

(19) 日本国特許庁(JP)

(12) 公開特許公報(A)

(11) 特許出願公開番号

特開2005-50578  
(P2005-50578A)

(43) 公開日 平成17年2月24日(2005.2.24)

(51) Int. Cl.<sup>7</sup>  
H05H 13/00

F I  
H05H 13/00

テーマコード(参考)  
2G085

審査請求 未請求 請求項の数 5 O L (全 15 頁)

<p>(21) 出願番号 特願2003-203797(P2003-203797) (22) 出願日 平成15年7月30日(2003.7.30)</p>	<p>(71) 出願人 301032942 独立行政法人放射線医学総合研究所 千葉県千葉市稲毛区穴川四丁目9番1号</p> <p>(74) 代理人 100059959 弁理士 中村 稔</p> <p>(74) 代理人 100067013 弁理士 大塚 文昭</p> <p>(74) 代理人 100082005 弁理士 熊倉 禎男</p> <p>(74) 代理人 100065189 弁理士 穴戸 嘉一</p> <p>(74) 代理人 100074228 弁理士 今城 俊夫</p> <p>(74) 代理人 100084009 弁理士 小川 信夫</p>
---	--

最終頁に続く

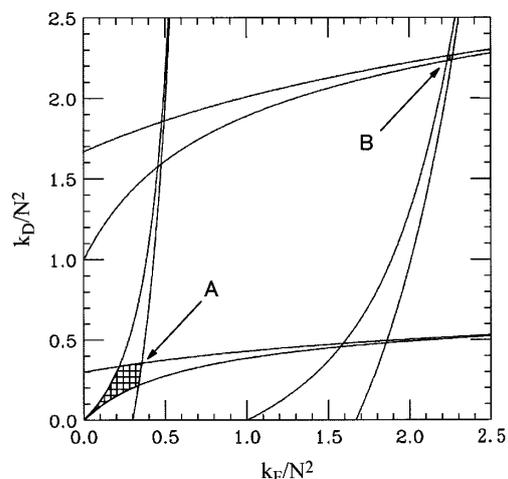
(54) 【発明の名称】 F F A G 加速器

(57) 【要約】

【課題】セル数を増やすことなく、高いk値を持つ F F A G 加速器の設計を可能とすることにより加速器全体の大幅な小型化を可能とする。

【解決手段】  $B = B_0 (r / r_0)^k$  で表される磁場分布を持つセル数Nの電磁石を用いた F F A G 加速器において、上記k値が原点 ( $k = 0$ ) に近い第1の安定領域 (A) よりも高い第2又はそれ以降のベータトロン振動の安定領域を動作点とする。第2の又はそれ以降のベータトロン振動の安定領域は、セル数Nとk値との様々な組み合わせについて線形光学近似による計算を行い、ビーム光学的安定解の数を求めることにより探索する。第2の安定領域 (B) では、 $k / N^2$  が大きくなるので、セル数を増やすことなくk値を大きくできる。

【選択図】 図7



## 【特許請求の範囲】

## 【請求項 1】

$B = B_0 (r / r_0)^k$  で表される磁場分布を持つセル数  $N$  の電磁石を用いた F F A G 加速器において、上記  $k$  値が原点 ( $k = 0$ ) に近い第 1 の安定領域よりも高い第 2 又はそれ以降のベータatron振動の安定領域を動作点とする F F A G 加速器。

## 【請求項 2】

単位セルあたりのベータatron振動の位相の進みを 180 度超えさせて運転することを特徴とする請求項 1 に記載の F F A G 加速器。

## 【請求項 3】

上記  $k$  値に対してセル数  $N$  を、 $k / N^2 > 0.5$  の関係を満たす領域に設定することを特徴とする請求項 1 に記載の F F A G 加速器。 10

## 【請求項 4】

上記電磁石は、ラジアルセクター型電磁石であることを特徴とする請求項 1 又は 2 又は 3 に記載の F F A G 加速器。

## 【請求項 5】

上記ラジアルセクター型電磁石は、F O D O の配列をもつことを特徴とする請求項 4 に記載の F F A G 加速器。

## 【発明の詳細な説明】

## 【0001】

## 【発明の属する技術分野】 20

本発明は加速器に関し、特に、固定磁場強収束型加速器いわゆる F F A G 加速器に関するものである。

## 【0002】

## 【従来の技術】

円形加速器においては、粒子を高エネルギーまで加速しようとする、それに伴い軌道半径は大きくなる。サイクロトロンの場合、粒子の周回周期が粒子の運動量によらないという等時性の条件を満たすため半径方向の磁石サイズが増大し、電磁石の重量は磁極半径の 2 乗ないし 3 乗に比例して重くなる。そのため加速器の小型化が困難となる。一方、シンクロトロンでは軌道半径を一定に保ちながら加速するため、電磁石は軌道部分にあればよく電磁石が小型になる。軌道半径を保つためシンクロトロンでは加速と共に磁場が変化する交流電磁石を用いる。交流電磁石を用いるためシンクロトロンでは加速の繰り返しの上限があり、ビーム強度をあげるの是一般に難しくなる。 30

## 【0003】

近年、F F A G (Fixed-Field Alternating Gradient) 方式が加速器科学の分野で脚光を浴びている。F F A G 方式の加速器は固定磁場且つ強収束な加速器で、シンクロトロンとサイクロトロンの長所を兼ね備えた加速器である。F F A G 加速器はサイクロトロンと同様に固定磁場を用いる。そのため、シンクロトロンに比べ加速の繰り返しの数十倍まで上げることが可能であり、直流に近い大強度ビームが得られる。また F F A G では半径方向に磁場勾配を持つため、加速による軌道の変化幅を小さくできる。よってサイクロトロンに比べ電磁石が小型になる。これらの特徴から F F A G 加速器は、小型で高エネルギーかつ大強度ビーム加速器として、近年注目が集まっている。その他、加速時間が短いためミュオンなど短寿命な粒子の加速器として有望視されている。 40

