

# 宇宙空間における帯電微粒子研究に向けた 直流放電プラズマ中での帯電微粒子の閉じ込め

齋藤和史, 中村良治<sup>1</sup>, 石原 修<sup>1</sup>

宇都宮大学, <sup>1</sup>横浜国立大学

## はじめに

コンプレックス・プラズマとして知られる帯電微粒子を含んだプラズマに関する研究は、微粒子の帯電量測定やクーロン結晶あるいは波動などの研究や国際宇宙ステーションを利用した微小重力環境を用いた研究などの基礎研究, あるいは, 半導体プロセスにおける基板上に浮遊した微小なダストの除去などに関連した応用研究はもとより, 微惑星の形成, 惑星のリング形成やリングにおける構造形成メカニズムの研究など, 宇宙に関連した分野でも精力的に行われている。

中村らは[1], RF 放電を用いた微粒子プラズマの基礎的研究のために, 従来の装置に比べて実験領域の大きな新しい実験装置 — YCOPEX (Yokohama Complex Plasma Experiment) 装置 — を開発している。ほぼ2次元で, 最大 100 cm×15 cm の大面積微粒子プラズマ系を生成することが可能で, 境界の影響がほとんどない微粒子波動やクーロン結晶の実験が可能である。2010年のノーベル物理学賞は, グラフェン(2次元の炭素原子膜)に関する研究に対して与えられたが, 本装置では, 帯電微粒子による類似の構造を作ることも可能ではないかと期待されている。いわゆるプラズマが一般に3次元であるに対して, これらは2次元という低次元の新しい物理学へのアプローチの一つであろう。

本研究の目的は, 直流放電プラズマ中に帯電微粒子の閉じ込めを可能にすることである。微粒子プラズマの研究で広く用いられている RF 放電プラズマでは, 外部電場が高周波ではあるが周期的に変動しており, 微粒子の帯電状況や微粒子が浮遊するシース遷移領域の電場に少なからず影響していることが予想される。また, RF 放電は数 Pa~数十 Pa という較的高いガス圧力での放電であり, 後述する中性粒子による微粒子のドラッグ力が小さくない。微粒子の運動には常に制動がかかった状態となっている。これに対して直流放電プラズマでは, 外部電場の周期的変動がなく, また, ガス圧力も 10<sup>-2</sup>Pa 程度であって, 中性粒子のドラッグ力も桁違いに小さくなる。これら直流放電プラズマを用いることの利点を生かしてプラズマ中の微粒子の挙動を調べることを将来的な目的である。

## 理論的背景

大きさ 1 μm 程度の微粒子はプラズマ中で, 電子とイオンの流入バランスにより決まる負の電荷を持つ。質量  $m_i$ , 電荷  $q_i$  を持つ  $i$  番目の微粒子が座標  $\mathbf{r}_i$  にあり, 速度  $\mathbf{v}_i$  を持つとき, その運動方程式は次式で与えられる:

$$\mathbf{v}_i = \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} \quad (1)$$

$$m_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = q_i \mathbf{E}(\mathbf{r}_i) + \mathbf{F}_{Eps}(\mathbf{v}_i) \quad (2)$$

ここで

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_i) = -\nabla_i \phi = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N_p} \frac{q_j}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^3} \left( 1 + \frac{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|}{\lambda_D} \right) \exp\left( -\frac{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|}{\lambda_D} \right), \quad (3)$$

$$\phi(\mathbf{r}_i) = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N_p} \frac{q_j}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|} \exp\left(-\frac{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|}{\lambda_D}\right), \quad (4)$$

である。また、Epstein による中性粒子による帯電微粒子のドラッグ力は、次式で与えられる[2-5]:

$$F_{Eps}(\mathbf{v}) = -\sqrt{2\pi} n_n m_n r_d^2 v_{th,n} (\mathbf{v}_d - \mathbf{v}_n) H(s) \propto n_n \propto p_n \quad (5)$$

