

## 科学研究費助成事業 研究成果報告書

平成 28 年 6 月 8 日現在

機関番号：82645

研究種目：挑戦的萌芽研究

研究期間：2013～2015

課題番号：25610174

研究課題名(和文)自発形成するクーロン結晶における粒子温度と結晶欠陥に関する研究

研究課題名(英文)Study on Particle Temperatures and Defects in Self-Organized Coulomb Crystals

研究代表者

足立 聡 (ADACHI, Satoshi)

国立研究開発法人宇宙航空研究開発機構・宇宙科学研究所・准教授

研究者番号：80358746

交付決定額(研究期間全体)：(直接経費) 2,700,000円

研究成果の概要(和文)：粒子の速度分布とクーロン結晶中の波の伝播の2つの方法でクーロン結晶中の粒子の温度を算出したところ、室温の数倍以上の温度となることが分かった。波の分散関係から、イオン温度は従来から言われている室温程度であることが確認できた。粒子へのエネルギー供給源は自身は空間電位よりも低い電位を持っていることから、イオンは粒子に加速されて突入する。このため、イオンの平均エネルギーは室温の数倍程度まで増大する。従って、数 eV の電子のみならずイオンもエネルギー供給源であることが分かった。新チャンバーではポテンシャル分布がほぼ平坦と期待される結果を得ることができ、ボイドの抑制に向けたデータを蓄積できた。

研究成果の概要(英文)：From velocity distribution of particle motion and wave propagation in the Coulomb crystal, it is found that particle temperature is several times higher than the room temperature. From the dispersion relation of the dust lattice wave (DLW), the ion temperature is obtained and is close to the room temperature. In order to investigate power sources of particle acceleration, the ion energy is estimated by considering ion acceleration caused by the negative potential on the particle surface. The potential profile is obtained by solving the Poisson equation. Thus the ion energy is obtained to be several times higher than the room temperature. Although the electron energy is still higher than the ion energy, the ion energy should be an important power source. A new plasma chamber is developed to suppress a void formation. The shape of Coulomb cloud suggests that the potential profile is much flat as expected. This result will be used for development of a next-generation apparatus.

研究分野：プラズマ物理、結晶成長工学

キーワード：微粒子プラズマ クーロン結晶 粒子温度 イオン温度

### 1. 研究開始当初の背景

プラズマ中の微粒子が固相（クーロン結晶）を自発形成するメカニズムは十分には理解されていない。そのため、粒子を閉じ込めるための補助電極、壁、溝を用いる研究者がほとんどである。研究代表者らは、補助電極が無くてもクーロン結晶形成が可能であるのかを明らかにし、クーロン結晶形成メカニズムを理解することを最終目標としている。

補助電極等の粒子閉じ込め機構を用いずとも、クーロン結晶自身が閉じ込め電位を自発形成するとの研究がある<sup>1)</sup>。あるいは、いくつかの種類の引力が存在するとの報告がある<sup>2, 3)</sup>。そこで、研究代表者らは平坦な電極を用いた装置を製作し、クーロン結晶形成実験を行った。その結果、粒子閉じ込めを積極的に行わなくても、クーロン結晶が形成可能であることを確認した<sup>4)</sup>。

クーロン結晶の形成メカニズムを十分に理解するためには、クーロン結晶のヘルムホルツ自由エネルギーを把握する必要がある。その第一段階として、粒子温度、イオン温度を求める必要がある。

粒子温度を求めるには、伝統的に速度分布関数を用いる方法が主流であるが、この方法では、高い空間分解能が必要となる。そこで、二体分布関数を用いる方法を適用することにした。しかし二体分布関数は、結晶欠陥の影響を受ける可能性があるため、結晶欠陥の低減が必要となる。そこで、粒子を少量ずつ投入し、欠陥の低減を図ることにした。

### 2. 研究の目的

クーロン結晶は斥力系と考えられており、補助電極、壁、溝といった障壁が無い場合の自発形成メカニズムの理解は容易ではない。そのための第一段階として、クーロン結晶の状態を表す主要パラメータのうち、粒子温度を明確にすることを目的とする。粒子は室温程度のエネルギーであるという説があり、かつこの説は自然な仮説とも言える。しかし、研究代表者らの実験では、粒子は室温の数倍～10倍程度のエネルギーを持つとの結果が得られている。そこで本研究では、二体分布関数を用いた新しい粒子温度計測法に取り組む。二体分布関数法は、結晶欠陥の影響を受けやすい可能性があるため、欠陥低減を試みる。さらには、粒子へのエネルギー供給源について検討を行い、長年議論が続く粒子温度について決着を図る。

