

巨大負イオンの局所生成に伴う プラズマ構造形成

(課題番号 09480088)

平成9年度～10年度科学研究費補助金(基盤研究(B)(2))
研究成果報告書

平成11年3月

研究代表者 畠山力三

(東北大学大学院工学研究科教授)

東北大学図書



00021003911

附属図書館

目次

I.	研究組織	1
II.	研究経費	1
III.	研究発表	2
IV.	研究成果	4
	第1章 研究の背景と目的	4
	1.1 研究目的	4
	1.2 研究概要	7
	第2章 Qマシン実験	8
	2.1 Qマシン	8
	2.2 負イオンプラズマ生成	10
	2.2.1 負イオンの局所生成	10
	2.2.2 C ₆₀ 導入系	12
	2.3 測定系	13
	2.3.1 ラングミュアプローブ	13
	2.3.2 イオンセンシティブプローブ	14
	2.3.3 Zプローブ	15
	2.3.4 ラングミュアプローブ特性	16
	2.4 線形理論におけるドリフト波の性質	19
	2.4.1 電子-正イオンドリフト波の性質	19

2.4.2	正イオン-負イオンドリフト波の性質	22
2.5	プラズマパラメータ	24
2.6	Qマシン実験結果	25
2.6.1	沿磁力線方向のプラズマ分布	25
2.6.2	孤立波のパルスの間欠的励起	28
2.6.3	沿磁力線-半径方向のプラズマ分布	29
2.6.4	半径方向のプラズマ分布	40
2.6.5	拡散速度と拡散係数	45
2.6.6	揺動振幅のプラズマ分布依存	48
2.6.7	密度変動	51
2.6.8	周波数スペクトルの空間分布	54
2.6.9	励起揺動解析	59
2.7	まとめ	62
2.7.1	各小節のまとめ	62
2.7.2	Qマシン実験結果のまとめ	64
第3章	1次元粒子シミュレーション	66
3.1	Qマシンプラズマシミュレーション	66
3.1.1	プラズマエミッタ	66
3.1.2	負イオンの局所生成	69
3.2	シミュレーションパラメータ	71
3.3	ダブルレイヤ	72
3.4	1次元粒子シミュレーション結果	74
3.4.1	準定常状態の負イオンプラズマ	74
3.4.2	過渡期の負イオンプラズマ	79
3.4.3	孤立波のパルスの励起過程	82

3.4.4	孤立波のパルスの消滅過程	87
3.4.5	負イオンプラズマの時空間分布	93
3.4.6	励起揺動の周波数解析	96
3.4.7	粒子速度分布	99
3.4.8	負イオンの滞在時間	105
3.4.9	時間平均プラズマ分布	107
3.5	まとめ	110
3.5.1	各小節のまとめ	110
3.5.2	1次元粒子シミュレーション結果のまとめ	112
第4章	考察および結論	113
4.1	考察	113
4.2	結論	115
	謝辞	116
	参考文献	117
V.	添付資料 [本研究成果の要約]	122

I. 研究組織

研究代表者 畠山力三 (東北大学大学院工学研究科 教授)

研究代表者 佐藤徳芳 (東北大学大学院工学研究科 教授)

研究分担者 飯塚 哲 (東北大学大学院工学研究科 助教授)

研究分担者 石黒静児 (東北大学大学院工学研究科 助手 平成9年度)
(核融合科学研究所 助教授 平成10年度)

研究分担者 平田孝道 (東北大学大学院工学研究科 助手)

研究協力者 大原 渡 (東北大学大学院工学研究科)

II. 研究経費

平成9年度 10,700 千円

平成10年度 3,000 千円

合計 13,700 千円

III. 研究発表

1. W. Oohara, S. Ishiguro, R. Hatakeyama, and N. Sato, "Electrostatic Potential Modification Due to C_{60}^- Production", *Double Layers - Potential Formation and Related Nonlinear Phenomena in Plasmas*, edited by Sendai "Plasma Forum", World Scientific (1997) 149.
2. K. Furuta, R. Hatakeyama, W. Oohara, and N. Sato, "Low-Frequency Instabilities under a Cross-Field Electric Field in a $K^+ - C_{60}^-$ Plasma", *Double Layers - Potential Formation and Related Nonlinear Phenomena in Plasmas*, edited by Sendai "Plasma Forum", World Scientific (1997) 300.
3. S. Ishiguro, T. Sato, H. Takamaru, K. Watanabe, and the Complexity Simulation Group, "Formation of Wave-Front Pattern Accompanied by Current-Driven Electrostatic Ion-Cyclotron Instabilities", *Physics of Plasmas*, **4** (1997), 2886.
4. S. Ishiguro, T. Sato, H. Takamaru, K. Watanabe, and the Complexity Simulation Group, "V-Shaped DC Potential Structure Caused by Current-Driven Electrostatic Ion-Cyclotron Instability", *Physical Review Letters*, **78** (1997), 4761.
5. W. Oohara, S. Ishiguro, R. Hatakeyama, and N. Sato, "Potential Structure Formed by Local Production of Negative Ions in a Magnetized Plasma", *The Second Asian Pacific Plasma Theory Conference*, National Institute for Fusion Science, Toki, September, 1997.
6. 大原 渡, 畠山 力三, 石黒 静児, 佐藤 徳芳, "巨大負イオンの局所生成に伴うプラズマ構造形成", *プラズマ・核融合学会 第14回年会*, 大阪大学, 1997年11月27日.
7. T. Takeuchi, S. Iizuka, and N. Sato, "Ion Acoustic Shocks Formed in a Collisionless Plasma with Negative Ions", *Physical Review Letters*, **80** (1998), 77.
8. I. Ishikawa, S. Iizuka, R. Hatakeyama, and N. Sato, "Probe Measurements in a Negative Ion Plasma", *Journal of the Physical Society of Japan*, **67** (1998), 158.
9. T. Kaneko, R. Hatakeyama, and N. Sato, "Potential Structure Modified by Electron Cyclotron Resonance in a Plasma Flow along Magnetic Field Lines with Mirror Configuration", *Physical Review Letters*, **80** (1998), 2602.
10. 大原 渡, 石黒 静児, 畠山 力三, 佐藤 徳芳, "局所負イオン生成に伴う自己励起プラズマ揺動", *日本物理学会 第53回年会*, 日本大学, 1998年3月31日.

11. 佐々木 訓, 平田 孝道, 大原 渡, 畠山 力三, 佐藤 徳芳, “K-フラーレンプラズマ中負イオンの空間分布”, 日本物理学会 第 53 回年会, 日本大学, 1998 年 3 月 31 日.
12. 大原 渡, 畠山 力三, 石黒 静児, 佐藤 徳芳, “巨大負イオンの局所生成に伴う自己励起プラズマ揺動”, 電気学会 プラズマ研究会, 茨城大学, 1998 年 6 月 19 日.
13. W. Oohara, R. Hatakeyama, S. Ishiguro, and N. Sato, “Plasma-Structure Formation Due to a Local Production of Huge Negative Ions”, 1998 International Congress on Plasma Physics, Praha, July, 1998.
14. S. Sasaki, R. Hatakeyama, T. Hirata, W. Oohara, and N. Sato, “Spatial Structure of K-Fullerene Plasma”, 1998 International Congress on Plasma Physics, Praha, July, 1998.
15. 平田 孝道, 佐々木 訓, 大原 渡, 畠山 力三, 佐藤 徳芳, “K-フラーレンプラズマの空間構造”, 電気関係学会東北支部連合大会, 東北大学, 1998 年 8 月 21 日.
16. 佐藤 徳芳, 大原 渡, 畠山 力三, 石黒 静児, 東北大学大型計算機センター広報 SENAC Vol. 31, No. 4, 東北大学 1998 年 10 月.
17. 大原 渡, 畠山 力三, 石黒 静児, 佐藤 徳芳, “巨大負イオンの局所生成に伴う揺動励起とプラズマ構造変化”, プラズマ・核融合学会 第 15 回年会, 筑波大学, 1998 年 12 月 2 日.
18. 金子 俊郎, 石黒 静児, 畠山 力三, 佐藤 徳芳, “局所 ECR によるプラズマ電位形成のシミュレーション”, プラズマ・核融合学会 第 15 回年会, 筑波大学, 1998 年 12 月 2 日.
19. 大原 渡, 畠山 力三, 石黒 静児, 佐藤 徳芳, “巨大負イオン局所生成に伴う 3 次元プラズマ構造形成シミュレーション”, 日本物理学会 第 54 回年会, 広島大学, 1999 年 3 月 30 日.
20. 金子 俊郎, 石黒 静児, 畠山 力三, 佐藤 徳芳, “ミラー型磁場中局所 ECR に伴う電位形成シミュレーション”, 日本物理学会 第 54 回年会, 広島大学, 1999 年 3 月 30 日.

IV. 研究成果

第1章 研究の背景と目的

1.1 研究目的

宇宙空間プラズマ [1,2], プロセスプラズマ [3,4], 核融合プラズマ [5,6] 等のプラズマ中に含まれる帯電した微粒子 (粒径 $\leq 10 \mu\text{m}$) 及びダスト (粒径 $\leq 100 \mu\text{m}$) の挙動に関する研究は、プラズマ材料工学, 宇宙空間プラズマ理工学, 核融合工学などの研究分野において重要な課題となっている。プラズマプロセスにおいて微粒子・ダストは作成デバイスの歩留まりや堆積膜の膜質に悪影響を及ぼしたり, ナノスケールの超微細化や大面積化に致命的な影響を及ぼすなどの深刻な問題がある。核融合研究においては, プラズマ-真空容器内壁間の相互作用によるプラズマ中への微粒子・ダスト流入によって, プラズマ閉じ込めに悪影響を及ぼしている。微粒子・ダストを含むプラズマ挙動を明らかにしてそれらの挙動を制御することにより, 微粒子・ダストが関与する諸問題を解決できる可能性がある。悪影響ばかりではなく, これを積極的に利用しようという研究もある。プラズマプロセスの分野において, エッチングに負イオンを利用して基板の帯電を抑え, 微細化及び高アスペクト比化を実現しようという試みもある。微粒子・ダストを含むプラズマの挙動を明らかにすることは, 諸問題解決及び応用の手段を模索するにとどまらない。これを1つの題材として, プラズマ挙動の普遍的性質を探るといふ真理の探求もまた大いなる目的である。

電子, 正イオンよりもはるかに質量の大きい微粒子・ダストは, 低温プラズマ中では通常は負に帯電し負イオンとなる。質量の大きい負イオンを含むプラズマの基礎的挙動解明のアプローチの1つとして, これまで室内実験においてプラズマ低周波不安定性や波動伝搬特性などが調べられてきた [7-9]。この場合, 負イオンソースとして主に SF_6 (質量数 $\simeq 146$) が用いられてきた。しかし, 負イオンの質量が正イオンの質量よりも充分大きくなければ, 負イオンによるプラズマ挙動の特異性が明確に観測されない場合があるため, 更に質量の大きい物質が模索された。そこで, 構造安定性に優れている代表的フラーレンの C_{60} (質量数 $\simeq 720$, 粒径 \simeq

$7 \times 10^{-4} \mu\text{m}$) [10,11] にいち早く着目し、これを負イオンソースとして用いて巨大負イオンプラズマの生成がなされた [12,13]. C_{60} は 60 個の炭素原子がサッカーボール状に結合した球殻構造の分子であり、常温では固体で昇華性を有する. 低電子温度のプラズマ中では、大きい電子親和力 (約 2.65 eV) のため C_{60} は 1 価の負イオンになりやすく測定・解析しやすい. 常温で気体である SF_6 の場合と異なり、 C_{60} は常温では固体であることから、空間的に一様ではなくむしろ局所空間において C_{60} を分布させ負イオン化させることが容易である. これまでこの巨大負イオンプラズマのイオン種解析 [14,15] や、外部励起させたイオン音波、静電サイクロトロン波の伝搬特性実験 [12,13] や、不安定性により自己励起されるドリフト波の検証 [16,17] などが行なわれた.

宇宙空間や大型閉じ込め装置におけるプラズマ中では、負イオンは空間的に広く生成されるのではなく、局所空間において生成されることが多いと考えている. 核融合プラズマ閉じ込め装置の周辺プラズマ現象に関連した研究として、ダイバータ近傍で中性原子に電子が付着することにより、負の静電ポテンシャルの谷が形成されるという計算機シミュレーション結果が報告されている [18]. 本論文では、これらのことを踏まえて負イオンが局所生成されることに着目した研究展開 [19-22] について述べており、巨大な負イオンが存在することによるプラズマ挙動の特異性のみならず、負イオンの局所的生成がプラズマの特異構造形成や不安定性を引き起こすことを明らかにしている. 自己励起プラズマ波動の励起原因の解明、特異プラズマ構造形成原因の解明、プラズマ波動と構造形成の関連を明らかにすることが本研究の目的である. 本研究では、負イオン生成が始まってから十分に時間が経過した準定常状態における負イオンプラズマを扱う. 準定常状態に至るまでの過渡状態は非線形性が強く興味深いのが、測定・解析が困難であろうと予測される. まず準定常状態のプラズマ挙動を明らかにした上で、過渡状態のプラズマ挙動解明に着手するのが適切な研究アプローチであろう. 過渡状態のプラズマ挙動解明は今後の研究テーマとして期待したい.

本研究では研究手法として Q マシンを用いた実験と、PIC 法に基づく粒子シミュレーションを併用している. 次ページに以上の研究目的とそのアプローチを図解的にまとめている.

巨大負イオンを局所生成させた プラズマ発生

基礎物性研究

応用研究

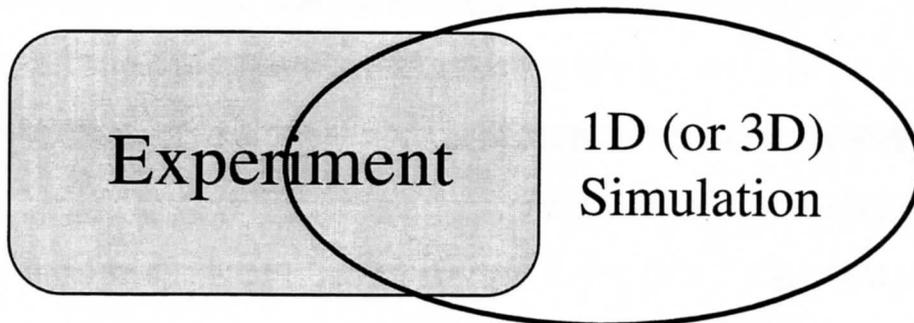
イオン種測定
低周波静電揺動励起・伝搬実験
不安定励起ドリフト波の検証
孤立波的パルス励起の検証
プラズマ構造測定

新機能性材料創製
金属内包フラーレン生成
フラーレン複合物質薄膜形成

準定常状態の
プラズマ動的構造解明

過渡状態の
プラズマ動的構造解明

プラズマ波動の自己励起原因
特異プラズマ構造の原因
波動と構造の関連
物理的モデルの提案



1.2 研究概要

プラズマの局所空間において質量の大きな巨大負イオンが生成された場合には、プラズマ状態及び構造が変化する。単位時間に生成される負イオン数(負イオン生成率)が多くなると、プラズマは安定状態から不安定状態に遷移する。プラズマが不安定状態のとき、沿磁力線方向には間欠的なダブルレイヤ形成、孤立波パルス励起といった現象が見られる。磁力線に垂直方向には顕著な負イオン拡散と負イオンの関与するドリフト波励起といった現象が見られる。このような構造形成や揺動励起のメカニズムやその揺動の持つ役割などを明らかにする。

次章以後の構成について述べる。同じ研究目的に対して異なる研究手法でアプローチしており、混乱を避けるため各研究手法ごとに章分けをしている。各研究手法で得られた結果全体のまとめ以外に、更に各小節ごとのまとめを行なっている。

第2章では、Qマシン実験結果を示し、考察及びまとめ行なう。

第3章では、1次元粒子シミュレーション結果を示し、考察及びまとめを行なう。

第4章では、総合的考察と結論を述べる。

第2章 Qマシン実験

2.1 Qマシン

実験は東北大学 Q_T-Machine を用いて行った。実験装置の簡略図を図 2-1 に示す。

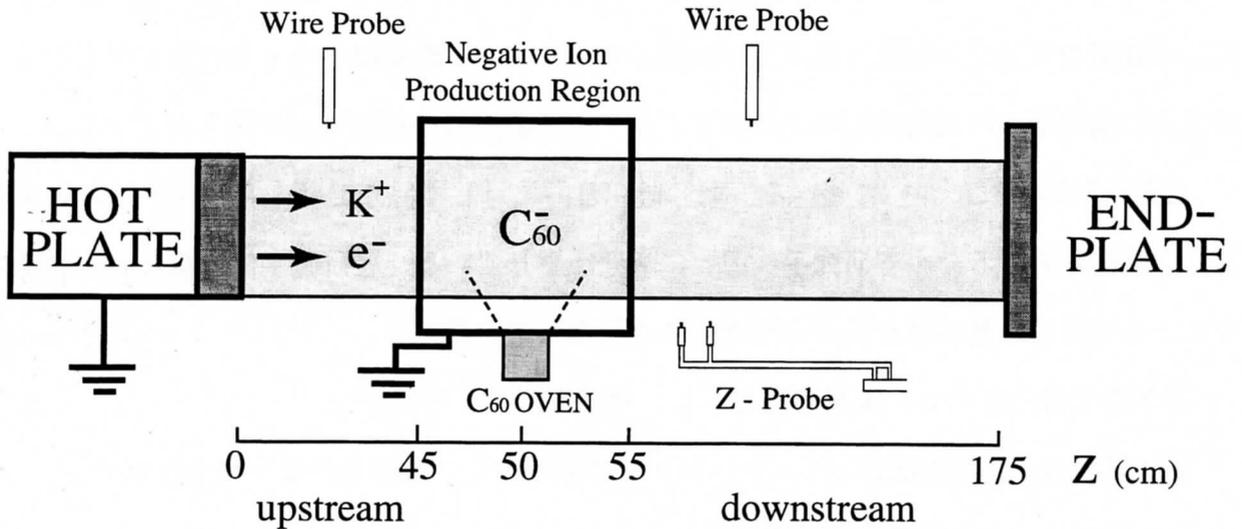


図 2-1：実験装置簡略図。

この装置の真空容器は全長 400 cm、内直径 15.7 cm のステンレス製円筒容器であり、両端にある排気系により真空容器内部は 1×10^{-4} Pa 以下の圧力に保たれている。真空容器は冷却器により -15 °C 程度に冷却されている。これは後述するホットプレートからの輻射熱による真空容器の過熱を防ぐためである。

また、浮遊中性粒子を真空容器内壁に吸着させて真空度を向上させる効果もある。タングステンヒータに電流を流し加熱することにより熱電子を放出させ、1.5 kV 程度の加速電圧により熱電子を加速させて、直径 5.2 cm のタングステン板に衝突させてこれを加熱する。このタングステン板（ホットプレート）は定常的に 2000 °C 以上に保たれ、Richardson-Dushman の式、

$$n_{es} = \frac{A}{e} \left(\frac{\pi m_e}{2k_B} \right)^{\frac{1}{2}} T^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{eW}{k_B T} \right) \quad (2-1)$$

に従い熱電子が放出される。ここで m_e は電子の質量、 n_{es} は放出電子密度、 k_B はボルツマン

定数, A は Richardson 定数 (タングステン : $74 \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{K}^{-2}$), T はホットプレートの温度, W は仕事関数 (タングステン : 4.55 eV) である. オープンにより加熱気化されたカリウム金属をホットプレートに噴射させる. カリウムの電離エネルギー E (4.34 eV) はタングステンの仕事関数よりも低いため Langmuir-Saha の式,

$$n_{+s} = n_0 \frac{g_+}{g_0} \exp\left(\frac{e(W - E)}{k_B T}\right) \quad (2-2)$$

に従い, 接触電離によりカリウム正イオンが生成される. ここで n_0 はカリウム中性原子密度で g_+ , g_0 はカリウム正イオン, 中性原子の統計的重みである. 上記のようにホットプレート表面から異なる物理機構でカリウム正イオン (K^+) と電子 (e^-) が定常的に生成される定常プラズマ源を実現できる. このような物理機構でプラズマを発生する直線型装置のことを Q マシン (Quiescent machine) と呼ぶ. この真空容器にはソレノイドコイル群によって外部磁場が印加されており, プラズマは主に磁力線に沿って流れていき, 磁力線に垂直方向への拡散は抑制される. 本研究では外部磁場は直線一様磁場である. また接地されたホットプレートから 175 cm 離れた位置にある浮遊電位電極 (エンドプレート) でプラズマは終端されている. Q マシンプラズマは熱的に生成され, 電離のために電界を用いないので比較的雑音が少なく, プラズマの基礎的物性を調べるのに適している [23,24]. 電離しない中性粒子は真空容器壁に吸着されるので, アルカリ金属種とホットプレート材料の組合せによっては極めて高い電離度 (99 % 以上) のプラズマを発生できる. また, プラズマ温度が低く (電子温度 $T_e \simeq 0.2 \text{ eV} >$ 正イオン温度 T_+), プラズマ密度は $10^7 \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ と広範囲に亘り変化させることができ, 本実験条件 ($\sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$) では荷電粒子の平均自由行程が真空容器よりも長く基本的に無衝突プラズマとして扱える. 本研究ではホットプレート前面に直径 4 cm のリミタが設置してあるため, プラズマ半径は約 2 cm である.

2.2 負イオンプラズマ生成

2.2.1 負イオンの局所生成

本研究では、 C_{60} を主な成分とする混合フラーレンを負イオンソースとして用いている。 C_{60} は60個の炭素原子がサッカーボール状に結合した球殻構造の分子であり(図2-2), 電子親和力が他の分子に比べて大きい。 C_{60} は常温では固体であるが, 300℃以上に加熱すると昇華して気体となる。昇華させて気体となった C_{60} をQマシンプラズマ中に導入すると, プラズマ中の電子が C_{60} に付着して1価の負イオン C_{60}^- が生成される。



負イオン化した C_{60} は磁力線に沿って拡散していく。Qマシンプラズマ中の電子は温度が低く運動エネルギーが小さいため, 2価以上の負イオンはほとんど生成されない。 C_{60} 導入口付近では C_{60} 分子密度が高いが, 導入口から少し距離が離れると C_{60} 分子密度は大幅に減少する。Qマシンプラズマは無衝突プラズマであるため, 電子を衝突(電子付着)させるためには衝突対象物質の密度を充分高くして, 衝突断面積を大きくするしかない。ゆえに負イオン C_{60}^- は C_{60} 導入口付近でのみ生成され, 本研究において重要な負イオンの局所生成が実現される。 C_{60} の電子運動エネルギーに対する付着断面積の変化[25-27]を図2-3に示す[27]。実験に用いた混合フラーレンをレーザー脱離飛行時間型の質量分析した結果を図2-4に示している。この質量スペクトルより実験で使用したフラーレンには C_{70} が約10%混ざっていることになるが, 質量数を除けば C_{60} の性質とほぼ同じなので, C_{70} は C_{60} と同様の挙動をすると考えている。またK, C_{60} , C_{70} の基本的性質を表2-1にまとめた。

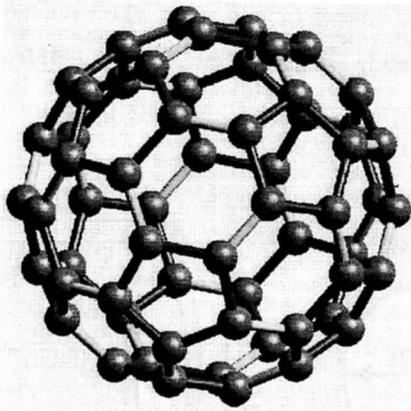


図 2-2 : C₆₀.

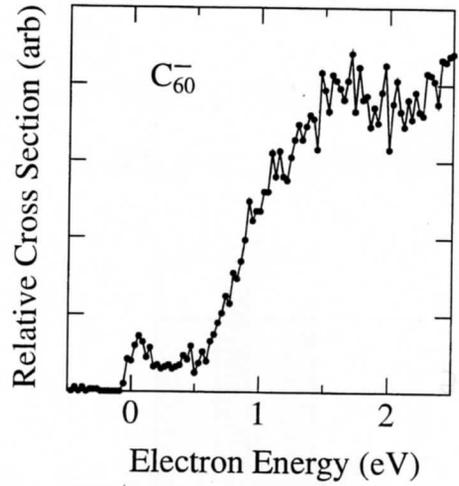


図 2-3 : C₆₀の付着断面積 [27].

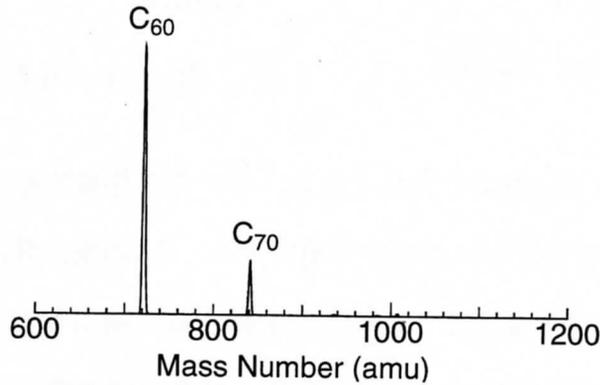


図 2-4 : C₆₀/C₇₀ 混合フラーレンの成分比を示す質量スペクトル.

性質	K	C ₆₀	C ₇₀
原子・分子量	39.10	720.66	840.77
質量数	39	720	840
原子・分子構造	直径 0.47 nm	直径 0.71 nm 外径 1.03 nm	長軸径 0.796 nm 短軸径 0.712 nm
イオン化ポテンシャル	4.34 eV (第1) 31.81 eV (第2)	7.58 eV (第1) 11.5 eV (第2)	7.61 eV (第1) 16.0 eV (第2)
電子親和力		2.65 eV	2.72 eV
昇華温度		~ 300 °C	~ 350 °C

表 2-1 : K, C₆₀, C₇₀ の基本的性質.

2.2.2 C₆₀ 導入系

C₆₀を昇華させてQマシンプラズマに導入するためのC₆₀昇華用オーブンと、再昇華用円筒の簡略図を図2-5, 2-6に示す。

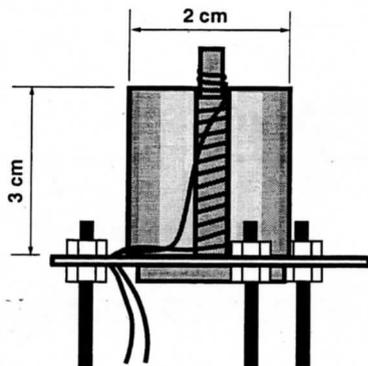


図 2-5 : C₆₀昇華用オーブン簡略図.

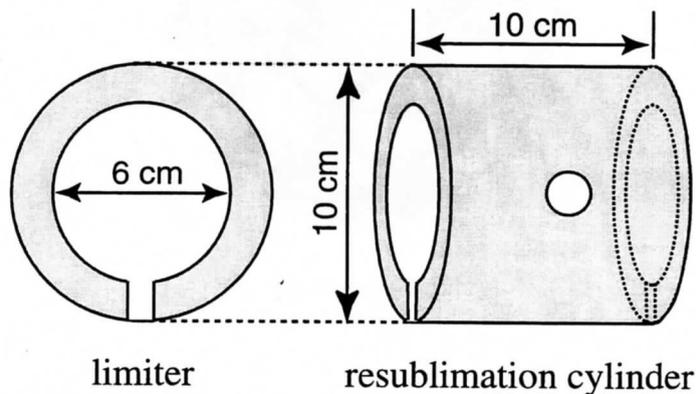


図 2-6 : 再昇華用円筒簡略図.

C₆₀昇華用オーブンにC₆₀粉末を入れておき、ヒータで加熱することによりC₆₀を昇華させる。昇華したC₆₀はオーブン先のノズルから噴出する。C₆₀の噴出量はヒータに流す電流量を変え、すなわちオーブン温度を変えることにより制御する。噴出したC₆₀はプラズマ中に導入され負イオン化する。負イオン化しなかったC₆₀は、プラズマを横切り対向壁へ到達する。プラズマを1回横切る間に負イオン化する確率は極めて低いので、負イオン化しなかったC₆₀を再び昇華してプラズマ中に導入するために、400℃以上にヒータで加熱した再昇華用円筒を用いる。プラズマは再昇華用円筒内部を通過している。再昇華用円筒出入口には、C₆₀をできるだけ籠らせるためにリミタを取り付けてある。リミタにスリットがつけてあるのは、Zプローブで再昇華用円筒内部を掃引できるようにするためである。再昇華用円筒内部から外へ出たC₆₀は、すみやかに真空容器内壁に付着して失われる。図2-1において、再昇華用円筒よりホットプレート側を上流(0 < z < 45 cm)、負イオンが生成される再昇華用円筒内部を負イオン生成領域(45 ≤ z ≤ 55 cm)、エンドプレート側を下流(55 < z < 175 cm)と呼ぶことにする。再昇華用円筒及びリミタは真空容器内壁と同じく接地してある。

2.3 測定系

2.3.1 ラングミュアプローブ

プラズマ中の基本的なパラメータの測定にはラングミュアプローブを用いた(図2-7). C_{60} を用いた負イオンプラズマの測定においては, C_{60} がプローブ先端の絶縁管であるセラミックチューブに付着して絶縁が悪化し, プローブ特性劣化の原因となる. プローブ先端にセラミックチューブをかぶせて, C_{60} 付着に対しての絶縁耐性を高めたプローブを使用した.

プローブの測定回路を図2-8に示す. プローブ特性は図2-8左側の回路を用いており, プローブに電圧 V_p を印加してプローブ電流 I_p を測定する. プローブ電流の検出抵抗は $R = 1\text{ k}\Omega$ に設定している. 電子飽和電流及び正イオン飽和電流は, それぞれプローブ電圧 $V_p = +10, -10\text{ V}$ としたときのプローブ電流としている. 負イオンプラズマ中でプローブ電圧を $V_p = +10\text{ V}$ にすると電子と負イオン両方によるプローブ電流が流れるはずである. しかし, 負イオンは電子よりもはるかに質量が大きく, 電子の移動度と比較して負イオンの移動度は十分小さい. このため, $V_p = +10\text{ V}$ としたときのプローブ電流は電子によるとみなしている. 浮遊電位は図2-8右側の回路を用いており, 検出抵抗は $50\text{ M}\Omega$ にしている. $1\text{ M}\Omega$ は測定器の入力抵抗で, 浮遊電位は測定器で測定された値の51倍となる.

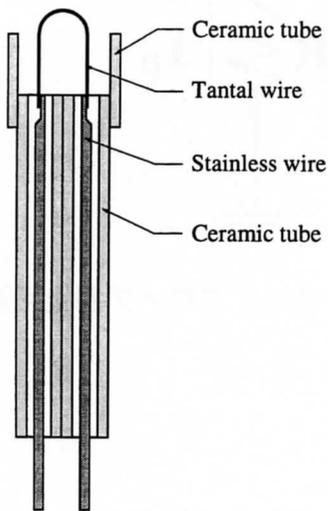


図2-7: ラングミュアプローブ.

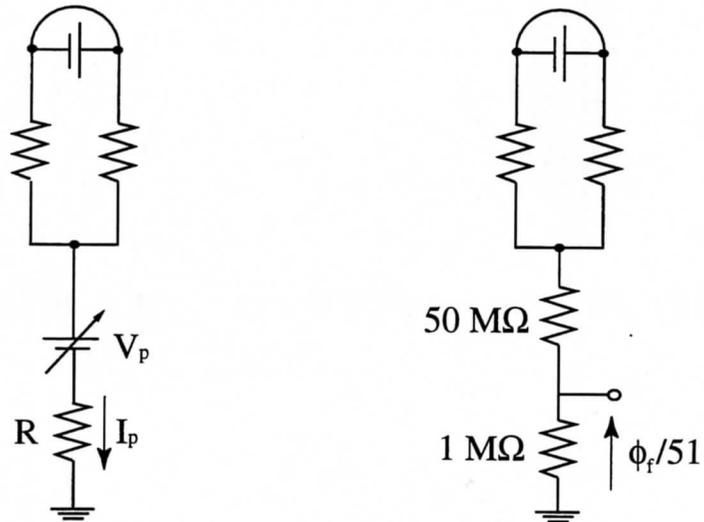


図2-8: ラングミュアプローブ測定回路(左), 浮遊電位測定回路(右).

2.3.2 イオンセンシティブプローブ

負イオンの測定にはイオンセンシティブプローブ [28-30] を用いた (図 2-9). イオンセンシティブプローブの測定回路を図 2-10 に示す. イオンセンシティブプローブは磁場中の電子と負イオンのラーマ半径の差を利用して負イオンのみを測定するプローブであるが, 勿論正イオンのみも測定できる. 理論的にはセラミックチューブの先端より 1 mm 程度コレクタを下げれば電子はコレクタに到達できない. しかし, 実際には 5 mm 以上下げても電子はコレクタに到達する. 電子を除去してコレクタには負イオンしか到達できないように工夫したものがシールド電極であり, これに電位 V_{ele} を印加する. イオンセンシティブプローブでは温度や空間電位などを正しく測定することはできないが, 正イオン及び負イオン密度の相対変化は測定することができる [30-32].

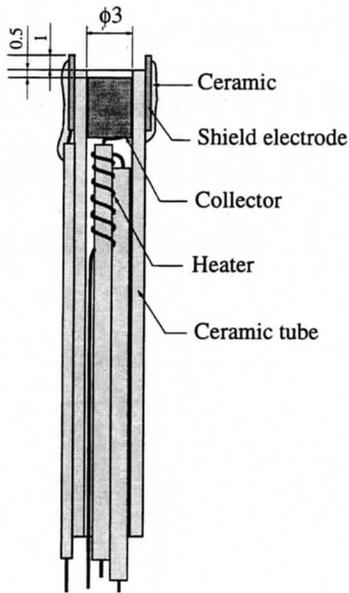


図 2-9: イオンセンシティブプローブ.

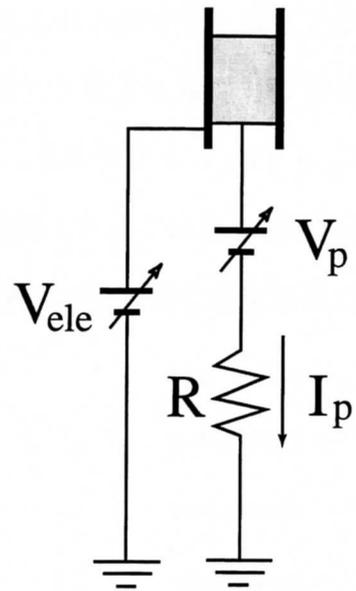


図 2-10: イオンセンシティブプローブ測定回路.

2.3.3 Zプローブ

再昇華用円筒内部の各物理量を測定できるように，支持部分が沿磁力線方向に長く伸びているプローブを用いた（以下これをZプローブと呼ぶ，図2-11）．再昇華用円筒内部を測定する時は，再昇華用円筒出入口のリミタに切つてあるスリットのところにZプローブを通す．このため再昇華用円筒内部は $r = 0$ cm 以外は測定できない．測定対象によってラングミュアプローブまたはイオンセンシティブプローブを取り付けて測定した．プローブ先端が2本あるのは，励起された揺動の磁力線方向の相互相関関数，位相差を測定するためである．

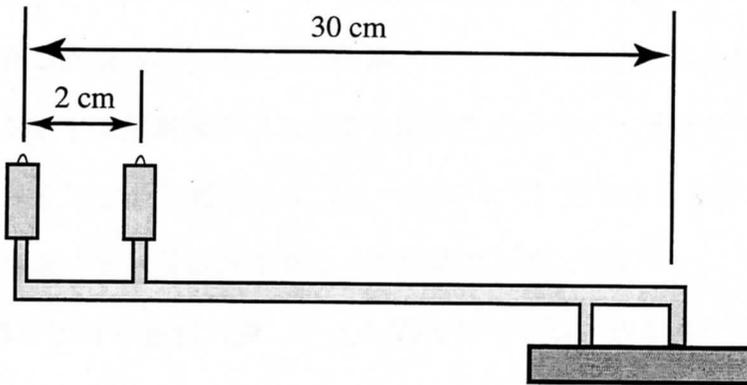


図 2-11 : Zプローブ.

2.3.4 ラングミュアプローブ特性

負イオンが存在しない時，上流におけるラングミュアプローブ特性曲線のホットプレート投入電力依存性を図 2-12 に示す．プローブ特性の変曲点を空間電位 ϕ_s として，その空間電位の磁場強度依存性を図 2-13 に示す．

ホットプレート投入電力の増加に伴ってプラズマ密度が増加しており，空間電位が下がる．また，磁場強度が増加すると空間電位は下がる傾向がある．熱電離している電子の流束はホットプレート投入電力すなわちホットプレート温度に陽に依存している．ホットプレート温度の増加に伴い放出される電子流束は指数関数的に増加する．粒子流束バランスを保つようにホットプレート前面に形成されるシースにより，電子のプラズマへの流入は抑制される．ホットプレート温度を増加させると，このシースは深くなるため空間電位が下がる．

接触電離により生成された正イオンはシースにより加速されてプラズマに入射される．接触電離度はホットプレート温度に陽に依存せず，生成される正イオン流束は一定であると考えてきた．流束が一定であるならばシースが深くなり，更に加速されると粒子密度は減少する．シースが深くなっているにも関わらず，プラズマ密度は増加している．このことからホットプレート温度の増加に伴って，生成される正イオンの流束も増加していると考えられる．

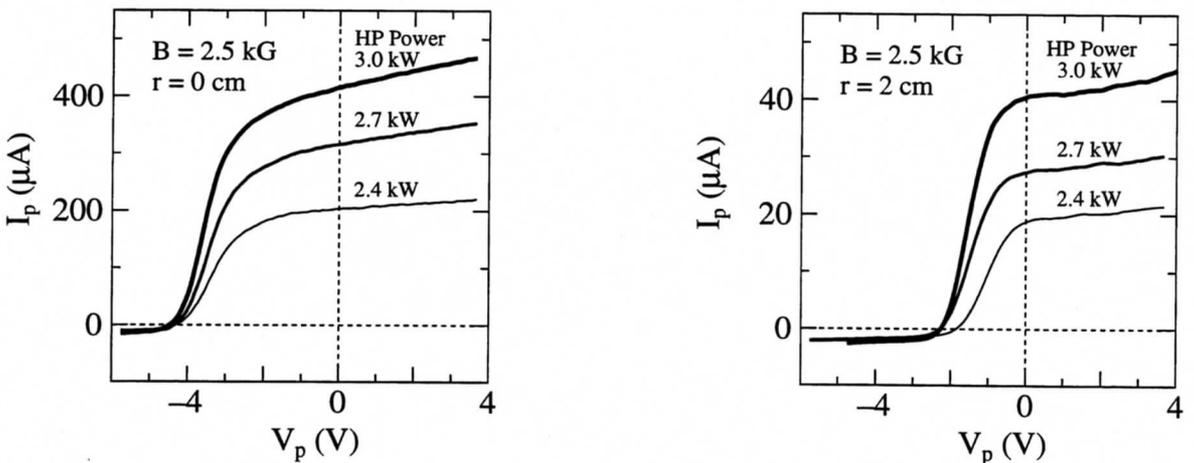


図 2-12：上流におけるラングミュアプローブ特性のホットプレート投入電力依存性 (左： $r = 0 \text{ cm}$ ，右： $r = 2 \text{ cm}$)．

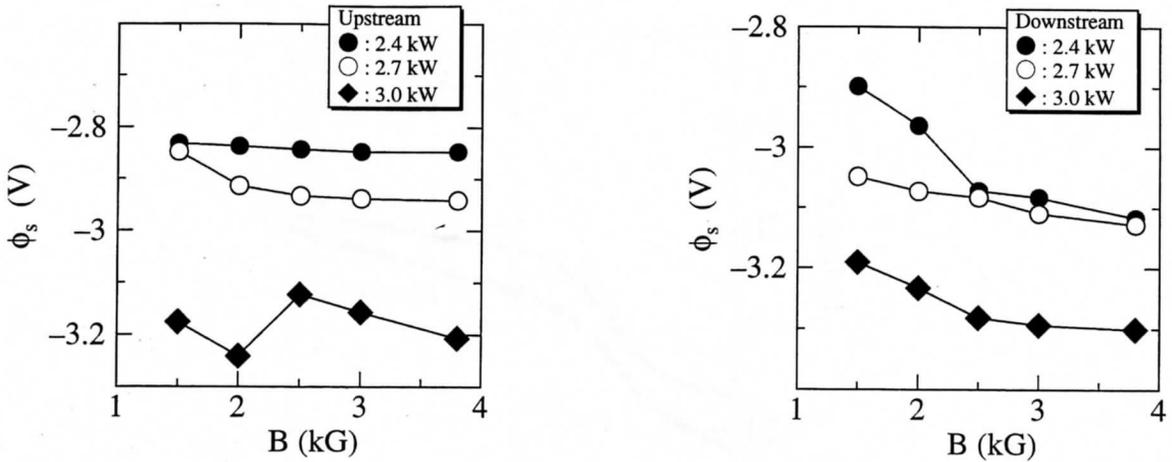


図 2-13：空間電位の磁場強度依存性 (左：上流 $z = 30$ cm, 右：下流 $z = 73$ cm).

負イオン生成領域中心 ($z = 50$ cm) におけるプローブ特性の負イオン生成量依存性を図 2-14 に示す. P_h は C_{60} 昇華用オーブンのヒータに投入する電力を表し, P_h が大きいほど負イオンが多く生成されている. 負イオンが生成されると, 負イオンに置き換わるため電子密度は減少するが, 正イオン密度は増加する. このような傾向は測定位置によって異なる. 例えば上流, 負イオン生成領域, 負イオン生成領域に近い下流域では正イオン密度は増加するが, エンドプレートに近い下流域では正イオンの密度は減少する. その詳細は 2.6 節以降にて述べる. プローブ電圧 V_p が $|V_p| > 4$ V で飽和領域になるため, 飽和電流を測定するときは余裕をもって $|V_p| = 10$ V とした.

負イオンが生成されていないときプローブ特性から空間電位を求める場合には, プローブ特性の変曲点を与えるプローブ電位を空間電位と見なす方法がよく用いられる. 負イオンが生成されているときもプローブ特性の変曲点を空間電位としたとき, 負イオン生成領域近傍の空間電位分布と浮遊電位 (ϕ_f) 分布を図 2-15 に示す. $P_h = 48$ W と負イオン生成量が多いとき, 浮遊電位の空間分布は大きく変化している. 空間電位分布も同様に大きく変化していると考えられるが, 実際はそのようになっていないので, 負イオンプラズマ中ではプローブ特性の変曲点を空間電位とするのは不適切であると考えている. 負イオンプラズマ中のプローブ特性から空間電位を求める信頼できる方法がまだ確立されていないので, 以後の実験結果では電位に関する物理量として浮遊電位のみを示すことにする.

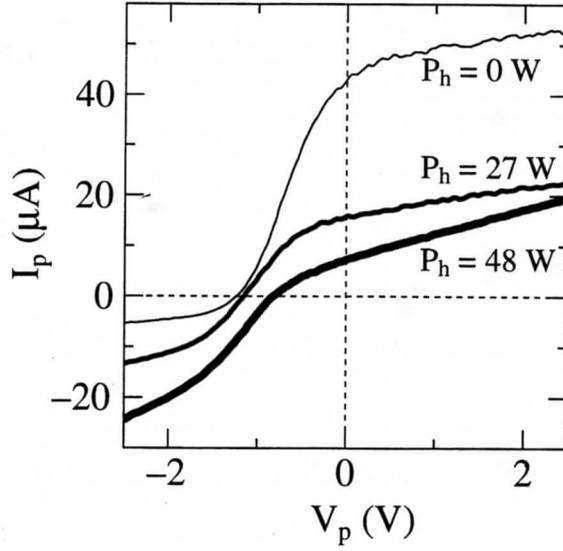


図 2-14: 負イオン生成領域中心 ($z = 50$ cm) におけるラングミュアプローブ特性に現われる負イオン生成量依存性.

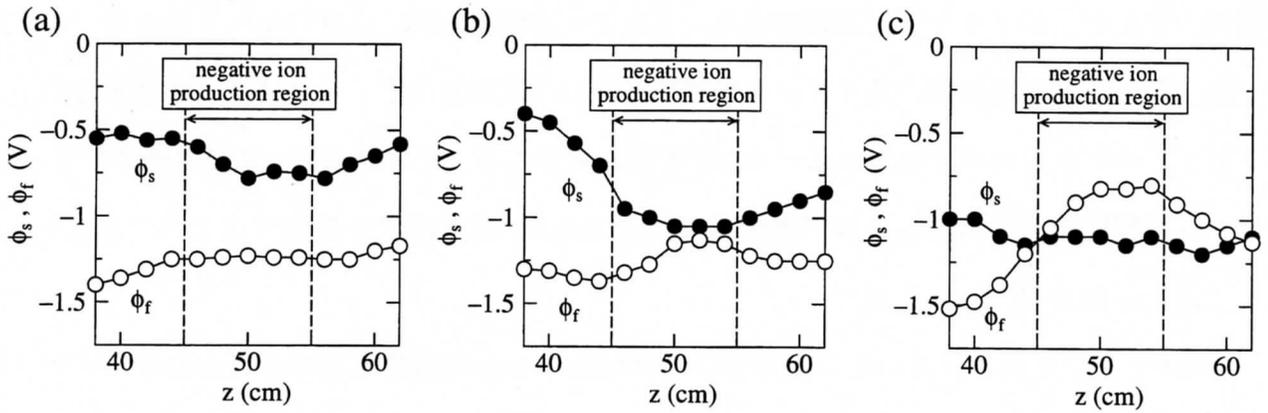


図 2-15: 負イオン生成領域近傍の空間電位, 浮遊電位分布. (a) $P_h = 0$ W, (b) $P_h = 27$ W, (c) $P_h = 48$ W

2.4 線形理論におけるドリフト波の性質

2.4.1 電子-正イオンドリフト波の性質

有限磁場中 (z 方向直線一様) で x 方向に密度勾配が存在する場合についてのドリフト波 [33,34] の性質について述べる. ここでは低ベータ ($\beta < m_e/m_+$, m_+ : 正イオンの質量) であるとしているので, 変動磁場は無視できる. ドリフト波の沿磁力線方向位相速度 ω/k_z , 正イオン熱速度 v_{th+} , 電子熱速度 v_{the} の間には $v_{th+} \ll \omega/k_z \ll v_{the}$ の関係があるとする. 電子-正イオンドリフト波の電子密度揺動 \tilde{n}_e と電位揺動 $\tilde{\phi}$ との関係を図 2-16 に示す.

