

①

博士學位論文

論文題目 直流放電プラズマ中
微粒子雲の挙動制御

提出者 東北大学大学院工学研究科
電気・通信工学 専攻

学籍番号 98TD3004

氏名 内田儀一郎

指 導 教 官	佐藤徳芳 教授
研究指導教官	
審 査 委 員 (○印は主査)	○ 佐藤徳芳 教授 1 犬竹正明 教授 2 畠山力三 教授 3 飯塚哲助 教授 4 _____ 教授

備考(1) 外国人留学生は、国籍を記入すること。

(2) 履歴事項は、大学入学から年次にしたがって記入すること。

目次

記号表	iv
第1章 序論	1
1.1 微粒子プラズマの研究の歴史	1
1.2 強結合プラズマの定義	3
1.3 研究目的	4
1.4 論文構成	4
第2章 直流放電プラズマ中における微粒子雲の形状制御	5
2.1 序論	5
2.2 直流放電プラズマ中における微粒子の帯電	6
2.3 実験装置	11
2.4 実験結果	14
2.4.1 微粒子帯電量測定結果	14
2.4.2 微粒子浮上電極バイアス V_c による軸方向電位分布の制御	17
2.4.3 リング電極バイアス V_r による径方向電位分布の制御	18
2.5 考察	22
2.6 結論	23
第3章 直流放電プラズマ中電子シャワーによる液体-固体間相転移現象の観測	24
3.1 序論	24
3.2 実験装置	26
3.3 実験結果	27
3.3.1 プラズマ測定結果	27
3.3.2 微粒子測定結果	28
3.4 考察	31
3.5 結論	33

第4章	弱磁場印加直流放電プラズマ中における微粒子雲回転運動の観測	34
4.1	序論	34
4.2	実験装置	35
4.3	実験結果	38
4.3.1	プラズマパラメーター測定結果	38
4.3.2	微粒子雲回転速度測定結果	41
4.4	考察	44
4.4.1	帯電微粒子に作用する力	44
4.4.2	弱磁場プラズマ中におけるイオンの軌道	46
4.4.3	イオンドラッグ力に対する密度勾配の効果	47
4.4.4	イオンドラッグ力に対する電位勾配の効果	51
4.5	結論	51
第5章	電位駆動微粒子渦流の観測	52
5.1	序論	52
5.2	実験装置	53
5.3	実験結果	54
5.4	考察	60
5.5	結論	60
第6章	プラズマ中帯電微粒子群の静電的除去法の開発	61
6.1	序論	61
6.2	実験装置	63
6.3	実験結果	64
6.4	考察	67
6.5	適用例	69
6.6	結論	74
第7章	結論	75
	謝辞	76

参考文献	78
発表論文	84
学会発表	86
付録 DC イオンシース中における微粒子群の自己励起振動の観測	89
A.1 序論	89
A.2 実験装置	90
A.3 実験結果	91
A.3.1 リング電極バイアス V_r によって制御される微粒子振動運動の観測	91
A.3.2 放電電流 I_p によって制御される微粒子振動運動の観測	93
A.4 考察	95
A.5 結論	100
A.6 分散関係式の導出	101

記号表

V_s	空間電位 [V]	n_N	中性粒子密度 [m^{-3}]
V_f	浮遊電位 [V] (微粒子表面電位)	ε	イオン-微粒子密度比 n_d/n_i
ϕ_f	浮遊電位と空間電位の差 $V_f - V_s$ [V]	T_e	電子温度 [eV]
V_c	微粒子浮上電極 中央電極バイアス値 [V]	T_i	イオン温度 [eV]
V_r	微粒子浮上電極 リング電極バイアス値 [V]	T_d	微粒子温度 [eV]
I_e	電子電流 [A]	Z	微粒子表面電子付着数
I_i	イオン電流 [A]	Q	微粒子帯電量
m_e	電子質量 [kg]	a	微粒子半径 [m]
m_i	イオン質量 [kg]	d	微粒子間隔 [m]
m_d	微粒子質量 [kg]	e	単位電荷 [C]
m_N	中性粒子質量 [kg]	k_B	Boltzmann 定数 (1.3807×10^{-23} [J/K])
n_e	電子密度 [m^{-3}]	ε_0	真空中の誘電率 (8.8541×10^{-12} [F/m])
n_i	イオン密度 [m^{-3}]	r	本論文の実験装置図のカソード電極 中心を $r = 0$ とし右側を正, 左側を 負と定義する.
n_d	微粒子密度 [m^{-3}]		

第1章 序論

1.1 微粒子プラズマの研究の歴史

微粒子プラズマは電荷を持った微粒子が気体プラズマ中に混在し、ランダム運動を行っている状態と定義され、近年様々分野で研究が行われている。

《プラズマ基礎物理分野における研究》

我々の銀河系には約 10^{11} 個の恒星があり、その恒星間は真空ではなく、星間物質で満たされている。その重量比は、水素：73 %、ヘリウム：25 %、その他の重元素：2 %（重元素の約半分が $0.1 \mu\text{m}$ 程度の微粒子）となっており宇宙プラズマは微粒子プラズマとも言える。微粒子が電荷を獲得していく素過程等の基礎的研究や惑星環の生成とその挙動や彗星などに関連した研究は古くから、特に理論を中心に進められてきた [1]-[3]。

微粒子プラズマ中における波動伝播の研究は 1990 年 N. N. Rao 等による「Dust Acoustic Wave」の理論解析 [4], [5] 以来、微粒子プラズマ分野において最も精力的に研究が行われている分野である。微粒子を媒体とする縦波の伝播は、自己励起 [6]-[8], 外部励起 [9], [10] ともに実験で観測されており、自己励起に至ってはその発生機構を巡り激しい議論がなされた [11]-[17]。また Γ が大きな微粒子プラズマ特有のモードである「Dust Lattice Wave」 [18], [19] や「Transverse Waves」 [20], [21] 等も観測されている。微粒子とプラズマの相互作用は微粒子の帯電過程一つをとっても大変興味深く、微粒子帯電量 Q は、平均帯電量に対し \sqrt{Q} の大きさを振動していることが明らかになった [22]。この微粒子の帯電量の揺れを考慮した波動解析も現在進められている [23]。

微粒子の挙動に影響を与えるテスラ級の磁場を印加した微粒子プラズマ実験も開始された [24]。磁場と微粒子プラズマとの相互作用の解明は、惑星環の形成やその中で発生する不安定性の解明に必要不可欠であり、宇宙プラズマの理解に大きく貢献する事が期待される。また負に大きく帯電した微粒子群を含んだイオンシースの電位構造等の最も基礎的な研究も継続して行われている [25]。

《プロセスプラズマ分野における研究》

プラズマを用いた半導体プロセスのクリーン化は、超微細加工技術や高機能性薄膜堆積技術に必要不可欠な基盤技術となっている。シリコンウエハ等のエッチング時における超微粒子の生成や薄膜形成時におけるサブミクロンサイズの微粒子の発生がプラズマ中で確認されている [26]-[29]。この微粒子群はプラズマ装置を変化させるとともに膜質劣化やデバイスの歩留まり低下を導いていることが指摘されており、プラズマ中での微粒子に作用する力の解析やその除去法に関する研究が近年精力的に行われている。

また核融合真空装置内の炉心プラズマと真空容器壁の間において、炭素で構成されたナノメートルからミクロンサイズの不純物の存在が確認されている [30], [31]。従って、核融合プラズマ分野においても微粒子のプラズマに与える影響に関する研究や不純物の制御法に関する研究が今後大々的に展開されるものと思われる。

《強結合プラズマ分野における研究》

微粒子プラズマは強結合プラズマ分野において非常に興味深い研究対象である。結晶相転移現象の解析は 1930 年代に E. Wigner によって開始された (The theory of the Wigner crystal) [32], [33]。そして原子スケールにおけるイオン結晶 [34], [35]、電子結晶 [36] や、マクロスケールにおけるコロイダル結晶 (クーロン結晶) [37], [38] を利用して、相転移やアニリングなどの過渡的現象がこれまでに実験により解析されてきた。

1986 年 H. Ikezi はクーロン結晶のモデルを微粒子プラズマ (OCP: One-Component-Plasma) に適用し、ある条件のもとで ($\Gamma > 172$) プラズマ中でクーロン結晶が形成可能であることを理論的に示した (プラズマ結晶) [39]。1994 年, H. Thomas *et al.*, J. H. Chu *et al.*, Y. Hayashi *et al.* の三グループは R F プラズマ中においてプラズマ結晶を実験により観測した [40]-[42]。これまでプラズマ粒子は無秩序な気体粒子として扱われてきたが、プラズマ中に注入された微粒子は驚くべき秩序だった結晶構造を形成した。このクーロン結晶は、 Γ_d と κ の値 (p. 3 参照) により構造が変化する事が理論的に解析された [43]-[45]。

プラズマ結晶の特徴を以下に示す [46]。

1. 応答時間の速さ：微粒子の摩擦は中性ガスとイオンとのみであり、外場の変化に伴う結晶構造の応答速度は溶液中のコロイダル結晶より数百万倍早い。従って微粒子のブラウン運動の観測や微粒子群中の波動伝播の観測等が可能である。

2. 観測の容易さ：プラズマ結晶を構成する微粒子はミクロンオーダーであり微粒子のミー散乱光を CCD カメラで撮影することにより容易に観測できる。従って微粒子のブラウン運動等の熱力学的挙動の実験による解析が可能である。
3. 結晶制御が容易である事：プラズマパラメータ、ガス圧力、微粒子などを変えることにより、結晶状態を容易に制御できる (相転移現象の制御)。

1.2 強結合プラズマの定義

一般にプラズマ粒子間の結合の度合いを表すために、粒子の熱エネルギーと粒子間のクーロンポテンシャルエネルギーの比をとり結合パラメータと定義している [47].

〈結合パラメータ〉

$$\Gamma = \frac{Q^2}{4\pi\epsilon_0 d} e^{-d/\lambda_D} = \Gamma_d e^{-k} \propto \frac{Q^2 n^{1/3}}{T} = \frac{\text{クーロンポテンシャルエネルギー}}{\text{熱エネルギー}}$$

$$\begin{array}{ll} \text{3次元} & d = \left(\frac{3}{4\pi n}\right)^{1/3} \\ \text{2次元} & d = \left(\frac{1}{\pi n}\right)^{1/2} \end{array}$$

Q : 粒子帯電量 n : 粒子密度
 T : 粒子温度 d : 粒子間隔
 λ_D : デバイ長

$\Gamma \ll 1$ となるプラズマは「弱結合プラズマ」と呼ばれ、粒子間の近接相互作用はほとんど無視できる。実験室で見られるプラズマ密度 10^{11} cm^{-3} 、プラズマ温度 1 eV 程度の弱電離プラズマは $\Gamma \sim 10^{-3}$ 程度であり、典型的な弱結合プラズマである。このような弱結合プラズマ粒子の熱力学的性質は、理想気体の性質と類似している。結合パラメータは $\Gamma = 1/4\pi(n\lambda_D)^{2/3}$ と変形でき、プラズマパラメータと $\Gamma \propto A^{-2/3}$ の関係にある。従って $\Gamma \ll 1$ は $A \gg 1$ を意味し、プラズマの最も特徴的な現象であるデバイ遮蔽の概念が成り立つことを示す [48].

これに対し、 $\Gamma \gg 1$ となるプラズマは「強結合プラズマ」と呼ばれる。強結合プラズマは粒子間に作用するクーロン力が粒子の運動エネルギーより大きくなった状態のプラズマである。この状態では粒子の運動がクーロン力に束縛され、プラズマ粒子の気体的性質は失われる。すなわちこの粒子群は、固体、液体的な性質を示す。

また以下に示す方法によっても強結合プラズマは生成できる。一般的なプラズマは温度がイオン化ポテンシャルの 10 分の 1 程度まで下がると、再結合して中性原子の気体になる。そこで再結合を防ぐ方法として正または負だけの電荷からなるプラズマ—非中性プラズマ—を用いて強結合プラズマはつくられる。プラズマを閉じ込める方法として放電によって発生させた電子を、ヘリウムの液面上に液面下においた電極に正の電位を与えて集めると、電子だけからなるプラズマが得られ、温度は 4.2 K 以下となる。また、静電場ではなく振動電場を用いて荷電粒子を閉じ込め、レーザー冷却で十分保存する方法、磁場により荷電粒子を閉じ込める方法もある。これらは、結合パラメータの T (温度) に着目しプラズマの極低温下により強結合プラズマを生成している。さらに密度 n に着目したレーザープラズマ、高気圧アークもある。

1.3 研究目的

これまでの微粒子プラズマ実験は、RF プラズマ生成電極上で微粒子の振舞いを観測する方法が主であった。これらの実験は、いずれも時間的に変動している非定常 RF シース内で微粒子を扱うため、微粒子の挙動の解析が複雑であり、またプラズマ制御が極めて困難な実験系である。

そこで本研究では、時間的に定常な直流放電プラズマを用い、その中にプラズマ生成電極とは別に微粒子浮上電極を設置している [49], [50]。この様な実験系により、微粒子浮上領域の空間分布を積極的に制御し、プラズマ中外場 (電場, 磁場) と微粒子群との相互作用について解析する。そしてこれらの解析結果をもとに外場を利用した新たな微粒子制御法を開発する事を本研究の目的とする。

1.4 論文構成

全 7 章で構成されている本論文の各章は完全に独立した研究内容となっている (但し第 1 章は全体の序論, 第 7 章は全体のまとめとなっている)。それぞれの章は 1. 序論, 2. 実験装置, 3. 実験結果, 4. 考察, 5. 結論の全 5 節で構成されている。

第 2 章 ~ 第 5 章では、プラズマに印加された外場 (電場, 磁場) 中における微粒子群の挙動に着目して実験を行い、微粒子プラズマの基礎的性質を明らかにしている。第 6 章では、これらの基礎実験を踏まえて開発した、静電力を利用した新たな微粒子除去法について報告している。

第2章 直流放電プラズマ中における微粒子雲の形状制御

2.1 序論

本章は、DC シース中に浮上する微粒子雲の形状制御に視点を置く。これまでに、ドーム状微粒子雲 [29], [51], リング状微粒子雲 [29], 漏斗状微粒子雲 [52] など様々な形状の微粒子雲が観測されている。しかし、これらの微粒子雲の形状は制御されておらず、微粒子雲の形状がどのような力によって決定されているのか明らかではない。そこで本章では微粒子雲の形状と電位構造の相関を明らかにする事を目的とする。

本研究においては、直流放電プラズマを用いて実験を行う。直流放電プラズマの利点を以下に示す。まず、時間的に定常な DC シース中での微粒子雲の解析が可能であるということである。微粒子帯電量の揺れのクーロン結晶相転移現象に与える影響は、微粒子プラズマ分野において最も興味深い研究対象の一つである。この物理現象を考慮すると、時間的に非定常な RF プラズマシース中における微粒子プラズマ実験は微粒子の温度決定等、帯電微粒子の挙動解析を複雑なものにすると思われる。またもう一つの直流放電プラズマの利点は、プラズマパラメータの制御が極めて容易であるということである。微粒子雲の形状はその電位分布によって大きく変わることが予想され、直流放電プラズマにおいてはこの電位分布を比較的容易に制御できる。本実験においては、分割型微粒子浮上電極を設置し、微粒子浮上領域の軸方向並びに径方向の電位分布を積極的に制御している。そして微粒子雲の形状と電位構造の相関を明らかにしている [53].

2.2 直流放電プラズマ中における微粒子の帯電

微粒子はプラズマを構成するイオンや電子から見れば巨大な物体である。よってプラズマ中に電極を挿入した場合と同様に微粒子のまわりにはイオンシースが形成される。イオンシースは移動度の大きい電子が物体に付着することにより生じるため微粒子は負に帯電している。プラズマ電位に対する微粒子表面電位 ϕ_f は微粒子に入射するイオン電流と電子電流が等しいとして以下の式から得られる [54]。ここで微粒子半径 a がデバイ長よりも小さいという条件 ($a \ll \lambda_{De}$) より、微粒子に入射するイオン電流は、球形プローブにおける「Orbit Motion Limited Theory」 [55] に従う。これより微粒子に入射するイオンの実行断面積はイオンの軌道を考慮したものに修正される。

電子電流

$$I_e = en_e \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{e\phi_f}{k_B T_e}\right) \pi a^2 \quad (A1)$$

イオン電流

$$I_i = en_i \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \left(1 - \frac{e\phi_f}{k_B T_i}\right) \pi a^2 \quad (A2)$$

式 (A1) = 式 (A2) として ϕ_f は次のように決まる。

$$\frac{n_i}{n_e} \sqrt{\frac{m_e T_i}{m_i T_e}} \left(1 - \frac{e\phi_f}{k_B T_i}\right) = \exp\left(\frac{e\phi_f}{k_B T_e}\right) \quad (A3)$$

微粒子がプラズマ密度に比べて十分低い場合、半径 a の微粒子の帯電量は $Q = 4\pi\epsilon_0 a \phi_f$ となる。

微粒子密度 n_d が増加し、プラズマ密度に対して無視できない場合の微粒子の帯電量は、微粒子を考慮したプラズマの中性条件を用いて求められる [56], [57]。

中性条件

$$en_i = en_e + Qn_d \quad (A4)$$

式 (A3), $Q = 4\pi\epsilon_0 a \phi_f$, 及び中性条件を用いて次の関係式が得られる。

$$\sqrt{\frac{m_i T_e}{m_e T_i}} \left(1 - \frac{4\pi\epsilon_0 n_d a \phi_f}{en_i}\right) \exp\left(\frac{e\phi_f}{k_B T_e}\right) + \frac{e\phi_f}{k_B T_i} - 1 = 0 \quad (A5)$$

$$\sqrt{\frac{m_i T_e}{m_e T_i}} \left(1 - \frac{4\pi\epsilon_0 P e \phi_f}{e k_B T_e}\right) \exp\left(\frac{e\phi_f}{k_B T_e}\right) + \frac{e\phi_f}{k_B T_i} - 1 = 0 \quad (A6)$$

ただし $P = \frac{n_d a k_B T_e}{en_i}$ とし, プラズマ密度と微粒子密度の比を表すパラメーターとする (The Havnes parameter).

式 (A5) より ϕ_f は微粒子密度 n_d の関数になっており, 図 2-1 に示すように微粒子密度が大きくなると, 微粒子の帯電量は孤立微粒子の帯電量に比べ減少する.

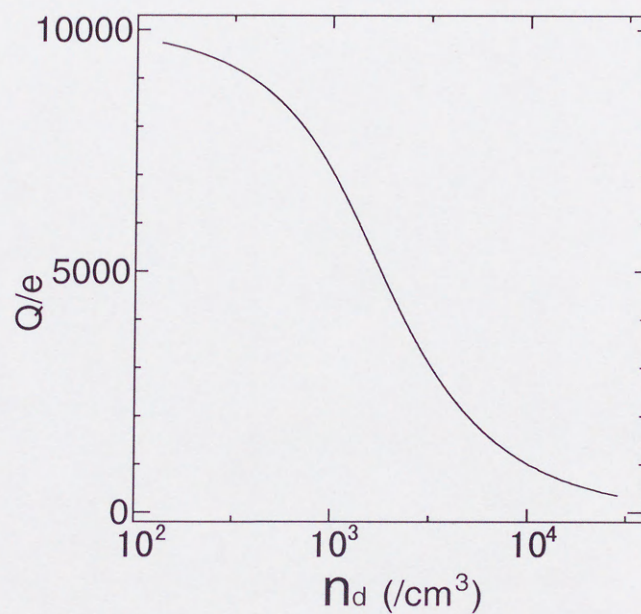


図 2-1: 微粒子に入射する電子, イオン流から求められる微粒子帯電量の微粒子密度 n_d 依存性 ($n_i = 1 \times 10^7 / \text{cm}^3$, $T_e = 1 \text{ eV}$, $T_i = 0.04 \text{ eV}$).

《帯電量計算結果》

プラズマ中で負に帯電した微粒子群は、微粒子浮上電極により形成される DC シース中の電場から、重力を打ち消す静電力を受け、図 2-2 に示すようにプラズマシース境界付近に浮上する。シース中の電位 V_s を式 (A7) と仮定し [58]、電子流量式 (A8) とイオン流量式 (A9) が等しいとして浮遊電位 V_f を計算する [59]。またこの浮遊電位計算結果より、式 (A11) を用い微粒子帯電量、並びに微粒子に作用する力を計算する。

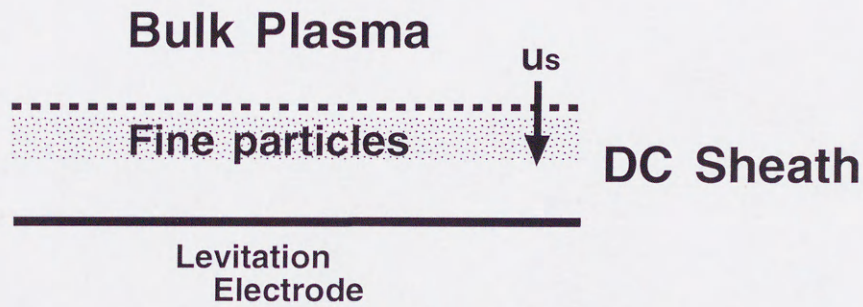


図 2-2: 微粒子浮上電極上の概略図。

表 2-1: 計算パラメーター。

浮上電極バイアス値	$V_c = -20 \text{ V}$
電子温度	1.5 eV
イオン温度	0.04 eV
プラズマ密度	$1 \times 10^8 / \text{cm}^3$
微粒子	粒径 $10 \mu\text{m}$, 質量 $6.2 \times 10^{-13} \text{ kg}$

電位分布

$$V_s = -\frac{3}{5} \left(\frac{3}{2\epsilon_0} \right)^{2/3} \frac{(en_s u_s)^{2/3}}{(2e\lambda_i/\pi m_i)^{1/3}} (z-s)^{5/3} \quad (\text{A7})$$

u_s : イオン音速, λ_i : イオンの衝突平均自由行程, s : シース長, a : 微粒子半径

電子電流

$$I_e = en_e \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{e(V_f - V_s)}{k_B T_e}\right) \pi a^2 \quad (\text{A8})$$

イオン電流

$$I_i = en_i \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \left(1 - \frac{e(V_f - V_s)}{k_B T_i}\right) \pi a^2 \quad (\text{A9})$$

式 (A8) = 式 (A9) より

$$\sqrt{\frac{m_e T_i}{m_i T_e}} \left(1 - \frac{e(V_f - V_s)}{k_B T_i}\right) = \exp\left(\frac{e(V_f - V_s)}{k_B T_e}\right) \quad (\text{A10})$$

微粒子帯電量

$$Q = 4\pi\epsilon_0 a(V_f - V_s) \quad (A11)$$

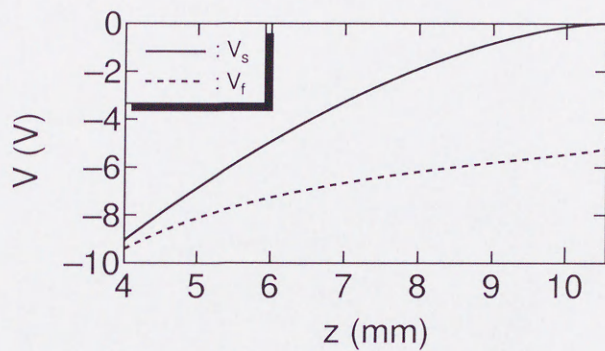


図 2-3: DC シース中の電位分布, 及び浮遊電位分布.

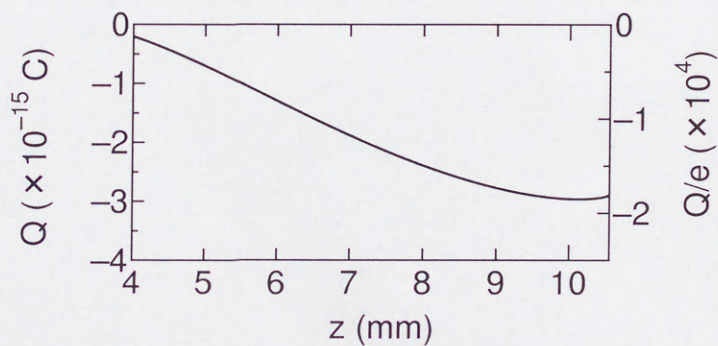


図 2-4: DC シース中における微粒子帯電量.

図 2-3 に DC シース中の空間電位分布, 並びに浮遊電位分布を示す. DC シース中において浮遊電位 V_f は空間電位 V_s と共に減少していく. 図 2-4 に DC シース中の微粒子帯電量 Q を示す. 帯電量は電極に近づくに従い急激に減少していく.

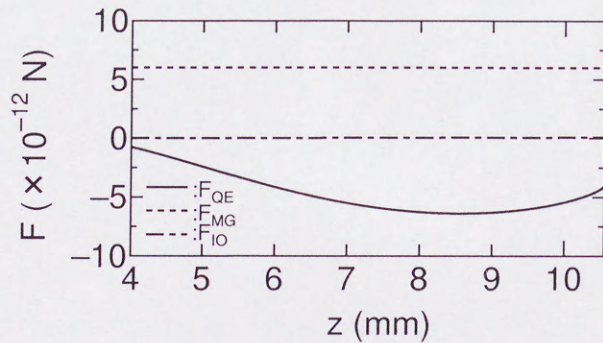


図 2-5: 微粒子に作用する力.

図 2-5 にシース中において微粒子に作用する力の分布を示す。y 軸 (微粒子に作用する力) の正の方向を重力方向とする。実線は電界より受ける静電力，点線は重力，破線はイオンドラッグ力をそれぞれ示す。グラフから分かるように，イオンドラッグ力の大きさは約 1×10^{-13} N と重力に比べ一桁小さく，その効果は無視できる。

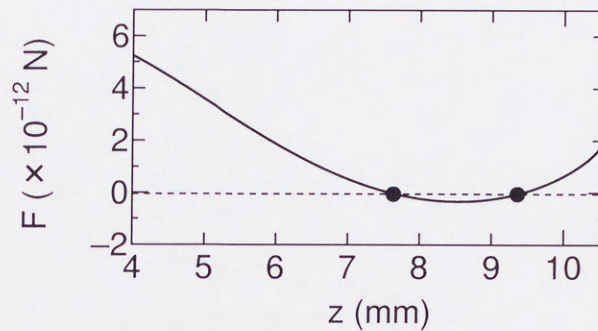


図 2-6: 微粒子に作用する合力。

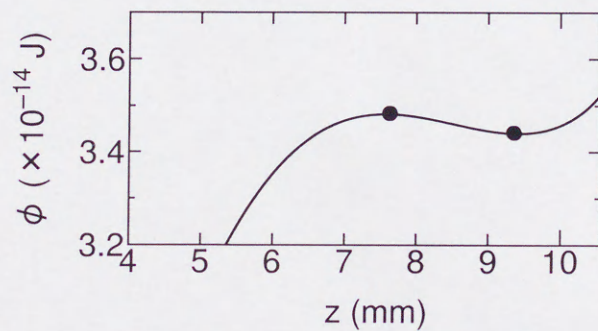


図 2-7: 微粒子のポテンシャルエネルギー。

図 2-6 に微粒子に作用する力の合力を示す。微粒子に作用する合力は， $z = 7.6$ mm, 9.4 mm の二地点で 0 N となる。 $z = 7.6$ mm, 9.4 mm 周辺の力の方向から， $z = 7.6$ mm は不安定な平衡点， $z = 9.4$ mm は安定な平衡点となり，計算上微粒子は $z = 9.4$ mm の安定な平衡点に浮上することになる。また， $z = 9.4$ mm において微粒子の帯電量は約 -3×10^{-15} C (20000 個の電子が付着) である。 $z = 0$ mm を基準にして計算した微粒子のポテンシャルエネルギーを図 2-7 に示す。 $z = 7.6$ mm \sim 10.5 mm の領域で微粒子を閉じこめるポテンシャルバリアが形成されている。

2.3 実験装置

本実験装置の最も大きな特徴は、プラズマ生成部と微粒子浮上部を別々に設け、プラズマパラメーターと微粒子浮上領域の DC シース構造を独立に制御している点である。図 2-8 に示すように実験装置は円形金属を縦方向に三枚並べた単純な系となっている。上から直流放電のカソード (直径 14 cm)、メッシュアノード (直径 14 cm)、そして最下位に帯電微粒子浮上に必要な電場を制御する微粒子浮上電極を設置している。微粒子浮上電極はリング電極と中央電極の二つの電極で構成されており、それぞれ独立に DC バイアスが印加できる構造となっている。浮上微粒子はミー散乱法によりレーザーの微粒子散乱光を CCD カメラを用い、入射レーザー光に対して垂直に、上方向と横方向から撮影している。He-Ne レーザーの先端にはシリンダーレンズが設置されておりビーム幅を 4 mm 弱に広げている。

実験は球形単分散 ($10 \pm 1 \mu\text{m}$) のポリメタクリル酸メチル架橋粒子を用いて行っている。比重は 1.17 ~ 1.2 となっている。微粒子はダストドロPPERを使い真空装置外部から注入する。ダストドロPPERはスピーカーを利用してフルイを振動させ、微粒子を真空装置中に散乱させる装置であり、その注入量はスピーカーの振動パワー、周波数により制御できる (図 2-9)。散乱微粒子はメッシュカソードを通してグロー放電中に注入され、プラズマ中で負に帯電する。図 2-11 に中央電極バイアス $V_c = -14 \text{ V}$ 、リング電極バイアス $V_r = -60 \text{ V}$ を印加した時の微粒子浮上電極上の浮遊電位分布を示す。電極に近づくと従い (z が小さくなるのに従い) リング電極上の電位分布が中央より低い山なりの電位分布となる。このような電位分布構造のもとリング電極上に注入された負帯電微粒子は、図 2-12 に示すように z 方向の電位勾配より qE_1 のクーロン力を受け浮上し、 r 方向の電位勾配より qE_2 のクーロン力を受け、中央電極上に移動し静電的に閉じ込められる。このような注入プロセスを用いることにより、微粒子並びにプローブ測定領域である中央電極をいっさい汚さないクリーンな微粒子プラズマ実験系をつくることができる。

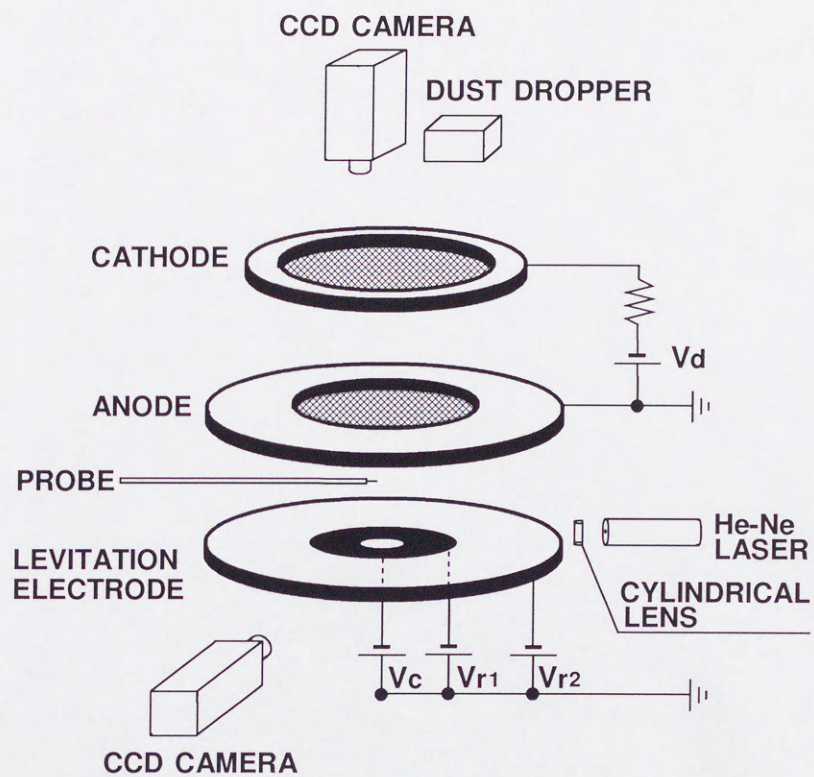


図 2-8: 実験装置概略図.

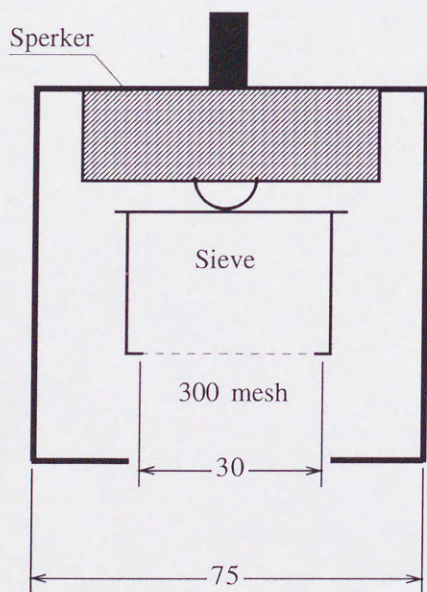


図 2-9: ダストドロッパー概略図.

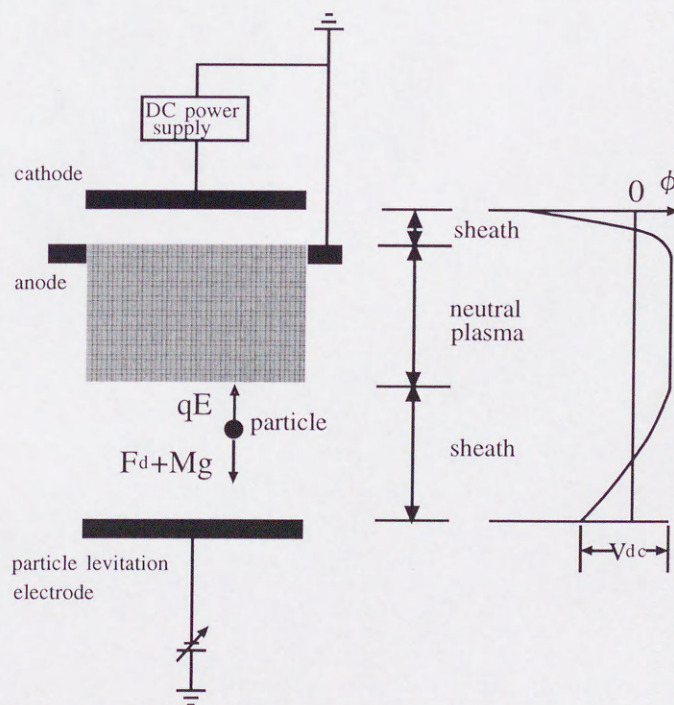


図 2-10: 微粒子浮上機構図.

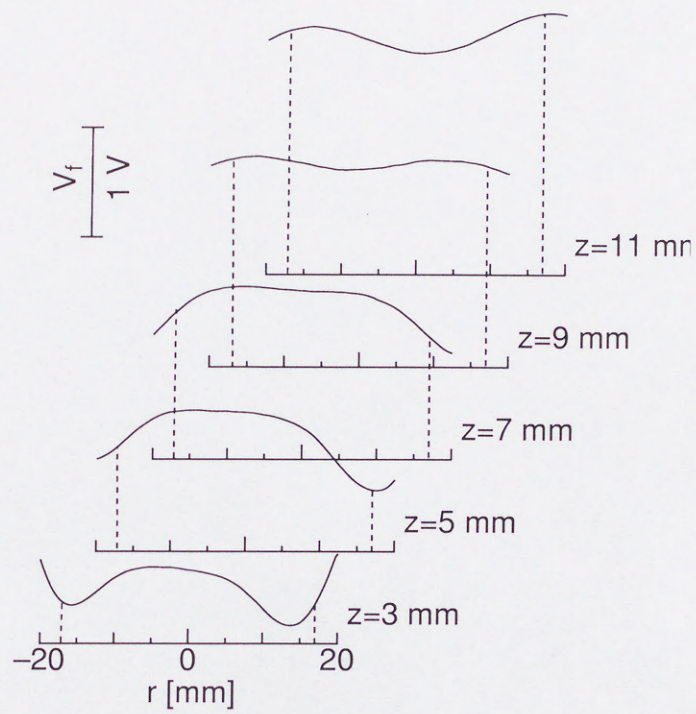


図 2-11: $V_c = -14 \text{ V}$, $V_r = -60 \text{ V}$ における浮遊電位分布.

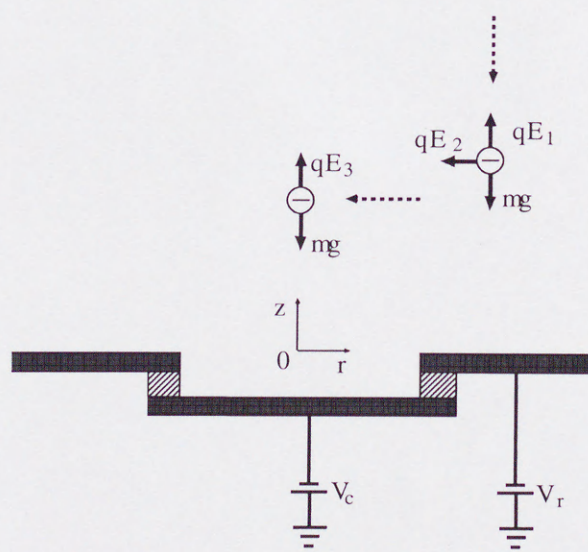


図 2-12: 微粒子注入概略図.

