

非線形光学を用いた J-PARC 核破砕中性子源へのビーム輸送技術開発 DEVELOPMENT OF BEAM TRANSPORT TO SPALLATION NEUTRON SOURCE AT J-PARC WITH NON-LINEAR OPTICS

明午 伸一郎^{*A)}、大井 元貴^{A)}、坪 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 Kawasakii^{A)},
Masaaki Nisikawa^{A)}, Shinpei Fukuta^{A)}, and Hiroshi Fujimori^{B)}

^{A)}J-PARC center, Japan Atomic Energy Agency (JAEA) Shirakata 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 so that 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 0.8 MW beam. By using octupole magnet, a considerable flat distribution can be obtained with moderate beam loss around muon production target. The peak current density can be reduced as much as 30 %, which mitigates about 80 % 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 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 μs 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 β 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ヤニ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ヤ

ニングは効果が無く 1 パルスでビームを平坦化する技術開発が必要となる。そこで我々は非線形ビーム光学に着目し、八極電磁石を用いた大強度陽子ビームの平坦化技術の開発を行ってきた。

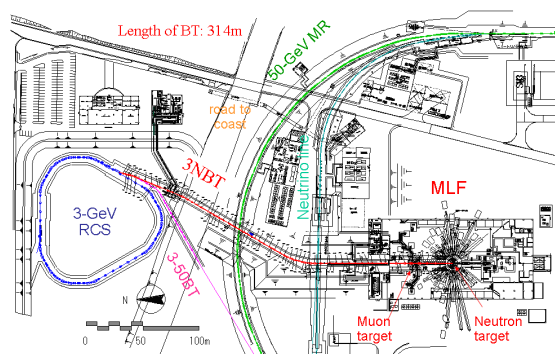


Figure 1: Plan of Rapid Cycling Synchrotron (RCS) and Materials and Life Science Experimental Facility (MLF) at J-PARC.

2. 非線形光学

RCS から出射するビームの分布は、入射に correlated paint 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

*meigo.shinichiro@jaea.go.jp

形させるために、ビームロスの検討が必要となる。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条件である。

2.1 ビーム平坦化の基本原理解

J-PARC の RCS から出射するビームは位相空間上で correlated point 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、位相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。そこで、本研究では八極電磁石を用いた場合の非線形光学を詳細に考察する。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 [m^3]、 $x[\text{m}]$, $px[\text{rad}]$ はビームの位置と角度、下付きの添字の 1 は八極電磁石の位置と t はターゲット等の下流側機器の位置をそれぞれ示す。ビームの平坦化には八極電磁石で β 関数 [m] を大きくすることが必要のため、この位相空間では $px_1 = -\alpha/\beta x_1$ とする線状近似 (以下フィラメント近似と称する) が成り立つ。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、 β は β 関数、 ϕ 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 (2) 式の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) の微分により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発散してしまう。位相空間分布の例を Fig. 2 に示し、フィラメント近似を赤い波線で示す。この式は位相空間における頂点の包括線となり、この線に沿ってビーム分布が形成されることがわかる。

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

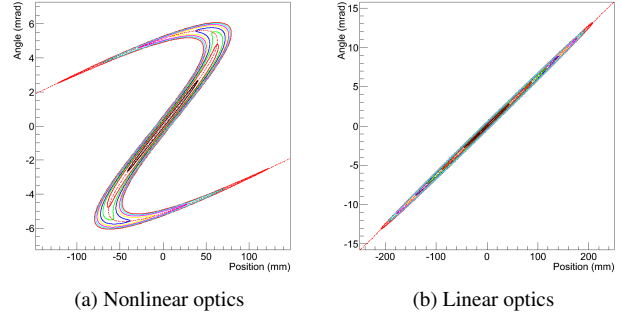


Figure 2: Phase space distribution at target by linear and nonlinear optics with octupole magnet.