## 【0004】

F F A G 加速器は 2 種類に大別される。一つはラジアルセクター型といわれるもので、その概略図は図 1 に示してある。F F A G やシンクロトロンでは電磁石が周期的に並べられているが、この電磁石の配列(ラティス)の基本単位をセルという。例えば図 1 では正の電磁石 1 (F 磁極) と正負の電磁石間の磁石のない空間 2、負の電磁石 3 (D 磁極) ならびに電磁石のない空間 2 が 1 セルである。電磁石のない空間 2 (ドリフト空間) を “O” と呼ぶとすると、図 1 の例では F O D O がラティスの基本セルとなり、合計 8 セルである 50

。

## 【0005】

なお、図1において、4は粒子を加速するための加速空洞であり、5はビーム出射のためのキッカー電磁石である。また、6及び7は、それぞれ入射ビーム及び出射ビームである。ラジアルセクター型FFAG加速器では磁場勾配の符号が等しく磁場の符号が異なる電磁石1、3（正および負の電磁石）を交互に並べることで強い収束力を得ている。よって中心軌道（加速器の設計軌道として選ばれた閉軌道）が図2に示したように交互に内外に曲げられ大きく蛇行する。FFAG加速器では加速と共に粒子軌道が変化するため入射時と出射時のビーム軌道は異なる。図2において、21及び22は、それぞれ入射時及び出射時のビーム軌道を示しており、 $r$ は両者の半径方向の軌道差（excursion）を示している。

10

## 【0006】

ラジアルセクター型FFAG加速器で用いられる電磁石の磁場分布は正負両方の磁石共に、

$$\frac{B}{B_0} = \left( \frac{r}{r_0} \right)^k \quad (1)$$

の形を持ち、 $B$ の符号が交互に変わる。ここで $r$ は軌道半径で、 $k$ はfield indexである。このFFAG加速器で用いられる電磁石の断面図の一例を図3に示した。

20

## 【0007】

図3において、31は鉄心、32はコイル、33は磁極間隙である。粒子軌道は加速と共に磁場 $B$ の弱い方（L）から強い方（H）へ変位する。すなわち、入射時のビーム軌道21は、磁場の弱い方（L）を通り、出射時のビーム軌道22は、磁場の強い方（H）を通る。

## 【0008】

このようなラジアルセクター型のFFAG加速器の技術によれば、FFAG加速器におけるビーム軌道保持用磁場の形状が正・逆交番磁場であることに注目し、集束磁石で発生させたフラックスを、リターンヨークを介さずに直接、発散磁石に戻す磁気回路とすることにより、リターンヨークを省略してビームの入射、取り出しを容易にするとともに、磁石の小型化を可能にするものがある（例えば、特許文献1参照）。

30

## 【0009】

もう一つはスパイラルセクター型と呼ばれるFFAG加速器であり、その概略図を図4に示した。この加速器は、図4に示すように中心軌道と小さな角をなす螺旋型構造の磁石41を持つ。この型のFFAGでは正の磁場のみ用いられる。強い収束力は交互に並ぶ磁場の山と谷により得ている。なお、図4において、44は加速空洞であり、45はキッカー電磁石である。また、46及び47は、それぞれ入射ビーム及び出射ビームである。

## 【0010】

FFAG加速器の原理は1952年に大河千弘氏により提唱されたが（大河千弘、1953年度日本物理学会予稿集）、最近まで実用化には至ってなかった。その原因は大口径で高加速勾配かつ広帯域の高周波加速空洞の製作や、式(1)で表されるような磁場勾配を持つ電磁石の設計が当時の技術では困難であったためである。しかしながら、最近の超高透磁率磁性体の開発や、三次元磁場計算コードの発展によりFFAG加速器の実用化が可能となってきた。その一例として、平成12年に高エネルギー加速器研究機構において建設された陽子加速用POP（Proof of Principle）FFAGや、同研究機構で平成14年から建設を行っている150 MeV陽子加速用FFAGなどがある。

40

## 【0011】

FFAG加速器では加速と共に粒子軌道が変化する。そのため入射時と出射時の半径方向の軌道差 $r$ （excursion）は電磁石や真空チャンバーのサイズを決め、更には加速器全体のサイズ及び建設費を大きく左右する（図2参照）。加速器の小型化のために

50

は軌道差  $r$  をなるべく小さくする必要がある。FFAG 加速器で用いられる電磁石は式 (1) で表される磁場勾配を持つことから、軌道差  $r$  は次のように表すことができる。

【0012】

$$\Delta r = r_{inj} \left\{ \left( \frac{B_{ext}}{B_{inj}} \right)^{1/k} - 1 \right\} \quad (2)$$

ここで  $r_{inj}$  は入射時の軌道半径で、 $B_{inj}$  と  $B_{ext}$  はそれぞれ入射時及び出射時のセクター電磁石の磁束密度である。磁束密度には  $(B_{ext} / B_{inj}) > 1$  の関係があることから、 $k$  値を大きく取れば軌道差  $r$  を小さくすることができる。

