# FFAG 加速器の復活

#### 義治\* 森

## **Rebirth of FFAG Accelerator**

#### Yoshiharu MORI\*

#### Abstract

After long silence of more than fifty years, FFAG (fixed field alternating gradient) accelerator has come to life again. This short note gives various features of this type of accelerator, which could bring out the most modernized and interesting phases in the field of accelerator science.

# 1. はじめに

FFAG 加速器は, Fixed Field Alternating Gradient の頭文字でネーミングされた加速器のことです. その 名のしめすところは,一定磁場(静磁場)でかつ勾配 磁場形状をもち、さらにその勾配方向を交互に変える 磁場形状を有した加速器ということになります.磁場 勾配の向きを交互に変えるということで強い集束効果 が得られる(AG focus)ことから, FFAG 加速器は "一定磁場・強集束"のリング加速器を意味すること になります.

FFAG 加速器の原理を世界で最初に提案したのは, 大河千弘で1953年のことです<sup>1)</sup>. 前年に Courant Snyder Livingstone の AG focus の原理が発表されま したが、当然大河はこれに啓発されて FFAG 加速器 を考案したのです(ご本人から直接お聞きしました).

FFAG 加速器は強い集束作用をもっているのです が、一方、一定磁場であるということから加速中にそ の集束力が変化すると、ベータトロン振動の共鳴を横 切りビーム損失という不都合が生じます. これを避け るには、どのビームエネルギーにおいても集束力が変 わらない、すなわち集束系の色収差が零であることが 望まれます. これが FFAG 加速器における "零色収 差"(zero chromaticity) というものです.

リング型加速器で色収差をなくすためには後に述べ る様に特定の磁場配位が要求されますが、これが実現 されると,他に無いいくつかの特長が現れてきます. FFAG 加速器の特長をまとめますと次のようになり

ます.

- (1) 磁場が一定である.したがって、ビーム軌道は エネルギーの増加とともに変化する.この点は, サイクロトロン的であるが,サイクロトロンのよ うに軌道は大きく変化しない. すなわちモーメン タム・コンパクションが強い.
- (2) 強集束である. 横方向はAG集束であり, ま た縦方向は位相集束(シンクロトロン振動)があ る.この点では FFAG 加速器は強集束シンクロ トロンの特徴を有している.
- (3) 色収差が零である.したがってベータトロン共 鳴を横切らない.(最近はこの条件を満たすもの をスケーリング型 FFAG とよぶ、色収差が零で ないノンスケーリング型というものもある)

これらの特長からどのような性格の加速器が期待さ れるでしょう. FFAG 加速器の応用を考えたときに それらは重要な指標となります.

まず、磁場が一定ということから、ビーム加速は加 速装置の条件のみで行えることになります. 高周波加 速の場合、シンクロトロンのように磁場と高周波周波 数(位相)の同期をとる必要がありません.したがっ て加速電圧さえ許せばとても短い時間でビーム加速を 行うことが可能となります.これは,寿命の極めて短 い粒子、例えばミューオンのような粒子も加速できる ことを意味します. また, 加速時間が短いということ は高繰り返しの加速が可能ということですから,1回 に加速する粒子数はすくなくとも、時間平均でみた ビーム強度は高くなります. すなわち, 2次粒子(中

<sup>\*</sup> 京都大学原子炉実験所 Kyoto University, Research Reactor Institute (E-mail: mori@kl.rri.kyoto-u.ac.jp)

性子,中間子,ミューオン等)の発生器(ドライバ ー,e.g. proton driver)である.いわゆる大強度加速 器として大きな魅力を有していることになります.1 回に加速する粒子数自体は小さいので,粒子密度に起 因する空間電荷制限,不安定性等によるビーム損失の 問題から解放されることになります.さらに,強集束 であること,零色収差であることから,横方向,縦方 向ともにとても大きなビームアクセプタンスをもつこ とになります.たとえば,水平方向で10,000  $\pi$ mm· mrad,運動量方向で+-10%を超える大きなビーム アクセプタンスを持つことも可能です.この点はビー ムエミッタンスの大きな2次粒子ビームの加速器と して重要な利点です.

それでは、これらの特徴をもつ FFAG 加速器が具体的にはどのようなものか、述べてみます.

