

Oral presentation | 8 Plasma Electronics : 8.1 Plasma production and diagnostics

📅 Fri. Sep 20, 2024 9:00 AM - 12:00 PM JST | Fri. Sep 20, 2024 12:00 AM - 3:00 AM UTC 🏢 A32 (TOKI MESSE 3F)

[20a-A32-1~11] 8.1 Plasma production and diagnostics

Keigo Takeda(Meijo Univ.), Tsuyohito Ito(Univ. of Tokyo)

🎯 Presentation by Applicant for JSAP Young Scientists Presentation Award

9:00 AM - 9:15 AM JST | 12:00 AM - 12:15 AM UTC

[20a-A32-1]

Measurement of the Velocity Distribution Function of Hydrogen Atoms Emitted from ECR Plasma Using Doppler Spectroscopy

○(M2)Yuya Inokuchi¹, Motoi Wada¹, Toshiro Kasuya¹ (1.Doshisha Univ.)

9:15 AM - 9:30 AM JST | 12:15 AM - 12:30 AM UTC

[20a-A32-2]

Reconstruction of Inhomogeneous Plasma Emission Using Multi-Directional Images

○Haruka Suzuki^{1,2}, Ryota Izumi¹, Manabu Kyuzo¹, Hirotaka Toyoda^{1,2,3} (1.Nagoya Univ., 2.cLPS, Nagoya Univ., 3.NIFS)

9:30 AM - 9:45 AM JST | 12:30 AM - 12:45 AM UTC

[20a-A32-3]

Effect of magnet arrangement on RF ring-shaped magnetized sputtering plasmas production using facing cylindrical targets

○Bunta Kondo¹, Yasunori Otsu¹ (1.Saga University)

9:45 AM - 10:00 AM JST | 12:45 AM - 1:00 AM UTC

[20a-A32-4]

Spatial distribution of radio-frequency magnetron plasma with PFA target for hydrophobic film preparation

○Ryohei Kuno¹, Yasunori Ohtsu¹, Takeshi Yasunaga², Yasuyuki Ikegami³ (1.Saga Univ, 2.OECU, 3.Saga Univ. IOES)

🎯 Presentation by Applicant for JSAP Young Scientists Presentation Award

10:00 AM - 10:15 AM JST | 1:00 AM - 1:15 AM UTC

[20a-A32-5]

Positional distribution diagnosis of electron temperature, electron density, and EEDF of CF₄/O₂/Ar plasma based on tomographic optical emission spectroscopic measurement and argon collisional-radiative model

○(DC)Yuya Yamashita^{1,2}, Kenta Doi³, Tetsuji Kiyota³, Yuchen Ye¹, Kazuki Shimatani¹, Wentao He¹, Hinata Hanyu¹, Wataru Kikuchi¹, Ayaki Sakurai¹, Atsushi Nezu¹, Hiroshi Akatsuka¹ (1.Tokyo Tech, 2.JSPS DC, 3.ULVAC)

10:15 AM - 10:30 AM JST | 1:15 AM - 1:30 AM UTC

[20a-A32-6]

Influence of Ambient Temperature on Emission Spectrum and Temperature Distribution of Arc Plasma above Molten Iron

○Hitoshi Muneoka¹, Takahide Gunji¹, Tsuyohito Ito¹, Kazuo Terashima¹ (1.The Univ. of Tokyo)

10:45 AM - 11:00 AM JST | 1:45 AM - 2:00 AM UTC

[20a-A32-7]

Drift velocity of charged particles in real, velocity, and phase spaces

○Toshiaki Makabe¹ (1.Keio University)

11:00 AM - 11:15 AM JST | 2:00 AM - 2:15 AM UTC

[20a-A32-8]

Discussion on Dimensional Effects in the Numerical Analysis of Dielectric Barrier Discharges

○Fumiyoshi Tochikubo¹, Yusuke Nakagawa¹ (1.Tokyo Metropolitan Univ.)

11:15 AM - 11:30 AM JST | 2:15 AM - 2:30 AM UTC

[20a-A32-9]

Optimization of film thickness for back-illuminated photocathode of nano-thick Au film

○Ryota Oshio¹, Kantaro Funakoshi¹, Akimitu Hatta¹, Sukma Wahyu Fitriani² (1.Kochi Univ. Technol, 2.Kyusyu Univ)

◆ Presentation by Applicant for JSAP Young Scientists Presentation Award

11:30 AM - 11:45 AM JST | 2:30 AM - 2:45 AM UTC

[20a-A32-10]

Dependence of Confinement of Photoemission-assisted Plasma on its Initial Electrode Structure

○(B)Haruhiro Naito¹, Hikaru Nishiyama¹, Takayuki Watanabe², Susumu Takabayashi¹ (1.NIT, Ariake College, 2.Tanabe Engineering)

11:45 AM - 12:00 PM JST | 2:45 AM - 3:00 AM UTC

[20a-A32-11]

Visualization of the plasma sheath with fluorescent particles and the electrostatic attraction between the particles and the sheath

○(M1)TIANXIANG WANG¹, M Inoue¹, T Taguchi², Y Oda¹, D Hiro¹, S Park¹ (1.Setsunan Univ, 2.Japan Atomic Energy Agency)

ドップラー分光による ECR プラズマから放出される 水素原子の速度分布関数測定

Measurement of the Velocity Distribution Function of Hydrogen Atoms Emitted from ECR Plasma Using Doppler Spectroscopy

同志社大学院理工¹, ○(M2) 井ノ口雄矢¹, 和田元¹, 粕谷俊郎¹

Grad.School Sci.Eng. Doshisha Univ.¹, ○Yuya Inokuchi¹, Motoi Wada¹, Toshiro Kasuya¹

E-mail: ctwj0314@mail4.doshisha.ac.jp

1. 序論

HAD 法 (Hydrogen Attachment/Abstraction Dissociation) は水素ラジカルをイオンに反応させて MS/MS 分析を行う手法であり, 既存の MS/MS 分析とは異なるタンパク質のフラグメンテーションを得ることができる [1]. HAD 法では約 2000 °C を超えるタングステンフィラメントを使用した熱解離によって水素ラジカルを生成しているためフィラメントが非常に高温かつ損耗が激しい. ラジカル誘導解離の一種である OAD 法 [2] は酸素ラジカル生成に ECR プラズマを用いている. 本研究では OAD 法から着想を得て, HAD 法の実用化に向け, ECR プラズマによる水素ラジカルの生成を採用している. HAD 法の断片化を引き起こすために必要な高速水素ラジカルを生成するため, プラズマ点弧時にみられるイオンの高速成分をヒントにラジカル源の制御方法の検討を進めている. 高速ラジカルの生成効率の指標として水素原子の速度分布関数をバルマー α 線スペクトルのドップラー拡がりから測定する.