2.4 実験結果

2.4.1 微粒子帯電量測定結果

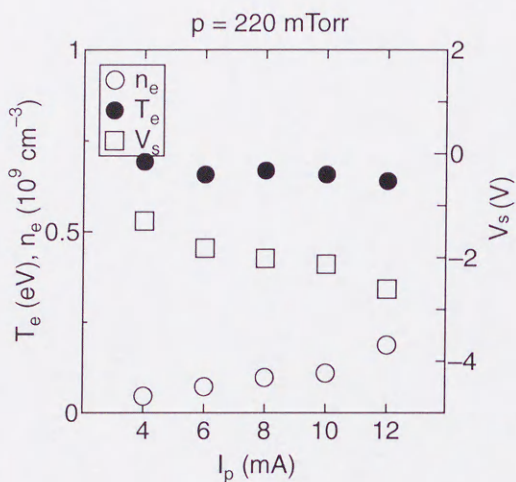


図 2-13: プラズマパラメーター放電電流依存性.

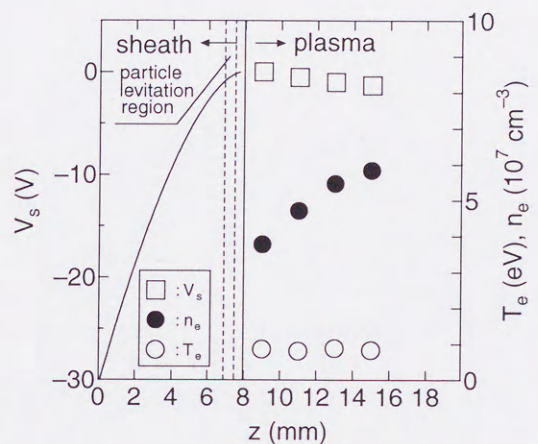


図 2-14: プラズマパラメーター軸方向分布.

図 2-13 に微粒子プラズマが生成される 220 mTorr 下におけるプラズマパラメーター測定結果を示す. 典型的なグロー放電プラズマであり, プラズマパラメーターは電子温度 1 eV 弱, 電子密度 $1.0 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ 弱, 空間電位約 0 V となっている.

図 2-14 にプラズマパラメーター軸方向分布を示す. $z = 0$ は微粒子浮上電極の位置を示し, DC バイアス -30 V が印加されている. 電子密度は $z = 8 \text{ mm}$ 付近から急激に減少し, $z = 8 \text{ mm}$ 以下の領域がイオンシース領域となる. 肉眼においても, 浮上電極上に 1 cm 程度のダーク領域 (イオンシース領域) が観測され, プローブ測定結果と一致する. プラズマ空間電位は約 0 V であり, この電位はシース中においてチャイルドラングミュアの式に従い (距離の $5/3$ 乗に比例して減少していく), 図の実線のように減少していくものと推測される. この時帯電微粒子 (粒径 $10 \pm 1 \mu\text{m}$, 比重 1.17 ~ 1.2) は電極上 7 mm 付近に浮上する. 微粒子帯電量は, 重力と静電力の釣り合い ($0 = QE_z - m_dg$) から $Q = 2.6 \sim 7.0 \times 10^4 e$ と大まかに見積もられる.

また微粒子の帯電量は外部電界との共鳴によっても測定可能である [60]. 以下に原理を示す. シース中における微粒子の挙動は式 (A12) の運動方程式で表される. 式 (A15) に示すように振幅 ΔE , 周波数 ω で外部電場 E を正弦振動させると, 式 (A17) に示すように微粒子は釣り合い

点 x_0 を中心に, φ 位相送れて周期 ω で振動する. その時の振幅は $AR(\omega)$ であり, $\omega = \omega_0$ で最大振幅となる. 式 (A19) に示すようにこの共鳴周波数は微粒子帯電量で決まる値であり, この周波数を実験により求めることで帯電量が見積もられる.

$$m_d \frac{d^2x}{dt^2} = QE(x, t) - m_d g - m_d \beta \frac{dx}{dt} \quad (\text{A12})$$

$$QE(x_0) = m_d g \quad (\text{A13})$$

$$\frac{dE(x)}{dx} = E' = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (\text{A14})$$

$$E(x, t) = E(x_0) + E'(x_0) \cdot (x - x_0) + \Delta E \sin(\omega t) \quad (\text{A15})$$

$$\rho = en_i - en_e + QN_d \quad (\text{A16})$$

$$x(t) = x_0 + AR(\omega) \sin(\omega t + \varphi) \quad (\text{A17})$$

$$R(\omega) = \frac{1}{[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \beta^2 \omega^2]^{1/2}} \quad (\text{A18})$$

$$\omega_0^2 = -\frac{eQ\rho}{m_d \varepsilon_0} \quad (\text{A19})$$

この原理に従い測定した結果を以下のグラフに示す. 図 2-15 に微粒子振動の振幅測定結果を示す. グラフより帯電微粒子は 22 Hz 付近で共鳴している様子がはっきりと読みとれる. リング電極バイアスを変化させたときの共鳴周波数の変化の様子を図 2-16 に示す. リング電極バイアスを負に下げると微粒子群は中央に寄せ集められ微粒子密度は増大し, また中央に寄せ集められた微粒子雲は上下方向に広がる. 実験よりリング電極を負に下げていくに従い, 共鳴周波数が減少していくという結果が得られた. 図 2-17 にこの共鳴周波数より見積もられた微粒子帯電量を示す. 帯電量は $4.0 \sim 7 \times 10^4 e$ と見積もられる. 一般に微粒子密度の増大は帯電量の減少を導くことが知られている (p. 7 参照). これよりリング電極バイアス値による帯電量の変化は, 微粒子密度の変化に起因するものと思われる. また微粒子の帯電量は, 微粒子間のクーロン衝突による軌道の曲がりからも見積もることができる [61].

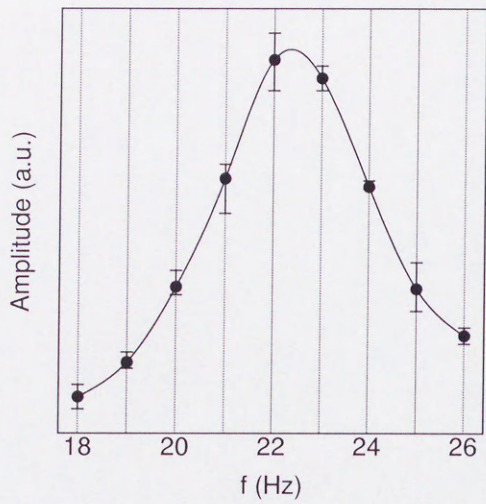


図 2-15: 微粒子振動振幅測定結果 ($I_p = 2.0 \text{ mA}$, $V_c = -25$, $V_r = -60 \text{ V}$).

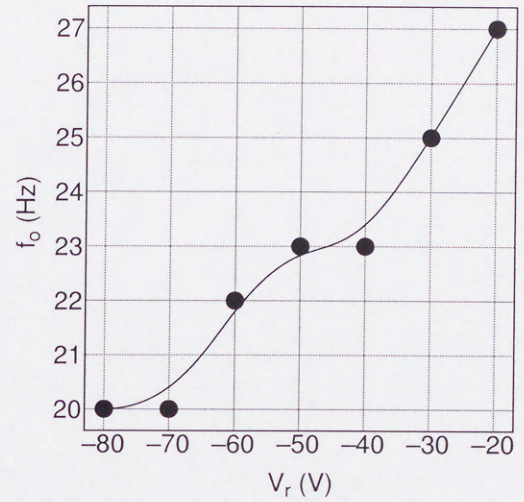


図 2-16: 共鳴周波数, リング電極バイアス V_r 依存性.

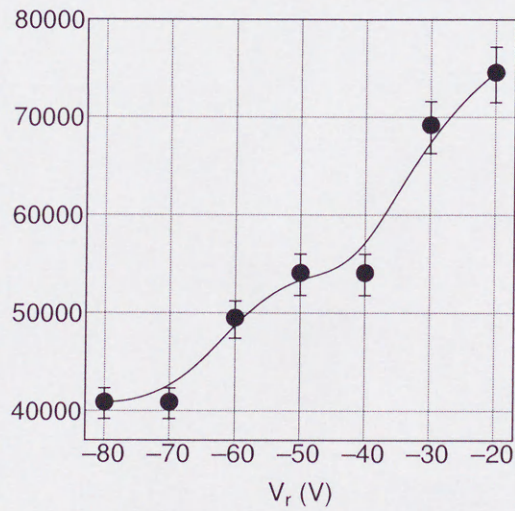


図 2-17: 共鳴周波数より求められた帯電量.

(イオンシース中において $n_i \gg n_e$ より $\rho \simeq en_i$ とする. また $n_i = 9.0 \times 10^7/\text{cm}^3$ とする.)

2.4.2 微粒子浮上電極バイアス V_c による軸方向電位分布の制御

図 2-18 に中央電極バイアス V_c を変化させた時の z 方向の浮遊電位分布を示す。 V_c を負に下げていくに従い、イオンシース領域が上方向 (z 軸の正方向) に広がっていく様子がうかがえる。さらに微粒子浮上領域をこれに重ねると (白抜き三角は微粒子浮上領域の最上位と最下位を表す), シースの拡大に伴い微粒子浮上領域が z 軸の正方向にシフトしている。このように微粒子の浮上位置は微粒子の重力とシース電場の釣り合いで決まり、浮上位置は浮上電極バイアス V_c により容易に制御される。実験結果における微粒子浮上位置の浮遊電位勾配は、予想される微粒子浮上に必要な電場よりかなり小さな値である。プラスマシース境界において浮遊電位は空間電位とともに減少していくが、図 2-3 の計算結果が示すように浮遊電位勾配は空間電位勾配よりなだらかなものになると思われる。

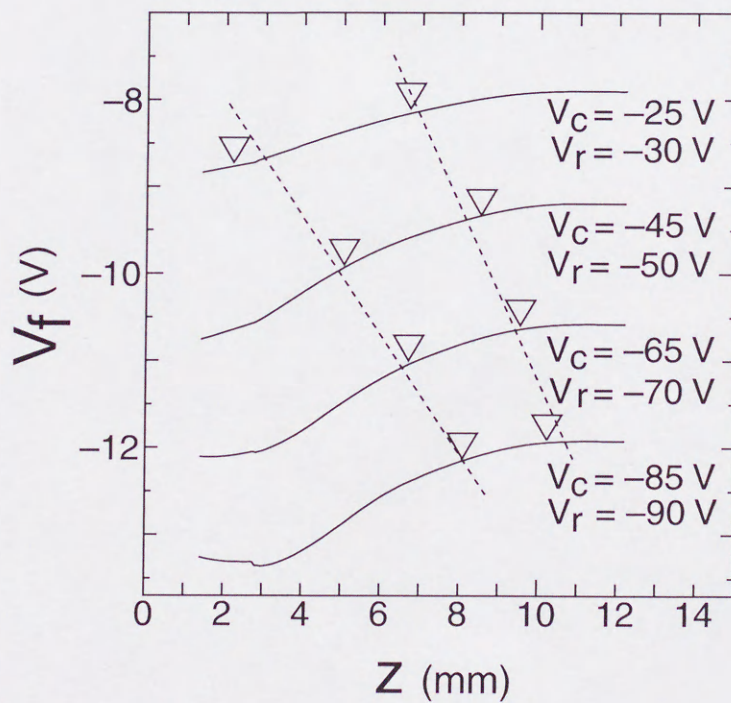


図 2-18: 微粒子浮上位置, 中央電極バイアス V_c 依存性.

2.4.3 リング電極バイアス V_r による径方向電位分布の制御

半径方向の電位分布は、分割型電極により制御する。微粒子浮上電極の中央電極とリング電極バイアス V_c, V_{r1} , をそれぞれ -15 V に固定し、最も外側に位置するリング電極バイアス V_{r2} , を -10 V から -37 V まで変化させる。 $V_{r2} = -10\text{ V}$ 時の微粒子雲の写真を図 2-19(a) に示す。微粒子雲は層をなし、二次元的な円盤型を示す。 V_{r2} を -10 V から -18 V に変化させた時、微粒子雲は周辺から中央により強い静電力で圧搾される。この圧搾により、微粒子間隔は $500\text{ }\mu\text{m}$ から $350\text{ }\mu\text{m}$ に減少する。さらに微粒子雲は軸方向に伸び、層数の増大を導く。この時微粒子雲の形状は、図 2-19(b) に示すように、二次元的円盤形から三次元的三角錐形へと変化する。この三角錐の頂角は約 150 度となる。さらに V_{r2} を負に下げた時、微粒子雲はさらに中央に圧搾される。 $V_{r2} = -27\text{ V}$ において凸型円錐形 (図 2-19(c)) を、また $V_{r2} = -37\text{ V}$ において凹型円錐形 (図 2-19(d)) をそれぞれ示す。図 2-19(d) に示す凹型円錐形微粒子雲において、一個の微粒子が円錐体の頂点をなしている。

図 2-20 に浮遊電位測定結果を示す。色の濃さは電位の大きさに比例している。 $V_c = V_{r1} = -15\text{ V}$, $V_{r2} = -10\text{ V}$ 時 (図 2-20(a)) において微粒子を閉じこめるための山型電位分布の勾配は非常に緩やかである。これに対し $V_{r2} = -37\text{ V}$ 時 (図 2-20(b)) において、その電位勾配は非常に急なものになる。図 2-21 は図 2-20(b) に示す電位分布を径方向に微分して得られた電位勾配分布である。色の濃さは勾配の大きさに比例している。下の領域 (z が小さい領域) ほど径方向閉じこめ電場が大きくなっている様子が分かる。微粒子浮上領域は図の点線で示される。微粒子雲はほぼ等電場面に沿って浮上している。これより円錐形微粒子雲の形成は、軸方向における閉じこめ電場の変化によるものであることが分かる。

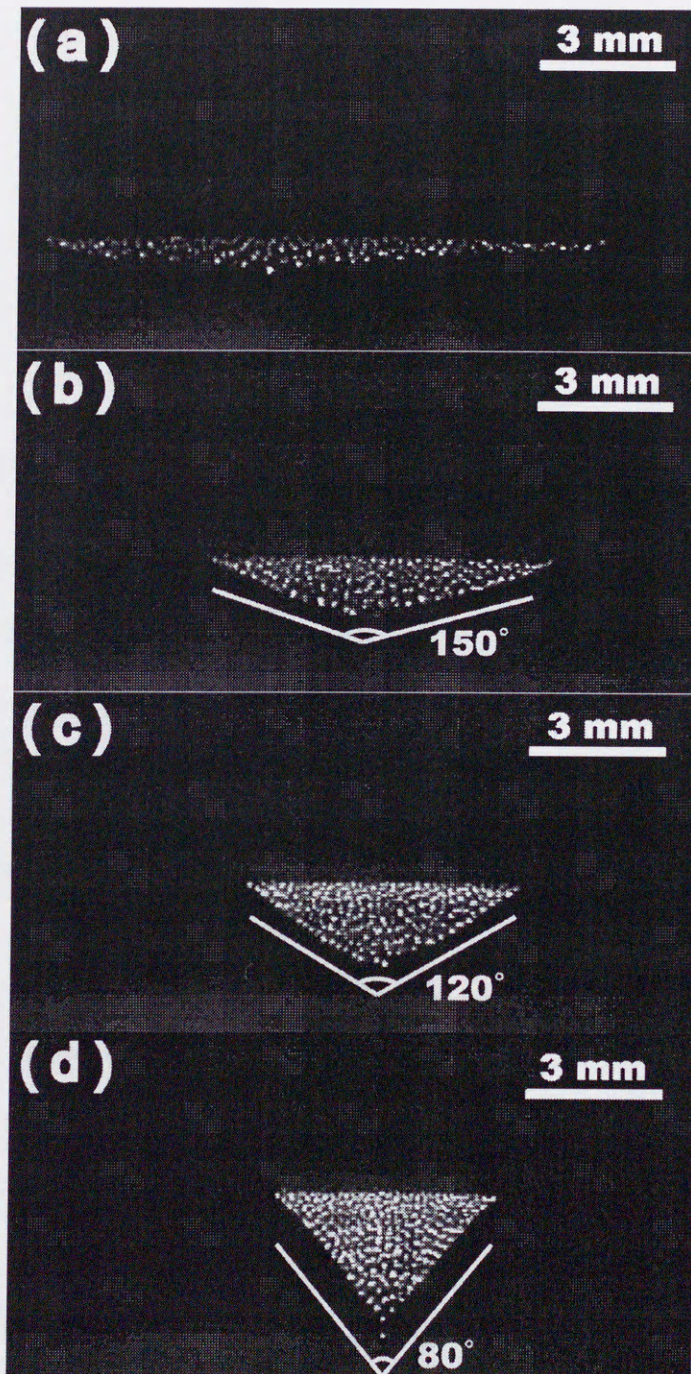


図 2-19: リング電極バイアス V_{r2} の変化に対する微粒子雲の形状変化の様子. $V_c = V_{r1} = -15$ V. (a) $V_{r2} = -10$ V (円盤状微粒子雲), (b) $V_{r2} = -18$ V (凸型円錐形微粒子雲), (c) $V_{r2} = -27$ V (凸型円錐形微粒子雲), (d) $V_{r2} = -37$ V (凹型円錐形微粒子雲).

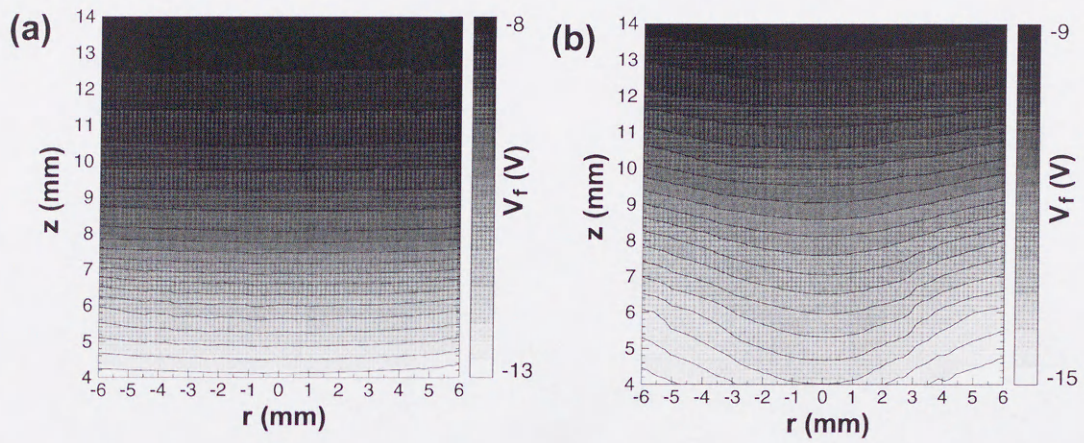


図 2-20: 浮遊電位 V_f 空間分布. $V_c = V_{r1} = -15$ V. (a) $V_{r2} = -10$ V, (b) $V_{r2} = -37$ V.

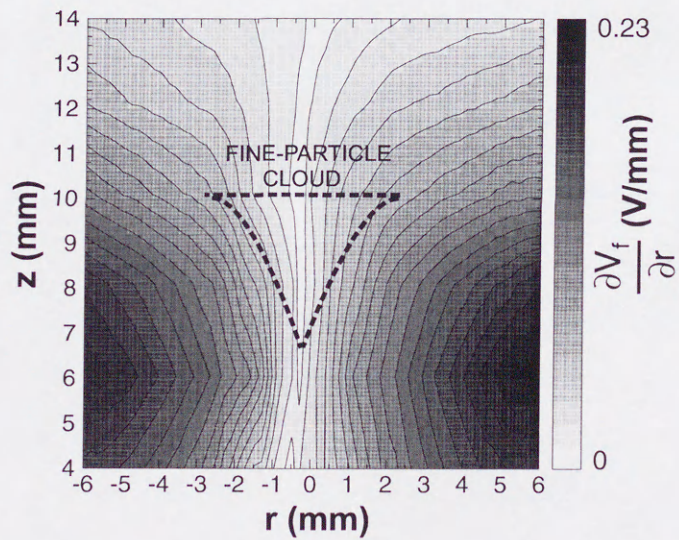


図 2-21: 浮遊電位勾配 $\partial V_f / \partial x$ 空間分布. $V_c = V_{r1} = -15$ V, $V_{r2} = -37$ V.

図 2-22(a) に $z = 7 \text{ mm}$ で測定した浮遊電位径方向分布を示す. 点線で示す $V_c = V_{r1} = -20 \text{ V}$, $V_{r2} = -50 \text{ V}$ 時における浮遊電位分布は, 中央に一つのピークを持つ山型の電位分布となる. これに対し実線で示す $V_c = -20 \text{ V}$, $V_{r1} = V_{r2} = -50 \text{ V}$ 時の浮遊電位径分布は中央と端の間にピークを持つ分布となる. この電位分布の変化に対し, 中央に浮上している円盤状微粒子雲 (図 2-19(a)) は, 径方向外向きに静電力を受け, 図 2-22(b) に示すようなリング状微粒子雲へとその形状を変化させる. 図 2-22(b) の下の写真はリング状微粒子雲の上方向からの写真を示す. リングは数個の微粒子によって形成されている.

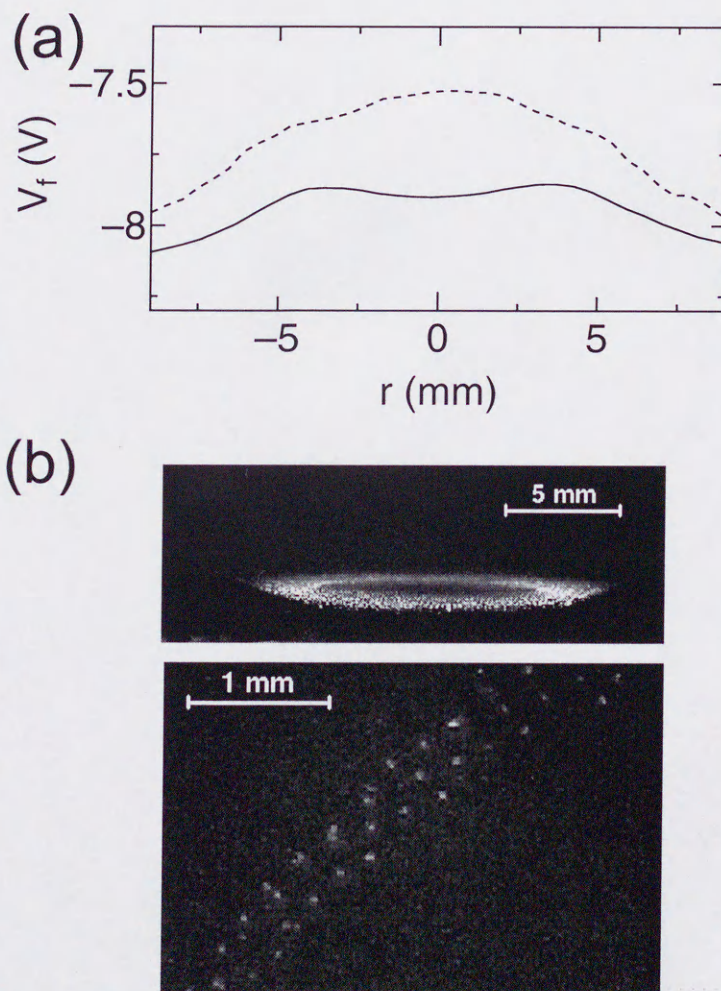


図 2-22: (a) 浮遊電位径方向分布. 点線: $V_c = V_{r1} = -20 \text{ V}$, $V_{r2} = -50 \text{ V}$. 実線: $V_c = -20 \text{ V}$, $V_{r1} = V_{r2} = -50 \text{ V}$, (b) リング状微粒子雲の形成の様子.

2.5 考察

三角推形微粒子雲の形成には二つの効果が考えられる。まず、軸方向における電位構造の変化である。微粒子浮上電極付近の電位構造は電極 ($z = 0$) の電位構造と等しい。しかしながら、磁場が印加されていないプラズマ中において、径方向の電位分布は図 2-20 に示すように、浮上電極上から少し離れた範囲ですでに平坦な電位分布へと変化する。微粒子浮上電極の中央電極とリング電極の電位差が大きくなるほど、微粒子雲の上層と下層の径方向の電位勾配の差は増大する。この電位構造の変化は図 2-19(d), 図 2-21 に示される凹型三角錐形微粒子雲の形成に大きく寄与している。

また円錐形をなすもう一つの原因として、微粒子雲の上層と下層の間の静電的結合力の違いがある。この静電的結合力は $F_E = (Q^2/4\pi\epsilon_0 r^2)\exp(-r/\lambda_{De})$ で与えられる。ここで λ_{De} はデバイ長であり $\lambda_{De} = \left(\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 k T_e} + \frac{e^2 n_i}{\epsilon_0 k T_i}\right)^{-1/2}$ で定義される。粒子間距離がデバイ長にほぼ等しいと仮定すると粒子間の静電力相互作用は Q^2/λ_{De}^2 に比例する。実験より微粒子雲の軸方向における幅は約 3 mm あり微粒子の電荷量並びにデバイ長は層ごとに異なっている。電荷量 $Q = 4\pi a \epsilon_0 (V_f(z) - V_s(z))$ は下層ほど小さくなり、図 2-19(d) の場合、下層の微粒子帯電量は上層の約 0.8 倍と計算される。逆にデバイ長は下層ほど長くなり上層の 1.2 倍となる。図 2-19(d) より実際上層の粒子間隔は下層ほど狭いものとなっている。これより上層の粒子間の静電力相互作用は下層の約 2 倍となる。この力を考慮すると上層の微粒子は下層よりより径方向に広がる傾向を示す。この上層と下層の静電的結合力の違いは、微粒子雲の凹型円錐形をより強めるものと思われる。

2.6 結論

完全な DC 放電プラズマ実験系において微粒子群の浮上を観測した。また浮遊電位分布を測定することによりその浮上機構を考察した。微粒子群は DC シース中において負に帯電し、重力と静電力が釣り合う位置に浮上することが明らかになった。また、分割型微粒子浮上電極を設置し、微粒子浮上領域の径方向電位分布を制御した。微粒子雲は径方向の電位勾配の増大に伴ない、二次元的円盤状微粒子雲から三次元的円錐形微粒子雲へとその形状を変化させた。この微粒子雲の形状変化は、微粒子浮上電極上の軸方向における電位分布の変化によるものであることが浮遊電位測定から明らかになった。無磁場下において、径方向の微粒子閉じこめ電場は浮上電極から遠ざかるに従い弱まっていき、この軸方向の閉じこめ電場の変化に従い、微粒子雲は三次元的円錐形を示すものと思われる。

また浮上電極の中央と周辺の間ピークを持つ電位分布を形成することにより、リング状微粒子雲を観測した。

第3章 直流放電プラズマ中電子シャワー入射による 液体－固体間相転移現象の観測

3.1 序論

1994年の H. Thomas *et al.*, J. H. Chu *et al.*, Y. Hayashi *et al.* の3グループによるクーロン結晶の観測以来 [40]-[42], 固体－液体間相転移現象の観測や結晶構造の解析が精力的に行われている [62]-[65]. 1994年から現在までの相転移現象に関する成果について以下に紹介する. クーロン結晶の結晶構造は極めて興味深く粒径により変化し, 重力の影響の弱い粒径の小さな微粒子においては面心立方結晶構造, 並びに六方最密充填構造が, また粒径の大きな微粒子においては単純六方結晶構造が観測されている [64], [65]. この単純六方結晶構造においては微粒子が軸方向に並んで配列し, 上下の微粒子間に作用する引力が予測された. 微粒子浮上領域の密度勾配のため微粒子周辺のシースは歪み, 微粒子とその周辺のシースは一体の双極子として扱える [66]. この時発生する双極子モーメントが粒子間の引力として作用する説や, イオンフローにより微粒子周辺に形成されるウェイクポテンシャル [67]-[69] が引力として作用する説が議論され, 実験による検証がなされた [70], [71].

実験においてガス圧力の減少, RF パワーの増大に伴い固体－液体間相転移現象が観測されている. しかしガス圧力の減少は微粒子と中性ガスとの摩擦力を減少させ微粒子の応答時間を短縮させるが, 相転移には至らないということが理論的に指摘されている [72]. 従って微粒子加熱に対するプラズマの寄与が現在議論されており, プラズマの電場の揺れ (その揺れの情報はイオンフローにより微粒子に伝達される) [73] やイオンフローによる不安定性 [74], または微粒子帯電量の揺れ [41] 等が考察されている. 最近, 実験によりプラズマ電場の揺れと微粒子温度との間に相関関係がないことが示された [75]. これに対し一層のクーロン結晶においては, ガス圧力の減少に対して相転移現象が起こらないことが示され, ウェイクポテンシャルに関連

した微粒子群の不安定性が有力視されている [76]. また計算により相転移現象には二段階の過程があることも指摘されている [76]. まず微粒子群がコヒーレントな振動を行う第一段階, そしてランダム振動を行う第二段階を経て液体相へと転移するというものである. この二段階のプロセスを経た相転移は実験においても観測されている [77]. しかし相転移現象に関する定説はまだなく, 実験, 計算の両面から精力的に相転移モデルが提案されている.

また, 無重力下におけるクーロン結晶の観測も開始された [78]. 無重力下においては, イオンフローの存在しないプラズマ領域において三次元的クーロン結晶の実験が原理的には可能であり, 相転移現象を解明するにあたり理想的な実験環境と考えられている.

この様な研究背景のもと本章では, 電子シャワーのクーロン結晶に与える影響について解析している. プラズマ電位と微粒子表面電位の差は, 微粒子に入射する電子電流とイオン電流が等しいとして $\phi_f \simeq -(kT_e/2e)\ln(m_i/2\pi m_e)$ と示される [58]. この電位は電子温度とイオンと電子の質量数の比で決まり, 変化させることは容易ではない. しかしながら, シース中に電子ビームが入射された時, この電位はビームエネルギーのオーダーまで容易に減少することが予想される [79], [80]. 本実験においては, 電子ビームを DC シース中に入射することにより微粒子の帯電量を変化させ [81], クーロン結晶構造の変化を観測している. この実験は直流放電プラズマを用いガス圧力一定の条件下で行われており, これまでの RF プラズマにおけるクーロン結晶相転移実験に新たな視点を与えるものである.

3.2 実験装置

図 3-1 に示すようにプラズマ生成領域を主プラズマ領域と補助プラズマ領域の二つの領域に分ける。主プラズマ領域の微粒子浮上電極と補助プラズマアノード間の電位差により、補助プラズマ中の電子を微粒子浮上領域に入射する (図 3-2)。電子注入量は補助プラズマ放電電流 I_a により制御する。実験パラメーターを表 3-1 に示す。ガス圧力が 130 mTorr と比較的高いため、補助プラズマから入射される電子のエネルギーは、シース中における中性ガスとの衝突により制限される (p. 参照)。従って入射電子のエネルギーは、補助プラズマアノード電位と主プラズマ空間電位の差 V_b によってあまり変化しないものと思われる。これより本実験においては電子シャワーが十分に入射されるよう V_b を -50 V に設定し実験を行っている。

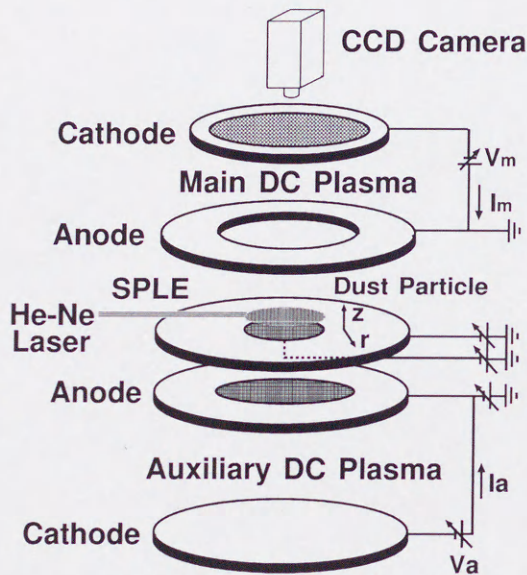


図 3-1: 実験装置概略図。

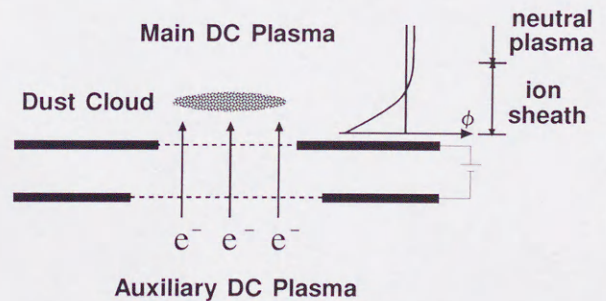


図 3-2: 電子流入射機構図。

表 3-1: 実験パラメーター。

ガス圧力	130 mTorr
補助プラズマアノード電位 (-50 V) 主プラズマ空間電位 (0 V) 差 V_b	-50 V
主プラズマ放電電流値 I_m	0.5 mA
補助プラズマ放電電流値 I_a	0.4 mA \sim 1.2 mA

3.3 実験結果

3.3.1 プラズマ測定結果

微粒子を閉じこめるための山型電位構造を形成するため、微粒子浮上電極の中央メッシュ電極バイアス V_c 、リング電極バイアス V_r を $0 > V_c > V_r$ に設定する。二次元的クーロン結晶を解析するにあたり、ほぼ一層の微粒子雲を主プラズマの中央メッシュ電極上に浮上させる。 $V_b = -50$ V の電位を補助プラズマアノードに印加することにより、補助プラズマから電子シャワーを中央メッシュ電極を通して微粒子雲に入射する。図 3-3 に電子密度 n_e の補助プラズマ放電電流 I_a 依存性を示す。プローブ測定はシース端である $z = 15$ mm で行った。 $I_a = 1.2$ mA における電子密度は $I_a = 0.4$ mA における電子密度のほぼ二倍となる。電子の電離平均自由行程は約 5 mm であり、これを考慮するとシース端付近において電離が起こっていると考えられる。

図 3-4 に浮遊電位 V_f 測定結果を示す。測定はイオンシース中の微粒子浮上位置付近で行った。グラフから明らかなように浮遊電位 V_f は、電子シャワー量 (I_a) の増大と伴に負に大きく減少していく。ここで微粒子の帯電量 Q は $Q = 4\pi\epsilon_0 a \phi_f$ 、 $\phi_f = V_f - V_s$ と定義される。従ってこの実験結果は I_a の増大にともない微粒子帯電量が增大することを示唆するものである。

この様に電子シャワーを制御することにより、微粒子帯電量 Q を変化させることができる。

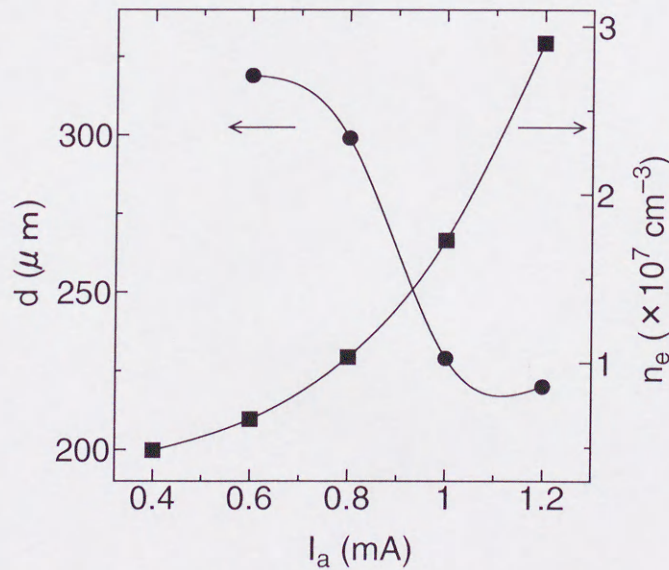


図 3-3: 電子密度 n_e 、微粒子間隔 d 、補助プラズマ放電電流 I_a 依存性。

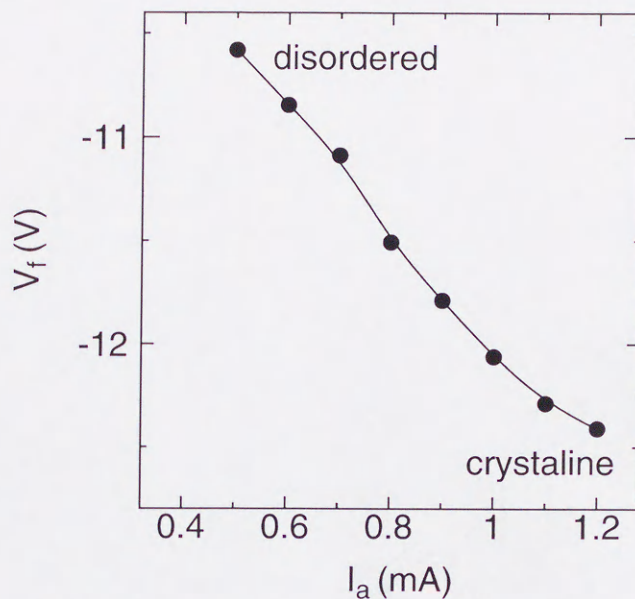


図 3-4: 浮遊電位 V_f , 補助プラズマ放電電流 I_a 依存性.

