

修士論文
高温超伝導バルク材マグネットを用いた
多価イオン源の開発

東京大学大学院理学系研究科物理学専攻
96043 遠藤厚身

2001年1月10日

目次

第1章 序論	3
1.1 開発の背景	3
1.1.1 多価イオンを用いた研究	3
1.1.2 多価イオン源	4
1.1.3 EBIS 開発の歴史	5
1.2 高温超伝導体を用いた多価イオン源の開発	6
1.2.1 開発の目的	6
1.2.2 高温超伝導バルク材の使用	7
第2章 EBIS の原理	9
2.1 イオン生成の原理	9
2.1.1 逐次電離	9
2.1.2 残留ガスからの電子捕獲	10
2.1.3 イオンの閉じ込め	12
2.1.4 イオンの引き出し	16
2.2 基本パラメータの決定	17
第3章 EBIS の設計	21
3.1 概要	21
3.2 電子銃	24
3.3 ドリフトチューブ	25
3.4 電子ビームコレクター	29
3.5 高温超伝導バルク材マグネット	31
3.5.1 超伝導体	31
3.5.2 バルク材	34
3.5.3 パルス着磁法	38
3.6 その他	39
3.6.1 液体窒素トラップの支持	39
3.6.2 電流コンタクト	39
3.6.3 液体窒素自動供給装置	39

第4章 実験	44
4.1 実験1 -液体窒素中での着磁試験-	44
4.2 実験2 -装置内での着磁試験-	56
4.2.1 実験2-1	56
4.2.2 実験2-2	59
第5章 まとめ	64

第1章 序論

1.1 開発の背景

1.1.1 多価イオンを用いた研究

多価イオンと物質の相互作用は EBIS や ECRIS と呼ばれる多価イオン源が開発されて初めて可能になった。現在では多価イオンを含む原子衝突系は単純な原子を標的とする系から、分子、クラスター、表面へと対象が広がり、さらには多価イオンと電子、光子といった系の研究もされている。

その中でも、多価イオンと物質表面との相互作用は、応用の面からも興味深い研究対象の一つである。荷電粒子を固体標的に照射すると、二次粒子として固体標的の構成元素が中性の原子もしくはイオンとして放出される。この二次粒子の放出はスパッタリングとして古くから研究されていた。スパッタリングは入射イオンの運動エネルギーによるものと、ポテンシャルエネルギーによるものとに分けて考えることができる。図 1.1 は Ar, Kr, Xe, Au, U の各イオンのポテンシャルエネルギーを、価数ごとにプロットしたものである。ポテンシャルエネルギーの大きさは、裸の Xe で 200 keV、裸の U では 800 keV にもなる。このように多価イオンは運動エネルギーとは別に大きなポテンシャルエネルギーをもっている。比較的低価数のイオンによるスパッタリングの場合には、ポテンシャルエネルギーの効果は小さく運動エネルギーによるものがほとんどであるが、多価イオンの場合には特に低速になると、ポテンシャルエネルギーがスパッタリング現象において重要な役割を持つようになる。

当研究室においても、表面をターゲットとした研究が以前から行なわれている。これまでの研究で、多価イオンを固体表面に当てるとポテンシャルエネルギー付与の効果により表面から放出される二次粒子の量が増加することが報告されている。また、表面に付着した炭化水素からのプロトン収量はイオンの価数の約 5 乗に比例するという強い価数依存性が報告されており、低速多価イオンは物質表面上の水素を高感度かつ低損傷で検出できるプローブとなることが期待され、多価イオンによるプロトンスパッタリングの機構の解明が試みられている [2]。また最近では、その大きなポテンシャルエネルギーを用いた表面改質にも興味をもたれている。

このような、多価イオンの持つポテンシャルエネルギーが関与する興味深い

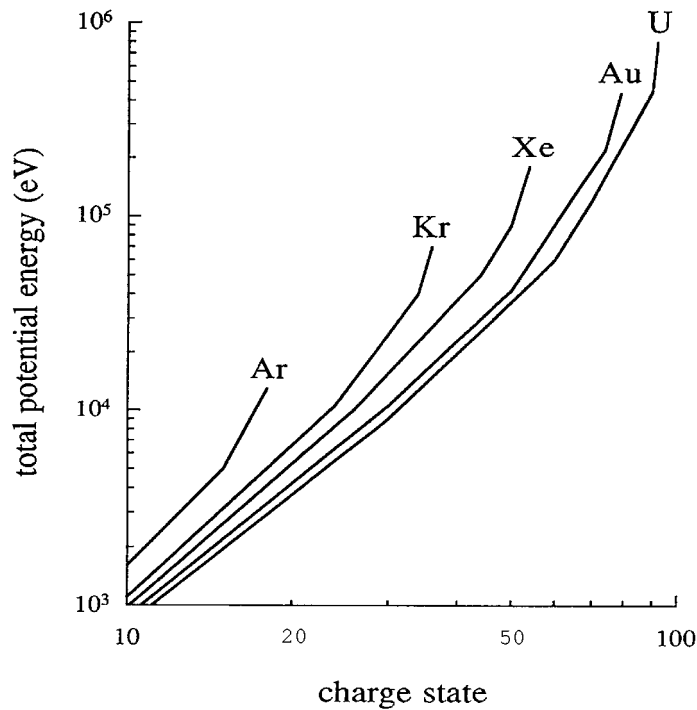


図 1.1: 各イオン価数における総ポテンシャルエネルギー [1]

現象をさらに深く理解するために、運動エネルギーが小さくポテンシャルエネルギーの大きなイオン、つまりより低速でより価数の高いイオンを供給できるイオン源が求められている。

1.1.2 多価イオン源

多価イオンを供給するイオン源として代表的なものは ECRIS と EBIS である。両者とも生成イオンを閉じ込め電子衝撃により一つずつ電子を電離 (逐次電離) して多価イオンを生成するが、イオンの閉じ込め方に違いがある。

電子サイクロトロン共鳴型多価イオン源 (Electron Cyclotron Resonance Ion Source)

ECRIS の模式図を図 1.2 に示す。磁場鏡内に電子とイオンからなるプラズマを閉じ込め、そこへマイクロ波を導入して電子サイクロトロン共鳴を起こし、マイクロ波によって加速された高エネルギーの電子で一緒に閉じ込められているイオンを逐次電離して多価イオンを生成する。この型のイオン源の特徴は、比較的価数の高いイオンを多量に取り出せることである。ただし、高い価数の

イオンが得られにくく、ビームのエミッタンスがそれほど良くない。

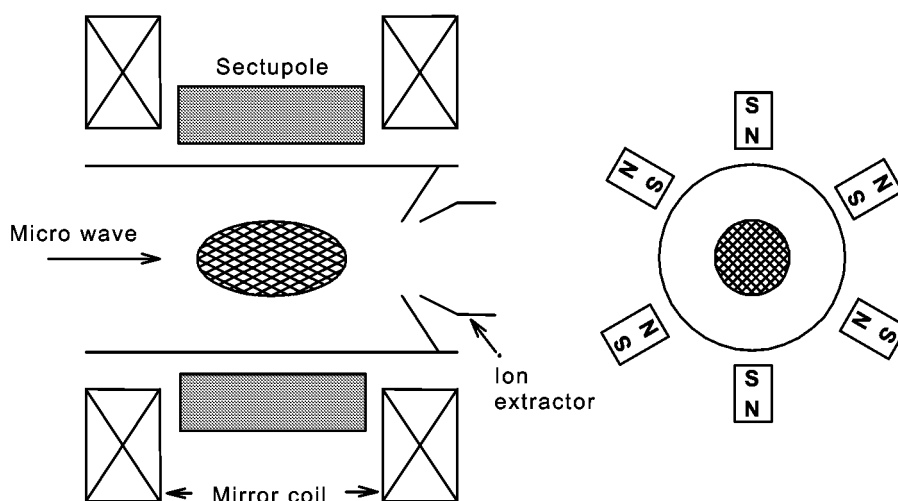


図 1.2: ECRIS の模式図

電子ビーム型多価イオン源 (Electron Beam Ion Source)

EBIS の模式図を図 1.3 に示す。EBIS は磁場により高密度に圧縮された電子ビームにより逐次電離を行なう。イオンは電子ビームの空間電荷によって作られる動径方向の電場と、上流側と下流側の電極電位による軸方向のポテンシャル障壁によって電子線内に閉じ込められ、その間に逐次電離によるイオン化が進行する。一般に EBIS は超高真空下で運転されるので、残留ガスから電子を捕獲する率が低く価数の高いイオンの生成に有利である。また、準安定状態のイオンを含まない狭いエネルギー幅の安定なビームを生成することができる。ただし、ビームの強度は ECRIS ほど強くない。

1.1.3 EBIS 開発の歴史

EBIS は 1967 年ソ連の E. D. Donetz によって開発された [3]。1970 年代は EBIS はすべて常伝導磁石を使用していたが、1980 年代中頃からは EBIS の磁場生成に超伝導磁石が導入され、強磁場による高密度な電子ビームの生成とともに、液体ヘリウム容器のクライオポンプ効果により真空条件が大幅に改善され、イオン源の性能が飛躍的に向上した。電子ビームエネルギー数百 keV の EBIS も開発されており、U の裸イオンの生成に成功したという報告もある [4]。しかし、これら超伝導磁石を用いた EBIS は装置が大型になるうえに運転

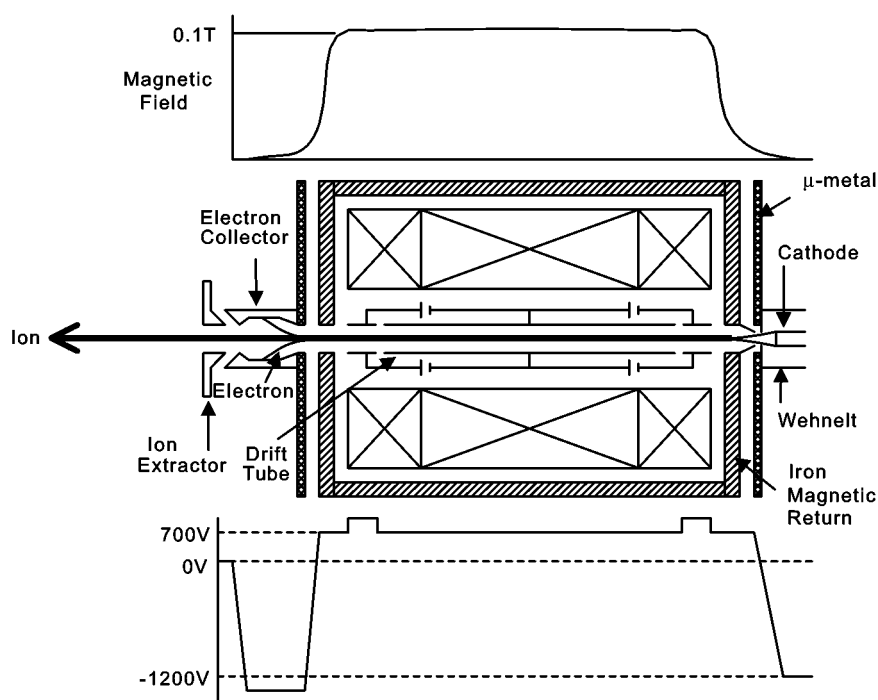


図 1.3: EBIS の模式図

コストもかかるため、研究室で維持するのは困難である。そのため、一方で小型の EBIS の開発も試みられてきた。

EBIS の構造は大きく分けて、電子銃部、磁場発生用コイル、電子ビームコレクター部の三つの部分に分けられる。装置の大きさは、電子ビームの加速エネルギーと磁場の生成方法とでほぼ決まる。高い価数のイオンの生成には、高エネルギー・高密度の電子ビームが必要となるが、それは直接装置の大型化につながる。そのため、研究目的に合わせて電子ビームエネルギーを必要最小限に抑えた設計の、超伝導マグネットを使用しない小型 EBIS が開発されてきた。例としては、液体窒素で冷却した常伝導ソレノイドを用いたものや永久磁石と鉄のヨークを用いたものなどが開発され、衝突実験等に用いられている [5] [6]。

1.2 高温超伝導体を用いた多価イオン源の開発

1.2.1 開発の目的

多価イオンと表面の相互作用の研究など強度はそれほど必要でない実験の場合、ビームの質が良く高価数イオンの生成を得意とする EBIS 型イオン源が用いられることが多い。当研究室でも、Okuno によって開発された mini-EBIS が

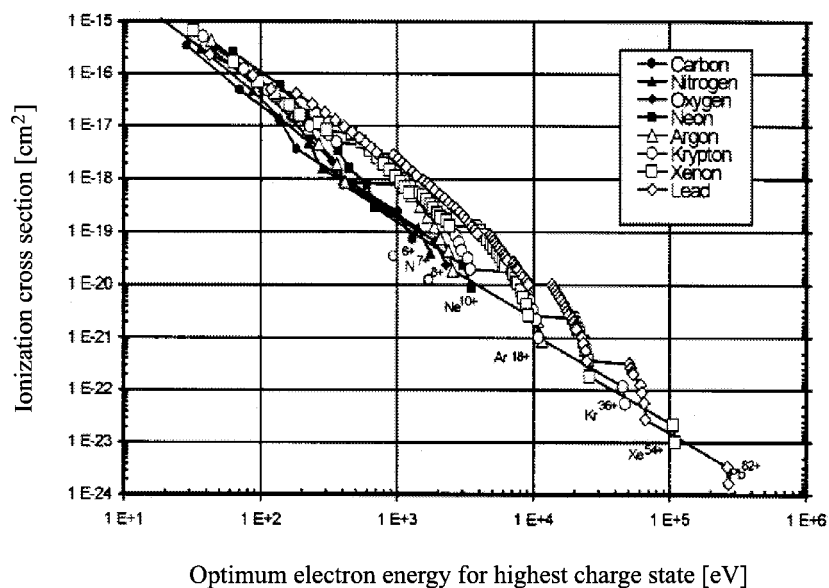


図 1.4: 電離断面積最大の電子ビームエネルギーとそのときの電離断面積 [8]

多価イオンによるプロトンスパッタリングの機構を解明することを目標とした研究に使用されている [7]。しかし、mini-EBIS は装置の小型化に重点をおき電子ビームのエネルギーを数 keV に留めた設計にしているため、生成できるイオンの価数に限界がある。研究を進める上で、より多価で低速のイオンが求められているため、mini-EBIS より高い価数に目標を定めた EBIS の開発に着手した。

本装置は、最大電子ビームエネルギーを 30 keV として設計を行なった。図 1.4 は、C, N, O, Ne, Ar, Kr, Xe, Pb の各価数における電離断面積を最大にする電子ビームエネルギーと、そのときの電離断面積をプロットしたものである (電離のしきい値はここで示されたエネルギーの約 1/2 程度)。電子ビームエネルギー 30 keV では Ar^{18+} (Bare), Kr^{36+} (Bare), Xe^{52+} (He-like) 等の生成が可能である。

1.2.2 高温超伝導バルク材の使用

電子ビームのエネルギーが十分であれば原理的にはイオンの電子をはがすことは可能であるが、電子ビームを高密度に圧縮できないと電離の効率が落ち、電子捕獲とつりあった段階でイオン化が進行しなくなって価数が制限される。そのため、高価数のイオンを生成するためには電子ビームのエネルギーが十分であると同時に、高密度な電子ビームを生成するための強い磁場も必要とな

る。強磁場を生成するためには一般的に超伝導マグネットが用いられるが、ヘリウム の供給が必要な従来の超伝導マグネットは、装置の設計が複雑かつ大型となるため、使用したくない。そこで、別の磁場発生源として液体窒素温度で使用可能な高温超伝導体に着目した。高温超伝導の材料として線材を用いることも検討したが、線材は未だ高価であった。また、開発段階の線材は許される曲率に制限があり、小さなコイルを巻くことができない。径の大きなコイルを巻くことは、装置を大きくするだけでなく材料費用も高額となる。そこで、線材に比べて安価な、高温超伝導のバルク材を使用することにした。この材料は大型試料の製作技術の開発にともない、ピン止め効果を利用した強力磁石としての応用が研究されている材料である。直径 7 cm、厚さ 3 cm の円板状バルク材を用いて、77 K で 1 T の磁場を発生させることができたという報告がされている [9]。磁場強度と同時に今回の応用に重要なのは、バルク材の作る磁場分布が永久磁石のものとは異なる点である。一様に着磁されたリング状のバルク材には、その断面内に一様に超伝導電流が流れるため、発生する磁場分布は円環電流が作るものとほぼ同じになる (節 3.5)。この特徴に着目し、超伝導のソレノイドコイルを巻く代わりにリング型のバルク材を使用して EBIS を製作することにした。バルク材を磁石として用いるには、一度外部から磁場を印加して着磁を行う必要がある。一般的にバルク材の着磁は静磁場によって行われるが、本装置では装置内で着磁を行うためにパルス磁場を用いて着磁を行う構造とした (節 3.5.3)。

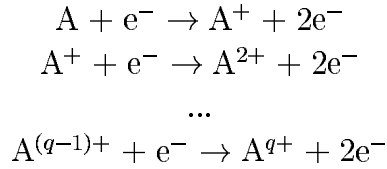
バルク材の磁石としての応用はいくつか試みられているが、リング型のものをソレノイドの代用として使用する試みは初めてのことである [10] [28]。さらに、パルス磁場による着磁方法も未だ確立された技術ではない。そのため、実際に装置を製作する前に、今回の磁場発生方法で磁場を発生させることが出来るのか否かを確認する必要がある。本研究は、この新しい磁場発生方法を採用したイオン源による多価イオンの生成を目標としているが、本論文では途中経過として、上述のアイディアに基づいた装置の設計と、バルク材の着磁実験の結果までについて述べる。

第2章 EBISの原理

2.1 イオン生成の原理

2.1.1 逐次電離

電子ビームに束縛されたイオンは連続的に電子ビーム衝撃を受け、



のように一つずつ電子をはがれて多価のイオンとなってゆく。

電子ビームの閉じ込めが完全で逐次電離のみが起これと考えると考えた場合、イオン化の進行は次の連立微分方程式で表される。

$$\frac{dn_q}{d\tau} = n_{q-1}\sigma_i(q-1, q) - n_q\sigma_i(q, q+1) \quad (2.1)$$

ここで、 $\sigma_i(q-1, q)$ は $q-1$ 価イオンが q 価になるときの電離断面積、 n_q は q 価イオンの数密度である。 τ は Ionization Factor と呼ばれる量で、電子ビームの電流密度 J とイオンが電子ビーム衝撃を受ける時間 t を用いて $\tau = Jt/e$ と定義されている。

式中のイオンの電離断面積 $\sigma_i(q-1, q)$ を求めるためにはいくつかの経験式があり、それらを用いて計算することができる。一般的に使われる Lotz による経験式を以下に示す [14]。

$$\sigma_i(q-1, q) \cong 4.5 \times 10^{-14} \sum_{i=1}^N k_i \frac{\ln E/P_i}{EP_i} \quad (2.2)$$

ここで、 $\sigma_i(q-1, q)$ [cm²] が電離断面積、 E [eV] は電子ビームのエネルギー、 N は q 番目のイオン化の後に電子が残っている subshell の数。 P_i [eV] は i 番

目の subshell にある電子の束縛エネルギー、 k_i は i 番目の subshell にある同等の電子の数を表す。

式 (2.1) を解くと逐次電離で生成されるイオンの価数分布の τ 依存性を求めることができる。図 2.1 は、パルス的に導入された中性の Ar 原子を 8 keV と 3 keV の電子ビームによってイオン化すると仮定したときの価数分布を計算した結果である。理想的な逐次電離では、イオンの価数分布はイオン化パラメータ τ で制御され、電子ビームのエネルギーが十分であれば、 τ を大きな値にすれば生成されるイオンすべてを裸にすることも可能ということになるが、実際には実現可能な τ に制限があり、また次節で述べる電子捕獲等が起こるため、このような状況を達成することはできない。

上のような計算をしなくても逐次電離によって中性原子が価数 q に達するのに必要な $\tau(A^{q+})$ を、次の式から見積もることができる。

$$\tau(A^{q+}) = \sum_{i=0}^{q-1} \frac{1}{\sigma_i(q, q+1)} \quad (2.3)$$

$\tau(A^{q+}) = Jt(A^{q+})/e$ であるから、電流密度一定とすると目標とするイオンを生成するために必要な閉じ込め時間を求めることができる。閉じ込め時間は、特にパルスモード運転 (節 2.1.4) のとき重要なパラメータとなる。

2.1.2 残留ガスからの電子捕獲

前節では理想的な逐次電離を考えたが、実際には残留ガスとの衝突や radiative recombination による電子捕獲がおこり、生成されるイオンの価数分布を左右する。最終的に生成されるイオンの価数は逐次電離によるイオン化と電子捕獲との競合で決まる。radiative recombination による電子捕獲は $(q+Z)^2$ に比例して増加し、一方イオン化断面積は q 、 Z の増加とともに減少する [15]。そのため価数が高くなると radiative recombination の影響が無視できないが、例えば 7.1 keV の電子ビームエネルギーで Ar^{17+} を生成するときのイオン化の割合は radiative recombination の約 40 倍であるから、価数がそれほど高くないときにはこの寄与を無視できる。ここでは残留ガスとの衝突による電子捕獲のみを考える。

q 価イオンが電子捕獲により $q-1$ 価となるときの電子捕獲断面積を $\sigma_c(q, q-1)$ とする。中性原子からの電子捕獲断面積についてもいくつかの経験式が出されているが、その中の一つである Muller と Salzborn による次の経験式を用いると以下の式で計算することができる [16]。

$$\sigma_c(q, q-1) = 1.4 \times 10^{-12} q^{1.17} I^{-2.76} \quad (2.4)$$

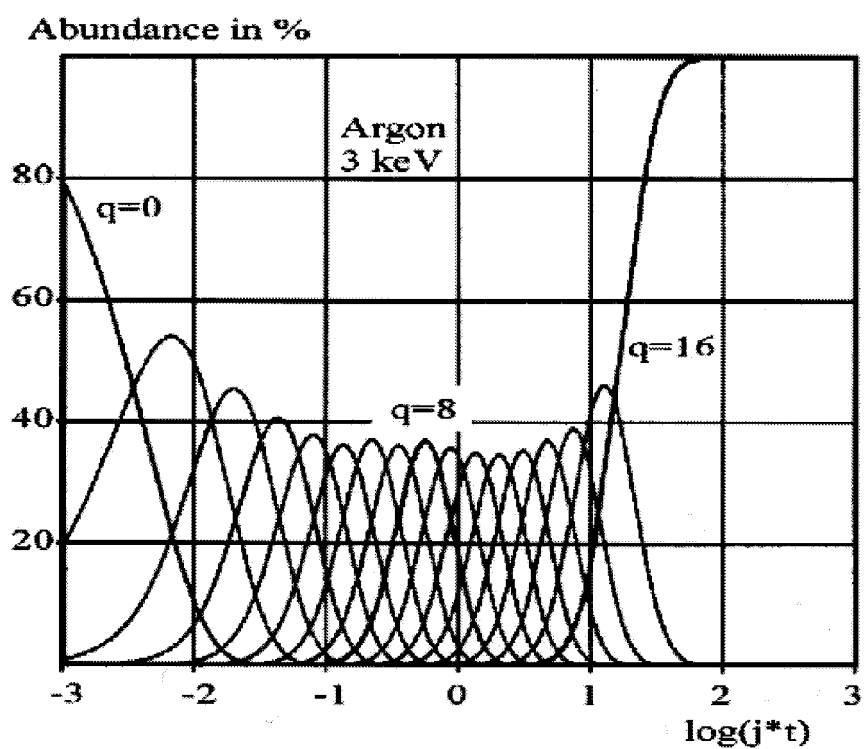
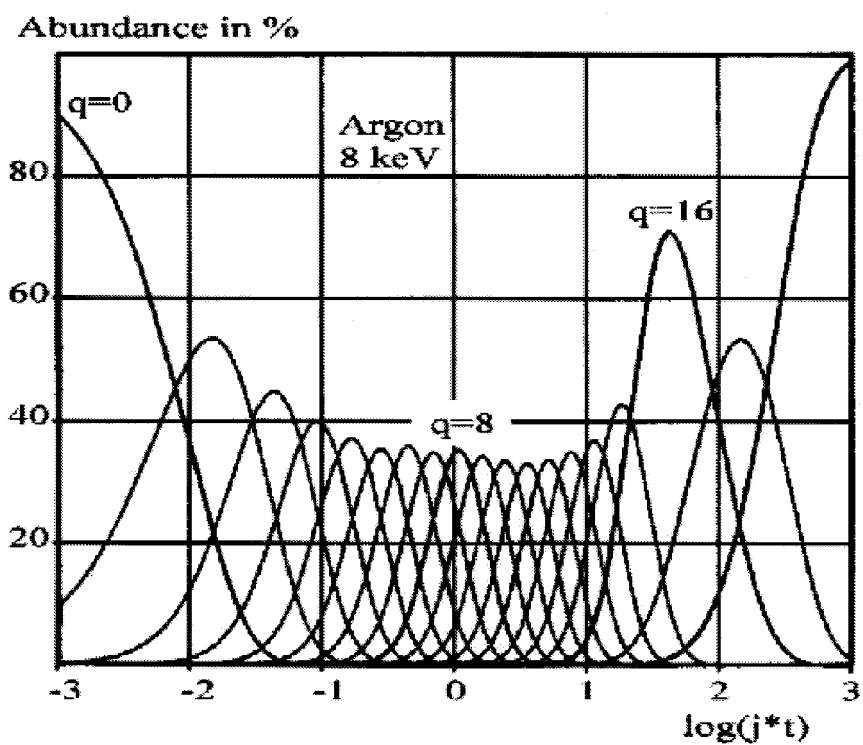


