

サイクロトロン内部イオン源の RF 引出しシミュレータ開発

DEVELOPMENT OF AN RF EXTRACTION SIMULATOR FOR CYCLOTRON INTERNAL ION SOURCES

蛭海元貴^{#, A)}, 筒井裕士^{A)}, 宮崎修司^{A)}, 北原龍之介^{A)}, 星野一生^{B)}, 畑山明聖^{B)}

Genki Hirumi^{#, A)}, Hiroshi Tsutsui^{A)}, Shuji Miyazaki^{A)}, Ryunosuke Kitahara^{A)}, Kazuo Hoshino^{B)}, Akiyoshi Hatayama^{B)}

^{A)} Sumitomo Heavy Industries, Ltd. (SHI)

^{B)} Keio University

Abstract

The final goal of this study is to construct an *integrated* simulation model useful for designing medical cyclotrons. The integrated model is demanded to simulate the overall system, e.g., the internal ion source, RF-extraction system and acceleration system. As the first step, we have developed a two dimensional particle-in-cell (2D-PIC) model for the ion source with a simple extraction grid. After the careful validity check by comparing the simulation results with the plasma sheath theory, the dependence has been studied of the plasma meniscus and the beam emittance on the extraction voltage. Reasonable simulation results have been obtained, i.e., by optimizing the extraction voltage, the beam emittance is shown to be minimized when the plasma meniscus becomes flat. These encouraging results show that our present simple 2D PIC modeling is a robust basis to develop more realistic integrated models for medical cyclotrons with an internal ion source.

1. はじめに

陽子線治療用サイクロトロンやPET用サイクロトロンの多くはその内部にイオン源を備えている。これらの内部イオン源には引き出されたビームの安定性、高電流、低エミッタンス化が求められる。

通常、引出し電場がイオン源の引出しスリットからプラズマ容器(チムニー)内部に染み入る際、チムニー内部のプラズマがこれを遮蔽し、イオン放出面(メニスカス)が形成される。このメニスカス形状はビームの収束・発散を決定しビーム特性に大きく寄与する。このため、外部イオン源の場合に静電場による引出しの解析が盛んに行われてきた。^[1]

これに対して、サイクロトロンの中心領域では、radio-frequency (RF)の加速電場が引出しも担うため、メニスカスが定まらず、ビーム特性も随時変化する。ビーム特性を数値解析から得るには、RF 電場やサイクロトロン内の高磁場を正しく模擬する必要がある。よって、小さい時間ステップ幅及び小さい空間グリッド幅により、計算コストが膨大になる。このような課題を持つためか、RF 電場による引出しシミュレーションはほとんどなく、固定化したメニスカスを用いた近似計算の例がある程度である。

このように、RF 引出しの解析には、各種のモデル化による計算時間の短縮化が望まれるが、その真偽を議論するためには基盤構築が求められる。そこで、今回は、RF 引出し下のプラズマの振る舞いを第一原理的に明らかにした。計算コードには、モデル化が少なく第一原理的な解析が可能な Particle in Cell^[2, 3] (PIC)法を採用した。PIC は汎用性が高く、計算過程の追加も容易である。これを用いて、無磁場下におけるプラズマとメニスカスをセルフコンシステントに解き、物理的に極めて妥当な結果を得た。

2. シミュレーション手法

2.1 計算対象

メニスカス付近を正しく模擬するために計算対象をチムニー、引出しスリット、第一加速ギャップとし、その 2 次元簡易モデルを Fig. 1 に示す。任意の引出し電圧を与えるために、右端に Dirichlet 境界条件、上下の加速ギャップ部分に Neumann 条件を課している。

チムニー内部は、電子と陽子を模擬した 2 種類の疑似粒子で満たしておく。さらに、バルクのプラズマ密度を一定に保つため、陽子が壁に到達した時点で一對の電子と陽子のペアを用意し、乱数で決定した位置に重ねて供給した。これは、粒子供給時に急激な電場の変化を防ぐためである。また、粒子の初期速度は粒子温度を基に Maxwell 分布から乱数で決定した。

