

# 核破砕中性子源のための非線形光学によるビーム収束技術 DEVELOPMENT OF BEAM TRANSPORT TO SPALLATION NEUTRON SOURCE AT J-PARC WITH NON-LINEAR OPTICS

明午 伸一郎<sup>\*A)</sup>、大井 元貴<sup>A)</sup>、坪 敦<sup>A)</sup>、西川 雅章<sup>A)</sup>、藤森 寛<sup>B)</sup>

Shin-ichiro Meigo<sup>\*A)</sup>, Motoki Ooi<sup>A)</sup>, Atsushi Akutsu<sup>A)</sup>, Masaaki Nisikawa<sup>A)</sup>, and Hiroshi Fujimori<sup>B)</sup>

<sup>A)</sup>J-PARC center, Japan Atomic Energy Agency (JAEA)

<sup>B)</sup>J-PARC center, High Energy Accelerator Research Organization (KEK)

## Abstract

At the spallation neutron source 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. Due to reduce the damage, reduction of the peak current density on the target is a crucial for a constant beam operation. Therefore, a nonlinear beam optics with octupole magnets has been developed. It was found that calculated beam profile with the excitation of octupole magnets was in good agreement with the experimental result for 1 MW beam. By using nonlinear beam focus, a considerable flat distribution can be obtained with moderate beam loss at following downstream. The peak current density on the target can be reduced as much as 30 %, which may realize the beam operation with 1 MW.

## 1. 序論

J-PARC [1] では早い繰返し (25 Hz) の 3 GeV のシンクロトロン (RCS) から出射する 1 MW の大強度の陽子ビームをビーム輸送施設 (3NBT) (Fig. 1) により物質・生命科学実験施設 (MLF) 内の核破砕中性子源 (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。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 33 m 離れ、3 GeV 陽子ビームは厚さ 2 cm の炭素グラファイトターゲットを透過後に水銀ターゲットに導入される。

数  $\mu\text{s}$  の短パルスの大強度ビームを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り、実際に SNS ではピッチング損傷による水銀漏れが発生し、電流のピーク密度の減少が核破砕中性子源の開発において重要な課題となってきた。ピッチング損傷は陽子ビームのピーク電流密度の 4 乗に比例し、大強度ビームの安定した運転のためにピークを下げることは肝要となる。ターゲット上で  $\beta$  関数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や放射線の制限により、ピーク電流密度は  $9 \mu\text{A}/\text{cm}^2$  が最小となる [4]。既に 60 Hz の繰返しで 1 MW 運転を行っている SNS の値のパルスあたりの強度の約 2 倍となるためピークの減少が必要とされる。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が一般的に用いられるが、損傷は 1 パルス毎で激しく進むためスキャンングは効果が無く、1 パルスでビームを標的上で

非線形収束させピーク電流密度を抑える技術開発が必要となる。我々は非線形ビーム光学によるビーム収束に着目し、八極電磁石を用いた非線形ビーム光学によるビーム平坦化技術の開発を行ってきた。本報では、これまでの技術開発に関して報じる。

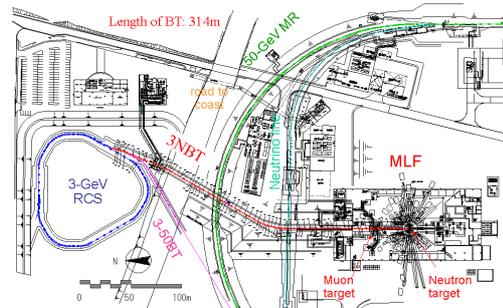


Figure 1: Plan of Rapid Cycling Synchrotron (RCS) and Materials and Life Science Experimental Facility (MLF) at J-PARC.

