

# 修士学位論文

## 勾配磁場空間中の強磁性体配列による 高勾配磁気アルキメデス浮上の特性評価

指導教員 三浦大介 教授

令和 2年 2月 21日 提出

首都大学東京大学院

システムデザイン研究科 電子情報システム工学域

学修番号 18861641

氏名 山本大貴

## 学位論文要旨（修士（工学））

論文著者名 山本 大貴

論文題名：勾配磁場中での強磁性体の最適配置による  
磁気アルキメデス浮上力の向上

### 本文

世界では高純度なレアメタル等の有価金属が使用されている電化製品等の電子廃材がゴミとして大量に廃棄させている現状があるが、それらの有価金属を採掘可能な資源としてみなす考え方を都市鉱山と呼んでいる。特に日本では、環境問題や産出量の少なさからレアメタル及びベースメタルのほぼ 100%を海外からの輸入に依存している。しかし、独立行政法人物質・材料研究機構が 2008 年に発表した数字によると、日本の都市鉱山に存在する金の総量は 6,800 t、銀は 60,000t で、それぞれ全世界の現有埋蔵量の約 16%、22%にも及ぶ。同様にインジウムは世界の 16%、錫は 11%、タンタルは 10%と、日本の都市鉱山には全世界埋蔵量の一割を超える有価金属が多数存在する。

従って、都市鉱山から有価金属をより効率的かつ安価に分離・回収するシステムを早急に開発する必要がある。そこで、本研究では固体混合物からの有価資源の効率的な分離・回収法として、磁気アルキメデス浮上を用いた物理的手法での分離・回収方法について研究した。磁気アルキメデス浮上とは、常磁性媒質中に分離回収する物質を分散させ、磁場勾配をかけることで物質が重力と反対方向に媒質からの大きな磁気力を受け、特定の位置に浮上静止する現象である。

この時、物質が受ける力は磁化率と密度のみに依存し、形状や体積に依存しないのが磁気アルキメデス浮上の大きな特徴である。しかし、通常の超伝導磁石等で発生させることができる磁場及び磁場勾配には限界があり、例えば白金のような高密度で磁化率の小さい物質（密度  $21.5[\text{g}/\text{cm}^3]$ 、磁化率  $2.64 \times 10^{-4}$ ）を浮上させることは困難である。また、金などの貴金属でも浮上させるには 10 T 程度の高磁場を要する。そこで本研究では、より低磁場において高密度、低磁化率の物質の分離・回収のため、磁場中に強磁性体を三角格子配列すること（以下強磁性体配列とする）で磁気アルキメデス浮上力の向上と水平方向の均一性を実現させることを検討した。さらに、実用化を目指した低磁場での分離方法としてレーストラック型マグネットを用いた連続的な分離・回収方法についての検討を行った。本論文ではその研究内容と結果に基づき 7 章で構成されている。

第 1 章では、序論として超伝導磁石に用いられる超伝導物質の発見から現在盛んに研究されている高温超伝導体について記述する。また、その超伝導物質の発見によって磁気科学が確立される要因となった、本研究で使用している超伝導磁石について説明し、磁気科学の応

## 目次

用である磁気分離技術が他の分離技術に対してどのような優位性があるかについて言及する。

第2章では、本研究で用いた磁気アルキメデス浮上の原理について、磁気力の起源から詳しく説明する。また本研究では、磁気アルキメデス浮上を物質の分離・回収技術に用いることを提案しているが、他にどのような手法があるかについても言及し、本技術の優位性について説明する。

第3章では、本研究の目的について都市鉱山というリサイクル概念を交え、現行の方法との比較をしながら説明する。また、先行研究で達成した点、課題として残った点について説明し、それらをもとに本研究で検討・展開すべき点について論じる。

