

氏 名	Engrhyt Rattanawongnara
学位(専攻分野)	博士(学術)
学位記番号	総研大甲第 2522 号
学位授与の日付	2024 年 9 月 27 日
学位授与の要件	物理科学研究科 核融合科学専攻 学位規則第6条第1項該当
学位論文題目	Behavior of Charged Particles in Plasma-Beam Boundary Region of a Negative-Ion Source
論文審査委員	主 査 森崎 友宏 核融合科学コース 教授 長壁 正樹 核融合科学コース 教授 増崎 貴 核融合科学コース 教授 和田 元 同志社大学 名誉教授 安藤 晃 東北大学 高等大学院機構 大学院改革推進センター 特任教授

Summary of Doctoral Thesis

Name in Full : Engrhyt Rattanawongnara

Title : Behavior of Charged Particles in Plasma-Beam Boundary Region of a Negative-Ion Source

Because the sizes of modern fusion devices become larger, plasma heating by Neutral Beam (NB) at the core region of the plasma requires high beam energy, e.g., 180keV for LHD [1], 500keV for JT-60SA [2,3], 1MeV for ITER [4,5], and JA-DEMO [6]. At this energy, range the neutralization efficiency from positive ion drastically decreases as the energy increase. For example, the neutralization efficiency becomes almost zero at the energy of 1MeV/amu [7,8]. On the other hand, the efficiency from negative-ion beam keeps almost 60% in the energy range greater than 200keV/amu. For this reason, negative-ion based NB are indispensable to heat fusion plasma and drive plasma current in large-scale fusion plasmas. In future Deuterium(D)-Tritium(T) fusion reactor, the minimization of port size for NB injection is required in order to maximize the T-breeding ratio [9,10,11], which must be greater than unity to sustain the D-T fuel cycle. Therefore, the improvement in the injection efficiency of negative-ion based NB is necessary to minimize the size of injection port for NB. Because the mechanisms for negative-ion production and beam extraction are not fully understood, yet, in negative-ion sources, we need to investigate the behavior of charges particles, especially negative-ions, in the plasma-beam boundary region of a negative-ion source to improve the performance of the source.

In the vicinity of a Plasma Grid (PG) and in the region between the PG and an Extraction Grid (EG), the plasma-beam boundary (PB) is formed. PG is the grid, which faces to the ion sources plasmas and EG is the grid which is utilized to extract beams applying an extraction voltage between PG and EG. The plasma-beam boundary shape is sensitive to the pressure from the ion-source plasma and electrostatic pressure from the extraction field applied between PG and EG. The boundary becomes convex when plasma pressure is high, on the other hand it becomes concave when electro static pressure is low [12]. In the case of positive-ion sources, the shielding mechanism of electric field by electrons plays an important role in the formation of the boundary. However, this kind of role by electrons might not be expected in negative-ion source plasma because sometimes almost no electrons exist in the boundary region due to the formation of ionic plasmas [13] by the enhancement of negative-ion production at the PG surface [14]. Therefore, we need to investigate the behavior of

charged particles to obtain the understanding on the PB formation in negative-ion source plasmas.

The PB was mainly studied by particle-in-cell numerical simulation to shows mechanism of negative ion transport [15,16,17] and indirectly experimented with inverse calculation from beam target to estimate the shape of PB [18,19,20]. The study gives an essential picture of PB formation as non-uniform PB is predicted in both results. However, direct confirmation of the result is essential because no direct experiment has been performed in the PB region. In this research, we adopted an experimental method to evaluate their behaviors using a Langmuir Probe (LP) because the method can be applied to various plasma regions where the probe tip can be reached. We developed a new method to evaluate the negative-ion density from LP data. Firstly, we compare the developed method to the conventional technique of negative-ion density evaluation using laser photo electron detachment phenomena from negative-ions [21,22,23] and check the validity of our new method. Secondary, the developed new method is applied to investigate the behavior of charged particles in the region inside the beam extraction aperture of the PG and the region between the PG and EG where we cannot apply conventional laser aided negative-ion density measurement.

