

## 電子サイクロトロン共鳴多価イオン源における

### Dual-ECR 加熱時の各種パラメータ測定

#### VARIOUS PARAMETER MEASUREMENTS IN DUAL-ECR HEATING

#### ON ELECTRON CYCLOTRON RESONANCE ION SOURCE

岩原亘輝#, 藤村優志, 加藤裕史

Koki Iwahara, Yushi Fujimura, Yushi Kato

Division of Electrical, Electronic and Inforcommunication Engineering, Graduate School of Engineering, Osaka Univ.,  
2-1 Yamadaoka, Suita-shi, Osaka 565-0871, Japan

#### Abstract

We have been researching about efficient generation of multiply-charged ions on electron cyclotron resonance ion source (ECRIS). Our ECRIS has some ports for measurements, so microwaves are introduced from both upstream and downstream sides of the mirror field and we succeeded in generating multiply-charged Ar ions by Dual-ECR heating. It means we introduced microwaves from both the rod antenna at the downstream side and the coaxial antenna at the upstream side. We obtained the relationship between a net microwave power and the beam current of multiply-charged Ar ions. We measured the beam current and plasma parameters such as electron density and electron temperature, and we obtained their spatial distributions. As a result, it was revealed for the first time that the beam current of multiply-charged Ar ions and the plasma parameters were correlating for each antenna and Dual-ECR heating.

#### 1. 研究背景

ECRIS はイオンビーム引き出しの主流な装置であり、様々な分野で応用されている[1, 2]。ECRIS の閉じ込め磁場はミラー磁場に多極磁場を重畳した構成をとっており、電磁波は GHz 帯のマイクロ波をミラー磁場の上流側から同軸上で導入する。

本 ECRIS では、多種多様なイオンを 1 台で生成・引き出し可能な ECRIS の構築を目指してきた。観測に適した複数のポートに加え、真空容器内のパラメータ分布を測定可能なプローブ等を有するため、実験的に測定を行うことができる。実際、過去に ECR の効率に関する実験的検証や電磁波伝搬の近接条件を考察し、高域混成周波数共鳴(Upper Hybrid Resonance: UHR)加熱の可能性を示している[3]。また、マイクロ波をミラー磁場の上流側から導入すると同時に、下流側からも導入する Dual-ECR の実験を行い、多価イオンビームの高収量化に至った[4]。他にも低域混成周波数共鳴(Lower Hybrid Resonance : LHR)やイオンサイクロトロン共鳴(Ion Cyclotron Resonance: ICR)による多価イオン収量の増加に努めている。

今回は Dual-ECR 加熱時の多価イオン生成の効率化について実験を行った。マイクロ波を導入する場所はミラー磁場の上流側と下流側の 2 か所とし、それぞれ単体導入の場合と同時導入の場合でビーム引き出しを行い、ラングミュアプローブでプラズマパラメータの分布を測定した。その結果、Dual-ECR 加熱による多価イオンの高収量化とプラズマパラメータの関係を得た。

#### 2. 理論

##### 2.1 波の分散関係と R-wave のカットオフ

波数ベクトル  $\mathbf{k}$  の電磁波が磁束密度  $\mathbf{B}$  に対して  $\theta$  の角度をなす方向に伝搬する場合を考える。 $\mathbf{B}$  に対する  $\mathbf{k}$  の垂直成分の大きさを  $\kappa_{\perp}$ 、平行成分の大きさを  $\kappa_{\parallel}$  とする。電子プラズマ周波数  $\omega_{pe} = \sqrt{n_0 e^2 / \epsilon_0 m}$  ( $n_0$ : 電子密度、 $e$ : 電気素量、 $\epsilon_0$ : 真空中の誘電率、 $m$ : 電子の質量)、電子サイクロトロン周波数  $\omega_{ce} = eB/m$  を用いて、 $\kappa_r = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega(\omega - \omega_{ce})$ 、 $\kappa_l = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega(\omega + \omega_{ce})$  と定義し、屈折率を  $N (= k/k_0, k_0$ : 真空中の波数) とすると、 $\theta$  について次の関係式が得られる。

$$\tan^2 \theta = -\frac{\kappa_{\parallel}(N^2 - \kappa_r)(N^2 - \kappa_l)}{(N^2 - \kappa_{\parallel})(\kappa_{\perp}N^2 - \kappa_r\kappa_l)} \quad (1)$$