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 $g(x_t)$ が無限大となるが現実とは異なることに留意する。これに関しては、4.2 章で議論する。

2.2 ビーム平坦化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 (σ) 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

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

上式で ϵ はビームエミッタンス (1σ) ($\pi \text{ mm mrad}$) 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 (7) と類似するが、必要磁場強度が式 (7) の約 2 倍程度となる。これは高次の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 β を大きくすることが必要なことがわかる。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。

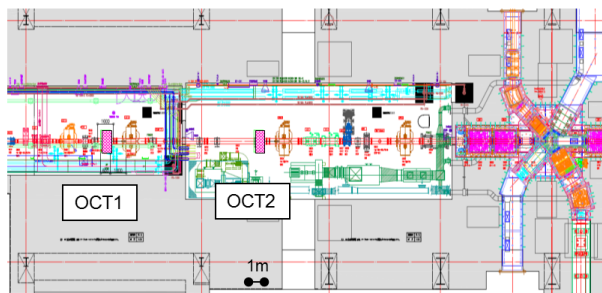
3. JSNS での非線形光学の適用

ビームの平坦化のためには式 (8), (11) 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。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 T/m³ とし口径は 0.3 m で磁極長 0.6 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 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、 β 関数を 40 m 以下に抑えていた。平坦化のためには八極電磁石での β 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て β を 140 m に決定した。本施設で導入された非線形光学が MW 級の大強度陽子加速器施設において世界で最初となる。

3.1 非線形光学に起因するビームロス

規格化された位相空間で円状のビームを生成し、これから計算したビームエンベロップにより非線形光学に起因するロスを評価した。ビームダクトの口径以上のエンベロップを持つ粒子数からビームロスを計算できる。計算は SAD で行いプロファイルモニタで測定されたビーム幅を元に最小自乗法で得られた Twiss パラ



Horizontal view

Figure 3: Plan of octupole magnets placed upstream of the muon production target.

メータと電磁石の設定磁場を用いた。この結果を Fig. 4 に示し、非線形光学の場合には線形光学とは全く異なるエンベロップを持つことがわかる。Fig. 4 では 10⁻⁸ 倍の強度を持つビームのエンベロップをシアン色で表示しているが、線形光学の場合にはビーム径は単純に比例するが、非線形光学の場合には直線比例性はない。検討結果により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 MW 運転に換算し数十 W 発生しているが、ミュオン標的周辺では 8 kW 程度のビームロスが標的の散乱によって生じるために元々放射線が強く発生する場所であり、遠隔操作による交換が可能のため、特に大きな問題はない。2ヶ月程度の短期間であるが 0.5 MW でビーム運転を行い¹ 運転中及び残留線量を確認した。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 β を大きくする必要があるため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おり本評価は安全な評価となる。

3.2 ビーム調整と結果

3.2.1 ビーム調整方法 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 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。実際の運転ではミュオン標的を用いるが、これによる多重散乱の影響を考慮するために PSI [11] で改良された DECAY-TURTLE [12] を用いて計算する。

3.2.2 ビーム調整方法 実際に非線形光学に伴うビームプロファイルを 0.8 MW 程度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

¹水銀ターゲットの冷却水路の溶接の問題によりビーム運転を 2 回停止し、現在 0.2 MW のビームを運転している。

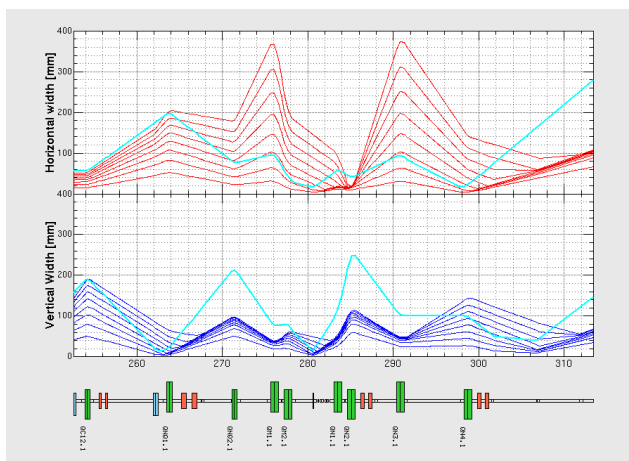


Figure 4: Beam envelope due to nonlinear optics for intensity of 10^n from $n= -8$ to -1 .