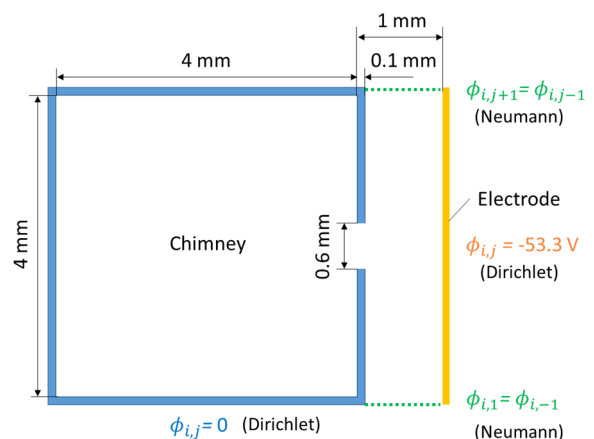


Figure 1: Schematic image of 2D simulation model.

[#] genki.hirumi@shi-g.com

2.2 計算手法と計算条件

二次元 PIC と静電場近似を採用し、ポアソン方程式から系の電位、電場を計算した。電荷を割り付ける際の重みは、空間グリッド点と粒子の距離から Cloud-in-cell (CIC)法で算出した。このとき、素電荷 e と、おもみ A を用意し、粒子を超粒子として扱うために、 $|Q/h| = Ae$ として個々の粒子に単位高さあたりの電荷を与えた。

粒子の移動には、ハミルトニアンを保存できるシンプレクティック数値積分法である leap-frog 法を採用し、タイムステップ幅 Δt ずつ粒子位置 \mathbf{x} と速度 \mathbf{v} を更新した。

本計算の基本条件を Table 1.にまとめた。粒子温度は Penning Ionization Gauge 型のイオン源のパラメタを参考に決めた。時間ステップ幅及び空間グリッド幅は、各々、RF 電場の周期およびデバイ長より十分に短くなるよう設定した。

今回の計算は、本研究の初期検討に位置するものであり、計算時間節約の観点から、実際のプラズマ密度と比較して小さな密度でシミュレーションを行った。そこで、実際の引出しをできるだけ模擬するため、以下の考え方に従い、引出し電圧についても実際より低い値を設定した。

まず、プラズマから壁面に向かう粒子束(電流密度)を J_0 、一方、Child-Langmuir 則[4]から得られる最大電流密度を J_{CL} とおく。プリシースーシース境界でのイオン密度 n_s 、素電荷 e 、ボーム速度 C_s を用いると J_0 は、

$$J_0 = n_s e C_s \quad (1)$$

で与えられる。一方、イオンの質量を M 、引出し電圧を V_0 、加速ギャップを $d=0.9$ mm とすれば J_{CL} は、

$$J_{CL} = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2e}{M} \right)^{1/2} \frac{(-V_0)^{3/2}}{d^2} \quad (2)$$

で与えられる。パービアンスマッチング($J_0 = J_{CL}$)をとると、 $V_0 = -48.38$ V と求まった。よって、今回は-50V 付近で検討を行った。

Table 1: Basic Parameters for This Study

名称	記号	設定値
密度	n_e, n_i	$1 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$
電子温度	T_e	5 eV
陽子温度	T_i	1 eV
タイムステップ幅	Δt	0.01 ns
グリッド幅	Δx	0.1 mm
粒子おもみ	A	$1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$

3. シミュレーション結果

3.1 パービアンスマッチング時のシミュレーション結果

まず、イオン源内部のうちシースとは重ならない範囲に含まれるグリッド点上の電位を空間で平均し、その時間発展を確かめた。これを Fig. 2 に示す。このとき、500 ns ほどで電位の変化は落ち着いた。供給された粒子が