第4章では、超伝導磁石ボア内の中心に強磁性体配列を配置した際の磁場分布のシミュレーションについて記述する。シミュレーションには FEM ベースのソフトウェア COMSOL Multiphysics を用い、強磁性体の形状および配列を変化させ解析を行った。最適形状の強磁性体円柱を磁場中に配置することで強磁性体の 1mm 直上で超伝導磁石単体での最高磁場勾配 $-434\text{T}^2/\text{m}$  に比べ約 7 倍もの $-2961\text{T}^2/\text{m}$  程度までの向上がみられた。さらに、強磁性体円柱を三角格子状に最適配列することで、向上した磁気力ファクターを水平方向にも均一に拡大させることに成功した。さらに本章では、先行研究での問題となった高磁場中での強磁性体の飽和磁化に関して解決案を提示し、磁場中に強磁性体を配置した場合のより現実に近いシミュレーションの結果を報告する。また 3 軸の精密ホールセンサーをスキャンすることで、磁場の水平方向の均一性を確認した。

第5章では、実際に磁気浮上実験を行った結果について記述する。超伝導電磁石の磁場中心に安定浮上させた強磁性体配列をセットし、塩化マンガン水溶液中で銅、銀、金及び白金の浮上分離実験を行った。超伝導電磁石単体では浮上の確認できなかった白金においては 6T での浮上が確認でき、7T 以上では各金属の分解能は 7mm 以上になっていることが判明した。また、浮上開始磁場と 10T 時の浮上位置に関して、シミュレーションから算出した理論値と実験値はほぼ一致することを認めた。さらに強磁性体配列の強磁性体間での磁気力ファクターの低下の有無を確かめる為、銅及びアルミニウム粉末の実験を行った。その結果、強磁性体配列による水平方向への磁場均一性による均一浮上の有効性が確認された。

第6章では以上のシミュレーションと実験の結果に基づき、磁気アルキメデス浮上を用いた、都市鉱山からの有価資源の連続浮上分離回収システムの構想について言及する。強磁性体配列をレーストラック型マグネットのボア空間に密に挿入することで、今まではバッチ処理に留まっていた浮上分離を、流れ場を伴うオープングラディエントな低磁場空間で連続浮上分離・回収させる可能性を示すことができた。

第7章では、論文の総括として本研究のまとめ及び今後の課題について記述する。本研究結果から、低中磁場における強磁性体配列による磁気アルキメデス浮上を用いた有価資源の分離・回収の実現性を示した。

目次

目次

目次 .....	3
第1章 序論 .....	6
1.1 超伝導現象歴史 .....	6
1.1.1 超伝導物質の発見 .....	6
1.1.2 第一種超伝導体・第二種超伝導体 .....	7
1.1.3 高温超伝導体の発見 .....	9
1.1.4 高温超伝導体の応用 .....	10
1.1.5 超伝導磁石 .....	10
1.2 磁気分離 .....	12
1.2.1 分離技術の分類 .....	12
1.2.2 重力分離 .....	13
1.2.3 磁気分離の特徴 .....	14
1.2.4 膜分離と磁気分離 .....	15
第2章 磁気アルキメデス効果 .....	18
2.1 磁気力 .....	18
2.1.1 単位系 .....	18
2.1.2 単位変換 .....	19
2.1.3 磁場の定義 .....	19
2.2 磁気アルキメデス効果 原理 .....	22
2.2.1 磁場中の磁性体にかかる磁気力 .....	22
2.2.2 磁気浮上および分離の原理 .....	23
2.2.3 磁気アルキメデス浮上 .....	25
2.2.4 磁気アルキメデス効果 応用例 .....	27
第3章 研究背景・研究目的 .....	31
3.1 都市鉱山について .....	31

3.2	有価資源のリサイクル手法 .....	32
3.3	本研究の目的と内容 .....	35
第4章	最適配置による $BdB/dz$ の向上性能評価 .....	37
4.1	磁場分布の性能評価シミュレーション .....	37
4.2	超伝導磁石の磁場分布及び磁場勾配分布 .....	39
4.3	強磁性体が $BdB/dz$ に及ぼす影響 .....	41
4.3.1	強磁性体の磁化曲線 .....	41
4.3.2	超伝導磁石と強磁性体単体配置の比較 .....	42
4.3.3	高磁場における強磁性体の磁化率 .....	44
4.4	強磁性体形状・配置の最適化 .....	45
4.4.1	強磁性体形状の最適化 .....	45
4.4.2	強磁性体の最適配置 .....	47
4.5	強磁性体配置位置による $BdB/dz$ の向上 .....	51
第5章	浮上実験 .....	54
5.1	実験装置 .....	54
5.2	実験試料 .....	58
5.2.1	SQUID の原理 .....	58
5.2.2	物性値 .....	61
5.3	実験手順 .....	63
5.3.1	球体物質の浮上実験 .....	64
5.3.2	粉末物質の浮上実験 .....	65
5.4	結果 .....	65
5.4.1	球体物質の浮上実験結果 .....	65
5.4.2	粉末物質の浮上実験結果 .....	72
5.5	$Bz$ 実測実験 .....	73
5.5.1	実験方法 .....	73