ファイル²と上流側からのトラッキングによる結果の比較を Fig. 5 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. 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、ビーム平坦化は設計通りに行えている。測定結果から周辺部のビーム強度が大幅に減少していることが確認された。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。これはターゲット周辺部でビームが収束されているピーク密度を 30 % 減少できておりターゲットのパルスあたりの発熱密度は 11 J/cc/pulse 程度とすることができ、ピークの 4 乗に比例するピッチング損傷を約 76 % 減少できる見込みとなった。

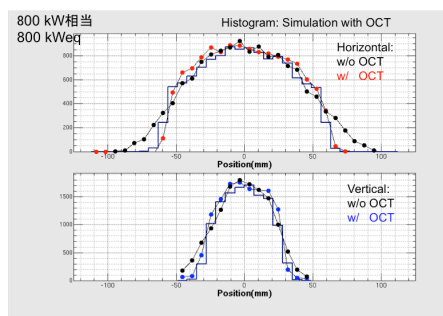


Figure 5: Beam profile obtained by the MWPM for 0.8-MW beam compared with calculations for results with and without octupole.

²簡略化のためミュオン標的をビームから退避し測定した。

4. 考察

4.1 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、更なるビームロス低減を目指すために八極電磁石の磁場を抑えた運転が望ましい。最適化のために平坦なビーム分布を得るための八極電磁石の磁場に関して検討した。八極電磁石での β 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 $1/\tan\phi$ を選択すれば八極磁場強度を低下できる、式 (10) から平坦化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. 6 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 $4/3\sqrt{\beta_t\epsilon}$ に固定したが、 $1/\tan\phi$ が小さい場合には成立しない。式 (11) の場合では $1/\tan\phi$ が小さい場合に領域は縮小し、 $1/\tan\phi$ が大きくなるにつれ拡大し式 (8) の値に漸近する。

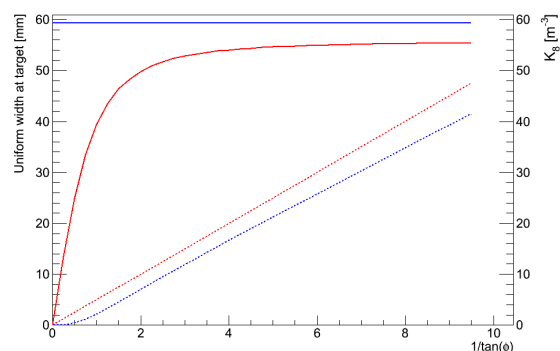


Figure 6: Phase advance in unit of $1/\tan\phi$, uniform beam width required K_8 (dot lines) obtained with Eqs. (8) and (11) shown in blue and red lines, respectively.

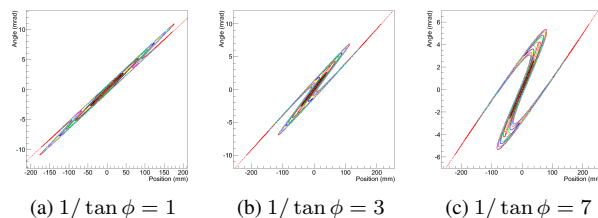


Figure 7: Phase space distribution for various phase advance with K_8 obtained by Eq. (11).

4.2 位相進行差とビーム形状

任意の位相進行差とビーム形状を理解するために、トラッキングによりビーム形状を計算した。式 (11) を用いた結果を、Fig. 8 に示す。位相進行差が $1/\tan\phi$ が 1 の場合に、フィラメントモデル (緑色) の結果が平坦な分布となるが、トラッキングの結果では平坦な分布でないことが判明した。またフィラメントモデルでは特異点で著しく高いピークを与えていることがわかる。ト

