

高密度ヘリコンプラズマの光学計測

藤墳 弘昌* 早稲田 真平*

篠原 俊二郎 桑原 大介 (東京農工大学)

1. 緒言

深宇宙探査ミッションにおける推進機には長寿命が求められる。従来のプラズマ推進には、プラズマと電極の相互作用により、電極が損耗するという課題があった。その解決のため、我々はヘリコン波放電による高密度プラズマ⁽¹⁾生成と、回転磁場⁽²⁾ (RMF: Rotating Magnetic Field) と径方向磁場によるプラズマ加速という、プラズマと非接触の電極のみでプラズマ生成・加速が可能な長寿命の推進システムの開発を提案している。

そこで、システムの確立に向けた最適パラメータの解析が求められるが、パラメータ解析・評価の方法として、光学計測は時間分解能に優れており、プラズマに擾乱を与えないという特徴がある。

2. 目的

ヘリコンプラズマと回転磁場加速を推進機に応用するためには、プラズマ諸量を計測し、生成と加速の評価をしなければならない。ここで、光学計測はプラズマ流速、電子と中性粒子の相対密度、イオンと中性粒子温度等を、プラズマの発光スペクトルの分析により高精度に計測することができる。よって、本研究では、ヘリコンプラズマ生成と加速における、光学計測を用いたプラズマパラメータ取得法の確立を目的とする。

3. 光学計測について^(3,4)

3.1 分光器

まず、使用する分光器 (リッー応用光学 MC-150N 型) について述べる。測定可能な波長範囲は 190~600 nm, コリメータ焦点距離は 1,500 mm, 回折格子刻線数は 2,400 lines/mm, ブレーズ波長は 300 nm で、最小分解能は 0.006 nm の高分解能の分光器である。プラズマ光の受光には、コア径 230 μm の光ファイバーを 20 本バンドル化した光ファイバーを 2 種類使用し、それぞれが長さ 5 m と 12 m である。

測定結果を利用する主な計算式を以下に 4 つ示す。それぞれドップラーシフト, Ar I と Ar II の光強度, スペクトル半値幅を求めるものであり、プラズマに関する重要なパラメータである。

$$v/c = \Delta\lambda/\lambda \quad (1)$$

$$I_{\text{Ar I}} \propto n_0 n_e \quad (2)$$

$$I_{\text{Ar II}} \propto n_e^2 \quad (3)$$

$$\Delta\lambda_{D 1/2} = 7.7 \times 10^{-5} \lambda_0 (T_i/A)^{1/2} \quad (4)$$

ただし, v : プラズマ流速 [m/s], c : 光速 [m/s], $\Delta\lambda$: ド

ップラーシフト [nm], λ : 元の波長 [nm], $I_{\text{Ar I}}$: Ar I の光強度 [-], $I_{\text{Ar II}}$: Ar II の光強度[-], n_0 : 中性粒子の数密度 [個/ m^3], n_e : 電子の数密度 [個/ m^3], $\Delta\lambda_{D 1/2}$: スペクトルの半値幅 [nm], λ_0 : スペクトルの中心波長 [nm], T_i : イオン温度 [eV], A : 質量数 [-]である。

また、式(4)に関しては分光器の装置幅 $\Delta\lambda_{\text{inst } 1/2}$ [nm]と観測したプラズマ光のスペクトル線の半値幅 $\Delta\lambda_{\text{ob } 1/2}$ [nm]から、以下の式を用いて、 $\Delta\lambda_{D 1/2}$ を計算する。

$$\Delta\lambda_{\text{ob } 1/2}^2 = \Delta\lambda_{D 1/2}^2 + \Delta\lambda_{\text{inst } 1/2}^2 \quad (5)$$

