

多重極電磁石を用いたビーム強度分布中空化の実証

DEMONSTRATION OF HOLLOW BEAM FORMATION USING MULTIPOLE MAGNETS

百合庸介^{#, A)}, 福田光宏^{B)}, 湯山貴裕^{A)}

Yosuke Yuri^{#, A)}, Mitsuhiro Fukuda^{B)}, Takahiro Yuyama^{A)}

^{A)} Takasaki Advanced Radiation Research Institute, National Institutes for Quantum and Radiological Science and Technology

^{B)} Research Center for Nuclear Physics, Osaka University

Abstract

We have experimentally demonstrated that an ion beam with a hollow transverse distribution can be formed using multipole magnets in a beam transport line. It has been shown experimentally and numerically that the hollow beam has a steep peak at the peripheral edge and high contrast between the edge peak intensity and the intensity near the beam center. Moreover, we have found that the cross-sectional shape of the hollow beam varies diversely depending on the order and strength of the applied multipole magnets. An analytical expression to predict the phase-space shape of the beam focused with octupole magnets is derived, and its validity is confirmed by particle tracking simulations. The present beam-manipulation method, enabling the beam shaping that can never be realized through conventional linear beam optics, is applicable to various charged-particle beams of different parameters such as the particle species, kinetic energy, and time structure, because the source of the nonlinear force is the magnetostatic field produced by multipole magnets.

1. はじめに

高エネルギー加速器で生成された荷電粒子ビームの照射利用においては、その横方向強度分布や照射野を適切に形成・制御することが求められる。このために、ビーム輸送系では、照射条件に応じて、4極電磁石を用いたビームサイズ調整の他、走査用双極電磁石を用いた均一照射野形成やコレメータを用いた破壊的なビーム成形等が行われる。近年、多重極電磁石もそのようなビーム形成手法のひとつとして利用開発が進められている。主として、8極電磁石がもたらす3次の非線形磁場でビームを集束することによって、ガウス分布等のビームの裾を内側に折りたたみ、均一な強度分布を形成することができる[1-5]。

このことを演繹的に考えると、多重極電磁石を含むビーム輸送系で適切にビームを集束することで、線形集束や走査に基づく従来手法では実現困難な、あるいは、許容されない特異なビーム強度分布や照射野を形成できる可能性がある。そこで、多重極電磁石の非線形集束による多様なビーム強度分布形成に関する研究を進めた。その結果、8極電磁石を用いて、ビーム強度分布を中空化できるとともに、様々な断面形状に変換できることを初めて見出した[6]。ここで、“中空”とは、横方向の実空間強度分布について、ビーム中心軸付近の強度に比べて、半径方向外側の強度が非常に高い状態を差す。本稿では、これまでに実施したビーム中空化に関する理論的・実験的研究の結果を報告する。

2. 粒子運動の理論的考察

ビーム形成実験やシミュレーションの結果を示す前に、8極電磁石を含む非線形ビーム輸送系における単粒子

[#] yuri.yosuke@qst.go.jp

の運動についてまとめる。一般に、非線形力をビームに作用すると、ビームの位相空間分布は歪む(フィラメント化等)ことが知られており、それに伴って実空間分布が変換される。本手法はこれを積極的に活用したものといえる。

本来、8極等の多重極電磁石でビームを集束すると、横方向(水平および鉛直方向)2自由度のベータatron振動は不可避的に結合するが、ここでは簡単のため、水平または鉛直軸上にある粒子を想定し、1次元として扱う。ビーム輸送系のモデルは、Fig. 1に示すように、標的までの任意の線形光学系の途中に、2台の8極電磁石(thin lens 近似したもの)を含む。任意のある粒子について、1台目の8極電磁石(積分強度: K_{01} および K_{02})における位置と運動量(角度)を (x_1, p_1) とすると、標的におけるその粒子の座標 (x_t, p_t) は、 x_1 を用いて近似的に次のように表すことができる:

