

# 大強度H<sup>-</sup>RFQリニアック入射用 低エネルギービーム輸送系の研究

藤 村 哲  
博士（工学）

総合研究大学院大学  
数物科学研究科  
加速器科学

平成9年度  
(1997)

# 目次

第1章	序論	1
第2章	ビームパラメータ	6
第3章	静磁場を利用した集束レンズを用いた低エネルギービーム輸送系	7
3.1	希土類金属永久磁石を集束レンズに用いたLEBT	7
3.1.1	磁石材	7
3.1.2	PMSレンズ	8
3.2	PMSレンズを用いたLEBTの特性	9
3.2.1	シミュレーション結果	9
3.2.2	考察	9
3.3	軸対称磁場を利用した集束レンズを用いたLEBTの設計	11
3.3.1	イオン源出口から1番目のコイルまでの距離 2番目のコイルからRFQ入口までの距離	11
3.3.2	第1番目のコイルと第2番目のコイルとの間隔	13
3.3.3	回転角	18
3.4	ソレノイドコイルを用いたLEBT	18
3.4.1	ソレノイドコイルを用いたLEBTの設計	19
3.4.2	ビームシミュレーション結果	19
3.4.3	考察	20
3.5	四極磁石を用いたLEBTの設計	23
3.5.1	均一磁界分布をする四極磁場	23
3.5.2	3重四極磁石を集束レンズに用いたLEBT	24
3.5.3	端部磁場の影響	25
第4章	ソレノイドコイルを集束レンズに用いたLEBTでの 負水素イオンビーム輸送実験	27
4.1	負水素イオンビーム輸送実験	27
4.1.1	空間電荷中和効果	27
4.1.2	電子脱離断面積	29

4. 2	実験装置	29
4. 2. 1	負水素イオン源	29
4. 2. 2	LEBT	30
4. 2. 3	エミッタンスモニタ	30
4. 3	実験方法	31
4. 4	実験結果	32
4. 5	考察	33
4. 5. 1	空間電荷中和効果	33
4. 5. 2	電子脱離断面積	35
第5章 結論		37

謝辞

付録

参考文献

図表

## 第1章 序論

大強度高エネルギー陽子リニアックでは、高エネルギー部でのわずかなビーム損失でも、加速器の放射化、残留放射能の発生を生じ、そのためメンテナンス不能となることから、高エネルギー部でのビーム損失を極力小さくすることが必要である。このためには、低エネルギー部において、大電流でありながらエミッタンスの小さいビームを作ることが必要と考えられている。

この大強度高エネルギー陽子リニアックに用いる、初段の線型加速器としては、RFQ(Radio Frequency Quadrupole)リニアックを用いることが望ましい。それは、RFQリニアックでは、バンチャー方式に比べ出射ビームのエミッタンスが非常に優れているためである。また加速器の安定な運転には高周波源の安定な運転が重要となる。大電力高周波源としてクライストロンを用いることで高周波源の安定な運転が期待されるが、このクライストロンの運転のためには、300～400 MHz以上の周波数であることが望ましい[1]。さらにRFQリニアックの共振周波数に関しては、周波数が高いほど、横方向並びに縦方向のエミッタンス増加を抑えることができる。しかし、共振周波数を高くするにしたがい、RFQリニアックのアクセプタンスが小さくなることから、共振周波数を上げすぎると、RFQリニアック上流のイオン源出口でのエミッタンスより、RFQリニアックのアクセプタンスが小さくなり電流値が取れなくなる。このため、RFQリニアックの共振周波数は、イオン源出口でのエミッタンスの設計値や、また高周波源の安定な運転を考慮して、300～400 MHz帯とすることが望ましいと考えられている。

初段の線型加速器としてRFQリニアックを用いたとき、大強度を実現するためには、このRFQリニアックのアクセプタンス内に、イオン源から引き出した大電流ビームを入射することが重要となる。しかし一般にイオン源出口でのTWISSパラメータとRFQリニアック入口でのTWISSパラメータは異なるため、イオン源とRFQリニアックとの間に低エネルギービーム輸送系(Low Energy Beam Transport,LEBT)を設置し、イオン源出口とRFQリニアック入口でのTWISSパラメータの整合をとることが必要となる。さらに、大電流でありながら、このLEBTでのエミッタンス増大を非常に小さく抑えることが、大強度を実現するためには重要となる。このとき、LEBT出口でのビームの分布形状をRFQリニアックのアクセプタンスに近づけることが重要であることから、RFQリニアックのアクセプタンスの設計値と同じTWISSパラメータを用いて、位相空間上のすべての

粒子を囲む楕円の面積を実効的エミッタンスとして定義し、LEBTでのビームの質の指標とした。図1-1に、実効的エミッタンスを定義する楕円を示す。図中、破線で示す楕円は、RFQリニアック入口でのアクセプタンスの設計値を示す楕円、また実効的エミッタンスを定義する楕円を実線で示す。位相空間上の全粒子を含むという意味から、実効的エミッタンスは、100%エミッタンスとも言うことができる。

高エネルギー物理学研究所では、核破碎中性子や中間子を生成し、幅広い科学研究に貢献すべく、大強度陽子リニアックとビーム成形リングとからなる加速器の建設を含む大型ハドロン計画(Japanese Hadron Project, JHP)[2]が進められている。このJHPに用いる大強度陽子リニアックの初段の線形加速器として、共振周波数432 MHzのRFQリニアックが開発された[3]。大強度を実現するために、このRFQリニアックに大電流負水素イオンビームを入射するLEBTの開発は重要なことである。

LEBTは、基本的に集束レンズとドリフト空間から構成されるため、LEBTへの要請を満足するためには集束レンズが重要となる。

LEBTに用いる集束レンズとしては、静電場を利用した集束レンズ、静磁場を利用した集束レンズの2種類のレンズがある。静電場を利用した集束レンズとしては、アインツェルレンズ[4]、ESQ(Electro Static Quadrupole)レンズ[5]、HESQ(Helical Electro Static Quadrupole)レンズ[6]があり、一方、静磁場を利用した集束レンズとしては、ソレノイドコイル、四極磁石やVFPMQ(Variable Field Permanent Magnet Quadrupole)レンズ[7]が挙げられる。静磁場を利用した集束レンズと静電場を利用した集束レンズの大きな違いは、静磁場を利用した集束レンズでは空間電荷中和効果が期待できるのに対し、静電場を利用した集束レンズでは中和効果が期待できないことにある。空間電荷中和効果により、空間電荷による発散力が弱くなり、大電流ビームにおいても強い集束力を必要としないため、集束レンズを構成することが比較的容易になると考えられる。負水素イオンビームにおける空間電荷中和は、次のように考えることができる。負水素イオンビームにより残留 $H_2$ ガスがイオン化され $H^+$ と電子が生成される。このとき電子は負水素イオンと同電荷であるため、ビームの存在領域からなくなる。一方、 $H^+$ は負水素イオンと逆電荷であるため、ビーム領域に蓄積されていくと考えられる。このとき、 $H^+$ がビーム領域に捕獲されたままであるとする最も単純なモデルを仮定したとき、 $H^+$ が負水素イオンビームと等しい密度になる時間、空間電荷中和時間 $\tau_N$ は

次式で示される（付録 A 参照）。

$$\frac{dn}{dt} = n_b n_g \sigma_i v \quad (1-1)$$

ここで、 $n_g$ は残留ガス密度、 $\sigma_i$ はイオン化断面積、そして $v$ はビームの速度である。

このようなモデルを仮定した場合、時間 $\tau$ における空間電荷中和率は次式で与えられる[8]。

$$f_e(\tau) = \begin{cases} \frac{\tau}{\tau_N} & 0 \leq \tau \leq \tau_N \\ 1 & \tau > \tau_N \end{cases} \quad (1-2)$$

しかし、このような単純な線形モデルでは実際の中和効果は評価できない。また、空間電荷中和の詳細な過程は明らかになっておらず、さらに負水素イオンビームによる残留 $H_2$ ガスのイオン化断面積に関して信頼度の高いデータがない[9]ことから、実際のLEBTに対して空間電荷中和効果を評価することは極めて困難であると考えられる。一方、実験による評価では、Baartmanらがビーム電流値1 mAの負水素イオンビームを用いて空間電荷中和率の評価を行い、残留 $H_2$ ガス真空度 $5 \times 10^{-6}$ において96.0%の中和が観測されたと報告している[10]。しかし、空間電荷中和にはビーム電流値も大きく影響していると考えられるため[11]、彼らの実験結果から数十mAという大電流負水素イオンビームにおける空間電荷中和率を推定することはできないと考えられる。

静磁場を利用した集束レンズに対して、静電場を利用した集束レンズでは、静電場が印加されているため、 $H^+$ はこの静電場により空間電荷中和時間より十分短時間でビーム領域からなくなると考えられる（付録A参照）。このため、静電場を利用した集束レンズを用いたとき、空間電荷中和効果はほとんど期待できないため静電場を利用した集束レンズでは大電流ビームを集束するために極めて強い集束力を発生することが必要となる。

これらの集束レンズを用いた、共振周波数400 MHz帯のRFQリニアック用のLEBTとしては、Superconducting Super Collider Laboratory(SSCL)で、静電場を利用した集束レンズを用いたLEBT[12][13]の研究開発が行われてきた。一方、静磁場を利用した集束レンズを用いたLEBTとしては、Los Alamos National Laboratory (LANL)で、Ground Test Accelerator (GTA)に用いるソレノイドコイルを用いたLEBT[14]や、BEAM Experiment Aboard Rocket(BEAR)線形加速器用のLEBTとして希土類金属永久磁石により構成した四極磁石レンズ[15]を用いたLEBT[16]などが研究開発されている。しかし、これまで開発されてきた共振周波数400 MHz帯のRFQリニアックにビームを入射するためのLEBTでは、例えばESQレンズを用いたLEBTでは、シミュレーション結果によると、イオン源出口と比較してLEBT出口で、ビーム電流値30 mAのとき2倍程度の実効的エミッタンス増大が見られる[13]。また、アインツェルレンズを用いたLEBTでは、それ以上の実効的エミッタンス増大が測定されている[12]。さらに、ソレノイドコイルを用いたLEBTでは、実験結果から設計値の約1.7倍のエミッタンス増大が報告されている[17]。このため、これらのLEBTでは、出口でのエミッタンスがRFQリニアックのアクセプタンスより大きくなり、大強度が実現できないと考えられた。

本研究の目的は、大強度高エネルギー陽子リニアックに用いる共振周波数400 MHz帯のRFQリニアックにビームを入射するために最も望ましいLEBTの開発を行うとともに、今後の指針となりうる設計法を示すことである。

本研究では、LEBTの開発研究に際し、空間電荷中和効果が期待できる静磁場を利用した集束レンズを用い、レンズ収差の影響を最小にするようなLEBTの設計を行なった。空間電荷中和効果を利用することで、粒子の非一様分布の実効的エミッタンス増大に与える影響は小さくなると考えられる。このため、実効的エミッタンス増大に対して、レンズ収差が支配的になると考えられ、レンズ収差が最小となるLEBTの開発が重要となるためである。また空間電荷の非一様分布に起因する非線形性の影響が見られた場合においても、レンズ収差の影響を最小としたLEBTを用いることでのみ、空間電荷の非線形効果に対して検討が行えると考えられる。

本論文は5章から構成されている。第2章に、LEBTを設計するに際して用いたビームパラメータについて示す。第3章では、最初に開発研究を行った、希土類金属永久磁石から構成され、軸対称磁場を発生する集束レンズを用いたLEBTについて述べる。この永久磁石を用いた集束レンズの幾何収差に対する検

討結果から、ソレノイドコイルを集束レンズとして用いたとき、レンズの幾何収差の極めて小さいLEBTを構成できる可能性を示し、レンズの幾何収差を最小とするために最適なドリフト空間について検討した結果について述べる。続いて、ソレノイドコイルを集束レンズに用いたLEBTについて検討した結果を示す。また、四極磁石を用いた集束レンズとソレノイドコイルとの比較検討結果から、共振周波数400 MHz帯のRFQリニアック入射用LEBTに用いる集束レンズとして、小型で強い磁場を発生するソレノイドコイルが最も適していることを示す。第4章では、今回開発した小型で強い磁場を発生するソレノイドコイルを集束レンズに用いたLEBTの装置構成を説明し、さらにこのLEBTを用いて行った負水素イオンビーム輸送実験の実験結果を示す。そして、第5章では本研究のまとめを述べる。



## 第2章 ビームパラメータ

LEBTの設計に用いたLEBT入口(イオン源出口)とLEBT出口(RFQリニアック入口)でのビームパラメータの設計値を表2-1示す。また図2-1にイオン源出口の位相空間上の粒子分布を、図2-2にRFQ入口のアクセプタンスの設計値を示す。RFQリニアック入口での設計値は、RFQリニアックのビームシミュレーション結果から評価した[18]。またイオン源出口での設計値は、高エネルギー物理学研究所で開発された体積生成型負水素イオン源で行われたビーム引き出し実験の結果[19]から推定した。表に示すようにLEBT入口とLEBT出口でのTWISSパラメータはx、y対称である。

ビーム形状は、イオン源の引き出し電極の構造の軸対称性から、軸対称とした。また、粒子分布は一様分布とし、実効的エミッタンス増大に対するレンズ収差の影響のみを検討した。なぜなら、空間電荷中和効果を利用することで、粒子の非一様分布の実効的エミッタンス増大に与える影響は小さくなり、レンズ収差が支配的になると考えられるためである。また空間電荷の非一様分布に起因する非線形性の影響が見られた場合においても、レンズ収差の影響を最小としたLEBTを用いることでのみ、空間電荷の非線形効果に対して検討が行えると考えられる。

ビーム電流値については次のようにして決定した。ビームの粒子分布が一様分布でない場合においては、同じビーム電流値に対してレンズの集束力は一様分布で必要となる集束力より強い集束力が必要となる。例えば、ビーム電流値20 mAのガウス分布のビームでは、一様分布のビームの集束力に換算して、ビーム電流値約40 mA相当の集束力が必要となる。このためビーム電流値については、JHP用のRFQリニアックで必要とするビーム電流値20 mAの2倍の40 mAとした。

ビームシミュレーションはBEAMPATH[20]を用いて行なった。ビームシミュレーションでは、ビーム自身の電荷により生じる斥力の大きさを決定する実効的な電流値として、等価ビーム電流値を用いた。空間電荷中和率が1であるとしたとき、ビーム自身の電荷による斥力は生じないので、等価ビーム電流値は0 mAとなる。

### 第3章 静磁場を利用した集束レンズを用いた 低エネルギービーム輸送系

共振周波数400 MHz帯のRFQ用のLEBTに用いる集束レンズとして、京都大学 化学研究所 岩下氏により希土類金属永久磁石を用い、軸対称磁場を利用した集束レンズ、PMS (Permanent Magnet Symmetric) レンズ[21][22]が開発された。希土類金属永久磁石を用いることで、集束力の強い集束レンズを作ることができる。

LEBTでのエミッタンス増大を抑えるという意味から、最大ビーム径は小さくすることが望ましい[23]。このPMSレンズを集束レンズに用いることで、最大ビーム径を小さく抑えることができると考えられた。しかし、岩下氏の論文ではPMSレンズを集束レンズとして用いたLEBTについての検討が十分なされていない。そこで、このPMSレンズを集束レンズとして用いたLEBTについて検討を行った。

本章では、まず、PMSレンズを用いたLEBTについて行ったシミュレーション結果について述べる。次に、このPMSレンズの幾何収差について、回転座標系での運動方程式を用いて検討し、ソレノイドコイルを集束レンズに用いることで、レンズの幾何収差の極めて小さいLEBTを構成できる可能性を示す。さらに、レンズの幾何収差を最小とするために最適なドリフト空間について検討する。

#### 3. 1 希土類金属永久磁石を集束レンズに用いたLEBT

##### 3. 1. 1 磁石材

現在利用できる希土類金属永久磁石としては、プラセオジウムを用いた磁石[24]、またネオジウムを用いた磁石[25]があげられる。この2種類の希土類金属永久磁石を比較したとき、希土類金属としてネオジウムを用いた永久磁石の方が高い磁場強度を発生することができることから、磁石材としては希土類金属としてネオジウムを用いた永久磁石を選択し、さらにこのネオジウムを用いた永久磁石のなかでも、発生する磁場強度が高く、かつ温度特性がよいと思われるNEOMAX-41H[25]を用いて検討を行った。

### 3. 1. 2 PMS レンズ

図3-1にPMSレンズを示す。磁化方向は径方向であり、磁化方向が対向する向きの一对の環状の永久磁石から構成される軸対称構造であり、軸対称磁場を発生する。近年、H.HenkeらがKlystronのビーム集束レンズとして図3-2に示す用に、磁化方向を径方向とした周期磁界集束レンズを用いたビーム集束レンズを示している[26]。PMSレンズは、このH.Henkeらが考案した周期磁界集束レンズの一周期分を取り出したものと考えられることができる。

今回、レンズ長100 mmのPMSレンズについて検討した。このとき、レンズ外径は、希土類金属永久磁石の製作上の可能性を考え、ヨークを含めて、300 mmとした。また、ヨークの厚さは、ヨークでの飽和がなく、かつ、最大磁場強度が得られものとした。図3-3に、PANDIRA[27]により計算したPMSレンズの磁束線図並びにビーム軸上の磁場分布を示す。ここで、ビーム軸方向をz軸とした。PANDIRAでの計算には、室温(20℃)における希土類金属永久磁石の特性値を用いた。従来のPMSレンズでは図3-1に示すように、永久磁石とヨークとが接する構造であるが、PANDIRAの計算結果から永久磁石とヨークとの間に空隙を設けた方が集束力が増加することが明らかとなったため、ヨーク厚同様、レンズの集束力が最大となるようにこの間隔も調整した。ビーム軸方向をz軸としたとき、図3-3に見られるように、軸上の $B_z$ の分布には、3つの山が存在し、中心と両端での磁場の方向は反転する。また、中心の磁場分布に対して、両側のピークの磁場強度は約1/2であり、半値幅も約1/2であることがわかる。PMSレンズのような軸対称磁場による集束レンズでは、レンズの集束力は $B_z$ の二乗に比例する(付録B参照)。このため、この両側のピークで発生する集束力は、中心のピークの発生する集束力に対してほぼ1/8となり、ビーム集束にはあまり寄与しないことがわかる。

図3-4にPMSレンズを用いたLEBT(BT-PMS)の概略図を示す。PMSレンズのような軸対称磁場を利用した集束レンズでは、今回のようにLEBT入口とLEBT出口でのTWISSパラメータがx成分、y成分で等しいとき、1成分(例えばx成分)の整合をとることで、同時に他成分(y成分)の整合も取ることができる。したがって、PMSレンズを用いた場合、1成分のTWISSパラメータ( $\alpha$ 、 $\beta$ )の整合を取ることが考えればよいため、2つの集束レンズで、LEBT入口とLEBT出口でのTWISSパラメータの整合を取ることができる。LEBTの設計では、

真空排気やエミッタンスモニタ設置のための真空ダクトの設置の必要性や、構造上の問題から、以下の制約条件を設けて設計を行った。

1. イオン源出口と最初の集束レンズまでの距離は、90mm 以上とする。
2. 2つの集束レンズの間隔は、ゲートバルブやビームモニタの装着ならびに真空排気用のダクトの設置のため 215 mm 以上とする。
3. 2番目の集束レンズと RFQ 入口との距離は、35mm 以上とする。

BT-PMS は、最大ビーム径を最小とするためドリフト空間が最短となるように設計した。

### 3. 2 PMS レンズを用いた LEBT の特性

BT-PMS について、ビームシミュレーションを行った。ここでは、その結果とそれに対する考察を述べる。

#### 3. 2. 1 シミュレーション結果

図 3-5 に、等価ビーム電流値 0 mA のときのシミュレーション結果を示す。図中、破線で示す楕円は、RFQ 入口でのアクセプタンスの設計値を示す楕円、また実線で示す楕円は、実効的エミッタンスを示す楕円である。図 3-6 には、最大ビーム径の包絡線を示す。図 3-5 に見られるように、等価ビーム電流値 0 mA においても、大きな実効的エミッタンス増大が生じていることがわかる。

#### 3. 2. 2 考察

PMS レンズでは等価ビーム電流値 0 mA でも、大きな実効的エミッタンスの増大が生じることが明らかとなった。このとき空間電荷の影響はないので、この実効的エミッタンス増大は、レンズの幾何収差が主原因であると考えられる。ビーム径が大きいほど幾何収差は大きくなる。そこでビームの最も外側を通る粒子について、その軌道を図 3-7 に示すモデルで近似し、回転座標系での運動方程式における線型項と非線形項との比を求めて、PMS レンズの幾何収差について

検討した。なお図中、レンズの磁界分布は、均一磁界分布として示した。

図に示すモデルで、このビームの最も外側を通る粒子の初期成分は、 $X=0$ 、 $X'=X'_{\max}$ 、 $Y=0$ 、 $Y'=0$ となる。また、ビーム軌道にそって $Y$ 、 $Y'$ 成分を計算すると、

$$Y \approx 10^{-11} \quad (\text{M}) \qquad Y' \approx 10^{-11} \qquad (3-1)$$

のオーダーであり、回転座標系での運動方程式(B-26)式(付録B参照)中の第2項、第4項は無視できる。このとき、 $r=X$ となることから、結局回転座標系の運動方程式は次のように近似できる。

$$\begin{aligned} X'' \equiv & -\left(\frac{q}{8m\Phi}\right)B^2X \\ & +\left(\frac{q}{8m\Phi}\right)\left(\frac{1}{2}BB''X^3 + BB'X^2X' - B^2X'^2X\right) \\ & -\left(\frac{q}{8m\Phi}\right)^2B^4X^3 \end{aligned} \qquad (3-2)$$

磁場を強くすることで、線形項に対する非線形項の比率が大きくなることがわかる。このため、実効的エミッタンス増大の主原因がレンズの幾何収差であったとき、図3-8に示すようにビーム径の包絡線にくびれがつくように磁場を強くして整合を取ったとき、くびれのない場合と比較して、実効的エミッタンスはさらに増大すると考えられる。そこで、ビーム径の包絡線にくびれをつけて整合を取った場合について、ビームシミュレーションを行った。図3-9に、最大ビーム径の包絡線にくびれがつく程度に磁場強度を強くしたときのシミュレーション結果を示す。図から明らかなように、磁場を強くすることで幾何収差が大きくなり、実効的エミッタンスがさらに増大していることが分かる。すなわち、PMSレンズを用いたLEBTで等価ビーム電流値0 mAにおける実効的エミッタンス増大は、レンズの幾何収差が主原因であることが明かとなった。

そこで、実効的エミッタンス増大の低減のため、レンズの幾何収差を小さくすることを検討した。(3-2)式に注目すると、第2項に磁場分布の軸方向の微係数が含まれていることがわかる。このため、磁場分布の軸方向の微係数を小さくで

できれば、非線形項を小さくできると考えられる。前述のように、PMSレンズでは、両端の磁場は集束にあまり寄与していない。このため、同じレンズ長の場合、この両端の磁場分布を取り除き、中心の磁場分布を軸方向に拡大した磁場分布では、軸方向微係数が小さくなる。すなわち、ソレノイドコイルを集束レンズとして用いれば、PMSレンズより幾何収差の小さく、したがって実効的エミッタンス増大の小さなレンズができると考えられる。

そこで、集束レンズをソレノイドコイルとしたLEBTについてビームシミュレーションを行ない、BT-PMSでの結果と比較した。このときレンズのみの性能の比較を行うため、BT-PMSに用いたPMSレンズと同様の軸長100 mmのソレノイドコイルを用い、その他の設計パラメータはBT-PMSと等しいLEBT (BT-SM1)を用いた。図3-10に等価ビーム電流値0 mAにおけるビームシミュレーション結果を示す。また、この時の線形項と非線形項との比を表3-1に示す。表3-1には、PMSレンズでの計算結果を併せ示す。図3-10より明らかなように、ソレノイドコイルを用いたとき、PMSレンズと比較して、実効的エミッタンスの増大が極めて小さいことがわかる。また、表3-1より、線形項と非線形項との比も、一桁小さくなっていることがわかる。

以上示したように、軸対称磁場を利用した集束レンズを用いてLEBTを構成する場合、レンズの幾何収差を可能な限り小さく設計する必要がある。そこで、次節では軸対称磁場を利用した集束レンズを用いたLEBTについて、レンズの幾何収差を最小とするために最も適したドリフト空間について検討を加えた。

### 3. 3 軸対称磁場を利用した集束レンズを用いたLEBTの設計

軸対称磁場を利用した集束レンズを用いたLEBTの設計で、運動方程式中の非線形項の線形項に対する比に注目し、レンズの幾何収差を最小にするドリフト空間の最適化について検討した。

#### 3. 3. 1 イオン源出口から1番目のコイルまでの距離 2番目のコイルからRFQ入口までの距離

イオン源出口から1番目のコイルまで、また、2番目のコイルからRFQ入口までのビーム軌道を図3-11に示すモデルを用いて検討した。イオン源出口

から1番目のコイルまでの距離を焦点距離  $f_{10}$  としたとき、1番目のコイル位置でのビーム径  $X_1$  は、

$$X_1 = f_{10} X'_{10} \quad (3-3)$$

で与えられる。また、軸上磁場分布  $B$  を最大値  $B_1$  で規格化した分布  $B_n(z)$  を用いて次式で表したとき、

$$B(z) = B_1 B_n(z) \quad (3-4)$$

焦点距離  $f_{10}$  は、

$$\frac{1}{f_{10}} = \frac{q}{8m\Phi} \int B^2 dz = B_1^2 \frac{q}{8m\Phi} \int B_n(z)^2 dz = B_1^2 C_\Phi \quad (3-5)$$

$$C_\Phi = \frac{q}{8m\Phi} \int B_n(z)^2 dz \quad (3-6)$$

と書くことができる。さらに、磁場の存在領域が焦点距離より短い弱いレンズを仮定して、(3-2)式について検討した。弱いレンズを仮定しているので、磁場中の存在領域で  $X$  はほぼ一定とみなすことができるので、線形項は、

$$\begin{aligned} \frac{q}{8m\Phi} \int B^2 X dz &= X_1 \frac{q}{8m\Phi} \int B^2 dz \\ &= f_{10} X'_{10} \frac{1}{f_{10}} \\ &= X'_{10} \end{aligned} \quad (3-7)$$

と焦点距離に依存せず一定値となる。その他の項も同様にして、

$$\int \frac{1}{2} B B'' X^3 dz = \frac{1}{2} X_1^3 \int B B'' dz$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{2} X_1^3 B_1^2 \int B_n B_n'' dz \\
&= \frac{1}{2} (f_{10} X'_{10})^3 \frac{1}{f_{10} C_\Phi} \int B_n B_n'' dz \\
&= \left\{ \frac{(X'_{10})^3}{2C_\Phi} \int B_n B_n'' dz \right\} (f_{10})^2 \tag{3-8}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\int BB'X^2X'dz &= X_1^2 X'_{10} \int BB'dz \\
&= \left\{ \frac{(X'_{10})^3}{C_\Phi} \int B_n B_n' dz \right\} (f_{10}) \tag{3-9}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\int B^4 X^3 dz &= X_1^3 B_1^4 \int B_n^4 dz \\
&= \frac{(X'_{10})^3}{(C_\Phi)^2} (f_{10}) \tag{3-10}
\end{aligned}$$

とできる。(3-8)～(3-10)式から明らかなように、焦点距離  $f_{10}$  を小さくしたとき、線形項との比が小さくなることがわかる。2番目のコイルからRFQ入口に関しても同様に、焦点距離  $f_{20}$  が短い方が、線形項との比が小さくなる。すなわち、イオン源出口から1番目のコイルまでの距離、ならびに2番目のコイルからRFQ入口までの距離に関しては、可能な限り短い方がよい事がわかる。

### 3. 3. 2 第1番目のコイルと第2番目のコイルとの間隔

コイル間隔と幾何収差の関係について、図3-12に示すモデルを用いて検討した。ここでは、簡便のためコイル1、コイル2におけるビーム径、 $X_1$ 、 $X_2$  は等しいとした。また、ビーム中の粒子分布は一様分布とし、軸方向速度は一定であると仮定した。



ビーム自身の作るポテンシャルを $\phi$ とし、第1番目のコイル直後の粒子の径方向速度を $\dot{r}_1$ とすると、第1番目のコイル後のある径方向速度 $\dot{r}$ について、

$$\frac{m\dot{r}^2}{2} = \frac{m\dot{r}_1^2}{2} + \int_{r_1}^r \frac{d\phi}{dr} q dr \quad (3-11)$$

