と共鳴磁界域での部分共鳴を組み合わせることを目的としている。

図 3.8 は、磁界強度が 720 AT で $0.5B_{ECR}$ ごとに $|B_{DC}(\mathbf{r})|$ を分割した領域における電離周波数 ν_i の値を示している。共鳴磁界域 ($0.5B_{ECR} \leq |B_{DC}(\mathbf{r})| < 1.0B_{ECR}$ の領域または $1.0B_{ECR} \leq |B_{DC}(\mathbf{r})| < 1.5B_{ECR}$ の領域) の電離周波数 ν_i は、アンテナが分界面近くに配置されている場合、EEG で示された傾向と同様に高くなっている。電子は磁力線に沿って共鳴磁界域とアンテナ近傍領域を行き来し、共鳴磁界域での部分共鳴とアンテナ付近の高電界領域からエネルギーを得るため、アンテナが分界面に近づくにつれて共鳴磁界域の電離周波数 ν_i が増加すると考えられる。共鳴磁界域での電離周波数 ν_i の増強は、部分共鳴とアンテナ近くの高電界との間の相乗効果を示している。他方、図 3.8 のアンテナ位置が高いとき、 $4.5B_{ECR} \leq B_{DC}(\mathbf{r}) < 5.0B_{ECR}$ の強磁界領域において電離周波数 ν_i が高いことが観察された。統計的不安定性のため図に示していないが、 $6.0B_{ECR}$ までのより強い磁界下でこの傾向がより顕著になることが示唆されている。このような領域はアンテナと上部 DC コイルの近くで容器内

の磁力線の両端が側壁にある。したがって電子は側壁で反射し、磁力線に沿って往復運動する。強磁界領域から脱出できなかった電子は、アンテナ付近の高電界によって長時間加速される。この効果は部分共鳴とは異なるが、部分共鳴に加えて電子へのエネルギー供給にも適用し得る。

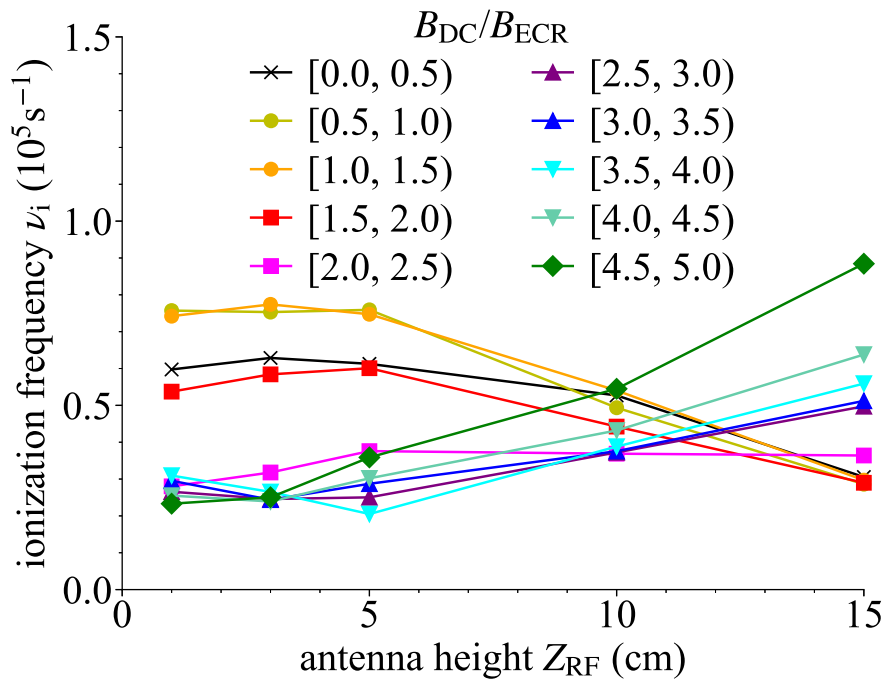


図 3.8: 各磁界強度領域における電離周波数のアンテナ位置による変化

3.4 まとめ

低気圧下対向発散磁界下誘導結合プラズマにおける電子の微視的挙動をモンテカルロ法によって解析した。EEG と電離周波数 ν_{ion} を様々なアンテナ位置および磁界強度で観測し、条件に対する EEG の依存性を調査した。結果は次のように要約される。

電界分布に対する電子エネルギー利得の依存性 (R_A および Z_A に依存)

天井配置では実効アンテナ半径 R_A が大きくなるにつれて EEG が高くなる。側壁配置では実効アンテナ位置 Z_A が共鳴磁界域から遠ざかると、共鳴磁界域の EEG は低くなる傾向にある。しかし、共鳴磁界域における EEG はその周辺よりも局所的に高くなっている。これは、部分共鳴がアンテナが遠く低い電界下においても生じていることを示している。

磁界強度に対する電子エネルギー利得の依存性 (I_{DC} に依存)

共鳴磁界域の EEG は、磁界が強くなると小さくなる。しかし、電界分布に対する依存性と同様に、強い磁界においても共鳴磁界域の EEG は局所的に高い。

磁力線を利用した電子エネルギー利得・電離周波数増強の試み

共鳴磁界域における部分共鳴を利用した電離の促進は、アンテナ位置の適切な選択によって示された。アンテナは、共鳴磁界域を通過する磁力線の近くに配置したが、アンテナ付近の高電界下で加速された電子は、前述の磁力線によって導かれる。共鳴磁界域に到達し部分共鳴によってエネルギーを獲得する機会が多くなる結果、共鳴磁界域での電離が増加する。このように磁界を設計することにより、共鳴磁界域での部分共鳴と、アンテ

ナ付近の高電界下での電子加速との両立が期待できる。他方，電子へのエネルギー供給の別の機構として，アンテナが上部 DC コイルの近くに配置された場合，強磁界で高い電離周波数 ν_{ion} が観察された。その際，円筒容器内の磁力線の両端は側壁にあるので電子は磁力線による束縛から逃げにくいため電子加熱が長時間続くこととなる。この効果もプラズマ維持に有効と考えられる。

低電界，強磁界においても部分共鳴が起こることを確認した。部分共鳴を利用したイオン化の促進は，低圧でのプラズマ維持に適用し得る。

本研究で観察された特徴は，将来開発されるプラズマ反応器の設計と制御のための指針を確立するための情報となり得ると考えられる。

第 4 章

部分共鳴の駆動周波数依存性

モンテカルロシミュレーションにより，対向発散磁界下で駆動される誘導結合プラズマにおける電子加熱過程を解析する。従来の 13.56 MHz よりも高い 27.12 MHz および 40.68 MHz の ISM バンド帯の駆動周波数を採用することで，部分共鳴による電子エネルギー利得の向上が実証される。本解析のプラズマ装置は，励磁コイル近傍の強磁界領域と RF アンテナ近傍の高電界領域が重なるように配置されている。この構成では，駆動周波数の増加に伴い，部分共鳴による電子加熱が発生する共鳴磁界域は，強磁界および高電界領域へと移行する。高い駆動周波数で観測される電子加熱の増大は，部分共鳴がより広い領域で，より多くの電子とより高い電界下で発生していることを示している。部分共鳴による電力投入は，強磁界による電子冷却効果を上回る。

4.1 導入

第 3 章では直流励磁コイル電流 I_{DC} を変化させ共鳴磁界域を広げることで部分共鳴が促進されることを観察した。これは，共鳴磁界域が高電界側である容器側壁へと広がると，より高い電界で部分共鳴が生じるためである。共鳴磁界域をさらに広げるために磁界をさらに弱くさせると，電子が閉込めから逃げてしまい，低気圧におけるプラズマ維持がしづらくなる。

したがって、磁界による電子の閉込めを有効にしつつ部分共鳴による電子加熱の増強が求められる。共鳴磁界域は共鳴磁界強度 B_{ECR} に幅を設けた領域であり、 $B_{\text{ECR}} = 2\pi fm/e$ で定まるので部分共鳴による電子加熱が発生する領域は I_{DC} [28] と RF アンテナ電流の駆動周波数 f_{RF} を介して磁界を制御することで選択可能である。 I_{DC} は磁界の全体強度を決定し、 B_{ECR} は f_{RF} に比例する。 I_{DC} を増やすと共鳴磁界域は容器中心軸側へ縮小するのに対して f_{RF} を上昇させると共鳴磁界域は容器側壁側へと拡大する。磁界を弱めずに共鳴磁界域を拡大させるため、閉込めを有効にしたまま部分共鳴による電子加熱の増強が期待される。また、容器側壁強磁界側は電子数密度が高く体積も大きいため、より多くの電子がより高いエネルギーを得ることができ、電離の促進も期待される。

異なる駆動周波数間でのプラズマ特性の比較に関する様々な報告がある。典型的には $f_{\text{RF1}} = 13.56 \text{ MHz}$ が標準とみなされることが多く、その倍数である $f_{\text{RF2}} = 2f_{\text{RF1}} = 27.12 \text{ MHz}$ および $f_{\text{RF3}} = 3f_{\text{RF1}} = 40.68 \text{ MHz}$ は産業、科学、医療用無線帯域で使用される。研究例としては、誘導結合プラズマの質量分析 [52, 53]，誘導結合プラズマに印加される RF バイアスに関する流体シミュレーション [54]，容量結合プラズマのプロブ測定などがある [55–57]。しかし、高周波駆動によって磁化誘導結合プラズマの部分共鳴を増強する取り組みはほとんど見られない。本稿では、 f_{RF} を増加させることで共鳴磁界域を RF アンテナ近傍の高電界領域まで拡大し、強磁界下でのプラズマ維持のための電子へのエネルギー投入を強化することを試みる。モンテカルロシミュレーションを用いて、 f_{RF1} 、 f_{RF2} 、 f_{RF3} における電子へのエネルギー投入を解析・比較する。

4.2 シミュレーション条件とモデル

本研究で想定するプラズマ装置は図 4.1 に示す通りで，円筒形のプラズマ容器，対向発散磁界を印加するための 2 つの 36 巻同軸円形 DC コイル，および RF 電界を誘導するための 1 巻 RF アンテナで構成されている。RF アンテナは容器側壁の外側に設置される。アンテナの実効高さは $Z_{\text{RF}} = 10.0 \text{ cm}$ であり，実効半径は $R_{\text{RF}} = 21.5 \text{ cm}$ である。電流振幅 I_{RF} と周波数 f_{RF} は，Sect. 4.2 で定義される。

これらのアンテナとコイルの位置の選択は，以下の 3 つの目的を意図し

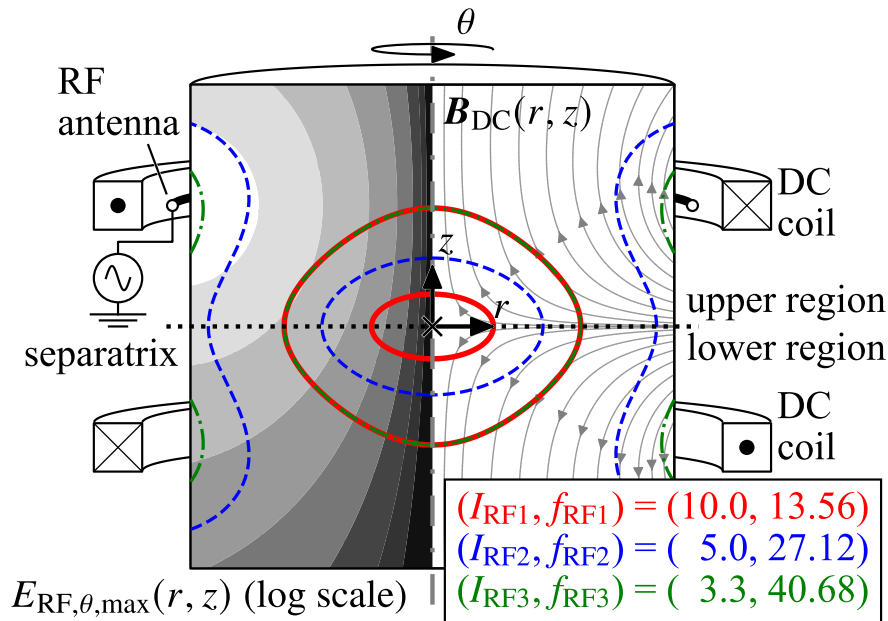


図 4.1: 本研究で想定するプラズマ装置の模式図。周方向電界振幅分布 $E_{\text{RF},\theta,\text{max}}(\mathbf{r})$ (左) および磁界強度分布 $\mathbf{B}_{\text{DC}}(\mathbf{r})$ (右)。 $E_{\text{RF},\theta,\text{max}}(\mathbf{r})$ の最大値は，アンテナ近傍の壁面で約 480 V m^{-1} ，最小値は中心軸上で 0 である。8 段階の明るさのうち，最も明るい段階は $E_{\text{RF},\theta,\text{max}}(\mathbf{r}) \geq 350 \text{ V m}^{-1}$ ，最も暗い段階は $E_{\text{RF},\theta,\text{max}}(\mathbf{r}) \leq 5 \text{ V m}^{-1}$ を示し，中央の 6 段階は対数スケールで均等に分割されている。赤色の実線， f_{RF1} , f_{RF2} , f_{RF3} における 600 AT での共鳴磁界域の内側境界 $B_{\text{DC}} = |\mathbf{B}_{\text{DC}}(\mathbf{r})| = 0.5B_{\text{ECR}}$ と外側境界 $1.5B_{\text{ECR}}$ の等高線を表している。等高線上の $B_{\text{DC}}(\mathbf{r})$ 値は中心から外側に向かうにつれて， $0.5B_{\text{ECR1}}$, $1.0B_{\text{ECR1}} (= 0.5B_{\text{ECR2}})$, $1.5B_{\text{ECR1}} (= 0.5B_{\text{ECR3}})$, $3.0B_{\text{ECR1}} (= 1.5B_{\text{ECR2}})$, $4.5B_{\text{ECR1}} (= 1.5B_{\text{ECR3}})$ と強くなる。凡例中の $I_{\text{RF}k}$ 値と $f_{\text{RF}k}$ 値 ($k = 1, 2, 3$) はそれぞれ A と MHz で示されている。

ている。広い共鳴磁界域，RF アンテナ近傍の高電界と上部コイル近傍の強磁界との重なり，そして RF アンテナ近傍の電子が磁力線によって束縛され，容器内の磁力線の両端が側壁に位置し，その間に電子が長く留まるようにすることである。

RF アンテナと電界

$E_{\text{RF},\theta,\text{max}}(r, z)$ の分布は図 4.1 の左側に対数スケールで示されている。本研究では，EEG 分布は $\mathbf{E}_{\text{RF}}(\mathbf{r}, t)$ の異なる周波数で観測される。RF アンテナ周波数は， $f_{\text{RF1}} = 13.56 \text{ MHz}$ (前研究 [28] と同じ条件)， $f_{\text{RF2}} = 2f_{\text{RF1}} = 27.12 \text{ MHz}$ ，および $f_{\text{RF3}} = 3f_{\text{RF1}} = 40.68 \text{ MHz}$ に設定されている。

f_{RF1} における RF アンテナ電流 I_{RF1} ， f_{RF2} における I_{RF2} ，および f_{RF3} における I_{RF3} は， f_{RF1} ， f_{RF2} ，および f_{RF3} 間で振幅 $E_{\text{RF},\theta,\text{max}}(r, z)$ が変化しないように選択される。したがって本解析では，RF アンテナ電流は $I_{\text{RF1}} = 10.0 \text{ A}$ ， $I_{\text{RF2}} = I_{\text{RF1}}/2 = 5.0 \text{ A}$ ， $I_{\text{RF3}} = I_{\text{RF1}}/3 = 3.3 \text{ A}$ ，のように設定されている。

磁化誘導結合プラズマのシースに関する詳細な報告はほとんど見られない。そこで， $\mathbf{E}_{\text{sh}}(\mathbf{r})$ を与えるために， $\mathbf{E}_{\text{sh}}(\mathbf{r})$ が時間不変となる簡略化されたシースモデル [28] が採用される。 $\mathbf{E}_{\text{sh}}(\mathbf{r})$ は，一定の電圧降下 V_{sh} と一定のシース厚さ d_{sh} によって特徴付けらる。このモデルは，プラズマバルクの電気的中性と，荷電粒子が一種の定常分布を形成している状況を仮定している。シース内の正味の正電荷は，シース端から境界に向かって直線的に増加すると仮定し，ポアソン方程式による電位計算の結果に， V_{sh} が設定値になるように選択された係数を乗じる。非磁化誘導結合プラズマのシース電界の測定結果を考慮し， $d_{\text{sh}} = 0.5 \text{ cm}$ ， $V_{\text{sh}} = 20.0 \text{ V}$ と仮定する [41, 42]。非磁化誘導結合プラズマの流体モデルシミュレーションの結果でも，同様のポテンシャルが観測されている [43]。

DC コイル，磁界，共鳴磁界域

DC コイル電流 I_U と I_L は共通に I_{DC} と仮定され， $I_U = +I_{DC}$ および $I_L = -I_{DC}$ と符号が逆である。 $I_{DC} = 16.7 \text{ A}$ と設定し，この値は 600 AT ($= 16.7 \text{ A} \times 36 \text{ Turns}$) (ampere-turns) に相当する。以下，対向発散磁界の強度を AT で表す。

f_{RF1} , f_{RF2} , f_{RF3} における共鳴磁界強度 $B_{ECR} = 2\pi(m/e)f_{RF}$ の値は，それぞれ $B_{ECR1} = 0.4844 \text{ mT}$, $B_{ECR2} = 2B_{ECR1} = 0.9688 \text{ mT}$, $B_{ECR3} = 3B_{ECR1} = 1.4532 \text{ mT}$ である。共鳴磁界域を， $0.5B_{ECR} \leq B_{DC}(\mathbf{r}) \leq 1.5B_{ECR}$ を満たす領域と定義する。ここで $B_{DC}(\mathbf{r}) = |\mathbf{B}_{DC}(\mathbf{r})|$ である。 600 AT における $\mathbf{B}_{DC}(\mathbf{r})$ は，図 4.1 の右側に示されている。赤い実線の間，青い破線の間，緑の一点鎖線の間領域は，それぞれ f_{RF1} , f_{RF2} , f_{RF3} における共鳴磁界域である。参考に，共鳴磁界強度がそれぞれ B_{ECR1} , B_{ECR2} , B_{ECR3} であるときの， 1 eV の電子のラーモア半径 $\rho_L = v_{\perp} m / (e|\mathbf{B}|)$ は，それぞれ最大で約 7.0 mm , 3.5 mm , 2.3 mm である。ここで， $v_{\perp}$ は $\mathbf{B}$ に垂直な電子速度成分であり， ρ_L は電子速度がすべて $v_{\perp}$ であるときに最大値をとる。