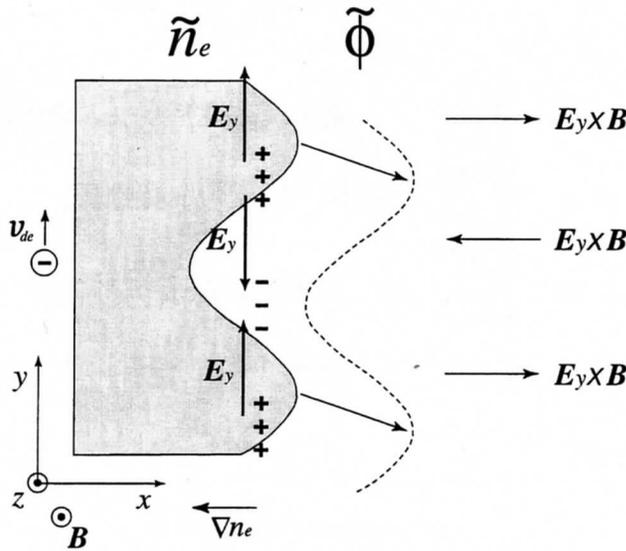


図 2-16: 電子-正イオンドリフト波の電子密度揺動と電位揺動との関係.

プラズマと真空領域の境界付近にわずかな波状の外乱が生じたとすると電子, 正イオンのドリフト運動発生のため電界 E_y が誘起される. $E_y \times B$ ドリフトによって x の正負両方向に波状の変位が助長される. 真空側に突き出ている密度の高い部分では, 電子ドリフト運動が電界 E_y による制動力を受け, その運動エネルギーの一部を電界に与える. 一方, プラズマ側に引っ込んでいる部分ではこの電界によって加速され, 電子は電界からエネルギーをもらう. 前者のエネルギー伝達量の方が後者の伝達量より大きいので, 正味電子から電界にエネルギーが移り, 電界が成長する. y 方向を方位角方向とすると, 方位角方向にできた密度揺動 \tilde{n}_e と電位

揺動 $\tilde{\phi}$ の位相のずれを電子が沿磁力線方向に移動してもなくすことができなくなるとき、すなわち密度と電位の揺動が同位相であるという電子ボルツマン則が破れるとき、共鳴電子からエネルギーを受け取り正イオンからはランダウ減衰を受けて、エネルギー授受のバランスの結果励起される不安定波を電子-正イオンドリフト波と呼ぶ。このドリフト波は方位角方向には電子反磁性ドリフト角周波数 ω_e^* 程度の実周波数で電子反磁性方向に伝搬する。

沿磁力線方向の波数 k_z の役割を考慮に入れるとドリフト波がイオン音波と結合する、ということについて述べる [33,35]。正イオン温度を $T_+ \sim 0$ としたとき線形理論により導出したドリフト波の分散式は、

$$\lambda_D^2 k^2 = \frac{\omega_e^*}{\omega} + c_s^2 \left(\frac{k_z}{\omega} \right)^2 - 1 \quad (2-4)$$

$$\omega_e^* = \frac{k_y T_e}{eB} \kappa \quad : \quad \text{電子反磁性ドリフト角周波数}$$

$$\kappa = \left| \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} \right| = \frac{1}{L} \quad (L: \text{密度勾配特性長})$$

$$c_{s+} = \sqrt{\frac{T_e}{m_+}} \quad : \quad \text{正イオン音速}$$

$$k^2 = k_y^2 + k_z^2 \quad : \quad \text{波数}$$

$\lambda_D^2 k^2 \ll 1$ が成り立つとき、

$$\omega^2 - \omega_e^* \omega - c_{s+}^2 k_z^2 = 0 \quad (2-5)$$

更に $\omega_e^{*2} \gg k_z^2 c_{s+}^2$ が成り立つとき、

$$\omega \sim \omega_e^* \left\{ 1 + \left(\frac{k_z c_{s+}}{\omega_e^*} \right)^2 \right\} = k_y v_{de} \left\{ 1 + \left(\frac{k_z}{k_y} \right)^2 \left(\frac{c_{s+}}{v_{de}} \right)^2 \right\} \quad (2-6)$$

ここでは $\omega > 0$ についてのみ示している。分散関係を図 2-17 に示す。伝搬方向と z 軸との間の角度が 90 deg から次第に小さくなる斜め伝搬の場合には、

$$\frac{k_z}{k_y} > \frac{v_{de}}{c_{s+}} \quad \left(\frac{k_z}{k_y} > \frac{\rho_+}{L}, \rho_+ : \text{正イオンラーマ半径} \right) \quad (2-7)$$

の条件を満たす k_z 値の付近から、 z 軸方向に伝搬するイオン音波に移行し始める。 B が大きいとき $\rho_+/L \ll 1$ とみなせるので、 $k_z \ll k_y$ でもイオン音波に近い性質をもつ。これまで $T_+ \sim$

0 を仮定してきたが $T_+ \sim T_e$ でも、 $k_y \rho_+ \ll 1$ かつ $\omega/k_z \gg v_{th+}$ の条件が満たされる限り、図 2-17 の分散曲線には T_+ の効果は顕著には現われず、ドリフト波の性質は変わらない。

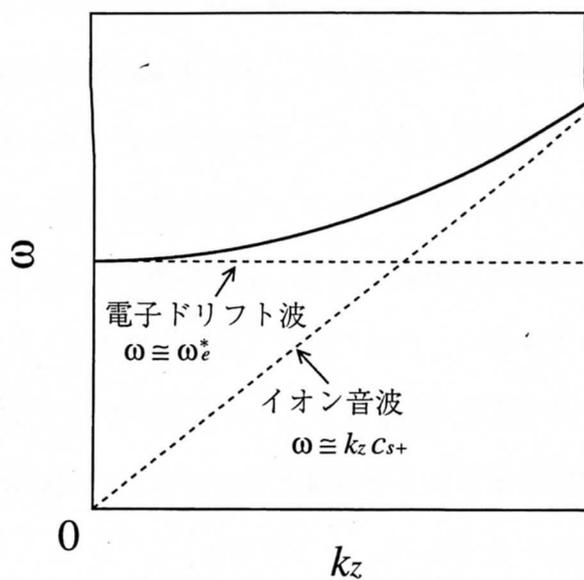


図 2-17: ドリフト波の分散曲線の例.

2.4.2 正イオン-負イオンドリフト波の性質

電子-正イオンドリフト波で電子-正イオンの関係が正イオン-負イオンの関係に置き換わったものが正イオン-負イオンドリフト波と呼ぶ。正イオン-負イオンドリフト波の正イオン密度揺動と電位揺動との関係を図 2-18 に示す。正イオンが沿磁力線方向に移動して密度揺動と電位揺動の位相のずれを埋める働きをする。この場合の正イオン密度と電位の関係を、前述の電子ボルツマン則と対比させ正イオンボルツマン則と呼ぶ [16]。正イオンと負イオンの熱速度の差は電子と正イオンの熱速度の差ほど大きくないので、正イオンは密度揺動と電位揺動の位相のずれをなくすことはできない。このため正イオン-負イオンドリフト波の成長率は大きい。ドリフト波の y 方向への位相速度 ω/k_y は正イオン反磁性ドリフト速度 v_{d+} に比べてかなり遅い。沿磁力線方向位相速度は正イオン熱速度と負イオン熱速度の間に存在し、方位角方向には正イオン反磁性方向に伝搬する [16, 17]。

なお、この新しいモードのドリフト波は、核融合プラズマにおける容器壁から生ずる不純物正イオンにより励起されるドリフト波とも関連していて興味深いところである [36-38]。ただし、この不純物正イオン駆動型のドリフト波については理論的な予測が成されただけであり、まだ実験的な検証はなされていない。

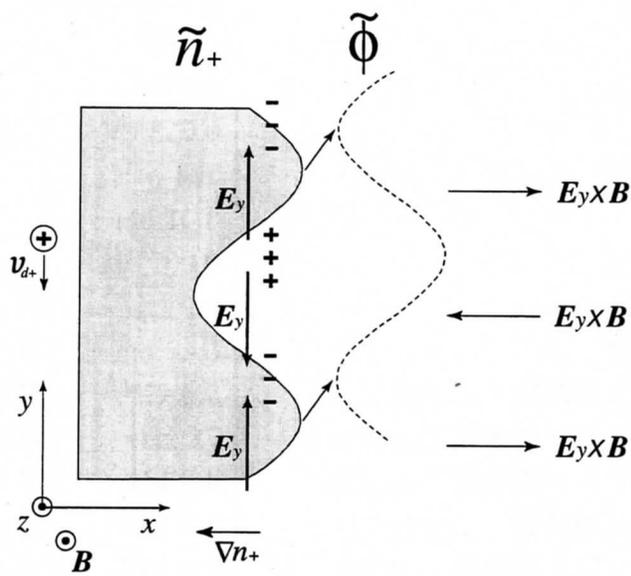


図 2-18 : 正イオン-負イオンドリフト波の正イオン密度揺動と電位揺動との関係.

2.5 プラズマパラメータ

実験条件及びプラズマパラメータをまとめて以下に示す。

項目	数量
真空容器内直径	15.7 cm
背景真空度	1×10^{-4} Pa
ホットプレート供給電力	3.0 kW
ホットプレート-エンドプレート間距離	175 cm
C ₆₀ 昇華用オープン-エンドプレート間距離	125 cm
プラズマ半径	2 cm
磁場強度 B	1.5 ~ 3.5 kG
プラズマ密度 n_0	1×10^9 cm ⁻³
電子温度 T_e	0.2 eV
正イオン温度 T_+	0.2 eV
負イオン温度 T_-	0.058 eV
電子プラズマ周波数 $\omega_{pe}/2\pi$	284 MHz
デバイ長 λ_{De}	0.01 cm
電子ラーマ半径 ρ_e	0.007 cm ($B = 2.0$ kG)
正イオンラーマ半径 ρ_+	0.2 cm ($B = 2.0$ kG)
負イオンラーマ半径 ρ_-	0.47 cm ($B = 2.0$ kG)
電子サイクロトロン周波数 $\omega_{ce}/2\pi$	5.6 GHz ($B = 2.0$ kG)
正イオンサイクロトロン周波数 $\omega_{c+}/2\pi$	78 kHz ($B = 2.0$ kG)
負イオンサイクロトロン周波数 $\omega_{c-}/2\pi$	4.2 kHz ($B = 2.0$ kG)
電子反磁性ドリフト周波数 $\omega_e^*/2\pi$	1.0 kHz ($B = 2.0$ kG, $\kappa = 0.6$ cm ⁻¹)
正イオン反磁性ドリフト周波数 $\omega_+^*/2\pi$	1.0 kHz ($B = 2.0$ kG, $\kappa = 0.6$ cm ⁻¹)
負イオン反磁性ドリフト周波数 $\omega_-^*/2\pi$	0.3 kHz ($B = 2.0$ kG, $\kappa = 0.6$ cm ⁻¹)

2.6 Q マシン実験結果

2.6.1 沿磁力線方向のプラズマ分布

プラズマの半径中心 ($r = 0$ cm) において磁力線方向に掃引できる Z プローブを用いて負イオン (I_-), 正イオン (I_+) と電子飽和電流 (I_e), 浮遊電位及び正イオン飽和電流の揺動振幅 (\tilde{I}_+), それぞれの沿磁力線方向分布を測定した ($P_h = 48$ W). それぞれの分布に対して磁場強度 $B = 1.5, 2.0, 2.5, 3.5$ kG で測定した結果を図 2-19 ~ 2-22 に示す. 細線は負イオンが存在しない場合 ($P_h = 0$ W) の分布を示している, 破線の間領域が負イオン生成領域 ($45 \leq z \leq 55$ cm) を表す. 正イオン飽和電流揺動振幅は 100 Hz ~ 100 kHz の周波数帯の揺動を時間平均したものである.

生成された負イオンは上流, 下流へと拡散していくが, 負イオンは質量が大きく移動度が小さいため, 負イオン生成領域に滞留して負イオン密度が高くなる. 生成領域では負イオン密度が高く, これを遮蔽するように正イオン密度も増加する. 一方, 電子は負イオンと置き換わるため電子密度は減少する. 上流では正イオン, 電子密度が増加しているが, これは負イオン生成領域において正イオン, 電子の一部を反射する機構が存在することを示唆している. 下流では正イオン密度は下流へ向かうほど減少しているが, これはプラズマ中心部の正イオンが周辺部に拡散することが主な原因と考えている. 電子密度が大幅に減少する主な原因は, 生成領域で電子が反射されたことによるものではなく, 電子が負イオンに置き換わったためと考えている. 電子密度が減少して負イオン密度が増加すると, プローブに流入する負電荷流束が減少して浮遊電位は浅くなる. 負イオン密度の特に高い負イオン生成領域では, より浮遊電位が浅くなる. 負イオンが生成されると, 正イオン飽和電流揺動振幅は負イオン生成領域で大幅に大きくなり, 負イオン生成領域で何らかの揺動が励起されている. 負イオン生成領域より少し下流でも揺動振幅が増大する. これは後に述べるドリフト波励起に起因していると考えている.

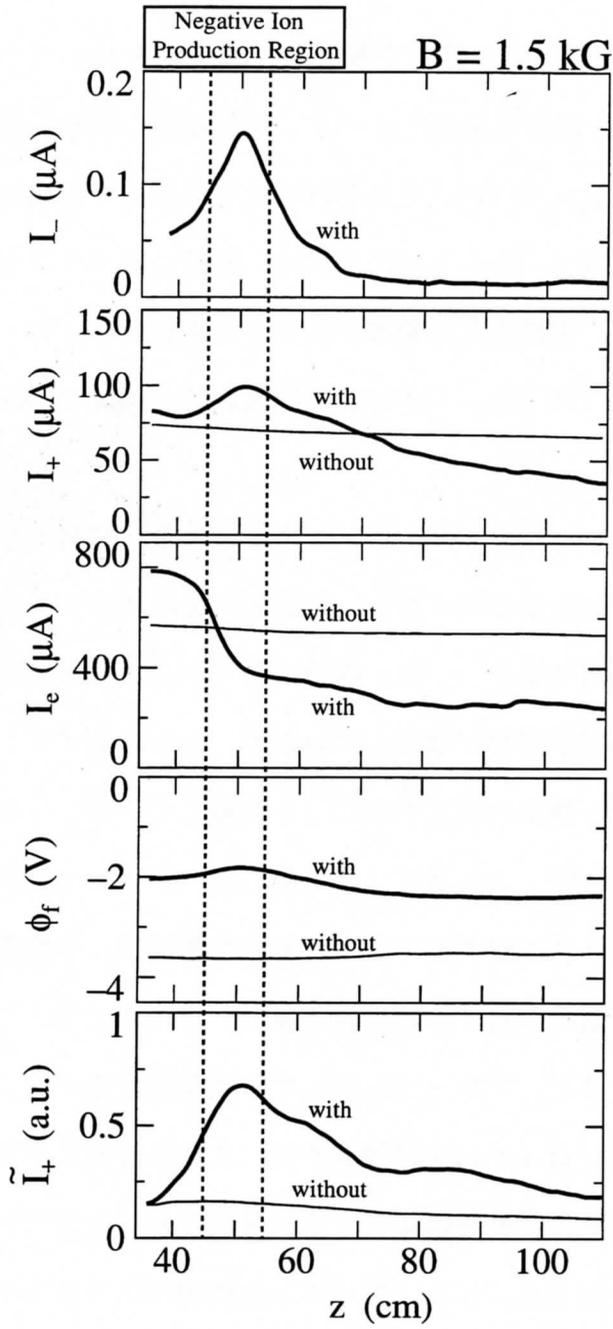


図 2-19 : 沿磁力線方向プラズマ分布 ($B = 1.5 \text{ kG}$).

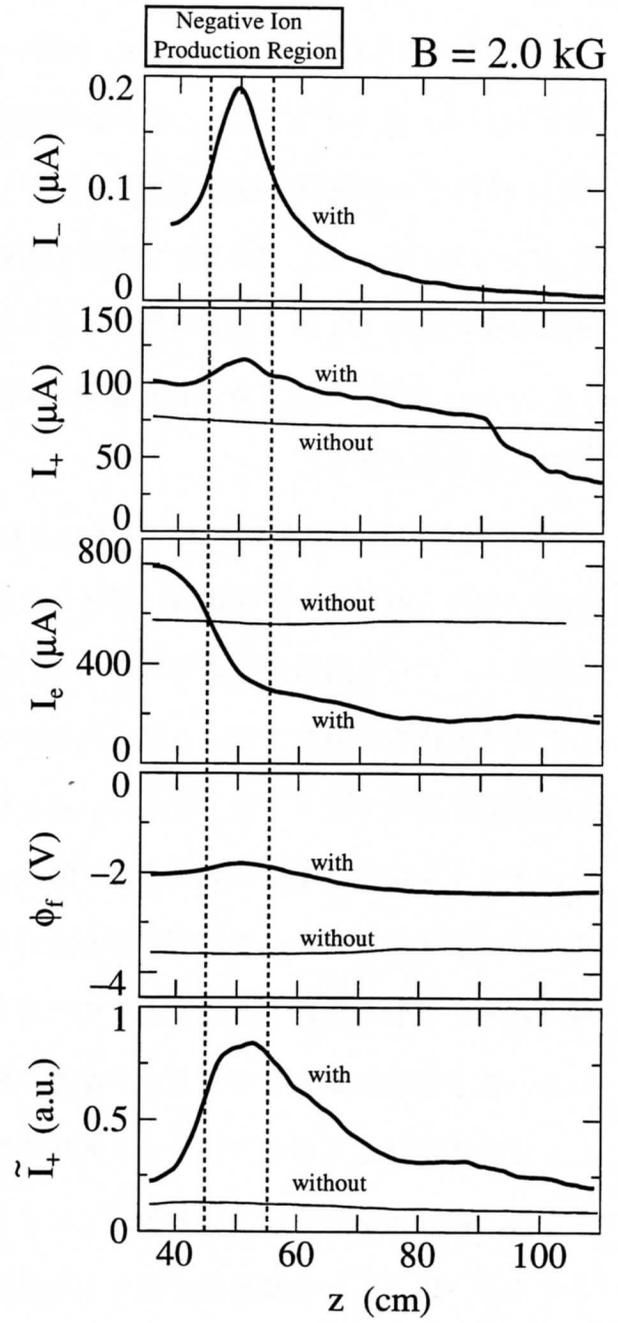


図 2-20 : 沿磁力線方向プラズマ分布 ($B = 2.0 \text{ kG}$).

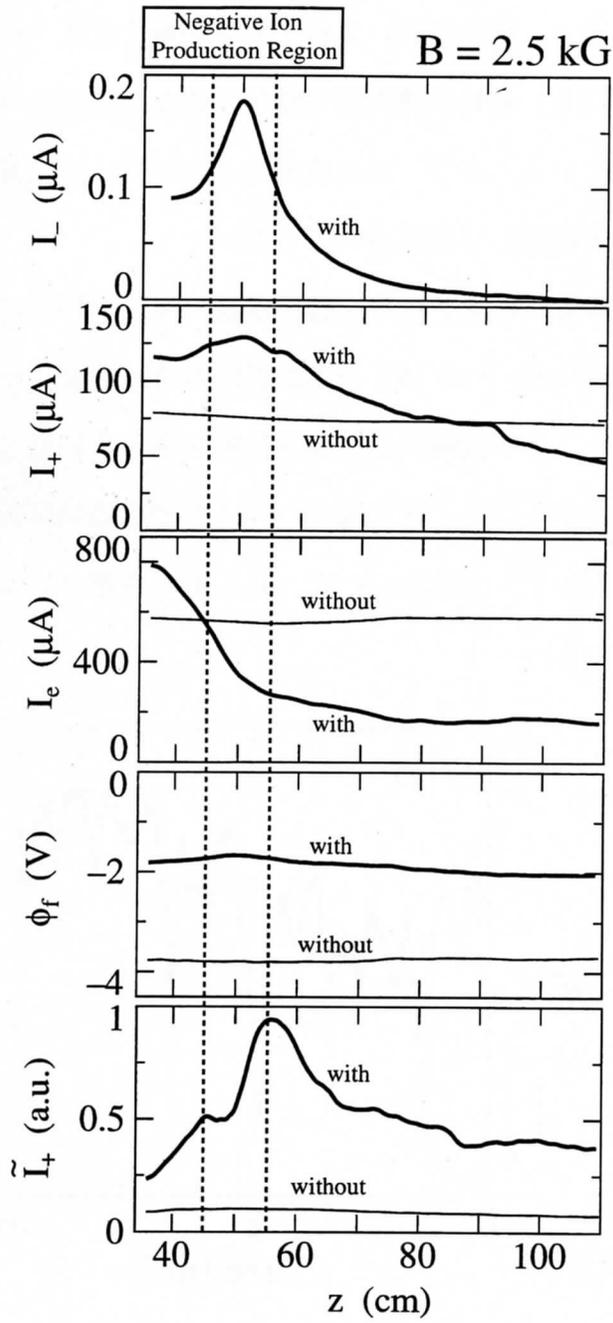


図 2-21 : 沿磁力線方向プラズマ分布 ($B = 2.5 \text{ kG}$).

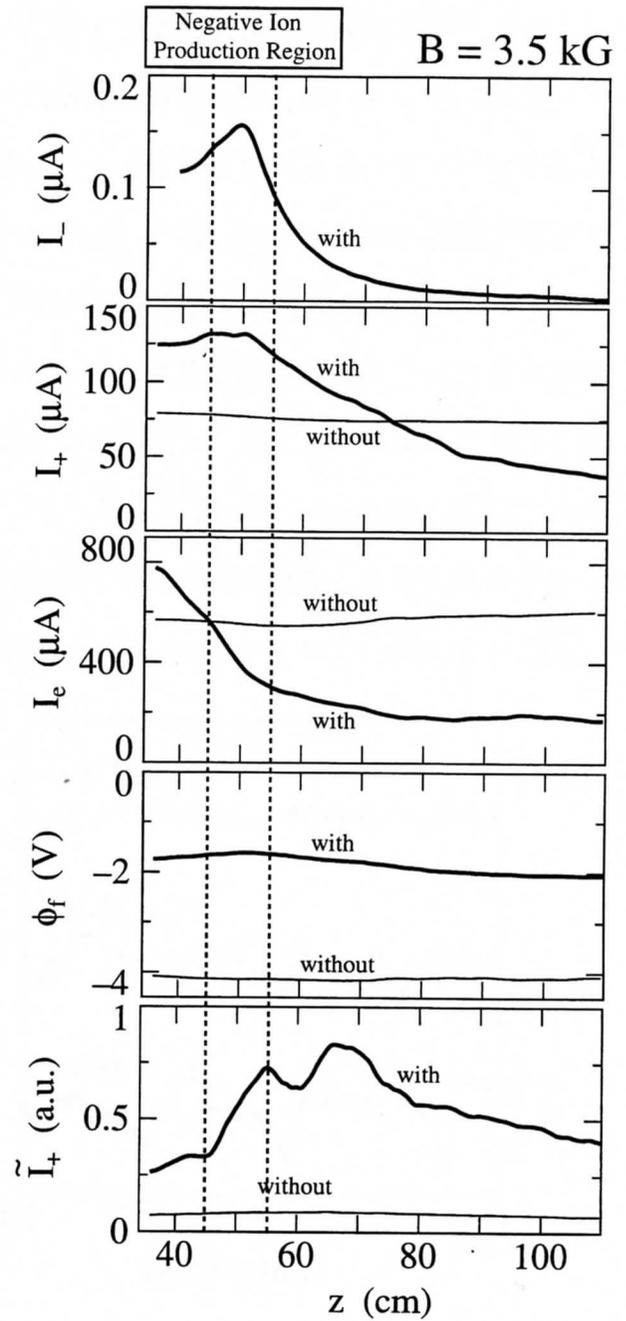


図 2-22 : 沿磁力線方向プラズマ分布 ($B = 3.5 \text{ kG}$).

2.6.2 孤立波のパルスの間欠的励起

C_{60} 負イオン生成量を変化させた場合の負イオン生成領域中心部 ($z = 51$ cm, $r = 0$ cm, $B = 3$ kG) での浮遊電位の時間的变化を図 2-23 に示す. 同図において負イオンが多く生成されている時 ($P_h = 48$ W), 間欠的に浮遊電位が低くなる. これは間欠的に励起された孤立波のパルスがプローブのある位置を通過したことを示している. また, 孤立波のパルス以外に正弦波的揺動も励起されているが, 図 2-23 ではそれほど明確には観測されていない.

負イオン生成量が多いほど励起揺動の波形が鮮明に観測される. 励起揺動の波形を鮮明に観測するため, 負イオン生成量を大幅に増やした時 ($P_h = 65$ W) の浮遊電位の時間的变化を図 2-24 に示す. ここでは, 大振幅の孤立波のパルスと小振幅の正弦波的揺動が明らかに励起されている. 図 2-23, 2-24 より負イオン生成量が多いほど孤立波のパルスの励起周期は長くなる傾向がある. 孤立波のパルスの伝搬速度は約 3×10^4 cm/s で, 負イオン音速 $c_{s-} = \sqrt{3(T_+ + T_-)/m_-} \simeq 3 \times 10^4$ cm/s とはほぼ同じである.

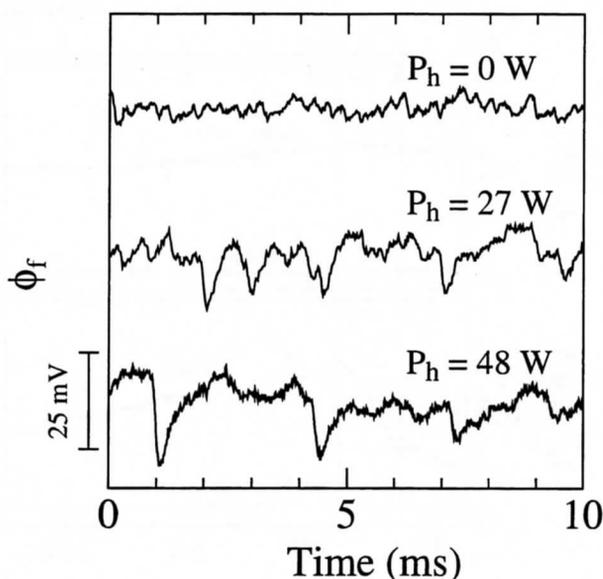


図 2-23: 浮遊電位の時間的变化 (負イオン生成量依存性).

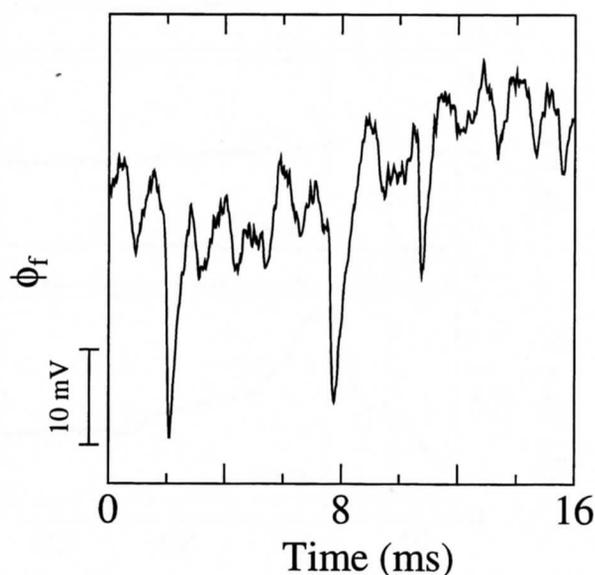


図 2-24: 浮遊電位の時間的变化 (負イオン生成量大幅増, $P_h = 65$ W).

2.6.3 沿磁力線—半径方向のプラズマ分布

下流 ($56 < z < 126$ cm) において沿磁力線—半径方向の2次元的に掃引できるZプローブを用いて正イオン、電子、負イオン飽和電流と浮遊電位と正イオン飽和電流揺動振幅それぞれの2次元分布を測定した。磁場強度 $B = 1.5, 2.0, 2.5, 3.5$ kG で測定したそれぞれの分布に対する結果を図 2-25 ~ 2-33 に示す。各図の左側は等高線図で、右側は鳥瞰図で表示しており、同じ測定データを表現法を変えて表示している。ここでは分布の形状を見やすく示すことが目的であるため、各図は規格化して表示しており各図間の絶対値比較はできない。

負イオン飽和電流分布 (図 2-25) において、負イオンは下流にいくほどプラズマ中心部 ($|r| < 2$ cm) から周辺部 ($|r| > 2$ cm) へと拡散していく。磁場強度が強くなるほど拡散は抑制される。プラズマ境界付近 ($|r| \simeq 2$ cm) には負イオンはあまり存在しないため、負イオンは円筒状の分布をしている。正イオン飽和電流分布 (図 2-26, 2-27) において、負イオンが生成されていない場合には、プラズマ境界より少し中心側での正イオン密度勾配は大きい (等高線間隔が狭い) が、負イオンが生成されている場合には正イオンも周辺部に拡散するため密度勾配が小さく (等高線間隔が広がる) なる。電子飽和電流分布 (図 2-28, 2-29) において、電子分布は正イオン分布の特徴とは逆に、負イオンが生成されている場合には周辺部の電子が大幅に減少するため密度勾配が大きくなる。浮遊電位分布 (図 2-30, 2-31) において、負イオンが生成されている場合には浮遊電位は全体に浅くなるが、負イオンが複雑な分布をしているにもかかわらず浮遊電位分布に大きな変化は見られない。正イオン飽和電流揺動振幅分布 (図 2-32, 2-33) において、負イオンが生成されていない場合には再昇華用円筒出口付近 ($z \simeq 60$ cm) で、半径方向の正イオン密度勾配が最大となる位置では揺動振幅が大きくなる。この揺動は電子—正イオンドリフト波であることが詳しい測定によって明らかにされている [16, 17] が、2.6.6 節では密度勾配と揺動振幅の関係について更に詳しく述べる。下流へいくほど揺動振幅の大きな位置は密度勾配が最大となる位置ではなく密度の高い位置に移動し、ドリフト波がイオン音波的揺動に変換されたように見える。

ここで、2.4.1 節で述べたドリフト波がイオン音波に移行する条件を実験パラメータを適用して吟味する。 $B = 2 \text{ kG}$ の場合に、円周方向のモード数測定より得られる k_y を用い、また k_z はカリウムプラズマ長 (170 cm) を半波長とした [16] とき、

$$\begin{cases} k_y &= 0.5 \text{ cm}^{-1} \\ k_z &= 0.018 \text{ cm}^{-1} \\ \rho_+ &= 0.2 \text{ cm} \\ v_{th+} &= 9 \times 10^4 \text{ cm/s} \\ \kappa &= 0.6 \text{ cm}^{-1} \\ \omega/2\pi &= 1 \text{ kHz} \end{cases}$$

であるから、

$$\begin{cases} k_z/k_y &= 0.04 < \rho_+\kappa = 0.12 \\ k_y\rho_+ &= 0.1 < 1 \\ \omega/k_z &= 3.4 \times 10^5 > v_{th+} = 9 \times 10^4 \end{cases}$$

となり、2.4.1 節における条件を満たさない。しかし線形理論では超音速の正イオン流があることは考慮に入れておらず、条件を満たさないからドリフト波がイオン音波に移行する物理機構はないとは必ずしも言えない。

負イオンが生成されている場合には、電子-正イオンドリフト波以外の揺動が励起される。この揺動は負イオン分布に密接に関与していて、2.4.2 節で述べた正イオン-負イオンドリフト波であることが詳しい測定により明らかにされている [16,17]。2.6.6 節で密度勾配と揺動振幅の関係について更に詳しく述べる。磁場強度によって負イオン分布が変化するに伴い、正イオン-負イオンドリフト波の振幅及びそれが大きい位置は移動する。

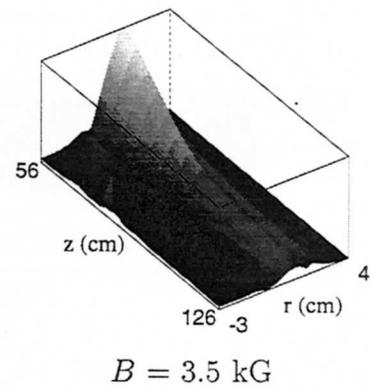
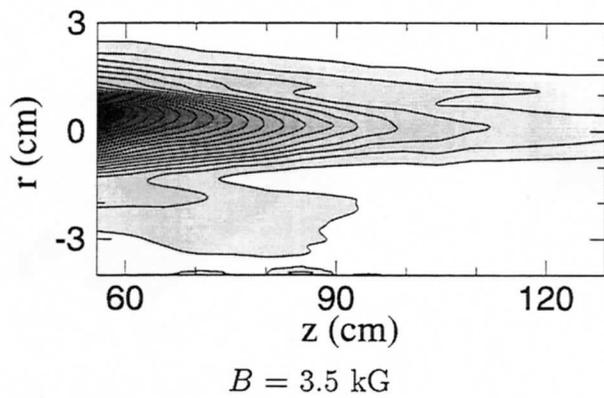
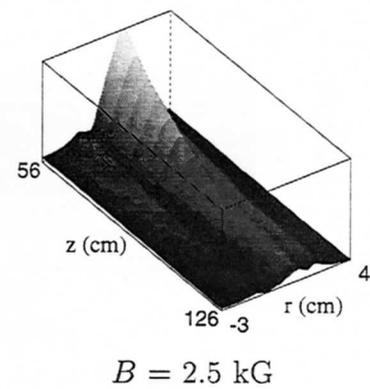
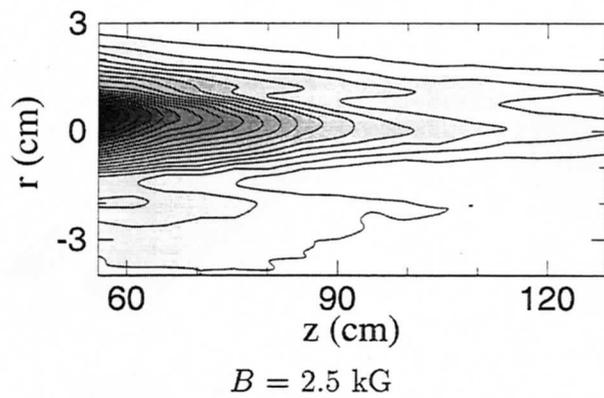
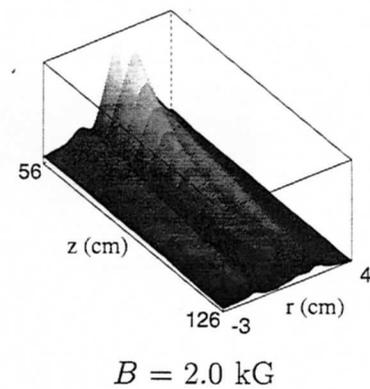
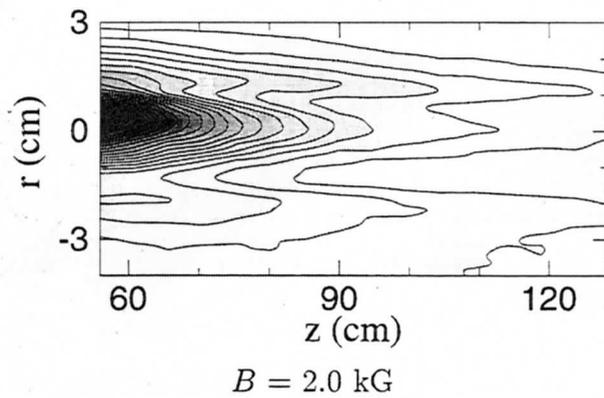
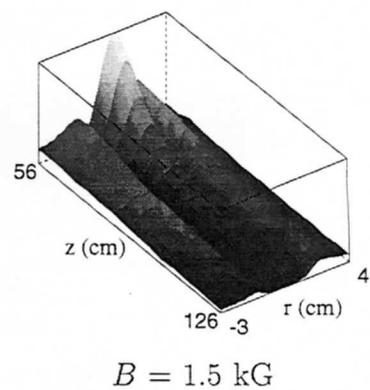
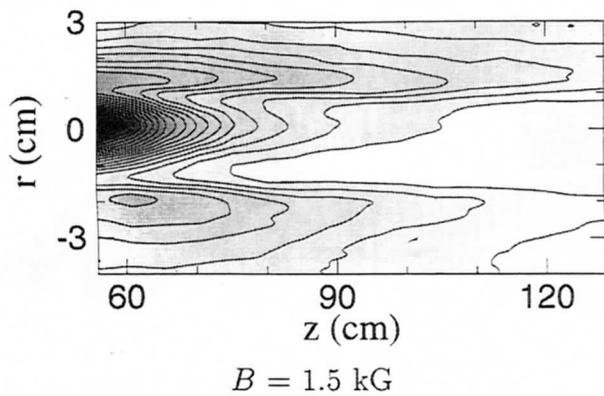


図 2-25: 負イオン飽和電流分布 (負イオン有り, $P_h = 48 \text{ W}$).

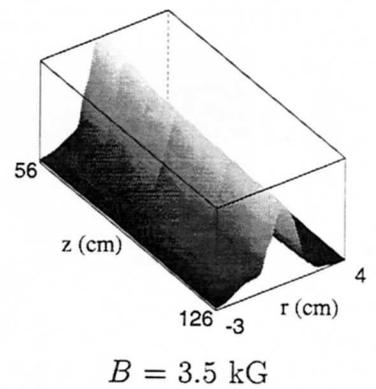
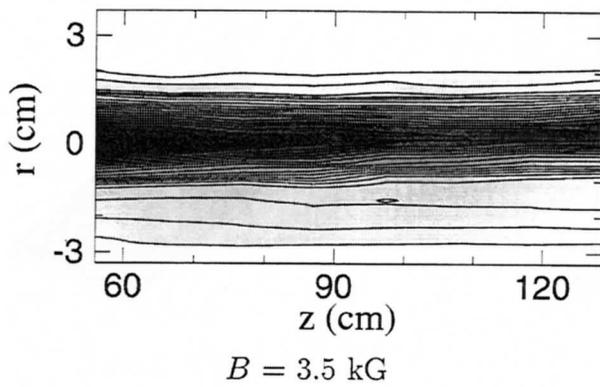
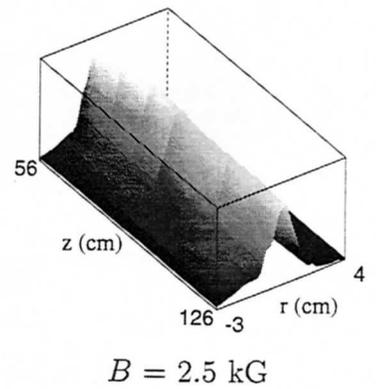
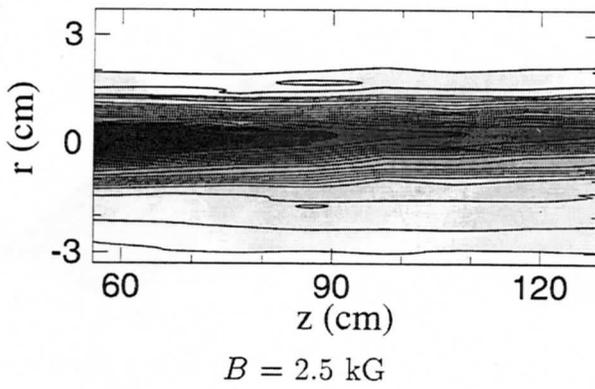
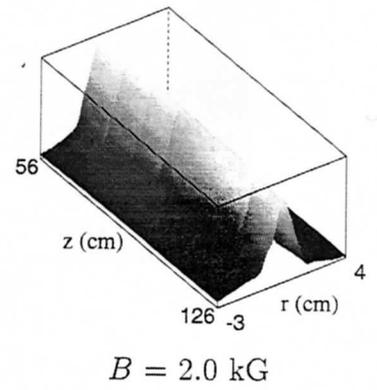
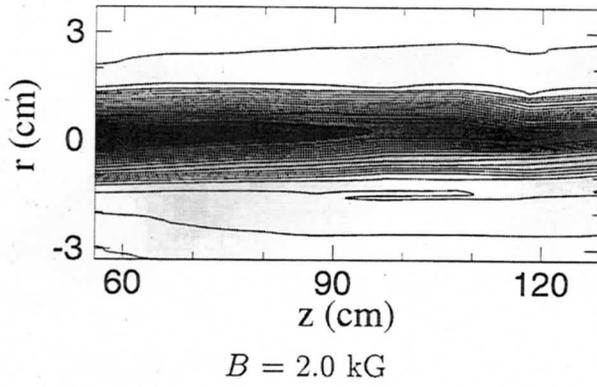
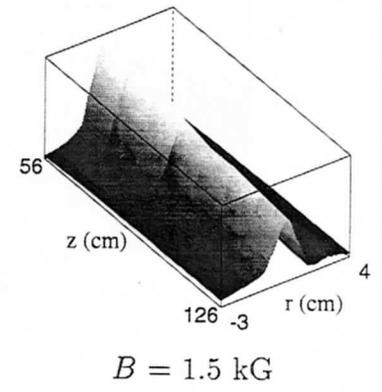
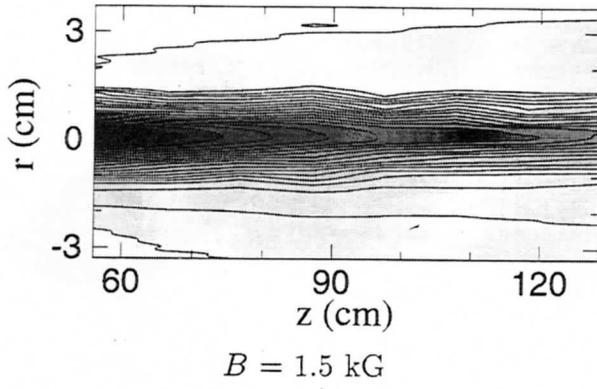


図 2-26 : 正イオン飽和電流分布 (負イオン無し, $P_h = 0 \text{ W}$).

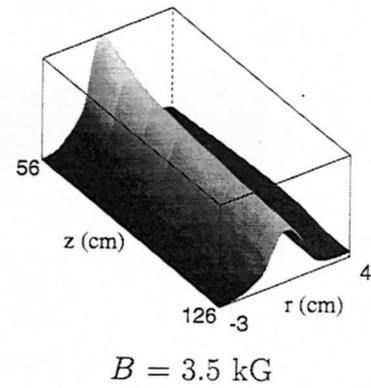
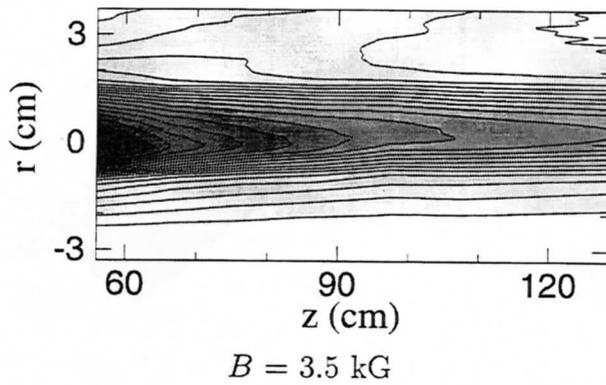
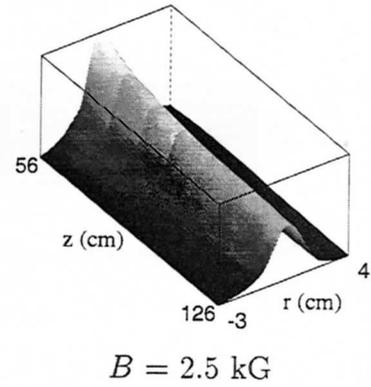
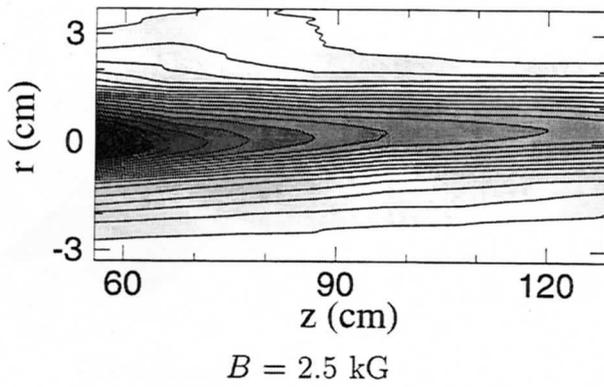
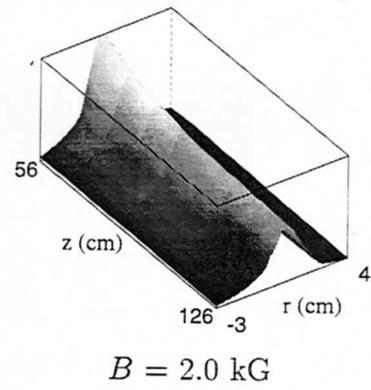
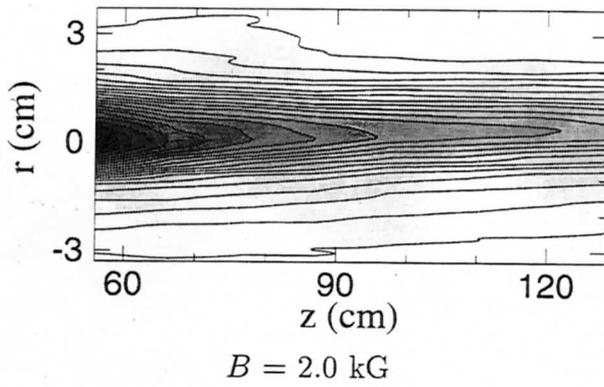
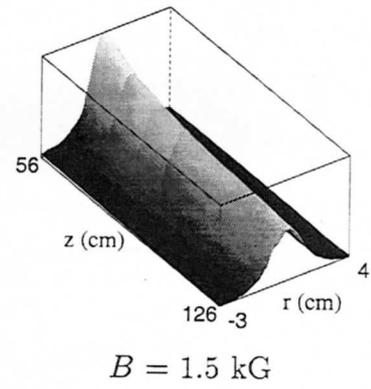
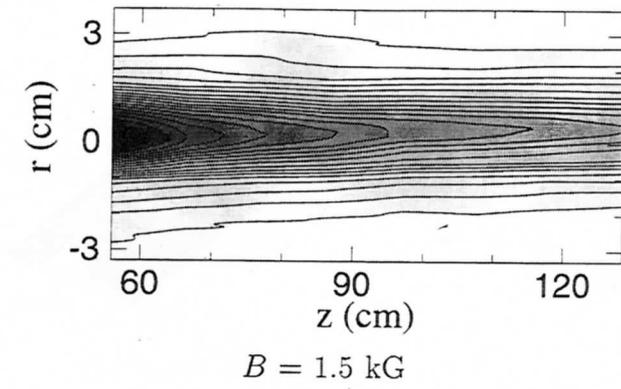


図 2-27: 正イオン飽和電流分布 (負イオン有り, $P_h = 48 \text{ W}$).

