

高密度ヘリコンプラズマ中発散磁場領域における静電イオン加速現象

伊藤裕紀¹⁾, 五十嵐勇一¹⁾, 高橋和貴¹⁾, 谷川隆夫²⁾, 篠原俊二郎³⁾, 藤原民也¹⁾

1. 序論

近年の実験室プラズマにおいて、高周波放電により生成した低気圧プラズマが発散磁場に沿って拡散する際に、ダブルレイヤー構造が形成され、付随して静電イオン加速現象が起こることが静電プローブ及びレーザー誘起蛍光法による計測で明らかにされ[1, 2], particle-in-cell シミュレーション等によっても再現されている[3]. これまでに発散磁場中ダブルレイヤー形成が観測された装置では、プラズマ源であるガラス管を口径の大きな拡散容器へと接続し、プラズマ源出口付近に電磁石または永久磁石により発散磁場を形成したものが主であり[4-7], 近年ではプラズマ源自体を真空容器内部へ設置した際にも同様の現象が観測されている[8, 9]. またダブルレイヤー形成のための条件として、プラズマ源内部でのイオンのラーマー半径がプラズマ源半径よりも小さくなる, すなわちイオンの磁化が必要であることも明らかになってきている[10]. ダブルレイヤー形成の際の電子挙動を調べた結果では、プラズマ源内部の高エネルギー電子がダブルレイヤーを乗り越えて、下流域に励起されるイオンビームを電氣的に中和していることが電子エネルギー分布関数の計測により明らかになり[11], 電子の熱的なエネルギーがダブルレイヤーの電位降下を介して効率よくイオンの運動エネルギーへと変換されていると考えられ[12], このイオン加速機構のプラズマスラスタへの応用が提案されており、推力の計測も開始されている[13].

一方で、プラズマが拡散する過程では密度勾配 (電子の圧力勾配) によってボルツマン電場が形成され、電位降下の空間特性長は大きく異なるもののイオン加速が起こることが報告されており[14, 15], ここでも同様に電子の圧力がボルツマン電場を介してイオンの運動エネルギーへと変換されていると考えられる.

上記一連の研究で報告されているプラズマ源の直径は6-15 cm 程度のものであり、スラスタへの応用で有効であると考えられるプラズマ源およびイオンビーム大口径化が課題の一つになっている. そこで本研究においては、大口径スパイラルアンテナにより大口径ヘリコンプラズマ生成が実現可能な ISAS/JAXA 所有の高密度プラズマ発生装置[16]において、発散磁場領域におけるイオン加速現象と電位構造形成に関して実験を行ったので報告する.

2. 実験装置

実験はISAS/JAXA 所有の高密度プラズマ発生装置を用いて行った. 図1に実験装置概略図を示す. 内径約74 cm, 長さ486cm の円筒型真空容器を有しており、装置の軸方向中心部に14個のメインコイル, 及び装置端に補助コイルが設置してあり、装置内部の磁場分布を自在に制御することが可能となっている. 真空容器内部をターボ分子ポンプにより真空排気し背景ガス圧を 10^{-6} Torr 程度に減圧した後にアルゴンガスを導入し、内部圧力を0.05 – 数10 mTorr の範囲で一定に保つことが出来る. 今回の実験ではアルゴンガス圧を0.075 mTorr として実験を行った. 装置の左端には大口径の石英フランジが設置してあり、この位置を $z=0$ cm と定義する. 石英フランジの大

1) 岩手大学 工学部

2) 東海大学 総合科学技術研究所

3) 東京農工大 工学研究院

気側にフラットスパイラルアンテナを設置し、インピーダンス整合回路を介して 7 MHz, 最大 5 kW の高周波電力を投入し、誘導結合性放電, またはヘリコン波放電により高密度アルゴンプラズマを生成する. 装置径方向のポート ($z = 150$ cm) より静電ラングミュアプローブ(LP), 真空容器内部のモータードライブに静電イオンエネルギーアナライザー(RFEA) または LP を設置し, プラズマ電位, プラズマ密度, 電子温度, イオンエネルギー分布関数の計測を行うことが可能となっている. 今回の実験では高周波電力をパルス駆動 (パルス幅 50 msec, 繰り返し周波数 1Hz) しているため, プラズマが準定常状態に落ち着いたところでプローブ印加電圧を高速掃引し, パルスプローブ法により信号計測を行った. これらの信号はオシロスコープにより平均化した後に, GPIB インターフェースを介してデータ収集が可能となっている.