5.5.2 実測結果.....	74
参考・引用文献 .....	78
<b>第6章 回収方法の検討 .....</b>	<b>79</b>
6.1 強磁性体の最適配置によるレーストラック型マグネットを用いた分離システムの検討.....	79
6.1.1 レーストラックマグネットを用いた回収方法.....	79
6.1.2 レーストラックマグネット磁場解析 .....	82
6.2 回収方法の検討.....	86
6.2.1 吸引による回収方法.....	86
6.2.2 物質浮上空間に傾きを設けて側面に設置した回収場所に物質を回収する手法.....	87
6.2.3 浮上した物質ごとに回収していく手法.....	87
参考・引用文献 .....	89
<b>第7章 総括 .....</b>	<b>90</b>
<b>付録 .....</b>	<b>92</b>
参考・引用文献 .....	96
謝辞 .....	97
本研究における外部発表および投稿論文.....	98

# 第1章 序論

## 1.1 超伝導現象歴史

### 1.1.1 超伝導物質の発見

超伝導現象は 1911 年、K. Onnes により発見された[1]。物理学史上の大きな発見の一つである。その歴史をたどると K. Onnes の天才的な姿が浮かび上がる。彼は窒素、水素、ヘリウムと次々と液化することに成功している。これだけに留まらずさらに、低温における金属の電気抵抗の温度変化についての測定を行った。そして多くの金属が電気抵抗が極低温でゼロに近づかず、一定の値で飽和することを発見した。これが残留抵抗である。彼はこれが金属に含まれる不純物に起因するものであると考え高純度の得られる水銀を用いて 4K 以下での電気抵抗の測定を行ったところ 4.15K で突如ゼロになることを発見し、これを“超伝導”と名付けた。

さらに、このような急激な温度変化によって常伝導相からの相転移があるとし、超伝導相の存在を主張した。彼が、水銀以外の他の不純物を含む金属を用いて極低温での電気抵抗の測定を行っていたならば超伝導は発見できていたが、超伝導相の概念まで言及できていたかどうかは定かではない。

超伝導現象を説明する理論は 1927 年の量子力学の完成後 30 年を経て 1957 年に、Bardeen, Cooper, Schrieffer によって BCS 理論として完成された。この理論は完成度が極めて高く、核磁気共鳴をはじめとした超伝導物質における様々な現象を説明している。その理論によれば、転移温度以下では電子が 2 個ずつのペアを組み、しかもマクロな数のペアが共通の重心速度で運動する。この 2 個ずつのペアを Cooper-pair という。温度が低下し、臨界温度に達したときに電子系のフェルミ面近傍のクーパー対が発生し、スピンの相殺されるからボーズ凝縮が起こる。この場合電子波動関数の位相がそろっていなければ存在確率がゼロになるから、すべてのペアの位相はそろふこととなり、巨視的な波動関数が現れる。つまり、超伝導現象は巨視的量子現象という極めてまれな現象であるといえる。この波動関数は格子イオンと衝突することなく、電気抵抗がゼロになる。

その後、超伝導物質は多くの実験家の興味を引き多くの超伝導物質が発見された。常圧下で 28 種の金属元素が超伝導特性を示すことがわかり、合金や化合物をドーピングすることで 2000 種以上の超伝導物質が発見されている。しかし、これらは BCS 理論に従うもので、最高臨界温度は 35K 程度と推測され、この最高臨界温度を“BCS の壁”といわれていた。ところが 1986 年に BCS の壁を超える超伝導物質が発見され、BCS 理論は打破された。この高温超伝導物質については後述する。