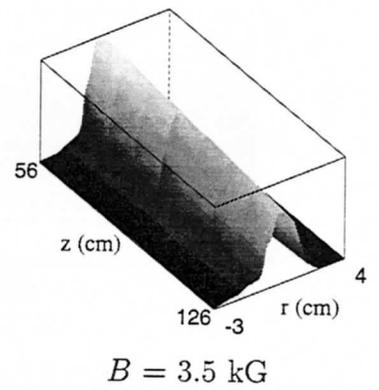
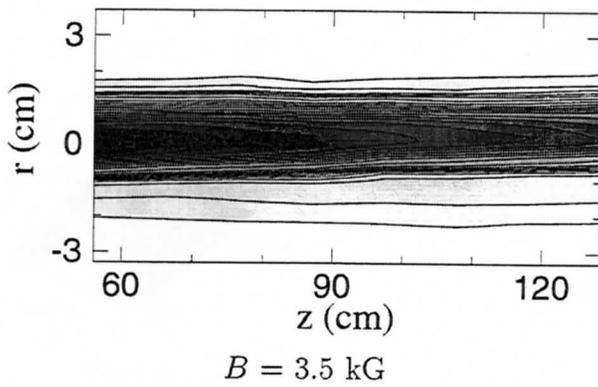
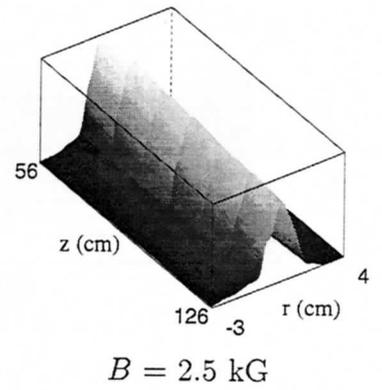
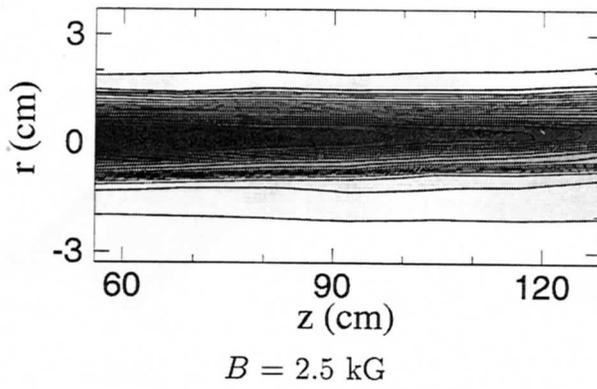
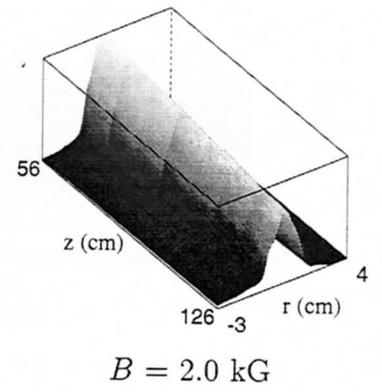
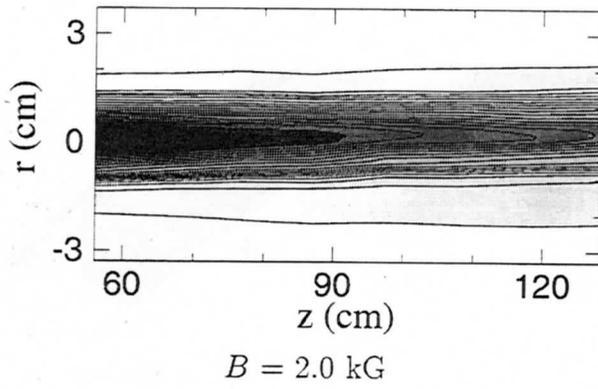
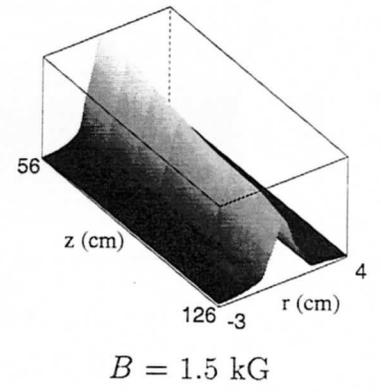
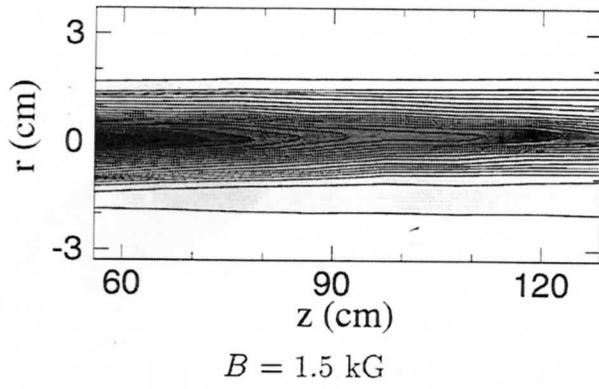


図 2-28 : 電子飽和電流分布 (負イオン無し, $P_h = 0 \text{ W}$).

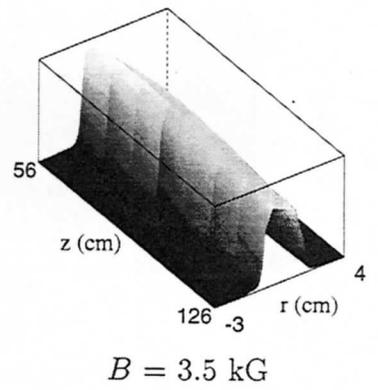
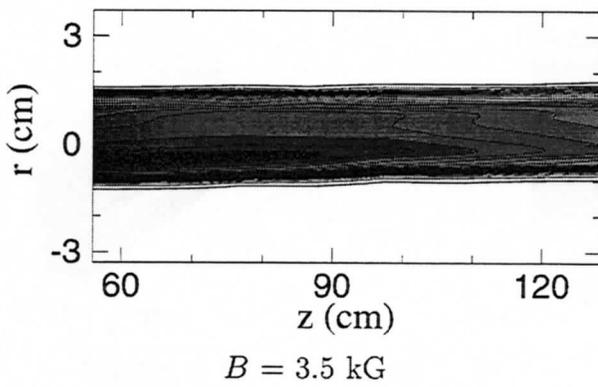
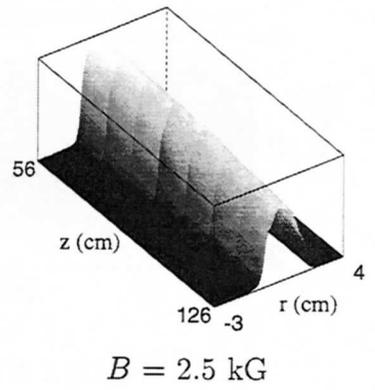
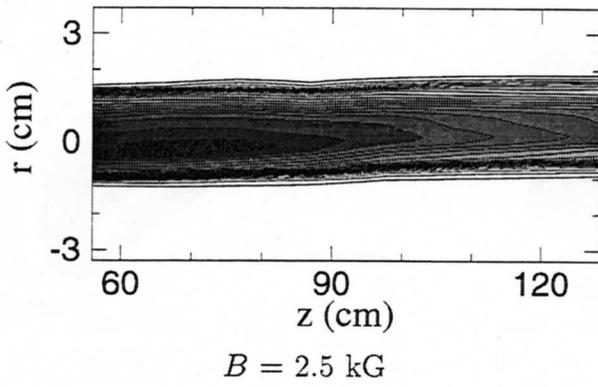
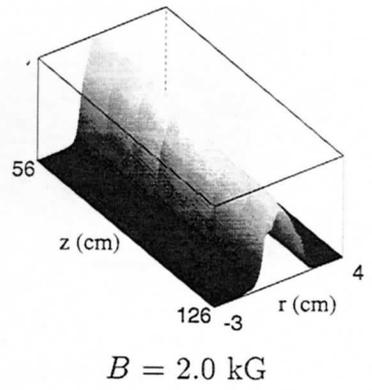
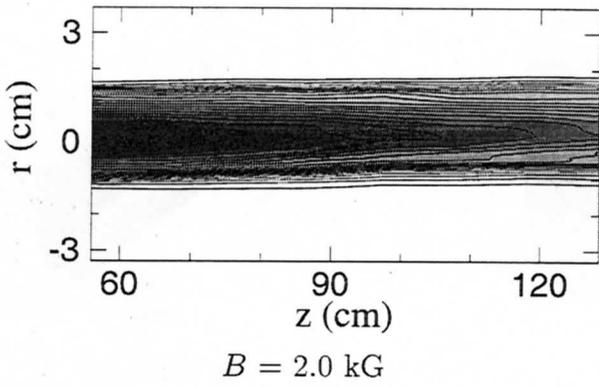
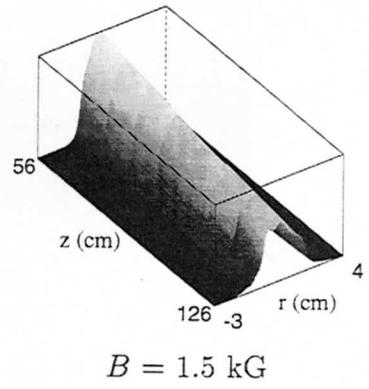
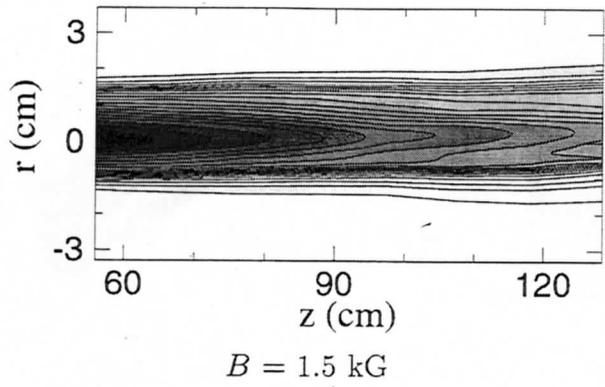


図 2-29 : 電子飽和電流分布 (負イオン有り, $P_h = 48 \text{ W}$).

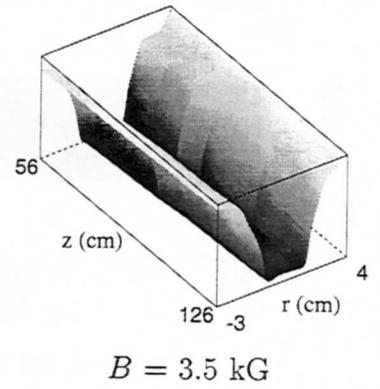
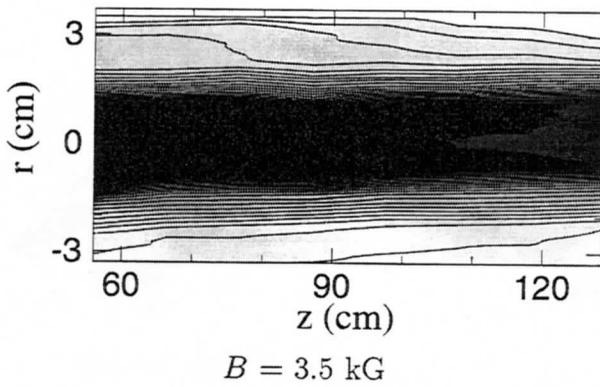
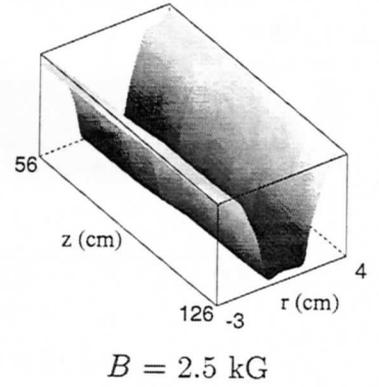
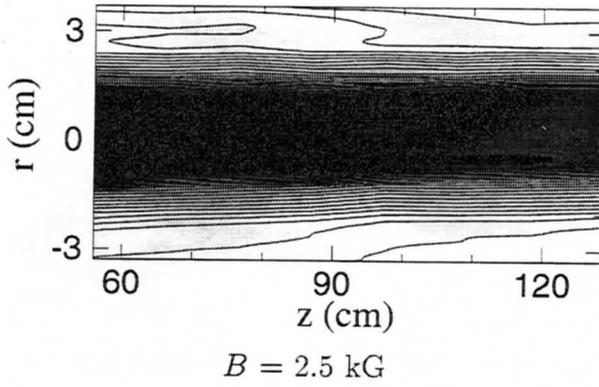
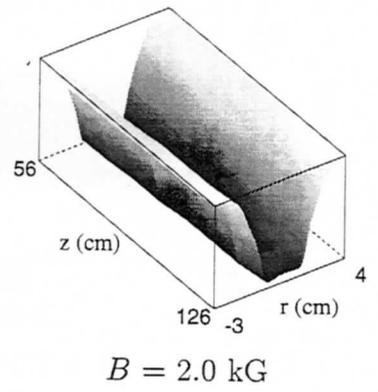
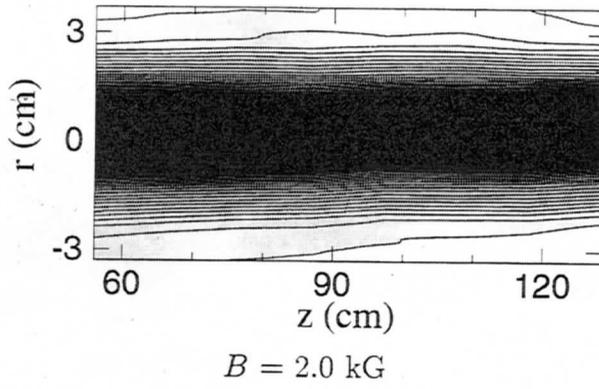
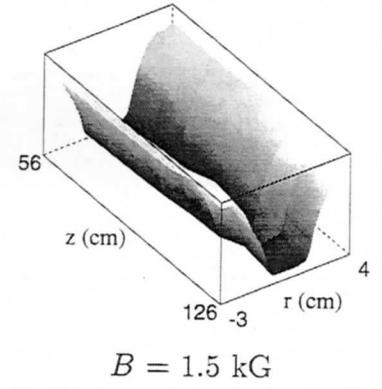
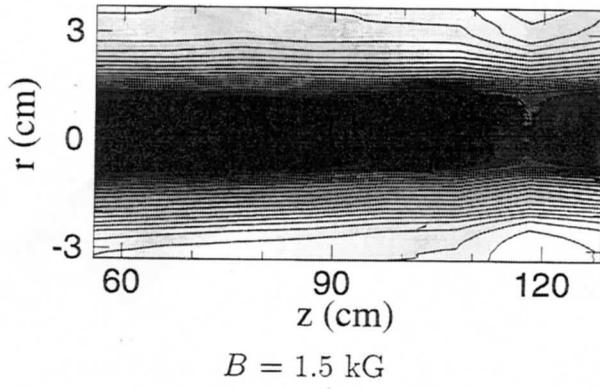
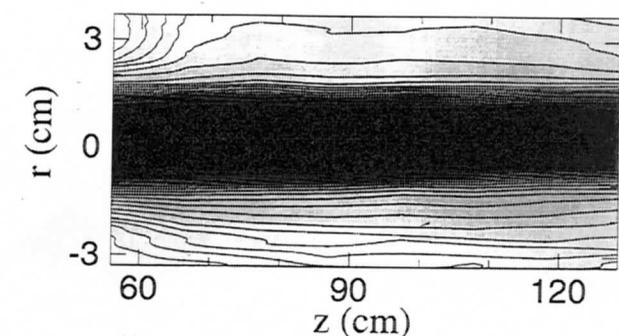
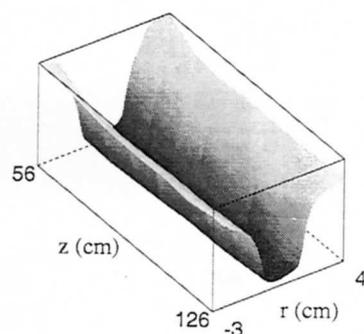


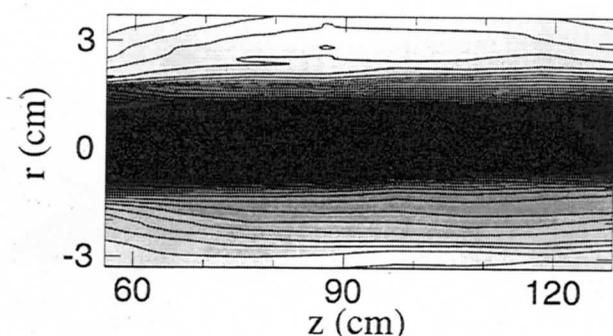
図 2-30 : 浮遊電位分布 (負イオン無し, $P_h = 0 \text{ W}$).



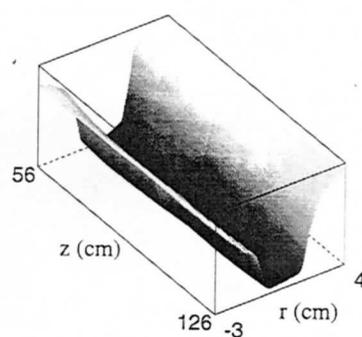
$B = 1.5 \text{ kG}$



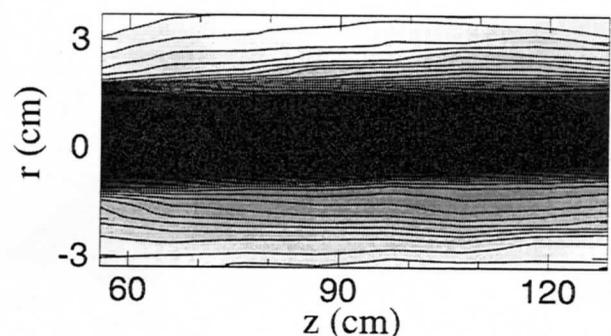
$B = 1.5 \text{ kG}$



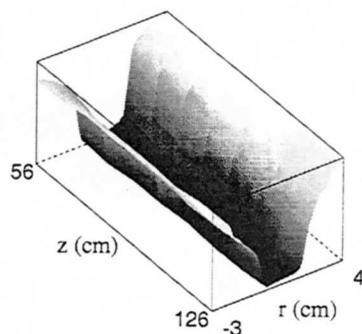
$B = 2.0 \text{ kG}$



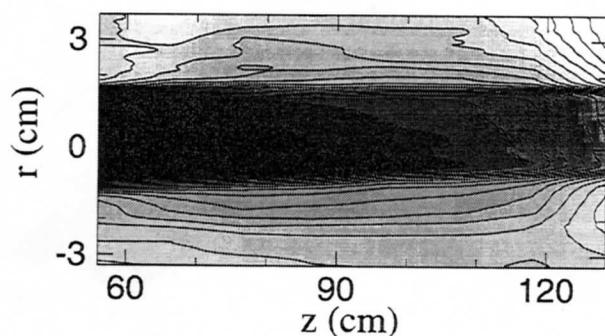
$B = 2.0 \text{ kG}$



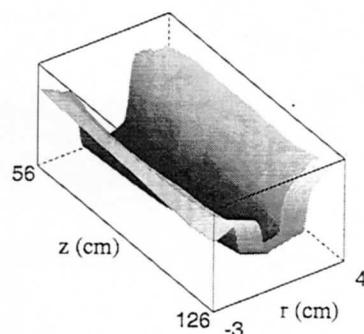
$B = 2.5 \text{ kG}$



$B = 2.5 \text{ kG}$



$B = 3.5 \text{ kG}$



$B = 3.5 \text{ kG}$

図 2-31 : 浮遊電位分布 (負イオン有り, $P_h = 48 \text{ W}$).

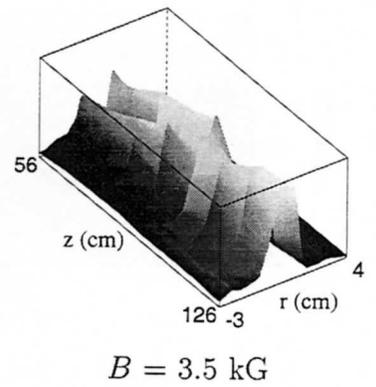
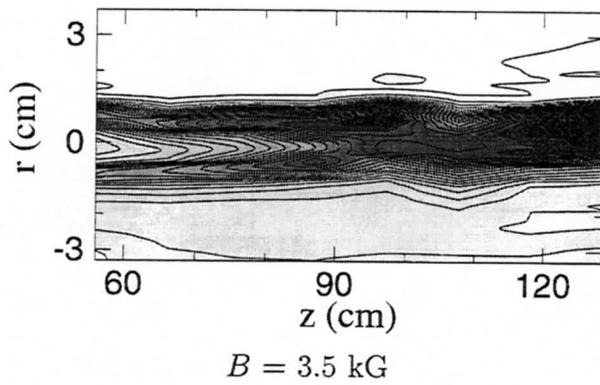
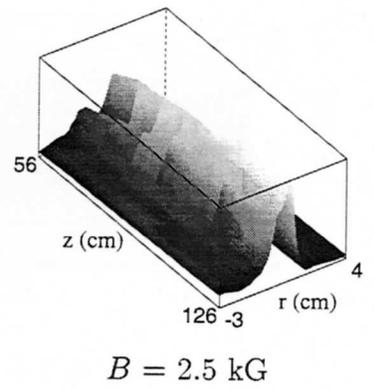
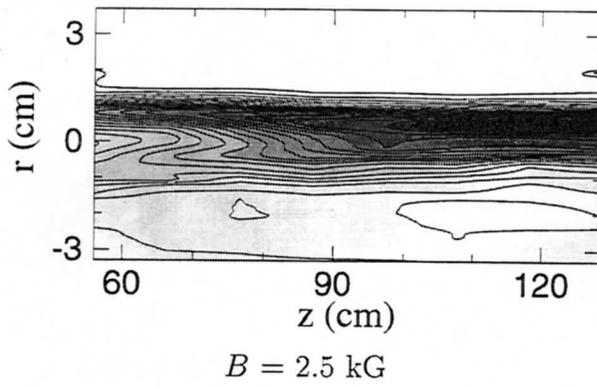
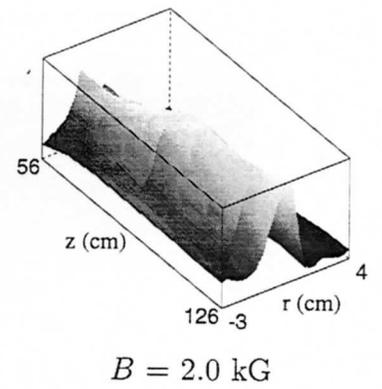
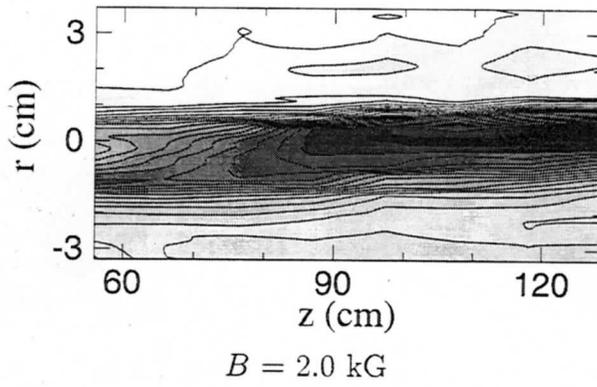
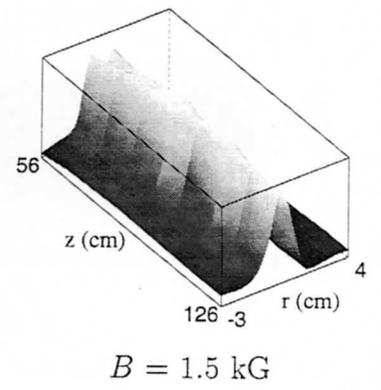
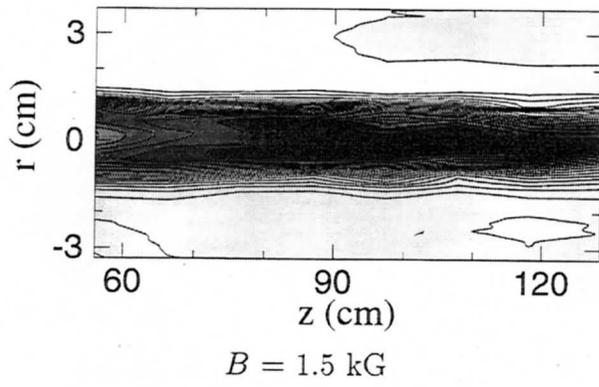
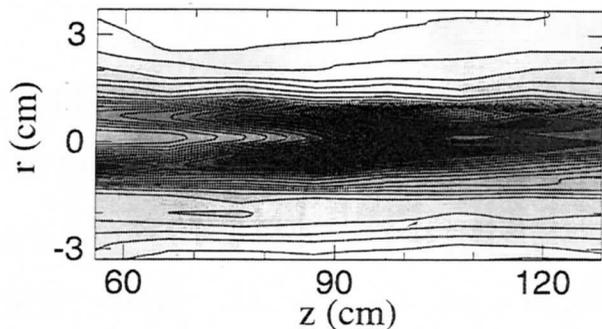
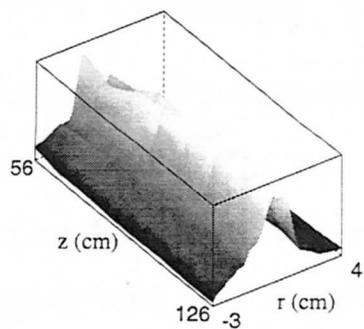


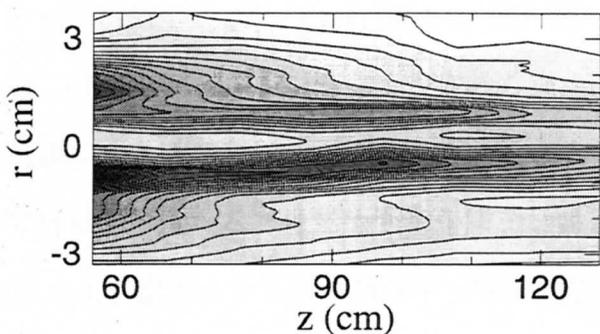
図 2-32 : 正イオン飽和電流揺動振幅分布 (負イオン無し, $P_h = 0 \text{ W}$).



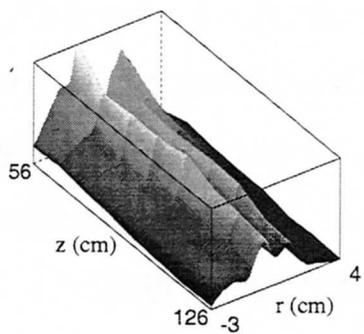
$B = 1.5 \text{ kG}$



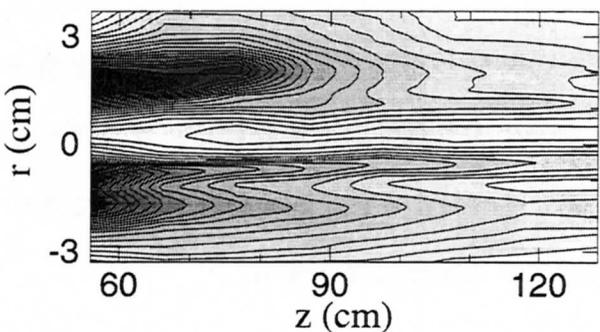
$B = 1.5 \text{ kG}$



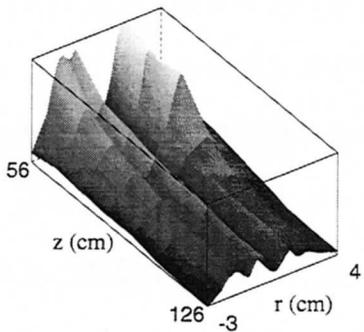
$B = 2.0 \text{ kG}$



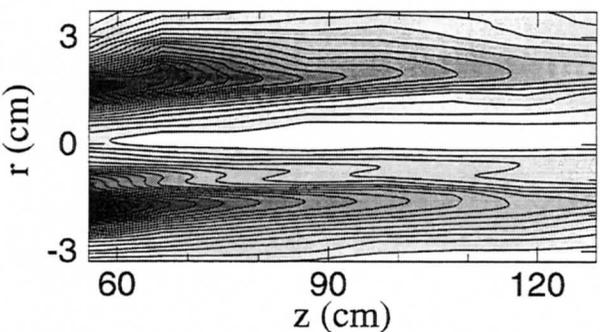
$B = 2.0 \text{ kG}$



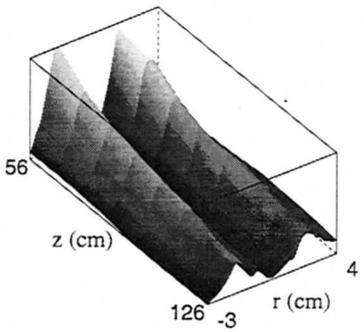
$B = 2.5 \text{ kG}$



$B = 2.5 \text{ kG}$



$B = 3.5 \text{ kG}$



$B = 3.5 \text{ kG}$

図 2-33 : 正イオン飽和電流揺動振幅分布 (負イオン有り, $P_h = 48 \text{ W}$).

2.6.4 半径方向のプラズマ分布

各物理量の半径方向分布の絶対値を比較するために、上流 ($z = 30$ cm) 及び下流 ($z = 73$ cm) において半径方向に掃引できるプローブ (これを R プローブと呼ぶ) を用いて正イオン、電子、負イオン飽和電流と正イオン飽和電流揺動振幅それぞれの半径方向分布 ($0 \leq r \leq 6$ cm) を測定した。それぞれの分布に対して磁場強度 $B = 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5$ kG で測定した結果を図 2-34 ~ 2-43 に示す。

上流で負イオンが生成されていない場合には ($P_h = 0$ W), それぞれの半径方向分布に顕著な磁場強度依存性は見られない。負イオンが生成されている場合には ($P_h = 48$ W), 磁場強度が強くなるほどプラズマ中心部 ($r < 2$ cm) から周辺部 ($r > 2$ cm) への負イオンの拡散が抑制され、プラズマ中心部の負イオン密度が増加して電子密度が減少する。正イオンはプラズマ周辺部に拡散して周辺部の正イオン密度は増加するが、中心部の正イオン密度もまた増加する。これは 2.6.1 節で述べたように、負イオン生成領域において正イオン、電子の一部を反射する機構が存在することによって、中心部から周辺部に拡散する以上に中心部に多くの正イオンが供給されるためと考えている。下流では上流での特徴と同様であるが、揺動振幅と負イオン密度分布の間の相関がより明確になる。負イオンが生成されている場合には、プラズマ中心部の正イオン密度は増加している。これは 2.6.1 節で述べたように、測定位置によってその傾向は異なり、より下流では逆にプラズマ中心部の正イオン密度は減少する。

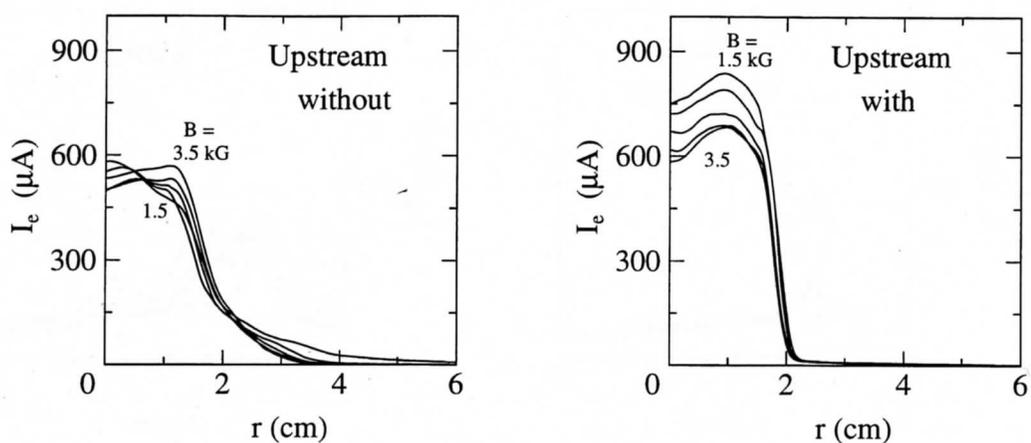


図 2-34 : 電子飽和電流半径方向分布 (上流, 左: 負イオン無し, 右: 負イオン有り).

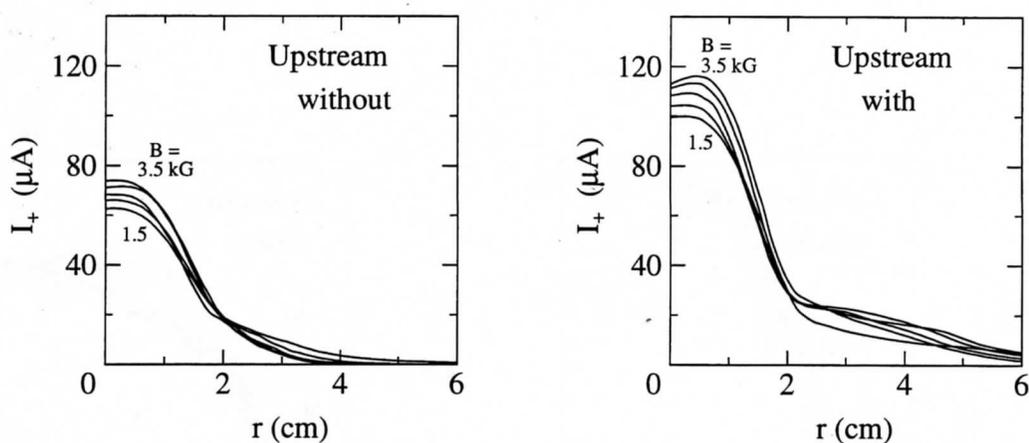


図 2-35 : 正イオン飽和電流半径方向分布 (上流, 左: 負イオン無し, 右: 負イオン有り).

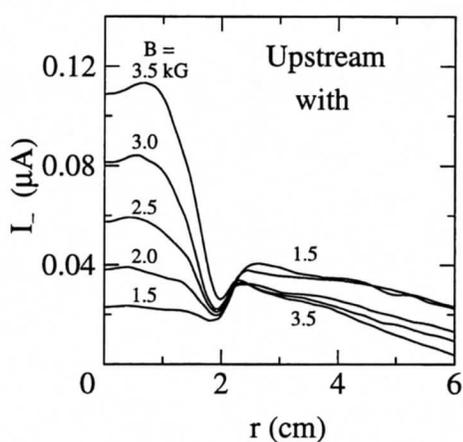


図 2-36 : 負イオン飽和電流半径方向分布 (上流, 負イオン有り).

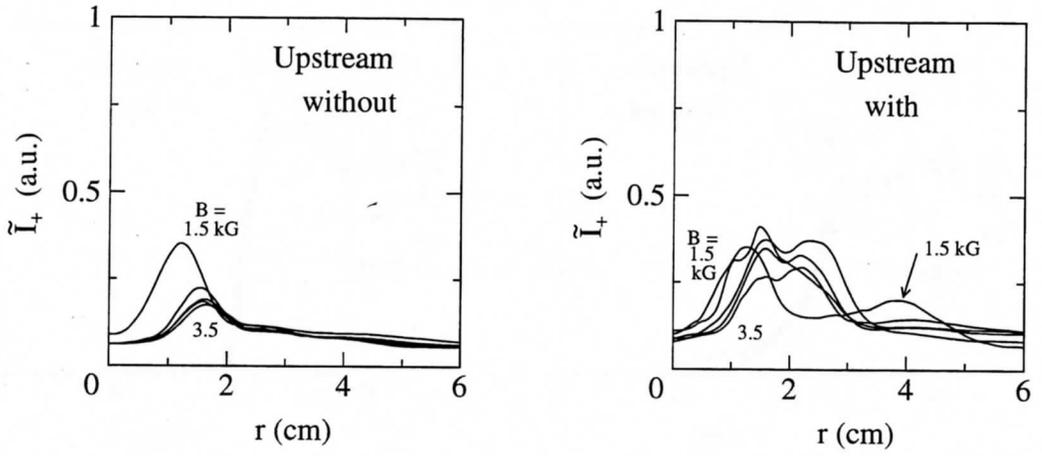


図 2-37 : 正イオン飽和電流揺動振幅半径方向分布 (上流, 左: 負イオン無し, 右: 負イオン有り).

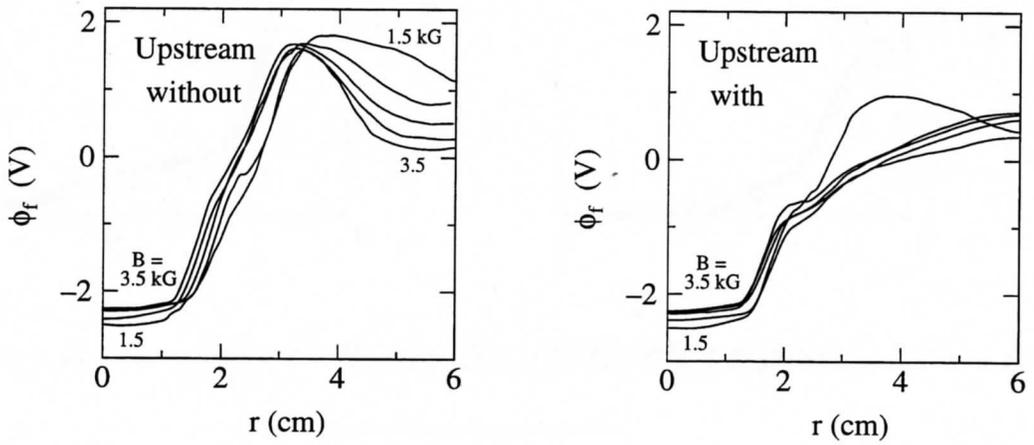


図 2-38 : 浮遊電位半径方向分布 (上流, 左: 負イオン無し, 右: 負イオン有り).

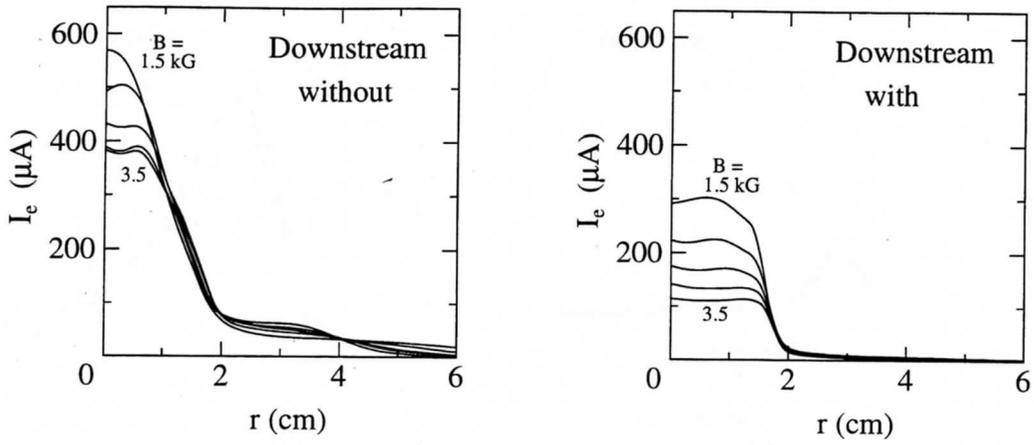


図 2-39 : 電子飽和電流半径方向分布 (下流, 左 : 負イオン無し, 右 : 負イオン有り).

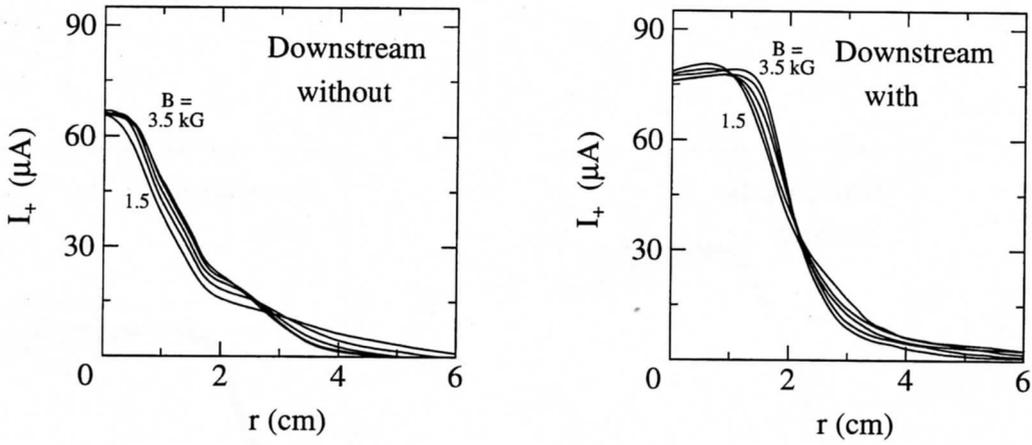


図 2-40 : 正イオン飽和電流半径方向分布 (下流, 左 : 負イオン無し, 右 : 負イオン有り).

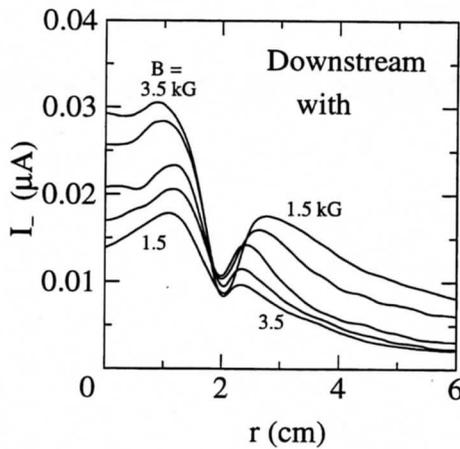


図 2-41 : 負イオン飽和電流半径方向分布 (下流, 負イオン有り).

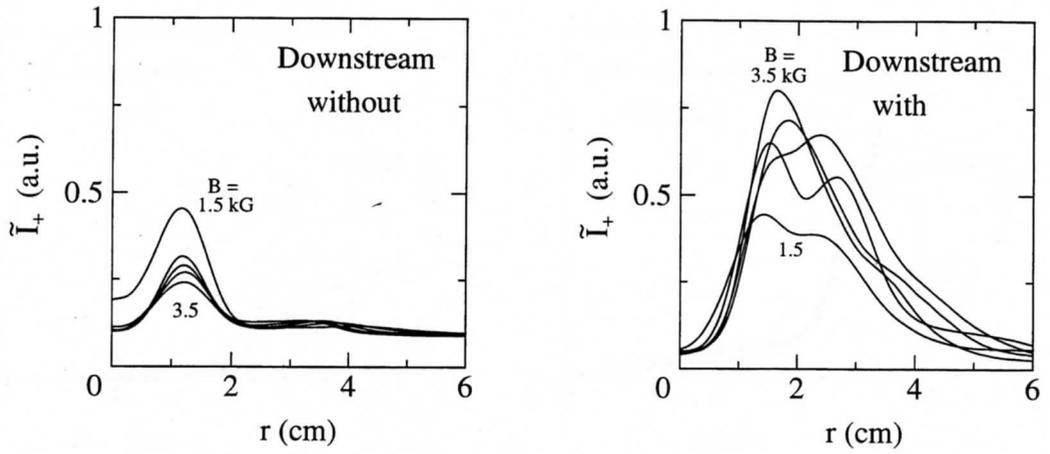


図 2-42 : 正イオン飽和電流揺動振幅半径方向分布 (下流, 左 : 負イオン無し, 右 : 負イオン有り).