3.3.2 微粒子測定結果

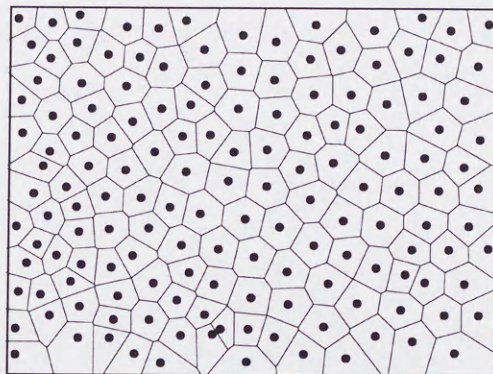
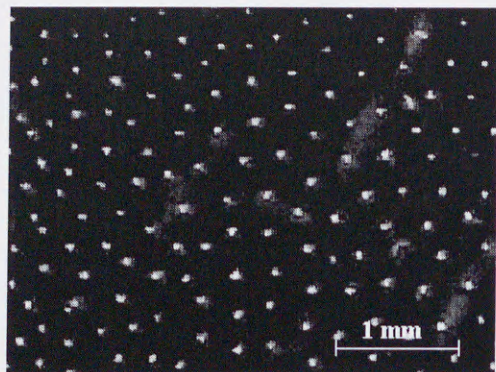
図 3-5 に微粒子群の上方向からの写真を示す. 上から放電電流 $I_a = 0.6\text{mA}$, 1.0mA , 1.2mA 時の微粒子群の様子となっている. $I_a = 0.6\text{ mA}$ 時において微粒子群は明らかに乱雑に配列しており, 液体相構造を示す. $I_a = 1.0\text{ mA}$ 時において電子シャワー入射量は $I_a = 0.6\text{ mA}$ 時より増大される. この変化に伴ない粒子間隔は狭まり, 微粒子群は規則正しい配列へと変化していく. $I_a = 1.2\text{ mA}$ 時において微粒子群はほぼ規則正しく配列し, 六方晶系結晶を形成する. またこの時微粒子群は格子振動的な挙動を示す. この結晶構造の変化の様子は, 微粒子写真の右に示すポロノイ解析図からもはっきりと認められる. この図は粒子間の垂直二等分線の交点を結ぶことにより得られる. $I_a = 0.6\text{ mA}$ 時において六方晶系構造は全体の 40 %, $I_a = 1.0\text{ mA}$ 時において 69 %, $I_a = 1.2\text{ mA}$ 時において 92 % となり, 徐々に規則正しい配列へと変化していく課程がこの図より確認できる.

微粒子群の位置の相関関数 $g(r)$ を図 3-6 に示す. 相関関数は粒子間隔が r である微粒子が存在する確率を表す関数であり, $g(r) = \frac{1}{\rho} \left\langle \frac{1}{N} \sum_{i,j=1;i \neq j}^N \delta(r - r_i - r_j) \right\rangle$ で定義される. この相関関数は, 微粒子写真より中心となる微粒子の位置を選び, その位置から半径 r の同心リング上に存在する微粒子数を数えることにより得られる (この粒子数をリング面積で規格化し, さらに

中心位置としてすべての微粒子を用い、同様な計算を行い平均する。最後にこの平均された値を平均微粒子密度で規格化して $g(r)$ をもとめている)。 $I_a = 1.2$ mA 時の相関関数は、点線で示される理想的な六方晶系格子の関数と非常によく一致し、また少なくとも四つのピークが確認できる。これより微粒子周辺約 1 mm という広い範囲にわたり規則正しい六方晶系格子の配列が読みとれる。これに対し、 $I_a = 0.4$ mA 時の相関関数においては、かろうじて一つのピークが認められるだけであり、この関数は、無秩序な液体相を示している。この相関関数の変化は、規則的配列を持つ固体相から液体相へ変化する相転移現象が観測されたことを示す。またこの関数の一つ目のピークの位置は平均粒子間隔を表す。平均粒子間隔は $I_a = 1.2$ mA 時の $220 \mu\text{m}$ から $I_a = 0.6$ mA 時の $319 \mu\text{m}$ へと放電電流の減少に伴い広がっている。微粒子間隔 d はデバイ長に大きく依存する量である。図 3-3 に示すように I_a の減少により電子密度も大きく減少している。このため、デバイ長が増大し、それにもない微粒子間隔が増大したものと思われる。

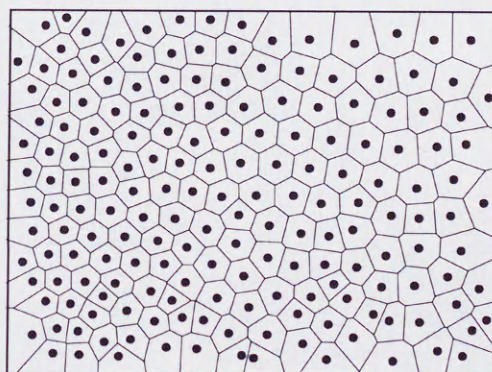
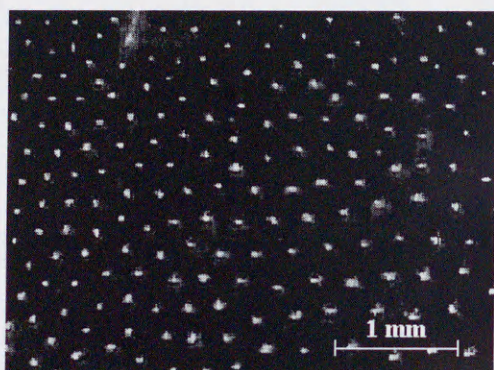
実験においてガス圧力は常に 130 mTorr に保たれている。この実験はガス圧力一定の条件で、電子シャワー注入量により固体-液体間相転移が実現したことを明らかに示している。 I_a の増加により、微粒子の帯電量を示す浮遊電位は負方向へと増大する。これより電子シャワー量の増大が微粒子帯電量 Q の増大を導き、結果として結合パラメータ Γ が増大して液体-固体間相転移現象が実現したものと思われる。また電子シャワー量の増大に伴う微粒子間隔の減少も、結合パラメータ Γ の増大を導く原因となっている。

$I_a = 0.6 \text{ mA}$



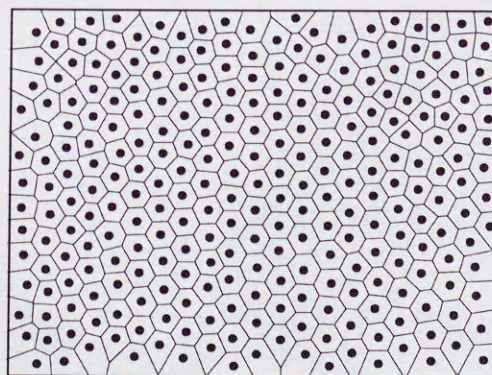
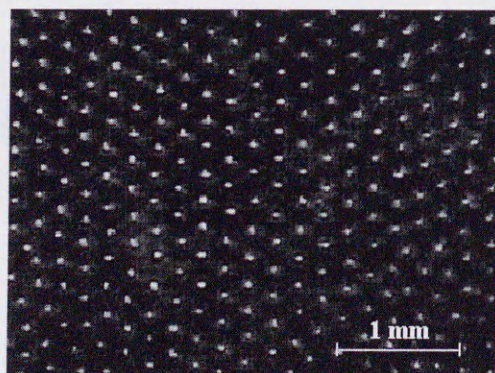
Hexagonal structure : 40 %

$I_a = 1.0 \text{ mA}$



Hexagonal structure : 69 %

$I_a = 1.2 \text{ mA}$



Hexagonal structure : 92 %

図 3-5: 直流放電プラズマ中電子ビーム入射によるクーロン結晶形成とボロノイ解析図.

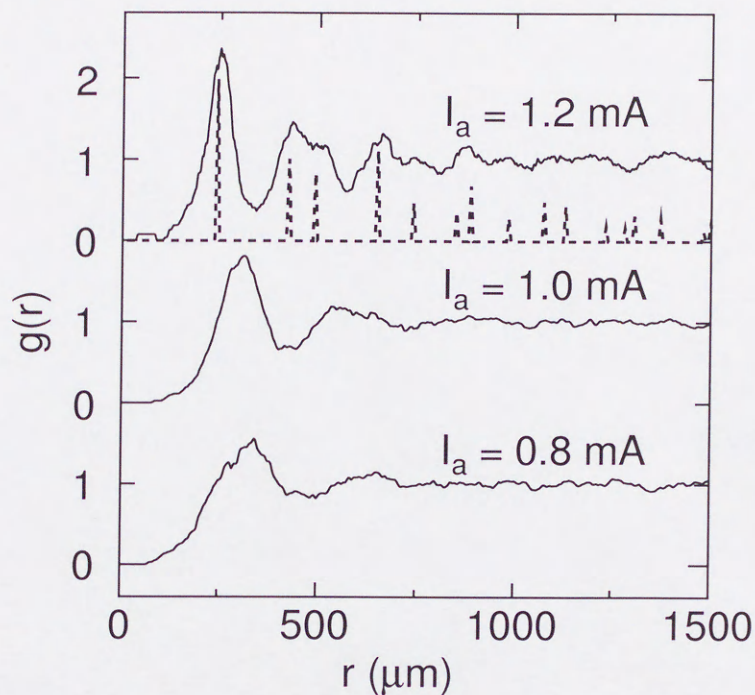


図 3-6: 微粒子群の位置の相関関数.

3.4 考察

本実験は Ar ガス圧力 130 mTorr 下で行われた. これより電子の平均自由行程は約 2.4 mm であり, 微粒子浮上領域であるイオンシース約 1.5 cm より短い. 補助プラズマからの入射電子はイオンシース電界 E_z によってイオンシース中において加速されるが, 平均速度は中性ガスとの衝突により $v_b \sim \mu_b E_z$ のオーダーに制限される [58], [82]. ここで $\mu_b = 2e\lambda_e/\pi m_e v_b$ は入射電子の移動度を示す. 同様にシース中におけるイオンの挙動も平均自由行程が $0.4 \mu\text{m}$ 程度であることから衝突性である. このイオンの速度も $v_i \sim \mu_i E_z$ で表される. ここで $\mu_i = 2e\lambda_i/\pi m_i v_i$ はイオンの移動度を示す.

電子シャワー入射による微粒子帯電量の変化を単純シースモデルを用いて見積る. 上で述べたように電子とイオンはイオンシース中において中性ガスと頻りに衝突する. それ故, シース中においてドリフトする電子とイオンの密度は, 以下の式によって与えられる.

$$n_j = \frac{n_{sj} v_{sj}}{\sqrt{2e\lambda_j E_z / \pi m_j}} \quad (\text{A1})$$

ここで、 $j = i$ はイオン、 $j = b$ は入射電子、 n_{sj} 、 v_{sj} はシース境界における密度と速度をそれぞれ示す。プラズマからの電子はボルツマンの関係式により与えられる。これらの密度をポアソンの式に代入することにより、シース中における電位分布が計算される。シース中に浮上する微粒子はイオン電流 j_i 、電子電流 j_e 、入射電子電流 j_b を吸収する事により帯電する。従って微粒子表面電位 V_f はこれらの電流の釣り合いによる以下の式から求められる。ここでは浮遊電位 ϕ_f をシース中の空間電位 V_s と微粒子表面電位 V_f の差として定義する。

$$n_{si}v_{si} \left(1 - \frac{\phi_f}{E\lambda_i}\right) = n_{se}v_{se} \exp\left(\frac{e(V_s + \phi_f)}{kT_e}\right) + n_{sb}v_{sb} \exp\left(\frac{e\phi_f}{kT_e}\right) \quad (\text{A2})$$

この式より求められる浮遊電位から $Q = 4\pi\epsilon_0 a \phi_f$ の関係式を用い微粒子帯電量は決定される。

以下にイオンと電子シャワー密度比 n_b/n_i をパラメーターとした計算結果を示す。図 3-7 に補助プラズマのアノードからの距離 z を関数として計算した、イオンシース中の電位分布を示す。補助プラズマのアノード電位は -50 V に固定している。電子シャワー密度の増大と共に電位分布は減少していき、より緩やかなシース電位が形成されていく。図 3-8 に浮遊電位分布を示す。浮遊電位は電子シャワー密度の増大と共に減少していく。微粒子に作用する重力 F_G と静電力 F_E の比 F_E/F_G を図 3-9 に示す。 $F_E/F_G = 1$ は微粒子に作用する重力と静電力が釣り合っていることを示す。 $n_b/n_i = 0$ 時において F_E/F_G の曲線は $F_E/F_G = 1$ の点線と二カ所で交差する。プラズマに近い交差点は安定な平衡点であり、もう一方の交差点は不安定な平衡点である。微粒子は矢印で示す安定な平衡点に浮上する。微粒子浮上位置は、電子シャワー密度の増大に伴う帯電量の増大により、より電界の弱い領域 (z 軸の正方向) に移動していく。

微粒子帯電量 Q/e の増加を電子シャワー量の関数として図 3-10 に示す。電子シャワーが注入されていない $n_b/n_i = 0$ 時における微粒子帯電量 $Q/e = 1.5 \times 10^4$ は、 $n_b/n_i = 0.7$ 時において $Q/e = 2.2 \times 10^4$ まで増大する。これより $\Gamma \propto Q^2/d$ の関係を持つ結合パラメーター Γ (p. 3 参照) は電子シャワー量の増大と共に増大する。電子シャワー入射により $2/3$ の比で減少する粒子間隔 d を考慮すると、 $n_b/n_i = 0.7$ 時の Γ は $n_b/n_i = 0$ 時に比べ約 3.5 倍大きくなる。この値は微粒子群の結晶構造を変化させるのに十分な値であり、実験における相転移現象を十分に説明しうるものである。

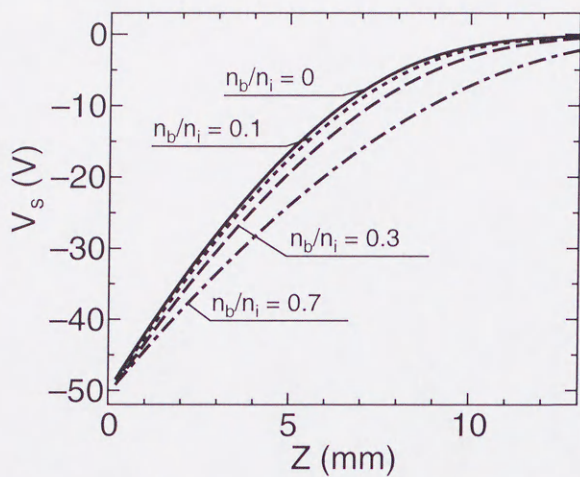


図 3-7: 空間電位分布.

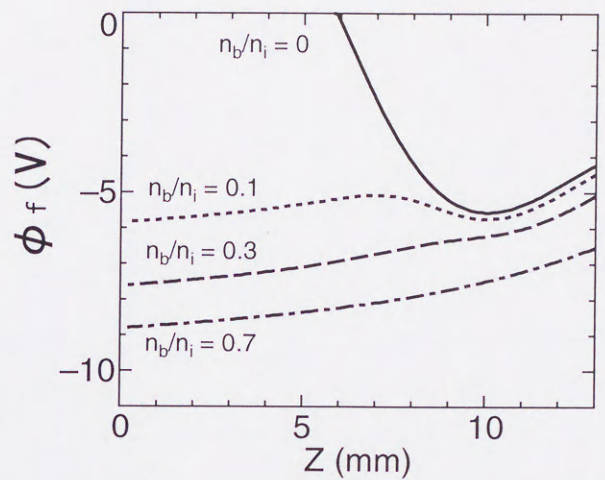


図 3-8: 浮遊電位分布.

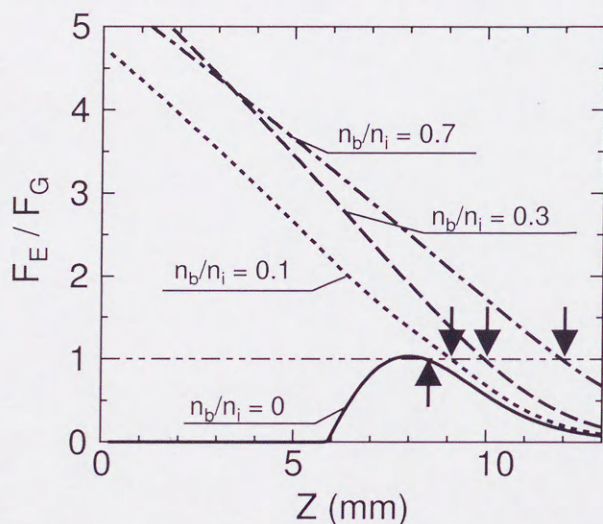


図 3-9: 微粒子に作用する重力と静電力の比.

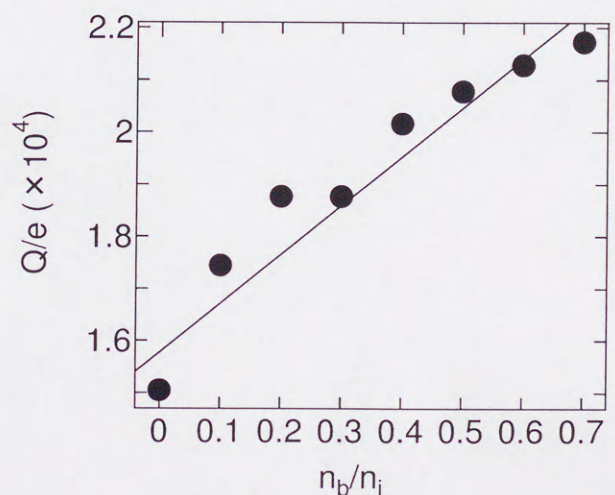


図 3-10: 微粒子帯電量 Q の n_b/n_i 依存性.

3.5 結論

直流放電プラズマ実験系を用い、クーロン結晶の観測を行った。微粒子群の状態は、電子シャワーの入射により液体相から固体相へと変化した。単純シースモデルにもとづく計算により、電子シャワー入射による微粒子帯電量の変化を見積もった。 $n_b/n_i = 0.7$ 程度の電子シャワーの入射により帯電量は約 1.5 倍に増大した。これより電子シャワー入射は強結合パラメータ Γ を飛躍的に増大させることが明らかになった ($\Gamma \propto Q^2$)。実験では、この帯電量の変化により相転移現象が観測されたものと思われる。この電子シャワー入射による微粒子帯電量の制御は、ガス圧力一定の条件下におけるクーロン結晶相転移の制御に極めて有効な方法である。

第4章 弱磁場印加直流放電プラズマ中における 微粒子雲回転運動の観測

4.1 序論

磁場中における帯電微粒子の振舞いは大変興味深く、これまでにいくつかの実験結果が報告されている [83], [84]. 本研究に於いて、直流放電プラズマに 600 G 程度の弱磁場を印加することにより強結合微粒子雲の剛体的回転運動を観測した [85]. 微粒子雲の回転方向はプラズマ条件により微粒子の常磁性, 反磁性両方向観測されている. これに対しドイツの Max Planck 研究所においても RF プラズマに 140 G 程度の弱磁場を印加する事により, 強結合微粒子雲の回転運動が同様に観測されている [86]. この実験においても, プラズマ条件により両方向の回転運動が観測されている. この実験結果を以下に示す. 微粒子雲が円盤状に浮上している時, 浮上領域において微粒子を中央領域に閉じこめる山型電位分布が予想される. この様な場合, 微粒子雲はその電位分布に対し $E \times B$ ドリフト方向に回転運動を行った. これに対し, RF パワーを増大させると微粒子雲の形状はリング状に変化し, 先ほどと反対方向に回転運動を行った. この時の浮上領域における電位分布は, 浮上電極中央と端の間にピークを持つ分布が予想され, 微粒子リングの内側と外側において, $E \times B$ ドリフト方向は逆転している. そしてこの回転運動の逆転を, 微粒子リングの内側の $E \times B$ ドリフトが支配的になったためであると説明している. しかし, この微粒子プラズマ実験は RF プラズマ電極上のイオンシースを用いて行われているため, プラズマ電位分布や密度分布などのプラズマパラメータ測定は困難であり, 行われていない. 従って微粒子回転運動とプラズマ空間構造の関連は極めて不明瞭である.

これに対し本研究は直流放電プラズマを用い, プラズマ生成領域と微粒子浮上領域を分けて実験を行っている. プラズマの空間分布 (密度分布, 電位分布) は直流放電のカソード, アノードを二分割することにより制御している. 一方, 微粒子浮上領域の電位分布は分割型微粒子浮上電極を設置することにより, プラズマ空間分布とは独立に制御している. この様な装置を用い,

微粒子雲回転運動の方向とプラズマ空間構造の相関を明らかにすることを本章の目的とする。

また本研究室に於いて、数百ガウスの弱磁場領域 (電子のみの磁化) に加え、これまで報告されていない数キロガウスの中磁場領域 (電子とイオンが磁化)、数千ガウスの強磁場領域の領域における微粒子プラズマ実験を開始した [24]。強磁場中における強結合プラズマの振舞いに関する研究はまだ報告されておらず、今後の展開が大いに期待される。

4.2 実験装置

実験装置の概略を図 4-1, 図 4-2 に示す。図 4-1 に示す実験装置においてはカソードを同心円状に二分割しており、径方向の密度分布の制御が可能である。カソード 1 の直径は 20 mm, カソード 2 の内径, 外形はそれぞれ 20 mm, 50 mm となっている。カソードの下 20 mm の位置にグランドメッシュアノードを設置している。さらにアノードの下 20 mm に微粒子浮上電極を設置している。この電極も同心円状に二分割されており、それぞれ独立にバイアスが印加可能である。この実験装置において、径方向の密度分布はカソード電極に流れる放電電流 $I_{cathode1}$, $I_{cathode2}$ により、また微粒子浮上領域の径方向の電位分布は V_c , V_r により制御する。

図 4-2 に示す実験装置においては、径方向の空間電位分布制御のためにメッシュアノードを二分割している [87]。空間電位を完全に制御するために、アノード上に円筒を設置し二つのプラズマを完全に分離している。この円筒は浮遊電位となっている。径方向の空間電位分布はアノード電位 V_{anode1} , V_{anode2} により制御する。5 mm の絶縁リングを用いメッシュアノードを電氣的に絶縁していたため、上方向からのプラズマはこの絶縁リングで遮蔽され、リング下側はプラズマ密度が極端に低い領域となる。このため、密度分布制御は図 4-1 の実験装置を用いて、また空間電位分布制御は図 4-2 の実験装置を用いてそれぞれ行う。

実験パラメーターを表 4-1 に示す。磁場強度は 566 G であり、磁場コイルにより下方向に印加する。

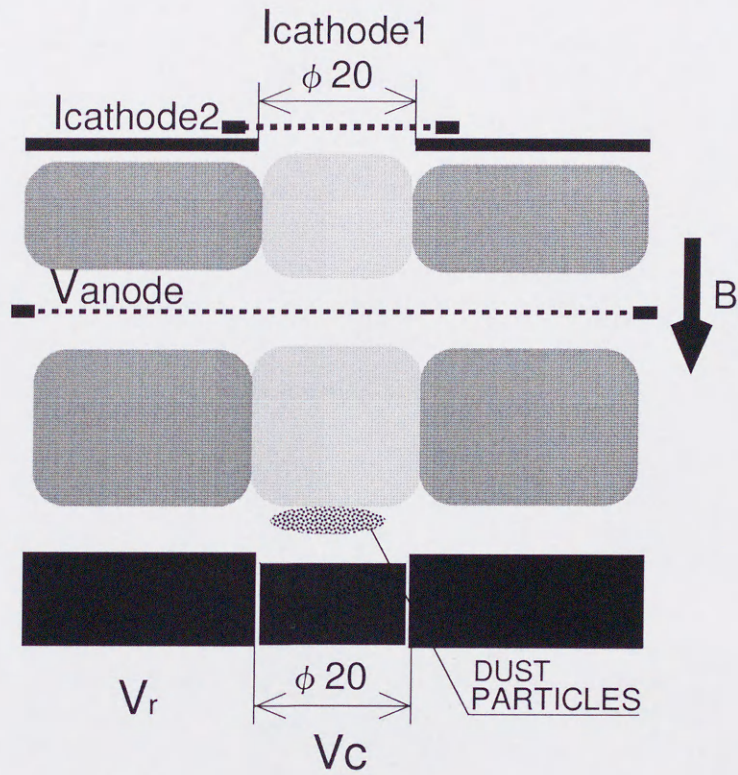


図 4-1: カソード分割型実験装置の概略図 (プラズマ密度径方向分布制御実験に使用).

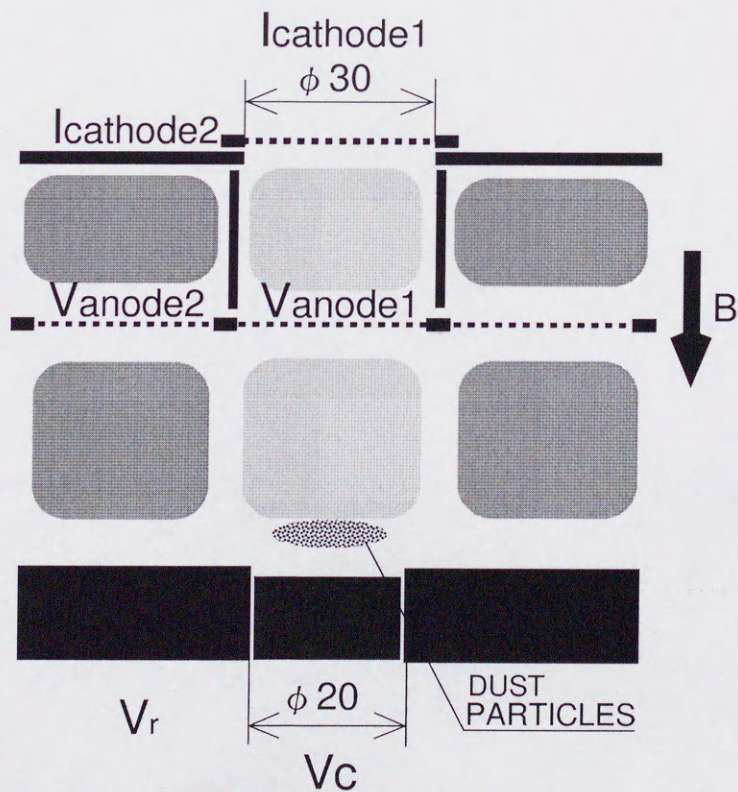


図 4-2: カソード, アノード分割型実験装置の概略図 (プラズマ電位径方向分布制御実験に使用).

表 4-1: 実験パラメーター.

ガス圧力	Ar : 190 ~ 430 mTorr
$I_{cathode1}$	0.25 ~ 0.35 mA
$I_{cathode2}$	0.5 ~ 0.55 mA
V_{anode1}	0 V
V_{anode2}	-20 ~ 20 V
V_c	-55 V
V_r	-65 V
B	566 G

表 4-2 に弱磁場プラズマ中における電子, イオンの特徴的なパラメーターを示す. イオンの平均自由行程は $320 \mu\text{m}$ であり, イオンと中性ガスとの衝突はかなり頻繁なものとなっている. イオンのラーマ半径は 3.2 mm となり, 平均自由行程に比べかなり大きな値となる. これより本実験で使用するプラズマは, 電子のみが完全に磁化しているプラズマとなっている. 微粒子のラーマ半径は 8.1 cm であり, またローレンツ力は微粒子閉じ込めの静電力に比べ二桁以上小さな値であることから, 微粒子に対する磁場の直接的な影響はないといえる.

表 4-2: 荷電粒子の磁化率.

	電子	イオン
平均自由行程 $\lambda_{e,i}$	3.8 mm	$320 \mu\text{m}$
サイクロトロン周波数	$1.5 \times 10^9 \text{ Hz}$	$2.7 \times 10^4 \text{ Hz}$
ラーマ半径	$59 \mu\text{m}$	3.2 mm
ホールパラメータ $\omega_c \tau$	64	0.017

微粒子: サイクロトロン周波数 $2.2 \times 10^{-5} \text{ Hz}$, ラーマ半径 8.1 cm

4.3 実験結果

4.3.1 プラズマパラメーター測定結果

プラズマ密度径方向分布の制御に関する実験は図 4-1 に示すカソード分割型実験装置を用いて行った。図 4-3 に中央のカソード 1 放電電流 $I_{cathode1}$ を 0.4 mA に固定し、カソード 2 放電電流 $I_{cathode2}$ を変化させた時のイオン飽和電流の径方向分布を示す。 $I_{cathode2}$ の増大に従い、周辺領域のプラズマ密度は徐々に増大していき、 $0 \text{ mA} \leq I_{cathode2} \leq 0.6 \text{ mA}$ においては山型の分布に、 $0.8 \text{ mA} \leq I_{cathode2} \leq 1.4 \text{ mA}$ においては谷型の密度分布に制御されている。図 4-4 に空間電位径方向分布を示す。径方向の電位分布は $I_{cathode2}$ によらずほぼ一定といえる。

プラズマ電位径方向分布の制御に関する実験は図 4-2 に示すカソード、アノード分割型実験装置を用いて行った。図 4-5 に中央のアノード 1 電位 V_{anode1} を 0 V に固定し、アノード 2 電位 V_{anode2} を変化させた時の空間電位径方向分布を示す。中央領域の空間電位 0 V に対し、周辺の空間電位は $V_{anode2} = 20 \text{ V}$ で 23 V、 $V_{anode2} = -20 \text{ V}$ で -26 V と V_{anode2} の電位に従いシフトしていることが分かる。この V_{anode2} により、 $-20 \text{ V} \leq V_{anode2} < 0 \text{ V}$ において山型の空間電位分布に、また $0 \text{ V} < V_{anode2} \leq 20 \text{ V}$ において谷型の空間電位分布に制御されている。図 4-6 に電子密度径方向分布を示す。アノードを電氣的に分割するための絶縁リングにより、 $15 \text{ mm} < r < 20 \text{ mm}$ の領域で電子密度が急激に減少し、その結果 $0 \text{ mm} \leq r \leq 15 \text{ mm}$ の領域においては常に山型の密度分布が形成されている。

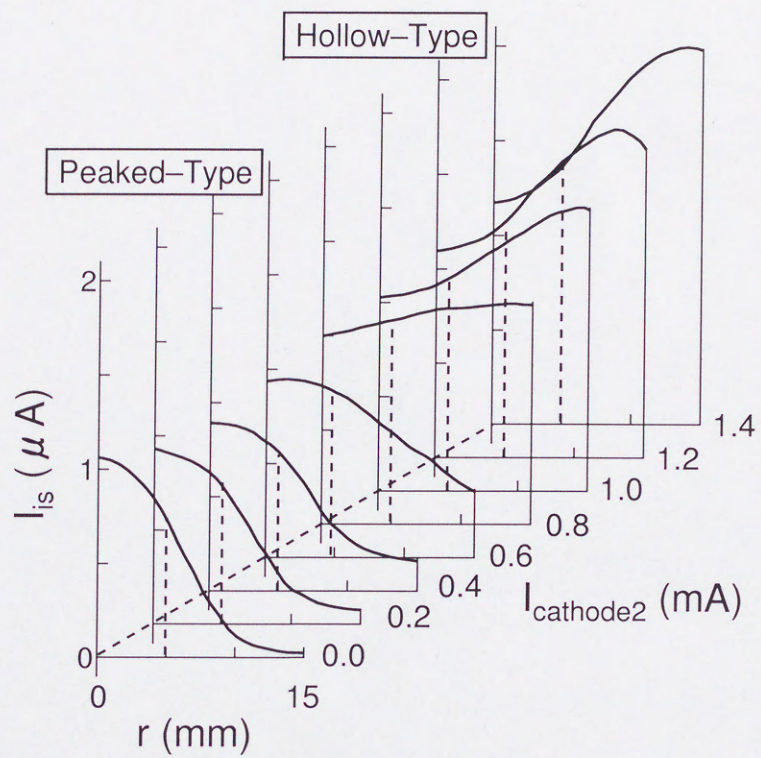


図 4-3: プラズマ密度径方向分布. $I_{cathode1} = 0.4 \text{ mA}$.

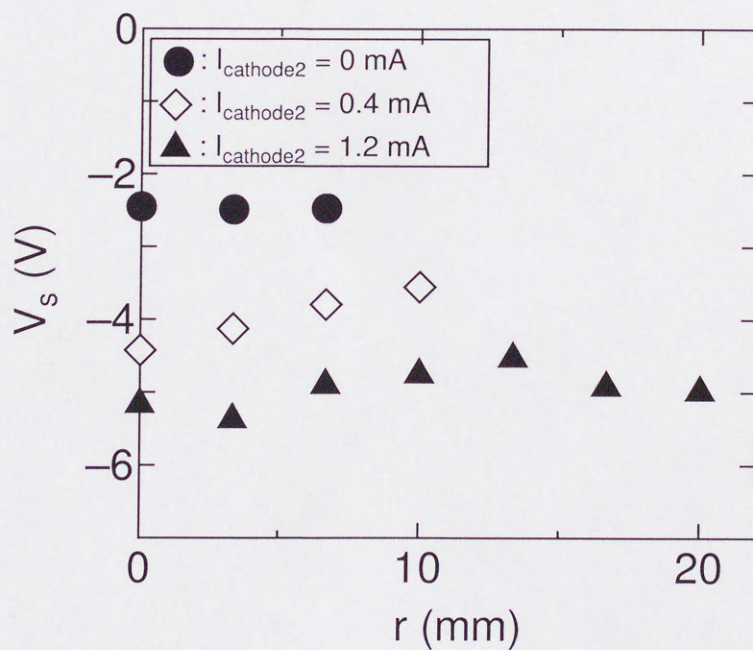


図 4-4: プラズマ電位径方向分布. $I_{cathode1} = 0.4 \text{ mA}$.

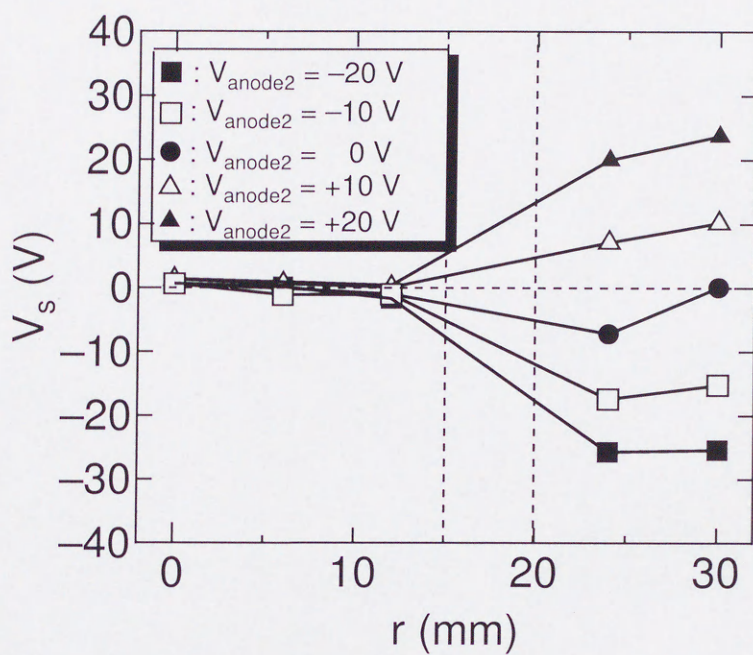


図 4-5: プラズマ電位径方向分布. $V_{anode1} = 0$ V.

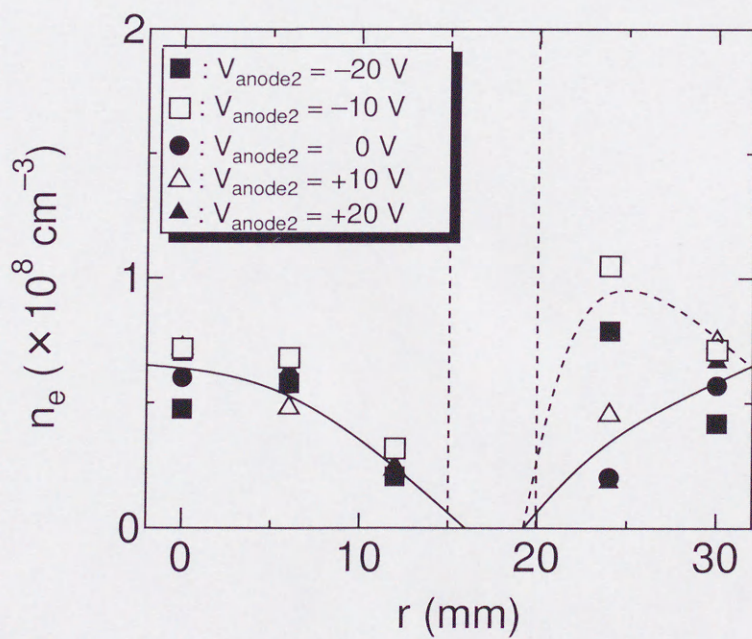


図 4-6: プラズマ密度径方向分布. $V_{anode1} = 0$ V.

4.3.2 微粒子雲回転速度測定結果

図 4-7 に微粒子雲回転速度 v_d のカソード 2 放電電流 $I_{cathode2}$ 依存性を示す。微粒子浮上電極バイアスを $V_c = -55 \text{ V} > V_r = -65 \text{ V}$ に設定し、常に微粒子群を中央電極上に閉じこめる山型の電位分布を形成する。直径約 6 mm の微粒子雲は磁場印加と同時に回転運動を開始する。図 4-3 より山型の密度分布となる $I_{cathode2} = 0 \text{ mA}$ 時において、負に帯電した微粒子雲は常磁性方向に回転運動を行う。ここで常磁性方向はイオンのサイクロトロン方向と一致する方向を示す。その速度は 0.1 mm/s 程度であり、これより回転角速度は 0.03 rad/s となる。 $I_{cathode2}$ の増大に伴い、この微粒子雲回転速度は徐々に遅くなり、谷型の密度分布となる $I_{cathode2} = 0.8 \text{ mA}$ 時においては先ほど反対の反磁性方向に回転運動を行う。そしてさらなる $I_{cathode2}$ の増大に伴い、微粒子雲の回転角速度は 0.3 rad/s まで増大する。この様に微粒子雲回転運動の方向は明らかに $I_{cathode2}$ すなわちプラズマ密度分布によって制御されている。

図 4-8 に微粒子雲回転速度 v_d 径方向分布を示す。微粒子雲は両方向の回転において、角速度一定の剛体的回転運動を示す。

図 4-7 に微粒子雲回転速度 v_d ガス圧力依存性を示す。微粒子雲速度は、ガス圧力の増大と共に減少する。

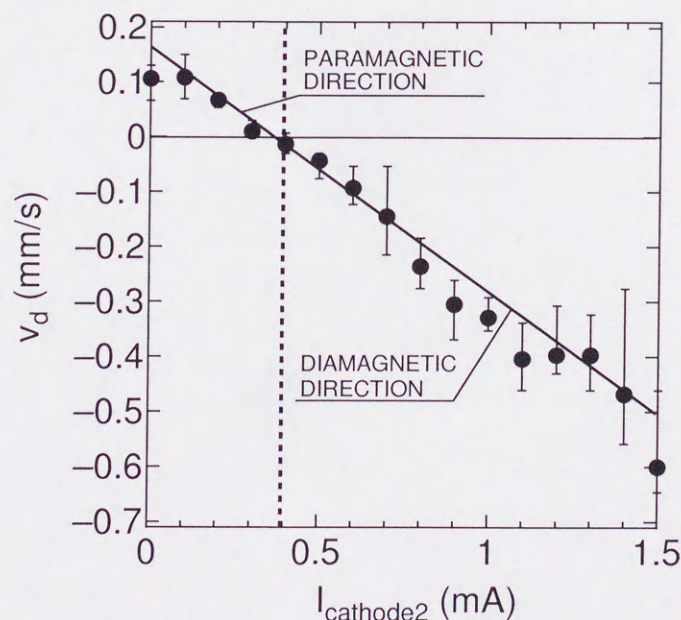


図 4-7: 微粒子雲回転速度 v_d , 放電電流 $I_{cathode2}$ 依存性.

