

100 eV 以下の Xe⁺ イオン照射による炭素グリッド損耗

北川 道啓¹, 粕谷 俊郎¹, 剣持 貴弘², 和田 元¹

¹同志社大学大学院理工学研究科

²同志社大学大学院生命医科学研究科

Carbon Grid Erosion by Xe⁺ Ions below 100 eV

by

Michihiro Kitagawa¹, Toshiro Kasuya¹, Takahiro Kenmotsu² and Motoi Wada¹

¹Graduate School of Science and Engineering, Doshisha University

²Graduate School of Life and Medical Sciences, Doshisha University

Abstract

A low energy ion beam transport system to realize mass-separated Xe⁺ ion beam irradiation onto carbon target was designed and tested for carbon sputtering yield measurement below 1 keV energy. A magnetic quadrupole lens system successfully delivered the final beam onto the target placed 520 mm away from the ion source with the beam intensity 7.7 times that obtained by an electrostatic lens system. The intensity of the beam at the target is still as low as 0.75 μA/cm² at 200 eV beam energy. Part of reason for this small intensity is the displacement of the ion beam axis from the geometrical axis arising from the unsymmetrical arrangement of magnetic material used for the ion source.

1. 序論

μ10 等のイオンエンジンでは, Xe プラズマによる炭素グリッド損耗がイオンエンジンの寿命短縮化に繋がる大きな問題となる. この Xe プラズマによる炭素固体表面でのスパッタリング現象は, Xe イオンの入射エネルギーがスパッタリング閾値以下の低エネルギー領域の場合, 理論的に起こらないとされていた. しかし, Xe プラズマ照射後, 炭素固体表面で 14% の Xe 蓄積が Doerner 等より報告されており [1], 実際の炭素表面でのスパッタリング現象は純粋な炭素に Xe が入射した場合と, Xe が蓄積した炭素に入射した場合の 2 つの状況下で生じていると予測される. また ACAT コードのシミュレーション結果より, Xe スパッタリングの閾値エネルギーは純粋な炭素の場合 160.84eV, 14% の Xe 蓄積を考慮すると 36.5 eV となることが報告されている [2]. したがって Xe 蓄積の影響により 100 eV 以下の領域においてもスパッタリング損耗が一定量生じると予測される. しかし, この 14% の Xe 蓄積が実機の条件に対して妥当であるか, 更にその場合のスパッタリング率はどのように評価されるべきか等の解決すべき課題がある. 本研究で

はエネルギーの特定されたイオンビームを用いてこれらを実験的に確認することを目的とする.

開発中の実験装置はビーム輸送に静電レンズを用いているが, 100 eV 以下の低エネルギーイオン輸送に対しては空間電荷効果によるイオンビームの発散が大きい [3]. そこで二段型の磁気四重極レンズを設計した. 本論文では, 設計した四重極レンズの仕様及び Ar, Xe イオンビーム引出し結果について報告する.

2. 実験原理

2.1 空間電荷効果

イオン源よりイオンビームを引き出す際, ビーム輸送ラインに存在するイオン同士の空間電荷効果の影響が大きく関わる. 空間電荷密度 ρ は式(1)より示される.

$$\rho = \frac{J}{v_i} = J \sqrt{\frac{m}{2qV}} \quad (1)$$

すなわちイオンの速度 v_i , 引出し電圧 V に反比例し, 質量 m に比例する. そのため, 低エネルギーの場合やイオンの質量が大きい場合では空間電荷量は大きくなるため, 空間

電荷効果によるビームの発散が顕著となる。

電子の中和効果によりイオンビームの空間電荷効果を抑制することを考えると、電子及びイオンビームの空間電荷による電界 \mathbf{E} を表す式は(2)となる。ここで、イオンの密度 n_i 、電子の密度 n_e 、真空の誘電率 ϵ_0 、電荷素量 q とする。

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{q(n_i - n_e)}{\epsilon_0} \quad (2)$$