が成り立つ。一様分布を仮定しているから、ポテンシャルの径方向微分は

$$\frac{d\phi}{dr} = \frac{I}{2\pi\epsilon v} \quad (3-12)$$

で与えられる。(3-12)式を(3-11)式に代入すると、

$$\begin{aligned} \frac{m\dot{r}^2}{2} &= \frac{m\dot{r}_1^2}{2} + \int_{r_1}^r \frac{I}{2\pi\epsilon v} q dr \quad (3-13) \\ &= \frac{m\dot{r}_1^2}{2} - \frac{Iq}{2\pi\epsilon v} \ln \frac{r_1}{r} \end{aligned}$$

$$r = r_1 \exp\left\{ \frac{\pi\epsilon m v}{Iq} (\dot{r}^2 - \dot{r}_1^2) \right\} \quad (3-14)$$

となる。

ここで、ビーム径が最小値 $r_m$ となるのは、 $\dot{r}=0$ のときであるから、

$$r_m = r_1 \exp\left\{ -\frac{\pi\epsilon m v}{Iq} \dot{r}_1^2 \right\} \quad (3-15)$$

が得られる。次にビーム径が最小値 $r_m$ となる位置である、第1番目のコイルからの距離 $d_m$ を求める。ビーム軸方向の速度は一定と仮定しているので、第1番目のコイルからの距離 $d$ は、

$$d = v t \quad (3-16)$$

で与えられる。そこで、まずビーム径が最小となる時間  $t_m$  を計算し、(3-16)式を用いて  $d_m$  を求めた。

径方向の運動方程式は、

$$\frac{d\dot{r}}{dt} = -\frac{qI}{2\pi\epsilon r m v} \quad (3-17)$$

$$dt = -\frac{2\pi\epsilon m v}{qI} r d\dot{r} \quad (3-18)$$

であるから、(3-18)式に(3-14)式を代入して、積分を行うと、

$$t = -\int_{\dot{r}}^{\dot{r}_1} \frac{2\pi\epsilon m v}{Iq} r_1 \exp\left\{\frac{\pi\epsilon m v}{Iq}(r^2 - r_1^2)\right\} d\dot{r} \quad (3-19)$$

が得られる。ここで、

$$x = \left(\frac{\pi\epsilon m v}{Iq}\right)^{\frac{1}{2}} \dot{r} \quad (3-20)$$

と置くと、

$$t = -2\left(\frac{\pi\epsilon m v}{Iq}\right)^{\frac{1}{2}} r_1 \exp\left\{-\frac{\pi\epsilon m v}{Iq}\dot{r}_1^2\right\} \int_{\left(\frac{\pi\epsilon m v}{Iq}\right)^{\frac{1}{2}}\dot{r}_1}^{\left(\frac{\pi\epsilon m v}{Iq}\right)^{\frac{1}{2}}\dot{r}} \exp(x^2) dx \quad (3-21)$$

となる。(3-12)式から、ビーム径が最小となる時間  $t_m$  は、

$$t_m = 2 \left( \frac{\pi \epsilon m v}{I q} \right)^{\frac{1}{2}} r_1 \exp \left\{ -\frac{\pi \epsilon m v}{I q} r_1^2 \right\} \int_0^{\left( \frac{\pi \epsilon m v}{I q} \right)^{\frac{1}{2}} r_1} \exp(x^2) dx \quad (3-22)$$

となるから、結局  $d_m$  は、

$$d_m = 2v \left( \frac{\pi \epsilon m v}{I q} \right)^{\frac{1}{2}} r_1 \exp \left\{ -\frac{\pi \epsilon m v}{I q} r_1^2 \right\} \int_0^{\left( \frac{\pi \epsilon m v}{I q} \right)^{\frac{1}{2}} r_1} \exp(x^2) dx \quad (3-23)$$

となる。ここで  $X'$  が小さいとき、式(3-2)の第2項、第3項の各項のオーダーを検討した結果、第2項中の第3項は線型項に対して  $10^{-4}$  のオーダーであり、他項に対して小さい。このとき、磁場領域でのビーム径の変化が小さいとすると、(3-2)式の第2項、第3項の線形項に対する比は、 $X=r$  であるから、以下のようになる。

第2項

$$\begin{aligned} \frac{\int BB''X^3 dz}{\int B^2 X dz} &= \frac{X_1^3 B_1^2 \int B_n B_n'' dz}{X_1 B_1^2 \int B_n^2 dz} \\ &= \frac{X_1^2 \int B_n B_n'' dz}{\int B_n^2 dz} \\ &= \text{constant} \end{aligned} \quad (3-24)$$

$$\begin{aligned} \frac{\int BB'X^2X'dz}{\int B^2X dz} &= X_1' \frac{X_1^2 B_1^2 \int B_n B_n' dz}{X_1 B_1^2 \int B_n^2 dz} \\ &= r_1' \frac{X_1 \int B_n B_n' dz}{\int B_n^2 dz} \end{aligned} \quad (3-25)$$

### 第3項

$$\begin{aligned}
 \frac{\int B^4 X^3 dz}{\int B^2 X dz} &= \frac{X_1^3 B_1^4 \int B_n^4 dz}{X_1 B_1^2 \int B_n^2 dz} \\
 &= X_1^2 B_1^2 \frac{\int B_n^4 dz}{\int B_n^2 dz} \\
 &= X_1^2 B_{10}^2 \frac{\int B_n^4 dz}{\int B_n^2 dz} \left( 1 + \frac{r_1'}{X_{10}'} \right) \tag{3-26}
 \end{aligned}$$

ここで、 $B_{10}$ は第1番目のコイル後のビーム軌道が、ビーム軸と平行となるときの磁場強度である（付録B参照）。

(3-24)～(3-26)式から、第3項は径方向速度 $\dot{r}_1$ の増加に対してほぼ線形に増加すると考えられる。式(3-17)から得られるユニバーサルカーブ[28]を用いてビーム径を計算し、径方向速度 $\dot{r}_1$ と(3-2)式の第2項、第3項の線形項に対する比との関係を、BT-SM1を用いて求めた。

BT-SM1を用いて等価ビーム電流値40 mAのビームの整合をとった結果と、BT-SM1の第1番目のコイルと第2番目のコイルとの間隔を20 mm広げた系で整合をとった時のビーム軌道を図3-13に示す。図より、 $r_1 = 10.9$  (mm)として計算した径方向速度 $\dot{r}_1$ と距離 $d_m$ を図3-14に示す。コイル間隔を広げるためには、径方向速度 $\dot{r}_1$ を大きくする必要がある。また径方向速度 $\dot{r}_1$ と、線形項に対する比との関係を図3-15に示す。(3-25)、(3-26)式から予測されるように、径方向速度 $\dot{r}_1$ に対してほぼ線形に増加していくことがわかる。図3-16に、BT-SM1での結果とBT-SM1の第1番目のコイルと第2番目のコイルとの間隔を20 mm広げた系での結果を示す。図から明らかなように、コイル間隔を広げることで幾何収差が大きくなっていることがわかる。

幾何収差を低減するためには、コイル間隔についても最短とすることが必要であることが示された。

### 3. 3. 3 回転角

前節で示したように、ソレノイドコイルを用いてLEBTを設計する場合、ドリフト空間は可能な限り短い方がよい。このとき、一般に第1番目のコイルと第2番目のコイルでの磁場強度が異なるため、コイルの極性を反転しても、全体での回転角 $\theta$ は0にならない。そこで、この第1番目のコイルと第2番目のコイルの磁場強度を等しくした場合について検討した。この回転角 $\theta$ は次式で与えられる。

$$\theta = \int \theta' dz \qquad \theta' = -\frac{q}{2m} B' \qquad (3-27)$$

BT-SM1で必要とした磁場強度を用いて、第1番目のコイルと第2番目のコイルの磁場強度を等しくし、かつ極性を反転した場合の最大ビーム径の包絡線を図3-17に示す。図中、一点鎖線で示すものは、第1番目、2番目のコイルの磁場強度を、BT-SM1の第1番目のコイルで必要とした磁場強度に併せた場合、また、三点鎖線で示すものは、BT-SM1の第2番目のコイルで必要とした磁場強度に併せた場合を示す。このときの、1次元のマップを図3-18に示す。図中、破線で示す楕円は、RFQリニアック入口のアクセプタンスの設計値を示す。なお計算は、新たにプログラムを作成し（付録C参照）、空間電荷を含まず、回転角の影響のみ検討した。ドリフト空間を最短とし、ビーム径が最小となるように設計したBT-SM1では、ほとんど収差が見られない。一方、第1番目のコイルと第2番目のコイルの磁場強度を併せた場合、ビーム径が広がり収差が見られることがわかる。

### 3. 4 ソレノイドコイルを用いたLEBT

PMSレンズに対する考察から、ソレノイドコイルを集束レンズに用いることで実効的エミッタンス増大の非常に小さいLEBTを構成できることが明らかとなった。ソレノイドコイルは従来から用いられている集束レンズであるが、LANLで開発されたソレノイドコイルを用いたLEBTでのエミッタンス増大に見られるように最適なパラメータが選択されていない可能性がある。

本節では2種類のソレノイドコイルを用いたLEBTについてビームシミュレーションを行った

### 3. 4. 1 ソレノイドコイルを用いたLEBTの設計

ソレノイドコイルを集束レンズに用いた2種類のLEBT、BT-SM1並びにBT-SM2は次のようにして設計した。設計に際して、3. 1. 2で示した機械的条件のもとで、LEBTを設計した。前節での考察から、レンズの幾何収差を最小とするために、ドリフト空間は最短となるようにした。また、BT-SM1に用いたソレノイドコイルは、常電導ソレノイドコイルで得られる最大の磁束密度と思われる1.2 TESLAを発生することができるように設計し、最大ビーム径が最小となるようにした。また、BT-SM2で用いたソレノイドコイルは、LANLで開発されたLEBTで用いられているソレノイドコイルと寸法をほぼ等しく設計した。なおLANLが詳細な諸元を発表していないため、ソレノイドコイルの寸法はLANLの発表した論文の図面より機械的寸法を推定した。

今回設計したLEBTの設計値を表3-2に示す。このとき、集束力に関しては、TRACE[29]を用いて評価した。またLEBTの概略図を図3-19に示す。また、図3-20(a)、(b)にPOISSON[27]で計算した、BT-SM1、BT-SM2で用いたソレノイドコイルの軸上磁場分布を示す。

### 3. 4. 2 ビームシミュレーション結果

BT-SM1を用いて行った、等価ビーム電流値0 mA並びに40 mAでのシミュレーション結果をそれぞれ図3-21(a)、(b)に示す。またBT-SM2に対するシミュレーション結果を図3-22(a)、(b)示す。図中、破線で示す楕円は、RFQ入口でのアクセプタンスの設計値を示す楕円、また実線で示す楕円は、実効的エミッタンスを示す楕円である。図3-23には、最大ビーム径の包絡線を示す。

等価ビーム電流値が0 mAのとき、BT-SM1、BT-SM2ともレンズの幾何収差は小さく、実効的エミッタンスの増大は小さいことがわかる。等価ビーム電流値が40 mAのとき、BT-SM2と比較してBT-SM1での実効的エミッタンス増大は小さい。シミュレーション結果から、実効的エミッタンス増大はBT-SM1が最も小さく、またその実効的エミッタンス増大も、LEBT出口での100%規格化エミッタ

ンス  $\varepsilon_{n,100\%}=1.6 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$  と、約7%程度しか増大していない。負水素イオンビームを共振周波数432 MHzのRFQリニアックに入射するためのLEBTとしては、BT-SM1が最も適しているといえる。

### 3. 4. 3 考察

BT-SM1、BT-SM2について、線形項に対する非線形項の比を計算したものを表3-3に示す。表より、等価ビーム電流値0 mAならびに40 mAについて、BT-SM1とBT-SM2に、大きな差は見られない。

そこで、空間電荷による発散効果を含んだ等価的な磁場強度を新たに定義し、この磁場強度を用いて線形項と非線形項との比を計算し比較した。一様分布かつ線状電流を仮定したとき、軸対称磁場中の荷電粒子の運動方程式は、以下のようになる。

静止座標系  $x-y$  での、空間電荷による電場を含んだ磁場中の運動方程式は、

$$\ddot{x} = \frac{q}{m} (E_x + \dot{y}B_z - \dot{z}B_y) \quad (3-28)$$

$$\ddot{y} = \frac{q}{m} (E_y + \dot{z}B_x - \dot{x}B_z) \quad (3-29)$$

である。このとき一様分布かつ線状電流の場合、ビームの最大径を  $r_{\max}$  とすると、静止座標系  $x-y$  での電場は

$$E_x = \frac{I}{2\pi\varepsilon v} \frac{x}{r_{\max}^2} \quad E_y = \frac{I}{2\pi\varepsilon v} \frac{y}{r_{\max}^2} \quad (3-30)$$

であるから、この空間電荷による項は

$$(\ddot{x} \cos \theta + \ddot{y} \sin \theta)_{SpaceCharge} = \frac{q}{m} (E_x \cos \theta + E_y \sin \theta)$$

$$= \frac{q}{m} \frac{I}{2\pi\epsilon v} \frac{X}{r_{\max}^2} \quad (3-31)$$

となり、線形力となる。したがって、近軸近似を仮定して、かつ相対論的效果が無視できる場合、回転座標系での運動方程式は

$$\begin{aligned} X'' &= -\left(\frac{q}{8m\Phi}\right)\left(B^2 - \frac{2mI}{q\pi\epsilon v r_{\max}^2}\right)X \\ &= -\left(\frac{q}{8m\Phi}\right)B_{sp}^2 X \end{aligned} \quad (3-32)$$

$$B_{sp}^2 = \left(B^2 - \frac{2mI}{q\pi\epsilon v r_{\max}^2}\right) \quad (3-33)$$

ここで、 $\Phi$ はイオン源からの引き出し電圧である。

となる。この等価的な磁場強度  $B_{sp}$  により、等価ビーム電流値 40 mA の場合について、BT-SM1 ならびに BT-SM2 について、線形項に対する非線形項の比を計算した結果を表 3-4 に示す。ここで、 $B_{sp}^2$  の値が正となるときにビームが集束作用を受けることから、計算は  $B_{sp}^2$  が正となる領域について行った。表より、BT-SM1 と比較して、BT-SM2 における値が大きくなっていることがわかる。

また色収差に関して計算した。等価ビーム電流値 40 mA のとき LEPT 入口でビーム中心の粒子と、ビームの最も外側に位置する粒子の、空間電荷に依存したエネルギー差は次のように計算できる。

一様分布する軸対称ビームのビーム内の半径  $r$  にある電場は、次式で示される。

$$E_r = \frac{I r}{2\pi\epsilon v r_{\max}^2} \quad (3-34)$$

ここで、 $r_{\max}$  はビームの最大径、 $I$  はビーム電流値、そして、 $v$  はビームの軸方向速度である。



設計に用いたビームパラメータで、ビーム中心の粒子と半径 $r=r_{\max}$ の位置にある粒子との、空間電荷に起因するエネルギー差を計算した。ビーム電流値 40 mA、引き出し電圧 50 kV、最大ビーム径 2.5 mm であるから、

$$\begin{aligned}\Delta\Phi &= \left| -\int_0^{r_{\max}} E_r dr \right| \\ &= \frac{I}{4\pi\epsilon v} \\ &= 1.16 \times 10^2 (V)\end{aligned}\tag{3-35}$$

となる。すなわち、ビーム中心の 50 kV で引き出された粒子に対して、半径 $r=r_{\max}$ の位置にある粒子では、初期引き出しエネルギーが、 $1.16 \times 10^2$  (eV) 高くなる。

BT-SM1、BT-SM2 について、このエネルギー差による色収差の影響を求めた。等価ビーム電流値 0 mA で、初期エネルギーを 50.116 (keV) として、ビームシミュレーションを行った。図 3-24 にシミュレーション結果を示す。図より、BT-SM1、BT-SM2 とも、大きな実効的エミッタンス増大は見られない。したがって、等価ビーム電流値 40 mA のときに BT-SM1、BT-SM2 に見られる実効的エミッタンス増大に対して、初期エネルギー差に起因した色収差の影響は小さいことがわかる。

さて、BT-SM2 の形状は、LANL で設計されたソレノイドコイルを用いた LEBT とほぼ同じ機械寸法であるため、LANL でのエミッタンス増大も、BT-SM2 でのシミュレーション結果に見られた約 1.2 倍程度であると考えられるが、彼らの報告[17]では LEBT 出口でのエミッタンスは設計値に対して最大 1.7 倍と大きく増大している。JHP でのイオン源からの引き出し電圧が 50 kV であるのに対して、LANL では 35 kV での引き出しとなっている。このため、この LANL でのエミッタンス増大の原因の一つとして、引き出し電圧が低く設定されていることが考えられる。BT-SM2 は LANL で開発した LEBT とほぼ等しい機械的寸法であることから、BT-SM2 を用いて 35 kV 引き出しと 50 kV 引き出しの場合と比較検討することで LANL でのエミッタンス増大の原因について検討した。ここで、LANL の報告では、イオン源出口でのビームパラメータが記述されていないので、イオン源出口のビームパラメータは、今回 LEBT の設計に用いたパラメータを用い、引き出し電圧の差異による影響を検討した。図 3-25 に等価ビーム電流値 40 mA

でBT-SM2を用いて、イオン源からの引き出し電圧 50 kVと35 kVで行ったシミュレーション結果を示す。また、このときの最大ビーム径の包絡線を比較したものを図3-26に、さらに前節で示した等価的な磁場強度を用いて計算した、線形項と非線形項との比を表3-4に示す。図から明らかのように、イオン源からの引き出し電圧を35 kVと低く設定することで、50 kV引き出しと比較して、最大ビーム径が大きくなり、また実効的エミッタンス増大が非常に大きくなっていることが示された。すなわち、LANLでの実効的エミッタンス増大は、35 kVと引き出し電圧を低く設定したことが原因の一つとして考えられることが明かとなった。

### 3. 5 四極磁石を用いたLEBTの設計

一般にソレノイドコイルと比較し、四極磁石の方がレンズ収差が少ないとされている。そこで、四極磁石を集束レンズに用いたLEBTとソレノイドコイルを集束レンズとして用いたLEBTとのビーム輸送特性について比較検討を行った。磁場を利用した集束レンズでは必ず端部磁場が発生する。そこで四極磁場の端部磁場の影響について検討した。

#### 3. 5. 1 均一磁界分布をする四極磁場

図3-27(a)に示す均一磁界分布をする四極磁場の場合、磁場分布および運動方程式を3次の項まで展開することにより端部磁場の影響を求めることができる。均一磁界分布における端部磁場の影響は、図3-27(b)に示す線形傾斜の領域 $\epsilon$ を0に近づけることにより求めた。このとき、3次の項まで展開した四極磁場は次式で示される(付録C参照)。

$$B_x = ky - \frac{k}{12}(3x^2y + y^3) \quad (3-36)$$

$$B_y = kx - \frac{k}{12}(x^3 + 3y^2x) \quad (3-37)$$

$$B_z = k'xy - \frac{k'''}{12}(x^2 + y^2)xy \quad (3-38)$$

ここで、 $k = \frac{\partial B_y}{\partial x}$ である。

(3-36)～(3-38)式で示される磁場分布と運動方程式を用いて、四極磁場の立ち上がり部での端部磁場の影響は次式で示される。

$$\Delta x' = \frac{K_0}{2}x_i y_i y_i' - \frac{K_0}{4}(x_i^2 x_i' + y_i^2 x_i') \quad (3-39)$$

$$\Delta p_x = \frac{K_0}{2}x_i y_i p_{y_i} - \frac{K_0}{4}(x_i^2 + y_i^2)p_{x_i} \quad (3-40)$$

$$\Delta x = \frac{K_0}{12}(x_i^3 + 3x_i y_i^2) \quad (3-41)$$

また、y成分に関しても、同様に、

$$\Delta y' = -\frac{K_0}{2}y_i x_i x_i' + \frac{K_0}{4}(y_i^2 y_i' + x_i^2 y_i') \quad (3-42)$$

$$\Delta p_y = -\frac{K_0}{2}y_i x_i p_{x_i} + \frac{K_0}{4}(y_i^2 + x_i^2)p_{y_i} \quad (3-43)$$

$$\Delta y = -\frac{K_0}{12}(y_i^3 + 3y_i x_i^2) \quad (3-44)$$

で与えられる。一方、立ち下がり部では立ち上がり部で得られた(3-42)式から(3-44)式について、 $K_0$ を $-K_0$ とすればよい。これらの式から明らかなように、四極磁場の端部磁場の影響を小さくするためには、できる限りビーム径を小さくする必要があることがわかる。

### 3. 5. 2 3重四極磁石を集束レンズに用いたLEBT

前節で示したように、四極磁石の端部磁場の影響を小さくするためには、最大ビーム径を小さくする必要がある。そこで、四極磁石を集束レンズとして用いたLEBT (BT-TQM) は次のようにして設計した。

TRACEによる計算で、2重四極磁石より3重四極磁石を集束レンズとして用いた方が最大ビーム径が小さくなることがわかった。そこで、集束レンズとして3重四極磁石を用いることとした。また最大ビーム径を小さくするためには、四極磁石の軸長を短くする必要があることがTRACEによる計算で明らかとなった。一方、軸長の短い四極磁石では、主磁場に対する端部磁場の比率が相対的に高く、その結果、この端部磁場に含まれる高次項に起因するレンズ収差の影響が強くなる。この二つの条件を妥協するために、以下の制約を設けて、BT-TQMの設計を行った。

- ・ 最小の磁石長は磁石内径と等しくする。
- ・ 3重四極磁石の各磁石の磁石長並びにその間隔は、磁石内半径と最大ビーム径の比が1以下で、かつ3重四極磁石の全長が最小となるような値とした。

図3-28にBT-TQMの概略図を示す。また、表3-5に、TRACEで設計したBT-TQMの設計値を示す。

### 3. 5. 3 端部磁場の影響

新たに作成したプログラム(付録D参照)を用いて、空間電荷を含まず、端部磁場の影響のみ検討した。図3-29に今回設計した3重四極磁石を用いたLEBTについて、端部磁場の影響を含めずに計算した結果を、また、図3-30に端部磁場の影響を含めて検討した場合の計算結果を示す。図中、破線で示す楕円は、RFQリニアック入口のアクセプタンスの設計値を示す。図3-30より明らかのように、端部磁場の影響で大きな幾何収差が見られることがわかる。さらに、四極磁場分布を図3-31に示すフェルミ分布[30]で表現したときのビームの軌道計算結果を図3-32に示す。均一磁界分布同様、端部磁場の影響で大きな幾何収差が見られる。

四極磁場における端部磁場の影響は、(3-39)式から(3-44)式に示すように、ビーム径の2乗の項ならびに3乗の項で与えられる。そこで、製作性を無視し、

最大ビーム径がソレノイドコイルを用いたLEBTでの最大ビーム径とほぼ同程度となるようなLEBTについて、均一磁場分布で端部磁場の影響を含めた計算を行った。表3-6にTRACEでの設計値を示す。また、計算結果を図3-33に示す。ビーム径を小さくしても、端部磁場の影響で大きな幾何収差が見られることがわかる。また、3重四極磁石ではなく2重四極磁石を用いて、最大ビーム径を8mmにしたLEBTでの計算結果を図3-34に示す。また、このときの設計値を表3-6に示す。2重四極磁石を用いても、3重四極磁石と同様に、端部磁場の影響で大きな幾何収差が見られることがわかる。

以上のことから、四極磁石では、粒子を大きな角度で入射する必要がある共振周波数400MHz近傍のRFQリニアック用のLEBTの集束レンズとすると、端部磁場の影響で大きな幾何収差があり、その結果大きな実効的エミッタンス増大が生じることがわかる。一方ソレノイドコイルでは四極磁石のような大きな収差が見られず、共振周波数400MHz帯のRFQリニアックにビームを入射するためのLEBTの集束レンズとしてソレノイドコイルが適していることが明らかとなった。

ソレノイドコイルおよび3重四極磁石を集束レンズとする3種類のLEBTについて検討した結果、小型でかつ強力な磁場を発生するソレノイドコイルを集束レンズとして用いたLEBTにおいて、実効的エミッタンス増大が最小となることが明らかになった。このように大電流ビームにおいても、実効的エミッタンス増大が十分小さくなるように最適設計されたLEBTを用いてこそ、負水素イオンビーム輸送の詳細な実験が可能となる。次章では、今回設計したBT-SM1を用いて行った、負水素イオンビーム輸送実験について述べる。

## 第4章 ソレノイドコイルを集束レンズに用いたLEBTでの 負水素イオンビーム輸送実験

共振周波数400 MHz帯のRFQリニアックに負水素イオンビームを入射するLEBTの集束レンズとして、小型でかつ強い磁場を発生するソレノイドコイルを用いたとき、レンズの幾何収差による実効的エミッタンス増大が極めて小さくなることを示した。レンズの幾何収差の影響の極めて小さいLEBTを用いることではじめて、横方向の位相空間上の粒子分布に対して詳細な検討を行うことができると考えられる。今回、この小型でかつ強い磁場を発生するソレノイドコイルを集束レンズに用いたLEBTを開発し、負水素イオンビームの輸送実験を行った。本章では、今回開発したLEBTを用いて行った負水素イオンビームの輸送実験について述べる。

### 4. 1 負水素イオンビーム輸送実験

通常運転時の真空度での実験結果と通常運転時より真空度を十分悪化させた時の実験結果との比較から、

- 1) 通常運転時の空間電荷中和率の評価
- 2) 残留  $H_2$  ガスと負水素イオンの衝突による電子脱離断面積の計算

が行える。ここでは、この2項目の評価法について述べる。

#### 4. 1. 1 空間電荷中和率

空間電荷中和率の変化に伴い、LEBT出口での位相空間上の粒子分布に変化が現れ、この位相空間上の粒子分布の変化から、空間電荷中和効果の定量的評価ができると考えられる。真空度を変えることで中和効果も変化するので、真空度を変えた実験から得られたTWISSパラメータを用いて、空間電荷中和効果の定量的評価を行うことを検討した。

通常運転時における空間電荷中和率  $f_e$  は、通常運転時での等価ビーム電流値を  $I_{equiv}$  とすると、次式で計算することができる。

$$f_e = \frac{I_0 - I_{equiv}}{I_0} \quad (4-1)$$

ここで、 $I_0$ はイオン源出口でのビーム電流値である。

等価ビーム電流値とは、ビーム自身の電荷により生じる斥力の大きさを決定する実効的な電流値であり、空間電荷中和率が1であるとき、ビーム自身の電荷による斥力は生じないので、等価ビーム電流値は0 mAといえる。

通常運転時の等価ビーム電流値は、真空度を変えた実験結果の比較とビームシミュレーションを用いて、次のようにして推定した。

通常運転時の真空度における実験結果から、LEBT出口でのTWISSパラメータならびに4倍の規格化二乗平均(rms)エミッタンスを求める。次に、空間電荷中和率が1であると仮定できる程度に悪化させた真空度で実験を行い、通常運転時における実験と同様にTWISSパラメータ並びに4倍の規格化rmsエミッタンスを計算する。このとき空間電荷中和率が1と考えられるため、等価ビーム電流値は0 mAとみなすことができる。この真空度を悪化させた実験でのTWISSパラメータならびに4倍の規格化rmsエミッタンスを用い、イオン源出口でのビームパラメータをシミュレーションにより評価する。このとき空間電荷による発散力はないので、粒子の非一様分布に起因した実効的エミッタンス増大は考慮しなくてよい。さらに、レンズの幾何収差による実効的エミッタンス増大も極めて小さいと考えられるので、真空度を悪化させた実験では、イオン源出口でのエミッタンスは、LEBT出口まで保存されると考えられる。そこで、イオン源出口での4倍の規格化二乗平均(rms)エミッタンスは、真空度を悪化させた実験結果から推定した。また、イオン源出口のTWISSパラメータは、LEBT出口でのTWISSパラメータの実験値と、等価ビーム電流値0mAで行ったシミュレーション結果との比較から推定した。次に真空度を悪化させた実験結果から推定されるイオン源出口のビームパラメータを初期パラメータとして、ビーム電流値を変化させつつシミュレーションを行い、シミュレーションで得られるLEBT出口でのTWISSパラメータが、通常運転時のTWISSパラメータの実験値とほぼ等しくなるビーム電流値を求める。こうして実験結果とシミュレーション結果との比較から得られた電流値