ここで，正確な共鳴磁界域は，図 4.2 に示すように，RF アンテナ電流によって誘起される $B_{RF}(\mathbf{r}, t)$ の影響でわずかに上下に振動する。しかし，データ取得時に参照される共鳴磁界域は，各シミュレーションにおけるサンプリング区間を時間不変に固定するために， $B_{DC}(\mathbf{r})$ によってのみ決定される。 $B_{RF}(\mathbf{r}, t)$ は $B_{DC}(\mathbf{r})$ よりも十分に小さく， $\mathbf{B}_{RF}(\mathbf{r}, t)$ が電子の運動に与える影響は非常に小さいと考えられる。これは， f_{RF1} で行った予備シミュレーションにおいて， $\mathbf{B}_{RF}(\mathbf{r}, t)$ を考慮した場合と考慮しない場合で質的な差が見られなかったためである。本解析では， I_{RF} が f_{RF} に反比例するように設定し， $B_{RF}(\mathbf{r}, t) \propto I_{RF}$ は f_{RF} の増加とともに小さくなる。したがって，共鳴磁界域の振動の影響は無視できるものとみなす。

本解析では、 $B_{DC}(\mathbf{r})$ を固定し、600 AT を選択した場合、対向発散磁界の共鳴磁界域は f_{RF} の増加とともに側壁近傍領域へ外側に拡大する。共鳴磁界域は f_{RF1} では回転楕円体のような形状となる。 f_{RF2} と f_{RF3} では円筒がくびれたような形状となり、側壁に近づく。側壁近傍領域は、 $B_{DC}(\mathbf{r})$ による強い電子捕獲の影響で電子数密度が高く、RF アンテナ近傍では高電界となる。部分共鳴と高電界下での電子加速の両方により、高エネルギーの蓄積が期待される。

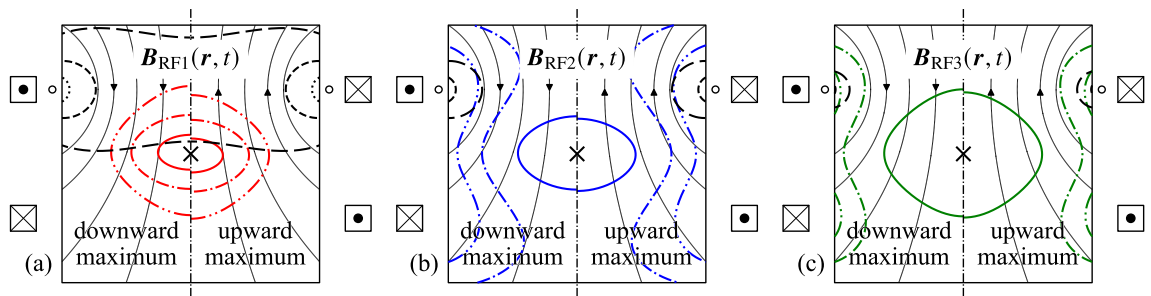


図 4.2: 下向き最大（左）および上向き最大（右）の位相で RF アンテナ電流によって誘起される RF 磁界 $B_{RF}(\mathbf{r}, t)$ 。X 点の周りの等高線は $|B_{DC}(\mathbf{r}) + B_{RF}(\mathbf{r}, t)| = 0.5B_{ECR}$ (—), $1.0B_{ECR}$ (— · —), および $1.5B_{ECR}$ (— · · —) が $B_{DC}(\mathbf{r})$ において 600 AT に対応し, (a) $B_{ECR1} = 0.4844$ mT で $f_{RF1} = 13.56$ MHz, (b) $B_{ECR2} = 0.9688$ mT で $f_{RF2} = 27.12$ MHz, (c) $B_{ECR3} = 1.4532$ mT で $f_{RF3} = 40.68$ MHz。RF アンテナに最も近い側壁の位置における $|B_{RF}(\mathbf{r}, t)|$ の最大値は, f_{RF1} で約 $0.33B_{ECR1}$, f_{RF2} で約 $0.16B_{ECR1}$, f_{RF3} で約 $0.11B_{ECR1}$ である。破線は, RF アンテナからの距離が増加する順に, f_{RF1} で $B_{RF}(\mathbf{r}, t)$ の振幅が $0.20B_{ECR1}$, $0.10B_{ECR1}$, $0.05B_{ECR1}$ となる位置, および f_{RF2} と f_{RF3} で $0.10B_{ECR1}$ と $0.05B_{ECR1}$ となる位置を表している。

4.3 結果と考察

4.3.1 異なる駆動周波数における電子エネルギー利得

図 4.3, 4.4, 4.5 はそれぞれ, $B_{DC}(\mathbf{r})$ が 600 AT での f_{RF1} , f_{RF2} , f_{RF3} における電子数密度 $n_e = N_e/V_{i,j}$, EEG G , 電子が受け取る電力 $P = N_e G$ の分布を示している。容器内の電子の総数 $\sum_{i,j} N_e(S_{i,j})$ は, 図 4.3 のすべての条件で共通になるように規格化されている。および 4.5。 f_{RF1} , f_{RF2} , および f_{RF3} の条件の中で最大値が 1 になるように設定されている。

図 4.3 の電子分布 $n_e(r, z)$ は, 本シミュレーション時間内に到達可能な電子の運動範囲を表していると解釈される。電子が集中する領域は磁界の形状を反映している。この結果は, 電子分布が電界ではなく主に磁界によって形成されていることを示している。この点は, 本シミュレーションで示した磁化プラズマに特有なものであり, 非磁化誘導結合プラズマでは

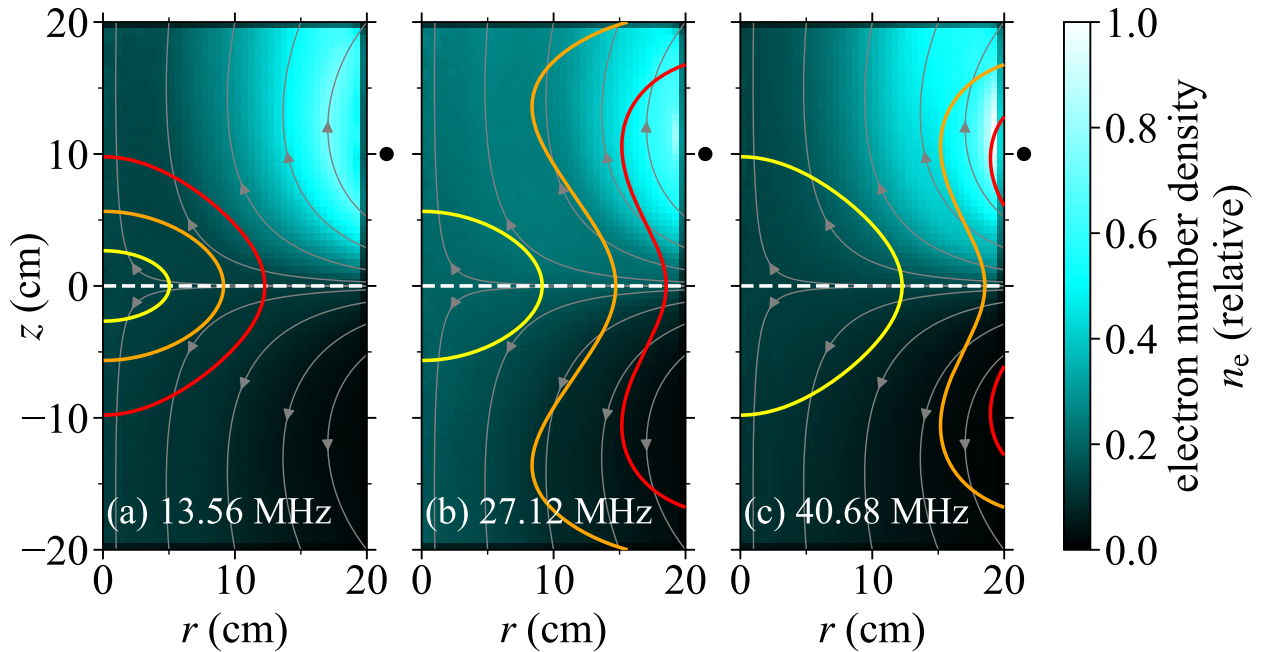


図 4.3: 600 AT における $B(\mathbf{r}, t)$ での (a) f_{RF1} , (b) f_{RF2} , (c) f_{RF3} での電子数密度 $n_e(r, z)$ 。等高線は各 f_{RF} における $B_{DC}(\mathbf{r}) = 0.5B_{ECR}$ (黄色), $1.0B_{ECR}$ (オレンジ色), $1.5B_{ECR}$ (赤色) を表す。RF アンテナの位置は黒丸で示されている。

電位が電子分布を支配するのとは対照的である [43]。電子分布は 2.8.2 で説明した RF アンテナ近傍の電子源の位置によって多少影響を受けると考えられる。しかし、電子源の位置を変化させた予備シミュレーションでは、部分共鳴の本質的な分布は変化しないことが観測された。上部領域における高い n_e 値は、 f_{RF} に関わらず電子閉じ込めが機能していることを示している。

共鳴磁界域における高い G 値は部分共鳴の結果であり、図 4.4 に示すように、異なる f_{RF} において共通して観測される。この部分共鳴は、より強い磁界下でも共鳴磁界域で確かに発生する。部分共鳴の領域は、以前行った研究 [28] (第4章) に示すように $\mathbf{B}_{\text{DC}}(\mathbf{r})$ を変化させることによってだけでなく、 f_{RF} を変化させることによって制御できる。高 G 領域は、共鳴磁界域の拡大とともに外側に移動し、 f_{RF} の増加に比例して B_{ECR} も増加し、同時に共鳴磁界域における G のピーク値も高くなる。これは、高い f_{RF} では、共鳴磁界域が RF アンテナ近傍の高 $E_{\text{RF},\theta,\text{max}}$ 領域とより重な

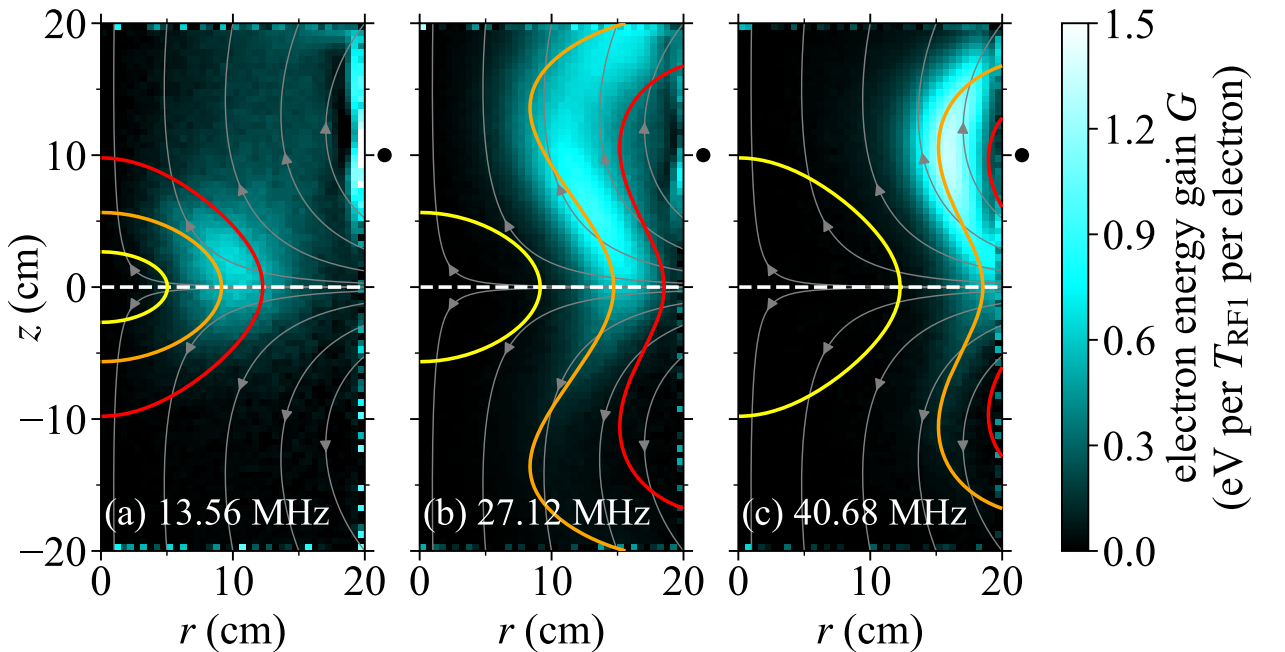


図 4.4: 600 AT における $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ での (a) $f_{\text{RF}1}$, (b) $f_{\text{RF}2}$, (c) $f_{\text{RF}3}$ での EEG $G(r, z)$ 。共鳴磁界域とアンテナ位置は図 4.3 と同様。

り、電子が部分共鳴と高電界の両方によって加熱されるためである。

図 4.5 に示すように、共鳴磁界域の P も f_{RF} の増加とともに高くなる。部分共鳴が発生する領域は、高 G 、高 n_e 、高 $E_{\text{RF},\theta,\text{max}}$ 領域へと外側に広がる。高い f_{RF} で部分共鳴が P を増大させる主な要因は、高い n_e と高い $E_{\text{RF},\theta,\text{max}}$ である。

一方、図 4.4(a) の f_{RF1} では、側壁近傍、特に RF アンテナ近傍に高い G 領域が観測されている。これは、図 4.5(a) の P の結果と共通している。この領域における主な電子加熱機構は、部分共鳴ではなく、 $-\theta$ 方向への方向性電子流とシース電界の影響によって誘起される確率的加熱であると考えられる [26]。

プラズマを f_{RF2} および f_{RF3} で駆動する利点の 1 つは、 B_{DC} を弱めることなく、共鳴磁界域を容器内の RF アンテナ近傍の外側領域に形成できることである。電子閉じ込め機能を働かせたまま、効率よく電子にエネルギーを投入できると期待される。

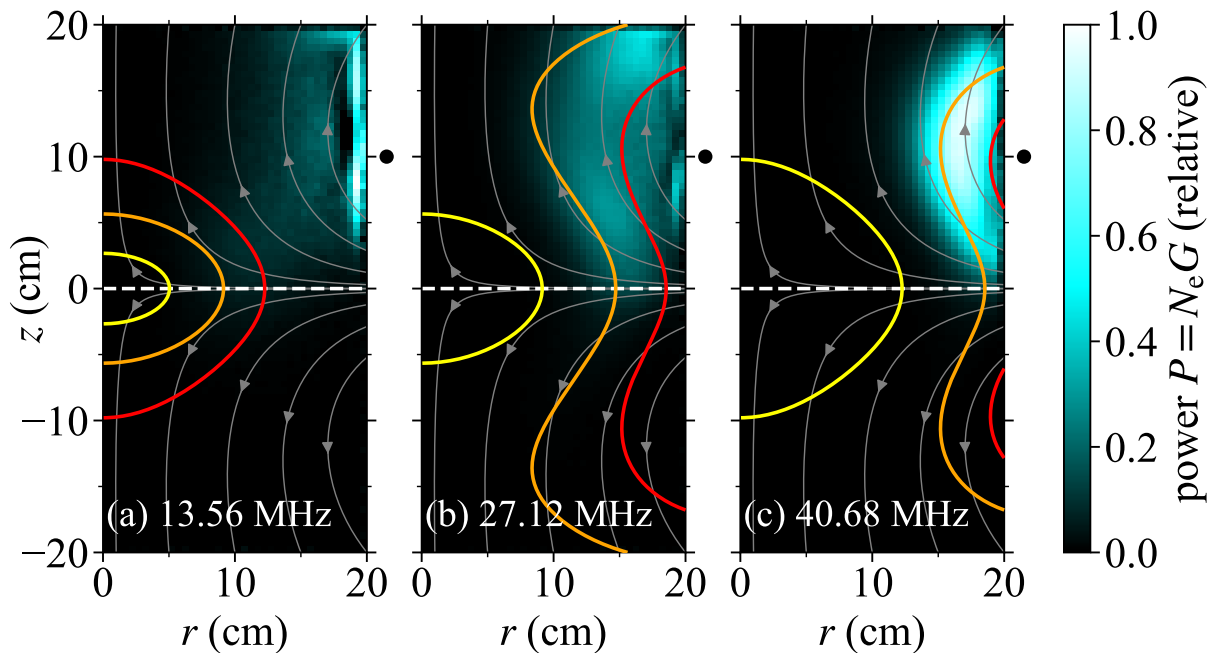


図 4.5: 600 AT における $B(\mathbf{r}, t)$ での (a) f_{RF1} , (b) f_{RF2} , (c) f_{RF3} での電力 $P(r, z) = N_e(r, z)G(r, z)$ 。共鳴磁界域とアンテナ位置は図 4.3 と同様。

4.3.2 異なる駆動周波数における平均電子エネルギー

図 4.6 と 4.7 はそれぞれ、 $B_{DC}(r)$ が 600 AT での f_{RF1} , f_{RF2} , f_{RF3} における平均電子エネルギー $\langle \varepsilon \rangle$ と電離率 R_i を示している。

R_i は単位時間・単位体積あたりの電離衝突回数であり、異なる駆動周波数条件における最大値で規格化されている。 $\langle \varepsilon \rangle$ は、共鳴磁界域を通過する磁力線に沿って共通して高い。(磁力線については図 4.1 を参照)。これは、電子が共鳴磁界域でエネルギーを得て磁力線に沿って移動するためである。この傾向は、アンテナ近傍の領域で加熱された電子が磁力線に沿って誘導されるという実験結果と類似している [51]。

共鳴磁界域における $\langle \varepsilon \rangle$ は、 f_{RF} とともに増加する傾向がある。

ここで、共鳴磁界域で加熱された高エネルギー電子の輸送について議論するために、図 4.8 に示すような、「ホット磁力線」とその「加熱セグメント」の概念を導入する。ホット磁力線とは、共鳴磁界域を通過する磁力線と定義する。そのうち共鳴磁界域に位置する部分を加熱セグメントと呼ぶ。ホット磁力線の加熱区間の比率は、容器内での磁力線の全長に対する相対値として考慮する必要がある。 f_{RF1} では、部分共鳴する電子が誘導される高温磁力線は、共鳴磁界域外では加熱がほとんど行われない部分が長い。つまり、加熱区間の比率は低い。対照的に、 f_{RF2} および f_{RF3} ではこの比率は高くなり、電子のエネルギー利得はホット磁力線の大部分で発生する。