### 3. 研究の方法

本研究では、プラズマ生成法として、真空チャンバー内に直径10 cmの2枚の平行平板型電極を設置し、それぞれの電極の表面に沿うように2ヶ所のフィーダーから高周波電流を流す方式を採用した。高周波電流の位相は逆相とした。このような高周波印可方式は、核融合プラズマ閉じ込め装置における Nagoya Type III アンテナと同様のものでは

るが、本装置には磁場が無いいため、例えば Alfvén wave といった波を励起することはできない。しかし、電極表面に沿って電流を流すことにより、プラズマ密度の半径方向分布をより平坦にできることを期待している。また、使用した 13.56 MHz の高周波の波長に比べて 10 cm は十分に短いため、電極上の電位分布はほぼ解消され、その結果、プラズマの電位分布もより平坦になることも期待している。

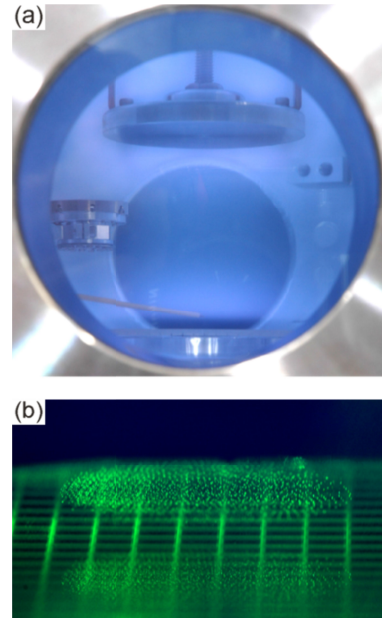


図1 (a)観察窓から撮影した実験装置内部、(b)本装置で得られたクーロン結晶

本研究の後期には、図1の装置の設計思想を受け継いだ小型のプラズマチャンバーを開発した。小型化の理由は、壁の影響を調べるため、およびクーロン結晶（または液相状のクーロンクラウド）の厚みを増した際に粒子が存在しないボイド領域を低減できるかを調べるためである。

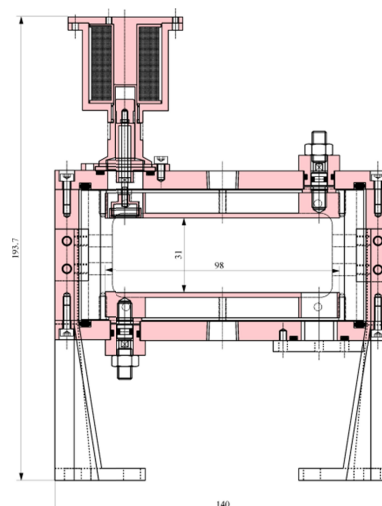


図2 新開発の小型プラズマチャンバー

両方の装置を区別するために、以下では図1の装置を大型、図2の装置を小型と呼ぶ。大型には計測装置としてシングルプローブを設置し、電子密度、電位、電子温度を測定する。プローブには溶接ベローズが取り付けられている。溶接ベローズにより、シングルプローブを傾斜させることができる。これにより、電極周囲に形成される遮蔽領域の近傍までプローブチップを近づけることができる。

粒子温度を求めるためには、

$$k_B T = m \langle (\Delta x)^2 \rangle \sum_n \omega_n^2 \quad (1)$$

を用いる。ここで、 $\langle (\Delta x)^2 \rangle$  は平均二乗変位 (Mean Square Displacement, MSD) であり、MSD を求めるために二体分布関数を用いる。しかし、二体分布関数には、粒子の運動エネルギー以外に、結晶欠陥による格子点からの位置ずれの影響も現れる。従って、低欠陥のクーロン結晶を得るための新しい手法の開発も進める必要があると当初考えていた。しかし4.で述べるように、改良された方法により結晶欠陥の影響は排除された。そのため、結晶欠陥低減の重要性、優先度は低下した。これに伴い、ボイド抑制等の他の重要課題に注力することとした。