In order to evaluate the negative ion density from the LP-data of the data that is obtained in the plasma where electrons, negative-ions and positive ions exist, the electron reduction scheme is developed based on approximated Orbital Motion Limit theory (OML) where the probe current (I_j) in the saturation region can be express as [24];

$$I_j = a\eta_i n_j \left(\frac{e|V-V_s|}{k_b T_j} \right)^b ; \quad \eta_i = \frac{eA}{4} \sqrt{\frac{2k_b T_j}{\pi m_j}} \quad \text{---(1)}$$

* j is indication of species such as $-$ for negative ion, $+$ for positive ion, and e for electron. Where I_j is current produced by the attract particle, η_j is the mobility of the species, n_j is the species density, k_b is Boltzmann constant, T_j is the species temperature, e is charge constant, V_s is plasma potential, V is probe voltage, a and b describe plasma sheath characteristic, A is probe area, and m_j is a mass of the species. However, when electron and negative ion currents are comparable, electron temperature is impossible to evaluate. The OML can further approximated to solve the mentioned problem with thick sheath assumption that allow factor $b \approx 0.5$ and $a \approx 2/\sqrt{\pi}$ [25,26]. In this case, the temperature term can be canceled out because of square-root function of Bohm velocity and the saturation current function, which will be described in this section. The current function for negative ion can be written as shown in eq.2.

$$I_- = -n_- \frac{eA}{\pi} \sqrt{\frac{2k_b T_+}{m_i} \frac{e|V-V_s|}{T_-}} ; \quad T_+ \approx T_- \quad \text{---(2)}$$

Where I_- is negative ion current, A is the probe surface area, m_i is ion mass, T_+ and T_- are positive and negative ion temperature. Bohm velocity of negative ions depends on positive ion temperature. Because probe bias is positive voltage to plasma potential, shielding mechanism in ionic plasma depends on positive ion. Positive and negative ion temperatures are assumed to be comparable due to identical between positive and negative ion and a collision process. The current function of electron can be written as shown in eq. 3.

$$I_e = -n_e \frac{eA}{\pi} \sqrt{\frac{2k_b T_e}{m_e} \frac{e|V-V_s|}{k_b T_e}} \quad \text{---(3)}$$

Where I_e is electron current, m_e is electron mass and T_e is electron temperature. The velocity of electrons does not depend on Bohm velocity as electrons are energetic particles, and not the majority species. The current function of positive ion can be written as shown in eq. 4.

$$I_+ = n_+ \frac{eA}{\pi} \sqrt{\frac{2k_b T_e}{m_i} \frac{1+\alpha}{1+\alpha\gamma} \frac{e|V-V_s|}{k_b T_+}}; \gamma = \frac{T_e}{T_-}; \alpha = \frac{n_-}{n_e} \quad \text{---(4)}$$

Where I_+ is positive ion current, γ is electron negative ion temperature ratio, and α is negative ion electron ratio (electronegativity). The positive ion current needs modified Bohm criteria [27] to express competition between electron and negative ion occurs. Because probe is biased to negative voltage, electron and negative ion are shielding particle. In negative ion source, we can assume that $\alpha \gg 1$. The benefit of this approximation allow assumption that I_- and I_e are mutually independence due to the same saturation function. The saturation current we can be write into eq. 5.

$$I_{sat-} = \left(n_- + n_e \frac{A_e}{A} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \right) \frac{qA}{\pi} \sqrt{\frac{2}{m_i} |V - V_s|} \quad \text{---(5.1)}$$

$$I_{sat+} = n_+ \frac{qA}{\pi} \sqrt{\frac{2}{m_i} |V - V_s|} \quad \text{---(5.2)}$$

Where I_{sat-} is negative charged saturation current and I_{sat+} is positive charged saturation current, and A_e is an electron absorption area. As seen in eq. 5, variable A_e is added because the magnetic field in the ion source affected the probe absorption of electrons as it introduces cyclotron motion to electron [28]. The ratio $\frac{A_e}{A} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}$ is measured in a non-cesiated plasma where we assume that electrons and negative ion maintain charge neutrality $n_+ = n_e$. The measurement is done with $I^2 - V$ slope ratio as shown in eq. 6.