## 2. 非線形光学によるビーム収束

RCS から出射するビームの分布は、入射に correlated point を用いる場合には位相空間において Gauss 分布 [5] となる。これにより線形光学では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。

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、ビームロスの見込みが必要となる。M2 セクションと呼ばれるミュオン標的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

\* meigo.shinichiro@jaea.go.jp

ス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条件となり、ミュオン標的周辺部から中性子標的部において数 10 W 程度のビーム損失は無視できるほど小さい値となる。ただし、八極電磁石周辺はハンズオンメンテナンスが要求されるため、1 W/m 以下のビーム損失を保つ必要がある。

J-PARC の RCS から出射するビームは位相空間上で correlated paint の場合には位相空間において Gauss 分布 [5] となり、任意の場所において Gauss 分布となる。八極電磁石等の高次の磁場を用いることにより、ビーム周辺部を折り込むのが鍵であるが、八極電磁石からの位相進行によっては発散するため、大強度加速器の場合には非線形光学の取り扱いには細心の注意を要する。

八極電磁石は 3 次関数の磁場分布となり、下流のビームは式 (1) で計算できる、

$$\begin{pmatrix} x_t \\ px_t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{12} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ px_1 - K_8 x_1^3 / 6 \end{pmatrix} \quad (1)$$

ここで T は輸送行列、 $K_8$  は八極電磁石の磁場強度を磁極長で積分した値 [ $\text{m}^3$ ]、 $x$  [ $\text{m}$ ]、 $px$  [ $\text{rad}$ ] はビームの位置と角度をそれぞれ示し、添字の 1 は八極電磁石の位置、 $t$  はターゲット等の下流側機器の位置をそれぞれ示す。

## 2.1 フィラメントモデルによる解析

ビームの平坦化には八極電磁石で  $\beta$  関数 [ $\text{m}$ ] を大きくすることが必要のため、この位相空間では  $px_1 = -\alpha/\beta x_1$  と近似が可能となる。位相空間において Gauss 分布となる分布は、角度の広がりを無視すれば、Gauss 分布をなすフィラメントモデルで近似できる。この近似により式 (1) は簡略化でき、ターゲットにおけるビーム位置は

$$x_t = \lambda_3 x_1^3 + \lambda_1 x_1 \quad (2)$$

となる 3 次関数の分布を持つ。上式の変数は

$$\lambda_1 = \sqrt{\beta_t/\beta_1} \cos \phi, \lambda_3 = -K_8 \sqrt{\beta_t/\beta_1} \sin \phi / 6 \quad (3)$$

となり、 $\beta$  は  $\beta$  関数、 $\phi$  は八極電磁石出口からの位相の進行差を示す。3 次関数は 1 つの実数解を持つ場合には、その場所が特異点となりビームが集中するため平坦な分布を持つ。この特異点  $x_{ts}$  は式 (2) の 3 次関数の判別式から以下の様に求まり、

$$x_{ts} = 2/3 \lambda_1 \sqrt{-\lambda_1/3\lambda_3} \quad (4)$$

また式 (2) の微分から特異点となる八極電磁石でのビーム位置 ( $x_{1s}$ ) は、

$$x_{1s} = \sqrt{-\lambda_1/3\lambda_3} \quad (5)$$

となる。ビームが収束する場合には  $\lambda_1 \lambda_3 < 0$  が必要条件となり、この条件でない場合にはビームは発散する。つまり、八極電磁石からの位相進行差が  $\pi/2 < \phi < \pi$ ,  $3\pi/2 < \phi < 2\pi$  の場合にはビームが非線形に発散する。位相空間分布の例を Fig. 2 に示し、

分布の中心部を線状の Gauss 関数となるフィラメントで近似する。フィラメントに沿ってビームが分布されるため、ビーム分布の計算が単純化できる。

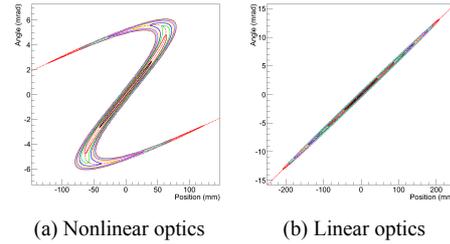


Figure 2: Phase space distribution at target by linear and nonlinear optics with octupole magnet.