式(1)からプラズマ流速, 式(2), (3)から電子と中性粒子密度比, 式(4), (5)からイオン温度が計算できる。

3.2 高速度カメラ

使用した高速度カメラは Photron 社: FASTCAM-SA5 で、色階調 12 bit, フル解像度 1024 \times 1024 ピクセル, 最高撮影速度 1,302,000 fps である。レンズは NIKON 社: Micro-NIKKOR 105 mm f/2.8, フィルターは Ar I 用フィルターについて Andover 社製: 中心波長 420 nm 半値幅 3.0 \pm 0.5 nm, Ar II 用フィルターには TFI Technologies 社製: 中心波長 488 nm 半値幅 1 \pm 0.2 nm のものを用いた。

衝突断面積を一定と仮定すると、式(2), (3)の関係から、それぞれ発光の分布を測定すれば中性粒子とイオンの相対密度分布算出できると考えられる。このとき、カメラで実際に撮影する発光の分布は線積分であるので、局所的な発光分布を知るためには何らかの逆変換が必要となる。今回、プラズマは完全な軸対称形でないので変換に非対称アーベル変換を用いた⁽⁵⁾。

4. 実験方法

4.1 分光器

光ファイバーによりプラズマ光を受光し、光電子増倍管 (PMT) (浜松ホトニクス製, R4220) からの信号パルスを計数するフォトンカウンティング (浜松ホトニクス製, C3866) 法により、高感度な計測を行うことが可能である。

まず、プラズマ光のスペクトル線を広い波長域で計測し、得られたスペクトル線の中で、光強度の強いものを選定した。この選定したスペクトル線の光強度, スペクトルの半値幅, ドップラーシフトの分光計測によって、種々のプラズマパラメータを求めることができる。

今回の実験では LMD 装置⁽⁶⁾ (全長 170 cm 内径 44.5 cm 最大磁場 \sim 1 kG) のソース部のフランジ端面から 30 cm 下流の位置で電子・イオンと中性粒子密度比分布を計測、磁場形状による分布の比較、プラズマ密度の RF パワー依存性

の計測, 典型的な実験条件でイオン温度の計測を行った.

さらに, プラズマソース部を内径 5 cm から内径 10~17 cm のテーパ状の大口径石英管に変更して実験を行った. また, プラズマ生成アンテナをシングルループアンテナからハーフヘリカルアンテナに変更し, 60 cm 下流の位置で電子・イオンと中性粒子密度比分布の計測と 2 種類の磁場形状でのドップラーシフトの計測を行った.

4.2 高速度カメラ

大口径石英管を用いた実験において, フィルターを装着した高速度カメラでソース部のフランジ端面から 30 cm 下流の位置のプラズマ光を撮影した. Ar I の撮影画像と Ar II の撮影画像からそれぞれ発光強度を抽出し, 非対称アーベル変換によってプラズマ断面の局所発光強度を求めて中性粒子密度, 電子密度を求める. また, 同じ断面をプローブでも測定し, 高速度カメラで得られた電子密度との比較を行う. さらに, それらの実験を, RMF を印加した場合と印加しない場合にそれぞれ行った. 表 1 に実験条件を示す.

表 1 実験条件

石英管	i.d.10~17cm	
ガス流量	25 sccm	
RF 周波数	7 MHz	
RF 入力電力	2.8 kW	
パルス幅	75 ms	
軸方向磁場	0.12 T	
RMF 電流	0 Ap-p	30 Ap-p