分界面の下部領域では、図 4.3 に示すように、 $\langle \varepsilon \rangle$ は局所的に高いが、電子数は少ない。これは、対向発散磁界の閉じ込め効果から下方に逃げ出せる高エネルギー電子の数が限られているためである。これらの電子は、RF アンテナから離れている下部領域では、エネルギー供給が少なく、本シミュレーションよりも長い時間スケールで最終的にエネルギーを失う。

電離率 R_i は f_{RF} とともに増加する。高い R_i は、異なる f_{RF} において、 P が高い側壁付近で共通して観測される (図 4.5 を参照)。多くの高エネルギー電子は、側壁付近の強い磁界によって捕捉される。 R_i と P はともに N_e の因子を持つ。したがって、高い R_i と高い P は同じ領域で観測される。

R_i と $\langle \varepsilon \rangle$ の関係において、高い R_i 領域と高い $\langle \varepsilon \rangle$ 領域は、 $f_{\text{RF}2}$ と $f_{\text{RF}3}$ において一致する。これは自然なことのよう to 思える。一方、 $f_{\text{RF}1}$ においては、高い R_i 領域は低い $\langle \varepsilon \rangle$ 領域の周囲に分布している。この領域では、共鳴磁界域が RF アンテナから遠いため、 $f_{\text{RF}2}$ や $f_{\text{RF}3}$ とは異なり、部分共鳴の寄与はそれほど大きくない。ただし、RF アンテナ近傍の高電界下では、 $f_{\text{RF}1}$ でもある程度電離が起こる。

$f_{\text{RF}1}$ では、加熱磁力線に沿って高い $\langle \varepsilon \rangle$ 値が観測されるが、そこに沿って移流する電子の数は限られている。

これらの結果は、プラズマ維持のための R_i の向上に望ましい $B_{\text{DC}}(r)$ の

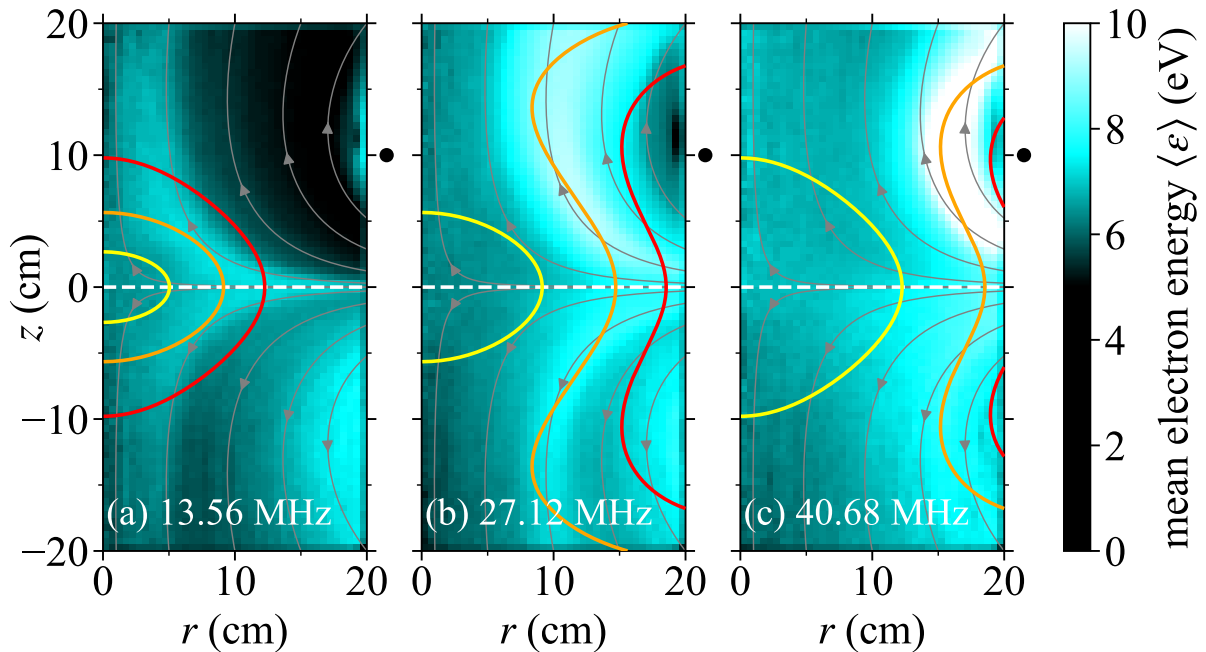


図 4.6: 600 AT における $B(r, t)$ での (a) $f_{\text{RF}1}$, (b) $f_{\text{RF}2}$, (c) $f_{\text{RF}3}$ での平均電子エネルギー $\langle \varepsilon \rangle(r, z)$ 。共鳴磁界域とアンテナ位置は図 4.3 と同様。

特徴は、加熱磁力線に対する加熱線分の比率が高く、部分共鳴によってエネルギーを受け取る電子を多く保持できることを示している。

4.3.3 異なる駆動周波数における電離周波数

図 4.9 は、 $B_{DC}(\mathbf{r})$ が 600 AT での f_{RF1} , f_{RF2} , f_{RF3} における $0.5B_{ECR1}$ 刻みで B_{DC} が分割された領域での電離周波数 ν_i を示している。

f_{RF1} における ν_i は、 B_{ECR1} 近傍の磁界強度領域 $[0.5, 1.0)$ および $[1.0, 1.5)$ において部分共鳴による小さなピークを示す。

しかし、 ν_i の値は全体的に低い。最も高い ν_i の値は $[4.5, 5.0)$ で現れ、これは RF アンテナ近傍の高 $E_{RF,\theta,\max}$ 領域に対応する。これは、 f_{RF1} におけるプラズマ維持の観点から、部分共鳴が支配的な電力投入の過程ではないことを示している。 f_{RF1} では、共鳴磁界域は RF アンテナから遠く離れた低 $E_{RF,\theta,\max}$ 領域に形成される。

対照的に、 f_{RF2} と f_{RF3} における ν_i の値は f_{RF1} における値よりも高く、

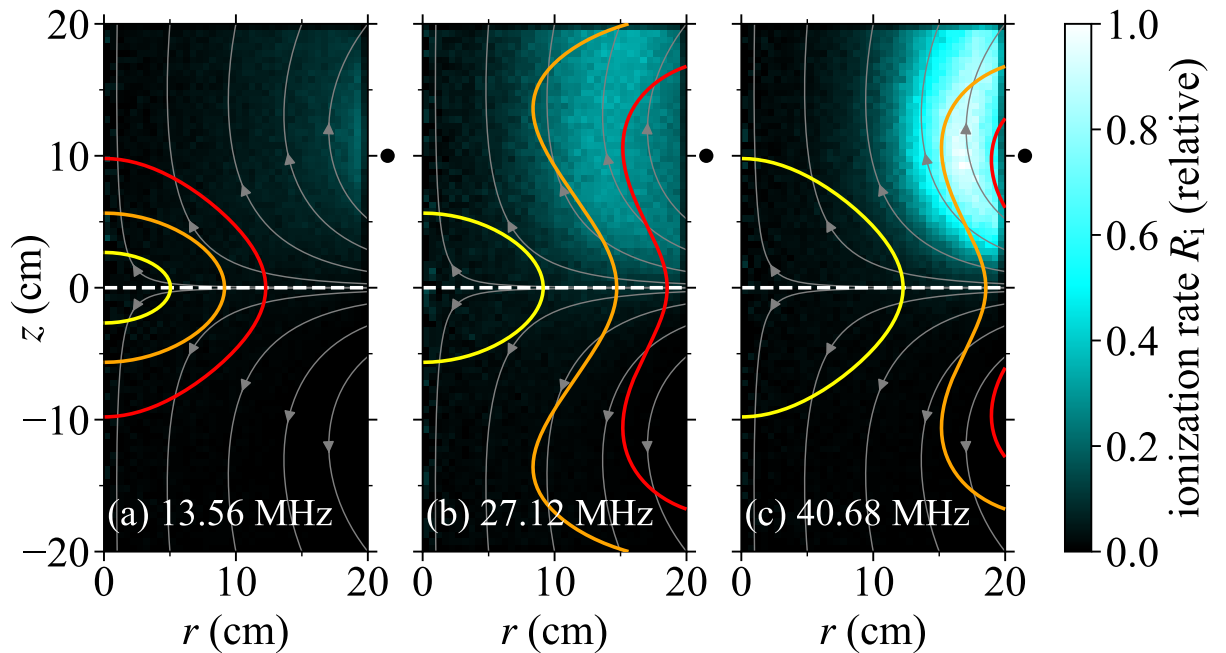


図 4.7: 600 AT における $B(\mathbf{r}, t)$ での (a) f_{RF1} , (b) f_{RF2} , (c) f_{RF3} での平均電子エネルギー $R_i(r, z)$ 。共鳴磁界域とアンテナ位置は図 4.3 と同様。

RF アンテナ近傍ではなく、それぞれ $[2.0, 2.5)$ と $[3.0, 3.5)$ に明確なピークを示す。これらの磁界強度領域は、 $f_{\text{RF}2}$ および $f_{\text{RF}3}$ における共鳴磁界域に対応し、それらの位置は $f_{\text{RF}1}$ よりも高い $E_{\text{RF},\theta,\text{max}}$ である。これらの領域では、部分共鳴と高電界の両方によって電子加速が促進される。共鳴磁界域を RF アンテナに近い高 $E_{\text{RF},\theta,\text{max}}$ 領域に配置することで、部分共鳴による電子へのエネルギー投入を本構造における主要な電力投入プロセスとすることができる。本結果は、可変 f_{RF} を介して誘導結合プラズマの動作中に電子へのエネルギー投入を動的に位置選択的に制御できる可能性を示唆している。

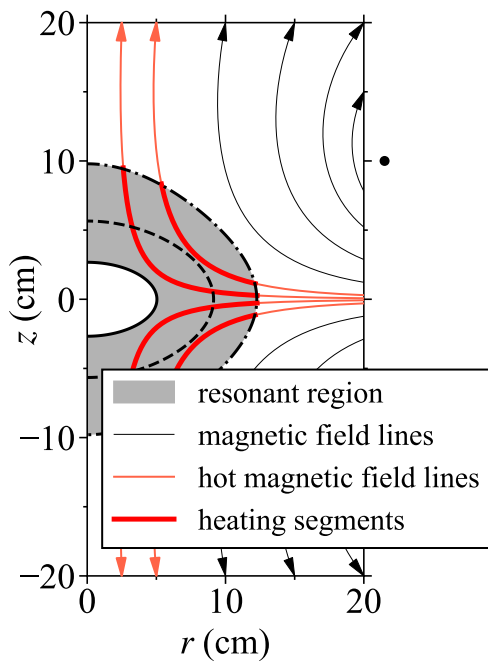


図 4.8: 周波数 $f_{\text{RF}1}$ のときの 600 AT における $B(r, t)$ での加熱磁力線と加熱線分。

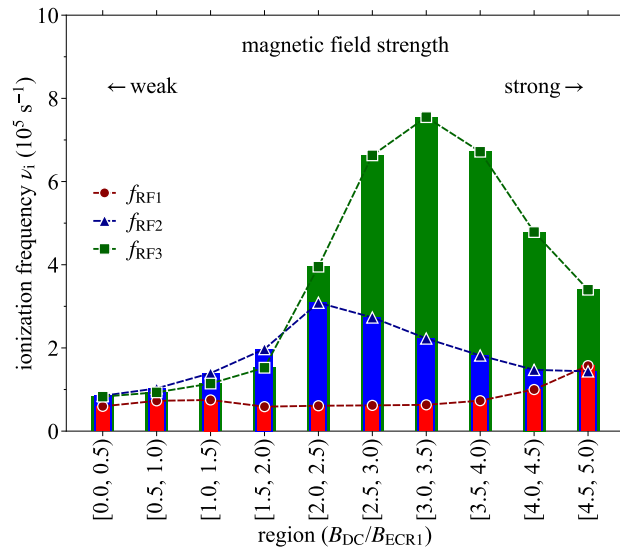


図 4.9: 600 AT における $B(r, t)$ での駆動電界周波数 $f_{\text{RF}1}$, $f_{\text{RF}2}$, $f_{\text{RF}3}$ の電離周波数 ν_i 。赤、青、緑の実線および棒はそれぞれ駆動電界周波数 $f_{\text{RF}1}$, $f_{\text{RF}2}$, $f_{\text{RF}3}$ の ν_i を表す。 ν_i は $f_{\text{RF}1}$ での共鳴磁界強度 $0.5B_{\text{ECR}1}$ の磁界強度幅に区切られている。

4.4 まとめ

部分共鳴による対向発散磁界下誘導結合プラズマにおける電子への効率的な電力投入の可能性を示すために、モンテカルロ法を用いて電子数密度 n_e 、電子エネルギー利得 G 、電力 P 、平均電子エネルギー $\langle \varepsilon \rangle$ 、電離率 R_i 、および電離周波数 ν_i を計算し、従来の駆動周波数 $f_{\text{RF1}} = 13.56 \text{ MHz}$ とその倍数である $f_{\text{RF2}} = 2f_{\text{RF1}} = 27.12 \text{ MHz}$ および $f_{\text{RF3}} = 3f_{\text{RF1}} = 40.68 \text{ MHz}$ と比較した。現在の装置構成では、 f_{RF} の増加に伴い共鳴磁界域が高 $E_{\text{RF}, \theta, \text{max}}$ 、高 n_e 領域へと広がるため、 f_{RF2} および f_{RF3} における電子へのエネルギー投入は、 f_{RF1} におけるよりも高くなる傾向がある。この結果は、より高い駆動周波数を採用することで対向発散磁界下における電離を促進できることを示している。

部分共鳴により、強磁界下での電子加熱が可能になると期待される。この特徴は、微細材料処理のための低圧誘導結合プラズマにおいて電子数密度を高く保つ対向発散磁界による電子閉じ込めとの連携利用に望ましい。さらに、共鳴磁界域の移動は、部分共鳴による位置選択的な電子加熱の可能性を示唆している。一方、イオンの生成、輸送、蓄積、およびそれに伴う電子応答（表皮効果や双極性拡散につながる）を考慮した周期定常状態に到達可能な長期粒子シミュレーションは、現在の計算能力の限界のために容易に実現できない。とはいえ、磁界中での電子へのエネルギー投入の要点を不明瞭にする可能性のある不必要な複雑な要因を回避するために、現在のシンプルなモデルを採用することで、部分共鳴のいくつかの基本的な条件依存性を示した。本研究で得られた知見は、対向発散磁界下で駆動される誘導結合プラズマに関する基礎的な理解を提供するものであり、磁化プラズマ装置の設計を通じて高度で付加価値の高いプラズマ制御につながる指針を確立するための取り組みに役立つであろう。

第 5 章

分界面湾曲時の電子閉込めと電子加熱

第 3 章および第 4 章では対向発散磁界による電子閉込めと電子への電力投入の特性を観察した。下部励磁コイル電流を増やすと、分界面が上部へ湾曲し共鳴磁界域が側壁側へ拡大し移動する。分界面の湾曲で閉込め領域の体積を小さくし閉込め域を高電子数密度に、共鳴磁界域が側壁高電界域へ移動することで電子加熱を促進させることを企図した。電子エネルギー利得は分界面上部で高くなるが高エネルギー電子が下部へと脱出することで、分界面下部の電子数密度が高かった。また湾曲分界面条件下では電離率は小さく、特に分界面下部で顕著だった。

5.1 導入

リモートプラズマはプラズマ源と材料との距離を長くすることでイオンや励起光の紫外線によるダメージを避けつつラジカルを照射する方法の一つである。しかしプラズマ源と材料との距離が長くラジカルが壁面で再結合しやすいので到達する前にラジカル量が少なくなることや、プロセス速度が遅くなることなどの課題が挙げられる。

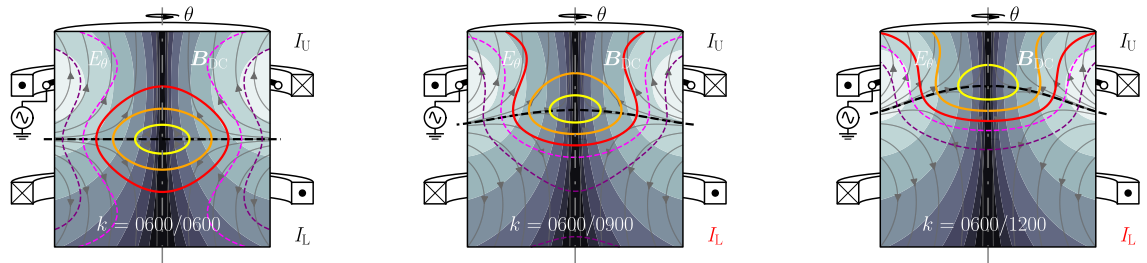
一方、対向発散磁界下誘導結合プラズマは分界面による電子閉込め機能

を有する。プラズマ密度が分界面を境に変えられる特徴があり、分界面上部ではプラズマを維持しイオンやラジカルを供給しつつ、分界面下部では電子が低エネルギーとなり基板への損傷低減が期待される [22, 23]。また共鳴磁界域と呼ばれる部分共鳴（一時的・局所的な ECR）が生じて電子がエネルギーを得やすくなる領域を通じて積極的なエネルギー投入が可能である。本章では対向発散磁界下誘導結合プラズマの分界面と共鳴磁界域の形状を変化させることで閉込めと電力投入の両立が可能か観察を試みた。

5.2 シミュレーション条件とモデル

図 5.1 は下部励磁電流 I_L を強くした場合の容器内磁界である。 I_L は 600 AT, 900 AT, 1200 AT と変化させた。 I_L が強いと分界面は上部へ撓み、共鳴磁界域も上部・側壁側へ拡大・移動する。そのため、この条件を上方湾曲と呼ぶ。上方湾曲では分界面上部の閉込め領域が狭くなることで電子数密度をさらに高めることを期待する。さらに共鳴磁界域が高電界域である上側・側壁側へ変形するためより高い EEG となることも期待する。