壁に抜けるまでの時間スケールを概算すると、180 ns となる。ただし、ボーム速度(イオン音速) $C_s \sim 2.2 \times 10^4$ m/s、チムニーの一边 $L \sim 4$ mm とした。この値から考えて、Fig. 2 の結果は妥当と考えられる。

Figure 3 に、引出し電圧を $V_{dee} = -50$ Vとした場合のスリット近傍における電位分布を示す。ここでは、 $x = 4.0$ mm - 4.1mm の上下にチムニー壁が存在し、スリットがこれらを隔てている。電位 $\phi = 0$ V 付近の等高線を描き、スリットの辺りに形成されたメニスカスの形状を可視化した。このパービアンスマッチングのとれた条件では、電極に印加した引出し電場がスリットからイオン源内部へ染み込むのをプラズマ粒子が遮蔽し、両者が釣合うため、壁面とほぼ平行なメニスカスが形成されていた。

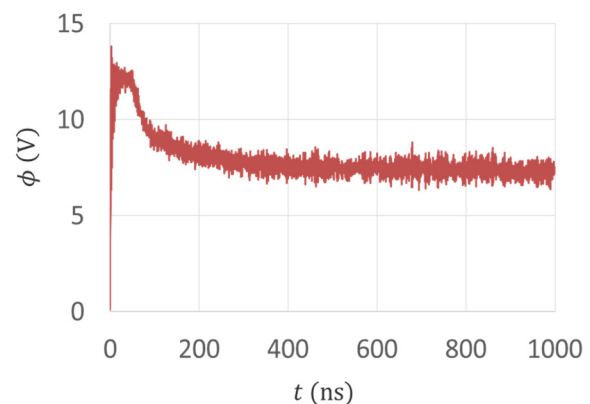


Figure 2: Time evolution of space-averaged plasma potential.

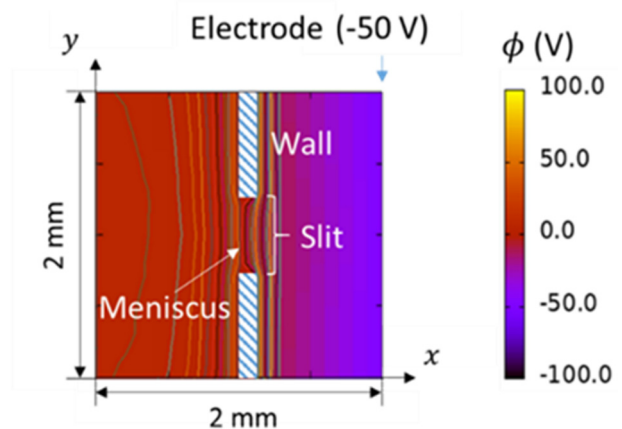


Figure 3: Electric potential distribution with contour-lines (step: 0.5 V) at the perveance matched condition.

3.2 引出し電場による特性の変化

3.1 と同様に、 V_{dee} を 0, ± 25 , ± 50 , ± 75 , ± 100 , ± 200 , ± 500 V とそれぞれの設定でシミュレーションを行い、その等電位線を描画した。このとき、 $V_{dee} = 0$ V では陽子も電子もスリットから自由に出てくることができ、 $V_{dee} < 0$ V では陽子のみが引き出され、 $V_{dee} > 0$ V では電子のみが引き出された。これらの計算から得られたスリット付近の電位分布を Fig. 4 に示す。 $V_{dee} \leq -50$ V では、電