ただし、

$$H(s) = \frac{1}{s} \left[ \left( s + \frac{1}{2s} \right) \exp(-s^2) + \sqrt{\pi} \left( s^2 + 1 - \frac{1}{4s^2} \right) \text{erf}(s) \right] = \begin{cases} -\frac{8}{3} & (s \ll 1) \\ \frac{7}{4} \sqrt{\pi} \text{erf}(1) + \frac{3}{2} \exp(-1) & (s \approx 1) \\ -s\sqrt{\pi} & (s \gg 1) \end{cases} \quad (6)$$

$$s = \frac{|\mathbf{v}_d - \mathbf{v}_n|}{\sqrt{2} v_{th,n}} \quad (7)$$

である。ここに、 $n_n$ は中性粒子密度、 $v_{th,n}$ は中性粒子の熱速度、 $\mathbf{v}_n$ は中性粒子の速度、 $\mathbf{v}_d$ は微粒子の速度、 $m_n$ は中性粒子の質量、 $r_d$ は微粒子の半径である。中性粒子密度を下げると中性粒子のドラッグ力が小さくなることがわかる。RF放電よりも低いガス圧力でプラズマを生成する直流放電を用いた場合に、より自由な微粒子の運動が実現できることを意味している。

ここでは微粒子は半径  $r_d$  の球形をしており、すべて同じ質量  $m_i = m_d$  と電荷  $q_i = Q$  をもつものとする。微粒子の帯電量  $Q (< 0)$  は

$$Q = 4\pi\epsilon_0 r_d \phi_f \quad (8)$$

で与えられる[6]。ただし、 $\phi_f$  はプラズマの浮遊電位である。微粒子の帯電量は、微粒子の半径とプラズマの浮遊電位によって決まる。

## 実験装置

当初、Fig. 1 のような装置を用いて実験を行おうとしたが、ガスの流れによるドラッグ力によって微粒子を実験領域内に閉じ込めることができなかった。そこで、Fig. 2 (a) に示すガラス管を小型チェンバーに接続して実験を行うこととした。Figure 2 (b) に完成した装置の写真、同じく Fig. 2 (c) に直流放電によってガラス管内にプラズマを生成したときの写真を示す。Figur 2 (c) の写真中、赤熱している部分が熱陰極、ガラス管上半面で紫色がかった発光をしている部分がプラズマである。

実験には、この新しく作成した Fig. 2 の装置を用いた。使用したガスはアルゴンであり、圧力を  $(5.3 \sim 13.3) \times 10^{-2}$  Pa ( $(4 \sim 10) \times 10^{-4}$  Torr) の範囲で変えて用いた。酸化物被覆の熱陰極と接地陽極間に 60 V の電圧をかけ、陰極をジュール加熱して放出された熱電子を加速してプラズマを生成した。

微粒子は、ガラス管を上下に分割するように水平に設置されている擦りガラス上に浮遊させる。擦りガラス下面に取り付けられている圧電ブザーによって吹上げ、擦りガラスに開けられている小さな孔を通して実験領域に供給される。微粒子には直径 5  $\mu\text{m}$  の金コーティングされた球(質量  $1.68 \times 10^{-13}$  kg)を用いた。観測には緑色レーザーを薄い扇状に広げたものを照射し、微粒子による散乱光をフレーム・レート 1/29.97 fps の動画として記録した。

## 実験結果

新しい装置を用いての実験であるため、まず、ラングミュア・プローブを用いてプラズマ中心部にお

けるプラズマ・パラメーターのアルゴン・ガス圧力依存性を計測した。結果を Fig. 3 (a), (b)に示す。圧力の増加と共に電子密度  $n_e$  とプラズマ電位  $\phi_p$  は増加傾向にあり、電子温度  $T_e$  と浮遊電位  $\phi_f$  は減少傾向にあることがわかる。このときの微粒子の帯電量を(7)式を用いて導いたものが Fig. 3 (c) である。アルゴン・ガス圧力の増加と共に帯電量は減少傾向にある。帯電量は  $|Q/e| = 10^4$  であり、RF 放電プラズマ中と同程度である。