を、通常運転時における等価ビーム電流値とした。

#### 4. 1. 2 電子脱離断面積

真空度を悪化させたときのビーム電流値から、残留ガスにより負水素イオンから電子をはぎ取る断面積を計算することができる。

残留ガス中を通過することで、ビーム強度が $I+dI$ になったとすると、電子の脱離断面積 $\sigma_D$ 、残留ガス密度 $n_g$ を用いて、

$$dI = -In_g\sigma_D dz \quad (4-2)$$

となる[31]。これから、イオン源出口でのビーム電流値を $I_0$ 、真空度を悪化させたときのLEBT出口での電流値を $I_{low}$ とすると、脱離断面積 $\sigma_D$ は次式で示される。

$$\sigma_D = \frac{\ln(I_0/I_{low})}{n_g \ell} \quad (4-3)$$

ここで、 $n_g$ は残留ガス密度 ( $1/\text{cm}^3$ )、 $\ell$ は負水素イオンが通過した距離 (cm)である。

### 4. 2 実験装置

#### 4. 2. 1 負水素イオン源

図4-1に、今回開発された体積生成型の負水素イオン源[32]とLEBTの模式図を示す。負水素イオン引き出しには、プラズマ電極、引き出し電極、接地電極の3枚の電極を用いた。プラズマ電極は、直径が9 mmから7 mmのテーパをかけた穴を開けた厚さ2 mmのモリブデン板を用いた。引き出し電極は、直径が10 mmから6 mmのテーパをかけた穴を開けた厚さ10 mmの銅板を用いた。接地電極は直径12 mmの穴を開けた厚さ5 mmのステンレススチールを用いた。このプラズマ電極と引き出し電極間に、引き出し電圧を印加した。また、加速電



圧は引き出し電極と接地電極間に印加した。この引き出し電圧と加速電圧の合計の電圧が負水素イオンの軸上電位であり、合計が50 kVのとき、負水素イオンのエネルギーは50 keVとなる。また、引き出し電極内には、電子抑制用の永久磁石(PMES)を組み入れた。

真空排気は、イオン源直後の真空チャンバー(CHM1)を、1500( $\ell/s$ )の排気速度を持つターボ分子ポンプ(1500TMP) 2台で排気を行った。

#### 4. 2. 2 LEPT

第1番目のソレノイドコイル(SM1)は、イオン源プラズマ電極より90mm下流に位置し、第1番目のソレノイドコイルと215mm離れて、第2番目のソレノイドコイル(SM2)がある。この二つのソレノイドコイルは同一形状であり、ボア内径は50 mm、磁石外径は300 mmであり、磁石長はヨークを含めて100 mmである。この215 mmの間隔内に、エミッタンスモニタなどによるビーム測定用の真空チャンバー(CHM2)とゲートバルブ(GV)を設置した。真空チャンバー(CHM2)の真空排気は、500( $\ell/s$ )の排気速度を持つターボ分子ポンプ(500TMP)により行った。このターボ分子ポンプはゲートバルブを介して真空チャンバー(CHM2)と接続した。

ビーム電流値は、LEPT出口に接続したファラデーカップ(FC)により測定する。このファラデーカップを抵抗で終端し、ビーム電流値はこの終端抵抗両端に生じた電圧として測定した。このときファラデーカップからの2次電子の放出を防ぐために、測定時にはファラデーカップの2次電子抑制用バイアス電極に-1 kVの電圧を印加した。

#### 4. 2. 3 エミッタンスモニタ

水平方向(x方向)並びに垂直方向(y方向)のエミッタンスの測定は、上流側に設置した可動式のスリット(EMSL)と下流側に設置したファラデーカップ付きの可動式スリット(EMFC)から構成されるエミッタンスモニタにより測定した。すべてのスリットは、スリット間隔0.1 mm、スリット部厚さ0.05 mmのモリブデンで構成した。また、二つのスリット(EMSL、EMFC)の間隔は61 mmである。このとき、各スリットは $\pm 0.1$  mmの位置精度で設置した。したがって、位相空間上に

における  $x'$  並びに  $y'$  の測定制度は、 $\pm 1.6$  mrad となる。上流側の可動式のスリット (EMSL) は、スリット位置が RFQ 入口側の VANE 端とほぼ同じ位置になるように設置した。

エミッタンスモニタの出力はヘッドアンプを介して、AD コンバータに入力し、信号強度を測定した。このとき、ヘッドアンプのゲイン並びに AD コンバータのゲインは、AD コンバータでの分解能が最適になるよう設定した。また、エミッタンス測定時にはファラデーカップによるビーム電流値測定と同様、2 次電子抑制用バイアス電極に  $-1$  kV の電圧を印加し測定を行った。したがって、このエミッタンスモニタで測定される信号は、例えば、 $x-x'$  位相空間上のある点 ( $x_0, x_0'$ ) での電圧として測定される。従来、横方向の位相空間上での測定結果は等高線を用いて表示していたが、今回、測定データを粒子分布として表示した (付録 E 参照)。本法を用いることで、従来の等高線表示と異なり、詳細な粒子分布について検討することが可能となる。また、全測定データから全粒子数が求められるので、同数の粒子を用いたビームシミュレーション結果との直接的な比較が可能となると考えられる。

#### 4. 3 実験方法

通常運転の真空度での負水素イオンビーム輸送実験は、LEBT 出口での負水素イオンビームの TWISS パラメータが、RFQ リニアック入口の設計値と、ほぼ等しくなるように二つのソレノイドコイルの集束力を調整した。イオン源から引き出された負水素イオンビームの電流値の測定は、ファラデーカップで測定される電圧が最大となるようにソレノイドコイルの集束力を調整し、イオン源から引き出されたビーム電流値を求めた。

通常運転ではビーム損失を最小にする必要があることから、 $1500$  ( $\ell/s$ ) の排気速度を持つターボ分子ポンプ 2 台と  $500$  ( $\ell/s$ ) の排気速度を持つターボ分子ポンプ 1 台を用いて最大の真空排気能力により真空排気を行った。

残留  $H_2$  ガスのみによる空間電荷中和効果などの測定実験は、ソレノイドコイル間に設置した真空チャンバー (CHM2) と  $500$  ( $\ell/s$ ) の排気速度を持つターボ分子ポンプの間のゲートバルブを閉じることで真空度を悪化させ、測定を行った。外部からガスを導入して真空度を悪化させる方法と比較し、1) 強制的なガスの流れがなく、真空度がより一様に変化する、2)  $H_2$  ガス以外の成分混入の可能性が

低い、と考えられる。

イオン源からの負水素イオンビームの引き出しは、ビームパルス幅350  $\mu\text{sec}$ 、繰り返し周波数 20 Hz (パルスデューティー0.7%)で行った。信号の測定は、ビームパルス先頭から 300  $\mu\text{sec}$  の時点で行った。

#### 4. 4 実験結果

図4-2にファラデーカップで測定した負水素イオンビーム信号波形を示す。図で、横軸は時間 (100  $\mu\text{sec}/\text{div}$ )、縦軸がビーム電流値 (4 mA/div) である。このときイオン源から引き出された負水素イオンビームは16 mAであった。図4-3(a),(b)に、通常運転の真空度での測定結果、水平方向並びに垂直方向の位相空間上の粒子分布を示す。図中の楕円は、RFQ入り口でのアクセプタンスの設計値であり、TWISSパラメータ  $\alpha=1.05$ 、 $\beta=0.0473$ 、並びに4倍の規格化rmsエミッタンス  $\varepsilon_{n,4\text{rms}}=1.5\pi\text{ mm}\cdot\text{mrad}$  で定義される。また、粒子分布から求められるTWISSパラメータ並びに4倍の規格化rmsエミッタンスを図中に示している。このときの各パラメータの値を表4-1に示す。水平方向、垂直方向の位相空間上の粒子分布はほぼ対称であることから、イオン源から引き出された負水素イオンビームは、軸対称に近い分布をしていると考えられる。図4-3(b)に、イオン源出口に設けた電子抑制用の永久磁石による垂直方向の粒子分布の歪みが見られる。図から明らかのように、LEBT出口で得られた水平および垂直方向の位相空間上の粒子分布は、4倍の規格化rmsエミッタンスが $0.4\pi\text{ mm}\cdot\text{mrad}$ 程度とRFQ入口のアクセプタンスの設計値と比較して十分小さく、また集束レンズとして用いたソレノイドコイルのレンズの幾何収差もほとんどみられず、極めて質の良いビームが得られていることがわかる。今回開発したLEBTは、レンズの幾何収差が小さく、ビームの質の良いLEBTであることが示された。

真空度を悪化させた実験は、真空チャンバー(CHM2)と500( $\ell/s$ )の排気速度を持つターボ分子ポンプの間のゲートバルブを閉じて行った。図4-4にこのときファラデーカップで測定したビーム信号波形を示す。また図4-5に水平方向の位相空間上における粒子分布を示す。図中に、粒子分布から求められるTWISSパラメータ並びに4倍の規格化rmsエミッタンスを示している。このときのビームパラメータを表4-1に示す。表より500( $\ell/s$ )の排気速度を持つターボ分子ポンプによる真空排気を停止したとき、真空チャンバー(CHM2)内の真空度が、 $8.4\times$

$10^{-6}$  Torr から  $8.4 \times 10^{-5}$  Torr へと悪化していることがわかる。一方、イオン源直後の真空チャンバー(CHM1)の真空度は変化していない。このことから、LEBT入口のコンダクタンスが悪く、LEBTにおける真空度はイオン源出口での真空度に対して大きな影響を与えないと考えられる。また、LEBTの真空系(CHM2)とイオン源出口における真空系(CHM1)とをほぼ独立な系として取り扱うことができると考えられる。

真空度を悪化させることでLEBT出口のファラデーカップで測定されるビーム電流が 14 mA に減少し、2 mA のビーム損失を生じていることがわかる。また通常運転時での実験結果と比較して、位相空間上の粒子分布も変化していることがわかる。

## 4. 5 考察

### 4. 5. 1 空間電荷中和率

通常運転時での実験結果と、500(l/s)の排気速度を持つターボ分子ポンプによる真空排気を停止し、真空度を  $8.4 \times 10^{-5}$  Torr に悪化させた場合での実験結果を比較すると、位相空間上の粒子分布が変化しており、TWISSパラメータに差異が見られる。これは、真空度を変えたことにより空間電荷中和によると思われる効果が位相空間上の粒子分布に現れたためと考えられる。また真空度を悪化したとき、負水素イオンビームの空間電荷は、ほぼ完全に中和されていると考えられるので、等価ビーム電流値は 0 mA と仮定した。この仮定は以下のことから有効であると考えられる。ここで、通常運転における真空度  $8.4 \times 10^{-6}$  Torr でビームを集束するのに必要としたソレノイドコイルの集束力に注目してみる。表 4-2 に、第 2 章で示した LEBT 入口での粒子分布の設計値 (TWISS パラメータ  $\alpha=0.0$ 、 $\beta=0.043$ 、4 倍の規格化 rms エミッタンス  $\varepsilon_{n,4rms}=1.5 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ 、一様分布) を用いて評価した、等価ビーム電流値 0 mA と 16 mA の場合のソレノイドコイルの集束力を示す。表 4-1、4-2 との比較から明らかなように、 $8.4 \times 10^{-6}$  Torr の真空度でビーム電流値 16 mA の負水素イオンビームを集束するのに必要としたソレノイドコイルの集束力は、等価ビーム電流値 0 mA での設計値に近い。このことから、真空度  $8.4 \times 10^{-6}$  Torr の場合においても、空間電荷中和率が 1 に近い値であると考えられる。したがって、500(l/s)の排気速度を持つターボ分子ポンプに

よる真空排気を停止した場合、通常運転の  $8.4 \times 10^{-6}$  Torr の真空度に対して真空度  $8.4 \times 10^{-5}$  Torr と 1 桁真空度が悪化しており、この場合の空間電荷中和率は、ほぼ 1 であると考えられる。

500(l/s) の排気速度を持つターボ分子ポンプによる真空排気を停止した状態での測定結果からイオン源出口での TWISS パラメータを評価した結果、 $\alpha = -0.9$ 、 $\beta = 0.053$  mm/mrad となった。表 4-3 に、今回計算したイオン源出口のビームパラメータを示す。

次に、このビームパラメータを持つビームを初期ビームとして、通常運転時における、等価ビーム電流値を推定した。このとき、ビームシミュレーションは次のように行った。イオン源出口から LEPT 入り口までの領域、すなわちイオン源出口の真空チャンバー (CHM1) 内については、通常運転時においても真空度が  $3.6 \times 10^{-5}$  Torr と悪いので、この領域では中和率が 1 であると考えて、等価ビーム電流値 0 mA でシミュレーションを行った。続いて、LEPT 入口から下流の領域については、ビーム電流値を変化させつつ繰り返しシミュレーションを行い、通常運転時での TWISS パラメータの実験値とほぼ等しい結果が得られるビーム電流値を求めた。このとき、通常運転時の TWISS パラメータは、図 4-3 (a) に示す、 $x$ - $x'$  位相空間上の粒子分布のものを対象とした。その結果、ビーム電流値 1.35 mA のとき、通常運転時での TWISS パラメータとほぼ等しい結果が得られた。図 4-6 に等価ビーム電流値 0 mA のときのシミュレーション結果と真空度を悪化させた場合の実験結果を、また図 4-7 に等価電流値 1.35 mA のときのシミュレーション結果と通常真空度の場合の実験結果を示す。このシミュレーションによる結果から、通常運転時における等価ビーム電流値は、1.35 mA であると考えられる。これから、通常運転時の空間電荷中和率を計算すると、

$$f_e = \frac{I_0 - I_{equiv}}{I_0} = \frac{16 - 1.35}{16} = 0.92 \quad (4-4)$$

となる。

Baartman らは、ビーム電流値 1 mA、イオン源からの引き出し電圧 12 kV の負水素イオンビームを用いて空間電荷中和効果を測定した[10]。彼らの実験では、残留  $H_2$  ガスの真空度  $5 \times 10^{-6}$  において、96.0 % の中和率が報告されている。今回の定量的評価により、16 mA という大きな電流値でも、空間電荷中和率が 92 %

と、大きな空間電荷中和効果が得られることが示された。

#### 4.5.2 電子脱離断面積

真空度を変えた実験から、負水素イオンビームと残留 $H_2$ ガスとの衝突による負水素イオンからの電子脱離断面積が計算できる。ここで、真空度を悪化させたとき、イオン源出口での真空度は変化していないので、真空度を悪化させたときのビーム損失はLEBTの真空系で生じていると考えられる。このため、(4-3)式中、負水素イオンの通過した距離は、LEBT入口から電流測定用ファラデーカップまでの距離(67.0 cm)とした。真空計の測定精度が $\pm 10\%$ なので、

$$n_{g,low} = 2.97 \times 10^{12} \pm (2.97 \times 10^{11}) \quad (4-5)$$

したがって、今回の実験から計算される脱離断面積 $\sigma_D$ は、

$$\sigma_D = 6.7 \times 10^{-16} \mp (0.67 \times 10^{-16}) \text{ (cm}^2\text{)} \quad (4-6)$$

となる。

残留 $H_2$ ガスによる電子脱離断面積として、Whitterらによる実験値がある[33]。彼らの報告から、

・残留 $H_2$ ガスにより $H^-$ が $H^0$ となる電子脱離断面積 $\sigma_{I0}$

$$\sigma_{I0} = 5.40 \times 10^{-16} \text{ (cm}^2\text{)} \quad (4-7)$$

・残留 $H_2$ ガスにより $H^-$ が $H^+$ となる電子脱離断面積 $\sigma_{I1}$

$$\sigma_{I1} = 0.38 \times 10^{-16} \text{ (cm}^2\text{)} \quad (4-8)$$

真空度を悪化させたときのビーム電流値 $I_{low}$ は、脱離断面積 $\sigma_{I0}$ 、 $\sigma_{I1}$ により

H<sup>-</sup> そのものが減少した分と、脱離断面積 $\sigma_{I1}$ により生成されたH<sup>+</sup>による、見かけの電流値の減少分が含まれる。したがって、Whitterの実験結果から計算される電子脱離断面積は、

$$\sigma_D = \sigma_{I0} + 2 \times \sigma_{I1} = 6.16 \times 10^{-16} \text{ (cm}^2\text{)} \quad (4-9)$$

となる。

## 第5章 結論

本研究では、空間電荷中和効果が期待できる静磁場を利用した集束レンズを用い、大強度高エネルギー陽子リニアックに用いる共振周波数400 MHz帯のRFQリニアックにビームを入射するために最も望ましいLEBTの開発を行った。

LEBTではエミッタンス増大を抑制するという観点から、最大ビーム径を小さくすることが望ましい。希土類金属永久磁石を用いた集束レンズ(PMSレンズ)を用いることで、最大ビーム径が小さくできると考えられたので、初めにPMSレンズを用いたLEBTについて検討を行った。その結果、このLEBTでは空間電荷効果を考慮しない場合においても大きな幾何収差を生じることが明らかとなった。また、この幾何収差は、磁場を強くすると増大することを明らかにした。そこで、この幾何収差を低減する集束レンズを検討し、その結果ソレノイドコイルを集束レンズとして利用することで、レンズの幾何収差の極めて小さいLEBTが構成できる可能性を示した。また、ソレノイドコイルを集束レンズとして用いたLEBTに対して、レンズの幾何収差を最小にするドリフト空間の最適化について検討し、幾何収差を小さくするにはドリフト空間を最小にする必要があることを明らかにした。

ソレノイドコイルは従来から用いられている集束レンズであるが、LANLで開発されたLEBTでのエミッタンス増大に見られるように、最適なパラメータが選択されていない可能性がある。今回ソレノイドコイルを集束レンズに利用した2種類のLEBT、BT-SM1とBT-SM2について検討を行った。BT-SM1は常電導ソレノイドコイルで発生できる上限と考えられる磁場を発生し、最大ビーム径が最小となるように設計した。また、BT-SM2はLANLで開発されたLEBTの機械的寸法とほぼ同じ寸法とした。

ビームシミュレーションによる検討の結果、BT-SM1では粒子分布が一様分布でビーム電流値40 mAという大電流においても実効的エミッタンスが約7%しか増大していないことが明らかとなった。このBT-SM1を用いることではじめて横方向エミッタンスの詳細な測定を行なうことができると考えられる。また、BT-SM2を用いてLANLでのエミッタンス増大について検討した結果、引き出し電圧が35kVと低く設定したことが、エミッタンス増大の原因のひとつとして考えられることを明らかにした。

一般に四極磁石の方がソレノイドコイルより幾何収差が小さいとされている



ので、比較のため3重四極磁石を集束レンズに用いたLEBT、BT-TQMについても検討した。静磁場を利用した集束レンズでは、必ず端部磁場が発生する。この端部磁場の影響を検討した結果、四極磁石では、端部磁場の影響で大きな幾何収差が生じ、したがって共振周波数400 MHz帯のRFQリニアックにビームを入射するためのLEBTの集束レンズとしては適していないことを明らかにした。

小型で強い磁場を発生するソレノイドコイルを集束レンズに用いたLEBT、BT-SM1を実際に開発し、通常運転真空度での負水素イオンビームの輸送実験を行い、横方向エミッタンスの詳細な測定から位相空間上の粒子分布を求めた。その結果、位相空間上の粒子分布にはレンズの収差がほとんど見られず、開発したLEBTは設計通りレンズ収差の影響が極めて小さいLEBTであることが示された。このとき負水素イオンビーム電流値は16 mAであった。また、通常運転真空度から真空度を悪化した実験を行い、このときの位相空間上の粒子分布を求めた。通常運転真空度における実験結果との比較から、位相空間上における粒子分布の傾きに空間電荷中和によると思われる効果が現れ、その効果の定量的研究に役立つことを初めて示した。その結果、ビーム電流値16 mAにおいて空間電荷が92%中和されており、斥力を与える等価的なビーム電流値としては1.35 mAであることを示した。今回開発したLEBTではこの等価的なビーム電流値40 mAにおいてもレンズの収差が十分小さいため、将来ビーム電流値がさらに大きくなった場合についても充分適用できるものと考えられる。

## 謝 辞

本研究を行うにあたって一貫して激励いただいた 高エネルギー物理学研究所 木村 嘉孝教授に深く感謝致します。

また終始適切なお指導、ご教示をいただいた 高エネルギー物理学研究所 山崎 良成教授、上野 彰助手に深く感謝いたします。あわせて、本研究の実験をはじめとして多岐にわたり、ご指導とご協力をいただいた、吉野 一男氏、久保田 親氏、川村 真人氏、濁川 和幸氏に心から感謝致します。

また本論文を構成するにあたってご指導いただいた 高エネルギー物理学研究所 佐藤 康太郎教授に深く感謝致します。

ビームシミュレーションでは 理化学研究所 Y. Batygin博士に多くの助言をいただきました。深く感謝致します。

本研究を行う機会を与えていただいた 三菱電機株式会社 元中央研究所 電機基礎技術研究部の方々に深く感謝致します。

また、本研究の遂行にあたり様々な形でお世話になった、総合研究大学院大学 数物科学研究科 加速器科学専攻の皆様、高エネルギー物理学研究所の職員の皆様、ならびに三菱電機株式会社 筑波事務所の皆様に心からお礼申し上げます。

最後に、日々の生活を心身両面から支えてくれた妻に感謝します。

## 付録 A 空間電荷中和時間

### A. 1 空間電荷中和時間

負水素イオンビーム密度を  $n_b$ 、残留  $H_2$  ガス密度を  $n_g$ 、負水素イオンによる残留  $H_2$  ガスのイオン化断面積を  $\sigma_i$ 、そして負水素イオンビームの粒子の速度を  $v$  としたとき、単位時間あたりに残留  $H_2$  ガスから  $H^+$  が生成される割合は、

$$\frac{dn}{dt} = n_b n_g \sigma_i v \quad (\text{A-1})$$

で示される[34]。ビーム密度と残留ガス密度は一定であり、さらに残留  $H_2$  ガスからイオン化された  $H^+$  と電子との再結合がないと仮定したとき、 $H^+$  の密度  $n$  とビーム密度  $n_b$  が等しくなるまでの時間、空間電荷中和時間  $\tau_N$  は、次式で定義できる。

$$\tau_N = \frac{1}{n_g \sigma_i v} \quad (\text{A-2})$$

$H^+$  の密度  $n$  とビーム密度  $n_b$  が等しいので、ビームの空間電荷による発散力は生じず、空間電荷中和率は 1 であるといえる。

### A. 2 静電場を利用した集束レンズでの空間電荷中和

ESQ レンズを用いた LEBT[20] について、 $H^+$  イオンがビーム領域から脱する時間と空間電荷中和時間とを比較してみる。

ESQ レンズを用いた LEBT での空間電荷中和時間  $\tau_N$  を求めてみる。ここで、負水素イオンによる残留  $H_2$  ガスのイオン化断面積  $\sigma_i$  の有効なデータはないので、水素イオンによる残留  $H_2$  ガスのイオン化断面積と等しいと仮定した[8]。イオン源からの引き出し電圧が 35 kV であるので、35 kV における水素イオンによる残留  $H_2$  ガスのイオン化断面積は、

$$\sigma_i = 1.84 \times 10^{-16} \text{ (cm}^2\text{)} \quad (\text{A-3})$$

と計算される[8]。

また、LEBT内の真空度に関しての記述はなく、ESQレンズを用いたLEBTではLEBT内に真空排気装置が設置されていないため、真空度を  $2 \times 10^{-5}$  Torrであると仮定すると、このときの残留  $\text{H}^2$  ガス密度は、次のように計算できる。

理想気体を仮定したとき、 $0^\circ\text{C}$ 、 $760 \text{ Torr}$ での  $1 \text{ mol}$  当たりの粒子密度は、よく知られているように、

$$6.02 \times 10^{23} \left( \frac{1}{22.4 \text{ l} \cdot 760 \text{ Torr}} \right) \quad (\text{A-4})$$

で与えられる。(A-4)式から、真空度  $p \text{ Torr}$ における単位体積当たりの粒子密度は、

$$n = 3.54 \times 10^{16} p \text{ (1/cm}^3\text{)} \quad (\text{A-5})$$

で計算できる。したがって、真空度  $2 \times 10^{-5} \text{ Torr}$ における粒子密度  $n_g$ は、

$$n_g = 7.08 \times 10^{11} \text{ (1/cm}^3\text{)} \quad (\text{A-6})$$

となる。また、負水素イオンの  $35 \text{ kV}$ 引き出しでの速度は、

$$v_{35\text{keV}} = 2.589 \times 10^6 \text{ (m/s)} \quad (\text{A-7})$$

であるから、空間電荷中和時間  $\tau_N$ は

$$\tau_N = \frac{1}{n_g \sigma_i v} = 29.6 \times 10^{-6} \text{ (sec)} \quad (\text{A-8})$$

となる。これに対し、 $\text{H}^+$ イオンがビーム領域から脱する時間  $t_{out}$ を計算してみる。

ここで、0次近似として、負水素イオンビームにより残留H<sub>2</sub>ガスからイオン化されたH<sup>+</sup>イオンの初期運動エネルギーはないとし、静電四極場によってビーム領域から脱すると仮定した。

図A-1に示すような電極形状のとき、四極電場強度は、

$$E_x = \frac{2V_1}{a^2} x \quad (\text{A-9})$$

で示される[35]。ESQレンズのパラメータ、 $V_1 = 3.82 \text{ (kV)}$ 、 $a = 12 \times 10^{-3} \text{ (M)}$ から、

$$E_x = 5.31 \times 10^4 x \text{ (kV/M)} \quad (\text{A-10})$$

と計算される。ESQレンズを用いたLEBTでの最大ビーム径は、約 $1 \times 10^{-2} \text{ (M)}$ であるので、この四極電場のもとで、ほぼビーム中心 $x = 1 \times 10^{-7} \text{ (M)}$ にあるH<sup>+</sup>イオンが $1 \times 10^{-2} \text{ (M)}$ を越える時間 $t_{out}$ を計算した結果、

$$t_{out} = 0.242 \times 10^{-6} \text{ (sec)} \quad (\text{A-11})$$

であり、中和時間 $\tau_N$ より二桁小さい値となることがわかる。

## 付録B 軸対称磁場中の運動方程式

軸対称磁場中の荷電粒子の運動方程式について、3次の項まで展開して検討する。

### B. 1 回転座標系での運動方程式

静止座標系  $x-y$  での磁場中の運動方程式は、

$$\ddot{x} = \frac{q}{m\gamma} (\dot{y}B_z - \dot{z}B_y) \quad (\text{B-1})$$

$$\ddot{y} = \frac{q}{m\gamma} (\dot{z}B_x - \dot{x}B_z) \quad (\text{B-2})$$

$$\ddot{z} = \frac{q}{m\gamma} (\dot{x}B_y - \dot{y}B_x) \quad (\text{B-3})$$

である。また、軸対称磁場分布は、以下のように示される[36]。

$$B_z = B - \frac{r^2}{4} B'' \quad (\text{B-4})$$

$$B_x = -\frac{x}{2} B' + \frac{r^2}{16} x B''' \quad (\text{B-5})$$

$$B_y = -\frac{y}{2} B' + \frac{r^2}{16} y B''' \quad (\text{B-6})$$

$$B = \mathbf{B}_z(0, 0, z) \quad (\text{B-7})$$

ここで、 $' = \frac{d}{dz}$  である。

この静止座標系  $x-y$  から、回転座標系  $X-Y$  へ変換すると以下ようになる。このとき、静止座標系  $x-y$  と回転座標系  $X-Y$  とは、次式で示される関係にある[37]。

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \quad (\text{B-8})$$

$$\dot{\theta} = -\frac{q}{2m\gamma} B \quad (\text{B-9})$$

$$\ddot{\theta} = \frac{d}{dt} \dot{\theta} = -\frac{q}{2m\gamma} \dot{z} B' \quad (\text{B-10})$$

さて、

$$\dot{x} = \dot{X} \cos\theta - X \dot{\theta} \sin\theta - \dot{Y} \sin\theta - Y \dot{\theta} \cos\theta \quad (\text{B-11})$$

であるから、同様に  $\ddot{x}$ 、 $\dot{y}$ 、 $\ddot{y}$  を求め、これらを用いると、

$$\ddot{x} \cos\theta + \ddot{y} \sin\theta = \ddot{X} - X \dot{\theta}^2 - 2\dot{Y} \dot{\theta} - Y \ddot{\theta} \quad (\text{B-12})$$