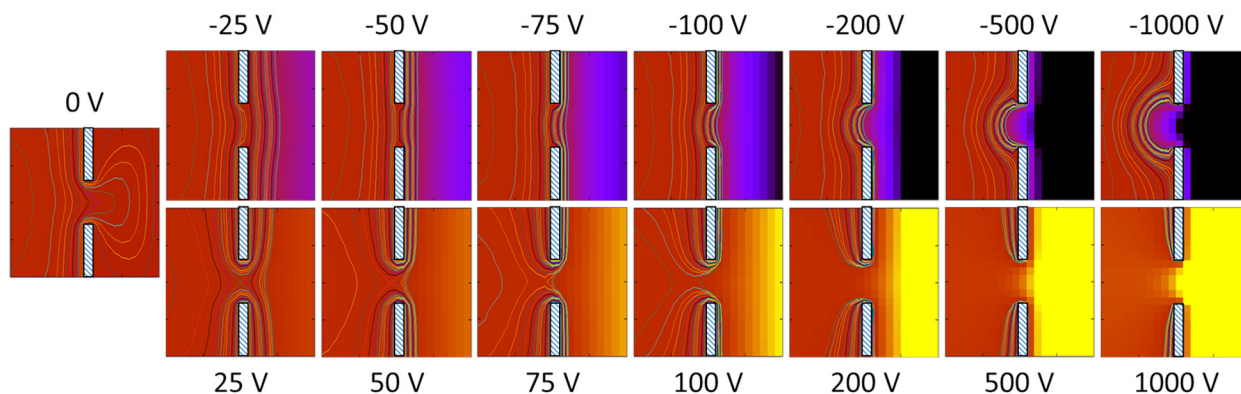


Figure 4: Electric potential contour around the slit of the ion source, for typical extraction voltage cases.

圧が高くなるにつれメニスカスの曲率が高まった。-50 V < V_{dee} < 0 V では、メニスカスが凸となった。 $V_{dee} > 0$ V では、メニスカスが見られなくなった。この非対称性は、電子と陽子の質量差だけでなく、プラズマのシース領域が約 10 V ほどの正の電位をとっているためだと考えた。

次に、陽子が引き出された各条件について、 (y, y') 位相空間における陽子ビーム中の粒子の分布を Fig. 5 に示した。また、Fig. 6 には、規格化した 4RMS エミッタンス $\epsilon_{norm,4rms}$ を示した。これらの結果を比較すると、おおよそ既存の理論[5]に一致していた。

また、Fig. 7 には引き出された電子または陽子の、単位高さあたりのビーム電流 I/h を示した。ここで、Eq. (1), (2) から求まる電流密度にスリット幅 w をかけた結果も示した。これらの理論値と、 $V_{dee} = -50$ V における I/h が一致することを確かめた。また、陽子ビーム電流は Eq. (1) の J_0 による制限を受けていることを確かめた。一方で、電子ビーム電流についても同様の制限を受けたと考えられるが、陽子の場合の数倍は引き出されていることがわかる。これは、電子の引出しではメニスカスが崩壊しており、スリット開口部の上下に居た電子も集められたものと考えられる。

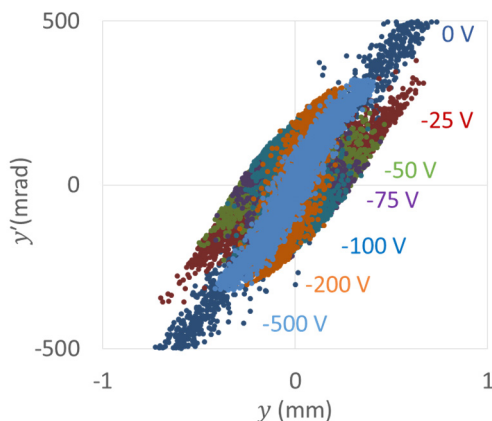


Figure 5: (y, y') phase space distribution of protons which are extracted from the extraction electrode.

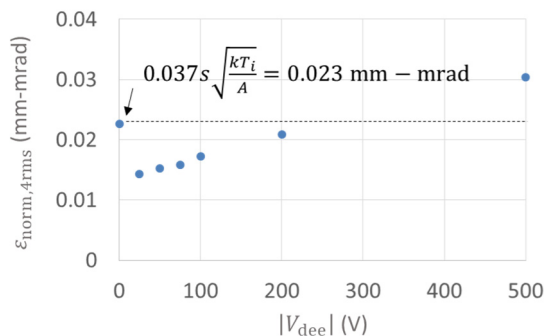


Figure 6: Normalized 4RMS emittance, as a function of extraction voltage. Dotted line is by Ref. 5.