電磁波が  $\mathbf{B}$  に沿って伝搬する際は  $\theta = 0$ 、すなわち式(1)の分子はゼロとなる。そのため、屈折率  $N$  について右回り円偏波(Right-hand polarization wave: R-wave)と左回り円偏波(Left-hand polarization wave: L-wave)の分散関係式が得られる。

$$N_r^2 = \kappa_r = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - \omega_{ce})} \quad (2)$$

$$N_l^2 = \kappa_l = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + \omega_{ce})} \quad (3)$$

それぞれのカットオフ周波数は  $N_r^2 = 0, N_l^2 = 0$  から求められ、ECR に関係する高周波について電子の寄与のみを考慮すると次の式で表せる。

# iwahara@nf.eie.eng.osaka-u.ac.jp

$$\omega_R = \frac{\omega_{ce} + \sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2}}{2} \quad (4)$$

$$\omega_L = \frac{-\omega_{ce} + \sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2}}{2} \quad (5)$$

一方、電磁波が  $\mathbf{B}$  と垂直に伝搬する際は  $\theta = \pi/2$  より、式(1)の分母がゼロとなり、電磁波の振動電界の方向が磁力線と垂直になる異常波(Extraordinary wave: X-wave)と平行になる正常波(Ordinary wave: O-wave)の分散関係が得られる。

$$N_X^2 = \frac{\left[1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - \omega_{ce})}\right] \left[1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + \omega_{ce})}\right]}{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2}} \quad (6)$$

$$N_O^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad (7)$$

カットオフ周波数は X-wave の場合、 $\omega = \omega_R, \omega_L$  の 2 種類存在し、O-wave の場合は  $\omega = \omega_{pe}$  となる。各波について分散図( $\omega$ - $k$  図)をプロットすると、角周波数と波数の関係が得られ、カットオフ、共鳴の現象を図的に表すことができる(Fig. 1) [5]。

## 2.2 静電プローブ法によるプラズマパラメータの導出

プラズマの濃度を表す電子密度  $n_e$ 、温度を表す電子温度  $T_e$  をラングミュアプローブ法で導出する。プラズマに探針(プローブ)を挿入して電圧  $V_p$  を印加し、 $V_p$  を  $-90 \sim -40$  V 程度で変化させ、それに応じてプローブに流れた電流  $I_p$  を測定する。こうして得られた  $I_p$ - $V_p$  特性からプラズマパラメータ  $n_e, T_e$  を導出できる。電子飽和電流を  $I_{es}$ 、空間電位を  $V_s$ 、ボルツマン定数を  $k_B$  とすると、電子電流  $I_e$ 、イオン電流  $I_i$  について次の式が成り立つ。

$$I_e = I_p + I_i = I_{es} \exp\left(\frac{e(V_p - V_s)}{k_B T_e}\right) \quad (8)$$

### (a) 電子温度 $T_e$

式(8)より、電子温度  $T_e$  について次の式が得られる。

$$\frac{1}{T_e} = \frac{k_B}{e} \frac{d(\ln I_e)}{dV_p} \quad (9)$$

式(9)より、 $V_p$  に対して自然対数上にプロットした  $I_e$  のグラフの傾きから、 $T_e$  を計算できる(Fig. 2)。

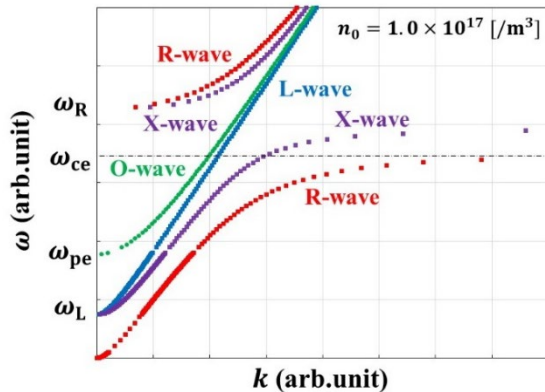


Figure 1:  $\omega$ - $k$  diagram.

