

単胞型空洞による 10A 級大電流ビームの加速の検討

ACCELERATION OF 10-AMPERE-CLASS HIGH CURRENT BEAM BY SINGLE CELL CAVITY

佐古貴行^{#, A)}, 石禎浩^{B)}, 上杉智教^{B)}, 栗山靖敏^{B)}, 森義治^{B)}, 津守克嘉^{C)}, 安藤晃^{D)}
Takayuki Sako^{#, A)}, Yoshihiro Ishi^{B)}, Tomonori Uesugi^{B)}, Yasutoshi Kuriyama^{B)}, Yoshiharu Mori^{B)},

Katsuyoshi Tsumori^{C)}, Akira Ando^{D)},

^{A)} Toshiba Energy Systems & Solutions Corporation

^{B)} Kyoto University

^{C)} National Institute for Fusion Science (NIFS)

^{D)} Tohoku University

Abstract

We study RF acceleration of 10-ampere-class high current beam by the new acceleration method called the single cell cavity. RF numerical simulation showed that the power consumption is within 300 kW per cavity. Numerical solution of the envelope equation showed the possibility of acceleration and transport with a beam duct size of 100 mm for 10-ampere deuteron beam. This report describes the results of the RF numerical simulation and beam calculation.

1. はじめに

イオンビームの初段加速には RFQ (高周波四重極線形加速器) が広く用いられている。RFQ はカプチンスキーらにより考案され、現在では多くの加速器施設で稼働している。過去、RFQ の大電流化の試みがなされており、ロスアラモス国立研究所 (ニューメキシコ、米国) の FMIT RFQ で 20 mA [1]、LEDA RFQ では 100 mA の陽子ビームの加速に成功している [2]。六ヶ所研究所 (青森、日本) では 125 mA の CW 重陽子ビームの加速に向け、IFMIF/EVEDA 原型加速器 LIPAc のコミッションング試験を継続し、パルスではビーム加速を確認した [3,4]。RFQ は 1 台の空洞でバンチング・加速・収束の機能を併せ持ち、イオンビームの初段加速に適している。一方で、加速の電場を生成する電極のボア径は mm オーダーであり、ボア径を広げると必要な高周波電力や加速電圧が増大する等の課題がある。そのため、電源容量や絶縁、冷却等の観点で RFQ において 100 mA 級以上の大電流イオンビーム加速は困難である。

近年、種々の用途で 100 mA を超える大電流ビームの加速が求められている。一例として、原子力発電の核分裂時に生成される放射性廃棄物の低減・短寿命化が挙げられる。使用済み核燃料には半減期が 10 万年を超える ⁷⁹Se、⁹³Zr、¹⁰⁷Pb、¹³⁵Cs 等の長寿命放射性廃棄物が含まれ、その処分方法が課題となっている。解決方法の一つとして、加速器で得られるビームと反応させ、短寿命核に核変換させる方法がある。しかしながら、実用的な時間で変換するためには 1 A 級のビームが必要となり、実現は困難であった。他の用途として、核融合プラズマの加熱が挙げられる。ITER [5] においてはプラズマ点火に必要な外部熱源として NBI (中性粒子ビーム入射加熱: Neutral Beam Injection heating) が主加熱法として用いられる [6]。ITER-NBI では 1 MeV のエネルギーと 10 A 級のビーム電流値が要求され、静電加速方式を採用して

いる。ITER の次の段階となる発電実証を目的とする原型炉 DEMO [7] においてはプラズマ小半径が ITER より大型化し、閉じ込めプラズマの中心加熱と電流駆動のためには、2 MeV 程度のより高いエネルギーが必要となる。静電加速方式では絶縁耐圧、多孔電極系への熱負荷等の課題が多く、静電加速に代わる加速技術が模索されている。

本稿では従来の RFQ では困難な 1 A 級以上のビーム加速を実現する可能性のある単胞型空洞と呼ばれる新たな加速方式について、高周波解析とビーム計算による検討結果について報告する。