### 1.1.2 第一種超伝導体・第二種超伝導体

超伝導現象が発見するのは金属及び金属間化合物のみだと考えられてきた。それらの超伝導物質は第一種超伝導体と第二種超伝導体に分類される。磁場中に超伝導体を転移温度  $T_c$  以下に冷却すると、内部に侵入していた磁場は外部に押し出されてしまい、内部磁場がゼロになる。これは 1933 年に W. Meissner によって発見され、マイスナー効果として知られている[4]。超伝導物質を  $T_c$  以下の一定の温度に保ち外部磁場を増加させると、物質ごとの臨界値を超えるとマイスナー状態が壊れ、磁束が内部に侵入する。このマイスナー状態の壊れ方に第一種超伝導体と第二種超伝導体の違いが存在する。

第一種超伝導体の場合、臨界磁場  $H_c$  を超えると、磁束は一斉に内部に侵入し常伝導相へ転移する。第二種超伝導体の場合、 $H_c$  より低い  $H_{c1}$  (下部臨界磁場) から磁束は磁束量子となって徐々に侵入するが、実際に超伝導状態が壊れるのは、下部臨界磁場よりもはるかに高磁場である  $H_{c2}$  (上部臨界磁場) である。これは図 1-1 に示すように、それぞれの磁気特性の磁場依存性を見れば明らかである。

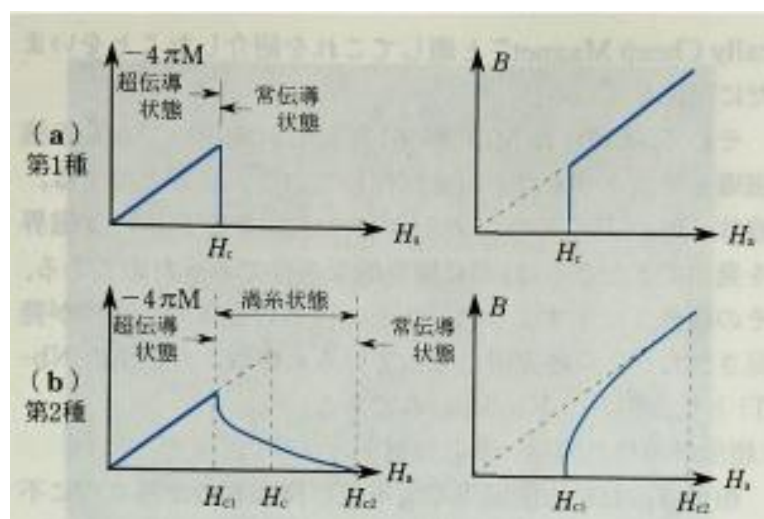


図 1-1 第一種超伝導体と第二種超伝導体 磁気特性

第二種超伝導体における磁束の量子化は、1950 年に London によって提唱されたが、同じ年に V.L. Ginzburg と L.D. Landau の理論によって明らかにされた。London によって導入された磁場侵入長  $\lambda$  と GL によって導入されたコヒーレンス長  $\xi$  がある。磁場侵入長は外部磁場が超伝導表面から侵入できる深さであり、磁場は表面から  $\exp(-\frac{x}{\lambda})$  に従って減衰する。一方、コヒーレンス長はこの範囲内では超伝導状態を表す波動関数が急激に変化することができないことを示している。したがってコヒーレンス長が磁場侵入長より小さいときに半径  $\xi$  の磁束は存在することができ量子磁束と呼ばれる。量子磁束のコアは半径  $\xi$  の常伝導部であり、磁束はここを通過し、これを磁束量子と呼ぶ。この状態を図 1-2 に示す。