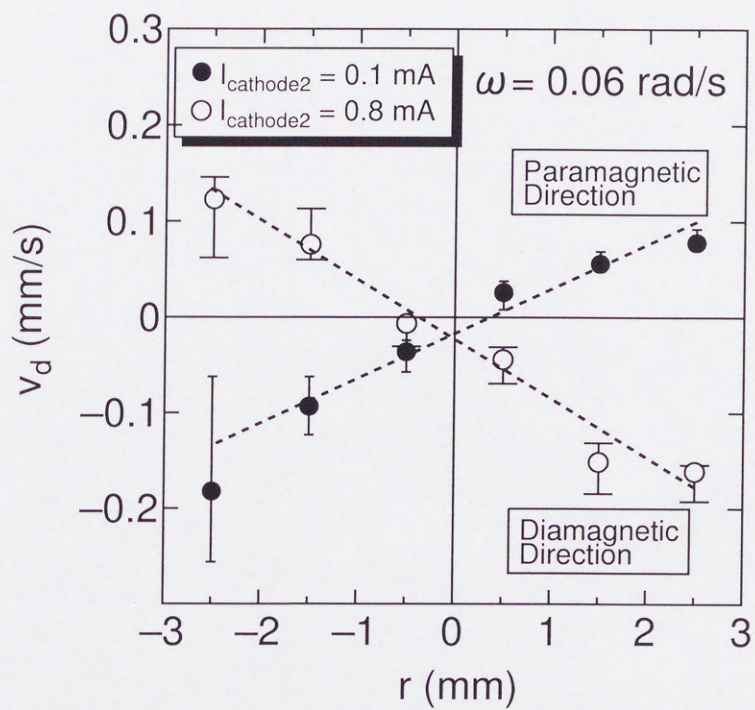


図 4-8: 微粒子雲回転速度 v_d 径方向分布.

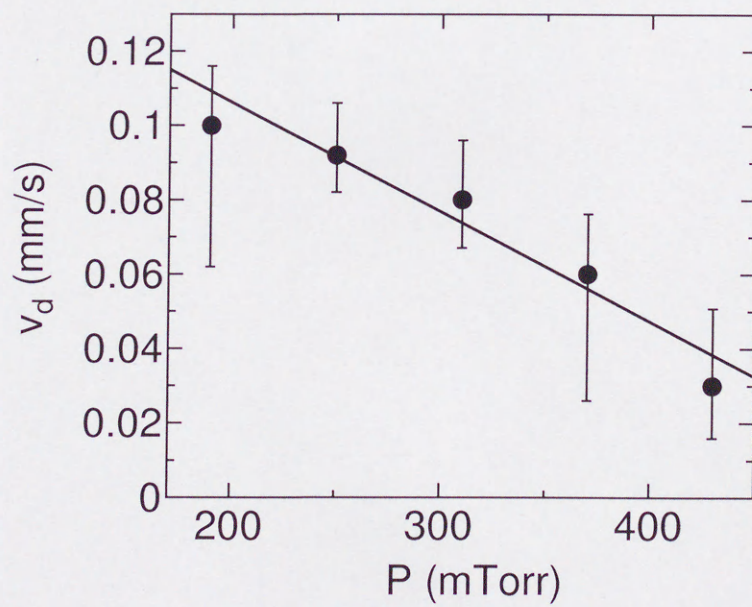


図 4-9: 微粒子雲回転速度 v_d , ガス圧力依存性.

図 4-10 に微粒子雲回転速度 v_d のアノード電位 V_{anode2} 依存性を示す. ここで図 4-6 に示す様に微粒子浮上領域 ($0 \text{ mm} \leq r \leq 6 \text{ mm}$) の密度分布は V_{anode2} の値に関わりなく常に山型の分布となっている. ここで先ほどの実験結果より, 山型の密度分布は常磁性方向の微粒子雲回転運動を駆動する. 山型の電位分布が形成されている $-20 \text{ V} \leq V_{anode2} < 0 \text{ V}$ 時において, 微粒子雲は常磁性方向に回転運動を行う. V_{anode2} の増大に伴ない微粒子雲回転速度は減少していき, やがて停止する. しかし, 谷型の電位分布が形成されている $0 \text{ V} < V_{anode2} \leq 20 \text{ V}$ 時において, 微粒子雲の反磁性方向への回転運動は観測されていない.

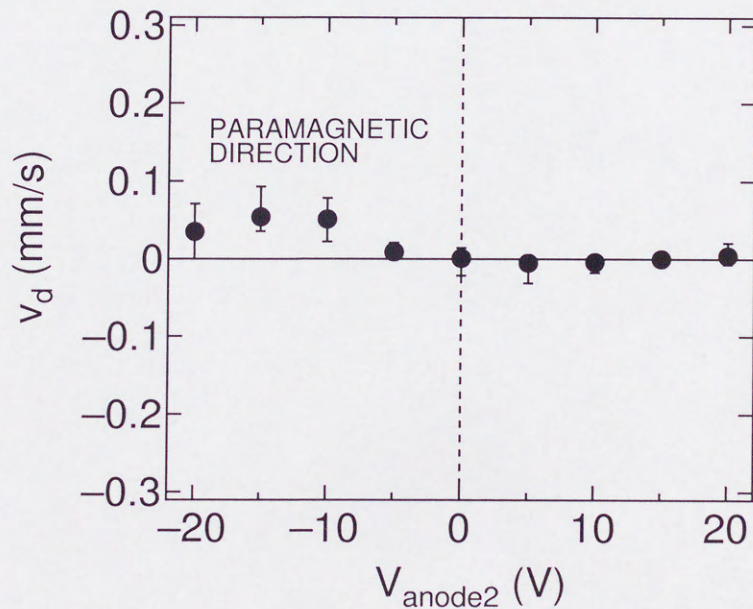


図 4-10: 微粒子雲回転速度 v_d , アノード電位 V_{anode2} 依存性.

4.4 考察

4.4.1 帯電微粒子に作用する力

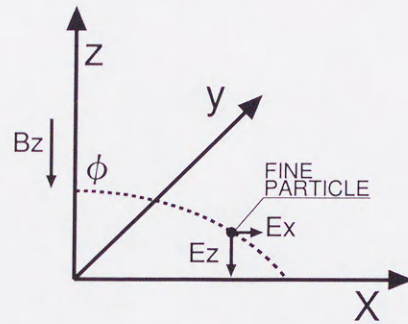


図 4-11: 微粒子に作用する外場.

DC シース中に浮上する微粒子群に作用する力を整理する. 図 4-11 に微粒子に作用する外場を示す. 図の z 方向において帯電微粒子には重力と静電力が作用し $QE_z = m_d g$ が成り立つ. $m_d g = 3 \times 10^{-12}$ N となり, これより $E_z = 4000$ V/mm 程度となる ($Q = 1 \times 10^4 e$ として計算). x 方向においては, 微粒子間に作用する静電力 $F_{NP,x}$ と微粒子を閉じこめるための電場 E_x が微粒子に作用し $QE_x = F_{NP,x}$ が成り立つ. この閉じこめ電場は約 200 V/m であり (微粒子間の静電力相互作用より計算される), $QE_x = 3 \times 10^{-13}$ N となる. ここで微粒子雲の回転による遠心力は 1.6×10^{-16} N と閉じこめ電場に比べ非常に小さく無視できる. y 方向の微粒子雲の挙動は以下の運動方程式で表される.

$$m_d \frac{dv_y}{dt} = QE_y + F_i - F_{Nd} + F_{NP,y} \quad (\text{A1})$$

ここで, F_i はイオンドラッグ力 [88], [89], F_{Nd} は微粒子と中性ガスとの衝突により微粒子の受ける摩擦力 (ガスドラッグ力) [90], $F_{NP,y}$ は微粒子間に作用する静電力を表す. 実験において微粒子雲は y 方向に等速運動を行うことから, 式の左辺は 0 となる. 磁場が印加されていない条件下において, 周方向における粒子間の静電力は釣り合っており $F_{NP,y} = 0$ とおける. 磁場印加時においても, 周方向の微粒子間隔, 並びに帯電量に差はないもの仮定すると同様に $F_{NP,y} = 0$ とおける. また y 方向に外部から印加された電場はなく $E_y = 0$ とおける. これより上の運動方程式は, $F_i = F_{Nd}$ となる. F_{Nd} , F_i は以下の式で表される.

$$F_{Nd} = \frac{4}{3} \pi a^2 m_N n_N v_{th,N} (v_d - v_N) \quad (\text{A2})$$

$$F_i = F_{ic} + F_{io} \quad (A3)$$

$$F_{ic} = n_i v_{is} m_i v_{is} \pi r_c^2 \quad F_{io} = n_i v_{is} m_i v_{if} \pi r_{\pi/2}^2 \Gamma_p \quad (A4)$$

$$r_c = \sqrt{1 + \alpha} a \quad r_{\pi/2} = \frac{\alpha}{2} a \quad \Gamma_p = \frac{1}{2} \ln \frac{\lambda_D^2 + r_{\pi/2}^2}{r_c^2 + r_{\pi/2}^2}$$

$$\alpha = -\frac{2e\phi_f}{m_i v_{is}^2} \quad v_{is} = \sqrt{8k_B T_i / \pi m_i + v_{if}^2}$$

ここで中性ガス流速を v_N , イオン流速を v_{if} とする. ガスドラッグ力 F_{Nd} は中性粒子密度, 並びに微粒子速度に比例する力である. イオンドラッグ力 F_i は, イオンと微粒子とのクーロン衝突により微粒子が受ける力であり F_{ic} 項と F_{io} 項から成る. この力はイオン密度 n_i に比例する力である. 図 4-13 にイオンドラッグ力 F_i のイオン速度依存性を示す [91]. グラフから分かるようにイオンドラッグ力は, イオンの熱速度 (約 5×10^2 m/s) までイオン速度に比例して増大していき, 熱速度以降, イオンの音速 (約 1×10^3 m/s) 付近までイオン速度に反比例して減少していく. そして, 音速を越えたあたりから, イオン速度に比例してこの力は再び増大していく. この分布は 図 4-12 に示す F_{io} , F_{ic} のイオン速度依存性より説明できる. F_{io} はイオンが微粒子周辺に形成されているデバイ球中を通過する際, 負に帯電した微粒子に作用するクーロン力を示す. この力は熱速度以降急激に減少していく. 一方, イオンが微粒子に直接衝突する事により生じる F_{ic} は音速以降急激に増大していく. この様にイオンドラッグ力はイオン密度, イオン速度に大きく依存する力である.

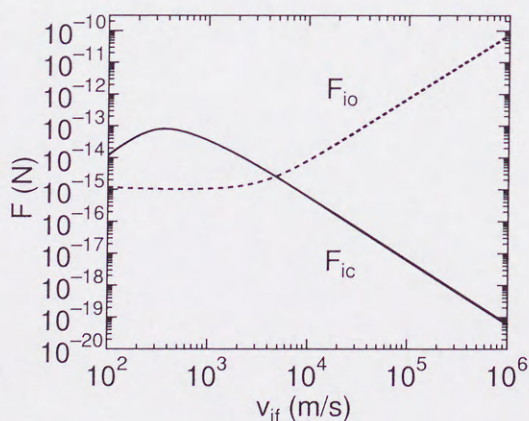


図 4-12: イオンドラッグ力 F_{ic} , F_{io} , イオン速度依存性.

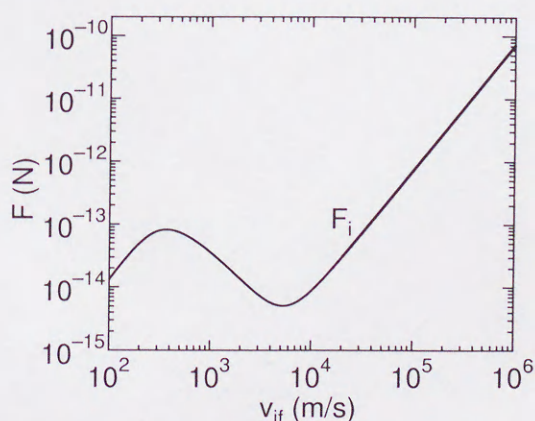


図 4-13: イオンドラッグ力 F_i , イオン速度依存性.

4.4.2 弱磁場プラズマ中におけるイオンの軌道

図 4-14 にイオンシース中におけるイオンの軌道の概略を示す。イオンの軸方向速度，径方向速度はそれぞれ $v_{//} = \sqrt{\frac{2e\lambda_i E_z}{\pi m_i}}$, $v_{\perp} = v_{th,i}$ と表される。図に示すようにイオンはシース電界により軸方向に加速され微粒子粒子周辺に形成されるデバイ球中に入射する。このデバイ球半径はデバイ長より $300 \mu\text{m}$ 程度であり，これはイオンの平均自由行程と同程度の長さである。微粒子浮上位置における E_z は 4000 V/m 程度であり，これより微粒子雲入射時のイオンの軸方向速度 $v_z(=v_{//})$ は $1.3 \times 10^3 \text{ m/s}$ と計算される。また径方向速度 $v_r(=v_{\perp})$ は $4.3 \times 10^2 \text{ m/s}$ (0.04 eV) と計算される。イオンの平均自由行程が $320 \mu\text{m}$ であることから，イオンは中性ガスとの衝突の間にローレンツ力により平均して $320 \cdot \sqrt{\frac{v_r^2}{v_z^2 + v_r^2}}$ 程度 (約 $100 \mu\text{m}$) 径方向に移動する。図 4-16 に上方向から見たイオンの軌道の概略を示す。イオンのラーマ半径は約 3 mm であり，中性ガスとの衝突の間にイオンは平均して約 2° サイクロトロン方向に回転する。この様にイオンは，ローレンツ力によりわずかに軌道が曲げられ，微粒子周辺のデバイ球内に入射する。

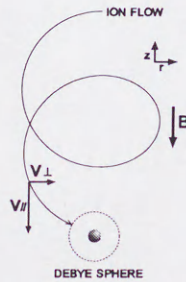


図 4-14: イオンシース中におけるイオンの軌道の概略図 (Side View).

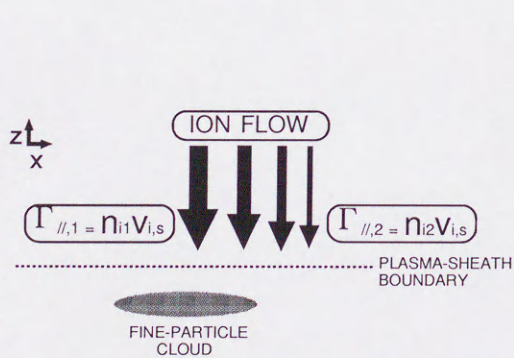


図 4-15: 密度分布によって制御されるイオン流量 (Side View).

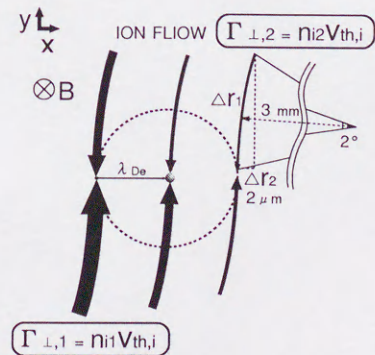


図 4-16: イオンシース中におけるイオンの軌道の概略図 (Top View).

4.4.3 イオンドラッグ力に対する密度勾配の効果

微粒子周辺に形成されるデバイ球に入射するイオン流量 Γ_i は、図 4-15, 図 4-16 に示すようにイオン速度とイオン密度で決定される。イオンは中性ガスとの衝突の間に径方向にわずか $2 \mu\text{m}$ 程度しか移動できず、その間の径方向電場 $E_r = 200 \text{ V/m}$ によるイオン速度の変化 v_{E_r} は、イオンの熱速度 $v_{th,i}$ に比べ非常に小さく無視できる ($v_{E_r}/v_{th,i} = 5 \times 10^{-2}$)。従って、 y 方向 (周方向) の正、負両方向から微粒子群に入射するイオン速度は、ほぼ同速度 $v_{th,i}$ として扱え、図 4-16 に示すイオン流量 $\Gamma_{\perp,1}$, $\Gamma_{\perp,2}$ はそれぞれイオン密度 n_{i1} , n_{i2} のみに依存する関数となる。計算に際しこの n_i の値は実験結果より得られたバルクプラズマの密度 (10^8 cm^{-3} 弱) を用い、また径方向の密度差 $n_{i1} - n_{i2}$ は電子の密度勾配を用い $n_{i2} = 2 \Delta r_2 \frac{\partial n_e}{\partial r} + n_{i1}$, $\Delta r_2 = 2 \mu\text{m}$ から見積る。

図 4-17 にカソード 2 放電電流 $I_{cathode2}$ に対する密度勾配 $\frac{\partial n_e}{\partial r}$ の径方向分布を示す。 $0 \text{ mA} \leq I_{cathode2} \leq 0.6 \text{ mA}$ (山型の密度分布) において密度勾配は負となり、 $0.8 \text{ mA} \leq I_{cathode2} \leq 1.5 \text{ mA}$ (谷型の密度分布) において密度勾配は正となる。 $r = 5 \text{ mm}$ における密度勾配値を用いて計算したイオン密度比 n_{i2}/n_{i1} を図 4-18 に示す。 n_{i1} , n_{i2} の密度差は密度勾配の増大と共に増大していき、最大数 % 程度の密度比が得られる。

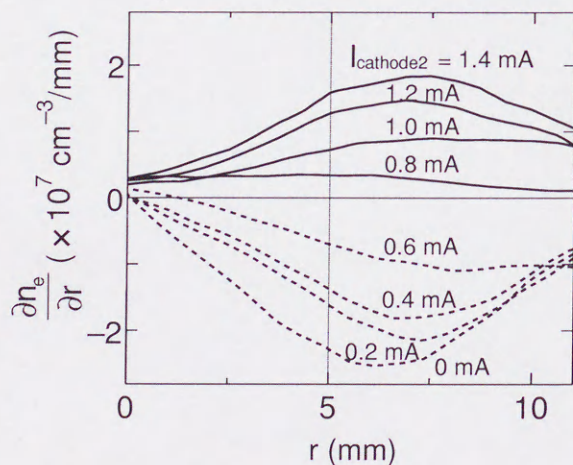


図 4-17: 密度勾配 $\frac{\partial n_e}{\partial r}$ 径方向分布.

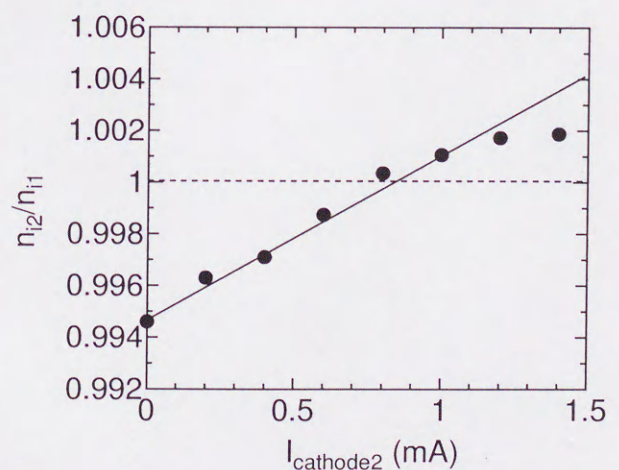


図 4-18: 径方向のイオン密度比 n_{i2}/n_{i1} , カソード 2 放電電流 $I_{cathode2}$ 依存性.

イオン密度 n_{i1} , n_{i2} とイオン速度 $v_{th,i}$ を用いて計算したイオンドラッグ力 $F_i = F_{i1}(v_{th,i}, n_{i2}) - F_{i2}(v_{th,i}, n_{i1})$ を図 4-19 に示す. イオンドラッグ力はイオン密度に比例する関数であるため, 径方向の密度差の増大 (密度勾配の増大) と伴に増大する. この密度差によって生じるイオンドラッグ力は 10^{-16} N のオーダーである. この力の方向は密度勾配の符号, すなわち密度差 $n_{i1} - n_{i2}$ の符号で反転し, $n_{i1} - n_{i2} > 0$ ($\frac{\partial n_e}{\partial r} < 0$) 時において常磁性方向 (イオンのサイクロトロン運動方向) に, また $n_{i1} - n_{i2} < 0$ ($\frac{\partial n_e}{\partial r} > 0$) 時において反磁性方向 (電子のサイクロトロン運動方向) に作用する. つまりこの力は, イオン, 並びに電子の密度勾配により発生する反磁性電流方向に作用する. そしてこの方向は, 実験で観測された微粒子雲の回転運動方向と良く一致する.

図 4-20 に微粒子に作用する力の外力をまとめる. z 方向, x 方向においては 10^{-12} N, 10^{-13} N オーダーの力で釣り合いが保たれている. これに対し y 方向 においては一方向に 10^{-16} N オーダーの力が作用している.

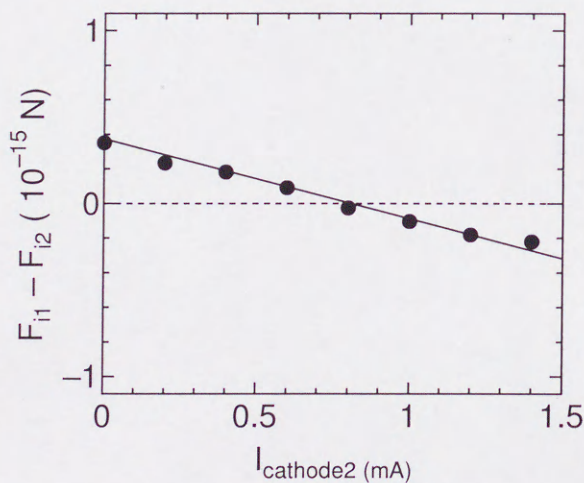


図 4-19: イオンドラッグ力, カソード 2 放電電流 $I_{cathode2}$ 依存性.

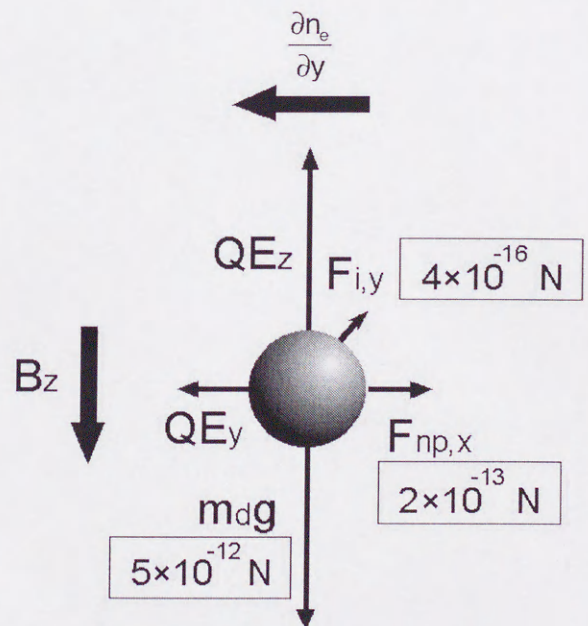


図 4-20: 微粒子に作用する力の概略図.

図 4-21 に $F_i = F_{NP}$ ($F_{NP} = -1.3 \times 10^{-11} v_d$ N) から見積もった微粒子雲回転速度の $I_{cathode2}$ 依存性を示す。黒丸は実験結果、白丸は計算結果をそれぞれ示す。この計算より得られた回転速度は、実験結果より一桁小さな値となるが ($\Delta r_2 = 2 \mu\text{m}$ の計算結果)、回転方向に関しては先ほど述べたように実験結果とほぼ一致する。またこの計算より得られた 10^{-16} N オーダーの力でも微粒子雲の回転運動は駆動可能である。

図 4-22 に微粒子雲回転速度のガス圧力依存性を示す。ここでガス圧力の効果はガスドラッグ力のみで考慮されている。ガス圧力の上昇によるガス摩擦力の増大に伴い回転速度は遅くなり、実験の傾向と一致する。

回転速度に関して実験結果と計算結果において、約一桁の違いが見られた。これについて以下に考察する。まずモデルの単純化の課程でイオン速度の分布が考慮されていないこと挙げられる。この効果は図 4-16 に示す Δr_2 に影響を及ぼすものと思われる。仮に Δr_2 を $2 \mu\text{m}$ から $20 \mu\text{m}$ に増大させるとイオンドラッグ力は一桁大きな 10^{-15} N オーダーとなり、図 4-21、図 4-22 に示す様に実験で得られた微粒子速度 v_d に近づく。次にシース中におけるデバイ長に関する効果が挙げられる。イオンのドリフトのないプラズマ中において、デバイ長は定常状態にある電子とイオンを想定し、 $\lambda_{De} = (1/\lambda_e^2 + 1/\lambda_i^2)^{-1/2}$ と表され、本実験条件においては $300 \mu\text{m}$ 程度となる。しかしながら、シース中においてイオンは音速 ($= (k_B T_e / m_i)^{1/2}$) 以上でドリフトしており、イオンのエネルギーは電子のエネルギーと同程度にまで増大している。そのような時デバイ長は $\lambda_{De} \simeq \lambda_e$ と電子のデバイ長で表すことが妥当かもしれない [40]。その時実験条件におけるデバイ長は約 3 mm 近くまでに増大する。図 4-23 にイオンドラッグ力のデバイ長依存性を示す。デバイ長の増大は、微粒子のクーロン力が作用する範囲の増大を示すものであり、これによりイオンドラッグ力は飛躍的に増大する。ちなみにデバイ長が 3 mm 程度になるとイオンドラッグ力は 10^{-15} N オーダーと $300 \mu\text{m}$ 時より一桁大きなものとなり、微粒子速度は実験で得られたものに近づく。また最後にウェイクポテンシャルの効果が挙げられる。音速以上のイオン流の存在により、微粒子の背後にウェイクポテンシャルが形成されることが証明されているが [67]-[69]、磁場の印加によりこのポテンシャルが微粒子の背後から左右にずれることが指摘されている [92]。本計算において帯電微粒子とウェイクポテンシャルとの静電的相互作用は考慮されおらず、この効果を考慮すると計算結果よりも多きな駆動力が期待できる。

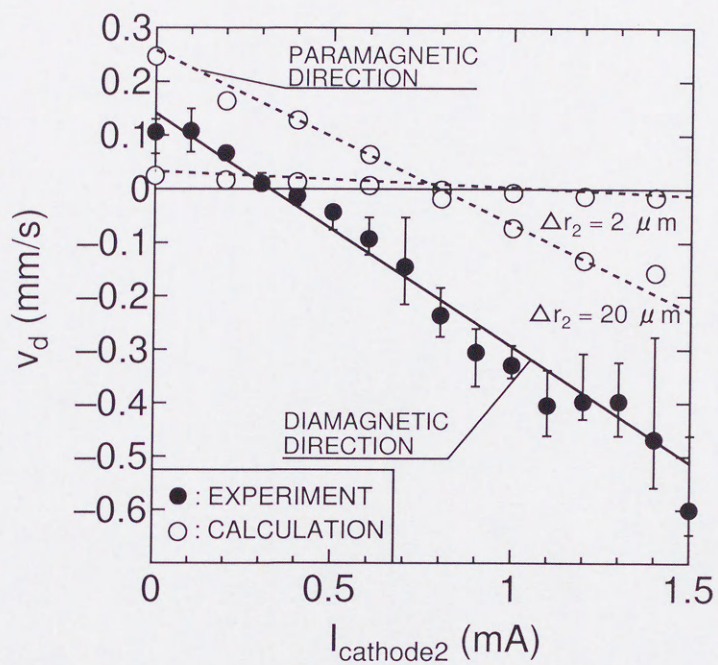


図 4-21: 微粒子雲回転速度 v_d , カソード 2 放電電流 $I_{cathode2}$ 依存性.

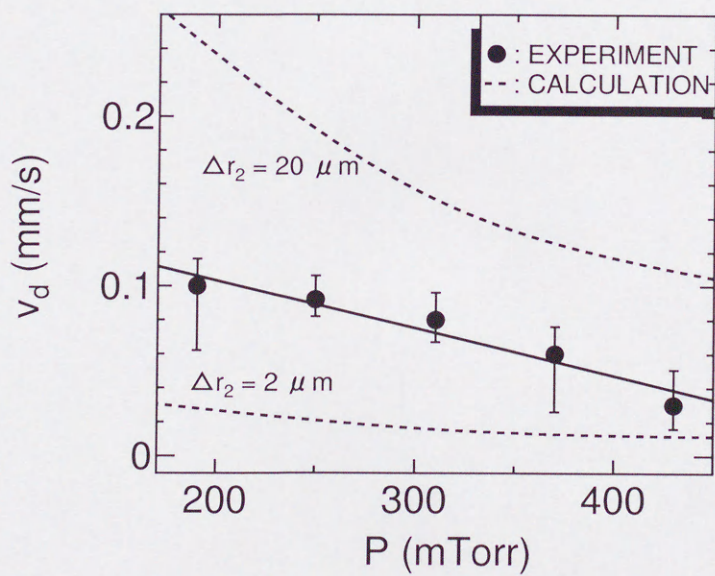


図 4-22: 微粒子雲回転速度 v_d , ガス圧力依存性. $I_{cathode2} = 0$ mA.

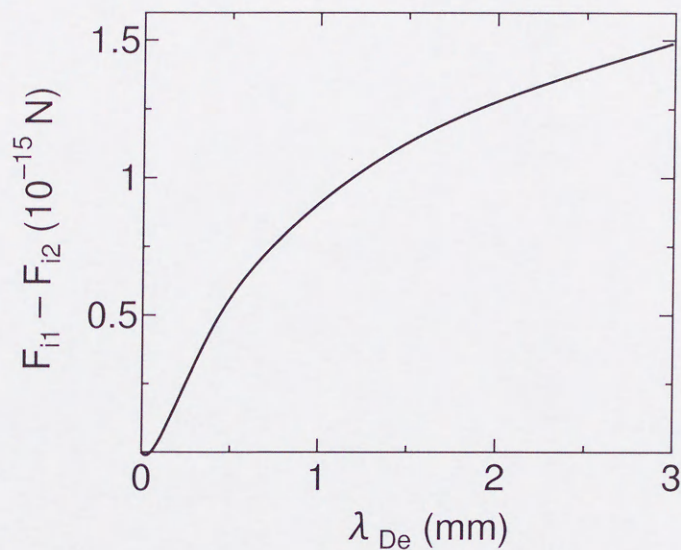


図 4-23: イオンドラッグ力 $F_{i1} - F_{i2}$, デバイ長依存性. $I_{cathode2} = 0$ mA.

4.4.4 イオンドラッグ力に対する電位勾配の効果

図 4-10 より電位勾配の変化に対し, 微粒子雲回転速度はわずかに変化する. しかし, その変化の値は 0.05 mm/s 程度と非常に小さなものであり, 密度勾配の変化と区別する事は困難である (電位勾配制御時に密度勾配もわずかに変化する).

4.5 結論

弱磁場印加により 0.1 rad/s 程度の微粒子雲の回転運動を観測した. この回転運動の方向の密度分布に対する変化を解析した. 負に帯電した微粒子雲は山型の密度分布の時, 常磁性方向 (イオンのサイクロトロン運動の方向) に, また谷型の密度分布の時, 反磁性方向 (電子のサイクロトロン運動の方向) に回転し, この回転運動が密度分布に大きく依存することが明らかになった. 実験で観測された微粒子雲回転運動の方向は, プラズマの密度勾配により発生する反磁性電流の方向と良く一致し, この運動の駆動力としてイオン流によるドラッグ力を考察した.

第5章 電位駆動微粒子渦流の観測

5.1 序論

プラズマ中に存在するミクロンサイズの微粒子帯電量は、電子やイオンに比べ非常に大きく、これらの帯電微粒子群を含むプラズマは強結合プラズマの性質を示す事が広く知られている。微粒子間の結合力は、ガス圧力により変化し、固体相、液体相とその状態を自由に制御できることが微粒子プラズマの大きな特徴である。これまでの基礎的実験において、局所電場を印加することにより、微粒子群の集団的回転運動を観測した [93]([78], [94] の文献においても同様に微粒子渦流の観測が報告されている)。これらの回転運動は角速度一定の固体的な性質から、微粒子間の結合力を弱める事により、流体力学的な性質に変化する事が予想され、渦構造等の観測が期待される。微粒子プラズマ中におけるこれらの回転運動の観測は、微粒子サイズがミクロンサイズと非常に大きいことから、回転運動の全体像の観測にとどまらず、個々の微粒子の熱力学的挙動も観測可能であることが大きな特徴としてあげられる。このような帯電微粒子群の集団的回転運動に着目した研究はこれまでに報告がなく、学問的に大変興味深い研究対象である。本章ではこのように局所電場印加によって発生する微粒子渦流の観測結果について報告する。

5.2 実験装置

実験装置の概略を図 5-1 に示す。最下位に設置している微粒子浮上電極上に、厚さ 0.5 mm、高さ 13 mm の金属板を設置する (図 5-2)。この金属板と微粒子浮上電極にはそれぞれ独立に DC バイアスを印加することができる。

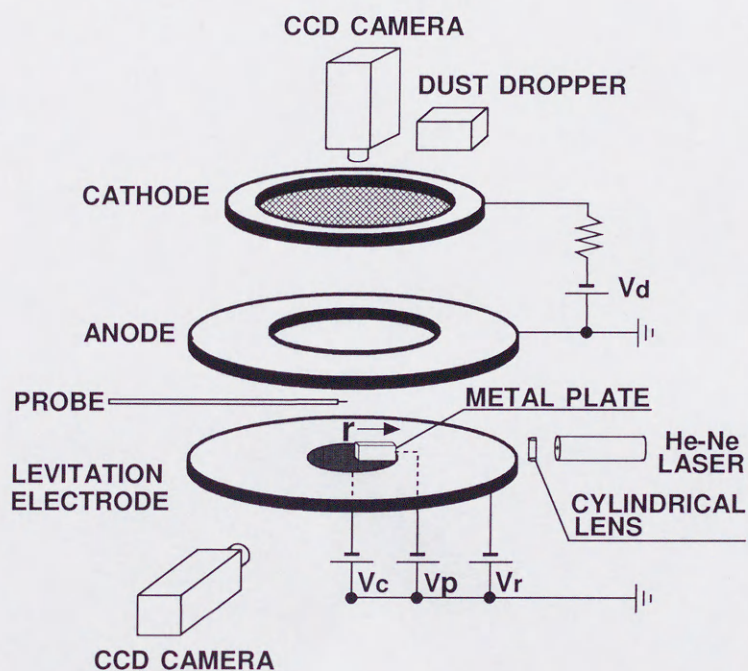


図 5-1: 実験装置概略図.

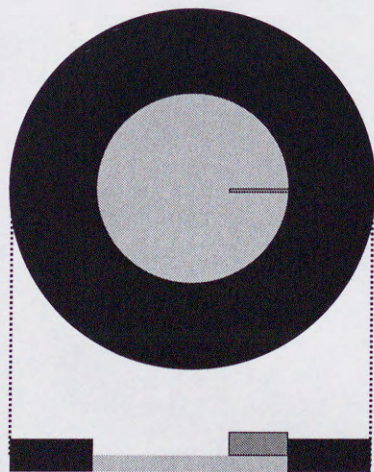


図 5-2: 微粒子浮上電極詳細図.