周波数を上昇させると共鳴磁界域はさらに外側の強磁界側へと移る。第 4 章では閉込めを有効にしたまま電子への高エネルギー投入が可能なこと



(a) $k = I_L/I_U = 600 \text{ AT}/600 \text{ AT} = 1$ (b) $k = I_L/I_U = 900 \text{ AT}/600 \text{ AT} = 1.5$ (c) $k = I_L/I_U = 1200 \text{ AT}/600 \text{ AT} = 2$

図 5.1: 下側の励磁電流 I_L が強いときの各電流比における磁界強度の等高線と磁力線, グレースケールのカラーマップは電界振幅の強度 $E_{\text{RF},\theta,\text{max}}(\mathbf{r})$ を表す。磁界強度等高線は容器内側の黄, 橙, 赤, 桃, 紫, 青であり, それぞれ $B_{\text{DC}} = 0.5B_{\text{ECR}}, 1.0B_{\text{ECR}}, 1.5B_{\text{ECR}}, 2.0B_{\text{ECR}}, 3.0B_{\text{ECR}}, 4.5B_{\text{ECR}}$ に対応する。黒い点線は分界面である。

を示唆した。本章では，駆動周波数と励磁コイル電流比の変化という機械的な装置変更を伴わないプラズマ制御法の定性的な観察を行った。

5.3 結果と考察

5.3.1 電子エネルギー利得

図 5.2 は電子数密度分布 $n_e(r, z)$, 図 5.3 は電子エネルギー利得分布 $G(r, z)$, 図 5.4 は電力 $P(r, z) = N_e(r, z)G(r, z)$ 分布である。

同じコイル電流比 k で比較すると, 第 4 章と同様に周波数が高いほど部分共鳴の影響により $G(r, z)$ と $P(r, z)$ が高い。

コイル電流比 k が増加すると分界面が上方へ湾曲し共鳴磁界域は外側の高電界域へ拡大する。共鳴磁界域が上方へ移動・拡大するとともに高 $G(r, z)$ 位置, 高 $P(r, z)$ 位置も上方へ移動した。周波数毎に比較すると k の増大とともに $G(r, z)$ は高くなる。その高電界下共鳴磁界域で高いエネルギーを得た電子が分界面下部へ脱出するため $n_e(r, z)$ は分界面下部領域で高くなった。また, $P(r, z)$ は $k = 1$ が最も高く, その次に $k = 2$, $k = 1.5$ となった。これは $k = 1$ の場合では電子が分界面上部に留まるのに対して, $k = 1.5$ では電子が分界面下部へ脱出してしまい高 $n_e(r, z)$ 域と $G(r, z)$ 域が重ならないためである。特に $f_{\text{RF}} = 13.56 \text{ MHz}$ ではアンテナ付近の高電界域が強磁界域と重なり共鳴磁界域内の電子数が少なくなっている。 $k = 2$ では $k = 1.5$ の場合と比較して分界面下部で $n_e(r, z)$ が高いが, しかし共鳴磁界域が高電界域側に近く $G(r, z)$ は高いという違いがある。

本結果では下部励磁コイル電流を増やして分界面を上部に湾曲させ, 共鳴磁界域を上方・側壁へ移動拡大させた。 $k = 1$ の場合と比較して, 分界面下部における電子数密度が高かったが, 分界面下部では電子はほとんどエネルギーを得られないことも観察された。この特徴は電子が分界面を越えて下部領域へ脱出してもそこではエネルギーを得る機会が少ないので, 材料への損傷低減が期待される。

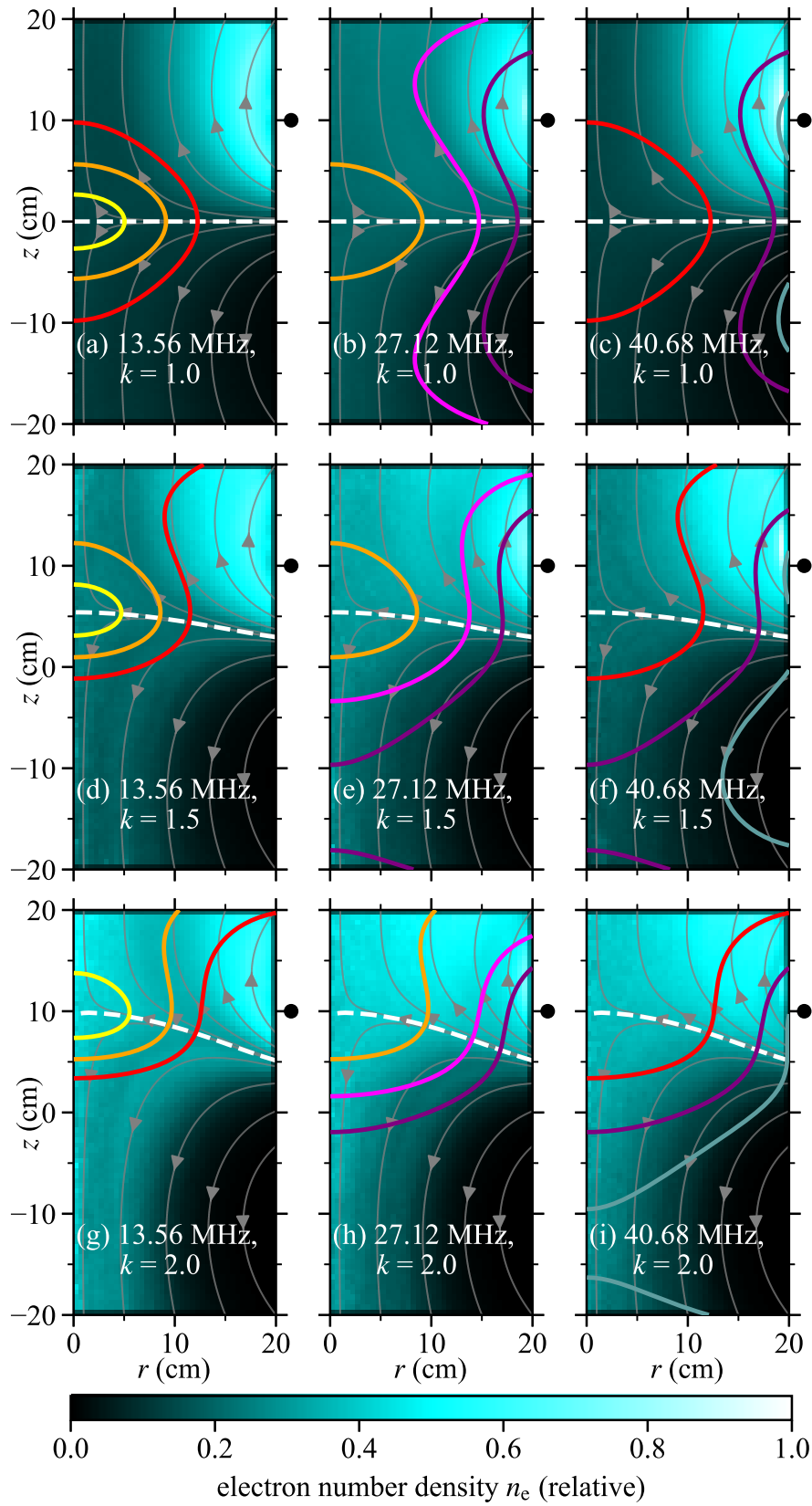


図 5.2: $I_U = 600$ AT における $B_{DC}(r, z)$ での電子数密度 $n_e(r, z)$ 分布。上段 ((a), (b), (c)) は $I_L = 600$ AT, 中段 ((d), (e), (f)) は $I_L = 900$ AT, 下段 ((g), (h), (i)) は $I_L = 1200$ AT である。また, 左列 ((a), (d), (g)) は $f_{RF} = 13.56$ MHz, 中列 ((b), (e), (h)) は $f_{RF} = 27.12$ MHz, 右列 ((c), (f), (i)) は $f_{RF} = 40.68$ MHz である。

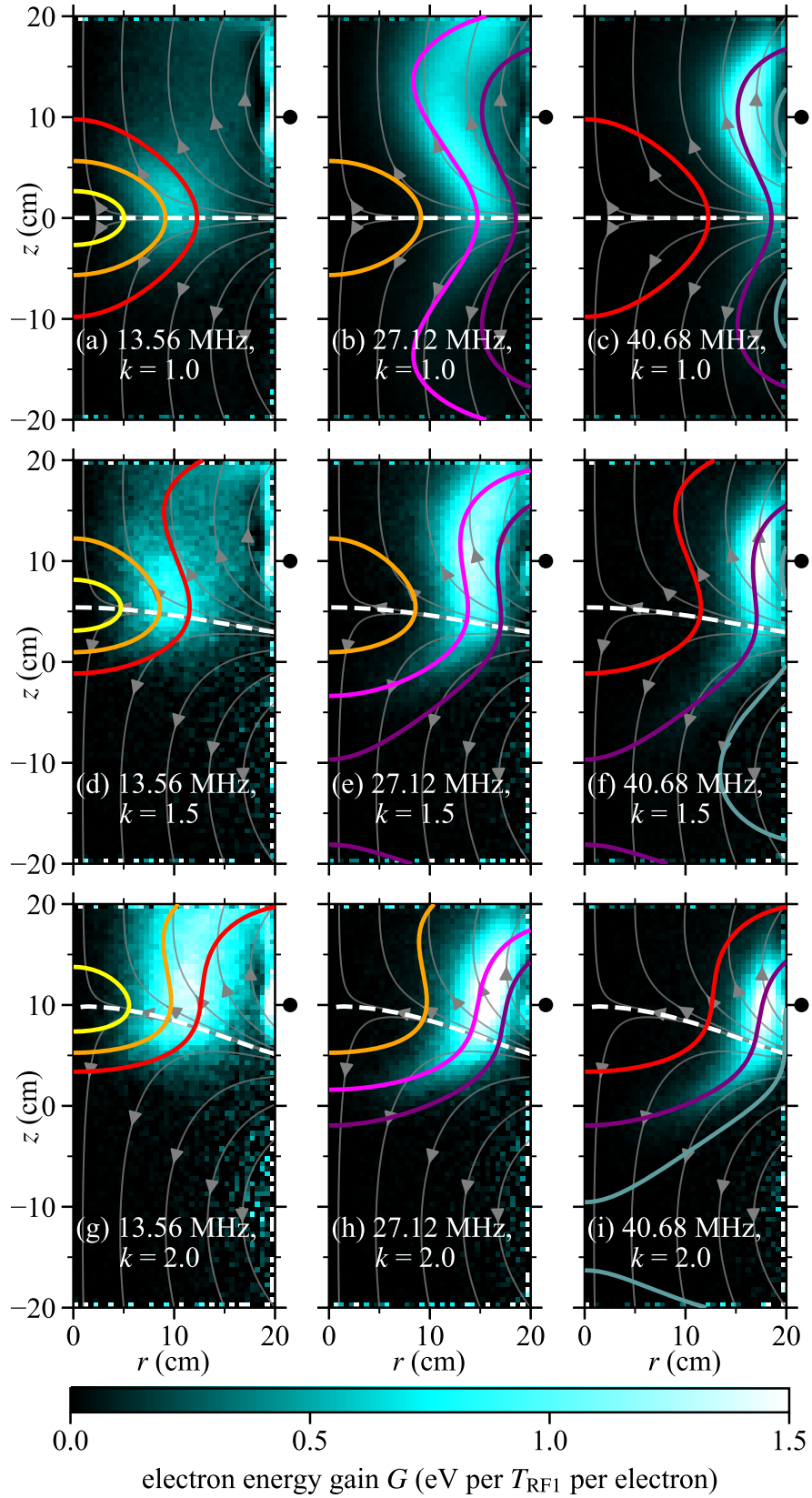


図 5.3: $I_U = 600$ AT における $B_{DC}(r, z)$ で EEG $G(r, z)$ 分布。上段 ((a), (b), (c)) は $I_L = 600$ AT, 中段 ((d), (e), (f)) は $I_L = 900$ AT, 下段 ((g), (h), (i)) は $I_L = 1200$ AT である。また、左列 ((a), (d), (g)) は $f_{RF} = 13.56$ MHz, 中列 ((b), (e), (h)) は $f_{RF} = 27.12$ MHz, 右列 ((c), (f), (i)) は $f_{RF} = 40.68$ MHz である。

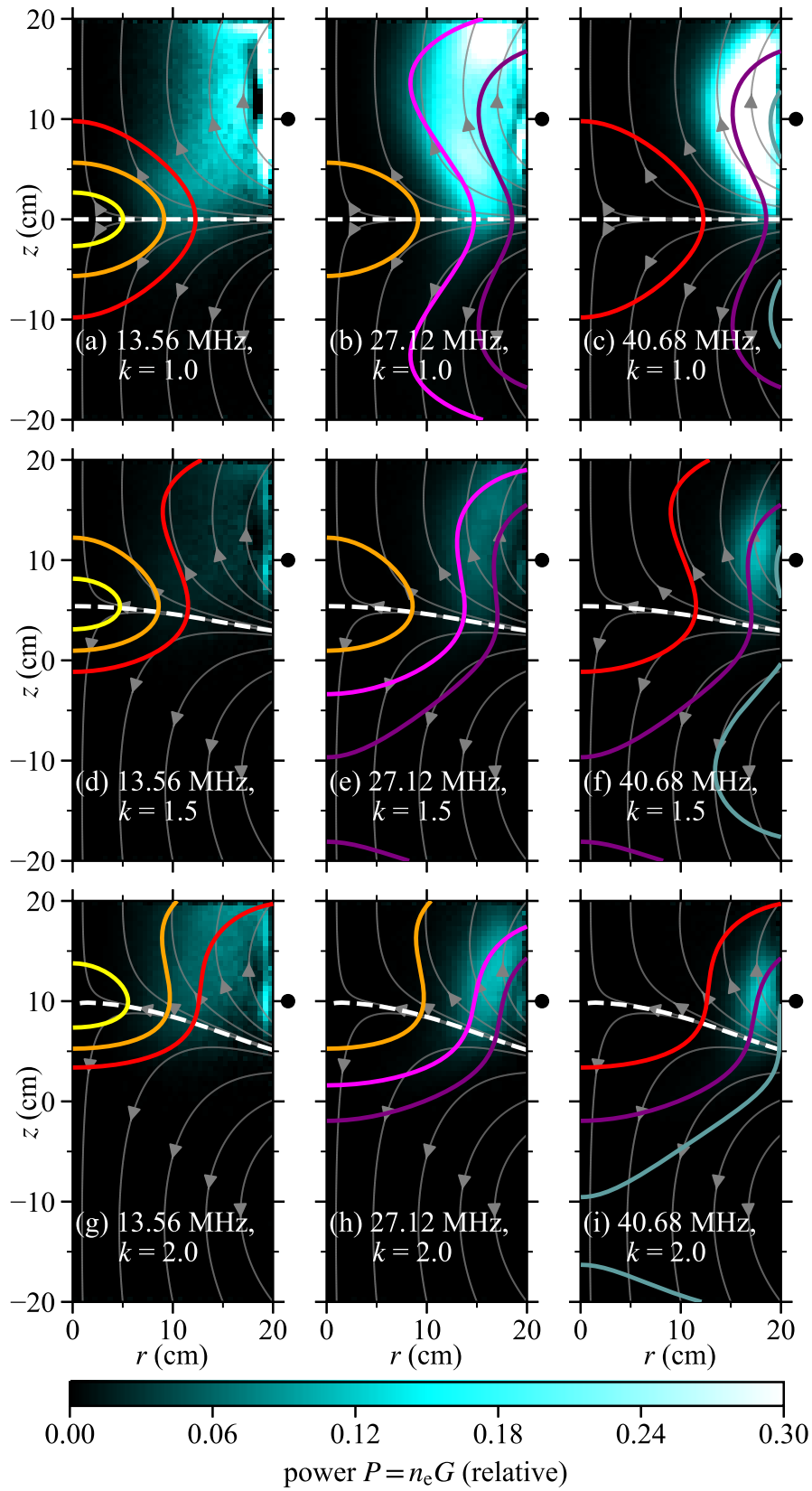


図 5.4: $I_U = 600$ AT における $B_{DC}(r, z)$ での電力 $P(r, z) = N_e(r, z)G(r, z)$ 分布。上段 ((a), (b), (c)) は $I_L = 600$ AT, 中段 ((d), (e), (f)) は $I_L = 900$ AT, 下段 ((g), (h), (i)) は $I_L = 1200$ AT である。また, 左列 ((a), (d), (g)) は $f_{RF} = 13.56$ MHz, 中列 ((b), (e), (h)) は $f_{RF} = 27.12$ MHz, 右列 ((c), (f), (i)) は $f_{RF} = 40.68$ MHz である。

5.3.2 平均電子エネルギー

図 5.5 は平均電子エネルギー $\langle \varepsilon \rangle(r, z)$ 分布である。また、図 5.6 は電離率 $R(r, z)$ 分布である。

k 毎に比較すると、第 4 章と同様に周波数が高いほど $\langle \varepsilon \rangle(r, z)$ も高く、 $R(r, z)$ も高い。

また同じ周波数で比較すると k が高いほど $\langle \varepsilon \rangle(r, z)$ のピークも高くなる。どの条件においても共通して分界面下部領域でも $\langle \varepsilon \rangle(r, z)$ が高い。分界面下部領域で高い $\langle \varepsilon \rangle(r, z)$ が観察されるのは、共鳴磁界域と高電界域を結ぶように通る磁力線沿いと、下部励磁コイル付近の強磁界領域である。共鳴磁界域と高電界域を結ぶような磁力線が、高エネルギー電子の下部領域への脱出を促進している。またその高エネルギー電子が下部励磁コイル付近の領域へ移流し束縛される。図 5.2 から、共鳴磁界域から下部領域へ脱出した電子数は下部励磁コイル付近の電子数よりも多いことが観察される。

また図 5.6 では、 k が高いほど $R(r, z)$ は低くなる傾向にあるが、分界面下部領域における電離は抑制されている。これは上部領域では共鳴磁界域と高電界域が重なるものの、分界面を越えて下部領域へ脱出する電子数が多いので上部領域における電子数が相対的に少なくなりためである。下部領域では磁界が強いため電子はエネルギーを得にくいためである。

本結果では k が高くなった場合でも高電界域や共鳴磁界域を通る磁力線付近で高い $\langle \varepsilon \rangle(r, z)$ が観察された。また k が高くなると $R(r, z)$ は低くなる傾向にあったが、分界面下部において電離率が抑制された。この特徴はイオンからの損傷に弱い材料に対して適用可能と考えられる。