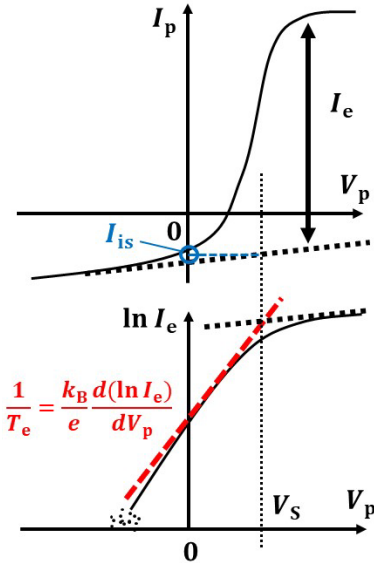


Figure 2: Langmuir probe method.

### (b) 電子密度 $n_e$

実験的に得られる  $I_{es}$  と  $T_e$  から  $n_e$  を導出できるが、その方法では磁場の影響を考慮できないため、磁場の影響を受けにくいイオン飽和電流  $I_{is}$  から導出する。

$$n_e = \frac{I_{is}}{0.61eS} \sqrt{\frac{M}{k_B T_e}} \quad (10)$$

$S$  はプローブの表面積、 $M$  はイオンの質量を表す[6]。

## 3. 実験装置

実験装置はプラズマを生成する ECRIS、イオンビームの通り道であるビームライン、ビームの分析を行うイオンビーム照射系(IBIS) で構成される(Fig. 3)。

真空容器は 3000 l/s の油拡散ポンプ(Diffusion Pump: DP)、ビームラインは 400 l/min のターボ分子ポンプ(Turbo Molecular Pump: TMP)で排気を行い、付近に接続した B-A ゲージでそれぞれ  $10^{-5}, 10^{-6}$  Pa 程度の真空を確認できている。気体導入の流量はマスフローコントローラーで調整し、 $10^{-4} \sim 10^{-3}$  Pa 程度の動作圧となる。

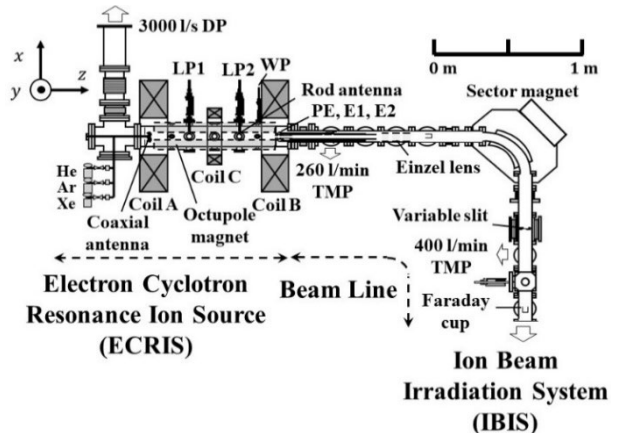


Figure 3: Experimental apparatus (Osaka Univ.).

