

(19) 日本国特許庁(JP)

(12) 特許公報(B2)

(11) 特許番号

特許第4104008号  
(P4104008)

(45) 発行日 平成20年6月18日(2008.6.18)

(24) 登録日 平成20年4月4日(2008.4.4)

(51) Int.Cl. F1  
H05H 13/00 (2006.01) H05H 13/00

請求項の数 6 (全 9 頁)

(21) 出願番号	特願2004-213129 (P2004-213129)	(73) 特許権者	301032942
(22) 出願日	平成16年7月21日(2004.7.21)		独立行政法人放射線医学総合研究所
(65) 公開番号	特開2006-32282 (P2006-32282A)		千葉県千葉市稲毛区穴川四丁目9番1号
(43) 公開日	平成18年2月2日(2006.2.2)	(74) 代理人	100082005
審査請求日	平成18年8月18日(2006.8.18)		弁理士 熊倉 禎男
		(74) 代理人	100067013
			弁理士 大塚 文昭
		(74) 代理人	100074228
			弁理士 今城 俊夫
		(74) 代理人	100086771
			弁理士 西島 孝喜
		(72) 発明者	藤澤 高志
			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

最終頁に続く

(54) 【発明の名称】 螺旋軌道型荷電粒子加速器及びその加速方法

(57) 【特許請求の範囲】

【請求項1】

螺旋軌道型荷電粒子加速器において、磁場強度が半径の増加とともに増加する非等磁性磁場分布を形成する手段と、周波数を固定した加速高周波電圧分布を形成する手段とを有し、前記磁場分布及び前記加速高周波電圧分布は、加速高周波周期に対する荷電粒子回転周期の比であるハーモニック数が整数単位で変化するように形成されることを特徴とする螺旋軌道型荷電粒子加速器。

【請求項2】

前記加速高周波電圧分布を形成する手段は、加速高周波電圧の振幅を半径に対して一定に維持し、且つ、前記磁場分布を形成する手段は、一周の加速ごとにハーモニック数が整数単位で減少するように半径に対する磁場強度を増加させることを特徴とする請求項1に記載の螺旋軌道型荷電粒子加速器。

【請求項3】

前記磁場分布を形成する手段は、軌道半径における平均磁場  $B_R$  を入射半径  $R_i$  における平均磁場  $B_{R_i}$  に対して  $B_R = B_{R_i} (R / R_i)^m$  の関係に維持し、且つ、前記加速高周波電圧分布を形成する手段は、一周の加速ごとにハーモニック数が整数単位で減少するように半径に対する加速電圧の振幅を変調することを特徴とする請求項1に記載の螺旋軌道型荷電粒子加速器。

【請求項4】

螺旋軌道型荷電粒子加速器における加速方法において、磁場強度が半径の増加とともに

増加する非等磁性磁場分布を形成する段階と、周波数を固定した加速高周波電圧分布を形成する段階とから成り、前記磁場分布及び前記加速高周波電圧分布は、加速高周波周期に対する荷電粒子回転周期の比であるハーモニック数が整数単位で変化するように形成されることを特徴とする加速方法。

【請求項 5】

前記加速高周波電圧分布を形成する段階は、加速高周波電圧の振幅を半径に対して一定に維持し、且つ、前記磁場分布を形成する段階は、一周の加速ごとにハーモニック数が整数単位で減少するように半径に対する磁場強度を増加させることを特徴とする請求項 4 に記載の加速方法。

【請求項 6】

前記磁場分布を形成する段階は、軌道半径における平均磁場  $B_R$  を入射半径  $R_i$  における平均磁場  $B_{R_i}$  に対して  $B_R = B_{R_i} (R / R_i)^m$  の関係に維持し、且つ、前記加速高周波電圧分布を形成する段階は、一周の加速ごとにハーモニック数が整数単位で減少するように半径に対する加速電圧の振幅を変調することを特徴とする請求項 4 に記載の加速方法。

