

1MW 大強度核破碎中性子源でのビーム平坦化技術開発

RESEARCH AND DEVELOPMENT BEAM FLATTERING TECHNIQUE FOR 1 MW HIGH POWER SPALLATION NEUTRON SOURCE

明午伸一郎^{*A)}、大井元貴^{A)}、塚敦^{A)}、池崎清美^{A)}、
川崎智之^{A)}、西川雅章^{A)}、福田昌平^{A)}、藤森寛^{B)}

Shin-ichiro Meigo^{*A)}, Motoki Ooi^{A)}, Atsushi Akutsu^{A)}, Kiyomi Ikezaki^{A)}, Tomoyukii Kawasaki^{A)},
Masaaki Nisikawa^{A)}, Shinpei Fukuta^{A)}, and Hiroshi Fujimori^{B)}

^{A)}J-PARC center, Japan Atomic Energy Agency (JAEA)

Shirakata Shirane 2-4, Tokai, Ibaraki, 319-1195

^{B)}J-PARC center, High Energy Accelerator Research Organization (KEK)

Oho 1-1, Tsukuba, Ibaraki, 305-0801

Abstract

In the Japanese Spallation Neutron Source (JSNS) of Japanese Proton Accelerator Research Complex (J-PARC), proton beam with a high power such as 1 MW is induced to the target consisted of mercury. As increasing in the beam power, the damage of the target becomes serious. Reduction of the peak current density at the target is a key for a constant beam operation. For reduction of the peak current density, a non-linear beam optics using octupole magnets has been developed. In order to adjust beam optics efficiently, a beam tuning tool was developed based on the SAD code. It was found that calculated beam profile with the excitation of octupole magnets was in good agreement with the experimental result for 0.8 MW beam. By using octupole magnet, a considerable flat distribution can be obtained. The peak current density can be reduced as much as 30 %, which mitigates 76 % of the pitting damage at the target.

1. 序論

J-PARC^[1]では早い繰返し(25 Hz)の3GeVのシンクロトロン(RCS)から出射する1MWの大強度の陽子ビームを物質・生命科学実験施設(MLF)内の核破碎中性子源(JSNS)及びミュオン施設(MUSE)のターゲットに入射し、中性子およびミュオンビームを利用した様々な研究を行っている。RCSからMLF内部における全体的な配置とビーム輸送施設(3NBT)をFig. 1に示す。MLFでは陽子ビームを有効的に利用するために、ミュオン生成および中性子生成ターゲットをカスケード状に配置している。それぞれのターゲットは約33m離れ、3GeV陽子ビームは厚さ2cmの炭素グラファイトターゲットを透過した後に水銀ターゲットに導入される。2012年の夏より0.3MWの運転を開始し、パルスあたりの中性子強度はオークリッジ国立研究所(ORNL)内の核破碎中性子源(SNS)を超え世界最大強度¹となった。2013年にLINACからRCSへ入射するエネルギーを0.181GeVから0.4GeVに増加し、更にピーク電流を50mAに増加しゴールとなる1MWの試験を開始した。

数 μ s程度の短時間パルスの大強度ビームを水銀等の液体金属のターゲットに入射する場合には、最近の研究^[2,3]でターゲット容器に著しいピッチング損傷を与えることが明らかになってきた。実際の運転後のSNSやJSNSの使用後のターゲットには著しいピッチング損傷が発見され、ピーク密度の減少が重要な課題となる²。ピッチング損傷は陽子ビームのピーク電流密度の4乗に比例するため、大強度の中性子源の安定な運転のためにはピーク密度を下げることは肝要となる。ピー