2. 単胞型空洞

長寿命放射性廃棄物の低減・資源化を目標とする ImPACT 計画において単胞型空洞と呼ばれる新たな加速方式が提案された [8]。Figure 1 に単胞型空洞の外観と断面図を示す。単胞型空洞は高周波空洞と収束磁石用空洞の 2 種の組み合わせで構成される。高周波空洞は TM₀₁₀ モードを共振モードとする空洞であり、内部に単一の加速ギャップを有し、加速ギャップにおいて加速用の高周波電場が生成される。収束磁石用空洞にはビームを収束させるための高温超電導ソレノイドが収められている。ソレノイドはビーム軸に沿って配置されており、大電流ビームを横方向に収束させる。また、収束磁石用空洞は高周波の影響を避けるため、高周波空洞とは完全に独立な真空容器で構成される。

上記のように構成された単胞型空洞を基本構成として複数台並べてビームを必要なエネルギーまで加速する。RFQ や DTL のようなマルチセルの線形加速器と異なり、それぞれの加速セルが独立した高周波空洞で構成され、高周波も独立に投入される。そのため、加速セル毎に電圧や加速位相を独立に調整可能な特長を有する。また、ビームダクトを大口径化することで、ビームサイズを広げ、電流密度を低下させることにより、大電流ビーム起因の空間電荷効果による発散力を低減できることが期待される。

[#] takayuki1.sako@toshiba.co.jp

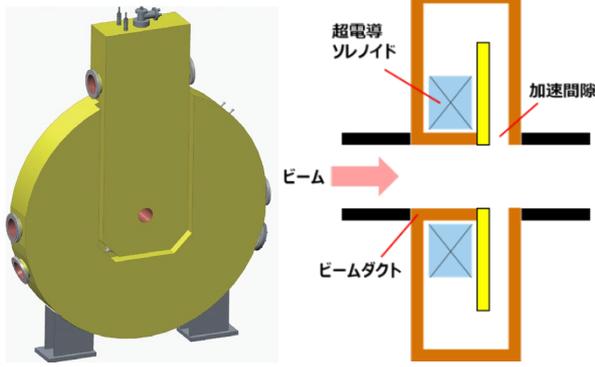


Figure 1: Structure of the single cell cavity.

3. 高周波解析

加速空洞の消費電力と加速電場を評価するために三次元高周波解析を実施した。Table 1 に主な空洞の仕様を示す。空洞形状は低エネルギー側の上流と高エネルギー側の下流で 2 種類を設定した。これは低速側の上流ではビーム軸方向を短く設定することでソレノイド磁場による収束を短い間隔で適用し、高速かつ印加電圧が高くなる下流側では消費電力を抑制するために空洞外径を大きくするためである。

Table 1: Cavity Specifications

項目	上流空洞	下流空洞
共振周波数 [MHz]		25
ビームダクト径 [mm]		100
空洞外径 [mm]	1300	2050
ビーム軸方向長さ [mm]	330	490
ソレノイド最大磁場強度 [T]	6.3	6.3
最大印加電圧 [kV]	133	300
消費電力(壁損失) [kW]	240	130
シャントインピーダンス [MΩ]	0.07	0.74

Figure 2 左に解析モデルを示す。超電導ソレノイドを収める真空容器は高周波空洞とは独立であり、Fig. 2 の凹部に収められる。Figure 2 右に高周波解析の結果として基本モードの電場分布を示す。さらに Fig. 3 に加速ギャップ近傍の z-y 断面における電場分布を示す。加速ギャップにおいて加速の電場が生成されていることが確認できる。ビームダクト径を 100 mm まで広げているが、共振周波数を 25 MHz に設定しており、壁損失は最大でも 240 kW に留まっている。

大口径の空洞においては意図した電場分布が得られるかが課題になる。これについては既存の ERIT 空洞[9]を用いた電場測定試験により検証した。ERIT 空洞は空洞内にソレノイドはないが、加速モードが単胞型空洞と同一の TM_{010} モードであり、109 mm×385 mm の大口径ビームダクトを備える。電場測定試験の結果、解析を再

現する結果が得られている[10]。

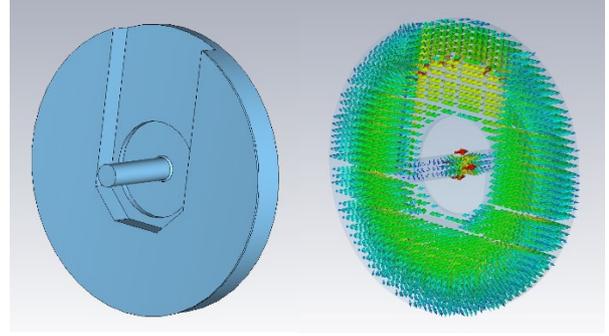


Figure 2: 3D Model and electric field distribution by the numerical simulation.