イオンビームの空間電荷が電子によりほぼ中和されている場合、 $n_i \cong n_e$ より空間電荷によるビームに働く力は 0 となる。

2.2. 磁気四重極レンズ

四重極レンズに入射されたイオンビームは、レンズ磁場によるローレンツ力を受け、収束される。x 軸で収束、y 軸で発散作用のレンズ内のイオンの運動は、ビーム方向を z 軸とし、初期速度 v_0 、方向のイオンの速度を v_x, v_y 、磁束密度を B_x, B_y とすると、

$$m \frac{dv_x}{dt} = -qv_0 B_y \quad (3)$$

$$m \frac{dv_y}{dt} = qv_0 B_x \quad (4)$$

と表される。これを解くことで以下の四重極レンズ内での軌道方程式が得られる。

$$x(z) = x(0) \cos(\omega z) + \frac{x(0)'}{\omega} \sin(\omega z) \quad (5)$$

$$x(z)' = -\omega x(0) \sin(\omega z) + x(0)' \cos(\omega z) \quad (6)$$

$$y(z) = y(0) \cosh(\omega z) + \frac{y(0)'}{\omega} \sinh(\omega z) \quad (7)$$

$$y(z)' = \omega y(0) \sinh(\omega z) + y(0)' \cosh(\omega z) \quad (8)$$

$$\omega = \sqrt{\frac{\mu_0 NI}{a^2}} \sqrt{\frac{2q}{mV}} \quad (9)$$

ここで、 μ_0 は真空の透磁率、 a はレンズの開口半径、 V はイオンビーム引出し電圧である。また、 NI は起磁力であり、レンズの磁場強度に対応するパラメータである。

3. 実験装置

本研究での実験装置概略図を Fig.1 に示す。イオン源には Duo-Plasmatron 型イオン源を用いており、中間電極と Anode 間の磁束低下を防ぐため Ni 防錆メッキされた鉄製となっている。引出し系はプラズマ電極、レンズ電極、引出し電極の 3 枚構成である。1, 2 枚目は $\phi 1$ mm の小孔を 91 個配置した多孔、3 枚目は $\phi 14$ mm の単孔となっている。

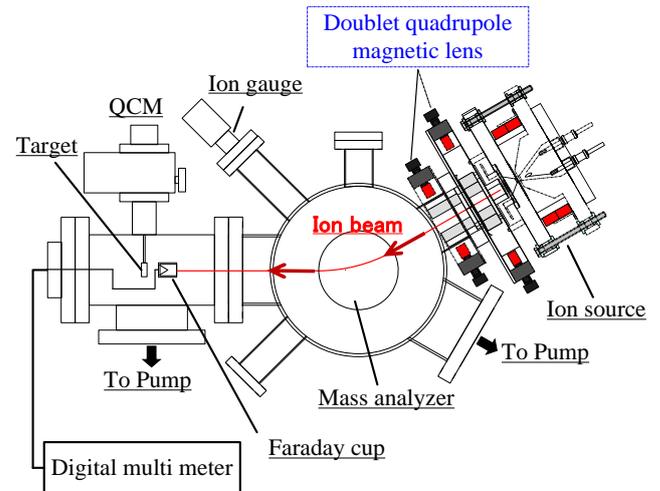


Fig.1. Schematic diagram of experimental apparatus.

引出したイオンビームは Xe^+ と Xe^{2+} などの多価イオンを分離するため磁界型の質量分離器により 30° 偏向しており、質量偏向軸と質量偏向直交軸でターゲット位置でのビームの焦点が異なる。そこで両軸の焦点をターゲット位置で調整するため、イオン源と質量分離器の間に焦点調整レンズを挿入する。これまでは三段型の静電四重極レンズを用いていたが、チャージアップや電極間の絶縁不良の問題があり、今回二段型の磁気四重極レンズを設計した。

また、炭素スパッタリング実験を行うためのスパッタターゲットは測定チャンバー上部から水晶振動子を挿入できる構造となっており、回転フランジに固定したファラデーカップをターゲット前に置くことでターゲットに照射されるイオンビーム電流密度の測定が可能である。

4. 二段型磁気四重極レンズ

4.1 レンズ構造

二段構成のこのレンズは、引出し電極フランジ内部に取り付けたレンズ1段目磁極に固定板を介して2段目磁極を固定し、メインチャンバーのICF114ポートに挿入する構造となっている(Fig.2). それぞれのレンズにおいて、磁気回路形成のための鉄製リターンヨークは真空外部に設置する。

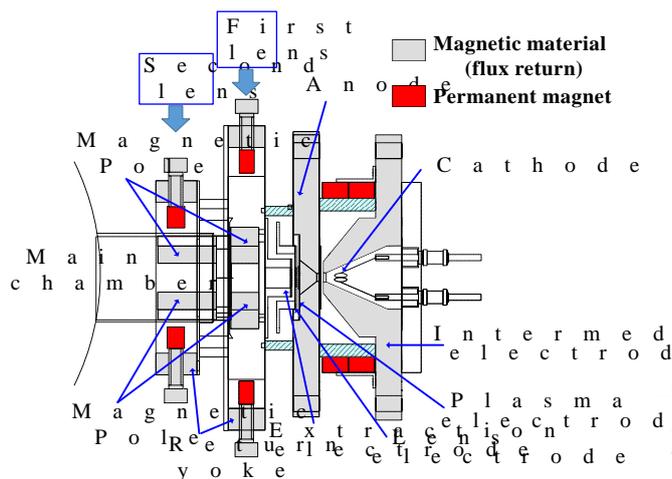


Fig.2. Schematic diagram of doublet magnetic quadrupole lens and ion source.