図 2.1: Ar イオン価数分布の Jt 依存性 ($E_e = 8 \text{ keV}, 3 \text{ keV}$) [8]

ここで、 $\sigma_c(q, q-1)$ [cm^2] は電子捕獲断面積、 I [eV] は中性原子の第一イオン化エネルギーである。 $\sigma_c(q, q-1)$ を用いると残留ガスからの電子捕獲による q 価イオンの損失は、

$$\frac{dn_q}{dt} = -n_q n_0 v \sigma_c(q, q-1) \quad (2.5)$$

と書くことができる。ここで、 v は衝突のときの相対速度、 n_0 は残留ガスの数密度である。逐次電離の式 (2.1) に電子捕獲の項まで加えると、以下のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{dn_q}{dt} = n_e v_e \{ & n_{q-1} \sigma_i(q-1, q) - n_q \sigma_i(q, q+1) \} \\ & - n_q n_0 v \sigma_c(q, q-1) \end{aligned} \quad (2.6)$$

q が与えられた電子ビームエネルギーで到達できる最高価数で、それ以上イオン化が進まないとすると、右辺の第二項を無視することができ、平衡に達したときの価数分布は以下のようになる。

$$\frac{n_q}{n_{q-1}} = \frac{n_e v_e \sigma_i(q-1, q)}{n_0 v_q \sigma_c(q, q-1)} = \frac{(J/e) \sigma_i(q-1, q)}{n_0 v_q \sigma_c(q, q-1)} \quad (2.7)$$

多価イオンの生成するためには大きな J と小さな n_0 、つまり高密度な電子ビームと超高真空が必要であることが分かる。

また、 $n_q/n_{q-1} > 1$ を解くことで目標とする価数のイオンを得るために必要な残留ガス密度 n_0 つまり真空度を見積もることができる。

2.1.3 イオンの閉じ込め

EBIS では、電子ビームの空間電荷によって動径方向にイオンを閉じ込めるため、溜め込むことができる正電荷量の上限は、イオン化領域内に存在する電子ビームによる負電荷の量で決まる。イオン化領域内に存在する電子数 Q^- は、電子ビームのエネルギーと電流をそれぞれ E_e [keV]、 I_e [A]、イオン閉じ込め領域の長さを L [m] とした場合、次の式で求められる。

$$Q^- = \frac{L I_e}{e v_e} = 3.3 \times 10^{11} I_e E_e^{-1/2} L \quad (2.8)$$

また、電子ビームの作る動径方向のポテンシャル $V(r)$ は次式により計算することができる。

$$\begin{aligned} V(r) &= V_0 \left(\frac{r}{r_e} \right)^2, \quad r < r_e \\ &= V_0 \left(2 \ln \left(\frac{r}{r_e} \right) + 1 \right), \quad r > r_e \\ V_0 &= 479 I_e E_e^{-1/2} \end{aligned} \quad (2.9)$$

ここで、 V_0 [V] は中心軸上と電子ビームの端のポテンシャルの差を表す。例えば、20 keV, 100 mA のビームでは動径方向のポテンシャルの深さは 10.7 V である。

また、ドリフトチューブの内径を R_0 とすると、ビームの中心とドリフトチューブのポテンシャルの差は以下の式で計算できる。

$$V_t = V(R_0) = V_0 \left(2 \ln \left(\frac{R_0}{r_e} \right) + 1 \right) \quad (2.10)$$

先程と同じ電子ビームが内径 3 mm のドリフトチューブ内を通過するときを考えると、ポテンシャルの深さは $V_t = 68.7$ V となる。

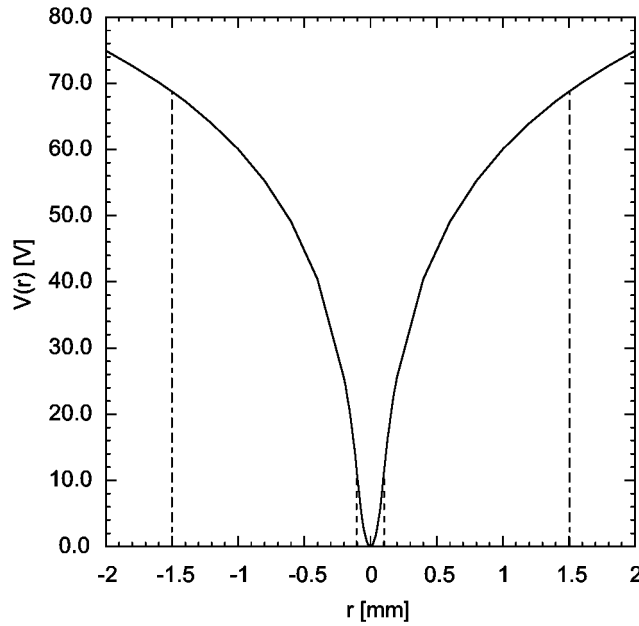


図 2.2: 電子ビームの作る動径方向のポテンシャル

$$I_e = 100 \text{ mA}, \quad E_e = 20 \text{ keV}, \quad r_e = 0.1 \text{ mm}$$

節 2.1.1 で述べたように、逐次電離で多価イオンを生成するためにはある程度以上長い時間、イオンを電子ビーム中に閉じ込めておく必要がある。イオン

は電子との衝突をくりかえす過程で電子からエネルギーを受け取り (heating)、目標とする価数までイオン化が進まないうちにポテンシャルを越えてイオン化領域外へ出て行ってしまふことがある。軸方向に閉じ込めておくためにはドリフトチューブの電位を高く設定して置けばよいが、動径方向の閉じ込めは電子ビームの空間電荷と磁場によるので容易ではない。

単位時間に価数 q 、質量数 A のイオンが電子ビームから得るエネルギー dE_i/dt [eV/s] は、 J [A/cm²] を電子ビーム密度、 E_e [keV] を電子ビームエネルギーとして、およそ次のように見積もられる [17]。

$$\frac{dE_i}{dt} \approx \frac{7q^2 J}{A \cdot E_e} \quad (2.11)$$

例えば Xe^{52} の場合 $E_e = 20$ keV, $J = 500$ A/cm² とすると一秒当たり 3.6 keV のエネルギーを得ることになり、先ほど計算した動径方向のポテンシャル深さを考えると、イオンが電子ビーム内にいられるのは約 0.15 s ということになる。これではイオン化が十分に進行できないが、実際にはイオンは電子線内を出ても図 2.3 のような軌道を描き周期的に電子線内に戻ってくるので、それ以降もイオン化が進行できる。しかし、さらにエネルギーを得てドリフトチューブに到達してしまうと内壁に衝突して中性化してしまうので、特に生成に時間がかかる多価イオンの場合にはイオンの heating が問題となる。しかし、実際の観測では計算よりも長時間イオンを閉じ込めることに成功している。これは異種のイオン同士の衝突による cooling 効果として説明される。

図 2.4 に cooling の模式図を示す。イオン化領域の中には様々なイオンが存在し、そこではイオン同士の衝突が繰り返されて熱平衡に達している。つまり運動エネルギーが一様となっている。一方、高さ V [V] のポテンシャル障壁を超えるために必要とされる運動エネルギーは、低価数 q のイオンでは qV [eV] であるのに対して、高価数 Q のイオンでは QV [eV] ($Q \gg q$) であるから、同じ運動エネルギーを持つ場合には低価数のイオンが優先して出て行くことになる。その結果、重くて高価数のイオンのエネルギーを軽くて低価数のイオンが持ち去ることになり、重い高価数のイオンはイオン化領域中でさらにイオン化を進行させることができる。超多価イオンを生成するために長時間イオンを閉じ込めるには cooling が不可欠のため、この効果を積極的に用いるクーリングガスの種類や導入方法が理論と実験両方の面から研究されている [19] [20]。成功例としては Ti をクーリングガスとして Au^{69+} (Ne-like) を 4.5 時間閉じ込めた例がある [21]。

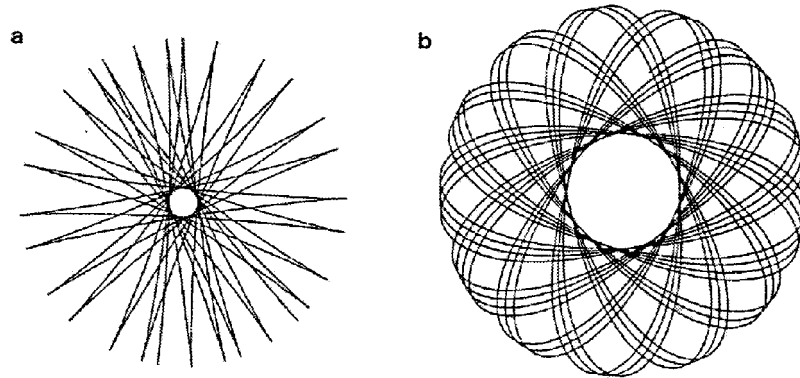


図 2.3: 電子ビームに束縛されたイオンの軌道 [11]

イオンは密度の一定な電子ビーム中 ($6 \times 10^{11} \text{ e/cm}^3$) で生成されたと仮定している。磁場強度はそれぞれ 5 T。 (a) Xe^{8+} の初期運動エネルギー 0 eV、電子ビームエネルギー 50 keV の場合。動径方向の振幅 0.01 cm。 (b) Xe^{1+} の初期運動エネルギー 50 eV、電子ビームエネルギー 50 keV の場合。動径方向の振幅 0.025 cm。

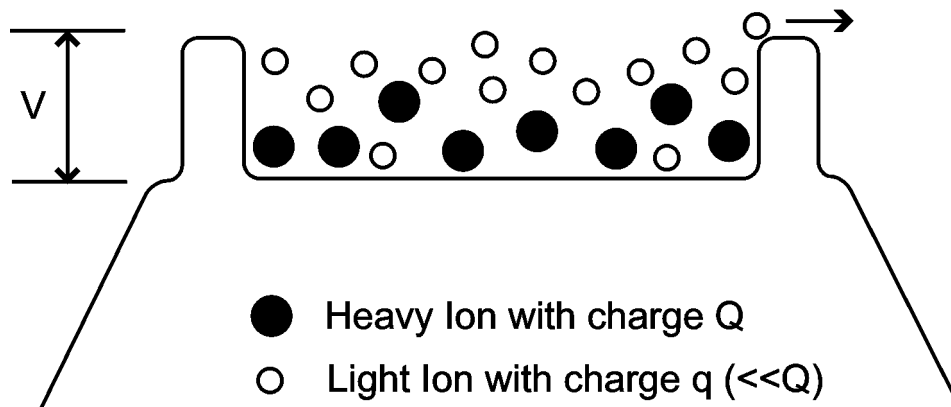


図 2.4: イオン同士の衝突による cooling の模式図

低価数 q 価のイオンは V [V] のポテンシャル障壁を超えるのに qV [eV]、高価数 Q 価のイオンは QV [eV] のエネルギーを要するため、熱平衡状態では低価数のイオンが先に出て行く。

2.1.4 イオンの引き出し

節 2.1.3 で述べたように、動径方向のイオンの閉じ込めは主に電子ビームの作るポテンシャルによる。イオン化領域の正イオンの存在による空間電荷の中和が無視できないこと、イオン化領域における電子ビームの密度や均一性の測定が難しいこと等の理由により、動径方向のポテンシャルを正確に制御することは困難である。他方、軸方向の閉じ込めは、ドリフトチューブの両端の電極電位を中心より高く設定しておけばよいので容易に制御できる。イオンはポテンシャル障壁の一番低い部分から出てくるので、下流側の電極電位を上流側より低く、かつ中心電極との電位差が動径方向に電子ビームが作るポテンシャル深さよりも小さくなるように設定すれば、イオンを下流側へ引き出すことができる。イオン化領域から出た正イオンは、電子ビームを減速回収する電場によって逆に加速され、イオンビームとして引き出される (節 3.4)。

図 2.5 にいくつかの引出し方法における電極電位の例を示す。引き出し方法は大きく分けて電極電位を固定して連続的に引き出す方法 (TOF, DC) と、パルス的に引き出す方法とがある。以下では、各引き出し方法と得られるビームの特徴を述べる。

(a) TOF mode

上流側の電子ビーム近傍に導入された中性ガスは電子ビーム衝撃によりイオン化され、電子ビームに束縛される。束縛されたイオンは電子ビームから衝撃を受け続け、逐次電離されている間に下流側に向かって加速される。TOF mode では、図 2.5 (a) のように下流側のポテンシャル障壁を設けず、イオンの飛行時間を閉じ込め時間として運転する。この方法は、長い閉じ込め時間が要求される高価数イオンの生成には不向きである。低価数イオンを大量に引き出したい場合に適している。

(b) DC (leak) mode

DC mode では、図 2.5 (b) のように下流側に上流側より低いポテンシャル障壁を設けておく、下流側の電極にはドリフトチューブの中央電極より数 V から数十 V 高い電位を与えるのが一般的である。下流側のポテンシャル障壁を越えることのできない低エネルギーのイオンは、再びイオン化領域へ押し戻される。電子やイオンとの衝突でエネルギーを得て、エネルギーが (価数) $\times$ (ポテンシャル障壁の高さ) 程度となったイオンのみが障壁を越えて引き出されるので、エネルギー幅の狭いビームを安定して得られることが大きな特徴である。ビームのエネルギー幅は数 eV/q で、ガス流量や電子ビームの調整により $0.4 \text{ eV}/q$ を達成したという報告もある [5]。この方法では引き出されるイオンの総量は減るが、TOF mode に比べて閉じ込め時間が長くできるため TOF mode より高い価数のイオンの生成が可能である。

(c) Pulse mode

Pulse mode では、上流側と下流側のポテンシャル障壁を高くして軸方向のイオンの流出を完全に防ぎ、多価イオンの生成に要求される閉じ込め時間イオンをイオン化領域中に閉じ込め、一定時間後に下流側の障壁を取り除いて生成されたイオンを引き出す。この方法ではイオン化パラメータ（閉じ込め時間）を制御することになるので、価数分布が狭い、すなわち目的イオンの割合が多いビームを生成することができる。このため価数の高いイオンに的をしぼって強い強度で引き出したい場合に適している。

図 2.5 (c), (d) は Pulse mode 運転のときのポテンシャルを表している。(c) では、閉じ込め時間後に下流側の障壁を中央電極以下に下げてドリフトチューブ端まできたイオンを引き出す。引き出されるイオンビームのエネルギー幅は、(ポテンシャル障壁の高さ) + (電子ビームの空間電荷によるポテンシャル深さ) 程度で、およそ数十から百 eV/ q である。パルスの時間幅はドリフトチューブの長さや軸方向のイオン速度によって決まる。(d) のようにイオンを引き出す時にドリフトチューブの電位に傾斜をつけ、下流側に向かってイオンを加速すると、時間幅が短くピーク強度の強いパルスビームを得ることができる。

2.2 基本パラメータの決定

$\text{Xe}^{+52}(\text{He-like})$ の生成を目標として、基本的なパラメータを見積もる。

電子ビームエネルギー

電離断面積 $\sigma_i(q, q+1)$ は一般的に、電離のしきい値の 2 ～ 3 倍のときに最大となる。 Xe^{+51} から一つ電子を剥いで Xe^{+52} を生成するのに必要な電子ビームエネルギーは 9.6 keV である [1]。電子ビームエネルギーはこの約 2 倍の 20 keV とする。

イオン化パラメータ

Xe^{+52} に対するイオン化パラメータ $Jt(\text{Xe}^{+52})$ は式 (2.3) により計算することができる。 $q = 0, 1, \dots, 45$ は無視して $q = 46, 47, \dots, 51$ について Lotz の式より $\sigma_i(q, q+1)$ を求め、断面積の逆数の和を計算すると、

$$Jt(\text{Xe}^{52+}) \cong 1.3 \times 10^{22} \text{ e/cm}^2$$

さらに、電子軌道のシュミレーション結果より本装置における電子ビームの密度を $3 \times 10^{21} \text{ e/cm}^2\text{s}$ (500 A/cm^2) 程度と仮定すると、イオンの生成に要する時間 $t(\text{Xe}^{+52})$ を見積もることができる。

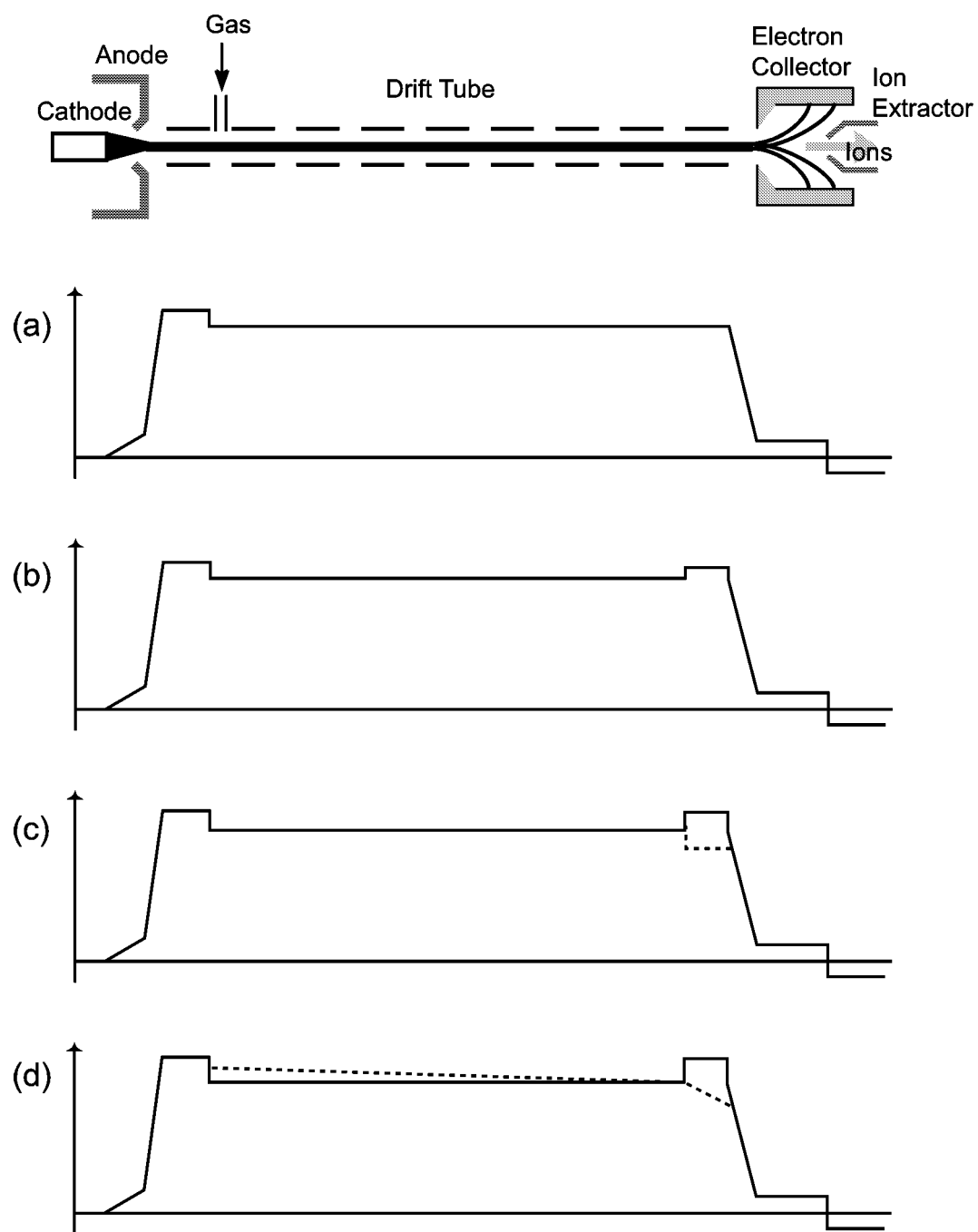


図 2.5: 様々なイオン引き出し法における軸上電位
 (a)TOF-mode, (b)DC-mode, (c)(d)Pulse-mode

$$t(Xe^{+52}) \cong 4.5 \text{ s}$$

同様に、他のイオンについてもイオン化パラメータを計算した結果を表 2.1 にまとめた。表中で電子ビームのエネルギーは電離のしきい値の約 2 倍としてある。

	Ne Z=10	Ar Z=18	Kr Z=36	Xe Z=54	Au Z=79	U Z=92
0	Ne ¹⁰⁺	Ar ¹⁸⁺	Kr ³⁶⁺	Xe ⁵⁴	Au ⁷⁹	U ⁹²
Bare	2×10^{20} 3 keV	2×10^{21} 9 keV	3×10^{22} 40 keV	2×10^{23} 80 keV	6×10^{23} 180 keV	2×10^{24} 300 keV
2	Ne ⁸⁺	Ar ¹⁶⁺	Kr ³⁴⁺	Xe ⁵²	Au ⁷⁷	U ⁹⁰
He-like	8×10^{18} 0.6 keV	1×10^{20} 2 keV	2×10^{21} 7 keV	2×10^{22} 20 keV	6×10^{22} 45 keV	2×10^{23} 170 keV
10		Ar ⁸⁺	Kr ²⁸⁺	Xe ⁴⁴	Au ⁶⁹	U ⁸²
Ne-like		3×10^{18} 0.3 keV	3×10^{20} 4 keV	2×10^{21} 8 keV	6×10^{21} 17 keV	3×10^{22} 30 keV
18			Kr ¹⁸⁺	Xe ³⁶	Au ⁶¹	U ⁷⁴
Ar-like			1×10^{19} 1.5 keV	2×10^{20} 5 keV	1×10^{21} 12 keV	5×10^{21} 20 keV
36				Xe ¹⁸	Au ⁴³	U ⁵⁶
Kr-like				6×10^{18} 1 keV	1×10^{20} 4 keV	7×10^{20} 7 keV
54					Au ²⁵	U ³⁸
Xe-like					2×10^{19} 1.5 keV	6×10^{19} 4 keV