$$x_t = \sqrt{\frac{\beta_t}{\beta_1}} \cos(\phi + \theta) x_1 - \frac{K_{01}}{6} \sqrt{\beta_1 \beta_t} \sin(\phi + \theta) x_1^3 - \frac{K_{02}}{6} \sqrt{\beta_2 \beta_t} \sin \theta \left(\sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}} \cos \phi x_1 - \frac{K_{01}}{6} \sqrt{\beta_1 \beta_2} \sin \phi x_1^3 \right)^3 \quad (1)$$

$$p_t = -\frac{1}{\sqrt{\beta_1 \beta_t}} \{ \sin(\phi + \theta) + \alpha_t \cos(\phi + \theta) \} x_1 - \frac{K_{01}}{6} \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_t}} \{ \cos(\phi + \theta) - \alpha_t \sin(\phi + \theta) \} x_1^3 - \frac{K_{02}}{6} \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_t}} (\cos \theta - \alpha_t \sin \theta) \quad (2)$$

$$\times \left(\sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}} \cos \phi x_1 - \frac{K_{01}}{6} \sqrt{\beta_1 \beta_2} \sin \phi x_1^3 \right)^3$$

ただし、 α および β は線形光学系における Twiss パラメータであり、それらの下付き文字(1, 2, t)は、位置(1台目8

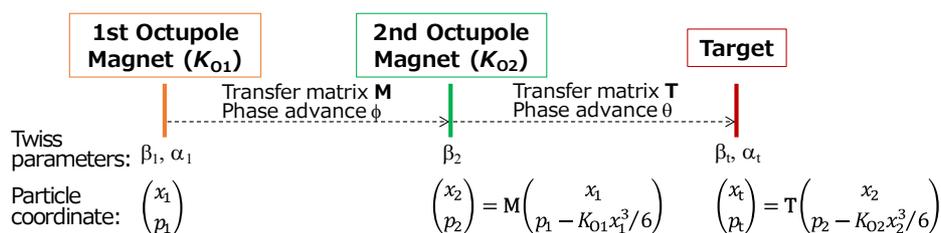


Figure 1: Model of the theoretical analysis of a particle travelling in a beam transport line that contains two thin octupole magnets (integrated field gradient: K_{01} and K_{02}). (x_1, p_1) is an initial coordinate of an arbitrary particle at the entrance of the first octupole magnet. (x_2, p_2) and (x_t, p_t) are the coordinates of the particle at the entrance of the second octupole magnet and target, respectively. α and β are the Twiss parameters in the linear beam optics. ϕ and θ are the linear-optics phase advances from the first octupole magnet to the second and from the second one to the target, respectively. \mathbf{M} and \mathbf{T} are the transfer matrices of the same sections.

極電磁石、2台目8極電磁石、標的)を表す。 ϕ および θ は、それぞれ、2台の8極電磁石間の、および、2台目8極電磁石から標的までの線形光学系における位相進度である。ここで、1台目8極電磁石の入口では、初期条件としてビームの位相空間形状が細長いと仮定し、運動量は位置に対して、 $p_1 \approx -(\alpha_1/\beta_1)x_1$ という近似が成り立つものとした。この式は位相空間楕円の長軸の傾きを近似的に表すものでもある。

この結果、1台目8極電磁石の入口にて位置 x_1 にある粒子が、標的上でどのような位相空間 (x_t, p_t) に達するかを Eqs. (1)および(2)を用いて近似的に予測することができる。別の言い方をすれば、初期の位相空間楕円の長軸が標的でどのように変化するかを示すものである。具体的な計算例は、4章で後述するトラッキングシミュレーションの結果と併せて述べる。