### 2. **FFAG** 加速器開発の歴史

FFAG加速器の始まりは1953年に大河がその年の 日本物理学会の年会でアイデアを発表したことにより ます.この時の大河の提案は、AG集束を得るために 磁場の向きを交互に反転させた勾配付きの2極電磁 石をリング状に配置すれば、ビーム軌道が閉じる (closed orbit) と同時に AG 集束も満たされるという ものでした.この方式のFFAG加速器は、今日では ラディアル型 (radial type) とよばれるものです.彼 の提案はまさしく世界最初であり,のちに Wisconsin の Kerst (ベータートロンの発明者, ベータートロン 振動の式でも有名)が大河のアイデアを知って彼を米 国に招くことになるのです.実は Kerst のグループは 当時 MURA グループと呼ばれ加速器開発を精力的に 行っていました.そこでは大河とは独立に FFAG 加 速器の原理を見つけ, Cole, Symon らが中心となって 研究を始めていました<sup>2)</sup>. (Symon は 2004 年の米国 粒子加速器学会で FFAG 加速器その他の功績で Wilson 賞をもらいました) 一方当時のソ連では Kolomensky が中心となってやはり FFAG 加速器の開発 を進めていました<sup>3)</sup>.彼の有名な加速器の教科書には FFAG 加速器のことがかなり詳しく述べられていま す.(中国の高能研究所のFan 教授は、当時Kolomensky のところで加速器の勉強をしており FFAG 加速器の磁石の開発をやっていたそうです)この MURA の時代では FFAG 加速器の電子モデルがつく られましたが、誘導加速によるもので、本格的な高周 波加速ならびに陽子加速は実現せずに終わりました.

FFAG 加速器は 1960 年の初めの頃までは精力的に 研究されていましたが、それ以降 50 年の間、実用機

が作られることは一度もありませんでした. これには いくつかの要因がありますが、一つには、磁場が必然 的に非線形成分を含むため、磁場設計ならびに電磁石 の製作が難しかったこと、また、高周波加速を行うに は広い帯域をカバーする高周波空洞が必要であり、従 来のフェライトを用いた同調型高周波空洞では電場強 度が足りないことから, FFAG 加速器のせっかくの 特徴である高繰り返し加速が困難であったためです. さらに当時はより高いエネルギーを目指していたの で、通常の強集束シンクロトロンよりは大きな口径の 磁石が必要な FFAG 加速器はコスト的に不利であっ たこと、また、強集束シンクロトロンでも数10Hz 程度までの加速繰り返しならば可能であること等も FFAG 加速器が廃れた理由です. FNALの Mills が見 せたくれた漫画(彼が描いたのかどうか聞きそびれま したが)が印象的です.米国中西部の草原に中に FFAG と書かれた墓標があり、その上空を双発の飛 行機(デ・ハビラントか?)がブーンと飛んでいると いうのがありました. その後,何度か耳目を集めるこ とはあっても,およそ 50 年の間,まさに FFAG 加速 器は加速器開発の歴史の闇に葬られていたのです.

その状況が一変するのは、2000年に高エネルギー 加速器研究機構(KEK)で世界初の陽子加速FFAG 加速器(PoP-FFAG)がビーム加速に成功してから です.当時のJHF(現在JPARC)シンクロトロン用 に開発を進めていた金属磁性体高周波空洞(MA cavity)がFFAG加速器に最適であり、これを利用して 最高エネルギー1MeVの陽子加速FFAG加速器を開 発したのです<sup>4)</sup>.図1は、そのPoP-FFAG加速器の 写真です.

MA cavity がどうして FFAG 加速器に最適であっ たかは以下のとおりです.図2は、フェライトと MAの $\mu$ Qf 値を高周波磁場強度に対してプロットし たものです.これからわかるようにフェライトは高周 波磁場強度が増すと急激に $\mu$ Qf 値が低下し、高い高 周波電圧が得られないことがわかります<sup>5)</sup>.一方, MA では、そのQ 値は1程度と低く広帯域であるう えに、高周波磁場が数kG と高くなってもまったく特 性すなわち $\mu$ Qf 値は低下しません.まさに MA cavity は FFAG 加速器にうってつけの高周波加速装置と いえるのです.図3にあるように実際の MA コアは 薄いテープ(厚さ20ミクロン)を巻きつけたもので す.また、これを組み込んだ PoP-FFAG 用の加速空 洞の写真が図4です.

MURA 当時はとても大変だった磁場設計も現代で は容易に手に入る3次元磁場計算コードを駆使して



図1 世界で始めて陽子加速に成功した FFAG 陽子モデル. PoP-FFAG とよばれている.



**図4** MAコアを使った高周波空洞. PoP-FFAG 加速 器用のもの.



図2 金属磁性体の高周波特性. 横軸は高周波磁場強度, 縦軸は µQf 値をそれぞれ示す.



# MA core for 150 MeV FFAG 1.7m x 0.985m x 30mm

**図3** 金属磁性体 (MA) コア. KEK の 150 MeV FFAG 加速器に使用されている.

# Proton FFAG Accelerator



図5 KEK で開発された 150 MeV FFAG 加速器. ビーム加速・取り出しにすでに成功している.