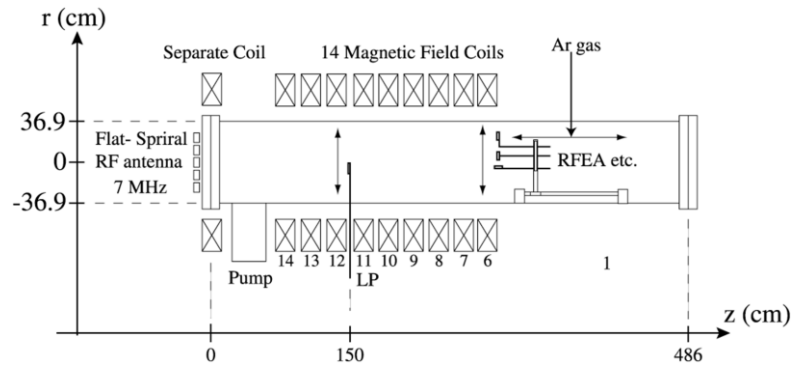


図 1 : 実験装置概略図.

3. 実験結果

3-1: イオンエネルギー分布関数計測

今回の実験においては, 真空容器内に設置したモータードライブの不調により軸方向に RFEA を動かすことが困難であったため, RFEA の位置を $z = 308$ cm (図 2 中矢印の位置) に固定して, 図 2(a)-2(c) に示すように外部印加磁場配位を変化させ, 等価的に発散磁場の上流域, 発散磁場配位中, 下流域におけるイオンエネルギー分布関数の計測を行った. 図 2 右側には, イオン捕集面が径方向を向いた RFEA (赤線: Radial RFEA), 及びアンテナ側を向いた RFEA (黒線: Axial RFEA) で計測したイオンエネルギー分布関数を示す. 図 2(a), 2(b) に示した計測結果では, 二つの RFEA による計測結果に差異は見られないが, 発散磁場下流に相当する図 2(c) では, Axial RFEA による計測でのみコレクター電圧 30 V と 40V に二つのピークが観測された. これは軸方向に加速されたイオンの存在を示唆しており, これにより発散磁場領域において静電的な加速が起きていることが明らかになったといえる.

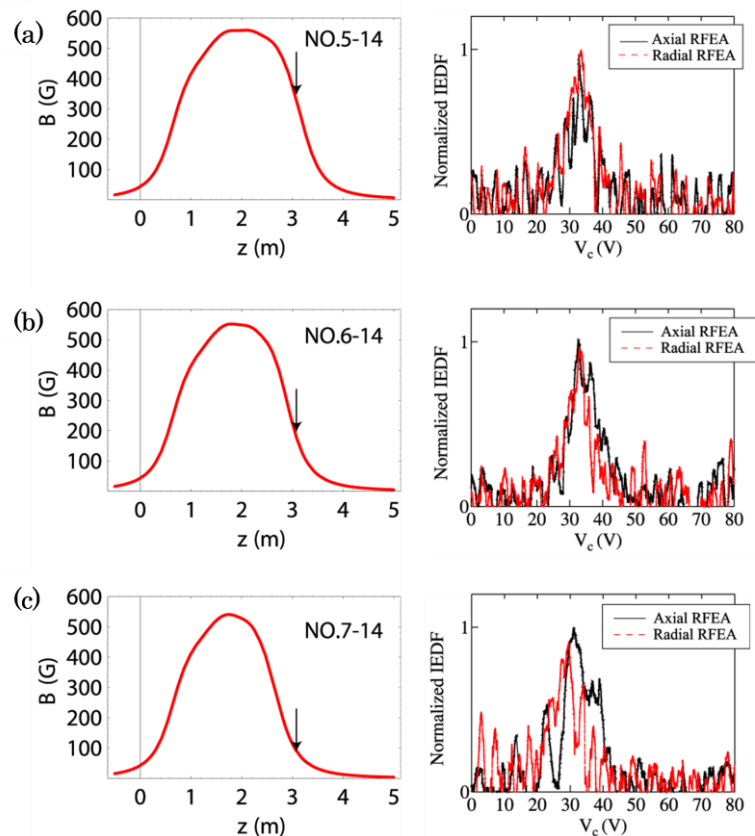


図 2 : 外部印加磁場配位および図中矢印の位置で測定したイオンエネルギー分布関数.

