

直流放電プラズマ中における帯電微粒子の相互作用 II

宇都宮大・院工 齋藤和史
横浜国大・院工 中村良治

背景と目的

微粒子プラズマは、プラズマ中に直径が数 μm 程度の帯電微粒子を含む複合プラズマ系で、しばしばコンプレックス・プラズマと呼ばれる。コンプレックス・プラズマは、ミクロなスケールからマクロなスケールで広く観測されている。そこでは帯電した微粒子が結晶構造を作って固体的に振る舞ったり、あるいは気体のようにプラズマ中を自由に飛び交っていたりする。我々も、これまでに微粒子プラズマ流中における bow 衝撃波形成実験[1]などを行っている。個々の微粒子はレーザーの散乱光を用いるなどすると視覚化することが可能であるため、固相・液相・気相それぞれにおける微粒子の運動や、それらの間の相転移を視覚的に捕えることが可能である。

我々は昨年度から酸化熱陰極を用いた直流放電プラズマ中における帯電微粒子の挙動について研究を行ってきた[2]。微粒子プラズマの実験的研究では、多くの場合、ガス圧が数～数百 Pa の rf 放電プラズマが用いられている。本研究のように直流放電を用いる場合、rf 放電に比べて相対的に低い圧力(10^{-2} ～ 10^{-1} Pa 程度)でプラズマを生成することになる。プラズマ中の微粒子に働く力にはいろいろあるが、ガス圧と最も関係した力で典型的なものは、中性粒子によるドラッグ力である：

$$F_{eps} = -\sqrt{2\pi} n_n m_n r_d^2 v_{thn} (\mathbf{v}_d - \mathbf{v}_n) H(s) \quad (1)$$

$$H(s) = \frac{1}{s} \left(s + \frac{1}{2s} \right) \exp(-s^2) + \sqrt{\pi} \left(s^2 + 1 - \frac{1}{4s^2} \right) \text{erf}(-1) \quad (2)$$

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

$$s = \frac{|\mathbf{v}_d - \mathbf{v}_n|}{\sqrt{2} v_{thn}} \quad (4)$$

ただし、 n_d は中性粒子密度、 m_n は中性粒子の質量、 r_d は微粒子半径、 v_{thn} は中性粒子の熱速度の大きさ、 \mathbf{v}_d は微粒子の速度、 \mathbf{v}_n は中性粒子の速度、 $\text{erf}(\cdot)$ は誤差関数である[3, 4, 5]。式(1)から明らかなように、中性粒子によるドラッグ力は中性粒子の密度と温度(の平方根)に依存している。中性粒子の温度は通常、室温であるとみなしてよいため、実際には中性粒子密度に比例していると考えてよい。ガス圧が大きく(小さく)なれば大きく(小さく)なる。直流放電プラズマ中では rf 放電に比べて中性粒子によるドラッグ力が 1 桁程度以上小さい。昨年度の研究によって、このような条件下では微粒子が非常に活発にプラズマ中を飛び交い、その速度分布関数から評価した微粒子の温度が数十 eV もの高温であるという結果が得られている[2, 6]。

そこで本研究では、直流放電中で微粒子が高温となっている物理的原因、特にそのエネルギー源がなんであるのかを明らかにするための第一歩として、イオン飽和電流の揺動を

調べる。

実験装置と実験結果

実験は昨年度と同様に、宇宙研の小型スペース・チェンバーにガラス管(内径 15 cm, 長さ 30 cm)を取り付けて行う。プラズマはガラス管両端部に取り付けた酸化熱陰極と、その前面におかれた金属メッシュ陽極間の直流放電によって生成する。に、放電電圧は 30 V とし、アルゴン・ガスを圧力 $1 \leq p \leq 8$ [mTorr] で用いる。放電電流は 30 mA で一定とした。

ガラス管内部に、長さ約 20 cm, 幅 15 cm の擦りガラス板を水平に設置し、その表面に形成される遷移シース(ガラス板表面から 8~10 mm)に微粒子を浮遊させて実験を行う。用いた微粒子は、直径 9.8 μm の酸化ケイ素球である。微粒子は、擦りガラス下部に取り付けられた圧電ブザーに通電することによってプラズマ中に供給される。個々の微粒子は、装置の側面から薄く扇状に水平に拡げた緑色レーザー光で照射され、その散乱光として可視化される。散乱光は、真空容器の外に内部を俯瞰するように取り付けられたカメラによって記録される。場合によっては、カメラを側面に取り付け、レーザー光の厚みの中ではあるが微粒子の高さ方向の運動を記録することも可能である。