行われました.特筆すべきはこの開発の主力は 20-30 代の大学院生とポスドクの若い人達でした.

この後,KEK では最高エネルギーが150 MeVの 陽子 FFAG 加速器の開発を行っておりビーム加速・ 取り出しに成功しました.図5はこの FFAG 加速器 の写真です.また,京都大学原子炉実験所においては 加速器駆動未臨界原子炉の基礎研究用として陽子加速 FFAG の建設が進められています.そこでは,3段階 のFFAG 加速器のチェーンとなっており,つい最近 最初のリングであるスパイラル型 FFAG 加速器で低 エネルギーのビーム加速・取り出しに成功しました. 図6は全体の構成図と初段のスパイラル型 FFAG 加 速器の写真です.また大阪大学においてはミューオン ビームのエネルギーをそろえるための位相回転用リン グとして FFAG 加速器の開発 (PRISM: Phase Rotation ring for Intense Slow Muons) が進められていま





図6 京都大学原子炉実験所の加速器駆動未臨界炉の基礎研究のためのFFAG加速器の構成と、初段のスパイラル型FFAG加速器(イオンベータという名称がついている).



図7 大阪大学理学部で開発中の PRISM プロジェクト のためのミューオン位相回転用 FFAG 加速器.

す. 図7はPRISM-FFAGの構成を示したもので す. また国外では、ノンスケーリング型FFAG加速 器の原理実証を目指した電子モデルの開発が計画され ています.

1999年に KEK で最初の FFAG workshop が開か



図8 FFAG 加速器の発明者の大川千弘先生と筆者.
 (FFAG02 国際ワークショップで)

れた後,この5年間に10回ものworkshopが各地で 開催されてきました.実に1年に2回のペースです からこのFFAG加速器への興味がとても強いことが 伺われます.ちなみに図8の写真は,2002年2月に KEKで開かれたFFAG02に来られた大河先生と筆者 です.

# 3. FFAG 加速器の磁場配位

FFAG 加速器では,一定磁場であるにもかかわら ず横方向のベータトロン振動数はビームの運動量によ らず一定となります.また,軌道変化量もできるだけ 小さくおさえています.この点では,FFAG 加速器 は強集束シンクロトロンを磁場一定で実現した加速器 ともいえるでしょう,さて,このベータートロン振動 数がビームの運動量によらず一定という"零色収差" は,どのような磁場形状で実現できるのでしょう.

Kerst のベータートロン振動の式は次のとおりで す.

$$\frac{d^2x}{d\Theta^2} + (1-n)\left(\frac{K}{K_0}\right)^2 x = 0 \quad : \text{ horizontal}$$
$$\frac{d^2z}{d\Theta^2} + n\left(\frac{K}{K_0}\right)^2 z = 0 \quad : \text{ vertical, } \Theta = \frac{s}{C} \cdot 2\pi = sK_0.$$
(1)

ここで, *n* はビームからみた磁場係数 (field index), *K* は軌道曲率を表します.

これからわかるようにベータトロン振動数がビーム の運動量によらず一定であるためには、それぞれ次の ような条件が必要となります.

-296 -

$$\frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{K}{K_0} \right)^2 \bigg|_{\Theta = \text{const.}} = 0, \text{ and } \frac{\partial n}{\partial p} \bigg|_{\Theta = \text{const.}} = 0$$
(2)

最初の条件は幾何学的スケーリング条件とよばれる もので、どの運動量の閉軌道であってもそれらは互い に相似(スケール)であるということです.二番目 は、ビーム光学的スケーリング条件でどの運動量の ビームにとってもビームがみる磁場係数は不変という ことで、集束系の焦点距離が軌道半径に比例すること を意味します.これらを満たす磁場形状は円筒座標系 では次のようになります.

$$B(r, \theta) = B_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^k F\left(\theta - \varsigma \ln \frac{r}{r_0}\right),$$
  

$$\varsigma = \tan \delta. \quad \delta: \text{ spiral angle.}$$
(3)

ここで、kは加速器中心からみた field index であり、また $\delta$ はスパイラル角とよばれるものです.



図9 FFAG加速器の磁場配位による二つの方式.左 がラディアルセクター型,右はスパイラルセク ター型である.

FFAG 加速器の場合は k は大きな値がとれ,入射から取り出しまでの軌道増分はほぼ 1/k+1 乗に比例するのでかなり小さくなります.