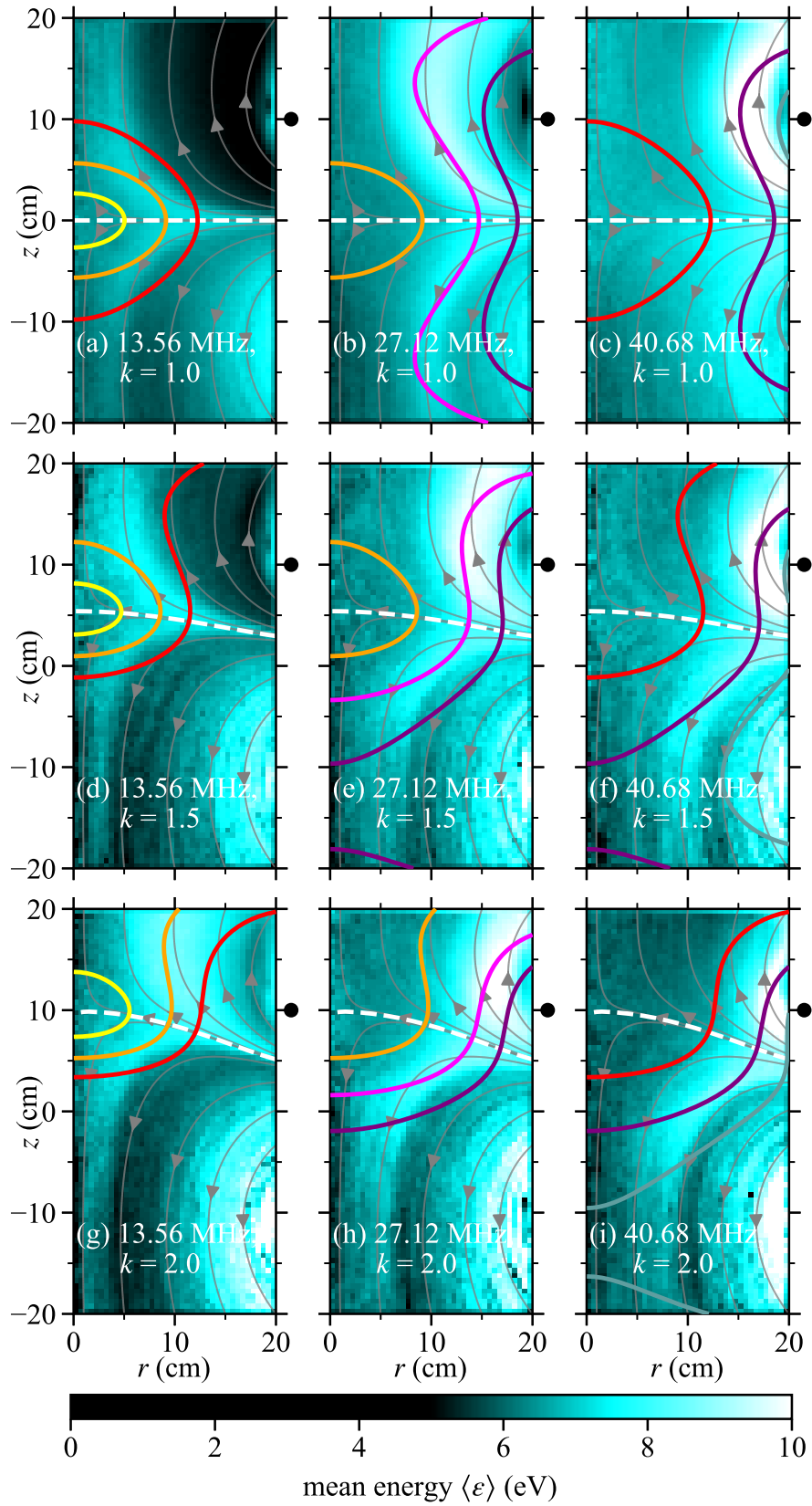


図 5.5: $I_U = 600$ AT における $B_{DC}(r, z)$ での平均電子エネルギー $\langle \varepsilon \rangle(r, z)$ 分布。上段 ((a), (b), (c)) は $I_L = 600$ AT, 中段 ((d), (e), (f)) は $I_L = 900$ AT, 下段 ((g), (h), (i)) は $I_L = 1200$ AT である。また, 左列 ((a), (d), (g)) は $f_{RF} = 13.56$ MHz, 中列 ((b), (e), (h)) は $f_{RF} = 27.12$ MHz, 右列 ((c), (f), (i)) は $f_{RF} = 40.68$ MHz である。

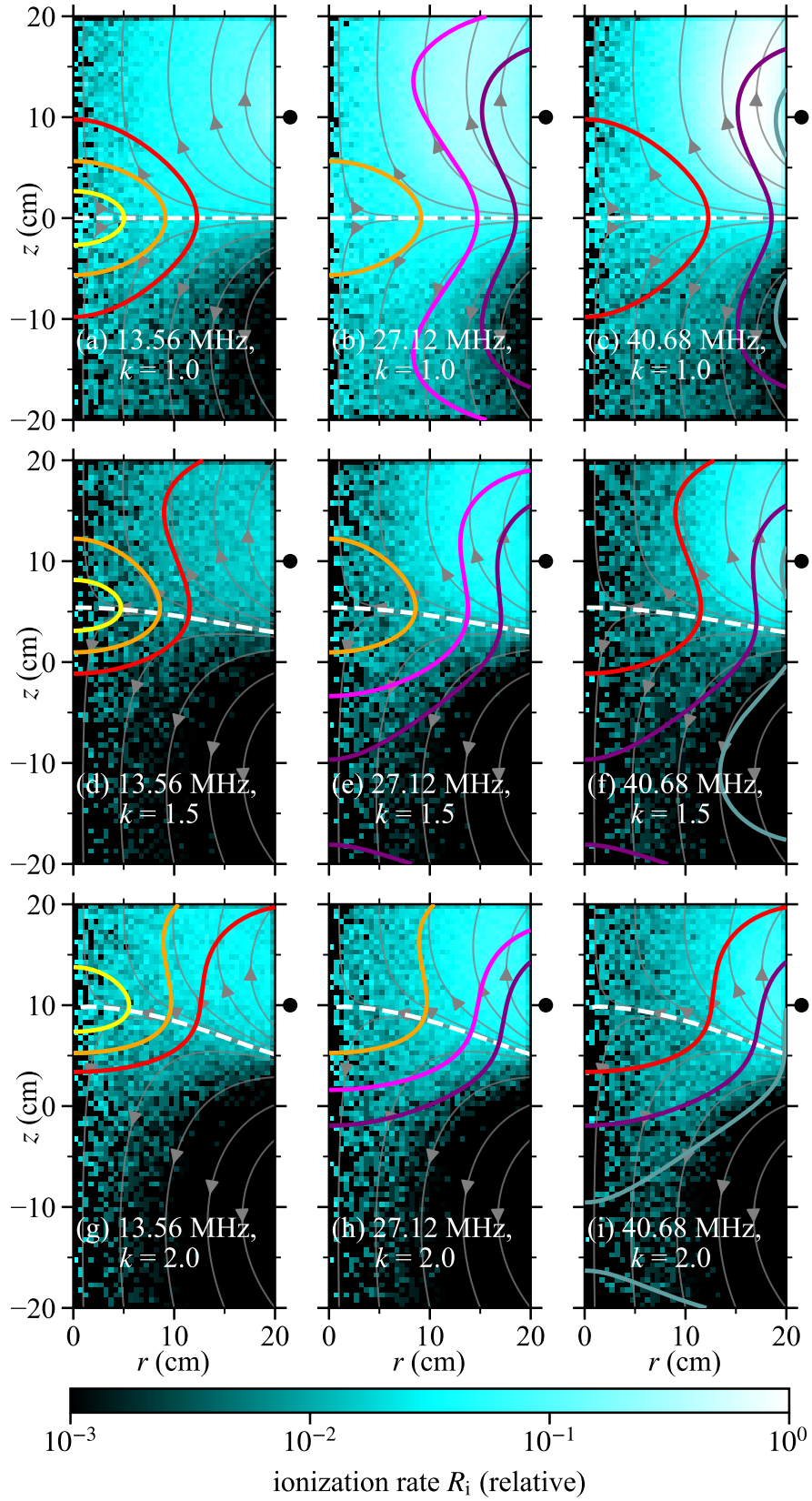


図 5.6: $I_U = 600$ AT における $B_{DC}(r, z)$ での電離率 $R(r, z)$ 分布 (対数)。上段 ((a), (b), (c)) は $I_L = 600$ AT, 中段 ((d), (e), (f)) は $I_L = 900$ AT, 下段 ((g), (h), (i)) は $I_L = 1200$ AT である。また, 左列 ((a), (d), (g)) は $f_{RF} = 13.56$ MHz, 中列 ((b), (e), (h)) は $f_{RF} = 27.12$ MHz, 右列 ((c), (f), (i)) は $f_{RF} = 40.68$ MHz である。

5.4 まとめ

本章では対向発散磁界下誘導結合プラズマの、分界面上部ではプラズマの高密度、高エネルギー、分界面下部で低エネルギーという特徴をさらに際立たせるためにコイル電流比 k で分界面と共鳴磁界域を上方へ変形させ、電子数密度 n_e 、電子エネルギー利得 G 、電力 P 、平均電子エネルギー $\langle \varepsilon \rangle$ 、電離率 R_i 、および電離周波数 ν_i を観察した。その結果、 $k = 1$ の場合と $k = 1.5, 2$ の場合とを比較して、分界面下部における電子数密度が高かったが、そこでは電子が得るエネルギーも少なかった。また k が高くなっても高電界域や共鳴磁界域を通る磁力線付近で高い $\langle \varepsilon \rangle(r, z)$ が観察された。さらに $R(r, z)$ は k の増加とともに低くなったが、分界面下部において電離率が抑制された。この特徴はイオンからの損傷が問題となる材料に対する適用が期待される。

第 6 章

電子エネルギー利得の位相分解観察

電子エネルギー利得の交流電界応答を観察するために位相分解した電子エネルギー利得分布波形を計算し観察した。また、各領域の EEG 波形を k 平均法で分類した。分類した結果、クラスターは磁界強度や分界面により別れ、波形の特徴が大まかに分類された。そのクラスターに属する区画の平均電子速度のベクトル軌跡も併せて観察した結果、楕円軌跡を描いた。この結果の傾向は一様電磁界下での先行研究と一致した。平均電子速度に直流成分があることが先行研究とは異なる。この直流成分が EEG の非対称性となるが、不均一電磁界下で特徴的な現象と示唆された。

6.1 導入

部分共鳴による電子のエネルギー増加は低気圧におけるプラズマ維持に有用である。第 3 章から第 5 章では部分共鳴が生じる共鳴磁界域を $0.5B_{\text{ECR}} \leq B_{\text{DC}} \leq 0.5B_{\text{ECR}}$ と定め部分共鳴による電子加熱を評価した。明確に共鳴磁界域を定義することは、低気圧におけるプラズマ維持の観点から装置設計に重要である。

磁界下の電子のエネルギー増加は、電界の前半周期と後半周期とでエネルギーの獲得に差が現れる非対称性が観察されることが報告されており [27, 37, 39, 40, 58], 本解析とはコイル間隔が異なる対向発散磁界下で、

前半周期の電子エネルギー利得が後半周期を上回るという非対称性が示された [27]。本解析では、コイル間隔を既にある報告 [27] よりも狭め、同様の傾向が現れるかを確認するとともに電子の各方向における平均速度を算出した。

従来のように EEG や平均電子速度を分布図で観察するのに加えて、クラスタリングの一手法である k 平均法 [59] を用いて EEG 波形を分類し、領域毎の特徴の抽出を試みた。分布図の観察は、全体の傾向を把握するのに役立つが、波形の位相や非対称性といった情報は把握しにくい。時間軸と EEG の振幅の関係を観察することで非対称性がなぜ生じるかを考察できると考えた。 k 平均法は古典的な手法であるものの、今でも波形観察の手法として強力である [60]。

さらに、電磁界が直交する系における平均電子速度を調査した研究を参照し [61, 62]、平均電子速度のベクトル成分を、

$$\boldsymbol{v} = (v_E, v_B, v_{E \times B}) \quad (6.1)$$

のように電界方向、磁界方向、そして電界と磁界の外積方向成分分解した。直流一様磁界、交流一様電界下で電子のドリフト速度、 v_E 、 $v_{E \times B}$ に注目すると楕円軌跡を描くことが示されている。特に共鳴磁界強度では楕円の面積が最も大きくなる。

本研究でもドリフト速度ベクトルの取り方を踏襲し、一様磁界、一様磁界・一様電界下と同様のベクトル軌跡を描くかの観察を行い、EEG 波形と併せて示すことで非対称性の原因特定を試みた。

6.2 シミュレーション条件とモデル

本章における主要な条件を図 6.1 に示す。第 3 章および第 4 章を含む典型的な条件である。また図 6.1 にこの条件下の装置内電磁界分布と $\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}$ 方向を示した。

表 6.1: 主要な条件

条件	数値など
ガス種	Ar
気圧	5 mTorr
温度	300 K
RF アンテナ電流 I_{RF}	10 A
RF アンテナ周波数 f_{RF}	13.56 MHz
コイル電流 I_{DC} ($I_{\text{U}} = -I_{\text{L}}$)	600 AT

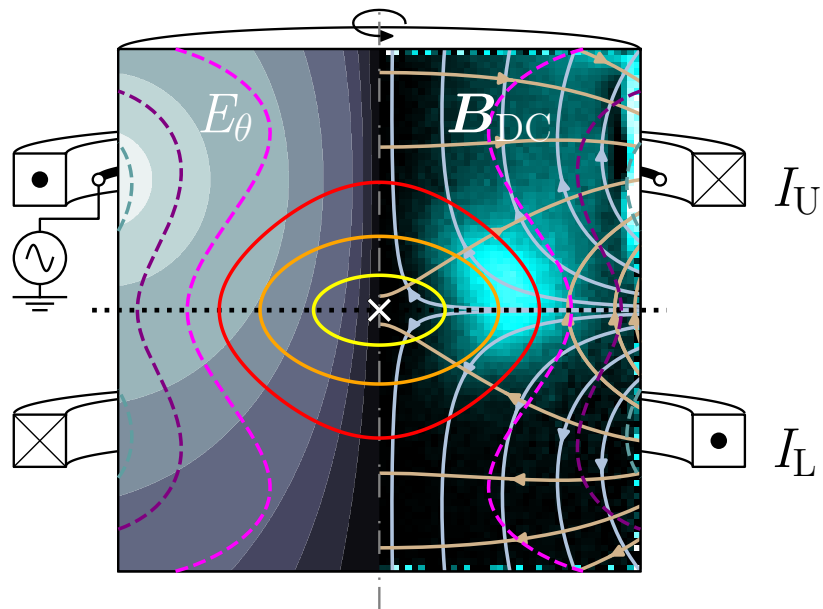


図 6.1: 容器内の電磁界分布。黄土色の矢印は $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 方向を、水色の矢印は磁力線方向を表す。右図半分は電子エネルギー利得。

6.3 観察手法

6.3.1 位相分解 EEG

電子エネルギー利得を正弦波交流電界波形 1 周期に対して有名角 ($\pi/3$, $\pi/4$ の整数倍) が含まれるように 24 区間 (15° 刻み) に位相分解した。区間を $[0, \frac{1}{24}T_{\text{RF}})$, $[\frac{1}{24}T_{\text{RF}}, \frac{2}{24}T_{\text{RF}})$, $[\frac{2}{24}T_{\text{RF}}, \frac{3}{24}T_{\text{RF}})$, $\dots$, $[\frac{22}{24}T_{\text{RF}}, \frac{23}{24}T_{\text{RF}})$, $[\frac{23}{24}T_{\text{RF}}, T_{\text{RF}})$ のように区切り, その時間幅における電子エネルギー利得を算出した。また, その区画, 時点における電子の平均速度 (ドリフト速度) v_r , v_θ , v_z を算出した。この平均電子速度は先行研究を踏まえて, 電界方向 $v_E (= v_\theta)$, 磁界方向 v_B , 電界と磁界の外積の方向 $v_{E \times B}$ にベクトルの基底を取り直している。

区画の数は r 方向に 0.5 mm 刻みで 40 個, z 方向にも同様に 0.5 mm 刻みで 80 個なのでそれぞれの区画に 24 個の電子エネルギー利得の点がある。よってデータの数 $= 40$ (r 方向の区画数) $\times 80$ (z 方向の区画数) $\times 24$ (T_{RF} の位相分割数) $= 3200 \times 24 = 76800$ 個ある。

3200 の波形を全て観察し, それぞれの特徴を分類し考察することは多くの労力と時間を費やす。そこで, 多くの波形をいくつかの特徴に分けることで考察を容易にできると期待し k 平均法を取り入れた可視化を試みた。

6.3.2 k 平均法

k 平均法は以下に示す数式のように, 最適化問題を解くアルゴリズムであり [63], 本アルゴリズムでは最小値ではなく初期値依存の極小値に収束する。単純なアルゴリズムであり, 広く用いられている。

$$\arg \min_{V_1, \dots, V_k} = \sum_{i=1}^n \min_j \|x_i - V_j\|^2 \quad (6.2)$$

k 平均法は、一般には以下のような流れで実装される。データの数 n 、クラスタの数を k とする。

1. 各データ $x_i (i = 1, \dots, n)$ に対してランダムにクラスタを割り振る。
2. 割り振ったデータをもとに各クラスタの中心 $V_j (j = 1, \dots, k)$ を計算する。計算は通常割り当てられたデータの各要素の算術平均が使用されるが、必須ではない。本研究ではユークリッド距離を使用している。
3. 各 x_i と各 V_j との距離を求め、 x_i を最も近い中心のクラスタに割り当て直す。
4. 上記の処理で全ての x_i のクラスタの割り当てが変化しなかった場合、あるいは変化量が事前に設定した一定の閾値を下回った場合に、収束したと判断して処理を終了する。そうでない場合は新しく割り振られたクラスタから V_j を再計算して上記の処理を繰り返す。

結果は最初のクラスタのランダムな割り振りに大きく依存することが知られており、1 回の結果で最良のものが得られるとは限らない。そのため、何度か繰り返して行って最良の結果を選択する手法や、 k -means++ 法のように最初のクラスタ中心点の振り方を工夫する手法などが使用される [64]。なお、このアルゴリズムではクラスタ数 k は最初に所与のものとして定めるため、最適なクラスタ数を選ぶには他の計算等（Elbow 法）による考察を用いる必要がある。