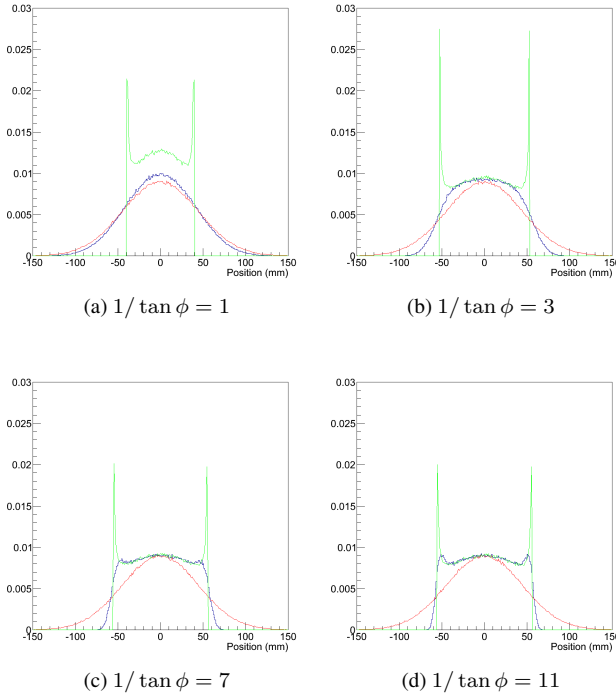


Figure 8: Beam distribution for various phase advances with K_8 obtained by tracking with Eq. (11). Blue, red and green lines stand for nonlinear, linear and filament model results, respectively.

ラッキングの計算の結果から、平坦化のために $1/\tan\phi$ は 3 以上必要となる。この理由について検討する。

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、角度の広がりを見放したモデルの近似から生じている。フィラメントモデルに角度の広がりを考慮すると式 (6) は、

$$g(x_t)dx_t = f(x_1)dx_1 + f(x_1)dp_{x_1} \quad (12)$$

$$dp_{x_1}/dx_t = (\sqrt{\beta_t\beta_1} \sin\phi)^{-1} \quad (13)$$

である。特異点周辺では $dx_1/dx_t = 0$ となり、

$$g(x_{1s}) = f(x_{1s})dp_{x_1}/dx_t \quad (14)$$

となる。特異点即ち平坦領域最外部のビーム強度を中心位置の F 倍となる場合を考慮すると、中心のビーム強度は $1/\sqrt{2\pi\epsilon\beta_t}$ なので、八極電磁石における特異点のビーム強度は $1/\sqrt{2\pi\epsilon\beta_1} \exp(-x_{1s}^2/2\epsilon\beta_1)$ となるため、平坦となる位相進行差 ϕ は

$$F \sin\phi = \exp\left(-\frac{x_{1s}^2}{2\epsilon\beta_1}\right) \quad (15)$$

となる。式 (11) を用いると

$$\phi = \arcsin(\exp(-9\pi/16)/F) \simeq \arcsin(0.171/F) \quad (16)$$

となる。この式には変数は無く普遍である。厳密には $x_t = 0$ となる中心位置では位相空間における 3 次関数の回り込みにより 3 つの解を持つために、中心位置の強度がわずかに高くなるが無視できる。式 (16) から特異点で中心との強度が等しくなる ($F=1$) の場合には $\phi=9.8^\circ$ となり K_8 に比例する $1/\tan\phi$ は ± 5.8 となる。正負の値を持つのは、 K_8 は極性を変えることにより対応できるためである。特異点で中心の半分 ($F=0.5$) の強度となる場合は誤差関数と類似し望ましい分布となる。この場合は $\phi=20^\circ$ 、 $1/\tan\phi$ は ± 2.8 となる。これらの結果は Fig. 8 に示す形状とほぼ一致している。Guon 等 [14] は、CSNS の場合に $\phi=13^\circ$ が望ましいとしたが CSNS のパラメータのみで一般的なパラメータに関する説明はなかった。本検討により約 20° で理想的な形状になることが説明できた。以上から最適な位相進行差が把握でき、これを元に効率的なビーム調整が可能となる。

5. 結論

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設置し、調整の最適化のために詳細な検討を行った。この結果、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位相進行差が $1/\tan\phi = \pm 2.8$ とする事によりターゲット上で平坦な分布となることが判明した。本検討の結果、ほぼ完全に非線形光学の制御が可能となった。非線形光学用のビーム調整ツールの作成しトラッキングによりビーム試験結果との比較を行った。計算は実験と良い一致を示し、設計通りにビームプロファイルは制御できることが確認した。非線形光学によりピーク密度を約 30% 減少でき、ターゲットのピッチング損傷は約 80% 減少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 MW 級の大型加速器施設における非線形光学の適用となった。

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 (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] 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, CEASaclay, 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).
- [14] Y. Y. Guo *et al.*, Phys Rev ST Accel. Beams 16, 023501 (2013).