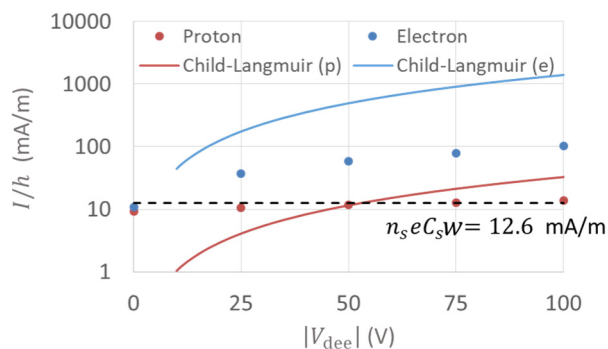


Figure 7: Extracted proton and electron beam current per unit height, as a function of extraction voltage.

3.3 RF 引出しの検討

RF 引出しを模擬するにあたって、引出し電圧の振幅 V_0 と周期 f_{RF} (角周波数 $\omega_{RF} = 2\pi f_{RF}$) の余弦波を掛け、 $V_{dee}(t) = -V_0 \cos(\omega_{RF} t)$ を与えることにした。すると、エミッタンス図は DC 引出しの各結果を重ね合わせたものに近くなったため、この結果は正しいと考える。つまり、磁場がない場合において、物理的に正しい結果を得られるシミュレーションコードができた。

4. まとめと今後の課題

RF 引出しの適切なシミュレータ開発を始め、磁場なし、静電場近似の 2D- PIC コードを作成した。今回実施した計算では、下記のような結果を得た。

- 正負の幅広い範囲で引出し電圧 V_{dee} を変化させた
- パービアンスマッチングのとれた $V_{dee}(= -50 \text{ V})$ では、メニスカスが壁面と平行になり、ビーム電流はプラズマからのイオン飽和電流と一致した
- さらに、2D-PIC 計算の結果に基づき、各々の V_{dee} に対しビームの (y, y') 位相空間分布図を作成した
- この位相空間分布図と実空間におけるメニスカス形状とを比較することにより、 V_{dee} の変化によるメニスカス形状の変化、それに伴うビーム収束性の変化を正しく模擬できることが確かめられた

これらは物理的に極めて妥当であり、今後の本研究に対するロバストな基盤が得られたと考える。

実際のサイクロトロンでは、陽子を適切に加速するための強磁場がかかっている。この影響はチムニー内部の電子にも及ぶため、電子はスリットからほとんど出てこれないものだと考えられる。一方で、現在の計算コードは電子も陽子と同様に引き出してしまうので、ビーム電流は正しく評価できない。よって、本研究の第2段階では、現在のプログラムに磁場を実装する。

ただし、静磁場の実装だけでは 2 次元体系において電子が減らず、なんらかの拡散過程も必要になる。こちらは、プラズマ粒子間衝突およびプラズマと中性ガスとの弾性衝突の実装から取り組む。

参考文献

- [1] K. Miyamoto *et al.*, “Effect of basic physical control plasma meniscus and beam halo formation in negative ion sources”, *J. Appl. Phys.*, 2013.
- [2] 南部健一, 『プロセスプラズマのモンテカルロシミュレーション』, 2003:
https://dl.ndl.go.jp/view/download/digidepo_111082521_po_ART0005323824.pdf?contentNo=1&alternativeNo=
- [3] C. K. Birdsall *et al.*, “Plasma Physics via Computer Simulation”, Taylor and Francis Group, 2005.
- [4] M. A. Liberman *et al.*, “Principles of Plasma Discharges and Materials Processing”, John Wiley & Sons, Inc., 2010.
- [5] P. Allison *et al.*, “Comparison of Measured Emittance of an H- Ion Beam with a Simple Theory”, Los Alamos National Lab., 1981.