中性粒子によるドラッグ力が小さいためか、供給された微粒子は非常に高速で広い範囲を運動することが観測された。実験領域に閉じ込めることのできた微粒子数は RF 放電プラズマ中と同程度を予想していたが、少数にとどまった。閉じ込めることのできた微粒子の軌跡の一例を Fig. 4 に示す。動画の1フレームを取り出したものである。図中の白い部分が、露光時間  $1/29.97$  秒で撮影された微粒子である。軌跡に極端な長短や、同一軌跡と思われるにもかかわらず途中で線が消滅しているものなどが見られるため、微粒子が、薄いシート状のレーザー照射領域から上下方向にはみ出して運動している可能性がある。RF 放電と比べて微粒子の運動が活発であることから、中性粒子によるドラッグ力の大きさが改めて明らかとなった。

## まとめと今後の課題

今回作成したガラスチェンバーに、従来の微粒子プラズマ研究で用いられているものに比べて相対的に大面積の熱陰極直流放電・微粒子プラズマ系を形成することができた。微粒子の帯電量は、 $10^4 |e|$  のオーダーであり、過去の研究結果とほぼ同様であった。閉じ込められた帯電微粒子の特徴として、実験領域中に閉じ込められた帯電微粒子数が少なかったこと、微粒子は非常に速い速度で比較的長距離を運動しているらしいこと、その運動は3次元的ではないかと思われることなどがある。

コンプレック・スプラズマ中での帯電微粒子の運動は、中性粒子密度に大きく依存していると考えられるため、ガス圧力を種々に変え、動画による微粒子の追跡を試みた。放電電流を変えて同様のことを試みた。微粒子の観測に用いたシート状で扇状に拡げられたレーザーの厚みが、微粒子の上下方向への変位に比べて薄すぎると考えられることや、動画のフレーム・レートが  $1/29.97$  fps であり、微粒子の追跡には十分な速さではなかったことなどでデータ化するには至らなかった。レーザー・シートの厚みを増すことと高速度カメラ (最低でも 300 fps は必要だと思われる) を使用し、できるだけ長時間 (最短でも 30 sec. 程度か) にわたって微粒子を追跡することが必要であると考えられる。

今後の課題として、実験領域における微粒子数をさらに増やすこと、今回観測されたような微粒子の運動の駆動力は何かなどを明らかにする必要がある。

## 謝辞

ガラス管の取り付けのためのフランジ設計や取り付けに際して、宇宙科学研究所の阿部琢美先生、ならびに山本育男様には大変お世話になりました。この場をお借りして御礼申し上げます。

## 参考文献

- [1] Y. Nakamura and O. Ishihara, Rev. Sci. Instrum. **79**, 033504 (2008).
- [2] P. K. Shukla and A. A. Mamun, Introduction to Dusty Plasma Physics (IoP Pub., UK, 2002) chap. 3, §3.2.3, pp. 76-80.
- [3] P. S. Epstein, Phys. Rev. **23**, 710 (1924).
- [4] E. Thomas, Jr. and J. Williams, Phys. Rev. Lett. **95**, 055001 (2005).

- [5] W. E. Amatucci, D. N. Walker, G. Gatling, and E. E. Scime, Phys. Plasmas **11**, 2097 (2004).  
 [6] 高村修一, J. Fusion Res. **78**, 295 (2002).

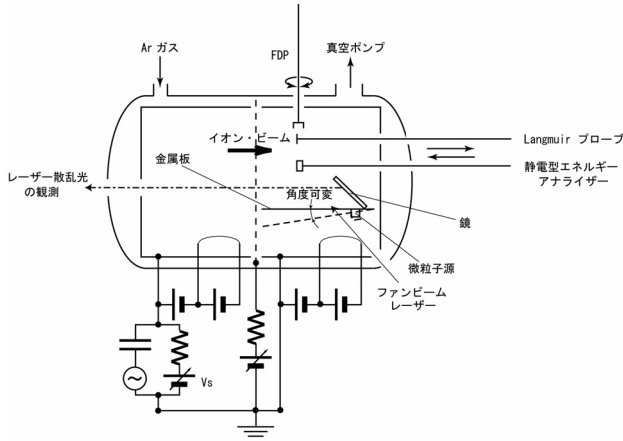


Fig. 1 当初計画の実験装置の概念図.