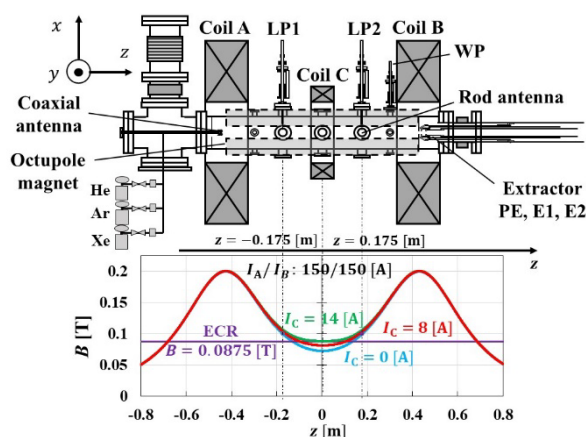


Figure 4: The ECRIS and the magnetic field.

ミラー磁場はコイル A, B で形成し、八極磁石で磁場を重畳し、コイル C で共鳴点を調整する(Fig. 4).

マイクロ波は2台のマグネトロン発信源から導入される。ミラー磁場上流側は同軸上で  $z = -418$  [mm] に位置する4本ハーフトーンヘリカルアンテナ[4]から導入し、下流側はミラー磁場の下流側から  $z = 175$  [mm] に位置するTi製のロッドアンテナから導入する(Fig. 5)。

プラズマパラメータはラングミュアプローブ LP1, LP2 で測定でき、それぞれ  $z = -175$  [mm],  $z = 175$  [mm] に位置する。LP1, LP2 はフィードスルーに通しているため、 $x = 0 \sim 50$  [mm] の位置を移動できる(Fig. 6)。

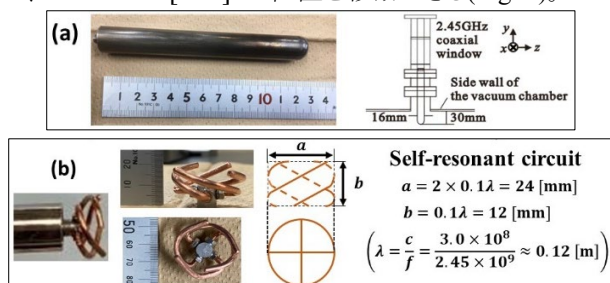


Figure 5: The designs and photographs of antenna (a)Rod antenna (b)Coaxial antenna.

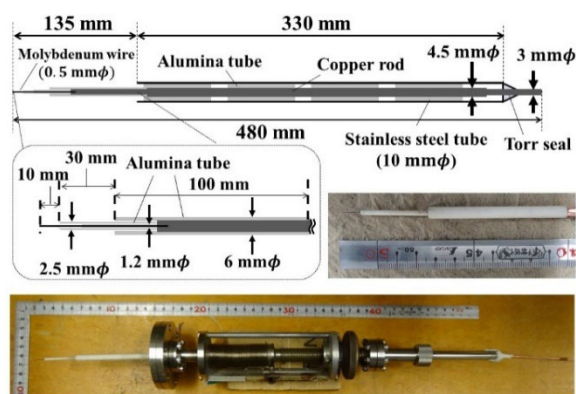


Figure 6: Langmuir probe 1, 2 (LP1, LP2).

ECRIS 内で生成された多価イオンは、引き出し電極 PE に 10 kV の高電圧を印加することでイオンビームとして引き出される。同時に、電極 E1、アインツェルレンズに適度の電圧を印加することで、ビーム電流が最大となるように最適化を行っている。イオンビームはビームライン上の分析磁石で質量電荷分離され、スリット幅を調整することでファラデーカップ FC に捕集される。FC に捕集されたイオンビームはログアンプを用いて測定され、質量電荷比  $M/q$  の値に対応した質量電荷分布(Charge State Distribution: CSD)として記録される。FC 以降の IBIS ではエミッタンスやビーム分布を測定し、人工衛星の構成材料への照射等を行うことができる[7]。