この磁場形状から FFAG 加速器の磁場配位には, 半径方向のみの磁場分布からなるラディアルセクター 型と,方位角方向への磁場分布ももつスパイラルセク ター型というものがあります.ラディアルセクター型 では AG 集束にするために磁場の向きを交互に反転 させます.大河が提案したのはこの方式です.一方, スパイラルセクター型では磁場端部の集束を利用しま すから逆向き磁場の必要はありません.図9にはそれ ぞれの磁場配位を示しています.

# 4. ビーム光学設計と横方向運動

ラディアルセクター型 FFAG 加速器では強集束を 実現する実際の磁場の配位には,集束,発散を交互に 置く singlet ラティス (FODO),あるいは発散―集束 一発散を組み合わせる triplet ラティス等がありま す.実際のリングでは,直線部を長く取ってそこに高 周波加速装置,ビーム入出射装置,ビームモニター等 をおきたいので,triplet が便利です.ここでは triplet 集束系を例にとって設計手法を紹介しましょう.

FFAG 加速器の磁場分布は大きな k 値 (field index) をもつために強い非線形磁場成分をもちます.まさに その非線形性のゆえに"零色収差"を実現しているこ とになるわけです.しかしビーム光学設計のために は,まず,あるエネルギーの軌道の近傍のみに着目し た線形近似を使ってビームの安定性等を調べます. tripletの基本磁石配置とビーム軌道を図 10 に示しま す.



図10 鏡像対称な triplet 集束系の片側半分. 太線は ビーム軌道.

-297-

ここでは、図であらわされるセクターが N 個から なる FFAG ラティスを考えます. 図中で集束磁石と 発散磁石の占める角度  $\beta_F$ ,  $\beta_D$ ,ならびに集束磁石での 曲げ角  $\theta_F$ をパラメーターとすると、集束磁石の中央 での軌道半径 $r_0$ にスケールした量として、集束磁石 と発散磁石のつなぎ部分での軌道半径 $r_1$ と、それぞ れの磁石での曲率半径 $\rho_F$ 、 $\rho_D$ が次のように決まりま す.

$$\frac{\rho_F}{r_0} = \frac{\tan \beta_F}{\sin \theta_F + (1 - \cos \theta_F) \tan \beta_F}$$

$$\frac{\rho_D}{\rho_F} = \frac{\sin \theta_F}{\sin \beta_F} \frac{\sin (\pi/N - \beta_F) - \cos (\pi/N - \beta_F) \tan (\pi/N - \beta_F - \beta_D)}{\sin (\theta_F - \pi/N) - [1 - \cos (\theta_F - \pi/N)] \tan (\pi/N - \beta_F - \beta_D)}$$

$$\frac{r_1}{\rho_F} = \frac{\sin \theta_F}{\sin \beta_F}$$

軌道と,磁石の面の法線がなす角度を,それぞれの磁石での曲げ角 $\rho_F$ , $\rho_D$ との比であらわすと,集束磁石の出入り口で,

$$\varepsilon_F = \frac{\theta_F - \beta_F}{2\theta_F} \tag{5}$$

また,集束磁石側の発散磁石では,

$$\varepsilon_{D,1} = \frac{\theta_F - \beta_F}{\theta_D} \tag{6}$$

直線部側の発散磁石では,

$$\varepsilon_{D,2} = -\frac{\pi/N - \beta_F - \beta_D}{\theta_D} \tag{7}$$

とあらわされます.

ビームがみる field index n は k 値そのものではあ りません.n は次式であたえられます.

$$n = k \cdot \frac{1 + \xi \cos \psi}{1 + 2\xi \cos \psi + \xi^2},$$
  
where  $\xi = \zeta - 1$  and  $\zeta = \frac{r_0}{\rho_{F,D}}.$  (8)

(4)

 $r_0/\rho_{F,D} \gg 1$  であるならば、n は近似的に、

$$n \cong k \cdot \frac{\rho_{F,D}}{r_0} \tag{9}$$

となります.

これらにより、集束、発散磁石の線形近似モデルが 決まり、ビーム光学パラメターが計算されます. N= 8 で k=2.5 の場合の一例をとり、その水平、垂直方 向のベータ関数、及びディスパージョン関数を計算し たものが図 11 です. この場合の1 セクター当たりの ベータートロン振動の水平、垂直方向の位相進みはそ れぞれ 95、57 度となります.



図11 triplet 集束系の FFAG 磁石配置(左)とラティス関数(右).磁石配置で、半径方向の磁石の厚みは現実を反映 していない、ラティス関数の図で、上半分の実線が水平方向のベータ関数、波線が垂直方向のベータ関数であ る.また、下半分の実線は水平方向のディスパージョン関数をあらわす.



図12 スムーズ近似,線型近似,hard edge model シミ ュレーション,および 3 次元磁場計算(TOSCA) ならびに磁場測定によるシミュレーションから得 られる水平,垂直方向チューン.PoP-FFAG 加 速器の場合である.垂直チューンは,F/D磁場 強度比を変えた場合に対応している.