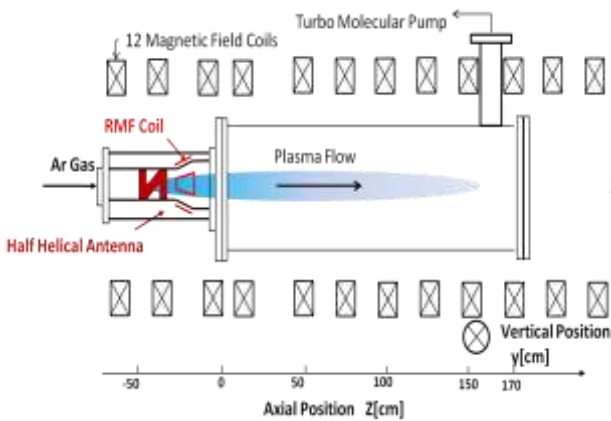


図 1 実験装置図

5. 実験結果

5.1 分光器の実験結果

図 2 にプラズマ光の 400 nm から 550 nm の波長域でのスペクトル線の測定結果を示す. データテーブル⁽⁷⁾を参照しながら, Ar I と Ar II のスペクトル線を同定した. この結果から, 以降のプラズマ光の計測の対象として, Ar I 420.06746nm のスペクトル線と Ar II 434.8063nm のスペクトル線を選定した. 以降, 図 3 から図 6 と図 12 に示す実験

結果は内径 5 cm のプラズマソースでの実験結果である.

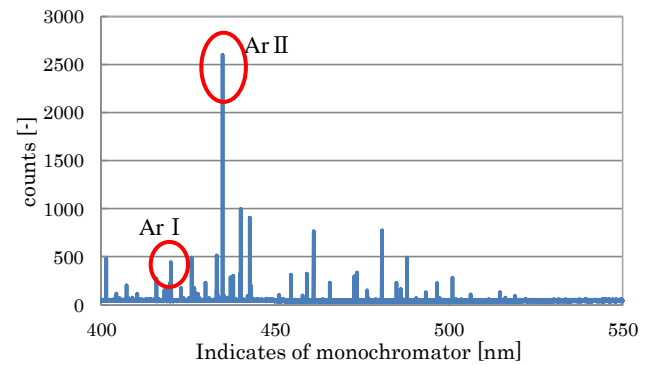


図 2 アルゴンプラズマ光のスペクトル線

図 3 に Ar I の磁場による分布の変化を, 図 4 に Ar I と Ar II の径方向分布 (積分値) を示す. ここで, 装置の垂直方向を y 方向とする. 光の強度は, スペクトル線の Gauss フィッティング曲線の面積とした. 図 3 からは, 測定位置の磁場形状が, 収束磁場か一様磁場かに応じてプラズマの径方向分布が変化していることがわかる. また, 図 4 の計測結果から式(2), 式(3)を用いて径方向の電子と中性粒子密度比 n_e/n_0 が計算でき, これが図 5 のように中心付近で高くなっていることがわかる. (電子温度一定を仮定). 過去の実験から, ヘリコンプラズマの特徴として, 中心部分では電離度が高く (電子密度も高く), 中性粒子温度も高いので中性粒子の中心密度が周辺よりも低くなるのがわかっており, 今回の実験の結果はこれと矛盾しない.

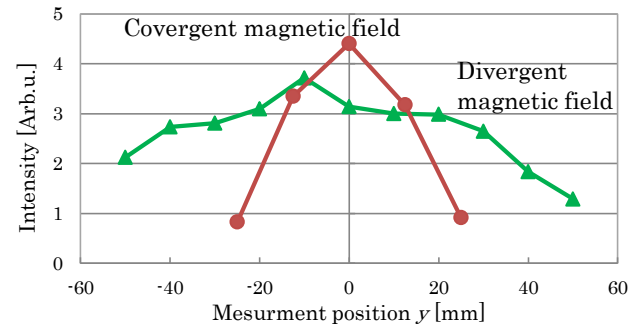


図 3 Ar I (420.06746 nm) の磁場形状変化による径方向分布の比較 (放電管内径 5 cm)

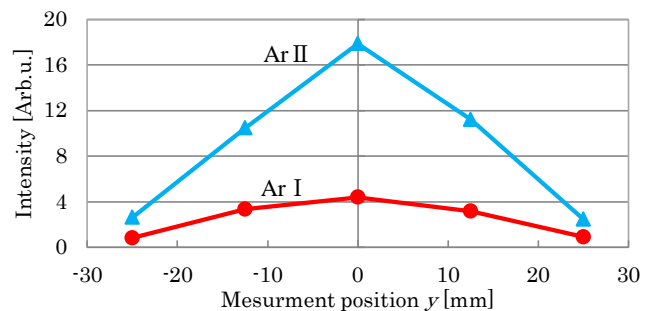


図 4 Ar I (420.06746 nm) と Ar II (434.8063 nm) の径方向分布 (放電管内径 5 cm)