規格化した位相空間分布より八極電磁石入口の分布を求め、式 (1) で出口の分布を計算し、輸送行列よりターゲット位置での分布を得た (Fig. 2)。この分布より特異点の外側に漏出る分布や発散時のビーム分布が計算可能なため、非線形光学に起因するビームロスが簡単に計算できる。モンテカルロ法を用いたトラッキングでは計算に時間がかかるが、本手法により短時間でロスの発生状況が確認できる。これはビーム調整の時間の大幅な短縮となり、後のビームロスの議論に使用する。

ターゲット上でのビーム分布  $g(x_t)$  は、八極電磁石入口の分布を  $f(x_1)$  とすると以下の通りとなり Gauss 分布の  $f(x_1)$  から計算できる、

$$g(x_t) = f(x_1) dx_1 / dx_t = f(x_1) / (\lambda_1 + 3\lambda_3 x_1^2) \quad (6)$$

式 (5) の特異点ではターゲットでの分布である  $g(x_t)$  が無限大となるため、現実とは異なることに留意する。

## 2.2 フィラメントモデルによるビーム収束に必要な八極電磁石

式 (2) では位相空間分布をガウス形状のフィラメント近似としている。Meot 等 [6] は、この分布を用いて平坦化に必要な八極電磁石の磁場を求めた。式 (3)、(4) より必要な磁場は

$$K_8 = 8 \cos^3 \phi \beta_t / 9 x_{ts}^2 \beta_1^2 \sin \phi \quad (7)$$

となる。Meot 等 [7] は  $x_t$  が線形光学におけるビーム幅 ( $\sigma$ ) の 4/3 倍となるのが良いとし、八極の必要な磁場を以下とした、

$$K_8 = \cos^3 \phi / 2 \epsilon \beta_1^2 \sin \phi = \cos^2 \phi / 2 \epsilon \beta_1^2 \tan \phi \quad (8)$$

上式で  $\epsilon$  はビームエミッタンス ( $1\sigma$ ) ( $\pi \text{ mm mrad}$ ) を示す。

百合等 [8] もフィラメントモデルを用いて必要な磁場を検討し、八極以上の多極磁場の組み合わせにより均一となる条件を Gauss 分布の Taylor 展開により導出した。

$$K_8 = 1/\epsilon \beta_1^2 \tan \phi \quad (9)$$

本式は式 (8) と類似するが、必要磁場強度が式 (8) の約 2 倍程度となる。これは高次な磁場を用いているため、八極以外に十二極電磁石無しには平坦な分布とならず、周辺部でピークを生じる [8, 9]。八極電磁石のみを用いる場合には百合等は本式の半分程度が良いと報告されている。ここで平坦化される領域 [8] を着目すると、

$$x_{ts} = \sqrt{\pi/2} \sqrt{\epsilon\beta_t} |\cos \phi| \quad (10)$$

となり、式 (7) から必要な八極磁場強度は

$$K_8 = \frac{16}{9\pi\epsilon\beta_1^2 \tan \phi} \cong 0.545/\epsilon\beta_1^2 \tan \phi \quad (11)$$

となり式 (8) とほぼ等しくなる。

式 (8) 及び (11) より平坦化には適切な位相の選択と八極電磁石における  $\beta$  を大きくすることが必要なのがわかる。しかし、ビームロスの発生が懸念されるためにロスの詳細な評価が必要となる。