FFAG 加速器を設計するための第一歩はこの線形 モデルです.実際のビームの運動は、ベータートロン チューンを広い運動量範囲で変化させない"零色収差" を実現するためにいかに非線形性をうまく使うかで、 まさにそれが FFAG 加速器の醍醐味です.当然,線 形近似に続いて実際の磁場分布をいれたビームトラッ キングが最終的な加速器のビーム光学設計には必要と なります.通常のシンクロトロンでは非線形性は邪魔 者的存在ですが、FFAG 加速器では必須でビームは 安定な運動をするのです.

線形近似と hard edge model でのトラッキング・ シミュレーションの差がどのくらいかをみたのが図 12 です.図12は PoP-FFAG の例で,F,D 磁場強 度を変えた時(F/D 比)のベータートロンチューン の動きをみたものです.図の横軸は水平方向のチュー ン,縦軸は垂直方向です.空色の線が hard edge modelのトラッキングの結果で,それに対して緑色の 線は,線形近似のものです(2本線の片方は,(6)式 のnの近似ありなしです)これからわかるように, 線型近似はそれほど悪くない近似であることがわかり ます.ですから,FFAG 加速器設計においても通常 のシンクロトロンと同様に,基本的なビームパラメー ターを決定できます.ここでは詳しく述べませんが, スパイラルセクター型のFFAG 加速器も同様な線形 近似をつかって基本パラメターを得ることができま す.

ただし、実際の電磁石の磁場は端部からの漏れ磁 場、飽和、磁石間の干渉効果等によってhard edge model とは異なるので、3次元磁場計算あるいは磁場 測定に基づいたビームシミュレーションが必須となり ます.図12には実際の電磁石の磁場計算値(TOS-CA)および測定値それぞれを用いてビームトラッキ ングでもとめた水平、垂直方向のチューンもそれぞれ 示してあります.これからわかるように、実際の電磁 石では場合によってはチューンが0.1以上線型近似か らずれる可能性があり、3次元磁場計算あるいはモデ ル磁石での磁場測定に基づいたビームトラッキング が、FFAG加速器(特に小型FFAG加速器の場合) の設計では必須であることがわかります.これは、一 般に小型加速器の場合には共通した事柄ではあります が.

このようなスケーリング条件を満たす FFAG 加速 器に対して,最近,ノンスケーリングとよばれる FFAG 加速器の研究が,おもにミューオン加速を目 的として進められています.

ミューオンのように極めて短い寿命の粒子を加速す るためには素早く加速しなければなりません. 通常の リング加速器のように数千ターン~数万ターン以上も ビームを回して加速するわけにはいきません.いいか えればミューオンを加速するには10ターン前後の周 回数で加速しなければならず、その場合に通常のリン グ加速器で問題となる共鳴は、すばやく横切ることが できれば問題ないと思われます. (実は, このような 素早い共鳴通過で共鳴がどのようにビームに影響与え るかはとても興味ある問題です.)したがって,スケー リング FFAG 加速器のように、もはや"零色収差" は必要なくなり、むしろ、ビーム運動量が変わっても 軌道長変化が少ないように最適化するような(そうす れば磁石の口径が小さくてすむ)FFAG加速器の設 計が可能となります.このFFAG加速器ではもはや スケーリング条件は満たしている必要がないのでノン スケーリング FFAG 加速器とよばれています. この 場合、スケーリングと異なり非線形磁場成分を多く持 ち込む必要がないので、線形磁石(二極磁石と四極磁 石)のみで加速器を構成することもできます.

大きな運動量変化に対して軌道長変化を小さくする には、ディスパージョン関数ができるだけ小さくなる ような設計をします.また、集束の安定性を保つため に単位セルあたりの位相の進みを、0度から180度の 間になるようにします.

ノンスケーリング FFAG の一例にはトリプレット

```
-299-
```



 図13 トリプレット集束系を用いたノンスケーリング FFAG. +-33%,およびその途中の運動量に対応した軌道を示す.(D. Trbojevic による)



集束を基本としたラティスがあります.これを図 13に示します.各運動量に対応する軌道のシフト量 は図に示すように,中心運動量付近の軌道は四極電磁 石のほぼ中心を通過しますが,低い運動量の粒子は内 側,高い運動量の粒子は外側を通ります.軌道は中央 付近の運動量で最短ですが運動量が離れるにつれ軌道 長が延びていきます.もはや運動量の異なる粒子の描 く軌道は相似形ではなくスケーリング条件をみたして はいません.図14は運動量の違いによるチューンの 変化を示したものです.この例では加速につれ,チ ューンが整数共鳴を何度も横切っています.