10

【0013】

加速器の小型化のためには  $k$  値を出来る限り大きくしたいが、適当な値でないとベータatron 振動が不安定となり、ビームが安定に加速されない。ここでベータatron 振動とは中心軌道から外れた粒子が中心軌道のまわりに行う振動のことである。設定できる  $k$  値はセル数に強く依存している。つまりセル数を決定すると選べる  $k$  値の範囲は必然的に決まり、その範囲以外ではベータatron 振動が不安定となりビームが安定に加速されない。一般に  $k$  値を上げるためには、セル数も同時に増やさなければならない。しかしながら、セル数を増加させるとビーム入射に必要なドリフト空間を確保するため加速器の周長を増やさざるを得ない。よって結果的に  $k$  値を上げても加速器のサイズは小さくならず、FFAG 加速器の小型化の限界が見えていた。

20

【0014】

一方、強収束の原理の発見により今日のシンクロトロンは大幅な小型化が可能となった。強収束シンクロトロンでは異なる  $n$  値 (field index) を持つ偏向電磁石を交互に配列することで強い収束力を得ている。ここで FFAG の field index ( $k$  値) と区別するため、強収束シンクロトロンの field index を  $n$  値と書く。強収束シンクロトロンの簡単な例としてグラディエント電磁石の F セクターと D セクターを交互に並べたラティスを考える。

【0015】

F D の単位セルが  $N$  セルある加速器を考え、 $n$  値を、

F セクター ( $0 < s < R / N$ ) :  $n = n_1$

D セクター ( $R / N < s < 2 R / N$ ) :  $n = -n_2$

とおき ( $n_1 > 0$ ,  $n_2 > 0$ )、 $R = (一定)$  とする。ベータatron 振動の安定領域は単位セルのマトリクスの対角成分の和 (トレース) を求め、その絶対値が 1 以下であるという条件から得ることが出来る。

30

【0016】

この例では水平成分のマトリクスのトレースは、

$$\cos \mu_x = \cos \phi_x \cosh \varphi_x - \frac{2 - n_1 + n_2}{\sqrt{(n_1 - 1)(n_2 + 1)}} \sin \phi_x \sinh \varphi_x \quad (3)$$

と書け、ここで

$$\phi_x = \pi \sqrt{n_2 + 1} / N, \quad \varphi_x = \pi \sqrt{n_1 - 1} / N$$

である。また垂直成分に関しては、

$$\cos \mu_z = \cos \phi_z \cosh \varphi_z - \frac{n_1 - n_2}{2\sqrt{n_1 n_2}} \sin \phi_z \sinh \varphi_z \quad (4)$$

であり、ここで

$$\phi_z = \pi \sqrt{n_1} / N, \quad \varphi_z = \pi \sqrt{n_2} / N$$

である。ベータatron 振動の安定領域は、

40

50

$$|\cos \mu_x| < 1 \text{ 及び } |\cos \mu_z| < 1$$

から得られ、これをプロットすると図5のようになる。

【0017】

この図5で斜線部が安定領域である。図5からn値とセル数Nの2乗の比( $n/N^2$ )がある領域だけ、ベータatron振動の安定領域が存在することがわかる。つまりn値を大きく取るためには、セル数Nも同時に大きくする必要がある。式(3)及び(4)には周期関数であるサイン及びコサインが含まれるため、安定領域は $n_1/N^2$ および $n_2/N^2$ のさらに大きな値に対しても無数に存在する。この第2以降の安定領域を動作点として用いることで高いn値が得られるが、通常のシンクロtronのビーム光学設計では最初に現れる安定領域が動作領域として選ばれる(例えば、非特許文献1参照)。

10

【0018】

その理由は、第2の安定領域を動作点として選ぶことでベータatron振動の振動数は大きくなるが、一般にベータatron振動の振幅が大きくなり、その結果ビームサイズが大きくなる。ビームサイズが大きいと電磁石の口径を大きくする必要があるので、電磁石は大きくなる。よってシンクロtronでは第2以降の安定領域を動作点として選ぶ大きな利点はないためである。

【0019】

【特許文献1】

特開2003-142299号公報

20

【非特許文献1】

亀井亨、木原元央著「加速器科学」丸善株式会社、平成9年10月25日、p.94~95

【0020】

【発明が解決しようとする課題】

一般に、FFAG加速器ではk値を高くするのみでは、セル数も同時に増やさないとベータatron振動が不安定となりビームを安定に加速することができないという課題があった。この課題に対し、本発明は、セル数を増やすことなくビームを安定に加速することが可能であり、従って更なる小型化が可能となるFFAG加速器の適切な高いk値の範囲を特定し、さらにそのk値を実現する運転条件をも提供することを目的とする。

30

【0021】

【課題を解決するための手段】

本発明によれば、 $B = B_0 (r/r_0)^k$ で表される磁場分布を持つセル数Nの電磁石を用いたFFAG加速器において、上記k値が原点( $k=0$ )に近い第1の安定領域よりも高い第2又はそれ以降のベータatron振動の安定領域を動作点とするFFAG加速器が提供される。

【0022】

本発明によれば、上記FFAG加速器において、単位セルあたりのベータatron振動の位相の進みを180度超えさせて運転するのが好ましい。

【0023】

本発明によれば、上記k値に対してセル数Nを、 $k/N^2 > 0.5$ の関係を満たす領域に設定するのが好ましい。

40

【0024】

本発明によれば、上記電磁石は、ラジアルセクター型電磁石であってもよい。

【0025】

本発明によれば、上記ラジアルセクター型電磁石は、FODOの配列をもつものであってもよい。また、FODO以外の他の配列、例えばFODOFO、DOFODO等をもつものであってもよい。

【0026】

本発明によれば、第2又はそれ以降のベータatron振動の安定領域を動作点とするので、

50

その安定領域に含まれるセル数  $N$  と  $k$  値との組み合わせを適当に設定することにより、セル数を増やすことなく、高い  $k$  値を持つ F F A G 加速器の設計が可能である。すなわち、本発明によりこれまで限界とされていた  $k$  値より遙かに高い  $k$  値をもつ F F A G 加速器の設計が可能となる。高い  $k$  値に設定できることから軌道差  $r$  が短くなり、加速器全体の大幅な小型化が可能となる。更には加速器全体の建設費の縮小にもつながる。