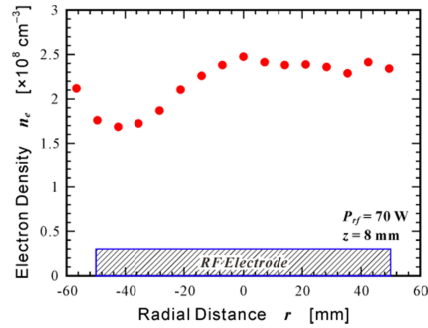
#### 4. 研究成果

初めにプローブ計測の結果を図3に示す。図3(a)が電子密度分布、3(b)が電子温度分布、3(c)が電位分布である。測定位置は下部電極表面から上方に8 mmの位置である。これは、電極周囲に形成された遮蔽領域の境界付近の位置であり、かつ粒子が浮遊・保持される領域の近傍である。

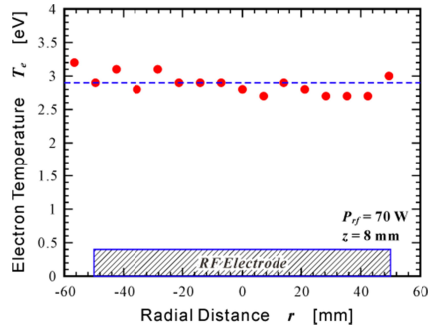
図において、特に注目すべき結果は図3(c)の電位分布である。電極中心部付近の直径60 mm以上の領域においてほぼ平坦となっている。その領域よりも外側では緩やかに電位が上昇している。このような電位分布の場合、通常は負に帯電する微粒子をプラズマ電位で閉じ込めることはできず、むしろ系から排除する方向に作用する。にもかかわらず、クーロン結晶が形成・維持されるということは、前述の自らが自らを閉じ込める電位 (Self-confinement potential) を局所的に形成するか、別の作用が存在することを示唆している。これはクーロン結晶形成メカニズムの根幹であるが、結論に至るには、様々なパラメータを知っておく必要がある。そこで、第一段階として粒子温度を調べた。

粒子温度は、多くの場合、速度分布関数を用いて求められており、かつ室温よりも数倍~10倍程度大きな値となることが多い。速度分布関数を得るためには、統計的な分布を得るための多数の粒子の運動を、高い空間分解能で追跡する必要がある。しかし多数の粒子を追跡するには観察倍率を下げる必要があることから、これらの要求は相反するもので

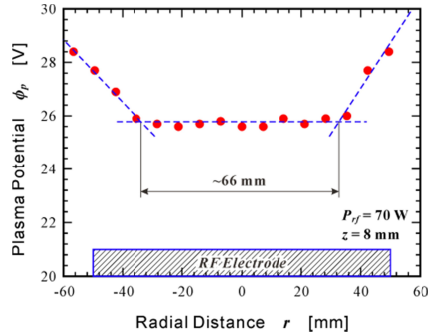
ある。このため、粒子温度の精度はあまり良くない。そこで、別の方法である二体分布関数を用いて粒子温度を求める方法の確立を目指した。



(a) 電子密度分布



(b) 電子温度分布



(c) 電位分布

図3 プローブ計測結果

各粒子はクーロン相互作用を通じて、デバイモデル的に振る舞っていると仮定すると、粒子温度は式(1)のように記述される。 $\omega_n$  はクーロン結晶内で伝播している波の周波数である。ここで問題となるのが  $\langle (\Delta x)^2 \rangle$  である。これを全周波数で平均的な値と考え、MSDを用いることを研究開始当初は考えた。しかし、MSDには格子振動以外に欠陥の影響も含まれる。このため、精度を上げるためには、欠陥の低減を図る必要がある。さらに、 $\omega_n$  を求めるためには、粒子の運動を長時間追跡し、フーリエ変換を行う必要がある点を考慮し、MSDではなく、各周波数における振幅を用いれば二体分布を用いる必要が無いはずである。従って、式(1)を

$$k_B T = m \sum_n a_n^2 \omega_n^2 \quad (2)$$

のように書き換えることにした。但し、 $a_n$  は

周波数  $\omega_n$  における振幅である。周波数を求めるには、まず粒子位置を検出し、次に位置の時間変化を追跡することになる。図 4 に 17 秒以上にわたって粒子座標を追跡した代表的な結果を示す。なお、クーロン結晶全体がドリフトしている等により発生する粒子座標のトレンドを除去済みである。この処理により、格子点を中心とした振動成分のみを抽出しているはずである。