【発明の詳細な説明】

【技術分野】

【0001】

本発明は、荷電粒子加速器に関し、特に、螺旋軌道型荷電粒子加速器及びその加速方法に関する。

【背景技術】

【0002】

螺旋軌道型荷電粒子加速器の代表例であるサイクロトロンは 1930 年口 - レンスにより発明され、その構造は、図 1 ( a ) 及び ( b ) で示されるように、磁場を発生させる磁極 11 と、荷電粒子を加速する加速電極 12 と、荷電粒子を形成するイオン源 13 とから成る。磁極 11 は、磁石の N 極 15 と S 極 16 とで構成される。そして、加速粒子は螺旋状の加速粒子軌道 14 上を進む。

【0003】

サイクロトロンの原理は、磁場中を回転する荷電粒子の回転周期 ( $T_p$ ) が式 ( 1 ) によって与えられることに基づいている。

$$T_p = 2 \pi m / e B \quad ( 1 )$$

ここで  $\omega$  は円周率、 $m$  は運動中の粒子の質量 (  $kg$  )、 $e$  はその電荷 ( ク - ロン )、そして  $B$  は粒子軌道上の磁束密度 ( テスラ ) である。

【0004】

また質量  $m$  は静止質量  $m_0$  と粒子の速度  $v$  (  $m / 秒$  ) を使って次式で表される。

$$m = m_0 / ( 1 - ( v / c )^2 )^{1/2} \quad ( 2 )$$

ここで  $c$  は光の速度 ( 約  $3 \times 10^8 m / 秒$  ) である。

【0005】

式 ( 1 ) から判るように、 $m / e B$  が一定ならば粒子の回転周期は回転半径によらず常に一定である。なおこの様な磁場分布を等時性磁場分布と呼ぶ。特に速度  $v$  が光速より小さい時、磁場が一定ならば粒子を加速する高周波の周期は一定で良いことになる。この場合の粒子の位相と加速高周波の位相との関係を図 2 に示す。図 2 は、電圧を縦軸にし時間を横軸とした加速高周波電圧の波形図である。

【0006】

加速高周波の周期 ( $T_{rf}$ ) と粒子回転周期 ( $T_p$ ) の比は、ハーモニック数  $N$  と呼ばれ次式で与えられる。

10

20

30

40

50

$$N = T_p / T_{rf} \quad (3)$$

【0007】

図2の加速高周波電圧では、常に $N = 2$ である。なお磁場中を運動している荷電粒子の運動エネルギー $(E)$ と磁場には次式の関係がある。

$$E = ((e c B R)^2 + m_0^2 c^4)^{1/2} - m_0 c^2 \quad (4)$$

ここで $R$ は粒子軌道の曲率半径である。

【0008】

この式から判るように粒子のエネルギーは $e c B R$ に依存しており、粒子のエネルギーを大きくするには $B R$ を大きくしなければならない。即ち磁場を強くするか、半径を大きくするかである。しかし、技術的諸問題のためこの形式のサイクロトロンは妥当なエネルギーは陽子の場合で200 MeVくらいである。

【0009】

これを解決する一つの方法として図3に示されるようなリングサイクロトロンが開発された。このリングサイクロトロンは、数個の偏向磁石(セクター)31を個別に分離して並べ、その間に高周波加速空洞32を配置する構造を採用している。リングサイクロトロンでは、予め低いエネルギーで加速したビームを粒子入射位置33から入射するという方法がとられる。入射された加速粒子は、螺旋状の加速粒子軌道34を進み、取り出し位置(図示せず)において取り出される。入射位置における粒子軌道の曲率半径を入射半径といい、入射位置における粒子のエネルギーを入射エネルギーという。また、取り出し位置における粒子軌道の曲率半径を取り出し半径といい、取り出し位置における粒子のエネルギーを取り出しエネルギーという。リングサイクロトロンでは、高周波加速空洞と偏向磁石が空間的に分離されることにより、1周あたりの加速エネルギーを500 MeV以上とすることも可能になる(非特許文献1参照)。