3. ビーム形成実験

多重極電磁石を用いたビーム形成実験は、量子科学技術研究開発機構高崎量子応用研究所のイオン照射研究施設(TIARA)[7]において実施した。AVFサイクロトロン(K 値:110 MeV)[8]から引き出された陽子(10 MeV)および炭素イオン(15.8 MeV/n)のビームを6極および8極電磁石を各2台備えたビームライン(LBコース)に輸送した。ビーム電流は nA 程度に低減したため、空間電荷効果の影響は無視できる。標的位置では、ビームの2次元強度分布を蛍光スクリーンやラジオクロミックフィルムを用いて調整、測定した[9]。Figure 2 に、線形光学系に基づいたビームラインのエンベロープ例を示す。従来行われているビーム均一化[1-5]では、多重極電磁石位置において2方向のビームサイズを非対称($\sigma_x \gg \sigma_y$ または $\sigma_x \ll \sigma_y$)にし、ベータトロン結合は十分に抑えられ、その結果均一ビームの断面形状は概ね矩形となる。これに対して、本手法では Fig. 2 に示すように、特に上流側の多重極電磁石において $\sigma_x \approx \sigma_y$ となっており、結合が有意に働く。これにより、ビーム運動は複雑になるものの、後述するように多様なビーム形成が可能となった。

標的において測定した2次元ビーム強度分布を Fig. 3 に示す。2台の8極電磁石のうち1台を励磁した場合、その極性に依じて、水平・鉛直方向とそれら2軸の間の斜め方向とで集束・発散の効果が互いに逆になる。Figure 3(a)の例では、水平・鉛直方向に集束力が働き、ビーム

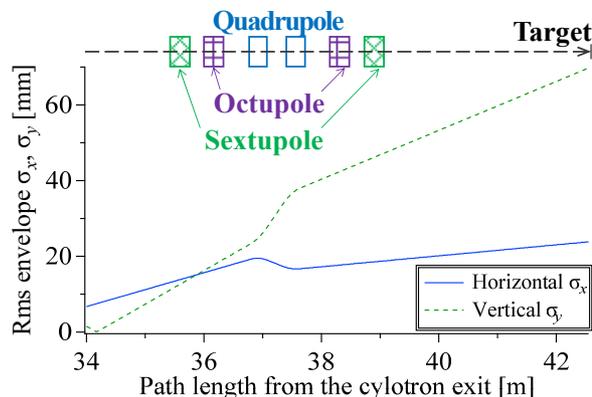


Figure 2: Schematic layout of magnets and transverse beam envelope calculation near the target of the LB line. The root-mean-square (rms) emittance assumed is 2π mm·mrad in the horizontal direction and 1π mm·mrad in the vertical direction. Two sets of sextupole and octupole magnets have been installed beside the final quadrupole doublet. The detailed parameters of the beam line and multipole magnets are summarized in Ref. [3].

の裾が折りたたまれ端部にピークが形成された。他方、斜め方向には発散とベータトロン結合の効果により、尖った形状となった。

2台の8極電磁石を適切に励磁すると Fig. 3(b)に示すように、全体が内側に折りたたまれて断面形状は楕円形となり、端部に鋭いピークを有する中空状の強度分布が形成された。外縁部の強度は一定ではなく、水平・鉛直軸上付近で極大となった。水平・鉛直軸上の少し内側の4カ所のピークからは、髭のようなスジが8本生じた。これは、ベータトロン振幅が大きい粒子によりベータトロン結合の影響で生成されたものである。実際、8極電磁石の上流(Fig. 2の34 m付近)に設置されたスリットでビームの裾をあらかじめ切り落とすと、Fig. 3(c)のようにスジの発生が抑えられ、明瞭な中空ビームが形成された。Figure 3(b)や 3(c)の中空ビームでは、外縁部ピークの半値全幅は1~2 mmと細く、コントラスト(中心付近強度に対する外縁部ピーク強度の比)は最大で14であった。また、ビーム強度の50%程度がこのピーク部分に集中することが分かった。