$$\text{Theoretical: } \beta = \frac{A_e}{A} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \quad \text{---(6.1)}$$

$$\text{Empirical : } \beta = \sqrt{\frac{dI_{sat-}^2}{dV}} / \sqrt{\frac{dI_{sat+}^2}{dV}} \quad \text{---(6.2)}$$

The final step for density evaluation is applying charge neutrality for separate density information. The charge neutrality is written in eq. 7.

$$n_+ = n_- + n_e \quad \text{---(7)}$$

The charge neutrality assumption is applied as it is a general property of plasma. The density evaluation is written in eq 8.

$$n_+ = \frac{\pi}{qA_i} \sqrt{\frac{m_i}{2q}} \sqrt{\frac{dI_{sat+}^2}{dV}} \quad \text{---(8.2)}$$

$$n_- = \frac{\sqrt{\frac{dI_{sat-}^2}{dV}} - \beta \sqrt{\frac{dI_{sat+}^2}{dV}}}{\frac{qA_i}{\pi} \sqrt{\frac{2q}{m_i}} (1-\beta)} \quad \text{---(8.2)}$$

The density of positive ion and negative ion is simplified and can simply calculated from $I^2 - V$ slope which can directly to the I-V curve from experiment result.

In conclusion, electron reduction scheme consists of 6 assumption

1 OML approximation of thick sheath

2 identical between positive and negative ion temperature

3 modify Bohm criteria

4 high electronegativity of ionic plasma

5 electron ion absorption ratios can be measured in non-cesiased plasma

6 charge neutrality

With the assumptions, electron reduction scheme is constructed to evaluate electron, negative, and positive ion density [29]. A dedicated experiment is performed in Research and Development Negative Ion Source at the National Institute for Fusion Science (NIFS-RNIS) [30] to demonstrate the electron reduction scheme and verify with direct negative ion measurement [29,31].

After the development of an electron reduction scheme for plasma density evaluation. Langmuir probe is applied into the PG aperture of NIFS-NBTS. The probe can produce a map of density and plasma potential through the plasma grid aperture. Plasma conditions are varied to perform plasma pressure and extraction voltage scans. The plasma pressure is changed by changing arc power, which will be affected by increasing of the source plasma density. With this direct measurement, we obtain plasma parameters at a certain spatial position [32]. The data is measured in PG aperture of NIFS-NBTS as shown in Fig. 1.

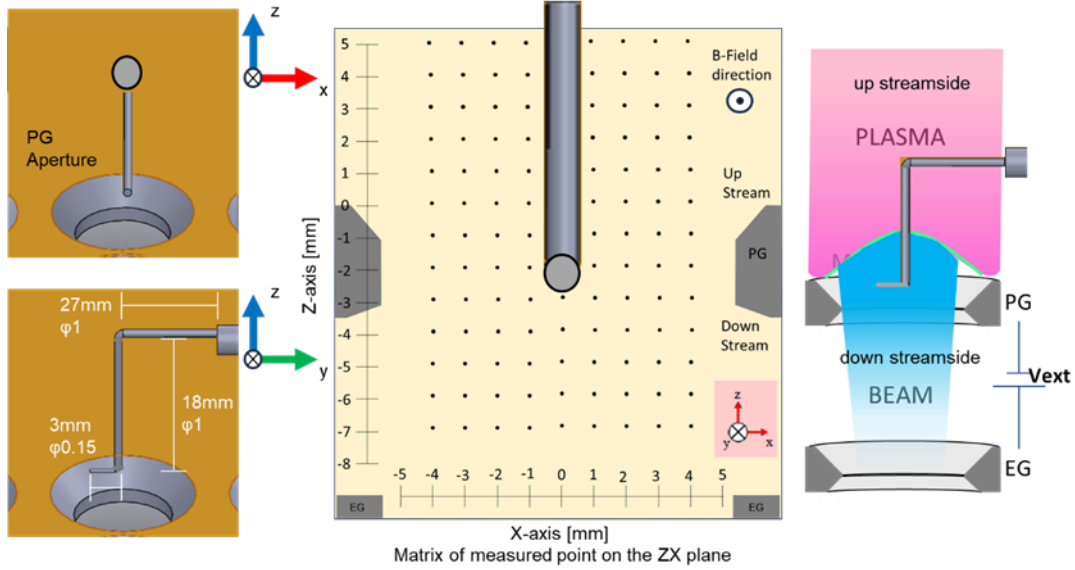


Figure 1 probe measurement inside the PG aperture of NIFS-NBTS.