【0010】

しかしこのリングサイクロトロンの場合も、等時性磁場分布を満たすように設計されている。即ち軌道上の平均磁場が式(1)の $T_p$ を一定に保つよう設計されている。同様に粒子のエネルギーも平均磁場と平均半径を用いて(4)式で表される。今、粒子入射位置すなわち入射点の磁場と半径を $B_1$ 、 $R_1$ とし、粒子取り出し位置すなわち取り出し点のそれを $B_2$ 、 $R_2$ とすると加速前後のエネルギー利得 $(G)$ は、

$$G = \{((e c B_2 R_2)^2 + m_0^2 c^4)^{1/2} - m_0 c^2\} / \{((e c B_1 R_1)^2 + m_0^2 c^4)^{1/2} - m_0 c^2\} \quad (5)$$

で与えられる。

【0011】

特に粒子の速度 $v$ が光速 $c$ に比べ小さい非相対論的エネルギー領域では、

$$G = (B_2 R_2 / B_1 R_1)^2 \quad (6)$$

と近似される。そのため、粒子の入射エネルギーに対し取り出しエネルギーを高くするためには、取り出し半径/入射半径の比を大きくしなければならない。その結果入射エネルギーに対する取り出しエネルギーの比を大きくするにつれて磁石は大きくなる。

【0012】

【非特許文献1】 亀井亨、木原元央共著、「パリティ物理学コース 加速器科学」丸善株式会社、平成5年9月20日 P. 210 ~ 211

【発明の開示】

【発明が解決しようとする課題】

【0013】

10

20

30

40

50

本発明の目的は、リングサイクロトロンのような磁石配置を有する螺旋軌道型荷電粒子加速器において、磁石を大きくすることなく、粒子の取り出しエネルギーを入射エネルギーに対して高くすることすなわちエネルギー利得を大きくすることである。

【課題を解決するための手段】

【0014】

本発明によれば、螺旋軌道型荷電粒子加速器において、磁場強度が半径の増加とともに増加する非等磁性磁場分布を形成する手段と、周波数を固定した加速高周波電圧分布を形成する手段とを有し、前記磁場分布及び前記加速高周波電圧分布は、加速高周波周期に対する荷電粒子回転周期の比であるハーモニク数が整数単位で変化するように形成されることを特徴とする螺旋軌道型荷電粒子加速器が提供される。

10

【0015】

前記加速高周波電圧分布を形成する手段は、加速高周波電圧の振幅を半径に対して一定に維持し、且つ、前記磁場分布を形成する手段は、一周の加速ごとにハーモニク数が整数単位で減少するように半径に対する磁場強度を増加させることが好ましい。

【0016】

前記磁場分布を形成する手段は、軌道半径における平均磁場  $B_R$  を入射半径  $R_i$  における平均磁場  $B_{R_i}$  に対して  $B_R = B_{R_i} (R / R_i)^m$  の関係に維持し、且つ、前記加速高周波電圧分布を形成する手段は、一周の加速ごとにハーモニク数が整数単位で減少するように半径に対する加速電圧の振幅を変調することが好ましい。

【0017】

20

本発明によれば、螺旋軌道型荷電粒子加速器における加速方法において、磁場強度が半径の増加とともに増加する非等磁性磁場分布を形成する段階と、周波数を固定した加速高周波電圧分布を形成する段階とから成り、前記磁場分布及び前記加速高周波電圧分布は、加速高周波周期に対する荷電粒子回転周期の比であるハーモニク数が整数単位で変化するように形成されることを特徴とする加速方法が提供される。

【0018】

前記加速高周波電圧分布を形成する段階は、加速高周波電圧の振幅を半径に対して一定に維持し、且つ、前記磁場分布を形成する段階は、一周の加速ごとにハーモニク数が整数単位で減少するように半径に対する磁場強度を増加させることが好ましい。