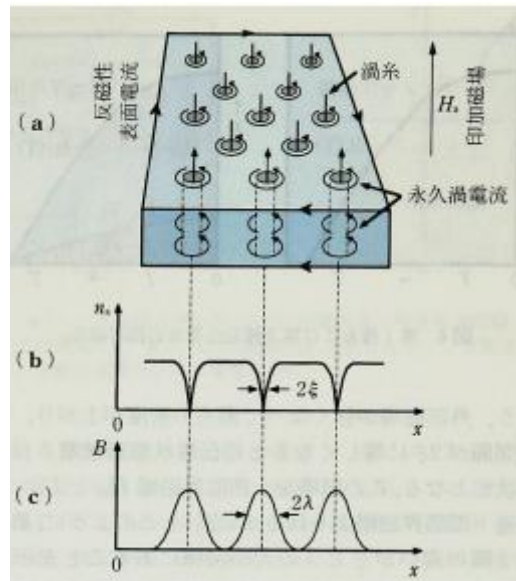


図 1-2 (a) 第二種超伝導体の渦糸状態 (b) 超伝導電子密度の空間変化  
(c) 磁束密度の空間変化

このように渦糸と超伝導部分が共存する状態を混合状態という。外部磁場が強くなって渦糸の密度が上がり、渦糸間の間隔  $2\xi$  に等しくなると超伝導状態は破壊され、常伝導状態となる。この磁場を上部臨界磁場  $H_{c2}$  とよぶ。これは普通下部臨界磁場よりはるかに高い。このように、第一種と第二種の違いが  $\xi$  と  $\lambda$  の大小関係にあることを示した GL 理論の功績は非常に大きく、またそれに基づいて渦糸の理論を発展させたのが、A. A. Abrikosov である。これらの概念は高温超伝導が発見されても基本的に成立するものと思われる。

1947 年に MIT の Collins らはコンパクトなヘリウム液化機を発明し、低温物理学は普及した。その中でも超伝導関係の基礎研究と応用研究が加速された。第一種超伝導体は臨界磁場が低いために、線材としての応用は困難であり、第二種超伝導体の開発が盛んに行われた。第 2 種超伝導体に電流が流れると、ローレンツ力により量子磁束は移動するが、常伝導部分が移動するのでエネルギー損失が発生し、これは電気抵抗となって現れる。この量子磁束の移動が激しければ大量の熱が発生し、最後には常伝導に転移する。この磁束の移動は格子不整や不純物によるいわゆるピン止め効果により抑えることができる。したがって、人為的に適当な析出物、転移網、結晶粒界など、ピン止めに有効なものを導入し、発熱を極力抑制し大電流を流せるようにすることが、超伝導線材開発の最も重要な課題となった。実用的に許容できる超伝導電流の値を臨界電流とよぶが、これはおおよそ 1 cm の距離で 1  $\mu$ V を発生する電流値として定義されている。1  $\text{cm}^2$  の面積でいえば、臨界電流密度  $J_c$  は 106  $\text{A}/\text{cm}^2$  となる。臨界温度と臨界磁場は物質により与えられた値であるが、臨界電流密度は材料の加工度により異なるので、過去 30 年におよぶ金属超伝導線材の開発は、主に上部臨界磁場  $H_{c2}$  の高い材料を見いだすことと、臨界電流密度を上げるためのものであったといっ

て過言ではない。1960年初頭に Bell 研究所の Kim らが高い臨界温度(18.2 K)と高い臨界磁場(24.5 T/4.2 K)を示す金属間化合物  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  の簡単な製法を発見したことが、本格的な超伝導線材開発の端緒となった。そして、実際には MIT が'61年にこれを用いて 6 T の強磁場を発生させるコイルを試作している。当時としては、液体ヘリウム中とはいえ小さなコイルで 6 T という磁界を発生できたことは、誠に驚異的な事件であったのである。多くの金属間化合物が発見されたが実用的であるのは合金系の NbTi と化合物系の  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  のみである [2][3]。現在、私が使用している超伝導磁石にも NbTi と  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  が使われており、10T もの高磁場空間を作り出すことができる。