Charge neutrality violation is found at PB in downstream side measurement where the I-V curve appears to have symmetry broken due to higher positive ion density when the negative ion is extracted. The unusual I-V curve is found in the measured region. The curve lost the saturation feature which indicates that the plasma density is very small 10^{15} m^{-3} compared to bulk plasma and the velocity distribution function is distorted. For this reason, the technique to detect the distribution of the I-V curve is developed to categorize the usual/unusual I-V curve and detect plasma potential. The I-V curve from NIFS-NBTS also has AC ripple from the arc power supply, which increases difficulty. The technique detects the first derivative of the I-V curve. If the peak amplitude is smaller than the AC ripple, it is categorized as an unusual I-V curve. The curve is in question for density evaluation because most of the Langmuir probe assumption is invalid. If the amplitude is higher than the ripple the curve is a usual I-V curve, and the peak position is approximated as plasma potential. The plasma potential of ionic plasma is different from electron-ion plasma because both negative and positive particles appear large contributions to distribution in the I-V curve. The plasma potential in electron-ion plasma is usually obtained from the

saturation point of the I-V curve, which is a combination of sheath + plasma potential [33,34]. But the ionic plasma shows a symmetry I-V curve because both positive and negative ion sheath potential is the same in opposite potential. For this reason, the center between the two saturations is plasma potential. The plasma potential is considered for finding boundary shifting because of the basic definition. Plasma potential indicates how much electric field penetrated the plasma. The increasing potential shows that plasma is retracted. If plasma is expanded into the area, the potential should be the same because plasma is a conductive material.

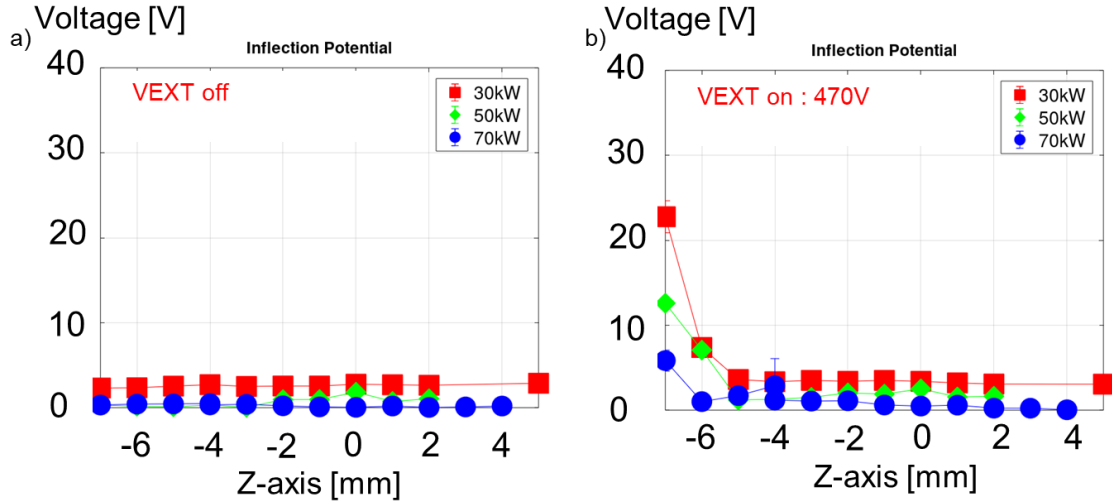


Figure 2 Plasma potential profile with different arc power where blue is 70kW arc power, green 50kW arc power, and red 30kW arc power. a) extraction off and b) extraction on.