【0019】

30

前記磁場分布を形成する段階は、軌道半径における平均磁場  $B_R$  を入射半径  $R_i$  における平均磁場  $B_{R_i}$  に対して  $B_R = B_{R_i} (R / R_i)^m$  の関係に維持し、且つ、前記加速高周波電圧分布を形成する段階は、一周の加速ごとにハーモニク数が整数単位で減少するように半径に対する加速電圧の振幅を変調することが好ましい。

【発明の効果】

【0020】

本発明によれば、非等磁性磁場分布を形成することにより半径に対する磁場の増加を従来のリングサイクロトロンより大きくしているため、従来のリングサイクロトロンよりもはるかに大きいエネルギー利得を持つ螺旋軌道型荷電粒子加速器が設計できる。

【発明を実施するための最良の形態】

40

【0021】

本発明の基本原理は、図4に示されるように、一週の加速ごとにハーモニク数（加速粒子周期 / 高周波周期）が整数ずつ減少するように、半径に対して磁場の強度を増加させる方法である。すなわち一回転ごとに、 $N$  を整数単位で減少させる方法であり、式で書けば、

$$T_p = k T_{rf} \quad (7)$$

となるように半径方向の磁場分布を生成する方法である。ここで  $T_p$  は一回転ごとの加速粒子の周期の減少量、 $k$  は任意の整数である。なお図4は  $k = 1$  の時の例である。

50

## 【 0 0 2 2 】

このことを従来のサイクロトロンと比較し説明したのが図5である。この図から判るように本発明では従来のサイクロトロンに比べ粒子の回転周期が加速ごとに短くなっている。即ち従来のサイクロトロンと同じ入射及び取り出し半径ならばそのエネルギー - 増加率は本発明の方が大きくなることが判る。上記式(7)または図5の条件を満たす磁場及び加速電圧の条件は無数に存在するが、以下に二つの例について説明する。

## 【 0 0 2 3 】

例 1 加速電圧が半径に対し一定の場合

この場合加速電圧が一定なので、一回転した時の核子当たりエネルギー - 利得  $E$  と粒子回転周期には次式の関係が成り立たなければならない。

$$T_p = \frac{E}{v} \quad (8)$$

ここで  $k$  は加速条件によって決まる定数である。

## 【 0 0 2 4 】

従って、 $n$  回加速した後の粒子回転周期  $T_{pn}$  は、

$$T_{pn} = T_{p0} - n \cdot T_p \quad (9)$$

## 【 0 0 2 5 】

また  $n$  回加速された後の粒子のエネルギー -  $E_n$  は、

$$E_n = n \cdot E + E_0 \quad (10)$$

となる。ここで  $E_0$  は入射時の粒子の核子当たりエネルギー - 、 $T_{p0}$  は周期である。

## 【 0 0 2 6 】

上記(8)、(9)、(10)式と(1)、(4)式を使い(7)式を満たす半径の磁場分布が計算できる。

## 【 0 0 2 7 】

図6に、加速電圧が半径に対し一定の場合において、本発明を適用した螺旋軌道型荷電粒子加速器の一例を示す。この時の各条件は以下の通りである。

入射半径：0.55 m  
 取り出し半径：1.19 m  
 加速イオン：炭素12の+6荷イオン  
 入射エネルギー - ：4 MeV / 核子  
 取り出しエネルギー - ：35 MeV / 核子  
 入射時粒子回転周期：0.125  $\mu$ s  
 加速高周波周期：1 ns  
 加速電圧：2 MV 一定

## 【 0 0 2 8 】

図6に示されているように、磁場  $B$  は、磁場強度が半径  $R$  の増加とともに増加する非等磁性磁場分布を有している。この結果、取り出し半径 / 入射半径の比がそれほど大きくななくても(上記例では、約2.16)、入射エネルギー - に対する取り出しエネルギー - の比が大きくなる(上記例では、8.75)ので、従来のリングサイクロトロンに比べて大きなエネルギー利得が得られる。