微粒子の温度 T_d は、画像記録からそれぞれの圧力における微粒子の速さの分布を求め、「3次元」の Maxwell 分布[7]

$$g(v) = A \left(\frac{m_d}{2\pi k_B T_d} \right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{v^2}{v_{th}^2}\right) \quad (5)$$

によるフィッティングを行って見積もる。得られた微粒子温度は、いずれも 100 eV 程度という、非常に高い値を示している[2]。

真空容器中には直径 4 mm の平板プローブが挿入されている。このプローブに負電圧を印加してイオン飽和電流を計測する。このイオン飽和電流を FFT (Fast Fourier Transform) によって周波数スペクトルに変換する。得られたスペクトルの典型例を Fig. 2 に示す。

議論

高い圧力では、シース電場と重力が釣り合う高さの遷移シース中に、比較的静かに浮揚している微粒子は、圧力が低くなるにつれて活発に飛び交うようになるが、それは、このシース電場と重力が釣り合った高さの面内での運動を基本としており、高さ方向には、少なくとも現状においては高々数 mm 程度の厚みの中で動くだけのように見える。ただし、微粒子の高さ方向の運動については、レーザーの照射高さを変えるなどしてより詳細に調べる必要がある。

昨年度の研究で、微粒子の異常高温を説明するために、Vaulina らによる微粒子の帯電量の時間変化に基づくモデルを検討した[8]。そのモデルによれば、最終的には微粒子温度 T_d は次式で表される：

$$k_B T_f = \frac{1}{2} m_d \langle v_d^2(t) \rangle_{t \rightarrow \infty} \sim \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{\bar{Z}_d^4 e^4 \alpha^2}{2 m_d l_d^4} \frac{1}{\xi} \quad (6)$$

ただし、 $\xi = \frac{\eta(\eta+\beta)}{\alpha^2}$, $\alpha = \sqrt{(1+\tau z)/z(1+\tau+\tau z)}$, $\beta = ae^2 n_i v_0 (1+\tau+\tau z)/4\epsilon_0 k_B T_e$, 無次元帯電量 $z = -Z_d e^2/4\pi\epsilon_0 a k_B T_e (> 0)$, エネルギーの比 $\tau = k_B T_e/(m_i v_0^2/2)$ であ

る。本研究及びその関連研究におけるプラズマ・パラメータ ($n_i = 3 \times 10^{15} \text{ [m}^{-3}\text{]}$, $T_e = 3 \text{ [eV]}$, $|\bar{Z}_d| = 5 \times 10^4$) を代入すれば、中性粒子の圧力 p と微粒子間隔 l_d の関数

$$T_f \sim \frac{0.13}{p(4.63 p + 6.74 \times 10^4) \times 10^8 l_d^4} \text{ [eV]} \quad (7)$$

として表すことができる[2]。この結果は、実験で得られた微粒子温度より一桁程度小さい温度しか与えないが、微粒子間隔に強く依存しているため、より微粒子密度を高めた微粒子プラズマ系を形成して実験を行って再度検討を行う必要もあると考えられるが、微粒子密度を上げることが困難で、今年度も成功していない。

そこで、取り得ず微粒子の密度を上げることから一先ず離れ、微粒子のプラズマ周波数に着目した。微粒子のプラズマ周波数は数 Hz 程度であるので、プラズマにそのような低周波の振動がないのかを確かめる。共鳴加熱的な効果の有無を調べるためである。しかしながら、イオン飽和電流から得られた周波数スペクトルにはそのような低周波領域に目立ったピークはなく、圧力依存性もほとんど見られない。微粒子の異常高温はイオンの振動によるものではないと考えられる。

まとめと今後の課題

10^{-3} Torr 台の圧力領域で生成する直流放電プラズマ中において微粒子プラズマ系を形成し、その系における微粒子の異常高温(数十 eV)のエネルギー源を明らかにする試みの第一歩としてイオン飽和電流を周波数スペクトルに変換し、その圧力依存性を調べた。スペクトルには明瞭な圧力依存性が見られなかったため、プラズマの密度揺動は異常高温微粒子のエネルギー源とは考えにくいのではないかとと思われる。

今後の課題として、微粒子の帯電量は浮遊電位に依存しているため、浮遊電位の時間変化を調べる必要がある。また今年度は巧く行かなかったが、微粒子密度を増加させ、Vaulinaらの理論とのより定量的な比較をする必要があると考えられる。さらには、微粒子の高さ方向への運動をより詳細に調べ、3次元的に速度分布を再構成する必要がある。