【 0 0 2 7 】

【 発明の実施の形態 】

F F A G 方式の加速器では  $f i e l d \quad i n d e x$  が正の値で、逆向きの磁場を持つセクター電磁石を交互に並べることで強い収束力を得ている。ここでは図 2 のように加速器内側に偏向するセクター電磁石を F 磁極、外側に偏向する電磁石を D 磁極と呼ぶこととする。

10

【 0 0 2 8 】

水平成分：

$$M_F^H = \begin{pmatrix} \cos \xi_F & \frac{1}{\sqrt{K_F}} \sin \xi_F \\ -\sqrt{K_F} \sin \xi_F & \cos \xi_F \end{pmatrix} \quad (\xi_F = l_F \sqrt{K_F}, K_F = (k_F + 1) / \rho_F^2) \quad (5)$$

垂直成分：

$$M_F^V = \begin{pmatrix} \cosh \xi_F & \frac{1}{\sqrt{K_F}} \sinh \xi_F \\ \sqrt{K_F} \sinh \xi_F & \cosh \xi_F \end{pmatrix} \quad (\xi_F = l_F \sqrt{K_F}, K_F = k_F / \rho_F^2) \quad (6)$$

20

で、 $k_F$  は F 磁極の  $f i e l d \quad i n d e x$  である。

【 0 0 2 9 】

また、同様に D 磁極は以下のように表すことができる。

水平成分：

$$M_D^H = \begin{pmatrix} \cosh \xi_D & \frac{1}{\sqrt{K_D}} \sinh \xi_D \\ \sqrt{K_D} \sinh \xi_D & \cosh \xi_D \end{pmatrix} \quad (\xi_D = l_D \sqrt{K_D}, K_D = (k_D - 1) / \rho_D^2) \quad (7)$$

30

垂直成分：

$$M_D^V = \begin{pmatrix} \cos \xi_D & \frac{1}{\sqrt{K_D}} \sin \xi_D \\ -\sqrt{K_D} \sin \xi_D & \cos \xi_D \end{pmatrix} \quad (\xi_D = l_D \sqrt{K_D}, K_D = k_D / \rho_D^2) \quad (8)$$

で、 $k_D (> 1)$  は D 磁極の  $f i e l d \quad i n d e x$  である。

40

【 0 0 3 0 】

ここで、上述した強集束シンクロトロングラディエント電磁石のマトリクスと比較すると、F F A G のマトリクスは F 磁極： $k_F \quad n_2$ 、D 磁極： $k_D \quad n_1$  という置き換えをしたことに等しい。よって、F F A G 加速器でもグラディエント電磁石を用いた強収束シンクロトロンと同様な安定領域が現れることが期待される。つまり従来の技術の欄で示した F D を単位セルとする強収束シンクロトロン同様、第 1 の安定領域の他に更に  $k / N^2$  の値が更に高い領域で第 2 以降の安定領域が存在することが予想される。

【 0 0 3 1 】

そこで、線形光学近似の計算により F F A G 加速器のベータatron 振動の第 2 の安定領域の存在を示す。取りあえずは図 6 に示すような F D を単位セルとする簡単なラティスを考

50

える。

【0032】

1 周 of 全セル数を  $N$  とし、 $k$  値を、

F セクター ( $0 < s < R/N$ ) :  $k = k_F$

D セクター ( $R/N < s < 2R/N$ ) :  $k = k_D$

とおき ( $k_F > 1$ 、 $k_D > 1$ )、 $F = D = R = (\text{一定})$  とする。

【0033】

水平成分の単位セルの行列  $M_u$  は、

$$M_u = M_D^H M_F^H = \begin{pmatrix} \cosh \xi_D & \frac{1}{\sqrt{K_D}} \sinh \xi_D \\ \sqrt{K_D} \sinh \xi_D & \cosh \xi_D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \xi_F & \frac{1}{\sqrt{K_F}} \sin \xi_F \\ -\sqrt{K_F} \sin \xi_F & \cos \xi_F \end{pmatrix} \quad (9)$$

である。

【0034】

整理して対角成分の和 (トレース) から、

$$\cos \mu_H = \cos \phi_H \cosh \varphi_H - \frac{k_F - k_D + 2}{2\sqrt{(k_F + 1)(k_D - 1)}} \sin \phi_H \sinh \varphi_H \quad (10)$$

が得られる。ここで  $\mu_H$  は水平成分のベータトロン振動の位相の進み (phase advance) である。また、

$$\phi_H = \pi \sqrt{k_F + 1} / N, \quad \varphi_H = \pi \sqrt{k_D - 1} / N$$

とおいた。

【0035】

同様に垂直成分について計算すると、

$$\cos \mu_V = \cosh \phi_V \cos \varphi_V - \frac{k_D - k_F}{2\sqrt{k_F k_D}} \sinh \phi_V \sin \varphi_V$$

で、

$$\phi_V = \pi \sqrt{k_F} / N, \quad \varphi_V = \pi \sqrt{k_D} / N$$

である。同様に  $\mu_V$  は垂直成分のベータトロン振動の位相の進みである。

【0036】

ベータトロン振動の安定領域は、

$$|\cos \mu_H| < 1 \text{ 及び } |\cos \mu_V| < 1$$

を同時に満たすときである。この条件からベータトロン振動の安定領域は図7のようになる。第1の安定領域Aの他、第2の安定領域Bが見られる。この他にも  $k/N^2$  が更に大きいところで無数の安定領域が存在する。