## 4. 実験結果

### 4.1 ビーム電流量

#### (1) 典型的な CSD

実際にプラズマを生成し、引き出し電極に 10 kV の高電圧を印加して CSD を得た(Fig. 7)。実験時の各パラメータは表の左上に記載している。横軸の分析磁石の磁束密度  $B$  [T] が質量電荷比の平方根  $\sqrt{M/q}$  に比例することから、ビーム電流の元となるイオンの同定を行った。今回の実験では  $Ar^{q+}$  の同定を行い、 $q = 1 \sim 9$  の存在を確認できた。マイクロ波パワーに対するビーム電流量の依存性を測定した際は、低パワーでも安定して存在が確認された  $q = 8$  を多価イオンの指標とした。

#### (2) Rod, Coaxial, Dual-ECR の比較

Rod, Coaxial, Dual-ECR において、それぞれのパワーを概ね等しく調整し、ビーム測定を行った(Fig. 8)。特に多価イオン  $q = 8, 9$  については、いずれも Dual 時に電流量が最も高かった。 $q = 8$  の Dual 時は Rod, Coaxial に比べ、それぞれ約 1.5 倍、4 倍以上の電流量が得られた。また、 $Ar^+$  においては Coaxial が最も高くなったことから、Dual 時に  $q = 1 \sim 9$  全ての電流量が増加したわけではなく、多価イオン生成に Dual が効率的であることを裏付けていると言える。

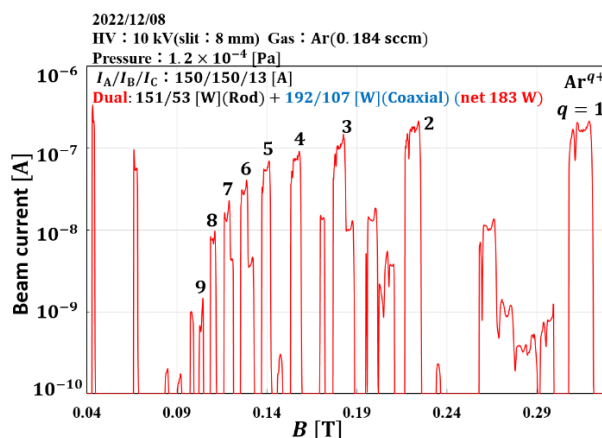


Figure 7: The typical CSD.



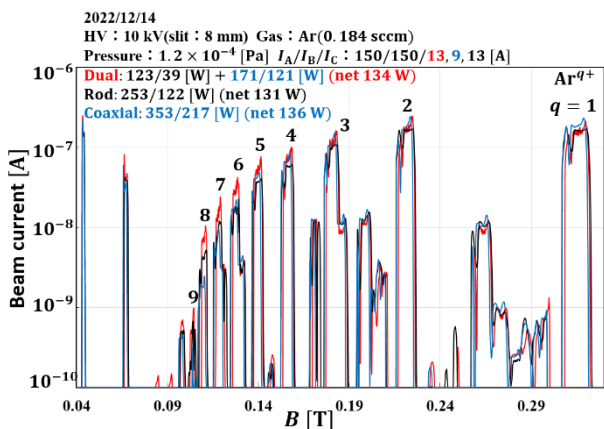


Figure 8: The CSD of each method.

(3) Ar<sup>8+</sup> 電流量のパワー依存性

CSD 上で Ar<sup>8+</sup> の位置に合わせてマイクロ波のパワーを変更し、正味のマイクロ波パワーと Ar<sup>8+</sup> ビーム電流量の関係を得た(Fig. 9)。Rod の場合、120 W 付近まではビーム電流量が増加したが、それ以降は不安定になって減少した。Coaxial ではパワー増加に伴って電流量の増加が見られたが、電流値は Rod, Dual の結果を常に下回っていた。Dual においては、パワー増加に伴って電流量が増加し、120 W 付近で Rod の値を上回り、それ以降も増加する傾向が得られた。プローブ測定はマイクロ波パワーの高い場合と低い場合の違いを知るため、130 W 付近と 50 W 付近で行った。