The result of PB measurement confirms numerical simulation that there is a balancing between plasma thermal pressure and electrostatic pressure from an applied extraction field. From the plasma potential profile in Fig. 2, the boundary appears to expand into the downstream side when no extraction voltage is applied and contracts under an increasing extraction field. The plasma expansion becomes larger when arc power is increased as plasma potential decreases. Measuring the shape of the beam boundary is carried out by comparison between different extraction voltages. The plasma potential and density profile in the xz-plane shows that the plasma-beam boundary has the influence of a magnetic field inside the ion source and extraction field, where plasma is shifted according to Lorentz force. Moreover, shifts without extraction field already appear in the opposite direction to the Lorentz force. This shifting appears because a negative ion is produced on the PG surface. The negative ion is magnetized and flows according to its Larmor radius. Therefore, surface on the negative x-axis side supplies a negative ion to the measured aperture but the

surface on the positive x-axis side supplies a negative ion to another aperture as seen in Figure 3.

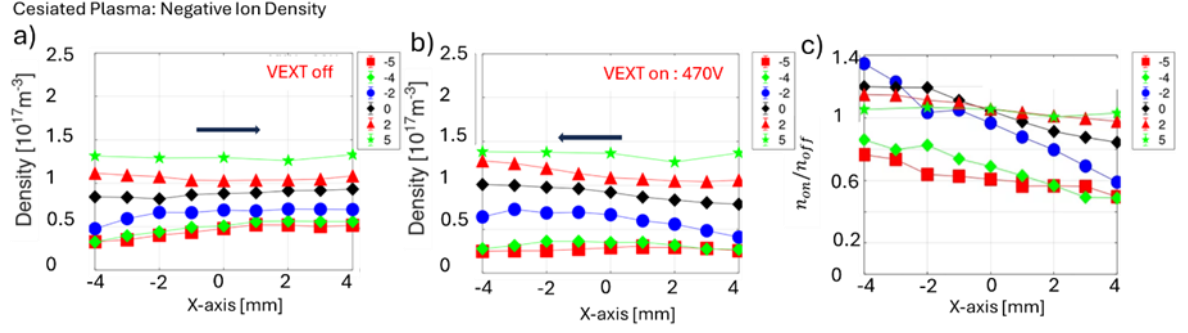


Figure 3 Negative ion density profile measurement a) without and b) with extraction voltage applied and c) density ratio between two cases.

The influence of Lorentz force is confirmed that without a magnetic field shifting does not appear. This confirmation was done by a dedicated experiment for yz-plane measurement, where no magnetic field axis perpendicular to the plane is applied.

The result of the plasma-beam boundary is investigated with a Langmuir probe and is presented in this dissertation. The measurement and evaluation of negative ion density by the Langmuir probe and electron reduction scheme are confirmed by direct measurement of negative ions with photo-detachment Langmuir probe. The result shows that balancing between plasma thermal pressure and electrostatic pressure appears as predicted by simulation results. Moreover, the shifting of the boundary according to magnetic field and electric field is a guide for improving simulation for more realistic outcome. Although the experiment result cannot identify meniscus as expected in many simulations results, the beam controlling mechanism is identified and can be formulated into the analytical formula in the future. For this reason, researchers can design ion sources for better NBI efficiency. With the improved NBI, fusion powerplant is easier to realize.