ク密度の減少のために四極電磁石磁場強度を変更しターゲット上で β を大きくしビームを広げる方法ではターゲット周辺部の遮蔽体等にビームが入射するために発熱量が上昇するために困難が伴う。ビーム入射に伴うターゲット周辺部の許容できる発熱量は設計において約1W/ccとしている。この条件において線形光学によるビーム調整では水銀ターゲットにおける電流密度のピーク値は $9\mu\text{A}/\text{cm}^2$ となり、ターゲット内で生じるパルス当りの発熱密度のピークは14J/cc/pulseが下限となり^[4]、既に60Hzの繰返しで1MW運転を行っているSNSの値の約2倍となるため安定した運転のため更にピークの減少が望まれる。

一般的に電流密度を均一にする方法としてはパルス電磁石等を用いてビームをスキャンし時間平均的に均一な分布を持つスキャンング(ラスタリング)が一般的に用いられる。しかしながらピッチング損傷は1パルス毎に進行するためにスキャンングでは殆ど効果をなさないため1ショットでビームを平坦化する技術開発が必要となる。そこで本研究では非線形ビーム光学に着目し、八極電磁石を用いた1MW大強度陽子ビームの平坦化技術の開発を行った。

2. 非線形光学の開発

RCSから出射するビームの分布は、位相空間において単純なガウス分布^[5]となる。線形光学を用いる限り実空間の分布は任意の場所でガウス形状となる。非線形ビーム光学を用いたビーム平坦化の原理は高次の磁場により位相空間の分布を楕円から変形させビーム周辺部を中心部に折り込むことである。平坦化を水平および垂直方向に行うためにはそれぞれの方向に1台以上の八極以上の多極の磁場が必要となる。

* meigo.shinichiro@jaea.go.jp

¹ギネス記録申請中

²SNSは標的の損傷によりビーム出力を増加が困難となっている。

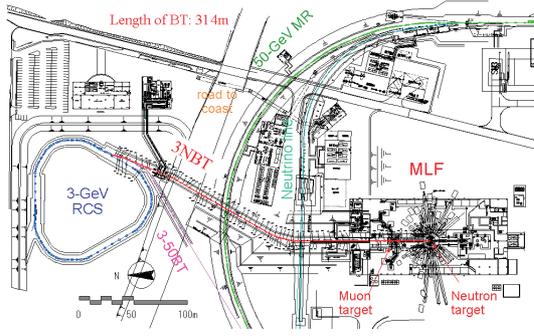


Figure 1: Plan of Rapid Cycling Synchrotron (RCS) and Materials and Life Science Experimental Facility (MLF) at J-PARC.

非線形ビーム光学では横方向の位相空間で分布を変形させるために、エミッタンスの増大に伴うビームロスの検討が必要となる。J-PARC の様な大強度加速器施設では僅かなエミッタンスの増加も大きなビームロスとなる可能性がある。M2 セクションと呼ばれるミュオンターゲットの周辺部はビームとターゲットとの相互作用によるビームロスが 8 % 程度の見込まれており、遮蔽やメンテナンスシナリオにおいてこのビームロスを見込んだ設計となっており好都合な条件となっている。

J-PARC の機器設計を開始した当初ではミュオン標的の下流部に八極電磁石を設置する事も考慮したが、ビーム位置の変異によりターゲット周辺部にピークを生じることを懸念し設置を見送った。その後実際の運転において、パルス毎のビーム位置が安定していることやビームの特性について理解が進んでいることより十分に可能であると判断した。

2.1 八極電磁石の磁場

J-PARC の RCS から出射するビームは位相空間上で綺麗なガウス分布^[5]となり、任意の場所において実空間でもガウス分布となる。位相空間上でガウス分布をなす場合にターゲット上で厳密に平坦な分布のビームを得るためには八極のみならず高次の磁場が必要となる^[6]。必要な多極電磁石の磁場は、

$$K'_{2n}L = \frac{(n-2)!}{(n/2-1)!} \frac{(-1)^{n/2}}{(2\epsilon\beta)^{n/2-1}} \frac{1}{\beta \tan \phi} \quad (n = 4, 6, 8, \dots) \quad (1)$$