4.2 プラズマパラメータ測定

(1) 典型的なプローブ I<sub>p</sub>-V<sub>p</sub> 特性

プラズマ中に LP1 を挿入し、V<sub>p</sub> と I<sub>p</sub> を測定した(Fig. 10)。得られたグラフの V<sub>p</sub> = -90 ~ -40 [V] 付近で近似曲線を引き、式(8)より I<sub>e</sub> を算出して V<sub>p</sub> と ln I<sub>e</sub> の関係をグラフにした。得られた対数グラフにおいて、V<sub>p</sub> = 5 ~ 10 [V] 付近で再度近似曲線を引き、その傾きから T<sub>e</sub> を算出し、式(10)から n<sub>e</sub> を計算した。この解析を LP1, LP2 ともに x = 0 ~ 50 [mm] において 10 mm 単位で行い、それぞれの n<sub>e</sub>, T<sub>e</sub> の分布を得た。

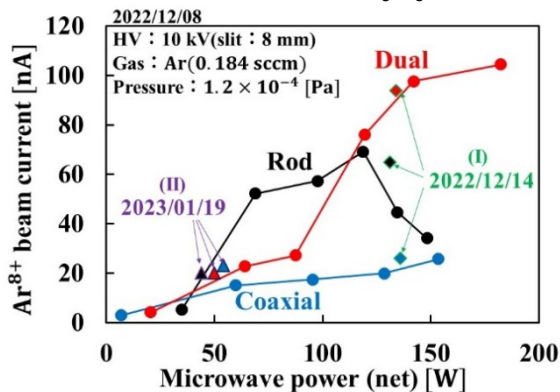


Figure 9: The dependency of Ar<sup>8+</sup> beam current on microwave power.

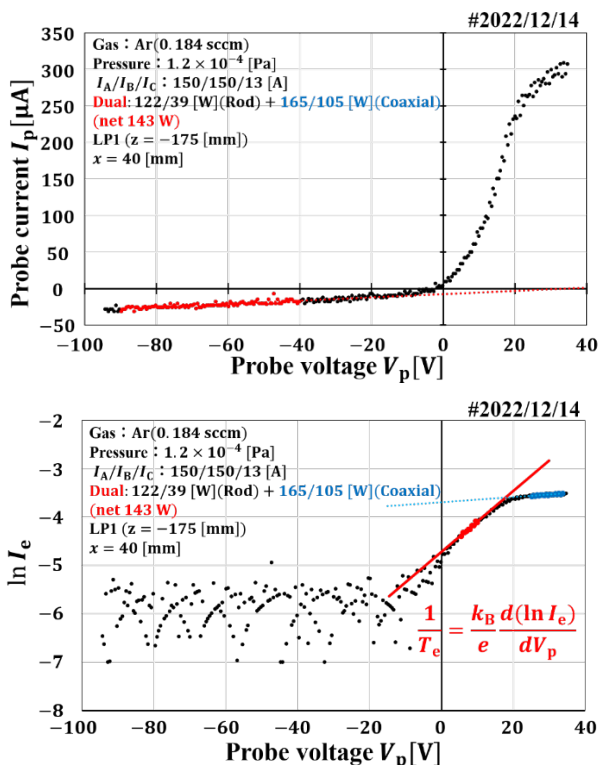


Figure 10: The typical I<sub>p</sub>-V<sub>p</sub> characteristic.

(2) プローブ測定結果(高パワー:約 130 W)

Rod, Coaxial, Dual それぞれ 130 W 付近でプローブ測定を行い、n<sub>e</sub>, T<sub>e</sub> の x 方向の分布を得た(Fig. 11)。x = 20 ~ 30 [mm] においてはプローブ先端部が強く発光しており、プローブの損傷を避けるために測定できなかった。代わりに、真空容器中心付近の x = 5 [mm] において測定した。

n<sub>e</sub> の分布において、LP1, LP2 ともに中心付近(x = 0 ~ 10 [mm])において Dual 加熱時の値が Rod, Coaxial に比べて大きくなった。Ar<sup>8+</sup> ビーム電流量が Dual において高く、Rod, Coaxial の順に高かったことから、得られた CSD に対応していたと言える。