2. 実験装置

使用している ECR 源の断面図を Fig.1 に示す. クォーツ管外側に, 金メッキ加工がなされた銅リボンをスパイラル状に巻いたアンテナによって電力を供給する構造である. 放電管の中心軸上には複数の円形の磁石によって ECR 共鳴に必要な静磁場が構成され, アンテナから供給された 2.45 GHz のマイクロ波電力によって水素ガスを励起しプラズマを発生させる. マイクロ波電源はパルス幅変調によりアンテナの加熱を抑制している. 光ファイバーを放電管と同軸上に配置し, 水素プラズマの発光を高分解能

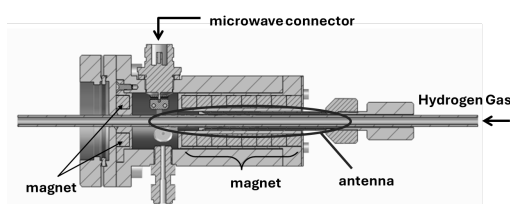


Fig. 1: ECR plasma source.

の回折格子型分光器に 0.05 mm のスリットを通して入射した. 測定した水素バルマー α のスペクトル線形状がガウス関数形状であるとき, その半値全幅を $\Delta\lambda_{1/2}$ としたときプラズマ温度 T との関係式は (1) で表される,

$$\Delta\lambda_{1/2} = 2\lambda_c \sqrt{\frac{2kT \ln 2}{mc^2}} \quad (1)$$

k はボルツマン定数, c は光速, m は原子質量, λ_c はピークの中心波長である.

3. 実験結果

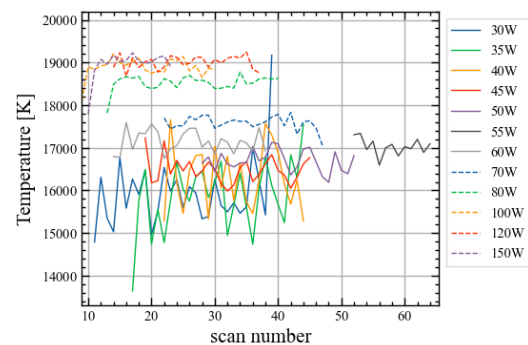


Fig. 2: Time evolution of ECR plasma temperature calculated from Doppler broadening.

CCD の露光時間を 100 ms, スキャン数を 100 回に設定し, 水素バルマー α 線スペクトルの連続取得によりプラズマ点呼消弧時の温度の時間発展を調査する. マイクロ波電源のパルス幅変調デューティー比を 10%, 変調周波数を 1000 Hz とし, 供給電力 35 – 150W の間で測定. そのドップラー拡がりから (1) により計算した温度 T の時間発展を Fig.2 に示す.

参考文献

- [1] H. Takahashi. *et al.* Hydrogen attachment-/abstraction dissociation (HAD) of gas-phase peptide ions for tandem mass spectrometry. *Anal Chem.* **88**(7), 3810 (2016)
- [2] H. Takahashi. *et al.* *Anal Chem.* **90**(12), 7230-7238 (2018)

多方向視野像を用いた不均一プラズマ発光の再構築

Reconstruction of Inhomogeneous Plasma Emission Using Multi-Directional Images

名大工¹, 名大低温プラズマ², 核融合研³ ○鈴木陽香^{1,2}, 泉涼太¹, 久蔵学¹, 豊田浩孝^{1,2,3}

Nagoya Univ.¹, cLPS, Nagoya Univ.², NIFS³,

○Haruka Suzuki¹, Ryota Izumi¹, Manabu Kyuzo¹, Hirotaka Toyoda^{1,2,3}

E-mail: suzuki.haruka.c3@f.amil.nagoya-u.ac.jp

半導体製造の歩留まり改善のため、プロセスプラズマ密度のウェハ面内均一性の向上が求められているが、静電プローブ等の擾乱を引き起こす計測手法はプラズマ空間分布評価への応用が困難である。そのため、非接触計測による空間構造評価や異常検出技術の確立が求められている。我々は、核融合分野におけるプラズマ構造評価にも応用されているトモグラフィ手法を用いて、複数方向からのプラズマ撮影をもとに、意図的に発生させた不均一プラズマ発光の構造再構築を試みたので報告する。

図1に上方から見た実験装置とカメラ配置の概略図を示す。真空容器(直径 300 mm)に Ar (20 sccm)を導入して容器内圧力を 20 Pa とし、容器中央の円形電極(直径 110 mm)に VHF 電力 (40.68 MHz, 100 W) を印加しプラズマを生成した。容器側面 90° 毎 3 方向にある石英観察窓から、カメラ (Basler ace2) を用いてプラズマ発光を撮影した。プラズマ生成を不均一にするために電極上に半円状の厚さ 5 mm の石英板及び同じ厚さの金属板を配置し、3 方向から写真撮影を行った (画像①-③)。装置構造上、カメラ視点の変更が困難であるため、半円板を回転させることにより、疑似的に 45° 方向の視野画像を取得するとともに (画像④-⑥、⑦)、画像②を左右反転させて対称方向の画像として使用した。

プラズマ再構築においては、縦 220 mm、横 220 mm、高さ 40 mm の直方体空間を 10 mm 立方体に分割した。分割した各立方体の輝度情報ベクトルを $\mathbf{f}$ 、撮影画像輝度情報ベクトルを $\mathbf{g}$ とし、これらを結び付ける固有カメラパラメータ行列を $\mathbf{H}$ とするとき、関係式は $\mathbf{H}\mathbf{f} = \mathbf{g}$ となる。 $\mathbf{H}$ は正方行列ではなく、また、 $\mathbf{g}$ はノイズを含むため、Tikhonov-Philips 正則化を用いて、ベクトル $\mathbf{f}$ は次式となる。[1]

$$\mathbf{f}(\alpha) = (\mathbf{H}^T \mathbf{H} + \alpha \mathbf{C}^T \mathbf{C})^{-1} \mathbf{H}^T \mathbf{g}$$

ここで、 $\mathbf{C}$ はラプラシアン行列であり、 α は任意の値 (正則化パラメータ) である。また、 $\mathbf{H}$ は実験的および解析的に評価を行った。

例としてカメラ (b) を用いて撮影された画像②を図 2 に示す。金属板側の発光が石英板側の発光に比べて強度が高いことが確認できる。画像①-⑦と②の反転画像からなる疑似的 8 方向画像、及び画像④-⑦の疑似的 4 方向画像をもとに再構築を行った。電極に最も近い位置における発光の二次元分布を Fig.3 に示す。不均一構造が再現されており、視点数の増加により描画精度は向上した。



Fig.2. Plasma emission image .