5.3 実験結果

微粒子を数個注入した時の様子を図 5-3 に示す。微粒子はある安定点中心にほぼランダムに運動をする。これに対し微粒子数が 30 個程度になると、図 5-4 に示すような金属板面に沿った微粒子流が発生する。また浮上微粒子数の増大に伴ない、微粒子群の領域は径方向に広がっていき、金属板に徐々に近づいていく。その時の微粒子流の速度変化の様子を図 5-5 に示す。グラフの横軸は電極から微粒子雲までの距離 x を示す。微粒子数が増大し、微粒子群が金属面に近づいていくに従い、微粒子流の速度が増大していく様子が分かる。

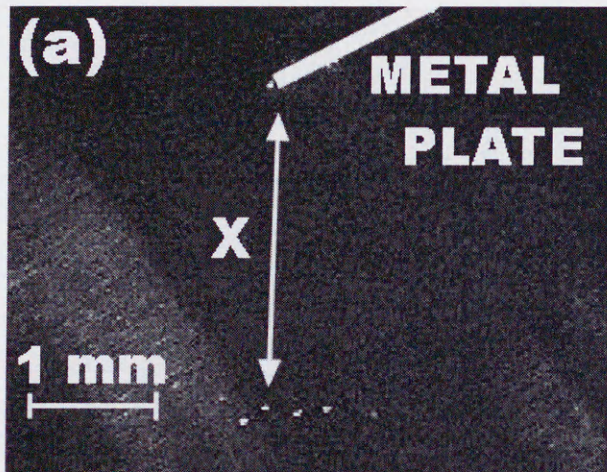


図 5-3: 微粒子浮上の様子。微粒子数 10 個弱 (上方向から撮影)。

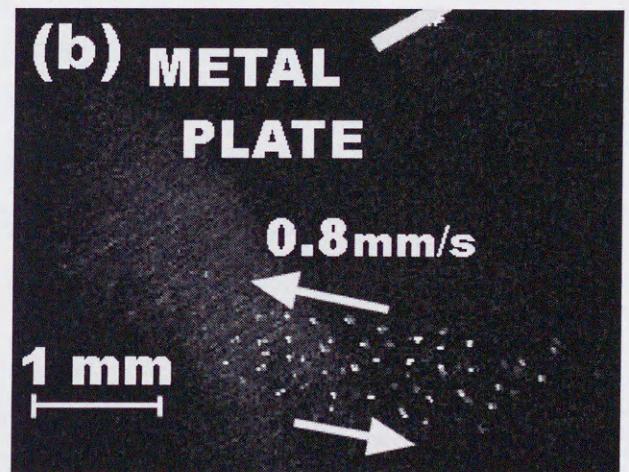


図 5-4: 微粒子流の発生。微粒子数 30 個弱 (上方向から撮影)。

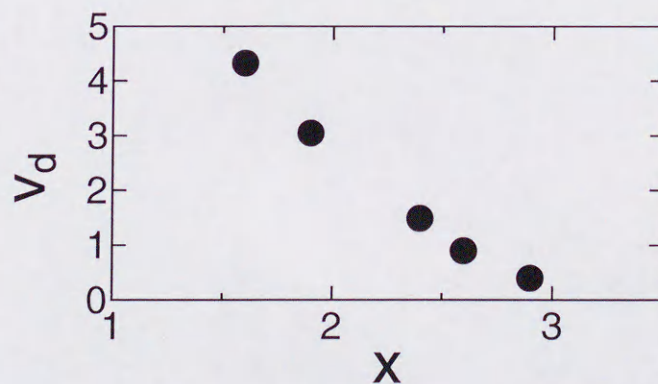


図 5-5: 微粒子速度 v_d , 微粒子雲-金属板間距離 x 依存性。

図 5-6 は粒子数 65 個時のクーロン結晶の様子を示す。ここで金属板は写真の右端に設置している。平均粒子間隔は 418 ミクロン程度であり、図 5-7 の相関関数 (p. 28 を参照) より六方晶系の結晶構造を示している様子がうかがえる。図 5-8 は微粒子群の運動の軌跡を示す。微粒子群は間隔をほぼ一定に保ちながら時計回りに回転している。微粒子速度の径方向分布を図 5-9 示す。中心から遠ざかるにつれ速度は速くなり、角速度は 0.8 rad/sec となる。

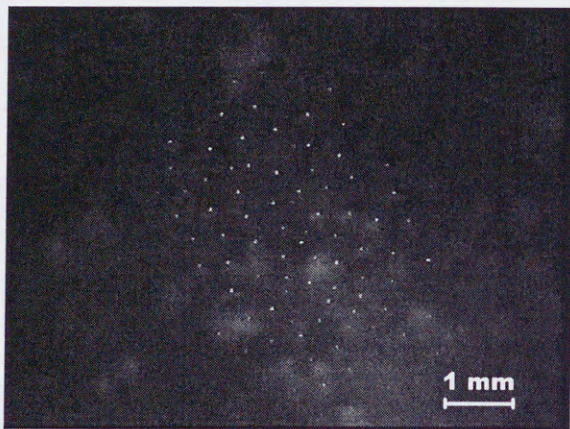


図 5-6: クーロン結晶形成 (粒子数 65).

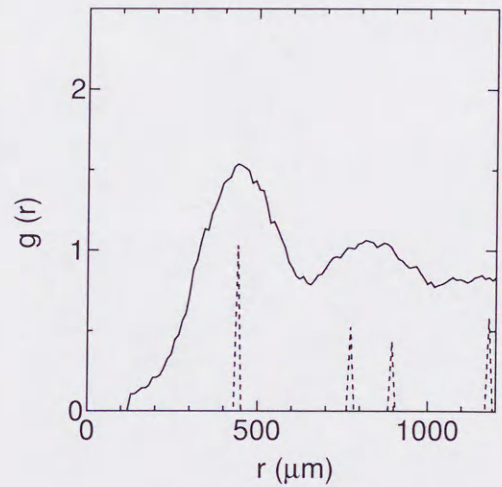


図 5-7: 位置の相関関数.

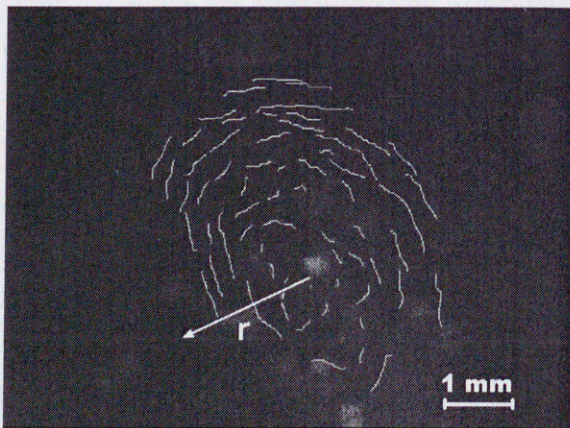


図 5-8: 微粒子の軌跡 (0.3 sec).

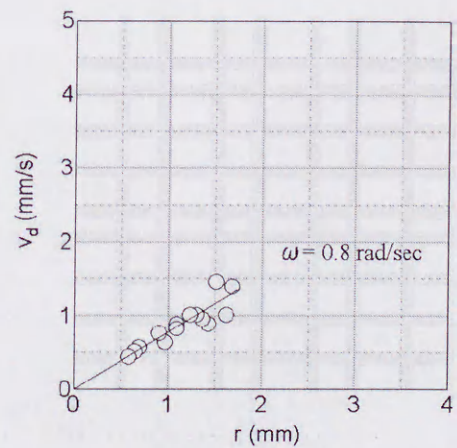


図 5-9: 微粒子速度径方向分布.

粒子数約 300 個時の微粒子雲の様子を図 5-10 に示す。粒子間隔は約 250 ミクロン程度である。図 5-11 に金属板周辺の微粒子の軌跡を示す。微粒子の軌跡は中央部分に比べ周辺領域で長くなっている。微粒子速度の径方向分布を図 5-12 に示す。金属板に近い領域で微粒子速度は急激に速くなっていき、径方向に速度シアーを持った流体的回転運動を形成していることが分かる。

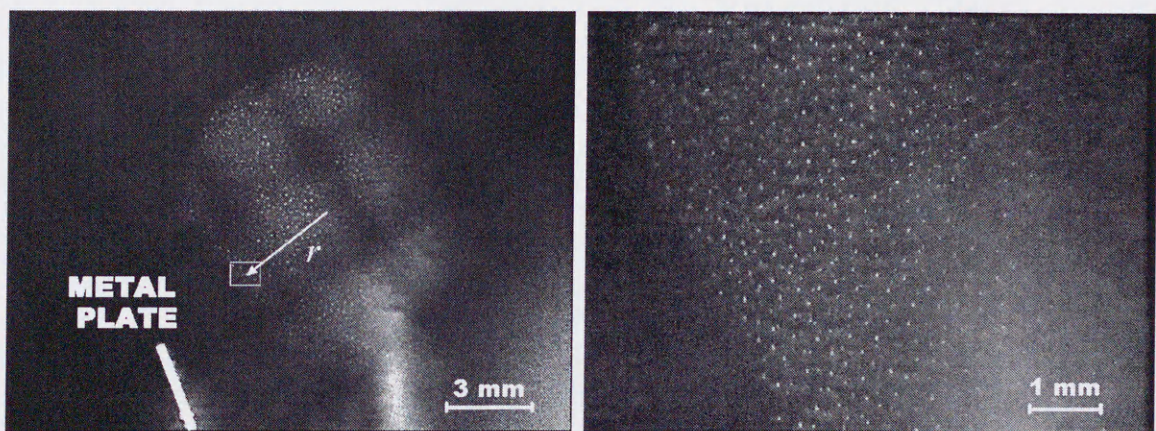


図 5-10: 微粒子雲 (粒子数約 300 個).

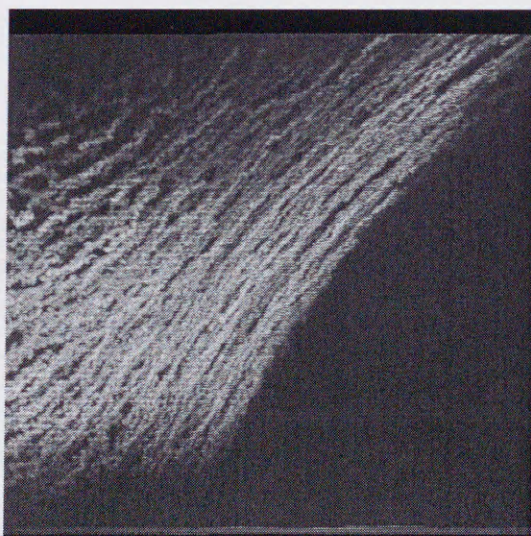


図 5-11: 微粒子の軌跡 (0.3 sec).

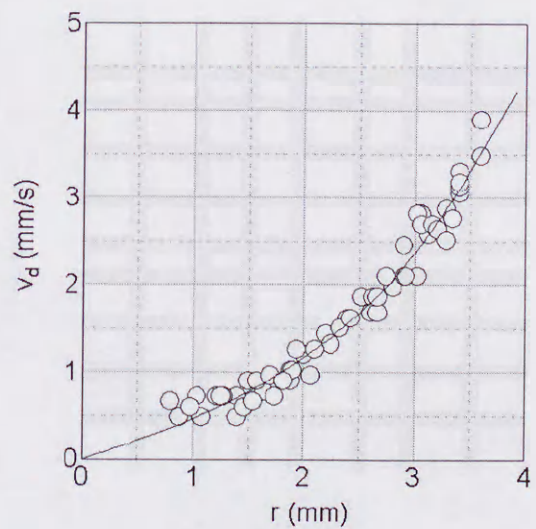


図 5-12: 微粒子速度径方向分布.

微粒子回転運動における微粒子速度の金属板バイアス依存性を図 5-13 に示す。横軸の金属板バイアス V_p に対し、白丸は金属板から微粒子群の端までの距離 x を示し (図 5-3 参照), また黒丸は微粒子速度 v_d を示している。 V_p を負に下げていくに従い, 金属板前面に形成されるイオンシース幅は増大し, それに伴ない微粒子群は金属板から遠ざかっていく。この時グラフから明らかなように, 微粒子流の速度は, $V_p = -15$ V 時の 6.5 mm/s から $V_p = -40$ V 時の 2 mm/s へと減速している。この実験結果は, 微粒子流の発生において金属板エッジ領域が駆動源であることを示唆している。

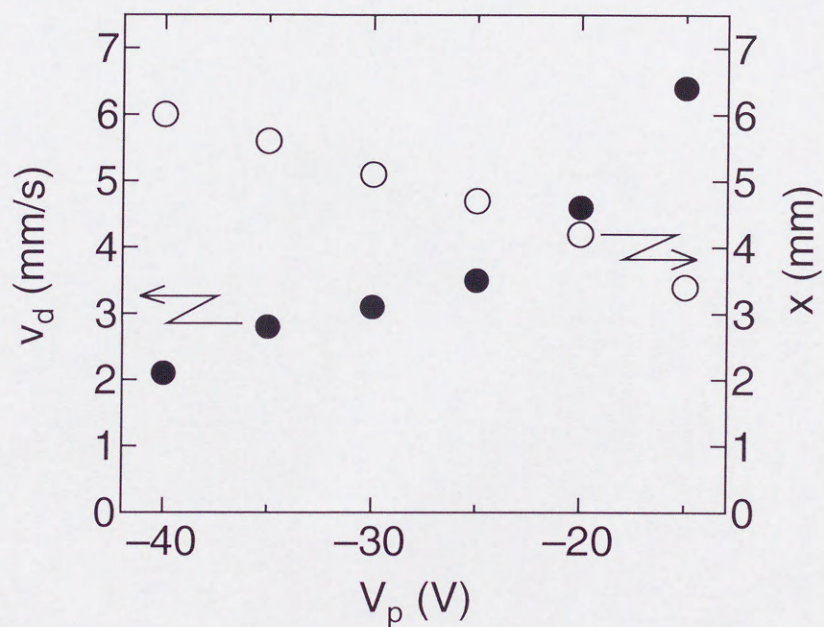


図 5-13: 微粒子速度 v_d , 金属板バイアス V_p 依存性.

微粒子回転運動における微粒子速度の中性ガス圧力依存性を図 5-14 に、また放電電流依存性を図 5-15 にそれぞれ示す。微粒子速度は中性ガス圧力の減少と共に増大する。これは、中性ガス密度の減少に伴ない、微粒子流の摩擦力となる微粒子と中性ガス粒子との衝突が減少したためと思われる。

また放電電流 (プラズマ密度) の増大と共に、微粒子速度は増大する。プラズマ密度の増大は、イオンシースの電位勾配を大きくする効果と、微粒子に衝突するイオン流量を増大させる効果に寄与していると思われる。

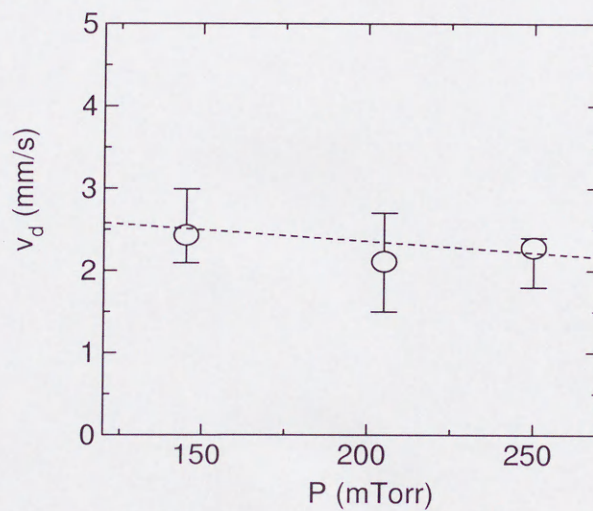


図 5-14: 微粒子速度 v_d , 中性ガス圧力依存性.

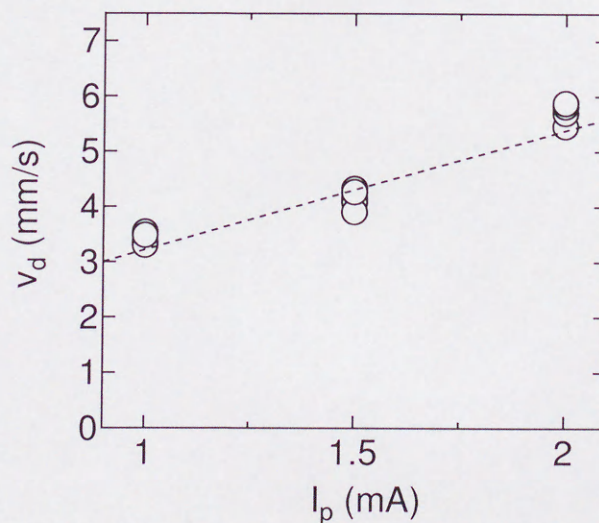


図 5-15: 微粒子速度 v_d , 放電電流依存性.

次に複数個の微粒子渦流の生成を試みた。微粒子浮上電極に二種類の金属板を設置した。金属板の高さは 11 mm, 長さは (a) 17.5 mm, (b) 9.5 mm となる。金属板, 並びに微粒子浮上電極に直流負バイアスを印加した時の典型的な二次元的微粒子渦流の概略を図 5-16 に示す。図 5-16(a) において, 微粒子群は, 金属板面に沿ってエッジ方向へ向かって加速される。金属板両面で形成されるこのような微粒子流は, エッジの端で合流し円周に沿って再び左右に分岐し, それぞれ時計回り, 反時計回りに回転運動する計二つの微粒子渦流が形成される。短い電極を用いた場合の実験結果を図 5-16(b) に示す。ここで金属板は微粒子浮上電極のほぼ中央に設置されている。図の上下方向から金属板面へ流れ込む微粒子流は, 金属板の中央付近で左右に分岐し, それぞれのエッジ方向へ向かって加速され, 左右上下対称の計四つの微粒子渦流が形成される。これらの実験結果より, 一つの電極エッジに対し常に対称な二つの渦流が形成されていることが分かる。

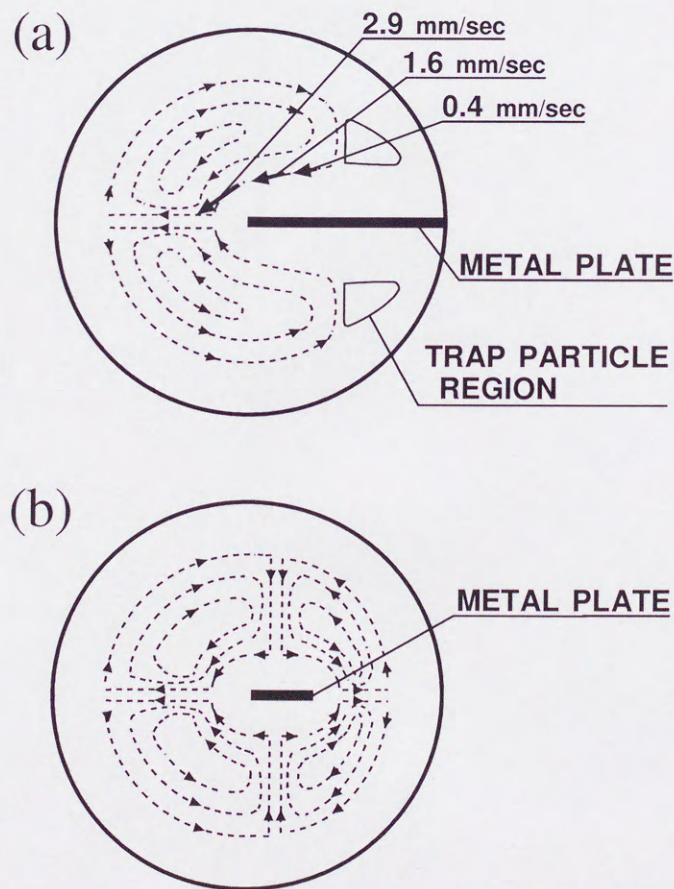


図 5-16: 二次元的微粒子渦流の概略図。

5.4 考察

微粒子渦流の形成において、微粒子に作用する二つの力が考えられる。一つ目の力は静電力であり、本実験においては大きな電場が金属板のエッジ部に形成されている。もう一つの力はイオンドラッグ力であり、これは微粒子がイオンとクーロン衝突することによりに受ける力である。微粒子が受けるイオンドラッグ力はイオン速度の増加と共に増大し、イオンの音速付近で最大となる。さらに速度が増大すると、クーロン衝突の急激な減少により、イオンドラッグ力は減少していく (p. 47 のイオンドラッグ力イオン速度依存性を参照)。10 μm のアクリル微粒子に作用する重力は 6×10^{-12} N であり、軸方向においてイオンドラッグ力は無視できる。しかし、径方向における微粒子閉じこめ電場は非常に弱く、微粒子群は 10^{-13} N 程度の静電力で電極中央部に閉じこめられている。従って、径方向に発生するイオンドラッグ力は無視できない力となる。金属板を設置しない場合、イオン流は浮上電極に向かう成分が主であり、径方向成分はほとんど無視できる。金属板の設置により、メタルプレート前面にイオンシースが形成され、径方向のイオン流が発生する。この周方向に発生するイオンドラッグ力とエッジ部分の電界により発生する大きな静電力の釣り合いにより、微粒子渦流が発生するものと考えられる。この渦流の発生機構に関しては、三次元的なイオンの軌道を解析する必要がある。

5.5 結論

不均一閉じこめ外場中におけるクーロン結晶の振舞いを観測した。不均一閉じこめ外場中においてクーロン結晶は回転運動を行った。この回転運動の速度は金属板のエッジ領域で最も速く、この領域が駆動源であると思われる。この駆動力として静電力とイオンドラッグ力の非対称性が考えられる。またクーロン結晶の外側ほど速度は極端に速く、径方向に速度シアーをもった回転渦流が観測された。

第6章 プラズマ中帯電微粒子群の静電的除去法の開発

6.1 序論

プラズマを用いた半導体プロセスのクリーン化は、超微細加工技術や高機能性薄膜堆積技術に必要な基盤技術となっている。シリコンウエハ等のエッチング時における超微粒子の生成や薄膜形成時におけるサブミクロンサイズの微粒子の発生 [26]-[29] は、プラズマ装置を変化させるとともに膜質劣化やデバイスの歩留まり低下を導いていることが指摘されており、その除去法の確立が産業界から早急に求められている。一般にプラズマ中に浮遊する微粒子は、電子とイオンの質量差から生ずる移動度の差により負に帯電しており、ガスの流れによってのみ制御可能な大気中の塵とは本質的に異なった性質を有する。本研究はこの電荷を持った微粒子の性質を利用し、静電的に微粒子群の挙動を制御する新たな方法を開発する事を目的としている。

これまでに開発されている微粒子除去法を以下に示す [26], [27], [95]-[99].

- 基盤周辺に溝を掘りダストを閉じ込めるとともに、中性ガス流により溝に沿ってダストを排出する [26].
- 放電を間欠的に行い、ダスト核発生を防ぐとともに、放電オフ時間内に初期ダスト核を容器内から排出する [27].
- 電極を加熱してプラズマ空間に温度勾配を発生させ、その熱泳動力によりダストを排出する [98], [99].

これらの方法には、処理時間の長期化、生産性の低下、必要エネルギーの増加など、実用化に当たっての欠点があることが指摘されており、いずれの方法も生産現場へ導入されるまでに至っていない。

プラズマ中において帯電微粒子に作用する静電力 F_{el} , イオンドラッグ力 F_{io} , 重力 F_{gr} の微粒子半径 a 依存性を図 6-1 に示す. 静電力は a に比例し, イオンドラッグ力は a の二乗に比例し, また重力は a の三乗に比例する力である. 図 6-2 に電極周辺において微粒子に作用する力の概略を示す. 電極前面にできるイオンシース電場より微粒子は r 軸の正方向に静電力 F_{el} を受ける. これに対しイオンはイオンシース電場により電極方向に向かって加速される. 従って微粒子に作用するイオンドラッグ力は常に静電力と逆向きに作用する. この様に電極周辺に浮遊するサブミクロンサイズの微粒子においては, 静電力とイオンドラッグ力が重要な力となる.

本研究では微粒子群周辺のプラズマ電位構造を工夫することにより, 微粒子群中に規則的な流れを発生させ, プラズマ空間からの微粒子除去を実現している [100]. この静電力を利用した微粒子除去法は実際の半導体プロセスに十分応用可能であり, 次世代のクリーンなプロセスにつながる重要な基礎技術に成りうるものと考えている.

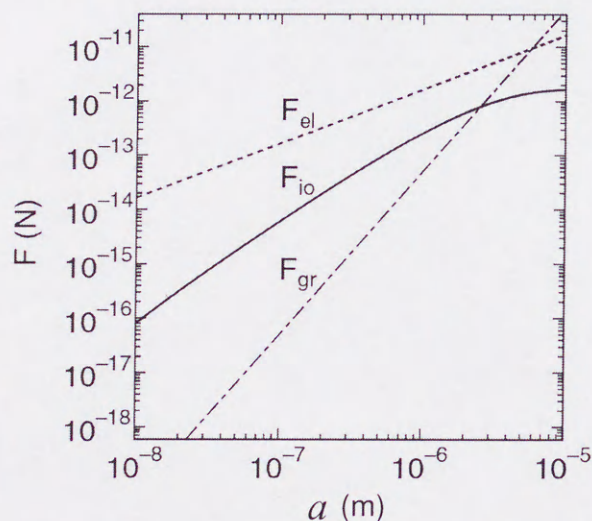


図 6-1: 微粒子に作用する力の微粒子半径 a 依存性 ($E = 4000 \text{ V/m}$, $v_{i0} = 2 \times 10^2 \text{ m/s}$, $n_i = 1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$).

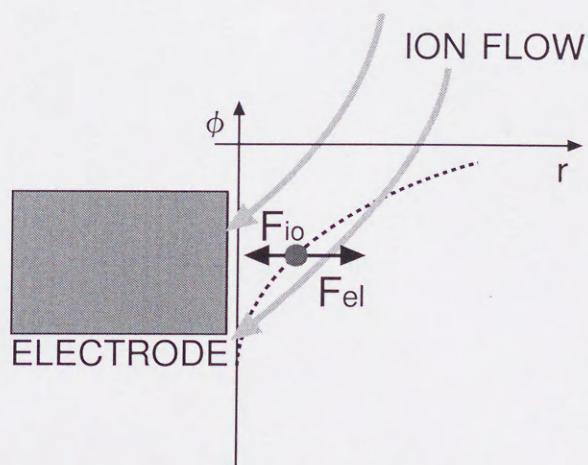


図 6-2: 電極近傍で微粒子に作用する力の概略図.

1. 静電力 $\propto a$
2. イオンドラッグ力 $\propto a^2$, ガスドラッグ力 $\propto a^2$, 熱泳動力 $\propto a^2$
3. 重力 $\propto a^3$

6.2 実験装置

実験装置の概略を図 6-3 に示す. 微粒子浮上電極周辺に円筒型電極 (The Negatively-Charged Fine-Particle コレクター) を設置する. この NFP コレクターは図 6-4 に示すように, 内径 2 mm, 外形 3 mm であり, 先端以外はセラミック管で覆われている. このコレクターには, 直流電位 V_{CE} が印加可能である.

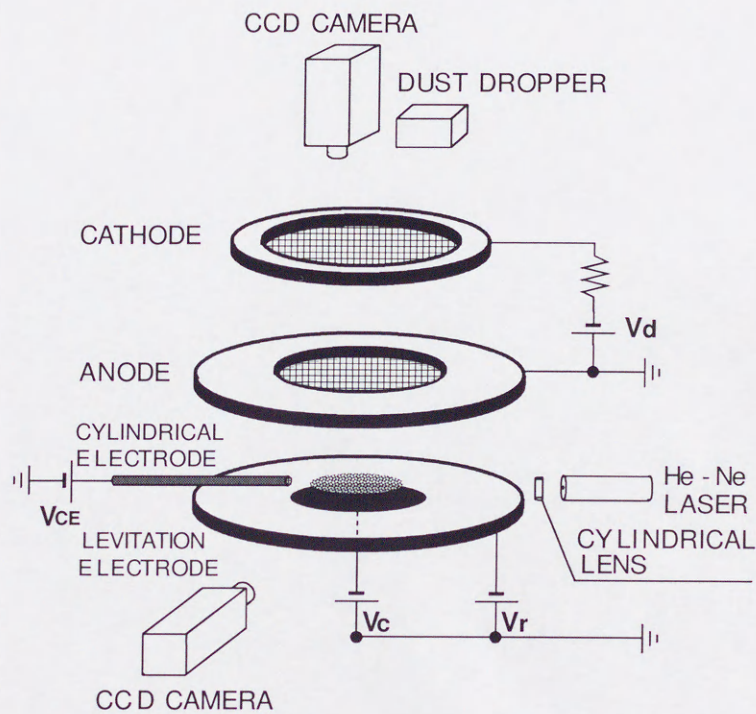


図 6-3: 実験装置概略図.

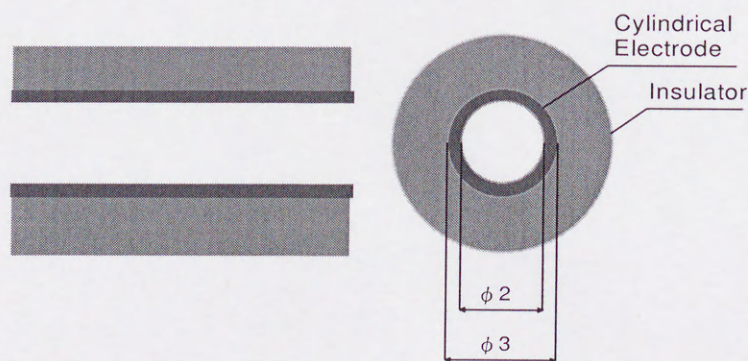


図 6-4: NFP コレクター詳細図.

6.3 実験結果

図 6-5 に NFP コレクターの V-I 特性を示す. この特性は三つの領域に分けられる. 領域 I ($V_{CE} < 20$ V) は, 電子電流がほとんど NFP コレクターに流れない領域, 領域 II (20 V $\leq V_{CE} \leq 24$ V) は, 電子電流が NFP コレクターに流れ込む領域, さらに領域 III ($V_{CE} > 24$ V) は NFP コレクター先端で局所放電が起こり, 電子電流が NFP コレクターに大量に流れ込む領域である.

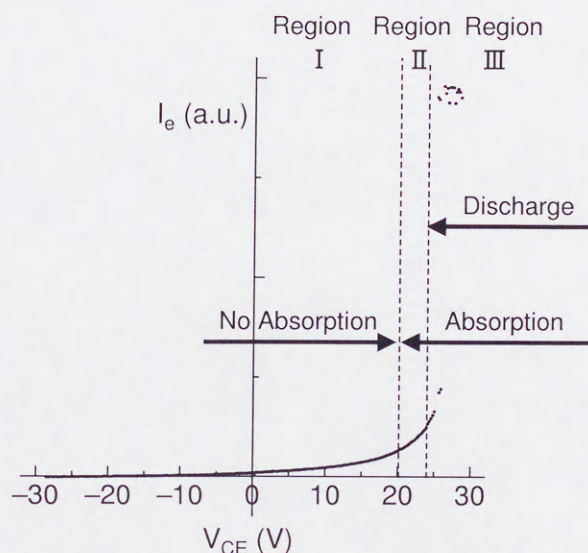


図 6-5: NFP コレクターの V-I 特性.

NFP コレクター周辺の浮遊電位測定結果を次に示す. 図 6-6 は, NFP コレクターから遠ざかる方向 (x 方向) に測定した浮遊電位分布である. 領域 I を点線で, 領域 II を実線で, さらに領域 III を破線で示す. 領域 I において, コレクター電位 V_{CE} の上昇に伴ない, 微粒子を閉じ込める電位勾配は徐々に弱められていく. 領域 II において電位分布はほぼ平らになり, さらに電位が増大した領域 III においては, 負に帯電した微粒子群をコレクター方向に加速する電位分布となる. 微粒子はこの電位分布に従い, 領域 I でコレクター電極に徐々に近づき, 領域 II, III でコレクターに吸収される. 図 6-7 に, NFP コレクターを横切る方向 (y 方向) に測定した浮遊電位分布を示す. 微粒子吸収領域である領域 II, III において, 円筒電極のホール中央部の電位がホール端部の電位より高くなっていることが分かる. すなわち, 微粒子をホールの中央部に導く電位が形成されている.

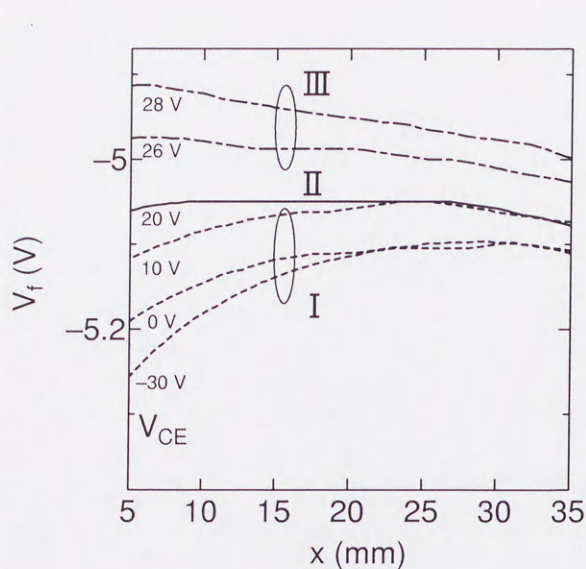


図 6-6: 浮遊電位 x 方向分布 (x 方向: NFP コレクターから遠ざかる方向).

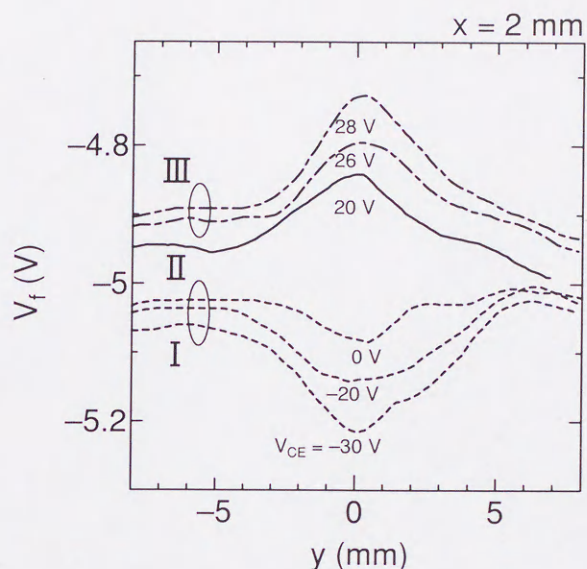


図 6-7: 浮遊電位 y 方向分布 (y 方向: NFP コレクターを横切る方向).

図 6-8 に領域 I ($V_{CE} < 20$ V) における微粒子雲の様子を, 図 6-9 に微粒子浮上位置のコレクター電位 V_{CE} 依存性を示す. V_{CE} の上昇に伴ない, 微粒子を閉じ込める電場は徐々に弱められていき, それに伴ない微粒子雲が NFP コレクターに徐々に近づいていく様子が分かる.

図 6-10 に領域 II (20 V $\leq V_{CE} \leq 24$ V) における微粒子除去の様子を示す. 微粒子群はコレクターのホール中央部を通過して回収されている様子が分かる. 図 6-11 に微粒子速度測定結果を示す. 微粒雲は NFP コレクターによって形成される電位分布に従い, NFP コレクターから 4 mm 離れた地点からコレクター方向に向かって約 20 mm/s まで加速される. この加速開始地点は V_{CE} の上昇とともにコレクター端から遠ざかっていく. この時微粒子の運動は, ほぼ等加速度運動であり, 加速度は約 0.2 m/s² となる. 10 μ m の微粒子の電子付着量は約 1.5×10^4 個であり, これよりホールに向かう電界強度は 0.05 V/mm と非常に微弱であることが分かる.

図 6-12 に領域 III における NFP コレクター先端部での局所放電の様子を, 図 6-13 にその時の浮遊電位分布の変化の様子を示す. コレクター先端部における局所放電により, コレクター電極周辺の電位は急激に上昇する. そしてこの電位に従い帯電微粒子群は効率よく且つ迅速にコレクターに回収される.

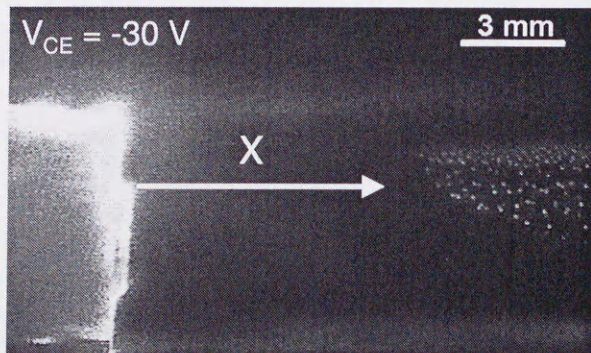


図 6-8: 微粒子雲写真 (横方向から撮影, 左は NFP コレクター).

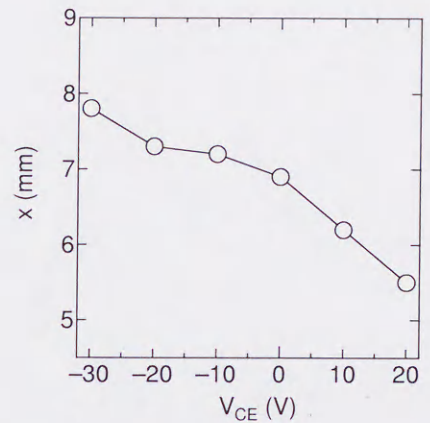


図 6-9: 微粒子浮上位置, NFP コレクター電位 V_{ce} 依存性.

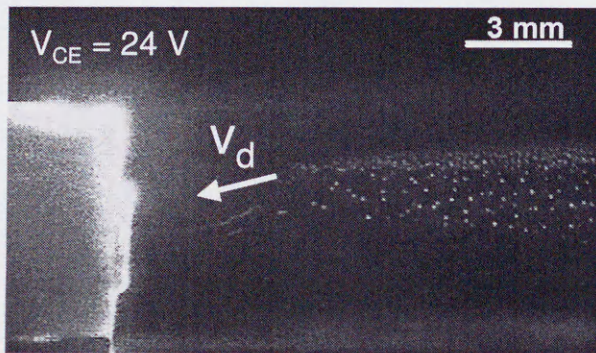


図 6-10: NFP コレクターによる微粒子除去の様子. 微粒子群はホール中央部から回収される.

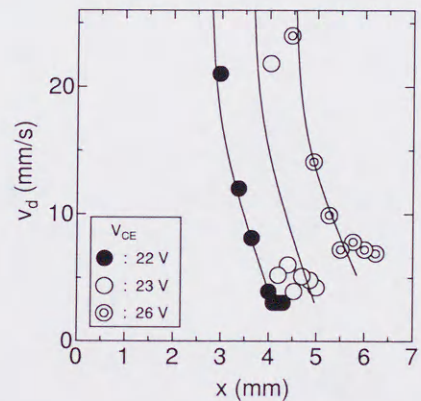


図 6-11: 微粒子速度 v_d 測定結果.

