

周波数変調型可変エネルギー加速器の提案

CONCEPT OF FREQUENCY MODULATED VARIABLE-ENERGY ACCELERATOR

青木孝道^{#,A)}, 羽江隆光^{A)}, 堀知新^{A)}, 関孝義^{A)}, 中島裕人^{A)}, えび名風太郎^{A)}

Takamichi Aoki^{#,A)}, Takamitsu Hae^{A)}, Chishin Hori^{A)}, Takayoshi Seki^{A)}, Yuto Nakashima^{A)}, Futaro Ebina^{A)}

^{A)} Hitachi, Ltd.

Abstract

Particle beam therapy (PBT) is spreading worldwide in recent years. It is necessary for wider spread of PBT that downsizing of system including accelerator. Conventionally, synchrotron or cyclotron is adopted for PBT accelerator. Synchrotron enables controlling beam energy extracted from accelerator. However, synchrotron is relatively large; its circumference is about 18m or more because of utilize of normal conducting magnet for main bending magnet. On the other hand, cyclotron can extract high current beam continuously. However, it is required energy selection system (ESS) because cyclotron cannot control the beam energy widely. In this study, new concept of accelerator which is compact and able to control extracted beam energy is suggested. The new accelerator has not concentric trajectories in main magnetic field but eccentric trajectories. And there is a small turn-separation area. It can control beam energy by extraction from this small turn-separation area. As result of searching main magnetic field distribution to realize stable betatron oscillation, the main magnetic field is 4.94T at maximum energy, 5T at injection point, the frequency range is from 76.2 to 60.1MHz. In this case the compact accelerator whose trajectory radius is less than 0.5m can be realized.

1. 動機と目的

がん治療の一種である粒子線治療では、粒子線の生成に加速器が用いられる。体内における飛程 30cm を実現するために、陽子線ならば 235MeV 程度の炭素線ならば 430MeV/u 程度の運動エネルギーが必要である。陽子線治療用加速器は主にサイクロトロン、シンクロサイクロトロン、シンクロトロンが採用されており、炭素線治療用加速器としては主にシンクロトロンが採用されている[1]。

粒子線治療適用の観点において、これらの加速器の長所は、サイクロトロンは連続的にビーム取り出しが可能であり、高線量率が期待できる点、シンクロサイクロトロンは高磁場化による加速器の小型化が可能である点、シンクロトロンは加速器から取り出すビームのエネルギーを制御できる点である。一方、短所はサイクロトロンおよびシンクロサイクロトロンはエネルギー調整の為にディグレイダを含むエネルギー選別装置が後段の輸送系中に必要である点、シンクロトロンは加減速時間など患部にビームが照射できない時間が生じる点や、陽子線治療用加速器としては軌道周長が 18m 程度[2]になり、装置が比較的大型である点である。

本研究の目的は、上記加速器の長所を兼備する新概念加速器を提案し、新概念加速器中のビーム安定性および取り出し手法についての検討結果を報告し、粒子線治療への適用性を議論することにある。

2. 新概念加速器

2.1 基本概念

本研究で提案する加速器の特徴を述べる。特徴の一つは磁場中を周回する各エネルギーの軌道が偏心している点である。すなわち、Figure 1 に示す如く、あるエネ

ルギーのビームの設計軌道は円形軌道を描くが、その円の中心位置はエネルギーに依存する。このような軌道配置の状態を偏心した状態と定義する。偏心した軌道配置では、各軌道が互いに近接した集約領域と互いに離散した離散領域ができる。同心円状の軌道配置では、中間エネルギーのビームは物理的に加速器外に移動させることが困難であった。しかし、偏心した軌道配置では、集約領域近くに設置した取り出しチャンネルに、小さい水平方向変位で中間エネルギーのビームも導くことができる。これの基本概念による、最大エネルギーのビームだけでなく中間エネルギーのビームも取り出せる可変エネルギーの加速器の実現性について考える。