となる。左辺に式を代入すると、

$$\begin{aligned} \ddot{X} - X \dot{\theta}^2 - 2\dot{Y} \dot{\theta} - Y \ddot{\theta} &= \\ &= \ddot{X} - \frac{q^2}{(2m\gamma)^2} B^2 X - 2\dot{Y} \left( -\frac{q}{2m\gamma} B \right) - Y \left( -\frac{q}{2m\gamma} \dot{z} B' \right) \end{aligned} \quad (\text{B-13})$$

となる。これを  $\ddot{x}$  について書き直すと、次式となる。

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= -\frac{q^2}{(2m\gamma)^2} B^2 X + \frac{q^2}{2(2m\gamma)^2} B B'' r^2 X - \frac{q}{4m\gamma} B'' r^2 \dot{Y} \\ &\quad - \frac{q}{m\gamma} \dot{z} \left\{ \frac{Y}{2} B' - (B_x \sin\theta - B_y \cos\theta) \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= -\frac{q^2}{(2m\gamma)^2} B^2 X + \frac{q^2}{2(2m\gamma)^2} BB'' r^2 X \\
&\quad - \frac{q}{4m\gamma} B'' r^2 \dot{Y} - \frac{q}{m\gamma} \dot{z} \frac{r^2}{16} Y B'''
\end{aligned} \tag{B-14}$$

また、時間微分からビーム軸(z軸) 方向への微分を書き換えると、

$$\dot{X} = \dot{z} X' \tag{B-15}$$

$$\ddot{X} = \ddot{z} X' + \dot{z}^2 X'' \tag{B-16}$$

となる。ここで、

$$\dot{x} B_y - \dot{y} B_x = \left( \frac{1}{2} B' - \frac{r^2}{16} B''' \right) (X \dot{Y} - \dot{X} Y + r^2 \dot{\theta}) \tag{B-17}$$

$$\ddot{z} = \frac{q}{m\gamma} \left( \frac{1}{2} B' - \frac{r^2}{16} B''' \right) (X \dot{Y} - \dot{X} Y + r^2 \dot{\theta}) \tag{B-18}$$

であるから、式(3-16)から、

$$\begin{aligned}
\dot{z}^2 X'' &= -\frac{q^2}{(2m\gamma)^2} B^2 X - \frac{q}{16m\gamma} \dot{z} r^2 Y B''' - \\
&\quad \frac{q}{m\gamma} \left( \frac{1}{2} B' - \frac{r^2}{16} B''' \right) (X \dot{Y} - \dot{X} Y + r^2 \dot{\theta})
\end{aligned} \tag{B-19}$$

が得られる。さらに、 $\mathbf{e}_x$ 、 $\mathbf{e}_y$ 、 $\mathbf{e}_z$ を静止座標系における単位ベクトル、 $\mathbf{e}_X$ 、 $\mathbf{e}_Y$ 、 $\mathbf{e}_z$ を回転座標系における単位ベクトルとすると、

$$\begin{pmatrix} \mathbf{e}_X \\ \mathbf{e}_Y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_x \\ \mathbf{e}_y \end{pmatrix} \tag{B-20}$$



$$\begin{pmatrix} \dot{e}_x \\ \dot{e}_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dot{\theta} e_y \\ -\dot{\theta} e_x \end{pmatrix} \quad (\text{B-21})$$

であり、さらに、

$$\mathbf{r} = x \mathbf{e}_x + y \mathbf{e}_y + z \mathbf{e}_z = X \mathbf{e}_x + Y \mathbf{e}_y + z \mathbf{e}_z \quad (\text{B-22})$$

$$\mathbf{v} = \dot{x} \mathbf{e}_x + \dot{y} \mathbf{e}_y + \dot{z} \mathbf{e}_z = \dot{X} \mathbf{e}_x + X \dot{e}_x + \dot{Y} \mathbf{e}_y + Y \dot{e}_y + \dot{z} \mathbf{e}_z \quad (\text{B-23})$$

$$\mathbf{v} = (\dot{X} - Y\dot{\theta}) \mathbf{e}_x + (\dot{Y} + X\dot{\theta}) \mathbf{e}_y + \dot{z} \mathbf{e}_z \quad (\text{B-24})$$

$$v^2 = \dot{z}^2 (1 + X'^2 + Y'^2 + 2XY'\theta' - 2X'Y\theta' + r^2\theta'^2) \quad (\text{B-25})$$

であるから、 $X''$ について3次の項まで展開すると、

$$\begin{aligned} X'' = & -\left(\frac{q}{2m\gamma v}\right)^2 B^2 X \\ & + \left(\frac{q}{2m\gamma v}\right) \left\{ -\frac{B'''}{8} r^2 Y - \frac{1}{2} B'' r^2 Y' - B'(XY' - X'Y)X' \right\} \\ & + \left(\frac{q}{2m\gamma v}\right)^2 \left\{ \frac{1}{2} BB'' r^2 X + BB' r^2 X' - B^2 (X'^2 + Y'^2) X \right\} \\ & + \left(\frac{q}{2m\gamma v}\right)^3 \left\{ 2B^3 (XY' - X'Y) \right\} X \\ & - \left(\frac{q}{2m\gamma v}\right)^4 B^4 r^2 X \end{aligned} \quad (\text{B-26})$$

ここで、 $r^2 = X^2 + Y^2$ である。

また、相対論的効果が無視できるような場合、

$$\frac{1}{2}mv^2 = q\Phi \quad (\text{B-27})$$

$$\begin{aligned} X'' = & -\left(\frac{q}{8m\Phi}\right)B^2X \\ & +\left(\frac{q}{8m\Phi}\right)^{\frac{1}{2}}\left\{-\frac{B'''}{8}r^2Y - \frac{1}{2}B''r^2Y' - B'(XY' - X'Y)X'\right\} \\ & +\left(\frac{q}{8m\Phi}\right)\left\{\frac{1}{2}BB''r^2X + BB'r^2X' - B^2(X'^2 + Y'^2)X\right\} \\ & +\left(\frac{q}{8m\Phi}\right)^{\frac{3}{2}}\{2B^3(XY' - X'Y)\}X \\ & -\left(\frac{q}{8m\Phi}\right)^2B^4r^2X \end{aligned} \quad (\text{B-28})$$

ここで、 $\Phi$ はイオン源からの引き出し電圧(V)である。

第1項が線形項であり、第1項に対する第2項～第5項の比が小さいほど近軸近似に近く、幾何収差が小さいと言える。ここで、2次以上の項を無視した近軸近似では、上記運動方程式は次のようになる。

$$\begin{aligned} X'' & = -\left(\frac{q}{2mv}\right)^2B^2X \\ & = -\left(\frac{q}{8m\Phi}\right)B^2X \end{aligned} \quad (\text{B-29})$$

(B-29)式から明らかなように、軸対称磁場を利用した集束レンズでは、集束力が $B^2$ で与えられる。

## B. 2 焦点距離

図B-1に示すように磁界の存在領域比べ、焦点距離が十分長いような弱いレンズを仮定した場合、焦点距離 $f$ は次式で与えられる。

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_{10}} + \frac{1}{f_{11}} = \frac{X'_{10}}{X_1} + \frac{-X'_{11}}{X_1} = -\frac{X'_{11} - X'_{10}}{X_1} \quad (\text{B-30})$$

近軸近似の軌道方程式を積分すると、

$$\begin{aligned} X'_{11} - X'_{10} &= \int_{z_0}^{z_1} X'' dz \\ &= -\frac{q}{8m\Phi} \int_{z_0}^{z_1} B^2 X dz \end{aligned} \quad (\text{B-31})$$

弱いレンズを仮定した場合、右辺の積分中の $X$ は、 $X_1$ で近似できる。したがって、焦点距離は

$$\frac{1}{f} = \frac{q}{8m\Phi} \int_{z_0}^{z_1} B^2 dz \quad (\text{B-32})$$

で与えられる。

また、図B-2に示すように、レンズ後のビーム軌道がビーム軸と平行となるときの磁場強度を $B_{10}$ とするとき、磁場強度 $B_1$ は次のように計算できる。

レンズ後のビーム軌道がビーム軸と平行となるとき、レンズの焦点距離 $f$ は、

$$f = f_{10} \quad (\text{B-33})$$

で与えられる。これに対し、磁場強度 $B_1$ のときの焦点距離 $f_1$ は、

$$\frac{1}{f_1} = \frac{1}{f_{10}} + \frac{1}{f_{11}} = \frac{1}{f_{10}} \left( 1 + \frac{f_{10}}{f_{11}} \right) \quad (\text{B-34})$$

ここで、

$$X_1 = f_{10} X'_{10} = f_{11} (-X'_{11}) \quad (\text{B-35})$$

$$\frac{1}{f_1} = \frac{q}{8m\Phi} \int_{z_i}^{z_o} B_1^2 dz \quad (\text{B-36})$$

$$\frac{1}{f_{10}} = \frac{q}{8m\Phi} \int_{z_i}^{z_o} B_{10}^2 dz \quad (\text{B-37})$$

であるから、結局磁場強度  $B_1$  は次式で与えられる。

$$B_1^2 = \left(1 + \frac{f_{10}}{f_{11}}\right) B_{10}^2 = \left(1 - \frac{X'_{11}}{X'_{10}}\right) B_{10}^2 \quad (\text{B-38})$$

## 付録C 端部磁場の影響の計算

ハミルトンの正準方程式

$$\begin{aligned}\frac{dx}{ds} &= \frac{\partial H}{\partial p_x} & \frac{dp_x}{ds} &= -\frac{\partial H}{\partial x} \\ \frac{dy}{ds} &= \frac{\partial H}{\partial p_y} & \frac{dp_y}{ds} &= -\frac{\partial H}{\partial y}\end{aligned}\tag{C-1}$$

を用いて、ビーム軌道を計算するためのプログラムを作成した。LEBTでのハミルトニアンは、次式で与えられる[38]。

$$H = -\sqrt{1 - (p_x - qA_x/p_0)^2 - (p_y - qA_y/p_0)^2} - qA_z/p_0\tag{C-2}$$

$$p_0 \equiv \sqrt{\frac{E^2}{c^2} - m_0^2 c^2}\tag{C-3}$$

ここで、 $q$ は電荷、 $A_{x,y,z}$ は、それぞれ、ベクトルポテンシャルの $x$ 成分、 $y$ 成分ならびに $z$ 成分である。また、 $c$ は光速、 $m_0$ は静止質量、そして、 $E$ はエネルギーである。

(C-2)式にベクトルポテンシャルを代入し、得られたハミルトニアンを正準方程式に代入する。正準方程式にハミルトニアンを代入して得られた微分方程式は、ルンゲークッタ法を用いて解を得た。以下では、ソレノイドコイル、四極磁石でのベクトルポテンシャルについて示す。

### C. 1 ソレノイドコイル

ソレノイドコイルの発生するような軸対称磁場のベクトルポテンシャルは、次式で示される[39]。

$$A_x = -yU(z, r^2) \quad (\text{C-4})$$

$$A_y = xU(z, r^2) \quad (\text{C-5})$$

$$A_z = 0 \quad (\text{C-6})$$

ここで、

$$U(z, r^2) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (r^2)^n B^{[2n]} / \{2^{2n+1} n! (n+1)!\} \quad (\text{C-7})$$

である。また、

$$B^{[2n]} = (d^{2n}/dz^{2n}) \mathbf{B}(0, 0, z) \quad (\text{C-8})$$

$$r^2 = x^2 + y^2 \quad (\text{C-9})$$

である。

## C. 2 四極磁石

3次の項まで展開した四極磁場に対応するベクトルポテンシャルは、次式で与えられる。

$$A_x = -\frac{K'}{4} \left( xy^2 - \frac{x^3}{3} \right) + \frac{K'''}{4} \left( -\frac{x^5}{60} + \frac{xy^4}{12} \right) \quad (\text{C-10})$$

$$A_y = -\frac{K'}{4} \left( -x^2y + \frac{y^3}{3} \right) + \frac{K'''}{4} \left( \frac{y^5}{60} - \frac{x^4y}{12} \right) \quad (\text{C-11})$$

$$A_z = \frac{K}{2} (y^2 - x^2) - \frac{K''}{2} \left( \frac{y^4}{12} - \frac{x^4}{12} \right) \quad (\text{C-12})$$

$$K \equiv \frac{q}{p_0} \left( \frac{\partial B_y}{\partial x} \right) \quad (\text{C-13})$$

なお、矩形分布をする四極磁場の端部磁場の影響は各成分に対するキックとして与えられる（付録D参照）。そこで、矩形分布をする四極磁場については、一様分布である本体部について正準方程式を用いて計算を行い、磁場の入口並びに出口で、各成分についてキックを与えて計算を行った。

## 付録D 四極磁石の端部磁場の影響

磁場の立ち上がり部、並びに立ち下がり部で必ず端部磁場が発生する。ここでは、この端部磁場の影響を四極磁石を用いたLEBTについて検討した。

四極磁場の端部においてMaxwell方程式を満足するようにビーム軸方向の磁場成分が発生する。この端部磁場の影響を、図3-27(a)に示す均一磁界分布をする四極磁場について検討した。

均一磁界分布における端部磁場の影響は、図3-27(b)に示す線形傾斜の領域を0に近づけることにより求めた。

四極磁場を3次の項まで展開すると次式で示される[40]。

$$B_x = ky - \frac{k}{12}(3x^2y + y^3) \quad (\text{D-1})$$

$$B_y = kx - \frac{k}{12}(x^3 + 3y^2x) \quad (\text{D-2})$$

$$B_z = k'xy - \frac{k'''}{12}(x^2 + y^2)xy \quad (\text{D-3})$$

ここで、 $k = \frac{\partial B_y}{\partial x}$ である。

### 運動方程式

$$m\gamma \frac{dx}{dt} = q(\dot{y}B_z - \dot{z}B_y) \quad (\text{D-4})$$

$$m\gamma \frac{dy}{dt} = q(\dot{z}B_x - \dot{x}B_z) \quad (\text{D-5})$$

$$m\gamma \frac{dz}{dt} = q(\dot{x}B_y - \dot{y}B_x) \quad (\text{D-6})$$

のうち、x方向について展開すると、



$$\begin{aligned}
\frac{d\dot{x}}{dt} &= \ddot{z}x' + \dot{z}^2 x'' \\
&= \dot{z} \left( \dot{z}x'' + \frac{\ddot{z}}{\dot{z}} x' \right) \\
&= \dot{z} \left\{ \dot{z}x'' + x' \frac{q}{m\gamma} \frac{1}{\dot{z}} (\dot{x}B_y - \dot{y}B_x) \right\} \\
&= \dot{z} \left\{ \dot{z}x'' + x' \frac{q}{m\gamma} (x'B_y - y'B_x) \right\} \tag{D-7}
\end{aligned}$$

となる。上(D-7)式に(D-6)式を代入して、

$$\dot{z}x'' = \frac{q}{m\gamma} (y'B_z - B_y - x'^2 B_y + x'y'B_x) \tag{D-8}$$

さらに、

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\dot{z}} &= \frac{1}{v} (1 + x'^2 + y'^2)^{\frac{1}{2}} \\
&\cong \frac{1}{v} \left( 1 + \frac{1}{2}x'^2 + \frac{1}{2}y'^2 \right) \tag{D-9}
\end{aligned}$$

と近似して、結局、

$$\begin{aligned}
x'' &\cong \frac{q}{m\gamma v} (1 + x'^2 + y'^2)^{\frac{1}{2}} (y'B_z - B_y - x'^2 B_y + x'y'B_x) \\
&\cong \frac{q}{m\gamma v} k \left( -x + x'yy' - \frac{3}{2}xx'^2 - \frac{1}{2}xy'^2 \right) \\
&\quad + \frac{q}{m\gamma v} k'xyy' + \frac{q}{m\gamma v} k''(x^3 + 3xy^2) \tag{D-10}
\end{aligned}$$

が得られる。ここで、図 3-27 (b) に示す線形傾斜の場合、

$$k(z) = \frac{k_0}{\varepsilon} z \quad (\text{D-11})$$

$$k'(z) = \frac{k_0}{\varepsilon} \quad (\text{D-12})$$

$$k''(z) = \frac{k_0}{\varepsilon} \delta(z) \quad (\text{D-13})$$

で与えられ、さらに

$$K_0 \equiv \frac{q}{m\gamma v} k_0 \quad (\text{D-14})$$

と定義すると、結局  $x$  成分に関しては次式で示される。

$$\begin{aligned} x'' &= K_0 \frac{z}{\varepsilon} \left( -x + x' y y' - \frac{3}{2} x x'^2 - \frac{1}{2} x y'^2 \right) \\ &\quad + K_0 \frac{1}{\varepsilon} x y y' + \frac{K_0}{12} \frac{\delta(z)}{\varepsilon} (x^3 + 3x y^2) \end{aligned} \quad (\text{D-15})$$

この(D-15)式から位置  $z$  における  $x'$ 、 $x$  を 1 次の近似で求めると、それぞれ

$$\begin{aligned} x' &= x'_i + \frac{K_0 z^2}{2\varepsilon} \left( -x_i + x'_i y_i y'_i - \frac{3}{2} x_i x_i'^2 - \frac{1}{2} x_i y_i'^2 \right) \\ &\quad + K_0 \frac{z}{\varepsilon} x_i y_i y'_i + \frac{K_0}{12\varepsilon} (x_i^3 + 3x_i y_i^2) \end{aligned} \quad (\text{D-16})$$

$$\begin{aligned} x &= x_i + x'_i z + \frac{K_0 z^3}{6\varepsilon} \left( -x_i + x'_i y_i y'_i - \frac{3}{2} x_i x_i'^2 - \frac{1}{2} x_i y_i'^2 \right) \\ &\quad + K_0 \frac{z^2}{2\varepsilon} x_i y_i y'_i + \frac{K_0}{12\varepsilon} z (x_i^3 + 3x_i y_i^2) \end{aligned} \quad (\text{D-17})$$

で与えられる。なお、添え字に*i*のついたものは、入口での値であることを示す。  
*y*成分に関しても同様に、

$$y' = y'_i - \frac{K_0 z^2}{2\epsilon} \left( -y_i + y'_i x_i x'_i - \frac{3}{2} y_i y_i'^2 - \frac{1}{2} y_i x_i'^2 \right) - K_0 \frac{z}{\epsilon} y_i x_i x'_i - \frac{K_0}{12\epsilon} (y_i^3 + 3y_i x_i'^2) \quad (\text{D-18})$$

$$y = y_i + y'_i z - \frac{K_0 z^3}{6\epsilon} \left( -y_i + y'_i x_i x'_i - \frac{3}{2} y_i y_i'^2 - \frac{1}{2} y_i x_i'^2 \right) - K_0 \frac{z^2}{2\epsilon} y_i x_i x'_i - \frac{K_0}{12\epsilon} z (y_i^3 + 3y_i x_i'^2) \quad (\text{D-19})$$

となる。

これらの式を再度、(D-15)式に代入し、 $z = \epsilon$ における  $x'$  を求め、 $\epsilon \rightarrow 0$  として、  
 図3-27(a)に示す均一磁界分布での端部磁場の影響を計算すると、結局、

$$\begin{aligned} \Delta x' &= \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_0^\epsilon x'' dz \\ &= \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \left\{ K_0 x_i y_i y'_i \right. \\ &\quad \left. + \frac{K_0}{12\epsilon} \left[ x_i^3 - \left\{ x_i + x'_i \epsilon + \frac{K_0}{12} (x_i^3 + 3x_i y_i'^2) \right\}^3 \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{K_0}{12\epsilon} \left[ 3x_i y_i'^2 - 3 \left\{ x_i + x'_i \epsilon + \frac{K_0}{12} (x_i^3 + 3x_i y_i'^2) \right\} \times \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \left\{ y_i + y'_i \epsilon - \frac{K_0}{12} (y_i^3 + 3y_i x_i'^2) \right\} \right] \right\} \\ &= \frac{K_0}{2} x_i y_i y'_i - \frac{K_0}{4} (x_i^2 x'_i + y_i^2 x'_i) \quad (\text{D-20}) \end{aligned}$$

$$\Delta p_x = \frac{K_0}{2} x_i y_i p_{y_i} - \frac{K_0}{4} (x_i^2 + y_i^2) p_{x_i} \quad (\text{D-21})$$

$$\begin{aligned}\Delta x &= \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_0^\varepsilon x' dz \\ &= \frac{K_0}{12} (x_i^3 + 3x_i y_i^2)\end{aligned}\tag{D-22}$$

y成分に関しても、同様に、

$$\Delta y' = -\frac{K_0}{2} y_i x_i x_i' + \frac{K_0}{4} (y_i^2 y_i' + x_i^2 y_i')\tag{D-23}$$

$$\Delta p_y = -\frac{K_0}{2} y_i x_i p_{x_i} + \frac{K_0}{4} (y_i^2 + x_i^2) p_{y_i}\tag{D-24}$$

$$\Delta y = -\frac{K_0}{12} (y_i^3 + 3y_i x_i^2)\tag{D-25}$$

で与えられる。一方、立ち下がり部では、

$$k(z) = \frac{k_0}{\varepsilon} (\varepsilon - z)\tag{D-26}$$

$$k'(z) = -\frac{k_0}{\varepsilon}\tag{D-27}$$

$$k''(z) = -\frac{k_0}{\varepsilon} \delta(z)\tag{D-28}$$

で与えられる。立ち上がり部における計算から明らかなように、 $\Delta x'$ 、 $\Delta x$ に関して、 $k(z)$ 項からの寄与はないので、立ち上がり部で得られた(D-23)式から(D-25)式について、 $K_0$ を $-K_0$ とすればよい。

## 付録E 粒子分布表示

エミッタンスモニタで測定した、位相空間上のある点 $(x, x')$ における信号強度を、位相空間上の粒子分布として表示する方法を検討した。この方法では、例えば、 $dx$ 、 $dx'$ を、それぞれ、 $x$ 方向、 $x'$ 方向の測定間隔とすると、 $x-x'$ 位相空間上のある点 $(x_0, x_0')$ で信号を測定する。図E-1(a)に $dx=0.2$  mm、 $dx'=0.2$  mradで測定した信号強度の例を示す。この測定された信号の大きさに比例した数の粒子を、 $(x_0+dx/2, x_0'+dx'/2)$ 、 $(x_0+dx/2, x_0'-dx'/2)$ 、 $(x_0-dx/2, x_0'+dx'/2)$ 、 $(x_0-dx/2, x_0'-dx'/2)$ 、の4つの頂点で規定される矩形内に無作為に分布させる。このとき、信号強度を粒子数に変換したときの小数部を切り捨てるのではなく、確率的な計算で小数部を1粒子と計算して表示させた。図E-1(b)に、測定結果から粒子数に変換した例を示す。また、図E-1(c)には、位相空間上の粒子分布として表示した結果を示す。

## 参考文献

- [1] 山崎 良成、日本物理学会誌、Vol. 50, No. 2, 93 (1995).
- [2] Y.Ymazaki and M. Kihara, Proc. 1990 Lin. Accel. Conf., 543 (1991).
- [3] A.Ueno, et al., Proc. 1994 Lin. Accel. Conf., 166, (1994).
- [4] Chu Rui Chang, Proc. 1990 Lin. Accel. Conf., 399, (1990).
- [5] S.K. Guharay, C.K. Allen and M. Reiser, High-Brightness Beams for Advanced Accelerator Applications, AIP Conf. Proc. No. 253, 67 (1991).
- [6] D.Raparia, Proc. 1990 Lin. Accel. Conf., 405, (1990).
- [7] K. Halbach, Nucl. Inst. and Meth., 206, 353, (1983).
- [8] Martin Reiser, "Theory and Design of Charged Particles", p.279, (1994, John Wiley & Sons, Inc.).
- [9] Martin Reiser, Private Comunication.
- [10] R.Baartman and D. Yuan, Proc. EPAC88, 949, (1988).
- [11] J.M. Dolique, "Proceedings of the Symposium on the Production and Neutralization of Negative Hydrogen Ions and Beams", BNL 50727, UC-34a,215, (1977).
- [12] J.W.Lenz, et al, Proc. 1993 IEEE Part. Accel. Conf., 3151, (1993).
- [13] S,K, Guharay, C.K. Allen and M. Reiser, Nucl. Instrum. and Meth., A339, 429 (1994).
- [14] O.R.Sander, et al, Proc. 1992 Lin. Accel. Conf., 535, (1992).
- [15] P.G.O'Shea, et al, Proc. 1989 IEEE Part. Accel. Conf., 354, (1989).
- [16] P.G.O'Shea, et al, Proc. 1990 Lin. Accel. Conf., 739, (1990).
- [17] K.F.Johnson, et al, Proc. 1992 Lin. Accel. Conf., 64, (1992).
- [18] 「大型ハドロン計画陽子リニアック・ワーキング・グループ報告 II」、JHP-14, KEK Internal 90-16.
- [19] Yoshiharu Mori, et al, , Nucl. Inst. and Meth., A301, 1, (1991).
- [20] Y.K.Batygin, Proc. EPAC92, 822, (1992).
- [21] Yoshihisa Iwashita, Proc. 1993IEEE Part. Accel. Conf., 354, (1993).
- [22] Yoshihisa Iwashita, Proc. 1994 Lin. Accel. Conf., 369, (1994).
- [23] T. P.Wangler, et al, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-32, 5, 2196, (1985).
- [24] セイコーエプソン株式会社 プラセオジウム-鉄-ボロンマグネット製

品カタログ

- [25] 住友特殊金属、NEOMAX 製品カタログ
- [26] H.Henke, H.Homeyer and Ch.Petit-Jean-Genaz, Proc. EPAC92, 330, (1992).
- [27] User's Guide for POISSON/SUPERFISH group of codes, LAUR-87-115, LANL, (1987).
- [28] A.B.EL-KAREH, "Electron Beams, Lenses, and Optics", Vol.2, p. 256, (1970, Academic Press).
- [29] K.R.Crandall, TRACE3D documentation, LA-11054 MS.
- [30] 久保 亮五編、大学演習「熱学・統計力学」、p.334, (裳華房).
- [31] 野中 到責任編集、実験物理学講座 2 7 「原子核」、p.48, (共立出版) .
- [32] A. Ueno, et al, Proc. 1996 Lin. Accel. Conf., (1996).
- [33] A.C. Whitter, Can. J. Phys., 32, 275, (1954).
- [34] CERN Accelerator School Second General Accelerator Physics Course, CERN 87-10, p.82, (1987).
- [35] 石川 順三著、「イオン源工学」、p.224, (アイオニクス).
- [36] A.B.EL-KAREH, "Electron Beams, Lenses, and Optics", Vol.2, p. 21, (1970, Academic Press).
- [37] 裏 克己著、「電子・イオンビーム光学」、p. 26, (共立出版).
- [38] 例えば、小磯 晴代、「ビーム貯蔵リングの基礎」、OHO'91, (1991).
- [39] P.W. Hawkes, "Advances in Electronics and
- [40] K. G. Steffen, "High Energy Beam Optics", p.48, (Interscience Publishers).