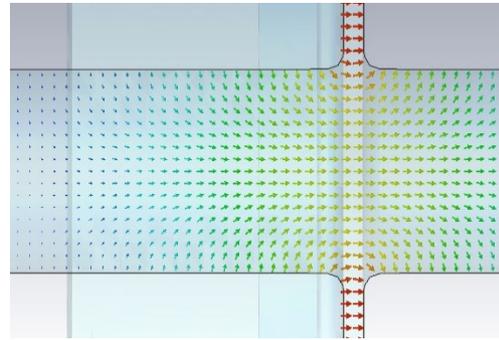


Figure 3: Electric field distribution on the z-y section by the numerical simulation.

4. ビーム計算

単胞型空洞による大電流ビーム加速・輸送の検証のためビーム計算を実施した。ビームが電荷密度一様、各軸方向の長さが L_x 、 L_y 、 L_z の楕円体であり、対象とする系がソレノイド・高周波空洞・ドリフトスペースのみで構成されるとき、ビームのハミルトニアン H は次式で書ける。

$$H = \frac{1}{2} \left(p_x^2 + p_y^2 + \frac{1}{\gamma^2} p_z^2 \right) + \frac{1}{2} g^2(s)(x^2 + y^2) + g(s)(xp_y - yp_x) + \frac{\pi f_0 eVT \cos \phi_s}{\beta^3 mc^3 \gamma} \left(-\frac{1}{2\gamma^2} (x^2 + y^2) + z^2 \right) \delta(s - s_{cavity}) + \frac{2\pi \epsilon_0 K_p}{Nq} U_c \quad (1)$$

ここで 1 バンチあたりの粒子個数 N に対して

$$K_p = -\frac{2Nr_p}{\beta^2 \gamma^3} \quad (2)$$

$$U_c = -\frac{\rho L_x L_y L_z}{4\epsilon_0} \int_0^\infty \frac{d\sigma}{\sqrt{(L_x^2 + \sigma)(L_y^2 + \sigma)(L_z^2 + \sigma)}} \left(\frac{x^2}{L_x^2 + \sigma} + \frac{y^2}{L_y^2 + \sigma} + \frac{\gamma^2 z^2}{L_z^2 + \sigma} \right) \quad (3)$$

である。Equation (1) のハミルトニアン各項は運動エネ

ルギー、ソレノイドポテンシャル、空洞ポテンシャル[11]、自己場ポテンシャル[12]である。ここで加速ギャップは薄肉、磁場は一樣と近似している。なお、 $g(s)$ はソレノイドの収束力に関する項であり、次式で書ける。

$$g(s) = \frac{qB_z(s)}{2m\gamma\beta c} \quad (4)$$

Equation (1)のハミルトニアンから、ビームサイズについて $L_i = \sqrt{5}i_{rms}$ ($i = x, y, z$)として以下のエンベロップ方程式が導出される。

$$\frac{d^2x_{rms}}{ds^2} + K_x x_{rms} - \frac{\epsilon_{x,rms}^2}{x_{rms}^3} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{d^2y_{rms}}{ds^2} + K_y y_{rms} - \frac{\epsilon_{y,rms}^2}{y_{rms}^3} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{d^2z_{rms}}{ds^2} + \frac{1}{\gamma^2} K_z z_{rms} - \frac{1}{\gamma^4} \frac{\epsilon_{z,rms}^2}{z_{rms}^3} = 0 \quad (7)$$

Equation (5)(6)(7)を同時に解くことでビームの横方向運動を求めることができる。今回は縦・横各方向の運動が独立との仮定の下、シンプレクティック則を満たす解法としてLeap-frog法によりエンベロップ方程式を数値的に解いた。Table 2に主な計算条件を示す。