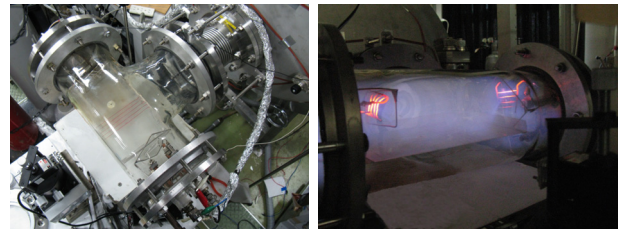
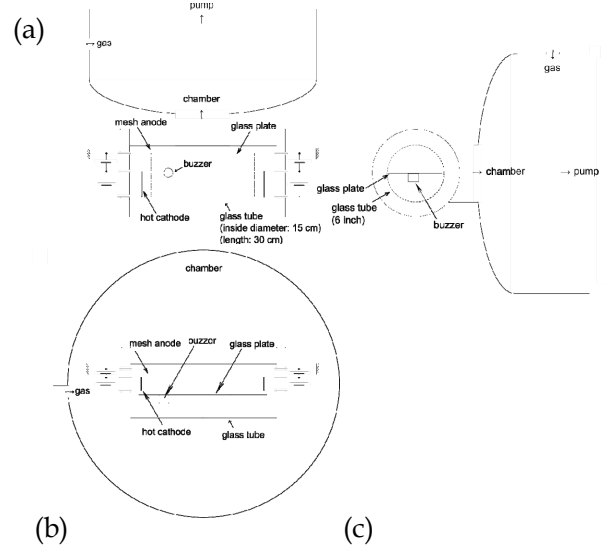


Fig. 2 実際に作成した実験装置の三面図(a)とその写真(b), 及び, アルゴン・プラズマを生成した状態(c).

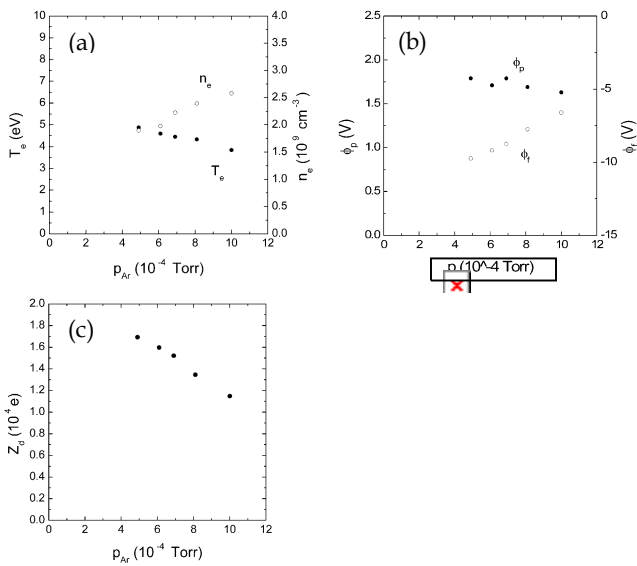


Fig. 3 電子温度と電子密度 (a), プラズマ電位と浮遊電位 (b), 微粒子の帯電量 (c) それぞれの, ガス圧力依存性..

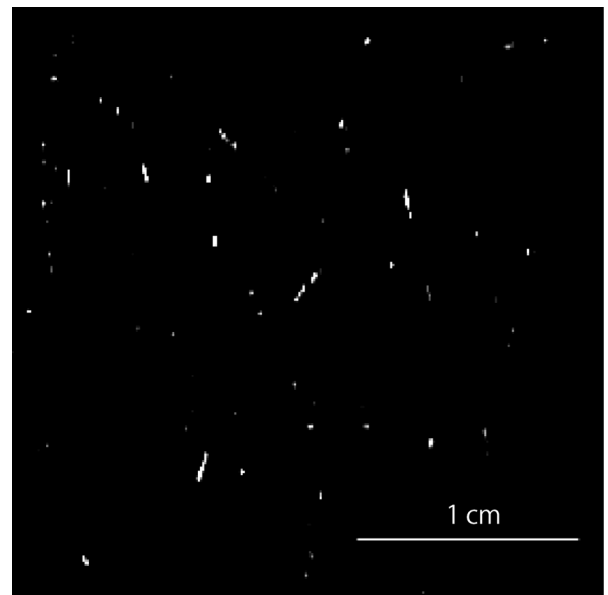


Fig. 4 微粒子の軌跡の一例.