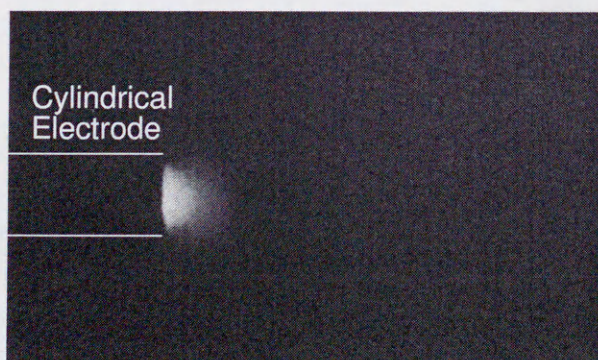


図 6-12: $V_{CE} = 30$ V 時における NFP コレクター先端部での局所放電の様子.

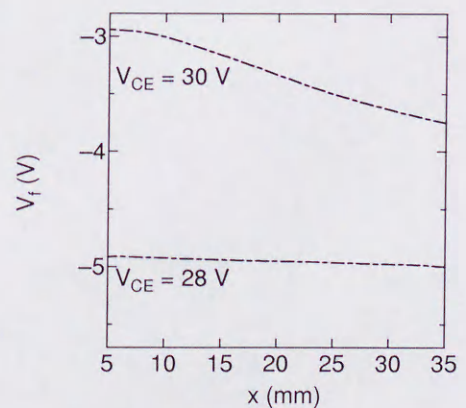


図 6-13: 浮遊電位 x 方向分布 (x 方向: NFP コレクターから遠ざかる方向).

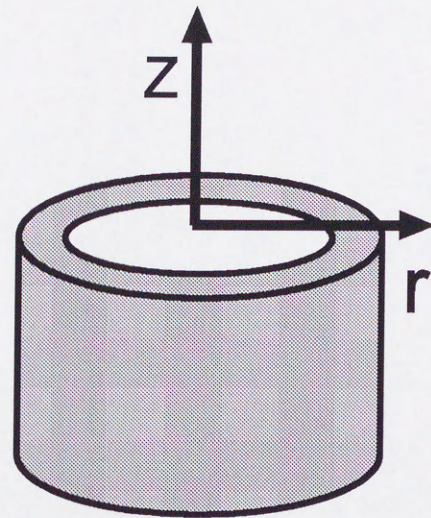
6.4 考察

NFP コレクター周辺の電位構造を考察する．図 6-14 に NFP コレクターの概略を，図 6-15，図 6-16 に空間電位の径方向 (r 方向) 分布，並びに軸方向 (z 方向) 分布をそれぞれ示す．

図 6-10 の微粒子回収写真より微粒子群はホールのほぼ中央から回収されている．これよりコレクター面の径方向 (r 方向) において図 6-15 に示すような負に帯電した微粒子を中央に閉じこめる電位構造が形成されているものと思われる．

軸方向 (z 方向) 電位分布は，図 6-16 に示すように NFP コレクターバイアス値により制御される．コレクター電位を正にあげていくに従い，電位勾配は除々になだらかになり点線で示される領域 2 付近でほぼ平らな分布となる．このような電位分布において微粒子群の回収が開始される．さらにコレクター電位を上昇すると，実線で示すような電位分布が形成され，より効率的に微粒子群は回収される．

NFP コレクターによる微粒子回収の最も重要なポイントは，円筒電極のホール中央部 ($r = 0$) の電位をホール端部の電位より高く保つことにより，微粒子をホールの中央部に導きながら微粒子を回収するという点である．微粒子流はこの閉じこめ電位に従い，ホール先端の壁面に衝突することなくほぼ中央を通過し，プラズマ空間から排出される．もう一つのポイントは微粒子の大きな帯電量を利用している点である．プラズマ中において微粒子群には非常に多くの電子が付着し，負に大きく帯電している (直径 $10 \mu\text{m}$ の微粒子に電子が約 10^4 個付着)．従って NFP コレクターにより，わずかな外部電界をプラズマ空間から真空容器壁に向かう方向に局所的に生成することにより，帯電微粒子群は電氣的に容易に除去される．



NFP COLLECTOR

図 6-14: NFP コレクター先端部の概略図.

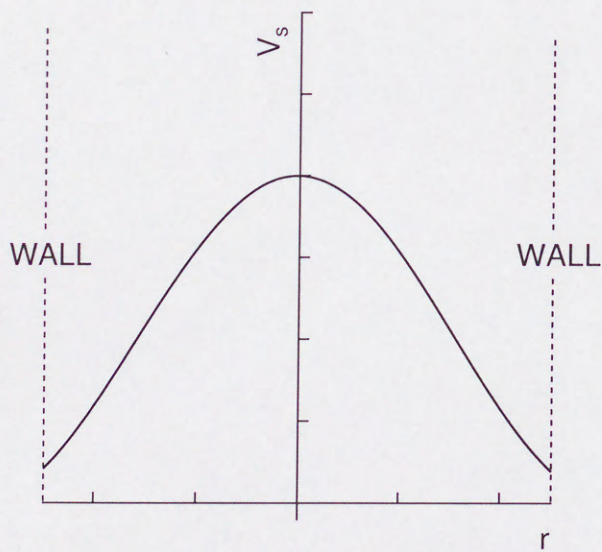


図 6-15: 空間電位 V_s , 径方向 (r 方向) 分布 ($z = 0$).

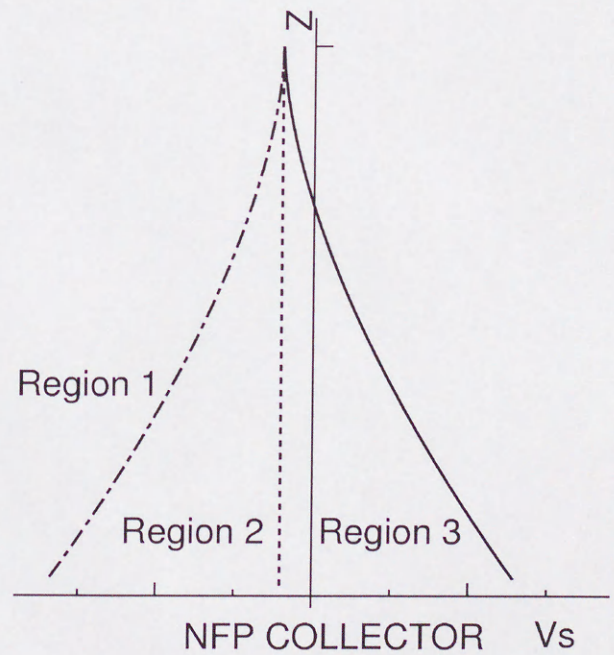


図 6-16: 空間電位 V_s , 軸方向 (z 方向) 分布 ($r = 0$).

6.5 適用例

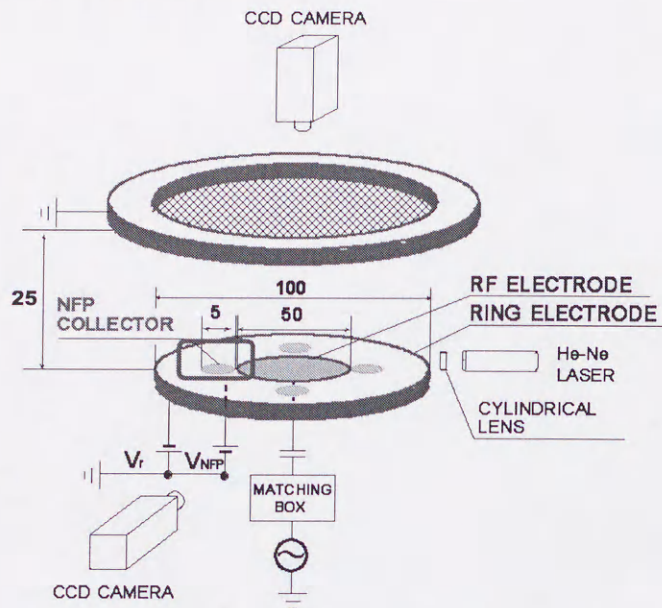


図 6-17: 実験装置概略図.

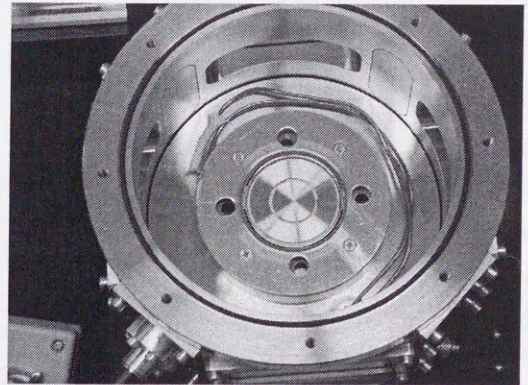


図 6-18: NFP コレクター設置写真.

図 6-17 に NFP コレクター設置例を示す. RF 電極周辺にリング電極を設け, その電極に微粒子除去ホールを設ける. 微粒子除去ホール周辺の詳細を図 6-19 に示す. リング電極に設けられたホール裏側に円筒型微粒子除去電極 (NFP コレクター) を設置する. このリング電極と NFP コレクターには独立に DC バイアスが印加可能である. 微粒子を閉じ込めるための電位分布は RF 電極周辺に設置したリング電極バイアス V_r によって制御する. リング電極バイアス V_r のプラズマパラメーターに与える影響を以下に示す. プローブ測定は RF 電極中央 ($r = 0$ mm, $z = 15$ mm) で行った. 図 6-20 にリング電極バイアスに対する RF セルフバイアス値 V_{self} , 並びに空間電位 V_s の変化の様子を示す. リング電極にグラフの点線で示す RF セルフバイアス値 (-25 V) 以上の電位を印加した時, RF セルフバイアス, 並びに空間電位はそのリング電極バイアスに連れられ上昇していく. これに対し, セルフバイアス値 (-25 V) 以下の電位印加にたいしては, RF セルフバイアス並びに, 空間電位は変化しない.

図 6-21 にリング電極バイアスに対する空間電位径方向分布の変化を, また図 6-22 に電子密度径方向分布の変化を示す. これらの分布はリング電極バイアスの変化に対し常に同様な分布を示している. これよりセルフバイアス値 (-25 V) 以下のリング電極バイアスの変化は, プラズマ生成に影響を与えていないことが分かる.

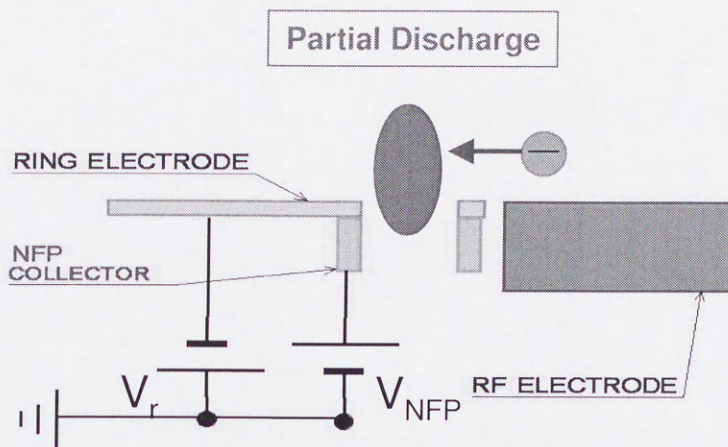


図 6-19: NFP コレクター詳細図.

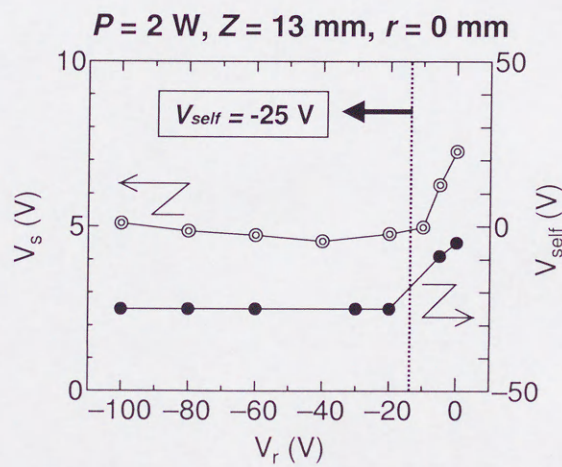


図 6-20: リング電極バイアス V_r に対する RF セルフバイアス値 V_{self} , 空間電位 V_s の変化.

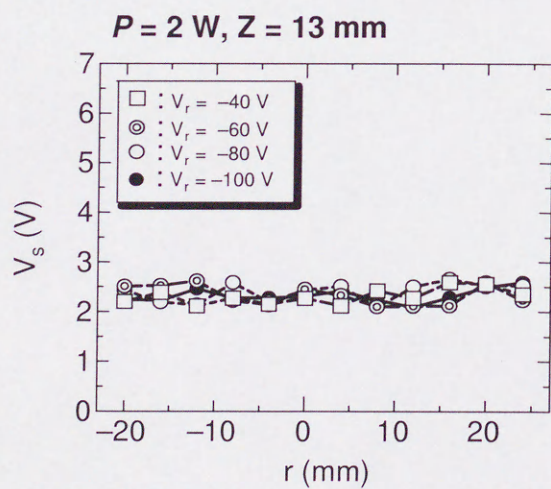


図 6-21: 空間電位 V_s 径方向分布.

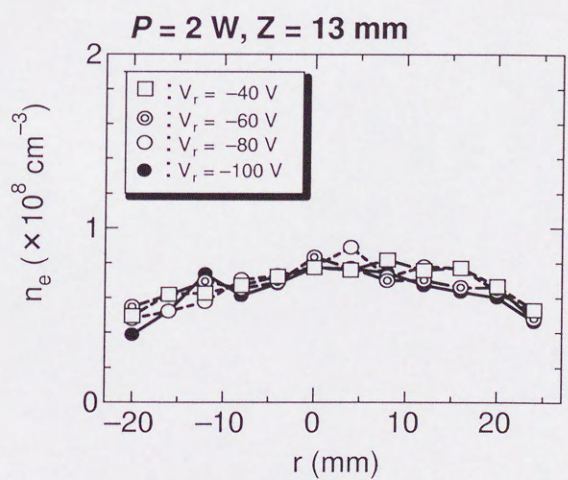


図 6-22: 電子密度 n_e 径方向分布.

次にリング電極バイアス V_r に対する微粒子群の変化の様子を示す。 V_r を -90 V から -40 V に増加させた時、図 6-23 に示すように RF 電極中央付近に浮上していた微粒子群は閉じ込め電場の減少のため径方向に広がる。このような条件において、リング電極裏側に設置した NFP コレクターに正電位を印加することにより微粒子群を静電的にホール中に導く。この正電位があるしきい値をこえると、図 6-19 に示すようにホール中で微弱な部分放電が励起し、帯電微粒子はさらに迅速に加速され効率良くホールに回収される。

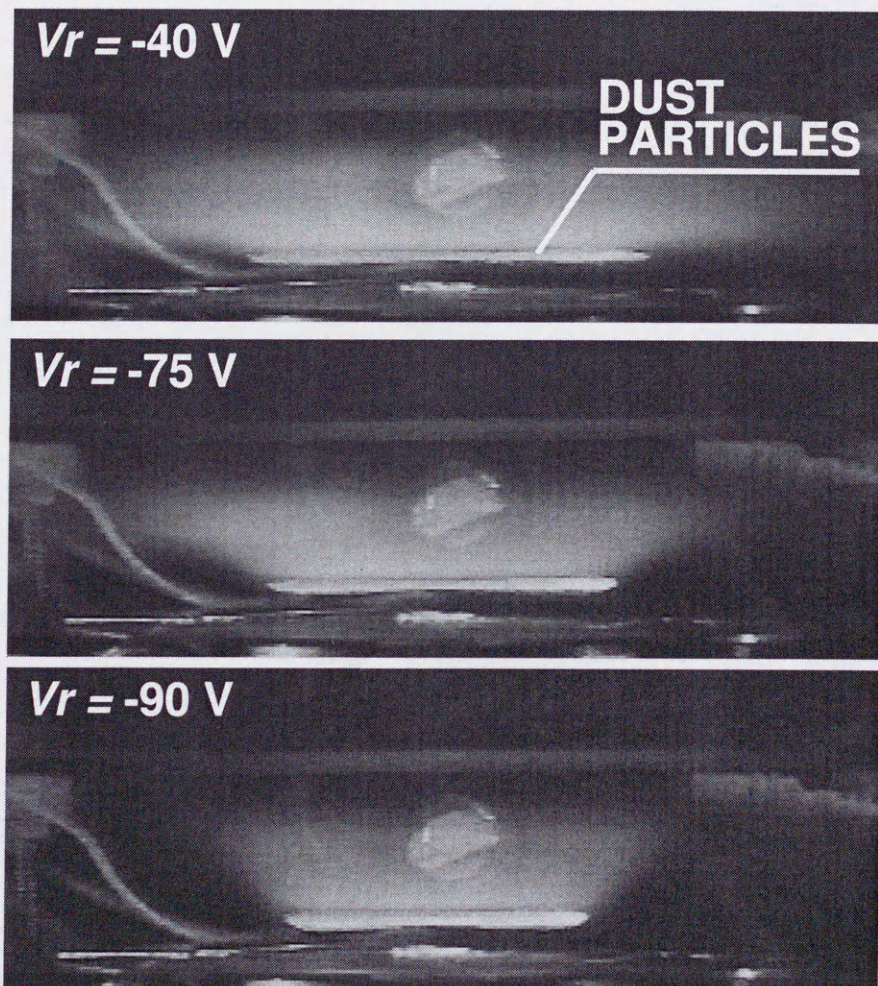


図 6-23: リング電極バイアス V_r に対する微粒子雲の変化の様子。

微粒子回収の様子を示す。まず図 6-24 にホール中における局所放電励起時のプラズマ空間電位の変化の様子を示す。リング電極バイアス V_r を -40 V に固定し、NFP コレクターに正電位 V_{NFP} を印加する事により局所放電は励起される。 $V_{NFP} = 0\text{ V}$ において電位分布はほぼフラットな分布を示す。これに対し $V_{NFP} = 70\text{ V}$ においてホール中で局所放電が励起されると、グラフの点線で示したホール周辺領域の空間電位は一気に上昇し、負に帯電した微粒子をコレクターに誘導する電場 E_r が形成される。その電場は 0.25 V/mm 程度である。

図 6-25 にその時の微粒子群の挙動を示す。微粒子除去ホールは写真の右端に設けられている。 $V_{NFP} = 70\text{ V}$ における局所放電の励起と同時に、帯電微粒子群は微粒子除去ホールに回収される。

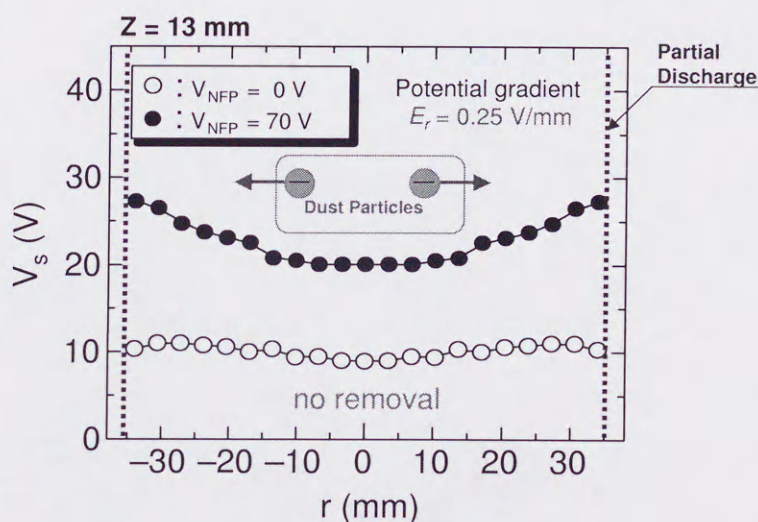


図 6-24: 局所放電励起による空間電位径方向分布の変化。

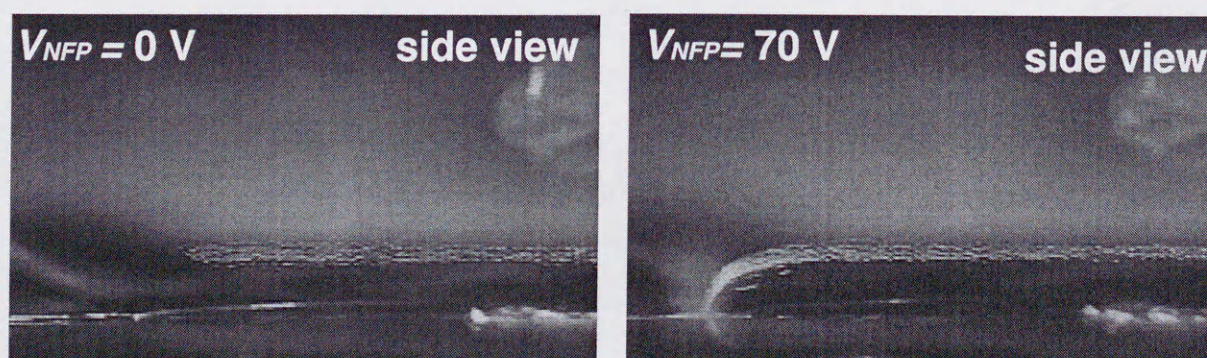


図 6-25: 局所放電励起による微粒子除去の様子。

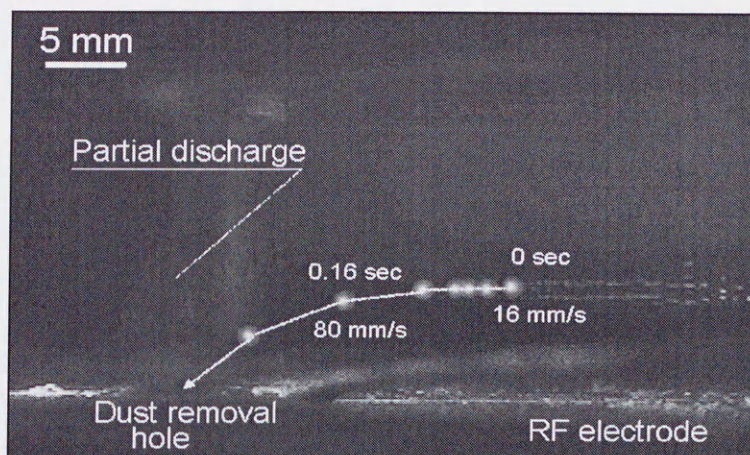


図 6-26: 帯電微粒子の軌跡.

この時の微粒子の軌跡を図 6-26 に示す. 帯電微粒子はホールから約 2 cm 程度離れた地点から徐々に加速され, 微粒子除去ホールに回収される. その時の加速度は約 200 m/s^2 程度である. この様な一連のプロセスによりプラズマ中の微粒子はほぼ完璧に除去される. この方法は無重力下での微粒子プラズマ実験における微粒子回収法として採用が検討されている.

また図 6-27 では RF 電極周辺に除去ホールをもつダクトを設けている. 先ほどと同様にホール裏側には NFP コレクター (ダスト除去用電極) を設置している. 原理は前記と同様であり, 図 6-28 に示すように, NFP コレクター電位を正にバイアスする事により微粒子群は排出口を通過しダクト中に回収される.

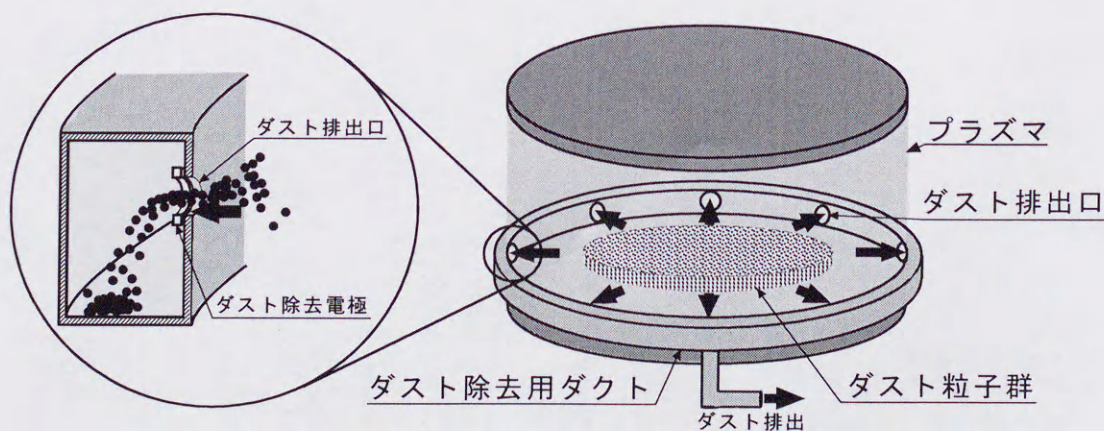


図 6-27: NFP コレクター適用例.

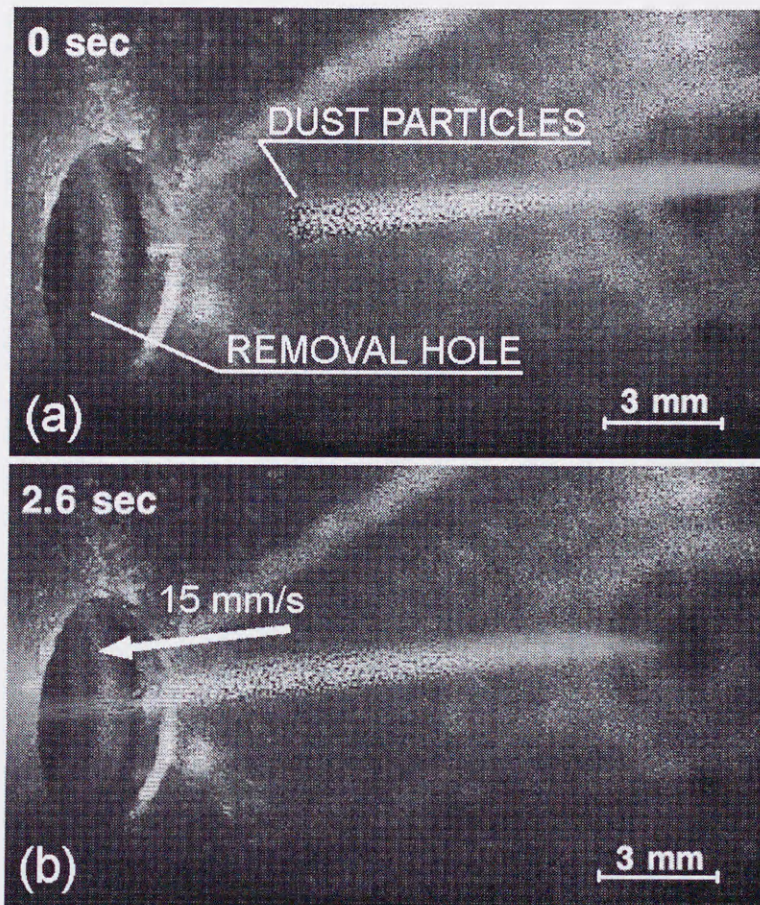


図 6-28: NFP コレクターによる微粒子除去の様子.

6.6 結論

プラズマ空間からの微粒子回収に有効な電極構造 (円筒型) を持つ NFP コレクターを考案した. NFP コレクターに直流電位を印加し, 電位構造を局所的に変化させることにより, 静電的に微粒子流を制御した. その微粒子流は NFP コレクターのほぼホール中心部を通過し, コレクター内部へ回収される. この NFP コレクターを用いた静電的除去法は, その原理が極めて単純であり, プラズマ空間からの微粒子除去に極めて有効である.

第7章 結論

直流放電プラズマを用い微粒子プラズマ実験を行った。プラズマ空間構造を積極的に制御することにより、強結合微粒子群の多彩な挙動を解析した。その研究成果を以下に示す。

1. 分割型微粒子浮上電極を用いて、微粒子浮上領域の電位分布を制御した。微粒子雲は電位分布の変化に従い、二次元的円盤形から三次元的円錐形へとその形状を変化させる。この構造変化は、イオンシース中の軸方向における閉じこめ電場の変化と微粒子間の静電結合力の変化によるものである。
2. 電子シャワー注入により、クーロン結晶の相転移を観測した。電子シャワー量を増大させることにより、微粒子群は液体相から固体相へと状態を変化させる。この変化は電子シャワーの入射により微粒子群の帯電量が増大し、微粒子間の静電的結合力が強まったためである。
3. 弱磁場を印加する事により微粒子雲の剛体的回転運動を観測した。この方向は密度分布に大きく依存し、山型の密度分布の時、負に帯電した微粒子雲は常磁性方向 (イオンのサイクロトロン運動の方向) に、また谷型の密度分布の時、反磁性方向 (電子のサイクロトロン運動の方向) に回転する。この回転運動の方向はプラズマの密度勾配により発生する反磁性電流の方向と良く一致し、駆動力としてイオン流によるドラッグ力を考察した。
4. 金属板を設置することにより、径方向に速度シアーを持つ微粒子渦流を観測した。この渦流の発生は、メタルプレート設置により径方向に発生するイオン流による力と、エッジ端に局所的に形成される静電力によるものと考えられる。
5. 本研究で開発された円筒型電極 NFP コレクターを用い、局所的に外部電場を印加することにより、プラズマ空間からの微粒子除去を実現した。微粒子群は除去ホールの中央部を通過し、静電的にプラズマ外へ排出される。この静電的微粒子除去法の原理はいたって単純であり、プラズマ空間からの微粒子除去に極めて有効である。

謝 辞

本論文を終えるにあたり，このような興味深い研究テーマを与えて下さった教授 佐藤 徳芳先生に心より感謝致します。研究のポイントやその展開の方法にとどまらず，基礎実験屋としての心構を的確にご指導していただき，この六年間の研究生生活において研究者としての土台を学ぶことができました。本当にありがとうございました。

助教授 飯塚 哲 先生には，研究が軌道にのっていない学部時代から，数多くのアイデアや助言やをいただき，また直接実験のご指導をしていただきました。特に語彙足らずの数々の論文を常に親身になって修正していただき，科学論文作成の技術を身につけることができました。本当にありがとうございました。

教授 畠山 力三 先生には，研究にとどまらず研究生生活における大変有意義なアドバイスをいただきました。心より感謝致します。

教授 犬竹 正明 先生には，フォーラムなどで実験結果に対し，違った視点からの貴重なアドバイスをいただきました。心より感謝致します。

技官 石田 裕康 氏には，二台の真空装置を作成するにあたり，計画やその段取りの重要性を的確にご指導していただきました。心より感謝致します。

佐藤研究室助手 金子 俊郎 氏には，プラズマ物理の基本的な事柄について気軽に討論していただき，理解の正誤を常に確認しながら研究を進める事ができました。心より感謝致します。

畠山研究室助手 大原 渡 氏には，グラフソフト等様々な事柄について相談にのっていただき，論文制作において大変助かりました。また学部時代から，一貫して本研究に興味をもっていただき，大変感謝しております。本当にありがとうございました。

実験装置の製作において機械工作室の小林 昌博 氏，太田 春蔵 氏には高度な熟練した技術で，工作機器の扱いに始まり実験装置の制作まで大変お世話になりました。特に小林 技師には，多忙の中，ドイツで使用する実験装置の作成を快く引き受けていただきました。ドイツでの実験が無事成功し，今後も共同で装置の開発を行っていくことになりました。本当にありがとうございました。

微粒子プラズマ実験装置の整備や，論文の図の修正に協力してくれた修士 2 年の深川 氏に心より感謝致します。

論文の図の修正に協力してくれた修士 1 年の清水 氏に心より感謝致します。

微粒子プラズマ研究の初期において、ともに研究を進めた尾崎氏(現中部電力)、また微粒子プラズマ装置の制作に協力してくれた堀口氏(現山下研究室)に感謝致します。

日本学術振興会研究員の堀内氏には、微粒子プラズマのビデオ測定や数値解析等様々な事柄について相談にのっていただきました。本当にありがとうございました。

またその他の大学院生、研究生、4年生の皆さんには、プラズマについての議論にとどまらず、ともにたくさんの行事を行い研究生活を大変楽しく過ごさせていただきました。心より感謝致します。

最後に、幼い頃から常に応援してくれた亡き父、常に失敗を見守ってくれた母に深く感謝し本論文を結びます。

平成13年2月 青葉山にて

参考文献

- [1] G. E. Morfill, E. Grun, and T. V. Johnson, "Dust in Jupiter's Magnetosphere : Physical Processes", *Planet. Space. Sci.*, vol. 28, pp. 1087-1100, 1980.
- [2] C. K. Goertz, "Dusty Plasma in the Solar System", *Phys. Rev. E*, vol. 52, pp. 5312-5326, 1989.
- [3] T. G. Northrop, "Dusty Plasmas", *Physica Scripta.*, vol. 45, pp. 475-490, 1992.
- [4] N. N. Rao, P. K. Shukla and M. Y. Yu, "Dust-Acoustic Waves in Dusty Plasmas", *Planet. Space Sci.*, vol. 38, pp. 543-546, 1990.
- [5] N. D'Angelo, "Low-Frequency Electrostatic Waves in Dusty Plasmas", *Planet. Space Sci.*, vol. 38, pp. 1143-1146, 1990.
- [6] J. H. Chu, J. B. Du, and I Lin, "Coulomb Solids and Low-Frequency Fluctuations in RF Dusty Plasmas", *J. Phys. D : Appl. Phys.* vol. 27, pp. 296-300, 1994.
- [7] A. Barkan, R. L. Merlino, and N. D'Angelo, "Laboratory Observation of the Dust-Acoustic Wave Mode", *Phys. Plasmas*, vol. 2, pp. 3563-3565, 1995.
- [8] G. Praburam and J. Goree, "Experimental Observation of very Low-Frequency Macroscopic Modes in a Dusty Plasma", *Phys. Plasmas*, vol. 3, pp. 1212-1219, 1996.
- [9] J. B. Piper and J. Goree, "Dispersion of Plasma Dust Acoustic Waves in the Strong-Coupling Regime", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, pp. 3137-3140, 1996.
- [10] C. Thomson, A. Barkan, N. D'Angelo, and R. L. Merlino, "Dust-Acoustic Wave in a Direct Current Glow Discharge", *Phys. Plasmas*, vol. 4, pp. 2331-2335, 1997.
- [11] M. Rosenberg, "Ion- and Dust-Acoustic Instabilities in Dusty Plasmas", *Planet. Space Sci.*, vol. 41, pp. 229-233, 1993.
- [12] M. Rosenberg, "Ion-Dust Streaming Instability in Processing Plasmas", *J. Vac. Technol. A*, 14(2), pp. 631-633, 1996.
- [13] N. D'Angelo and R. L. Merlino, "Current-Driven Dust-Acoustic Instability in a Collisional Plasma", *Planet. Space Sci.*, vol. 44, pp. 1593-1598, 1996.
- [14] P. K. Shukla and G. Morfill, "Ionization Instability of Dust-Acoustic Waves in Weakly Ionized colloidal Plasmas" *Phys. Lett. A*, vol. 216, pp. 153-156, 1996.
- [15] N. D'Angelo, "Ionization Instability in Dusty Plasmas", *Phys. Plasmas*, vol. 4, pp. 3422-3426, 1997.
- [16] N. D'Angelo, "Dusty Plasma Ionization Instability with Ion Drag", *Phys. Plasmas*, vol. 5, pp. 3155-3160, 1998.
- [17] D. Samsonov and J. Goree, "Instability in a Dusty Plasma with Ion Drag and Ionization", *Phys. Rev. E*, vol. 59, pp. 1047-1058, 1999.
- [18] F. Melandso, "Lattice Wave in Dust Plasma Crystals", *Phys. Plasmas*, vol. 3, pp. 3890-3901, 1996.
- [19] A. Homann, A. Melzer, S. Peters, and A. Piel, "Determination of the Dust Screening Length by Laser-Excited Lattice Waves", *Phys. Rev. E*, vol. 56, pp. 7138-7141, 1997.
- [20] F. M. Peeters and X. Wu, "Wigner Crystal of Screened-Coulomb-Interaction Colloidal System in Two Dimensions" *Phys. Rev. A*, vol. 35, pp. 3109-3114, 1987.