となる。ここで八極電磁石のみについて着目すると、

$$K'_8L = 1/\epsilon\beta^2 \tan \phi \quad (2)$$

となる。式において K'_8L は八極電磁石の磁場強度 ($/m^3$)、 L は電磁石の磁極長、 ϵ は RMS ビームエミッタンス ($\pi \text{ mm mrad}$)、 β は八極電磁石における β 関数、 ϕ は八極電磁石とターゲット間の位相進行差を示す。上式では八極以外に十二極電磁石 K'_{12} 無しには平坦な分布とならず周辺部においてピークを生じる分布となる^[6, 7]。このピークは低エネルギーや大強度でない加速器施設ではコリメータ等で取り除けるため大きな問題とならないが、JSNS のように大強度の核破砕中性子源において、周辺部のピークは逆に負荷が増大するために望ましくなく、周辺部のピークを取り除くのは困難である。

また十二極電磁石は更に高い磁場を必要とされるので、エネルギーが比較的高い加速器施設では用いるのが困難となるため、本研究では八極電磁石のみで対応する方法を考える。

本ビーム拡大システムでは非線形ビーム光学により周辺部のビームを中心方向に曲げ平坦な分布を得る。中心部の分布は多重極では殆ど変化しないが、この中心部の分布と周辺部の分布の重なったところにピークが発生し、これが問題となる。直感的に考えて見ると八極電磁石の磁場強度を減少させることによりピークを減少させられると予想される。八極磁場を調整を検討するために、位相空間上で粒子が一様に分布する場合^[8]を考慮する。この場合にでも多極の電磁石が必要とされるが、一様分布の場合において必要な八極電磁石の磁場は以下の様になる、

$$K''_8L = \cos^3 \phi / 12\epsilon\beta^2 \sin \phi \quad (3)$$

K''_8 は位相空間上で一様に分布する場合に必要な八極電磁石の磁場を示す。位相空間で一様な分布の場合にはプロファイルはパラボラ形状となるが、実際のビームは位相空間上でガウス分布となり、式 (3) の解では磁場強度が不足するために実空間で平坦な分布とならない。ここでそこで式 (2) と式 (3) の中間状態を考慮してみると、周辺部のエッジを抑えながらも平坦となることが予想される。

$$K_8 = (K'_8 + K''_8) / 2 \quad (4)$$

上式におけるターゲットにおけるビームのプロファイルを Fig. 2 に示す。周辺部のエッジは式 (2) の場合より鈍るものの、周辺部の盛り上がりを避けることができるため望ましいビーム形状となる。

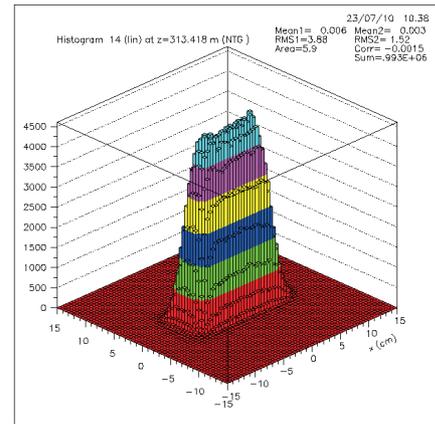


Figure 2: Beam profile at the mercury target obtained by the calculation with non-linear optics without muon production target.

2.2 八極電磁石を用いたビーム平坦化システム

ビームの平坦化のためには式 (2), (3) で示されるように八極電磁石に必要な磁場は β 関数の逆数の二乗に比例する。本研究では比較的高いエネルギーとなる 3 GeV の陽子ビームを取扱うために大きな K を得ることは困難である。大強度のビームを取扱い大きなエミッタンス