### 2.3 位相進行と八極電磁石の磁場強度

非線形光学では位相進行差により線形光学よりビームが広がるために、ビームロスの増加を防止するためには、八極電磁石の磁場を抑えた運転が望ましい。標的における電流密度を抑えた状態で、かつビームロスの発生を抑制した最適化条件の検討のために非線形ビーム収束に必要な極電磁石の磁場に関して検討した。八極電磁石での  $\beta$  関数はビームロスを防ぐために口径で決定され、式 (8), (11) より適切な位相進行差を選択する。小さい  $\cot \phi$  を選択すれば八極磁場強度を低下できるものの、式 (10) から非線形収束領域が縮小することがわかる。位相進行差、平坦化領域及び八極磁場強度の関係を Fig. 3 に青線及び赤線として式 (8) 及び (11) の結果を示す。式 (8) では平坦化領域を  $4/3\sqrt{\epsilon\beta_t}$  に固定したが、 $\cot \phi$  が小さい場合には成立しない。式 (11) の場合では  $\cot \phi$  が小さい場合に領域は縮小するが、 $\cot \phi$  が大きくなるにつれ拡大し式 (8) の値に漸近する。

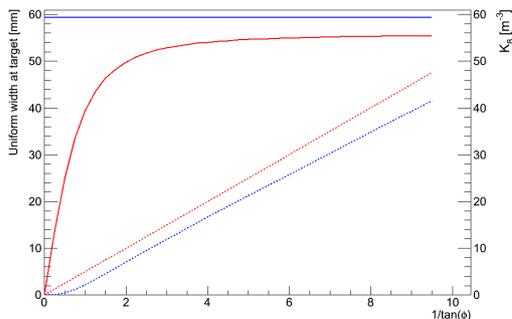


Figure 3: Relationship between focused region on the target ( $x_{ts}$ ) obtained from Eqs. (8) and (10) are shown in blue and red solid lines, respectively, as a function of the phase advance ( $\cot \phi$ ). Also, required  $K_8$  obtained from Eqs. (8) and (11) are shown in blue and red dot lines, respectively.

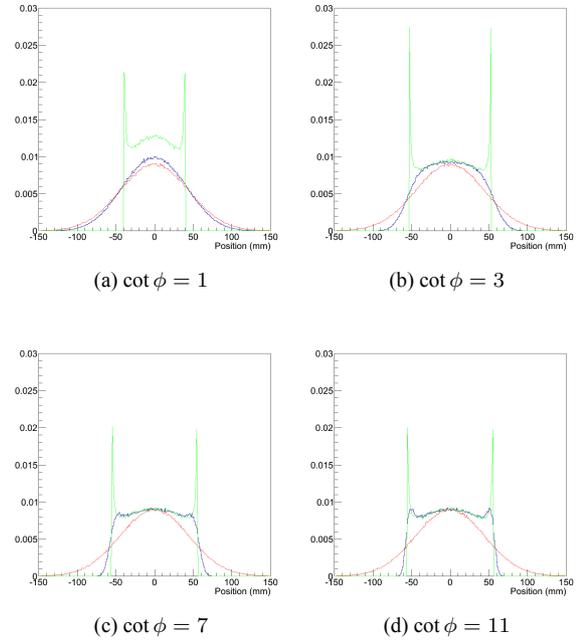


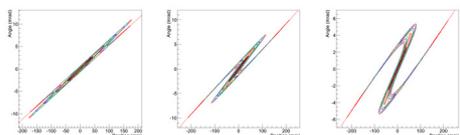
Figure 4: Distribution for various phase advances with  $K_8$  obtained by tracking with Eq. (11). Blue, red and green lines stand for nonlinear, linear and filament model results, respectively.

### 2.4 位相進行差とビーム形状

フィラメントモデルによる、任意の位相進行差におけるビーム形状を Fig. 4 の緑線として示す。計算に用いた八極磁場には、式 (11) の値を用いた。また図では、トラッキングによりビーム分布を評価した。トラッキングの計算との比較より、ビーム収束のためには  $\cot \phi \geq 3$  が必要となることが判明した。位相空間分布を Fig. 5 に示す。  $\cot \phi \sim 1$  となる場合には、収束する領域が無視できるほど小さく、非線形による収束を全くせず、分布はガウス分布となる。  $\cot \phi \geq 3$  より位相空間での変形が生じ、収束することが理解できる。