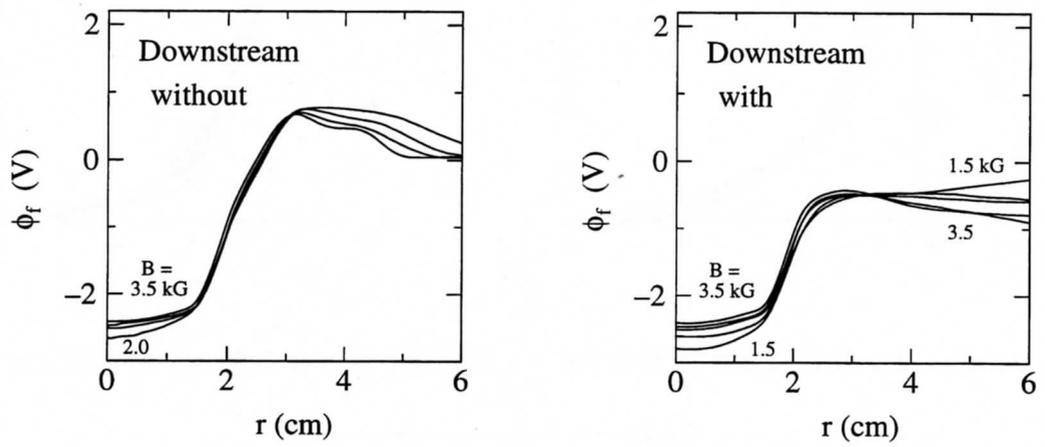


図 2-43 : 浮遊電位半径方向分布 (下流, 左 : 負イオン無し, 右 : 負イオン有り).

2.6.5 拡散速度と拡散係数

核融合炉内の不純物に関連した問題として、不純物イオンが関与したエネルギー輻射による損失がある。不純物（質量の大きな正イオン）によるドリフト波励起とエネルギー、粒子拡散について報告されている [42,43]。ここでは、正イオンではなく電子と同じ電荷を持つ負イオンが拡散に関与していることに注目して、拡散する度合と場所について言及する。

測定した飽和電流半径方向分布から、拡散速度と拡散係数を算出する方法について述べる。プラズマ流の簡略モデルを図 2-44 に示す [39,40]。

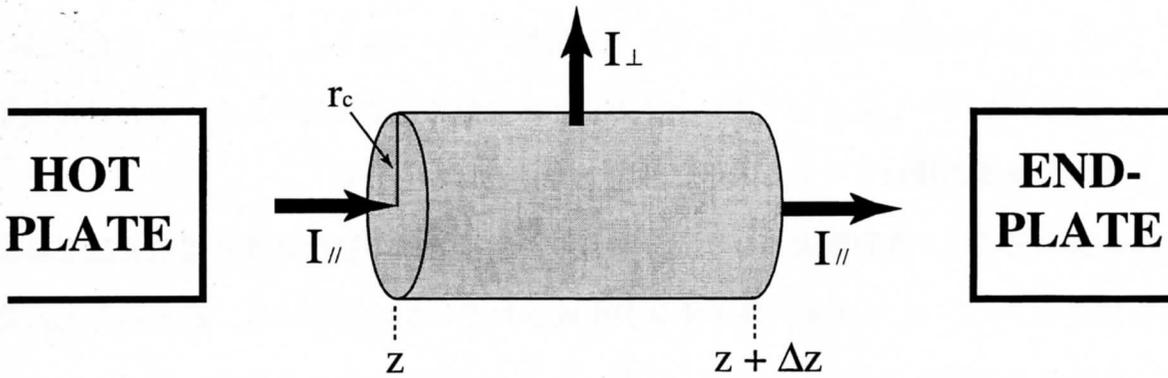


図 2-44：プラズマ流の簡略モデル。

各荷電粒子による電流を I_{\parallel} (沿磁力線方向)、 I_{\perp} (磁力線に垂直方向) とする。プラズマ密度の半径方向分布は Gauss 分布しており、その半値幅が $2r_c$ と仮定すると、

$$I_{\perp} = I_{\parallel}(z) - I_{\parallel}(z + \Delta z) = 2\pi r_c \Delta z e n v_{\perp} \quad (2-8)$$

$$n v_{\perp} = \Gamma_{\perp} = \frac{1}{2\pi e r_c} \frac{I_{\parallel}(z) - I_{\parallel}(z + \Delta z)}{\Delta z} \quad (2-9)$$

半径方向拡散速度は、

$$\Gamma_{\perp}/n = \frac{1}{2\pi e r_c n} \frac{I_{\parallel}(z) - I_{\parallel}(z + \Delta z)}{\Delta z} \quad (2-10)$$

半径方向拡散係数 D_{\perp} は r_c における平均化した密度勾配を用いて表せる。

$$D_{\perp} = \frac{n v_{\perp}}{\left(\frac{\partial n}{\partial r}\right)_{r=r_c}} = \frac{1}{2\pi e r_c} \frac{I_{\parallel}(z) - I_{\parallel}(z + \Delta z)}{\Delta z} \frac{1}{\left(\frac{\partial n}{\partial r}\right)_{r=r_c}} \quad (2-11)$$

通常の電子、正イオンから成る Q マシンプラズマ中では、電子の拡散係数は Bohm 拡散係数に近い値になっている [40,41]. これは、プラズマエミッタ (ホットプレート) の温度不均一による方位角方向密度むらなど、本質的に避け難い実験装置上の問題から拡散係数が大きくなっている。負イオンが生成されている場合には、中性粒子に電子が付着することによりプラズマ中で電子が消滅したように見える。上記プラズマ流の簡略モデルでは粒子の流れは連続的であり、プラズマ中で粒子が消滅することを考慮に入れていないため、電子の拡散係数によってプラズマ拡散について論じるのは不適切である。また、負イオンの半径方向分布は Gauss 分布的ではなく複雑な構造をしているため、簡略モデルを適用できない。以上の理由から、本研究においては正イオンの拡散係数によってプラズマ拡散について論じる。ただし、測定においては正イオン密度に比例する量としてプローブの正イオン飽和電流を用いるが、それは密度と正イオンドリフト速度の積の量であることに注意しなければならない。

2.6.3 節の正イオン飽和電流の 2 次元分布より、半径方向の拡散速度と拡散係数を算出した結果を図 2-45, 2-46 に示す。負イオンが生成されていない場合には、磁力線方向の位置に依らず拡散係数はほぼ一定になっている。負イオンが生成されている場合、負イオン生成領域の下流側出口付近 ($z \simeq 56$) では拡散係数が 5 ~ 10 倍に増加しており、大幅な拡散があることが明確にわかる。下流へいくほど拡散係数の増加は顕著ではなくなり、負イオン生成されていない場合と変わらない値になる。よって、負イオン生成領域の下流側出口付近で主にプラズマ拡散が起こっていると言える。

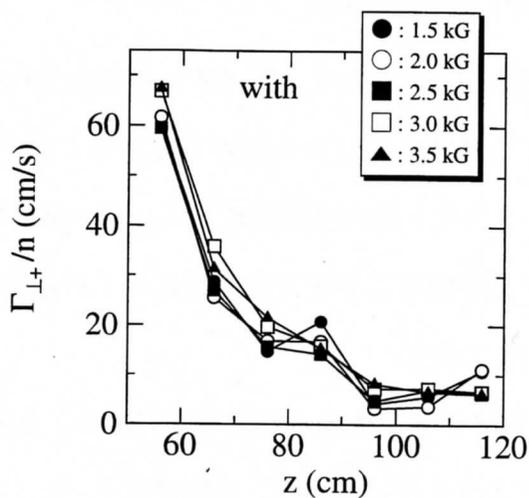
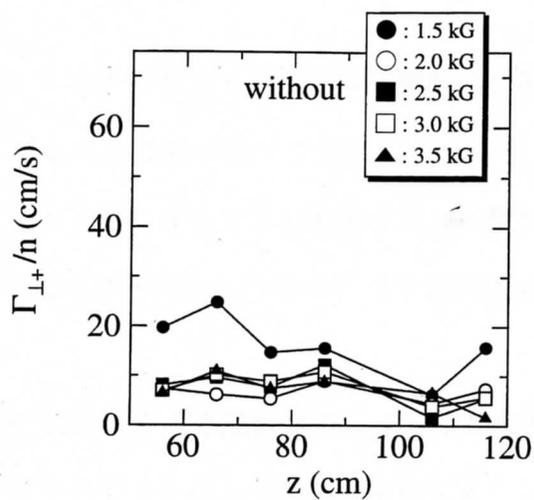


図 2-45 : 正イオン拡散速度の沿磁力線方向分布 (左 : 負イオン無し, 右 : 負イオン有り).

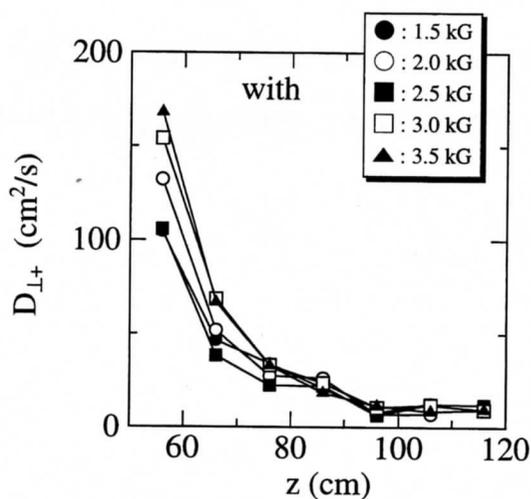
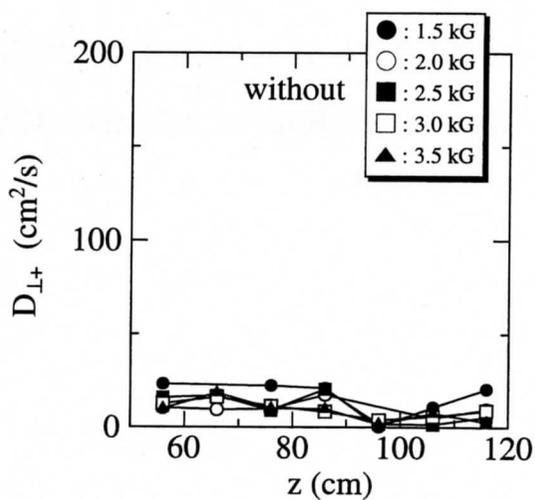


図 2-46 : 正イオン拡散係数の沿磁力線方向分布 (左 : 負イオン無し, 右 : 負イオン有り).

2.6.6 揺動振幅のプラズマ分布依存

2.6.3 節において、負イオンが生成されている場合には電子-正イオン及び正イオン-負イオンの2種類のドリフト波が存在すると述べた。またこれらのドリフト波の性質を2.4 節で述べた。ドリフト波の揺動振幅とプラズマ密度勾配との間の相関を明確に示すために正イオン、負イオン飽和電流の半径方向勾配と正イオン飽和電流揺動振幅それぞれの半径方向分布を図2-47～2-52 に示す。

負イオンが生成されていない場合、上流と下流共に正イオン密度勾配が大きい位置で揺動振幅が大きくなっており、これが電子-正イオンドリフト波である。電子-正イオンドリフト波の実周波数、成長率は密度勾配に依存しており、密度勾配が大きいほど大きい。負イオンが生成されている場合、電子-正イオンドリフト波以外に正イオン-負イオンドリフト波が励起される [16,17]。負イオン密度勾配が正に大きい位置付近で正イオン-負イオンドリフト波の振幅が大きくなっている。磁場強度によって負イオン分布が変化して、負イオン密度勾配が正に大きい位置も変化する。それに伴い正イオン-負イオンドリフト波の振幅の大きな位置も変化する。

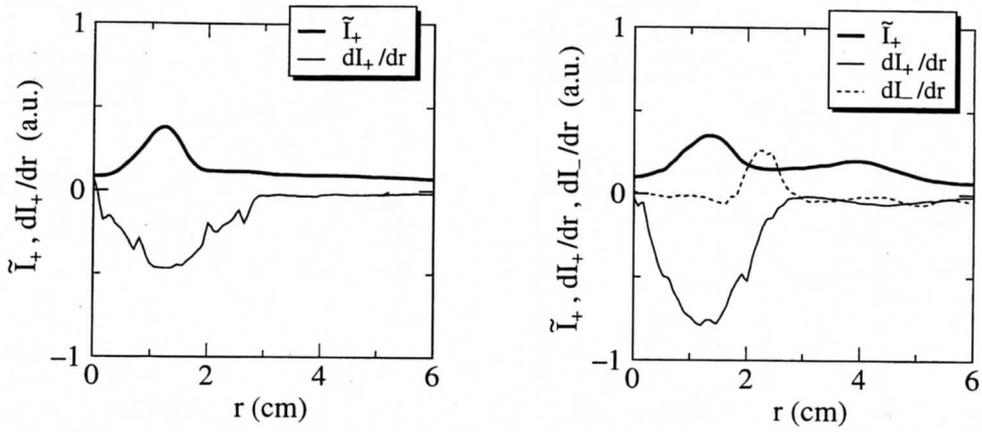


図 2-47 : 揺動振幅と飽和電流勾配の半径方向分布 (上流, $B = 1.5$ kG, 左 : 負イオン無し, 右 : 負イオン有り).

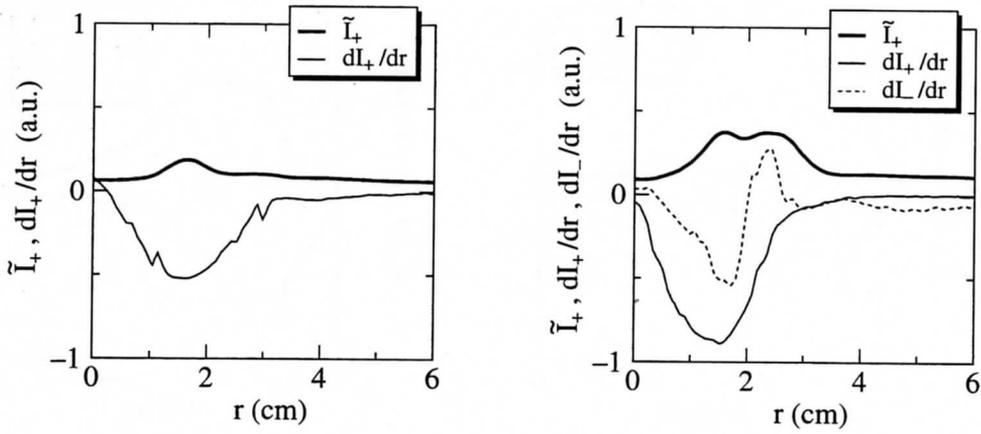


図 2-48 : 揺動振幅と飽和電流勾配の半径方向分布 (上流, $B = 2.5$ kG, 左 : 負イオン無し, 右 : 負イオン有り).

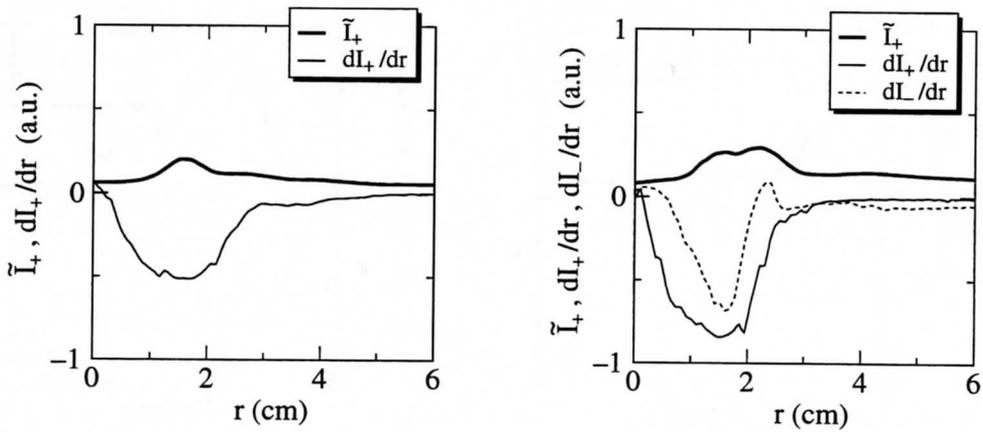


図 2-49 : 揺動振幅と飽和電流勾配の半径方向分布 (上流, $B = 3.5$ kG, 左 : 負イオン無し, 右 : 負イオン有り).

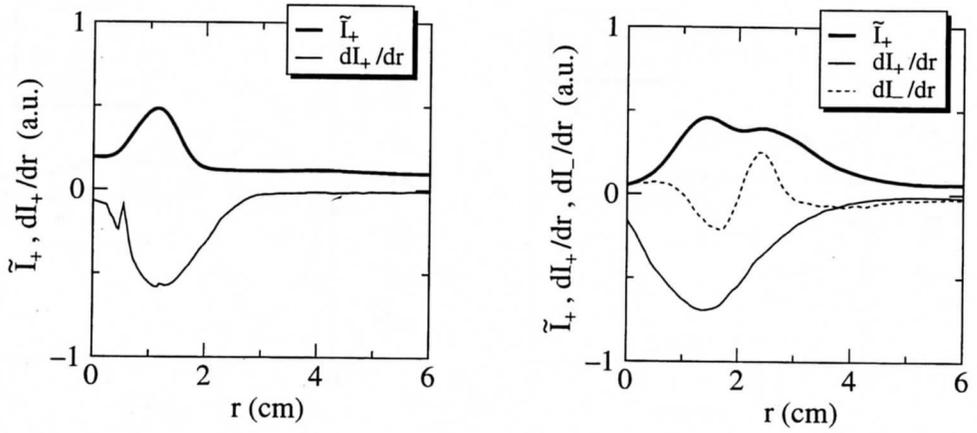


図 2-50 : 揺動振幅と飽和電流勾配の半径方向分布 (下流, $B = 1.5$ kG, 左 : 負イオン無し, 右 : 負イオン有り).

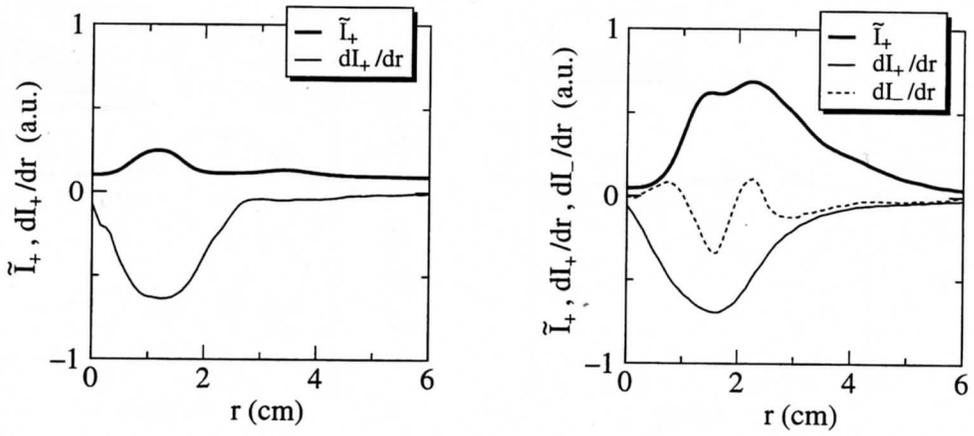


図 2-51 : 揺動振幅と飽和電流勾配の半径方向分布 (下流, $B = 2.5$ kG, 左 : 負イオン無し, 右 : 負イオン有り).

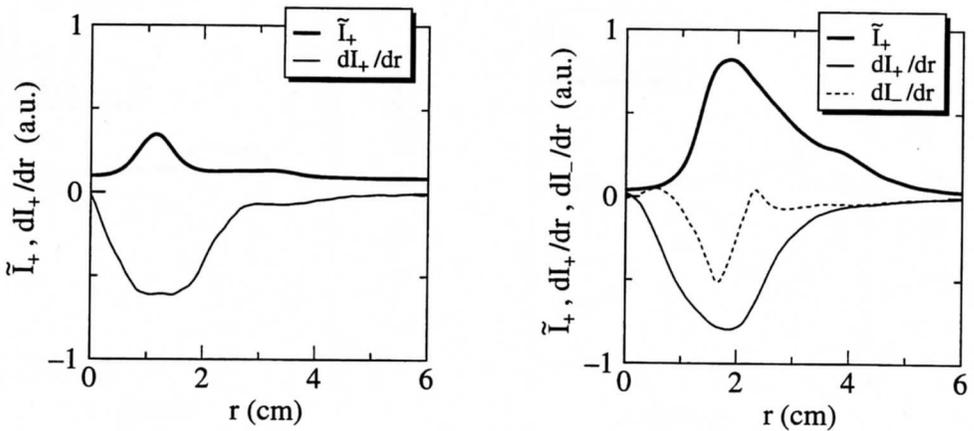


図 2-52 : 揺動振幅と飽和電流勾配の半径方向分布 (下流, $B = 3.5$ kG, 左 : 負イオン無し, 右 : 負イオン有り).

2.6.7 密度変動

これまで示してきた各物理量の半径方向分布は、プラズマ応答時間スケールに比べて十分長く時間平均した分布である。半径方向分布の動的変化を測定したいが、現在測定技術の問題から半径方向分布の時間発展を測定できない。しかし、空間的に固定したプローブから得られる信号の時間的变化から、大方の磁力線に垂直方向分布の時間展開を予測できる。下流 ($z = 93$ cm) の $r = 0, 2.5$ cm において弱磁場 ($B = 1.5$ kG) と強磁場 ($B = 2.5$ kG) の場合の負イオン、正イオン、電子飽和電流の時間的变化を図 2-53 ~ 2-58 に示す。時間が 0 というのは任意のある時刻のことであり、各飽和電流を同時に測定したという意味ではない。

弱磁場 ($B = 1.5$ kG) の時の負イオン、正イオン、電子の時間平均飽和電流半径方向分布を図 2-53 に示す。 $r = 0, 2.5$ cm における各飽和電流の時間的变化を図 2-55 に示す。図 2-54 は比較のため、負イオンが生成されていない場合の $r = 2.5$ cm における各飽和電流の時間的变化を示す。負イオンが生成されている場合には電子-正イオンドリフト波の振幅がより大きくなり、 $r = 2.5$ cm における電子密度変動は $\Delta n_e/n_e \simeq 1.0$ でとても大きい。弱磁場なので負イオンはより周辺部に拡散しており、それに伴い正イオン-負イオンドリフト波の振幅の大きな位置も周辺部にあるため、 $r = 2.5$ cm では正イオン-負イオンドリフト波の影響があまり見られない。

強磁場 ($B = 2.5$ kG) の時に負イオン、正イオン、電子の時間平均飽和電流半径方向分布を図 2-56 に示す。 $r = 0, 2.5$ cm における各飽和電流の時間的变化を図 2-58 に示す。図 2-57 は比較のため、負イオンが生成されていない場合の $r = 2.5$ cm における各飽和電流の時間的变化を示す。弱磁場の場合に比べて負イオンの拡散が抑制され、正イオン-負イオンドリフト波の影響が顕著に見られる。 $r = 2.5$ cm における負イオン密度変動は $\Delta n_-/n_- \simeq 0.34$ となっている。

以上より、ドリフト波が存在することにより周辺部の密度変動は大きく、磁力線に垂直方向のプラズマ分布は時間的に大きく変動していることが予測される。

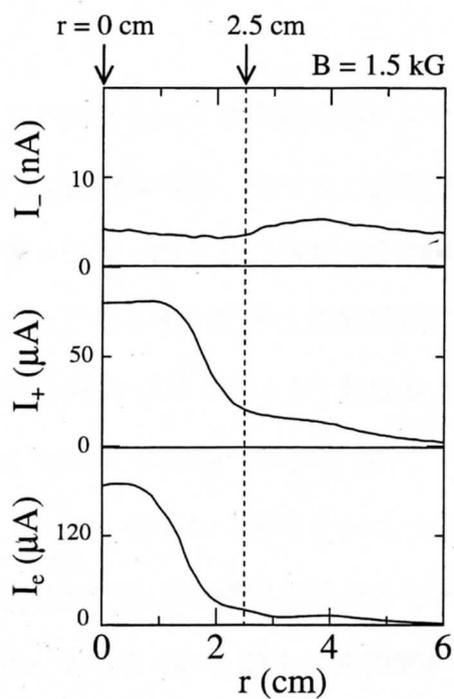


図 2-53 : 負イオン, 正イオン, 電子の時間平均飽和電流半径方向分布 (負イオン有り, $B = 1.5 \text{ kG}$).

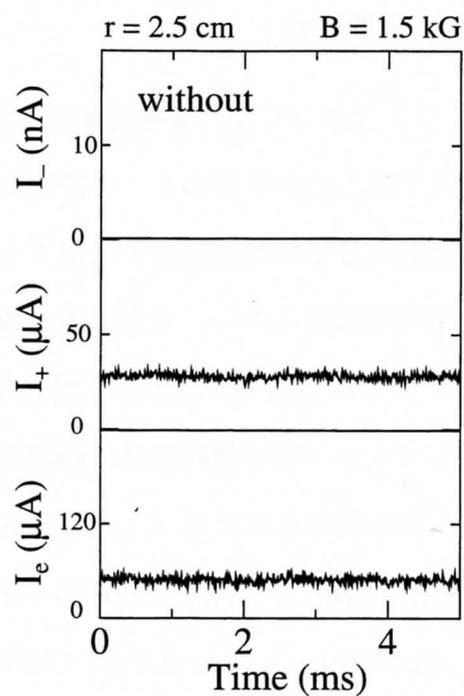


図 2-54 : 負イオン, 正イオン, 電子飽和電流の時間的变化 (負イオン無し, $B = 1.5 \text{ kG}$, $r = 2.5 \text{ cm}$).

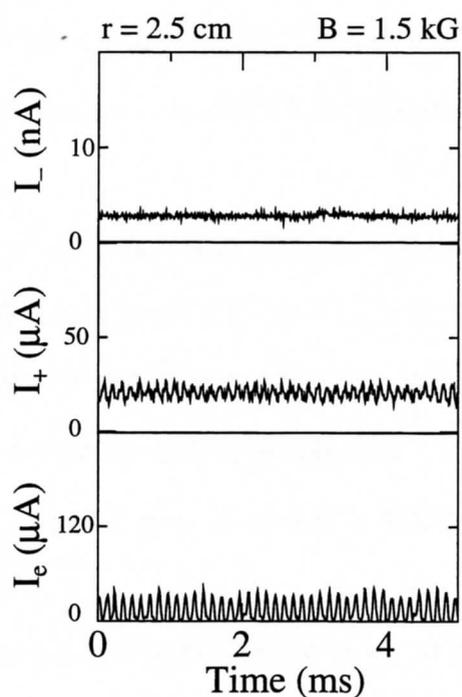
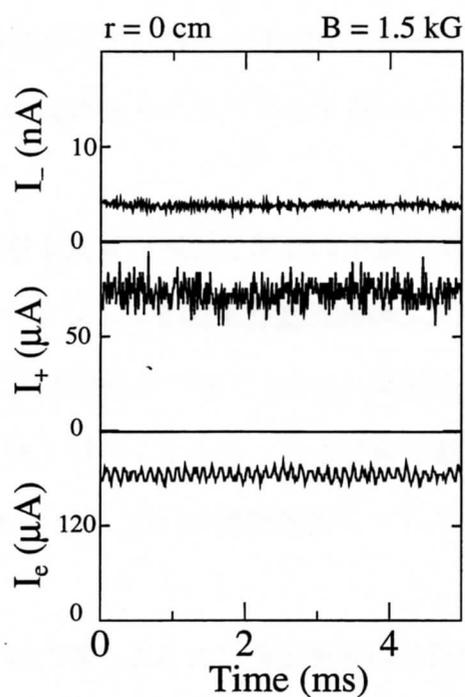


図 2-55 : 負イオン, 正イオン, 電子飽和電流の時間的变化 (負イオン有り, $B = 1.5 \text{ kG}$, 左 : $r = 0 \text{ cm}$, 右 : $r = 2.5 \text{ cm}$).

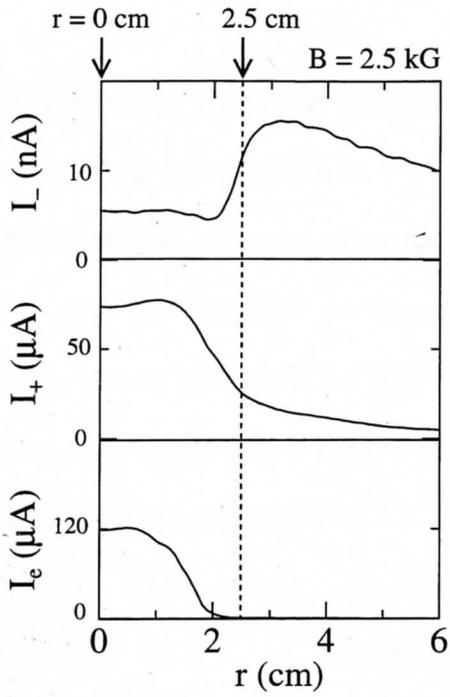


図 2-56 : 負イオン, 正イオン, 電子の時間平均飽和電流半径方向分布 (負イオン有り, $B = 2.5 \text{ kG}$).

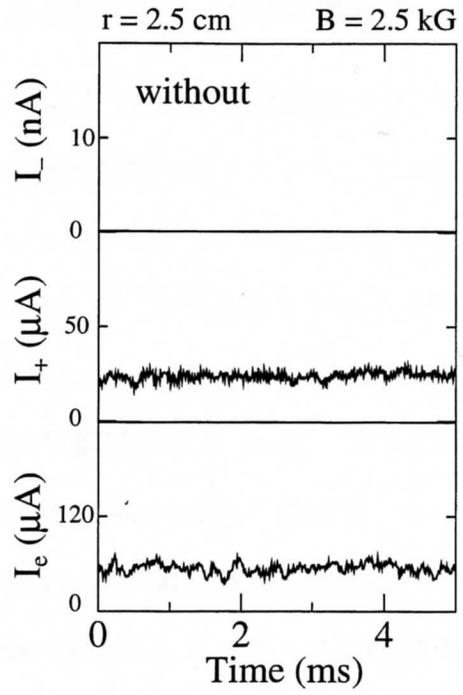


図 2-57 : 負イオン, 正イオン, 電子飽和電流の時間的变化 (負イオン無し, $B = 2.5 \text{ kG}$, $r = 2.5 \text{ cm}$).

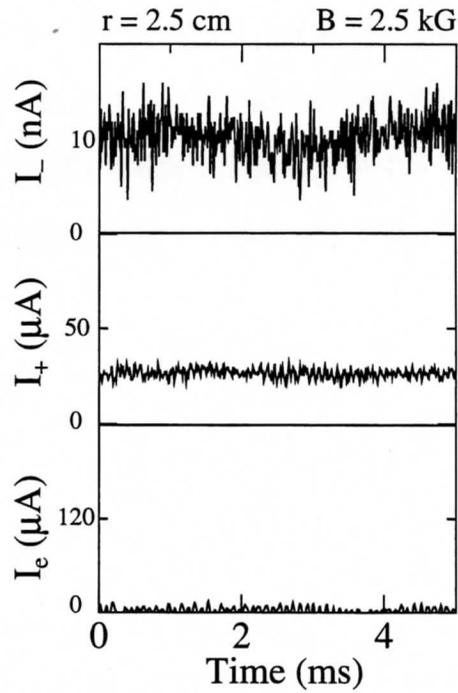
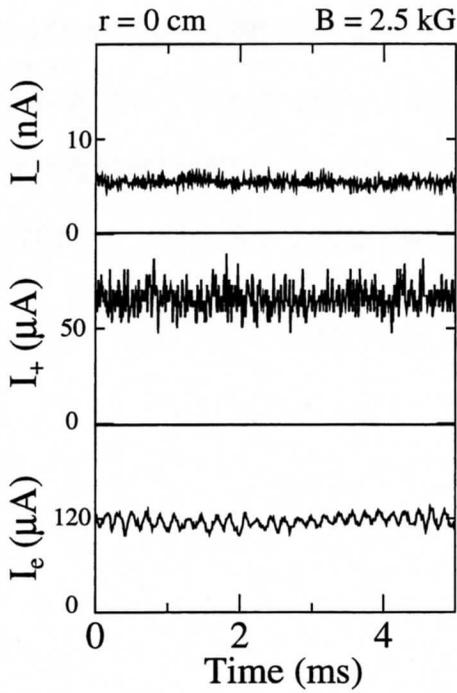


図 2-58 : 負イオン, 正イオン, 電子飽和電流の時間的变化 (負イオン有り, $B = 2.5 \text{ kG}$, 左 : $r = 0 \text{ cm}$, 右 : $r = 2.5 \text{ cm}$).

2.6.8 周波数スペクトルの空間分布

負イオン生成領域内部と下流において沿磁力線-半径方向の2次元的に掃引できるZプローブを用いて、正イオン飽和電流を信号とした周波数スペクトルの空間分布を測定した。測定範囲は $r = 0$ cm, $z = 44 \sim 96$ cm と $r = 2$ cm, $z = 66 \sim 96$ cm である。再昇華用円筒にはリミタが取り付けられているため、負イオン生成領域内部は $r = 0$ cm 以外測定できない。それぞれの分布に対して磁場強度 $B = 1.5, 2.0, 2.5, 3.5$ kG で測定した結果を図 2-59 ~ 2-64 に示す。図 2-59, 2-62 は等高線図で表示しており、色が濃い(黒い)ほど振幅が大きいことを表している。周波数スペクトルの空間分布を見やすく示すことが目的であるため各図は規格化しており、各図間の揺動振幅の絶対値比較はできない。図 2-60, 2-61, 2-63, 2-64 は揺動振幅を縦軸にとっており、各図間の揺動振幅の大きさを比較できる。

負イオンが生成されていない場合には、1 kHz 近傍に振幅の小さな電子-正イオンドリフト波が励起されていて、この電子-正イオンドリフト波は測定範囲内よりも更に上流でも観測されている。このことと揺動振幅の半径方向分布が下流に向かうにつれて変化するという 2.6.3 節の測定結果を考慮すると、電子-正イオンドリフト波は上流で既に励起されていると言える。また、周波数は磁場が強くなると低くなる傾向がある。一方、負イオンが生成されている場合には、負イオン生成領域の下流側出口付近 ($z = 57 \sim 60$ cm) で揺動が励起されている。これが正イオン-負イオンドリフト波で、周波数は磁場強度が強くなると低くなる傾向がある。

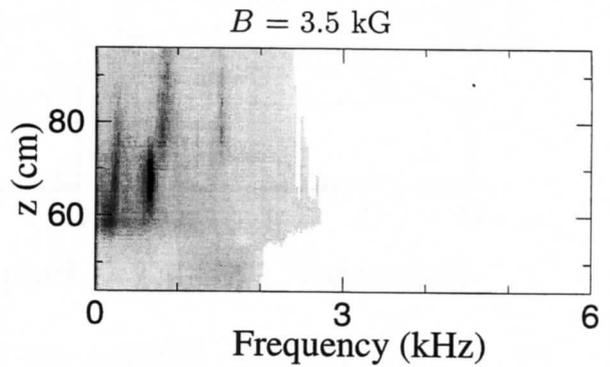
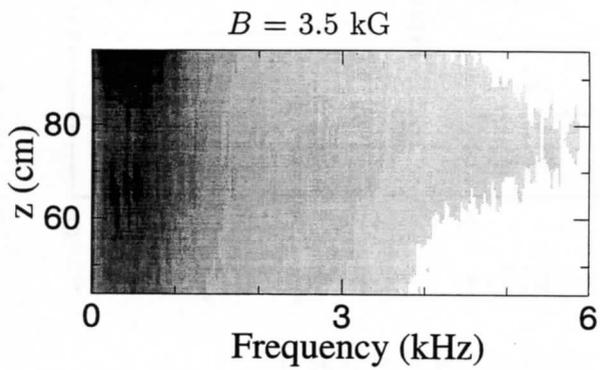
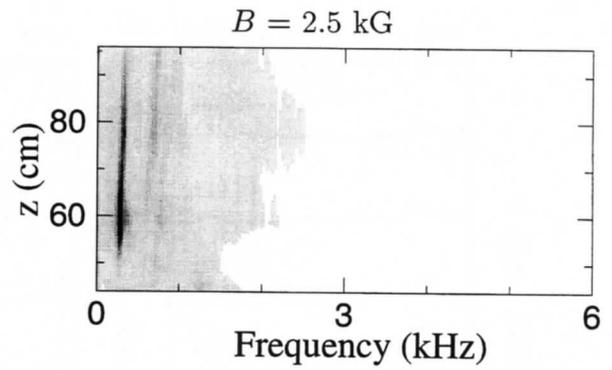
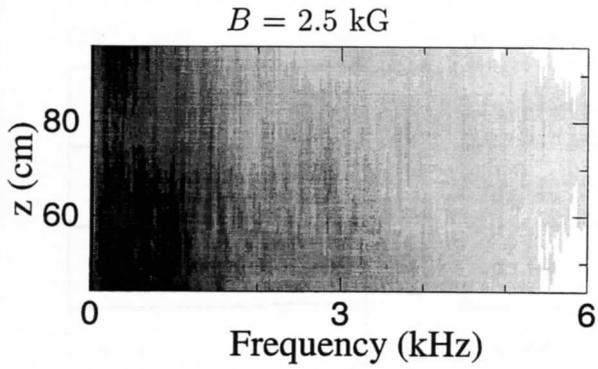
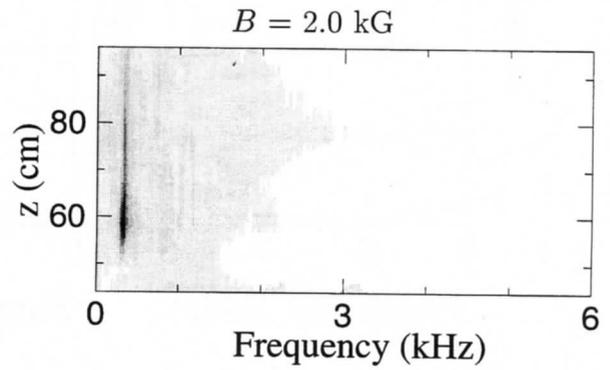
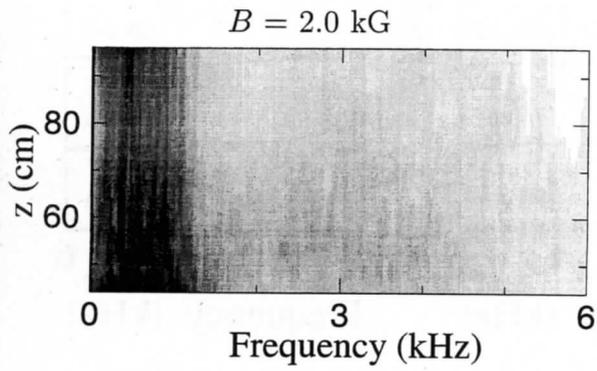
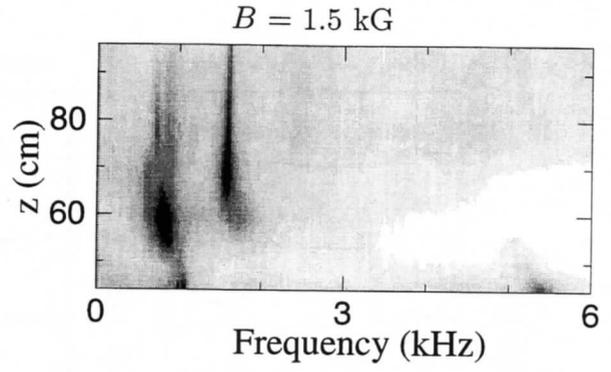
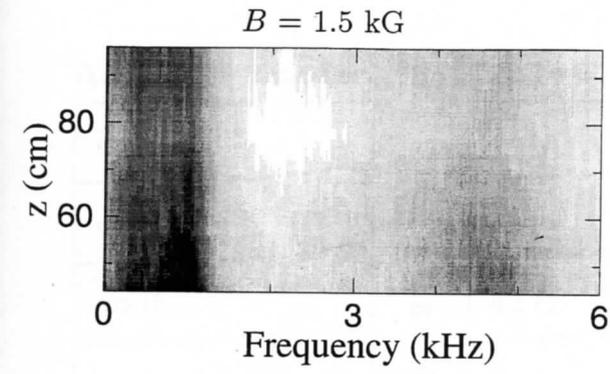


図 2-59 : 周波数スペクトル空間分布 ($r = 0 \text{ cm}$, 左 : 負イオン無し, 右 : 負イオン有り).

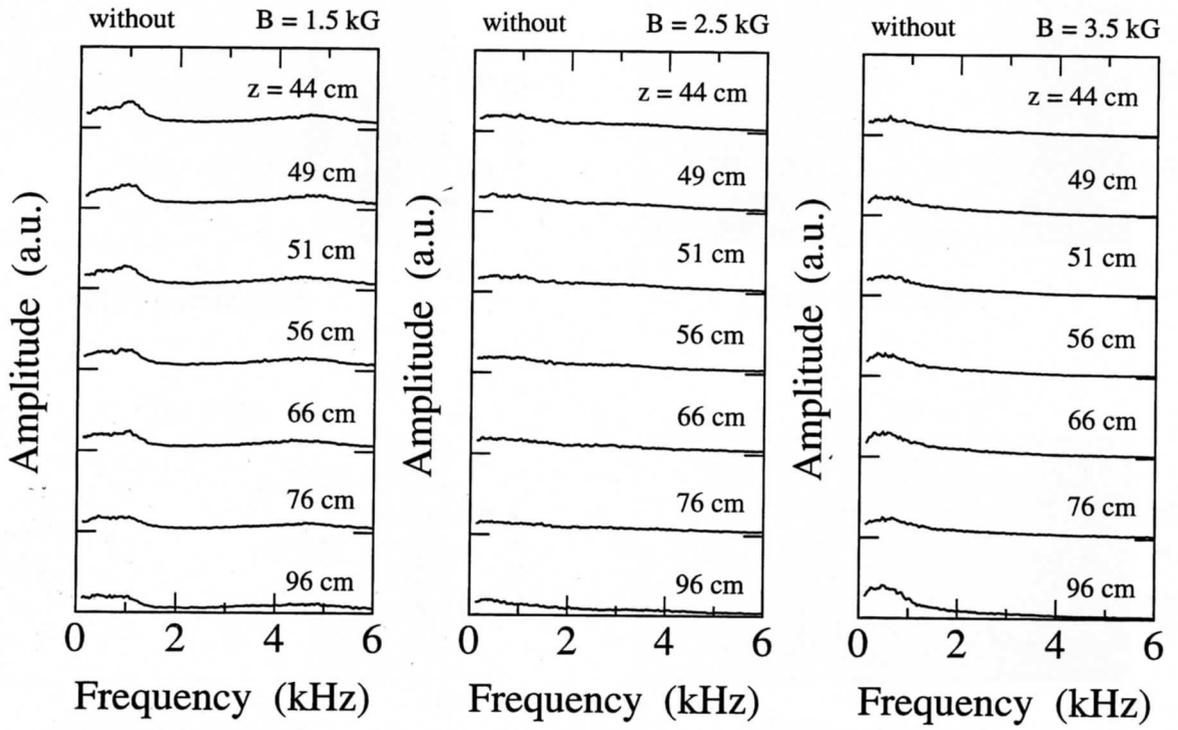


図 2-60 : 周波数スペクトル ($r = 0$ cm, 負イオン無し).

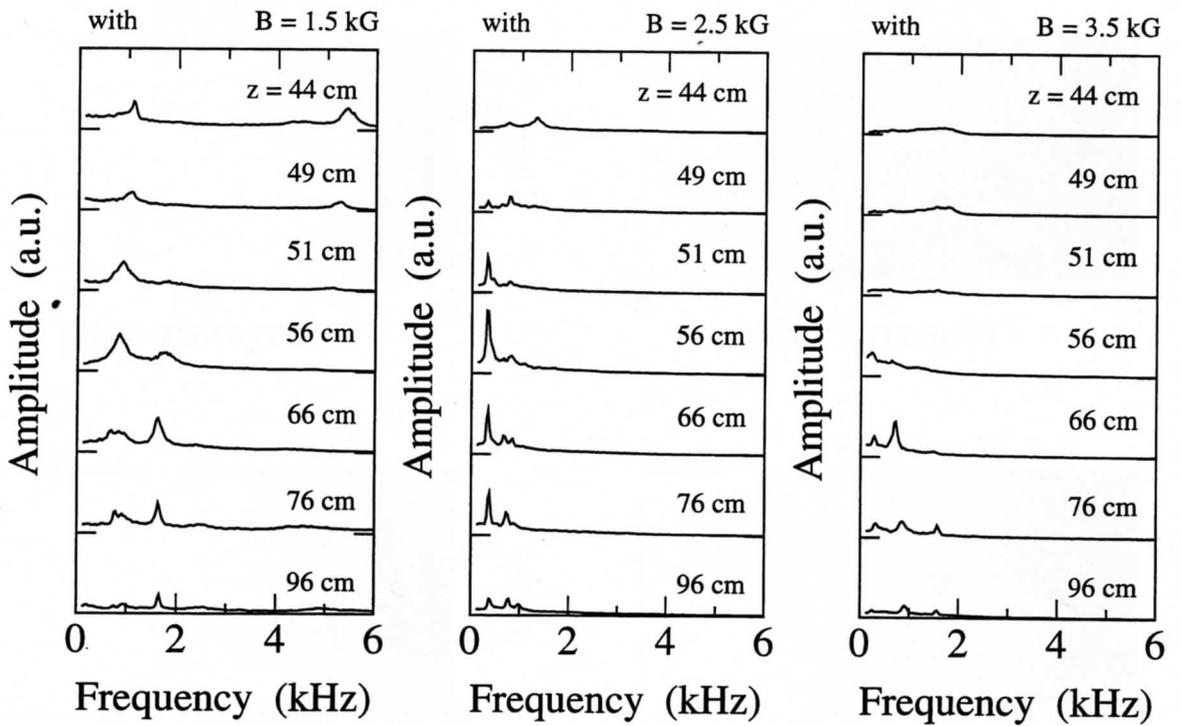


図 2-61 : 周波数スペクトル ($r = 0$ cm, 負イオン有り).