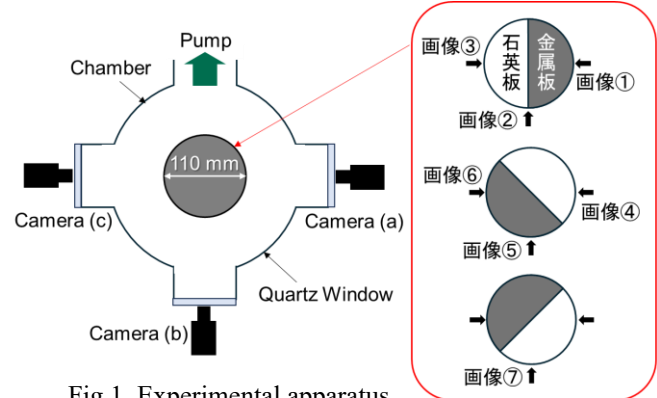


Fig.1. Experimental apparatus.

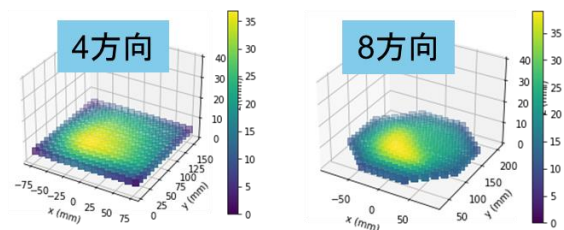


Fig.3. Reconstructed 2D in-plane profile.

[1] 岩間尚文, 大館暁: プラズマ・核融合学会誌, **82** (2006) 399.

謝辞 本研究の遂行にあたりご助言をいただきました藤井俊彰先生 (名古屋大学) に深く感謝を申し上げます。また、本研究の一部は核融合科学研究所一般共同研究(NIFS22KIIP007)により行われました。

対向円筒ターゲットを用いた高周波リング状磁化プラズマ生成に
及ぼす磁石配置の影響

Effect of magnet arrangement on RF ring-shaped magnetized sputtering
plasmas production using facing cylindrical targets

佐大院理工, ○(M2) 近藤文太, 大津康德

Saga Univ., Bunta Kondo and Yasunori Ohtsu

E-mail: 23730014@edu.cc.saga-u.ac.jp

1.はじめに

デジタル化に伴い、半導体の需要が拡大している。今後、ますます半導体デバイスの大量生産が期待される。一方、半導体薄膜であるITO膜などの透明導電膜は、スマートフォン等様々な情報機器に広く使用されている。しかし、原料に希少金属であるインジウム(In)が使用されており、資源の枯渇が懸念されている。ITO膜の代替材料として、AZO(アルミニウム混合酸化亜鉛)膜合成に関する研究が進んでいる[1]。AZO薄膜合成にはマグネトロンスパッタ法が広く利用されるが、高エネルギースパッタ粒子や酸素負イオンの影響により、AZO膜の抵抗率が不均一になる課題が残されている[2]。

本研究では、その課題を解決するために、直径の異なる2つの円筒ターゲットを対向に配置させる対向円筒ターゲットを用いたリング状磁化プラズマ装置を開発した[3]。しかしながら、高価なネオジム磁石を多数使用しており、実用化において高コストとなっている。今回の報告では、磁石の個数を削減させるために、リング状磁化プラズマ生成に及ぼす磁石配置の影響を検討した。

2. 実験方法

本研究で使用した対向円筒型ターゲットは、ZnOとAl₂O₃(2wt%)の焼結体を用いており、内径70.2mm、外径76.2mmのターゲットと内径95.6mm、外径101.6mmのターゲットを向かい合わせ、リング状ホロー溝内設置した[3]。Arガス圧力や高周波電力(13.56MHz)を変化させた時のプラズマの放電特性と発光画像を測定した。図1(a)、(b)に、本研究で検討した2種類の磁石配置AとBを示す。直径6mm長さ10mmのネオジム製円筒磁石を8個使用した。プラズマ分布はデジタルカメラ及びAr干渉フィルターを用いてその発光画像を計測し、画像ソフトウェアImageJを用いて、発光強度の解析を行った。

3. 実験結果と考察

図2(a)と(b)は、それぞれ図1(a)と(b)の磁石配置AとBにおけるプラズマ発光画像を示す。実験条件はArガス圧力0.5Pa、高周波電力100Wである。図2を見るとわかるように、プラズマの発光強度と分布に大きな差がある。図2に示すように、磁石配置Aでは全体的に発光していることが分かる。一方、磁石配置Bでは、リング溝内に4か所に強い線状の局所的な発光を示している。いずれの発光分布の発生要因として、 $E \times B$ ドリフト効果(E :電界、 B :磁

界)が影響していると考えられる。

4. まとめ

これまでの研究[3]で使用した磁石個数を削減し、リング状磁化プラズマの生成に及ぼす2つの磁石配置の影響を検討した。その結果、磁石配置Aにおいて、ホロー溝内に高密度プラズマの生成が期待できることが分かった。今後、このプラズマを用いて、AZO膜合成を行う予定である。

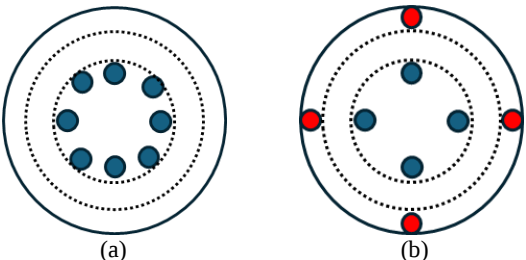


Fig.1(a) and (b) Magnet arrangements A and B, respectively.

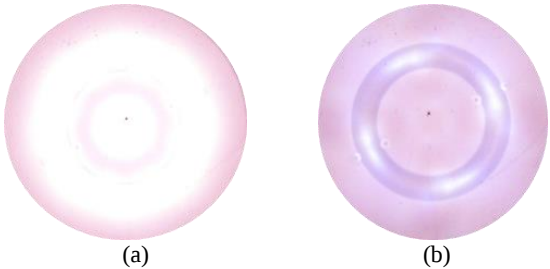


Fig.2 (a) and (b) Plasma emission images for the magnet arrangement A and B, respectively.

参考文献

[1] T. Minami, H. Sato, H. Imamoto, and S. Tanaka, Jpn. J. Appl. Phys. 31, L257 (1992).

[2] F. Richter et al, Surf. Coat. Technol. 204, 845 (2009).

[3] T. Sumiyama, T. Fukumoto, Y. Ohtsu and T. Tabaru, AIP Advance 7, 055310(2017).