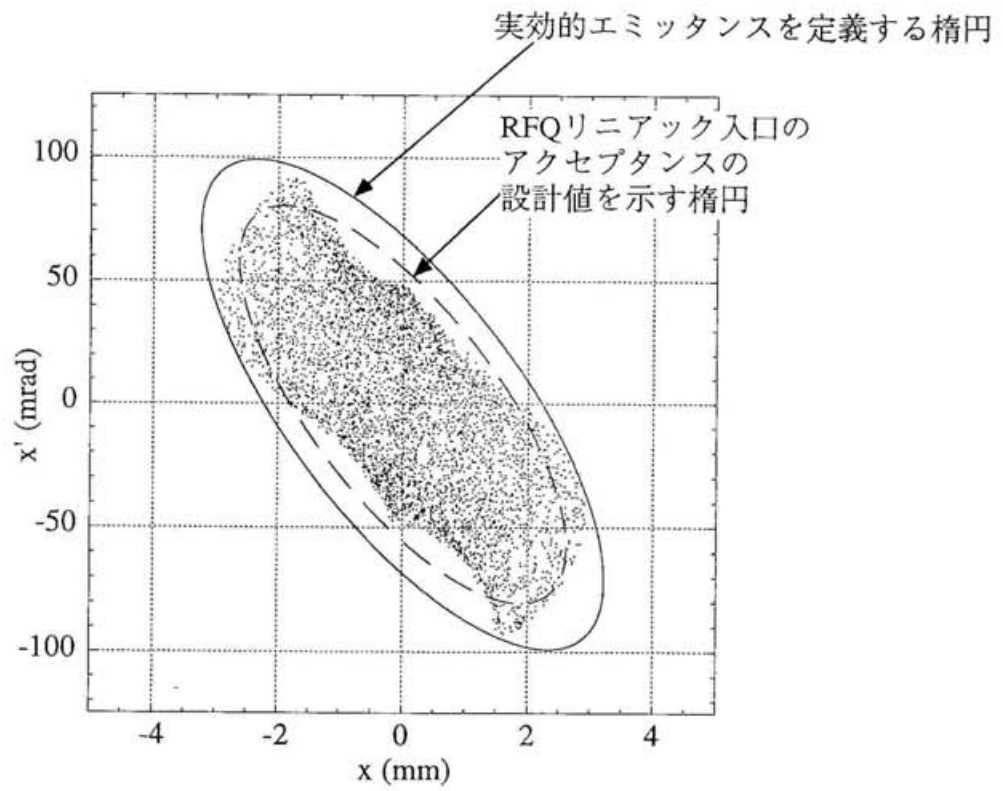


図 1 - 1 実効的エミッタンス



表 2-1 LEBT 設計でのビームパラメータ

負水素イオンビームエネルギー	50 keV
最大ビーム強度	40 mA
ビームの粒子分布	一様分布
4 倍の規格化 rms エミッタンス	$1.5 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$
LEBT 入口の TWISS パラメータ	$\alpha_{xi} = \alpha_{yi} = 0.00$ $\beta_{xi} = \beta_{yi} = 0.043$
LEBT 出口 (RFQ リニアック入口) の TWISS パラメータ	$\alpha_{xo} = \alpha_{yo} = 1.05$ $\beta_{xo} = \beta_{yo} = 0.0473$

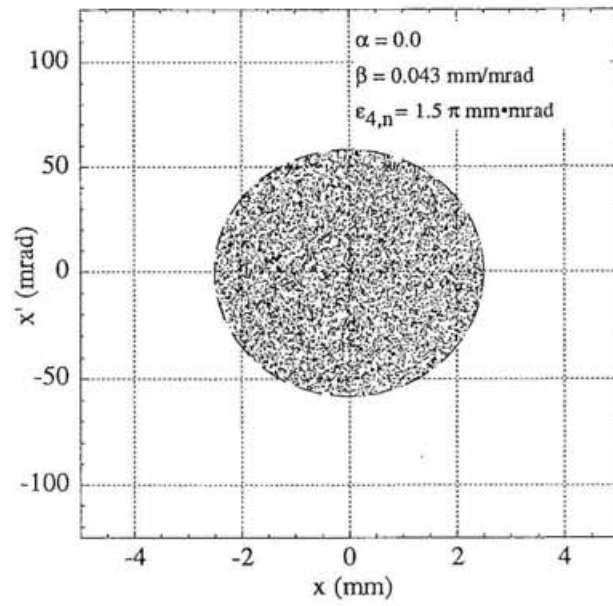


図 2-1 イオン源出口の位相空間上の粒子分布

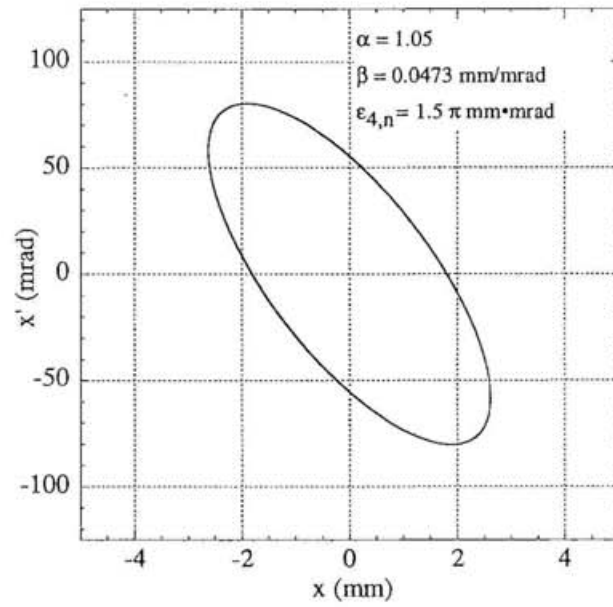


図 2-2 RFQ入口のアクセプタンスの設計値

表 3 - 1 回転座標系の運動方程式中の線形項と非線形項の比較  
等価ビーム電流値 0 mA

	レンズ 1	レンズ 2
PMS レンズ	0.160	0.184
PMS レンズ (くびれあり)	0.212	0.229
ソレノイドコイル	0.015	0.018

表 3-2 ソレノイドコイルを集束レンズに用いた LEBT の設計値  
 等価ビーム電流値 40 mA

	BT-SM1	BT-SM2
磁石長 (mm)	100	200
磁石内径 $r_{bor}$ (mm)	25	50
LEBT 全長 (mm)	540	740
集束力 (TESLA <sup>2</sup> ·M)		
1 番目レンズ	0.05604	0.04018
2 番目レンズ	0.06876	0.04650
最大ビーム径 $r_{bmax}$	12.1	17.5
$r_{bmax}/r_{bor}$	0.48	0.35

表 3 - 3 回転座標系の運動方程式中の線形項と非線形項の比較

	レンズ 1	レンズ 2
BT-SM1 ( 0 mA )	0.015	0.018
BT-SM1 ( 40 mA )	0.042	0.035
BT-SM2 ( 0 mA )	0.014	0.019
BT-SM2 ( 40 mA )	0.037	0.041

表 3 - 4 回転座標系の運動方程式中の線形項と非線形項の比較

等価的磁場強度を用いた計算結果

等価ビーム電流値 40 mA

	レンズ 1	レンズ 2
BT-SM1	0.100	0.075
BT-SM2	0.117	0.104
BT-SM2 35kV 引き出し	0.199	0.159

表 3 - 5 3重四極磁石を集束レンズに用いたLEBTの設計値  
TRACEによる計算結果  
等価ビーム電流値 40 mA

	BT-TQM
レンズ長 (mm)	177.6
磁石長(mm)	48.0
磁石間隔(mm)	16.8
磁石内径 $r_{bor}$ (mm)	24.0
LEBT 全長 (mm)	695.2
集束力 (TESLA/M)	
	8.9377
1 番目レンズ	-13.4558
	8.9377
	-9.4458
2 番目レンズ	14.4157
	-9.4458
最大ビーム径 $r_{bmax}$	24.0
$r_{bmax}/r_{bor}$	1.0

表3-6 ビーム径を小さくしたLEBT  
TRACEによる計算結果  
等価ビーム電流値 0 mA

	トリプレット	ダブレット	(BT-SM1)
最大ビーム径 $r_{bmax}$ (mm)	8.0	8.1	(8.5)
レンズ長 (mm)	78.0	36.0	
磁石長 (mm)	18.0	12.0	
磁石間隔 (mm)	12.0	12.0	
LEBT 全長 (mm)	261.0	177.0	
	37.1809	64.7375	
1 番目レンズ (TESLA/M)	-55.6510	-91.1139	
	37.1809		
	-45.9560	104.0712	
2 番目レンズ (TESLA/M)	68.9477	-104.1181	
	-45.9560		

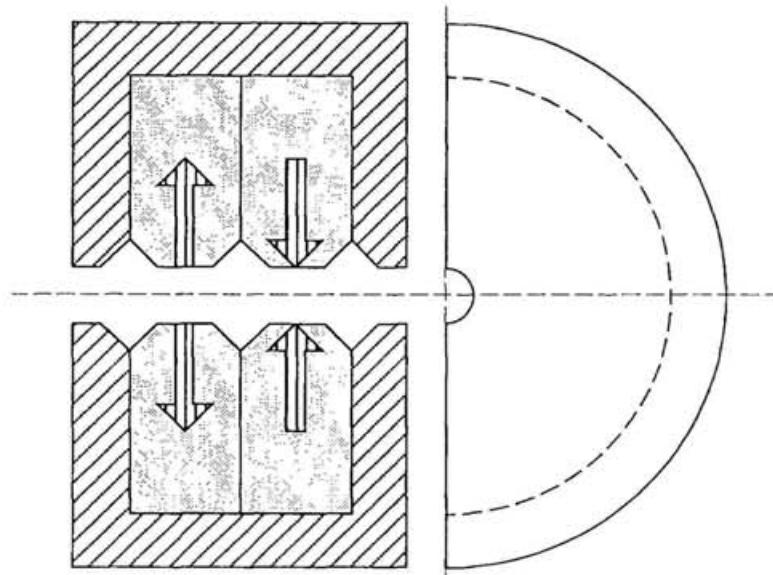


図 3 - 1 PMS レンズ

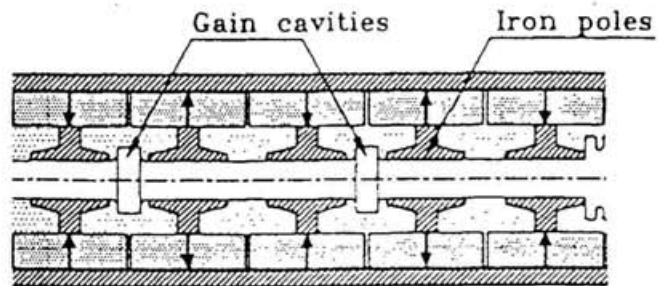


図 3 - 2 周期磁界集束レンズ  
磁化方向が径方向



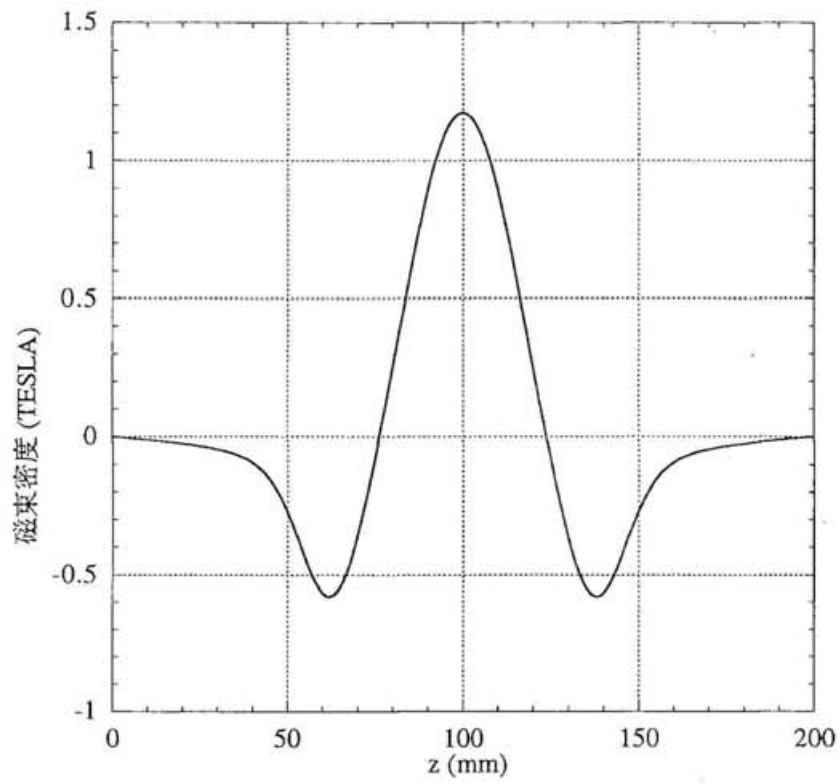
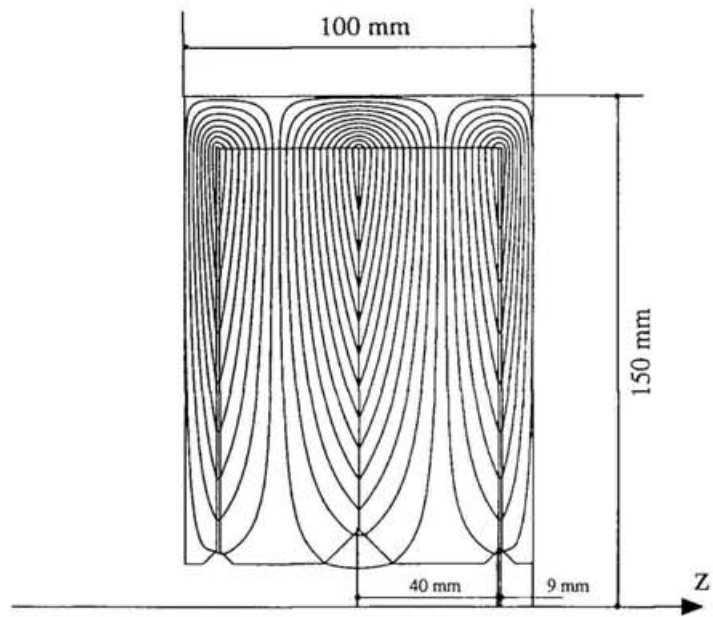


図 3 - 3 PMS レンズの磁束線図並びに軸上磁場分布

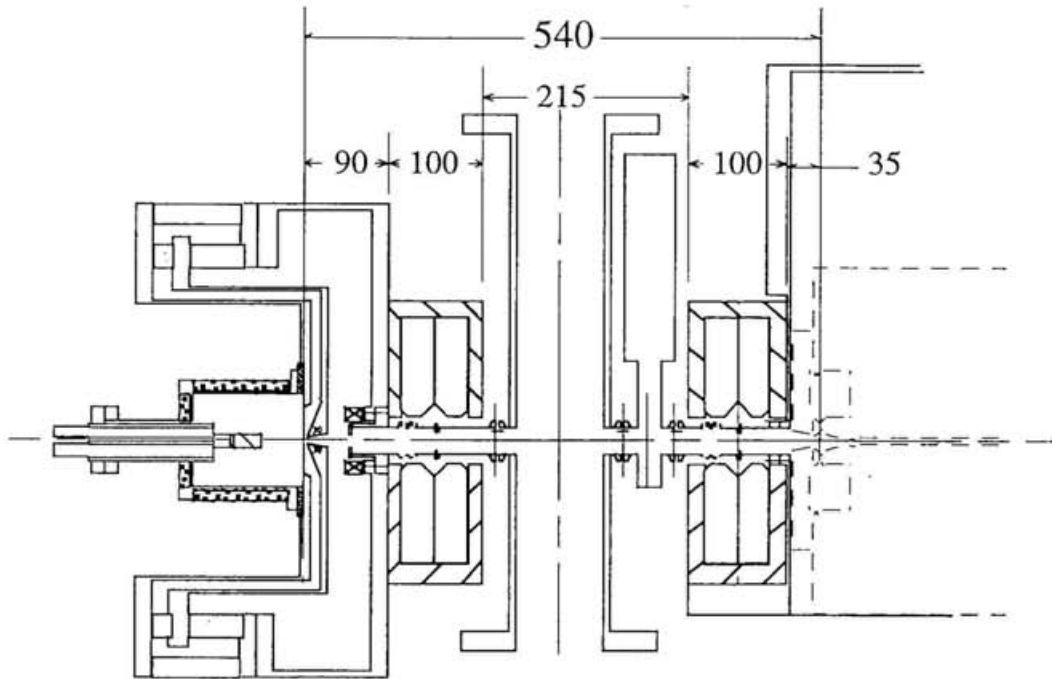


图 3 - 4 BT-PMS 概略图

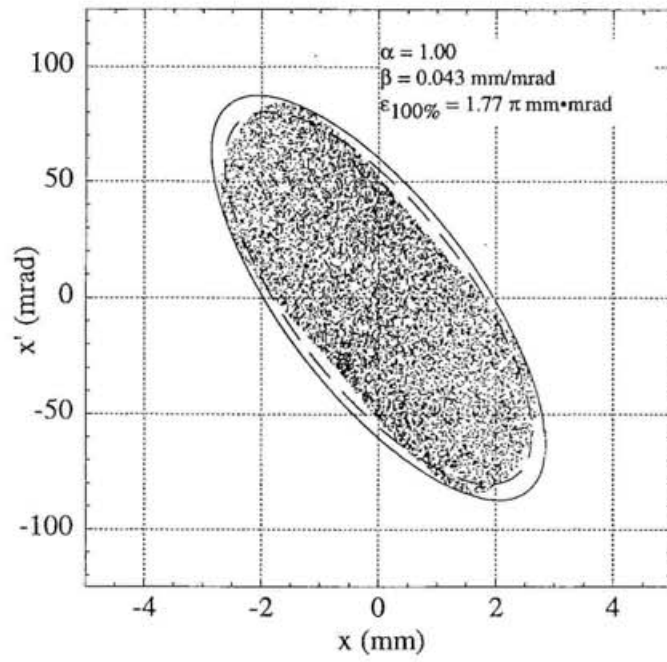


図 3 - 5 BT-PMS のシミュレーション結果。  
等価ビーム電流値 0 mA

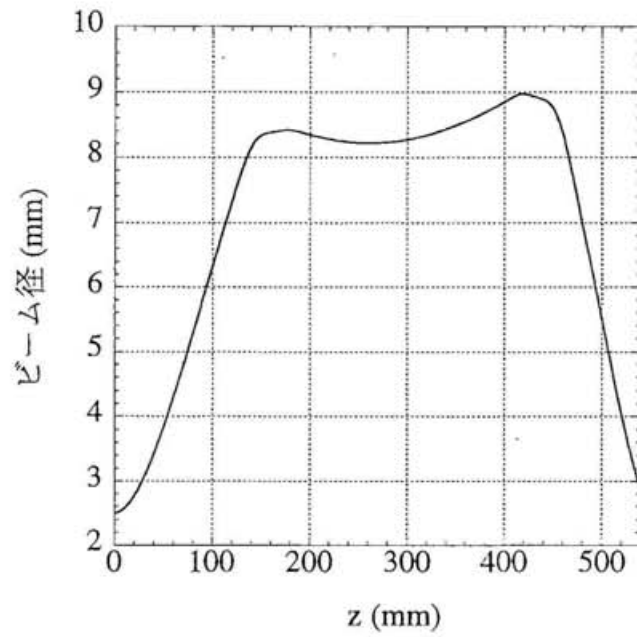


図 3 - 6 最大ビーム径の包絡線

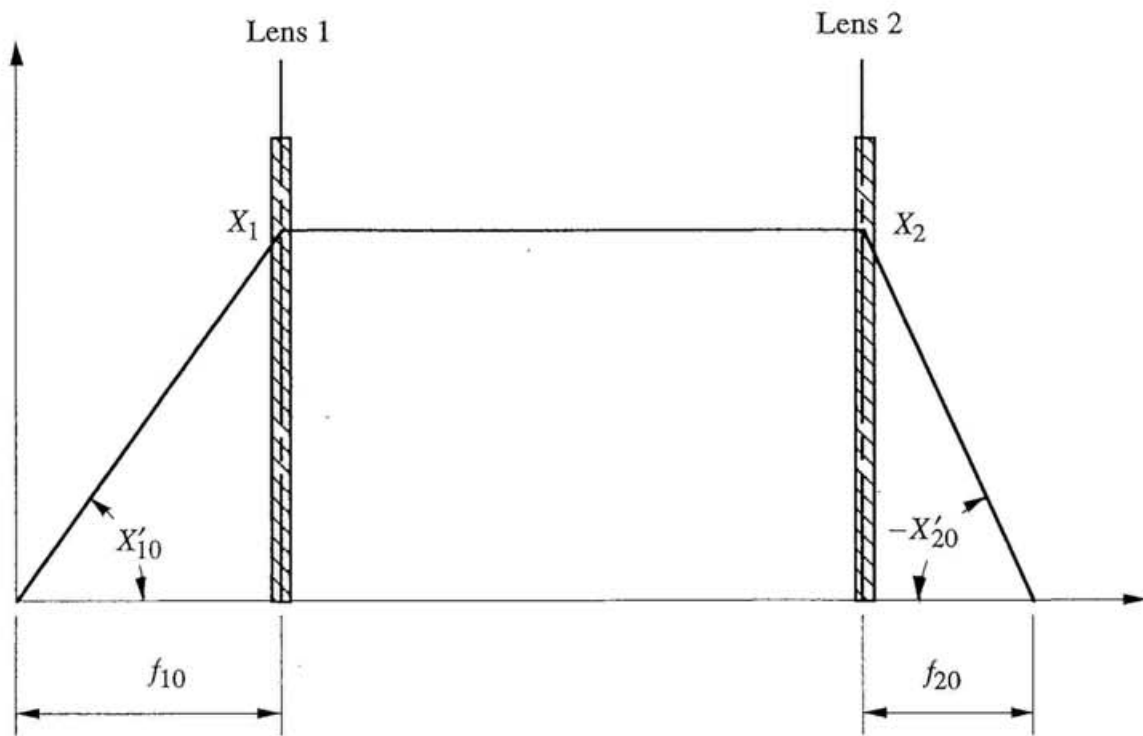


図 3-7 ビーム軌道のモデル

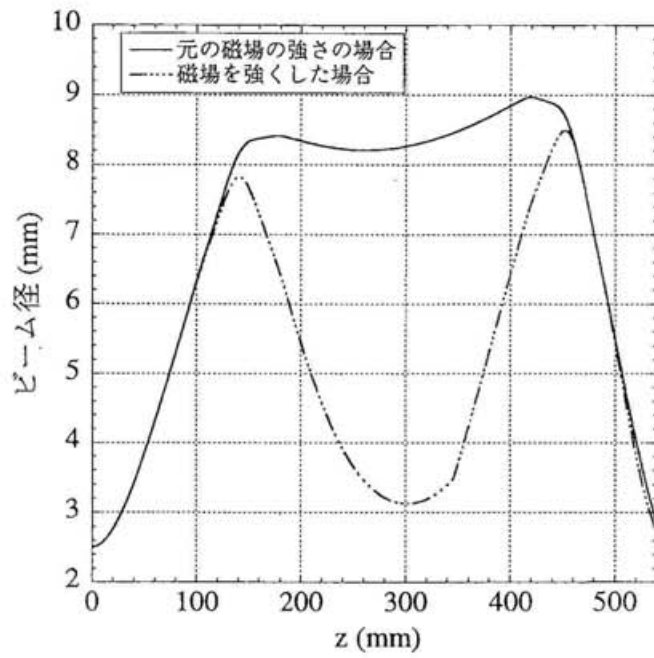


図3-8 最大ビーム径の包絡線

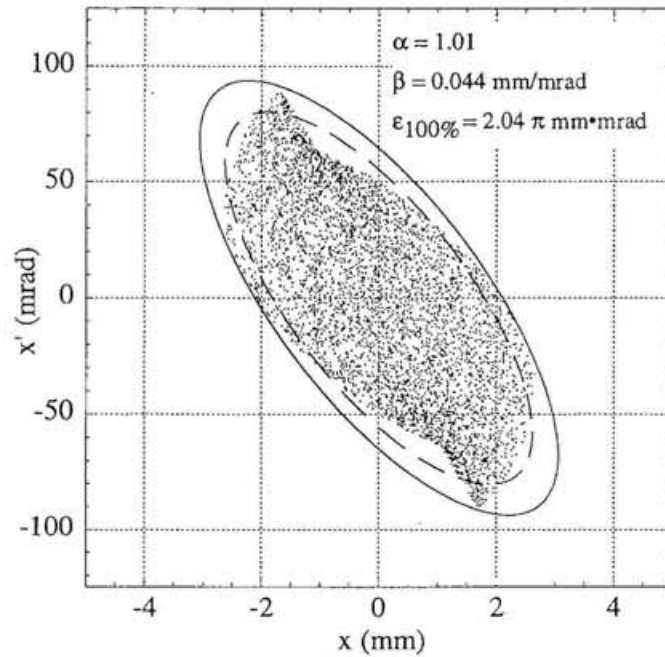
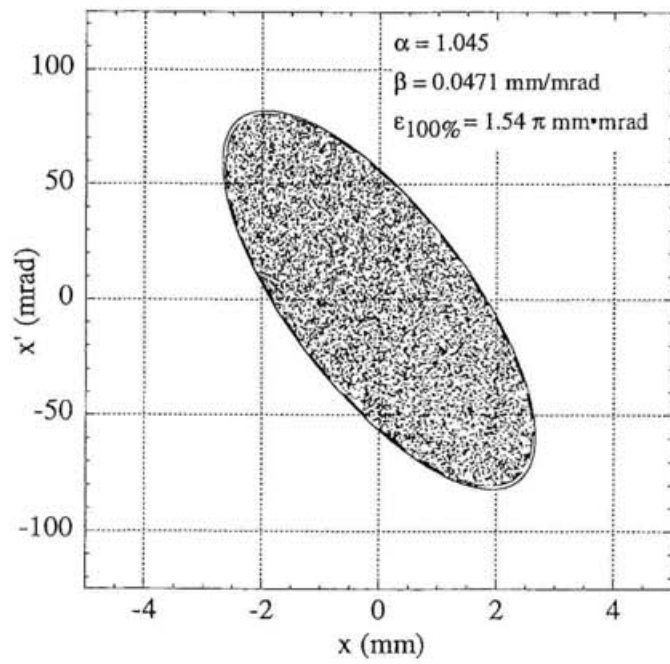
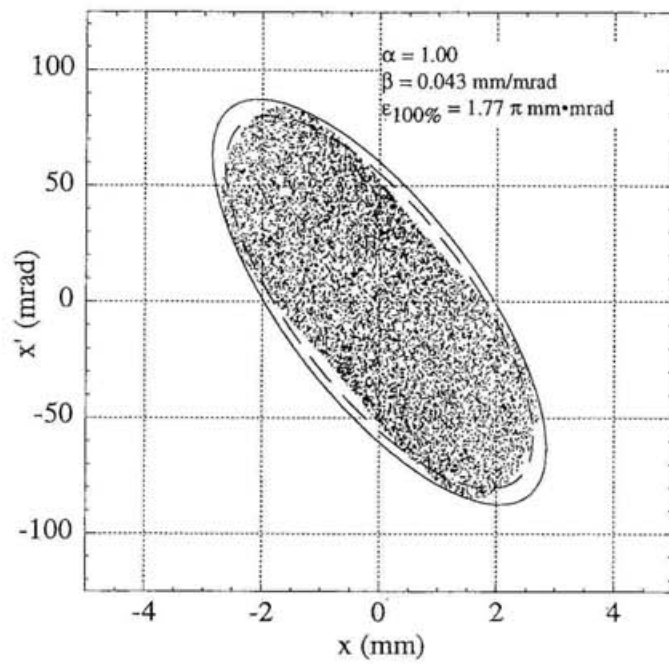


図3-9 BT-PMSのシミュレーション結果。  
 最大ビーム径の包絡線にくびれがつく程度に磁場強度を強くした場合。  
 等価ビーム電流値 0 mA



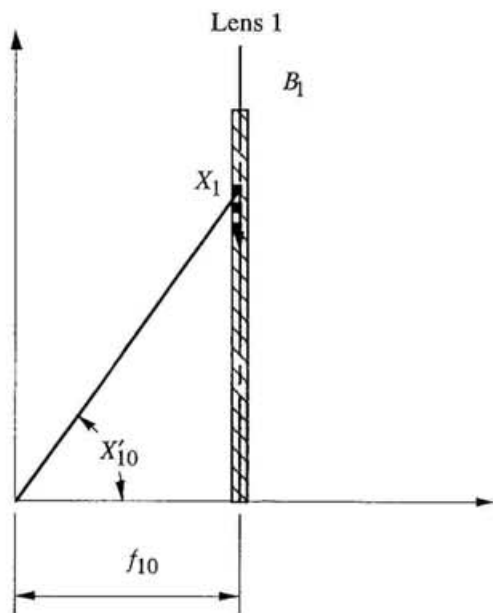
(a)



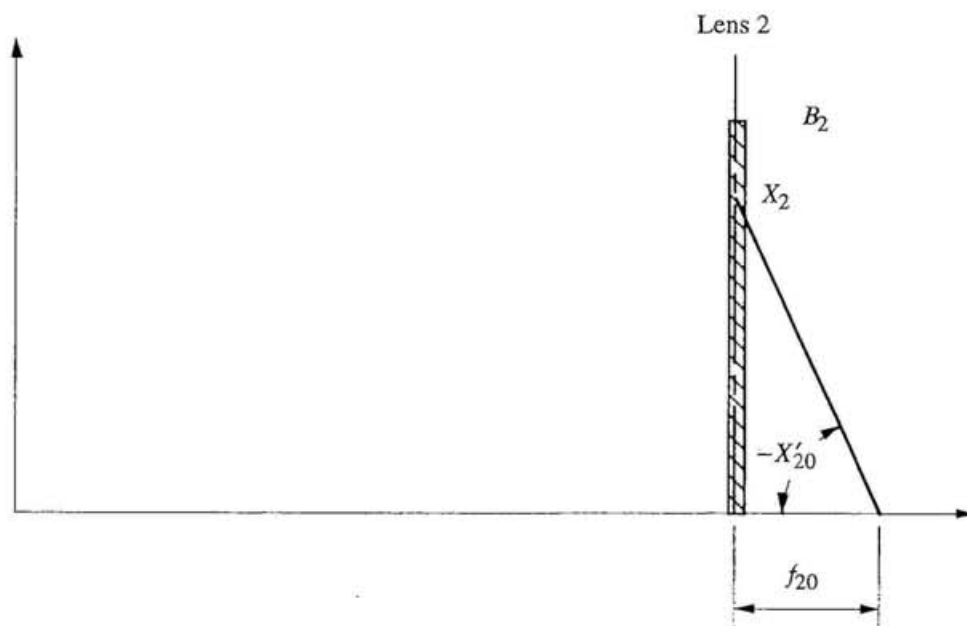
(b)