フィラメントモデルの Fig. 4 における結果では、位相進行差が  $\cot \phi \sim 1$  の場合には、収束する結果を示すが、トラッキングの結果と異なる。さらに、フィラメントモデルを用いる場合には、特異点付近で式 (6) の分母が零となり周辺部で著しく高いピークとなる。これはフィラメントモデルが特異点で位相空間分布の位置方向に対し垂直な線となるためであり、角度の広がりを見逃したモデルの近似から生じている。なお、フィラメントモデルに角度の広がりを考慮すると、  $\cot \phi \geq 3$  となる位相進行差が必要となる。

以上のように、フィラメントモデルでは角度の広がりを無視しており限界があり詳細な評価には適応できないため、トラッキングにより評価した。



(a)  $1/\tan\phi = 1$  (b)  $1/\tan\phi = 3$  (c)  $1/\tan\phi = 7$

Figure 5: Phase space distribution for various phase advance with  $K_8$  obtained by Eq. (11).

## 2.5 トラッキングによる非線形光学による条件評価

位相空間分布において正規化した Gauss 関数を用いて、トラッキングを行い八極磁石の任意となる下流側における分布の計算を行った。トラッキングによる解析を一般化するため、標的上の線形 Gauss 幅で規格化した位置 ( $\sigma_t$ )、および八極磁場 ( $K_8$ ) にエミッタンスと八極磁石位置の  $\beta$  の 2 乗を乗じた次のパラメータを導入した、

$$\sigma_t \equiv x_t / (\epsilon\beta_t)^{0.5}, \quad (12)$$

$$K_8^* \equiv K_8 \epsilon \beta_1^2 \quad (13)$$

これらのパラメータにより  $\cot\phi$  とともに一般化することが可能となる。計算には、 $2 \times 10^{11}$  の粒子を用いた。

トラッキングによる結果を Fig. 6 に示す。図では、標的における線形光学のビーム幅の  $2.5\sigma_t$  の外側に位置するビーム強度の割合を示す。線形光学の場合には、 $2.5\sigma_t$  の外側に位置するビーム強度は 1.2% となるが、非線形光学に収束により、 $\cot\phi \geq 3$  で  $K_8^* \geq 0.5$  の領域で小さくなるのが理解できる。一方、 $\cot\phi < 0$  の領域では、非線形発散のために、外側に位置するビーム強度が高くなり、 $K_8^*$  が高くなるにつれ、発散によるビームロスが増大する。発散によるビームロスを抑えるためには、できるだけ低い  $K_8^*$  の選択が肝要となる。図中の黒い実線は、最小となる  $K_8^*$  において  $2.5\sigma_t$  外側のビーム強度を最も効率的に下げる  $\cot\phi$  を示す。図では、Fig. 4 に示したフィラメントモデルによる結果も示すが、フィラメントモデルに比べ同じ  $K_8^*$  に対し、若干大きな  $\cot\phi$  が最適となった。

本検討では  $2.5\sigma_t$  に対して行ったが、 $2\sigma_t \sim 4\sigma_t$  の領域においても、最適となる曲線にはほとんど違いはなかった。従って、この黒実線に沿ったパラメータの選択が、ロスを低下させた状態でビームを収束させた状態となる。これまでの MLF の経験より、 $K_8^* \sim 1$  では、非線形発散によるロスは無視できるほど小さいため、 $K_8^* \sim 1$ ,  $\cot\phi \sim 3$  がほぼ理想的な状態となると考えられる。