3-2: プラズマ密度・電位構造

軸方向に可動なモータードライブに設置した LP 及び RFEA を用いて、プラズマ密度とプラズマ電位の軸方向分布の計測を行った。ここで外部印加磁場配位は、図 2(b)に示した磁場配位とし、プラズマ密度はイオン飽和電流から見積もり、プラズマ電位は Radial RFEA で計測した IEDF のピークから見積もった。図 3 に計測結果を示す。図 3(a)を見ると、プラズマ密度が指数関数的に減少していることが分かる。図 3(b)に示した RFEA による電位構造の計測結果(○)を見ると、 $z = 300$ cm から 380 cm にかけて緩やかな電位降下が起きていることが分かり、デバイ長の数 10–100 倍程度の特長長で観測されるダブルレイヤー構造とは大きく異なると考えられる。上流域と下流域の電位差は約 10 V 程度となっており、この値は図 2(c)で観測された加速イオンのエネルギーと同程度であることが分かった。すなわち、本実験で観測されたイオン加速現象は大きな特長長を有する電位降下によって生じたものであると考えられる。

電子がボルツマン関係に従う際にはプラズマ電位 $\phi_p(z)$ の軸方向分布は次式のように表される。

$$\phi_p(z) = \phi_p(z_0) + T_e \ln \left(\frac{n_p(z)}{n_p(z_0)} \right) \quad (1)$$

ただし、 $\phi_p(z_0)$ 、 $n_p(z_0)$ は任意の基準点におけるプラズマ電位、プラズマ密度であり、 T_e は電子温度 (単位は eV) である。プラズマ中の電子温度は、電離度が低い場合には電離によるプラズマ生成と壁への粒子ロスのバランスで決定すると考えられ、イオンがシース端へ突入する速度をボーム速度と仮定して、次式から求めること出来る。

$$n_g K_{iz} \pi R^2 l = 2\pi R (h_R l + R h_l) u_B \quad (2)$$

ただし、 n_g 、 K_{iz} 、 R 、 l 、 u_B は中性粒子密度、電離レート・コンスタント、半径、プラズマ長、ボーム速度である。また、 h_R 、 h_l は径方向、軸方向のシース端と中心の密度比であり、今回の計算では Ref. [17]に従った密度比を使用した。放電容器内部での一様な放電、及び電子エネルギー分布関数が Maxwell 分布であると仮定したグローバルモデルを適用した場合に $T_e \sim 5.8$ eV の計算結果が得られた。また径方向への損失が無い場合、すなわち $h_R = 0$ とした場合には $T_e \sim 3$ eV の結果が得られ、発散磁場配位を使用している本実験では、上流域では径方向損失が少なく、発散磁場の下流域では径方向損失が増加していると予想され、両者の中間領域に相当すると考えられる。今回の実験で LP により計測した値は 5.6 eV であり無磁場の場合の計算結果とほぼ近い値を示しているものの、上記の範囲に相当するため妥当な値であると考えられる。今後密度分布等の計測を含めて議論する必要がある。式(1)と図 3(a)に示したプラズマ密度、及び電子温度 (5.6 eV) の計測値を用いて求めた電位分布を図 3(b)に□で示す。Radial RFEA による計測と計算結果は良い一致を示していることが分かり、今回の実験で観測された電位構造はボルツマン関係に従うものであることが分かった。

次に、発散磁場に沿ったプラズマ密度の z 軸方向分布について考える。プラズマが磁化しており磁力線に沿ってプラズマの断面積が変化する無衝突プラズマを仮定すると密度分布は次式のように表される。

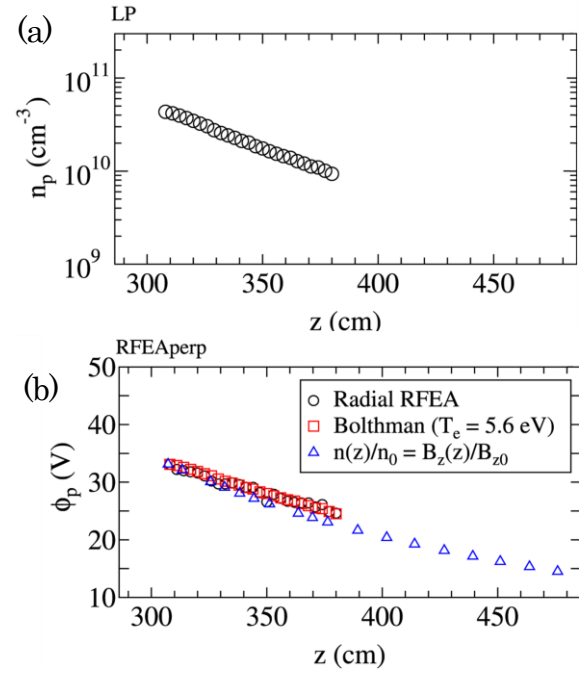


図 3 : (a) プラズマ密度の z 軸方向分布. (b) プラズマ電位の軸方向分布. (○ : RFEA による計測結果, □ : 図 3(a)の密度計測結果とボルツマン関係から求めた電位, △ : 磁場配位とボルツマン関係から求めた電位分布.)