謝辞

本研究は JSPS 科研費 JP22H01196, JP23K17678 and JP23K22467 の助成を受けたものである。

PFA ターゲットを用いた高周波マグネトロンプラズマの空間分布

Spatial distribution of radio-frequency magnetron plasma with PFA target for hydrophobic film preparation

佐大院理工¹, 阪電通大², 佐大海エネ³ ◯(M1) 久野凌平¹, 大津康德¹, 安永 健², 池上康之³

Saga Univ.¹, OECU², Saga Univ. IOES³, ◯Ryohei Kuno¹, Yasunori Ohtsu¹, Takeshi Yasunaga²,

Yasuyuki Ikegami³

E-mail: 23730012@edu.cc.saga-u.ac.jp, ohtsuy@cc.saga-u.ac.jp

1. はじめに

工場などで使用されている熱の約 65%以上は未利用であり、特に、工場からの廃熱温度は 100～150℃と低温度廃熱が多くを占めている。この低温度廃熱を熱源として発電に利用するためには、小型で高性能なプレート式熱交換器が有効である。しかし、プレート間の狭い流路内では、凝縮液膜が支配的な熱抵抗となり、その凝縮液が表面張力でプレート間に留まり、発電性能の低下を招いている。この熱抵抗の有効的な解決策として、伝熱面の濡れ性、即ち、撥水伝熱面が有効である[1]。

本研究では、これまで、フッ素樹脂ターゲットを用いた高周波マグネトロンスパッタ装置を用いてプレート伝熱面に撥水处理を行い、凝縮熱伝達を計測した結果、未処理プレートに対して凝縮熱伝熱性能が最大 2.2 倍向上した[2]。しかしながら、製膜した撥水膜の分布が不均一であり、その分布が伝熱性能に及ぼす可能性がある。また、長時間使用により、膜剥離も生じている。これらは、製膜時の基板へ入射するイオンのフラックス分布が重要な要因と考えられる。

今回は、高周波マグネトロンスパッタプラズマにおいて、静電プローブを用いて計測したイオン飽和電流の空間分布について報告する。

2. 実験方法

実験条件は、高周波(RF:13.56MHz)電力 50W、アルゴン圧力 0.1、0.3、0.5Pa とした。ターゲットはリサイクル可能な熱可塑性樹脂である PFA を用いた。イオン飽和電流は、静電プローブに、装置壁に対して負の直流電圧を印加した際に流入するイオン電流をデジタルオシロスコープにより、128 回平均して計測した。静電プローブへの PFA 樹脂薄膜の堆積を避けるために、直流電源より高温に加熱した。測定範囲は、半径方向 $r = 0 \sim 60$ mm、ターゲットからの距離 $z = 10 \sim 60$ mm とした。

3. 実験結果と検討

図 1 に電力 50W、アルゴン圧力 0.5Pa におけるイオン飽和電流の空間分布結果を示す。図 1 に示すように、イオン飽和電流は、ターゲット近傍の

$z = 10 \sim 15$ mm で、ドーナツ状マグネトロンプラズマが発生している $r = 20 \sim 40$ mm の間と中心部分の $r = 0 \sim 5$ mm 付近でピーク値を示している。更に、ターゲットから離れる($z = 30 \sim 35$ mm)にしたがって、 $r = 10 \sim 20$ mm 付近で高くなる分布となる。その後、 $z = 60$ mm の位置ではイオン飽和電流はほぼ均一な分布を示している。

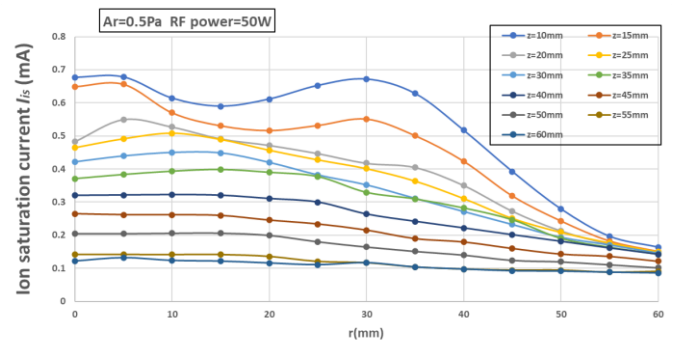


Fig.1 Radial profile of ion saturation current at various axial distances at Ar pressure of 0.5 Pa and RF power of 50 W.

4. まとめ

本研究ではフッ素樹脂ターゲット PFA を用いた高周波マグネトロンプラズマにおいて、静電プローブを用いてイオン飽和電流の空間分布計測を行った。その結果、ターゲット近傍では、不均一分布となり、ターゲットから $z = 60$ mm 離れた位置で、最も均一性が高くなることが分かった。今後は、製膜実験を行い、この結果と膜厚分布などとの関係性を明らかにする予定である。

参考文献

- [1]安永 健、日本海水学会誌(2024) Vol.78 pp.38-43.
- [2]安永 健、大津康德、2022 年度 JKA 機械振興補助事業 研究概要。

謝辞

本研究は 2022 年度 JKA 及び JSPS 科研費 JP22H01196、JP23K17678、JP23K22467 の助成を受けたものである。



トモグラフィック発光分光計測とアルゴン衝突輻射モデルにもとづく CF₄/O₂/Ar プラズマの電子温度・電子密度・EEDF の位置分布診断

Positional distribution diagnosis of electron temperature, electron density, and EEDF of CF₄/O₂/Ar plasma
based on tomographic optical emission spectroscopic measurement and argon collisional-radiative model

東工大¹, 学振 DC², アルバック³ ○(DC)山下 雄也^{1,2}, 土居 謙太³, 清田 哲司³, 叶 宇晨¹,

島谷 和希¹, 何 文涛¹, 羽生 陽向¹, 菊地 航行¹, 櫻井 彩貴¹, 根津 篤¹, 赤塚 洋¹

Tokyo Tech¹, JSPS DC², ULVAC³, ○Yuya Yamashita^{1,2}, Kenta Doi³, Tetsuji Kiyota³, Yuchen Ye¹,

Kazuki Shimatani¹, Wentao He¹, Hinata Hanyu¹, Wataru Kikuchi¹, Ayaki Sakurai¹,

Atsushi Nezu¹, and Hiroshi Akatsuka¹

E-mail: yamashita.y.an@m.titech.ac.jp

1. はじめに

四フッ化メタン(CF₄)および酸素(O₂)を材料ガスとするプラズマは、エッチングで汎用されている。同プラズマの発光分光計測(OES)による診断の実現は、プロセスを理解する上で重要である。しかしながら、同プラズマの原子分子過程モデルは非常に複雑であり、同モデルに基づいたOES診断は容易ではない。そこで本研究では、同プラズマにアルゴン(Ar)を添加し、Ar 中性原子の原子分子過程に着目することで診断を試みた。CF₄/O₂/Ar 誘導結合プラズマを対象にトモグラフィック発光分光計測し、電子温度 T_e 、電子密度 N_e 、および一般化電子エネルギー分布関数(EEDF)のパラメータ γ の位置分布診断を実現したので報告する。