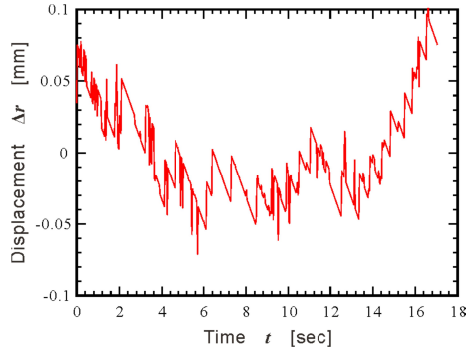
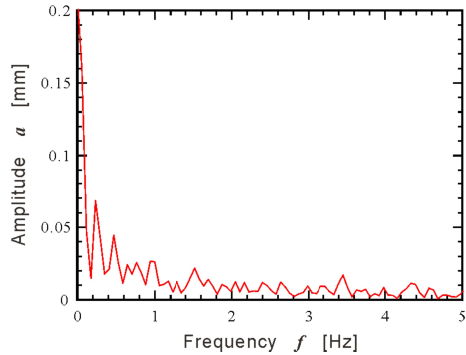
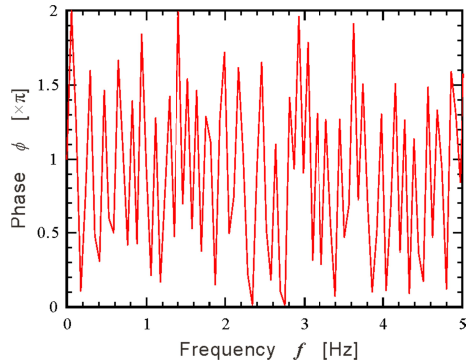


図 4 粒子の位置の時間変化

図 4 のデータをフーリエ変換した結果が図 5 である。図 5(a) が振幅、図 5(b) が位相である。



(a) 振幅



(b) 位相

図 5 フーリエ変換結果

隣接する粒子間での位相変化を調べることで、クーロン結晶中を伝播する波を得ることができる。その代表的な結果を図 6 に示す。この時の波の波長は 3.6 mm、周波数は 4.8 rad/s であった。

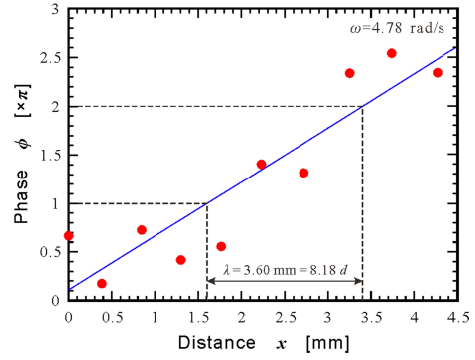


図 6 クーロン結晶中を伝播する波

伝播する波は 1 種類ではない。できる限り多くの波を検出し、分散関係としてまとめたものが図 7 である。この波は Dust Lattice Wave (DLW) と呼ばれ、理論的には式 (3)–(6) のように分散関係が記述される。

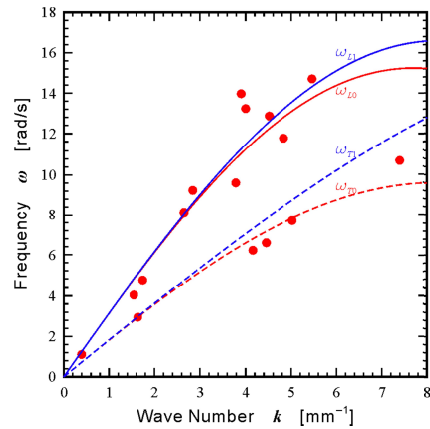


図 7 クーロン結晶中を伝播する波

$$\omega_{L0}^2 = \beta(a) \left\{ 2 \sin^2 \left( \frac{k a}{2} \right) + \sin^2 \left( \frac{k a}{4} \right) \right\} \quad (3)$$

$$\omega_{T0}^2 = \beta(a) \sin^2 \left( \frac{\sqrt{3} k a}{4} \right) \quad (4)$$

$$\omega_{L1}^2 = 3 \beta(a) \sin^2 \left( \frac{\sqrt{3} k a}{4} \right) \quad (5)$$

$$\omega_{T1}^2 = 3 \beta(a) \sin^2 \left( \frac{k a}{4} \right) \quad (6)$$

ここで、 $\omega_{L0}$ 、 $\omega_{T0}$  は主軸に対して平行方向に伝播する横波と縦波であり、 $\omega_{L1}$ 、 $\omega_{T1}$  は主軸に対して垂直方向に伝播する横波と縦波である。また、

$$\beta(x) = \frac{Q_d^2}{4 \pi \epsilon_0 m_d x^3} \exp(-k_D x) \left( 2 + 2 k_D x + k_D^2 x^2 \right) \quad (7)$$

$$k_D^2 = \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 k_B T_e} + \frac{e^2 n_i}{\epsilon_0 k_B T_i} \quad (8)$$