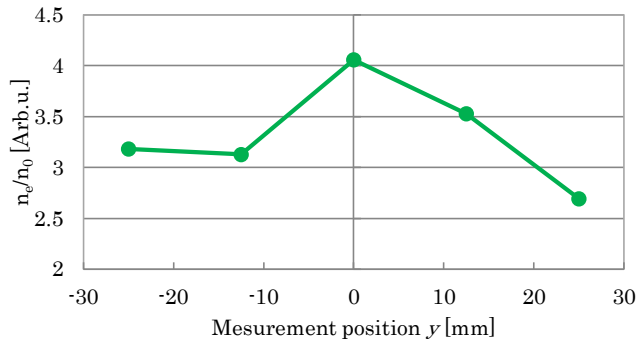


図5 電子と中性粒子密度比(放電管内径 5 cm)

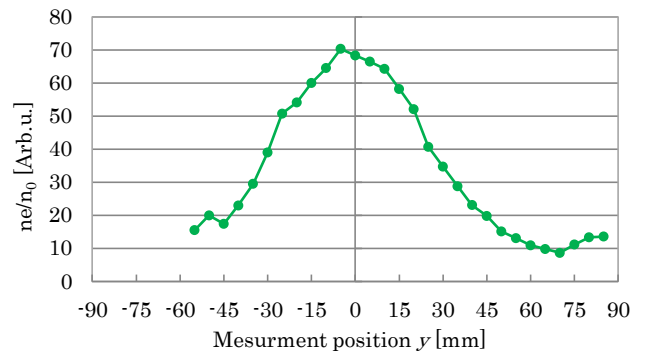


図8 電子と中性粒子密度比(放電管内径 10 cm)

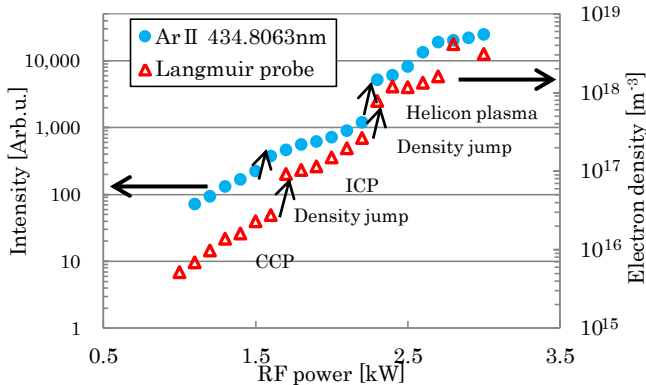


図6 Ar II 強度と電子密度の RF パワー依存性 (放電管内径 5 cm)

図6に Ar II 強度と電子密度の RF パワー依存性の計測結果を示す。収束磁場において、1.5 ~ 1.7 kW の時と、2.2 ~ 2.3 kW の時に、2回、密度ジャンプ⁽¹⁾が確認でき、後者は放電の種類が ICP 放電からヘリコンプラズマ放電となる特徴例である。また、静電プローブでの計測結果と分光器による Ar II 強度計測結果の密度ジャンプが良く対応している。

次に、プラズマソースを内径 10 cm に、プラズマ生成アンテナをハーフヘリカルアンテナに変更して行った実験の結果を示す。図7に Ar I と Ar II の径方向分布(積分値)を示す。ここで、光強度は、分光器の設定において、測定波長を固定した際の PMT の出力とした。図8に電子・イオンと中性粒子の相対密度分布を示す。ここで、図5の結果を導く時と同様の計算を行った。