## 3. MLF への非線形光学の適用

MLF のために八極電磁石を配置した (Fig. 7)。八極電磁石周辺は人が直接的にメンテナンスをする必要があるためビームロスを 1 W/m 以下に抑える必要が

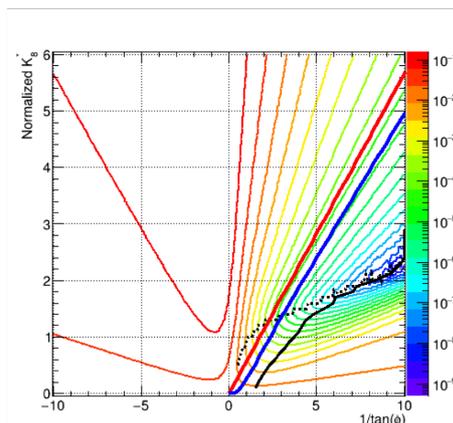


Figure 6: Integrated beam intensity at the target for outside of  $2.5\sigma$  of linear optics as function of normalized  $K_8$  and phase advance between octupole and the target.

ある。ビームロスは八極電磁石の直下となる四極電磁石で発生されると予想されるのでロスの低減のために花形ダクトを設置しアパチャを拡大する予定である。その下流部はミュオン標的があるために遠隔操作による交換が可能となり数百 W 程度のビームロスが許容できる。八極電磁石の磁場勾配は  $800 \text{ T/m}^3$  とし口径は  $0.3 \text{ m}$  で磁極長  $0.6 \text{ m}$  とした [10]。ビーム位置を八極電磁石で中心にしない場合にはターゲット周辺部にピークを形成するので、この回避のためのビーム位置モニタ (BPM) を各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 はその下流側となる M1 トンネル内に設置した。八極電磁石 (OCT2) の下流には 6 台の四極電磁石があり、ターゲットまでのビームの位相進行差の調整が可能となる。八極電磁石の極性は位相進行差で決定されるため位相により反転する必要性が生じるため、電源を両極性とした。

八極電磁石付近の電磁石の口径は直径で  $300 \text{ mm}$  としており、 $\beta$  関数を大きくするとアクセプタンスが小さくなりビームロスを引き起こす可能性がある。八極電磁石導入以前は大アクセプタンス化のため、 $\beta$  関数を  $40 \text{ m}$  以下に抑えていた。平坦化のためには八極電磁石での  $\beta$  関数を大きくすることが必要とされるので、ロスモニタでビームロスが発生しないことを確認し  $\beta$  を約  $100 \text{ m}$  とし、 $K_8^*$  が  $\sim 1$  になるようにした。また、八極電磁石から水銀標的までの位相が  $\cot\phi \sim 3$  となるようにした。

### 3.1 非線形光学に起因するビームロス

フィラメントモデルによる計算から非線形光学に起因するロスを評価した。発散の場合には特異点がないため、式 (6) により分布が計算できる。ビームダクトの口径以上の粒子の分布から、ビームロスを評価した。検討の結果、ミュオン標的周辺の四極電磁石においてビームロスが  $1 \text{ MW}$  運転に換算し数十 W 発生するものの、ミュオン標的周辺では標的の散乱により、 $1 \text{ MW}$  運転時で  $8 \text{ kW}$  程度のロスが生じるために、特に問題はないと判断される。ミュオン標的

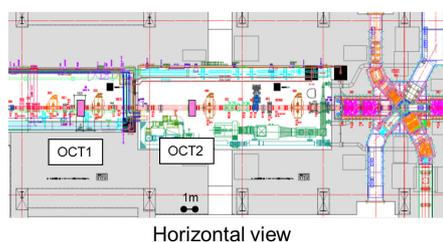


Figure 7: Plan of octupole magnets placed upstream of the muon production target.