- [21] S. Nunomura, D. Samusonov, and J. Goree, "Transverse Waves in a Two-Dimensional Screened-Coulomb Crystal (Dusty Plasma)", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, pp. 5141-5144, 2000.
- [22] C. Cui and J. Goree, "Fluctuation of the Charge on a Dust Grain in a Plasma", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 22, pp. 151-158, 1994.
- [23] A. V. Ivlev and G. Morfill, "Acoustic Modes in a Collisional Dusty Plasma : Effect of the Charge Variation", *Phys. Plasmas*, vol. 7, pp. 1094-1102, 2000.
- [24] N. Sato, G. Uchida, T. Kaneko, S. Shimizu, and S. Iizuka, "Dynamics of Fine Particles in Magnetized Plasmas", *Phys. Plasmas*, vol. 8, 2001, in press.
- [25] V. N. Tsytovich, "One-dimensional Self-organised Structures in Dusty Plasmas", *Aust. J. Phys.*, vol. 51, pp. 763-834, 1998.
- [26] G. S. Selwyn, J. Singh, and R. S Bennett, "In Situ Laser Diagnostic Studies of Plasma-Generated Particulate Contamination", *J. Vac. Sci. Technol. A*, 7(4), pp. 2758-2765, 1988.
- [27] Y. Watanabe, M. Shiratani, Y. Kubo, I. Ogawa, and S. Ogi, "Effect of Low-Frequency Modulation on RF Discharge Chemical Vapor Deposition", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 53, pp. 1263-1265, 1988.
- [28] A. Bouchole, A. Plain, L. Boufendi, J. Ph. Blondesu, and C. Laure, "Particle Generation and Behavior in a Silan-Argon Low-Pressure Discharge under continuous or Pulsed Radio-Frequency Excitation", *J. Appl. Phys.*, vol. 70, pp. 1991-2000, 1991.
- [29] S. G. Gaha, R. N. Crilile, J. F. O'Hanlon, and C. Stewart, "Electro Static Trapping of Contamination Particles in a Process Plasma Environment", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 59(10), pp. 1167-1169, 1991.
- [30] K. Narihara, K. Toi, Y. Hamada, K. Yamauchi, K. Adachi, I. Yamada, K. N. Sato, K. Kawahata, A. Nishizawa, S. Ohdachi, K. Sato, T. Seki, T. Watari, J. Xu, A. Ejiri, S. Hirokura, K. Ida, Y. Kawasumi, M. Kojima, H. Sakakita, T. Ido, K. Kitachi, J. Koog, and H. Kuramoto, "Observation of Dust Particles by a Laser Scattering Method in the JIPPT-II U Tokamak", *Nuclear Fusion*, vol. 37, pp. 1177-1182, 1997.
- [31] J Winter, "Dust in Fusion Devices - Experimental Evidence, Possible Sources and Consequences", *Plasma Phys. Control. Fusion*, vol. 40, pp. 1201-1210, 1998.
- [32] E. Wigner, "On the Interaction of Electrons in Metals", *Phys. Rev.*, vol. 46, pp. 1002-1011, 1934.
- [33] E. Wigner, "Effect of the Electron Interaction on the Energy Levels of Electrons in Metals", *Trans. Faraday Soc.*, vol. 34, pp. 678-685, 1938.
- [34] I. Waki, S. Kassner, G. Birkl, and H. Walther, "Observation of Ordered Structures of Laser-Cooled Ions in a Quadrupole Storage Ring", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 68, pp. 2007-2010, 1992.
- [35] F. Diedrich, E. Peik, J. M. Chen, W. Quint, and H. Walther, "Observation of a Phase Transition of Stored Laser-Cooled Ions", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, pp. 2931-2934, 1987.
- [36] V. J. Gojdman, M. Santos, M. Shayegan, and J. E. Cunningham, "Evidence for Two-Dimensional Quantum Wigner Crystal" *Phys. Rev. Lett.*, vol. 65, pp. 2189-2192, 1990.
- [37] D. H. V. Winkle and C. A. Murray, "Layering Transition in Colloidal Crystals as Observed by Diffraction and Direct-Lattice Imaging", *Phys. Rev. A*, vol. 34, pp. 562-573, 1986.
- [38] D. G. Grier and C. A. Murray, "The Microscopic Dynamics of Freezing in Supercooled Colloidal Fluids", *J. Chem. Phys.*, pp. 9088-9095, 1994.
- [39] H. Ikezi, "Coulomb Solid of Small Particles in Plasmas", *Phys. Fluids*, vol. 29, pp. 1764-1766, 1986.

- [40] H. Thomas, G. E. morfill, V. Demmel, J. Goree, B. Feuerbacher, and D. Möhlmann, "Plasma Crystal: Coulomb Crystallization in a Dusty Plasmas", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 73, pp. 652-655, 1994.
- [41] J. H. Chu and Lin I, "Direct Observation of Coulomb Crystals and Liquids in Strongly Coupled rf Dusty Plasma", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 72, pp. 4009-4012, 1994.
- [42] Y. Hayashi and K. Tachibana, "Observation of Coulomb-Crystal formation from Carbon Particle Grown in a Methan plasma", *Jpn. Appl. Phys.*, vol. 33, pp. L804-L806, 1994.
- [43] K. J. Strandburg, "Two-dimensional Melting", *Rev. Mod. Phys.*, vol. 60, pp. 161-205, 1988.
- [44] R. T. Farouki and S. Hamaguchi, "Phase Transition of Dense Systems of Charged "Dust" Grains in Plasmas", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 61, pp. 2973-2975, 1992.
- [45] S. Hamaguchi, R. T. Farouki, and D. H. E. Dubin, "Triple Point of Yukawa System", *Phys. Rev. E*, vol. 56, pp. 4671-4682, 1997.
- [46] G. E. Morfill and H. Thomas, "Plasma Crystal", *J. Vac. Sci. Technol. A*, 14(2), pp. 490-495, 1996.
- [47] S. Ichimaru, "Strongly Coupled Plasmas : High-Density Classical Plasmas and Degenerate Electron liquids", *Rev. Mod. Phys.*, vol. 54, pp. 1017-1059, 1982.
- [48] 内田岱二郎, プラズマ物理入門 (丸善), 1977.
- [49] N. Sato, G. Uchida, R. Ozaki, and S. Iizuka, "Fine-Particle Coulomb Lattice Formed and Controlled in DC Discharge Plasmas", *Physics of Dusty Plasmas*, edited by M. Horanyi, S. Robertson, B. Walch (America Institute of Physics, New York), pp. 239-246, 1998.
- [50] N. Sato, G. Uchida, R. Ozaki, S. Iizuka, and T. Kamimura, "Structure Controls of Fine-Particle Clouds in DC Discharge Plasmas", *Frontiers in Dusty Plasmas*, edited by Y. Nakamura, T. Yokota, and P. K. Shukula (Amsterdam, Elsevier), pp. 329-336, 2000.
- [51] J. B. Pieper, J. Goree, and R. A. Quinn, "Experimental Studies of Two-Dimensional and Three-Dimensional Structure in a Crystallized Dusty Plasma", *J. Vac. Sci. Technol. A*, 14(2), pp. 519-524, 1996.
- [52] S. Nunomura, N. Ohno, and S. Takamura, "Observation of the Structure and its Formation Process of a New Volumetric Coulomb Cloud Composed of Different Multiple Dust Layers", *Jpn. Appl. Phys.*, vol. 36, pp. L949-L951, 1997.
- [53] G. Uchida, S. Iizuka, and N. Sato, "Fine-Particle Clouds Controlled in DC Discharge Plasma", *IEEE Trans. Plasma. Sci.*, April, 2001, in press.
- [54] E. C. Whipple, "Potential of Surfaces in Space", *Rep. Prog. Phys.*, vol. 44, pp. 1197-1243, 1981.
- [55] H. M. Mott-Smith and I. Langmuir, "The Theory of Collectors in Gaseous Discharge", *Phys. Rev.*, vol. 28, pp. 727, 1926.
- [56] O. Havnes, G. E. morfill, and C. K. Goertz, "Plasma Potential and Grain Charges in a Dust Cloud Embedded in a Plasma", *J. Geophys. Res.*, vol. 89, pp. 10999-11003, 1984.
- [57] O. Havnes, C. K. Goertz, G. E. Morfill, E. Grun, and W. Ip, "Dust Charges, Cloud Potential, and Instabilities in a Dust Cloud Embedded in a Plasma", *J. Geophys. Res.*, vol. 92, pp. 2281-2287, 1987.
- [58] M. A. Liberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. (Jhon Wiley & Sons, New York), 1994.

- [59] T Nitter, "Levitation of Dust in RF and DC Glow Discharge", *Plasma Source Sci. Technol.*, vol. 5, pp. 93-111, 1996.
- [60] A. Melzer, T. Trottenberg, and A. Piel, "Experiment Determination of Charge on Dust Particles Forming Coulomb Lattice", *Phys. Lett. A*, 191, pp. 301-308, 1994.
- [61] U. Konopka, G. E. Morfill, and L. Ratke, "Measurement of the Interaction Potential of Microsphere in the Sheath of a RF Discharge", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 31, pp. 891-894, 2000.
- [62] V. E. Fortov, A. P. Nefedov, V. M. Torchinsky, V. I. Molotkov, O. F. Petrov, A. A. Samarian, A. M. Lipaev, and A. G. Khrapak, "Crystalline Structures of Strongly Coupled Dusty Plasmas in DC Glow Discharge Strata", *Phys. Lett. A*, 229, pp. 317-322, 1997.
- [63] K. Tsuji, A. Yokoyama, Y. Sakawa, and T. Shoji, "Effects of Experimental Potential Control on Coulomb Dust Behavior", *Double layers by Sendai Plasma Forum* (World Scientific), pp. 100-104, 1997.
- [64] Y. Hayashi, "Structure of a Three-Dimensional Coulomb Crystal in a Fine-Particle Plasma", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83, pp. 4764-4767, 1999.
- [65] M. Zuzic, A. V. Ivlev, J. Goree, G. E. Morfill, H. M. Thomas, H. Rothermel, U. Konopka, R. Sutterlin, and D. D. Goldbeck, "Three-Dimensional Strongly Coupled Plasma Crystal under Gravity Condition", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, pp. 4064-4067, 2000.
- [66] S. Hamaguchi and R. T. Farouki, "Polarization Force on a Charged Particulate in a Nonuniform Plasma", *Phys. Rev. E*, vol. 49, pp. 4430-4441, 1994.
- [67] S. V. Vladimirov and M. Nanbu, "Attractive of Charged Particulates in Plasmas with Finite Flows", *Phys. Rev. E*, vol. 52, pp. R2172-R2174, 1995.
- [68] O. Ishihara and S. V. Vladimirov, "Wake Potential of a Dust Grain in a Plasma with Ion Flow", *Phys. Plasmas*, vol. 4(1), pp. 69-74, 1996.
- [69] F. Melandso and J. Goree, "Polarized Supersonic Plasma Flow Simulation for Charged Bodies such as Dust Particles and Spacecraft", *Phys. Rev. E*, vol. 52, pp. 5312-5326, 1999.
- [70] K. Takahashi, T. Oishi, K. Shimomai, Y. Hayashi, and S. Nishino, "Analyses of Attractive Forces between Particles in Coulomb Crystal of Dusty Plasmas by Optical Manipulations", *Phys. Rev. E*, vol. 58, pp. 7805-7811, 1998.
- [71] A. Melzer, V. A. Schweigert, and A. Piel, "Transition from Attractive to Repulsive Forces between Dust Molecules in a Plasma Sheath", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83, pp. 3194-3197, 1999.
- [72] I. V. Schweigert, V. A. Schweigert, A. Melzer, and A. Piel, "Melting of Dust Plasma Crystals with Defects", *Phys. Rev. Lett. E*, vol. 62, pp. 1238-1244, 2000.
- [73] R. A. Quinn and J. Goree, "Experimental Investigation of Particle Heating in a Strongly Coupled Dusty Plasma", *Phys. Plasmas*, vol. 7, pp. 3904-3911, 2000.
- [74] A. Melzer, V. A. Schweigert, I. V. Schweigert, A. Homann, S. Peters, and A. Piel, "Structure and Stability of the Plasma Crystal", *Phys. Rev. E*, vol. 54, pp. R46-R49, 1996.
- [75] R. A. Quinn and J. Goree, "Single-Particle Langevin Model of Particle Temperature in Dusty Plasmas", *Phys. Rev. E*, vol. 61, pp. 3033-3041, 2000.
- [76] V. A. Schweigert, I. V. Schweigert, A. Melzer, A. Homann, and A. Piel, "Plasma Crystal Melting : A Nonequilibrium Phase Transition", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 80, pp. 5345-5348, 1998.

- [77] H. Thomas and G. E. Morfill, "Melting Dynamics of a Plasma Crystal", *Nature*, vol. 379, pp. 806-809, 1996.
- [78] G. E. Morfill, H. M. Thomas, U. Konopka, H. Rothermel, M. Zuzic, A. Ivlev, and J. Goree, "Condensed Plasmas under Microgravity", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83, pp. 1598-1601, 1999.
- [79] N. Hershkowitz, *PLASMA DIAGNOSTICS, Chap 3: How Langmuir Probes Work*, edited by O. Auciello and D. Flamm. (Academic Press), 1989.
- [80] C. H. Nam, N. Hershkowitz, M. H. Cho, T. Intrator, and D. Diebold, "Multiple Valued Floating Potentials of Langmuir Probes", *J. Appl. Phys.*, vol. 63, pp. 5674-5677, 1988.
- [81] B. Walch, M. Horanyi, and S. Robertson, "Charging of Dust Grains in Plasma with Energetic Electrons", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, pp. 838-848, 1995.
- [82] 八田吉典, 気体放電 (近代科学社), 1960.
- [83] H. Fujiyama, H. Kawasaki, S. C. Yang, and Y. Matsuda, "Dynamics of Silicon Particles in DC Silane Plasmas Transported by a Modulated Magnetic Field", *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 33, pp. 4216-4220, 1994.
- [84] S. Nunomure, N. Ohno, S. Takamura, "Effects of Ion Flow by $E \times B$ Drift on Dusty Particle Behavior in Magnetized Cylindrical Electron Cyclotron Resonance Plasmas", *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 36, pp. 877-883, 1997.
- [85] G. Uchida, R. Ozaki, S. Iizuka, and N. Sato, "Dust Vortex in a DC Discharge Plasma under a Weak Magnetic Field", in *Proceeding of International Congress on Plasma Physics*, edited by P. Pavlo, European Physical Society, Prague, pp. 2557-2560, 1998.
- [86] U. Konopka, D. Samsonov, A. V. Ivlev, J. Goree, V. Steinberg, and G. E. Morfill, "Rigid and Differential Plasma Crystal Rotation Induced by Magnetic Fields", *Phys. Rev. E*, vol. 61, pp. 1890-1898, 2000.
- [87] A. Thushima, T. Mieno, M. Oertl, R. Hatakeyama, and N. Sato, "Control of Radial Potential and Non-ambipolar Ion transport in an Electron Cyclotron resonance Mirror Plasma", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 56, pp. 1815-11818, 1986.
- [88] M. S. Barnes, J. H. Keller, J. C. Forster, J. A. O'Neill, and D. K. Coultas, "Transport of Dust Particles in Glow-Discharge Plasmas", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 68, pp. 313-316, 1992.
- [89] M. D. Kilgore, J. E. Daugherty, R. K. Porteous, and D. B. Graves, "Ion drag on an Isolated Particulate in a Low-Pressure Discharge", *J. Appl. Phys.*, vol. 73, pp. 7195-7202, 1993.
- [90] P. S. Epstein, "On the Resistance Experience by Spheres in Their Motion Through Gases", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 23, pp. 710-733, 1924.
- [91] J. Goree, G. E. Morfill, V. N. Tsytovich, and S. V. Vladimirov, "Theory of Dust Voids in Plasmas", *Phys. Rev. E*, vol. 59, pp. 7055-7067, 1999.
- [92] N. Sato and K. Nishikawa, private communications.
- [93] S. Iizuka, G. Uchida, and N. Sato, "Potential-Driven Vortices of Strongly-Coupled Fine Particles in a Plasma", *Physics of Dusty Plasmas*, edited by M. Horanyi, S. Robertson, B. Walch (America Institute of Physics, New York), pp. 175-178, 1998.
- [94] D. A. Law, W. H. Steel, B. M Annaratone, and J. E. Allen, "Probe-Induced Particle Circulation in a Plasma Crystal", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 80, pp. 4189-4192, 1998.

- [95] 渡辺 征夫, 白谷 正治, “プロセッシングプラズマ中の微粒子”, プラズマ・核融合学会誌, 第 69 卷 第 7 号, pp. 752-763, 1993.
- [96] 渡辺 征夫, “プラズマ化学気相堆積技術における微粒子発生メカニズムとその応用”, 応用物理学会誌, 第 69 卷 第 6 号, pp. 594-600, 1996.
- [97] 渡辺 征夫, “微粒子プラズマ研究の新展開”, 電気学会誌, 第 118 卷 第 12 号, pp. 768-771, 1998.
- [98] G. M. Jellum, J. E. Daugherty, and D. B. Graves, “Particle Thermophoresis in Low Pressure Glow Discharge”, *J. Appl. Phys.*, vol. 69(10), pp. 6923-6934, 1991.
- [99] M. Shiratani, S. Maeda, K. Koga, and Y. Watanabe, “Effects of Gas Temperature Gradient, Pulse Discharge Modulation, and Hydrogen Dilution on Particle Growth in Silane RF Discharges.” *Jpn. Appl. Phys.*, vol. 39, pp. 287-293, 2000.
- [100] G. Uchida, S. Iizuka, and N. Sato, “Control of Fine-Particle Flow in a Plasma by Applying External Electric Field”, *Proc. 17th symp. Plasma Processing (Nagasaki, Japan)*, pp. 617-620, 2000.
- [101] S. Nunomura, T. Misawa, N. Ohno, and S. Takamura, “Instability of Dust Particles in a Coulomb Crystal due to Delayed Charging”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83, pp. 1970-1973, 1999.
- [102] 田中基彦, 西川恭治, 高温プラズマの物理学 (丸善), 1991.
- [103] M. Rosenberg and G. Kalman, “Dust Acoustic Waves in Strongly Coupled Dusty Plasmas”, *Phys. Rev. Lett.*, E vol. 56, pp. 7166-7173, 1997.
- [104] M. S. Murillo, “Static Local Field Correction Description of Acoustic Waves in Strongly Coupling Dusty Plasmas”, *Phys. Plasmas*, vol. 5, pp. 3116-3121, 1998.
- [105] D. Winske, M. S. Murrillo, and M. Rosenberg, “Numerical Simulation of Dust-Acoustic Waves”, *Phys. Rev. Lett.*, E vol. 59, pp. 2263-2272, 1999.

発表論文

- [1] "Generation and Control of Vortex Flow of Fine Particle with Coulomb Lattice",
第15回プラズマプロセス研究会プロシーディング (1998年1月21~23日, 浜松), pp.152-155, 1998.
内田儀一郎, 尾崎亮一, 飯塚 哲, 佐藤徳芳.

- [2] "Dust Vortex in a DC Discharge Plasma under a Weakly Magnetic Field",
in Proceedings of the International Conference Plasma Physics (ICPP98) & 25th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (29 June~3 July 1998, Praha), pp. 2557-2560 (ECA 22C), 1998,
G. Uchida, S. Iizuka, and N. Sato.

- [3] "Fine-Particle Coulomb Lattice Formed and Controlled in DC Discharge Plasmas",
in Proceedings of the 7th Workshop on the Physics of Dusty Plasmas (6~9 April 1998, Boulder, Colorado),
Physics of Dusty Plasma, edited by M. Horanyi, S. Robertson, and B. Walch (AIP Conference Proceedings 446, Woodbury NY, 1998), pp. 239-246, 1998,
N. Sato, G. Uchida, R. Ozaki, and S. Iizuka.

- [4] "Potential-Driven Vortices of Strongly-coupled Fine Particles in a Plasma",
in Proceedings of the 7th Workshop on the Physics of Dusty Plasmas (6~9 April 1998, Boulder, Colorado),
Physics of Dusty Plasma, edited by M. Horanyi, S. Robertson, and B. Walch (AIP Conference Proceedings 446, Woodbury NY, 1998), pp. 175-178, 1998,
S. Iizuka, G. Uchida, T. Kamimura, and N. Sato.

- [5] "Formation of Ring-Shaped Fine-particle Clouds in a DC Plasma",
in Proceedings of the Second International Conference on the Physics of Dusty Plasmas (ICPDP99) (24~28 May 1999, Hakone, Japan), Frontiers in Dusty Plasmas, edited by Y. Nakamura, T. Yokota, and P. K. Shukula (Amsterdam, Elsevier, 2000), pp. 449-452, 2000,
G. Uchida, R. Ozaki, S. Iizuka, and N. Sato.

- [6] "Structure Controls of Fine-Particle Clouds in DC Discharge Plasmas",
in Proceedings of the Second International Conference on the Physics of Dusty Plasmas (ICPDP99) (24~28 May 1999, Hakone), Frontiers in Dusty Plasmas, edited by Y. Nakamura, T. Yokota, and P. K. Shukula (Amsterdam, Elsevier, 2000), pp. 329-336, 2000,
N. Sato, G. Uchida, R. Ozaki, S. Iizuka, and T. Kamimura.

- [7] "Vertical String Structure of Fine Particles in a Magnetized DC Plasma",
in Proceedings of the Second International Conference on the Physics of Dusty Plasmas (ICPDP99) (24~28 May 1999, Hakone), Frontiers in Dusty Plasmas, edited by Y. Nakamura, T. Yokota, and P. K. Shukula (Amsterdam, Elsevier, 2000), pp. 457-460, 2000,
R. Ozaki, G. Uchida, S. Iizuka and N. Sato.

- [8] "Vertical Spread of Fine-Particle Clouds in a Magnetized DC Plasma",
in Proceedings of the Second International Conference on the Physics of Dusty Plasmas (ICPDP99) (24~
28 May 1999, Hakone), Frontiers in Dusty Plasmas, edited by Y. Nakamura, T. Yokota, and P. K. Shukula
, (Amsterdam, Elsevier, 2000), pp. 453-456, 2000,
S. Iizuka, R. Ozaki, G. Uchida, and N. Sato.
- [9] "Control of Fine-Particle Flow in a Plasma by Applying External Electric Field",
第17回プラズマプロセッシング研究会 プロシーディング (2000年1月26~28日, 長崎), pp.617-620, 2000,
内田儀一郎, 飯塚 哲, 佐藤徳芳.
- [10] 「放電プラズマ中微粒子雲の挙動制御」
電気学会 プラズマ研究会資料, PST-00-53 pp. 49-54, 2000,
内田儀一郎, 飯塚 哲, 佐藤徳芳.
- [11] "Potential-Driven Fine-Particle Behaviors in a DC Discharge Plasma",
In Abstracts of the International Congress on Plasma Physics (ICPP2000) (23~27 October, Quebec, Cana-
da), p. 5 (BP1. 031), 2000,
G. Uchida, S. Iizuka, and N. Sato.
- [12] "Fine-Particle Clouds Controlled in a DC Discharge Plasma",
The Special Issue of IEEE Transactions on Plasma Science on Dusty Plasmas, April 2001, in press,
G. Uchida, S. Iizuka, and N. Sato.
- [13] "Dynamics of Fine Particles in Magnetized Plasmas",
Physics of Plasmas, Vol. 8, 2001, in press,
N. Sato, G. Uchida, T. Kaneko, S. Shimizu, and S. Iizuka.

学会発表

- [1] プラズマ中金属板への直流負電位印加による微粒子の格子形成,
日本物理学会講演概要集 第52回 年会, 名城大学, p. 836, 1997年3月28~31日,
内田儀一郎, 飯塚 哲, 佐藤徳芳.

- [2] 直流放電プラズマ中微粒子の挙動に対する磁場効果,
プラズマ・核融合学会 第14回 年会, 大阪大学, p. 283, 1997年11月25~28日,
内田儀一郎, 尾崎亮一, 飯塚 哲, 佐藤徳芳.

- [3] 格子状微粒子渦流の駆動と制御,
第15回 プラズマプロセッシング研究会, 浜松コンgresセンター, pp. 152-155, 1998年1月21~23日,
内田儀一郎, 尾崎亮一, 飯塚 哲, 佐藤徳芳.

- [4] 直流放電プラズマ中電位駆動微粒子渦流,
第45回 春季応用物理学関連連合講演会予稿集, 東京工科大学, p. 110, 1998年3月28~31日,
内田儀一郎, 尾崎亮一, 飯塚 哲, 佐藤徳芳.

- [5] "Fine-Particle Coulomb Lattice Formed and Controlled in DC Discharge Plasmas",
in Proceedings of the 7th Workshop on the Physics of Dusty Plasmas Physics of Dusty Plasma, edited by
M. Horanyi, S. Robertson, and B. Walch (AIP Conference Proceedings 446, Woodbury NY, 1998), Boulder,
Colorado, pp. 239-246, 6~9 April, 1998,
N. Sato, G. Uchida, R. Ozaki, and S. Iizuka.

- [6] Potential-Driven Vortices of Strongly-coupled Fine Particles in a Plasma,
in Proceedings of the 7th Workshop on the Physics of Dusty Plasmas Physics of Dusty Plasma, edited by
M. Horanyi, S. Robertson, and B. Walch (AIP Conference Proceedings 446, Woodbury NY, 1998), Boulder,
Colorado, pp. 175-178, 6~9 April, 1998,
S. Iizuka, G. Uchida, T. Kamimura, and N. Sato.

- [7] Dust Vortex in a DC Discharge Plasma under a Weakly Magnetic Field,
The 1998 ICPP & 25th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Praha, pp. 2557-2560
(ECA 22C), 29 June~3 July, 1998,
G. Uchida, S. Iizuka, and N. Sato.

- [8] 微粒子雲の形状制御,
プラズマ・核融合学会 第15回 年会, 筑波大学, p. 389, 1998年12月1~4日,
内田儀一郎, 尾崎亮一, 飯塚 哲, 佐藤徳芳.

- [9] 直流放電プラズマ中微粒子雲の形状制御,
第46回 春季応用物理学関連連合講演会予稿集, 東京理科大学, p. 155, 1999年3月28~31日,
内田儀一郎, 尾崎亮一, 飯塚 哲, 佐藤徳芳.

- [10] 直流放電プラズマ中強結合微粒子群の渦流構造,
日本物理学会 第54回 年会, 広島大学, p. 825, 1999年3月28~31日,
内田儀一郎, 尾崎亮一, 飯塚 哲, 佐藤徳芳.
- [11] Structure Controls of Fine-Particle Clouds in DC Discharge Plasmas,
in Proceedings of the Second International Conference on the Physics of Dusty Plasmas (ICPDP99) Frontiers in Dusty Plasmas, edited by Y. Nakamura, T. Yokota, and P. K. Shukula (Amsterdam, Elsevier, 2000), Hakone, pp. 329-336, 24~28 May, 1999,
N. Sato, G. Uchida, R. Ozaki, S. Iizuka, and T. Kamimura.
- [12] Control of Strongly-Coupled Fine-Particle Flow in a DC Discharge Plasma,
in Abstracts of the 52nd Annual Gaseous Electronics Conference (GEC1999), Norfolk, Virginia, p. 31 (ET-P6 67), 5~8 October, 1999,
G. Uchida, R. Ozaki, S. Iizuka, and N. Sato.
- [13] 直流放電プラズマ中強結合微粒子渦流の空間構造,
プラズマ・核融合学会 第16回 年会, 宮城県民会館, p. 154, 1999年11月23~26日,
内田儀一郎, 飯塚 哲, 佐藤徳芳.
- [14] 小型円筒電極によるプラズマ中微粒子流の駆動,
日本物理学会 第55回 年会, 関西大学, p. 153, 2000年3月22~25日,
内田儀一郎, 飯塚 哲, 上村鉄雄, 佐藤徳芳.
- [15] Some Details of Electrostatic Dust Removal,
In Abstracts of the 8th Workshop on the Physics of Dusty Plasmas, Santa Fe, New Mexico, 26~28 April, 2000,
G. Uchida, S. Iizuka, and N. Sato.
- [16] Fine Particles in Strongly-Magnetized Plasmas,
In Abstracts of the 8th Workshop on the Physics of Dusty Plasmas Santa Fe, New Mexico, 26~28 April, 2000,
N. Sato, G. Uchida, H. Horiguchi, T. Kaneko, and S. Iizuka.
- [17] Fine-Particle Dynamics in Low-Pressure DC Discharge Plasmas,
In Abstracts of the 8th Workshop on the Physics of Dusty Plasmas, Santa Fe, New Mexico, 26~28 April, 2000,
N. Sato, G. Uchida, T. Kaneko, and S. Iizuka.
- [18] Fine Particles Trapped in Grid Cage Immersed in Plasmas,
In Abstracts of the 8th Workshop on the Physics of Dusty Plasmas, Santa Fe, New Mexico, 26~28 April, 2000,
S. Iizuka, G. Uchida, and N. Sato.

- [19] Dust Removal from Dusty Plasma,
In Abstracts of the IV European Workshop on Dusty and Colloidal Plasmas, Caparica, Portugal, 3~5 June,
2000,
N. Sato, G. Uchida, and S. Iizuka.
- [20] 放電プラズマ中微粒子雲の挙動制御,
電気学会 プラズマ研究会資料, 同志社大学, PST-00-53 pp. 49-54, 2000, 2000年8月22~23日,
内田儀一郎, 飯塚 哲, 佐藤徳芳.
- [21] Potential-Driven Fine-Particle Behaviors in a DC Discharge Plasma,
in Abstract of the 2000 International Congress on Plasma Physics, Quebec, Canada, p. 5467 (BP1.031), 23
~27 October, 2000,
G. Uchida, S. Iizuka, and N. Sato.
- [22] Control of Rotational of Fine-Particle Cloud Confined in a Weakly-Magnetized DC Discharge Plasma,
in Abstract of 11th International Toki Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion, Toki,
p. 152 (P II-33), 5~8 November, 2000,
G. Uchida, S. Shimizu, T. Kaneko, S. Iizuka, and N. Sato.
- [23] 磁化プラズマ中空間構造制御による微粒子雲回転運動の駆動,
日本物理学会 第56回 年会, 中央大学, 1999年3月27~30日,
内田儀一郎, 金子俊郎, 清水慎也, 飯塚 哲, 佐藤徳芳.

付 録 DC イオンシース中における微粒子群の 自己励起振動の観測

A.1 序 論

微粒子プラズマ中において帯電微粒子の自己励起振動が観測されている。これらの振動は、微粒子集団の振動 [6]-[8] と単一微粒子の振動 [101] に分類される。前者の微粒子集団の振動の発生においては、同時に微粒群中を伝播する静電波が観測されており、その発生機構として、微粒子プラズマ中における電流駆動不安定性 [11]-[13] や電離不安定性 [14]-[17] が議論されている。後者の単一微粒子の振動の発生については、微粒子帯電過程の遅延効果と微粒子浮上位置周辺のイオンシース電位の非対称性の効果により、その振動エネルギーの獲得が説明されている。

本実験系は、プラズマ生成部と微粒子浮上領域を独立に制御できるという大きな特徴を持つ。この様な実験系において、プラズマパラメーター一定の条件のもと、閉じこめ電場により微粒子間隔 (微粒子密度) を制御し、DC イオンシース中に浮上する微粒子集団の振動を観測した。またこの時同時に静電波の伝播も確認した。本章ではこの様に DC シース中で自己励起する微粒子群の振動の発生機構を明らかにする事を目的とする。

A.2 実験装置

実験装置の概略を図 A-1 に示す。実験装置は、これまでと同様、円形金属板を縦に三枚設置し、上から直流放電のカソード電極、アノード電極、微粒子浮上電極とする。微粒子浮上電極は、中央電極と周辺のリング電極の二つの電極で構成されており、それぞれ独立に直流電位が印加可能である。本実験ではリング電極バイアス V_r により閉じこめ電場を変化させ、微粒子間隔(微粒子密度)を制御している。静電波の伝播の様子は、微粒子のレーザー散乱光を高速度 CCD カメラ (125 frames/sec) で撮影することにより、その位相速度等を解析する。実験条件を表 A-1 に示す。

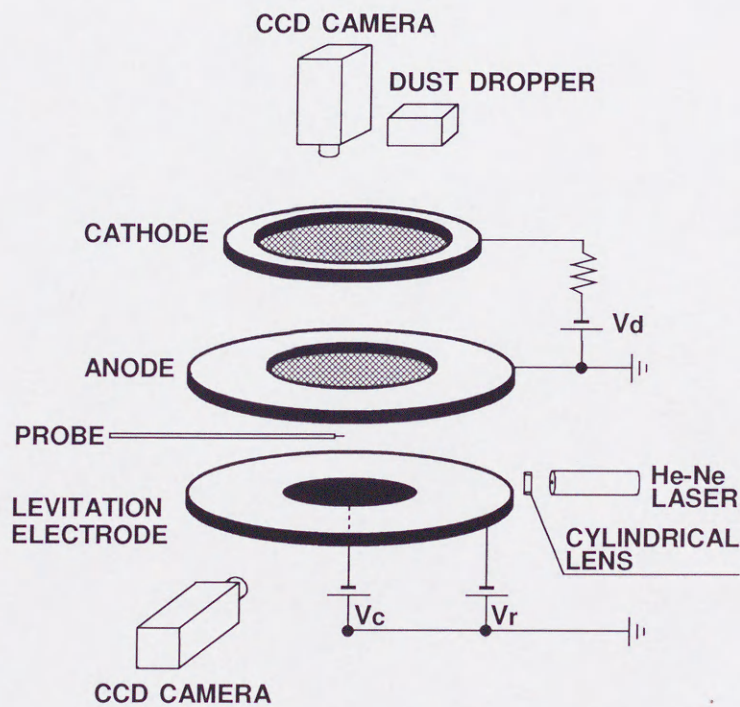


図 A-1: 実験装置概略図。

表 A-1: 実験パラメーター。

放電電流値 I_p	1 ~ 12 mA
浮上電極バイアス値 V_c	-25 V
リング電極バイアス値 V_r	-20 ~ -80 V
ガス圧力	Ar 220 mTorr
電子温度	1 eV
プラズマ密度	$1 \times 10^8 / \text{cm}^3$

A.3 実験結果

A.3.1 リング電極バイアス V_r によって制御される微粒子振動運動の観測

図 A-2 に微粒子浮上領域幅 (軸方向) のリング電極バイアス V_r 依存性を示す. 微粒子群は径方向の閉じこめ電場の増大により, 電極中央に向かって移動し, 微粒子粒子間隔は徐々に狭まっていく (微粒子密度の増大). それに伴ない, 軸方向の浮上領域幅は $V_r = -20$ V の 1 mm から $V_r = -60$ V の 2 mm と約二倍に増大する. この時微粒子密度は $1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ オーダーに達する (微粒子間隔 $280 \mu\text{m}$ 以下). 図 A-3 に $V_r = -20$ V 時の, また図 A-4 に $V_r = -60$ V 時の微粒子群の浮上の様子をそれぞれ示す. 写真から明らかな様に $V_r = -60$ V において, 微粒子群の軸方向への振動が確認できる. $V_r = -60$ V 時における微粒子群周辺の浮遊電位測定結果を図 A-5 に示す. この信号より, 周波数 30 Hz 程度の静電的振動が確認できる.

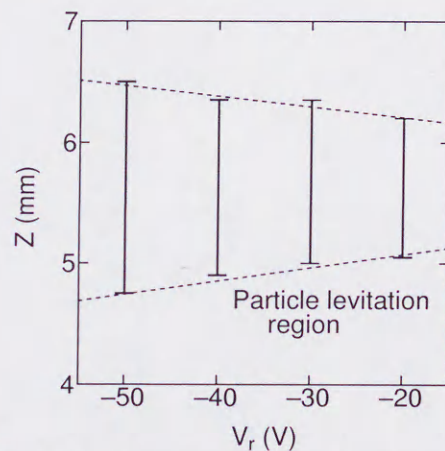


図 A-2: 微粒子浮上領域幅, V_r 依存性. $I_p = 2.5$ mA.

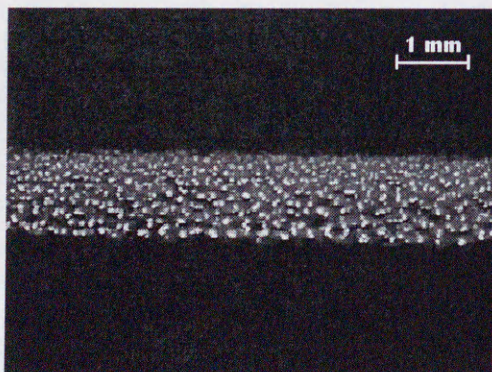


図 A-3: 微粒子浮上の様子. $V_r = -20$ V, $I_p = 2.5$ mA.

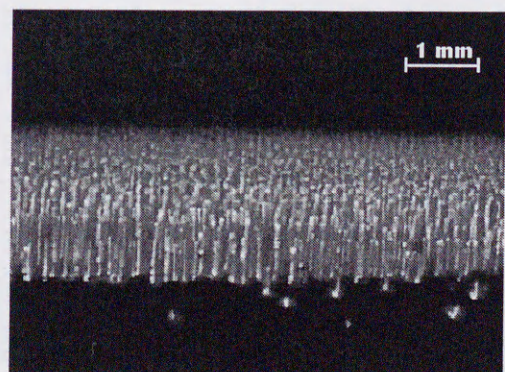


図 A-4: 微粒子振動運動の発生. $V_r = -60$ V, $I_p = 2.5$ mA.

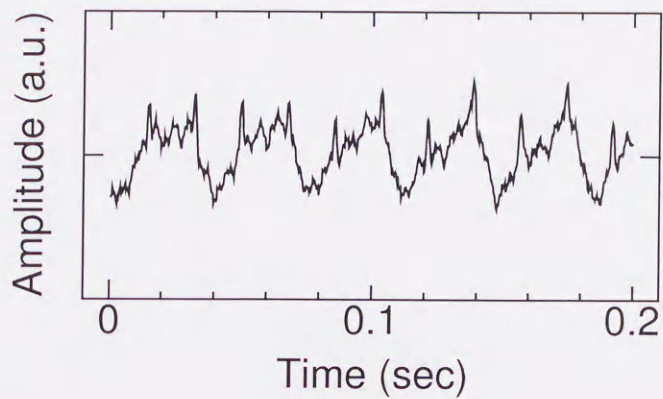


図 A-5: プローブ測定による浮遊電位の振動の様子. $f_d = 33$ Hz.

図 A-6 に振動発生時における, 微粒子群の高速 CCD カメラ撮影結果を示す. 撮影の間隔は 8 msec となっている. 写真から明らかなように, 微粒子密度の密の領域 (白い領域) が, 写真の下方方向に向かって徐々に移動していく様子が確認できる.