図7, 8は図4, 5と同様の傾向を示し、プラズマ中心付近で、電子と中性粒子密度比が高くなっていた。

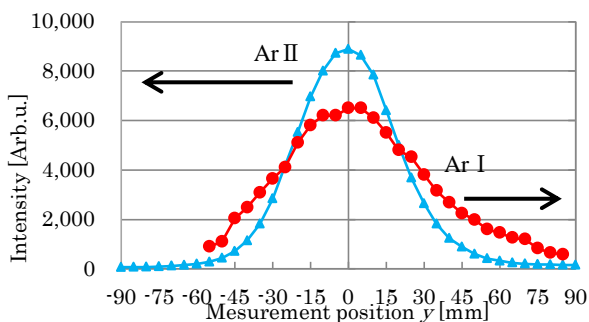


図7 Ar I (420.06746 nm)と Ar II (434.8063 nm)の径方向分布(放電管内径 10 cm)

図9~11にドップラーシフトの計測結果を示す。ここでは2種類の磁場形状で、対象のプラズマ光をソース側とエンド側の2方向から測定、比較し、ドップラーシフト、プラズマ流速の測定を行った。結果から、流速はほとんど確認できなかったが、この方法で数百 m/s の流速から計測可能であることが確認できた。

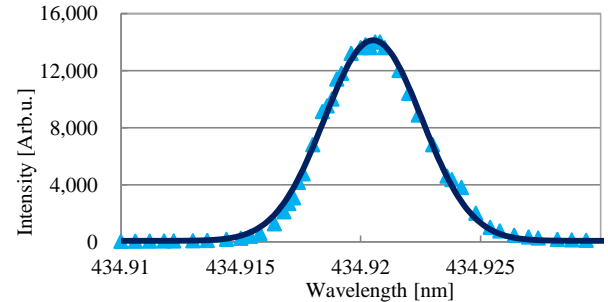


図9 ソース側から受光・発散後一様磁場 (放電管内径 10 cm)

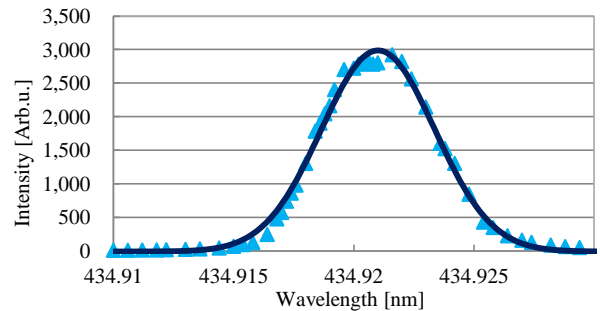


図10 エンド側から受光・発散後一様磁場 (放電管内径 10 cm)

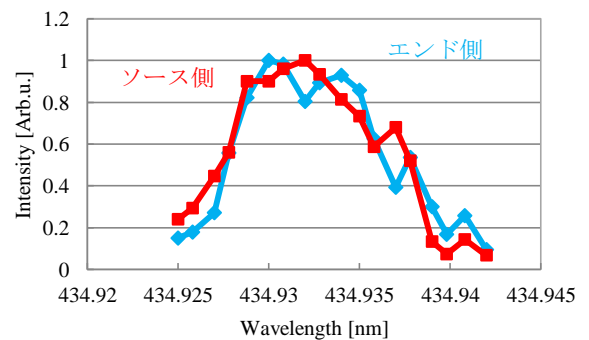


図11 測定位置での比較・発散磁場 (放電管内径 10 cm)

図 12 に校正用の Ar ランプの計測による Ar I (434.51670 nm) と、ヘリコンプラズマの計測による Ar II (434.8063 nm) のスペクトル線の計測結果を示す。ドップラー広がり进行比较するために Ar ランプの計測結果とヘリコンプラズマの計測結果を Gauss フィッティングし、その関数を中心値で規格化したものを示した。ここからそれぞれの半値幅、装置幅と観測幅は以下の表のようになる。