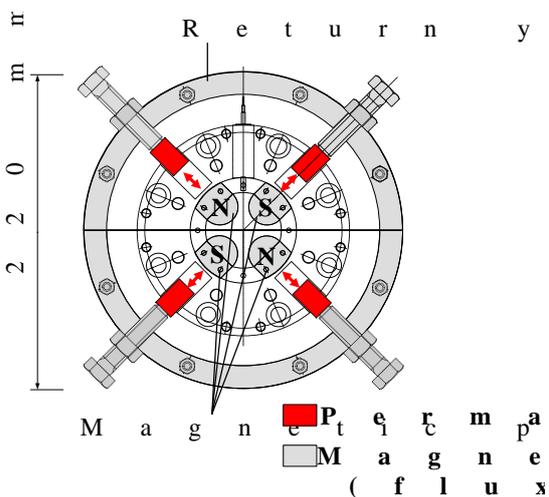


Fig.3. The structure of the first magnetic quadrupole lens.

レンズの磁極長は1段目が19 mm, 2段目が40 mmであり、両レンズ開口半径は10 mmである。1段目のレンズでは質量偏向軸で発散、質量偏向直交軸で収束作用となる。2段

目では偏向方向が逆となり、2段を組み合わせることで両軸での収束を得ることが可能である。

それぞれのレンズ磁場の調整方法は、リターンヨークに取り付けたボルトを回転させることで、ボルトの先に取り付けた永久磁石と磁極との距離の調整ができる。磁石と磁極の距離を最も近づけた場合、磁極間距離が最も近い位置での最大磁束密度は、1段目、2段目それぞれ約1000 Gauss, 800 Gaussが得られた。

4.2 イオンビーム軌道計算

磁界型四重極レンズを設計するにあたり、磁界型四重極レンズ内のイオンの運動方程式(5)~(9)を用いてイオンビームの軌道計算を行った(Fig.4).

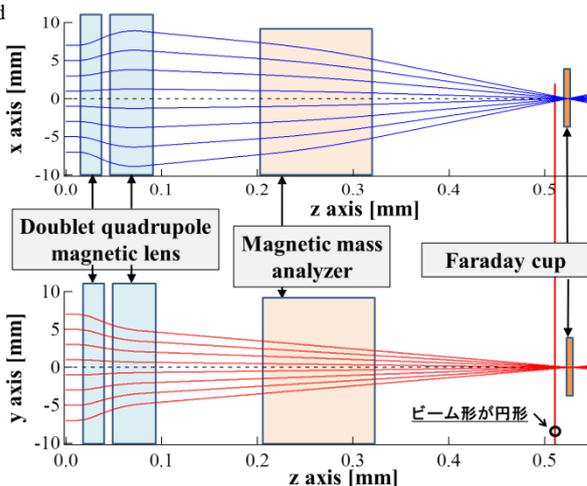


Fig.4. Xe ion beam trajectory with the doublet quadrupole magnetic lens.

Fig. 4において上図は質量偏向方向、下図は質量偏向直交方向のビーム軌道計算結果である。左端がイオン引出し面となり、引出した際のビーム形はφ14 mmである。引出した直後の青色の領域が今回設計した二段型の四重極レンズ、オレンジの領域が質量分離器である。ファラデーカップは引出し面から約520 mmの位置にあり、両軸においてビームの集束が得られていることがわかる。また、赤線の位置にスパッタリングターゲットを置くことでほぼ円形のビームを照射するこ

とが可能である。

また、本計算により求めた Ar 及び Xe 引出し時の四重極レンズ磁場を Table 1. に示す。ただし、示した磁束密度は磁極間が最も近い位置での最大磁束密度である。

Table 1. Calculation of magnetic field density for Xe, Ar ion beam extraction.