2. 実験

図1に示す誘導結合プラズマ装置 (アリオス製, チャンバ内寸 $\phi 177.5 \times H 211.8$ mm (最大部), 発振周波数 13.56 MHz (誘導結合アンテナ), 12.5 MHz (基板ステージバイアス), バイアスステージ外径 291 mm) により, CF₄/O₂/Ar プラズマを生成した。全圧 $p = 0.5 - 3$ Pa とし, 全圧に対する O₂ 分圧 $p_{O_2} = 4.8 - 20\%$, Ar 分圧 $p_{Ar} = 0 - 33\%$, 高周波電力 $P_a = 250 - 400$ W (誘導結合アンテナ), $P_b = 0 - 100$ W (ステージバイアス) と変化させた。基板直上 12 mm の水平面内を視線とするよう, レンズ付ファイバを 34 本 配置しマルチチャンネル分光器 (堀場製作所製, UV-M135A) により大気側窓面における分光放射輝度 $L_{air}(\lambda)$ の視線依存性を測定した。

3. 解析

$L_{air}(\lambda)$ を入力とし, 窓における屈折を補正の上, 真空側窓面における分光放射輝度の視線依存性を算出した。次に制約正則化法にもとづく分光

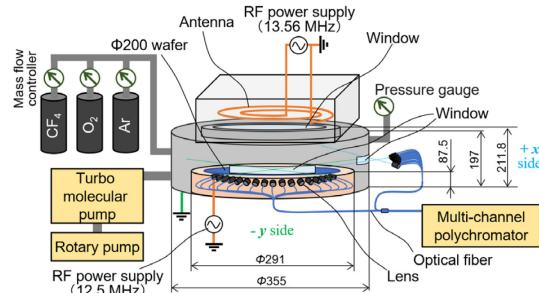


Fig.1 Schematic diagram of experimental system

トモグラフィ計算[1]により, 分光放出係数の位置分布を得た。さらに, 線スペクトルの放出係数から Ar 原子の励起準位数密度 n_i を求めた。 n_i を入力値として, Ar 衝突輻射(CR)モデル[2]にもとづき, T_e , N_e , および一般化電子エネルギー分布関数のパラメータ γ をパラメータフィッティングとすることで, それらの位置分布を診断した。

4. 結果と考察

図2に, $p = 1$ Pa, $p_{O_2} = 18.8\%$, $p_{Ar} = 6.3\%$, $P_a = 400$ W, $P_b = 0$ W における, T_e の診断結果を示す。同例において, $\gamma = 0.82 - 1.2$, $N_e = 1.1 - 2.0 \times 10^{13}$ cm⁻³ であった。同例では, Ar CR モデルの計算において, Ar の基底準位数密度は理想気体の状態方程式にもとづき Ar 分圧により決定し, Ar 原子温度 = 400 K, プラズマ半径 = 6.265 cm と仮定した。なお, $\gamma = 1$ (Maxwell 分布) と仮定し, T_e , N_e の 2 パラメータでフィッティングしたところ解が収束せず, γ もフィッティングすることで同図の通り探索できた。このことは, EEDF の非平衡性を示唆している。紙面の都合上割愛した, p , p_{O_2} , p_{Ar} , P_a , および P_b に対する依存性を含む診断結果, ならびに原子分子過程モデリングにおける計算条件依存性は, 講演にて述べる。

謝辞

本研究は, JSPS 科研費 JP23KJ0884 の助成を受けた。

参考文献

- [1] Y. Yamashita, et al, *J. Vac. Sci. Technol. A* **42**, 023003 (2024).
- [2] J. Vlček, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **22**, 632 (1989).

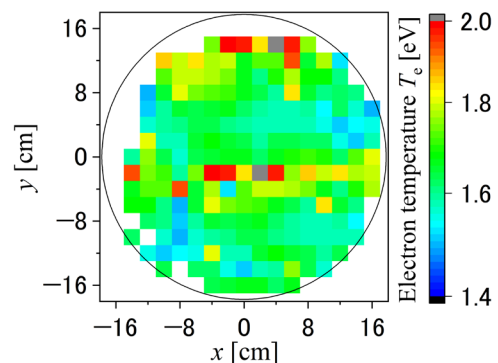


Fig.2 Position dependence of electron temperature

溶鉄上のアークプラズマの発光スペクトル及び温度分布に対する雰囲気温度の影響

Influence of Ambient Temperature on Emission Spectrum and Temperature Distribution of Arc Plasma above Molten Iron

東大院新領域 ○宗岡 均、郡司 崇秀、伊藤 剛仁、寺嶋 和夫

The Univ. of Tokyo ○Hitoshi Muneoka, Takahide Gunji, Tsuyohito Ito, and Kazuo Terashima

E-mail: muneoka@plasma.k.u-tokyo.ac.jp

【背景・目的】 鉄鋼業は世界の産業界の CO₂ 排出量の約 25%を占めており[1]、カーボンニュートラル (CN) に向けた取り組みが急務となっている。その中で、炭素還元製鉄 (高炉法) から水素還元製鉄への転換が模索され、水素還元鉄の溶解手法として、アークプラズマ加熱による溶解炉 (電炉) が注目されている。電炉法は、鉄スクラップの溶解によるリサイクル・廃棄物処理手法として既に確立された製鉄法であり、現在でも世界の鉄鋼生産量の約 3 割を担っているが、CN の実現に向けては、従来の電炉法の限界を超えた品質水準の達成と大幅な生産量の拡大が求められている。その鍵を握るのが、電炉アークと溶鉄の相互作用の解明と制御であり、アークプラズマの「熱」だけでなく「反応」も活用するようなプロセス構築が望まれている。例えば、アーク中の窒素活性種と溶鉄の反応性の制御が重要な課題の一つとして挙げられている[2]。本研究では、既往研究の多いアーク溶接とは異なり、電炉内の雰囲気温度が高温であることに着目し、発光スペクトルとアーク温度分布の雰囲気温度による差異を評価した。