図3-10 集束レンズにソレノイドコイルを用いたLEBTと、  
 PMSレンズを用いたLEBTとの比較。  
 等価ビーム電流値0mA。

(a) ソレノイドコイル、(b) PMSレンズ



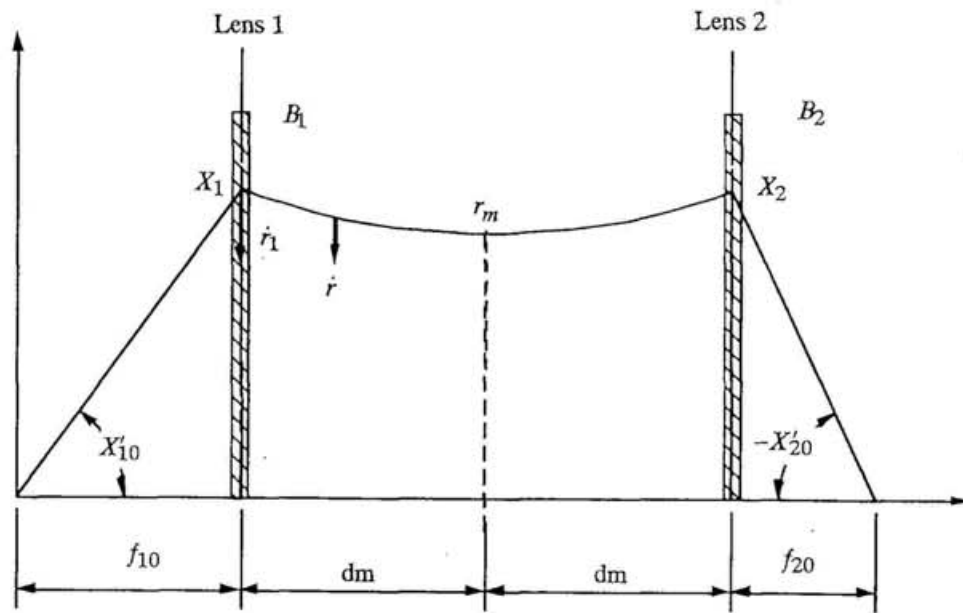
(a)



(b)

図 3-11 ビーム軌道モデル

- (a) イオン源出口から第1番目コイルまで
- (b) 第2番目コイルからRFQ入口まで



イオン源出口

RFQ 入口

図 3-12 ビーム軌道モデル  
コイル間隔



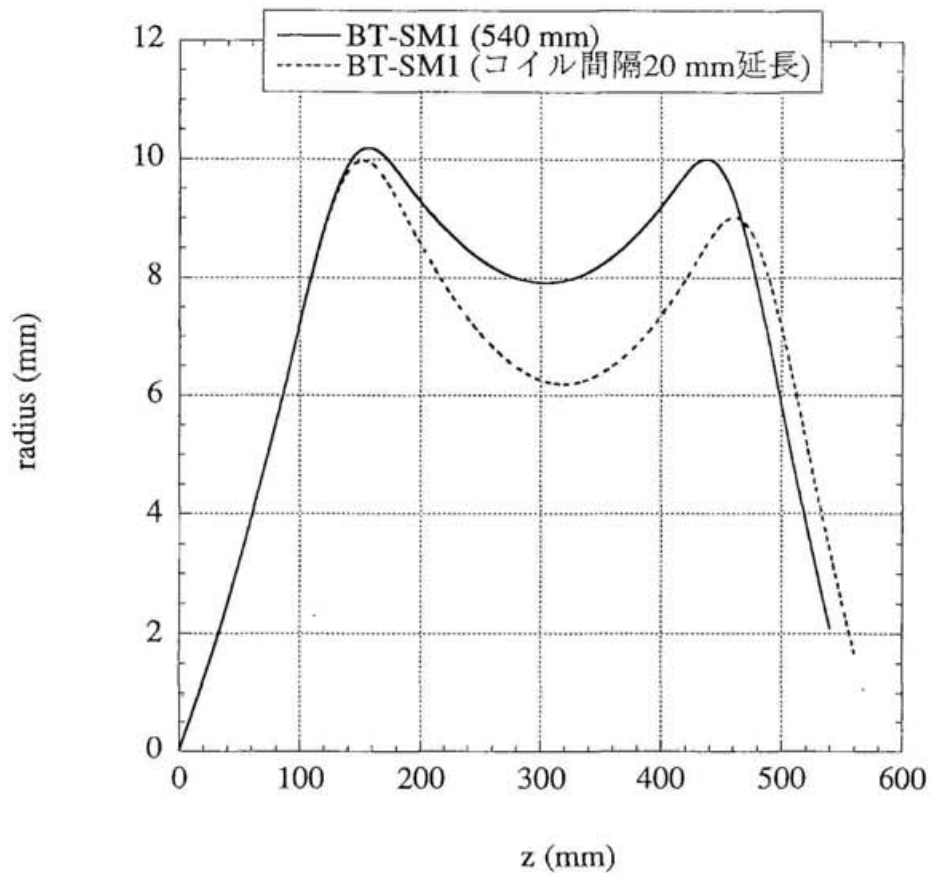


図 3 - 1 3 ビーム軌道

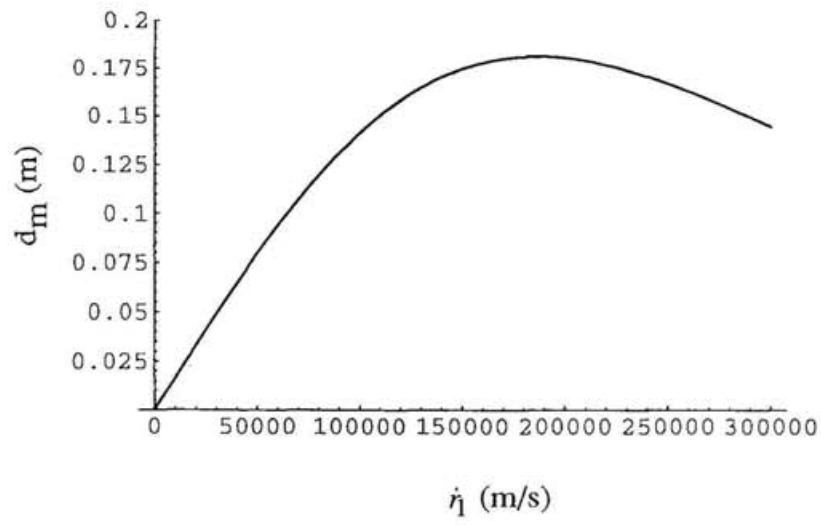


図 3 - 1 4 径方向速度  $\dot{r}_1$  と距離  $d_m$

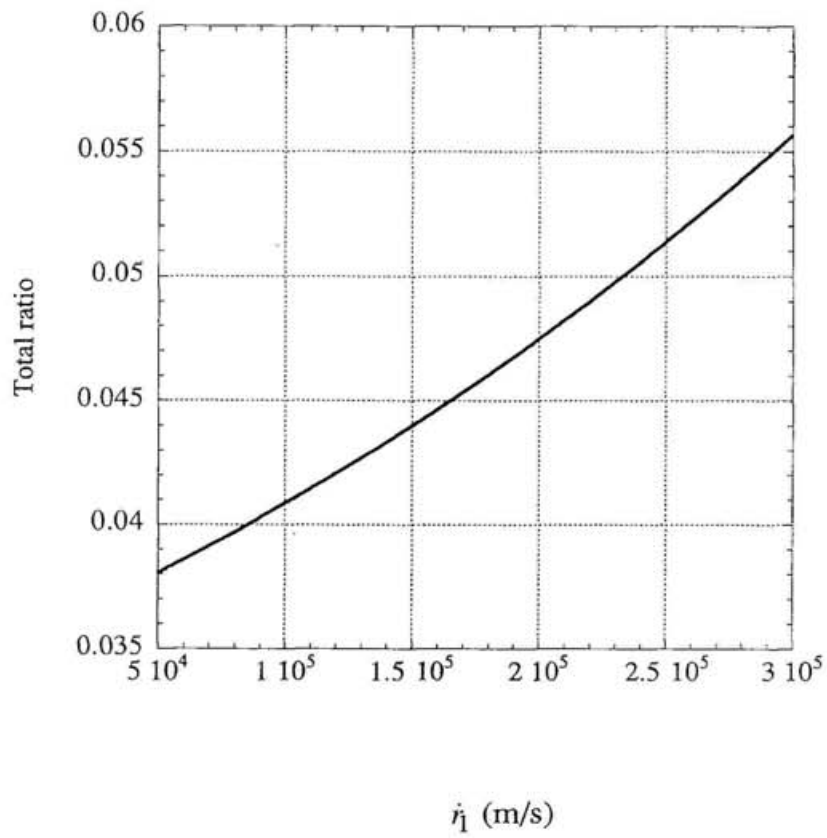
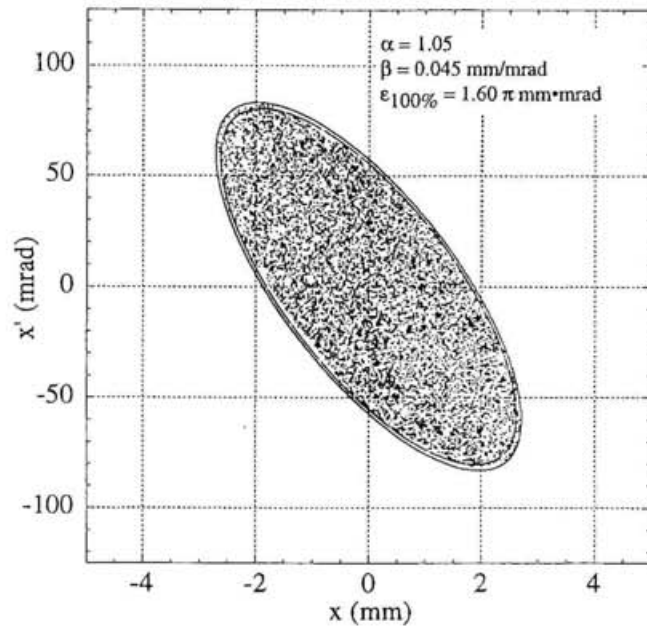
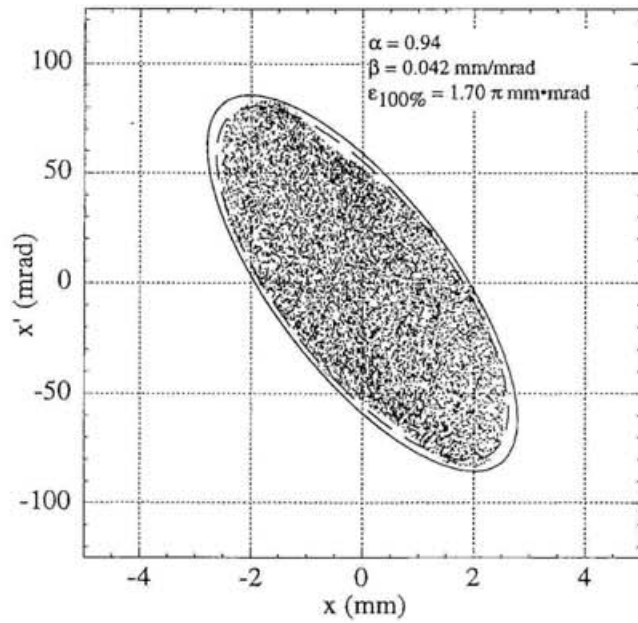


図 3 - 1 5 径方向速度  $\dot{r}_1$  と線形項との比



(a)



(b)

図 3-16 BT-SM1 を用いた集束結果

等価ビーム電流値 40 mA

- (a) ドリフト空間を最短にした系(BT-SM1)、
- (b) 第 1 番目のコイルと第 2 番目のコイルとの間隔を 20 mm 広げた系

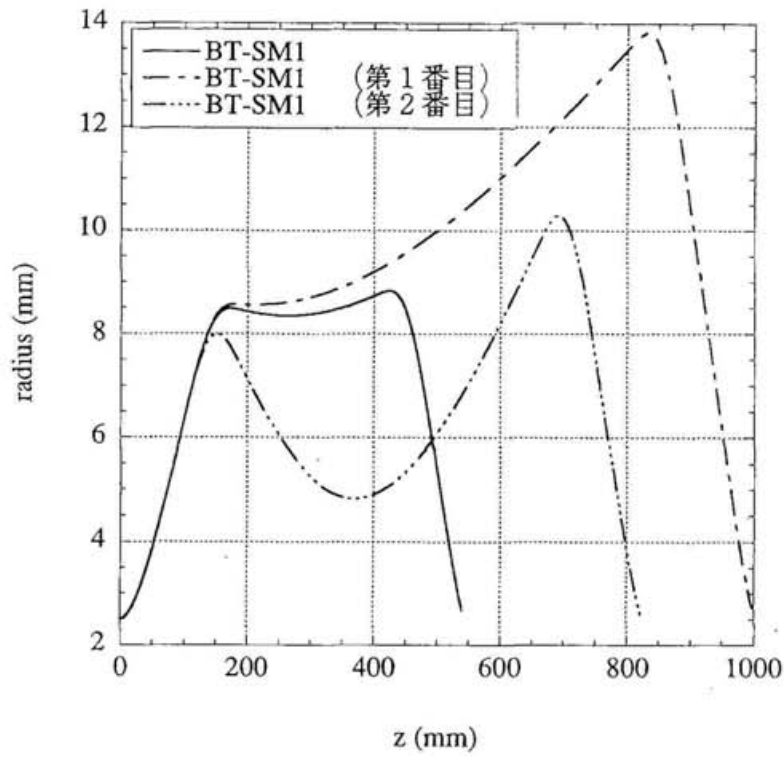
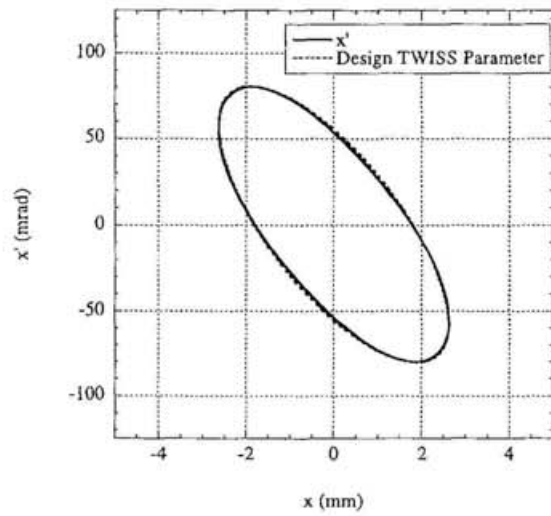


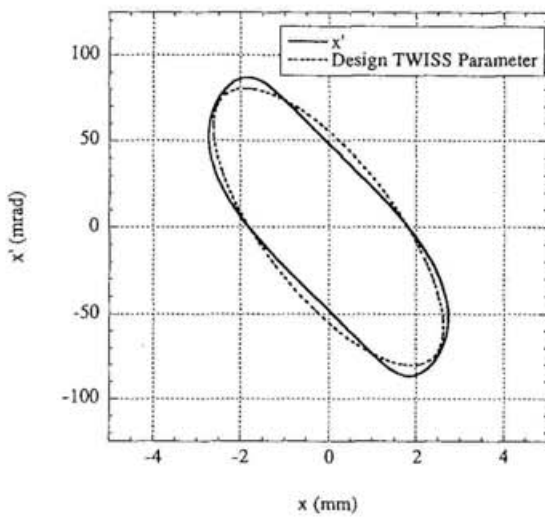
図3-17 ビーム径の包絡線

等価ビーム電流値 0 mA

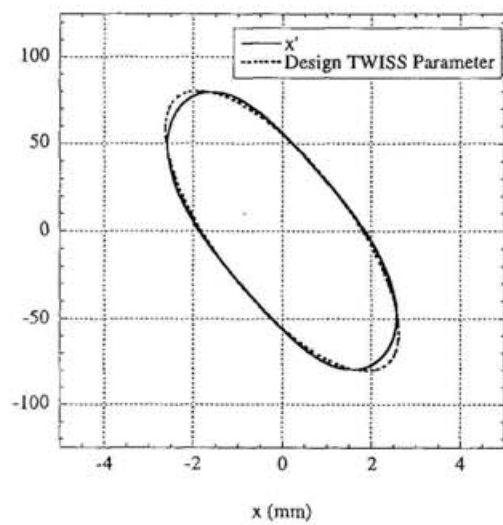
第1番目のコイルと第2番目のコイルの回転角を等しくした場合



(a)



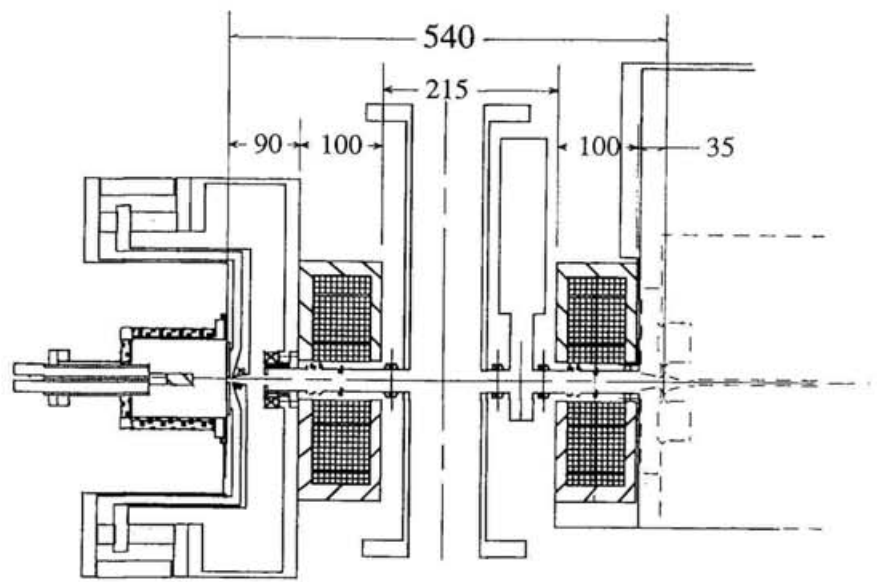
(b)



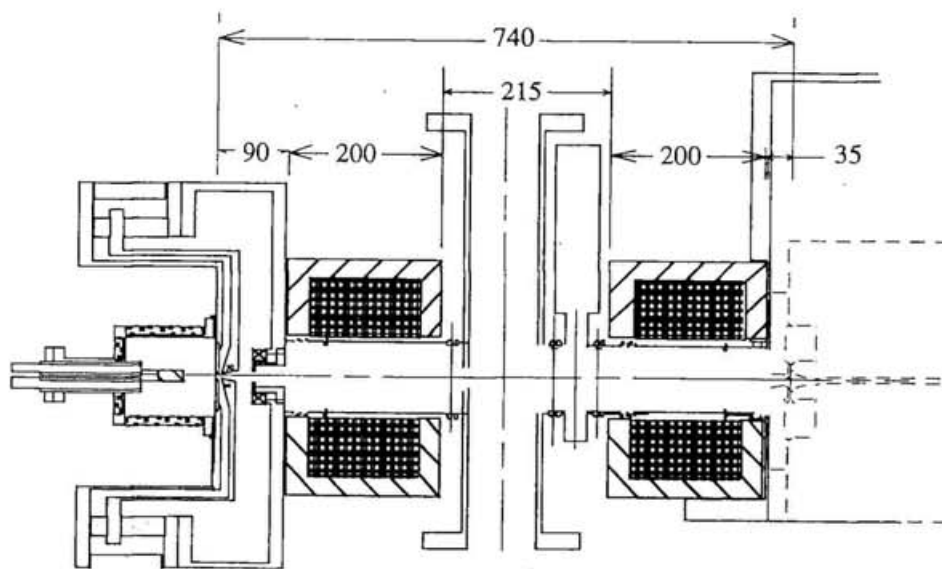
(c)

図3-18 第1番目のコイルと第2番目のコイルの回転角に関する検討結果  
等価ビーム電流値 0 mA

- (a) BT-SM1 (2つのコイルの磁場強度が異なる場合)
- (b) BT-SM1 の第1番目のコイルで必要とした磁場強度に合わせた場合
- (c) BT-SM1 の第2番目のコイルで必要とした磁場強度に合わせた場合

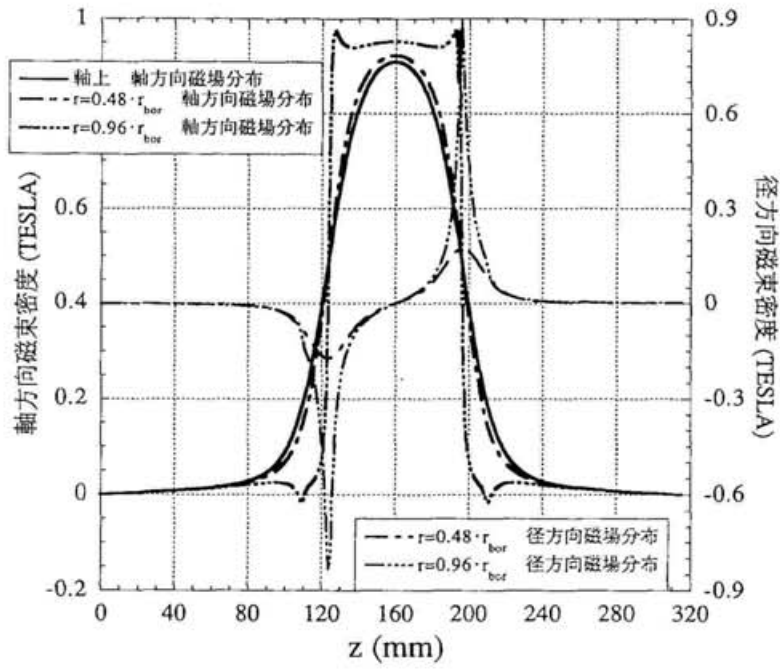


(a)

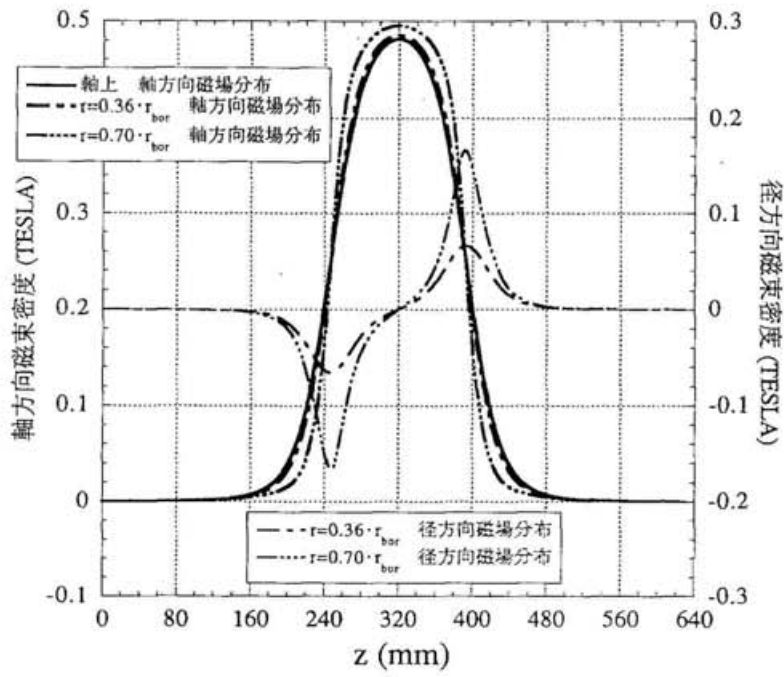


(b)

図 3 - 1 9 LEBTの模式図  
 (a) BT-SM1、 (b) BT-SM2



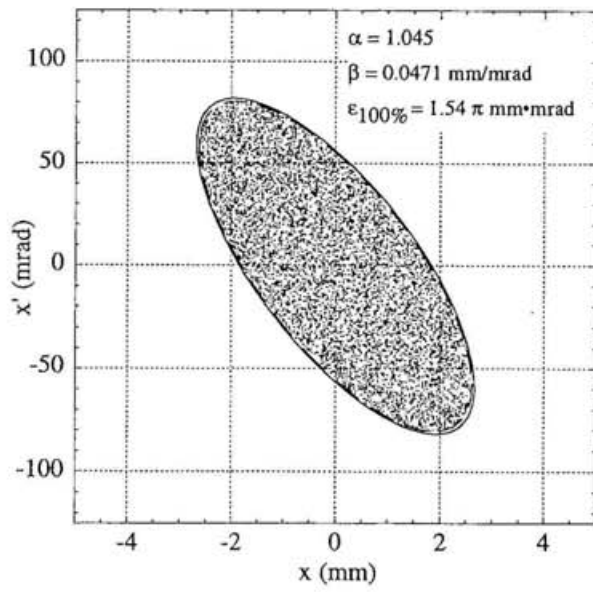
(a)



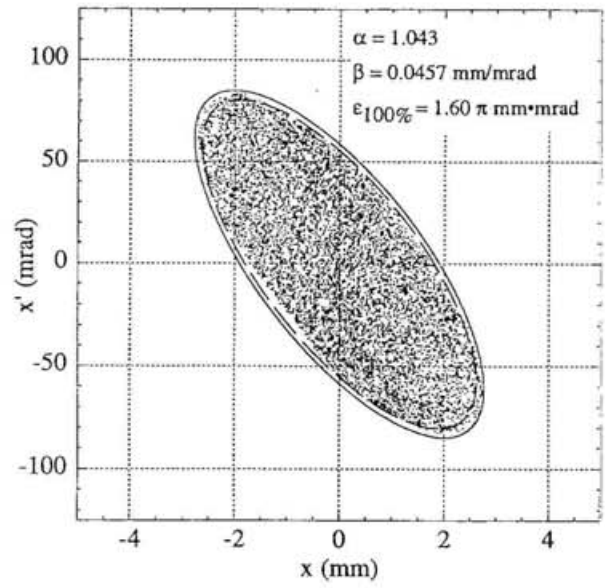
(b)

図 3-20 ソレノイドコイルの磁場分布

(a) BT-SM1、(b) BT-SM2



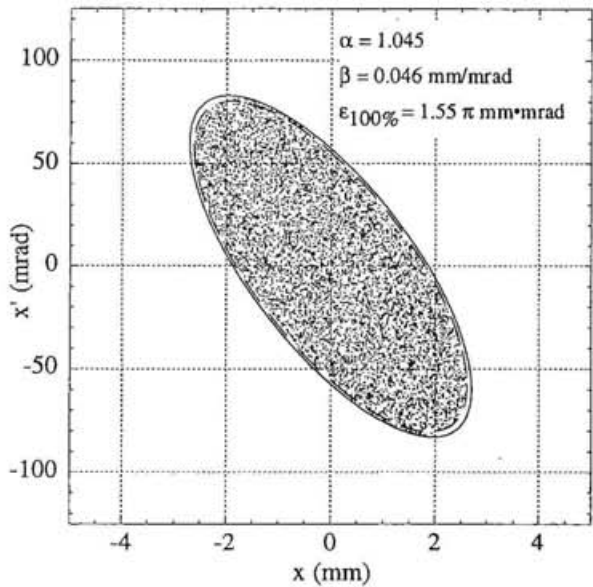
(a)