のビームを受け入れる必要があるために、単純に電磁石の口径を小さくすることは難しい。

本検討では八極電磁石で β 関数を大きくして対応することとした。八極電磁石付近の電磁石の口径は直径で 300 mm としており、 β 関数を大きくするとアクセプタンスが小さくなり重大なビームロスを生じることとなる。今までの線形ビーム光学の場合ではアクセプタンスを大きくするために、 β 関数を 40 m 以下に抑え、アクセプタンスは RCS 内に設置したコリメータの口径で決定された $324 \pi \text{ mm mrad}$ 以上を持つようにした。最近のシミュレーション^[9] や実測データはアクセプタンスを $250 \pi \text{ mm mrad}$ 程度に減少しても殆どビーム損失が起らない可能性を示している。そこで本検討ではアクセプタンスを $250 \pi \text{ mm mrad}$ とし、 β 関数を 200 m と大きくした。

八極電磁石の励磁により位相空間の分布が二次元のガウス関数で表される楕円から変形するためにエミッタンスは増大する。このために、八極電磁石下流側のビームロスを考慮すると、八極電磁石の励磁量は可能な限り小さくする方が望ましい。式 (2), (3) では励磁量は $1/\tan \phi$ となるので位相進行差 ϕ が $1/\tan \phi = 0$ に近づくのが望ましい。厳密にゼロとなる場合には平坦とならないが、ゼロに近づくように位相進行を調整する。

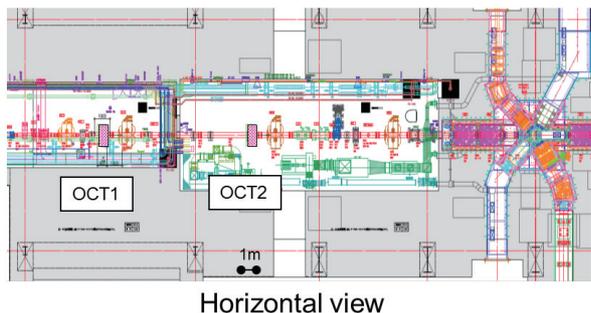


Figure 3: Plan of octupole magnets for beam expander system, where is placed upstream of the muon production target.

2.3 ビーム光学の調整ツールの開発

RCS における大強度運転を行うためにはビーム損失を低減のためにチューンや入射後のトラッキングに対し大きな自由度を持つことが重要である。3NBT のビームはパルス偏向電磁石と 3-50BT を経て 30 GeV の MR にビームを入射させるが、MR に最適なビームを入射させるためにビーム光学には大きな自由度が必要とされる。一方、ユーザの利用運転は増加しておりビーム調整を効率的に実施することは肝要となる。非線形ビーム光学の調整は位相進行差も調整する必要があるため複雑となるので、効率的にビーム調整を行うために SAD コードに基づくビーム調整ツールを作成した。その結果の一例を Fig. 4 に示す。3NBT では 15 台の MWPM を用いてビームの幅を測定しており、これらの結果からフィッティングにより Twiss パラメータとエミッタンスを瞬時に測定可能となった。八極電磁石付近の MWPM はフィッティングには用いていないが、ビームの幅は上

流側のパラメータを外挿しているが、この計算値は実測値と良い一致を示す。SAD によりビーム平坦化のために最適となる位相進行や Twiss パラメータが僅か数発で可能となり、ビームプロファイルも測定結果に基づき瞬時に計算が可能となった。ミュオン標的における多重散乱の影響を考慮するために PSI^[10] で改良された DECAY-TURTLE^[11] を用いて計算する。PSI の改良によりミュオンターゲットによるビーム散乱の影響を考慮したビーム特性の計算が可能になった。ビーム散乱のパラメータは REVMOC コード^[12] により得られたパラメータを基に Moliere モデルで計算した。

3. ビーム拡大システムの導入と特性評価

3.1 八極電磁石の設置

非線形ビーム光学の設計に従って八極電磁石を 2 台製作した。八極電磁石の詳細は別途報告^[13] がされているので本報では簡略化する。八極電磁石の磁場勾配は 800 T/m^3 でボア直径は 0.3 m で磁極長 0.6 m とした。八極電磁石においてビーム位置を中心にするのが重要であるが、これを行うためにビーム位置モニタ (BPM) を製作し、それぞれの八極電磁石に設置した。