上からイオン種、イオン化パラメータ [e/cm^2]、電子ビームエネルギー [keV]

表 2.1: イオンの生成に必要な電子ビームエネルギーとイオン化パラメータ

真空度

式 (2.7) を用いると、イオン化が進行するために必要な真空度を見積もることができる。Lotz の式 (2.2) を用いると $\sigma_i(Xe^{51} \rightarrow Xe^{52})$ が次のように計算できる

$$\sigma_i(Xe^{51} \rightarrow Xe^{52}) \cong 1.7 \times 10^{-22} \text{ cm}^2$$

残留ガスが水素原子であると考え、残留ガスからの電子捕獲断面積は Muller と Salzborn の式 (2.4) を用いて次のように求められる。

$$\sigma_c(Xe^{52} \rightarrow Xe^{51}) \cong 1.1 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$$

イオンの運動エネルギーが価数当りドリフトチューブの障壁の高さ程度以下と考え、障壁の高さ 10 V のとき $52 \times 10 \text{ eV}$ と考えるとイオンの速度 $v \cong 1.3 \times 10^5 \text{ cm/s}$ となる。また、 $n_e v_e = J/e = 3 \times 10^{21} \text{ /cm}^2 \cdot \text{s}$ 。これらの値を用いて次式の右辺を解くことによって残留ガス密度の上限を得る。

$$n(H) < \frac{n_e v_e \sigma_i(Xe^{51} \rightarrow Xe^{52})}{v(Xe^{+52}) \sigma_c(Xe^{52} \rightarrow Xe^{51})} \cong 3.8 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$$

これを真空度に換算すると要求される到達真空度は、 $1.2 \times 10^{-9} \text{ Torr}$ と見積もることができる。

容量

本装置では、超伝導バルク材が作る磁場分布による制限から、ドリフトチューブ中央電極の長さ $L = 4 \text{ cm}$ としている。電子ビームエネルギーと電流をそれぞれ $E_e = 20 \text{ keV}$, $I_e = 100 \text{ mA}$ とするとイオン化領域内にある電子数は以下のようになる。

$$Q^- \cong 1.9 \times 10^{11}$$

第3章 EBISの設計

3.1 概要

設計した EBIS の構造と電位分布と磁場分布を図 3.1 に示す。本装置は、低速多価イオン供給源とすることを目的としている。よって、実験チェンバーがグラウンド電位であることを前提とし、これに低速のイオンを入射させることができるよう、ドリフトチューブの電位を最大数 keV として全体の電位を決定した。電子銃と電子ビームコレクター部分には最大 -30 keV の負電位に浮かせることができる。カソードを出た電子ビームはカソード～ドリフトチューブ間で加速され、磁場によって高密度に圧縮された状態でイオン化領域内を通過し、ドリフトチューブ～電子ビームコレクタ間で 1 keV 程度まで減速されて回収される。

本装置では、高温超伝導バルク材を用いたマグネット（以下ではバルクマグネットと呼ぶ）にパルス磁場による着磁を行って、磁場を発生させる構造とした(節 3.5)。バルクマグネットは、着磁の際に互いに力が加わっても動かないよう、3 枚重ねてステンレスのケースに入れ熱伝導率の良い充填材（スタイキャスト）で隙間を埋めて封入した。効率良くマグネットを冷やすには、ケースに熱伝導の良い銅などの材料を使用したいところであるが、低温で抵抗が小さい材料を用いると、パルス磁場をかけたときに大きな誘導電流が流れ、マグネットに加わるパルス磁場強度を小さくしてしまう。これを懸念して、ケースの材料には低温でも比較的抵抗の大きなステンレスを用いた。マグネットを封入したケースはテーパー型になっており、窒素容器に押し込むようにして組み込まれ、熱伝導によって液体窒素温度まで冷却される。ケースと窒素容器の接触がよくなるよう、厚さ 2 mm のインジウムのシートをはさんでいる。装置の小型化のため、着磁用コイルは窒素容器中に設置した。液体窒素容器とマグネットは図 3.19 のように上下左右各 2 本、計 8 本の直線導入器により支えられており、電子銃部分、コレクター部分に対して独立に軸を調節することができる(節 3.6.1)。

イオン源本体は 300 l/sec のターボ分子ポンプによって排気されている。また、マグネットを冷やすための窒素容器は残留ガストラップとしても働き、イオン源内の真空度を良くすることにも役立つ。

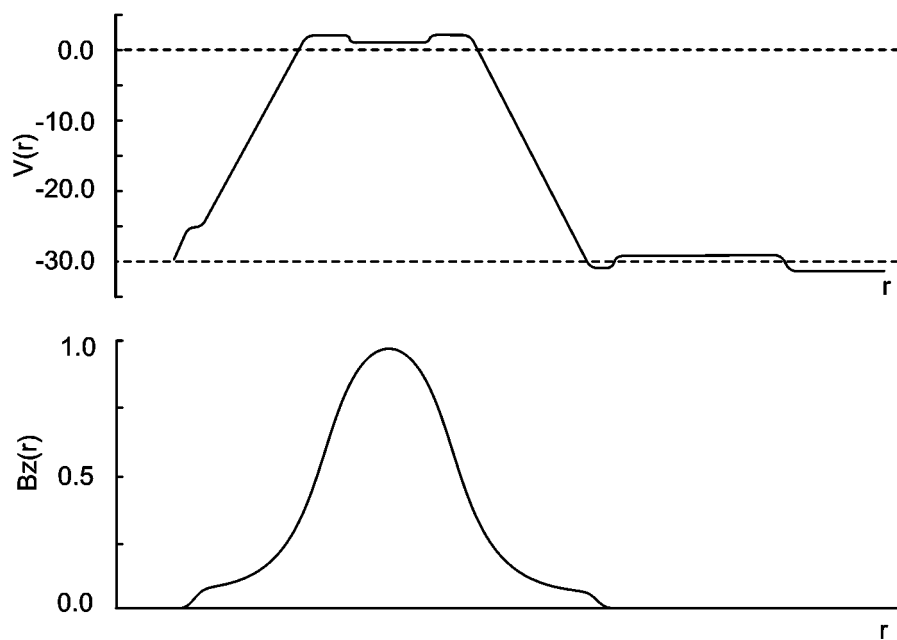
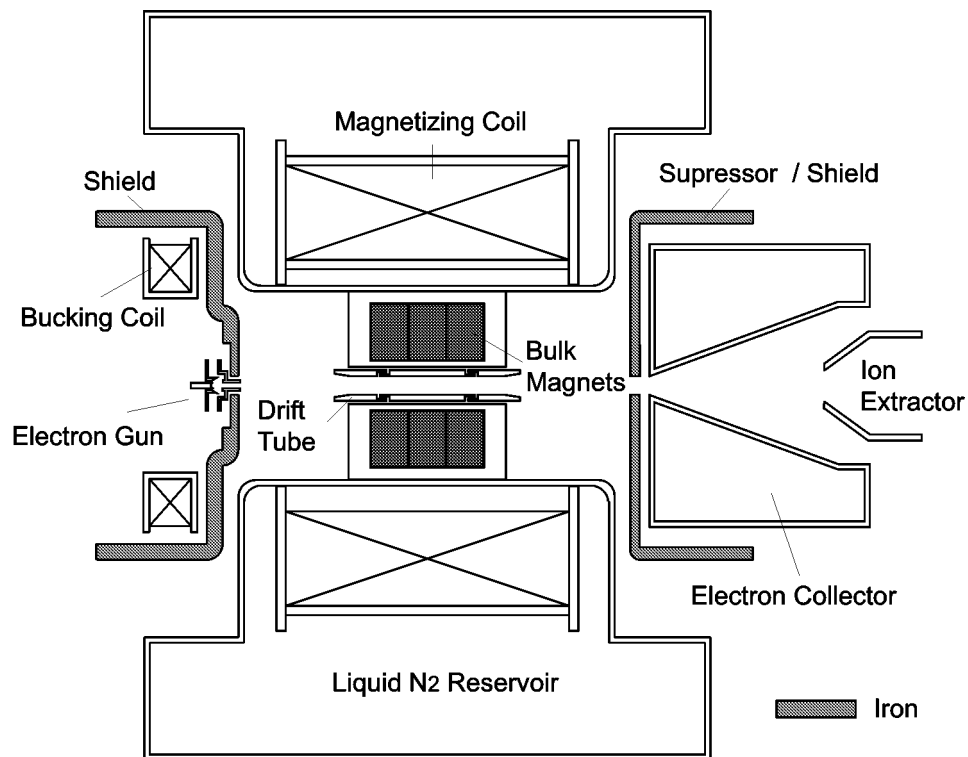


図 3.1: 設計した EBIS の概略図及び軸上電位・磁場分布

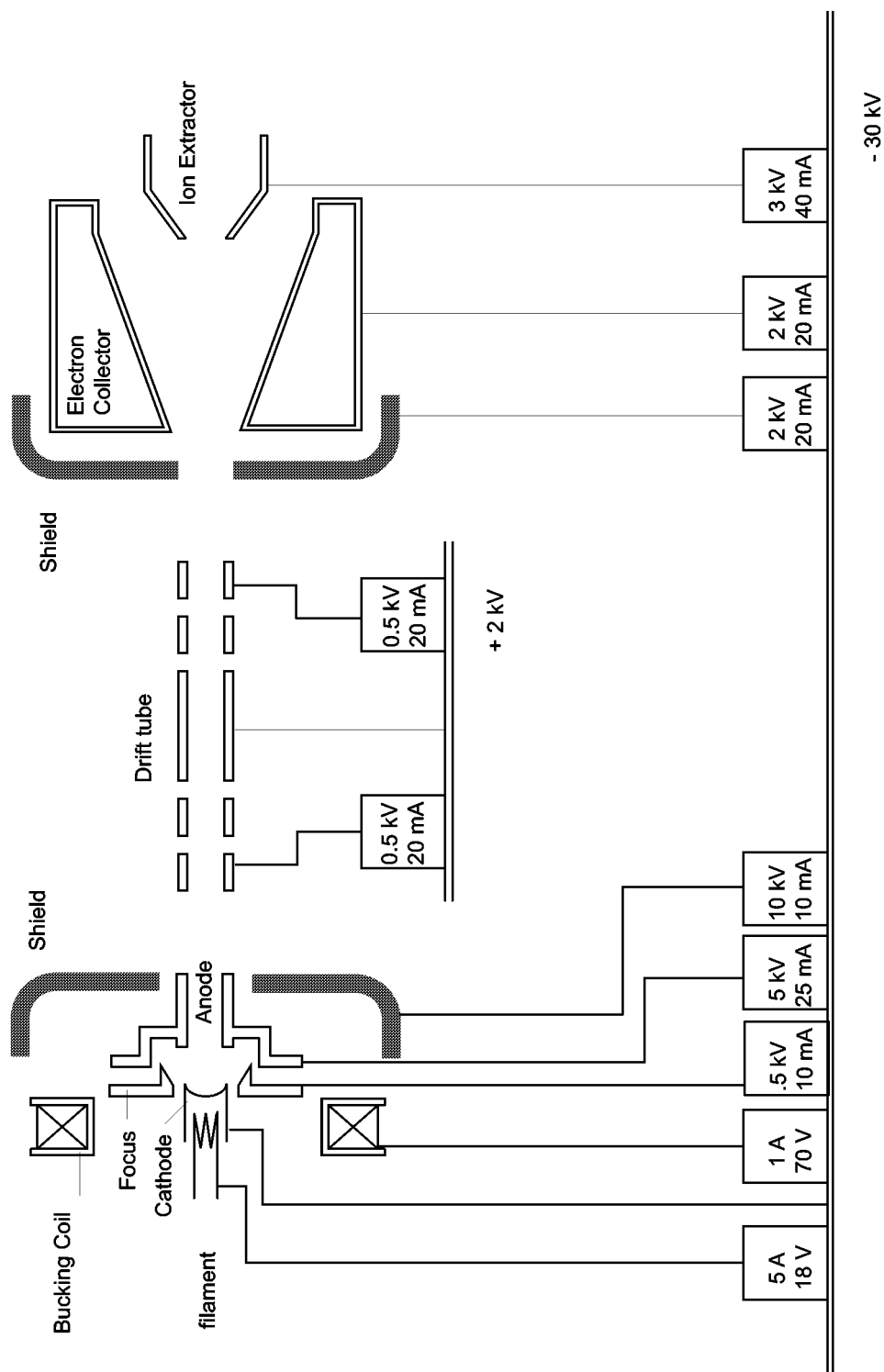


图 3.2: EBIS 回路图

カソード直径	3 mm
最大電流	100 mA
電子銃パービアンス	$0.4 \mu\text{A}/\text{V}^{3/2}$
最大電流密度	$1000 \text{ A}/\text{cm}^2$
最大電子ビームエネルギー	30 keV
最大磁場強度	1 T
ドリフトチューブ全長	7 cm
イオントラップ領域長さ	4 cm
真空度	$5 \times 10^{-11} \text{ Torr}$

表 3.1: 設計した EBIS のパラメータ（設計値）

3.2 電子銃

電子銃の設計では電気通信大学において開発された Tokyo-EBIT で使用されているものを雛型とした [22]。

電子銃はピアス型で、直径 3 mm の凹面カソード、フォーカス、アノード、磁気シールドで形成されている。カソードは東京カソード社で開発されたものである。多孔質タングステンの表面に BaO, CaO, Al_2O_3 を含浸し仕事関数を減少させており、動作温度を下げるためにオスミウムなどをカソード表面に塗っている。電子銃自身は数 W のヒーター電力で最大電流 300 mA 以上の能力を持っている。パービアンスは約 $0.4 \mu\text{A}/\text{V}^{3/2}$ で、アノード電位 4 kV でおよそ 100 mA の電流を得ることができる。

EBIS に用いる電子ビームは完全な層流であることが理想とされている。理想的な層流を得るために、電子ビームの空間電荷を考慮したシミュレーションを繰り返し、電極電位と軸上磁場強度の最適化を行なった。軸上の磁場強度分布は磁場シールドの位置と穴径を変えることによって調整した。

以下では計算した電子銃部における電子ビーム軌道の例を示す。図 3.4 は、磁場のない空間で電子銃から電子ビームを引き出したときの軌道を描いたものである。カソード～アノード間の電子レンズ効果によって一度収束した電子ビームはその後ビーム自身の空間電荷によって広がってしまうが、これを磁場の中へ入射させることにより図 3.5 のように高密度な層流を形成することができる。波打ちが少なく断面で一様な密度の層流を作るためには、軸上の磁場強度分布が重要なパラメータとなる。図 3.6 のように磁場の立ち上がる位置がウエスト位置からずれると、波打ちの多いビームとなる。また、図 3.7 のようにカソード位置で磁場が遮蔽しきれていない場合には、ビーム径を充分小さくす

ることができない。

本装置ではイオン源の運転前に予め着磁したバルクマグネットにより磁場を作るため、運転時の磁場調整は不可能である。そこで、カソード位置における磁場強度の微調整を行うため電子銃の周りに bucking coil と呼ばれるコイルを設置した。bucking coil にバルクマグネットと逆向きの電流を流すことにより、遮蔽しきれなかった磁場を打ち消すような磁場を発生させることができる[23]。bucking coil により、特に重要なカソード位置における磁場の微調整を行うとともに、フォーカス電極の電位を変えることにより静電レンズの強度を調節して、電子ビームの調整を行う。



図 3.3: 電子銃

3.3 ドリフトチューブ

ドリフトチューブは5つの電極からなっており、図 3.8 のようにして、バルクマグネットを封入したケースの内側に絶縁体をはさんで組み込む。両端の電極に中央より数十V程度高い電位を与えることにより、軸方向に井戸型ポテンシャルを形成する。実際にイオンを閉じ込めるのは、内径 3 mm、長さ 4 cm の中央部分である。

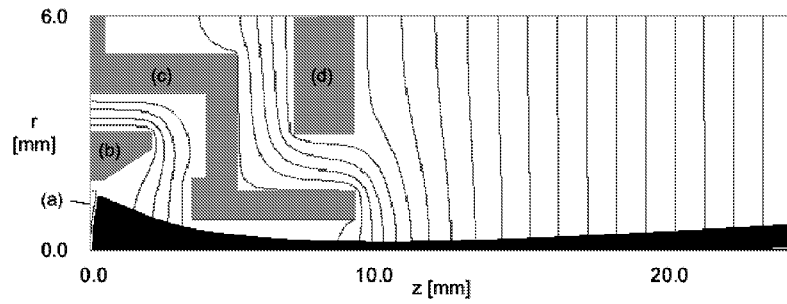


図 3.4: 電子銃部における電子の軌道 (磁場なしの場合)

(a) Cathode;0 V, (b) Focus;-40 V, (c) Anode;4 kV, (d) Shield; 8 kV

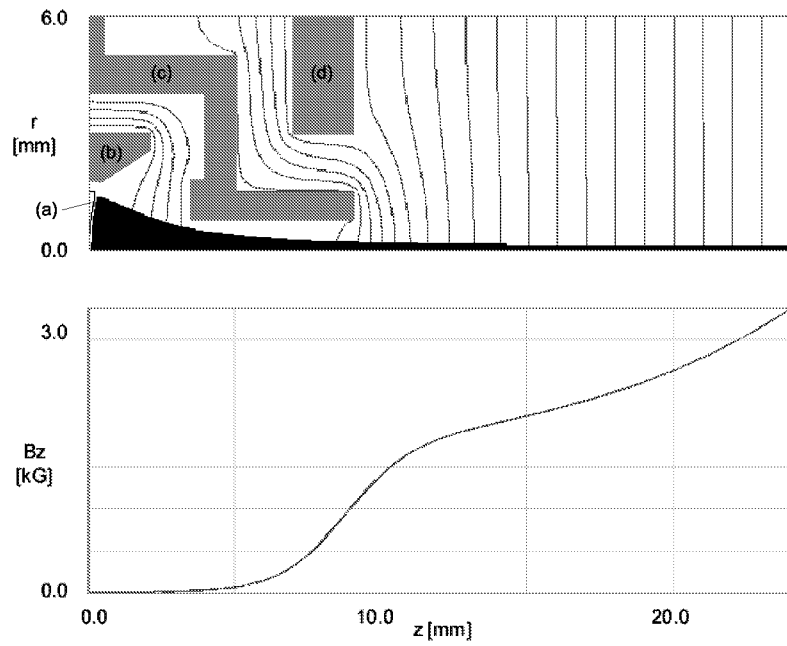


図 3.5: 電子銃部における電子の軌道と軸上磁場分布

(a) Cathode;0 V, (b) Focus;-40 V, (c) Anode;4 kV, (d) Shield; 8 kV

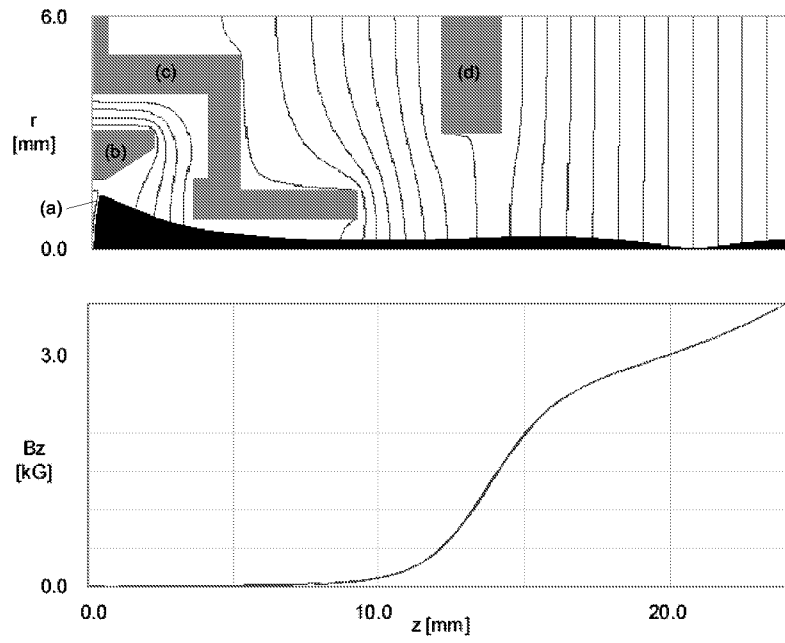


図 3.6: 電子銃部における電子の軌道と軸上磁場分布
(a) Cathode;0 V, (b) Focus;-40 V, (c) Anode;4 kV, (d) Shield; 8 kV

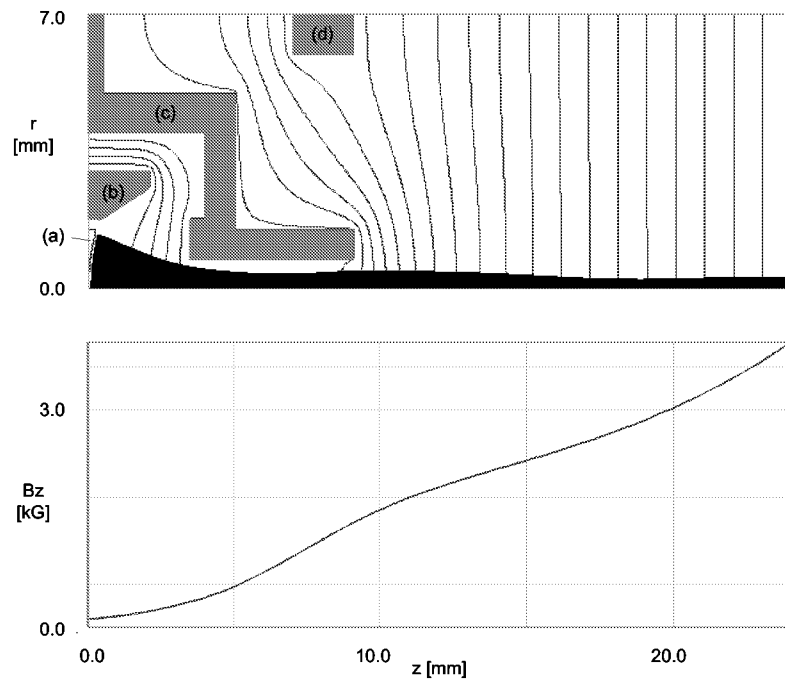


図 3.7: 電子銃部における電子の軌道と軸上磁場分布
(a) Cathode;0 V, (b) Focus;-40 V, (c) Anode;4 kV, (d) Shield; 8 kV