2.2 主磁場

新概念加速器の主磁場分布について述べる。新概念加速器ではシンクロトロンにおける加減速時間など患部にビームが照射できない時間を発生させないために、静磁場とする。すると、磁場設計方針を二種に大別でき、サイクロトロン同様の等時性磁場とするか、シンクロサイクロトロン同様の非等時性弱収束磁場とするかがある。明らかに、等時性磁場を採用する時は磁場の方位角方向変調磁場 (AVF) がビームの安定性には必要である。この場合、磁場分布が複雑化するため、高磁場化による小型化が技術的に難しい。そこで、ここでは、より高磁場化のしやすい非等時性弱収束磁場を中心に議論する。

非等時性弱収束磁場では動径方向に磁束密度を低下させた磁場分布を主磁場として用いるため、周回周波数が加速に伴い低下する。そのため、加速電場の周波数変調が必要になるとともにビーム出力がパルス状になる。非等時性弱収束磁場では、軌道に沿った磁場変調が必須ではないため、軌道に沿って様な磁場を考える。すなわち、エネルギーに対して磁場が一意に決まる体系を以下では考える。周回可能なビームの最大エネ

[#] takamichi.aoki.my@hitachi.com

ルギーは陽子線治療で利用される235MeVを仮定した。

3. 設計手法

3.1 軌道配置

上記の概念を元に、ビーム安定を実現する軌道の配置と主磁場の分布を決定するために、エネルギーと軌道の特徴づけるパラメータと軌道上の磁束密度の間を解析的に関係づける。まず、座標系を定める。0 エネルギーの極限で軌道は点になる。その点を原点とし、軌道面をXY平面として、Y軸に対して左右対称の軌道配置を仮定する。主磁場はXY平面に対して対称な分布であり、

$$\begin{aligned} \mathbf{B}(X, Y, Z) &= \begin{pmatrix} B_x(X, Y, Z) \\ B_y(X, Y, Z) \\ B_z(X, Y, Z) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} -B_x(X, Y, -Z) \\ -B_y(X, Y, -Z) \\ B_z(X, Y, -Z) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} -B_x(-X, Y, Z) \\ B_y(-X, Y, Z) \\ B_z(-X, Y, Z) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1)$$

を満たす磁場分布を考える。ここでは軌道面(XY平面)上の磁場分布に着目するので特に断らない限り軌道面上の磁束密度のZ成分を単純にBと記す。ビームはXY平面上をZ方向正の向きからみて反時計回りに周回させるとすると、軌道面上では $B < 0$ である。原点での磁束密度はXY平面において極大となり、その磁束密度の値 B_0 とする。軌道の中心はY軸上に存在し、そのY座標 Y_C はエネルギーの関数となる。軌道中心はエネルギーの上昇に伴い、Y軸正の方向に移動する。すなわち、 Y_C は軌道半径に関する増加関数である。しかも、高エネルギーの極限ではその軌道半径の増加と同量増加させる($dY_C/d\rho = 1$)ことで異なるエネルギーの軌道が限りなく互いに近接させることができる。このような条件を満たす関係として、

$$Y_C = \kappa_\infty \rho_Y \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\rho}{\rho_Y}\right)^2} - 1 \right) \quad (2)$$

を選ぶ。但し κ_∞, ρ_Y は設計パラメータである。この時、低エネルギーの極限では同心円状、すなわち $dY_C/d\rho = 0$ とでき、高エネルギーの極限では

$$\lim_{\rho \rightarrow \infty} \frac{dY_C}{d\rho} = \kappa_\infty \quad (3)$$

となり、設計パラメータ κ_∞ をほぼ1とすることが偏心軌道に必要な条件となる。設計パラメータ ρ_Y はおおよそ同心円状の軌道配置から偏心軌道配置に遷移する軌道半径を表す。

次に、軌道とY軸の交点のうち $Y < 0$ となる集約領域座標 Y_0 を考える。幾何学的な関係から

$$Y_0 = Y_C - \rho \quad (4)$$

である。すると、集約領域座標も軌道半径の関数となる。ここで、集約領域の磁場分布を現実的な分布にするため、

$$B(0, Y) = B_0 + \frac{1}{2} S Y_0^2 \quad (5)$$

なる分布となると仮定する。但しSは設計パラメータとなる、

原点における磁場の二階微分である。すると、 $B_0, \kappa_\infty, \rho_Y, S$ をパラメータとして、軌道半径と軌道上磁場の関係を定めることができる。最後に

$$\rho = \frac{B\rho}{B} \quad (6)$$

を用いてビームの運動量から軌道上磁場の関係を定めることができる。

3.2 ビーム安定性

ビームの安定性を議論するには、軌道上の磁場勾配を知る必要がある。集約領域すなわち軌道とY軸との $Y < 0$ における交点を $\theta = 0$ として、反時計回りに偏向角 θ を取ると、ある偏向角 θ における動径方向の磁場勾配は

$$\frac{\partial B}{\partial r} = \lambda(\theta) \cdot \frac{dB}{d\rho} \quad (7)$$