謝辞等

本研究は、平成 24 年度科学研究費補助金 (挑戦的萌芽研究: 24654188, 基盤研究(A): 24244094001) によって部分的にサポートしていただいている。

コンプレックス・プラズマのみならず、広くプラズマ物理学を理論面からリードされてきた Ruhr-University Bochum の P. K. Shukla 教授が 2013 年 1 月 26 日に急逝されました。心から御冥福をお祈りいたします。

参考文献

- [1] Y. Saitou, Y. Nakamura, T. Kamimura, and O. Ishihara, Phys. Rev. Lett. **108**, 065004 (2012).
- [2] 齋藤和史, 中村良治, スペースプラズマ研究会報告書, (2012).
- [3] P. Epstein, Phys. Rev. **23**, 710 (1924).
- [4] P. K. Shukla and A. A. Mamun, *INTRODUCTION TO DUSTY PLASMA PHYSICS* (IOP, London, 2002) chap. 3, pp. 78-80.

- [5] M.J. Bains, I. P. Williams, and A. S. Asebiono, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **130**, 63 (1965).
- [6] 例えば J. D. Williams *et al.*, *Phys. Plasmas* **13**, 063509 (2006); R. A. Quinn *et al.*, *Phys. Plasmas* **7**, 3904 (2000); R. Ichiki *et al.*, *Phys. Rev. E* **70**, 0664404 (2004); A. Melzer *et al.*, *Phys. Rev. E* **53**, 2757 (1996); and G. Joyce *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 095006 (2002). など
- [7] F. F. Chen, *INTRODUCTION TO PLASMA PHYSICS AND CONTROLLED FUSION* vol. 1 (Plenum, New York, 1984) chap. 7, p. 229.
- [8] O. S. Vulina, S. A. Khrapak, A. P. Nefedov, and O. F. Petrov, *Phys. Rev. E* **60**, 5959 (1999).

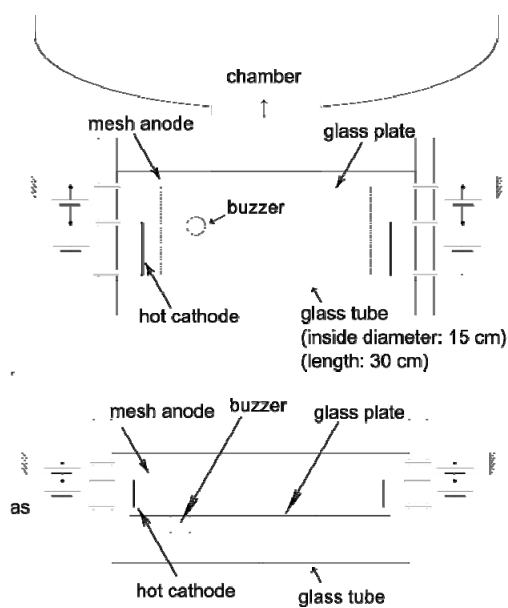


Fig. 1 実験装置の概念図. 上面図(上)と正面図(下).

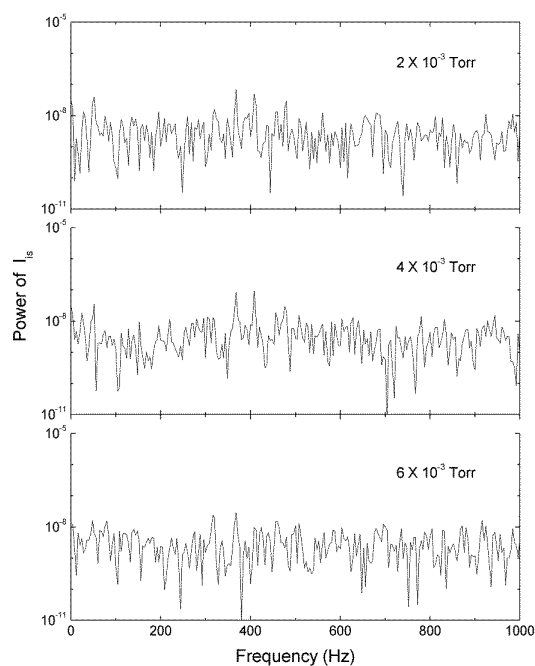


Fig. 2 イオン飽和電流のスペクトル