ノンスケーリング FFAG 加速器には, すべて線形 磁石で構成するものと, 少し非線形磁場成分をいれて 構造共鳴は横切らない程度にチューンの変化を抑えた もの, (セミスケーリング)<sup>9)</sup>あるいは isochronous 条 件 (スリッページ係数が零)を満たすようにしたもの があります<sup>10)</sup>. ノンスケーリング FFAG 加速器は, スケーリングのように軌道条件に"零色収差"という とても厳しい条件が課せられていませんから, 例えば 直線 insertion を入れたりすることが可能であり, フ レキシビリティがあります.したがって,今後も様々 なラティスのアイデアが出てくるでしょう.もちろ ん,チューンが大きく変わるという代価は払わねばな りませんが.

### 5. FFAG 加速器の縦方向ビーム運動

最初のところで述べたように, FFAG 加速器は磁 場が一定ですから,通常のシンクロトロンのように高 周波加速の周波数(位相)と磁場の同期をとる必要が ありません.いいかえれば高周波加速に大きな自由度 があることになります.これが,加速の繰り返しを通 常のシンクロトロンに比べて格段に大きくできる理由 であり,また同時に高加速勾配でしかも広帯域の安定 した加速システムの実現が,FFAG 実現のカギとし て切望されていた理由でもあります.

FFAGにおける縦方向の運動は、2つの互いに独立 なパラメーターの時間関数で決定されます.ハードウ ェアの点から考えれば、代表的な2つのパラメー ターは、加速周波数と加速電圧ですし、加速周波数の 代わりに運動量の時間関数を指定してもよいでしょ う.また、まったく別の組み合わせとして、ターンあ たりのエネルギーゲイン、バケツの大きさ、加速位相 の中から2つを指定することでも運動が一意に決定 されます.FFAG加速器では、様々なrf gymnasitc が可能となりいろいろな目的に応じてユーザーからの 要求に答えられるのです.ここではそのいくつかをご 紹介してみましょう.

#### 5.1 高加速繰り返し

ここでは運動量の時間変化(より正確には平衡軌道 半径の時間変化)とバケツの大きさを指定した場合に 決まる縦方向の運動の例について述べます.平衡軌道 半径の時間変化が一定で,またバケツの大きさも加速 途中で変化しないという条件で,陽子を 50 MeV か ら 250 MeV まで加速する FFAG 加速器の縦方向運動 をもとめてみましょう.このような FFAG 加速器の 具体的な応用例としては,陽子線癌治療用を想定して います.陽子線癌治療ではスポットスキャンニング照 射が将来技術として期待されており,数 100 Hz~1 kHz の高速繰り返しパルスビームが求められていま す.

図 15 は,100 Hz の繰り返しで行い,バケツの大き さとしては 1 eVs を想定した場合です.時間の関数と して,1)加速電圧,2)バケツの大きさ,3)同期位相, 4)ターンあたりのエネルギーゲイン,5)加速周波数, 6)バケツの高さ(単位は dp/p),7)シンクロトロンチ ューン,8)平均軌道半径,が計算されます.最高電



図15 250 MeV FFAG 加速器での 100 Hz 加速繰り返 しの場合のパラメーター.



図16 250 MeV FFAG 加速器での 750 Hz 加速繰り返 しの場合のパラメーター.

圧 80 kV で全サイクルにわたってバケツの大きさは1% 以上を確保できます.

図16は,繰り返しを750Hzに上げたときの結果 で,繰り返しを大幅に上げた割には電圧は130-140 kVで十分なことを示しています.バケツの大きさを 1 eVs確保するという条件から,必要以上に電圧が高 くなってしまい,加速に使われるのはほんの一部分で あることが図の同期位相から読みとれます.

図 17 はこの場合の位相空間のシミュレーション結果です.また,図18 は,同じ繰り返しながら,バケ



図17 750 Hz 加速繰り返しの場合の位相空間のシミュ レーション結果.



図18 750 Hz 加速繰り返しの場合で,高周波バケツの 大きさを 1/10 に縮小した場合.

ツの大きさを1/10 に縮小した場合です. このとき は,同期位相が 60 度近くにもなり,また,加速電圧 は高エネルギー側で最大となりますが,最大でも 60 kV 程度の電圧で良いことになります.

このように,通常のシンクロトロンに比べ一桁以上 も速い繰り返しをめざす割には,必要な電圧はそれほ ど大きなものでないことがわかります.これは, FFAG加速器では加速を高周波のみで決めることが できるので,もっとも効率の良い(できれだけ最大高 周波電圧が低く,かつ縦方向アクセプタンスの大き な)加速パターンを選べるからです.