本解析では、 k -means 法の実装に Python ライブラリである `tslearn` (version 0.6.4) [65] を用い、距離尺度にはユークリッド距離を採用した。初期値は k -means++ 法により選んだ [64]。またクラスタ数 k を増やしても後述の様に磁界強度の等高線と分界面で大まかに分類されるため、特徴を観察し指摘することに適当な個数である $k = 10$ を採用した。また、前

処理として波形が小さなクラスター（クラスター番号 0, 1, 2）と波形が大きなクラスター（3 から 12）でそれぞれ分類した。これは電子数が少なく電界が低い軸中心付近において滑らかではなくノイズのような波形となるためである。ノイズのような波形と滑らかな波形とが同様のクラスターに分類されることで、それぞれのクラスターの特徴が不明瞭になることを防いだ。処理としては、平均値の絶対値が 0.1 未満かつ振幅が 0.2 未満のものを取り除く波形とした。それぞれを平均 0, 分散 1 の規格化を行い分類することで、波形の非対称性と位相に注目しやすいものとした。

6.4 結果と考察

6.4.1 位相分解 EEG 波形

図 6.2 が位相分解 EEG と、各区画における v_r と v_z のベクトルである。 v_θ を示していないのは、 v_θ と EEG に関連があるためである。カラーマップの赤色は EEG が正、青色は EEG が負、白色は 0 を示している。上 1 段目と上 2 段目は電界振幅が正（ z 軸方向から見て電界 E_θ は反時計回り方向、図中正弦波の赤色部分）の前半周期、上 3 段目と上 4 段目は電界振幅が負（同様に E_θ は時計回り方向、図中正弦波の青色部分）の後半周期である。

アンテナ付近壁際を除く領域では、前半周期の EEG が後半周期よりも大きいことが観察される。これは先行研究 [27] における非対称性と一致する。共鳴磁界域では常に EEG が正となり、加えて、強磁界領域の方が共鳴磁界域よりも後半周期の EEG は前半周期と比較して小さい。共鳴磁界域よりも磁界が強い領域では EEG の前後半周期の非対称性が大きい。電子のドリフト速度 v_r , v_z に着目すると $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトの方向（図 6.1）と一致している。

v_r , v_z の方向は前半周期では容器側壁（強磁界）側、後半周期では容器中心軸壁（弱磁界）側へ向いている。非対称性が現れる原因の一つとして、次の二つのことが考えられる。一つは、電子数密度が注目区画の領域に、外側か内側から旋回してくる電子の速度の符号が反対になるという仮説である [27]。もう一つは、強磁界側領域と弱磁界領域における旋回半径の差である。旋回径が小さいと電子の加速方向へと向き直る機会が多くなり、EEG も大きくなる仮説が挙げられる。

複数の要因が重なることで非対称性が生じると考えられるが、次の節 6.4.2 では非対称性を詳細に議論するために観察した。各区画における

EEG 波形を，クラスタリングを利用することで図示した。

アンテナ付近壁際領域では，後半周期の EEG が前半周期よりも大きい。これは $\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}$ ドリフトとシース電界 $\boldsymbol{E}_{\text{sh}}$ による電子加速が一致するためとされる [26]。

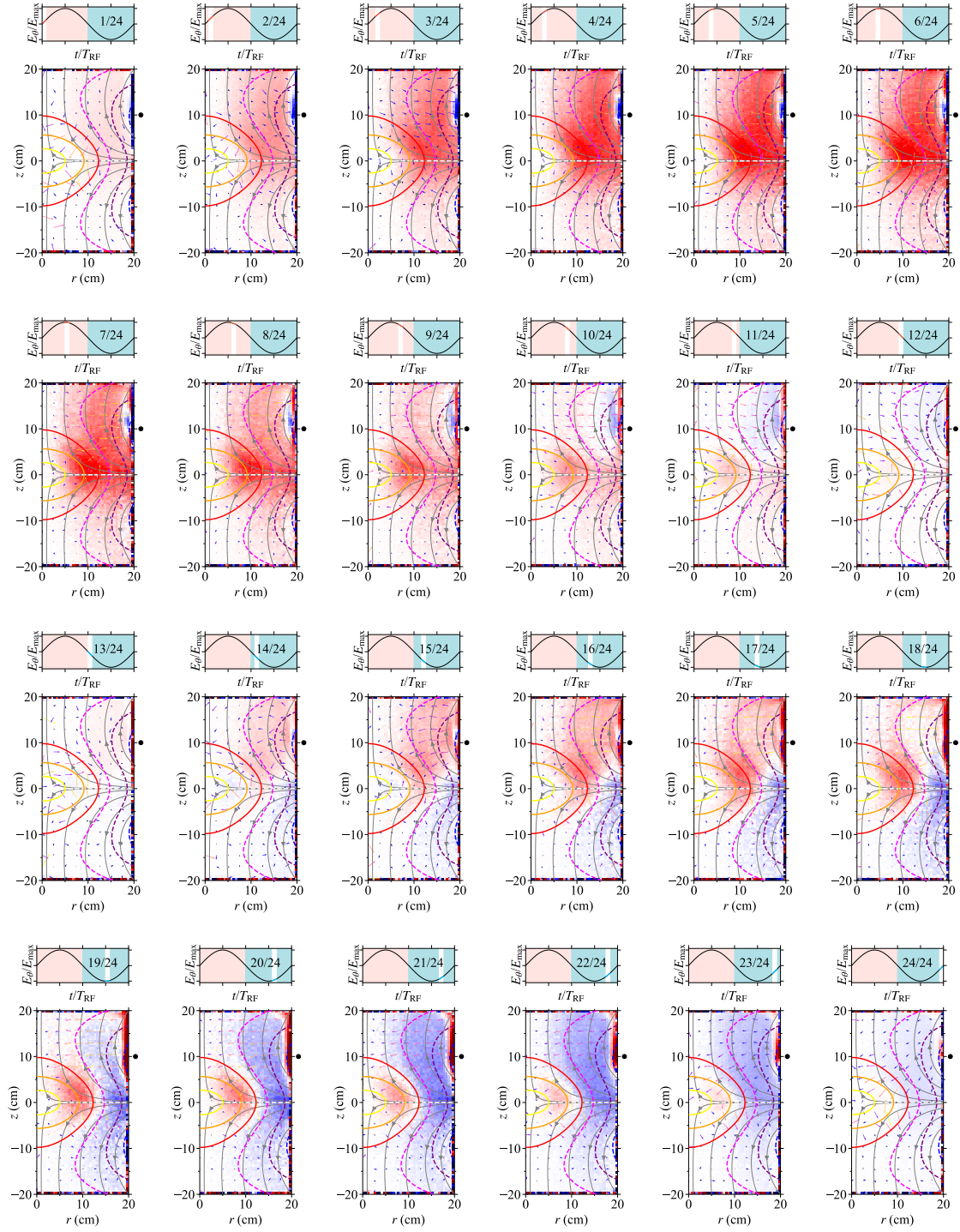


図 6.2: 1 周期を 24 分割した時間幅における位相分解電子エネルギー利得波形。

6.4.2 k 平均法による位相分解 EEG 波形の分類

図 6.3 は k 平均法を用いて EEG 波形をクラスタリングしたものである。クラスター番号 0, 1, 2 は振幅が小さい波形（振幅が 0.1 未満かつ平均が 0.2 未満）、クラスター番号 3 から 12 は振幅が大きい波形である。この二つの波形群をそれぞれ、平均 0, 分散 1 の規格化を行い、EEG 波形を k 平均法で分類した。また図 6.4 から図 6.16 はその EEG 波形の分類結果の各クラスターが属する区画における波形を描画したものである。右下 (d) が時間 t/T_{RF} における EEG 波形 $G(t)$ であり、規格化前のものを示している。右上 (b) が時間 t/T_{RF} と平均電子速度の電界方向成分 v_E 、左下 (c) が時間 t/T_{RF} と平均電子速度の電界と磁界の外積方向成分 $v_{E \times B}$ （縦軸時間）、左上 (a) が平均電子速度の軌跡 $v_E, v_{E \times B}$ を示している。

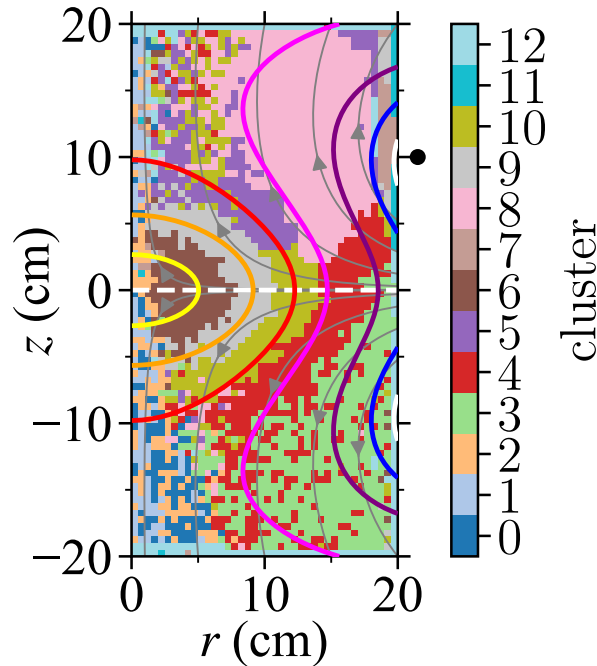


図 6.3: $I_U = 600 \text{ AT}$ における $B_{\text{DC}}(r, z)$ でのクラスター分類結果。波形が小さなクラスター（クラスター番号 0, 1, 2）と波形が大きなクラスター（3 から 12）の分類結果。振幅が 0.1 未満かつ平均が 0.2 未満のものと、そうでないものとでそれぞれ分類した。