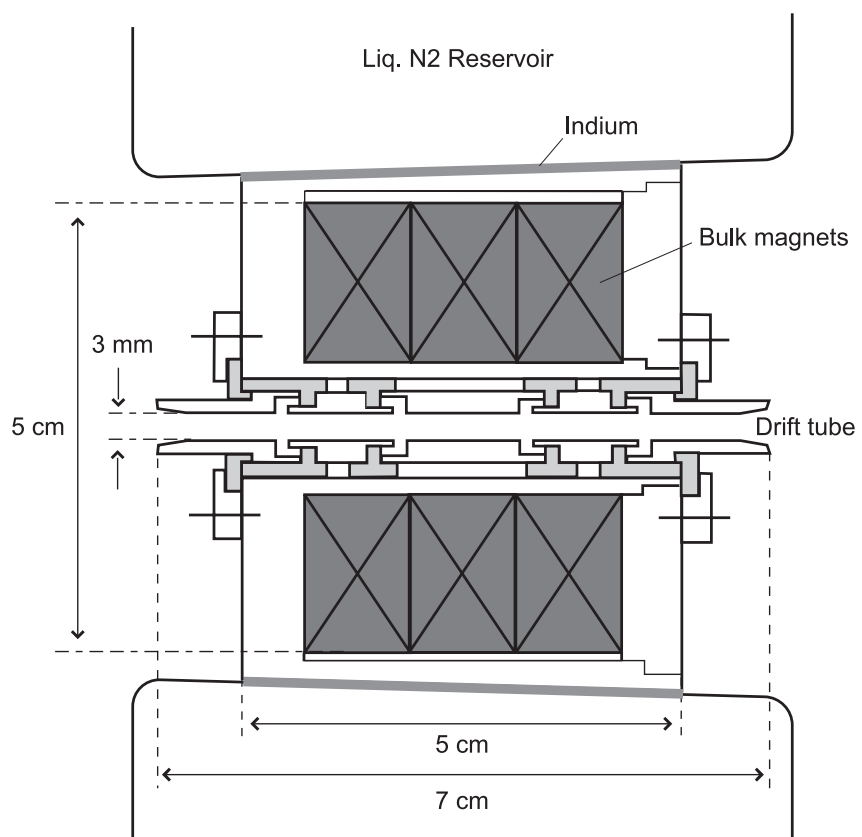


図 3.8: マグネットケースに組み込まれたドリフトチューブ



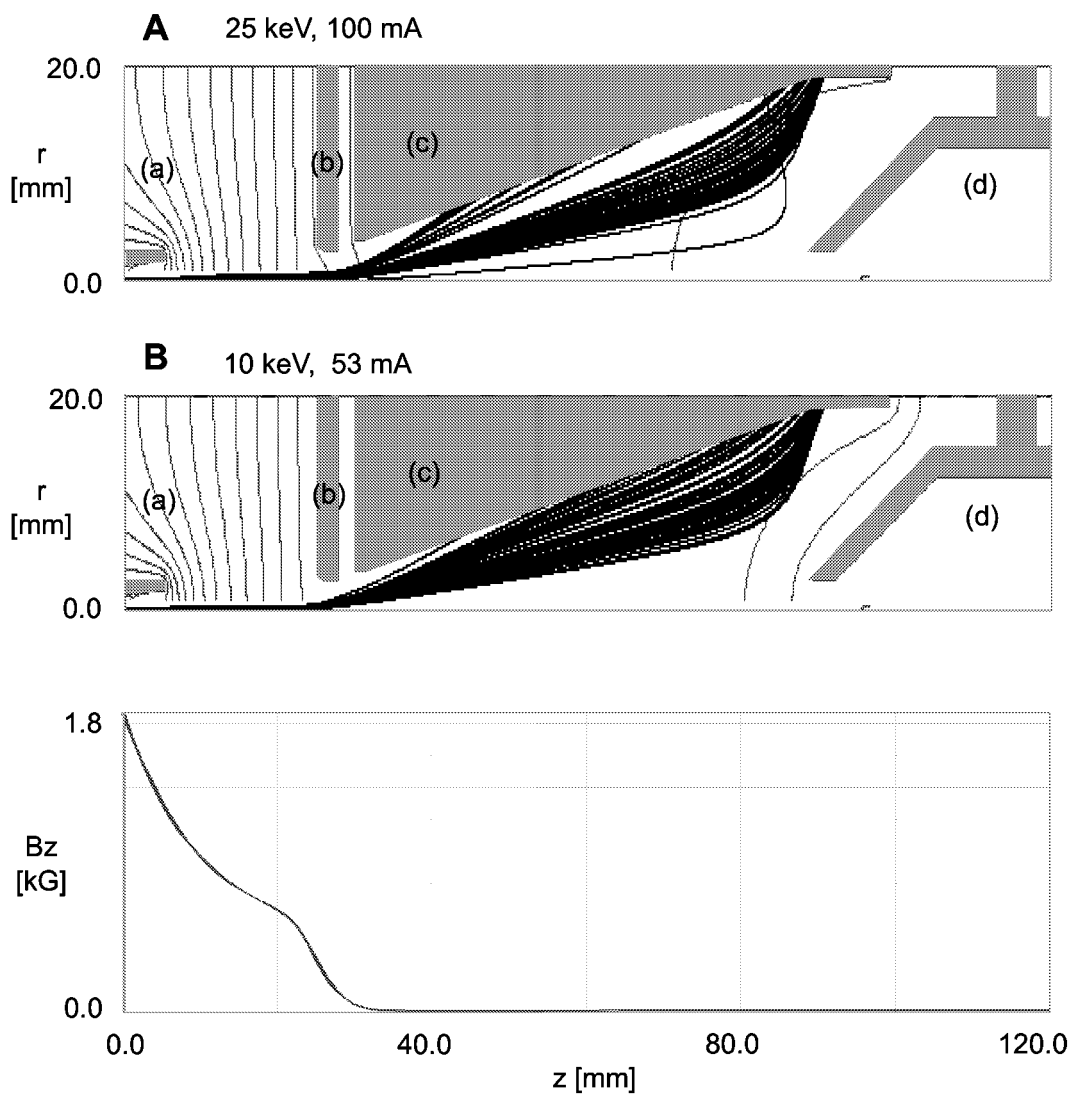
図 3.9: ドリフトチューブ（全長 7 cm、内径 3 mm）

3.4 電子ビームコレクター

イオン化領域を通り抜けた電子ビームは、ドリフトチューブと電子ビームコレクターの間で約 1 keV まで減速して水冷された電子ビームコレクターで回収する。コレクターで発生する熱量は流す電流に依存するが、最大 100 W 程度である。

磁場シールド、電子ビームコレクター、イオン引き出し電極の位置と形状は、電子ビームが一箇所に偏らず一様に広がって回収されるよう、シミュレーションを行い決定した。コレクター直前にある磁場シールドにより閉じ込めていた磁場が遮蔽されると、電子ビームは自身の空間電荷により発散する。カソードに対して約 1 kV 程度低い電位を与えているイオン引き出し電極は、電子ビームをコレクター側に追い返す役割も担っている。また、電子ビームコレクターで発生する 2 次電子は、ドリフトチューブに向かって加速される危険がある。2 次電子の逆流はイオン化領域でのインstabiliティの原因ともなるので、これを防ぐため、磁場シールドにコレクターに対して数百ボルト低い電位を与え、サプレッサー電極としての役割も持たせた。

図 3.10 にシミュレーション結果の例を示す。A、B はそれぞれ 25 keV 100 mA、10 keV 53 mA の電子ビームを 1 keV まで減速して回収したときの電子の軌道である。各電極の電位は電子銃のカソードを 0 V としている。同様のシミュレーションを電子ビームエネルギー 3 - 30 keV、電流 20 - 100 mA の範囲で行い、様々な条件の電子ビームに対してコレクターでの回収が可能なことを確認した。



(a) Drift tube, (b) Shield / Suppressor, (c) Electron collector, (d) Ion extractor

図 3.10: 電子ビームコレクター部における電子の軌道と軸上磁場分布

A (a) 25.0 kV, (b) 0.5 kV, (c) 1.0 kV, (d) -1.0 kV

B (a) 10.0 kV, (b) 0.5 kV, (c) 1.0 kV, (d) -1.0 kV

3.5 高温超伝導バルク材マグネット

3.5.1 超伝導体

ある種の物質の温度を下げていくと、電気抵抗がゼロ ($R = 0$) になるという現象が起こる。これを超伝導と呼ぶことは良く知られている。超伝導体の電気抵抗がゼロであるという現象の根源は超伝導体が完全導体であることではなく、完全反磁性体であることに由来することが明らかになっている。つまり超伝導体内では磁束分布の変化を受け入れないのではなく磁束の存在そのものを受け入れないのである ($B = 0$)。このように磁束を完全に排除する現象をマイスナー効果という。完全反磁性状態は外部の磁場が弱いときは全ての超伝導体で実現しているが、外部の磁場が強くなったときの特性の違いにより超伝導体は第一種超伝導体、第二種超伝導体の2種類に分類される。

第一種超伝導体では磁化は図 3.11(a) のようになり、外部磁場 H_e が臨界磁場 H_c となるまでは、 $M = -H_e$, $B = 0$ のように完全反磁性を示すマイスナー状態にあるが、 H_c を越えると超伝導から常伝導へ転移して、不連続的に $M = 0$, $B = \mu_0 H_e$ へと変わる。一方、第二種超伝導体では完全反磁性を示すのは下部臨界磁場 H_{c1} までで、それ以上の磁場では部分的に磁束の侵入を許し、磁化は図 3.11(b) のように連続的に変化して、上部臨界磁場 H_{c2} で反磁性が消失して常伝導となる。超伝導状態は H_{c2} まで持続するため、高磁場下において超伝導状態を保つ必要がある場合は、第二種超伝導体が使用される。実用超伝導体である Nb-Ti や Nb₃Sn は典型的な第二種超伝導体であり上部臨界磁場が非常に大きく、高い磁場まで超伝導状態を保つことができる。例として代表的な超伝導体の臨界温度と臨界磁場を表 3.2 示す。また、臨界磁場は温度依存性があり温度-磁場平面での相図は図 3.12 のようになる。

		T_c [K]	$\mu_0 H_c$ [mT]	$\mu_0 H_{c2}$ [T]
第一種	Hg	4.15	41	
	In	3.41	28	
	Pb	7.20	83	
第二種	Nb	9.25	199	0.404
	Nb ₃₇ Ti ₆₃	9.08		15
	Nb ₃ Sn	18.3	530	29
	YBa ₂ Cu ₃ O ₇	93		

表 3.2: 代表的な超伝導体の臨界値

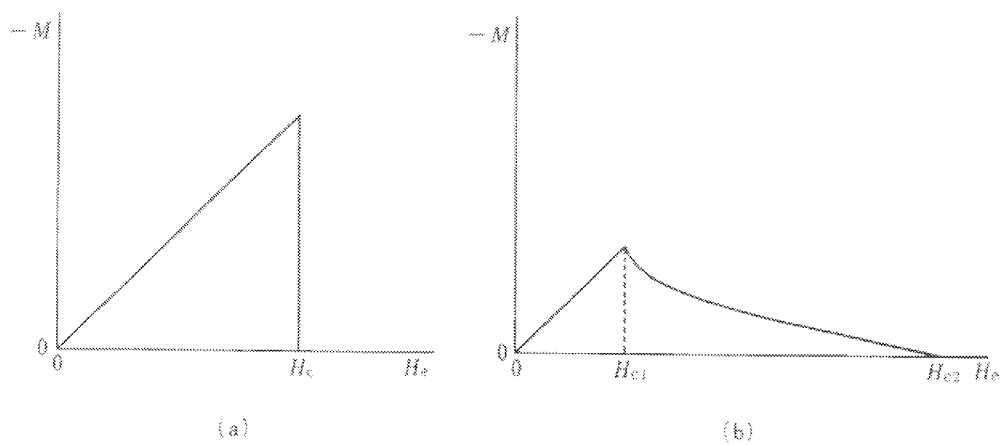


図 3.11: 磁化の磁場依存性 (a) 第一種超伝導体, (b) 第二種超伝導体 [24]

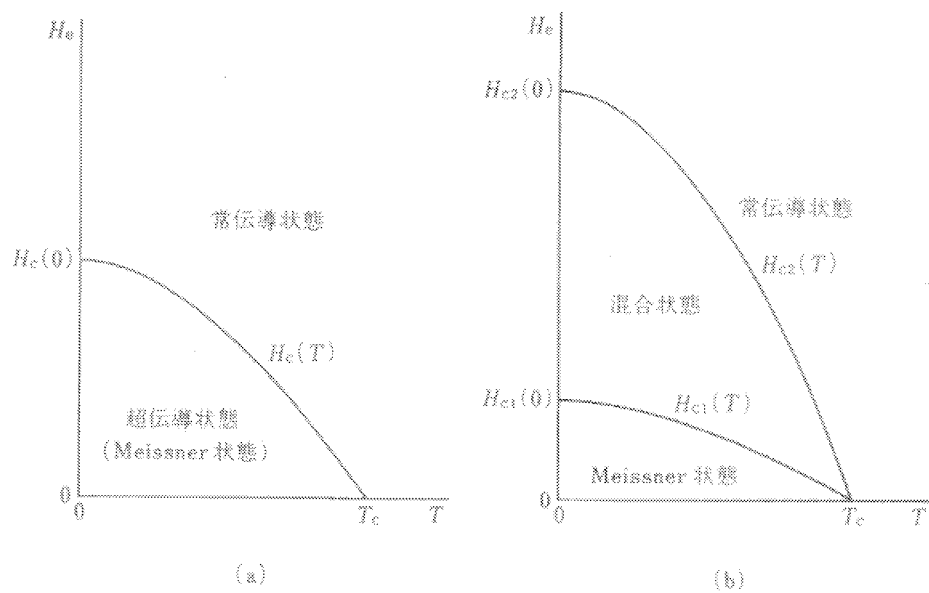


図 3.12: 磁場-温度平面上の相図 (a) 第一種超伝導体, (b) 第二種超伝導体 [24]

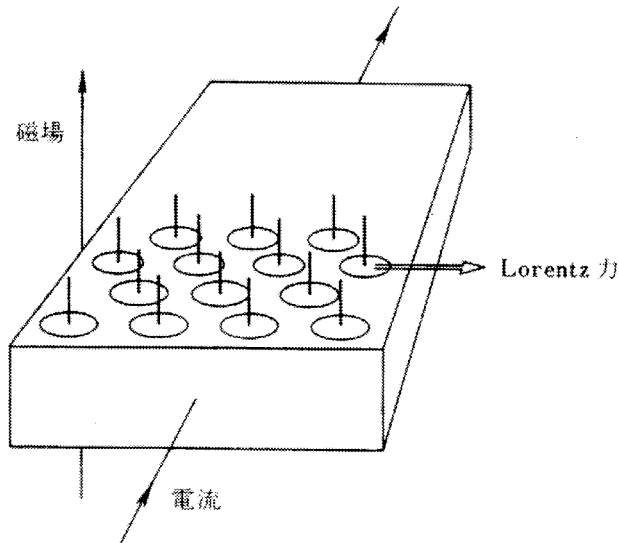


図 3.13: 磁場中の超伝導体に通電した場合に超伝導体内に浸入した磁束線に働くローレンツ力 [24]

超伝導体は無損失で電流を流せることが大きな魅力であるが、無損失で流せる電流は無限大ではなく、材料に固有な臨界電流密度 J_c を超えると抵抗が発生する。磁場下において、第二種超伝導体は磁束の侵入を伴った混合状態にある。例えば超伝導線材に電流を流して強磁場を発生させるときには磁場と電流の方向は図 3.13 のようになっており、超伝導体内に浸入した磁束線にローレンツ力が働く。もし磁束線がこの力によって運動すると、その速度を v として誘導起電力 $E = B \times v$ が生じる。この状態が定常的に続くためには誘導起電力に見合った損失、電気抵抗が発生しなければならない。つまり、常伝導電子が誘導起電力によって駆動され ohmic な損失をもたらすため、無損失で電流を流すことは不可能である。無損失で電流を流すためには、誘導起電力を生じさせないため磁束線の運動を止める必要がある。超伝導体内に浸入した磁束を固定することを磁束のピンニング（ピン止め）という。転位、常伝導析出物、空隙、結晶粒界面など超伝導の壊れやすい欠陥や不均質部分などピンニングの作用をもたらすものをピンニングセンターと呼ぶ。ローレンツ力に抗して磁束がピン止めされている状態では、無損失で超伝導電流のみを流すことができる。

実用超伝導材料の現実の臨界電流密度は、磁束のピンニング機構によって得られている。ピンニングセンターの導入の仕方により臨界電流密度 J_c が変わり、強いピンニングセンターが導入できれば大きな臨界電流を得ることができる。例として Nb_3Sn の場合 $B = 5 \text{ T}$ で $J_c \sim 1 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$ 程度のものが得られている。

3.5.2 バルク材

熔融バルク超伝導体は種結晶を用いた結晶成長によって作成される物質である。図 3.14 に実際に使用するバルク材の写真を示す。サイズは外径 51 mm、内径 15 mm、厚さ 12 mm である。単結晶状の $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (123) 相中に粒径 1 μm 程度の非超伝導相の Y_2BaCuO_5 (211) 相をピン止めセンターとして微細分散させたことにより、ピン止め力が強く、磁場中でも高い J_c が実現されている。そのため、試料に磁場を印加した後で、これを取り除いても、試料中には磁束線が捕らえられたまま留まり、試料を超伝導状態に保持しておく限り、磁石のような働きをする。ただし、その磁束密度の分布は通常の磁石とは異なる特徴がある。図 3.16 に、磁場中冷却 (Field Cooling; FC) と呼ばれる方法で超伝導体バルク材が磁化される過程の模式図を示す。磁場中冷却法では、まず試料が常伝導状態のときに磁場を印加し、試料を超伝導転移温度以下に冷却して超伝導状態にした後、外から印加していた磁場を取り除く。図は、円板状の試料に着磁を行う各過程において、試料の表面で直径に沿って、軸方向の磁束密度をプロットしたものである。最初に常伝導状態の試料に外部から磁場を印加すると、磁束は試料中に一様に分布している。そのまま試料を冷却し、超伝導状態にしても、(a) のように試料中の磁束はそのまま均一に分布する。その後、外部磁場を減少させると、量子化磁束が試料の端から出て行こうとする。しかし、ピン止めされている磁束は簡単には動けないため、試料内部で磁束の勾配が生じる。磁束勾配があると、マクスウェルの式により電流が誘起される。この電流密度が試料の J_c を超えると、それ以上の磁束勾配を支えることが出来なくなり、磁束の一部がピン止めをはずれて試料端に向かって移動する。つまり、試料中の磁場勾配は J_c に比例する。外部磁場をゼロにまで戻すと (c) のように試料中心の磁束密度が大きく試料端がゼロになる円錐状の磁束分布が残る。円板の中央に穴をあけたリング状の試料に着磁をしたときにできる磁場は図 3.17 のようになる。誘起された超伝導電流はリングの断面内を一様に流れるので、作られる磁場はちょうど円環電流の作る磁場ようになる。実際にリング状の超伝導バルク材に着磁を行い、表面において軸方向の磁束密度を測定した結果が図 3.18 である。

材料の選考にあたって候補に上がった材料は 2 種類あった。サマリウム系とイットリウム系の高温超伝導バルク材である。EBIS に使用する場合、円盤状の材料の中央に穴をあけてリング状に加工したものを用いる。穴の中にはドリフトチューブが通るため、穴径は最低 1, 2 cm 必要である。材料自体の大きさが小さいと穴を開けたときに材料の体積が減り捕捉できる磁場強度が小さくなってしまうため、ある程度大きな材料が必要となる。そのため、大きな材料の作製に成功していること、試料の加工性がよいことから (株) 新日本製鐵のイットリウム系材料を使用することにした [9]。