【0037】

ベータトロン振動は周期関数であるため、その位相により特徴づけられる。一般に第1の安定領域では単位セルあたりのベータトロン振動の位相の進み (phase advance) は180度以下となる。しかしながら、第2以降の領域での単位セルあたりの位相の進みは180度を超える。従って、この単位セルあたりのベータトロン振動の位相の進みが180度を超える領域を動作点として運転することで前記  $k$  値が得られる。前述の通り、通常のシンクロトロンではこの第2以降の安定領域は動作点として用いられないが、FFAG加速器の場合にはセル数  $N$  を上げずに  $k$  値が上げられることによる利点が非常に大きい。それは式(2)からわかるように、 $k$  値が上げられることにより軌道差  $r$  が短くなるため、これまで実現が不可能と思われてきた加速器の大幅な小型化が可能となるた

めである。

【0038】

上記第2以降の安定領域の存在を示す一例として、ラジアルセクター型FFAG加速器を例に取り考える。ラティスの構成はFODOとする。加速粒子は $^{12}\text{C}^{6+}$ で、その核子あたりのエネルギーが100 (MeV/u) から400 (MeV/u) まで加速される。このFFAG加速器に関して線形光学近似による計算を行い、ベータatron振動の安定領域を探索する。まずセル数Nを固定して、k値を1から200まで変化させる。それぞれのセル数Nとk値の組み合わせに関してFODOの見込み角及びFDの曲げ角を全ての組み合わせについて閉軌道を計算し、そのラティスに関してベータatron振動が安定か否か計算する。この計算により、各N及びkの組み合わせでビーム光学的安定解が幾つ見つかったかがわかる。以上の計算をN = 8, 10, . . . , 18、k = 1, 2, . . . , 200の組み合わせで行った結果を図8に示す。

10

【0039】

図8の横軸はk値で、縦軸は見つかった安定解の数である。ヒストグラムはN = 8、点線ヒストグラムはN = 10、一点鎖線ヒストグラムはN = 12、丸印はN = 14、×印はN = 16、ダイヤモンド印はN = 18の結果を示す。図8に示したように、k値が低い領域(k < 25)では従来から知られていた安定領域が見られるが、その他、本発明で明らかになった高いk値の領域で(k > 25)で2番目以降の安定領域が存在することがわかる。特徴的なのは、その途中のk値では安定解がないことである。このように、セル数Nをそのままに高いk値の領域で安定解が数多く存在することがわかる。この第2以降の安定領域を動作点として選ぶことで、高いk値を得ることが出来る。その結果、加速器の大幅な小型化が可能となる。

20

【0040】

次に、FFAG加速器のビーム光学について説明する。ラジアルセクター型FFAG加速器については、図9のような簡素化されたドリフトスペース、収束磁石、発散磁石のそれぞれの構成要素を自由に配置し、線形近似による各要素の行列を使って、簡単な解析を行うことが可能である。各要素の行列を求めるためには、以下に従いビームの閉軌道を計算する必要がある。

【0041】

図9のようにドリフトスペース、収束磁石、発散磁石の見込み角をそれぞれ、 $\phi_L$ 、 $\phi_F$ 、 $\phi_D$ とし、ビーム軌道がそれぞれの境界で交差する点の中心からの距離を $r_1$ 及び $r_2$ とし、 $r_1$ 及び $r_2$ でビーム軌道が境界面となす角を $\theta_1$ 及び $\theta_2$ とする。ここで、 $\theta_1$ 及び $\theta_2$ は中心から外方向を正と置いた。又、収束及び発散磁石の曲率半径をそれぞれ $\rho_F$ 及び $\rho_D$ 、収束及び発散磁石の曲げ角をそれぞれ $\theta_F$ 及び $\theta_D$ とすれば、以下のような関係式が導かれる。

30

【0042】

・収束(F)磁石について：

$r_1$ 及び $r_2$ でのエッジ角をそれぞれ $\theta_1$ 及び $\theta_2$ とする。

$$\theta_1 = \theta_1$$

$$\theta_2 = \theta_F - \theta_1 - \theta_F$$

$$\theta_2 = -\theta_2$$

40

$$\frac{r_1}{\rho_F} = \frac{1}{\tan \Theta_F} [\sin \phi_1 + \sin(\theta_F - \phi_1)] + [\cos \phi_1 - \cos(\theta_F - \phi_1)] \quad (11)$$

$$\frac{r_2}{\rho_F} = \frac{1}{\sin \Theta_F} [\sin \phi_1 + \sin(\theta_F - \phi_1)] \quad (12)$$

【0043】

ここで、ある一つのF磁石の曲率半径 $\rho_0$ を基準にすれば、式(11)及び(12)は、

$$\frac{r_1}{\rho_0} = \left\{ \frac{1}{\tan \Theta_F} [\sin \phi_1 + \sin(\theta_F - \phi_1)] + [\cos \phi_1 - \cos(\theta_F - \phi_1)] \right\} \left( \frac{\rho_F}{\rho_0} \right) \quad (13)$$

$$\frac{r_2}{\rho_0} = \frac{1}{\sin \Theta_F} \left( \frac{\rho_F}{\rho_0} \right) [\sin \phi_1 + \sin(\theta_F - \phi_1)] \quad (14)$$

【 0 0 4 4 】

・ 発散 ( D ) 磁石について :

$r_1$  及び  $r_2$  でのエッジ角をそれぞれ  $\theta_1$  及び  $\theta_2$  とする。

$$\begin{aligned} \theta_1 &= \theta_D - \phi_1 \\ \theta_2 &= \theta_D + \phi_1 \end{aligned}$$