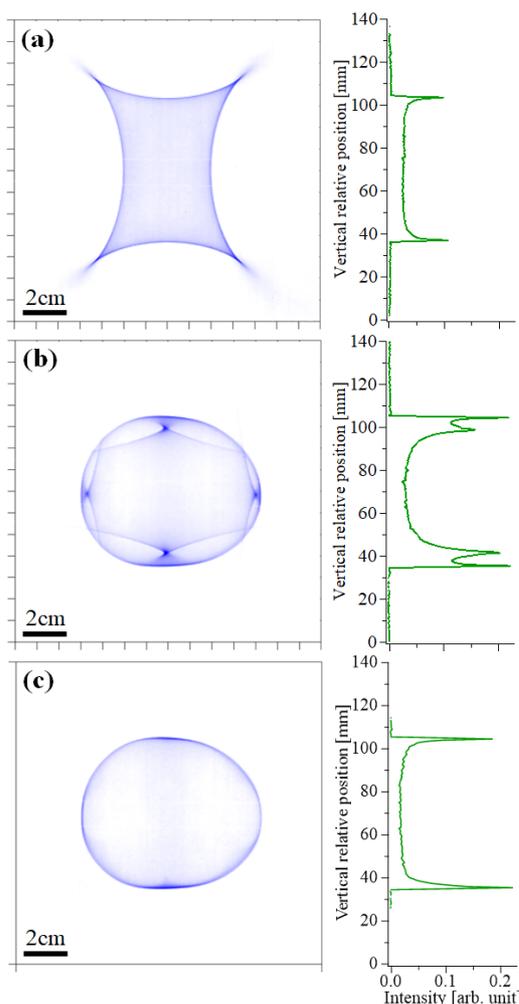


Figure 3: Spatial intensity distributions of the 10-MeV proton beam focused with one or two octupole magnets. The strengths (K_{OCT1} , K_{OCT2}) of the two octupole magnets are (a) (0 m^{-4} , 3100 m^{-4}), (b) and (c) (-10500 m^{-4} , 3100 m^{-4}). The left and right panels are the cross-sectional and vertical axial distributions of the beams, respectively.

Figure 3(b)や 3(c)の状態から、2台の8極電磁石の磁場強度を変更すると、中空ビームの断面形状が楕円形から、四隅が丸くなった長方形やひし形等に変換できることが分かった。これは、ビーム断面形状がベータatron結合の度合いに依存して変化することを示唆している。

このような中空ビームの特性のひとつとしてエミッタンス依存性を調べた。Figure 4 にエミッタンスの異なるビームの強度分布を示す。ここでは、エミッタンスの大きなビームを簡便に得るため、サイクロトロンから引き出されたビームを薄膜に透過し、多重クーロン散乱させた。エミッタンスは、元は $1\pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ 程度であり、散乱によって数倍に増大したものと推定される。エミッタンスが大きい場合、ピーク強度は低下し、ピーク幅も太くなる傾向があった。一方で、エミッタンスが増えたにもかかわらず、中空ビームの大きさ、つまり、端部ピークの位置はほとんど変化しなかった。2章の理論的考察によれば、Eqs. (1) および(2)にはエミッタンスが陽に含まれておらず、位相空間楕円の長軸の変化の様子はエミッタンスに依存しな

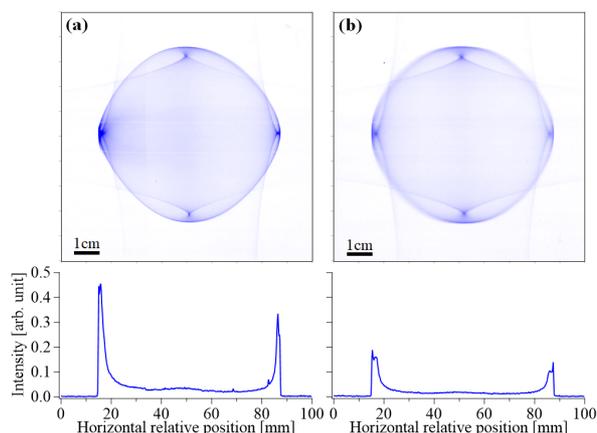


Figure 4: Dependence of the hollow beam profiles on the emittance. A $^{12}\text{C}^{6+}$ ion beam of 15.8-MeV/n was focused with two octupole magnets. (a) Lower-emittance beam. (b) Higher-emittance beam, which was multiply-scattered using an aluminum foil of $0.8 \mu\text{m}$ in thickness. The energy loss of the beam due to multiple Coulomb scattering is sufficiently small ($\sim 0.1\%$), according to the SRIM simulation [10]. In both cases, the parameters of the beam transport line are the same except for the scattering in (b). Lower panels are the axial distributions in the horizontal direction.