-301-

#### 5.2 定常バケツ加速

"零色収差"条件を満たしているスケーリング FFAG加速器では,式(1)に示すような磁場分布から ビーム運動量とビーム軌道とには次のような関係がな りたっています.

$$\frac{\dot{p}}{\dot{p}_0} = \left(\frac{r}{r_0}\right)^{k+1} \tag{10}$$

したがってモーメンタム・コンパクションは,

$$\alpha = \frac{1}{k+1} \tag{11}$$

となりビーム運動量によらず一定となります.一定磁 場でありながらビーム運動量が大きく変わってもモー メンタム・コンパクションが一定ということは、ビー ムの縦方向運動においてビーム運動量による非線形性 が無いということになります. したがってビームから みたrf バケツの運動量変化による歪みが小さく,周 波数一定の定常バケツ内でのビーム加速が可能となり ます.スケーリング FFAG 加速器ではその軌道長は 変化しますから、ビームの周回周波数も加速とともに 変わっていきます. したがって通常は, 加速用の高周 波の周波数もそれに同調して変える必要があります. しかし、もし大きな高周波電圧が用意できれば(ある いは必要ならば),一定周波数の高周波電圧でつくる 定常バケツ内でビーム加速することが可能となりま す. ミューオン加速がまさにそのような場合です.素 早い加速に必要な大きな高周波加速電圧(>1 MV/m) が必然的に大きなバケツをつくりますから、定常バケ ツであってもビーム加速が可能となります.

図 19 は FFAG 加速器 (NuFactJ scheme) でミュー オンを定常バケツにより 10 GeV から 20 GeV まで加 速する様子をみたものです. この時の加速電圧は1 MV/m を仮定しています. スケーリング FFAG 加速 器であってもこのように固定周波数での加速が可能な のです.

#### 5.3 rf スタッキング

FFAG の特徴として,通常のシンクロトロンに比 べて繰り返しを速くできる点に関しては繰り返し強調 していますが,一方で,ビームを使う上で,繰り返し を下げパルスあたりの粒子数を上げたいという要求も あります.このためには,加速の各サイクル毎にビー ムを取り出すのではなく加速が終わった時点で,その まま最外軌道上を周回させ,次に加速されたビームを 順に蓄積する方法として"rf スタッキング"という 方法があります.



図20はそのシミュレーション結果です. 左上の縦 方向位相空間で, 左右ほぼ一様に続いているのが, す でに加速が終わり最外軌道上を回っている粒子を表し ています. これよりも少しエネルギーの低い粒子のか たまりが, 新たに加速され最外軌道に近づきつつある ビームを表します. 時間がたつにしたがって(図では 左から右へ, さらに上から下へ), 新たに加速された 粒子がもとからある粒子とほぼ同じエネルギーを持つ ようになります. もちろん, 位相空間で2つの粒子 のかたまりが重なり合うことはないので, 結果として できるビームは大きなエミッタンスを持ちます. rf スタッキングを繰り返し, 最外軌道に蓄積された粒子 は, キッカーにより一度に取り出されるか, または横 方向の共鳴条件を利用して連続的に取り出されること になります.

#### 5.4 マルチバンチ加速

FFAGシンクロトロンでさらに繰り返しを上げる 方法として,次のような運転も考えられます.FFAG では加速途中の粒子のエネルギーは,周回周波数に同 期する高周波加速電場によって決められます.入射エ ネルギーに対応する周波数を持った高周波加速電場に 捕獲された粒子は,その周波数の上昇とともに運動量



図21 PoP-FFAG 加速器でのマルチバンチ加速実験のスキーム.



**図22** PoP-FFAG 加速器でのマルチバンチ加速の実験 結果.

が与えられますが、一つの加速の繰り返しが終わるの を待たずに、次のバンチを入射し、それに対応する別 の高周波加速電場をかけることで、一度に、いくつか の運動量の異なるバンチが回っているという状態を作 ることができます.これにより、FFAG内にあるバ ンチの数をN個とすれば、取り出し側から見た、実 際上の繰り返しは、加速の繰り返しのN倍となりま す.ただし、あまりNを大きくしようとすると、互 いのバンチの同期周波数が近づきすぎて、干渉し合う のでNにはおのずと上限が存在します.おおよそシ ンクロトロン振動数の2倍程度以上に周回周波数が 離れていれば、バケツ間の干渉を避けることができま す.このような周波数の異なる高周波を同一空胴で励 振することも、MAを用いた広帯域空胴では実現可 能なのです.