10

$$\frac{r_1}{\rho_D} = \frac{1}{\tan \Theta_D} [\sin(\theta_D + \phi_1) - \sin \phi_1] + [\cos(\theta_D + \phi_1) - \cos \phi_1] \quad (15)$$

$$\frac{r_2}{\rho_D} = \frac{1}{\sin \Theta_D} [\sin(\theta_D + \phi_1) - \sin \phi_1] \quad (16)$$

【 0 0 4 5 】

同様に、ある一つの F 磁石の曲率半径  $\rho_0$  を基準にすれば、式 ( 1 5 ) 及び ( 1 6 ) は、

20

$$\frac{r_1}{\rho_0} = \left\{ \frac{1}{\tan \Theta_D} [\sin(\theta_D + \phi_1) - \sin \phi_1] + [\cos(\theta_D + \phi_1) - \cos \phi_1] \right\} \left( \frac{\rho_D}{\rho_0} \right) \quad (17)$$

$$\frac{r_2}{\rho_0} = \frac{1}{\sin \Theta_D} [\sin(\theta_D + \phi_1) - \sin \phi_1] \left( \frac{\rho_D}{\rho_0} \right) \quad (18)$$

【 0 0 4 6 】

・ ドリフトスペースについて :

$$\theta_2 = \theta_L + \phi_1$$

ある一つの F 磁石の曲率半径  $\rho_0$  を基準にして、

30

$$\frac{r_1}{\rho_0} = \left\{ \frac{\cos \phi_1 [1 - \tan \Theta_L \tan \phi_1]}{\tan \Theta_L} \right\} \left( \frac{\lambda}{\rho_0} \right) \quad (19)$$

$$\frac{r_2}{\rho_0} = \frac{1}{\cos \Theta_L (1 - \tan \Theta_L \tan \phi_1)} \left( \frac{r_1}{\rho_0} \right) \quad (20)$$

【 0 0 4 7 】

従って、F 磁石、D 磁石、ドリフトスペースの配置順序が決まれば、それぞれに 1, 2, . . . , n の要素番号 ( 1 セクターで要素数は n ) をつけ、

40

$$\left. \frac{r_2}{\rho_0} \right|_i = \left. \frac{r_1}{\rho_0} \right|_{i+1}$$

( i は i 番目の要素 ) の境界条件を課すことで、1 セクター終了時点で

$$\left. \frac{r_2}{\rho_0} \right|_n = \left. \frac{r_1}{\rho_0} \right|_1$$

となるような

$$\phi_1$$

を求めればよい。

50

## 【 0 0 4 8 】

一方、スパイラルセクター型 F F A G も上述のラジアルセクター型 F F A G と同様の方法で求めることができる。この場合、F 及び D 磁石のスパイラル角をそれぞれ  $\varepsilon_F$  及び  $\varepsilon_D$  と置けば、上述で定義された  $r_1$  及び  $r_2$  側でのエッジ角をそれぞれ、

$$\xi_1 \rightarrow \xi_1 + \sigma_M \cdot \xi_M \text{ 及び } \xi_2 \rightarrow \xi_2 - \sigma_M \cdot \xi_M \quad (21)$$

と置き換え、エッジ行列に代入すればよい。ここで、M は F 又は D 磁石を表し、 $\sigma_F = 1$ 、 $\sigma_D = -1$  である。

## 【 0 0 4 9 】

以上のような一般化された方式を使って、F 及び D 磁石の配置や順序を自由に設定することで、より複雑な構成も検討することができる。 10

## 【 0 0 5 0 】

次に、線形光学近似による軌道計算について説明する。閉軌道が求まったところで、線形光学近似による軌道計算を行う。F 磁石の行列は、上述した F 磁石の行列の両端にエッジ収束の行列を掛け合わせることで求められる。

## 【 0 0 5 1 】

水平成分：

$$M_F^H = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\tan \varepsilon_1}{\rho_F} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \xi_F & \frac{1}{\sqrt{K_F}} \sin \xi_F \\ -\sqrt{K_F} \sin \xi_F & \cos \xi_F \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\tan \varepsilon_2}{\rho_F} & 1 \end{pmatrix} \quad 20$$

$$(\xi_F = l_F \sqrt{K_F}, K_F = (k_F + 1) / \rho_F^2)$$

垂直成分：

$$M_F^V = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{\tan \varepsilon_1}{\rho_F} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cosh \xi_F & \frac{1}{\sqrt{K_F}} \sinh \xi_F \\ \sqrt{K_F} \sinh \xi_F & \cosh \xi_F \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{\tan \varepsilon_2}{\rho_F} & 1 \end{pmatrix} \quad 30$$

$$(\xi_F = l_F \sqrt{K_F}, K_F = k_F / \rho_F^2)$$

ここで  $\varepsilon_1$ 、 $\varepsilon_2$  はそれぞれ F 磁石の入り口及び出口でのエッジ角である。

## 【 0 0 5 2 】

同様に D 磁石の行列は、

水平成分：

$$M_D^H = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\tan \varepsilon_3}{\rho_D} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cosh \xi_D & \frac{1}{\sqrt{K_D}} \sinh \xi_D \\ \sqrt{K_D} \sinh \xi_D & \cosh \xi_D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\tan \varepsilon_4}{\rho_D} & 1 \end{pmatrix} \quad 40$$

$$(\xi_D = l_D \sqrt{K_D}, K_D = (k_D - 1) / \rho_D^2)$$

垂直成分：

$$M_D^V = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{\tan \varepsilon_3}{\rho_D} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \xi_D & \frac{1}{\sqrt{K_D}} \sin \xi_D \\ -\sqrt{K_D} \sin \xi_D & \cos \xi_D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{\tan \varepsilon_4}{\rho_D} & 1 \end{pmatrix}$$