図 3.14: 装置に使用するイットリウム系高温超伝導バルク材

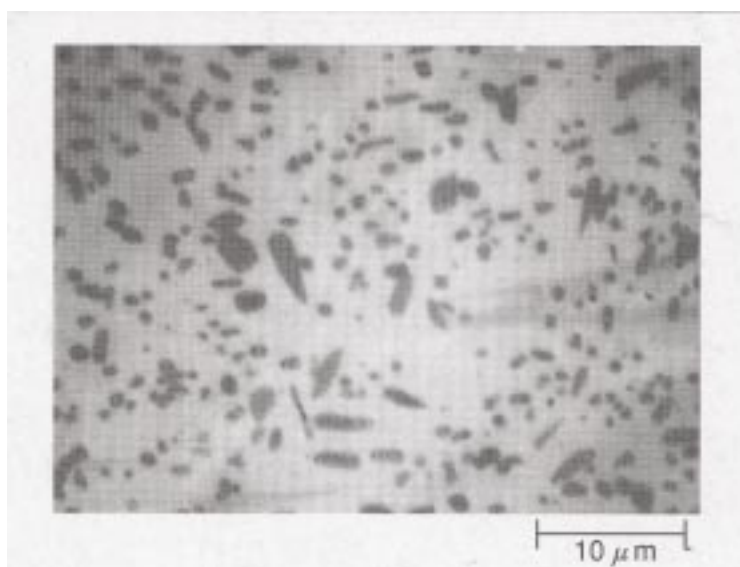


図 3.15: YBCO 結晶の微細構造

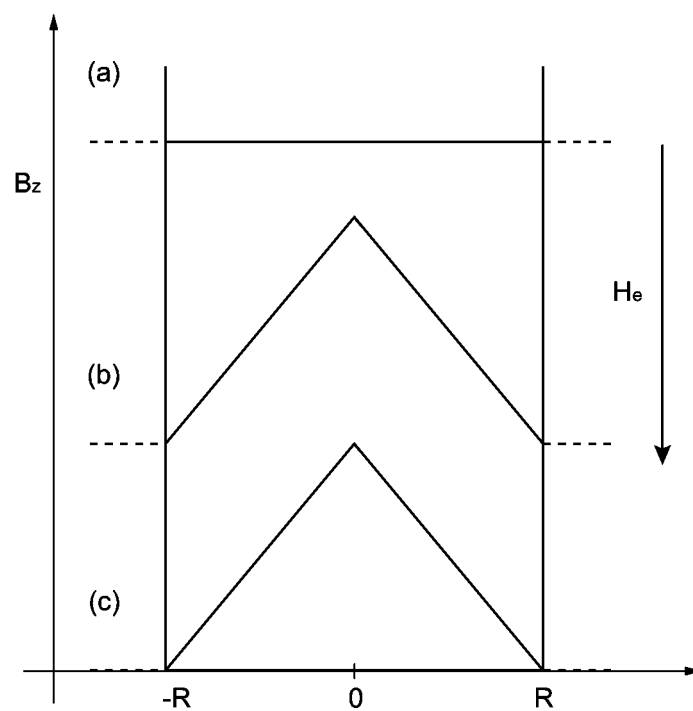


図 3.16: 磁場中冷却法による磁化過程の模式図

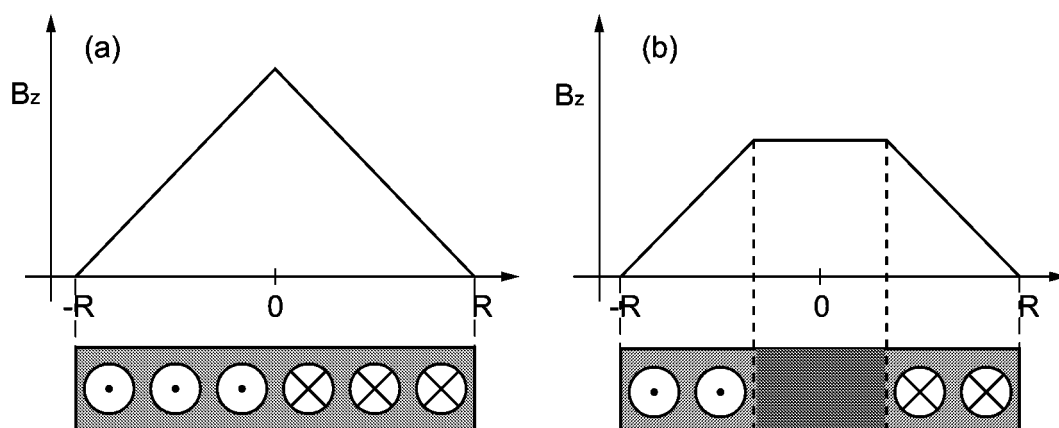


図 3.17: バルク材が作る磁場の模式図 (a) 円板状 (b) リング状

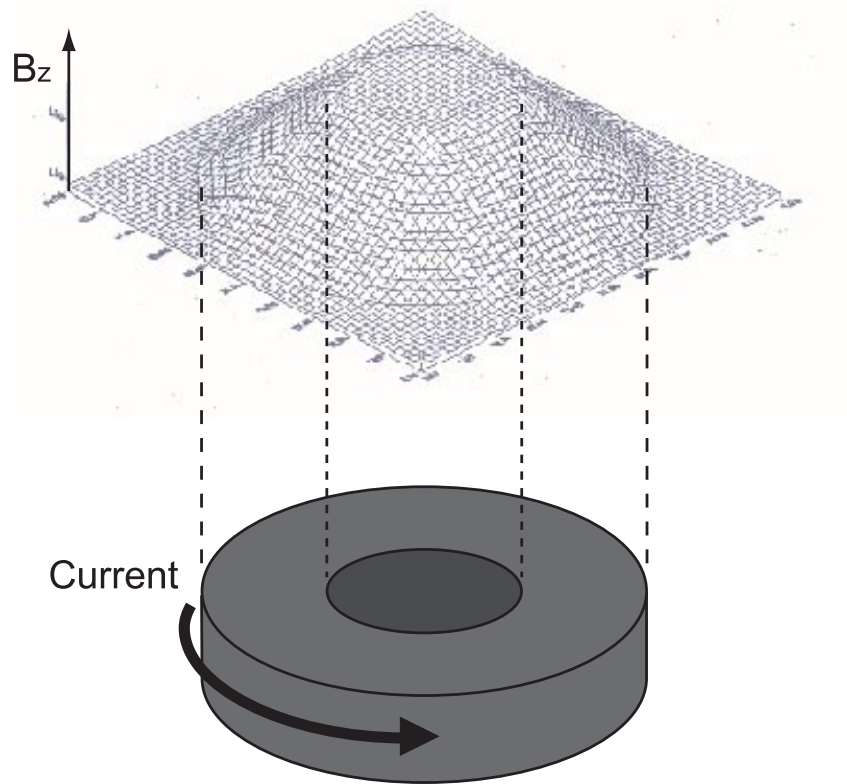


図 3.18: リング状の高温超伝導バルク材が作る磁場（表面の磁場分布）

3.5.3 パルス着磁法

バルク材をマグネットとして使用するためには、一度バルク材に捕捉させようとするのと同程度の磁場を外部から印加して着磁をおこなう必要がある。

高温超伝導体の研究では、一般的に先に述べた磁場中冷却 (Field Cooling; FC) という着磁方法が用いられている。また、磁場の無いところで冷却して超伝導状態になった試料に準静的に外部磁場を加えるゼロ磁場冷却 (Zero Field Cooling; ZFC) という方法もある。しかし、これら静磁場を用いる方法では、着磁のための電磁石または超伝導マグネットを別途装置に組み込むことになり、装置の小型化のためにバルク材を用いた意味がなくなってしまう。装置の外で着磁を行い、その後バルク材を装置に組み込むという方法も考えられるが、常伝導状態に戻すことなく液体窒素温度を保ちながら、バルクマグネットの移動や組み込みを行なうのは、装置の構造上現実的ではない。そこで、近年開発されつつあるパルス磁場を用いた着磁方法を適用することにした。パルス着磁 (Pulsed Field Magnetization; PFM) では、冷却し超伝導状態にした試料にパルス磁場を繰り返し印加する。この方法でも着磁用のコイルが必要になるが、コイルには大電流が一瞬流せば良いので FC, ZFC に比べて小さいもので済む。本装置では装置の小型化のため、着磁用コイルをバルク材と同軸となるよう液体窒素溜の中に設置した。

パルス磁場を用いたバルクマグネットの着磁法は現在開発途上の技術である。パルス着磁では名前の示す通りパルス磁場を繰り返しバルクに印加する。捕捉される磁場強度は加えるパルス磁場強度の順序や回数、パルス形状、試料の温度など様々なパラメータに依存し単純ではないため FC や ZFC ほど簡単ではないが、応用の際に有望な技術であるため様々なパルス印加方法が試されている。これまでの研究により、単発のパルスよりも繰り返し何度もパルスを印加する方が着磁量が増えることが知られている [25]。さらに、加えるパルス磁場強度を段階的に減少させると多くの磁束を捕捉させられるという報告がある [28]。また、パルス磁場強度と共に温度もコントロールする方法なども報告されている [29]。

3.6 その他

3.6.1 液体窒素トラップの支持

液体窒素トラップはバルクマグネット、ドリフトチューブと一体として、8本の直線導入器によって支持する(図 3.19)。熱の流入を抑えるため、各サポートユニット(図 3.20)は SUS のボールを用いて接触面を減らす図 3.21 のような構造となっている。バルクマグネットの作る磁場の対称性は結晶の均一度に依存する。完全に均一な理想的な材料では、穴の中心と磁場軸とが一致するはずであるが、現状ではそうはなっていない。EBIS の設計において、電極類の中心軸と磁場の中心軸とを一致させることは重要である。軸の不一致は電子ビームの収束回収に大きく影響し、イオン源の性能に関わる。そこで、前後のフランジに対して工作精度で軸を出している電子銃部と電子ビームコレクター部に対して、バルクマグネット部を独立に動かせる構造とした。

また、パルス着磁を行なう際には、軸方向に液体窒素トラップが動くことのないよう支持する必要がある。前後のフランジに各 2 本取り付けした直線導入器から、ステンレス製の直径 4 mm の支持棒を出して軸方向に固定する機構を設けた。余分な熱の流入を防ぐため、着磁終了後には接触を絶てる構造とした。

3.6.2 電流コンタクト

パルス着磁用コイルへの電流導入端子は最大 1000 A のパルス電流に耐えられるよう、直径 6 mm の銅線が用いられている。本装置では、着磁用コイルは液体窒素容器中に設置されているため、6 mm の太さの銅線が常時つながっていたのでは大きな熱の流入源となることは必須である。そこで、着磁後は着磁用コイルと電流導入端子の接続を絶てるよう、真空中で電流コンタクトを着脱できる機構を設けた。図 3.22 に模式図、図 3.23 に写真を示す。

3.6.3 液体窒素自動供給装置

着磁したバルクマグネットを液体窒素温度に保つために、液体窒素自動供給装置を作製した。EBIS 本体の窒素溜めの残量 (Sensor A) と供給によってあふれてくる液体窒素 (Sensor B) とを LED を温度センサーとしてモニターし、液体窒素容器に取り付けた電磁弁の開閉を行なう。液面が Sensor A 以下になると電磁弁が開き、一杯になって Sensor B まで満たされると電磁弁が閉じる。電磁弁のばたつきを防ぐために液面検出の回路に正帰還をかけて 5 mV 程度のヒステリシスを持たせた。

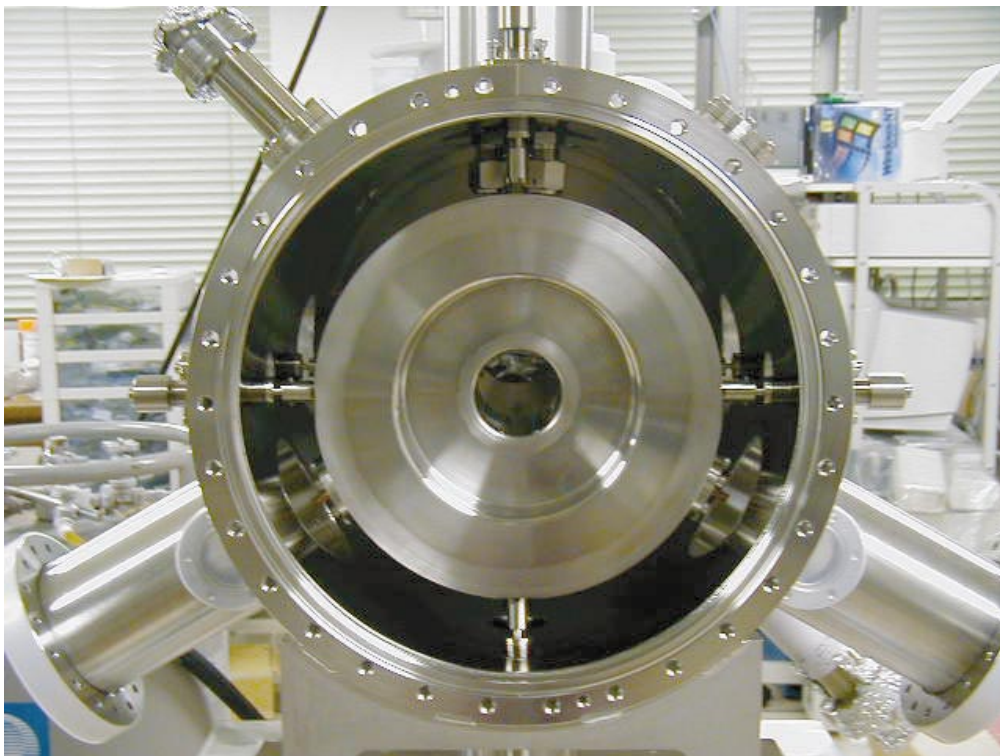


図 3.19: チェンバー内に設置された液体窒素容器とバルクマグネット

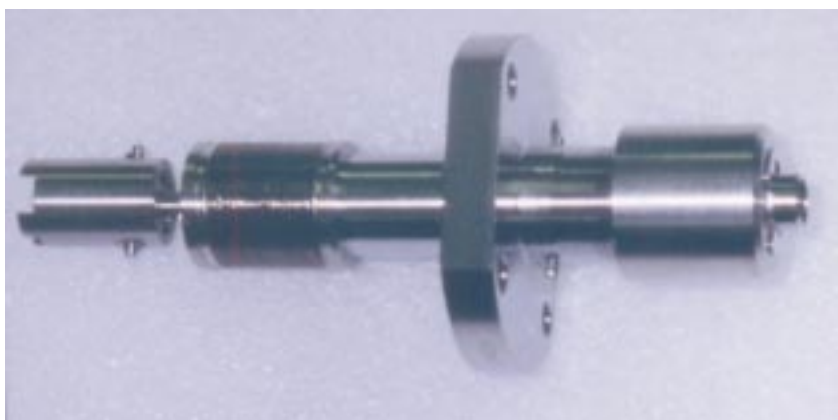


図 3.20: 液体窒素容器サポートユニット

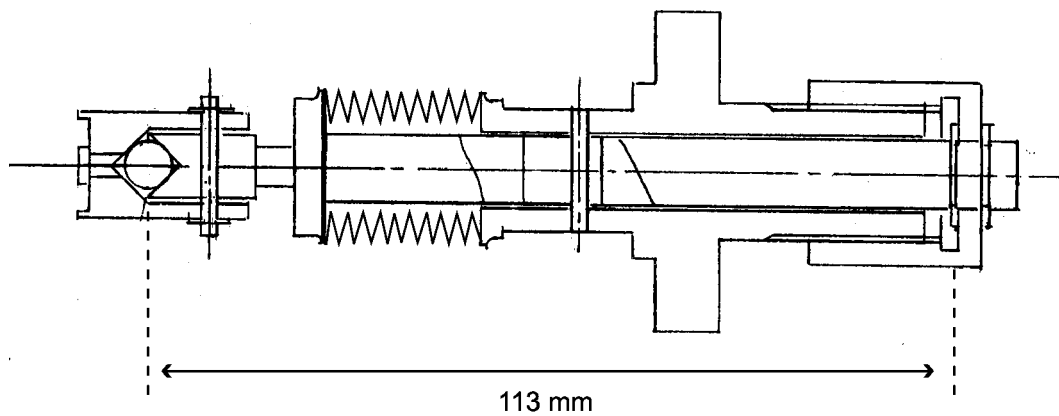


図 3.21: サポートユニットの模式図

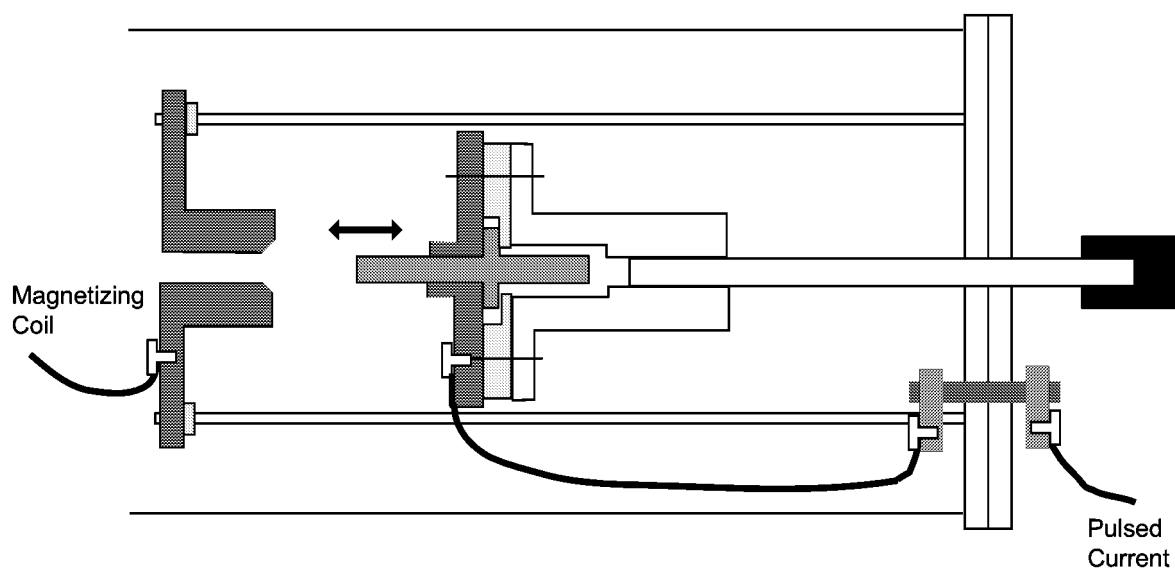


図 3.22: 電流コンタクト着脱部の模式図

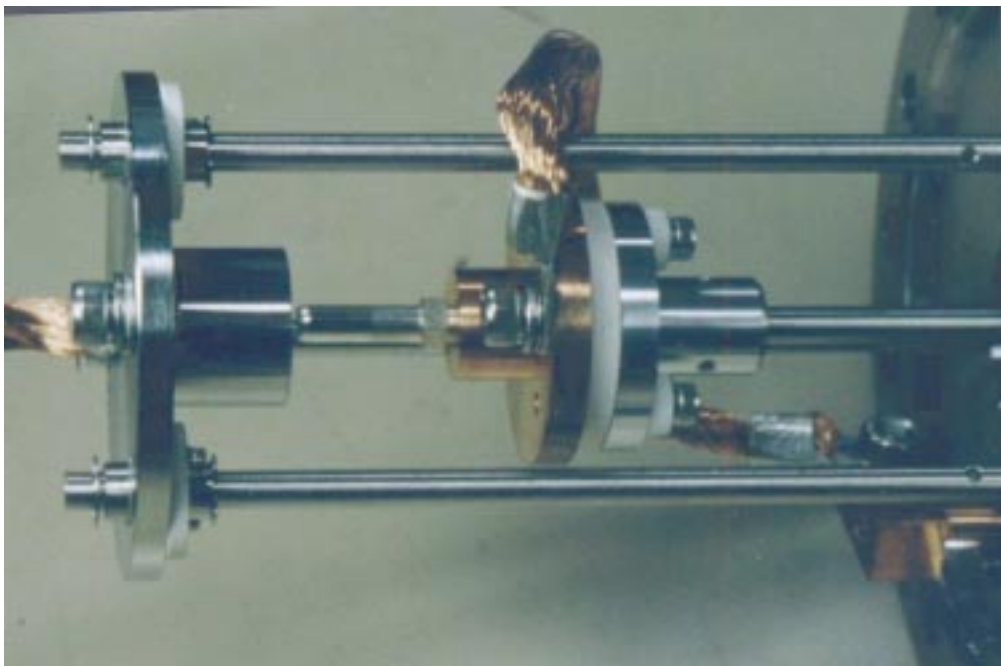


図 3.23: 電流コンタクト部

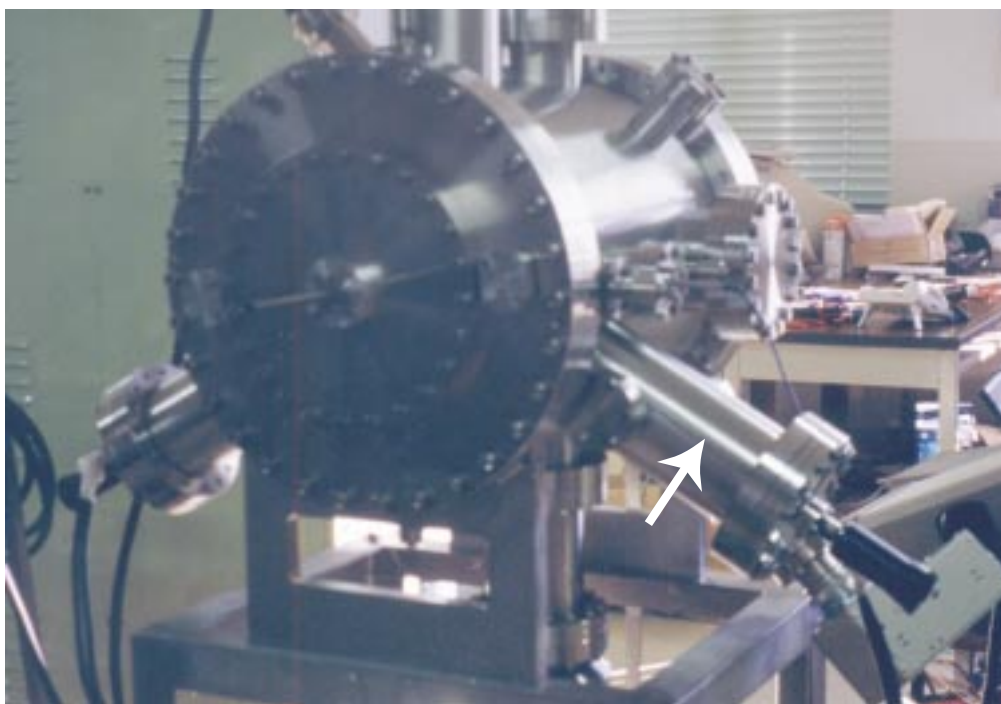


図 3.24: 電流コンタクト部外観

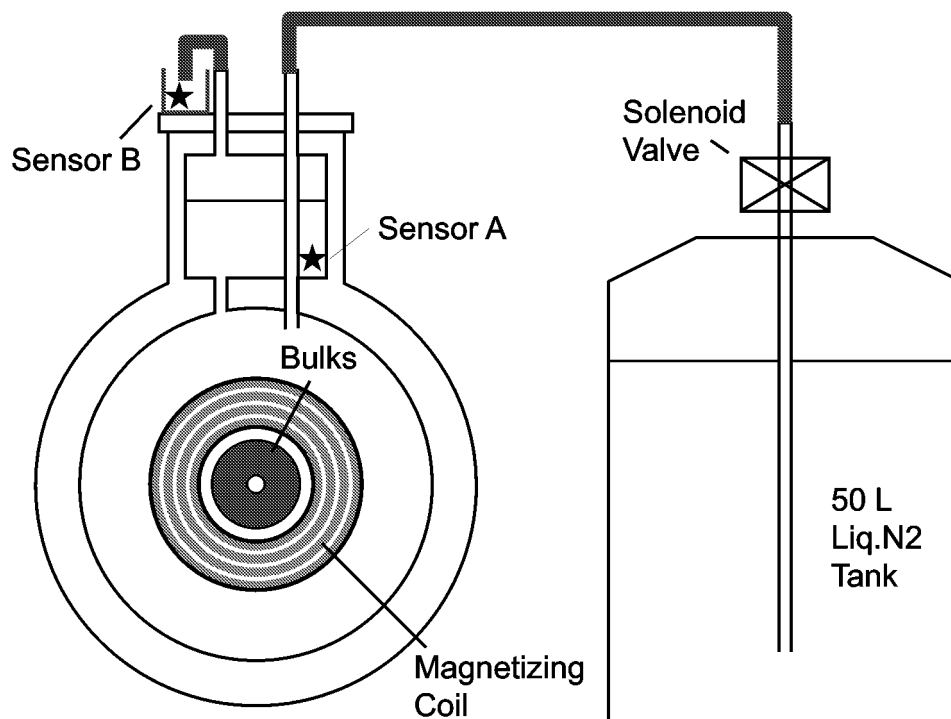


図 3.25: 液体窒素自動供給装置の模式図

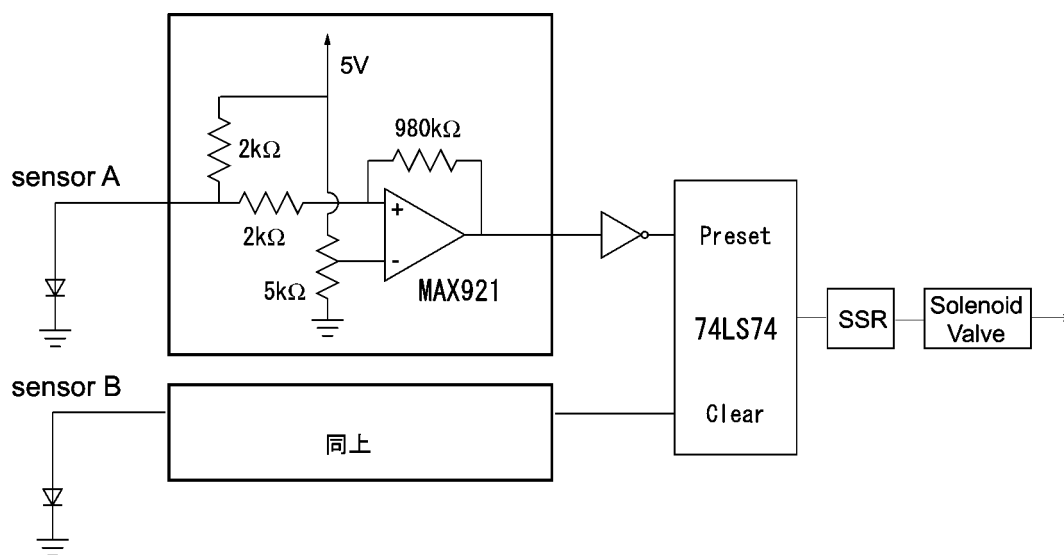


図 3.26: 電磁弁制御回路

第4章 実験

4.1 実験1 -液体窒素中での着磁試験-

パルス着磁は成功例が報告されているとはいえ開発段階の技術である。バルク材の捕捉磁場強度は、着磁における様々なパラメータ (パルス形状、時間幅、パルス磁場強度、パルス磁場の印加回数、試料温度 etc) に依存するが、最適なパルス磁場印加方法は定まっていない。また、バルク材は結晶成長させて作成されるため、現状では材料の品質にばらつきがあり、個々の試料により最適な着磁パラメータが異なる。まず、パルス着磁の可否と試料依存性の概要をつかむため、試料を液体窒素中に浸して予備実験を行なった。