である。実験データを良く説明できるイオン

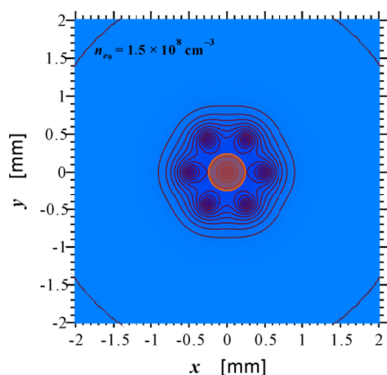


温度を探索した結果、図6の実線と破線を得た。この時のイオン温度は

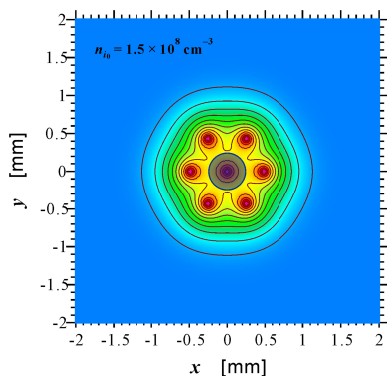
$$T_i = 0.021 \text{ eV} \quad (9)$$

であった。室温は 0.026 eV であるから、両者はよく一致していることが分かった。即ち、イオン温度は以前から言われているとおり、室温程度であることが確認できた。一方、粒子温度は式(2)を用いて 0.26 eV を得た。この値は、室温よりも 10 倍高い温度である。この点もこれまでしばしば言われてきた粒子温度は室温よりも高いという指摘を裏付ける結果となった。

ここで問題となるのが、粒子へのエネルギー供給源である。数 eV ある電子がエネルギー供給源と考えがちであるが、電子の質量は粒子のみならずイオンと比べても圧倒的に小さいので、供給源としては直観的にはかなり非効率である。そこで、一つの粒子に着目し、その粒子の周囲を6個の粒子が取り囲んだモデル系を考えた。このような粒子配置は、地上の実験で最も頻繁に観察される。この時の中心の粒子における平均的なイオンと電子のエネルギーを求める。計算ではポアソン方程式を解き、密度分布を求めた。その結果を図8に示す。



(a) 電子密度分布



(b) イオン密度分布

図8 クーロン結晶中を伝播する波

これらの分布から、中心の粒子周辺の平均的な電子およびイオンの密度を算出したところ、それぞれ  $1.7 \times 10^9$ 、 $2.5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$  を得た。粒子は負に帯電しているため、プラズマ電位との電位差によりイオンは加速され、あるいは

電子は減速される。そのため、電子とイオン密度は等しくならない。その結果、電子とイオンの平均的なエネルギーは、それぞれ 3.4 eV、0.10 eV となった。従って、粒子の負電位によりイオンは加速されたとはいえ、電子も低エネルギー成分がカットされたため、電子の平均エネルギーも上昇した。このことから、粒子へのエネルギー供給源は主として電子が担っていると推測される。

欠陥低減の重要性が研究開始当初よりも低下したが、クーロン結晶成長の制御およびポイド低減についての重要性は変わらない。そこで、精密メッシュを用いた粒子投入装置を製作すると共に、図2に示した小型プラズマチャンバーを製作した。この装置では、大型チャンバーと同じ給電方式を採用していることから、電位分布は図3(c)と同様となることを期待している。但し、小型にした場合、壁の影響が顕在化し、完全には平坦にならない可能性がある。また、微小重力下で顕在化する、粒子が存在しない領域であるポイドの問題についても本小型チャンバーを用いて取り組む。ポイドは電位分布と電位分布によって引き起こされる半径方向へのイオン流によって引き起こされると考えられている。定量的な検討を行うためには、密度や電位の値が必要になるため、プローブ計測用の壁を製作したが、予想していたよりも高価になったため、本研究の期間内には完成に至らなかった。しかし、粒子の水平方向分布は電位分布を反映するので、粒子が水平方向に平坦に整列すれば、電位分布もほぼ平坦となることが分かる。このため、精密メッシュを用いたクーロン結晶形成実験を進めることとした。なお、粒子が水平方向に平坦に整列した場合、ポイドは著しく低減されるはずであるが、地上では重力の影響によってポイドの有無は明確には分からない。