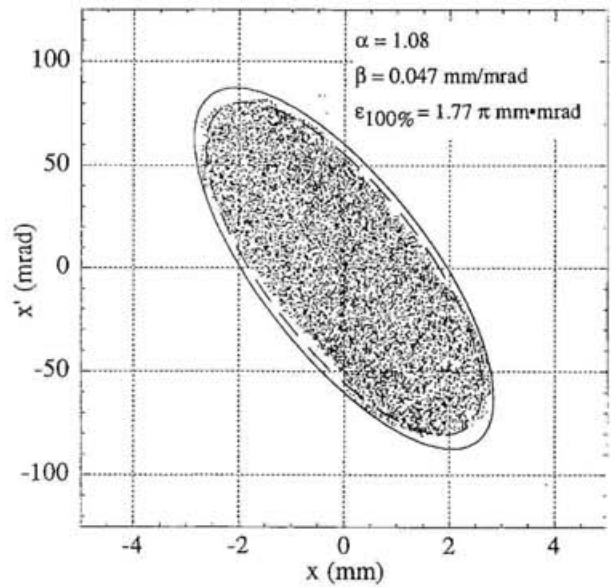
(b)

図 3 - 2 1 BT-SM1 のシミュレーション結果。

(a) 等価ビーム電流値 0 mA。 (b) 等価ビーム電流値 40 mA。



(a)



(b)

図 3 - 2 2 BT-SM2 のシミュレーション結果。

(a) 等価ビーム電流値 0 mA。 (b) 等価ビーム電流値 40 mA。



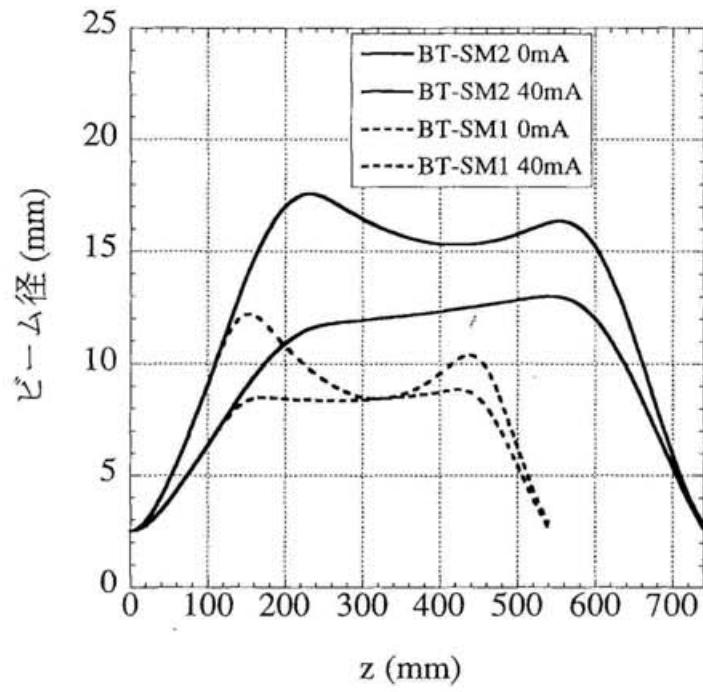
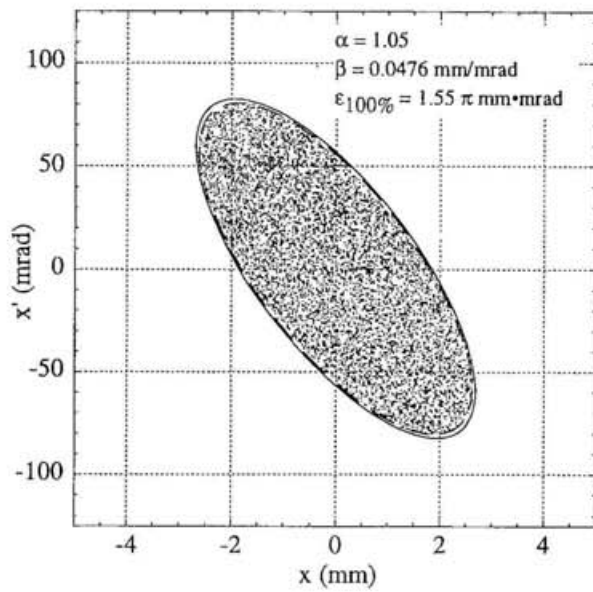
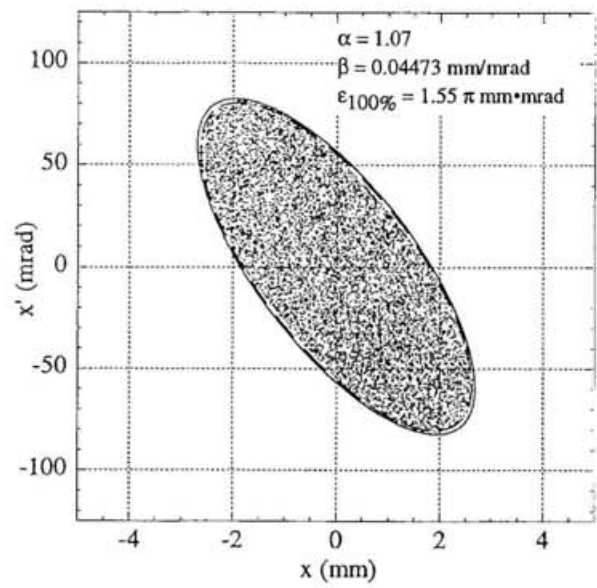


図 3 - 2 3 ビーム径の包絡線



(a)



(b)

図 3-24 空間電荷による色収差の影響  
 引き出し電圧 50.116 kV、等価ビーム電流値 0 mA  
 (a) BT-SM1、(b) BT-SM2

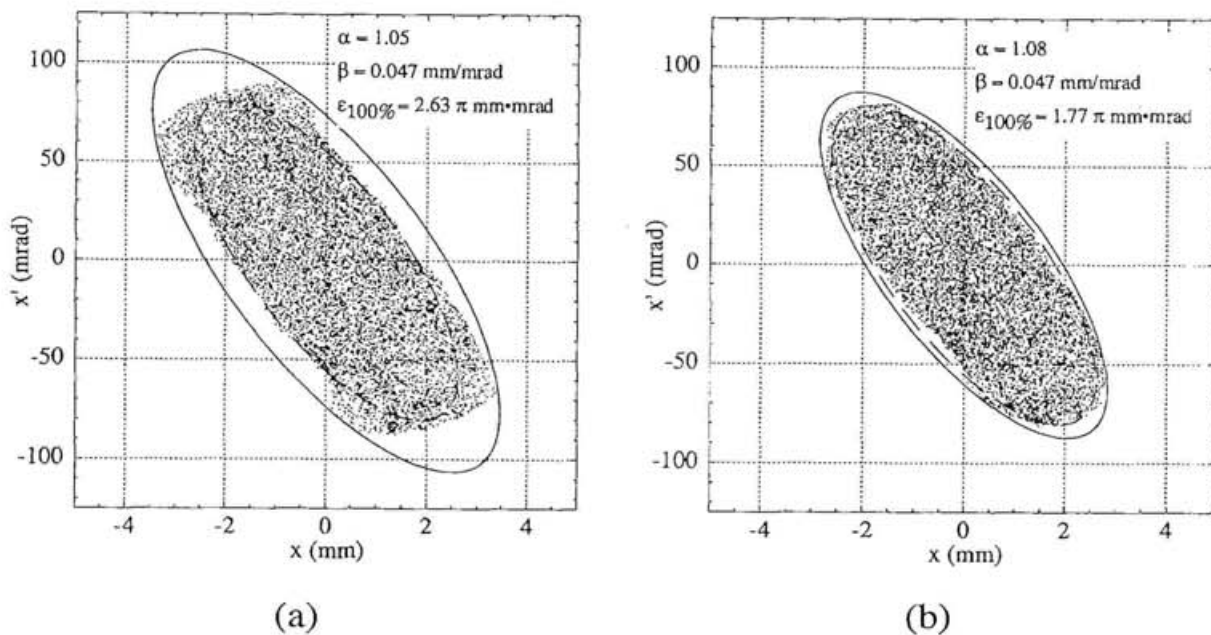


図3-25 引き出し電圧を変えたときの集束結果  
 (a) 35 kV引き出し (b) 50kV引き出し

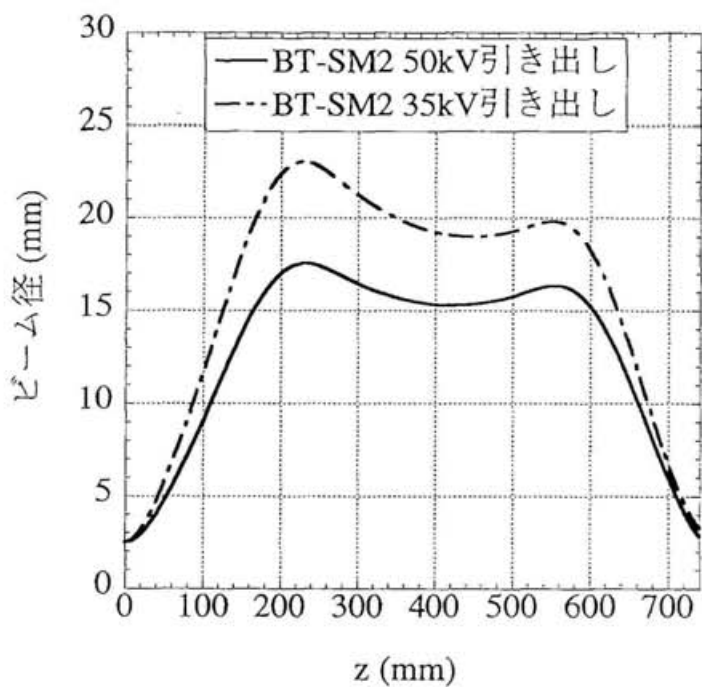
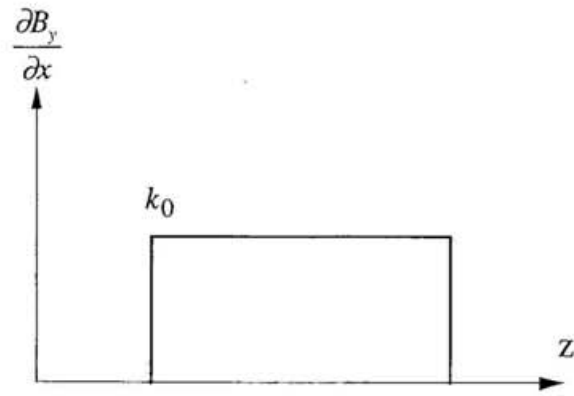
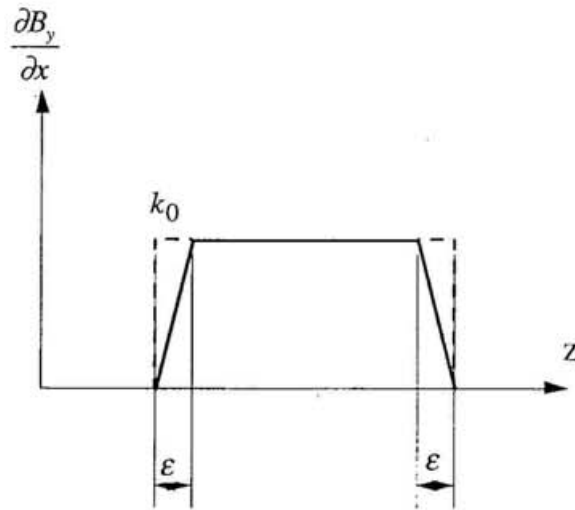


図3-26 最大ビーム径の包絡線。  
 BT-SM2を用いて、引き出し電圧を変えた計算結果。  
 等価ビーム電流値 40 mA。



(a)



(b)

図 3 - 2 7 四極磁場分布

(a) 均一磁界分布 (b) 立ち上がり、立ち下がり傾斜分布

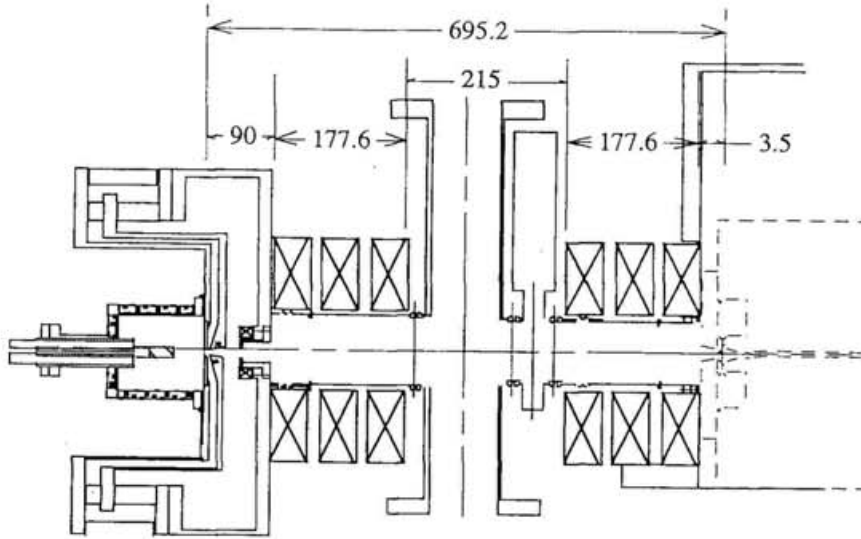
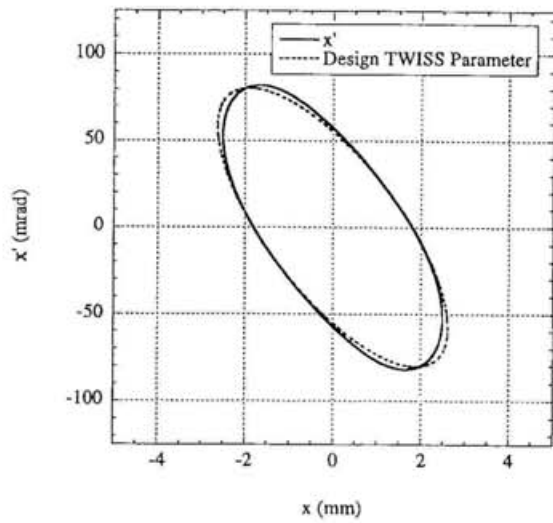
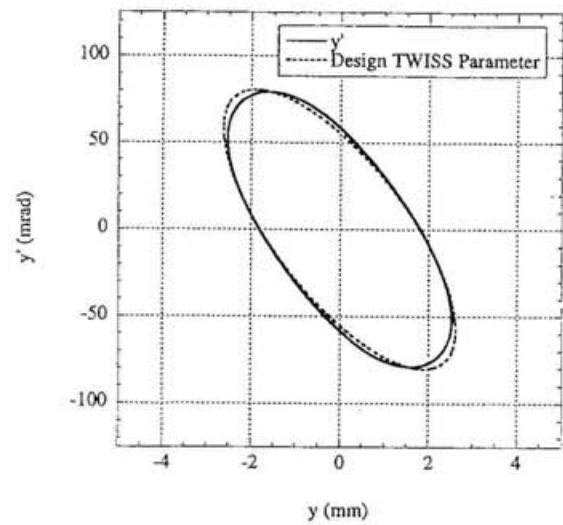


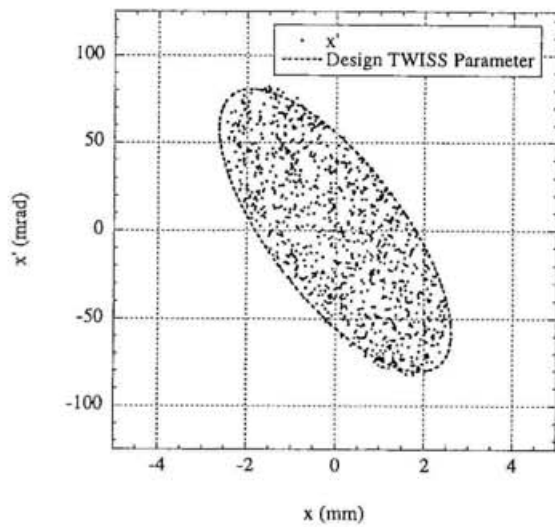
図 3 - 2 8 BT-TQMの模式図



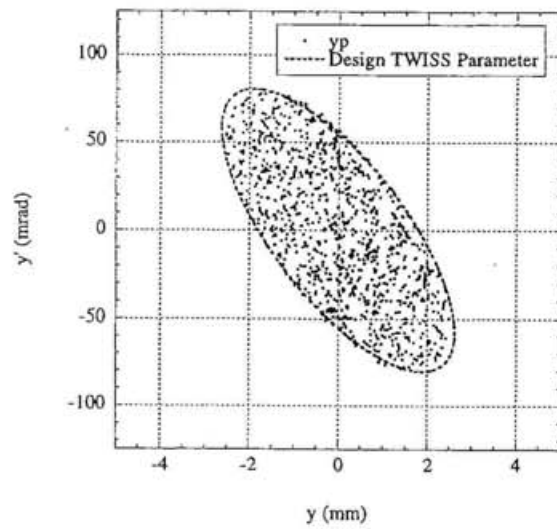
(a)



(b)



(c)

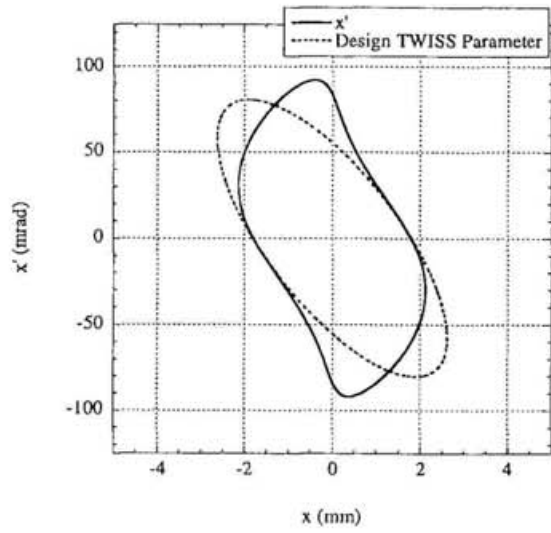


(d)

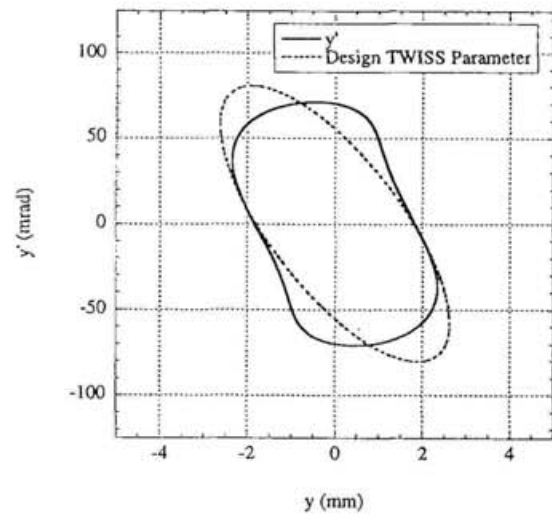
図 3-29 四極磁場による集束結果

均一磁界分布 (端部磁場の影響をふくまない)

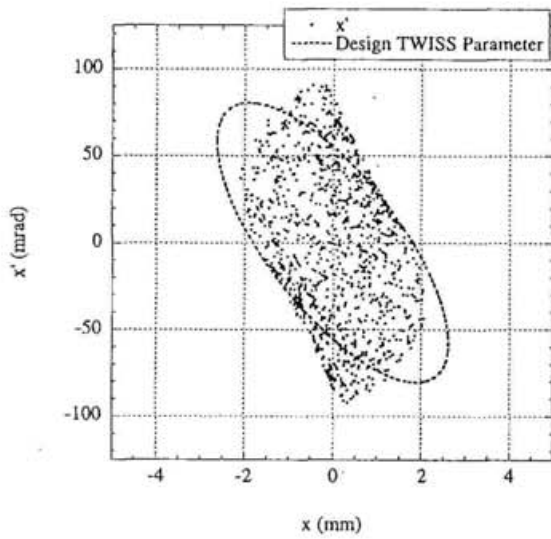
(a) 1次元  $x-x'$ 、(b) 1次元  $y-y'$ 、(c) 2次元  $x-x'$ 、(d) 2次元  $y-y'$



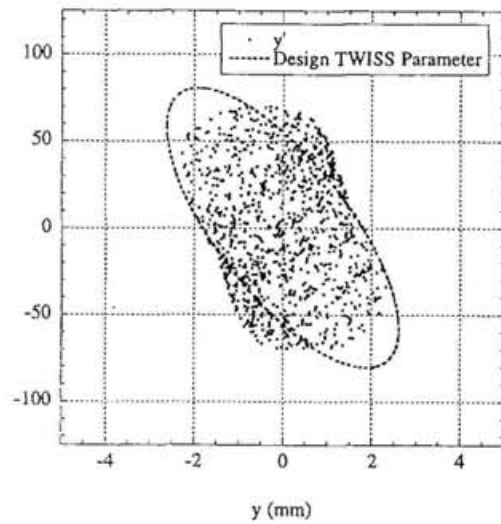
(a)



(b)



(c)

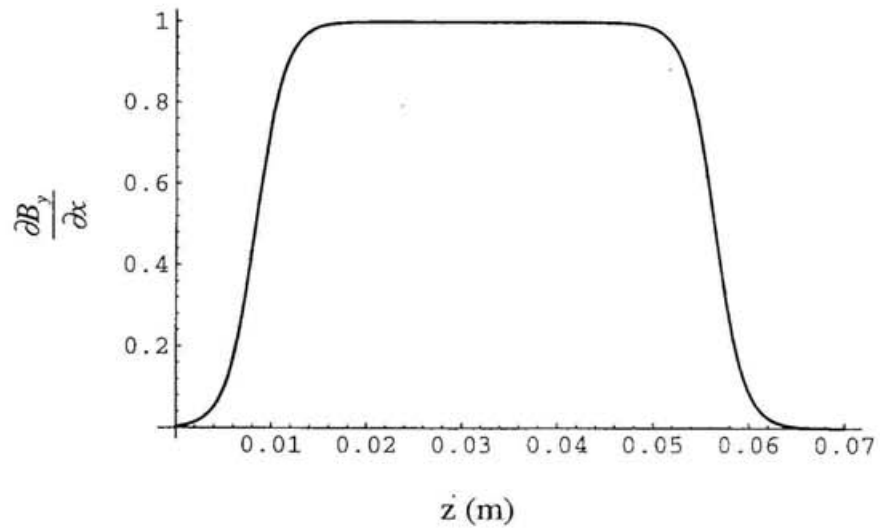


(d)

図 3 - 3 0 四極磁場による集束結果

均一磁界分布 (端部磁場の影響をふくむ計算結果)

(a) 1次元  $x-x'$ 、(b) 1次元  $y-y'$ 、(c) 2次元  $x-x'$ 、(d) 2次元  $y-y'$

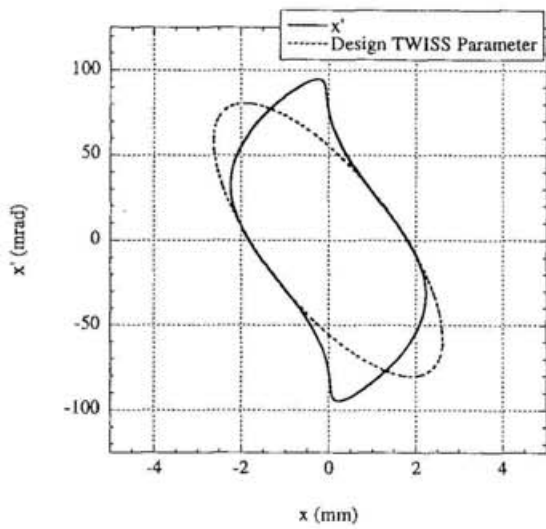


$$k(z) = \frac{1}{\exp\{657.21 \cdot (z - 32.4 \times 10^{-3} - 24 \times 10^{-3}) + 1\}} \times$$

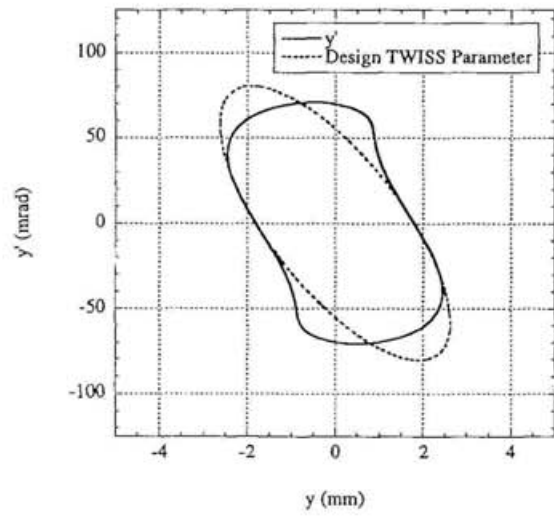
$$\frac{1}{\exp\{657.21 \cdot (-z + 32.4 \times 10^{-3} - 24 \times 10^{-3}) + 1\}}$$

図 3 - 3 1 四極磁場分布  
フェルミ分布

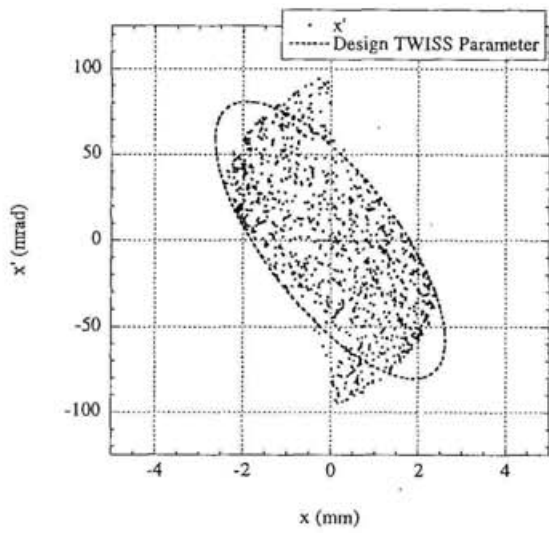




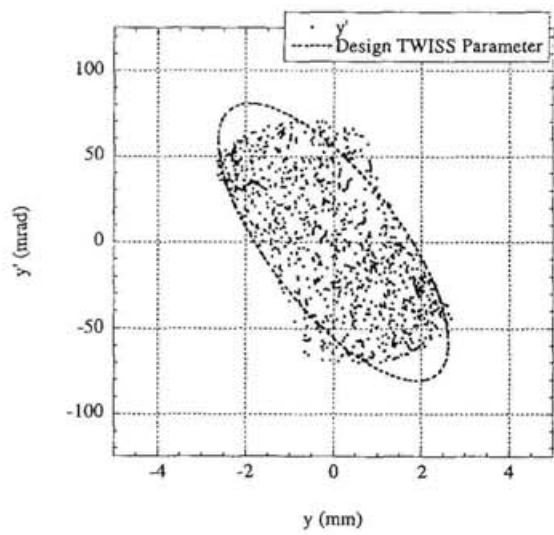
(a)



(b)



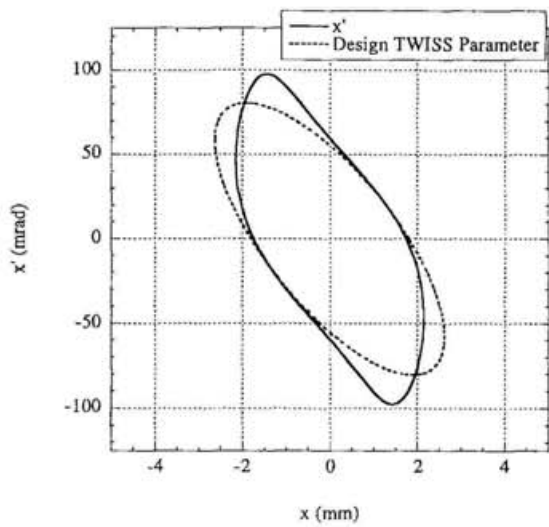
(c)



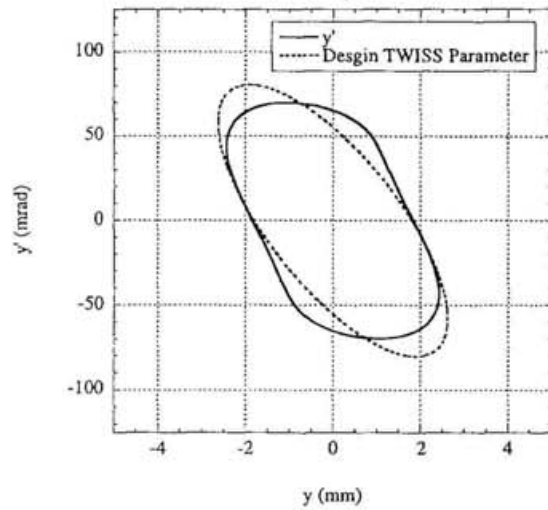
(d)

