(19)日本国特許庁(JP)　(12)特　許　公　報(B2)　(11)特許番号
特許第4002977号
(P4002977)
(45)発行日　平成19年11月7日(2007.11.7)　(24)登録日　平成19年8月31日(2007.8.31)

(51)Int.Cl.　　　　F I
H05H 13/00 (2006.01)　　H05H 13/00

請求項の数 5　(全 15 頁)

(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)
(65)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)
審査請求日　平成17年4月6日 (2005.4.6)

(73)特許権者　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
(74)代理人　100059959
弁理士　中村　稔
(74)代理人　100067013
弁理士　大塚　文昭
(74)代理人　100082005
弁理士　熊倉　禎男
(74)代理人　100065189
弁理士　宍戸　嘉一
(74)代理人　100074228
弁理士　今城　俊夫
(74)代理人　100084009
弁理士　小川　信夫
最終頁に続く

(54)【発明の名称】ＦＦＡＧ加速器

(57)【特許請求の範囲】
【請求項１】
$B=B_0(r/r_0)^k$（ここで、Ｂ及びB_0はそれぞれ軌道半径ｒ及びr_0における磁束密度を表し、ｋはfield indexを表す）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トロン振動の安定領域を動作点とするＦＦＡＧ加速器。
【請求項２】
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を特徴とする請求項１に記載のＦＦＡＧ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ＦＦＡＧ加速器。
【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ＦＦＡＧ加速器。
【請求項５】
上記ラジアルセクター型電磁石は、ＦＯＤＯ（ここで、Ｆ及びＤはそれぞれ加速器の内側に偏向するセクター電磁石の磁極及び加速器の外側に偏向するセクター電磁石の磁極を表し、Ｏは電磁石のない空間を表す）の配列をもつことを特徴とする請求項４に記載のＦＦＡＧ加速器。

【発明の詳細な説明】
【０００１】
【発明の属する技術分野】
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ＦＦＡＧ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と、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に上限があり、ビーム強度をあげるのは一般に難しくなる。
【０００３】
近年、ＦＦＡＧ（Fixed-Field Alternating Gradient）方式が加速器科学の分野で脚光を浴びている。ＦＦＡＧ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。ＦＦＡＧ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、シンクロトロンにくらべ加速の繰り返しを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ＦＦＡＧ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ＦＦＡＧ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ー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。
【０００４】
ＦＦＡＧ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。ＦＦＡＧ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ＦＯＤＯがラティスの基本セルとなり、合計８セルである。
【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、Δｒは両者の半径方向の軌道差（excursion）を示している。
【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、

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

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。

【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）。

【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胴の製作や、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１５０MeV陽子加速用ＦＦＡＧなどがある。

【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Δｒ（excursion）は電磁石や真空チェ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は軌道差Δｒ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Δｒは次のように表すことができる。

【００１２】

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

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で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値を大きく取れれば軌道差Δｒを小さくすることができる。

【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トロン振動が不安定となり、ビームが安定に加速されない。ここでベータトロン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トロン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出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。

【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】

ＦＤ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（$0 < s < \pi R / N$）：$n = n_1$

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

とおき（$n_1 > 0$，$n_2 > 0$）、$\rho = R =$（一定）とする。ベータトロン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。

【００１６】

この例では水平成分のマトリクスのトレースは、

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

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、

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

であり、ここで

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

である。ベータトロン振動の安定領域は、

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

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、ベータトロン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、通常のシンクロトロン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）。

【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トロン振動の振動数は大きくなるが、一般にベータトロン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。よってシンクロトロンでは第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
【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トロン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。
【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トロン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トロン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。
【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トロン振動の安定領域を動作点とするので、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ＦＦＡＧ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思われていたｋ値より遙かに高いｋ値をもつＦＦＡＧ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Δｒ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。
【００２７】
【発明の実施の形態】
ＦＦＡＧ方式の加速器ではfield index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。Ｆ磁極のマトリクスは以下のように表すことができる。
【００２８】
水平成分：