目的

- 液体窒素温度でのパルス着磁が可能であることを確認する。
- 使用する材料に最適な着磁パラメータを知る。

実験装置および方法

実験の概略図を図 4.1 に示す。バルク材と着磁用コイルを同軸に配置し、液体窒素中に固定した。パルス磁場を印加するとバルク材に力が加わるため、バルク材がコイルからとび出さないよう、ふた、着磁用コイル、窒素容器をねじ止めによりしっかりと固定している。中心部には液体窒素が侵入しないようパイプをたててある。この中でホール素子を上下させることにより、中心軸上における軸方向の磁場分布を測定する。

実験は次の手順で行った。まず、実験用容器に液体窒素を満たし試料を液体窒素温度まで冷却する。冷えて超伝導状態となった試料にパルス磁場を印加し、その直後の穴中心における軸方向の磁場強度 $B(z)$ を測定する。徐々に印加磁場強度を変化させながら、パルス磁場の印加、磁場強度の測定を繰り返す。

着磁コイルとパルス電源は、装置に組み込むものを流用した。電源と着磁コイルの仕様を表 4.1、着磁用コイルに流れるパルス電流の波形を図 4.2 に示す。

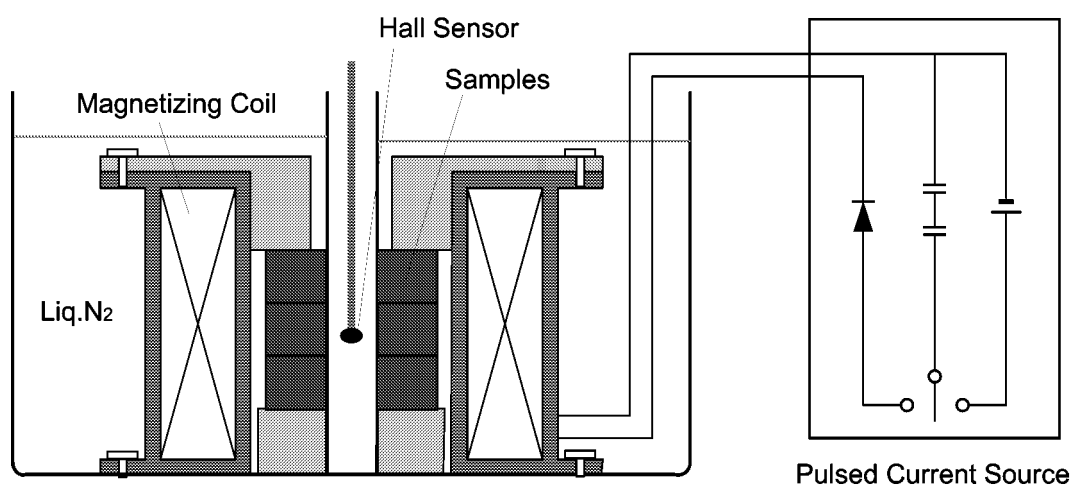


図 4.1: パルス着磁実験装置

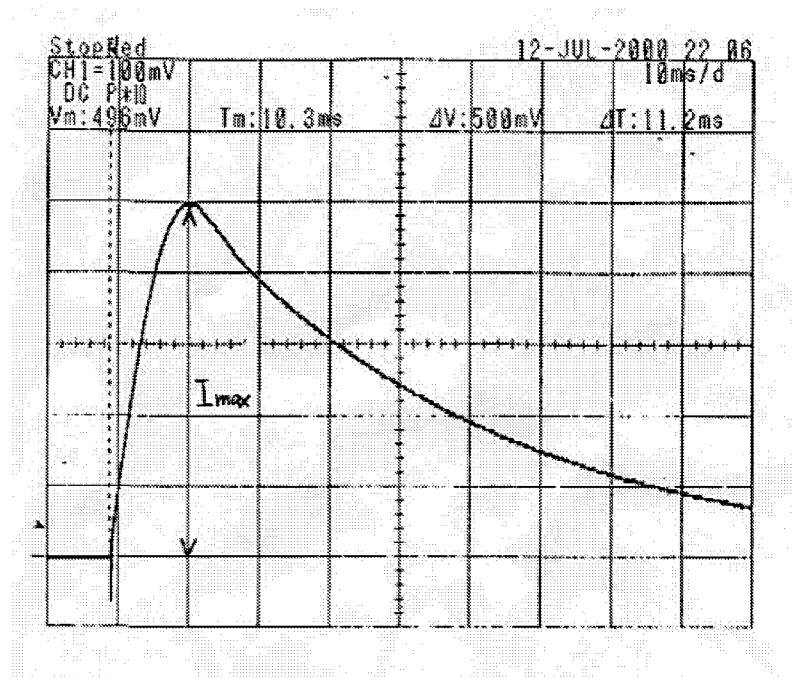


図 4.2: コイルに流れるパルス電流波形 (400 mF × 200 V)
立ち上がり時間;11.2 ms, 最大磁場強度;1.42 T ($750 \text{ A} \times 18.9 \cdot 10^{-4} \text{ T/A}$)

パルス電源	コンデンサ充電容量	40 mF
	充電電圧	DC 0 ~ 1000 V
着磁コイル	巻線寸法	ID74 × OD107 × L80 mm
	巻数	182
	巻線	平角銅線 (断面積 3.0 × 1.4 mm ²)
	コイル定数	18.9 10 ⁻⁴ T/A
パルス磁場	最大印加磁場	7 T
	立ち上がり時間	~ 11 msec

表 4.1: パルス電源と着磁コイルの仕様

実験結果および考察

[実験 1: 単体での磁場捕捉特性]

図 4.3 から図 4.7 にバルクマグネット単体での着磁テスト結果を示す。各図とも、下の図は、着磁過程で印加したパルス磁場強度とパルス磁場印加直後の穴中心における捕捉磁場強度である。上のグラフは、着磁途中に下図中の黒丸で示した点において軸上の磁場強度分布を測定した結果である。試料納入時に (株) 新日本製鐵において品質評価のため FC(Field Cooling) で着磁した結果を合わせてプロットした。FC で捕捉させた磁場強度は、試料の能力限界を示すと考えてよい。結果のグラフで示した軸上の磁場分布は (上図)、必ずしも到達した最大点で測定されていない。今回の PFM(Pulsed Field Magnetization) で到達した最大捕捉磁場強度と FC による値を表 4.2 にまとめた。FC の値は外部磁場を取り去った後一定時間経過した後の測定結果であるのに対して、PFM はパルス磁場印加直後の値である。バルク材に着磁をした直後には、捕捉された磁束がピン止めセンターをはずれて逃げるために着磁量が減少する、フラックスクリープという現象が起こることが分かっている [9]。本実験においてもフラックスクリープによる捕捉磁束の減少が確認されたが、捕捉磁場強度の減少は着磁直後に急激に起こり一定時間経過後はほとんど変化しない、またその減少量は最大で捕捉磁場強度の 5% 程度であった。PFM において最終的に残る着磁量は表中の値の数 % 小さい値となることが予想されるので、表中の値を比較する際には注意が必要である。No. 18 と No. 114 の結果では PFM の値が FC の値を超えているのはこのためと思われる。その点を考慮しても、パルス印加方法の工夫により、PFM でも FC と同程度の捕捉磁場強度を得ることができた。しかし、各下図の着磁過程を見ると分かるように、この方法では着磁量が減少に転じる値を超えずに、かつ着磁量が最大となるように止めるこ

とは難しい。上図の軸上磁場分布が着磁量の最大点で測定されていないのはこのためである。

PFM の成功例として、最初に大きな磁場を加えておきその後徐々にパルス磁場強度を小さくしていく方法 (IMRA 法) が報告されている [28] [26] [27]。No. 56 の実験では磁場強度最大となった後さらに捕捉磁場強度が増加することを期待して、強度を減少させながらパルス磁場を印加することを試みたが、磁場強度の増加はみられなかった (図 4.5 下図中破線)。

試料 No.	No. 17	No. 18	No. 56	No. 111	No. 114
FC_{max} [T]	0.77	0.53	0.80	1.07	0.93
PFM_{max} [T]	0.68	0.54	0.63	1.05	0.95

表 4.2: FC と PFM における結果の比較

[実験 2: 3 枚重ねでの磁場捕捉特性]

実際装置に使用するときには、長さ 4 cm のイオン化領域に渡って、ある程度以上の磁場強度を確保するために、試料を 3 枚重ねて使用する。単体試料への着磁結果をふまえて、装置へ組み込むのと同様の配置で 3 枚重ねた試料への着磁を試みた。試料を重ねる順番は軸上磁場分布ができるだけ対称となることを期待して、特性の良い No. 017, No. 056 でやや特性の劣る No. 018 を挟む配置とした。

図 4.8 に結果を示す。実験 1 と同様に、上の図が着磁途中のある段階における軸上磁場強度分布、下の図が着磁過程の各点における中心での磁場強度である。実験の結果、中心付近で最大値をとるソレノイドの作る磁場に似た軸上磁場分布が得られ、最大で 1.12 T の着磁に成功した。FC による結果はフラットトップになっているが、これは実験に使用した電磁石が最大 1.2 T の静磁場しか発生できなかったためであり試料本来の特性ではない。十分な外部静磁場を加えれば、FC ではグラフ中の値以上の磁場を捕捉できたと予想される。

一般的な傾向として、印加するパルス磁場強度を増すに従い捕捉磁場強度も増加するが、あるしきい値が存在し、それを超えると捕捉磁場強度は著しく減少することが分かった。また、しきい値は試料によりばらつきがあるが、傾向として品質の良い（磁場捕捉能力の高い）試料ほどしきい値が大きい。これをふまえて、リング状バルクのパルス着磁において捕捉磁場強度を最大にするための一つの方法を得た。まず、しきい値を知るために磁場強度を徐々に上げながらパルス磁場を印加して、あえてしきい値を越える。捕捉磁場強度が減少に転じたら、一度パルス磁場強度を小さくし、次はその値を越えないよう徐々にパルス磁場強度を上げながらパルス磁場を繰り返し印加すると良い。この方法により FC による結果と同程度まで捕捉磁場強度を増加させることに成功した。

印加するパルス磁場強度を増加させていくと捕捉磁場強度が減少することは、円板状のバルク材にパルス着磁を行なったときにも報告されている [26]。図 4.9 は、YBCO バルク体を 3 通りの方法で着磁したときの総捕捉磁束量を示したものである。横軸は着磁過程で印加した最大外部磁場強度を示す。図 4.10 は PFM の各段階でバルク材表面における軸方向磁場強度を測定したものである。FC、ZFC では印加する磁場強度の増加とともに着磁量が増え、やがて一定になるのに対して、PFM ではある値を超えると着磁量が減少している。この原因は次のように説明されている。

試料中を量子化磁束線が運動するときに、その速さに比例した粘性力が働く。FC、ZFC の場合には磁場の増減が準静的であるのに対して、PFM では磁束線の出入りする速度が速いので粘性力が大きい。そのため試料内部への磁束線の侵入が拒まれることが考えられる。また、粘性力に起因する損失が試料の温度を上昇させていることが考えられる。試料の温度が上昇すると J_c が低下するため、試料の捕捉できる磁束量が減少する。パルス強度がある値を超えたときに捕捉磁場強度が減少するのは、この温度上昇が原因であると考えられる。バルク材にパルス磁場を印加したときの、磁束密度の変化や磁束線の移動速度を測定した結果 [31] に基づいて上昇温度が計算されており、上昇温度は局所的には 5 K にもなるという報告がある [28]。

今回の実験において観測された捕捉磁場強度の減少も、同様の理由によるものと考えられる。

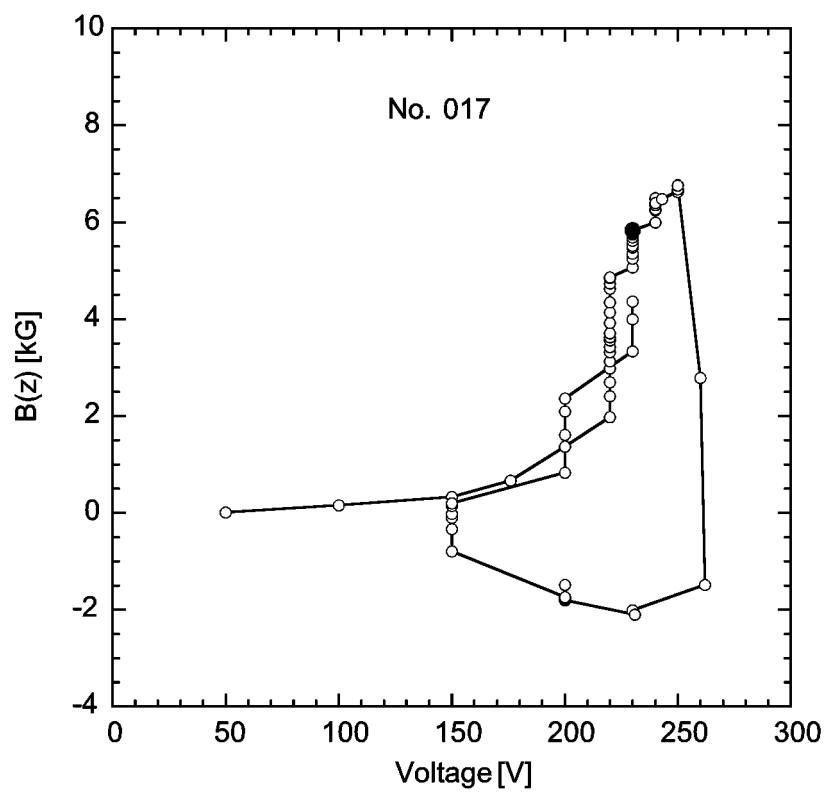
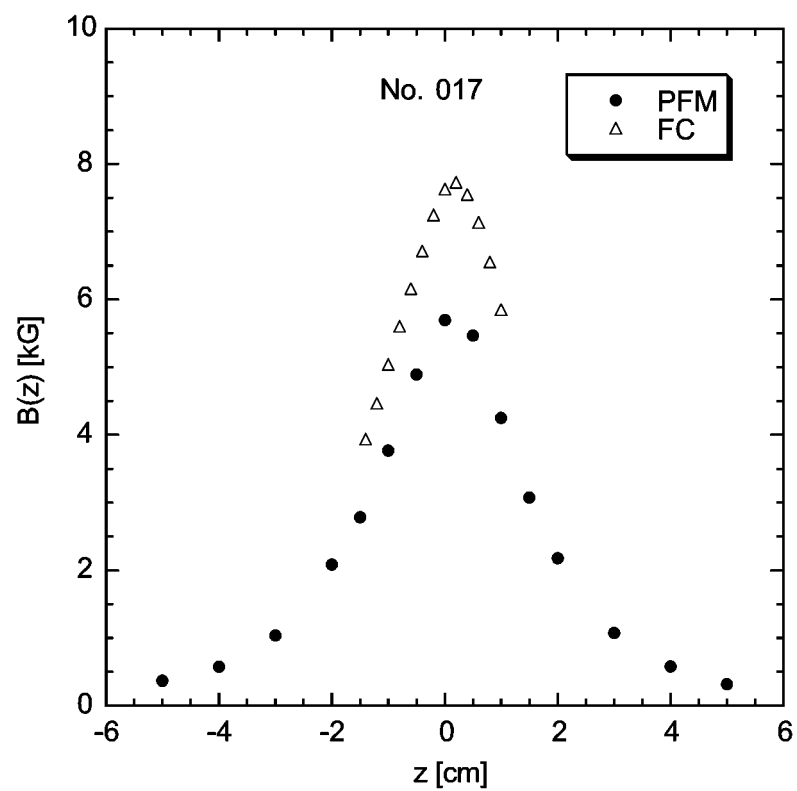


図 4.3: 单体着磁結果 No. 017

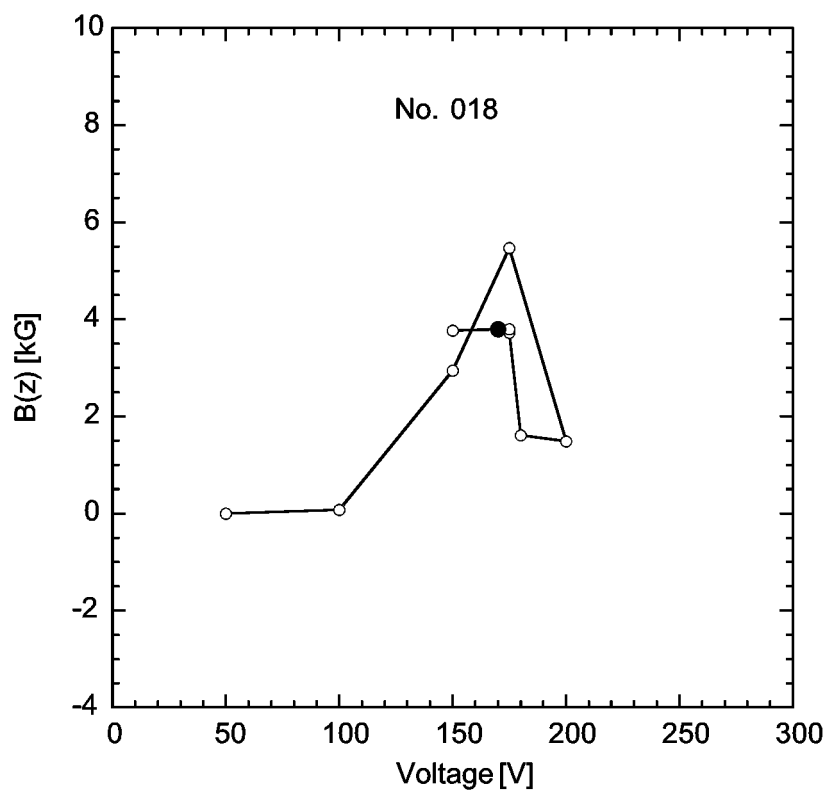
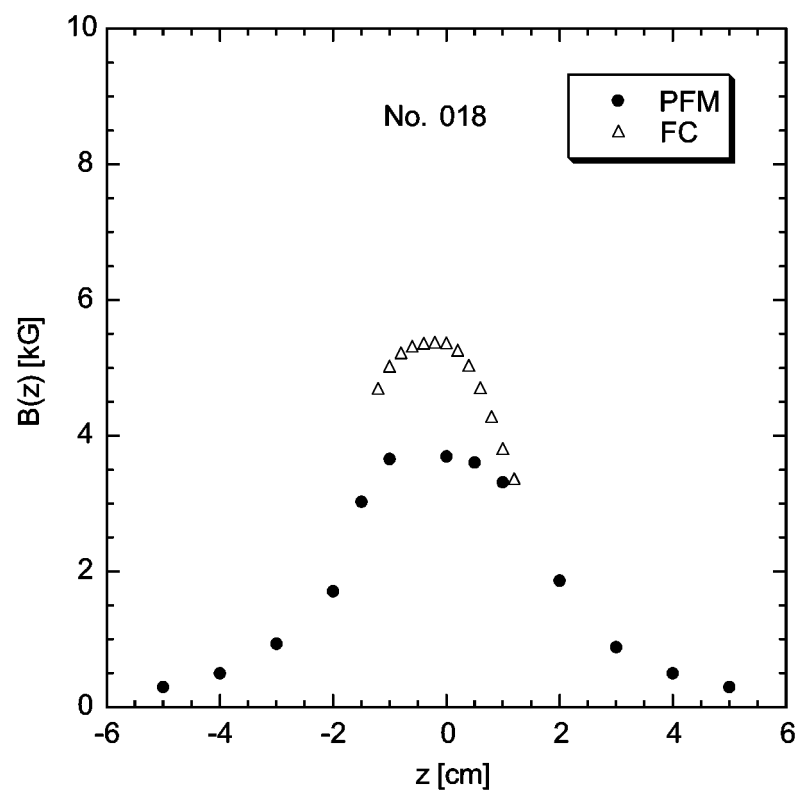