表 2 Ar I と Ar II の半値幅の計算結果

	アルゴンランプ Ar I	ヘリコンプラズマ Ar II
半値幅 [nm]	0.00511	0.00633

表 2 の値を式(5)に代入することで、式(4)中の $\Delta\lambda_{D1/2}$ が計算でき、イオン温度 $T_i = 0.50$ eV となった。この値はこれまでの実験結果に矛盾しない値であり、分光計測によって典型的な実験条件におけるイオン温度が計測できたと考えられる。

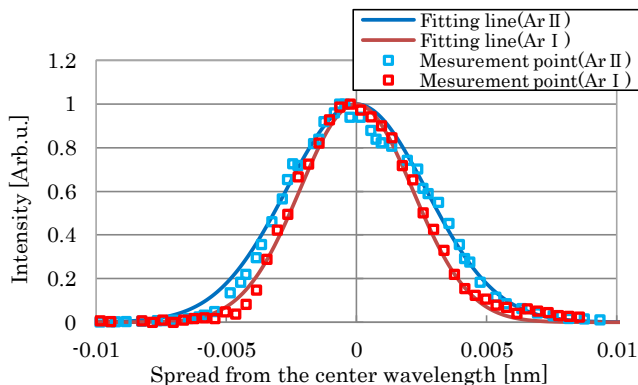


図 12 Ar I と Ar II の計測結果と Gauss フィッティング (放電管内径 5 cm)

5.2 高速度カメラの実験結果

まず、プローブによる電子密度分布を図 13 に示す。電子温度は $T_e = 4$ eV と仮定した。図 13 から、RMF を印加した場合、電子密度が上昇していることがわかる。これは RMF のパワーがプラズマ加速ではなくプラズマ生成に寄与しているためと考えられる。

次に、図 14 に撮影したプラズマの画像例を示し、画像から取得した発光強度をもとに求めた電子・中性粒子密度分布とプローブでの電子密度分布を合わせたグラフを RMF 非印加、印加の場合で図 15、16 にそれぞれ示す。

図 14 は円柱プラズマを側面から撮影した画像で、発光強度に応じて白く表示されている。図 15、16 から、プローブで測定した電子密度分布と高速度カメラで測定した電子密度分布が定性的に一致する結果を得た。また、RMF 印加時に中心付近での電子密度が相対的に増加していることもプローブ測定と同様に確認できた。さらに、中性粒子密度は RMF 印加時に中心付近で減少しており、これは電離度、圧力が増加したためと考えれば、矛盾のない結果だといえる。

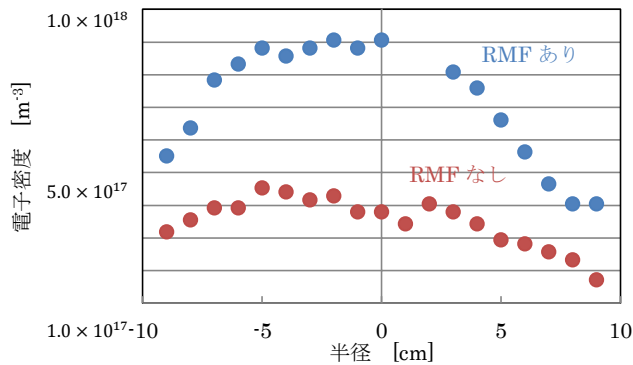


図 13 プローブ測定による電子密度分布

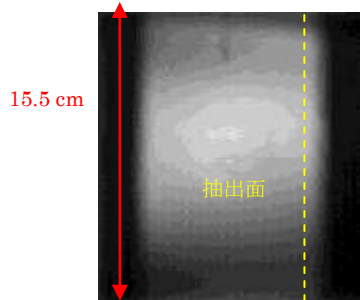


図 14 プラズマの撮影画像例

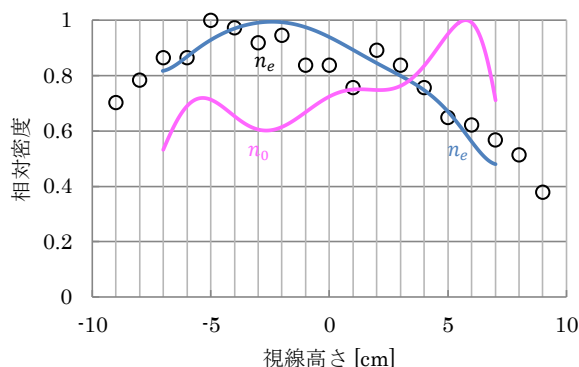


図 15 RMF 非印加時の密度分布 (白丸：プローブ測定)