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

垂直成分：

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

で、k_FはＦ磁極のfield indexである。

【００２９】

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：

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

垂直成分：

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

で、k_D(＞1)はＤ磁極のfield indexである。

【００３０】

ここで、上述した強集束シンクロトロンのグラディエント電磁石のマトリクスと比較すると、ＦＦＡＧのマトリクスはＦ磁極：$k_F\rightarrow n_2$、Ｄ磁極：$k_D\rightarrow n_1$という置き換えをしたことに等しい。よって、ＦＦＡＧ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ＦＤ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。

【００３１】

そこで、線形光学近似の計算によりＦＦＡＧ加速器のベータトロン振動の第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ＦＤを単位セルとする簡単なラティスを考える。

【００３２】

１周の全セル数をＮとし、ｋ値を、

Ｆセクター（$0<s<\pi R/N$）：$k=k_F$

Ｄセクター（$\pi R/N<s<2\pi R/N$）：$k=k_D$

とおき（$k_F>1$、 $k_D>1$）、$\rho_F=\rho_D=R=$（一定）とする。

【００３３】

水平成分の単位セルの行列M_uは、

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

である。

【００３４】

整理して対角成分の和（トレース）から、

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

が得られる。ここでμ$_H$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、

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

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、

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

である。同様にμ$_V$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、

$|\cos\mu_H| < 1$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Δｒ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$^{12}C^{6+}$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、ベータトロン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トロン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。

【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、ダイアモンド印は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。

【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、Θ_L、Θ_F、Θ_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ϕ_1及びϕ_2とする。ここで、ϕ_1及びϕ_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ρ_F及びρ_D、収束及び発散磁石の曲げ角をそれぞれθ_F及びθ_Dとすれば、以下のような関係式が導かれる。

【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ε_1及びε_2とする。

$\varepsilon_1 = \phi_1$

$\varepsilon_2 = \theta_F - \phi_1 - \Theta_F$

$\phi_2 = -\varepsilon_2$

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

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

【００４３】

ここで、ある一つのＦ磁石の曲率半径ρ_0を基準にすれば、式（１１）及び（１２）は、

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

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

【００４４】

・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ε_1及びε_2とする。

$\varepsilon_1 = -\phi_1$

$\varepsilon_2 = \theta_D + \phi_1 + \Theta_D$

$\phi_2 = \varepsilon_2$

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

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

【００４５】
同様に、ある一つのＦ磁石の曲率半径ρ$_0$を基準にすれば、式（１５）及び（１６）は、

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

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

【００４６】
・ドリフトスペースについて：
$\phi_2=\Theta_L+\phi_1$
ある一つのＦ磁石の曲率半径ρ$_0$を基準にして、

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

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

【００４７】
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、

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

（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

$$\left.\phi_1\right|_1$$

を求めればよい。

【００４８】
一方、スパイラルセクター型ＦＦＡＧも上述のラジアルセクター型ＦＦＡＧ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ξ$_F$及びξ$_D$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、

$$\varepsilon_1\rightarrow\varepsilon_1+\sigma_M\cdot\xi_M\text{及び}\varepsilon_2\rightarrow\varepsilon_2-\sigma_M\cdot\xi_M\qquad(21)$$

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、σ$_F$＝１、σ$_D$＝－１である。

【００４９】
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。

【００５０】
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。

【００５１】
水平成分：

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

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

垂直成分：

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

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

ここでε_1、ε_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。

【００５２】

同様にＤ磁石の行列は、

水平成分：

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

$$\left(\xi_D=l_D\sqrt{K_D}、K_F=(k_D-1)/\rho_D^2\right)$$

垂直成分：

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

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

である。ここでε_3、ε_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ＦＦＡＧ加速器の軌道計算を行うことができる。例えばＦＯＤＯのラティスでは、１セルの行列は、

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

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。

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

ＦＯＤＯの他（例えばＦＯＤＯＦＯ、ＤＯＦＯＤＯ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ＦＦＡＧ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、