$$\frac{n_p(z)}{n_p(z_0)} = \frac{B_z(z)}{B_z(z_0)} \quad (3)$$

(1)式と(3)式から得られるプラズマ電位分布の計算結果を図 3(b)に△で示す．この結果は，計測した電位分布，及びプラズマ密度計測結果とボルツマン関係から求めた電位分布と良い一致を示していることが分かる．以上のことから，本実験では磁力線に沿ってプラズマが発散し，プラズマ断面積の変化に伴う密度減少とそれに伴うボルツマン電場の形成によって，イオンが静電的に加速されていると考えられる．すなわちプラズマ生成領域における電子の圧力がボルツマン電場を介してイオンの運動エネルギーへと変換されていることが明らかになったといえる．

4. 結論

本実験では，大口径高周波プラズマに発散磁場配位を適用した際の静電イオン加速現象の検証を目的として実験を行い以下のことが明らかになった．本装置においてはダブルレイヤー構造は形成されていないが，磁力線の発散に伴いプラズマ密度が減少し，ボルツマン電場が形成されていることが分かった．このボルツマン電場を介して，プラズマ生成領域の電子が有する熱的なエネルギー，もしくは圧力項がイオンの運動エネルギーへと効率よく変換されていることが分かった．ダブルレイヤー構造が形成されない要因としては，プラズマ生成領域での径方向境界条件が大きく影響していると考えられ，現在の装置ではアンテナと容器壁面間に誘起される電磁場でもプラズマが生成されていると考えられる．そこでプラズマ生成領域をアンテナ全面のみへと限定するような遮蔽板を設置して，ダブルレイヤー形成と関連する実験を行う予定である．

謝辞

本実験は宇宙研共同利用研究として行わせて頂き，遂行するに当たり多大なるご協力を頂きました ISAS/JAXA 阿部琢美先生，山本育男氏に深く感謝いたします．また本研究の一部は，科学研究費補助金 若手研究(A:22684031)，基盤研究 (S:21226019)、および公益財団法人 東電記念財団 研究助成 (基礎研究) によりご支援頂いております．

参考文献

- [1] C. Charles and R. Boswell, *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 1356 (2003).
- [2] S. A. Cohen, N. S. Siefert, S. Stange, R. F. Boivin, E. E. Scime, and F. M. Levinton, *Phys. Plasmas*, **10**, 2593 (2003).
- [3] A. Meige, R. Boswell, C. Charles, and M. M. Turner, *Phys. Plasmas*, **12**, 052317 (2005).
- [4] C. Charles, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **16**, R1 (2007), and references therein.
- [5] K. Takahashi, K. Oguni, H. Yamada, and T. Fujiwara, *Phys. Plasmas*, **15**, 084501 (2008).
- [6] K. Takahashi and T. Fujiwara, *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 061502 (2009).
- [7] Å. Fredriksen, L. N. Mishra, and H. S. Byhring, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **19**, 034009 (2010).
- [8] M. D. West, C. Charles, and R. Boswell, *J. Propul. Power*, **24**, 134 (2008).
- [9] K. Takahashi, C. Charles, and R. Boswell, *private communications*, submitted (2011).
- [10] K. Takahashi, C. Charles, R. Boswell, and T. Fujiwara, *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 141503 (2010).
- [11] K. Takahashi, C. Charles, R. Boswell, T. Kaneko, and R. Hatakeyama, *Phys. Plasmas*, **14**, 114503 (2007).
- [12] A. Fruchman, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **36**, 403 (2008).
- [13] K. Takahashi, T. Lafleur, C. Charles, P. Alexander, R. Boswell, M. Perren, R. Laine, S. Pottinger, V. Lappas, and T. Harle, *private communications*, submitted (2011).
- [14] K. Takahashi, Y. Shida, T. Fujiwara, and K. Oguni, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **37**, 1532 (2009).
- [15] B. W. Longmier, E. A. Bering, M. D. Carter, L. D. Cassady, W. J. Chancery, F. R. ChangDiaz, T. W. Glover, N. Hershkowitz, A. V. Ilin, G. E. McCaskill, C. S. Olsen, and J. P. Squire, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **20**, 015007 (2011).
- [16] S. Shinohara, T. Motomura, K. Tanaka, T. Tanikawa, and K. P. Shamrai, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **19**, 034018 (2010).
- [17] M.A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of plasma discharges and material processing*, 2nd ed. (Wiley & Sons, New Jersey 2005), Chap 10.