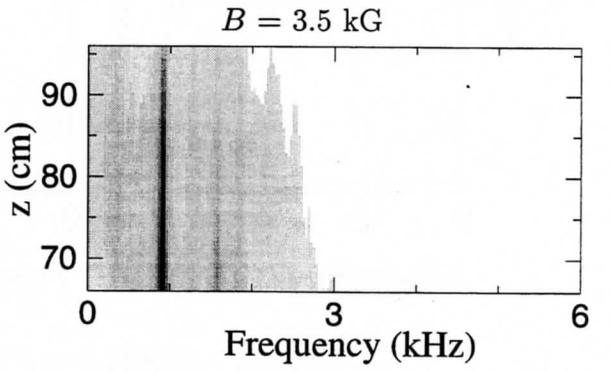
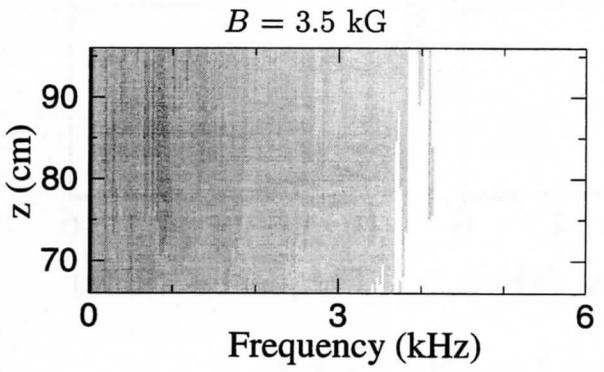
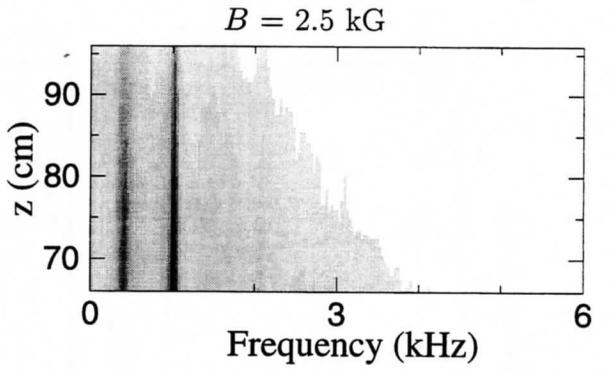
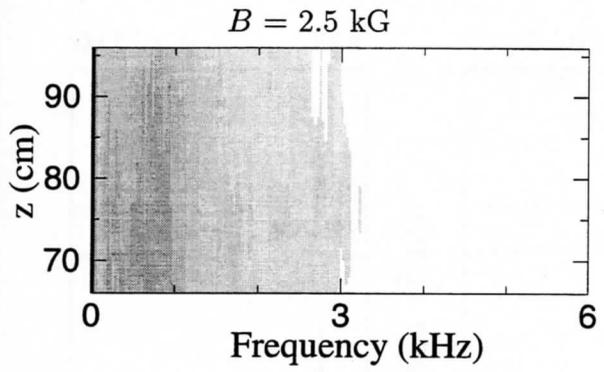
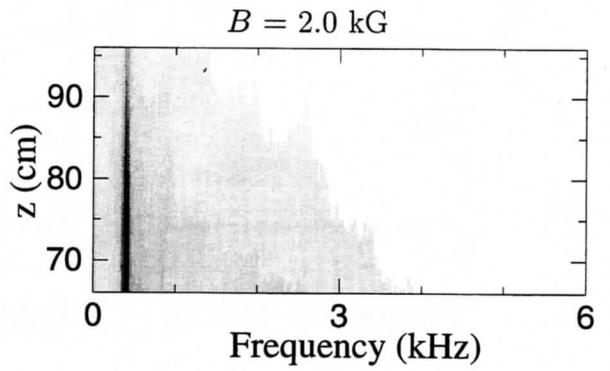
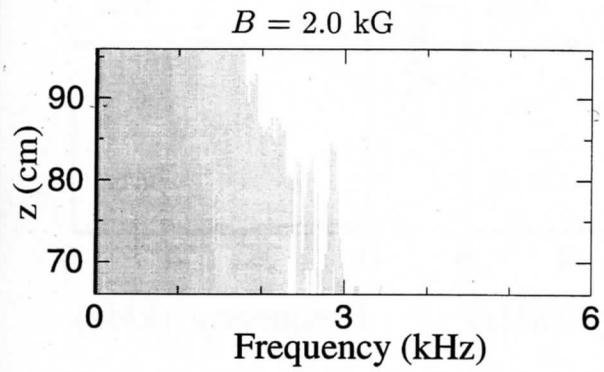
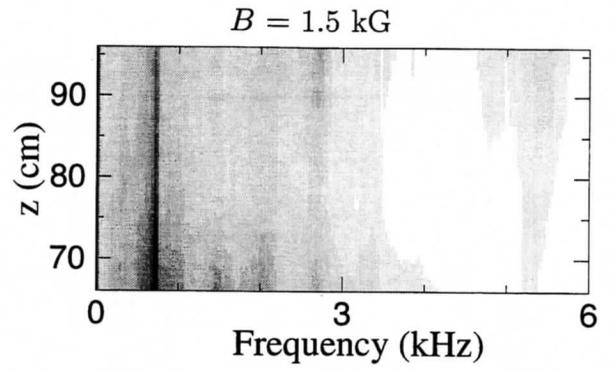
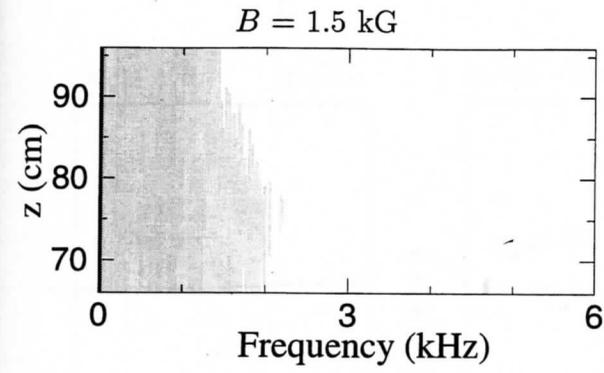


図 2-62 : 周波数スペクトル空間分布 ($r = 2 \text{ cm}$, 左 : 負イオン無し, 右 : 負イオン有り).

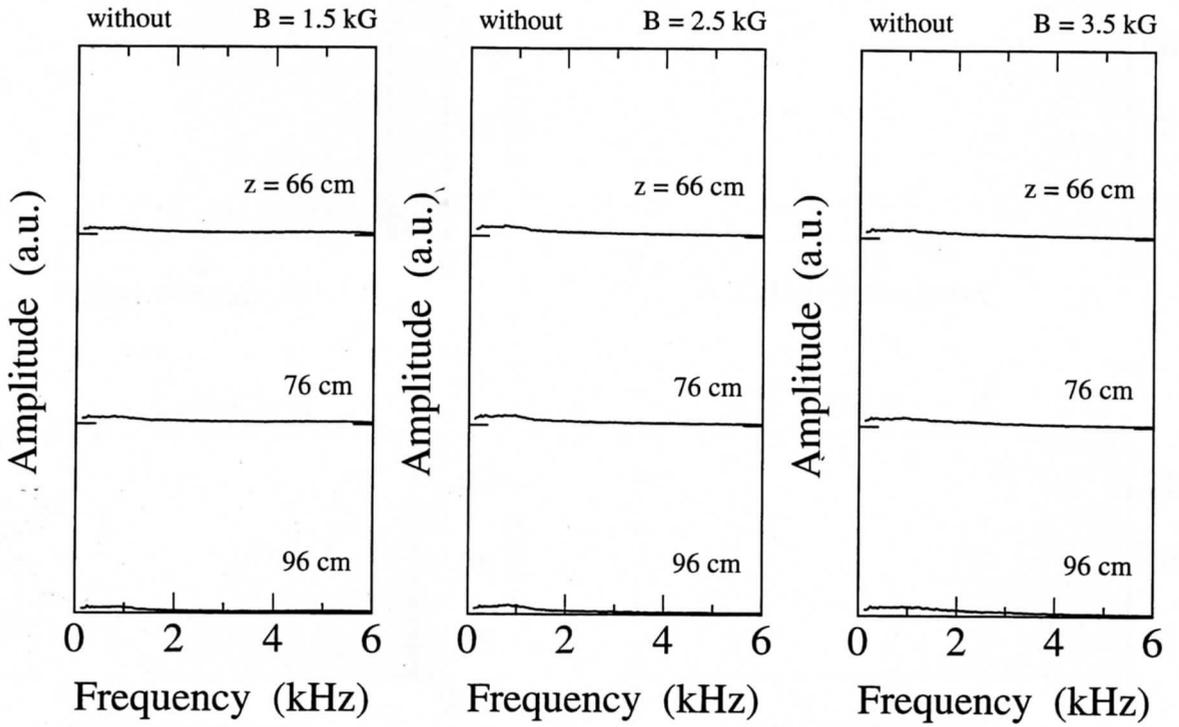


図 2-63 : 周波数スペクトル ($r = 2 \text{ cm}$, 負イオン無し).

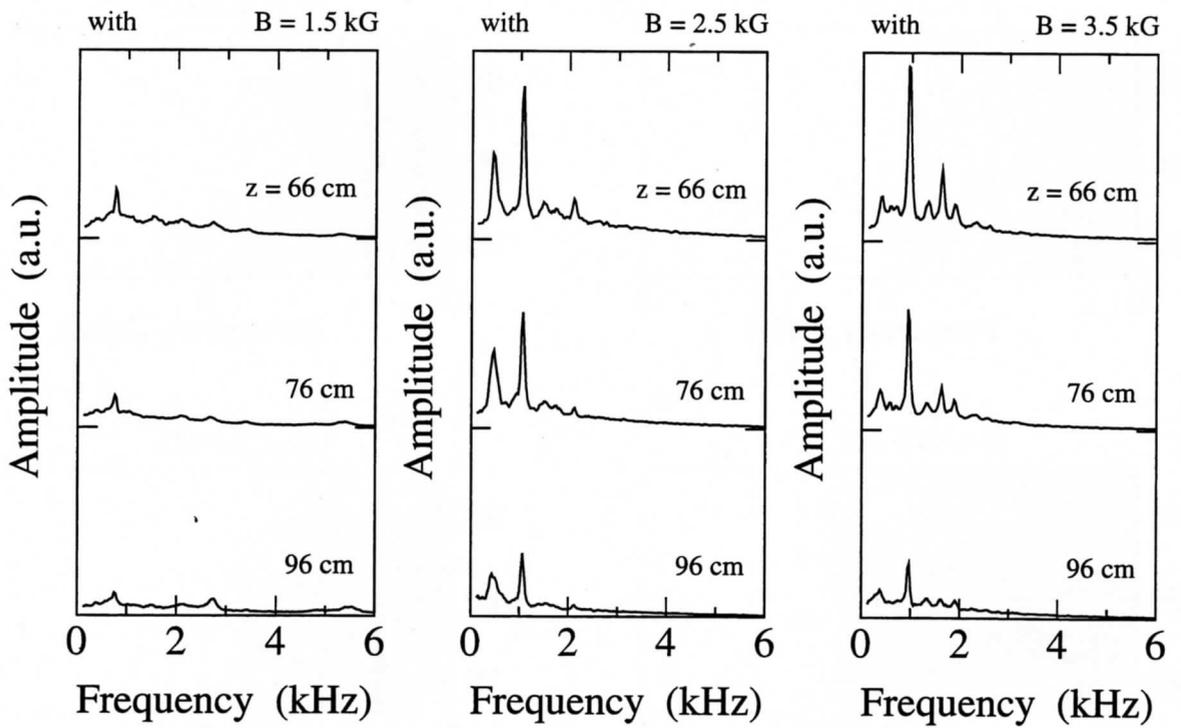


図 2-64 : 周波数スペクトル ($r = 2 \text{ cm}$, 負イオン有り).

2.6.9 励起揺動解析

励起された正イオン-負イオンドリフト波の沿磁力線方向の波長を調べるために、磁場 $B = 1.75 \text{ kG}$ のときの沿磁力線方向揺動振幅分布を図 2-65 に示す。負イオン生成領域出口とエンドプレートとを節とした半波長の定在波 (便宜上これをノード数が $n = 1/2$ と定義する) となっている [16].

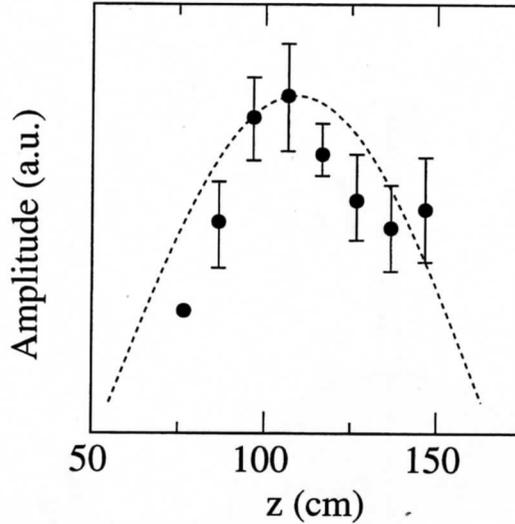


図 2-65 : 沿磁力線方向の振幅分布 ($B = 1.75 \text{ kG}$).

励起されたドリフト波の方位角方向 (θ 方向) のモード数 m を調べるために、方位角方向に 90 deg 位置をずらして設置した 2 本のプローブ 1, 2 ($z = 73, 84 \text{ cm}$, $r \simeq 3 \text{ cm}$) により得られる信号間の相互相関関数 (コヒーレンス, 位相差) の測定を行なった. プローブの測定位置関係を図 2-66 に示す. プローブ 1 の正イオン飽和電流の信号を基準として、方位角方向に 90 deg 位相をずらしたプローブ 2 の正イオン飽和電流の信号とのコヒーレンスと位相差を測定している. 位相差が 90 deg のとき $|m| = 1$ で、 180 deg のとき $|m| = 2$ となる. ここでは方位角方向の電子反磁性方向を正とする. 弱磁場 ($B = 1.5 \text{ kG}$) と強磁場 ($B = 2.5 \text{ kG}$) における正イオン飽和電流揺動のコヒーレンスと位相差を図 2-67, 2-68 に示す.

弱磁場 ($B = 1.5 \text{ kG}$) の時、上流では周波数 1.5 kHz で $m = -2$ (正イオン反磁性方向) の

ドリフト波が伝搬している。下流では周波数 500 Hz, 1.5 kHz で伝搬方向は不明だが (正イオン反磁性方向と予測している。 $-180, 0 \text{ deg}$ は $180, 360 \text{ deg}$ と同じことである。) $|m| = 2, 4$ のドリフト波が伝搬している。強磁場 ($B = 2.5 \text{ kG}$) の時, 上流では周波数 500 Hz で $m = 1$ (電子反磁性方向) のドリフト波が伝搬している。下流では周波数 500 Hz, 900 Hz で $m = -1$ (正イオン反磁性方向) のドリフト波が伝搬している。上流と下流では伝搬方向が反転している。

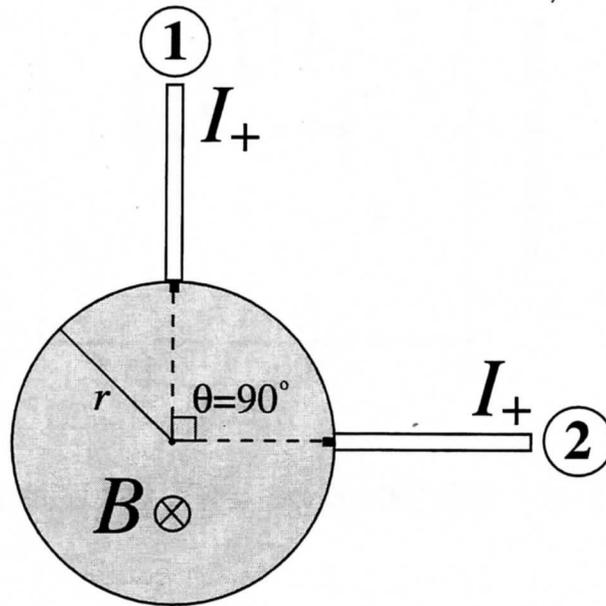


図 2-66 : 方位角方向プローブ位置.

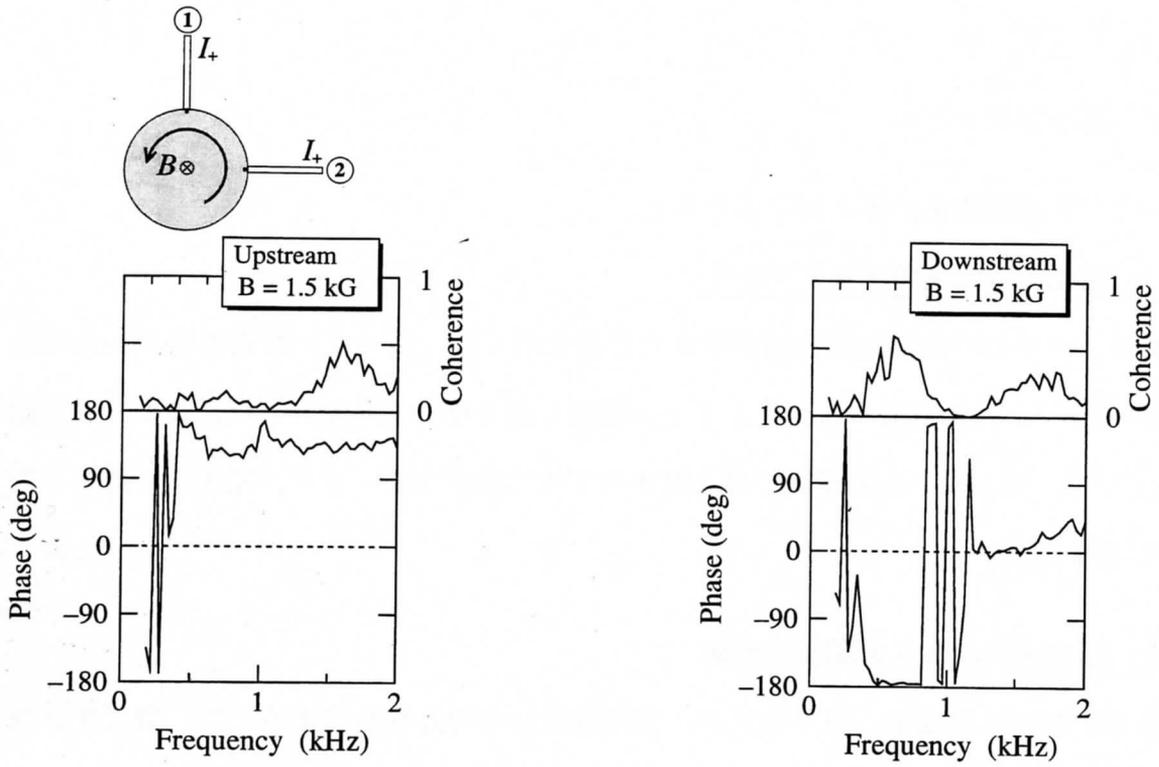


図 2-67 : 方位角方向コヒーレンスと位相差 ($B = 1.5$ kG, 左 : 上流, 右 : 下流).

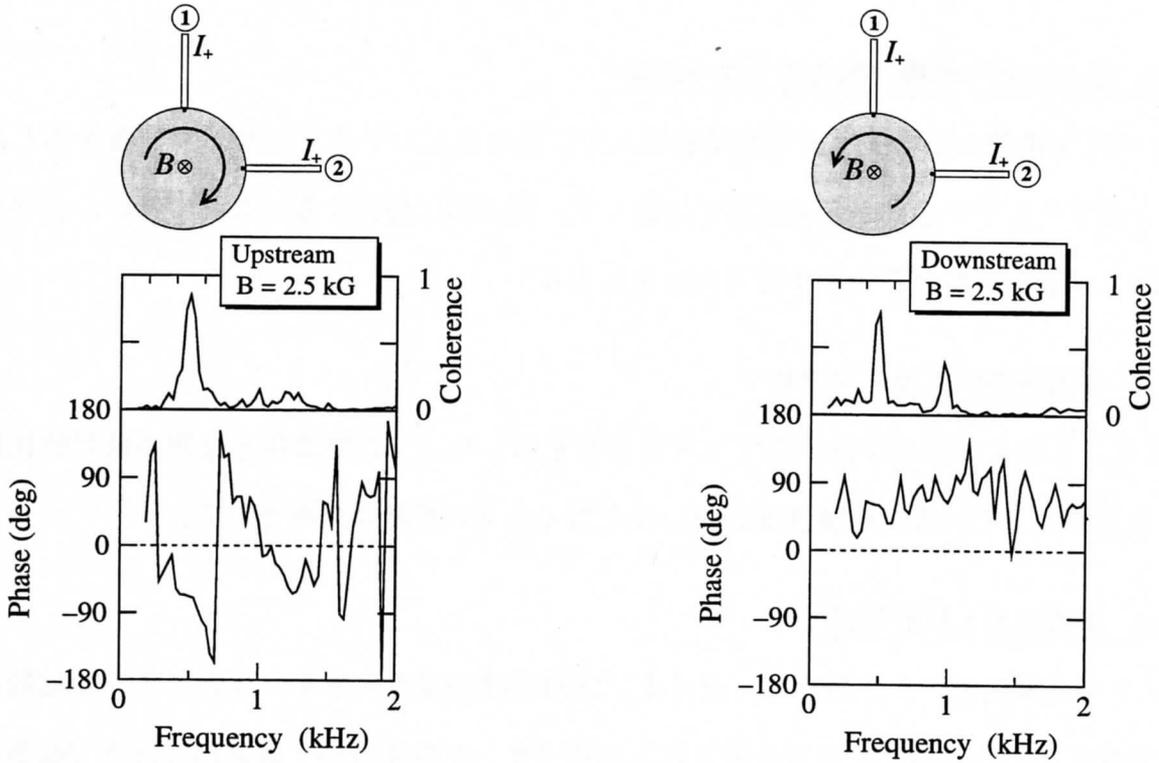


図 2-68 : 方位角方向コヒーレンスと位相差 ($B = 2.5$ kG, 左 : 上流, 右 : 下流).

2.7 まとめ

2.7.1 各小節のまとめ

Q マシン実験結果の各小節をまとめる。

2.6.1 沿磁力線方向のプラズマ分布

プラズマ中心の沿磁力線方向プラズマ分布を示した。負イオン生成領域中心部は負イオン密度が高く、これを遮蔽するため正イオン密度も高くなっている。また、ここでは揺動が励起されている。負イオン生成領域では上流から下流に向かう正イオン、電子の一部を反射する機構が存在する。

2.6.2 孤立波のパルスの間欠的励起

負イオン生成領域中心部でのプローブ浮遊電位の時間的変化を示した。負イオン生成領域中心部において孤立波のパルスが間欠的に励起されている。孤立波のパルスは負イオン音速程度で下流に向かって伝搬している。また、小振幅の正弦波の揺動も励起されている。

2.6.3 沿磁力線-半径方向のプラズマ分布

プラズマ構造の磁場強度依存性に着目して、規格化した2次元プラズマ分布を示した。負イオンはプラズマ中心部から周辺部に拡散して、周辺部に局在する。これに伴い、正イオンも周辺部に拡散してなだらかな半径方向分布になる。

2.6.4 半径方向のプラズマ分布

上流、下流における半径方向プラズマ分布を示した。ここでは各分布間の絶対値比較することを目的としている。磁場強度が強いほど負イオンの拡散は抑制される。

2.6.5 拡散速度と拡散係数

プラズマ簡略モデルを用いて、正イオン飽和電流半径方向分布から正イオンの拡散速度と拡散係数を求めた。負イオンが生成されると負イオン生成領域の下流側出口付近で拡散係数が

急増する。プラズマ拡散はこの限られた領域で主に起こる。

2.6.6 揺動振幅のプラズマ分布依存

正イオン、負イオン密度勾配と電子-正イオンドリフト波、正イオン-負イオンドリフト波振幅の半径方向位置関係を明確に示した。正イオン密度勾配が負に最大の位置で電子-正イオンドリフト波振幅が大きい。負イオン密度勾配が正に最大、もしくは周辺部の負イオン密度の高い位置で正イオン-負イオンドリフト波振幅が大きい。

2.6.7 密度変動

各飽和電流の時間的変化から、プラズマ密度変動の大きさを示した。周辺部に存在している負イオン、電子の密度変動は大きい。時間平均しない磁力線に垂直方向のプラズマ分布は時間的に大きく変化している可能性がある。

2.6.8 周波数スペクトルの空間分布

周波数スペクトルの沿磁力線方向空間分布を示した。電子-正イオンドリフト波は上流で励起されている。正イオン-負イオンドリフト波は負イオン生成領域の下流側出口付近で励起されている。正イオン-負イオンドリフト波は磁場強度が強くなると低周波化する傾向がある。

2.6.9 励起揺動解析

2本のプローブを用いてコヒーレンス、位相差を測定することにより、正イオン-負イオンドリフト波の沿磁力線方向ノード数と方位角方向モード数及び伝搬方向を求めた。正イオン-負イオンドリフト波は沿磁力線方向ノード数 $n = 1/2$ で、負イオン生成領域の下流側出口とエンドプレートを節とした半波長の定在波となっている。方位角方向モード数は $|m| = 1, 2$ で、磁場強度が強いとモード数は減少する。下流では正イオン反磁性方向に伝搬しているが、上流では磁場強度が強いと伝搬方向が反転する。

2.7.2 Q マシン実験結果のまとめ

プラズマの局所空間において質量の大きな負イオンが生成された場合には、プラズマ構造が変化して自発的に揺動が励起される。沿磁力線方向の現象に着目すると、負イオンが生成されている場合負イオン生成領域では沿磁力線方向に上流から下流に向かう電子、正イオンの一部を反射する機構が存在し、負の電位構造を持つ孤立波のパルスが間欠的に励起されていることがわかった。孤立波のパルスの伝搬速度は負イオン音速程度であることが分かった。

磁力線に垂直方向の現象に着目すると、負イオン生成領域の下流側出口付近において負イオンはプラズマ中心部から周辺部に顕著に拡散して、周辺部に局在するという現象が見られた。またここでは、負イオンが関与する特徴的な正イオン-負イオンドリフト波が励起される。このドリフト波振幅は負イオン密度分布と密接な相関がある。ドリフト波が励起される所では、負イオンが生成されていない場合に比べて半径方向への正イオン拡散係数が5~10倍に急増する。ドリフト波励起とプラズマ拡散には密接な関係があることが明確になった。ドリフト波の性質を調べたところ、沿磁力線方向には負イオン生成領域の下流側出口とプラズマ終端電極を節とした半波長の定在波で(ノード数 $n = 1/2$)、方位角方向にはモード数 $|m| = 1, 2$ で正イオン反磁性方向に伝搬している進行波であることが分かった。ドリフト波が存在することにより、磁力線に垂直方向のプラズマ分布は時間的に大きく変化している可能性がある。これらをまとめて以下に箇条書きにする

- (a) 局所的に負イオンが生成されている。
- (b) 負イオン生成量が多いほど明確な孤立波のパルスが間欠的に励起される。
- (c) 生成された負イオンは負イオン生成領域の下流側出口付近で急速に拡散し(拡散係数の急増)、周辺部に局在化する。
- (d) 正イオン-負イオンドリフト波は負イオン生成領域の下流側出口付近で励起される。
- (e) ドリフト波励起とプラズマ拡散には密接な関係がある。

弱磁場 ($n = 1/2$)

上流 : $m = -2$ (正イオン反磁性方向)

下流 : $|m| = 2$ (方向 ?)

強磁場 ($n = 1/2$)

上流 : $m = 1$ (電子反磁性方向)

下流 : $m = -1$ (正イオン反磁性方向)

第3章 1次元粒子シミュレーション

3.1 Qマシンプラズマシミュレーション

実験はQマシンを用いて行なっている。従来、無衝突領域のQマシンプラズマは粒子による運動論的現象の解明に大きな貢献をしてきた [23,24]。この意味で、Qマシンプラズマのシミュレーション手法として粒子シミュレーションが適している。Qマシンプラズマは低温、低密度、強磁場であるため誘導磁場による効果を見捨て、本研究ではマイクロ波などの電磁波を扱わず静電的プラズマ現象を対象としている。また、プラズマ入射に伴うシース形成など空間の微視的構造もプラズマ挙動に大きな影響を及ぼすと考えられるため、時間積分の手法として空間的にデバイ長スケールの領域をカバーしている陽解法が適している。以上の理由から本研究ではシミュレーション手法として陽解法静電PICコード [44] を用いた。

3.1.1 プラズマエミッタ

Qマシンプラズマは、2.1節で述べた物理的機構でホットプレート表面から荷電粒子が定常的に供給されることにより維持されている。ホットプレート表面の電離粒子供給機構は、プラズマ外に等方的 Maxwell 速度分布した電子と正イオンの粒子溜めがあり、その境界に穴が空いてそこから粒子が出てくると等価である。この穴をプラズマエミッタと呼ぶことにする。一般的に粒子溜めにおける電子と正イオンの密度は異なる。シミュレーションのプラズマエミッタモデルを図 3-1 に示す [44,45]。

粒子溜めでの粒子の温度、密度、質量比が決まると定常状態のプラズマ領域での粒子密度、空間電位などは解析的に求まる。以下では実験と同じくエミッタの電位は0、プラズマ終端電極であるコレクタの電位は浮遊電位とする。

エミッタから出てくる粒子流束 Γ は ($f(v_{\parallel}, v_{\perp})$ は等方的 Maxwell 速度分布関数とする) 、

$$\Gamma = \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v_{\parallel} f(v_{\parallel}, v_{\perp}) dv_{\parallel} dv_{\perp}$$

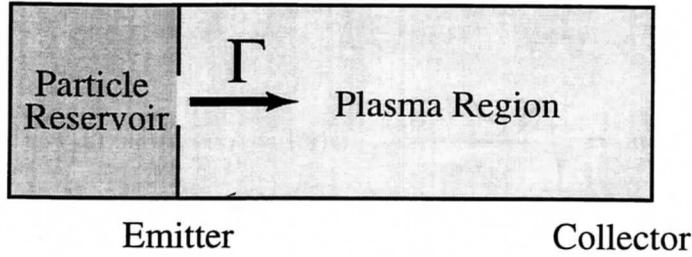


図 3-1 : プラズマエミッタモデル.

$$= \frac{nv_{\parallel}}{\sqrt{2\pi}} \quad (3-1)$$

である. 簡単のため磁力線方向についてのみ 1 次元的に考える. エミッタから放出される電子, 正イオンの流束は $\Gamma_{es} = n_{es}v_{thes}/\sqrt{2\pi}$, $\Gamma_{+s} = n_{+s}v_{th+s}/\sqrt{2\pi}$ である (粒子溜めでの電子, 正イオンの温度, 密度, 熱速度をそれぞれ T_{es} , T_{+s} , n_{es} , n_{+s} , v_{thes} , v_{th+s} とする). 本研究における Q マシンオペレーションでは, ホットプレートからの電子放出量が正イオン放出量よりも大きい電子リッチ状態 ($\Gamma_{es} > \Gamma_{+s}$) が定常的に維持される [46,47]. 電子リッチ状態の空間電位分布を図 3-2 に示す [48,49].

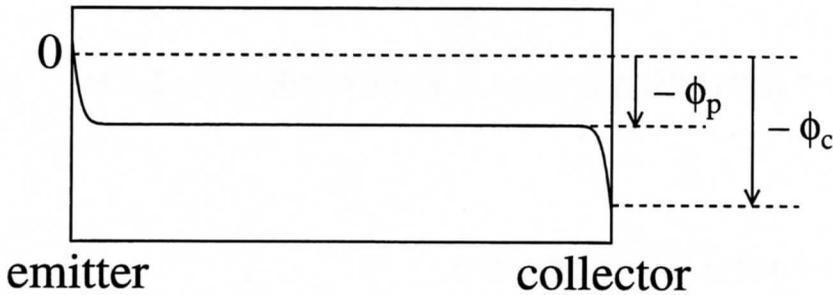


図 3-2 : 電子リッチ状態の空間電位分布.

($-\phi_p$: 空間電位)
 ($-\phi_c$: コレクタ電位)

プラズマ中の電子密度 n_e は,

$$n_e = \frac{n_{es}}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{v_{thes}} \exp\left(-\frac{e\phi_p}{T_e}\right) \left\{ \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{v^2}{2v_{thes}^2}\right) dv + \int_0^{v_1} \exp\left(-\frac{v^2}{2v_{thes}^2}\right) dv \right\}$$

$$= \frac{n_{es}}{2} \left\{ 1 + \psi \left(\sqrt{\frac{2e(\phi_c - \phi_p)}{T_{es}}} \right) \right\} \exp \left(-\frac{e\phi_p}{T_{es}} \right) \quad (3-2)$$

で表される。ここで、 $v_1 = \sqrt{\frac{2e(\phi_c - \phi_p)}{m_e}}$ 、 $\psi(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^x \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) dt$ は誤差関数である。

正イオン密度 n_+ は、

$$\begin{aligned} n_+ &= \frac{n_{+s}}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{v_{th+s}} \exp\left(\frac{e\phi_p}{T_{+s}}\right) \int_{v_2}^{\infty} \exp\left(-\frac{v^2}{2v_{th+s}^2}\right) dv \\ &= \frac{n_{+s}}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{v_{th+s}} \exp\left(\frac{e\phi_p}{T_{+s}}\right) \left\{ \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{v^2}{2v_{th+s}^2}\right) dv - \int_0^{v_2} \exp\left(-\frac{v^2}{2v_{th+s}^2}\right) dv \right\} \\ &= \frac{n_{+s}}{2} \left\{ 1 - \psi \left(\sqrt{\frac{2e\phi_p}{T_{+s}}} \right) \right\} \exp\left(\frac{e\phi_p}{T_{+s}}\right) \end{aligned} \quad (3-3)$$

で表される ($v_2 = \sqrt{2e\phi_p/m_+}$)。コレクタに流れ込む電子、正イオンの流束 Γ_e 、 Γ_+ は、

$$\Gamma_e = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} n_{es} v_{thes} \exp\left(-\frac{e\phi_c}{T_{es}}\right) \quad (3-4)$$

$$\Gamma_+ = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} n_{+s} v_{th+s} \quad (3-5)$$

となる。コレクタは浮遊電位なので流入する流束が均衡しているため、

$$\Gamma_e = \Gamma_+ \quad (3-6)$$

であり、プラズマ中では準中性状態なので、

$$n_e = n_+ \quad (3-7)$$

が成り立つ。これより、

$$\frac{e\phi_c}{T_{es}} = -\ln\left(\frac{n_{+s} v_{th+s}}{n_{es} v_{thes}}\right) = -\ln\left(\frac{n_{+s}}{n_{es}} \sqrt{\frac{T_{+s} m_e}{T_{es} m_+}}\right) \quad (3-8)$$

$$\frac{n_{+s}}{n_{es}} \left\{ 1 - \psi \left(\sqrt{2 \frac{T_{es} e\phi_p}{T_{+s} T_{es}}} \right) \right\} \exp\left(\left(1 + \frac{T_{es}}{T_{+s}}\right) \frac{e\phi_p}{T_{es}}\right) = 1 + \psi \left(\sqrt{2 \left(\frac{e\phi_c}{T_{es}} - \frac{e\phi_p}{T_{es}} \right)} \right) \quad (3-9)$$

が得られ、この方程式を数値的に解くと空間電位 ϕ_p 、コレクタ電位 ϕ_c が求まるので電子、正イオン密度 n_e, n_+ を求めることができる。

3.1.2 負イオンの局所生成

実験ではプラズマの局所空間で電子を C_{60} に付着させることにより、負イオンの局所生成が実現されている。シミュレーションにおける負イオン生成モデルについて述べる。図 3-3 にシミュレーションモデルを示す。

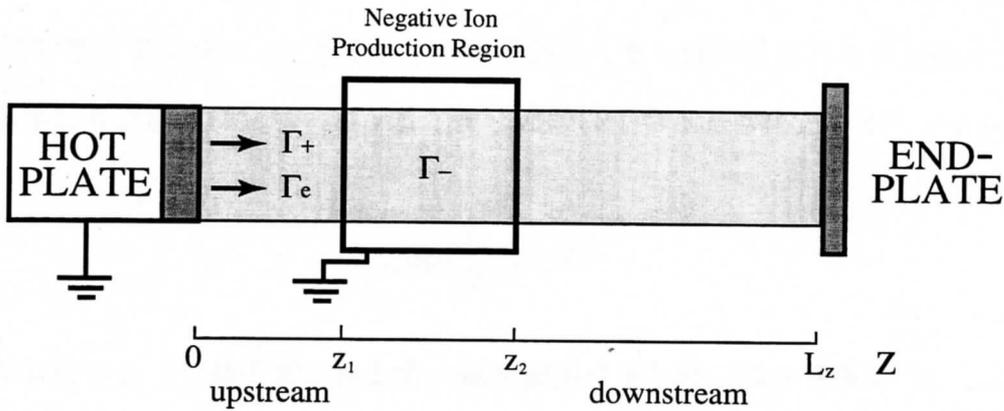


図 3-3：シミュレーションモデル。

C_{60} が空間に浮遊しており、電子が C_{60} に付着 (非弾性衝突) することにより負イオンが生成される。実験においては衝突対象である C_{60} の密度を変化させて、単位時間に生成される負イオン数の制御を行なっている。電子付着に伴う物理量の保存式を以下に示す。

$$m_e v_e + m_{c60} v_{c60} = m_- v_- \quad (\text{全運動量保存}) \quad (3-10)$$

$$\frac{1}{2} m_e v_e^2 + \frac{1}{2} m_{c60} v_{c60}^2 = \frac{1}{2} m_- v_-^2 + U \quad (\text{全エネルギー保存}) \quad (3-11)$$

$$m_e + m_{c60} = m_- \quad (\text{全質量保存}) \quad (3-12)$$

$$U = \frac{1}{2} \frac{m_e m_{c60}}{m_-} (v_e - v_{c60})^2 \quad (\text{内部エネルギー}) \quad (3-13)$$

付着過程では全運動量が保存するようにしている。電子付着は非弾性衝突であるため、全運動エネルギーは保存しない。損失した運動エネルギーは、 C_{60} を構成する炭素原子のスピン、振動などの内部エネルギー U に変換されるため、全エネルギー保存は成立している。図 2-3 に示したように、電子の速度によって C_{60} の電子衝突断面積は異なる。電子温度 (0.2 eV) 程度の範囲では衝突断面積は大幅に変化しない。また、電子に比べて十分質量の大きな負イオンは速度が遅いため、非弾性衝突に伴う電子の運動エネルギーの多くは負イオンの内部エネルギーに変換される。生成された負イオンの速度は衝突時の電子の速度にほとんど依存しない。これらの理由を基に、シミュレーションにおいては計算量減少を目的に、衝突断面積の電子速度依存性はないと簡略化する。

負イオンが生成される前の負イオン生成領域 ($z_1 \leq z \leq z_2$) に存在する電子数を N_{e0} , 単位時間にエミッタから放出される電子の個数を n_{se} とする。単位時間あたりに生成される負イオン数 N_- を,

$$N_- = \frac{N_e}{N_{e0}} \eta n_{se} \quad (3-14)$$

としている。 N_e はある時刻に負イオン生成領域に含まれる電子数で、この値は時間と共に変化する。負イオン生成に対して、負イオン生成に伴う現象のフィードバックがこの N_e には含まれる。電子付着確率を表すことのできる負イオン生成率を η と定義する。また、負イオン生成領域内で C_{60} は沿磁力線方向に Gauss 分布しており、速度的には等方的 Maxwell 分布していると仮定している。負イオン生成領域よりエミッタ側を上流 ($0 < z < z_1$) , コレクタ側を下流 ($z_2 < z < L_z$) と呼ぶことにする。

3.2 シミュレーションパラメータ

1次元粒子シミュレーションのシミュレーションモデルは図3-3で示してある通りで、シミュレーションパラメータを以下に示す。

項目	数量
境界位置	$z/\lambda_{Ds} = 0$ (エミッタ) $z/\lambda_{Ds} = L_z/\lambda_{Ds} = 511$ (コレクタ)
負イオン生成領域	$z_1/\lambda_{Ds} = 80$ $z_2/\lambda_{Ds} = 180$
境界電位	$e\phi/T_{es} = 0$ (エミッタ) $e\phi/T_{es}$: 浮遊電位 (コレクタ)
時間ステップ間隔	$\omega_{ps}\Delta t = 0.2$ (ω_{ps} は粒子溜めでの値)
空間グリッド間隔	$\Delta z/\lambda_{Ds} = 1.0$ (λ_{Ds} は粒子溜めでの値)
質量比	$m_+/m_e = 400$ (正イオン) $m_-/m_+ = 18.4$ (負イオン)
粒子溜め密度	$n_{+s} = n_{es} = 1024$ (セルあたり)
粒子溜め温度比	$T_{+s}/T_{es} = 1$
負イオン生成率	$\eta_1 = 5 \times 10^{-4}$ $\eta_2 = 150 \times 10^{-4}$

3.3 ダブルレイヤ

本研究ではシミュレーションによって、ダブルレイヤ形成や孤立波パルス励起といった現象のメカニズム解明を行なっている。ダブルレイヤに深く関与しているため、これまでのダブルレイヤに関して行なわれてきた研究について振り返る。

プラズマ中の電位形成機構の典型的なものとしてダブルレイヤがある [50-52]。ダブルレイヤに関してこれまで理論的、実験的に様々な研究が成されてきた。ここで取り上げるダブルレイヤとは、ダイオードやシースのように電極と接してできる静電電位構造ではなく、境界から離れたプラズマ中に自発的に発生する静電電位の直流的な局所構造のことである。ここで用いた直流的というのは、電子の応答時間に比べてはるかに長い時間存在するという意味である。一様強磁場中で同径の Q マシンプラズマを装置両端で生成し、それら二つのプラズマ間に電位差を印加した場合に、印加した電位差と同程度の定常的な電位降下が形成されることが観測された [53, 54]。また、このダブルレイヤの形成される位置は、二つのプラズマ間に印加した電位差及び二つのプラズマ密度比を変化させることによって移動することも観測している。更に、異径の Q マシンプラズマ間に電位差を加えることにより、オーロラオーバル上空を模擬した U 型 (V 型) 電位構造の 3 次元的ダブルレイヤを形成し、その構造を不均一磁場で制御する実験結果が報告されている [55]。同時に、そのとき発生するイオンサイクロトロン周波数近傍の不安定性に関しても言及している。この U 型 (V 型) 電位構造のダブルレイヤは、プラズマ中に電子ビーム [56, 57] 又はイオンビーム [58, 59] を入射することで形成されるダブルレイヤとしても研究されている。

Q マシンプラズマ中におけるダブルレイヤ形成過程を調べていく中で、その形成機構に深く関与すると考えられるダブルレイヤの裾で電位くぼみ (ディップ) が発見された [60, 61]。この電位くぼみとそれに後続する電位上昇というダブルレイヤの構造は、Torvén *et al* [62] によっても実験的に確かめられている。彼らはこの電位くぼみがダブルレイヤの低い電位側のプラズマ準中性条件を維持するために形成され、それが電子を反射させることによってプラズマ中に流れる電流を抑制していることを明らかにした。この電位くぼみの形成は、それ以前の Levine and

Crawford の実験結果において見い出すことができる [63]. 一方, Sato and Okuda [64,65] はシミュレーションによって, イオン音波不安定性が引き起こすダブルレイヤの遷移領域に負のスパイク状の電位くぼみが存在することを指摘している. これに関して Hasegawa and Sato [66] は, プラズマ中に電流が流れている場合に孤立波的な負の電位くぼみが存在すると, ドリフトしている電子が反射されることによって電流が抑制され, その電位くぼみの背後にダブルレイヤが形成されることを理論的に明らかにしている. これに関する実験がトリプルプラズマ装置において成されている [52].