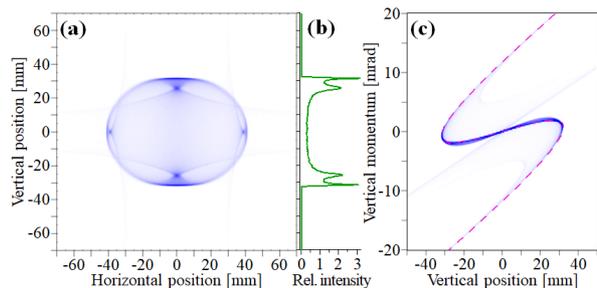


Figure 5: Tracking simulation result of the 10-MeV proton beam focused using two octupole magnets. The beam-line parameters are the same as those in Fig. 3(b). (a) Relative intensity distribution of the beam cross-section. (b) Vertical axial intensity distribution in (a). (c) Phase-space distribution in the vertical direction. An analytic result of Eqs. (1) and (2) has been also plotted as a pink dashed curve.

いことを示唆している。Figure 4 の実験結果はその理論的考察に矛盾しない。

また、非線形力として6極電磁石を用いた場合、断面形状の対称性は Fig. 3 および 4 とは異なり、3回対称となった。ビーム光学系の調整により、三角形や楕円形状のような中空ビームを形成することができた。

4. トラッキングシミュレーション

理論解析および実験の結果の正当性を確かめるため、粒子トラッキングシミュレーションを行った。12極までの多重極電磁石を考慮できるビーム輸送コードを使用した[11]。ビーム光学系は実験時のもの(Fig. 2)を想定した。初期条件として、過去の測定結果[3]を参考に、ビームの

水平および鉛直方向の rms エミッタンスは、それぞれ、 2π mm-mrad および 1π mm-mrad とした。

Figure 2(b)のビーム輸送条件を想定した場合のシミュレーション結果を Fig. 5 に示す。楕円形の中空ビームが形成され、コントラストの最大値は 11、端部ピークの半値全幅は 1 mm であり、実験結果がよく再現されることが確かめられた。位相空間形状については、8極磁場を作用させない元のビームでは楕円が細長く伸びた状態であったものが、3次の非線形力によりS字型に変形した。Eqs. (1)および(2)から予測される位相空間形状を Fig. 5(c)に重ねてプロットしたところ、シミュレーション結果と非常に一致した。Eqs. (1)および(2)を用いると、位相空間形状が折れ曲がる箇所から、非線形集束されたビームの軸上での実空間サイズを見積もることができる。実際、折れ曲がる箇所では、 $dx_t/dp_t = 0$ が成立し、これより、Eq. (1)を用いて、 $dx_t/dx_1 = 0$ が端部位置を予測する条件となることが導かれる。

Figure 4 で見られたような中空ビームのエミッタンス依存性についても、トラッキングシミュレーションにより正当性が確かめられた。ただし、エミッタンスが大きいほど、コアの周りに背景粒子が増え、ビーム損失につながるものが示唆される。

5. 中空ビームの利用可能性

これまでに、高エネルギーイオンビームの横方向強度分布の中空化については、Warm Dense Matter や重イオン慣性核融合の研究において、標的物質を軸対照的に照射・加熱することを目的として、プラズマレンズを用いた形成手法が検討された[12, 13]。

ここでは、中空ビームの新たな利用可能性を提案する。大阪大学核物理研究センターでは、近年、DC ミューオンビーム実験施設 (MuSIC) が開発・整備された[14]。ここでは、高エネルギーの陽子ビーム (392 MeV, 1 μ A) がミューオン生成標的 (長さ 20 cm, 直径 4 cm の円柱状グラフィイト) の軸方向に沿って、従来、丸いスポット状に集束され照射されている。強度分布を中空化したビームを照射し、円柱標的の縁にビームを集中させることで、標的の側表面近傍で生成されるパイオンおよびそれに伴う低速ミューオンの生成量を増やす可能性が検討されている。現在、ビーム光学系の基本設計等の研究を開始したところである[15]。