Reference

- [1] Y. Takeiri et. al., Fusion Science and Technology 58 (1), 482 (2017)
- [2] S. Matsuda et. al., Fusion Engineering and Design 5 (1), 85-100 (1987)
- [3] Y. Ikeda et. al., Fusion Engineering and Design 82 (5-14), 791-797 (2007)
- [4] R. S. Hemsworth et al., New J. Phys. 19, 025005 (2017).
- [5] U. Fantz et al., Fusion Engineering and Design 159, 111760 (2020)
- [6] K. Tobita et al., Fusion Science and Technology 75:5, 372-383 (2019)
- [7] K.H.Berkner, et al., Nucl. Fusion 15, 249-254 (1975)
- [8] C. Hopf et. al., Nucl. Fusion 61, 106032 (2021)
- [9] I. Palermo et. al., Nucl. Fusion 56, 104001 (2016)
- [10] C. Hopf et. al., Nucl. Fusion 61, 106032(2021)
- [11] J. H. Park and P. Pereslavitsev, Appl. Sci. 14(2), 936 (2024)
- [12] I.G. Brown, The Physics And Technology Of Ion Sources, John Wiley & Sons, (1989); ISBN 0-471-85708-4.
- [13] J. Bredin et al, Plasmas 21, 123502 (2014)
- [14] K. Nagaoka, AIP conf. 1390, 374 (2011).
- [15] J.P. Bœuf et al., Plasma Sources Sci. Technol. 25 045010 (13pp) (2016)
- [16] S. Nishioka et al, Rev. Sci. Instrum. 85, 02A737 (2014)
- [17] M Lindqvist et. al., Plasma Sources Sci. Technol. 31, 125001(2022)
- [18] M. Ichikawa et. al., AIP Conf. Proc. 1869, 030024 (2017)
- [19] M. Kashiwagi et. al., Rev. Sci. Instrum. 93, 053301 (2022)
- [20] M. Kasaki et. al., J. Phys.: Conf. Ser. 2244 012061 (2022)
- [21] M. Bacal et al., Rev. Sci. Instrum. 50, 719 (1979)
- [22] S. Geng et al., AIP Conf. Proc. 1655, 040014 (2015)
- [23] S. Masaki et al., Rev. Sci. Instrum. 91, 013512 (2020)
- [24] C. Stienbruchel, J. Vac Sci. Technol. A 8 (3), 1663-1668 (1989)
- [25] H.M. Mott-Smith and I. Langmuir, phys. Rev. 28,727 (1936)
- [26] I. B. Bernstein and I. N. Rabinowitz, Phys. Fluid 2 (2), 112-121 (1958)
- [27] P. Chabert and N. Braithwaite, Radio-Frequency Plasmas (Cambridge University Press, Cambridge, 2011).
- [28] M. Usoltceva et. al., Phys. of Plasmas 251, 063518 (2018)
- [29] E. Rattanawongnara et. al., Plasmas and Fusion Research 18, 1401020 (2023)
- [30] S. Masaki et al., Rev. Sci. Instrum. 91, 013512 (2020)
- [31] E. Rattanawongnara et. al., J. Phys.: Conf. Ser. 2743 012084 (2024)
- [32] E. Rattanawongnara et al., JINST 19, C02037 (2024)
- [33] P. Li et. al., Plasma Sources Sci. Technol 29, 025015 (2020)
- [34] R.L. Merlino, Am. J. Phys. 75, 1078–1085 (2007)

Results of the Doctoral Thesis Defense

博士論文審査結果

Name in Full

氏名 Engrhyt Rattanawongnara

Title

論文題目

Behavior of Charged Particles in Plasma-Beam Boundary Region of a Negative-Ion Source

出願者は、水素負イオンビーム引き出しメカニズムの解明を目指し、負イオンビーム引き出し領域における荷電粒子の振る舞いを、ラングミュアプローブ(LP)を用いて明らかにする研究を行った。

水素負イオンを用いた中性粒子ビームは、次世代の核融合装置である ITER や原型炉(JA-DEMO)における加熱及び電流駆動装置として必須の装置である。既に、メガワット級の大電力負イオン源が実現されているにもかかわらず、負イオン源内における負イオンの生成やビーム引き出しに関するメカニズムは完全に解明されているわけではない。特に、負イオン源から質の良いビームを引き出すためには、負イオンプラズマとビームの境界面の形成メカニズムを理解する必要があるが、水素負イオン源においては、通常のプラズマとは異なり、電場を遮蔽する役割を担う電子が存在しないため、プラズマ-ビーム境界面形成のメカニズムが未解明である。また、現在主流となっている Cs 添加型負イオン源においては、Cs 添加によってプラズマ電極表面で生成した負イオンがどのようにビーム孔へ輸送され引き出されるのか、そのメカニズムも明らかになっていない。

出願者は、これらのメカニズムを明らかにするため、境界面周辺領域の荷電粒子計測を行った。この領域ではレーザーを用いた負イオン密度計測法が使えないため、出願者は LP を用いた負イオン密度計測手法を開発した。この新しい LP を用いた手法と既存の計測のデータを比較することにより本手法の有効性を示した。出願者はこの手法を用いて負イオン源のビーム引き出し領域における荷電粒子及び空間電位計測を実施し、荷電粒子の振る舞いと空間電位の変化を世界で初めて実験的に明らかにした。