【実験】 図 1 に示すように、抵抗加熱炉 (横型管状炉) 内にアーク実験設備を構築し、黒鉛坩堝で電解鉄に黒鉛粉末 (2.4 g) を添加して、Ar 雰囲気で約 60 g 溶解した。その後、Ar/N₂ 混合気体を炉内に導入し、炉内の雰囲気温度を 1700 K に維持しながら、直流アーク (電流 12 A、電圧約 10-20 V) を生成した。バンドル光ファイバーを用いて炉の側面から発光スペクトルを同時測定し、各発光種の発光強度分布を求めた (測定領域: 直径約 150 μm×27 箇所)。さらに、分光測定と同時に取得した写真を解析し、陽極 (溶鉄) とアークの接触部の中心を原点、アーク伸長方向を Z 軸とした直交座標系に変換し、アーク長が 1 となるように規格化した。これにより、アークが高速で動き回りアーク長が時々刻々と変わる状態でも、複数回の発光スペクトルを重ねて比較できるようになった。この手法を用いて、100 回以上測定を行うことで、各発光種の発光強度とアーク温度分布を評価した。同じ装置を用いて、室温 (300K) でも同様に固体鉄上のアークプラズマ実験を実施し、比較を行った。

【結果・考察】 窒素を含む発光種として、CN (Violet system)、NO (γ system)、N 原子の発光強度の空間分布を評価した。最も不安定な N 原子の発光は陰極 (上部黒鉛電極) 付近に局在しており、雰囲気温度が高温 (1700 K) の方が室温よりも発光領域が広がっていた。一方、最も安定な NO ラジカルの発光分布は逆に室温付近で広がりが大きかった。また、Fe I の 2 線強度比法[3]を用いて評価したアーク温度分布は、今回の実験条件では室温と高温で大きく異なり、室温では陽極付近が拡張モードであり、TIG 溶接等と類似した温度分布形状であった。一方、高温雰囲気では収縮モードであり、陽極側の冷却が強いことが示唆された。このようにアーク温度は 10000 K を超え、雰囲気温度よりも遥かに高温の条件であるにもかかわらず、雰囲気温度によってアークの挙動が大きく異なることがわかった。この結果は、高温雰囲気における電炉アークと溶鉄の相互作用の研究のためには、従来の溶接研究が対象としなかったような高温実験の必要性を示唆していると考えられる。

【謝辞】 本研究は JSPS 科研費 21K20479、JFE21 世紀財団・鉄鋼技術研究助成による助成を受けたものです。

【引用文献】 [1] International Energy Agency (IEA), “Iron and Steel Technology Roadmap. Towards More Sustainable Steelmaking” (IEA, 2020). [2] F. Zhang, J. Li, W. Liu, and A. Jiao., Materials 16 (2023) 33. [3] M. Shigeta et al: Welding International, 31 (2017) 669.

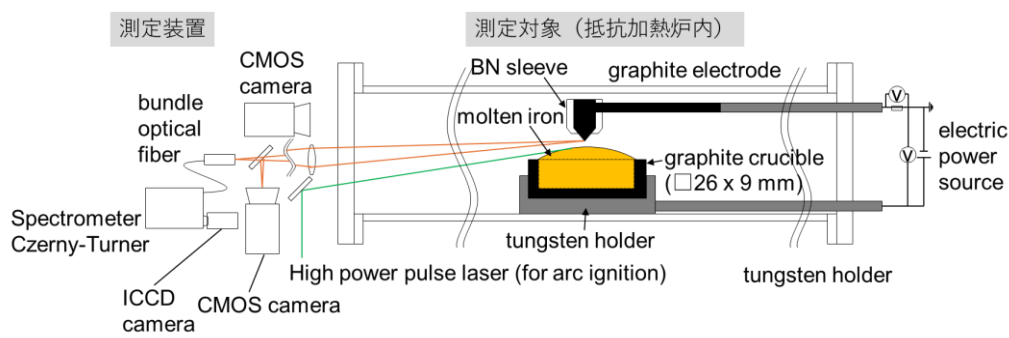


図 1 抵抗加熱炉内における溶融鉄上のアーク実験系の模式図

実空間・速度空間・位相空間における荷電粒子のドリフト速度

Drift velocity of charged particles in real, velocity, and phase spaces

慶応大学 真壁 利明

Keio University Toshiaki Makabe

E-mail: makabe@keio.jp

荷電粒子のドリフト速度は流体モデルによるシミュレーションで最も基本的なパラメータで、長い研究の歴史がある。荷電粒子の輸送パラメータは、流動平衡のもとで実験、理論、シミュレーションから求まりデータとして蓄積されている。

反応性ガスを原料とした低温プラズマでは、出生死滅過程を伴う反応性粒子の時空間特性が表面反応の重要なカギとなり、電氣的負性プラズマでは、荷電粒子が従来の常識を超えた高い実効換算電界のもとで輸送されている[1]。

従って、より高い換算電界における荷電粒子の輸送パラメータが必要となる。70年代後半、田頭ら[2]は電離や電子付着がある場合、電子のドリフト速度は実空間と速度空間で観察すると、その値が異なることを実空間で定式化した。今世紀に入り、正負イオンのドリフト速度にも同様な特性が現れることがMCCから予測されている。この口頭発表では、

- 1/ 荷電粒子スオームが小さな密度勾配をもち、
- 2/ 媒質ガスがコールドガス近似できる

「荷電粒子ーガス系」において、実空間、速度空間、位相空間、それぞれにおけるドリフト速度の相互関係を、位相空間ボルツマン方程式から定式化し、一般的に論じる。

[1]. Makabe T 2019 JJAP 58, 110101; 2023 JPD 56, 045203.

[2]. Tagashira T, Sakai Y, and Sakamoto S 1977 JPD 10, 1051.

誘電体バリア放電の数値解析における次元の影響の考察

Discussion on Dimensional Effects in the Numerical Analysis of Dielectric Barrier Discharges

都立大院システムデザイン ○ 朽久保文嘉, 中川雄介

Tokyo Metropolitan Univ., ○ Fumiyoshi Tochikubo, Yusuke Nakagawa

E-mail: tochi@tmu.ac.jp

ストリーマ放電や誘電体バリア放電は大気圧下における代表的な放電形態であり、いずれもストリーマの進展を伴うパルス的な放電となる。特に、誘電体バリア放電は平行平板型、沿面型など、電極と誘電体の配置によって多様な形態を実現でき、また、誘電体上での電荷蓄積によって確実にアークやスパークへの転移を抑制できるので、広く応用される。誘電体バリア放電における放電および化学反応の進行の理解において数値解析は有効な手法であり、多くの研究が行われている。平行平板電極間の誘電体バリア放電では多数のフィラメント放電が発生するが、いずれも枝分かれがほぼない直線的な放電であるので、数値解析においては1本のフィラメント放電を軸対称2次元で解析する手法が一般的である [1]。一方で、誘電体上を進展するストリーマ放電は本質的にはその形状から3次元解析が必要となり、数値計算の実現が困難となる。誘電体上を進展する沿面型放電ではあるが、放電が進展する領域を制限することで実質的に2次元解析を可能とした研究もあるが [2]、一般化できるものではない。2次元解析と3次元解析で、結果に最も影響が現れるのは電界である。例えば3次元 (x, y, z) で記述すべき系を2次元 (x, y) で記述したとき、 z 方向には均一性を仮定したことによる電界分布の違いが生じ、これが電離係数や移動度等のパラメータにも影響するのでプラズマ密度やラジカル生成量にも影響することとなる。本来は3次元で記述すべき系を2次元で解析した場合、どのような違いが定量的に現れるのかを検討する必要がある。よって本研究では、円柱座標 $(r-z)$ と直角座標 $(x-y)$ の2次元で解析した結果の比較検討を行うことにより、2次元解析のエラーがどの程度か、どのような点に注意すれば定量的にも有効な議論が可能かについて検討を開始した。具体的には大気中でギャップ 1 mm の誘電体バリア放電中のシングルフィラメントに対し、直流電圧を印加した際の放電進展過程を検証している。詳細な結果の比較については当日に報告する。