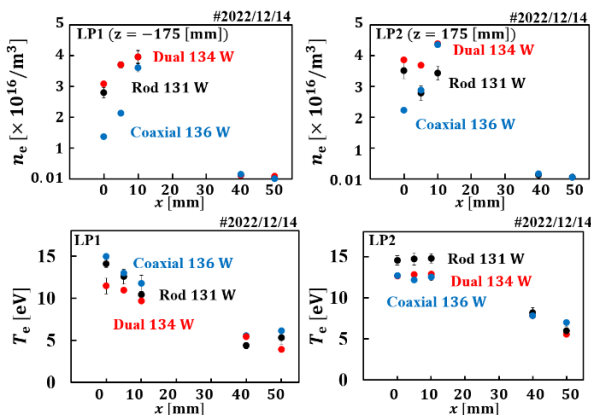


Figure 11: The distribution of plasma parameters at high microwave power.

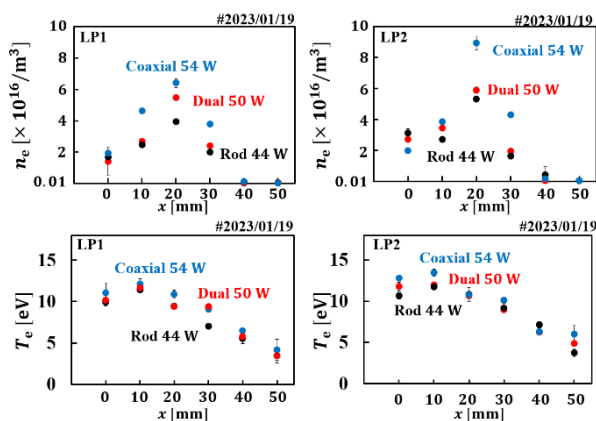


Figure 12: The distribution of plasma parameters at low microwave power.

$T_e$  の分布では、LP1 は中心付近( $x = 0 \sim 10$  [mm])で Coaxial 導入時の電子温度が高く、LP2 においては Rod 導入時に高い結果が得られた。これは、マイクロ波を導入したアンテナ付近のプローブで値が大きかったことを示しており、マイクロ波導入側で電子がより加熱されていたと言える。

### (3) プローブ測定結果(低パワー:約 50 W)

マイクロ波のパワーが 50 W の付近においても同様に、 $n_e, T_e$  について  $x$  方向の分布を得た(Fig. 12)。 $n_e$  については LP1 においてやや大きくなる傾向が得られたが、LP2 では特に傾向は得られなかった。 $T_e$  については LP1, LP2 ともに Coaxial で少し高くなっていた。この結果については、マイクロ波のパワーが低く、ビーム生成が不安定だったことが起因し、高パワー時のように決まった傾向が得られなかったと言える。

## 5. 考察

高パワーのプローブ測定の結果より、真空容器中心付近の  $x = 0 \sim 10$  [mm] において、 $n_e$  は Dual-ECR 加熱時に値が高くなる傾向にあった。この主な要因として、R 波のカットオフが考えられる。

$I_A = I_B = 150$  [A],  $I_C = 0$  [A] のミラー磁場における R 波の伝搬について考える(Fig.13)。プラズマ密度を  $n_0 = 1.0 \times 10^{17}$  [/m<sup>3</sup>] で一定とし、上図の①~④の位置における  $\omega$ - $k$  図が下図の①~④に対応している。上流側からのマイクロ波導入(Coaxial)の場合、2.45 GHz のマイクロ波の角周波数を  $\omega$  とすると、①~③では R 波が存在することがわかる。③の位置を通過して④に至ると、 $\omega$  に対応する R 波が存在せず、R 波は遮断されて L 波しか伝搬できなくなる。つまり、Coaxial の場合は上流側でしか共鳴が起こらない。同様に、下流側からの導入(Rod)時は下流側でしか共鳴が起こらない。