である。但し、係数 λ は軌道偏心の結果生じる勾配の偏向角依存性に対応する項であり、

$$\lambda = \frac{1}{1 - \kappa \cos \theta} \quad (8)$$

である。さらに係数 κ は軌道偏心の度合いを示すパラメータであり、

$$\kappa = \frac{dY_C}{d\rho} = \frac{\kappa_\infty \left(\frac{\rho}{\rho_Y}\right)}{\sqrt{1 + \left(\frac{\rho}{\rho_Y}\right)^2}} \quad (9)$$

である。よって、六極以上の多極成分を無視したビームの横方向の運動方程式は

$$\begin{cases} \frac{d^2 r}{d\theta^2} = -(1 - n(\theta))r \\ \frac{d^2 z}{d\theta^2} = -n(\theta)z \end{cases} \quad (10)$$

となる。但し、 n は規格化磁場勾配であり

$$n(\theta) = -\frac{\rho}{B} \cdot \frac{\partial B}{\partial r} \quad (11)$$

である。これを4次のRunge-Kutta法により数値的に解き、横方向のベータatron振動数を求めることができる。

3.3 主磁場分布

以上の手法により軌道の配置を決定付けるパラメータは原点での磁場 B_0 、エネルギー無限大の極限での偏心度合 κ_∞ 、軌道偏心が始まるとみなせる軌道半径 ρ_Y 、および集約領域における磁場の二階微分Sの4種となる。

4種のパラメータが定めれば、軌道面上における最高エネルギーのビーム軌道の内側の任意の位置 $(X, Y, 0)$ に対して、磁場の値を計算することができる。具体的には式(2)により得られる、

$$\begin{aligned} &\left(\frac{\rho}{\rho_Y}\right)^2 \\ &= \frac{\kappa_\infty^2 + 1}{(\kappa_\infty^2 - 1)^2} \left(\frac{Y}{\rho_Y}\right)^2 - \frac{1}{\kappa_\infty^2 - 1} \left\{ \left(\frac{X}{\rho_Y}\right)^2 + \kappa_\infty^2 \right\} \\ &\quad - \frac{2\kappa_\infty}{(\kappa_\infty^2 - 1)^2} \sqrt{\left(\frac{Y}{\rho_Y}\right)^2 - (\kappa_\infty^2 - 1) \left\{ \left(\frac{X}{\rho_Y}\right)^2 + 1 \right\}} \end{aligned} \quad (12)$$

によって位置から軌道半径を計算でき、式(4),(5)からえられる磁場と軌道半径の関係、

$$B = B_0 + \frac{1}{2}S(Y_c - \rho)^2 \quad (13)$$

によって計算することが可能である。軌道面内の磁場分布が決定すると、それが Maxwell 方程式に対する境界条件となり、主電磁石に対する要求性能となる。

4. 結果

4.1 設計パラメータと軌道配置

上記のパラメータのうち原点での磁場 B_0 は長さのスケールを定めるスケールファクタとして働くため、無次元化したベータatron振動数は原点での磁場 B_0 に依存しない。そこで、ここでは超伝導電磁石で実現可能な値として5Tを仮定する。そのほかのパラメータについて、Table 1 に示す値を例に軌道配置とベータatron振動数の計算結果を示す。

Table 1: Design Parameters

Parameter	Value
B_0 [T]	5
κ_∞	0.99
ρ_r [m]	0.086
S [T/m ²]	17

上記パラメータによる軌道配置の結果を Figure 1 に示す。Figure 1 はエネルギーに対して、式(4)によって定まる設計軌道の集約領域の Y 座標値 Y_0 を示している。実太線で今回提案の周波数変調型可変エネルギー加速器の軌道位置を示しており、点線で同心円状の軌道配置の場合の軌道位置、すなわち軌道の半径を示している。軌道半径と Y 座標値がずれていることで、中心が原点に一致せず、偏心していることが読み取れる。