図 4.4: 单体着磁結果 No. 018

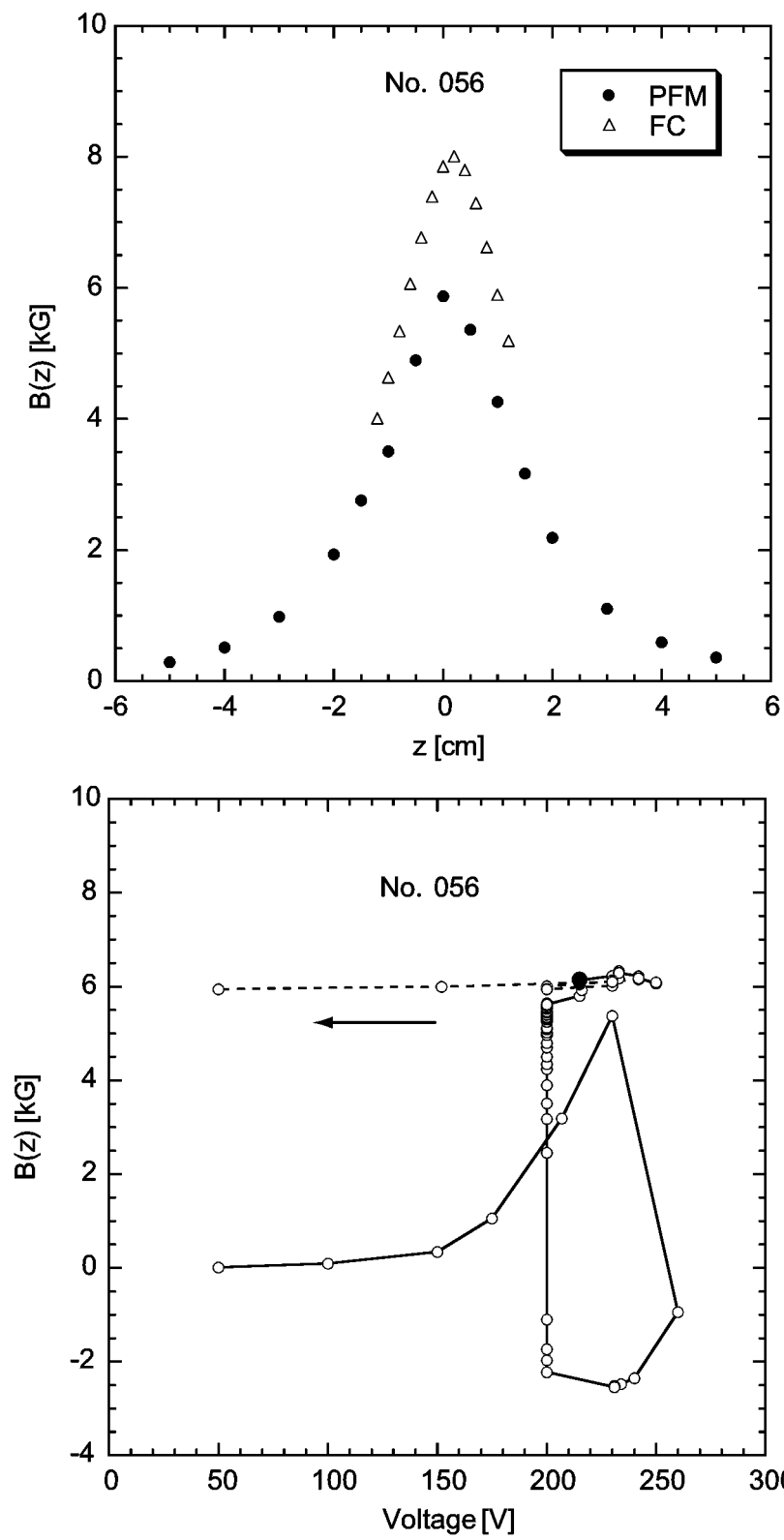


図 4.5: 单体着磁結果 No. 056

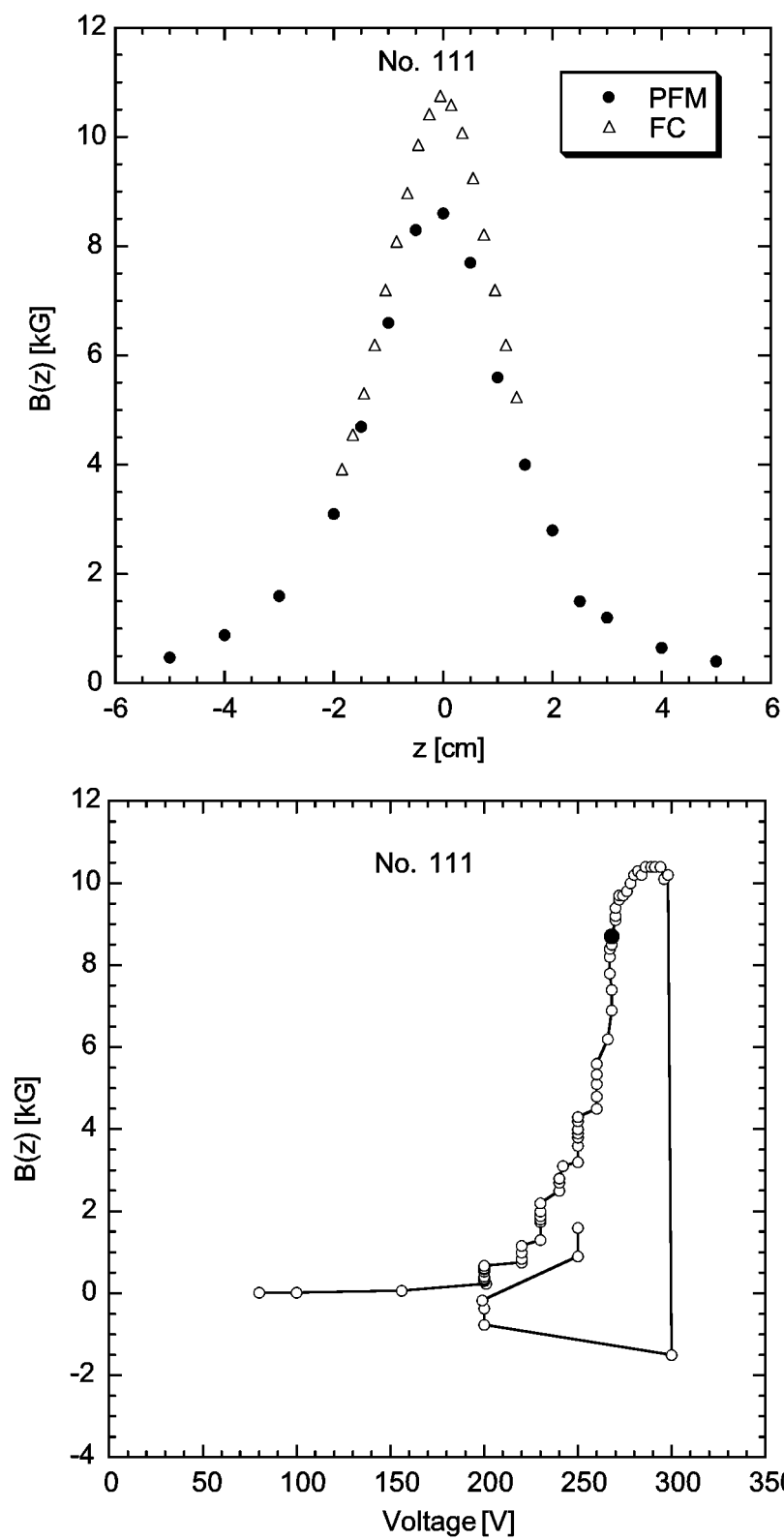


図 4.6: 单体着磁結果 No. 111

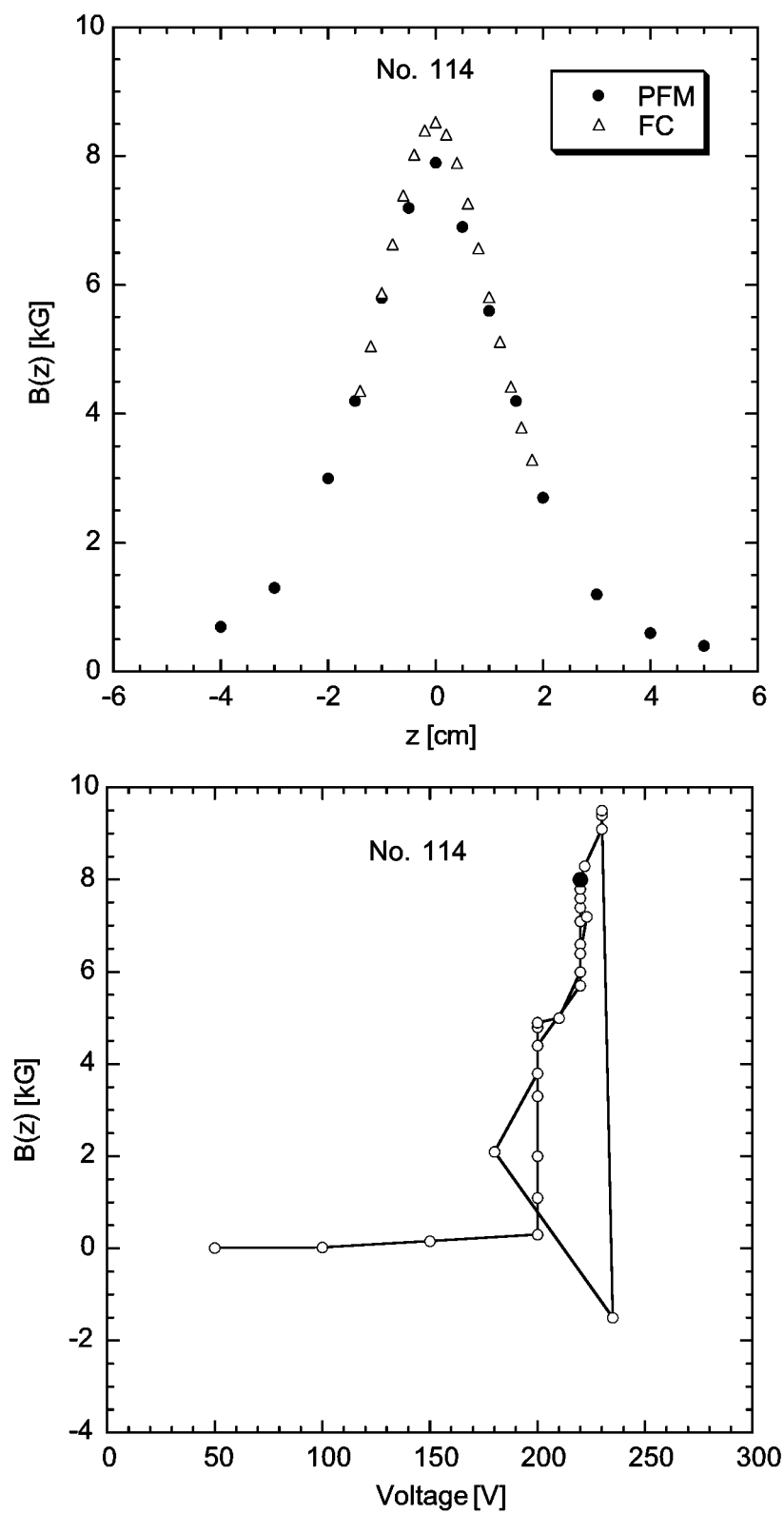


図 4.7: 単体着磁結果 No. 114

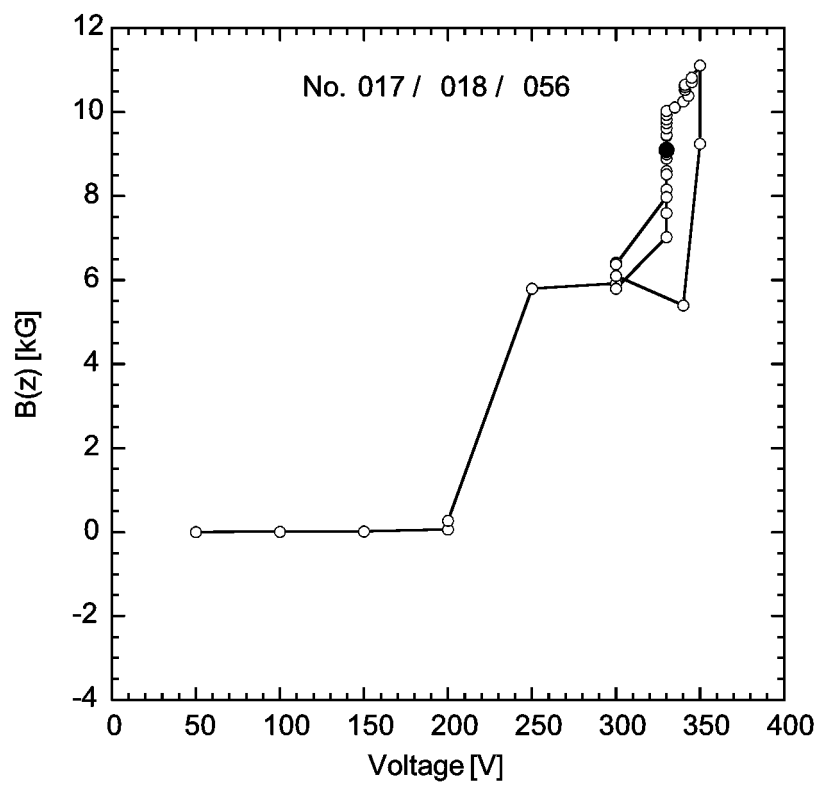
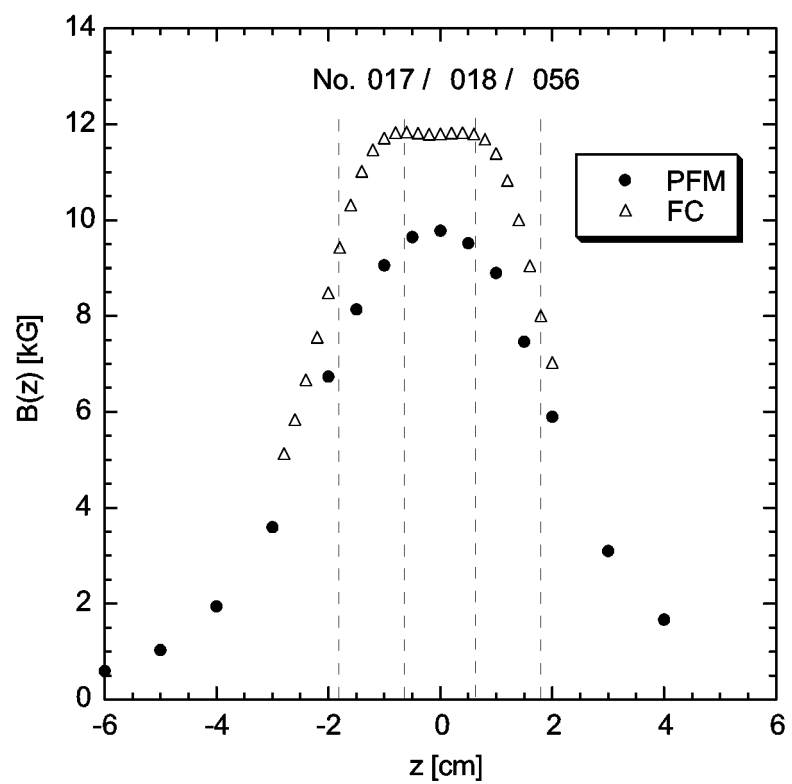


図 4.8: 3 枚重ね着磁結果 No. 056 / 018 / 017

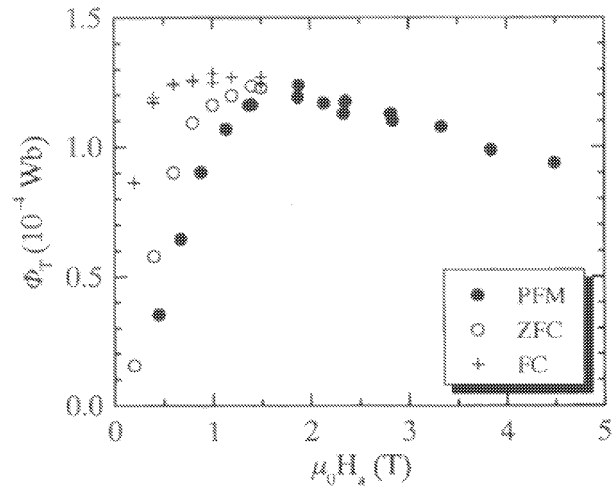


図 4.9: 総捕捉磁束のパルス強度依存性 (77 K) [26]

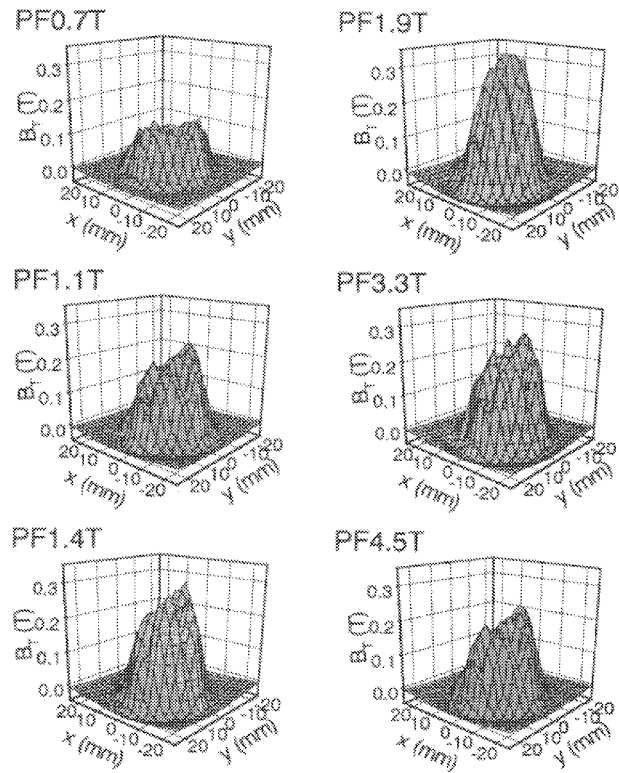


図 4.10: 捕捉磁場分布の外部磁場強度依存性 (77 K) [26]

4.2 実験2 -装置内での着磁試験-

4.2.1 実験2-1

予備実験1ではバルク材を直接液体窒素に浸して着磁を行ったが、実際装置で使用する時には窒素容器からの熱伝導で試料を冷却する。この状態での着磁試験を行った。

目的

- 液体窒素溜めからの熱伝導による冷却で、着磁が可能なことを確認する。
- パルス着磁のパラメータを調べる。

実験装置および方法

図 4.11 に実験装置の概略図を示す。バルクマグネットの中心軸上での磁場強度測定を可能とするために、電子銃部、電子ビームコレクター部、ドリフトチューブは組み込まず、液体窒素トラップ、着磁コイル、バルクマグネットのみを組み込んで、装置の中心を貫通するパイプを通した。パイプ内でホール素子を動かして中心軸上の磁場強度を測定することができる。バルクマグネットが転移温度以下まで冷えていることを確認するため、マグネットを封入したケース側面に熱電対を設置した。

着磁は実験1と同様の手順で行う。熱電対によりマグネット部の温度が十分冷えたことを確認した後、パルス磁場の印加と磁場強度の測定を繰り返す。

実験結果

予備実験の結果をふまえ、パルス磁場を徐々に強度を上げながら印加してゆく方法を用いた。減少に転じるしきい値を一度越えているが、これは実際の着磁の際には必ずしも必要な過程ではなく、しきい値を調べるために行ったものである。実験結果を図 4.12 に示す。下図は印加したパルス磁場強度と、直後に穴中心で測定した軸方向の磁場強度をプロットしたもの、上図は下図中の黒丸で示した点において、軸上での磁場強度分布を測定したものである。最終的に 0.8 T の着磁に成功した。

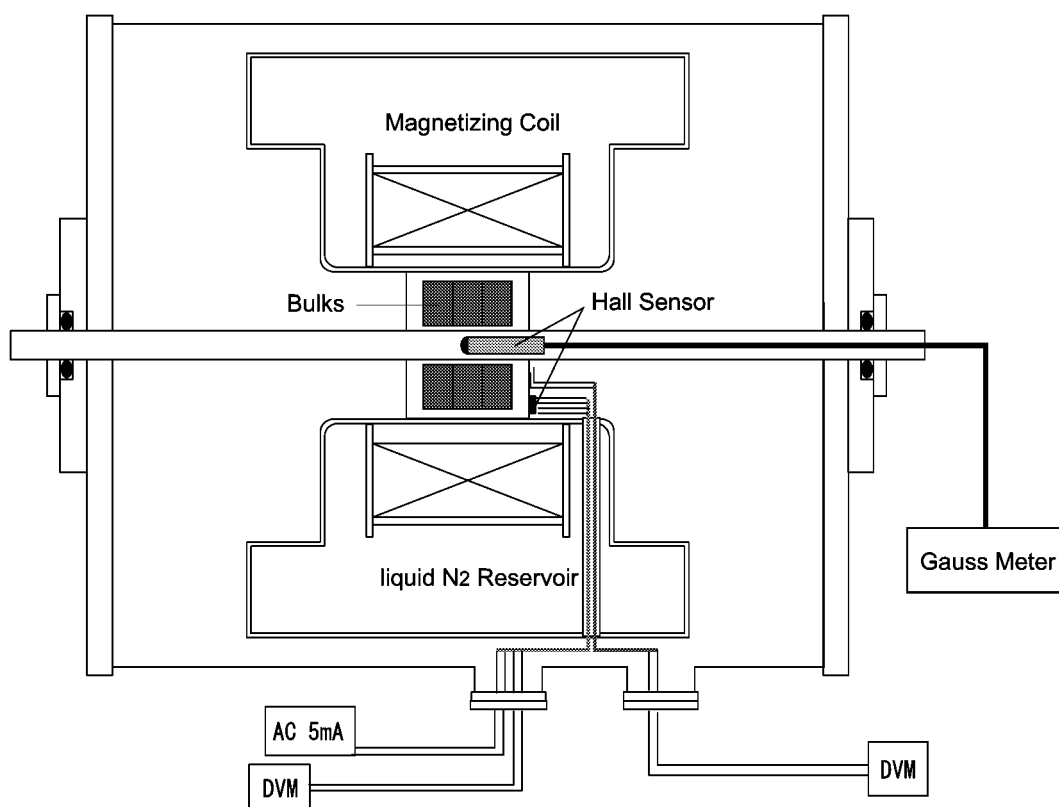


図 4.11: 装置内での着磁実験装置

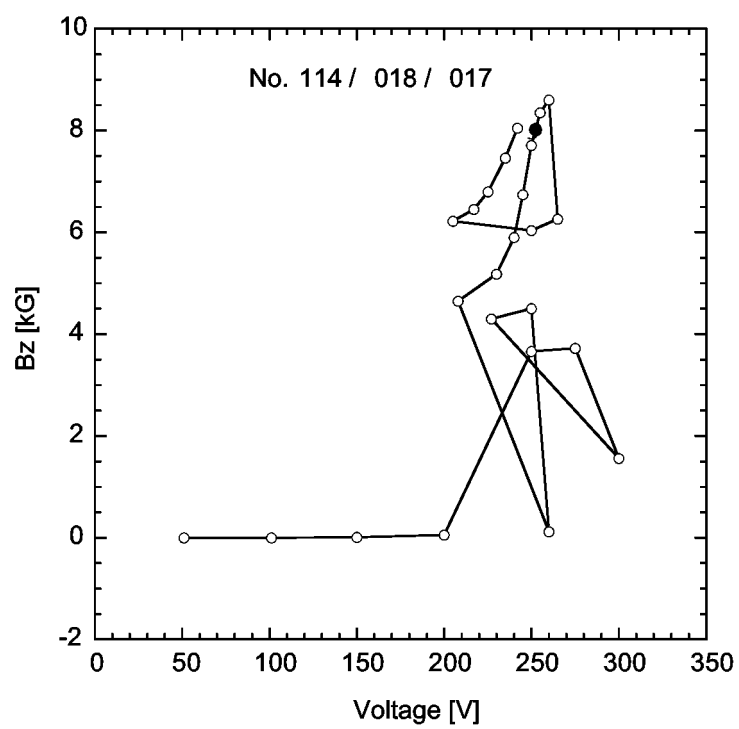
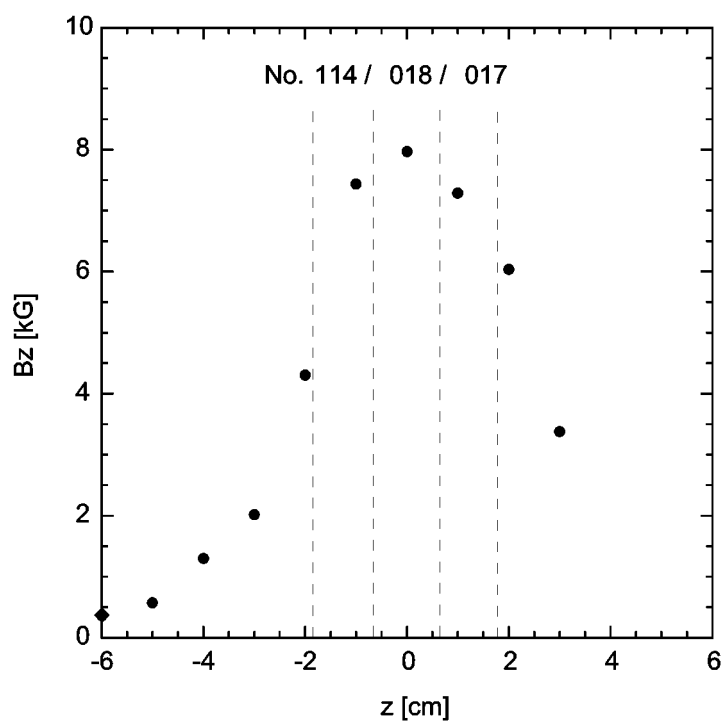