$$\left( \xi_D = l_D \sqrt{K_D}, K_D = k_D / \rho_D^2 \right)$$

である。ここで  $\theta_3$ 、 $\theta_4$  はそれぞれ F 磁石の入り口及び出口でのエッジ角である。

【0053】

次にドリフト空間の行列は水平・垂直成分共に、

$$M_{DR} = \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

と書ける。ここで s はドリフト空間内でのビームの軌道長である。

【0054】

上記行列を適当に組み合わせることで F F A G 加速器の軌道計算を行うことができる。例えば F O D O のラティスでは、1セルの行列は、

$$M_{1cell} = M_{DR2} M_D M_{DR1} M_F$$

を計算することにより求めることができる。

【0055】

ベータトロン振動の安定条件は  $M_{1cell}$  のトレースから以下のように求めることができる。

$$-2 < Tr(M_{1cell}) < 2$$

F O D O の他（例えば F O D O F O、D O F O D O 等）、全てのラティスに関しても上記閉軌道の計算や、行列の組み合わせを変えることで計算が可能である。

【0056】

次に位相の進みについて説明する。強収束シンクロトロン（及び F F A G 加速器）におけるベータトロン振動はヒル（Hill）の方程式に従うことが知られている。

$$y'' + g(s)y = 0$$

ここで  $y''$  は  $y$  の  $s$ （軌道に沿った長さ）による微分を表す。 $g(s)$  はラティスによって決まる関数である。

【0057】

ヒルの方程式の一般解は、

$$y = \sqrt{\beta(s)\epsilon} \cos[\nu\phi(s) + \delta]$$

と書ける。式からベータトロン振動は関数  $\beta(s)$  及び  $\phi(s)$  によってそれぞれ振幅変調、位相変調された正弦波である。 $\phi(s)$  は一周進むと  $2\pi$  だけ進む関数で、1セルあたりの長さを  $L$  とすると、

$$\phi(s+L) - \phi(s) = \mu$$

である。ここで、 $\mu$  はベータトロン振動の位相の進みである。

【0058】

【発明の効果】

本発明により示された F F A G 加速器は上記のような第 2 以降の安定領域を動作点として用いるため、セル数をそのままに  $k$  値を高く設定できる。セル数を増やす必要がないため、粒子軌道の周長を増やさなくともビーム入出射に必要なドリフト空間が確保できる。また高い  $k$  値であることから軌道差  $r$  が非常に短くなり、その結果、主電磁石や真空チェンバー等の大幅な小型化が可能となる。また周長も短くなり、セクター電磁石も小型になるため加速器施設全体の建設費も大幅に縮小できる。また、単位セルあたりのベータトロン振動の位相の進みを  $180$  度超えさせて運転することで、前記のセル数をそのままに  $k$  値を高く設定した状態を達成することができる。

【図面の簡単な説明】

【図 1】ラジアルセクター型 F F A G 加速器の概略図である。

【図 2】ラジアルセクター型 F F A G 加速器におけるビーム軌道変化の様子を示す図であ

10

20

30

40

50

る。

【図 3】ラジアルセクター型 F F A G 加速器で用いられる磁石の断面図である。

【図 4】スパイラルセクター型 F F A G 加速器の概略図である。

【図 5】F D を単位セルとする強集束シンクロトロンに関するベータトロン振動の第 1 の安定領域を示す図である。

【図 6】本発明に係る F F A G 加速器における F D を単位セルとする磁石の配列を示す概略図である。

【図 7】本発明に係る F F A G 加速器におけるベータトロン振動の安定領域を示すグラフである。

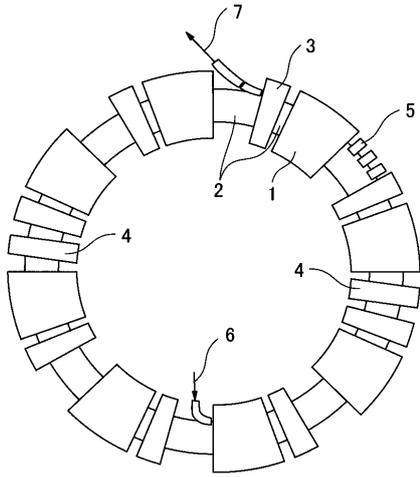
【図 8】本発明に係る F F A G 加速器におけるセル数と k 値と安定解の数の関係を示した図である。 10

【図 9】本発明に係る F F A G 加速器の簡素化された基本構成要素を示す図であり、( a )、( b ) 及び ( c ) はそれぞれドリフトスペース、集束磁石及び発散磁石を示す。

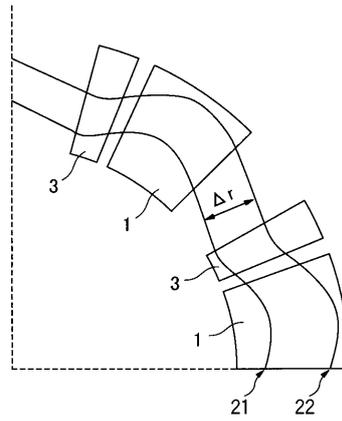
【符号の説明】

- 1 正の電磁石
- 2 磁石のない空間
- 3 負の電磁石
- 4 加速空洞
- 5 キッカー電磁石
- 6 入射ビーム 20
- 7 出射ビーム
- 2 1 入射時ビーム軌道
- 2 2 出射時ビーム軌道
- 3 1 鉄心
- 3 2 コイル
- 3 3 磁極間隙
- B 磁場
- H 磁場の強い領域
- L 磁場の弱い領域
- 4 1 磁石 30
- 4 4 加速空洞
- 4 5 キッカー電磁石
- 4 6 入射ビーム
- 4 7 出射ビーム
- A 第 1 の安定領域
- B 第 2 の安定領域