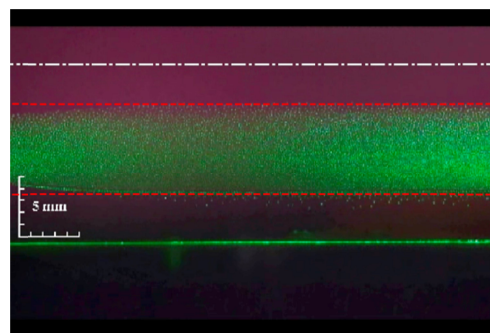


図9 小型チャンバーで得られたクーロン結晶

図9に小型チャンバーで得られた代表的なクーロン結晶のスナップショットを示す。図には二本の水平の破線が示されており、これらの破線は、図においてクーロン結晶の左右方向の中心におけるクーロン結晶の境界に合致するよう引かれたものである。図から分かるように、広い範囲にわたってクーロン結晶境界と破線は良い一致を示しており、クー

ロン結晶端部に近づくと、徐々に破線から離れていく。このことは、中心部付近での平坦な電位分布を示唆するものであり、ポイドの抑制の可能性を示している。ポイドは、微小重力実験でしか実現できないと考えている荷電粒子系における臨界点といった新しい物理現象の観察を大きく妨げる。本研究を進展させることにより、これまでは実現できなかった新しい実験を将来実現できるようになるであろう。

### 引用文献

- 1) H. Totsuji, T. Ogawa, C. Totsuji, and K. Tsuruta, Phys. Rev. E **72**, 036406 (2005).
- 2) S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, and H. M. Thomas, Phys. Rev. E **66**, 046414 (2002).
- 3) A. M. Ignatov, Plasma Phys. Rep. **22**, 585 (1996).
- 4) S. Adachi, H. Totsuji, K. Takahashi, Y. Hayashi, and M. Takayanagi, J. Phys. Conf. Ser. **327**, 012043 (2011).

### 5. 主な発表論文等

(研究代表者、研究分担者及び連携研究者には下線)

〔雑誌論文〕(計1件)

S. Adachi, H. Totsuji, K. Takahashi, Temperature Measurement of Coulomb Crystal in Complex Plasmas, Trans. JSASS Aerospace Tech, Japan, 査読有, Vol. 12, No. ists29, 2014, pp. Ph\_7-Ph\_11.

〔学会発表〕(計5件)

S. Adachi, K. Takahashi, H. Totsuji, Experimental Investigation of New Apparatus for Complex Plasmas Experiments in Microgravity, 6th Int. Symp. Phys. Sci. Space, September 2015, Doshisha Univ. (Kyoto, Japan).

S. Adachi, H. Totsuji, K. Takahashi, Comparisons of Particle Energy Estimated from Different Methods in Complex Plasmas, 30th Int. Symp. Space Technol. Sci., July 2015, Kobe Int. Conf. Center (Kobe, Japan).

足立 聡, 東辻浩夫, 高橋和生, 微小重力実験用小型ダストプラズマ実験装置の実験的研究, 日本マイクロ重力応用学会第28回学術講演会, 2014年11月, イーグレひめじ(兵庫県・姫路市).

足立 聡, 東辻浩夫, 高橋和生, ダストプラズマにおける粒子の運動, 日本マイクロ重力応用学会第27回学術講演会, 2013年11月, 芝浦工業大学(東京都・江東区).

S. Adachi, H. Totsuji, K. Takahashi,

Temperature Measurement of Coulomb Crystal in Complex Plasmas, 29th Int. Symp. Space Technol. Sci., June 2013, Nagoya Congress Center (Nagoya, Japan).

〔図書〕(計1件)

S. Adachi, K. Takahashi, H. Totsuji, Japan Aerospace Exploration Agency, Results on International Collaboration of Complex Plasmas in Microgravity and on Earth by Use of PK-3 Plus Facility, JAXA-RR-014-012E, 2015, pp. 1-6.

### 6. 研究組織

(1)研究代表者

足立 聡 (ADACHI, Satoshi)

国立研究開発法人宇宙航空研究開発機構・宇宙科学研究所・准教授

研究者番号：80358746

(2)連携研究者

岡田 純平 (OKADA, Junpei)

東北大学・金属材料研究所・准教授

研究者番号：90373282