周辺は、強い放射線が発生することを想定し制作されており、遠隔操作による交換が可能のため、特に問題はない。

約1年にわたる0.5 MWのビーム運転において、非線形光学のビーム収束を行い、運転中及び残留線量率を確認した。この結果、ビームロスによる線量の問題はなかった。本手法により非線形光学に起因するビームロスは瞬時に把握できるようになり更なる安全なビーム運転が可能となった。八極電磁石では $\beta$ を大きくする必要があるのでビームハロ強度が重要となる。このビームハロは既に測定されており、中心部から外挿した強度より低いことが判明している。本評価は安全な評価となる。

### 3.2 実験との比較検討

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に基づくビーム調整ツールを作成した。15台のプロファイルモニターによるビームの幅の振る舞い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する。実際の運転ではミュオン標的を用いるため、標的におけるビーム散乱の考慮のためにPSI [11]で改良されたDECAY-TURTLE [12]を用いて計算した。

非線形光学に伴うビームプロファイルを1 MWのビームを用いて測定した。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 [13]に設置したMWPMで測定されたプロファイルと上流側からのトラッキングによる結果の比較をFig. 8に示す。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. 8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. 8の赤丸及び青丸としてそれぞれ示す。Figure 8から非線形ビーム光学によりビームが収束されていることや平坦な分布となっていることが確認できる。上流側のMWPMのフィッティングで得たパラメータを元に計算で得た結果を図中の実線に示す。計算は実験と良い一致を示し、非線形ビーム収束は設計通りに行え、周辺部のビーム強度が測定により大幅に減少したことを確認した。連続運転中に水銀ターゲット周辺の放射線量も同時に測定し八極電磁石の励磁に伴う線量の低下も確認できた。これは標的周辺部で

ビームが非線形光学により収束されていることを示す。線形光学による幅広いビームも非線形光学により収束できるため、標的におけるピーク電流密度は30%程度減少できることとなった。

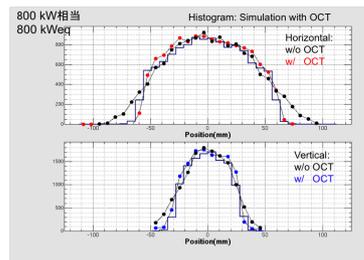


Figure 8: Beam profile obtained by the MWPM for 0.8-MW beam compared with calculations for results with and without octupole.

## 4. 結論

核破砕中性子源施設を安定に運転するため、本研究では八極磁場を用いた非線形ビーム光学によるビーム収束の検討を行った。位相空間上におけるフィラメントモデルの導入により、収束条件と必要な八極磁場について検討した。また、トラッキングによる検討を行った。八極磁場と標的の位相進行差( $\phi$ )と、八極磁場を規格化した八極磁場 $K_8^*$ を用い、一般化し最適となるパラメータを探索した。この評価、 $K_8^* \sim 1$ ,  $\cot \phi \sim 3$ を選択することで、ほぼ理想的な状態でビームロスを抑制し標的でビーム収束できることが判明した。実際の運転時の結果と計算の比較検討により、非線形光学の制御が計算どおり行われていることが示された。非線形光学のビーム収束の導入により、許容されるビームロスの状態で標的上のピーク電流密度を約30%減少できることが示された。

## 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, 895 (2004).
- [3] M. Futakawa *et al.*, J. Nucl. Matter. 343, 70 (2005).
- [4] S. Meigo *et al.*, MOPEB066, IPAC10 (2010).
- [5] S. Meigo *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A562, 569 (2006).
- [6] F. Meot and T. Aniel, Nucl. Instrum. Meth. A 379, 196 (1996).
- [7] F. Meot and T. Aniel, On beam uniformization by non-linear optics, Internal report CEA/DSM/GECA/GT/95-05, CEA Saclay, July 1995.
- [8] Y. Yuri *et al.*, Phys Rev ST Accel. Beams 10, 10401 (2007).
- [9] N. Tsoupas *et al.*, Phys Rev ST Accel. Beams 10, 024701 (2007).
- [10] H. Fujimori *et al.*, SAP066, 加速器学会 年会 (2014).
- [11] PSI Graphic Turtle Framework by U. Rohrer based on a CERN-SLAC-FERMILAB version.
- [12] K.L. Brown, Ch. Iselin and D.C. Carey: Decay Turtle, CERN 74-2 (1974).
- [13] S. Meigo *et al.*, J. Nucl. Matter. 450, 141 (2014).