以下、出願者の研究内容の詳細について述べる。

既存の負イオン密度の計測では、レーザー光によって負イオンから電子脱離過程を利用する。このため、負イオンビーム引き出し孔近傍で計測を行う場合、ビーム引き出し孔近傍の構造物がレーザー光を導入する上で障害となるため計測は困難である。そこで LP 計測によって負イオン密度を Orbital Motion Limited (OML)理論に基づき評価する手法を開発した。この手法では、プラズマの電荷中性条件と OML 理論から評価される荷電粒子の密度情報を利用して、負電荷粒子に対するプローブの飽和電流から、負イオン成分と電子成分を弁別し、負イオン密度を評価する手法を確立した。この手法を用いて評価した負イオン密度と、レーザー光を用いて計測した負イオン密度を比較したところ、前者は后者の 8 割程度の値となるものの、両者の間に良い直線性が存在することを見出し、本手法が負イオンの振る舞いを十分に反映することを示した。

次に、プローブの先端部（チップ）をビーム引き出し領域に導入するためのシステムを構築し、ビーム引き出し領域近傍及びその中の LP 計測を、Cs を添加した軽水素負イオンプラズマを対象に実施した。

ビーム孔中心軸(Z 軸)に沿って LP の位置 Z をプラズマ電極(Z=0mm が電極表面位置)上流から下流へと変化させて計測を実施した結果、ビーム引き出し時に得られた電流-電圧特性曲線(I-V 曲線)が、Z 軸の下流域($Z \leq -6\text{mm}$ 程度)で通常の I-V 曲線とは異なる、直線に近い形状となることを見出した。I-V 曲線が直線状になるということは、その領域のバルクプラズマの減少を示している。また、この領域が、Z 軸の下流に存在することから、この領域の主成分はビーム成分であることが示唆される。このことから、ビーム-プラズマ境界面は I-V 曲線の形状が変化する境界面 ($Z = -6\text{mm}$ 程度)よりも上流に存在することが明らかになった。

Z 軸に沿った LP を用いた空間電位計測では、ビーム引き出し電圧の印加に伴い、Z 軸下流域($Z \leq$

5mm 程度)に空間電位の勾配が大きくなる領域が形成され、その上流域($Z > -5\text{mm}$ 程度)では電位分布勾配が非常に緩くなることを見出した。これは $Z = -5\text{mm}$ を境として、異なる電場の領域が形成されることを意味する。 $Z < -5\text{mm}$ の領域では、引き出し電圧印加に伴って電場(引き出し電場)が形成され、負イオンがビームとして加速される。つまり $Z = -5\text{mm}$ がビームとプラズマの境界となる。さらにイオン源プラズマの負イオン密度を変化させる実験を行ったところ、 $Z < -5\text{mm}$ の領域では、空間電位勾配が負イオン密度の上昇に伴って緩和される現象が観測された。正イオン源プラズマでは、ビーム-プラズマ境界面は、ビームの引き出し電場強度とプラズマ密度のバランスで形成されることが知られている。今回の観測は、負イオン源プラズマに対しても、正イオン源と同様、引き出し電場とプラズマ密度のバランスで境界面が形成されることを実験的に明らかにした。一方、 $Z > -5\text{mm}$ の領域で電位勾配の緩い領域が存在することは、引き出し電場が境界面を超えてイオン源プラズマに、わずかながら浸透することを意味する。このことは、今後負イオン源の研究・開発を実施する上で重要な知見となる。

LP を用いた荷電粒子の密度分布計測では、LP 計測のほぼ全域にわたり電子が殆ど存在しない、負イオンプラズマになっていることが明らかになった。これは、負イオン或いは正イオンのどちらかが電荷中性条件を満たすように動いていることを示唆している。

ビーム引き出し孔中心軸上で荷電粒子の密度分布計測を行ったところ、 Z 軸の上流から下流に向かう(Z が減少する方向)に従って荷電粒子の密度が緩やかに減少すること、また、引き出し電圧の印加に伴い、密度が顕著に減少する領域が下流域($Z = -5\text{mm}$ 程度)に存在することが明らかとなった。この境界面は、空間電位分布で見出された電位勾配の境界面とほぼ一致している。また、境界面下流側における引き出し電圧印加に伴う密度減少分は、空間電位勾配と同様、負イオン源プラズマの密度上昇に伴い緩和された。この観測結果も、 $Z \sim -5\text{mm}$ の位置にビーム-プラズマ境界面が形成されていることと矛盾しない。