Table 2: Calculation Conditions

イオン種	重陽子
入射エネルギー	0.1 MeV/u
入射エミッタンス(規格化)	25 π mm mrad
ビーム電流値	10 A

縦方向運動については電場分布の広がりを無視できる理想状態の加速ギャップを配置して多粒子計算を実施した。Figure 4 左に位相とエネルギーの相関を示す。今回の設定では同期位相を-30度 に設定しておりビームの進展とともに位相方向に収束していることが確認できる。Figure 4 右に出口の出射エネルギー分布を示す。赤線がガウシアンによるフィット結果で中心値は2.04 MeVであり、目標とする2 MeVに到達していることを示している。

横方向運動の計算結果として、Fig. 5にx方向のエンベロップを示す。加速ギャップでの発散とソレノイドによる収束を繰り返しながら輸送されることが示されている。ビーム電流値が10 Aと非常に大きいため、空間電荷効果による発散力が強く働く。入射ビームサイズを80 mmまで広げ、入射後も最大93 mmまで広がることにより、電流密度を下げることでビーム輸送が可能との結果になっている。空間電荷効果は低エネルギー領域ほど速度が低く強く働くため、入射直後は相対的にビームサイズが大きい。加速が進んだ後半においては相対的にビームサイズが小さくなっている。本結果は10 Aの大電流ビームについて、ビームダクトサイズ100 mmに対してマージンは少ないものの、ビームが壁面に衝突せず加速・輸送できることを示している。

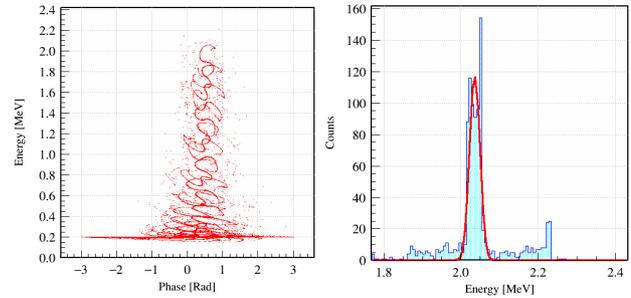


Figure 4: Correlation of the beam phase and energy (left). Energy distribution of the extraction beam (right).

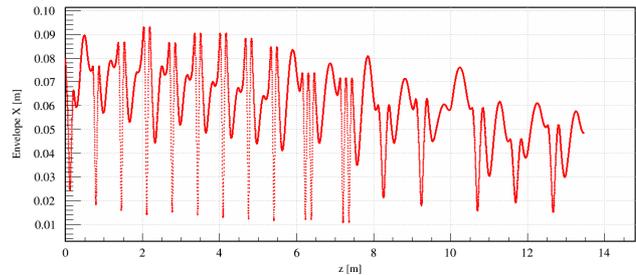


Figure 5: Electric field distribution on the z-y section by the numerical simulation.

5. まとめ

長寿命放射性廃棄物の核変換や核融合原型炉のプラズマ燃焼のために必要とされる1 Aを越える大電流ビームの加速について検討している。単房型空洞と呼ばれる新たな加速方式について高周波解析で壁損失が240 kW程度に収まることを確認した。さらにエンベロップ計算により加速・輸送を検証、必要なエネルギー2 MeV以上の加速可能性が示された。今後、多粒子計算による詳細の検証とシステム構成の検討を進める。

謝辞

本研究は、核融合科学研究所共同研究(NIFS19KOAR023)の支援を受けて実施された。

参考文献

- [1] W.D.Cornelius, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-32, No.5, 1985.
- [2] L.M.Young, Proc. PAC2001, p.309-313, 2001.
- [3] A.Piesent *et al.*, Proc. EPAC2008, p.342-3544, 2008.
- [4] K.Masuda *et al.*, Proc. LINAC2022, p.319-323, 2022.
- [5] <https://www.iter.org/>
- [6] R.S.Hemsworth *et al.*, New J. Phys. 19 025005, 2017.
- [7] <https://www.fusion.qst.go.jp/rokkasyo/ddjst/>
- [8] H.Okuno *et al.*, Proc. Jpn Acad., Ser. B95, 2019.
- [9] Y. Mori *et al.*, Proc. PAC09, p.3145-3147, 2009.
- [10] T.Sako *et al.*, Proc. PASJ2022, p.1007-1009, 2022.
- [11] H.Okamoto, NIM A 284, 233, 1989.
- [12] K.Osaki *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. 093G01, 2015.