図 4.12: 装置内における着磁結果 1

4.2.2 実験 2-2

実験 2-1 で装置内でパルス着磁をすることに成功したが、現在の着磁方法では、着磁過程における磁場強度をモニターしている必要がある。実験 2-1 では、中心軸上で磁場強度をモニターできる構造であったため図 4.12 下図のように様子をみながら着磁を行なえたが、実際にイオン源として、電子銃その他の部品を組み込んでしまうと、現在の位置で磁場強度を測定することは不可能である。そのため、穴の外で磁場強度をモニターしている必要がある。大幅な装置の変更をせずにできることとして、まず試料表面の磁場強度を測定し、中心での磁場強度との相関を調べた。

また、実際イオン源として使用する際に重要となる、着磁パラメータの再現性や着磁された磁場強度の経時変化についても調べた。

目的

- 着磁パラメータの再現性を確認する。
- 穴の中心における磁場強度とケース表面における磁場強度の相関を調べる。

実験装置及び方法

実験装置は実験 2-1 と同様、図 4.11 である。マグネットを封入したケースの表面に、図 4.13 のようにホール素子を 2 つ貼り付け、表面における軸方向磁場強度を測定できるようにした。

実験では、各着磁過程において、穴中心の磁場強度と同時にケース表面の 2 つのホール素子のホール電圧の測定を行う。

実験結果および考察

実験結果を図 4.14 に示す。破線は、試料が十分冷えるのを待たずに着磁を開始してしまった時のものである、しばらく待って充電電圧 200 V から再び着磁を再開した結果を実線で示した。着磁の各過程における磁場強度は完全に一致しないものの、着磁量が最大となる印加磁場強度 (充電電圧 250V) と到達磁場強度 (0.8 T)、着磁量が減少に転じるしきい値 (充電電圧 300V) は再現した。

各着磁過程において中心磁場と同時にケース表面に貼り付けたホール素子のホール電圧を測定した結果を図 4.15 に示す。ホール素子 1、2 ともに中心磁場強度と同様の増減を示していることが分かる。中心磁場強度が最大となる点で

ホール電圧が最大となり、また着磁量が減少に転じる点も中心磁場強度と一致した。この結果から、ケース表面における磁場強度をモニターしていれば、これまで同様の着磁方法で着磁が行なえと考えられる。また、図 4.16 は横軸に中心磁場強度、縦軸に設置したホール素子のホール電圧をプロットしたものである。線形とはならないものの、2つの間に相関が見られた。2つの相関を詳しく調べるにより、着磁後の中心における最大磁場強度を知ることが可能になると考えられる。

図 4.17 は着磁された磁場強度の経時変化を測定した結果である。着磁直後に指時定数 2.2 分の指数関数的な磁場強度の減少が見られるが、20 分～30 分経過後には減少がおさまる。実験では、その後 1.5 日間一定の磁場強度が保たれたことを確認した。これにより、少なくとも数日間は安定してイオン源を運転できることが保証された。

THS119

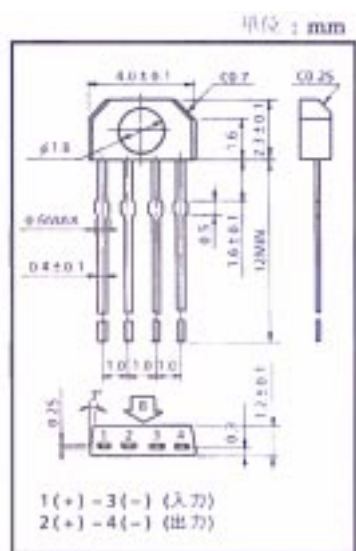


図 4.13: (a) ホール素子形状, (b) ケースに貼り付けたホール素子

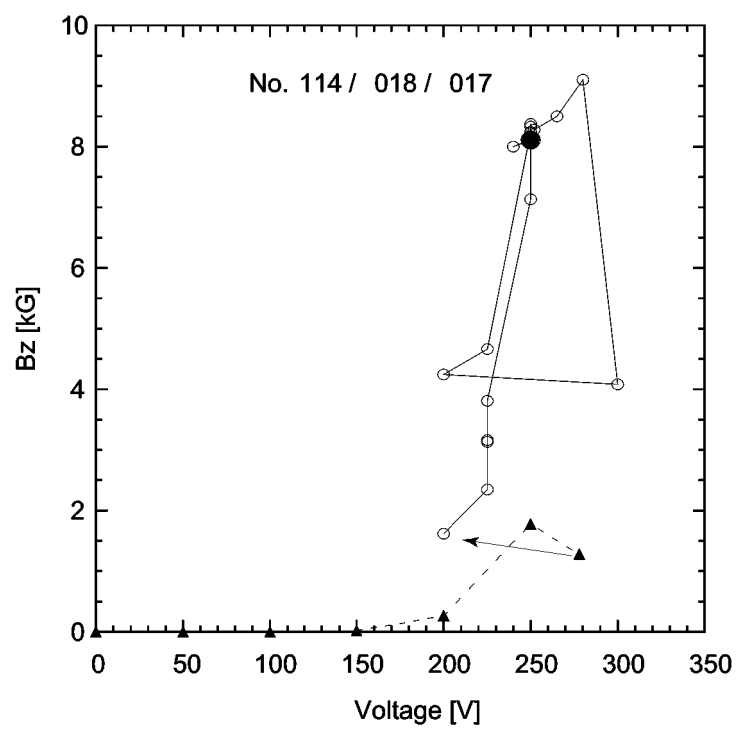
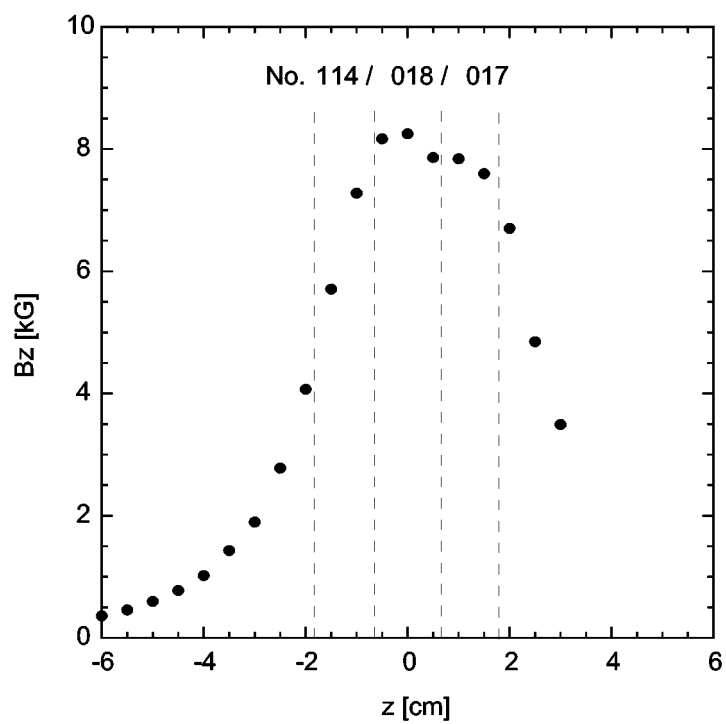


図 4.14: 装置内における着磁結果 2

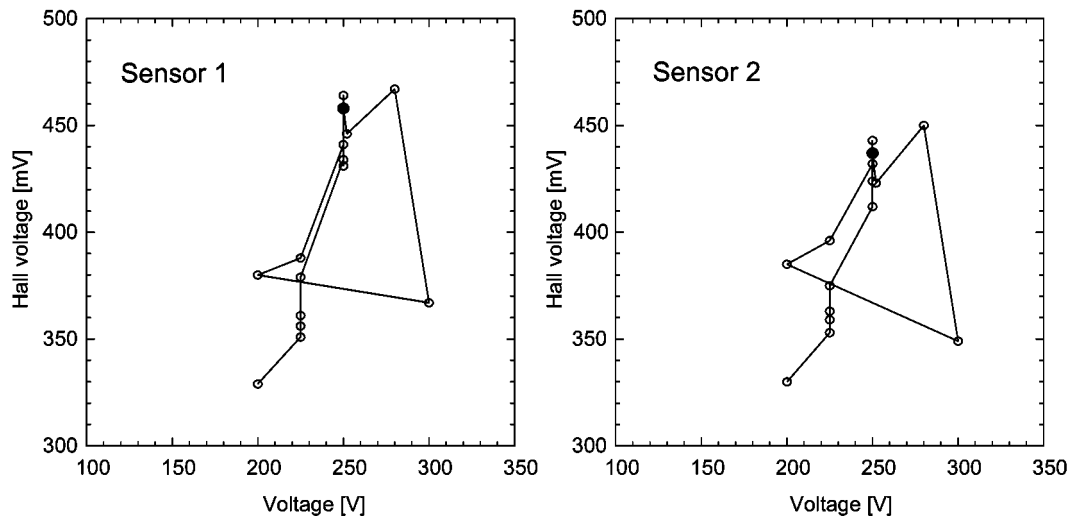


図 4.15: 着磁過程におけるマグネットケース表面の磁場強度

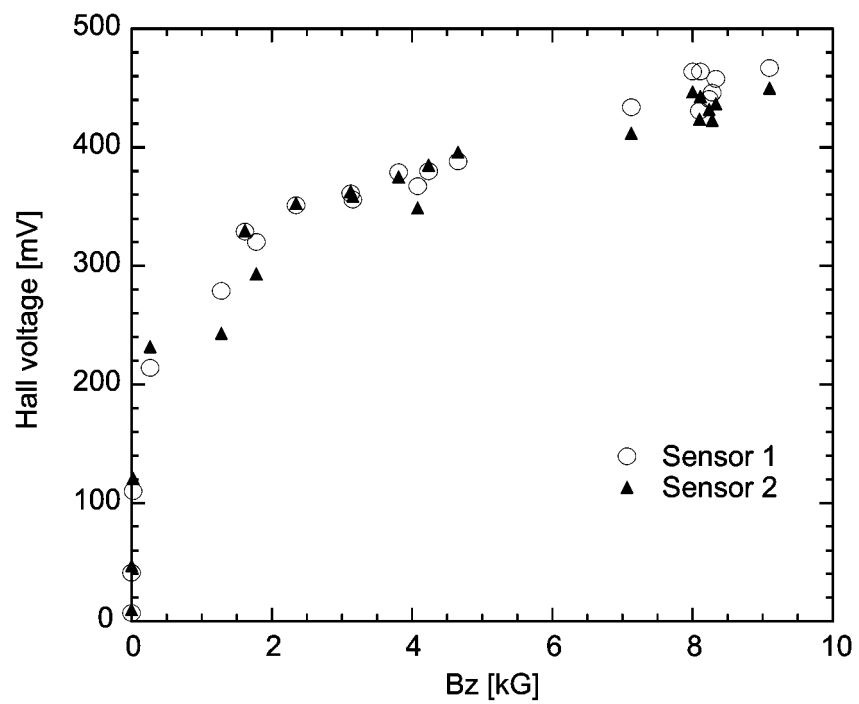


図 4.16: 中心磁場強度とホール電圧の関係

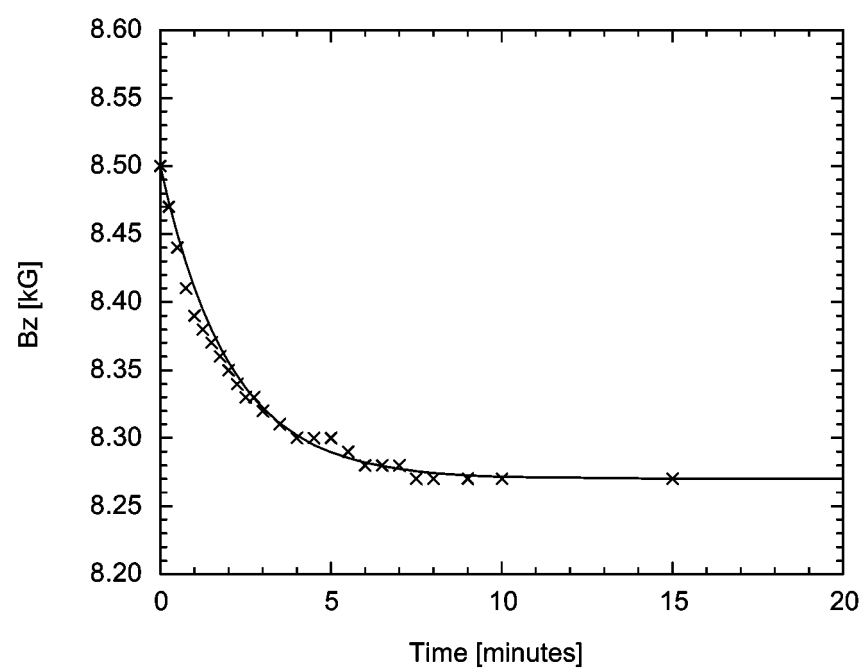


図 4.17: 中心磁場強度の経時変化

第5章 まとめ

高温超伝導体バルク材を磁場発生源として用いた小型の多価イオン源を設計製作した。リング型のバルク材が作る磁場を装置に利用することは初めての応用であり、パルス磁場による着磁パラメータも未知であったが、独自に着磁実験を繰り返し、液体窒素容器からの熱伝導で冷却したバルク材にパルス磁場を印加する方法で最大軸上磁場強度 0.8 T を得ることに成功した。

EBIS では磁場の中心軸とドリフトチューブをはじめとする各電極との中心が良く一致していることが重要である。軸の不一致は、安定で高密度な電子ビームの形成や電子ビームコレクターにおける電子ビームの回収に悪影響を及ぼす。バルク材を用いる場合、結晶成長の不均一などの理由により着磁のされ方が試料内で様でないことは否めない。そのため、機械的に軸をあわせれば磁場の中心軸も一致するソレノイドの場合と異なり、バルクマグネットの物理的な軸を合わせても必ずしも磁場の中心軸を合わせることとはならない。これは設計段階で予想されていた問題であったため、本装置は、電子銃部と電子ビームコレクター部の中心軸に対してバルクマグネットの中心軸を独立に調整できる設計となっている。この軸のずれが装置の運転にどれほどの影響を及ぼすのか、また現在の軸合わせ機構で問題にどこまで対処できるのかを確かめる必要がある。現在、着磁した磁場中へ実際に電子ビームを入射、回収するテストの準備を進めているところである。

とはいえ、原理的に現在の構造で装置内におけるパルス着磁が可能であることは確認された。目下、最大の悩みの種は材料の単体試料内における結晶の不均一性と試料の個体差であるが、高温超伝導体の開発は現在も進歩を続けており、より均質でより磁場捕捉能力の高いバルク材を目指した研究が行なわれている。今回用いた Y 系材料よりもピン止め力が強く捕捉磁場強度の大きい Sm や Nd などの希土類元素を含む材料の開発も進み、最近では Gd を含む Gd123 系超伝導材料が開発され、直径 48 mm の円盤状バルク体で 77 K における補足磁場強度 2.00 T (試料表面から 1.2 mm) が達成された [32]。この材料は Sm 系や Nd 系に比べて微細組織が均一で大型化が比較的容易であるため新たな材料候補として今後の開発が期待される。より高品質な代替材料の出現に注目しつつ、今後も開発を進めていく予定である。

参考文献

- [1] T. A. Carlson, C. W. Nestor, Jr. N. Wassermann and J. D. McDowell, At. Data **2**(1970)
- [2] N. Kakutani, T. Azuma, Y. Yamazaki, K. Komaki, K. Kuroki, Jpn. J. Appl. Phys. **34**(1995)580
- [3] E. D. Donetz, IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-23**(1976)904
- [4] R. E. Marrs, S. R. Elliott and D. A. Knapp, Phys. Rev. Lett. **72**(1994)4082
- [5] K. Okuno, Jpn. J. Appl. Phys. **28** (1989)1124
- [6] K. Motohashi, A. Moriya, H. Yamada, S. Tsurubuchi, Rev. Sci. Instrum, **71**(2000)890
- [7] Kakutani, Master thesis(1992)
- [8] R. Becker, Rev. Sci. Instrum, **71**(2000)816
- [9] M. Morita, M. Sawamura, S. Takebayashi, K. Kimura, H. Teshima, M. Tanaka, K. Miyamoto, and M. Hashimoto, Physica C **235-240**(1994)209
- [10] H. Kamijyo, K. Nemoto, H. Fujimoto: A CASE STUDY OF A BULK MAGNET FOR MAGREV, Advances in Superconductivity IX(ISS'99), 2000, p.812-824
- [11] R. W. Schmieder, *Proceeding of a NATO Advanced Study Institute on Atomic Physics of Highly-Ionized Atoms*, (1988) in Cargese, France edited by R. Marrus, (NATO ASI series. Series B Physics:V. 201) p.321
- [12] M. P. Stockli, *Accelerator-Based Atomic Physics Techniques and Applications*, (1997) in New York, edited by S. M. Shafroth, J. C. Austin, p.67-116

- [13] B. M. Penetrante, J. N. Bardsley, D. Dewitt, M. Clark, and D. Schnider, **43**(1991)4861
- [14] W. Lotz, Z. Physk, **216**(1968)241
- [15] Y. S. Kim, R. H. Pratt, Phys. Rev. **A27** (1983)2913
- [16] A. Muller and E. Salzborn, Phys. Lett. **62A**(1977)391
- [17] R. E. Marrs, *Experimental Methods in the Physical Sciences, Vol. 29A*, Academic Press (1995) Ch. 14, p. 391-420
- [18] T. Kinugawa, F. J. Cullerr and S. Ohtani, J. Phys. Soc. Jpn. **66**(1999)3763
- [19] G. Shirkov, E. D. Donetz, R. Becker, and M. Kleinod Rev. Sci. Instrum, **63**(1992)2819
- [20] T. Kinugawa, F. J. Currell and S. Ohtani, J. Phys. Soc. Jpn. **68**(1999)3763
- [21] M. B. Schneider, M. A. Levine, C. L. Bennett, M. H. Chen, R. E. Marrs, *International Symposium on Electron-Beam Ion Sources and Their Applications*, edited by A. Herscovitch (AIP, New York, 1989)
- [22] H. Watanabe, J. Asada, F. J. Currell, T. Fukami, T. Hirayama, K. Motohashi, N. Nakamura, E. Nojikawa, S. Ohtani, K. Okazaki, M. Sakurai, H. Shimizu, N. Tada, S. Tsurubuchi, J. Phys. Soc. Jpn. **66**(1997)3795
- [23] S. B. Utter, P. Beiersdorfer, J. R. Crespo Lopez-Urrutia, K. Widmann, Nucl. Instr. and Meth. A **428**(1999)276
- [24] 松下照男著「磁束ピンニングと電磁現象」産業図書 (1994)
- [25] Y. Yanagi, Y. Itoh, M. Yoshikawa, T. Oka, A. Terasaki, H. Ikuta, and U. Mizutani, Advances in Superconductivity X, p. 941, ed. by K. Osamura and I. Hirabayashi (Springer-Verlag, Tokyo, 1998)
- [26] U. Mizutani, T. Oka, Y. Itoh, Y. Tanagi, M. Yoshikawa and H. Ikuta, Appl. Supercond. **6**(1998)235
- [27] T. Oka, Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, H. Ikuta and U. Mizutani, Physica C **335**(2000)101
- [28] 生田博志, 岡徹雄, 水谷宇一郎, 日本応用磁気学会誌, **23**(1999)885

- [29] 上條弘貴, 藤本浩之: 温度制御を伴う高温超伝導バルク材の繰り返しパルス着磁法, 平成 12 年電気学会全国大会, 5-198, 2000.3, P2199
- [30] 森田充, 田中 f. 将元, 橋本操, 日本応用磁気学会誌, **19**(1995)744
- [31] Y. Itoh, Y. Yanagi, and U. Mizutani, J. Appl. Phys. **82**(1997)5600
- [32] SUPERCONDUCTIVITY COMMUNICATIONS, Vol. 9, No. 3, Jun. 2000

謝辞

本テーマを与えてくださり、2年間の研究生活において様々な御指導をしてくださった指導教官の小牧研一郎教授に深く感謝致します。指導教官同様の御指導をしてくださった山崎泰規教授に深く感謝致します。

私の知識不足と経験不足を補い装置を形にしてくださった、設計担当の(株)バキュームプロダクツの坂井昭夫氏に深く感謝致します。

設計のためのシュミレーション方法について御指導頂き、電子銃の設計製作全般においても御協力頂いた、電気通信大学の大谷俊介教授、中村信行博士、清水宏氏に深く感謝致します。

設計に当たり様々な助言と励ましの言葉をくださり、また mini-EBIS を用いた原子衝突実験に参加する機会を与えてくださった、東京都立大学の奥野和彦教授に深く感謝致します。その際、実験の指導をしてくださった東京都立大学の石井邦和氏と、原子物理研究室の皆様に心から感謝致します。

研究生活においてお世話になった科学警察研究所の黒木健郎氏、理化学研究所の大島永康博士、森下雄一郎氏、小牧・山崎研究室の鳥居寛之助手、桧垣浩之博士、吉城 Franzen 健博士、王志剛博士、伊藤高臣博士、市岡利康氏、岩井良夫氏、高林雄一氏、岡林則夫氏、黒田直史氏、村越大氏に感謝いたします。

最後に、2年間精神的・経済的に支えてくれた両親と妹に心から感謝致します。