Extraction voltage [V]	Magnetic flux density [Gauss]			
	Xe		Ar	
	First lens	Second Lens	First lens	Second Lens
100	890	430	490	270
200	2160	610	700	340
300	1550	750	860	410
400	1790	870	990	480
500	2000	970	1100	530
600	2200	1060	1210	590
700	2370	1150	1310	630
800	2530	1220	1400	680
900	2700	1300	1490	720
1000	2800	1370	1560	760

4.3 四重極磁場構造シミュレーション

設計した四重極レンズ構造において得られる磁束密度強度を三次元磁場解析ソフト Amaze-Magnum により解析した。

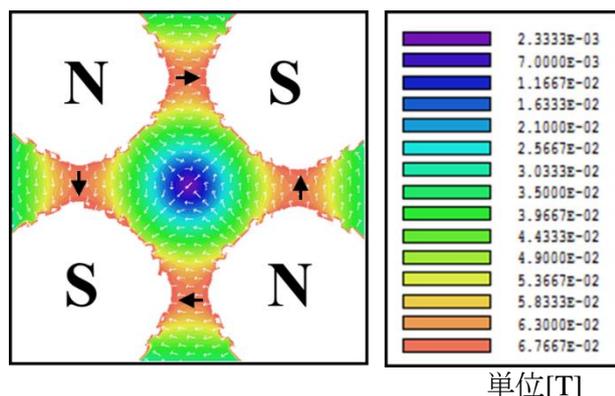


Fig.5. Simulation of magnetic flux density on the first lens.

1 段目レンズの解析結果を Fig.5 に示す。2 段目レンズは同様の構造である。それぞれのレンズの中心は無磁場となる。また、中心から外側にいくほど磁場は強くなり、磁束密度が最も強い位置は磁極間が最も近い位置で

ある。

永久磁石と磁極を最も近づけた場合、最大磁束密度は 1 段目で約 680 Gauss, 2 段目で約 590 Gauss となった。ただし、実際にガウスメーターを用いて測定した磁束密度と比較すると、Amaze による計算値の方が低い値となった。

5. イオンビーム引出し実験

5.1 Xe, Ar イオンビーム引出し

設計した磁気レンズを用いて測定した Xe イオンビーム引出し特性を Fig.6 に示す。実験条件は、安定的にビームが得られる Xe ガス圧 3.0×10^{-5} Torr, 放電電流は 1.25 A で一定となるように調整し、レンズ電圧は各引出し電圧においてビーム電流密度が最大となるような最適値に設定した。

静電レンズの場合と比較すると、1 kV の時 $4.9 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ で約 5 倍, 200V の時 $750 \text{ nA}/\text{cm}^2$ で約 14 倍となり、大幅なイオンビーム電流密度の増加が得られた。しかし 200V 以下で急激に減少しており、これは低エネルギーイオン輸送では空間電荷効果による影響が顕著であることが原因とされる。

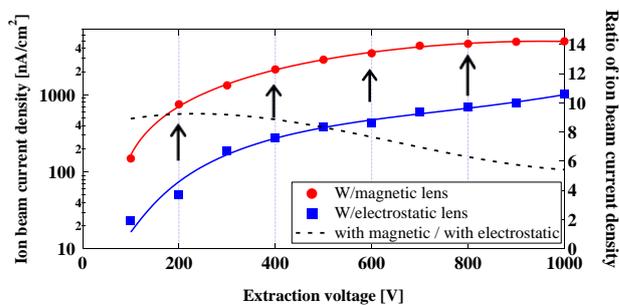


Fig.6. A characteristic of Xe ion beam current density against extraction voltage.

また、磁気レンズと静電レンズの Xe イオンビーム電流密度の比を取ると、引出し電圧増加に伴い減少傾向にある。静電レンズの場合、レンズ内に存在する電子の運動は電極方向にあるため、レンズ内に電子は存在しない。一方磁気レンズの場合は、電子は四重極磁場に巻きつきレンズ内に停滞するため、レンズ内での空間電荷中和が起こり、イオンビームの発散が抑制される。その結果、磁気レンズ

の方がターゲット位置まで輸送されるイオンビーム電流密度は高くなる。今回、引出し電圧は1 kV までしか測定していないが、このまま増加させていくと、引き出されるイオンが速くなるため空間電荷効果による発散は減少する。よって、理論的には両レンズによるビーム電流密度比は0に近づいていくと予測される。つまり、空間電荷による影響を大きく受ける低エネルギー領域では磁界型四重極レンズが有効であると考えられる。