なお、本研究は科研費 (24H02249) の支援を得て進めている。

参考文献

[1] F Tochikubo *et al* 2009 Jpn. J. Appl. Phys. 48, 076507

[2] J Jánský *et al* 2021 Plasma Sources Sci. Technol. 30 105008

裏面照射ナノ膜厚金薄膜光電陰極の膜厚最適化

Optimization of film thickness for back-illuminated photocathode of nano-thick Au film

高知工科大¹, 九大² ○(M1)大塩 亮太¹, (B)船越 貴太郎¹, 八田 章光¹,

スクマ ワイユ フィットリアニ²

Kochi Univ. Technol.¹, Kyusyu Univ.², °Ryota Oshio¹, Kantaro Funakoshi¹, Akimitu Hatta¹,

Sukma Wahyu Fitriani²

E-mail: 285028g@gs.kochi-tech.ac.jp

1. はじめに

筆者らは石英ガラスにナノ膜厚金薄膜を成膜し、ガラス裏面から UV 光を照射する光電陰極を用いて、大気圧でガス種に依らず安定した直流放電が可能であることを確認した[1]。裏面照射の光電陰極はナノ膜厚の金薄膜を透過する UV 光が一部吸収されて光電子を励起放出する。本研究では高真空中で光電子放出電流を測定し、放出電流が最大となる膜厚を調べる。

2. 実験方法

縦横 4cm×3cm 厚さ 2mm の石英ガラスに DC マグネトロンスパッタ法で金を成膜する。Ar 圧力 10Pa で成膜レートは 0.5nm/s 程度である。中央部の直径 20mm の領域は成膜時間を 10～25 秒で変化させてナノ膜厚の光電陰極とし、周辺部は成膜時間 5 分で給電用電極を形成する。光電陰極面側を 10⁻⁴Pa 以下まで真空排気し、裏面の大气圧側から 172nm エキシマランプ約 20mW/cm²を照射、光電陰極に電圧を印加して真空側で約 1cm 離れた接地アノードとの間で電圧電流を測定した。

3. 結果と考察

金薄膜光電陰極の吸光度スペクトル (図 1) より 280nm 付近にピークを持つ吸光度が成膜時間に概ね比例して増加することが確認できる。励起光の 172nm における吸光度は使用した分光光度計の測定範囲外であるが、膜厚に比例した吸光度が予想される。電圧電流特性 (図 2) では、成膜時間 10 秒では光電子放出が小さく、他のサンプルでは大きな違いが見られない。膜厚と吸光度および透過率、光電子放出電流の関係について、今後考察を行う。

参考文献[1] Sukma Wahyu Fitriani et al.: APEX 15 (2022) 116001.

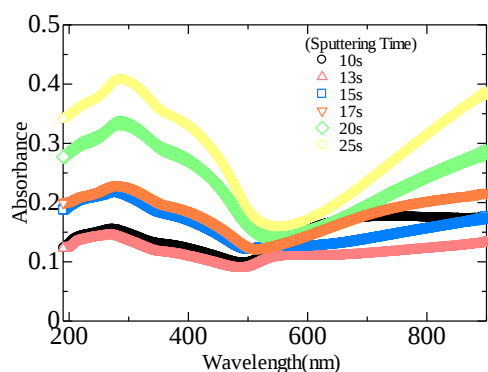


図 1 成膜時間の違いによる吸光度スペクトル

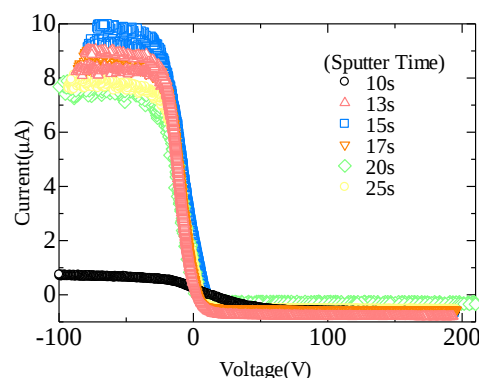


図 2 成膜時間の違いによる I-V 特性

光電子制御プラズマの閉じ込めの初期電極構造依存性

Dependence of Confinement of Photoemission-assisted Plasma

on its Initial Electrode Structure

有明高専¹, 田辺工業², [○](B3)内藤 陽大¹, (B2)西山 輝¹, 渡辺 貴之², 鷹林 将¹

NIT, Ariake College¹, Tanabe Engineering², [○]Haruhiro Naito¹, Hikaru Nishiyama¹,

Takayuki Watanabe², Susumu Takabayashi¹*

*E-mail: stak@ariake-nct.ac.jp

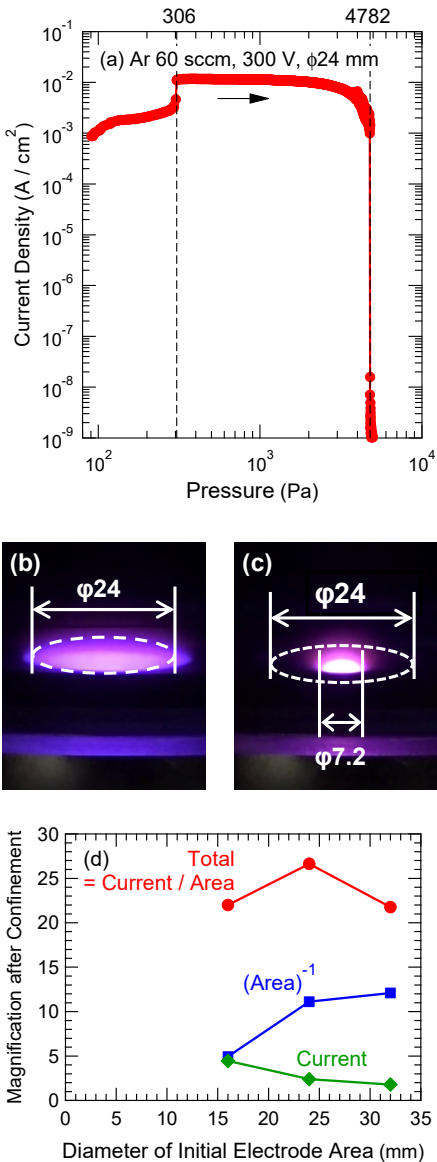
光電子制御プラズマは、放電開始トリガーの初期電子に豊富な光電子を用いていることが特長である。光電子は、基板に紫外光(172 nm)を照射することにより発生させている。放電は紫外光照射部位に限定されるため、放電電圧と電流密度を精密に評価できる。これまで我々は、光電子制御グロー放電(PAGD)領域の一定電圧下において Si 電極放電電流の圧力依存性を測定したところ、PAGD プラズマが紫外光照射範囲よりも集光し、かつ電流密度が著しく増大して閉じ込められることを見出した。今回は、石英カバーにより幾何学的に規制される初期電極面積が本現象へ与える影響について調べた。