### 1.1.3 高温超伝導体の発見

低温超伝導体にとどまっている限り、寒剤として液体ヘリウムに頼らざるをえず、これは超伝導の応用をめざす者にとって大きな障害であった。したがって、より臨界温度の高い超伝導物質を求めることは当然の成り行きであったが、物性理論家にとってもきわめて困難な課題であった。BCS 理論によれば、臨界温度の限界は 30K 程度と推定され、これを“BCS の壁”とした。BCS 理論の完成度が高いだけに、この壁への挑戦は BCS 理論への挑戦であった。しかし BCS 理論を打ち破る研究は進められ、「高温超伝導」という言葉が使われるようになったが、実体を伴ったものではなかった。Ginzburg が「21 世紀の課題は高温超伝導と核融合である」と言ったが、実際には 20 世紀中に実現したのであった。最初の高温超伝導の可能性を示唆したのは H. Frohlich である。彼は固体内に電荷密度波が発生すれば、それが平行移動することにより、高温超伝導が起こると予言した。しかし 1970 年代に一次元物質である  $\text{TTFTCNQ}$  で、さらに二次元物質であるせん移金属カルコゲナイド( $\text{TaS}_2$ 、 $\text{TaSe}_2$  など)で電荷密度波の存在が発見されたが、高温超伝導は存在しなかった。1964 年に W. Little は、有機物質で分極しやすい側鎖と電子の相互作用で超伝導が発生する可能性を示し、エキシトン超伝導とした。彼の計算によれば数 100K の臨界温度の可能性さえ示された。これらはいずれもまだ実現していないが、当時の研究者の間で、大きな関心をよび起こした。とくに Frohlich の理論は電子格子相互作用に基づくものであり、後の BCS 理論への導火線の役割を果たしたのである。1970 年代に入ってから  $\text{Nb}_3\text{Ge}$  で 23 K の臨界温度が得られたのを最後に 1 K も上がらないのである。わずかに  $\text{PbMo}_6\text{S}_8$  (Cheverel 相)で高い上部臨界磁場(50 T)が発見されたが、臨界温度は 14 K にとどまった。ここで酸化物が登場する。1975 年、Sleight は  $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$  で 10 K に達する高い臨界温度を発見し、しかも  $x$  を変えると  $T_c$  も変化することを報告した。キャリア密度が金属に比べて 1/100 以下であるのに、10 K という臨界温度は BCS 理論からいっても奇妙に思われた。しかし現在では特殊な電子格子相互作用のためであり、BCS 理論の範囲内であるとされている。このような状況で高温超伝導に関する期待が高まり、1982 年には、日本で当時東大物性研の所長であった中嶋貞雄教授を中心に「新しい超伝導物質」という調査研究が発足した。さらに 1984

年から「新超伝導物質」という課題で特定研究が発足した。時を同じくして、米国の T. H. Geball からも新局面を開くために“Mechanism and Materials of Superconductivity”という国際シンポジウムを開催することになった。第1回がアイオワで開かれ、第2回を1987年にスイスで開くことになった。1986年、チューリッヒのIBM研究所の Bednorz と Muller は  $\text{LaCuO}_3$  に Ba を添加すると、超伝導になることを発見した。実際に超伝導になるのは 10K 程度であったが、電気抵抗が 30 K あたりから低下し、その状況が電流密度によって変化することから、高温超伝導の可能性を示唆した[5]。実際に論文の題名は“Possibility of High Temperature Superconductivity”となっている。東大グループは  $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$  の経験を生かしてこの物質の反磁性帯磁率の測定をしたところ、明らかに 20 K 以上の臨界温度が存在することを知った。さらに超伝導物質が  $\text{La}_{1-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_3$  でなく、 $\text{La}_2\text{Cu}_1\text{O}_4$  の La が Ba で一部置換されたものであることを見いだすと同時に、臨界温度が 30 K に達することを示し、明らかに高温超伝導体であることを証明した。

#### 1.1.4 高温超伝導体の応用

金属を主体にする低温超伝導体の応用は 1960 年代に始まったが、液体ヘリウムを使用するためその範囲は限定され、磁場発生用コイルとして MRI や加速に用いられている。材料も NbTi と  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  合金に限られている。1986 年に高温超伝導体が発見されると超伝導応用の研究は盛んにおこなわれた。

液体窒素温度での実用化は液体ヘリウム温度に比較して実用上優位性がある。1) 安価である上、冷却器への負担が少なく、簡易な冷却器の使用が可能である。2) システムの熱容量がヘリウム温度に比べて数 100 倍に達し、そのため熱的に極めて安定である。3) 高温超伝導線材は外部の電磁擾乱により超伝導性が損なわれることはない。したがって、システムの操作はきわめて容易であり、実感として室温で銅線を操作することとほとんど同じである。