垂直用の OCT1 は 3NBT トンネル内に設置し、水平用の OCT2 は M1 トンネル内に設置した。M1 トンネル内に設置するためには、上部の遮蔽ブロックを開放し MLF の建屋上部から設置した。八極電磁石の極性は式 (6), (7) の様に位相進行差で決定されるため必要に応じて反転する必要が生じる場合もある。上流側のビーム光学の自由度を持たせることを考慮し、八極電磁石の電源は両極性とした。

3.2 実験と計算によるビームプロファイルの比較

八極電磁石の励磁に伴うビームプロファイルを 0.8 MW のビーム出力を単発で測定するシングルショットを用いて行った。水銀ターゲットから 1.8 m 上流には加速器の真空領域とターゲット周辺のヘリウム領域を分離する陽子ビーム窓^[14] があるが、この陽子ビーム窓にはマルチワイヤプロファイルモニタ (MWPM) が設置しており、このモニタを用いてビームプロファイルを測定した。ワイヤのビームに対する感度を校正のために、細いビームのスキャンによりピーク強度が一定になるように補正を行った。陽子ビーム窓にはターゲット周辺部に入射するビーム強度を測定するためのビームハローモニタが設置してある。ビームハローモニタは、矩形のステンレス製の板から放出される電子の電流を測定する電子放出型 (SEC) と、銅製の板の温度を測定する温度測定型 (TC) から構成される。シングルショットモードでは SEC を用いてターゲット周辺部のビーム強度を測した。

0.8 MW のビームを用いた陽子ビーム窓位置でのプロファイルの結果を Fig. 5 に示す。簡略化のために本測定ではミュオン標的を移動しビームから退避している。八極電磁石の励磁無しの場合の線形ビーム光学を用いて測定結果を Fig. 5 の黒丸として示す。八極電磁石を励磁し非線形ビーム光学を用いた場合のビームプロファイルの水平及び垂直方向の測定値を Fig. 5 の赤丸及び青丸としてそれぞれ示す。Fig. 5 から非線形ビーム光学によりビームの裾野が中心へ収斂されていることやビー

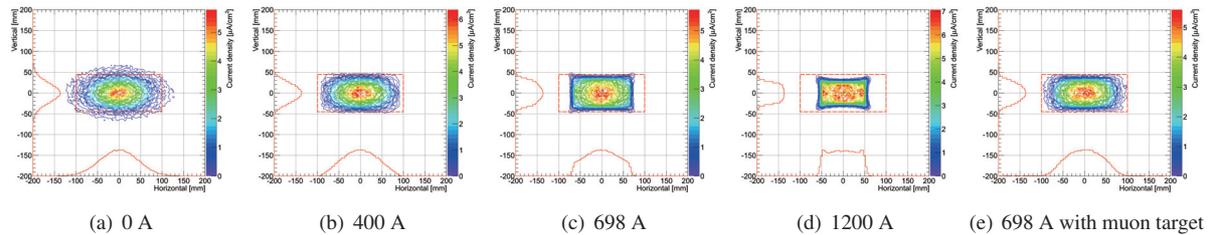


Figure 6: Calculated beam profile at neutron target without muon target for various current of octupole magnet, in which red dot line shows the aperture at the neutron target. Result for (e) shows the result with muon target.

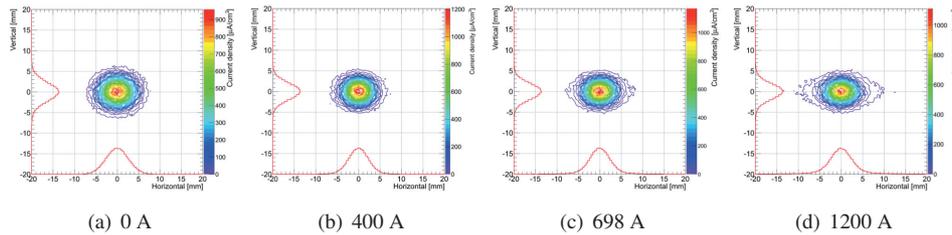


Figure 7: Calculated beam profile at muon target for various current for octupole magnet.