また、異なるイオン質量の比較として Ar イオンビーム引出し実験を行った。Fig.7 に Ar と Xe のイオンビーム電流密度を比較結果を示す。実験条件は Ar イオンビームが安定的に得られた Ar ガス圧 2.0×10^{-5} Torr, 放電電流は 2.44 A 一定となるよう調整した。また、レンズ電極に加える電圧は、Xe ビーム引出しと同様にビーム電流密度が最大となるような最適値に設定した。Ar の質量数は 40, Xe は 131 であり、同じ引出し電圧でも Ar ビームの方が速い。また式(1)より Ar の方が空間電荷密度が低いいため、Xe に比べて空間電荷効果による発散が小さい。したがって、輸送されるイオンビーム量は Ar の方が多い結果となる。

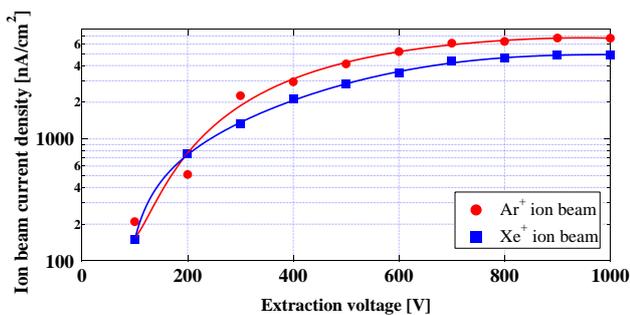


Fig.7. A characteristic of Ar, Xe ion beam current density against extraction voltage.

5.2 Xe, Ar イオン引出し電圧に対する四重極レンズ磁場

Xe イオンビーム引出し電圧に対する四重極レンズ1段目, 2段目の四重極磁場を Fig.8, Fig.9 に示す。測定点は Fig.10 に示した磁極間距離が最も近いそれぞれ4点である。

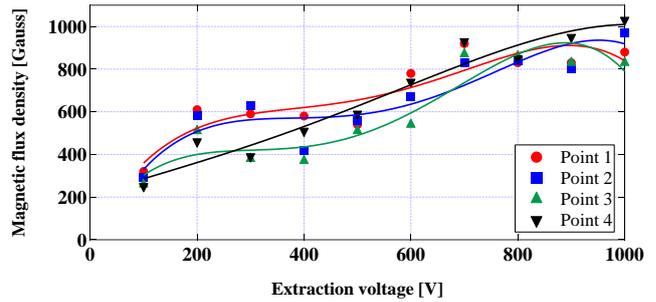


Fig.8. Magnetic flux density of first lens against Xe ion beam extraction voltage.

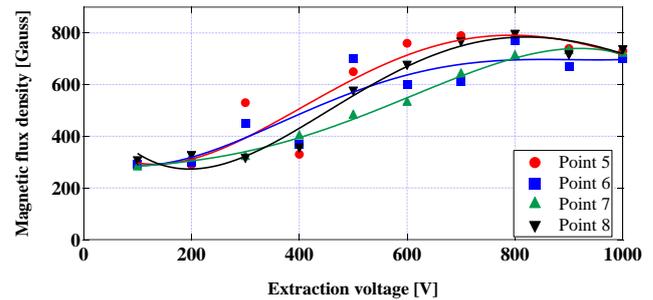


Fig.9. Magnetic flux density of second lens against Xe ion beam extraction voltage.

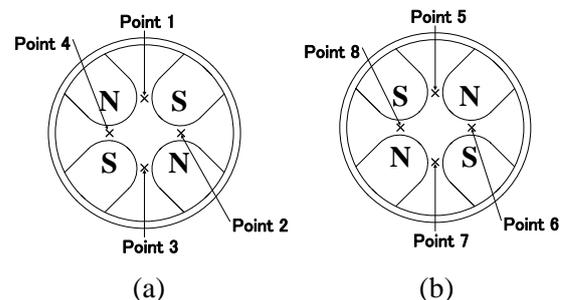


Fig.10. Measurement point of magnetic flux density on (a) first lens and (b) second lens.