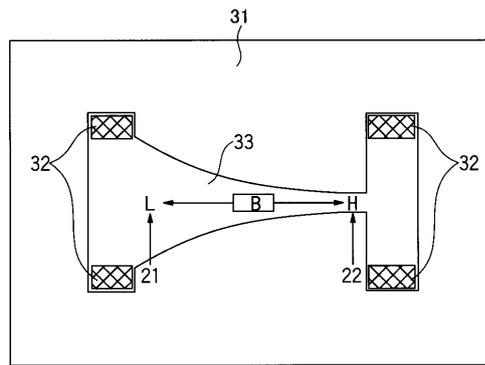
【 図 1 】



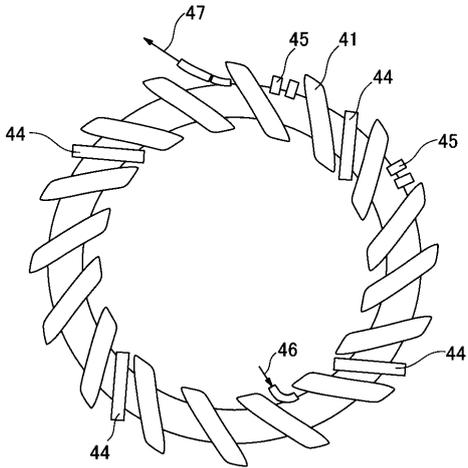
【 図 2 】



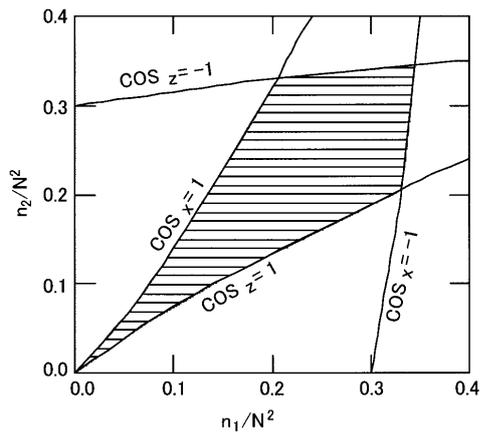
【 図 3 】



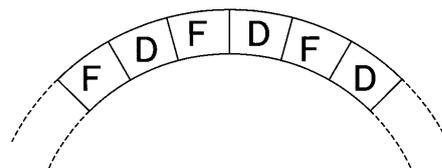
【 図 4 】



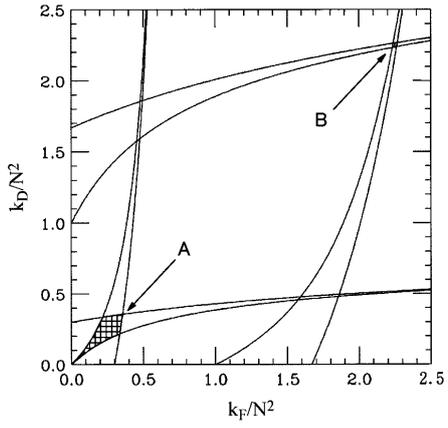
【 図 5 】



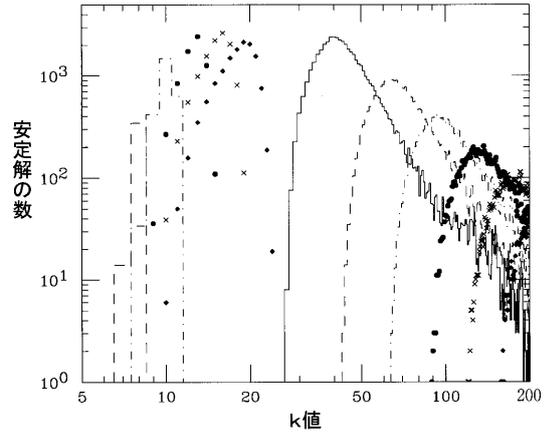
【 図 6 】



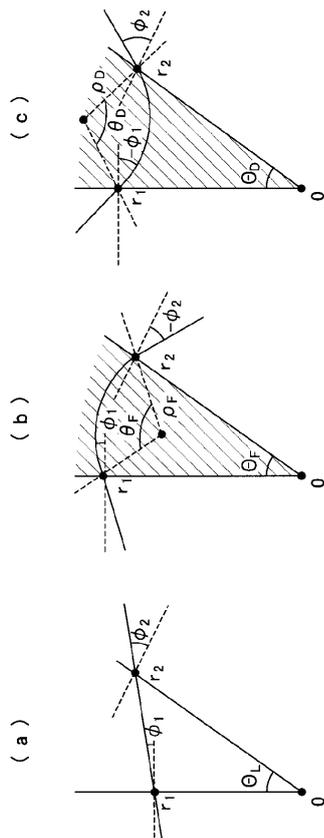
【 図 7 】



【 図 8 】



【 図 9 】



---

フロントページの続き

(74)代理人 100082821

弁理士 村社 厚夫

(74)代理人 100086771

弁理士 西島 孝喜

(74)代理人 100084663

弁理士 箱田 篤

(72)発明者 岩田 佳之

千葉県千葉市稲毛区穴川四丁目9番1号 独立行政法人放射線医学総合研究所内

(72)発明者 三須 敏幸

千葉県千葉市稲毛区穴川四丁目9番1号 独立行政法人放射線医学総合研究所内

Fターム(参考) 2G085 AA11 BC02 BC11 CA05 CA11