3.4 1次元粒子シミュレーション結果

3.4.1 準定常状態の負イオンプラズマ

はじめ真空状態にしておき、電子と正イオンが $z/\lambda_{Ds} = 0$ のプラズマエミッタから放出されて系全体に広がると、系は定常状態になる ($\omega_{ps}t = 0 \sim 14 \times 10^3$)。それ以後、電子付着により負イオンが生成される ($\omega_{ps}t > 14 \times 10^3$)。負イオンが生成されて十分時間が経過すると系は定常状態及び準定常状態になる。定常状態又は準定常状態におけるプラズマの空間電位分布と正イオン、電子、負イオンの密度分布を図 3-4, 3-6, 3-8 に示す。各分布はプラズマ中の電子プラズマ振動 4 周期程度の間 ($100\omega_{ps}^{-1}$) 時間平均している。定常状態又は準定常状態における正イオン、電子、負イオンの位相空間分布を図 3-5, 3-7, 3-9 に示す。図 3-4, 3-5 は負イオンが生成されていない場合 (負イオン生成率 $\eta = 0$) で、 $\omega_{ps}t = 14 \times 10^3$ の定常状態における分布を示している。図 3-6 ~ 3-9 は負イオンが生成されている場合 ($\eta = \eta_1 = 5 \times 10^{-4}$, $\eta_2 = 150 \times 10^{-4}$) で、 $\omega_{ps}t = 402 \times 10^3$ の定常状態及び準定常状態における分布を示している。

負イオンが生成されていない場合 ($\eta = 0$)、電子プラズマ振動周期程度で時間平均した空間電位構造や粒子分布は時間的に変化しない。エミッタより放出される正イオン流束よりも電子流束の方が多いため ($\Gamma_{es}/\Gamma_{+s} = 20$)、エミッタ前面にはプラズマ領域への電子流入を抑制するシースが形成される。正イオンはこのシースにより加速されてプラズマ領域に入射するためビーム状になっている。ここではエミッタからコレクタに向かう速度を正としている。正イオンは全てコレクタで消滅するため、負の速度を持つ正イオンはプラズマ中に存在しない。また、コレクタは浮遊電位であるため、コレクタ前面には電子のコレクタへの流入を抑制するシースが形成される。コレクタに向かう電子の大半は、このシースにより反射されて上流に戻っていく。

負イオン生成率が小さい場合 ($\eta = \eta_1$)、電子プラズマ振動周期程度で時間平均した空間電位構造や粒子分布は時間的に変化しない。負イオン生成領域には深さ $e\Delta\phi/T_{es} \sim 0.1$ の小さな定常的ポテンシャルディップ構造が形成される。負イオン生成率 η が大きくなるほどディップは深くなる。正イオンは質量が大きく移動度が低いため負イオンを完全には遮蔽できず、わずかに荷電分離が生じるためポテンシャルディップが形成される。生成された負イオンは上流、下

流へと広がる。負イオンの運動エネルギーは小さいため、コレクタ前面に形成されているシースを乗り越えられず、反射されて上流に戻っていく。低エネルギーの反射粒子は負イオン生成領域にできるポテンシャルディップによって更に反射される。反射を繰り返すことにより、低エネルギーの負イオンは下流に滞在し続ける。負イオン生成領域から上流に向かう負イオンはポテンシャルディップにより若干加速されるため、弱いビームとなる。エミッタ前面にできるシースは負イオンを更に加速するような電位構造なので、負イオンは全てエミッタに到達して再結合により消滅する。

負イオン生成率が大きい場合 ($\eta = \eta_2$)、プラズマは不安定な状態となる。負イオン生成領域で孤立波のパルスと低周波揺動が励起されるようになる。揺動励起に伴い空間電位分布や密度分布は時空間的に大きく変化する。粒子捕捉やバンチングなどがおこるため、位相空間分布も時空間的に大きく変化する。このプラズマ挙動については以後の節にて詳しく述べる。

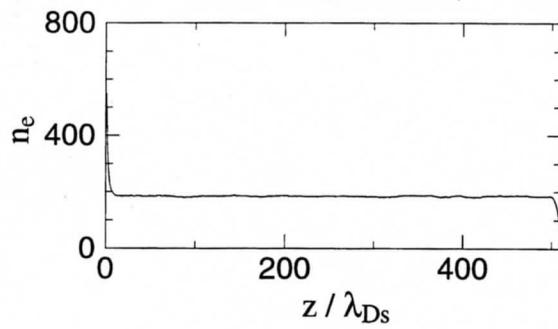
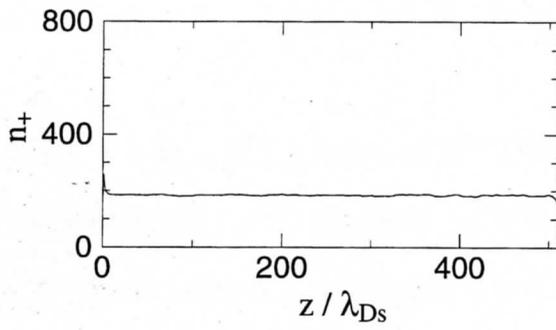
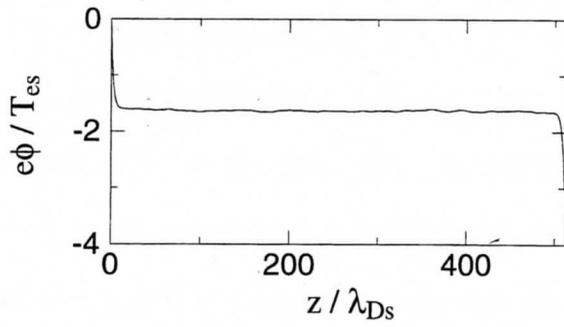


図 3-4 : 空間電位分布と正イオン, 電子の密度分布 ($\eta = 0$).

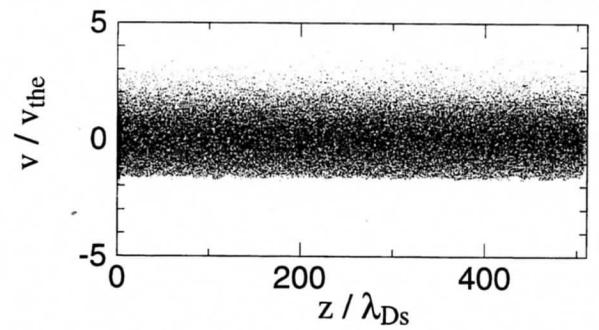
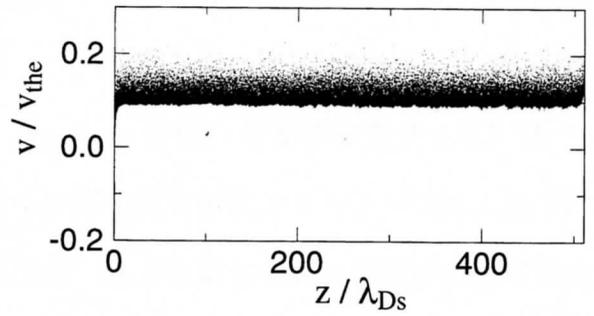


図 3-5 : 正イオン, 電子の位相空間分布 ($\eta = 0$).

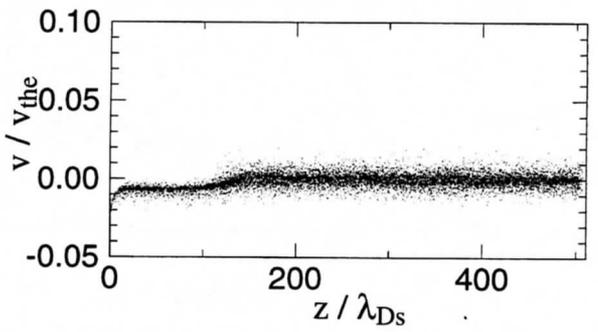
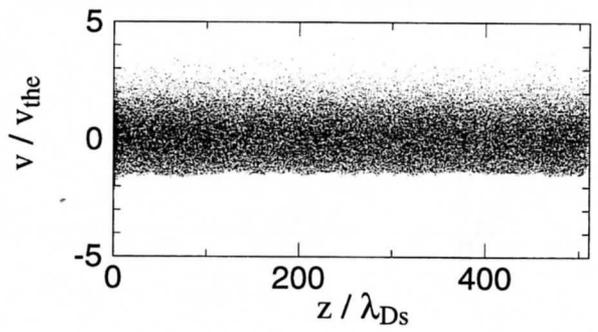
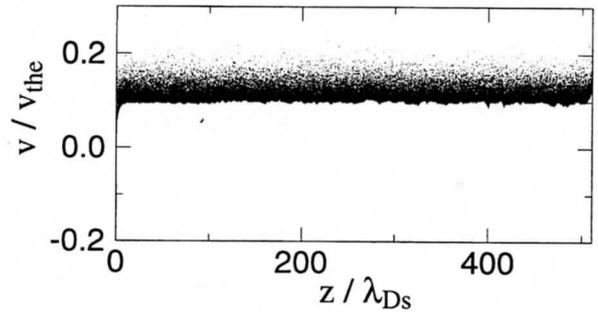
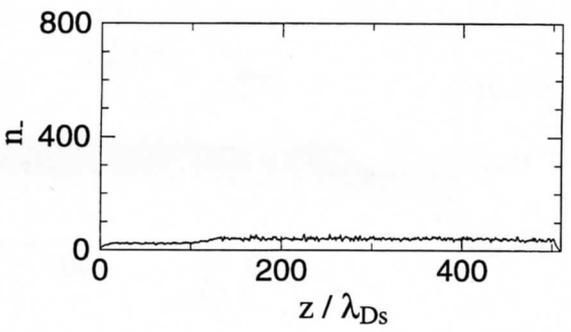
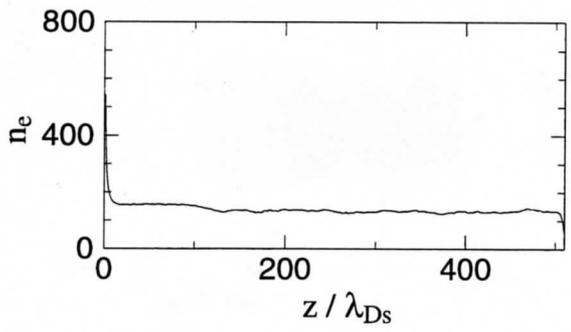
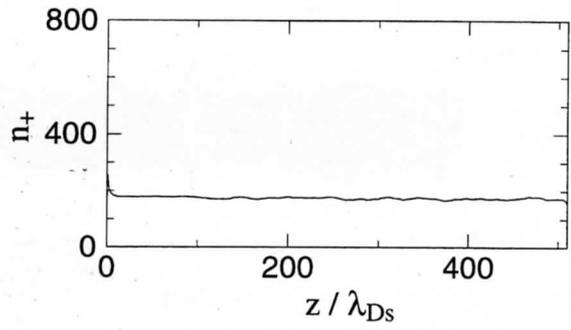
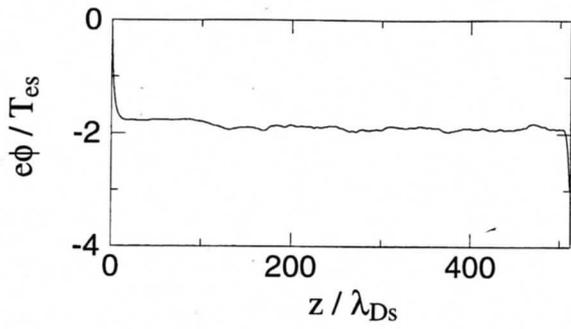


図 3-6: 空間電位分布と正イオン, 電子, 負イオン密度分布 ($\eta = \eta_1$).

図 3-7: 正イオン, 電子, 負イオンの位相空間分布 ($\eta = \eta_1$).

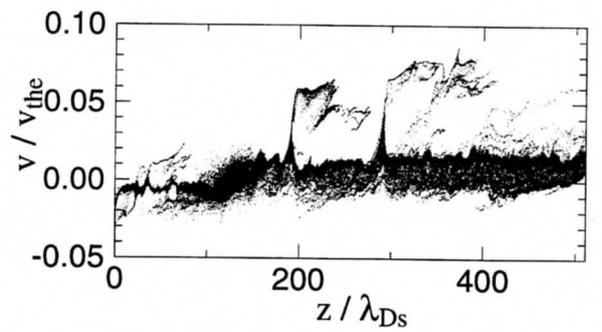
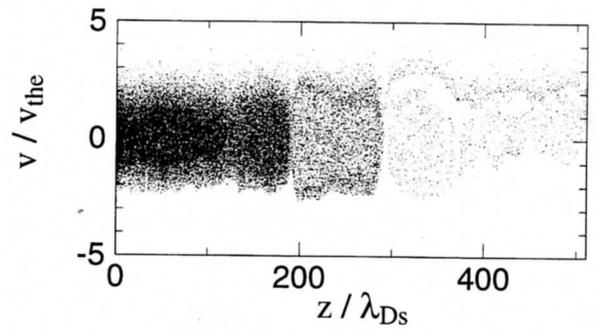
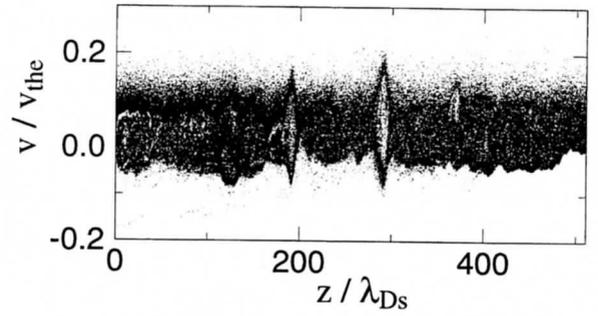
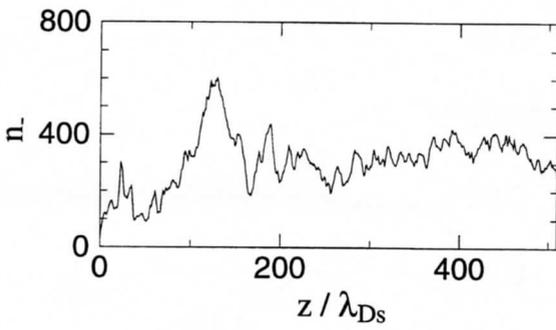
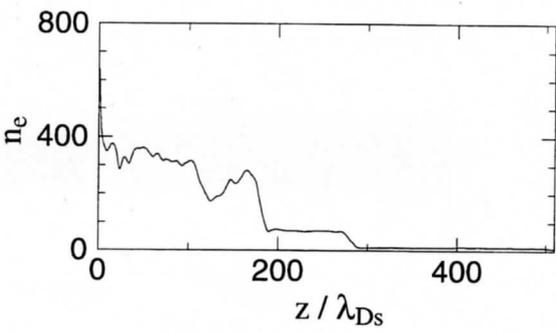
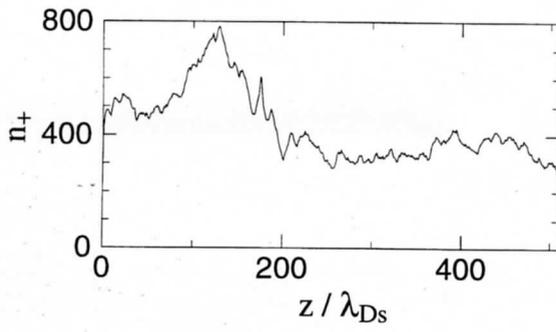
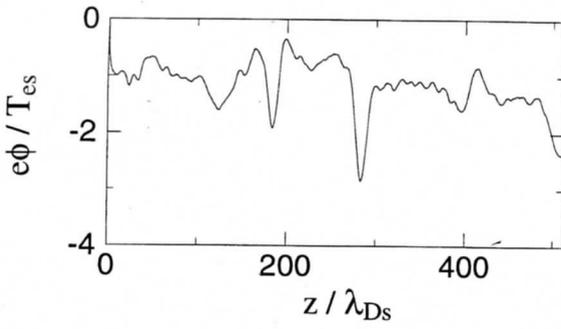


図 3-8: 空間電位分布と正イオン, 電子, 負イオンの密度分布 ($\eta = \eta_2$).

図 3-9: 正イオン, 電子, 負イオンの位相空間分布 ($\eta = \eta_2$).

3.4.2 過渡期の負イオンプラズマ

真空中に正イオン，電子が入射されて定常状態になり ($\omega_{ps}t = 0 \sim 14 \times 10^3$)，その後負イオンが生成されてプラズマが定常状態及び準定常状態になるまでの各物理量の時間的変化を図 3-10 ~ 3-13 に示す．系の正イオン，電子，負イオンの総粒子数 N_+ ， N_e ， N_- の時間的変化を図 3-10，3-11 に示す．系のトータルエネルギー，フィールドエネルギー FE ，正イオン，電子，負イオンの運動エネルギー KE_+ ， KE_e ， KE_- の時間的変化を図 3-12，3-13 に示す．

負イオン生成率が小さい場合 ($\eta = \eta_1$)，減少した電子数だけ負イオン数が増加して，プラズマ密度やトータルエネルギーに大きな変化はなく，プラズマは定常状態を保っている．また穏やかに負イオンが拡散するため，プラズマが定常状態に至るまでには長い時間がかかる．

負イオン生成率が大きい場合 ($\eta = \eta_2$)，負イオンが生成され始めるとプラズマは不安定になり，粒子数やエネルギーは時間的に大きく変動するようになる．ある程度時間が経過すると ($\omega_{ps}t > 150 \times 10^3$)，各物理量の変動は周期的になり準定常状態となる．この変動は間欠的なダブルレイヤ形成と孤立波パルス励起に起因する．ダブルレイヤ形成と孤立波パルス励起の過程及びメカニズムについては，次節以降で述べる．

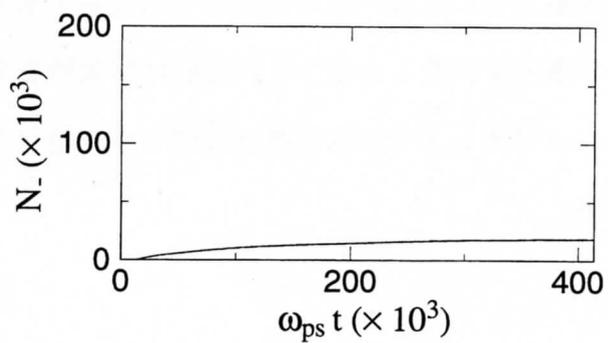
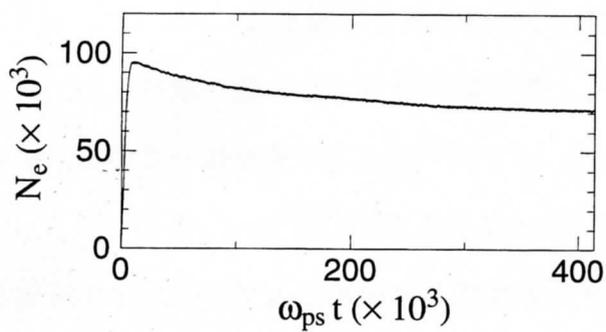
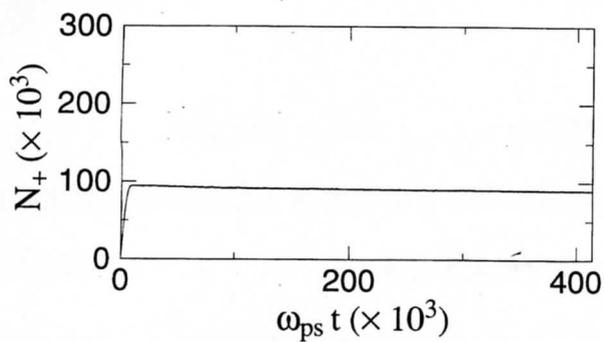


図 3-10 : 正イオン, 電子, 負イオンの総粒子数の時間的变化 ($\eta = \eta_1$).

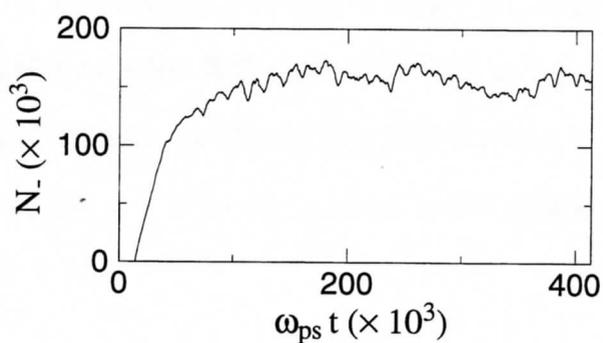
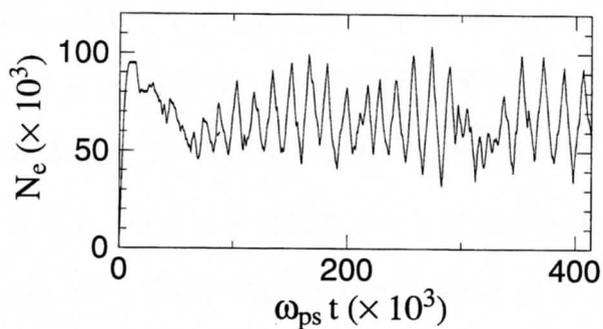
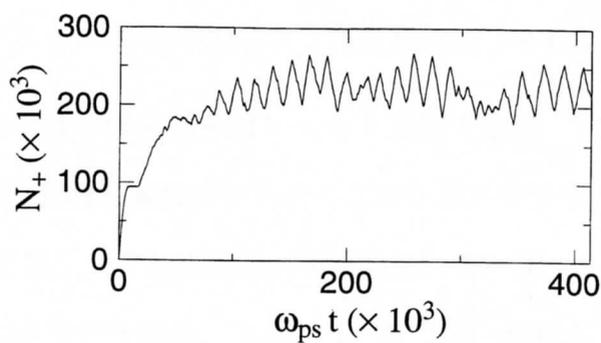


図 3-11 : 正イオン, 電子, 負イオンの総粒子数の時間的变化 ($\eta = \eta_2$).

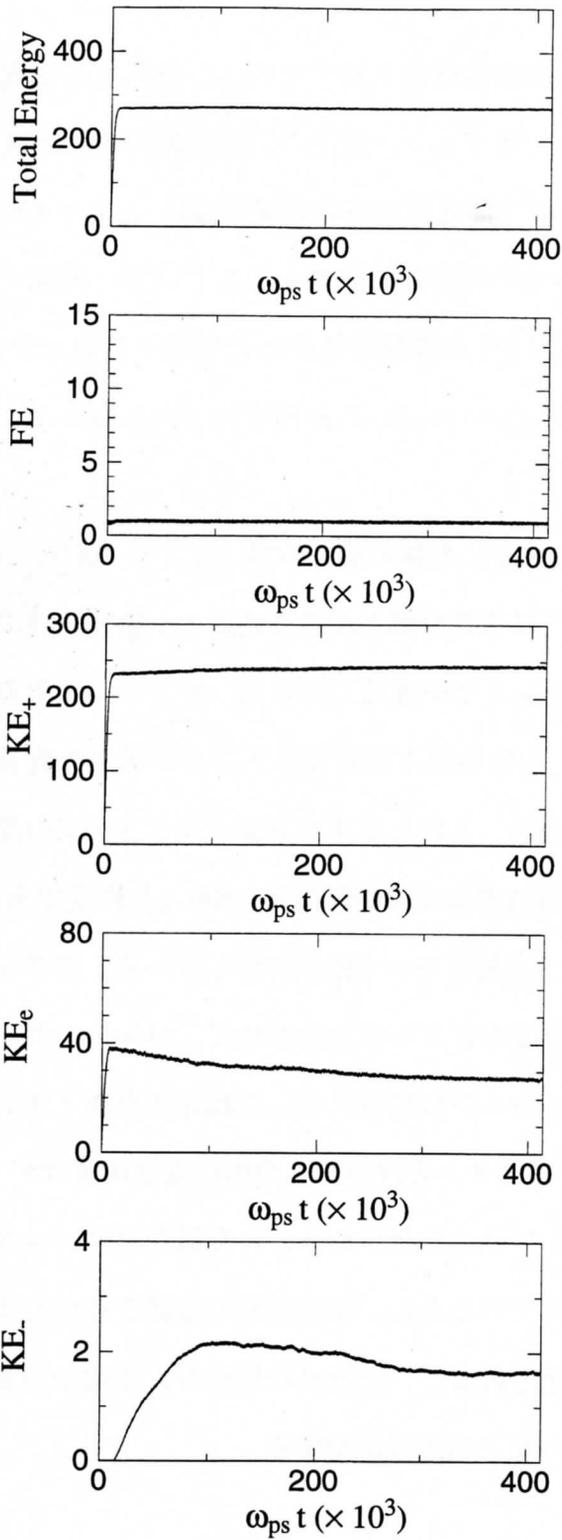


図 3-12: 系のトータルエネルギー, フィールドエネルギー, 運動エネルギーの時間的変化 ($\eta = \eta_1$).

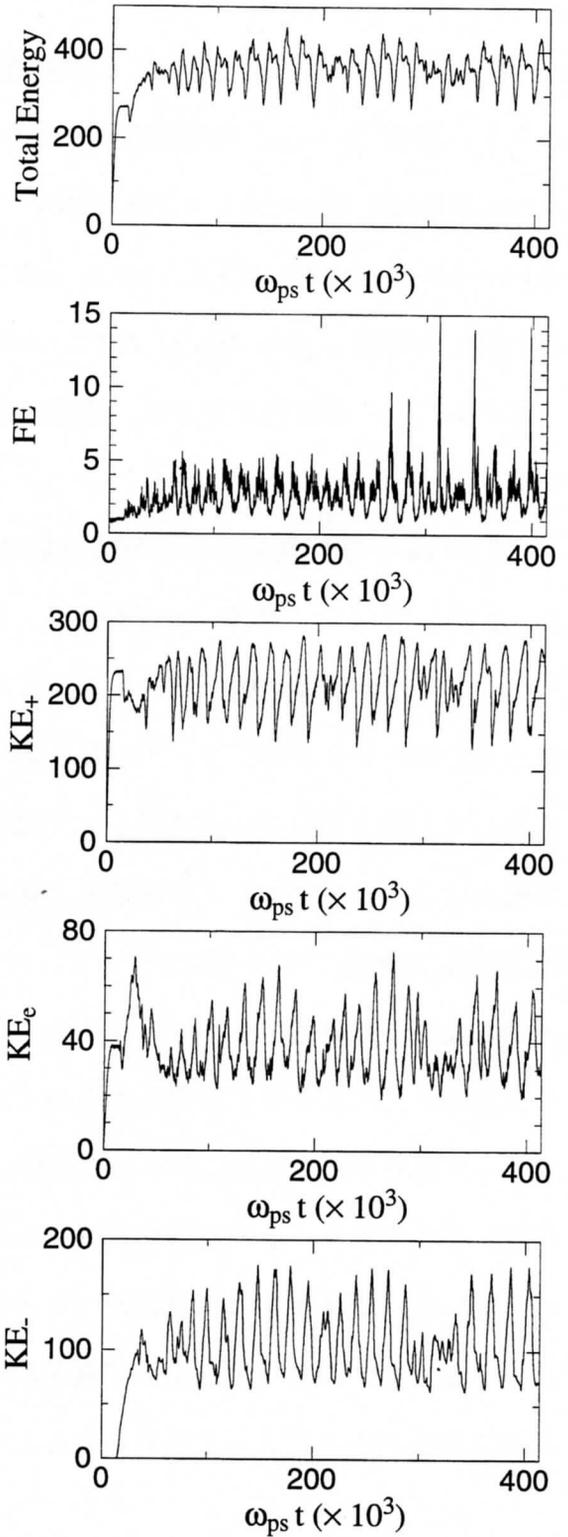


図 3-13: 系のトータルエネルギー, フィールドエネルギー, 運動エネルギーの時間的変化 ($\eta = \eta_2$).

3.4.3 孤立波の励起過程

ダブルレイヤの形成 [50-52] と孤立波の励起過程を示すために、負イオン生成率が大きい場合 ($\eta = \eta_2$) の空間電位分布と負イオン、正イオン、電子の位相空間分布、密度分布の時間発展を図 3-14 ~ 3-20 に示す。図 3-14 の空間電位分布の時間発展は $\omega_{ps}t = 400.8, 401.1, 401.3, 401.6, 401.8, 402.2, 402.5, 402.9 \times 10^3$ の時刻の分布を示している。同図で太線で示した時刻 $\omega_{ps}t = 400.8, 401.3, 401.8, 402.5 \times 10^3$ の空間電位分布に対応する負イオン、正イオン、電子の位相空間分布、密度分布を、図 3-15 ~ 3-20 にそれぞれ上から順に示している。

図 3-14 の空間電位分布の時間発展について述べる。左側の第 1 段目 ($\omega_{ps}t = 400.8 \times 10^3$) の $z/\lambda_{Ds} \sim 60$ に小さなディップがある。第 2 段目では荷電分離が起こり始めて、第 3 段目ではダブルレイヤが形成し始める。第 4 段目ではダブルレイヤが成長していく。ダブルレイヤの成長と共にポテンシャルディップも深くなっていく。右側の第 1 段目ではダブルレイヤの成長は飽和して、第 2 段目ではダブルレイヤは消滅し始める。このときポテンシャルディップの深さは最大になる。ダブルレイヤが成長し始めてから消滅するまでの時間は $1000\omega_{ps}^{-1}$ 程度である。第 3 段目、4 段目ではポテンシャルディップが下流へ伝搬していく様子を示している。ダブルレイヤの成長に伴い負イオンはダブルレイヤの電位勾配のところで加速されて、バンチングが起こり始める。バンチングが更に進み負イオン密度パルスが励起される。励起された負イオン密度パルスはそのまま下流に向かって伝搬していく。負イオン密度パルスの所の電位構造はディップ状になっており、その波形を維持しながら伝搬していくことから、これを孤立波の励起と呼んでいる。正イオンは孤立波の励起に捕捉されているため、位相空間では渦を巻いたように見える。ダブルレイヤによって電子の一部も加速されるが、上流から供給される電子の多くは孤立波の励起によって反射されるため、下流の電子密度は減少する。

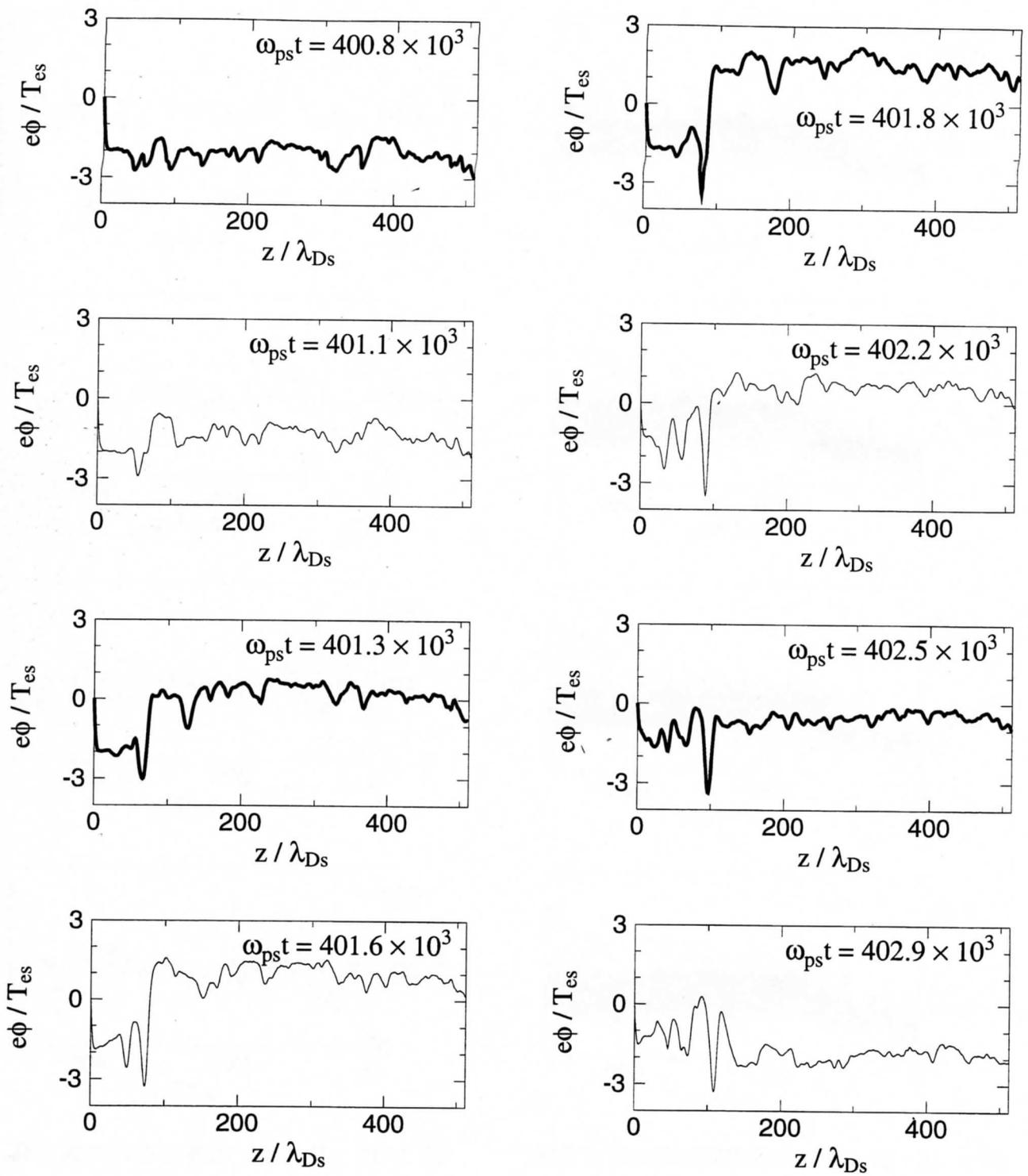


図 3-14 : 空間電位分布の時間発展.

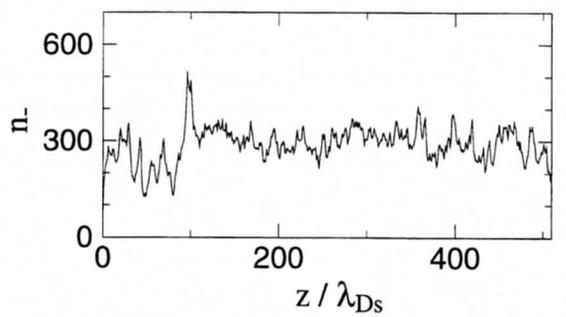
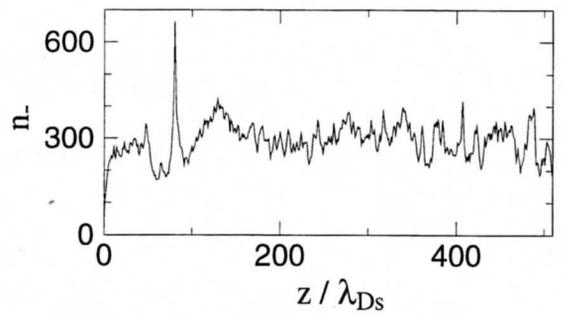
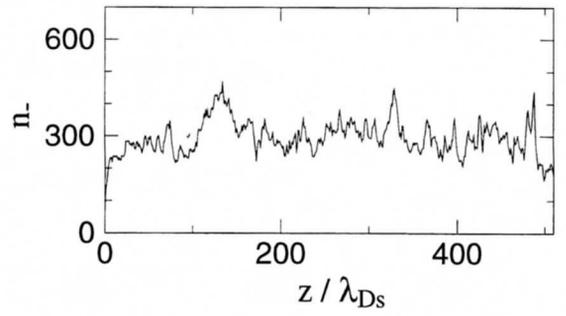
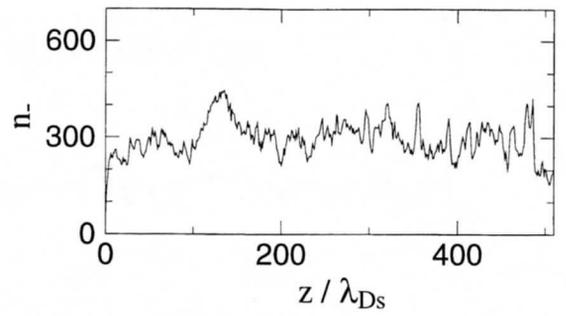
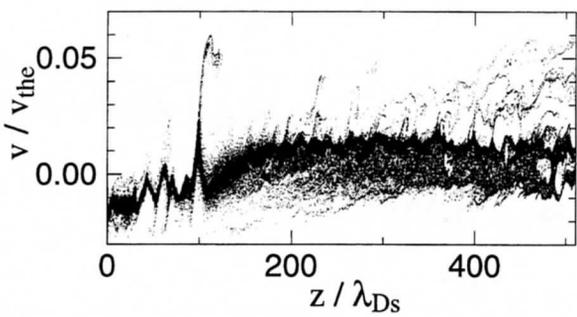
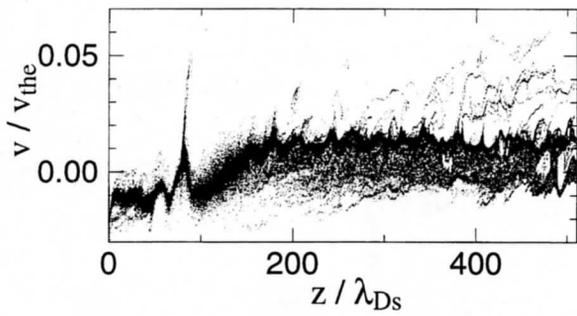
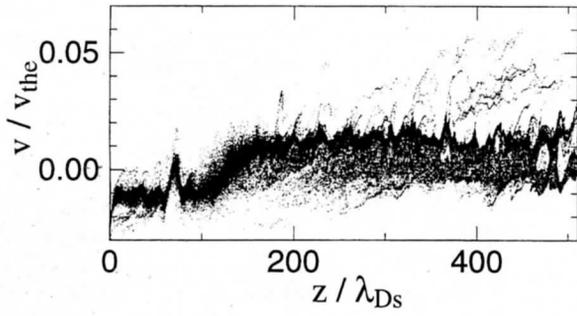
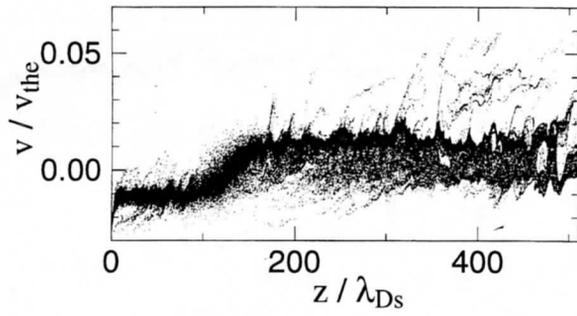


図 3-15 : 負イオン位相空間分布の時間発展.

図 3-16 : 負イオン密度分布の時間発展.

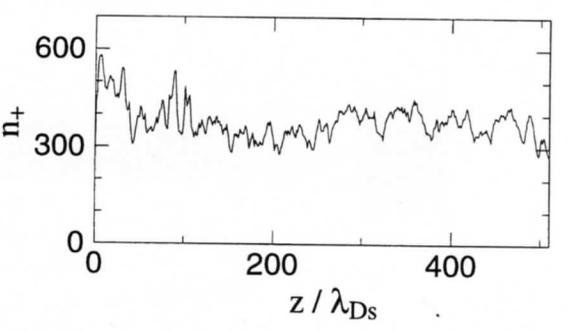
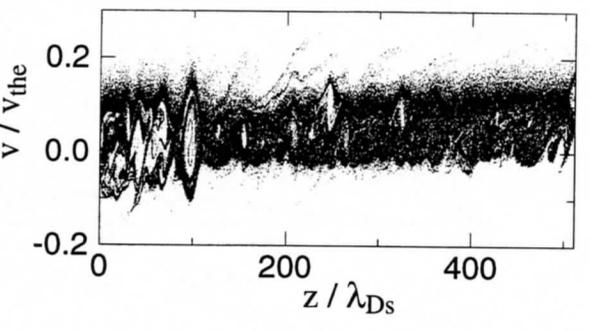
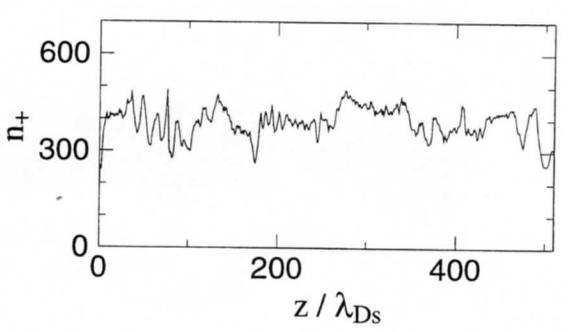
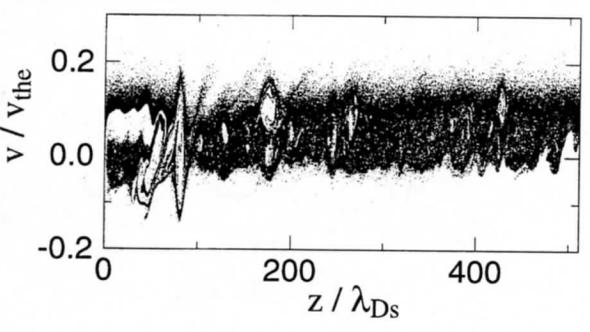
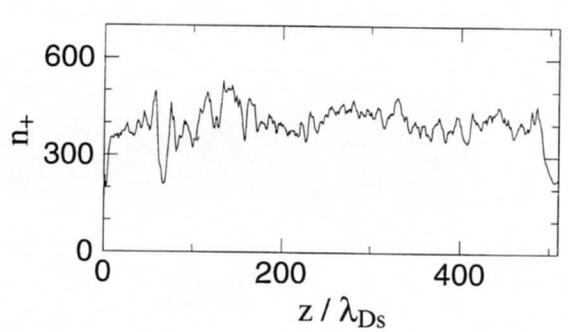
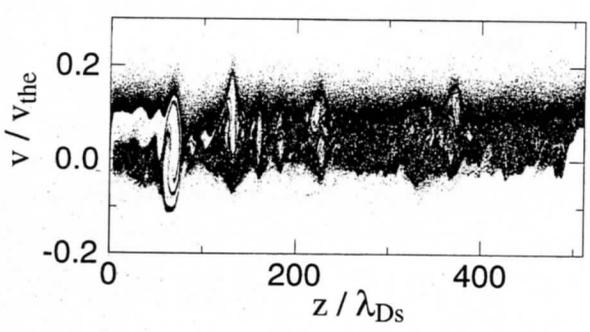
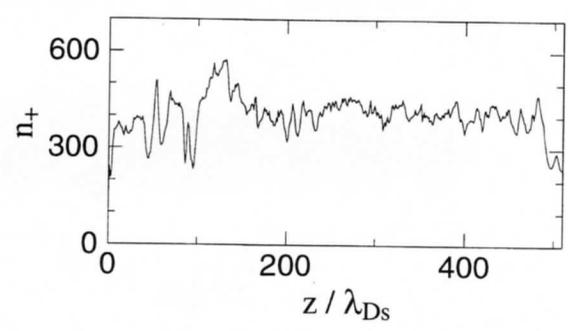
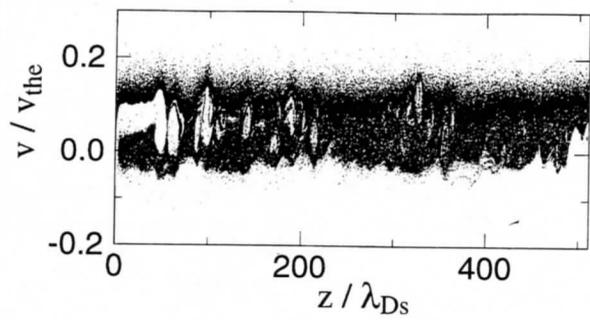


図 3-17: 正イオン位相空間分布の時間発展.

図 3-18: 正イオン密度分布の時間発展.

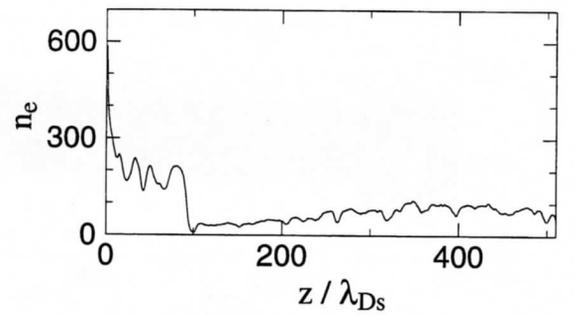
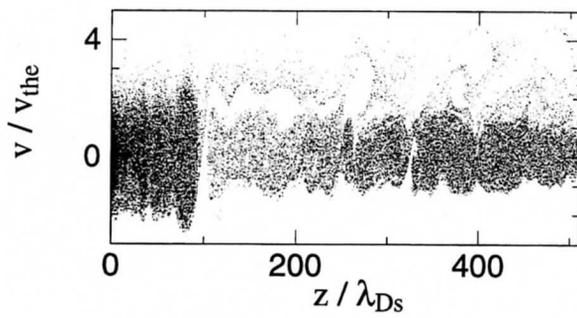
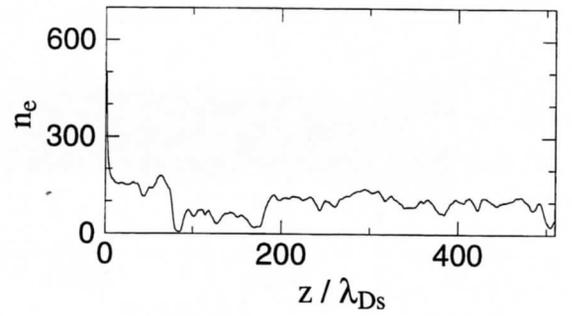
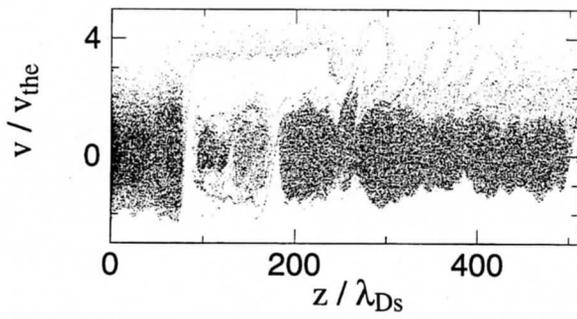
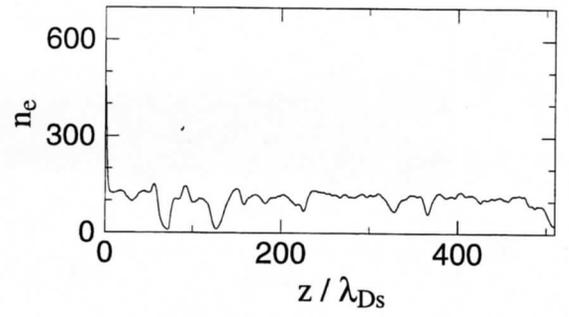
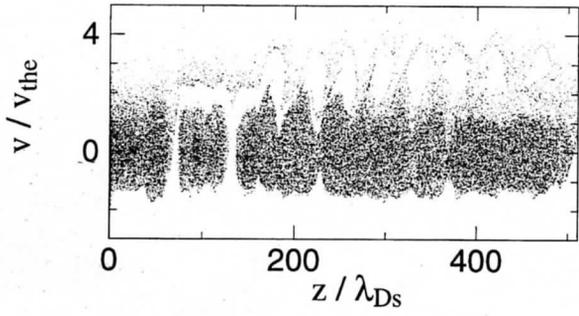
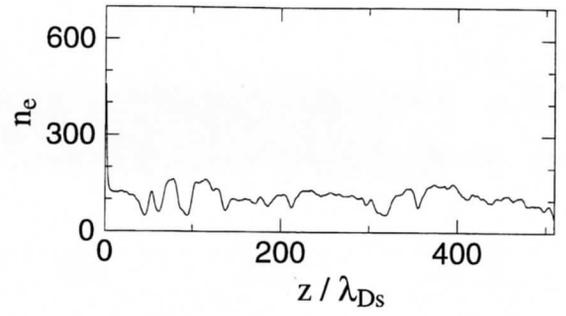
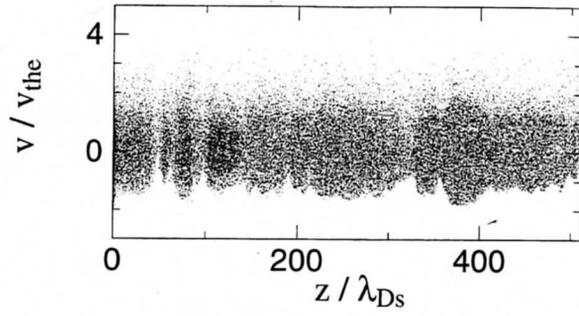


図 3-19 : 電子位相空間分布の時間発展.