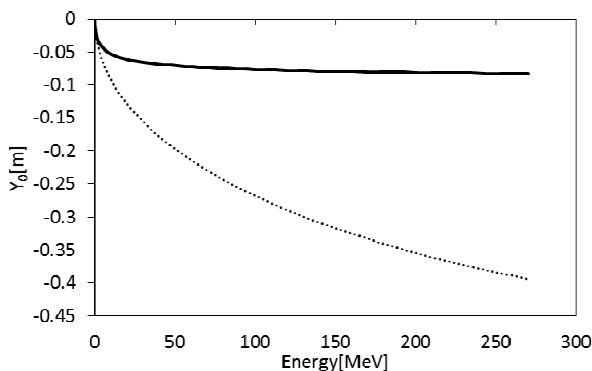


Figure 1: Y-axis Position of trajectories.

この軌道配置に基づいて XY 平面上での軌道形状を Figure 2 に示す。最外周の軌道は 235MeV の軌道であり、そこでの磁場は 4.94T、軌道半径 0.47m である。それ以下のエネルギーの軌道について、磁気剛性率で 50 分割して示した。点線はそれぞれの軌道の偏向角 θ が等しくなる等偏向角線であり、加速ギャップの設置位置の候補となる。特に、加速に伴うベータatron振動励起を考慮すると、1周当たり二回生じる加速ギャップの通過に伴って生じる位相空間上の変位を互いに打ち消せる関係

($\theta = \pm \pi/2$)の破線が加速ギャップの位置として好適であると考えられる。

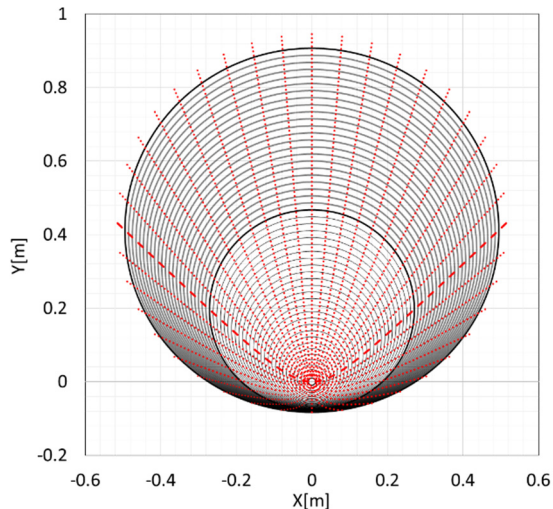


Figure 2: Designed Trajectories.

4.2 ベータatron振動

次に、上記の体系におけるベータatron振動数の計算結果について述べる。Figure 3 に数値計算の結果得られたベータatron振動数について示す。低エネルギーの極限では自明であるように(ν_r, ν_z) = (1, 0)であり、エネルギーの増加に伴い、式(11)の n 値が相対的に増大し、結果、水平方向のベータatron振動数は低下し、鉛直方向のベータatron振動数は増大する結果が得られた。これをチューンダイアグラム上に Figure 4 として示した。Figure 4 は太実線で、今回の計算結果を示しており、細線で4次までの共鳴線を示している。危険な共鳴である $\nu_r = 2\nu_z$ を避けられていることが分かる。

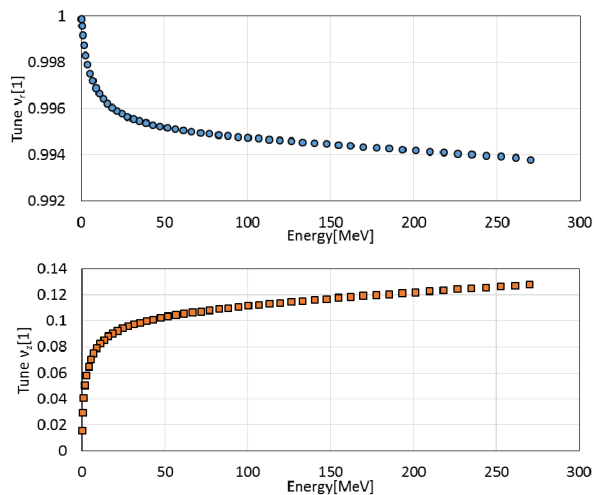


Figure 3: Betatron oscillation frequency.