レンズ磁場は、引出し電圧が高いほど引き出されるイオンの運動量が大きいため、より強い磁場が必要となる。よって、理論的には引出し電圧の増加に伴ってレンズ磁場は線形に増加するはずである。しかし、実際の測定では全体的に増加しているものの非線形な変化が見られる。この原因の1つとして、イオン源に用いられている磁性体及びプラズマ圧縮磁場と四重極レンズの磁場が干渉していることが考えられる。

Ar イオンビーム引出し電圧に対する四重極レンズ1段目, 2段目の四重極磁場を Fig.11, Fig.12 に示す。Xe に比べ Ar の場合の方が全

体的に必要となる四重極磁場が少ない。これは式 (9) より ω を一定にしようとする、イオンの質量が軽くなる分、レンズ磁場強度は減少するためである。そのため Ar は Xe よりもイオン源の磁場干渉を受けやすく、非線形な変化が大きくなっていると考えられる。引出し電圧 700V での不規則な点についてもイオン源との磁場干渉による影響だと推測される。

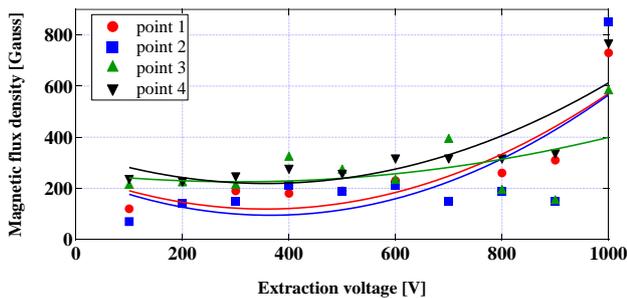


Fig.11. Magnetic flux density of first lens against Ar ion beam extraction voltage.

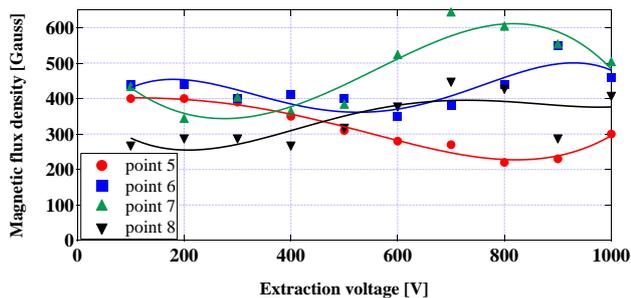


Fig.12. Magnetic flux density of second lens against Ar ion beam extraction voltage.

また、Xe, Ar の両者とも Table 1. に示した磁束密度の計算結果よりも少ない磁場となっている。磁気レンズを設計するにあたり行った軌道計算では、磁界型質量分離器のエッジ磁場による質量偏向直交方向のレンズ効果が含まれていないため、計算値よりも低いレンズ磁場である程度の収束が可能であったと考えられる。よって、質量分離器のレンズ効果を考慮して、より詳細な三次元ビーム軌道シミュレーションを行う必要がある。

6. まとめ

イオンビーム引出し結果より、レンズ磁場とイオン源の磁場が干渉しているため、磁場

干渉の少ない構造のイオン源引出し部の検討が必要である。しかし今回設計した磁気四重極レンズでの焦点調整により、1 kV で約 $4.9 \mu\text{A}/\text{cm}^2$, 200V で $750 \text{ nA}/\text{cm}^2$ の Xe イオンビーム電流密度が得られ、静電四重極レンズに比べて全体的に 7.7 倍の増加が確認された。よって、今回設計した二段型の磁気四重極レンズは空間電荷効果の影響が大きい低エネルギーイオンビーム輸送に有効であると考えられる。

参考文献

- [1] R.P. Doerner, D.G. Whyte, D.M. Goebel, J. Appl. Phys. **93**, 5816(2003).
- [2] T. Kenmotsu, M. Wada, T. Hyakutake, T. Muramoto, M. Nishida, Nucl. Instr, Methods. **B267**, 1717(2009).
- [3] M. Wada, T. Kenmotsu, “Development of a small sputtering yield measurement system”, Proceedings of Space Transportation Symposium, Institute of Space and Astronautical Science (2013).
- [4] R.D. Kolasinski, J.E. Polk, D. Goebel, L.K. Johnson, Appl. Surf. Sci. **254**, 2506(2008).
- [5] J.J. Blandino, D.G. Goodwin, C.E. Garner, Diam. Relat. Mat. **9**, 1992-2001(2000).
- [6] T. Kalvas, “Beam Extraction and Transport”, CERN-2013-007, p. 537-564.
- [7] F.F. Chen, “INTRODUCTION TO PLASMA PHYSICS AND CONTROLLED FUSION”, PRENUM PLESS, p421(1974).
- [8] S. Suresh, “Extraction and transport of ion beam from an ECR ion source”, p120 (2011).
- [9] S. Humphries. Jr, Dover Publications “Principles of Charged Particle Acceleration”, p.592 (1999).