実際にこれを PoP-FFAG 加速器でテストしてみま した.図21は二つのバンチを時間を空けて入射・加 速させ二つのバケツが共存している様子を示していま す.また,図22にはバンチモニターの出力をフーリ エ成分を測定したものです.2つの異なる周回周波数 成分が観測され,たしかに2つのバンチが別の軌道



**図23** 運動量の関数としての軌道長(D. Trbojevic による)

でそれぞれのバケツに入って加速されていることがわ かります.

#### 5.5 ガター加速

スケーリング FFAG 加速器では、モーメンタム・ コンパクションは式(11)にあるように一定です.し たがって、軌道長変化は運動量変化に対して線形とな ります.一方、ノンスケーリングの場合には、運動量 による軌道長の変化をできるだけ小さくすることか ら、図23に示すように、中心付近で最小となる放物 曲線となるように軌道を選ぶことができます

軌道長が最小となる周回周波数に加速空洞の周波数 を固定させますと、入射運動量付近では周回時間がよ り多くかかるので位相が遅れます.運動量が増すにつ れて軌道長が短くなり中心付近で位相遅れがなくな り、さらに加速されると、再び位相の遅れが生じるこ とになります.固定周波数を運動量の中心付近に合わ せるとともに、粒子の位相も運動量の中心付近で最大 電圧に乗るように選ぶと高周波加速空洞を最も効率よ く使うことができるようになります.

縦方向の位相空間を見ると図24のようになってい

-303-



図24 縦方向の位相空間. ビームは中央付近を通過する S字形に沿って加速される. (E. Keil による)

ます. 粒子は図の中央を通過する帯の上を加速され, この形から, ガター加速という名称がついています.

# 6. まとめ

FFAG 加速器は 1953 年にそのアイデアが出されて いながら,50 年あまりの間実質的な開発が進まずに いました.ところが 2000 年に KEK での PoP-FFAG が陽子加速に成功してからこの間,各地で様々な研究 が急速に進んできています.特に,ミューオン加速の ためのもっとも有力な加速器として注目を集めていま す.ミューオンを数 10 GeV まで加速器・貯蔵し,ミ ューオンの崩壊で得られる高エネルギーのニュートリ ノビームをつくり出す「ニュートリノ工場」計画には, いまや FFAG 加速器が必然のものとして議論されて います.

ニュートリノ工場計画には、これまで、日・米・欧 の3極からそれぞれのシナリオが提案されていま す.図25は日本グループの提案です.これは4台の スケーリング FFAG 加速器をカスケードにつないで 20 GeV までミューオンを加速しようというものです. FFAG 加速器の大きな横方向ならびに縦方向アクセ プタンスを利用し、加えて低い周波数(5.30 MHz) の高周波空洞を用いることで、ミューオン冷却が不必 要になります.

また、ニュートリノ工場以外にも、粒子線癌治療、 加速器駆動未臨界炉、加速器中性子源等様々な方面で のFFAG加速器の応用が考えられています.FFAG 加速器の他にない特徴を利用した応用が、今後もさら に広がっていくのではないかと期待しています.

FFAG 加速器は大河千弘によって産声をあげなが ら、半世紀の間、加速器の歴史から消滅したと思われ

# Neutrino Factory : FFAG based



**図25** FFAG 加速器を用いたニュートリノファクトリ ィ案.

ていました.しかし,21世紀の到来とともにまさに 「復活」を果たしたといって過言でないでしょう.今 後はさらに新しいアイデアを注入することでより発展 していくと期待しています.

FFAG 加速器について,筆者の眼を最初に開いて 戴いたのは故佐々木寛先生です<sup>8)</sup>.また,開発の当初 から暖かくご支援戴いた菊池健,山崎敏光,大沼昭六 の各先生,グループの若い研究者諸君ならびに関係の 皆様に深く感謝して筆をおきます.

# 参考文献

- T. Ohkawa, Symposium on Nuclear Physics of the Physical Society of Japan, 1953.
- K. R. Symon, et al., Physical Review, Vol. 103, No. 6, 1956, p. 1837.
- A. A. Kolomensky and A. N. Lebedev: "Theory of Cyclic Accelerators", p. 340.
- 4) Y. Mori: Proc. of Particle Accelerator Conference, 1997, Vancouver.
- 5) Y. Mori et al.: Proc. of European Particel Accelerator Conference, 1998, Vancouver.
- 6) NuFactJ Design Study Report
- 7) USBNL-72369-2004, FNAL-TM-2259, LBNL-55478
- H. Sasaki: GEMINI Design Report, KEK-Report, 1990.
- S. Machida, Y. Mori and T. Yokoi: Pro. of the International Workshop on FFAG Acceleraors (FFAG05), KEK, Tsukuba (2004), p. 47.
- 10) ibid., p. 28.