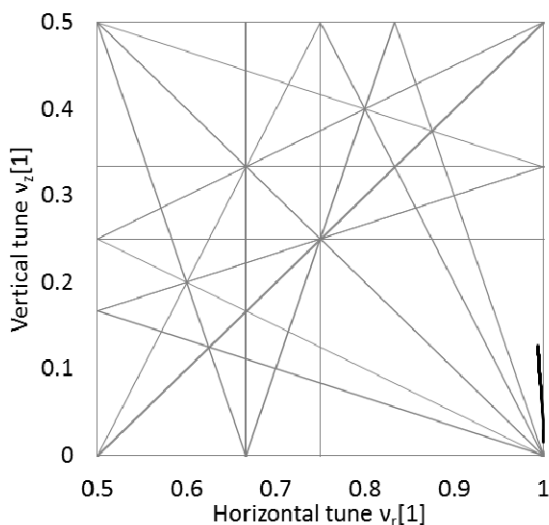


Figure 4: Tune Diagram.

次に、Twiss parameter の計算結果を Figure 5,6 に示す。Figure 5 が水平方向の Twiss parameter β_x であり、Figure 6 が鉛直方向の Twiss parameter β_z である。また、微小な運動量のずれに対する軌道のずれを分散関数と見ることができ、その計算結果を Figure 7 に示した。Figure 5-7 には 235MeV, 157MeV, 83MeV, 13MeV のビームに対する計算結果を示している。高エネルギーになるにつれ、式(9)で示した偏心率 κ が大きくなるため、円筒対称性からのずれが大きくなる。その結果、Twiss parameter の変調が起きることが分かる。主電磁石のギャップを決める鉛直方向の Twiss parameter は全領域に渡って 3.5m 以下であり、これは陽子線治療で典型的なエミッタンスにおいて数 mm のビームサイズとなり、主電磁石ギャップは現実的な大きさとできると考える。

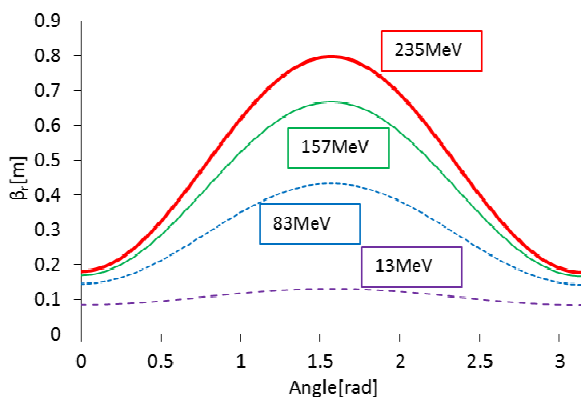


Figure 5: Horizontal Twiss parameter β_x .

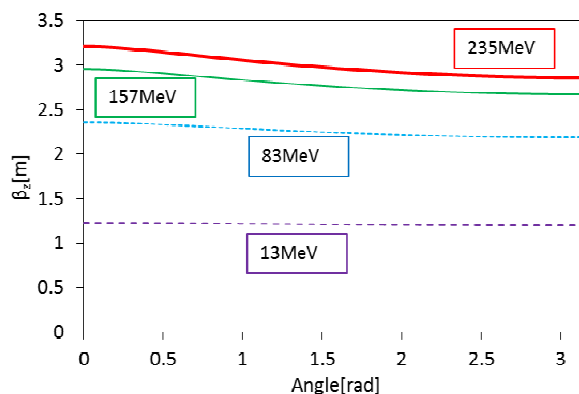


Figure 6: Vertical Twiss parameter β_z .

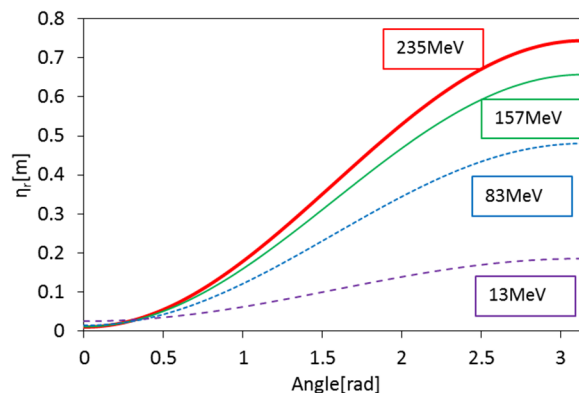


Figure 7: Dispersion function η .