#### 1.1.5 超伝導磁石

超伝導体応用の中の一つであり、私たちの研究に用いている超伝導磁石について記述する。超伝導磁石の外観を図 1-3 に、超伝導磁石の内部概略図を図 1-4 に示す。

超伝導磁石では、超伝導材料で作られた線材を用いてコイルを作製し、そこに電流を流す。電流を流すことにより、アンペールの法則に従いコイル周辺に磁場が発生する。その磁場分布は中心で最も強く、軸方向の端に行くにつれて徐々に弱くなる。したがって、z 軸上の磁場分布は図 1-5 のようになる。

超伝導磁石はコイルが超伝導線材のみで作られているため、従来の電磁石のようにコイルから発生するジュール熱を大量の水により冷却させる必要がなく、装置自体がコンパクトである。そのため、電動冷却型の超伝導磁石は通常の実験室に導入、利用しやすい便利な

## 序論

装置として普及している。

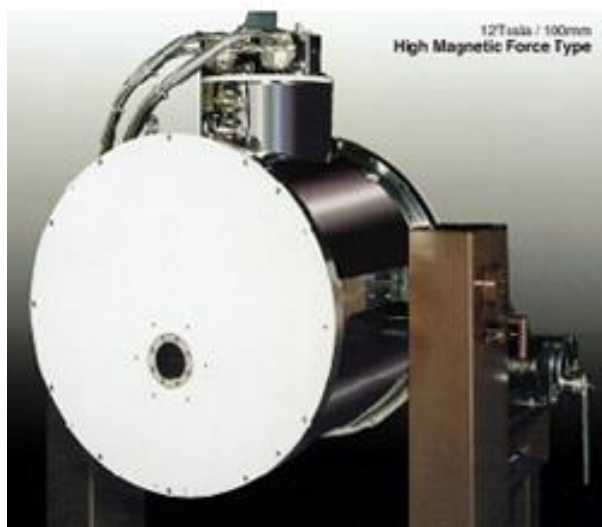


図 1-3 超伝導磁石外観

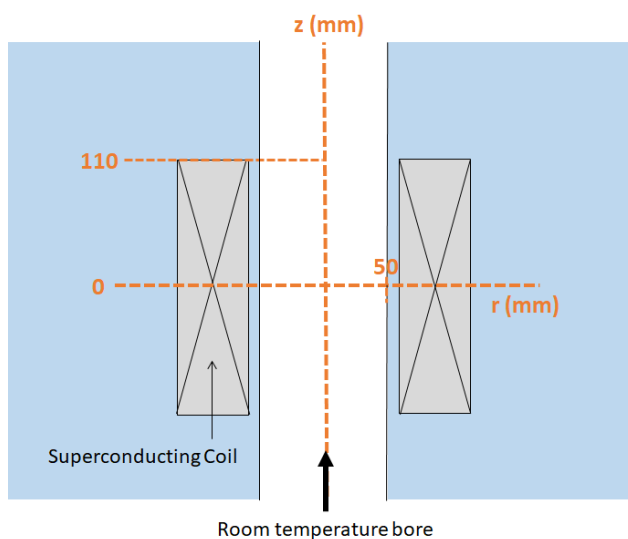


図 1-4 超伝導磁石内部概略図

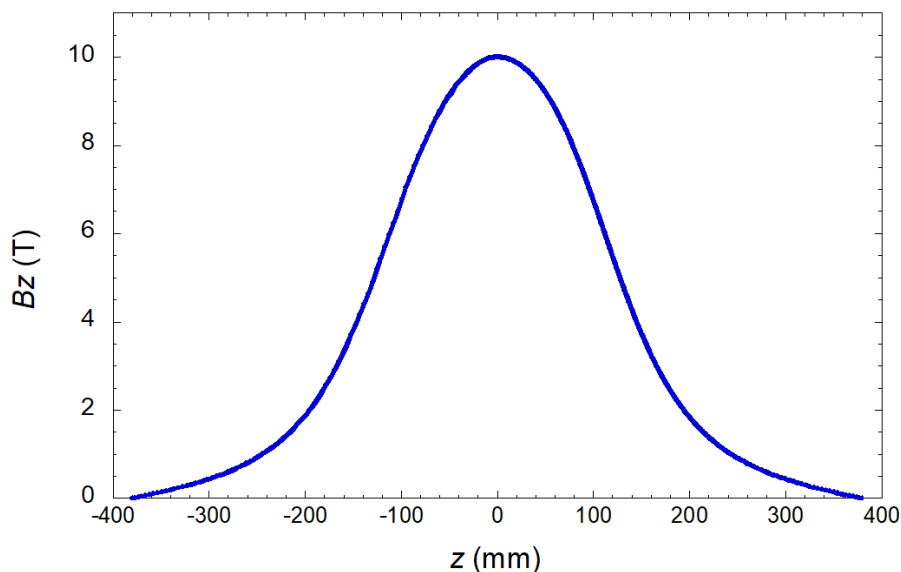


図 1-5 超伝導磁石内部 磁場分布

## 1.2 磁気分離

分離技術は数多く存在しているが磁気分離技術は他にはない特徴を備えている。本節では膜分離、重力分離と比較して磁気分離の基本的場概念を記述する[6]。

### 1.2.1 分離技術の分類

混合物から対象物質を分けて取り出したい場合、分離に利用できる現象が求められる。様々な分離技術を分類すると、平衡関係に基づく組成の差を利用する(蒸留、吸着分離)と、移動速度差を利用する(重力沈降、膜分離)ものに大別される。磁気分離は後者に該当する。本説では移動速度差を利用した分離技術に着目していく。

移動速度差を利用した分離には、均一相において駆動力の差を利用する方法と、フィルタのような分離媒体を用いるものに分類することができる。その概要を表 1-1 に示す。

表 1-1 移動速度差を利用した分離

均一相	電気泳動
駆動力差	熱拡散
	重力分離
	磁気分離
分離媒体	クロマトグラフィー分離 膜分離 高勾配磁気分離