図 3-20 : 電子密度分布の時間発展.

3.4.4 孤立波の消滅過程

励起された孤立波の脉冲がコレクタで消滅する過程を示すために、負イオン生成率が大きい場合 ($\eta = \eta_2$) の空間電位分布と負イオン、正イオン、電子の位相空間分布の時間発展を図 3-21 ~ 3-23 に示す。各分布は上から順に $\omega_{pst} = 411, 412, 413, 414 \times 10^3$ の時刻のものである。空間電位分布と位相空間分布との関係を比較し易いように、それぞれの位相空間分布に対して同じ空間電位分布を示している。注目している孤立波の脉冲は $\omega_{pst} = 411 \times 10^3$ (各図の一番上) のとき $z/\lambda_{Ds} \simeq 430$ にある。

孤立波の脉冲がコレクタに到達する直前には、コレクタ前面のシース構造が大幅に変化する。孤立波の脉冲がコレクタに到達するに伴い、負イオンは多く排出される。孤立波の脉冲は電子がそれより下流に行くことを抑制しているため、孤立波の脉冲より下流では電子密度は大幅に減少している。コレクタ前面のシース構造が大幅に変化しても排出される電子流束に大きな変化はない。孤立波の脉冲がコレクタに到達した時には孤立波の脉冲に捕捉されている正イオン数程度は多く排出されるが、結局はコレクタが浮遊電位であるため排出される負電荷流束と釣り合うように排出される。

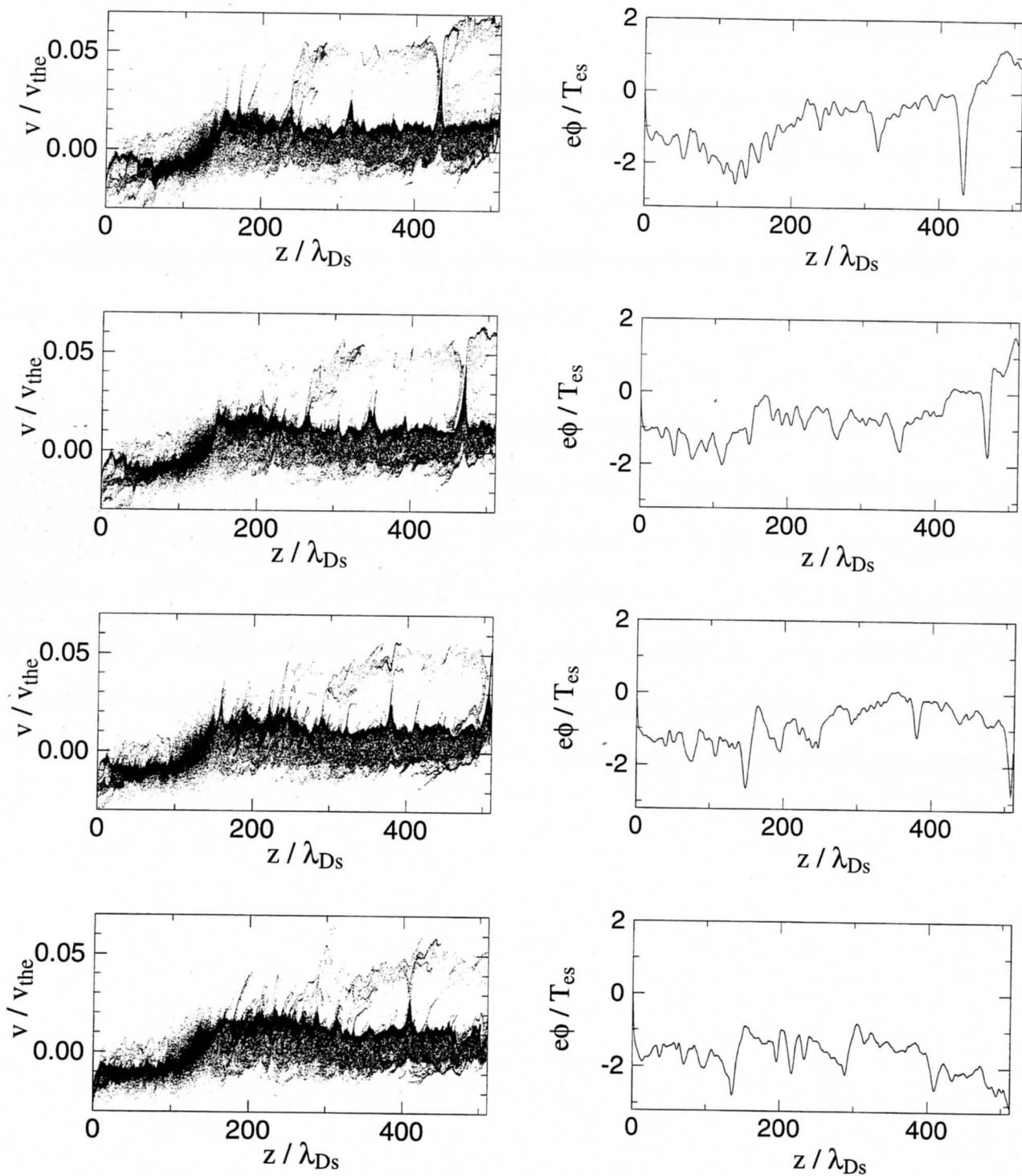


図 3-21 : 負イオン位相空間分布と空間電位分布の時間発展。

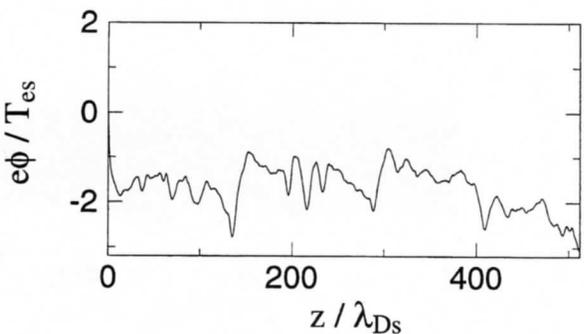
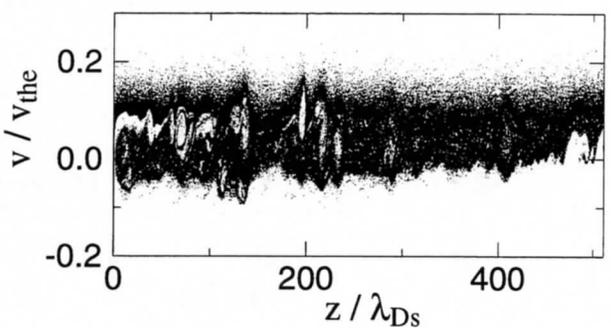
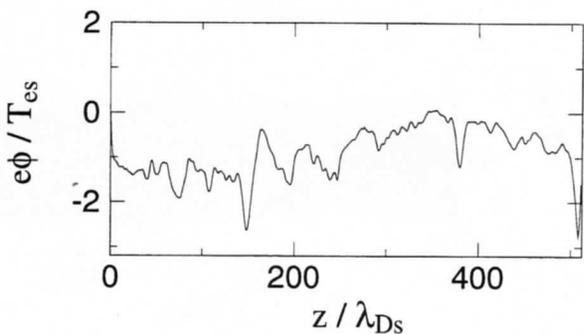
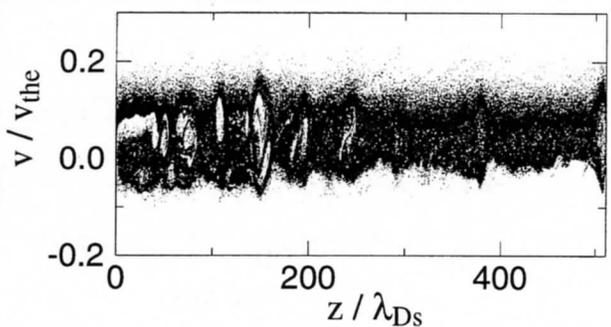
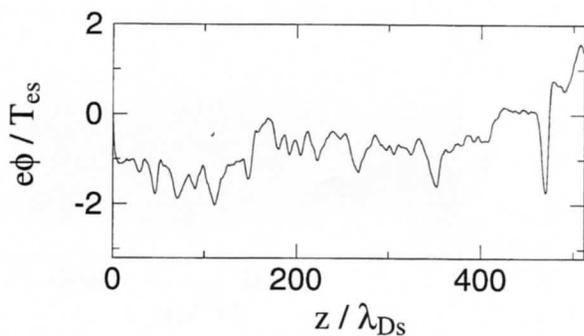
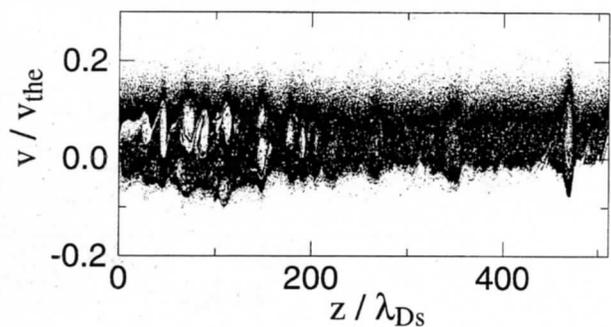
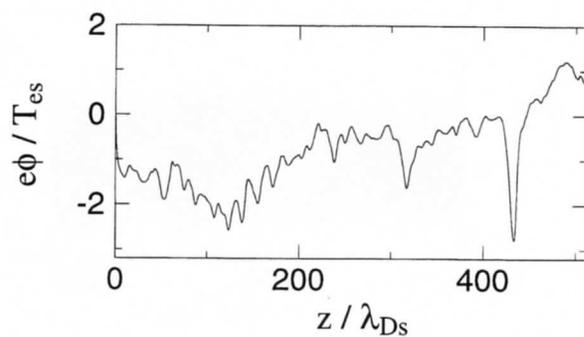
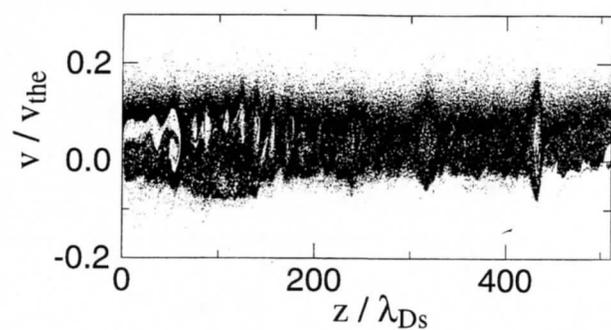


図 3-22 : 正イオン位相空間分布と空間電位分布の時間発展.

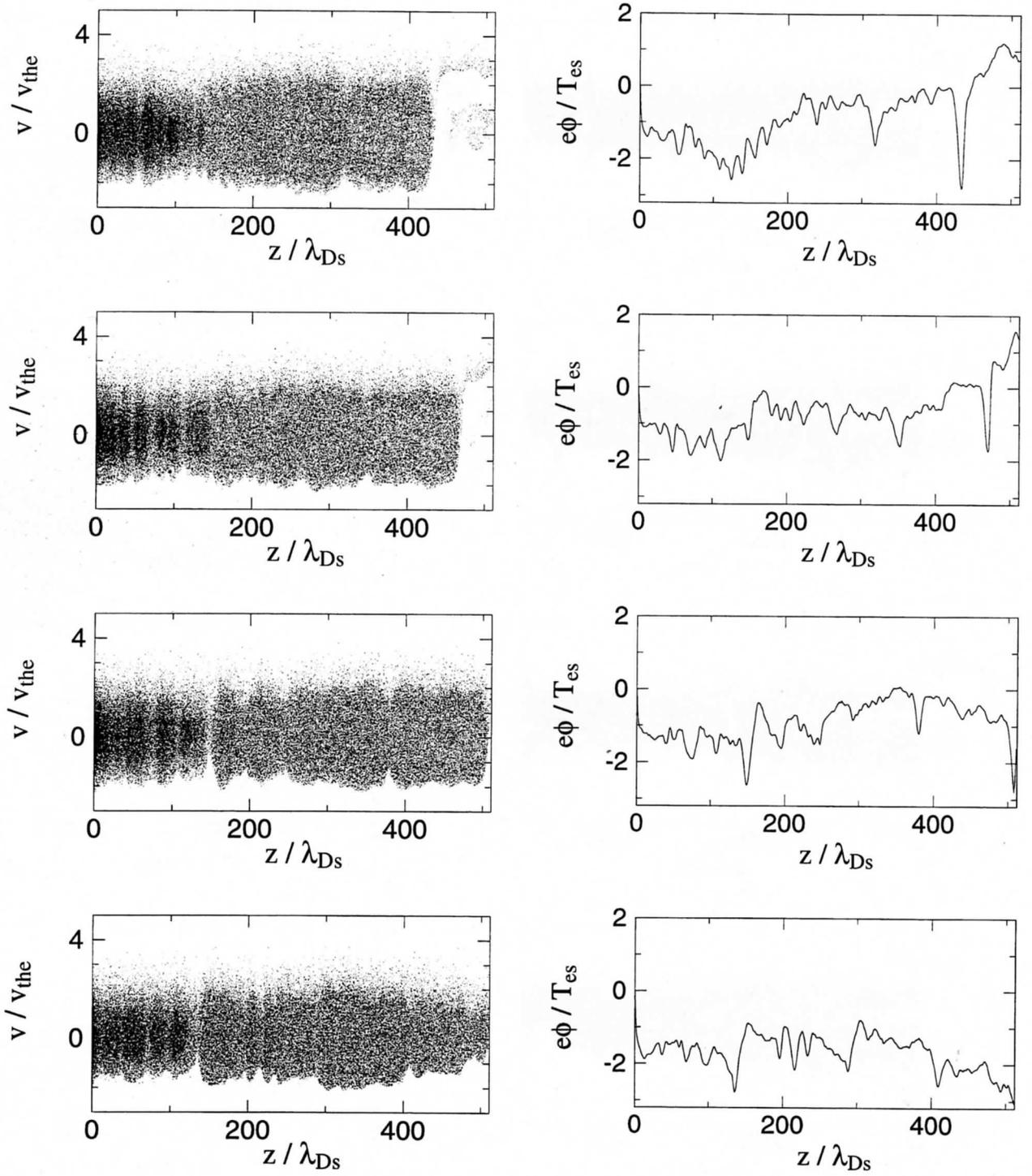


図 3-23 : 電子位相空間分布と空間電位分布の時間発展.

ダブルレイヤ形成とコレクタ浮遊電位とコレクタから排出される粒子数との関係を示すために、負イオン生成率が大きい場合 ($\eta = \eta_2$) の $\omega_{ps}t = 364 \sim 414 \times 10^3$ における系のフィールドエネルギー FE とコレクタ浮遊電位と負イオン、正イオン、電子の排出粒子数 N_{ep-} , N_{ep+} , N_{epe} の時間的变化を図 3-24 に示す。

ダブルレイヤが形成されているときには下流の空間電位が上昇して、フィールドエネルギーが大きくなる。ダブルレイヤが形成されている時刻 $\omega_{ps}t = 382, 388, 395, 400 \times 10^3$ に注目する (破線で示している)。ダブルレイヤが形成されているとき下流及びコレクタ電位は上昇する。このとき正イオン、電子のコレクタ排出は減少している。コレクタ前面のシースが深くなり電子排出が抑制されるに伴い、粒子流束バランスを保つように正イオンの排出が抑制されている。ダブルレイヤ形成後約 $9000\omega_{ps}^{-1}$ に負イオンは多く排出されている。これはちょうど孤立波のパルスがコレクタに到達した時刻と一致する。コレクタへの負イオン排出は孤立波のパルスが担っていると言える。

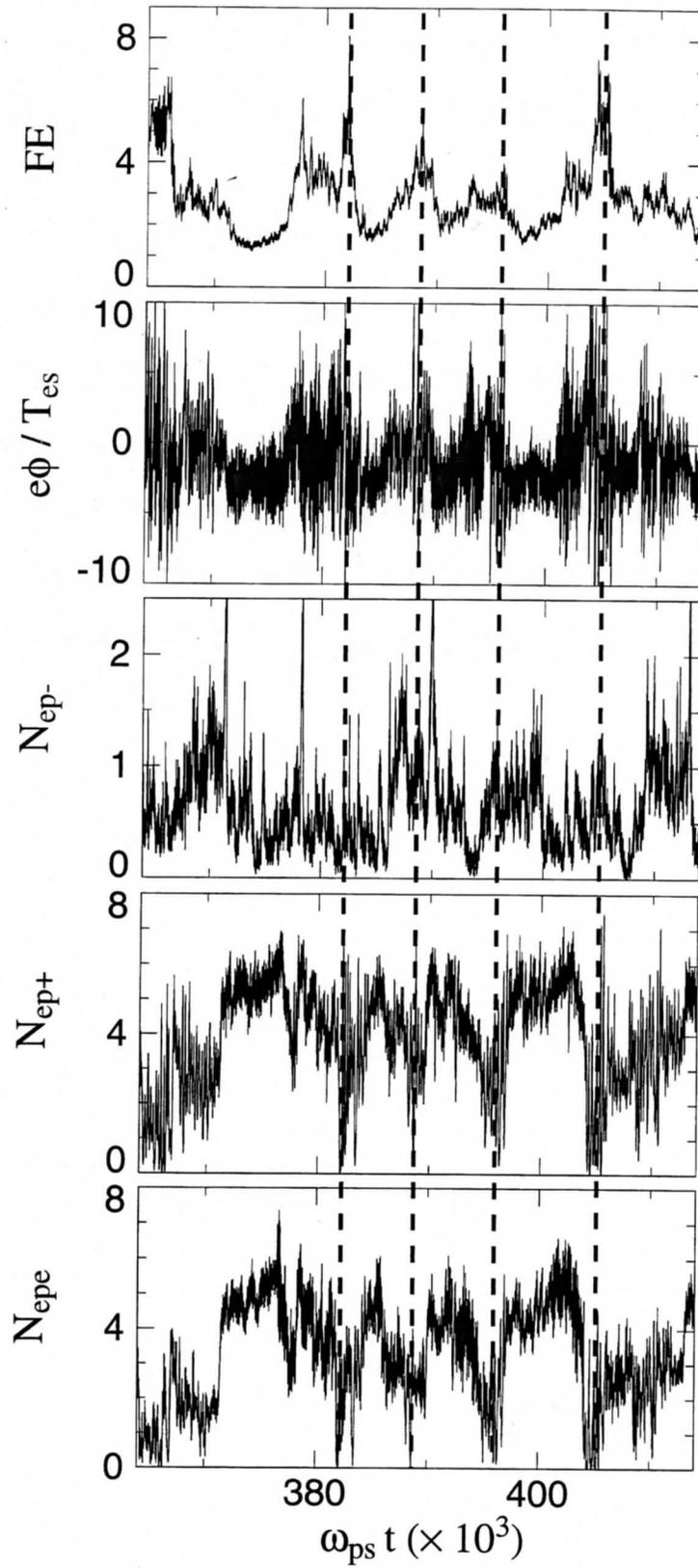


図 3-24 : フィールドエネルギーとコレクタ浮遊電位と負イオン, 正イオン, 電子排出粒子数の時間的変化.

3.4.5 負イオンプラズマの時空間分布

詳しく空間電位分布、密度分布の動的变化を示すために、 $\omega_{ps}t = 364 \sim 414 \times 10^3$ における空間電位と正イオン、電子、負イオン密度 n_+ , n_e , n_- の時空間分布を図 3-25 ($\eta = \eta_1$), 3-26 ($\eta = \eta_2$) を示す。

負イオン生成率が大きい場合 ($\eta = \eta_2$), 間欠的 (周期 $\omega_{ps}\tau_1 \sim 14000$) に大きなダブルレイヤが形成される。ダブルレイヤが形成されているとき下流の空間電位は上昇して、空間電位の時空間分布では白いすじのように見える。このダブルレイヤにより結果的に大振幅孤立波のパルス (振幅 $e\Delta\phi_1/T_{es} \sim 2$, 伝搬速度 $v_{ph1}/v_{the} \sim 4.7 \times 10^{-2}$) が励起され、下流に伝搬していく。大振幅孤立波のパルスが間欠的に励起されるその間に負イオン生成領域では正弦波的 (周期 $\omega_{ps}\tau_2 \sim 700$) に小振幅揺動 (振幅 $e\Delta\phi_2/T_{es} < 1$, 伝搬速度 $v_{ph2}/v_{the} \sim 3.7 \times 10^{-2}$) が励起され、下流に伝搬していく。孤立波のパルス、正弦波的揺動の励起周期は負イオン生成率に依存する。ここに示した空間電位、密度の時空間分布は全ての現象間の因果関係を明確に示しており、1次元粒子シミュレーション結果の中で最も重要な図である。

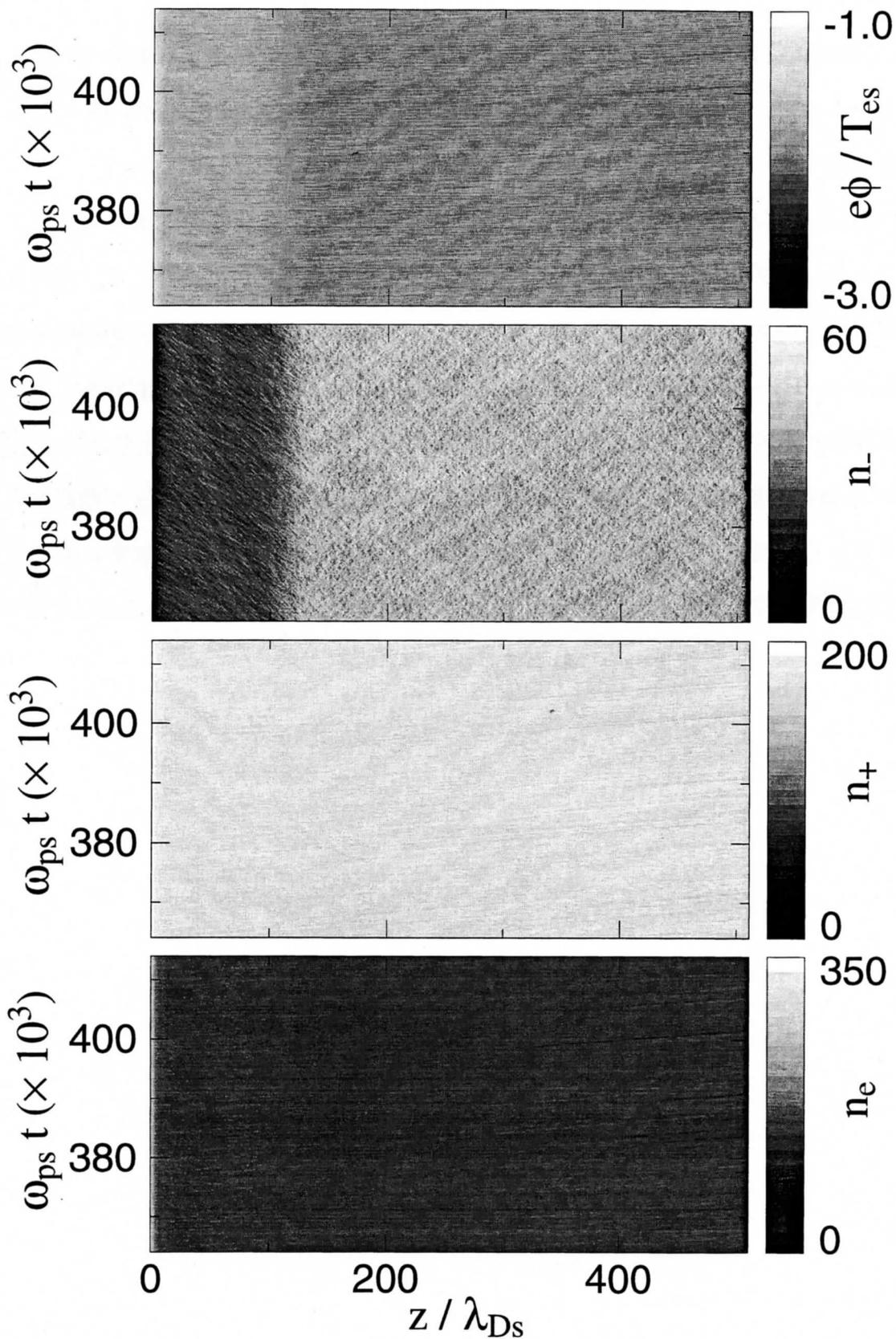


図 3-25 : 空間電位と負イオン, 正イオン, 電子密度の時空間分布 ($\eta = \eta_1$).

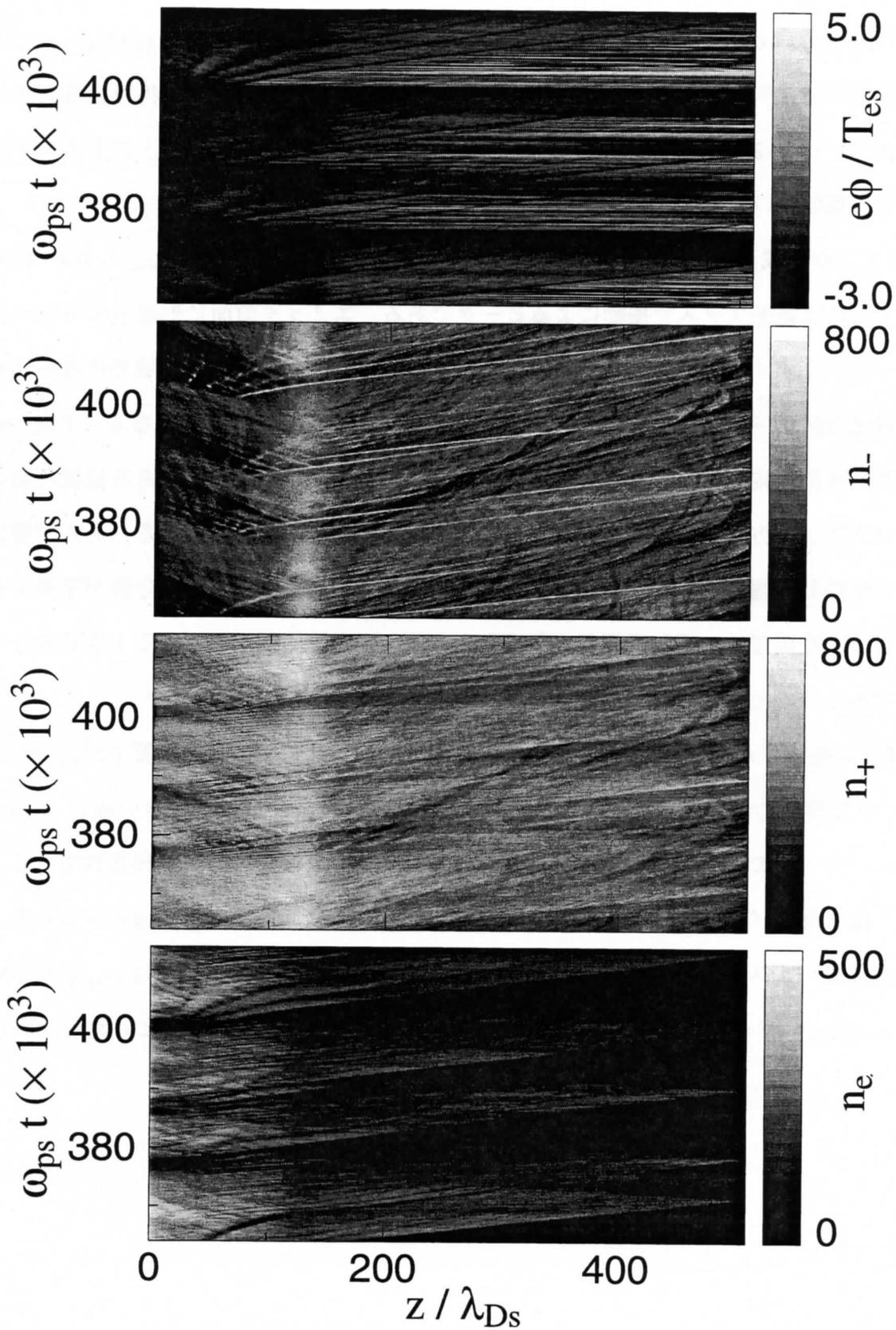


図 3-26 : 空間電位と負イオン, 正イオン, 電子密度の時空間分布 ($\eta = \eta_2$).

3.4.6 励起揺動の周波数解析

上流 ($z/\lambda_{Ds} = 65$) と下流 ($z/\lambda_{Ds} = 415$) での空間電位揺動, コレクタ ($z/\lambda_{Ds} = 511$) の浮遊電位揺動の時系列データ ($400 \times 10^3 \omega_{ps}^{-1}$) をフーリエ変換することにより得た周波数スペクトルを図 3-27 ~ 3-29 に示す. 負イオンが生成されている場合 ($\eta = \eta_1, \eta_2$) に上流, 下流, コレクタでの電位の時間的变化を図 3-30 ~ 3-32 に示す.

負イオンが生成されていない場合 ($\eta = 0$) の周波数スペクトルには $\omega/\omega_{ps} = 0.43$ にピークがあり, これは電子プラズマ振動によるピークである. エミッタ前面に形成されるシースにより流束一定の正イオンは加速されてプラズマ領域に入るため, プラズマ領域での密度は粒子溜めでの密度の約 0.18 倍となり, 電子プラズマ振動周波数は $\omega/\omega_{ps} \sim 0.43$ となる. 下流へいくほど空間電位揺動振幅は大きくなる. 固定境界電位はエミッタだけなので, ある位置における空間電位はポアソン方程式の解ゆえにエミッタからの電荷密度の積分値になる. ある位置における空間電位揺動振幅には, エミッタからある位置までの密度揺動振幅の積分値が重畳する. 下流へいくほど空間電位の振動振幅が大きくなるのは, 固定境界が 1 つである 1 次元シミュレーションであるがゆえに生じる問題である.

負イオン生成率が小さい場合 ($\eta = \eta_1$) の周波数スペクトルでは, 低周波 ($\omega/\omega_{ps} = 10^{-4} \sim 10^{-2}$) の小振幅揺動が励起されていることがわかる. 負イオン生成率が大きい場合 ($\eta = \eta_2$) の周波数スペクトルでは, 低周波 ($\omega/\omega_{ps} = 10^{-4} \sim 10^{-2}$) の大振幅揺動が励起されていることがわかる. 孤立波パルスの励起周期は $\omega_{ps}\tau_1 \sim 14000$ であるので, $\omega/\omega_{ps} \sim 4 \times 10^{-4}$ にあるピークは孤立波パルスによるものであるといえる. 正弦波的揺動の励起周期は $\omega_{ps}\tau_2 \sim 700$ であるので, $\omega/\omega_{ps} \sim 8 \times 10^{-4}$ にあるピークは正弦波的揺動によるものであるといえる.

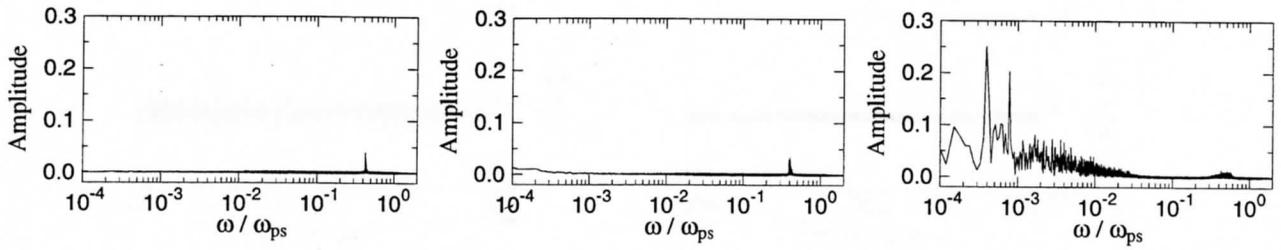


図 3-27 : 空間電位揺動の周波数スペクトル (上流, $\eta = 0$ (左), η_1 (中), η_2 (右)).

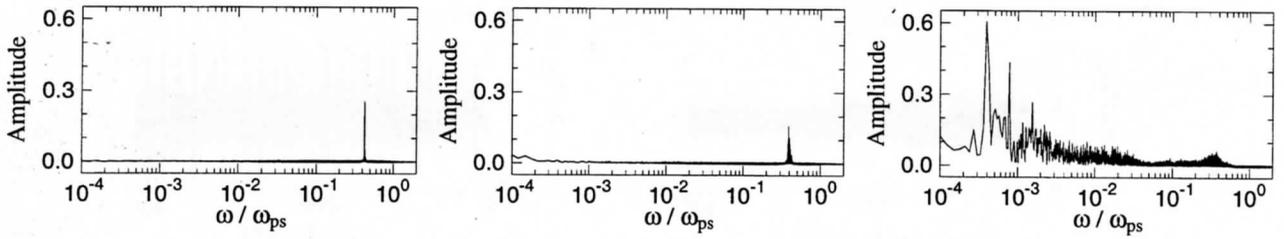


図 3-28 : 空間電位揺動の周波数スペクトル (下流, $\eta = 0$ (左), η_1 (中), η_2 (右)).

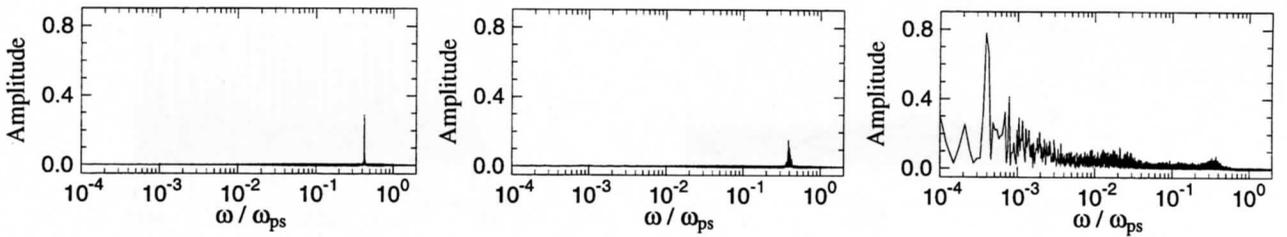


図 3-29 : 浮遊電位揺動の周波数スペクトル (コレクタ, $\eta = 0$ (左), η_1 (中), η_2 (右)).

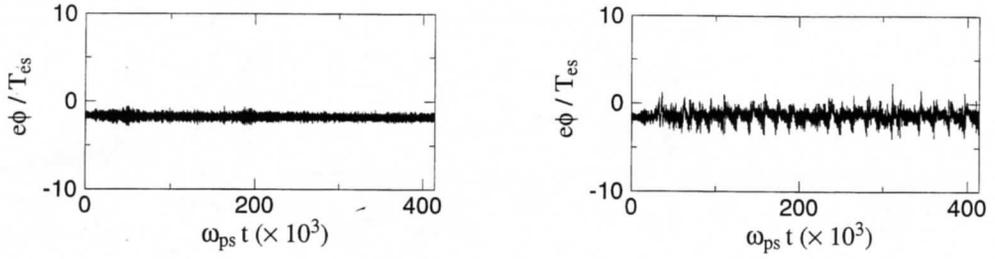


図 3-30 : 空間電位の時間的变化 (上流, $\eta = \eta_1$ (左), η_2 (右)).

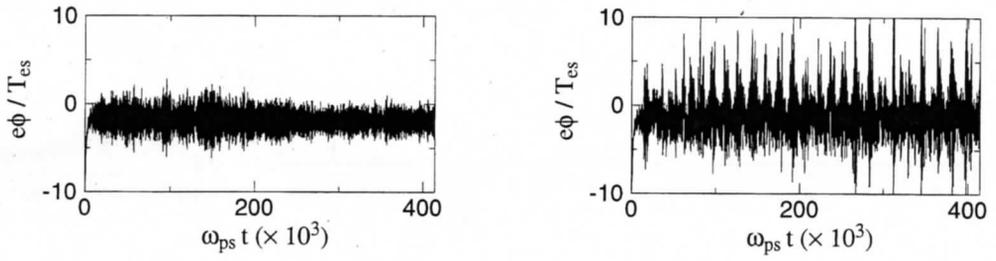


図 3-31 : 空間電位の時間的变化 (下流, $\eta = \eta_1$ (左), η_2 (右)).

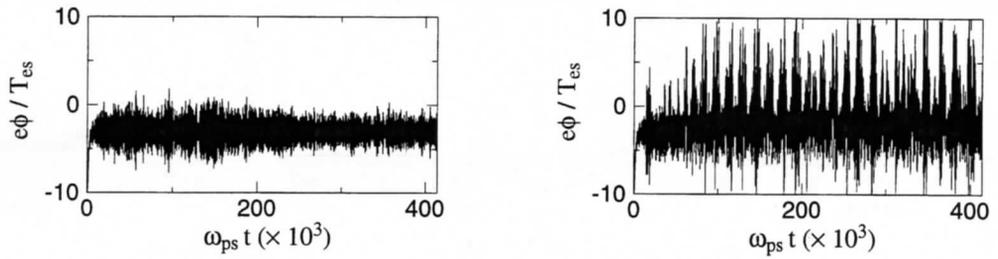


図 3-32 : 浮遊電位の時間的变化 (コレクタ, $\eta = \eta_1$ (左), η_2 (右)).

3.4.7 粒子速度分布

時間平均した ($\omega_{ps}t = 364 \sim 414 \times 10^3$) 上流 ($50 \leq z/\lambda_{Ds} \leq 65$) と下流 ($400 \leq z/\lambda_{Ds} \leq 415$) における電子, 正イオン, 負イオンの速度分布を図 3-33 ~ 3-38 に示す.

負イオンが生成されていない場合 ($\eta = 0$), 正イオンはエミッタ前面のシースで加速されてプラズマ領域に入射するため, 超音速でコレクタに向かうビームになっている. エミッタ前面のシースを乗り越えコレクタに向かう電子の多くは, コレクタ前面のシースで反射されて上流に戻ってくる. 高エネルギーの電子はコレクタに到達するため, 負の速度成分の裾が欠けた Maxwell 分布のような速度分布になる.

負イオン生成率が小さい場合 ($\eta = \eta_1$), 負イオン生成領域にできるポテンシャルディップによって負イオンは若干加速されるため, 上流ではエミッタに向かう弱いビームになっている. 下流ではコレクタに向かう負イオンの大半は, コレクタ前面のシースで反射されて上流に戻ってくるため Maxwell 分布のようになっている. 正イオン, 電子の速度分布はほとんど変わらない.

負イオン生成率が大きい場合 ($\eta = \eta_2$), ポテンシャルディップが更に深くなるため上流では負イオンはより加速を受けたビームになっている. 下流ではダブルレイヤによって強く加速されるようになるためビーム成分が現われる. 正イオンは上流, 下流共に励起揺動に捕捉されることにより速度の遅い正イオンが存在して速度分布が大きく広がる. 電子は励起揺動により位相空間でより攪拌されるため, Maxwell 分布のようになる.

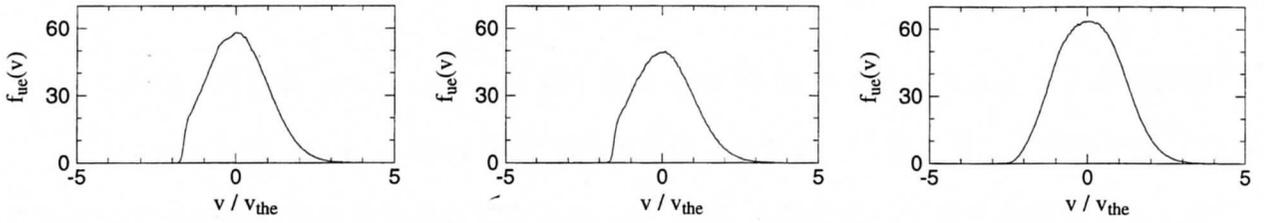


図 3-33 : 時間平均電子速度分布 (上流, $\eta = 0$ (左), η_1 (中), η_2 (右)).

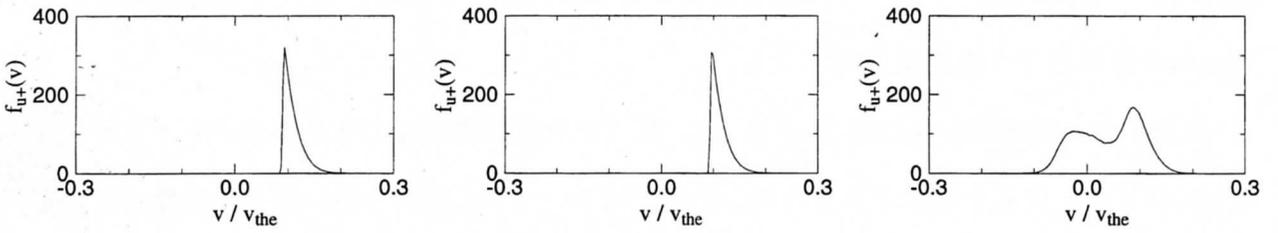


図 3-34 : 時間平均正イオン速度分布 (上流, $\eta = 0$ (左), η_1 (中), η_2 (右)).

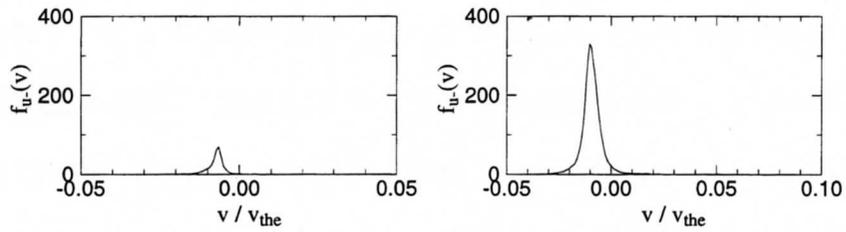


図 3-35 : 時間平均負イオン速度分布 (上流, $\eta = \eta_1$ (左), η_2 (右)).

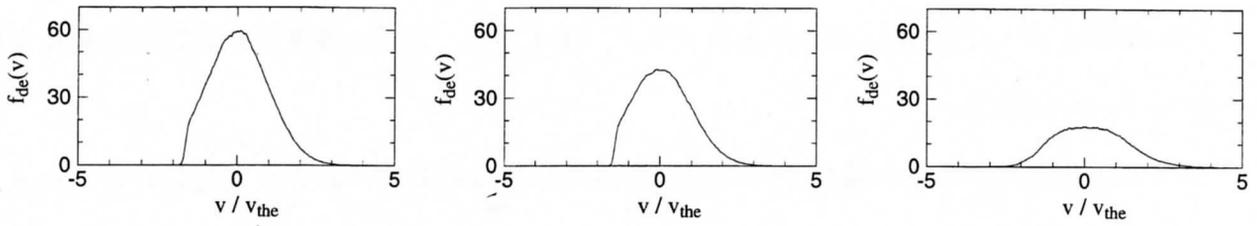


図 3-36 : 時間平均電子速度分布 (下流, $\eta = 0$ (左), η_1 (中), η_2 (右)).

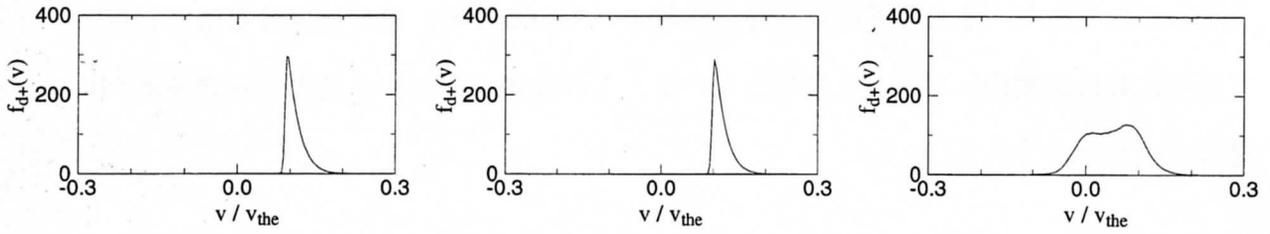


図 3-37 : 時間平均正イオン速度分布 (下流, $\eta = 0$ (左), η_1 (中), η_2 (右)).