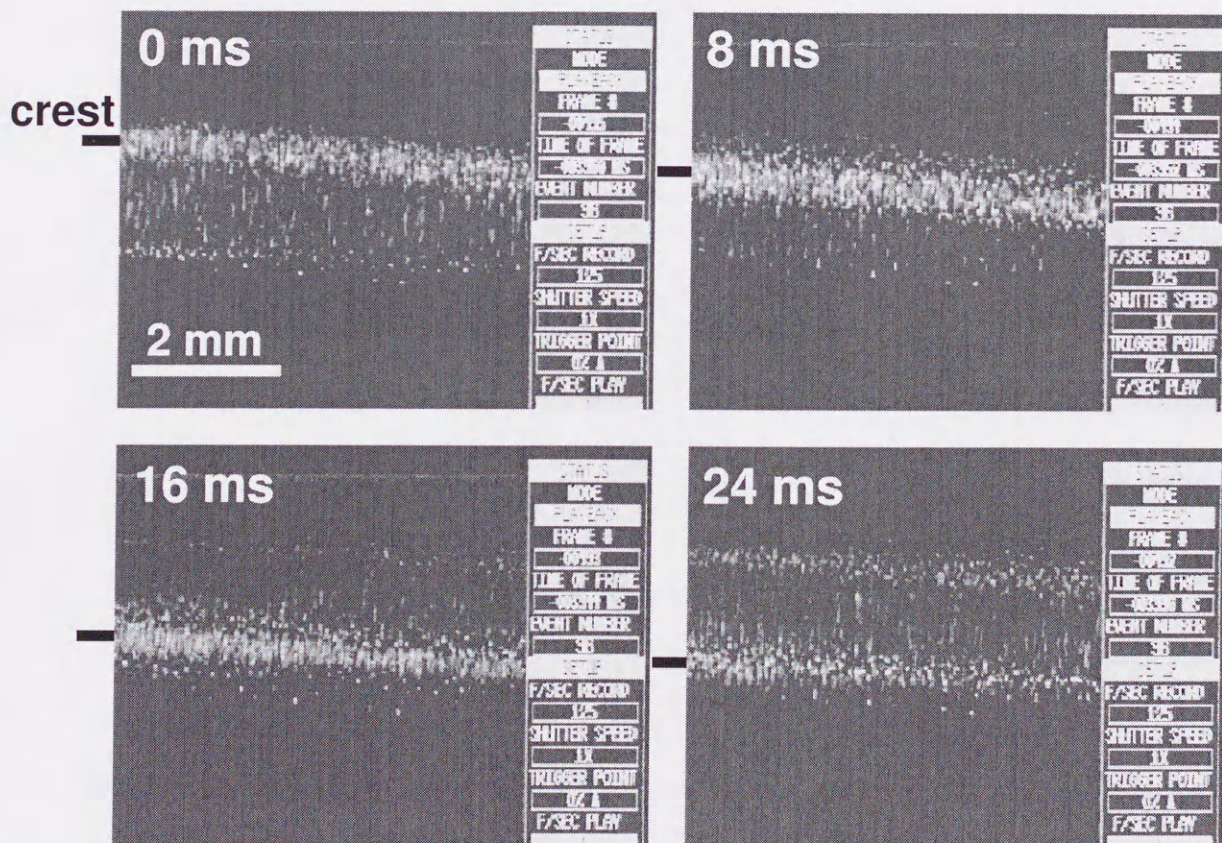


図 A-6: 微粒子群を媒体とした静電波の伝播の様子.

静電波の位相速度 v_d 測定結果を図 A-8 に示す. グラフ横軸の z_d は, 軸方向の微粒子浮上領域幅を示す (図 A-7 を参照). 先ほど述べたように $z_d = 2$ mm において微粒子群は軸方向に振動を開始する. この時伝播する静電波の波長は 2 mm であり, 微粒子群の幅が波長の長さとなっている. そして z_d が 3 mm を越えると, 微粒子群中に二波長の粗密波が観測される. この粗密波の位相速度 v_d は, z_d に関わらず 7 cm/sec 程度となる.

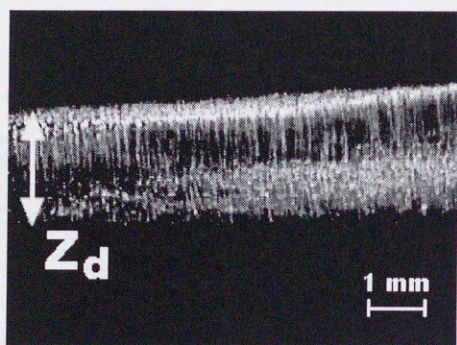


図 A-7: 静電波の伝播の様子.

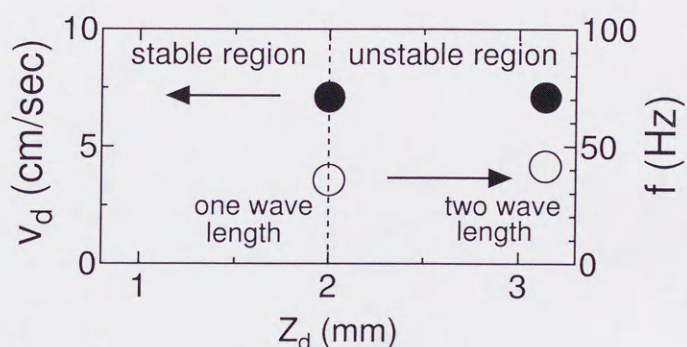


図 A-8: 静電波位相速度 v_d , z_d 依存性.

A.3.2 放電電流 I_p によって制御される微粒子振動運動の観測

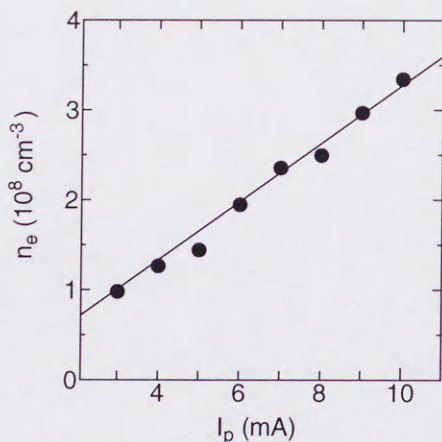


図 A-9: 電子密度, I_p 依存性. $v_r = -60$ V.

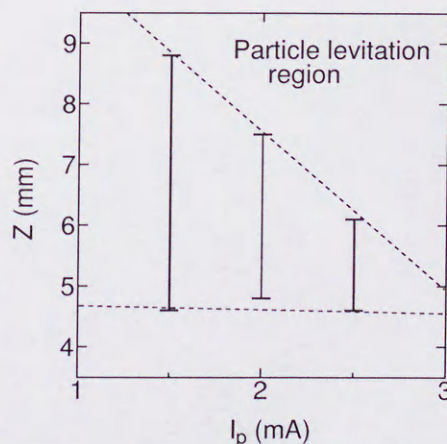


図 A-10: 微粒子浮上領域幅, I_p 依存性. $v_r = -60$ V.

この微粒子群の振動は, リング電極バイアス値 V_r を -60 V に固定し, 放電電流 I_p を変化させることによって制御される. 図 A-9 に電子密度の I_p 依存性を, 図 A-10 に微粒子浮上領域幅の I_p 依存性を示す. 電子密度 n_e は I_p に比例して増大し n_e (cm^{-3}) = $1/3 \times 10^8 I_p$ (mA)

の関係にある。また微粒子浮上領域幅 z_d は I_p に比例して減少していく。イオンシース幅 S は n_e と $S \propto n_e^{-1/2}$ の関係にある。従ってこの微粒子浮上領域幅の減少は、電子密度の増大に伴うイオンシース幅の減少によるものであると思われる。

図 A-11 に $I_p = 1.5$ mA 時の、また図 A-12 に $I_p = 2.5$ mA 時の微粒子群の浮上の様子をそれぞれ示す。写真から明らかな様に $I_p = 2.5$ mA ($n_e = 0.8 \times 10^8$ cm⁻³) において、微粒子群の軸方向への振動が確認できる。

静電波位相速度の I_p 依存性を図 A-13 に示す。位相速度は I_p によらず一定の 8 cm/s となり、また周波数は I_p にほぼ比例して増大し、 $I_p = 9$ mA で約 40 Hz、 $I_p = 11$ mA で約 50 Hz となる。

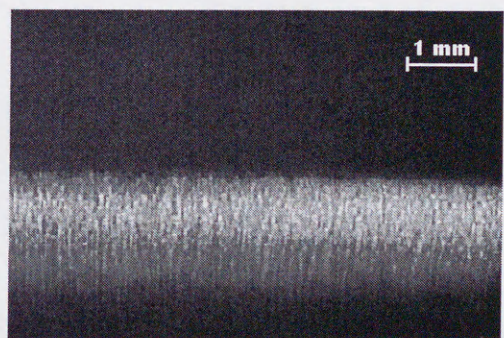
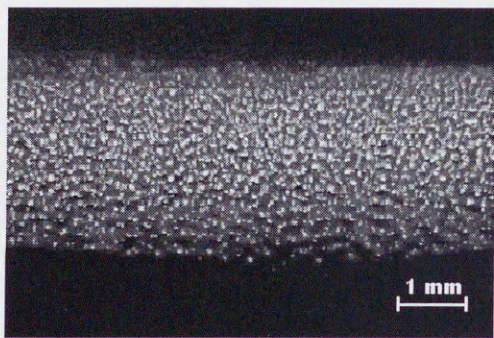


図 A-11: 微粒子浮上の様子. $I_p = 1.5$ mA.

図 A-12: 微粒子振動の発生. $I_p = 2.5$ mA.

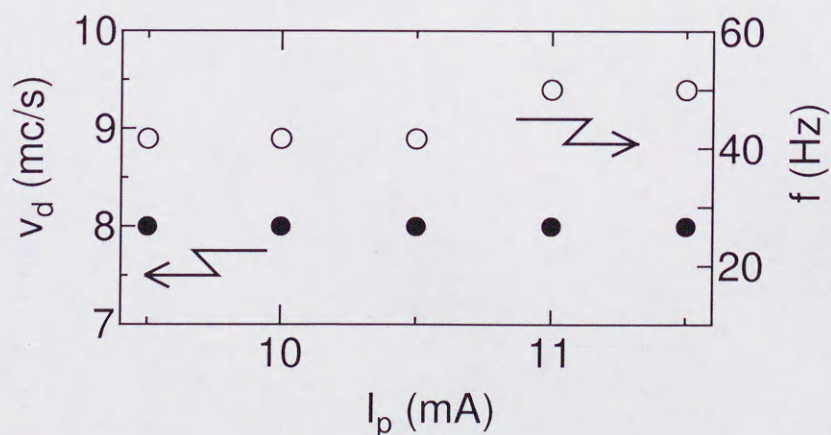


図 A-13: 静電波位相速度, I_p 依存性.

A.4 考察

径方向の閉じこめ電場，並びに放電電流を制御することにより位相速度 7 ~ 8 cm/s (周波数 30 ~ 50 Hz) で微粒子群中を伝播する静電波を観測した．この様な十分低周波の静電的ゆらぎに対して，電子とイオンはボルツマンの関係式に従ってデバイ遮蔽を作ろうとし，質量の重い微粒子は慣性による遅れ位相で応答するものと思われる (ダスト音波 (遅いモード))．このダスト音波の位相速度は $v_{d,s} \simeq \left(\frac{k_B T_i \epsilon Z^2}{m_d} \right)^{1/2}$ と表される．ここで Z は微粒子に付着している電子数， ϵ はイオンと微粒子の密度比 n_{do}/n_{io} を表す．図 A-14 にダスト音波位相速度の ϵZ 依存性を示す． $Z = 1 \times 10^4$ ，イオン温度 $T_i = 0.04$ eV として計算している．位相速度は 0.5 ~ 1 cm/s と計算されるが，実際のイオン温度はもう少し高いことが予想され，位相速度は数 cm/s 程度と見積もられる．これより，観測された粗密波はダスト音波とほぼ断定される．また電子のみがボルツマンの関係式に従ってデバイ遮蔽を作ろうとし，質量の重いイオンと微粒子は慣性による遅れ位相で応答するダストイオン音波 (速いモード) の位相速度は $v_{d,s} \simeq \left(\frac{k_B T_e}{m_i} \frac{1}{1-\epsilon Z} \right)^{1/2}$ と表され， 1.5×10^3 m/s ($\epsilon Z = 0$) 程度となる．

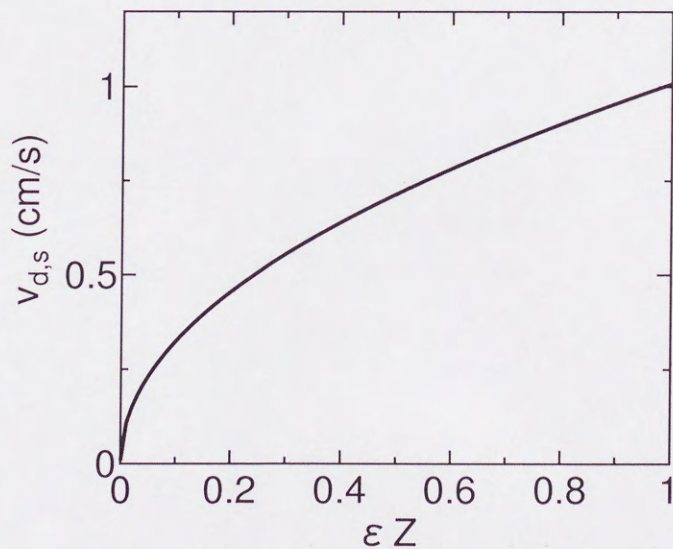


図 A-14: ダスト音波位相速度， ϵZ 依存性．

次にこのダスト音波の自己励起機構について考察する。イオンシース中に浮上する微粒子群には、音速以上の速度を持つイオン流が入射している。また実験時における中性ガス圧力は、220 mTorr と比較的高く、中性ガスと微粒子、イオン、電子との衝突周波数をそれぞれ β , ν_i , ν_e とおくと、静電波の分散関係式は以下の様に表される (式の導出は付録参照)。この分散関係式の導出において電離、イオンドラッグ力は考慮していない (微粒子浮上領域であるイオンシース領域は完全なダーク領域であり、高速電子による電離は起こっていないものと思われる)。

$$\frac{1}{im_i\nu_i(\omega - kv_{i0}) - m_ik^2c_i^2} + \frac{\epsilon Z^2}{m_d\omega(\omega + i\beta)} + \frac{1 - \epsilon Z}{im_e\nu_e\omega - m_ek^2c_e^2} = 0$$

ここで、 c_i , c_e はそれぞれ $(k_B T_i/m_i)^{1/2}$, $(k_B T_e/m_e)^{1/2}$ を表す。この分散関係式に $\omega = \omega_r + \gamma i$ を代入し、実数部 $\epsilon_r(\omega_r, \gamma, k) = 0$, 虚数部 $\epsilon_i(\omega_r, \gamma, k) = 0$ をそれぞれ解くことにより、不安定性の発生条件 ($\gamma = 0$) を求める [102]。表 A-2 に実験パラメーターを示す。

表 A-2: 実験パラメーター。

m_i	6.6×10^{-26} kg
m_e	9.1×10^{-31} kg
m_d	6.2×10^{-13} kg
T_i	0.04 eV
T_e	1.0 eV
T_d	0.027 eV
T_N	0.027 eV
ν_i	1.2×10^5 Hz
ν_e	2.8×10^7 Hz
β	18 Hz
Z	10000

図 A-15 に不安定性の発生に必要なイオン流速のしきい値 $v_{i0,crit}$ を示す。グラフの横軸は、波数ベクトル $k (= 2\pi/\lambda)$ を示す。ある値より大きな波長を持つ波において $v_{i0,crit}$ の値が急激に上昇している。この波長のしきい置は ϵZ の増大とともに長波長側にシフトしていく。実験で観測された静電波の波長 λ は約 2 mm ($k = 3140 \text{ m}^{-1}$) であり、十分に短波長である。この様な静電波は 10^3 m/s オーダーの速度を持つイオン流の存在で十分に成長可能であることが分かる。

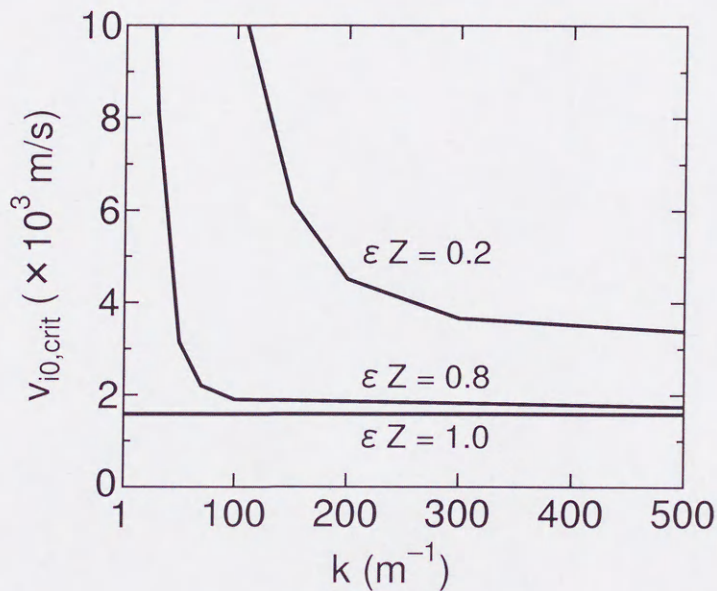


図 A-15: 不安定性発生に必要なイオン流速のしきい値 $v_{i0,crit}$. $\gamma = 0$.

図 A-16 に実験で観測された波長 2 mm ($k = 3140 \text{ m}^{-1}$) の静電波の発生条件を示す。グラフの横軸は、微粒子密度に比例する関数である ϵZ を表す。 ϵZ の増大とともに不安定性の発生に必要なイオン流速のしきい値 $v_{i0,crit}$ は減少していき、 $\epsilon Z = 1.0$ において $v_{i0} = 1.5 \times 10^3 \text{ m/s}$ 程度のイオン流の存在により、微粒子プラズマは不安定状態になることが分かる。本実験において、微粒子群は DC イオンシース中に浮上しており、常にイオン流にさらされている。この時、イオンはシース電位により加速され $v_{i0} = \sqrt{\frac{2e\lambda_i E_z}{\pi m_i}} \simeq 1.3 \times 10^3 \text{ m/s}$ の速度で微粒子群中に入射する。ここで、 E_z は微粒子の重力と静電力の釣り合いより 4000 V/m として計算している。この様なプラズマ条件で、リング電極バイアスにより微粒子密度 (ϵZ) を増大させると、微粒子群中を伝播する静電波が発生する。この静電波発生の実験結果は、図 A-16 に示す $v_{i0,crit}$ の ϵZ 依存性により説明できる。つまり実験結果はリング電極バイアス制御による ϵZ の増大により $v_{i0,crit}$ が減少し、微粒子群に入射するイオン流速 v_{i0} が、この $v_{i0,crit}$ の値に達し

たものと考察される。静電波発生時のプラズマ密度は約 $1 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ であり、また微粒子密度は $1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (微粒子間隔 $280 \mu\text{m}$) 以上である。これより $Z = 10000$ と仮定して εZ を計算すると、その値はほぼ 1 となり、この時の微粒子プラズマ条件は最も不安定性が発生しやすい状態であるといえる。

また放電電流を増大させた場合においても、微粒子群中を伝播する静電波が発生する。この原因も上述と同様 εZ の増大によるものと考えられる。シース幅の減少は軸方向の微粒子閉じこめ電場を強める。この閉じ込め電場の増大により軸方向の微粒子間隔は狭まり、微粒子密度 (εZ) は増大する。図 A-16 から明らかなようにこの εZ の増大により不安定性発生のしきい値 $v_{i0,crit}$ は減少する。この効果により、微粒子プラズマが不安定状態に達したものと思われる。

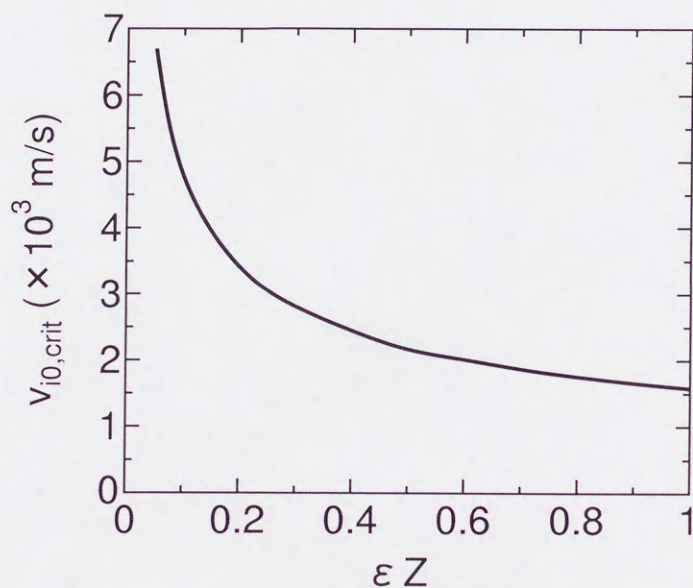


図 A-16: 不安定性発生に必要なイオン流速のしきい値 $v_{i0,crit}$. $k = 3140 \text{ m}^{-1}$, $\gamma = 0$.

図 A-17 に静電波の周波数 ω_r のイオン流速 v_{i0} 依存性を、また図 A-18 に成長率 γ/ω_r を示す。ここで波長は 2 mm に、また εZ は 0.8 とする。図 A-18 より、 $1.7 \times 10^3 \text{ m/s} < v_{i0}$ の領域において揺動は成長しないことが分かる。また計算より成長率が周波数の約半分程度と非常に大きいこと、実験で観測された静電波の位相速度 (0.07 m/s) がイオンのドリフト速度 ($1.3 \times 10^3 \text{ m/s}$) に比べ非常に遅いこと ($\omega/k \ll v_{i0}$) を考慮すると、この不安定性はすべての粒子が非共鳴的に関与する流体的不安定性であると思われる。この不安定性の物理的な描像は、静止している微粒子プラズマ中のある周数数の静電的ゆう乱とイオン流中の静電的ゆう乱のカッ

プリングとして理解できる. 図 A-17 より, 波の周波数は v_{i0} にほぼ比例して増大していく. 図 A-13 に示す様に本実験において, 波の周波数は I_p とともに増大している. I_p の増大がイオン流速の増大を導いていると仮定すると, この傾向は図 A-17 に示す計算結果と一致する. しかし, 実験では I_p とともに微粒子浮上領域幅が変化し, それに伴ない波長が変化していることをここに付け加える.

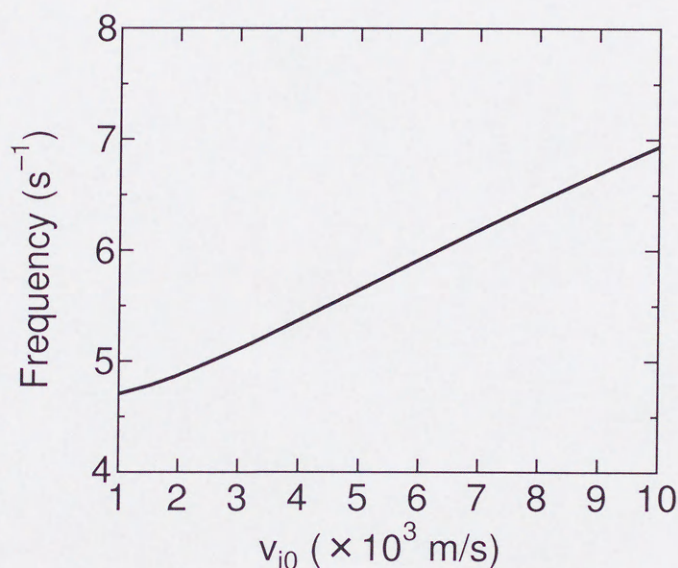


図 A-17: 静電波の周波数 ω , イオン流速 v_{i0} 依存性. $k = 3140 \text{ m}^{-1}$, $\varepsilon Z = 0.8$.

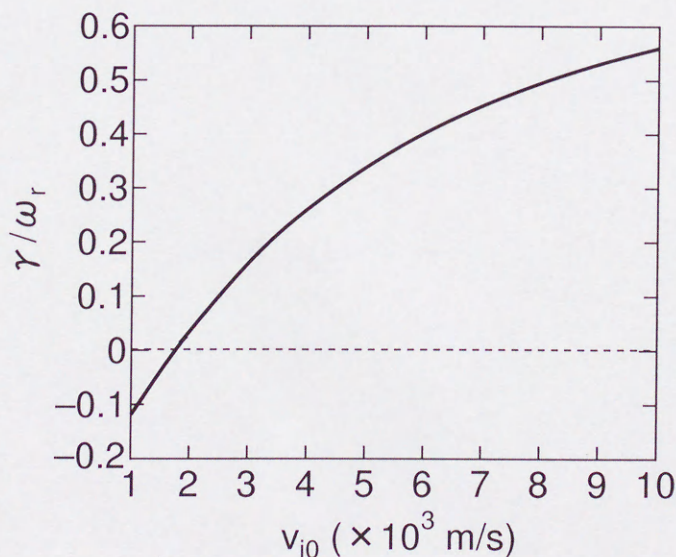


図 A-18: 静電波の成長率 γ , イオン流速 v_{i0} 依存性. $k = 3140 \text{ m}^{-1}$, $\varepsilon Z = 0.8$.

A.5 結論

DC イオンシース中において、微粒子集団の振動を観測した。またこの振動発生時に、微粒子群中を位相速度 $7 \sim 8 \text{ cm/s}$ (周波数 $30 \sim 50 \text{ Hz}$) で伝播する静電波を観測した。この静電波は位相速度からダスト音波と断定される。この静電波の発生機構を、イオン、電子、微粒子、中性ガスの四成分を考慮した分散関係式を用いて解析した。中性ガスとの衝突による減衰の効果を考慮しても、 $v_{i0} \sim 10^3 \text{ m/s}$ 程度の速度をもつイオン流の存在により、静電波は十分励起可能である。 ϵZ の増大は、このイオン流速度のしきい値を下げ、微粒子プラズマをより不安定な状態にする。すなわち、電子の存在は微粒子プラズマの安定に寄与する。この考察は、本実験における微粒子密度により制御される微粒子群の振動の励起を良く説明する。微粒子浮上領域であるイオンシース中において、高速電子による電離は起こっていないことを考慮すると、この振動の発生は電流駆動不安定性であると思われる。しかしながら、この流体方程式に基づいた解析において、微粒子間のクーロン力相互作用の効果 (強結合の効果) は考慮されていない (文献 [103]-[105] においてこれらを考慮したダスト音波の解析が行われている。また微粒子帯電量の変化を考慮した解析は文献 [23] で行われている)。

A.6 分散関係式の導出

ダスト音波（イオン流，中性ガス有り）

背景のイオン流の速度を v_{i0} ，中性粒子密度を n_N とする． ($v_d = v_{d1}$, $v_i = v_{i0} + v_{i1}$, $v_e = v_{e1}$)

連続の式

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial n_d v_d}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial n_i v_i}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial n_e v_e}{\partial x} = 0$$

これより，

$$\begin{aligned} v_{d1} &= \frac{\omega n_{d1}}{k n_{d0}} \\ v_{i1} &= \left(\frac{\omega}{k} - v_{i0} \right) \frac{n_{i1}}{n_{i0}} \\ v_{e1} &= \frac{\omega n_{e1}}{k n_{e0}} \quad \dots\dots\dots (A1) \end{aligned}$$

運動方程式

$$n_d \frac{\partial n_d}{\partial t} + n_d v_d \frac{\partial v_d}{\partial x} = -Z e n_d E - \beta m_d n_N n_d$$

$$0 = e n_i E + k_B T_i \frac{\partial n_i}{\partial x} - \nu_i m_i n_N n_i$$

$$0 = -e n_e E + k_B T_e \frac{\partial n_e}{\partial x} - \nu_e m_e n_N n_e$$

これより，

$$\begin{aligned} (\omega + i\beta) v_{d1} &= -i \frac{eZ}{m_d} E_1 \\ i k c_i^2 \frac{n_{i1}}{n_{i0}} - \frac{e}{m_i} E_1 + \nu_i v_{i1} &= 0 \\ i k c_e^2 \frac{n_{e1}}{n_{e0}} + \frac{e}{m_e} E_1 + \nu_e v_{e1} &= 0 \quad \dots\dots (A2) \end{aligned}$$

c_i , c_e はそれぞれ $(k_B T_i/m_i)^{1/2}$, $(k_B T_e/m_e)^{1/2}$ を表す．

プラズマ中性条件

$$n_i = n_e + Z n_d \quad (\text{十分な低周波の揺動に対しては常に成り立つとする})$$

これより，

$$\begin{aligned} n_{i1} &= n_{e1} + Z n_{d1} \\ \frac{n_{i1}}{n_{i0}} &= Z \varepsilon \frac{n_{d1}}{n_{d0}} + (1 - Z\varepsilon) \frac{n_{e1}}{n_{e0}} \quad \dots\dots (A3) \end{aligned}$$

ここで ε はイオンと微粒子の密度比 n_{do}/n_{i0} を表す．

(A1), (A2) より,

$$\begin{aligned}\frac{n_{d1}}{n_{d0}} &= -i \frac{eZ}{m_d} \frac{k}{\omega + i\beta} E_1 \\ \frac{n_{i1}}{n_{i0}} &= \frac{e}{m_i} \frac{k}{ik^2 c_i^2 + \nu_i(\omega - kv_{i0})} E_1 \\ \frac{n_{e1}}{n_{e0}} &= -\frac{e}{m_e} \frac{k}{ik^2 c_e^2 + \nu_e \omega} E_1 \quad \dots\dots (A4)\end{aligned}$$

(A3), (A4) より, 分散関係式は以下の様に表される.

$$\frac{1}{im_i \nu_i (\omega - kv_{i0}) - m_i k^2 c_i^2} + \frac{\varepsilon Z^2}{m_d \omega (\omega + i\beta)} + \frac{1 - \varepsilon Z}{im_e \nu_e \omega - m_e k^2 c_e^2} = 0$$

ダスト音波 ($v_d \ll v_{ph} \ll v_e, v_i$) (イオン流, 中性ガス無し)

- 微粒子間のクーロン力相互作用は無視する.
- 十分低周波の静電的擾乱に対し, 電子・イオンはマクスウェル分布に従い, デバイ遮蔽をつくる.
- 重い微粒子は慣性による遅れ位相で応答する.

$$v_d = v_{d1} = A \exp[i(kx - \omega t)]$$

$$E = E_1 = B \exp[i(kx - \omega t)]$$

$$\phi = \phi_0 + \phi_1 = \phi_0 + C \exp[i(kx - \omega t)]$$

$$n_e = n_{e0} + n_{e1} = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi_1}{kT_e}\right) \simeq n_{e0} \left(1 + \frac{e\phi_1}{kT_e}\right) \quad \dots\dots (B1)$$

$$n_i = n_{i0} + n_{i1} = n_{i0} \exp\left(\frac{-e\phi_1}{kT_i}\right) \simeq n_{i0} \left(1 - \frac{e\phi_1}{kT_i}\right) \quad \dots\dots (B2)$$

$$n_d = n_{d0} + n_{d1} = n_{d0} + D \exp[i(kx - \omega t)]$$

運動方程式 (微粒子)

$$m_d n_d \left[\frac{\partial v_d}{\partial t} + (v_d \cdot \frac{\partial}{\partial x}) v_d \right] = -Z e n_d E - \frac{\partial p}{\partial x} = -Z e n_d \frac{\partial \phi}{\partial x} - \gamma_d k_B T_d \frac{\partial n_d}{\partial x}$$

$$-i\omega m_d n_{d0} v_{d1} = Z e n_{d0} i k \phi_1 - i k \gamma_d k_B T_d n_{d1} \quad \dots\dots (B3)$$

連続の式 (微粒子)

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \cdot n_d v_d = 0$$

$$-i\omega n_{d1} + n_{d0} i k v_d = 0$$

$$v_d = \frac{\omega}{n_{d0} k} v_d \quad \dots\dots (B4)$$

(B3), (B4) より

$$n_{d1} = -\frac{Z e n_{d0}}{m_d} \frac{k^2}{\omega^2 - \frac{\gamma_d k_B T_d k^2}{m_d}} \quad \dots\dots (B5)$$

ポアソン方程式

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon_0}(n_i - n_e - Zn_d)$$

$$n_{i0} = n_{e0} + Zn_{d0}$$

$$k^2 \phi_1 = \frac{e}{\epsilon_0}(n_{i1} - n_{e1} - Zn_{d1})$$

$n_{e1}(B1), n_{i1}(B2), n_{d1}(B5)$ を代入

$$\omega^2 = \frac{Z^2 e^2 n_{d0}}{\epsilon_0 m_d} \frac{k^2}{k^2 + \frac{e^2}{\epsilon_0 K_B} \left(\frac{n_{i0}}{T_i} + \frac{n_{e0}}{T_e} \right)} + \frac{\gamma_d k_B T_d}{m_d} k^2$$

$$c_{d,s} = \frac{\omega}{k} = \left[\frac{Z^2 e^2 n_{d0}}{\epsilon_0 m_d} \lambda_D^2 \frac{1}{k^2 \lambda_D^2 + 1} + \frac{\gamma_d k_B T_d}{m_d} \right]^{1/2}$$

$$\lambda_D^{-2} = \lambda_{De}^{-2} + \lambda_{Di}^{-2}$$

一般に $T_d = 0$ の時 $k^2 = \frac{1}{\lambda_D^2} \frac{\omega^2}{\omega_{pd}^2 - \omega^2}$

ここで $n_{d0}/n_{i0} = \epsilon$ とする.

$(k\lambda_D)^2 \ll 1$ (十分に長波長の静電波に対して)

$$c_{d,s} = \left[\frac{Z^2 e^2 n_{d0}}{\epsilon_0 m_d} \lambda_D^2 + \frac{\gamma_d k_B T_d}{m_d} \right]^{1/2} = \left[\frac{Z^2 n_{d0} k_B}{m_d} \left(\frac{T_e T_i}{n_{i0} T_e + n_{e0} T_i} \right) + \frac{\gamma_d k_B T_d}{m_d} \right]^{1/2}$$

$$= \left[\frac{\gamma_d k_B T_i}{m_d} \epsilon Z^2 \left(\frac{1}{1 + (1 - \epsilon Z) \frac{T_i}{T_e}} \right) + \frac{\gamma_d k_B T_d}{m_d} \right]^{1/2}$$

$(k\lambda_D)^2 \ll 1, T_i \ll T_e$

$$c_{d,s} = \left[\frac{k_B T_i}{m_d} \epsilon Z^2 + \frac{\gamma_d k_B T_d}{m_d} \right]^{1/2}$$

ダストイオン音波 ($v_i, v_d \ll v_{ph} \ll v_e$) (イオン流, 中性ガス無し)

- 電子はマクスウェル分布に従い, デバイ遮蔽をつくる.
- 重いイオン・微粒子は慣性による遅れ位相で応答する.

$$v_d = v_{d1} = A \exp[i(kx - \omega t)]$$

$$v_i = v_{i1} = B \exp[i(kx - \omega t)]$$

$$E = E_1 = C \exp[i(kx - \omega t)]$$

$$\phi = \phi_0 + \phi_1 = \phi_0 + D \exp[i(kx - \omega t)]$$

$$n_d = n_{d0} + n_{d1} = n_{d0} + E \exp[i(kx - \omega t)]$$

$$n_i = n_{i0} + n_{i1} = n_{i0} + F \exp[i(kx - \omega t)]$$

$$n_e = n_{e0} + n_{e1} = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi_1}{kT_e}\right) \simeq n_{e0} \left(1 + \frac{e\phi_1}{kT_e}\right)$$

運動方程式 (正イオン)

$$m_i n_i \left[\frac{\partial v_i}{\partial t} + (v_i \cdot \frac{\partial}{\partial x}) v_i \right] = e n_i E - \frac{\partial p}{\partial x} = e n_i \frac{\partial \phi}{\partial x} - \gamma_i k_B T_i \frac{\partial n_i}{\partial x}$$

$$-i\omega m_i n_{i0} v_{i1} = -i k n_{i0} e \phi_1 - i k \gamma_i k_B T_i n_{i1} \quad \dots\dots (B6)$$

連続の式 (正イオン)

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \cdot n_i v_i = 0$$

$$-i\omega n_{i1} + i k n_{i0} v_{i0} = 0$$

$$v_i = \frac{\omega}{n_{i0} k} v_i \quad \dots\dots\dots (B7)$$

(B6), (B7) より

$$n_{i1} = \frac{e n_{d0}}{m_i} \frac{k^2}{\omega^2 - \frac{\gamma_i k_B T_i k^2}{m_i}} \quad \dots\dots\dots (B8)$$

ポアソン方程式

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\varepsilon_0}(n_i - n_e - Zn_d)$$

$$n_{i0} = n_{e0} + Zn_{d0}$$

$$k^2\phi_1 = \frac{e}{\varepsilon_0}(n_{i1} - n_{e1} - Zn_{d1})$$

$n_{e1}(B1), n_{i1}(B8), n_{d1}(B5)$ を代入

$$k^2 = \frac{n_{i0}e^2}{\varepsilon_0 m_i} \frac{1}{\frac{\omega^2}{k^2} - \frac{\gamma_i k_B T_i}{m_i}} + \frac{n_{d0}Z^2 e^2}{\varepsilon_0 m_d} \frac{1}{\frac{\omega^2}{k^2} - \frac{\gamma_d k_B T_d}{m_d}} - \frac{n_{e0}e^2}{\varepsilon_0 k_B T_e}$$

$\omega_{pd} \ll \omega_{pi}, (k\lambda_{De})^2 \ll 1$ (十分に長波長の静電波に対して)

$$\frac{\omega}{k} = \left[\frac{k_B T_e}{m_i} \frac{1}{(1 - \varepsilon Z)} + \frac{\gamma_i k_B T_i}{m_i} \right]^{1/2}$$

$$\omega_{pi} = \left(\frac{n_{i0}e^2}{\varepsilon_0 m_i} \right)^{1/2}, \omega_{pd} = \left(\frac{n_{d0}Z^2 e^2}{\varepsilon_0 m_d} \right)^{1/2}, k_e = \frac{1}{\lambda_{De}} = \left(\frac{e^2 n_{e0}}{\varepsilon_0 k_B T_e} \right)^{1/2}$$



inches 1 2 3 4 5 6 7 8
cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak



Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM: Kodak

A 1 2 3 4 5 6 **M** 8 9 10 11 12 13 14 15 **B** 17 18 19