## 【 0 0 2 9 】

例 2 軌道半径  $R$  における平均磁場  $B_R$  が入射半径  $R_i$  における平均磁場  $B_{Ri}$  と、 $B_R = B_{Ri} (R / R_i)^m$  の関係がある場合。

この場合既に半径方向の磁場分布が決まっているので求めるものは(7)式を満たす半径方向の電圧分布である。今  $n$  回転目における平均軌道半径を  $R(n)$ 、平均磁場を  $B(n)$ 、粒子回転周期を  $T_p(n)$ 、粒子の運動エネルギー - を  $E(n)$  とすると、先ずこれ

10

20

30

40

50

らは任意の  $n$  に対し式 ( 1 ) 及び ( 4 ) を満たしていなければならない。

【 0 0 3 0 】

そして本例題の条件により  $B ( n )$  は次式を満たしていなければならない。

$$B ( n ) = B_{R_i} ( R ( n ) / R_i )^m \quad ( 1 1 )$$

【 0 0 3 1 】

次に  $n + 1$  回転目に対し、

$$T_p ( n + 1 ) = T_p ( n ) - T_p \quad ( 1 2 )$$

10

であり、この  $T_p$  が ( 7 ) 式を満たす様加速電圧分布を求めれば良い。

【 0 0 3 2 】

( 1 2 ) 式を ( 1 ) 式に代入すると

$$T_p = 2 ( m / ( e B ( n ) ) - m / ( e B ( n + 1 ) ) ) \quad ( 1 3 )$$

を得る。この式より  $n$  回転目と  $n + 1$  回転目の磁場の関係が求まる。

【 0 0 3 3 】

そして、これと ( 1 1 ) 式により  $n$  回転目と  $n + 1$  回点目の半径の関係が求まる。得られた関係式を ( 4 ) 式に代入すれば各回転における粒子のエネルギー - が求まり、これにより各回転ごとの加速電圧が求まる。

20

【 0 0 3 4 】

ここでは  $B_R$  が  $( R / R_i )$  の  $m$  乗に比例して増加する例を示したが、上式の関係を見れば平均磁場の半径方向分布がわかれば、式 ( 7 ) の条件を満たす電圧分布が簡単に計算できる。

【 0 0 3 5 】

図 7 に  $m = 3$  の場合において、半径方向の磁場分布、電圧分布、及び粒子のエネルギーを計算した一例を示す。なおここで、

入射半径： 1 . 1 m

取り出し半径： 1 . 5 m

加速イオン：炭素 1 2 の + 6 荷イオン

入射エネルギー - : 4 M e V / 核子

取り出しエネルギー - : 5 0 M e V / 核子

入射時粒子回転周期： 0 . 2 5  $\mu$  s

加速高周波周期： 0 . 5 n s

30

である。

【 0 0 3 6 】

図 7 に示されているように、磁場  $B$  は、磁場強度が半径  $R$  の増加とともに増加する非等磁性磁場分布を有している。さらに、加速電圧も、半径  $R$  の増加とともに増加している。この結果、取り出し半径 / 入射半径の比が図 6 の例よりも大きくなっても ( 上記例では、約 1 . 3 6 )、入射エネルギーに対する取り出しエネルギーの比がさらに大きくなる ( 上記例では、1 2 . 5 ) ので、図 6 の例よりもさらに大きなエネルギー利得が得られる。

40

【 0 0 3 7 】

また図 8 は半径方向の電圧分布を図 7 のように形成するのが困難な場合において、加速電圧を時間的に変調した場合の粒子エネルギー - と加速電圧の時間的変化を示す図である。この場合においても、加速が進むと共に加速電圧が増加するので、図 6 の例よりもさらに大きなエネルギー利得が得られる。