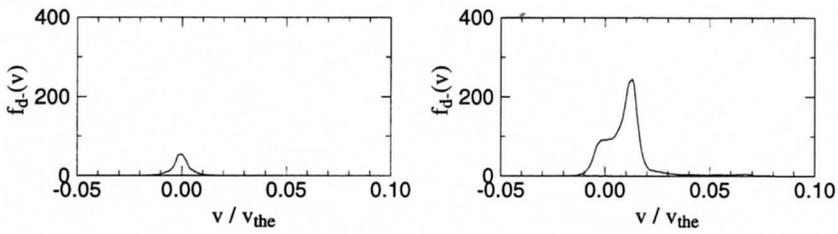


図 3-38 : 時間平均負イオン速度分布 (下流, $\eta = \eta_1$ (左), η_2 (右)).

速度分布の動的变化を示すために $\omega_{ps}t = 364 \sim 414 \times 10^3$ の間, 上流 ($50 \leq z/\lambda_{Ds} \leq 65$) と下流 ($400 \leq z/\lambda_{Ds} \leq 415$) における負イオン, 正イオン, 電子の速度分布の時間的变化を図 3-39 ~ 3-44 に示す.

負イオン生成率が小さい場合 ($\eta = \eta_1$), 各速度分布は時間的にあまり変化しない. 負イオン生成率が大きい場合 ($\eta = \eta_2$), 各速度分布は時間的に大きく変化する. 上流において対向する正イオンビームと負イオンビームの速度差が間欠的に大幅減少する. 正イオン-負イオンの 2 流体不安定性によって, 粒子運動エネルギーが減少して揺動のフィールドエネルギーに変換されるためである. また粒子は定常的に供給されているため, 再び速度分布は元に戻る. 下流でも間欠的に速度分布が大きく変化している. これは測定している場所を孤立波のパルスが通過しているためである.

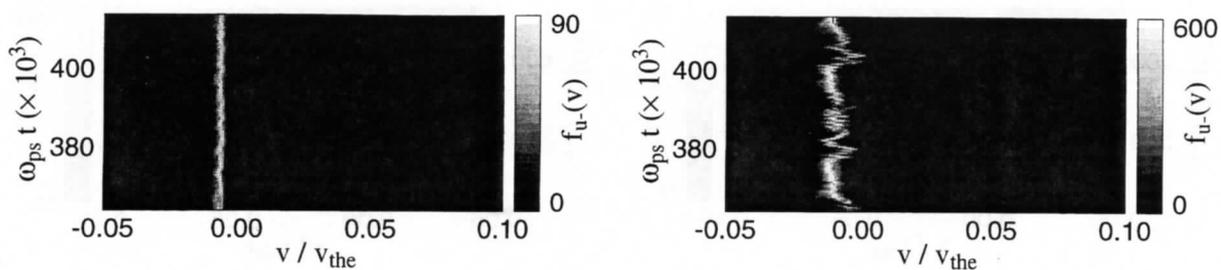


図 3-39 : 上流での負イオン速度分布の時間的変化 (左 : $\eta = \eta_1$, 右 : $\eta = \eta_2$).

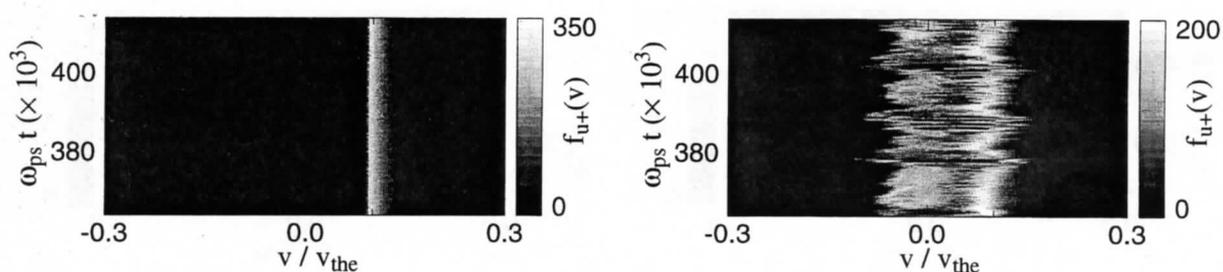


図 3-40 : 上流での正イオン速度分布の時間的変化 (左 : $\eta = \eta_1$, 右 : $\eta = \eta_2$).

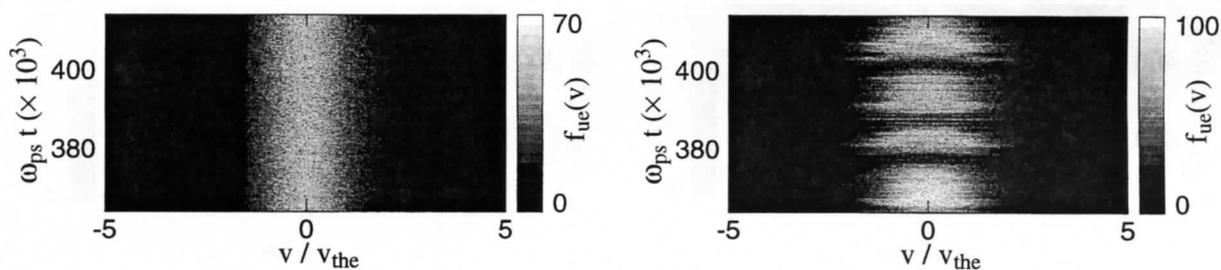


図 3-41 : 上流での電子速度分布の時間的変化 (左 : $\eta = \eta_1$, 右 : $\eta = \eta_2$).

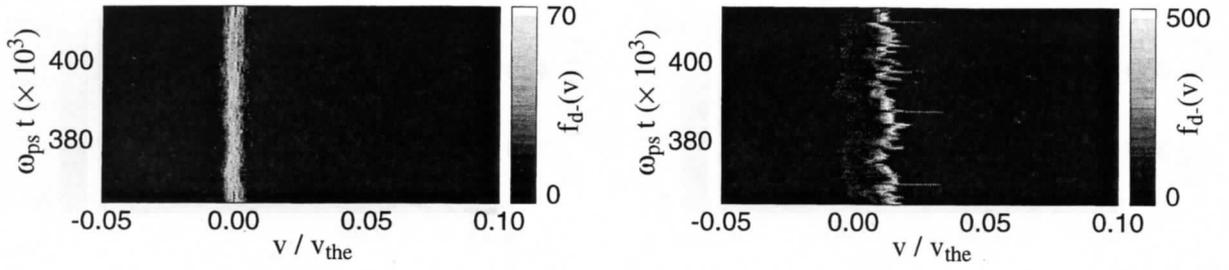


図 3-42 : 下流での負イオン速度分布の時間的変化 (左 : $\eta = \eta_1$, 右 : $\eta = \eta_2$).

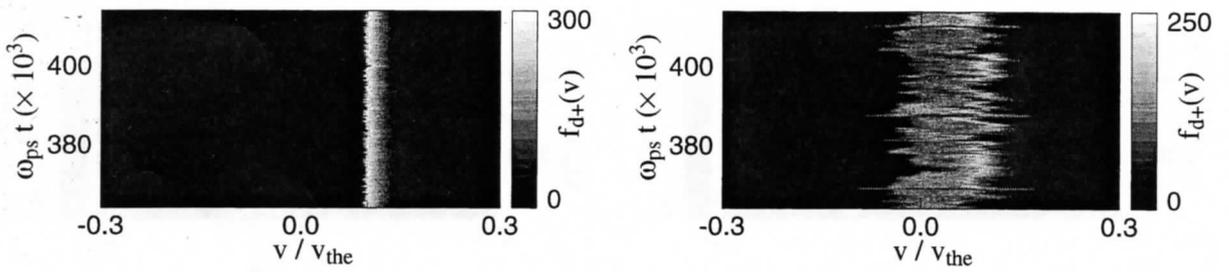


図 3-43 : 下流での正イオン速度分布の時間的変化 (左 : $\eta = \eta_1$, 右 : $\eta = \eta_2$).

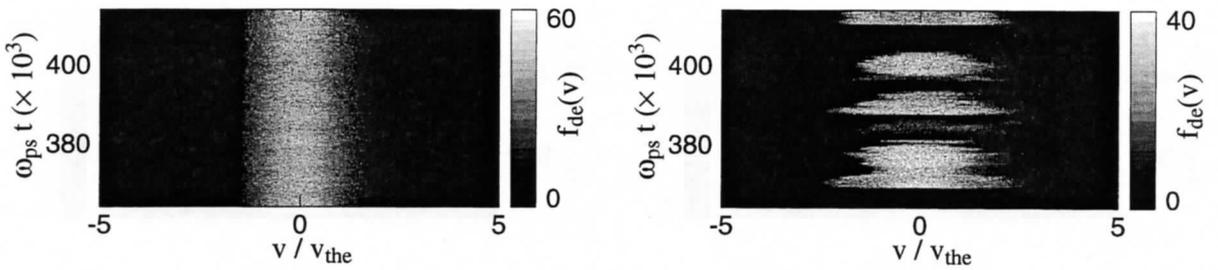


図 3-44 : 下流での電子速度分布の時間的変化 (左 : $\eta = \eta_1$, 右 : $\eta = \eta_2$).

3.4.8 負イオンの滞在時間

生成された負イオン各々の滞在時間(年齢)を調べることにより、励起揺動が負イオンに及ぼす影響がわかる。単位長さの空間に存在する負イオンの平均滞在時間 τ_{st} を全空間にわたってプロットしたものが負イオン滞在時間の空間分布である。この空間分布の $\omega_{ps}t = 364 \sim 414 \times 10^3$ における時間的变化を図 3-45 に示す。負イオン滞在時間を横軸にとった負イオン滞在時間分布の $\omega_{ps}t = 364 \sim 414 \times 10^3$ における時間的变化を図 3-46 に示す。縦軸は系に含まれる全負イオン数で規格化している。時間平均した ($\omega_{ps}t = 364 \sim 414 \times 10^3$) 負イオン滞在時間空間分布と負イオン滞在時間分布を図 3-47, 3-48 に示す。

負イオン生成率が小さい場合 ($\eta = \eta_1$)、生成された負イオンでコレクタに向かう負イオンの大半はコレクタ前面のシースにより反射されて上流に向かうため平均滞在時間が長くなる。負イオン生成率が大きい場合 ($\eta = \eta_2$) には孤立波の脉冲が励起されて、3.4.4 節で述べたように孤立波の脉冲によって負イオンがコレクタに排出されるようになる。このため全空間において負イオン滞在時間は顕著に減少する。孤立波の脉冲は負イオンの系外への排出を促進していると見ることができる。これは図 3-48 から明らかにわかる。孤立波の脉冲が励起されていない時は ($\eta = \eta_1$)、滞在時間の長い負イオンが数多く残っているが(高齢化社会を形成している)、孤立波の脉冲が励起されるようになると ($\eta = \eta_2$)、生成された負イオンは短時間で消滅する。

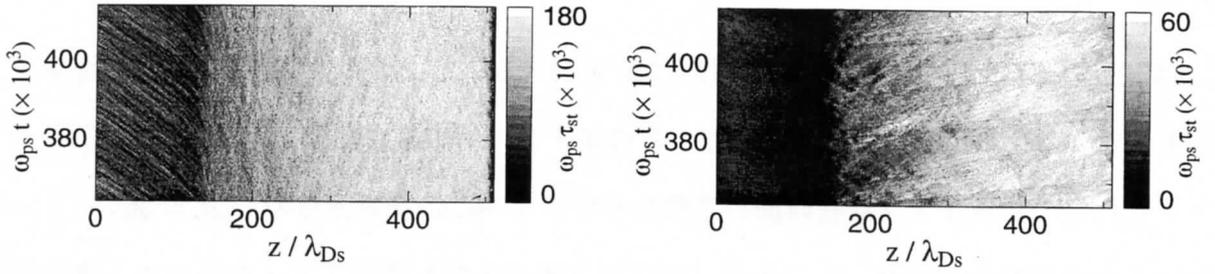


図 3-45 : 負イオン滞在時間の時空間分布 (左 : $\eta = \eta_1$, 右 : $\eta = \eta_2$).

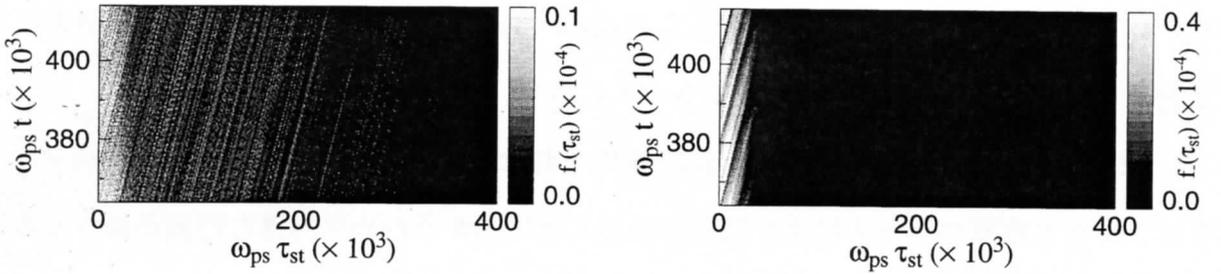


図 3-46 : 負イオン滞在時間分布の時間的变化 (左 : $\eta = \eta_1$, 右 : $\eta = \eta_2$).

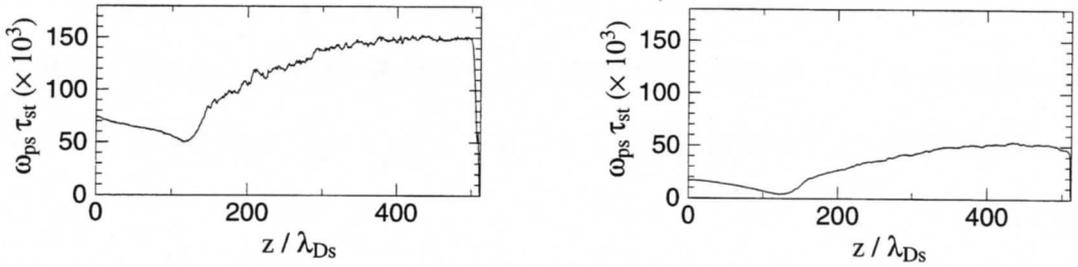


図 3-47 : 時間平均負イオン滞在時間空間分布 (左 : $\eta = \eta_1$, 右 : $\eta = \eta_2$).

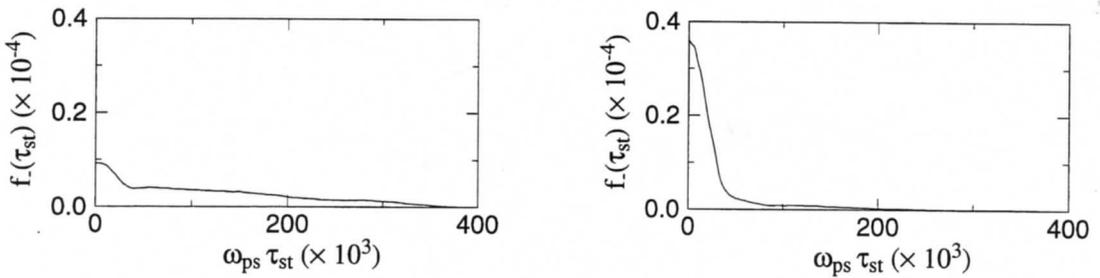


図 3-48 : 時間平均負イオン滞在時間分布 (左 : $\eta = \eta_1$, 右 : $\eta = \eta_2$).

3.4.9 時間平均プラズマ分布

プラズマ応答時間スケールに対して十分長く時間平均した ($\omega_{ps}t = 364 \sim 414 \times 10^3$) 空間電位分布と負イオン, 正イオン, 電子密度分布を図 3-49 に示す. また, 時間平均した空間電位揺動振幅分布と負イオン, 正イオン, 電子の密度揺動振幅分布を図 3-50 に示す. 各分布は $\omega_{ps}t = 364 \sim 414 \times 10^3$ の間の時間平均分布である.

負イオン生成率が大きい場合 ($\eta = \eta_2$), 負イオン生成領域には移動度の小さい負イオンが滞留しており, これを遮蔽するように正イオン密度も増加する. 電子は負イオンと置き換わるためここでは密度が減少する. 上流では正イオン, 電子密度が増加する. ダブルレイヤ及びポテンシャルディップによって正イオン, 電子の一部が反射されるためである. 空間電位揺動振幅分布では下流へ行くほど振幅が大きくなっている. これは 3.4.6 節で述べたように, 固定境界が 1 つである 1 次元シミュレーションであるがゆえに生じる問題である. 正イオン密度揺動振幅は負イオン生成領域付近で若干大きくなっているが, はっきりとしない.

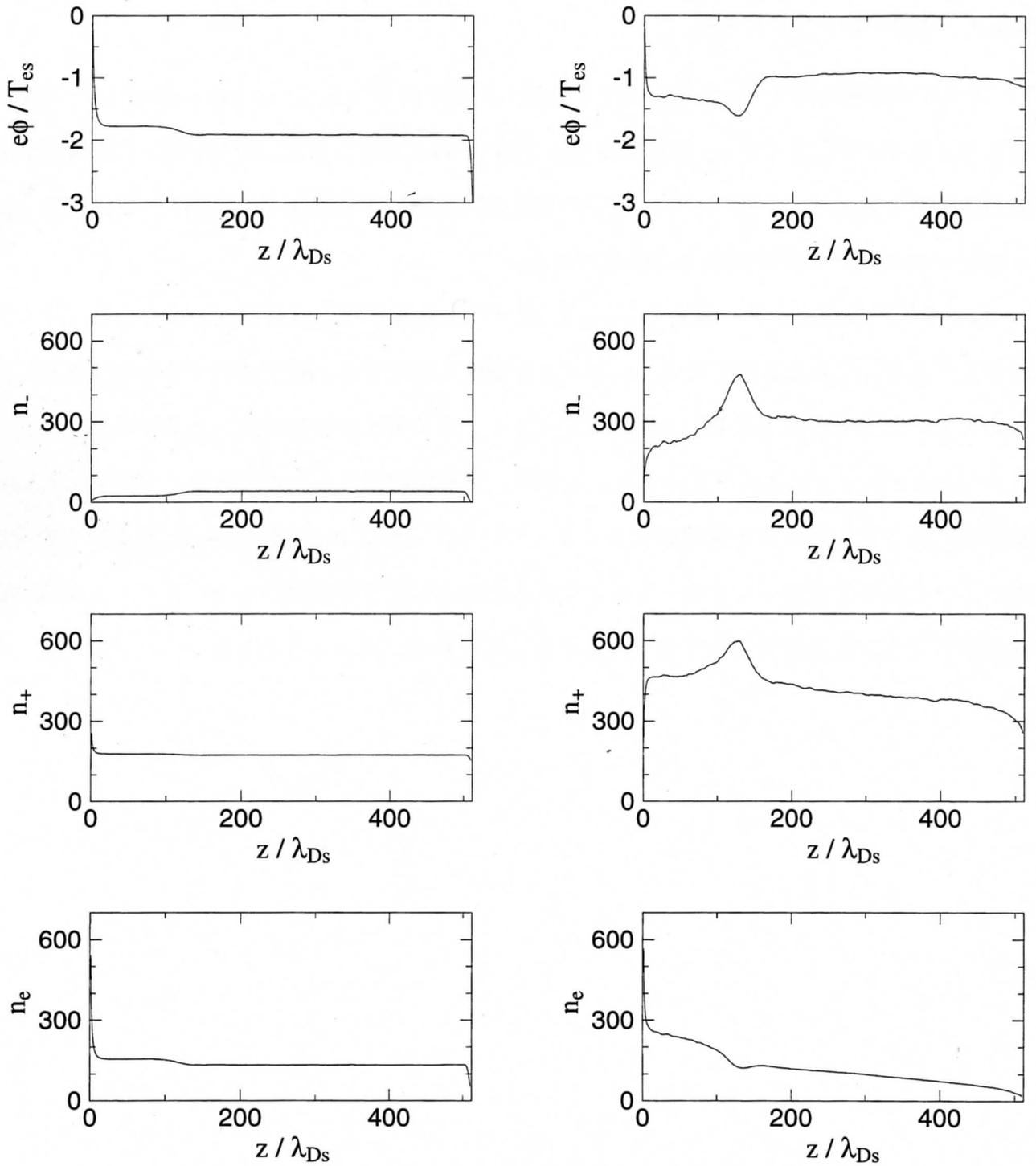


図 3-49 : 時間平均した空間電位分布と負イオン, 正イオン, 電子密度分布 (左: $\eta = \eta_1$, 右: $\eta = \eta_2$).

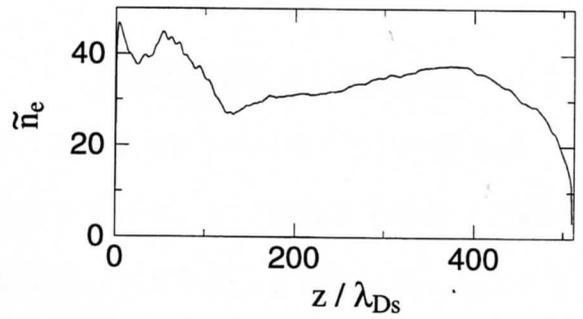
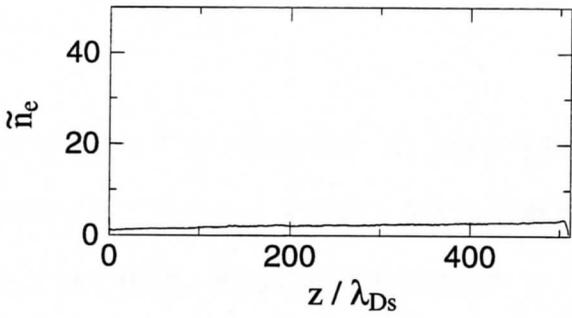
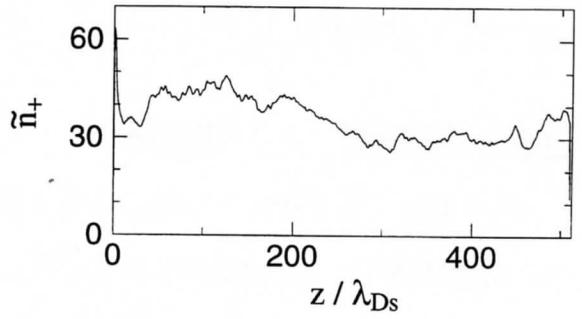
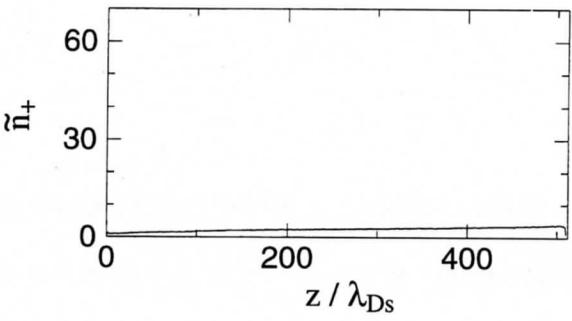
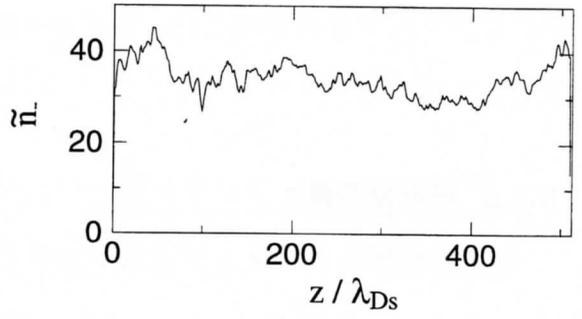
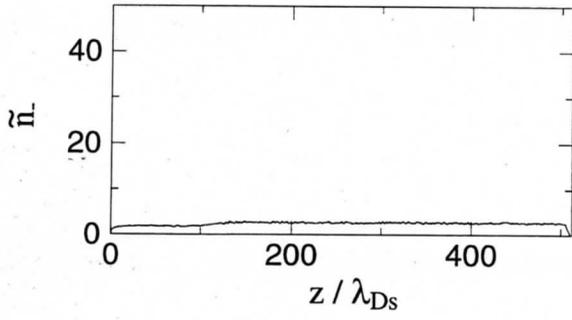
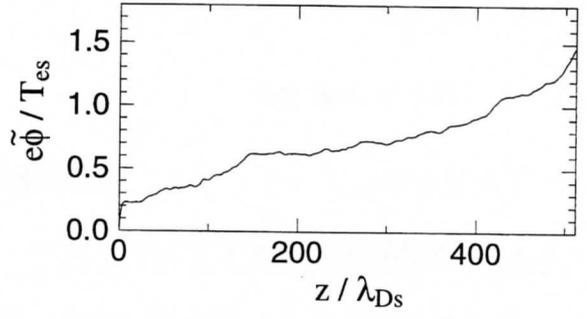
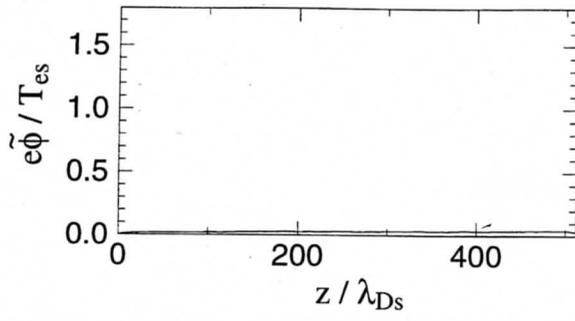


図 3-50 : 時間平均した空間電位揺動振幅分布と負イオン, 正イオン, 電子密度揺動振幅分布 (左: $\eta = \eta_1$, 右: $\eta = \eta_2$).

3.5 まとめ

3.5.1 各小節のまとめ

1次元粒子シミュレーション結果の各小節をまとめる。

3.4.1 準定常状態の負イオンプラズマ

負イオンが生成されていない場合，負イオン生成率が小さい又は大きい場合それぞれの典型的なプラズマ分布を示した．負イオン生成率が大きくなるとプラズマは安定状態から不安定状態に遷移する．

3.4.2 過渡期の負イオンプラズマ

準定常状態の負イオンプラズマが生成されるまでの系の変化を総粒子数，エネルギーの時間的变化という形で示した．負イオン生成率が大きい場合には系の粒子数，エネルギーは周期的に大きく変動する．

3.4.3 孤立波の励起過程

負イオン生成率が大きい場合は孤立波の励起が励起されること及びその励起過程を示した．電荷流束バランスが崩れるとダブルレイヤが形成される．ダブルレイヤにより負イオンのバンチングが起こり，負イオン密度パルスが励起される．これが孤立波的に下流に伝搬していく．

3.4.4 孤立波の消滅過程

孤立波の励起パルスがコレクタに到達して消滅する様子を示した．孤立波の励起パルスがコレクタに到達して消滅する直前には，コレクタ前面のシース構造が大きく変化するため負イオンがコレクタに多く排出される．正イオン，電子はダブルレイヤが形成された時に多く排出されて，負イオンが多く排出される時とタイミングがずれている．

3.4.5 負イオンプラズマの時空間分布

空間電位，密度の時空間分布によりダブルレイヤ形成，孤立波の励起，伝搬，消滅の因果関係を明確に示しており，1次元粒子シミュレーション結果の中で最も重要な小節で

ある。

3.4.6 励起揺動の周波数解析

空間電位の時間的変化を時系列データとした周波数スペクトルを示した。負イオンが関与する低周波数帯に孤立波パルス、正弦波的揺動によるピークが周波数スペクトルに見られる。

3.4.7 粒子速度分布

時間平均した速度分布と速度分布の時間的変化を示した。系が不安定になり孤立波パルスが励起されるようになると、粒子速度分布は大きく変化する。上流における速度分布の時間的変化より、正イオン-負イオンの2流体不安定性により間欠的に密度揺動が励起されていることがわかる。

3.4.8 負イオンの滞在時間

負イオン滞在時間分布(年齢分布に相当)という表現で負イオン排出と孤立波パルスとの関係を示した。負イオン生成率が大きく孤立波パルスが励起されている場合には、生成された負イオンは短時間で系外に排出される。

3.4.9 時間平均プラズマ分布

実験結果との比較することを念頭において、プラズマ応答時間スケールに対して十分長く時間平均したプラズマの空間分布を示した。

3.5.2 1次元粒子シミュレーション結果のまとめ

プラズマの局所空間において質量の大きな負イオンが生成された場合、負イオン生成率によってプラズマ状態が変化する。負イオン生成率が小さい場合、負イオン生成領域には定常的に小さな ($e\Delta\phi/T_e < 1$) ポテンシャルのディップが形成される。これは正イオンが負イオンを完全には遮蔽できないことに起因する。負イオン生成率がある閾値を超えて大きくなると、プラズマは不安定な状態になり振幅の大きな孤立波のパルスが励起される。負イオン生成領域近傍においてポテンシャルのディップができるとここで電子が反射されるため、下流に向かう正電荷流束と負電荷流束のバランスがくずれる。下流では正電荷過剰になり、その結果荷電分離が生じてダブルレイヤが形成される。ダブルレイヤが形成されていく過程でその電位勾配により負イオンが加速されて、結果的にバンチングにより負イオン密度パルスが生じる。この負イオン密度パルスは孤立波的に下流に向かって伝搬していき、コレクタの所で消滅する。通常負イオンはコレクタ前面に形成されているシースにより反射されて、コレクタにほとんど到達できないが、孤立波のパルスがコレクタに到達したときシース構造が大きく変化して、負イオンはコレクタに到達することができる。これが負イオン排出の促進につながる。これらをまとめて以下に箇条書きにする。

- (a) 負イオン生成率に依存してプラズマ状態の遷移が見られる。
- (b) 負イオン生成領域でダブルレイヤが形成される。
- (c) ダブルレイヤによって負イオン密度の孤立波のパルスが励起される。
- (d) 孤立波のパルスは負イオン排出を促進する役割がある。

第4章 考察および結論

4.1 考察

粒子シミュレーションでは、負イオンが生成されていない場合、負イオン生成率が小さいまたは大きい場合の3通りについて測定を行なっている。Qマシン実験では、負イオンが生成されていない場合と負イオン生成率が大きい場合の2通りについてのみ測定を行なっている。実験で負イオンが生成されていることを、下流に設置したプローブから得られる電子飽和電流の値が減少することによって確認している。負イオン生成率が大きい場合には下流の電子密度は減少するが、負イオン生成率が小さい場合には下流の電子密度はほとんど変化しない上に、揺動も励起されない。実験では負イオン生成率が小さい場合には負イオンが生成されていることを確認し難いため、この場合の測定を行なっていない。

局所的に負イオンを生成させるときにプラズマ流をパルス的に入射したり、負イオンが生成し始めてから準定常状態に至るまでの過渡状態のような非定常状態であるならば、孤立波のパルスという非線形性の強い揺動が励起されてもむしろ不思議ではない。時間的に連続して負イオン生成し続けて、準定常状態であるにも関わらず孤立波のパルスが励起されるという現象は特異であるといえる。

実験結果の中で磁力線に垂直方向の現象に注目すると、負イオン生成領域の下流側出口付近では顕著な負イオン拡散とドリフト波励起が見られる。これらは同時に発生しており、互いに強い相関があるといえる。また、プラズマ構造が大きく変化するのには顕著な負イオン拡散とドリフト波励起に起因するといえる。拡散した負イオンの多くは真空容器内壁で消滅する。結果的にドリフト波は系外(磁力線に垂直方向)へ負イオンを排出促進する役割を果たしている可能性がある。

1次元粒子シミュレーションの結果より、孤立波のパルスは系外(沿磁力線方向)へ負イオンを排出促進する役割があることがわかった。揺動が励起された結果として負イオン排出促進が行なわれるのか、負イオン排出促進させるために揺動が励起されるのかは明確になっていな

い。現在のところ負イオンの生成数，排出数，系の負イオン存在許容量とのバランスによって系の状態が決定されると考えている。準定常状態では時間平均した負イオン生成数と排出数は釣り合っているため，系が不安定になるかどうかは系の負イオン存在許容量に依存していると考えている。多くの場合，質量が小さく速度の大きな電子はプラズマ中に発生した電場をすみやかに打ち消し安定化するように振舞う。質量が大きく速度が小さい負イオンは電子と同符号電荷をもつため，電子のその振舞いを阻害する。その結果として系が不安定となり，揺動が励起されると考えている。非定常状態においては，負イオン生成数と排出数は釣り合っておらず更に現象は複雑になると共に，準定常状態では現われない現象が顕著に見られることが予想される。

これまで述べてきた実験・シミュレーション結果の中の孤立波パルス励起は，プラズマ流と巨大負イオンの局所生成が鍵になっている。このような状況は宇宙において多く存在すると考えている。太陽のような恒星は周囲にプラズマを放出するプラズマ源となっている。宇宙空間には均一ではなく局所空間に微粒子雲が漂っている。この微粒子雲をプラズマが横切り，微粒子がある一定量以上存在すると，その下流では孤立波パルスが観測される可能性がある。

4.2 結論

局所空間において質量の大きな巨大負イオンが生成されている準定常プラズマには2つの異なる状態が存在する。単位時間に生成される負イオン数(負イオン生成率)に閾値が存在して、その閾値を超えて負イオンが多く生成されるとプラズマは安定状態から不安定状態へと遷移する。不安定状態の場合には、沿磁力線方向には間欠的なダブルレイヤ形成、孤立波パルス励起といった現象が見られる。磁力線に垂直方向には顕著な負イオン拡散と負イオンの関与するドリフト波励起といった現象が見られる。自発的に励起された孤立波パルス、ドリフト波は生成された負イオンを系外に排出促進する役割がある。系の状態は負イオンの生成数、排出数、存在許容量のバランスによって決定される。

負イオン生成領域において下流へ向かう荷電粒子流束のバランスが崩れると、荷電分離が生じてダブルレイヤが形成される。ダブルレイヤの電位勾配によって負イオンが加速されて、バンチングにより負イオン密度パルスが励起される。この負イオン密度パルスは孤立波的下流へ伝搬していき、プラズマ終端電極(コレクタ)に到達して消滅する。孤立波パルスがコレクタに到達する直前には、コレクタ前面に形成されているシース構造が大きく変化するため、多くの負イオンがコレクタに排出される。

磁力線に垂直方向には生成された負イオンが顕著に拡散する。負イオン生成領域の下流側出口付近のプラズマ拡散係数は、負イオンが生成されていない時のそれ比べて大幅に増加する。また、ここでは負イオンが関与する特徴的な正イオン-負イオンドリフト波が励起されているため、顕著な負イオン拡散現象とドリフト波励起には強い相関があるといえる。下流における正イオン-負イオンドリフト波は、沿磁力線方向にはノード数 $n = 1/2$ で負イオン生成領域の下流側出口とコレクタを節とした定在波となっており、方位角方向にはモード数 $|m| = 1, 2$ で正イオン反磁性方向に伝搬している。磁場強度が強いと励起周波数、モード数は減少する傾向がある。上流では磁場強度によって方位角方向の伝搬する向きが異なる。

謝辞

本報告書は、主たる研究協力者である大原 渡が、東北大学大学院工学研究科電子工学専攻において行ってきた研究成果を中心として取りまとめたものである。

ここに、佐々木 訓，星野 泰隆，古田 和紀の各卒業・修了生諸氏の研究協力に心から感謝いたします。また，石田 裕康技官の技術的ご援助に対し深く感謝申し上げます。

参考文献

- [1] C. K. Goertz : Rev. Geophys. **27** (1989) 271.
- [2] T. W. Hartquist, O. Havnes, and G. E. Morfill : Fundamentals Cosmic Phys. **15** (1992) 107.
- [3] G. S. Selwyn, J. E. Heidenreich, and K. L. Haller : Appl. Phys. Lett. **57** (1990) 1876.
- [4] L. Boufendi, L. Boufendi, A. Bouchoule, P. K. Porteous, J. Ph. Blondeau, A. Plain, and C. Laure : J. Appl. Phys. **73** (1993) 2160.
- [5] A. Gondhalekar, P. C. Stangeby, and J. D. Elder : Nucl. Fusion **34** (1994) 247.
- [6] B. Terreault, B. L. Stansfield, J. -L. Lachambre, R. Décoste, B. C. Gregory, E. Haddad, C. Janicki, C. Liu-Hinz, D. Michaud, A. H. Sarkissian, W. W. Zuzak, C. Boucher, A. Côté, F. Martin, H. H. Mai, G. G. Ross, M. St-Onge, and D. Whyte : Nucl. Fusion **34** (1994) 777.
- [7] A. Y. Wong, D. L. Mamas, and D. Arnush : Phys. Fluids **18** (1975) 1489.
- [8] B. Song, N. D'Angelo, and R. L. Merlino : Phys. Fluids **B3** (1991) 284.
- [9] N. Sato : *A Variety of Plasmas*, edited by A. Sen and P. K. Kaw (Indian Academy of Sciences, Bangalore, 1989), p.79.
- [10] H. W. Kroto , J. R. Heath , S. C. O'Brien , R. F. Curl and R. E. Smalley : Nature **318** (1985) 162.
- [11] W. Krätschmer , L. D. Lamb , K. Fostiropoulos and D. R. Huffman : Nature **347** (1990) 354.
- [12] N. Sato : Plasma Sources Sci. Technol. **3** (1994) 395.

- [13] N. Sato, T. Mieno, T. Hirata, Y. Yagi, R. Hatakeyama, and S. Iizuka : *Phys. Plasmas* **1** (1994) 3480.
- [14] T. Hirata, R. Hatakeyama, Y. Yagi, T. Mieno, S. Iizuka, and N. Sato : *J. Plasma Fusion Res.* **71** (1995) 615.
- [15] 平田 孝道, 畠山 力三, 三重野 哲, 佐藤 徳芳 : *真空* **38** (1995) 918.
- [16] 古田 和紀: 修士学位論文 (東北大学大学院工学研究科, 1996).
- [17] K. Furuta, R. Hatakeyama, W. Oohara, and N. Sato : *Double Layers - Potential Formation and Related Nonlinear Phenomena in Plasmas*, edited by Sendai "Plasma Forum" (World Scientific, Singapore, 1997) p.300.
- [18] 田中基彦, 佐藤哲也, 林隆也, 草野完也, 中山裕一郎, 渡邊國彦, 堀内利得 : 計算機利用共同研究成果報告書 昭和 62 年度, 名古屋大学プラズマ研究所 (1987) p.196.
- [19] 大原 渡 : 修士学位論文 (東北大学大学院工学研究科, 1996).
- [20] W. Oohara, S. Ishiguro, R. Hatakeyama, and N. Sato : *Double Layers - Potential Formation and Related Nonlinear Phenomena in Plasmas*, edited by Sendai "Plasma Forum" (World Scientific, Singapore, 1997) p.149.
- [21] W. Oohara, S. Ishiguro, R. Hatakeyama, and N. Sato : *Proc. 2nd Asian Pacific Plasma Theory Conf., Toki, 1997* (National Institute for Fusion Science, Toki, Japan, 1997) p.198.
- [22] W. Oohara, R. Hatakeyama, S. Ishiguro, and N. Sato : *Proc. 1998 Int. Cong. Plasma Physics, Praha, 1998* (European Physical Society, Paris, 1998) Vol. 22C, p.2419.
- [23] R. W. Motley : *Q Machines* (Academic, New York, 1975).
- [24] N. Sato, H. Sugai, and R. Hatakeyama : *Phys. Rev. Lett.* **34** (1975) 931.

- [25] M. Lezius, P. Scheier, and T. D. Märk : Chem. Phys. Lett. **203** (1993) 232.
- [26] T. Jaffke, E. Illenberger, M. Lezius, S. Matejcek, D. Smith, and T. D. Märk : Chem. Phys. Lett. **226** (1994) 213.
- [27] J. Huang, H. S. Carman, Jr., and R. N. Compton : J. Phys. Chem. **99** (1995) 1719.
- [28] I. Katsumata and M. Okazaki : Jpn. J. Appl. Phys. **6** (1967) 123.
- [29] R. W. Motley and T. Kawabe : Phys. Fluids **14** (1970) 1019.
- [30] 星野 泰隆 : 卒業論文 (東北大学工学部電子工学科, 1997).
- [31] 佐々木 訓 : 修士学位論文 (東北大学大学院工学研究科, 1998).
- [32] S. Sasaki, R. Hatakeyama, T. Hirata, W. Oohara, and N. Sato : *Proc. 1998 Int. Cong. Plasma Physics, Praha, 1998* (European Physical Society, Paris, 1998) Vol. 22C, p.2537.
- [33] B. B. Kadomtsev : *Plasma Turbulence* (Academic Press, New York, 1965) p.78.
- [34] A. B. Mikhailovskii : *Reviews of Plasma Physics* (Consultants Bureau, New York, 1965) Vol. 3, p.159.
- [35] 関口 忠 : プラズマ工学 (電気学会, 1997) p.158.
- [36] B. Coppi, H. P. Furth, M. N. Rosenbluth, and R. Z. Sagdeev : Phys. Rev. Lett. **17** (1996) 377.
- [37] S. K. Wong : Phys. Fluids **18** (1975) 391.
- [38] G. R. Allen, M. Yamada, G. Rewoldt, and W. M. Tang : Phys. Fluids **25** (1982) 2347.
- [39] J. A. Decker, P. J. Freyheit, W. D. Mcbee, and L. T. Shepherd : Phys. Fluids **10** (1967) 2422.

- [40] 宮国 晋一 : 修士学位論文 (東北大学大学院工学研究科, 1990).
- [41] D. Bohm : *Characteristics of Electrical Discharge in Magnetic Fields*, edited by A. Guthrie and R. K. Wakerling (McGraw-Hill , New York , 1949) p.1.
- [42] B. Coppi, G. Rewoldt, and T. Schep : *Phys. Fluids* **19** (1976) 1144.
- [43] R. Boissier : *Nucl. Fusion* **18** (1978) 867.
- [44] C. K. Birdsall and A. B. Langdon : *Plasma Physics via Computer Simulation* (McGraw-Hill , New York , 1985).
- [45] L. A. Schwager and C. K. Birdsall : *Phys. Fluids B* **2** (1990) 1057.
- [46] R. McIntyre : *J. Appl. Phys.* **33** (1962) 2485.
- [47] N. Rynn : *Phys. Fluids* **9** (1966) 165.
- [48] J. M. Buzzi, H. J. Doucet, and D. Gresillon : *Phys. Fluids* **13** (1970) 3041.
- [49] 佐伯紘一, 飯塚哲, 佐藤徳芳, 八田吉典 : *核融合研究* **52** (1984) 427.
- [50] H. Alfvén and P. Carlqvist : *Solar Phys.* **1** (1967) 220.
- [51] N. Sato : *Proc. (Invited Papers) Symp. Plasma Double Layers, Roskilde, 1982* (Risø National Laboratory, Roskilde, 1982) p.116.
- [52] C. Chan, M. H. Cho, N. Hershkowitz, and T. Intrator : *Phys. Rev. Lett.* **52** (1984) 1782 and **57** (1986) 3050.
- [53] N. Sato, R. Hatakeyama, S. Iizuka, T. Mieno, K. Saeki, J. J. Rasmussen, and P. Michelsen : *Phys. Rev. Lett.* **46** (1981) 1330.
- [54] N. Sato, R. Hatakeyama, S. Iizuka, T. Mieno, K. Saeki, J. J. Rasmussen, P. Michelsen, and R. Schrittwieser : *J. Phys. Soc. Jpn.* **52** (1983) 875.

- [55] N. Sato, M. Nakamura, and R. Hatakeyama : Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 1227.
- [56] K. D. Baker, L. P. Block, R. Kist, W. Kampa, N. Singh, and H. Thiemann : J. Plasma Phys. **26** (1981) 1.
- [57] D. Jovanović, J. P. Lynov, P. Michelsen, H. L. Pécseli, J. J. Rasmussen, and K. Thomsen : Geophys. Res. Lett. **9** (1982) 1049.
- [58] R. L. Stenzel, M. Ooyama, and Y. Nakamura : Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 1498.
- [59] R. L. Stenzel, M. Ooyama, and Y. Nakamura : Phys. Fluids **24** (1981) 708.
- [60] S. Iizuka, P. Michelsen, J. J. Rasmussen, R. Schrittwieser, R. Hatakeyama, K. Saeki, and N. Sato : Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 145.
- [61] S. Iizuka, P. Michelsen, J. J. Rasmussen, R. Schrittwieser, R. Hatakeyama, K. Saeki, and N. Sato : J. Phys. Soc. Jpn. **54** (1985) 2516.
- [62] S. Torvén, L. Lindberg, and R. T. Carpenter : Plasma Phys. Control. Fusion **27** (1985) 143.
- [63] J. S. Levine and F. W. Crawford : J. Plasma Phys. **24** (1980) 359.
- [64] T. Sato and H. Okuda : Phys. Rev. Lett. **44** (1980) 740.
- [65] T. Sato and H. Okuda : J. Geophys. Res. **86** (1981) 3357.
- [66] A. Hasegawa and T. Sato : Phys. Fluids **25** (1982) 632.

本報告書収録の学術雑誌等発表論文は本ファイルに登録していません。なお、このうち東北大学在籍の研究者の論文で、かつ、出版社等から著作権の許諾が得られた論文は、個別に **TOUR** に登録しております。