このように、Rod, Coaxial の場合は片側でしか共鳴が起こらないが、Dual の場合は両側からマイクロ波を導入している。そのため、R 波のカットオフに関係なく、両側で共鳴が生じ、LP1, LP2 にそれぞれ近い共鳴点から電子が供給され、Dual-ECR 加熱時に  $n_e$  の値が高くなったと言える。

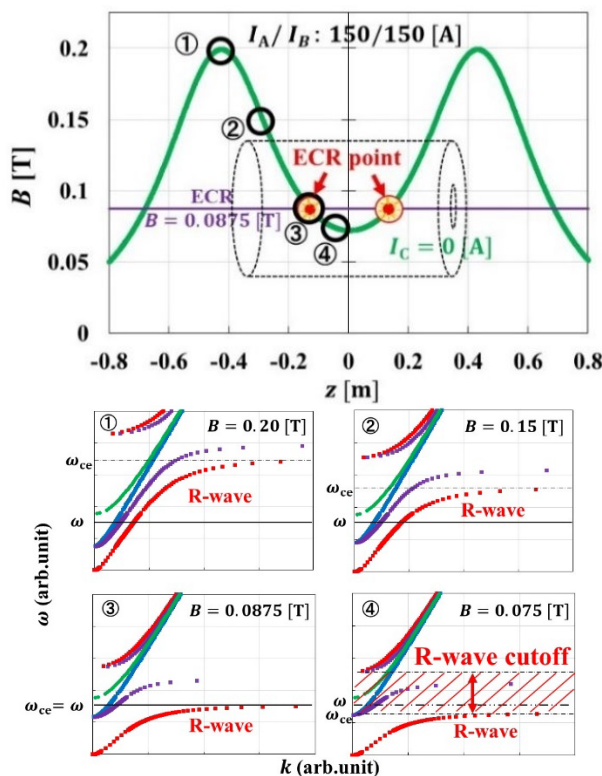


Figure 13: R-wave cutoff.

## 6. 結論

今回の Ar<sup>8+</sup> ビーム電流量の結果から、Dual-ECR 加熱によって、高収量の多価イオン生成を行うことができたと言える。また、プラズマパラメータの比較から、 $n_e$  は Dual 時に最も高くなり、 $T_e$  はマイクロ波を導入するアンテナに近い側で高くなる傾向が得られた。この  $n_e$  の結果について、R 波のカットオフに関する考察内容に一致することから、今回得られた結果は理論的裏付けが成され、妥当な結果であったと言える。

## 参考文献

- [1] A. Kitagawa, Rev. Sci. Instrum. 85(2010)02B909.
- [2] H. Kuninaka *et al.*, IEEE Transaction of Plasma Science, 34, 2125(2006).
- [3] Y. Kato, T. Nishiokada, T. Nagaya, D. Kimura, S. Kumakura, Y. Imai, S. Hagino, T. Otsuka, and F. Sato, Rev. Sci. Instrum., 91(2020) pp.013315-1-6.
- [4] W. Kubo, S. Harisaki, I. Owada, K. Sato, K. Tsuda, and Y. Kato, Rev. Sci. Instrum., 92(2021) pp.043514-1-9. (online publication:2021.4.2, <https://doi.org/10.1063/5.0035631>)
- [5] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, Principle of Plasma Discharges and Materials Processing, 2<sup>nd</sup> Edit., A John Wiley & Son, Inc Publications, 2005, Chap.4.
- [6] S. Teii, “プラズマ基礎工学 増補版”, 1986.
- [7] K. Okumura, T. Takeda, M. Ishihara, K. Onishi, K. Hamada, T. Omori, W. Kubo, S. Harisaki, and Y. Kato, Rev. Sci. Instrum., 91(2020) pp.023311-1-4; K. Sato, *et al.*, to be submitted to ICIS 2021.