【 図面の簡単な説明 】

【 0 0 3 8 】

【 図 1 】サイクロトロンの原理を説明する図であって、( A ) は、( B ) の A - A 矢視図

50

であり、(B)は、(A)のB - B断面図である。

【図2】サイクロトロン加速高周波周期と粒子回転周期との関係を示す図である。

【図3】リングサイクロトロン簡単な平面図である。

【図4】本発明の加速原理を示す図である。

【図5】粒子回転数と粒子回転周期の関係を示す図である。

【図6】本発明の一実施例における磁場と粒子エネルギーの関係を示す図である。

【図7】本発明の他の実施例における磁場、粒子エネルギー及び加速電圧の関係を示す図である。

【図8】図7の実施例において、加速電圧を時間的に変調した場合における粒子エネルギー及び加速電圧の時間的な変化を示す図である。

10

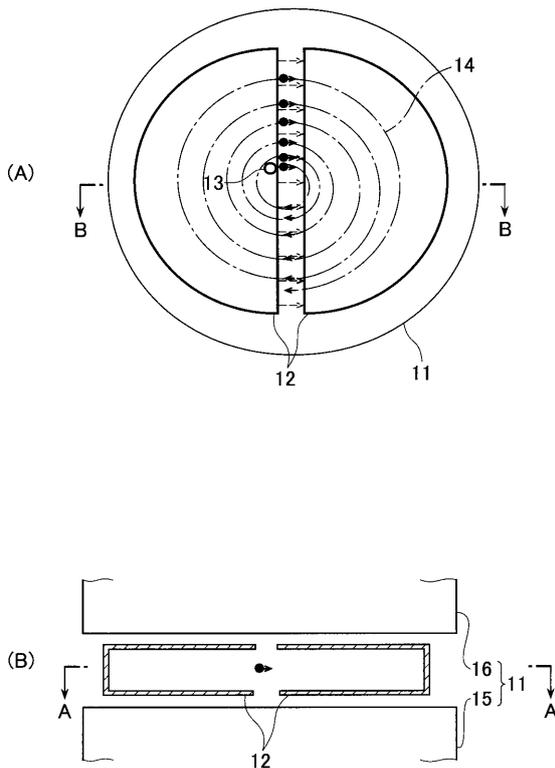
【符号の説明】

【0039】

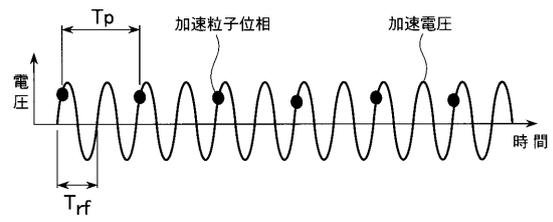
- 11 磁極
- 12 加速電極
- 13 イオン源
- 14 加速粒子軌道
- 15 磁石のN極
- 16 磁石のS極
- 31 偏向磁石
- 32 高周波加速空洞
- 33 粒子入射位置
- 34 加速粒子軌道
- $T_p$  粒子回転周期
- $T_{rf}$  加速高周波周期