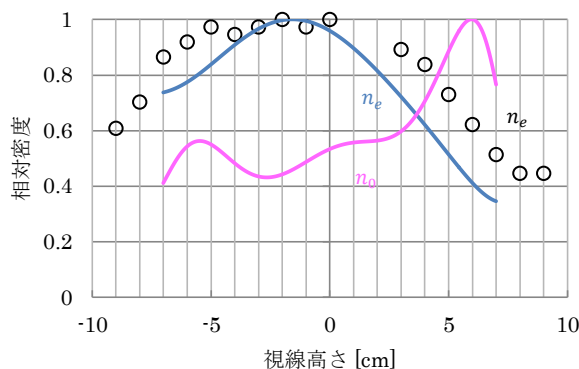


図 16 RMF 印加時の密度分布 (白丸：プローブ測定)

6. 結論と今後の課題

本実験では、無電極推進法の実証に向けて高密度ヘリコンプラズマのプラズマパラメータの分光計測、高速度カメラによる計測を行った。

分光計測では 400 nm ~550 nm でのプラズマ光のスペクトルを計測し、Ar I と Ar II のスペクトル線が確認した。また、磁場形状によるプラズマの分布の変化、電子と中性粒子密度比分布、RF パワーに依存した密度ジャンプ、典型的な実験条件でのイオン温度 (~0.50 eV) を計測することができた。電子と中性粒子密度比分布については放電管内径 5 cm の場合は下流 30 cm で、放電管内径 10 cm の場合は下流 60 cm で計測した。また、ドップラーシフトの予備計測を行った。

高速度カメラ計測では内径 10 cm の放電管での実験において中性粒子、電子密度分布を測定した。結果は電子密度分布についてはプローブでの測定結果と定性的に一致し、中性粒子密度については電離度が高いところで低くなるという矛盾のない結果を得られた。

今後は、分光器を使用した複数波長の発光強度比計測による電子密度、電子温度計測法の確立を行い、高速度カメラでは、計測点による衝突断面積の違いを考慮に入れた密度分布の計算、ART 法による断面分布の計測を行っていく予定である。

文 献

- (1) 篠原俊二郎：「ヘリコンプラズマ源の開発と応用—広域プラズマ科学への展開」, 日本物理学会誌, **64**, 519 (2009).
- (2) I. R. Jones : “A review of rotating magnetic field current drive and the operation of the rotamak as a field-reversed configuration Rotamak-FRC and a spherical tokamak Rotamak-ST”, Phys. Plasmas **6**, 1950 (1999).
- (3) プラズマ・核融合学会編：「プラズマ診断の基礎」, 名古屋大学出版会 (名古屋), (1990).
- (4) 日本分光学会編：「光学実験の基礎と改良のヒント」, 講談社 (東京), (2009).
- (5) 安友雄一・姫野俊一・榎戸武揚：「非対称アーベル変換法とそのデータ・ピンチプラズマ密度測定への応用」, 日本原子力学会誌, **23**, 680(1991).
- (6) S. Shinohara, S. Takechi and Y. Kawai, “Effects of Axial Magnetic Field and Faraday Shield on Characteristics of RF Produced Plasma Using Spiral Antenna”, Jpn. Appl. Phys. **35**, 4503 (1996).
- (7) A. R. Striganov and N. S. Sventitskii : 「TABLES OF SPECTRAL LINES OF NEUTRAL AND IONIZED ATOMS」, PLENUM (1968).