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

と書ける。式からベータトロン振動は関数$\sqrt{\beta(s)}$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2π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、μ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ＦＦＡＧ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Δr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ＦＦＡＧ加速器の概略図である。

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

【図３】ラジアルセクター型ＦＦＡＧ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ＦＦＡＧ加速器の概略図である。

【図５】ＦＤ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ＦＦＡＧ加速器におけるＦＤ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ＦＦＡＧ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ＦＦＡＧ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。

【図９】本発明に係るＦＦＡＧ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

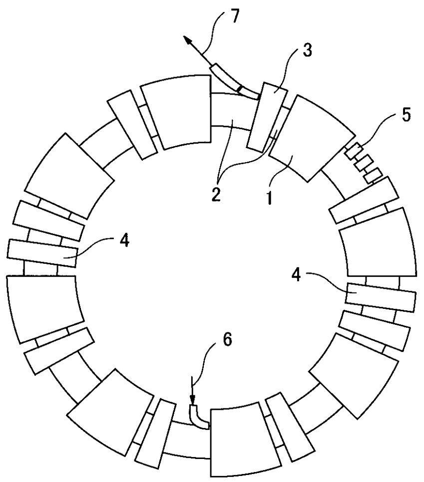
２　磁石のない空間

３　負の電磁石

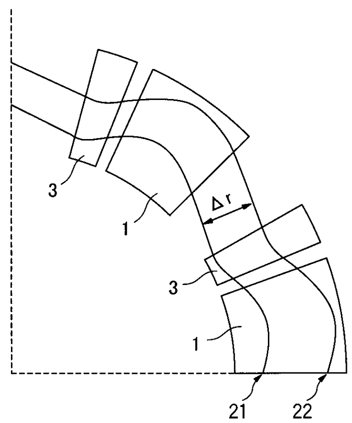
４　加速空洞

５　キッカー電磁石
６　入射ビーム
７　出射ビーム
２１　入射時ビーム軌道
２２　出射時ビーム軌道
３１　鉄心
３２　コイル
３３　磁極間隙
Ｂ　磁場
Ｈ　磁場の強い領域
Ｌ　磁場の弱い領域
４１　磁石
４４　加速空洞
４５　キッカー電磁石
４６　入射ビーム
４７　出射ビーム
Ａ　第１の安定領域
Ｂ　第２の安定領域