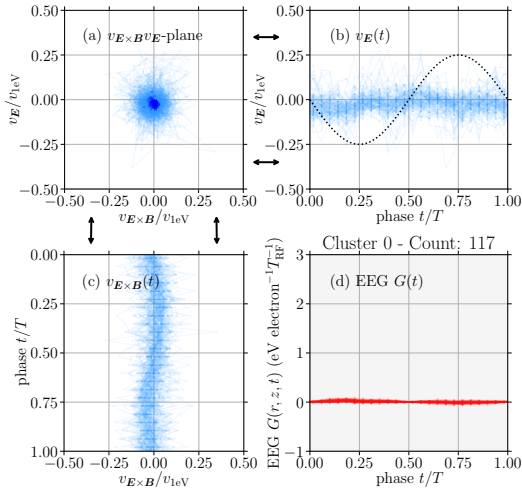


図 6.4: 図 6.3 におけるクラスター番号 0 の波形

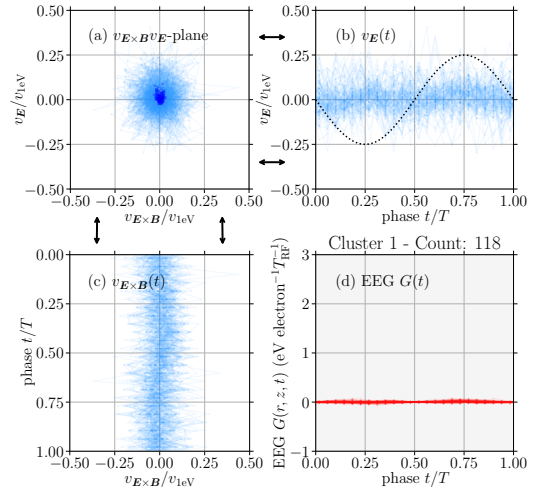


図 6.5: 図 6.3 におけるクラスター番号 1 の波形

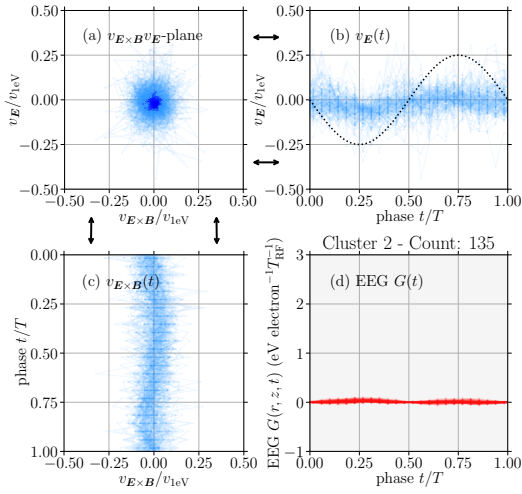


図 6.6: 図 6.3 におけるクラスター番号 2 の波形

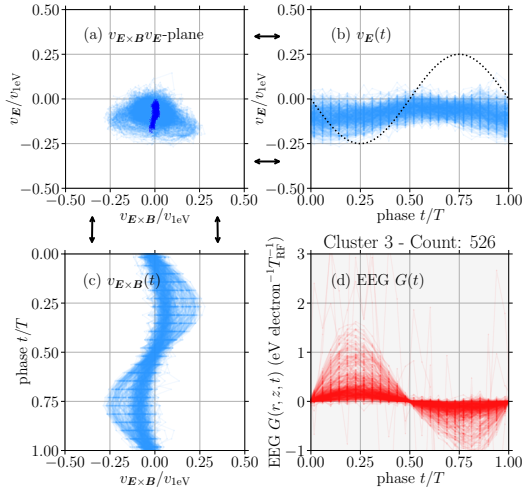


図 6.7: 図 6.3 におけるクラスター番号 3 の波形

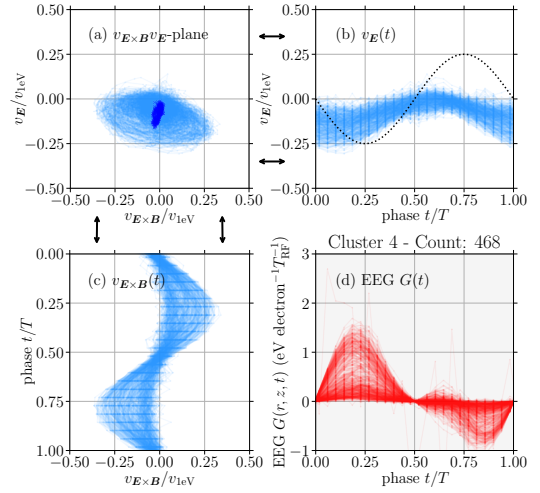


図 6.8: 図 6.3 におけるクラスター番号 4 の

波形

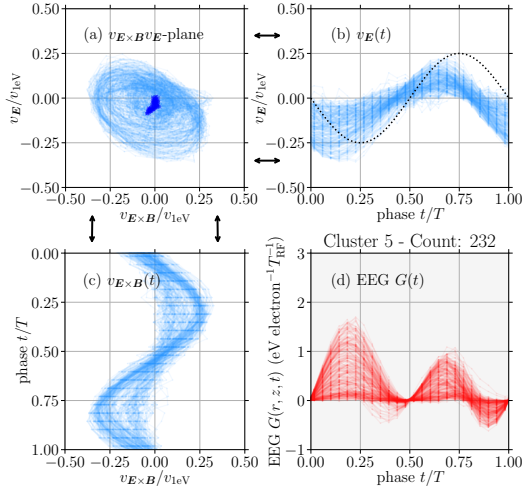


図 6.9: 図 6.3 におけるクラスター番号 5 の波形

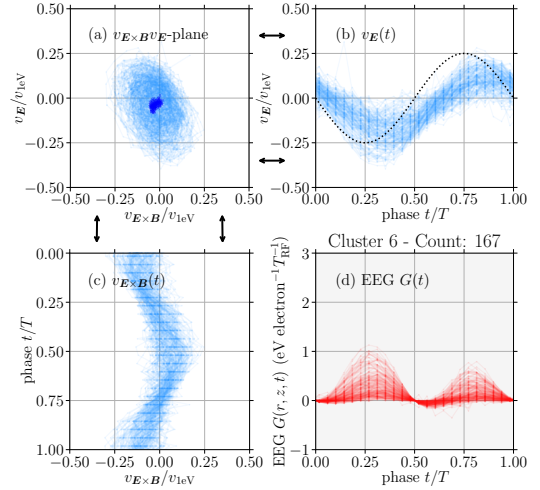


図 6.10: 図 6.3 におけるクラスター番号 6 の波形

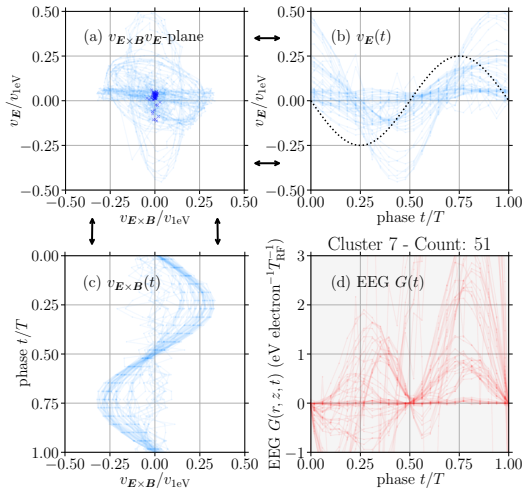


図 6.11: 図 6.3 におけるクラスター番号 7 の波形

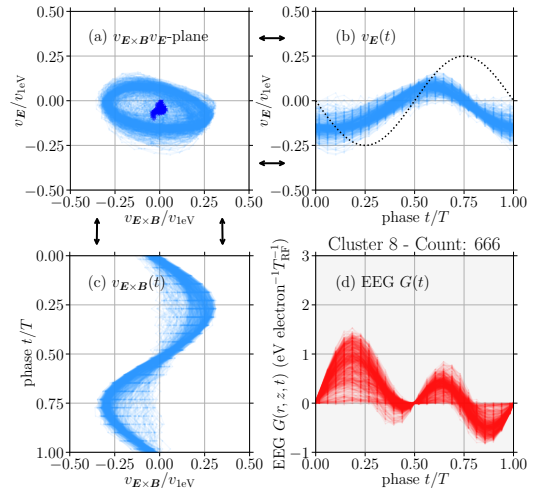


図 6.12: 図 6.3 におけるクラスター番号 8 の波形

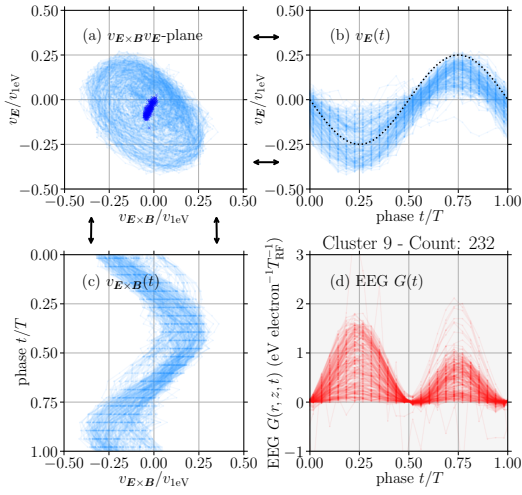


図 6.13: 図 6.3 におけるクラスター番号 9 の波形

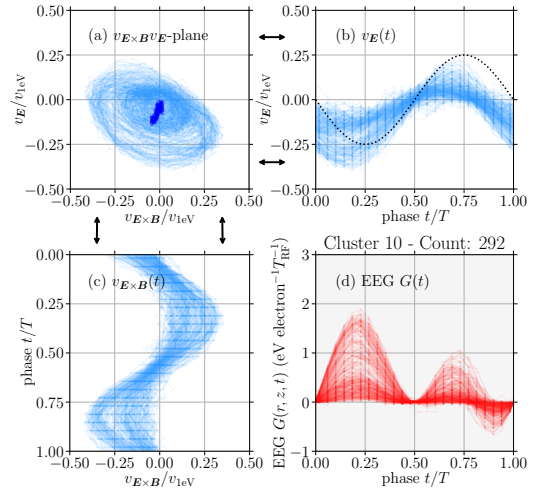


図 6.14: 図 6.3 におけるクラスター番号 10 の波形

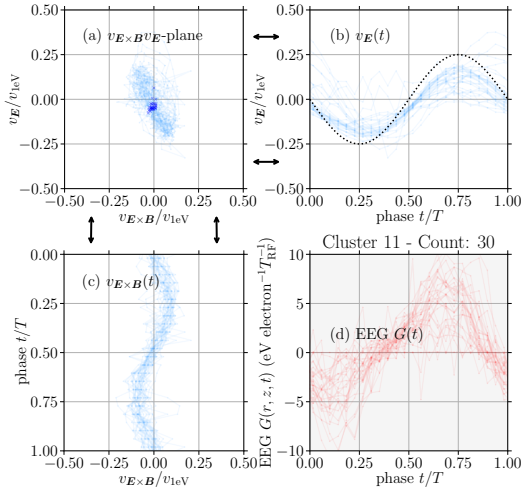


図 6.15: 図 6.3 におけるクラスター番号 11 の波形

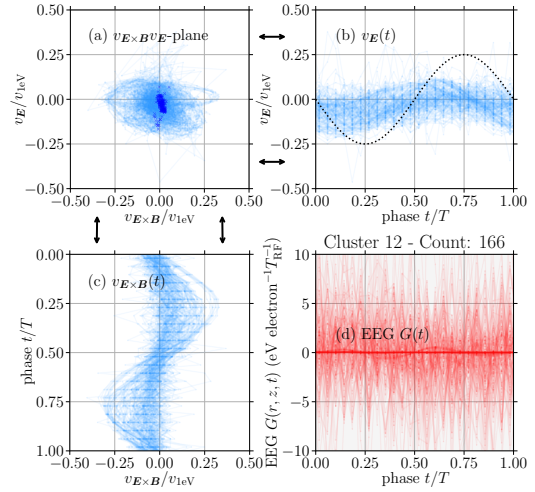


図 6.16: 図 6.3 におけるクラスター番号 12 の波形

図 6.3 より，クラスターは概ね等磁界強度線と分界面に関連する位置で特徴が分かれている。また小さい振幅波形（クラスター番号 0, 1, 2）は容器中心軸付近低電界域に集中している。容器中心軸付近のクラスターはばらけているため，これらの特徴については議論しない。

分界面上部のクラスターの EEG 波形（図 6.7 から図 6.16）に注目する。注目する。磁界強度が小さい領域のクラスター番号を並べると 6, 9, 5, 8 となっている。6 は $0.5B_{\text{ECR}}$ よりも小さく，9 は B_{ECR} 付近，5 は $1.5B_{\text{ECR}}$ 付近，8 が最も強い。 B_{ECR} 付近のクラスター 9 では，EEG の位相と電界位相が概ね一致しており，EEG は常に正となる。共鳴磁界強度よりもクラスター 5 や 8 のように磁界が B_{ECR} よりも強いほど位相は進み，クラスター 6 のように磁界が B_{ECR} よりも弱ければ位相は遅れる。

ほぼ同程度の磁界強度であり共鳴磁界域内のクラスター 5 と 10 については同様の傾向を示している。

分界面下部のクラスター 3 と 4 に注目する。EEG は正弦波様となっており，前半周期と後半周期において同程度のエネルギーを得て失っている。そのため分界面下部領域においては電子がエネルギーを得づらい。

その他のクラスターでは側壁のシース電界や RF アンテナによって高い電界領域で分かれている。

電界方向の平均電子速度 v_E と電界 E_θ に注目する。 v_E と E_θ に位相差がないクラスター 9 では EEG が常に正となる部分共鳴が生じるが，クラスター 5 では位相差があるために EEG が負となるタイミングが生じる。 v_E と E_θ の位相差が部分共鳴と強磁界域における電子加熱の機構の違いを生じさせている。また，クラスター 9 と 5 の v_E の最大値は同程度であるが，これは強電界域と共鳴磁界域を重ねると電子加熱が増強されることを示唆している。

また平均電子速度 $v_E, v_{E \times B}$ は楕円軌跡を描く。 B_{ECR} よりも弱い磁界域

に属するクラスターでは楕円軸は v_E 軸側へ傾き, B_{ECR} よりも強いと楕円軸は $v_{E \times B}$ 軸側へ傾いた。また B_{ECR} 付近では楕円軸は斜めに傾き面積も最大になった。

本解析よりも単純な一様交流電界・一様直流磁界下における一定衝突周波数モデル (CCF) 下の以下に示す解析解 (式 6.3) と MC シミュレーションの結果 (図 6.17) と一致している [61, 62]。

$$\begin{aligned}
 v_E &= \frac{\nu \omega_E (\omega_E^2 + \omega_B^2 + \nu^2) v_{E0}}{[(\omega_E + \omega_B)^2 + \nu^2][(\omega_E - \omega_B)^2 + \nu^2]} \sin \omega_E t \\
 &\quad - \frac{\omega_E^2 (\omega_E^2 - \omega_B^2 + \nu^2) v_{E0}}{[(\omega_E + \omega_B)^2 + \nu^2][(\omega_E - \omega_B)^2 + \nu^2]} \cos \omega_E t \\
 v_{E \times B} &= \frac{2\nu \omega_E^2 \omega_B v_{E0}}{[(\omega_E + \omega_B)^2 + \nu^2][(\omega_E - \omega_B)^2 + \nu^2]} \cos \omega_E t \\
 &\quad + \frac{\omega_E \omega_B (\omega_E^2 - \omega_B^2 - \nu^2) v_{E0}}{[(\omega_E + \omega_B)^2 + \nu^2][(\omega_E - \omega_B)^2 + \nu^2]} \sin \omega_E t \\
 v_{E0} &:= \frac{eE}{m\omega_E}
 \end{aligned} \tag{6.3}$$

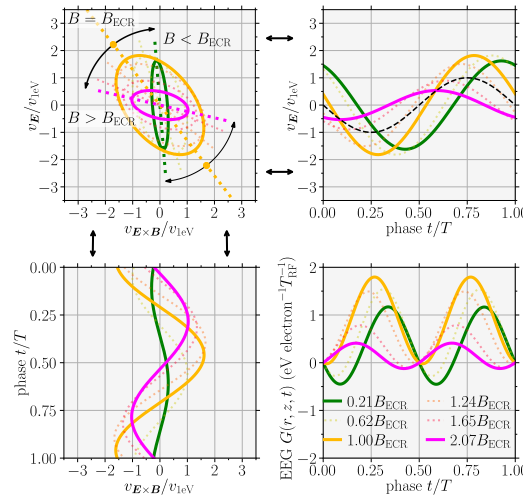


図 6.17: 互いに直交する一様な交流電界・直流磁界下における電子平均速度の楕円軌跡。電子軌跡はモンテカルロ法で計算されており、一部を抜粋している [62]。電界振幅 $E = 500 \text{ V m}^{-1}$ (本条件の電界振幅最大値よりも高い), 電界周波数 $f = 13.56 \text{ MHz}$, ガス種は Ar, 気圧 5 mTorr , 気温 300 K 。

これらの CCF モデルや MC シミュレーションでは $v_E, v_{E \times B}$ の重心は原点にあるが，本解析では原点になく， v_E について着目すれば円筒容器の $-\theta$ 方向に重心がある。このことから，EEG の非対称性は平均電子速度が直流成分を持つことで生じる，不均一な電磁界下で特徴的となる現象といえる。

不均一電磁界下で平均電子速度が直流成分を持つ理由について，以下のような仮説を挙げられる。図 6.18 のように注目区画の領域に，外側か内側から旋回する電子について考える [27]。外側から旋回してくれば $v_\theta (= v_E) < 0$ に，内側から旋回してくれば $v_\theta > 0$ と符号が逆転する。もし注目区画の領域の内外に電子数の差があるならば，電子が多い側の符号に偏ることが考えられる [27]。第3章や第4章で見たように，本解析では上部直流励磁コイル付近に電子が集中する特性がみられている。そのため外側から旋回する電子が多い本解析では $-\theta$ 方向への指向性が現れると考えられる。このような1周期における電子のエネルギー獲得の非対称性は，本解析で用いた対向発散磁界下ではないものの，NLD プラズマにおいて観察されており [58]，不均一電磁界下で生じる特徴的な現象であるという根拠の裏付けといえる。

しかし $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトの直流成分の符号は負（図 6.1 中の黄土色矢印の向きと反対方向）である区画が多いことが示唆される。 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト

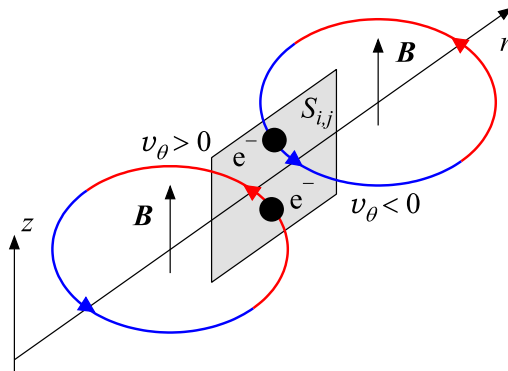


図 6.18: 注目区画における電子の旋回の模式図 [27]。

が先述した密度勾配を引き起こし、さらに $-\theta$ 方向へ指向性を持たせるとも考えられる。これについての原因特定は単電子の追跡などが役に立つ可能性がある。

6.5 まとめ

本章では対向発散磁界下電子のエネルギー獲得機構を調査するために EEG の交流電界応答波形を観察し、その波形を k 平均法を用いて分類し、位置毎の特徴を抽出した。EEG 波形は磁界強度と分界面によって分類され、 B_{ECR} を境に位相差が生じた。ベクトル軌跡 $v_E, v_{E \times B}$ は一様交流電界・一様直流磁界下における CCF モデルの解析解や MC シミュレーションとの傾向と一致した。またこれらの結果では $v_E, v_{E \times B}$ の重心が原点から外れない。そのため一様電磁界と不均一電磁界の違いは、 v_E が直流成分を持つことであり、この直流成分が EEG に非対称性を生じさせることが示唆された。

第 7 章

まとめ

本研究では、対向発散磁界下誘導結合磁化プラズマの電子の微視的挙動を Monte Carlo 法による数値シミュレーションを行い、電子エネルギー利得を観察し、対向発散磁界下誘導結合磁化プラズマ中の電子への部分共鳴を利用した効率的エネルギー投入と電子閉込めの実践的設計制御指針の知見を得ることを目的とした。

本研究で得られた結果を以下に要約する。

第 3 章 電界分布や磁界強度を、装置設計制御のパラメータとなる RF アンテナ位置、励磁コイル電流 (磁界強度) を変化させ、部分共鳴による電子加熱空間分布の変化の傾向を観察した。共鳴磁界域が RF アンテナから遠く低電界となっても部分共鳴が生じること、直流励磁コイル電流を増加させ共鳴磁界域を狭くさせても部分共鳴が生じること、電子が磁力線に導かれて移流することを利用し磁力線が RF アンテナ付近と共鳴磁界域とを結ぶように、あるいは、磁力線が長く共鳴磁界域を通るように磁界形状を設定し RF アンテナを配置することで電子加熱を増強できることを確認した。部分共鳴により電離周波数が増加する結果から部分共鳴の電離促進効果、すなわちプラズマ維持への寄与を確認した。

第4章 高周波駆動により部分共鳴が増強されることを示した。高周波駆動により共鳴磁界域は円筒容器外側高電界域へと移動・拡大するため、磁界強度一定下でも電子閉じ込めを有効にしつつ電子加熱が増強された。

第5章 上下励磁コイル電流比を通じた分界面形状の制御を試みた。分界面が上へ湾曲させると共鳴磁界域が強電界域に近づき電子数密度および EEG が高まると同時に、閉じ込めから脱する電子の増加がみられた。

第6章 プラズマ容器内の位置毎の EEG 交流応答波形を k 平均法を用いて分類した。分類の結果、EEG が常に正となり電子加熱に好ましい波形は共鳴磁界域に分布し、部分共鳴の発現を強く示唆する結果を得た。一方、それ以外の磁界強度領域においては EEG が負になる位相が現れ、EEG のピークが現れる位相にも磁界強度に応じた進みや遅れが見られた。部分共鳴による電子加熱を示唆する EEG 交流応答波形の特徴が k 平均法により抽出された。

参考文献

- [1] 菅井秀郎, 応用物理, **63**, 6 (1994).
- [2] P.J. Kelly and R.D. Arnell, Vacuum **56**, 159-172 (2000).
- [3] P. Svarnas, J. Appl. Phys. **137**, 070701 (2025).
- [4] T. Uchida, Jpn. J. Appl. Phys. **33**, L43 (1994).
- [5] T. Uchida, J. Vac. Sci. Technol. A **16**, 1529 (1998).
- [6] W. Chen, M. Ito, T. Hayashi, and T. Uchida, Jpn. J. Appl. Phys. **37**, 332 (1998).
- [7] W. Chen, M. Ito, T. Hayashi, and T. Uchida, J. Vac. Sci. Technol. A **16**, 1594 (1998).
- [8] W. Chen, Y. Morikawa, M. Ito, T. Hayashi, K. Sugita, H. Shindo, and T. Uchida, J. Vac. Sci. Technol. A **17**, 2546 (1999).
- [9] W. Chen, T. Hayashi, M. Ito, Y. Morikawa, K. Sugita, and T. Uchida, Vacuum **53**, 29 (1999).
- [10] W. Chen, K. Sugita, Y. Morikawa, S. Yasunami, T. Hayashi, and T. Uchida, J. Vac. Sci. Technol. A **19**, 2936 (2001).
- [11] D. O. Connell, D. L. Crintea, T. Gans, U. Czarnetzki, Plasma Sources Sci. Technol. **16**, 543-548 (2007).
- [12] T. Uchida and S. Hamaguchi, J. Phys. D **41**, 083001 (2008).
- [13] Y. Celik, D. L. Crintea, D. Luggenhölscher, U. Czarnetzki, T. Ishijima, and H. Sugai, Phys. Plasmas **18**, 022107 (2011).

- [14] Y. Celik, T. Tsankov, and U. Czarnetzki, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39**, 2466 (2011).
- [15] H. Sugawara, T. Osaga, H. Tsuboi, K. Kuwahara, and S. Ogata, *Japan. J. Appl. Phys.* **49**, 086001 (2010).
- [16] Y. Asami and H. Sugawara, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **42**, 2540 (2014).
- [17] T. Yoshida, Y. Sakurai, H. Sugawara, and A. Murayama, *Electrical Engineering in Japan* **185**, 9 (2013).
- [18] T. Tsankov and U. Czarnetzki, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39**, 2538 (2011).
- [19] T. Tsankov and U. Czarnetzki, *AIP Conf. Proc.* **1390**, 140 (2011).
- [20] V. A. Soukhanovskii, *Plasma Phys. Control. Fusion* **59**, 064005 (2017).
- [21] Y. Lim, Y. S. You, W. Lee, B. Ahn, S. Y. Moon, B. Kim, H. J. Woo, T. Lho, W. Choe, and Y.-c. Ghim, *Plasma Sources Sci. Technol.* **29**, 115012 (2020).
- [22] Y. Minami, Y. Asami, and H. Sugawara, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **42**, 2550 (2014).
- [23] R. Ozawa and H. Sugawara, *IEEJ Transactions on Fundamentals and Materials*. **139**, 5, pp. 283–284 (2018). [in Japanese]
- [24] H. Sugawara and S. Ogino, *Jpn. J. Appl. Phys.* **55**, 07LD05 (2016).
- [25] A. V. Arsenin, V. G. Leiman, and V. P. Tarakanov, *J. Plasma Fusion Res. Series*, **8**, 1622 (2009) (Proc. 14th Int. Congress Plasma Physics, 2008).
- [26] H. Takahashi, K. Nakashima, T. Yamamoto, and H. Sugawara, *Jpn. J. Appl. Phys.* **57**, 126101 (2018).