更に、引き出し電圧の印加に伴う密度分布の変化を詳細に調べるため、ビーム孔中心軸を含む水平面(XZ 面)と鉛直面(YZ 面)上の密度分布計測を実施した。

負イオン源では、イオン源プラズマから負イオンビームとともに引き出される電子ビームを抑制するために、サマリウム-コバルト磁石が引き出し電極に埋め込まれており、この磁石により Y 軸方向に磁場(電子偏向磁場)が印加されている。これにより荷電粒子は、 XZ 面上を運動する。このため、引き出し電圧印加時の XZ 面及び YZ 面上の荷電粒子密度の変化からプラズマ-ビーム境界面形成に対する電子偏向磁場の影響を評価することが可能となる。

XZ 面上の荷電粒子密度分布計測で、引き出し電圧の印加に伴ってビーム引き出し部上流域($Z = -2 \sim -4\text{mm}$)の一部($X = -1 \sim -4\text{mm}$)において密度が顕著に減少することが明らかになった。一方、 YZ 面上にはそのような領域は存在しない。このことは、荷電粒子密度が減少する領域に対して、電子偏向磁場が影響を与えることを示唆している。

Cs 添加型負イオン源において、プラズマ電極表面で生成された負イオンが運動の向きを変えて、プラズマ電極孔に侵入する過程として、下記の 2 通りが考えられる。

- ① プラズマ電極表面で生成された負イオンがイオン源プラズマに入り、その後、拡散等の過程を経てプラズマ電極孔に侵入する(間接的侵入過程)。
- ② プラズマ電極表面で生成された負イオンが磁場による旋回運動で向きを変え、直接プラズマ電極孔に侵入する(直接的侵入過程)。

上述の実験結果をもとに出願者は、引き出し電圧の印加により負イオン源より引き出される荷電粒子は、イオン源プラズマ中の負イオンが減少することにより、①の間接的過程よりも②の直接的過程が支配的になると結論づけた。先行研究においても、ビーム引き出し時に、イオン源プラズマ中で負イオン密度が減少することが観測されており、この解釈と矛盾しない。この際、正イオンが電荷中性条件を満たすように振る舞うことが示された。

出願者の研究成果をまとめると、以下のとおりとなる。

- I. 負イオン源ビーム引き出し領域の負イオン密度を、ラングミュアプローブ計測から評価す

る手法を開発し、既存の負イオン計測手法と比較して妥当であることを示した。

- II. 開発された手法を用いて、引き出し電圧印加時の負イオン源ビーム引き出し領域の荷電粒子密度の変化、及び、空間電位の変化を調べた。
- III. 負イオン源においても、正イオン源と同様に、引き出し電場の強度とイオン源プラズマの密度のバランスによってプラズマ-ビーム境界面が形成される。この際、境界面上流域においても引き出し電場が僅かながら侵入し、イオン源プラズマの空間電位を若干（ $\sim 1\text{V}$ ）上昇させることを明らかにした。
- IV. 境界面上流域では電荷中性条件を満たすように正イオンが動き、引き出し電場をシールドする役割を担うことを示した。
- V. ビーム引き出し電圧を印加した場合は、プラズマ電極表面で生成された負イオンが電子偏向磁場による旋回運動で、直接、電極孔に侵入する過程が支配的となることを示した。

出願者の研究によって得られたこれらの成果は、負イオン源を用いた NBI の高性能化に向けた研究開発において極めて重要な知見である。

審査における発表・質疑は英語で行われ、出願者が十分な英語能力を有していることも確認された。

出願者が第一著者である査読付き論文は既に 3 編出版されており、また 1 編の論文が投稿中である。また、これまで国際会議で 3 件の発表（うち、2 件は口頭発表）を行っており、研究実績も十分であると判断された。

以上のことから本審査委員会は、出願者の研究成果が課程博士に係る学位論文の内容として相応しいと結論し、試験結果について全員一致で合格と判定した。