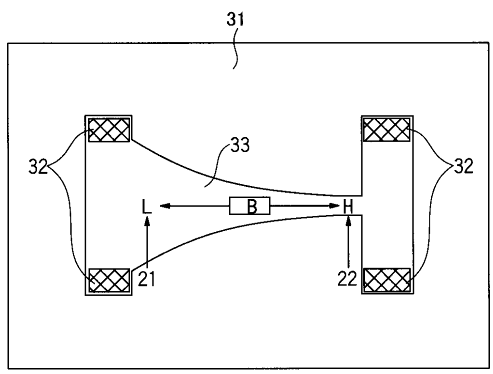
【図１】



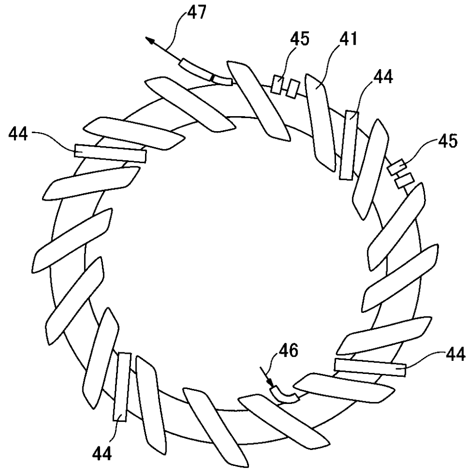
【図２】



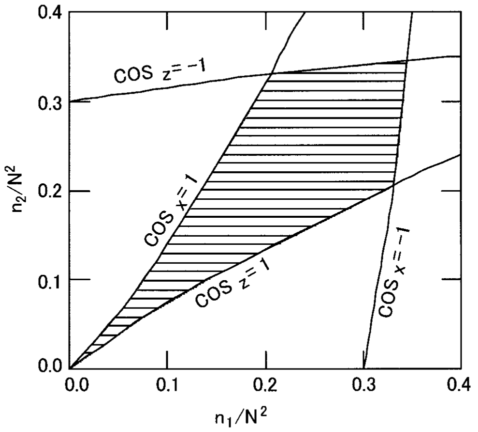
【図３】



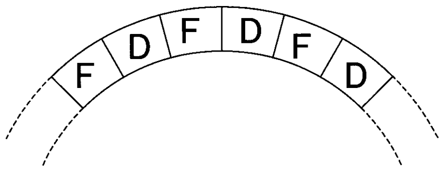
【図４】


47
45
41
44
44
45
46
44
44

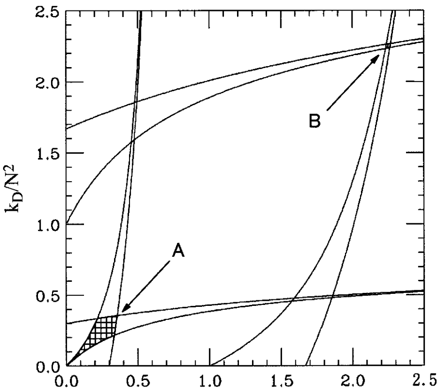
【図５】


COS z=-1
COS x=1
COS z=1
COS x=-1
n2/N2
n1/N2

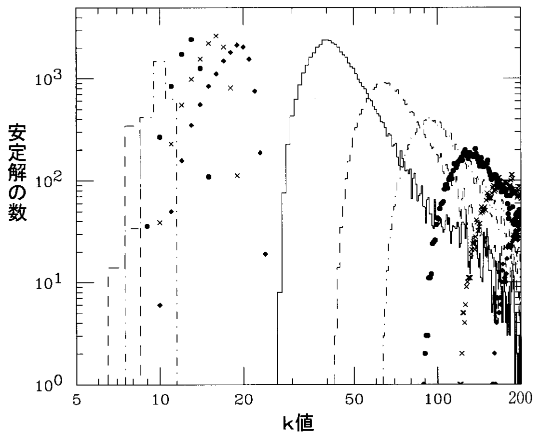
【図６】


F
D
F
D
F
D

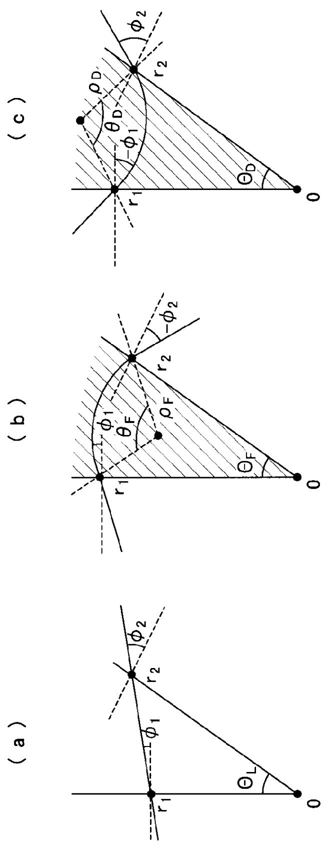
【図７】


kD/N2
kF/N2
A
B

【図８】


安定解の数
k値

【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

審査官　林　靖

(56)参考文献　特開２００３－１４２２９９（ＪＰ，Ａ）
DEVELOPMENT OF FFAG PROTON SYNCHROTRON, Proceedings of EPAC 2000,Vienna,Austria, ２０００年
加速器　共立出版株式会社　P-325, １９８８年　9月１０日
Electron Model Fixed Field Alternating Gradient Accelerator, THE REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS, １９５７年　６月, VOLUME28,NUMBER6
加速器科学（パリティ物理学コース）丸善株式会社 P-31,32,83,84,94,95,96, １９９３年　９月２０日

(58)調査した分野(Int.Cl.，ＤＢ名)
JSTPlus(JDream2)
H05H　13/00