4.3 主磁場分布

最後に、主磁場分布を Figure 8 に示す。Figure 8 は Y 軸上の磁場分布を示している。主磁場は原点において -5T であり、エネルギーが高くなるにつれその大きさが小さくなる。最大エネルギーの 235MeV では -4.94T となる。偏心軌道の構成に対応して、磁場分布も頂点がずれた分布となっている。この場合、加速高周波周波数の変調範囲は 76.2MHz ~ 60.1MHz となる。

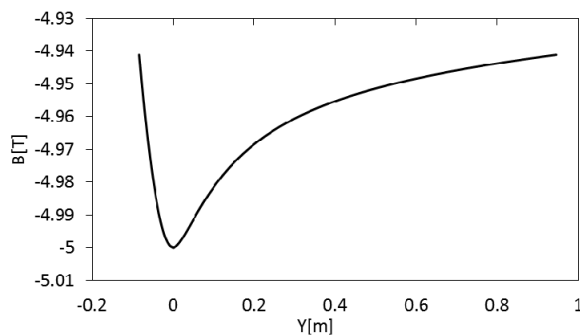


Figure 8: Magnetic field along Y-axis.

4.4 取り出し手法

本加速器からのビーム取り出しの可能性について考察する。本加速器は水平方向のベータトロン振動数が 1 に近く、従来のシンクロサイクロトロンで用いられるピーラリジェネレータ[3]による取り出し手法が適用可能と考えら

れる。具体的にはピーラリジェネレータを主電磁石とは独立励磁可能な電磁石として、集約領域から上流と下流に $\pi/4$ ずれた位置($\theta = \pm \pi/4$)に設置する。ピーラリジェネレータの励磁によって、周回中のビームは集約点において軌道の外側にずれる。そこで、集約点の外側に設置されたセプトラム電磁石が形成する取り出しチャンネルにビームを導入できる可能性が有る。この場合、ピーラリジェネレータの磁場強度によって取り出しチャンネルに導入されるビームのエネルギーが決まると考えられ、その場合、ピーラリジェネレータ磁場を取り出しビームのエネルギー制御手段として適用可能である。

5. まとめと今後の課題

5.1 まとめ

今回報告した新型加速器は、偏心する軌道構成を取る新概念の周回型加速器である。偏心した軌道を実現するために、偏心した主磁場分布が必要であるが、ベータatron振動は安定であり、危険な共鳴を避けることも可能である。結果、主磁場が高磁場である故、235MeVの軌道半径を0.5m以下に抑えることができ、コンパクトな陽子線治療用の加速器となる。また、加速粒子として陽子以外のイオンも考えられ、例えば炭素イオンへの適用も可能であると考ええる。この場合も従来加速器のシンクロトロンと比較してコンパクトな加速器となる。

5.2 今後の課題

取り出し手法に関する今後の課題は多い。上記アイデアを実現するためには、各エネルギーでほぼ同一の変位とターンセパレーションを実現する必要があり、複雑なピーラリジェネレータ磁場が必要な可能性が有る。また、取り出しチャンネルも多種のエネルギーのビームが通過することを考慮すれば、主磁場を可能な限り遮蔽して、直線状のチャンネルを形成するなど、広い運動量方向アクセプタンスを持つ取り出しチャンネルを形成する必要がある。さらに、陽子線治療システムに適用するにはビーム電流の制御手法や再現性の確保する手法などについても検討が必要である。

参考文献

- [1] Particle Therapy Co-Operative Group (PTCOG), "Particle therapy facilities in operation (last update: July 2017)."; <https://www.ptcog.ch/index.php/facilities-in-operation>
- [2] T. Aoki *et al.*, "Measurement and Calculation of Betatron Frequency in Synchrotron of Proton Beam Therapy", Proceeding of the 11th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan. (2014).
- [3] 熊谷寛夫, "加速器" 共立出版株式会社, 実験物理学講座 28. (1975/12).