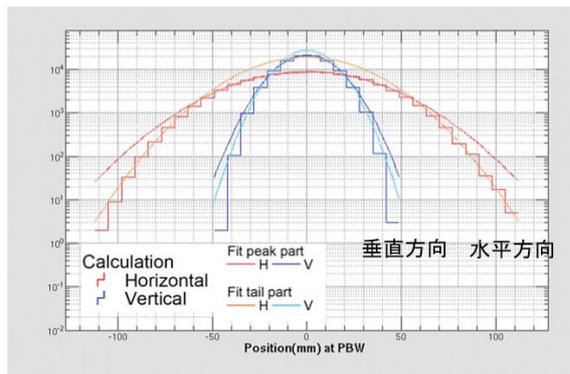


Figure 8: Calculated beam profile compared with fitting Gaussian for the peak and tail part with optics aimed for reduce beam loss around octupole magnets by decrease β function.

4. 結論

核破砕中性子源の水銀ターゲットにおけるビームのピーク密度を減少させるために非線形ビーム光学を用いたビーム拡大システムについて開発した。ビーム調整を効率的に行うために SAD コードによる調整ツールの作成を行った。シミュレーションにより八極電磁石で大きな β 関数を持つ事と八極電磁石とターゲット間で適切な位相進行差を持つ事によりターゲット上で平坦な分布となった。

0.8 MW のビーム試験を行った結果、八極電磁石の励磁によるビーム形状は計算と良い一致を示し設計計算通りにビームプロファイルは制御でき、ターゲット周辺部のビームが中心に収斂できることが確認された。周辺部のビームを中心に収斂することにより、ビームハローの強度やターゲットのビーム入射部付近の放射線量が

減少できることが確認され、実際のユーザー運転で 0.5 MW までの安定した運転が可能となった。本システムにより線形光学のみを使用する場合に比べ、ピーク密度を約 30 % 減少でき、ターゲットのピッチング損傷は大幅に (約 76 %) 減少できる見込みとなり、施設を安全に運転できる見込みとなった。既に本システムは実際の利用運転に用いており、今後 1 MW の大強度運転を目指す。

参考文献

- [1] The Joint Project Team of JAERI and KEK, JAERI-Tech 99-56, 1999.
- [2] M. Futakawa, et al., J. Nucl. Sci. Technol.40 (2004) 895.
- [3] M. Futakawa, et al., J. Nucl. Matter.343 (2005) 70.
- [4] S. Meigo, et al., MOPEB066, IPAC10 (2010).
- [5] S. Meigo, et al., Nucl. Instrum. Meth. A562, 569 (2006).
- [6] Y. Yuri, et al., Phys Rev ST Accel. Beams 10, 10401 (2007).
- [7] N. Tsoupas, et al., Phys Rev ST Accel. Beams 10, 024701 (2007).
- [8] F. Meot and T. Aniel, Nucl. Instrum. Meth. A 379, 196 (1996).
- [9] H. Hotchi, et al., THPPP080, IPAC12 (2012).
- [10] PSI Graphic Turtle Framework by U. Rohrer based on a CERN-SLAC-FERMILAB version.
- [11] K.L. Brown, Ch. Iselin and D.C. Carey: Decay Turtle, CERN 74-2 (1974).
- [12] C. Kost, P. Reeve: REVMOC - A Monte Carlo Beam Transport Program, TRI-DN-82-28 (1983).
- [13] H. Fujimori, et al., SAP066, 加速器学会 年会 (2014).
- [14] S. Meigo, et al., J. Nucl. Matter. 450, 141 (2014).