20

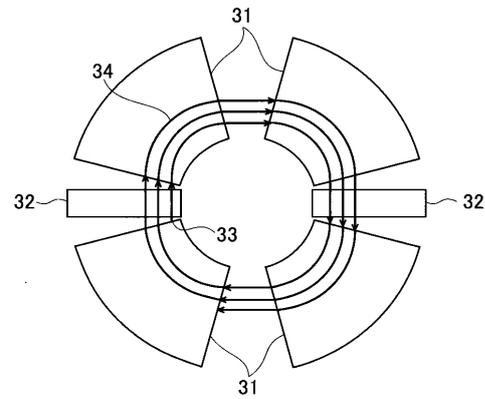
【図1】



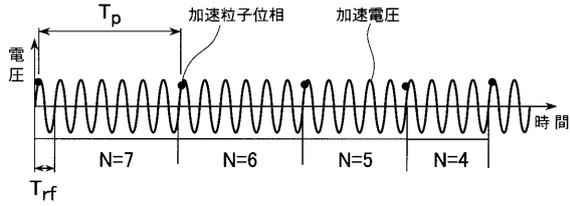
【図2】



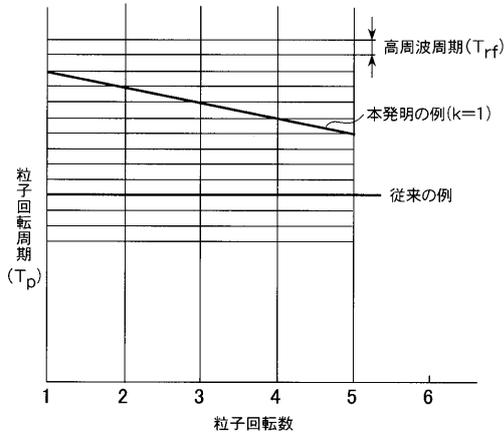
【図3】



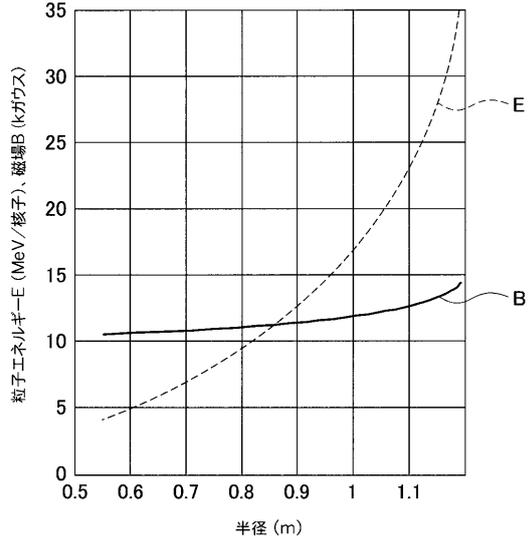
【図4】



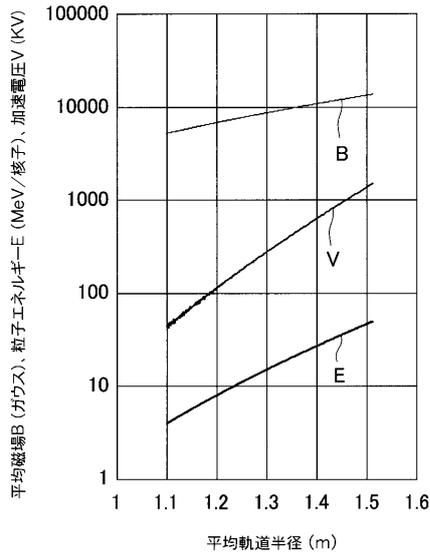
【図5】



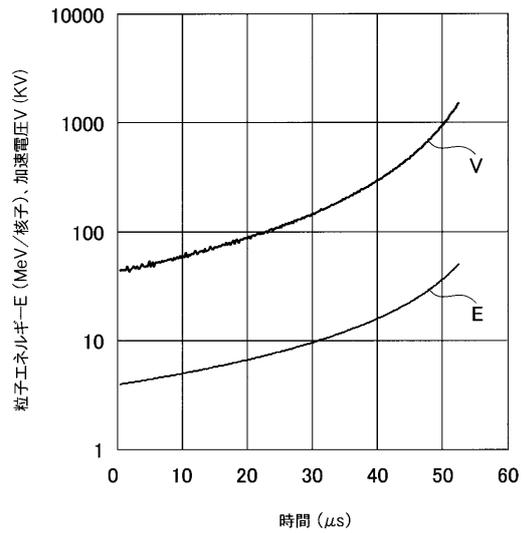
【図6】



【図7】



【図8】



---

フロントページの続き

審査官 中塚 直樹

(56)参考文献 特開平11-176597(JP,A)  
特開2001-267099(JP,A)

(58)調査した分野(Int.Cl., DB名)  
H05H 3/00-15/00