-
- [27] K. Nakashima, H. Takahashi, and H. Sugawara, Jpn. J. Appl. Phys. **58**, 116001 (2019).
 - [28] R. Okazaki and H. Sugawara, Jpn. J. Appl. Phys. **62**, SL1003 (2023).
 - [29] H. Tsuboi, M. Itoh, M. Tanabe, T. Hayashi, and T. Uchida, Jpn. J. Appl. Phys. **34**, 2476 (1995).
 - [30] Y. Chinzei, M. Ogata, T. Sunada, M. Itoh, T. Hayashi, H. Shindo, R. Itatani, T. Ichiki, and Y. Horiike, Jpn. J. Appl. Phys. **37**, 4572 (1998).
 - [31] 菅原 広剛, 放電研究 **47**, 1 (2004).
 - [32] H. Sugawara, N. Mori, Y. Sakai, and Y. Suda, J. Comput. Phys. **223**, 298 (2007).
 - [33] H. Takahashi and H. Sugawara, Jpn. J. Appl. Phys. **59**, 036001 (2020).
 - [34] T. Osaga, H. Sugawara, and Y. Sakurai, Plasma Sources Sci. Technol. **20**, 065003 (2011).
 - [35] T. Osaga, Y. Sakurai, and H. Sugawara, IEEE Trans. Plasma Sci. **39**, 2546 (2011).
 - [36] Z. Yoshida, H. Asakura, H. Kakuno, J. Morikawa, K. Takemura, S. Takizawa, and T. Uchida, Phys. Rev. Lett. **81**, 2458 (1998).
 - [37] H. Sugawara, T. Osaga, and H. Yamamoto, Plasma Sources Sci. Technol. **20**, 055002 (2011).
 - [38] T. Gans, D. L. Crintea, D. O'Connell, and U. Czarnetzki, J. Phys. D **40**, 4508 (2007).
 - [39] H. Sugawara, Jpn. J. Appl. Phys. **52**, 056101 (2013).
 - [40] H. Sugawara, J. Phys. Soc. Japan **82**, 064501 (2013).

- [41] K. Sasaki, K. Takizawa, A. Kono, and V. P. Gabrilenko, Proc. 20th Annu. Meeting Japan Soc. Plasma Sci. and Nuclear Fusion Res., 2003, 25pB02 [in Japanese].
- [42] K. Takizawa, A. Kono, and K. Sasaki, Appl. Phys. Lett. **90**, 011503 (2007).
- [43] G. J. M. Hagelaar, G. Fubiani, and J.-P. Boeuf, Plasma Sources Sci. Technol. **20**, 015001 (2011).
- [44] R. Okazaki and H. Sugawara, Proc. 2022 Annual Conf. Fundamentals and Materials Soc. IEE Japan, 2022, No. 13-D-p1-3 [in Japanese].
- [45] R. Okazaki and H. Sugawara, Proc. 75th Ann. Gaseous Electronics Conf. / 11th Int. Conf. Reactive Plasmas / 40th Symp. Plasma Processing / 35th Symp. Plasma Sci. for Materials, 2022, FR2.00003.
- [46] Y. Nakamura and M. Kurachi, J. Phys. D **21**, 718 (1988).
- [47] Z. Raspopović, S. Sakadžić, Z. Lj. Petrović, and T. Makabe, J. Phys. D **33**, 1298 (2000).
- [48] R. D. White, K. F. Ness, and R. E. Robson, Appl. Surf. Sci. **192**, 26 (2002).
- [49] Z. M. Raspopović, S. Dujko, T. Makabe, and Z. Lj. Petrović, Plasma Sources Sci. Technol. **14**, 293 (2005).
- [50] S. Dujko, R. D. White, Z. Lj. Petrović, and R. E. Robson, Plasma Sources Sci. Technol. **20**, 024013 (2011).
- [51] K. Takahashi, H. Akahoshi, C. Charles, R. W. Boswell, and A. Ando, Phys. Plasmas **24**, 084503 (2017).
- [52] H. Uchida and T. Ito, J. Anal. At. Spectrom. **9**, 1001 (1994).
- [53] D. M. McClenathan, W. C. Wetzell, S. E. Lorge and G. M. Hieftje,

-
- J. Anal. At. Spectrom. **21**, 160 (2022).
- [54] X.-Y. Sun, Y.-R. Zhang, S. Chai, Y.-N. Wang, Y.-Y. Chu, and J.-X. He, Chin. Phys. B **29**, 095203 (2020).
- [55] F. Huang, C. Ye, H. He, Y. Liu, X. Wang and Z. Ning, Plasma Sources Sci. Technol. **23**, 015003 (2014).
- [56] S. Bienholz, T Styrnoll and P Awakowicz, Plasma Sources Sci. Technol. **47**, 0675201 (2014).
- [57] S.-B. Jeon, J.-H. Park and C.-W. Chung, Plasma Sources Sci. Technol. **31**, 045015 (2022).
- [58] D. O. Connell, D. L. Crintea, T. Gans, U. Czarnetzki, N. Sadeghi, Plasma Sources Sci. Technol. **17**, 024022 (2008).
- [59] J. MacQueen, Proceedings of the fifth Berkeley symposium on mathematical statistics and probability, **1**, no. 14, pp. 281-297 (1967).
- [60] A. K. Jain, Pattern Recognition Letters, **31**, 8, pp. 651-666 (2010).
- [61] H. Sugawara, Jpn. J. Appl. Phys. **58**, 108002 (2019).
- [62] Y. Nakata, T. Sato, H. Sugawara, IEEE Trans. Plasma Sci., **49**, 1, pp. 83-90 (2020).
- [63] S. Lloyd, IEEE Trans. on Information Theory, **28**, 2, pp. 129-137 (1982).
- [64] D. Arthur and S. Vassilvitskii, Proceedings of the eighteenth annual ACM-SIAM symposium on Discrete algorithms, pp. 1027-1035 (2007).
- [65] R. Tavenard, J. Faouzi, G. Vandewiele, F. Divo, G. Androz, C. Holtz, M. Payne, R. Yurchak, M. Rußwurm, K. Kolar, E. Woods, J. Mach. Learn. Res., **21**, 118, pp. 1 – 6 (2020).

著者の研究実績

研究業績

査読付き論文

1. Ryota Okazaki, Hirotake Sugawara, “Analysis of electron heating due to partial resonance in an inductively coupled plasma under confronting divergent magnetic fields” Jpn. J. Appl. Phys. **62**, 1003 (2023).
<https://doi.org/10.35848/1347-4065/acc4cc>
2. Ryota Okazaki, Hirotake Sugawara, “Simulation of electron energy gain in inductively coupled plasmas driven at 13.56, 27.12, and 40.68 MHz under confronting divergent magnetic fields” Jpn. J. Appl. Phys. **63**, 126001 (2024).
<https://doi.org/10.35848/1347-4065/ad9531>

国際会議（査読なし）

1. R. Okazaki and H. Sugawara: “Analyses of enhancement of energy deposition to electrons by partial resonance in an inductively coupled plasma under confronting divergent magnetic fields”, 75th Annual Gaseous Electronics Conference, 11th International Conference on Reactive Plasmas, 40th Symposium on Plasma Processing,

and 35th Symposium on Plasma Science for Materials, FR2.00003 (10/6) Oct. 3-7, 2022, Sendai International Center, Sendai, Japan. (Oral presentation)

<https://meetings.aps.org/Meeting/GEC22/Session/FR2.3>

<http://www.apsgec.org/gec2022/>

<https://www.ecei.tohoku.ac.jp/plasma/ICRP-11/index.html>

2. R. Okazaki and H. Sugawara: “Phase-Resolved Electron Heating Profiles in an Inductively Coupled Magnetized Plasma Driven at Different Frequencies” 16th International Symposium on Advanced Plasma Science and its Applications for Nitrides and Nanomaterials, 17th International Conference on Plasma-Nano Technology & Science, 13th Asia-Pacific International Symposium on the Basic and Applications of Plasma technology (ISPLASMA2024/IC-PLANTS2024/APSPT-13), 05P-P1-15, March 3-7, 2024, Nagoya University, Nagoya, Japan. (Poster presentation)

3. R. Okazaki and H. Sugawara: “Control of electron heating and confinement through DC coil currents in an inductively coupled plasma under confronting divergent magnetic fields” 77th Annual Gaseous Electronics Conference, HT4.00105, Sep/30-Oct/4, 2024, The DoubleTree by Hilton San Diego Mission Valley, San Diego, California, USA. (Poster presentation)

<https://www.apsgec.org/gec2024/index.php>

<https://meetings.aps.org/Meeting/GEC24/Session/HT4.105>

4. R. Okazaki and H. Sugawara: “Position-Selective Control of High Electron Heating and High-Density Region in Inductively Coupled Plasma under Confronting Divergent Magnetic Fields by Coil Cur-

- rents and Driving Frequency” The 8th Japan-Taiwan Workshop on Plasma Leading Science and Technology (8th JTPL 2024), P-3, 2024/12/13-15, Muroran Institute of Technology, Muroran, Hokkaido, Japan (2024/12/14) (Poster presentation) Best Poster Presentation Award.
5. E. Yamakita, R. Okazaki, and H. Sugawara: “Computational Analysis of the Energy Gain Mechanism of Electrons in Inductively Coupled Plasma under Confronting Divergent Magnetic Fields” The 8th Japan-Taiwan Workshop on Plasma Leading Science and Technology (8th JTPL 2024), P-5, 2024/12/13-15, Muroran Institute of Technology, Muroran, Hokkaido, Japan (2024/12/14) (Poster presentation) Best Poster Presentation Award.
 6. Y. Yonemoto, R. Okazaki, and H. Sugawara: “Spatial Electron Distribution in Inductively Coupled Plasmas under Confronting Divergent Magnetic Fields” The 8th Japan-Taiwan Workshop on Plasma Leading Science and Technology (8th JTPL 2024), P-7, 2024/12/13-15, Muroran Institute of Technology, Muroran, Hokkaido, Japan (2024/12/14)
 7. Y. Okubo, R. Okazaki, and H. Sugawara: “Monte Carlo Analysis of Electron Swarm Parameters in Nitrogen under Radio-Frequency Electric Fields” 78th Annual Gaseous Electronics Conference, DT4.7 Oct/13-17, 2025, The COEX, Seoul, Republic of Korea. (Poster presentation)
<https://www.apsgec.org/gec2025/index.php>
<https://schedule.aps.org/gec/2025/events/DT4/7>
 8. R. Okazaki, and H. Sugawara: “k-means Clustering Waveform

Analysis for Phase-resolved Electron Energy Gain in Inductively Coupled Plasma under Confronting Divergent Magnetic Fields” 78th Annual Gaseous Electronics Conference, DW5.17, Oct/13-17, 2025, The COEX, Seoul, Republic of Korea. (Poster presentation) Student Poster Award, 2025/10/16.

<https://www.apsgec.org/gec2025/index.php>

<https://schedule.aps.org/gec/2025/events/DW5/17>

国内学会発表

1. 岡崎凌大, 菅原広剛: 共鳴磁界域を拡張した対向発散磁界下誘導結合プラズマ中の電子エネルギー利得分布観察, 令和3年電気学会基礎・材料・共通部門大会 1-B-p1-4 (2021年9月1日) (口頭発表)
2. 岡崎凌大, 菅原広剛: 対向発散磁界下誘導結合プラズマ中の異なる共鳴磁界域形状における電子エネルギー利得分布観察, 令和3年度電気・情報関係学会北海道支部連合大会 No. 16 (2021年11月7日) (口頭発表)
3. 岡崎凌大, 菅原広剛: シース電界を考慮した誘導結合プラズマ中の対向発散磁界共鳴域における電子エネルギー利得解析, 令和4年電気学会全国大会 No. 1-088 (2022年3月21日) (口頭発表)
4. 岡崎凌大, 菅原広剛: 対向発散磁界下誘導結合プラズマ中の電子エネルギー利得への電磁界強度分布の影響, 令和4年電気学会基礎・材料・共通部門大会 No. 13-D-p1-3 (2022年9月13日) (口頭発表)
5. 岡崎凌大, 菅原広剛: 対向発散磁界下誘導結合プラズマ中の電離周波数評価, 令和4年度電気・情報関係学会北海道支部連合大会 No. 22 (2022年11月6日) (口頭発表)
6. 岡崎凌大, 菅原広剛: RF 交流磁界を考慮した誘導結合磁化プラズマ

- 中の対向発散磁界における電子エネルギー利得の解析, 令和5年電気学会全国大会 No. 1-047 (2023年3月15日)
7. 岡崎凌大, 菅原広剛: 対向発散磁界下誘導結合プラズマの電子エネルギー利得分布の正負別位相分解観察, 令和5年電気学会基礎・材料・共通部門大会 No. 7-C-a1-2 (2023年9月7日) (口頭発表)
 8. 山北瑛伍, 岡崎凌大, 菅原広剛: 誘導結合プラズマに印加する対向発散磁界の強度分布評価, 令和5年度電気・情報関係学会北海道支部連合大会 No. 29 (2023年10月29日) (口頭発表)
 9. 岡崎凌大, 菅原広剛: RF アンテナ電界の周波数を変化させた対向発散磁界下誘導結合プラズマの電子エネルギー利得分布の観察, 令和5年度電気・情報関係学会北海道支部連合大会 No. 30 (2023年10月29日) (口頭発表)
 10. 岡崎凌大, 菅原広剛: 対向発散磁界下誘導結合プラズマ中の電子エネルギー利得電界応答の駆動周波数比較, 令和6年電気学会全国大会 No. 1-068 (2024年3月16日) (口頭発表)
 11. 山北瑛伍, 岡崎凌大, 菅原広剛: 高周波駆動対向発散磁界下誘導結合プラズマにおける磁界強度別電子エネルギー利得評価, 令和6年電気学会全国大会 No. 1-069 (2024年3月16日) (口頭発表)
 12. 山北瑛伍, 岡崎凌大, 菅原広剛: 誘導結合プラズマにおける共鳴磁界域体積と電子加熱の励磁コイル間隔依存性解析, 令和6年電気学会基礎・材料・共通部門大会 No. 2-C-a2-1 (2024年9月2日) (口頭発表)
 13. 岡崎凌大, 菅原広剛: 誘導結合磁化プラズマの電子エネルギー利得・電子流位相分解観察－励磁コイル電流比変化による電子閉込め・電子加熱領域の制御－, 令和6年電気学会基礎・材料・共通部門大会 No. 2-C-a2-3 (2024年9月2日) (口頭発表)

14. 岡崎凌大, 菅原広剛: 対向発散磁界下誘導結合プラズマにおけるコイル電流比による電子数密度とエネルギー利得の制御, 令和6年度電気・情報関係学会北海道支部連合大会 No. 132 (2024年11月3日) (口頭発表)
15. 山北瑛伍, 岡崎凌大, 菅原広剛: 誘導結合プラズマ中の共鳴磁界域における電力投入密度の励磁コイル間隔依存性解析, 令和6年度電気・情報関係学会北海道支部連合大会 No. 133 (2024年11月3日) (口頭発表)
16. 山北瑛伍, 岡崎凌大, 菅原広剛: 誘導結合磁化プラズマ電子閉じ込め効果下での電子加熱励磁コイル間隔依存性, 令和7年電気学会全国大会 No. 1-081 (2025年3月18日) (口頭発表)
17. 岡崎凌大, 菅原広剛: 湾曲分界面对向発散磁界下誘導結合プラズマ中の電子加熱分布のアンテナ高さ依存性数値解析, 令和7年電気学会全国大会 No. 1-082 (2025年3月18日) (口頭発表)
18. 山北瑛伍, 岡崎凌大, 菅原広剛: 対向発散磁界下誘導結合プラズマにおける共鳴域電子加熱の駆動周波数および励磁コイル間隔依存性, 電気学会放電・プラズマ・パルスパワー研究会 EPP-25-052 (2025年6月11日, サン・リフレ函館) (口頭発表)
19. 米本裕貴, 岡崎凌大, 菅原広剛: 誘導結合磁化プラズマ中の部分共鳴電子加熱に対する電子エネルギー分解観察, 令和7年電気学会基礎・材料・共通部門大会 No. 4-B-a2-2 (2025年9月4日) (口頭発表)
20. 岡崎凌大, 菅原広剛: 対向発散磁界下誘導結合プラズマ中における電子エネルギー利得波形のk平均法クラスタリングによる解析, 令和7年電気学会基礎・材料・共通部門大会 No. 4-B-a2-3 (2025年9月4日) (口頭発表)
21. 大久保祐馬, 岡崎凌大, 菅原広剛: 窒素中電子群諸量交流電界応答の

- モンテカルロ解析, 令和7年電気学会基礎・材料・共通部門大会 No. 4-B-a2-4 (2025年9月4日) (口頭発表)
22. 大久保祐馬, 岡崎凌大, 菅原広剛: 窒素中電子群諸量の電界および気圧依存性のモンテカルロ解析, 令和7年度電気・情報関係学会北海道支部連合大会 No. 15 (2025年11月3日) (口頭発表)
23. 米本裕貴, 岡崎凌大, 菅原広剛: 誘導結合磁化プラズマ中の部分共鳴電子加熱量の電子エネルギー分解観察, 令和7年度電気・情報関係学会北海道支部連合大会 No. 17 (2025年11月3日) (口頭発表)
24. 山北瑛伍, 岡崎凌大, 菅原広剛: 誘導結合磁化プラズマにおける電子加熱分布の励磁コイル間隔依存性, 令和7年度電気・情報関係学会北海道支部連合大会 No. 18 (2025年11月3日) (口頭発表)
25. 岡崎凌大, 菅原広剛: 対向発散磁界下誘導結合プラズマにおけるドリフト速度の楕円軌跡と電子エネルギー利得波形のk平均法クラスタリング観察, 令和7年度電気・情報関係学会北海道支部連合大会 No. 19 (2025年11月3日) (口頭発表)

受賞 (学位論文関係: 磁化プラズマ関連)

1. Best poster presentation award, JTPL2024 (The 8th Japan-Taiwan Workshop on Plasma Leading Science and Technology)
2. Student Poster Award, GEC2025 (78th Gaseous Electronics Conference)
3. 若手優秀論文発表賞 (令和7年度電気・情報関係学会北海道支部連合大会) (2025/12/10)

受賞（その他：電子群解析）

1. Excellent Paper Award in APSPT-14 (The 14th Asia-Pacific International Symposium on the Basics and Applications of Plasma Technology) (2025/12/14).

謝辞

本論文の執筆および本研究の遂行や本論文の執筆において、多大な御指導と御助言を賜りました指導教員の北海道大学情報科学研究院菅原広剛准教授に心から感謝いたします。本論文の執筆にあたって審査委員をお引き受けいただいた村山明宏教授，野口聡教授には多くの御助言に感謝いたします。また所属研究室の樋浦諭志教授には日常的な議論や助言の機会を通じ研究生活を支えていただきました。

電子材料学研究室の学生の皆様には，日々の議論において多大なるご協力をいただき，日頃の研究生活でも大変お世話になりました電子材料学研究室の皆様に厚くお礼申し上げます。

最後に，本研究の一部は EXEX フェローシップの助成を受けて実施されました。経済的支援に感謝いたします。また内閣府および北海道の地方大学・地域産業創生交付金事業「次世代半導体をトリガーとした半導体の複合拠点の実現と地域経済の活性化」の RA 雇用を通じて多大なるご助力をいただきました。記して感謝申し上げます。