図 3-3-2 四極磁場による集束結果  
フェルミ分布

(a) 1次元  $x-x'$ 、(b) 1次元  $y-y'$ 、(c) 2次元  $x-x'$ 、(d) 2次元  $y-y'$



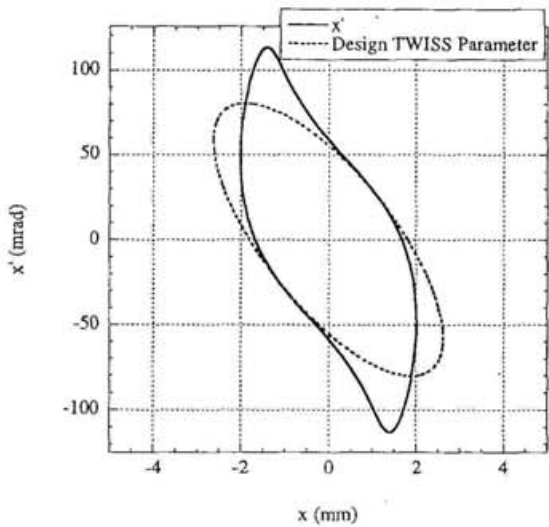
(a)



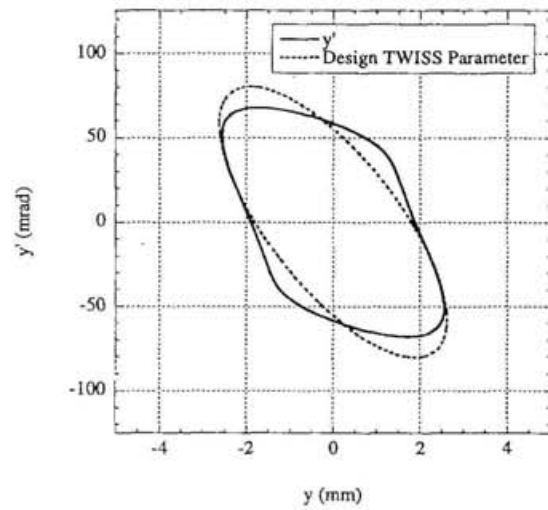
(b)

図 3-33 3重四極磁場による集束結果 (最大 ビーム径 8 mm)  
均一磁界分布 (端部磁場の影響をふくむ計算結果)

(a) 1次元  $x-x'$ 、(b) 1次元  $y-y'$



(a)



(b)

図 3-34 2重四極磁場による集束結果 (最大 ビーム径 8 mm)  
均一磁界分布 (端部磁場の影響をふくむ計算結果)

(a) 1次元  $x-x'$ 、(b) 1次元  $y-y'$

表 4 - 1 ビームパラメータ

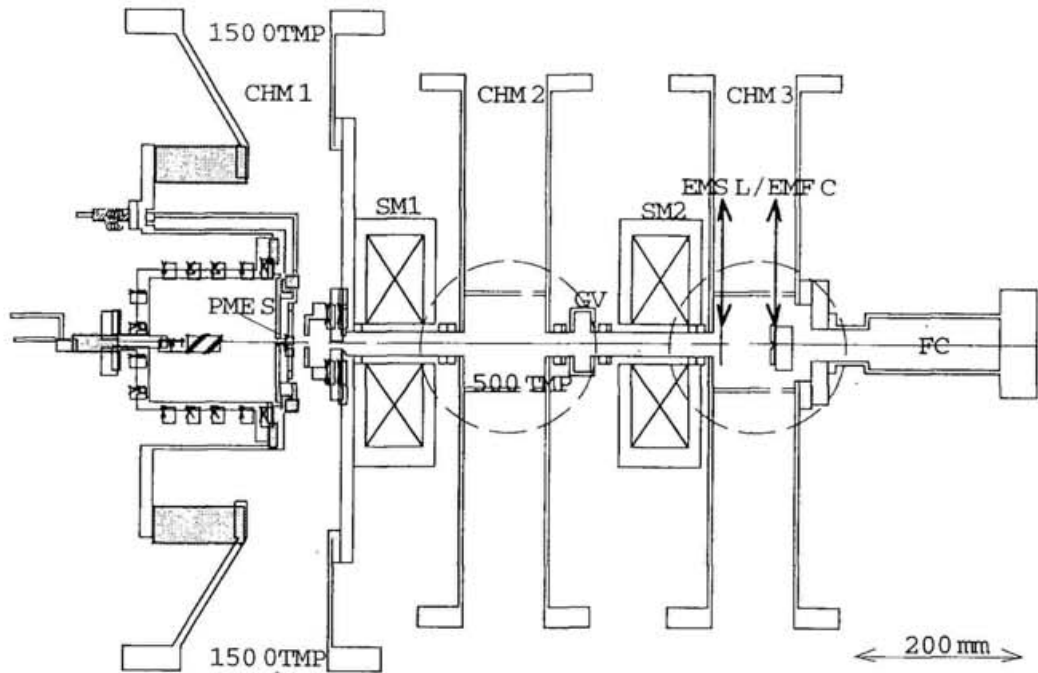
	通常運転	ゲートバルブ閉
ビームエネルギー (keV)	50	←
真空チャンバー(CHM1)の真空度 (Torr)	$3.6 \times 10^{-5}$	$3.6 \times 10^{-5}$
真空チャンバー(CHM2)の真空度 (Torr)	$8.4 \times 10^{-6}$	$8.4 \times 10^{-5}$
LEBT 出口のビーム強度 (mA)	16	14
第 1 番目のコイルの集束力 (TESLA <sup>2</sup> ·M)	0.0325	←
第 2 番目のコイルの集束力 (TESLA <sup>2</sup> ·M)	0.0376	←
4 倍の規格化二乗平均エミッタンス		
水平方向 ( $\pi$ mm·mrad)	0.408	0.399
垂直方向 ( $\pi$ mm·mrad)	0.383	—

表 4 - 2 ソレノイドコイルの集束力の設計値

等価ビーム電流値 (mA)	0	16
第 1 番目のコイルの集束力 (TESLA <sup>2</sup> ·M)	0.0303	0.0421
第 2 番目のコイルの集束力 (TESLA <sup>2</sup> ·M)	0.0418	0.0518

表 4 - 3 イオン源出口のビームパラメータ  
LEBT 出口のビームパラメータからの推定

TWISS パラメータ	$\alpha = -0.9$	$\beta = 0.053$
4 倍の規格化二乗平均エミッタンス		
水平方向 ( $\pi$ mm·mrad)	0.399	
通常運転時真空度での等価ビーム電流値 (mA)	1.35	



CHM: vacuum chamber,  
 PMS: Permanent Magnet for Electron Suppression  
 SM: solenoid electromagnet  
 EMSL: movable slit for emittance measurement  
 EMFC: movable Faraday-cup with slit for emittance measurement  
 GV: gate valve, FC: Faraday-cup  
 TMP: 1500 or 500 l/s turbo molecular pump

図4-1 体積生成型負水素イオン源とLEBTの模式図

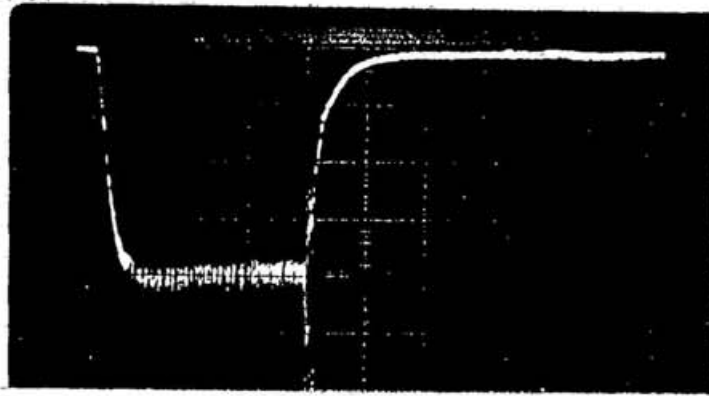


図 4 - 2 通常運転の真空度での信号波形  
 ファラデーカップで測定した負水素イオンビームの信号  
 横軸 100  $\mu\text{sec}/\text{div}$ 、縦軸 4 mA/div

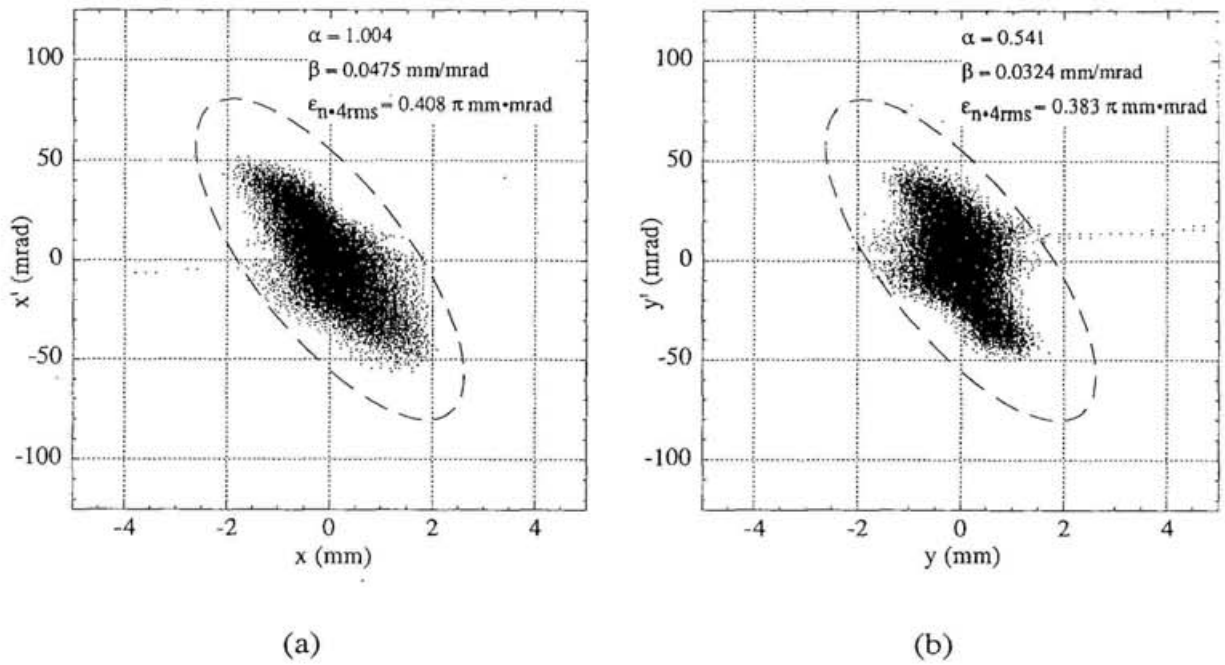


図 4 - 3 通常運転の真空度での LEBT 出口での位相空間上の粒子分布  
 ビーム電流値 16 mA。

(a) x-x' 位相空間上の粒子分布。 (b) y-y' 位相空間上の粒子分布。

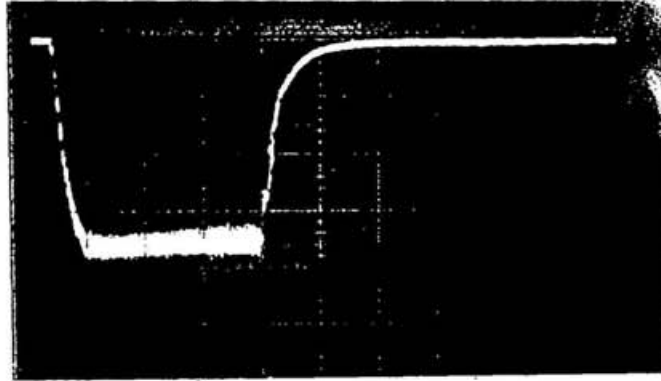


図 4-4 ゲートバルブを閉めて真空度を悪化させたときの信号波形  
 ファラデーカップで測定した負水素イオンビームの信号  
 横軸 100  $\mu\text{sec}/\text{div}$ 、縦軸 4 mA/div

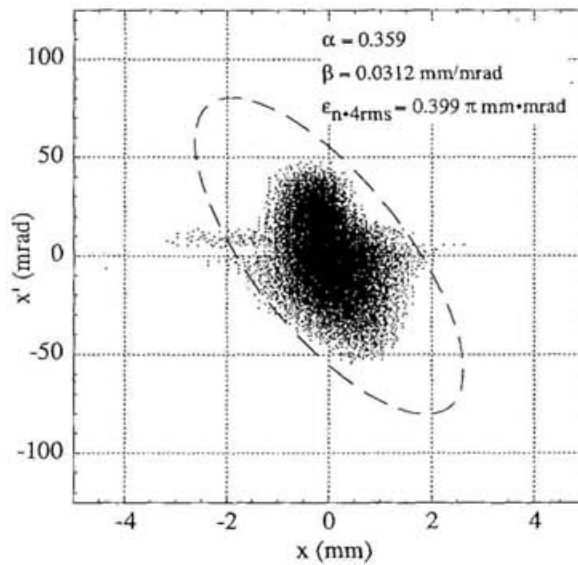


図 4-5 真空度を悪化させた時の LEBT 出口での位相空間上の粒子分布  
 $x$ - $x'$  位相空間上の粒子分布、ビーム電流値 14 mA。

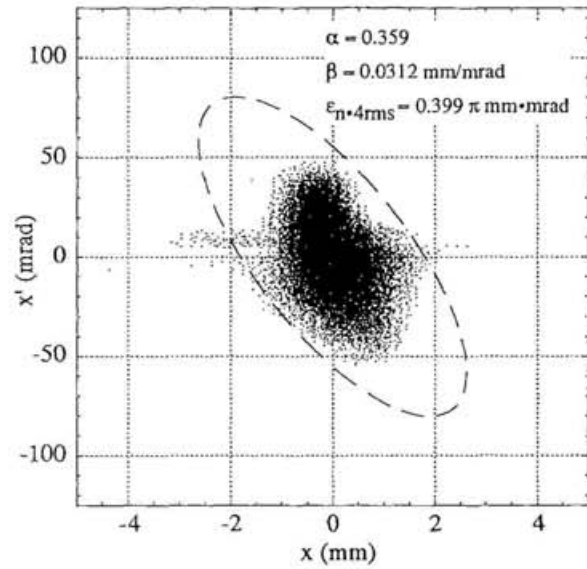
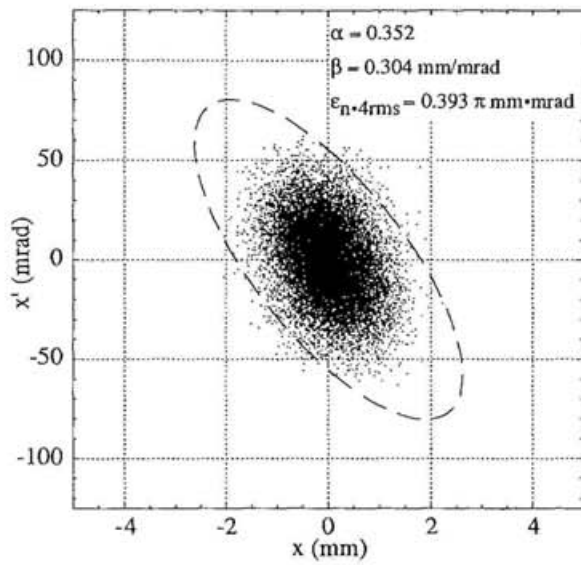


図 4 - 6 シミュレーション結果と実験結果との比較  
 真空度を悪化させた実験、ビーム電流値 14 mA。  
 (a) Gauss 分布、等価ビーム電流値 0 mA、 (b) 実験結果

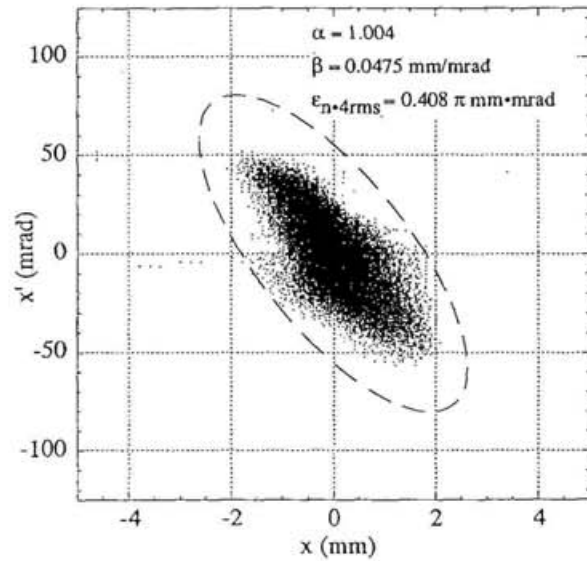
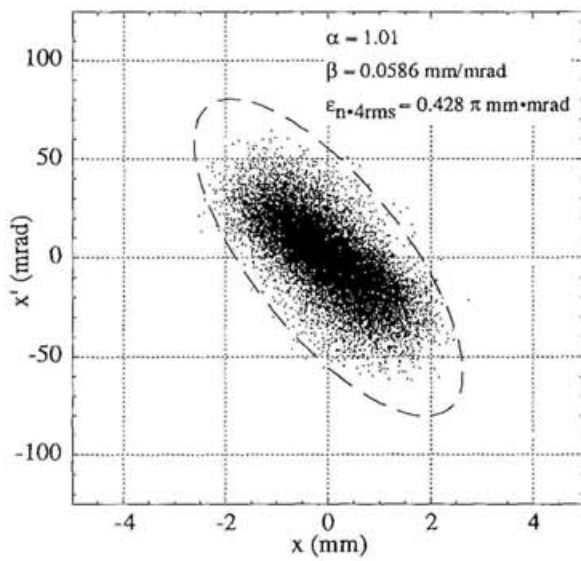
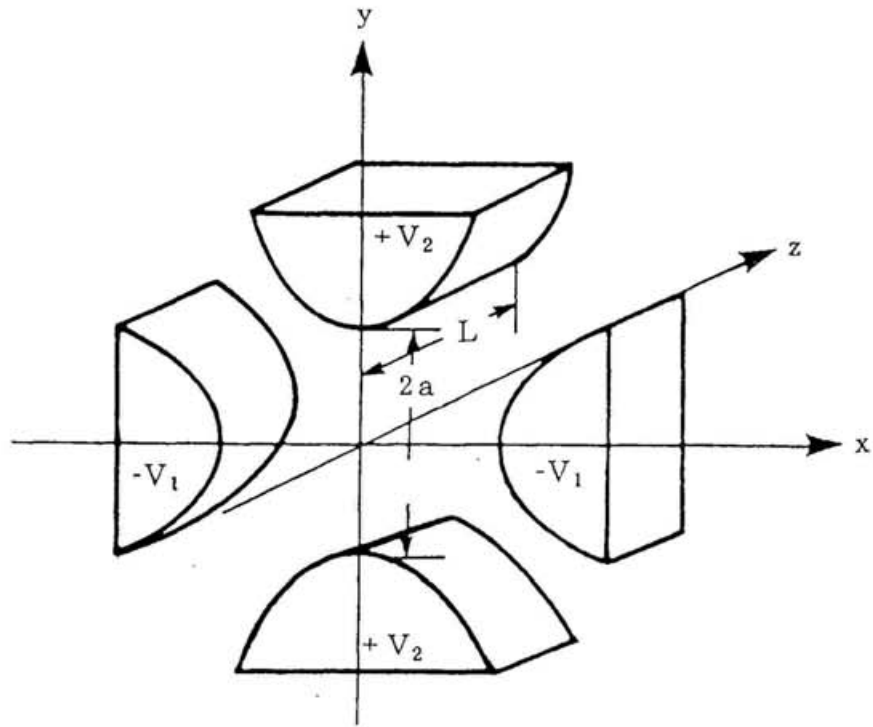
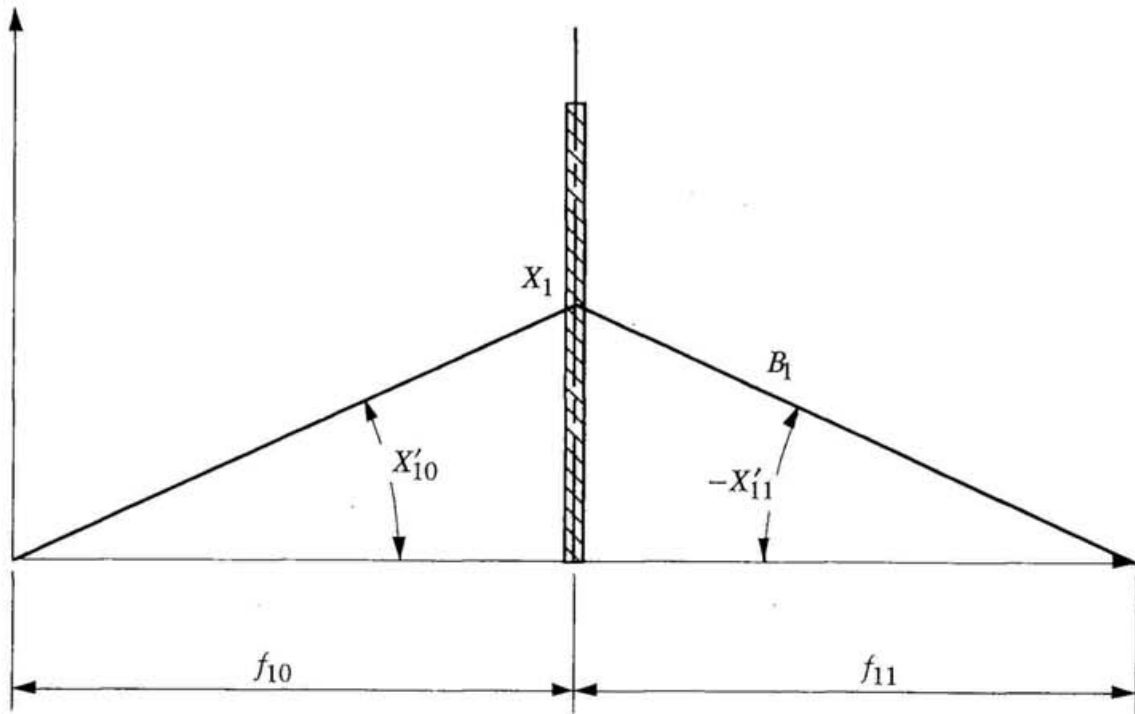


図 4 - 7 シミュレーション結果と実験結果との比較  
 通常運転時真空度での実験、ビーム電流値 16 mA。  
 (a) Gauss 分布、等価ビーム電流値 1.35 mA、 (b) 実験結果

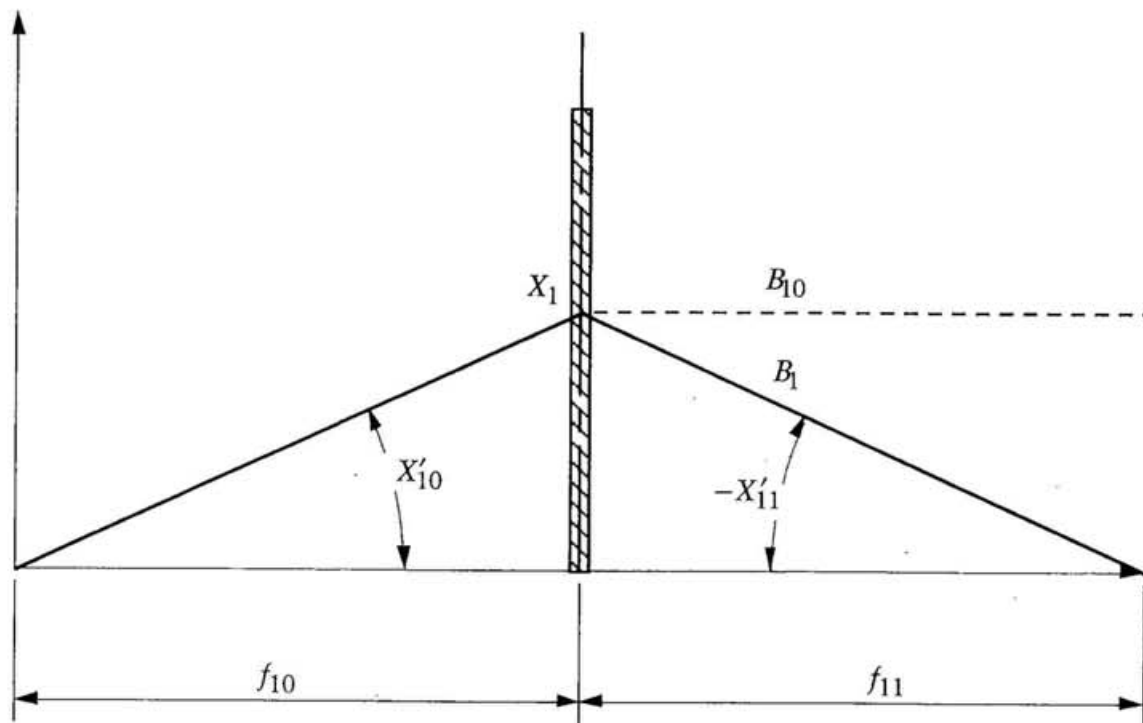




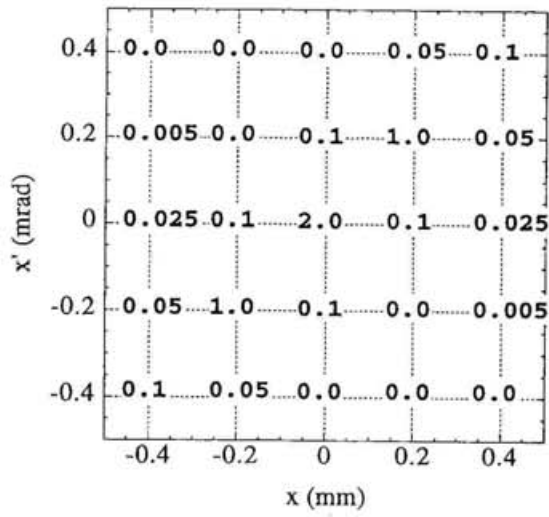
図A-1 静電四極レンズ



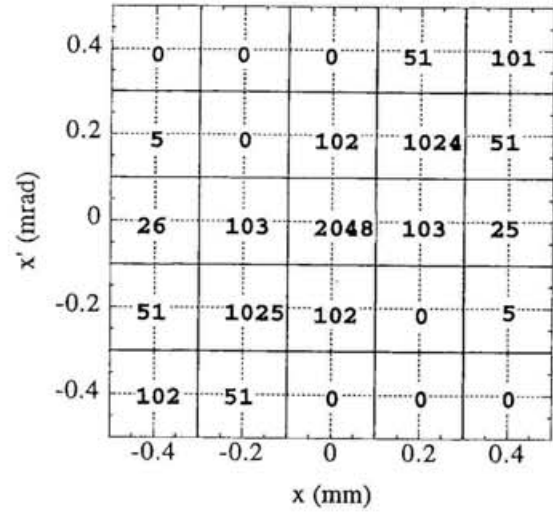
図B-1 弱いレンズ



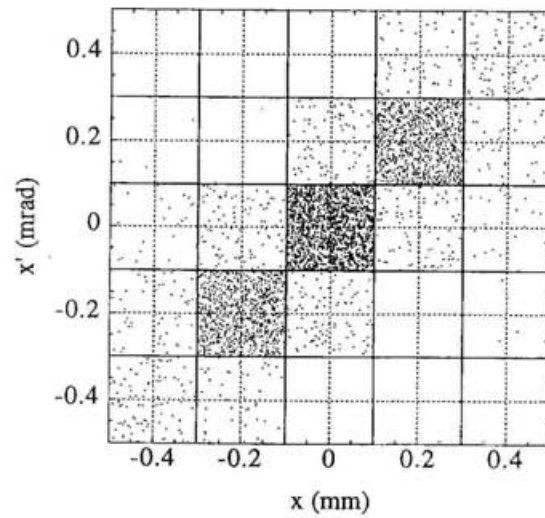
図B-2 コイル後のビーム軌道が平行となる場合との磁場強度の比較



(a)



(b)



(c)

図E-1 粒子分布での表示

- (a) エミッタンスモニタで測定した信号、
- (b) 測定した信号強度から粒子数に変換したもの
- (c) 本法で表示した位相空間上の粒子分布