6. まとめ

多重極電磁石を用いて高エネルギーイオンビームの強度分布を中空化できることを初めて実証した。また、多重極電磁石の非線形力によって、ビームの位相空間形状が歪む様子を理論的に示した。形成された中空ビームは、高コントラスト (>10) で幅の狭い (1~2 mm) 明瞭なピークを端部に有する。また、その断面形状は、用いる多重極電磁石の次数や磁場強度に応じて様々 (楕円形、ひし形、三角形等) に変換することができる。このような特徴は、プラズマレンズを用いる既存手法[12, 13]の場合に比べて、優れていると考えられる。さらに、本手法は静磁場に基づくため、再現性や制御性が高く、イオン種、エネルギー、時間構造等、様々な特性のビームに適用できるという利点もある。

謝辞

本研究は、JSPS 科研費 (JP18K11934) および JST 産学共創プラットフォーム共同研究推進プログラム (OPERA) 「安全・安心・スマートな長寿社会実現のための高度な量子アプリケーション技術の創出」の助成を受けて実施したものです。

参考文献

- [1] N. Tsoupas *et al.*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **10** (2007) 024701; <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.10.024701>
- [2] A. Bogdanov *et al.*, Proceedings of the 2007 Particle Accelerator Conference, Albuquerque, USA, 2007, pp. 1748-1750; <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/p07/PAPERS/TUPAS046.PDF>
- [3] Y. Yuri, T. Ishizaka, T. Yuyama, I. Ishibori, S. Okumura and K. Yoshida, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **642** (2011) 10; <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.03.055>
- [4] S. Meigo, M. Ooi, K. Ikezaki, A. Akutsu, and H. Fujimori, Proceedings of the 5th International Particle Accelerator Conference, Dresden, Germany, 2014, pp. 896-898; <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2014/papers/mopri16.pdf>
- [5] H. Kobayashi *et al.*, Proceedings of the 11th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan, 2014, pp. 14-18; http://www.pasj.jp/web_publish/pasj2014/proceedings/PDF/SAOL/SAOLP4.pdf
- [6] Y. Yuri, M. Fukuda, and T. Yuyama, Prog. Theor. Exp. Phys. **2019** (2019) 053G01; <https://doi.org/10.1093/ptep/ptz024>
- [7] S. Kurashima, T. Satoh, Y. Saito, and W. Yokota, Quantum Beam Sci. **1** (2017) 2; <http://dx.doi.org/10.3390/qubs1010002>
- [8] K. Arakawa *et al.*, Proceedings of the 13th International Cyclotron Conference and Their Applications, Vancouver, Canada, 1992, pp. 119-122; <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/c92/papers/ii-03.pdf>
- [9] Y. Yuri, T. Ishizaka, T. Agematsu, T. Yuyama, H. Seito, and S. Okumura, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B **406** (2017) 221; <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2017.02.047>
- [10] <http://www.srim.org>
- [11] Y. Yuri, N. Miyawaki, T. Kamiya, W. Yokota, K. Arakawa, and M. Fukuda, Phys. Rev. ST Accel. Beams **10** (2007) 104001; <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.10.104001>
- [12] U. Neuner *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 4518; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.85.4518>
- [13] A. Drozdowski *et al.*, Proceedings of the 1st International Particle Accelerator Conference, Kyoto, Japan, 2010, pp. 1062-1064; <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC10/papers/mope040.pdf>
- [14] D. Tomono *et al.*, JPS Conf. Proc. **21** (2018) 011057; <https://doi.org/10.7566/JPSCP.21.011057>
- [15] Y. Yuri, M. Fukuda, and T. Yuyama, Proceedings of the 10th International Particle Accelerator Conference, Melbourne, Australia, 2019, pp. 184-186; <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2019-MOPGW041>