Figure (a)に、初期電極面積の直径を $\phi 24$ mm とした際の Ar 60 sccm 雰囲気中印加電圧 300 V における電流密度-圧力曲線を示す。圧力は低压側からスキャンしていった。306 Pa において、電流値が 1.8 倍に増大した。その圧力までは Figure (b)に示すように面積一様にプラズマが観測されていたが、電流が増大した同圧力において、Figure (c)に示すようにプラズマは $\phi 7.2$ mm へと閉じ込められた。この状態は 4782 Pa まで維持された。Figure (d)に、プラズマ閉じ込め前後の実質電流密度比(Total)、放電面積比の逆数((Area)⁻¹)、および電流比(Current)への初期電極面積直径の影響を示す。これらの関係は、Total = Current / Area で表される。この結果より、実質電流密度は、初期電極直径

謝辞: 本研究は、競輪の補助(2024M-435)を受けて実施した。

参考文献: R. Tsukazaki et al., J. Vac. Sci. Technol. B **42**, 034201 (2024); 鷹林他, 特願2023-142496 (2023).

Figure. (a) Current–pressure curves for a Si substrate at 300 V in 60-sccm Ar. The Si electrode is a $\phi 24$ -mm circle. Photographs (b) before and (c) after the plasma confinement. (d) Relationship between magnification after the plasma confinement and the diameter of the initial electrode area.



蛍光微粒子を用いたプラズマシースの可視化と微粒子・シース間引力

Visualization of the plasma sheath with fluorescent particles

and the electrostatic attraction between the particles and the sheath

摂南大理工¹ JAEA², ○(M1)王天翔¹, 井上雅彦¹, 田口俊弘², 小田靖久¹, 廣大輔¹, 朴商云¹

Setsunan Univ.¹, Japan Atomic Energy Agency²,

○T.X. Wang¹, M. Inoue¹, T. Taguchi², Y. Oda¹, D. Hiro¹, S.W. Park¹

E-mail: 24m802tw@edu.setsunan.ac.jp

当研究室では、RF(13.56MHz)放電プラズマのシース中に浮遊した微粒子がテフロンパイプに吸い込まれる現象を見出している¹。そのメカニズムを解明し制御するためにはテフロンパイプ周辺のシース構造や電界分布を調べる必要がある。このため紫外光励起蛍光微粒子を用いたシースの可視化を行い、テフロン板の挿入によるシース構造の変化を観察した。真空チャンバー内の電極構造とテフロン板の配置を Figure1 に示す。公称粒径 $10\mu\text{m}$ の蛍光微粒子（緑色発光）をプラズマ中に投下すると、Figure2 に示すように微粒子はシース端より高い位置には浮遊できず、シース端のラインに沿って流れ落ちていく。テフロン板の挿入によりシース構造が変化することがはっきり確認できた。また、一般にシース電界はプラズマから物体に向かうため、負に帯電した微粒子は物体から離れる方向へ力を受けるが、今回の実験では、テフロン板の下側のシースにぶら下がっている粒子の存在がはっきり確認できた。これはシースと微粒子の間に静電引力が働いていることを示しており、このことが微粒子吸収メカニズム解明のヒントになると考えている。

¹井上雅彦, 唐木裕馬, 陳天鵬, 摂南大学融合科学研究所論文集 5 (2019) 57-66.

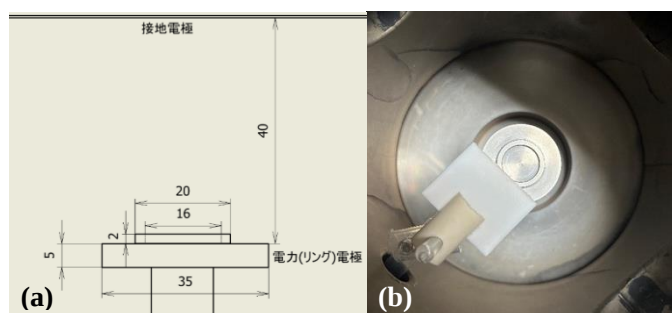


Figure 1 真空チャンバー内部電極構造(a) & テフロン板の配置

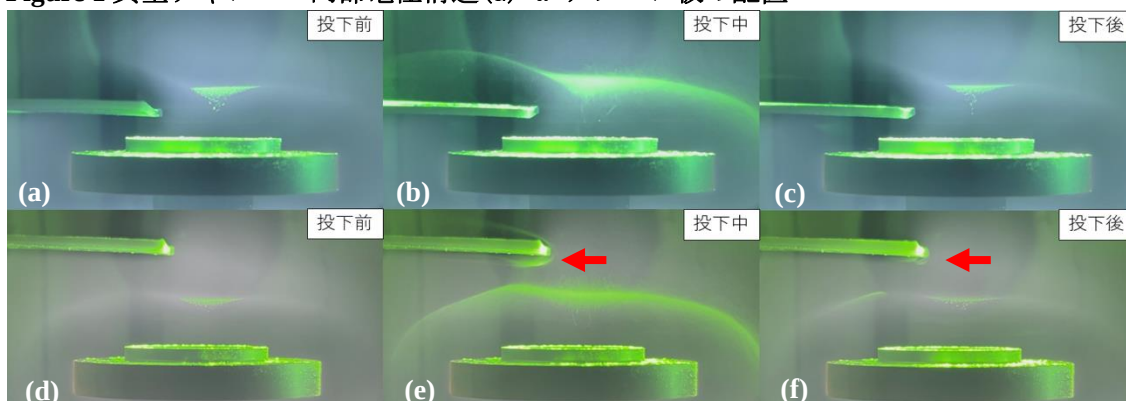


Figure 2 テフロン板に発生したシース形状とぶら下がり粒子の確認 60Pa, 13.56MHz, 8W