磁気分離と近い技術として考えられるのが重力沈降と膜分離である。しかし、駆動力差の発生方法や、分離媒体の役割に大きな違いがある。通常磁気分離の場合、均一相における磁気力を駆動力としているため前者に分類される。一方、磁束線を利用して勾配を拡大させている高勾配磁気分離は磁気フィルタを利用していることから、分離媒体を利用した分離であるとみなしている。

### 1.2.2 重力分離

水処理において広く用いられている凝集沈降は、剣糞物質に働く重力を利用したものである。当然であるが、重力を利用するため費用はかからないことが、重力分離の特徴である。

重力沈降は、均一相における駆動力差を利用したものである。ここで、分離対象粒子に作用する駆動力について整理する。重力沈降において粒子に作用する力は重力  $F_g$ 、浮力  $F_b$ 、そして粘性力  $F_d$  の3つがあげられ、それぞれ、

$$F_g = \frac{4\pi r^3}{3} \rho_s g \quad (1-1)$$

$$F_b = \frac{4\pi r^3}{3} \rho_f g \quad (1-2)$$

$$F_d = 6\pi\eta r v \quad (1-3)$$

と示される。ここで  $g$  は重力加速度、 $r$  は粒子半径、 $\rho_s$  は粒子密度、 $\rho_f$  は流体密度、 $\eta$  は流体の粘度、 $v$  は沈降速度である。実際の重力分離ではある程度の沈降速度が確保されていることから、粒子の速度は一定速度に達し、3つの力のつり合いが取れているとみなせる。よって

$$F_g = F_b + F_d \quad (1-4)$$

と考えることができ、(1-1)~(1-3)式を代入すると粒子の終端速度  $u_t$  が決まる。

$$u_t = \frac{2gr^2(\rho_s - \rho_f)}{9\mu} \quad (1-5)$$

移動速度は、粒子の質量と流体の粘性によって支配される。対象粒子の物質パラメータは粒子径と密度しかない。重力分離において、分離性を左右するのは対象粒子の移動差で

ある。水中に同じ密度の粒子 a と粒子 b が含まれているとき粒子 a と粒子 b を分離する場合、(1-5)式より対象粒子と水の密度差が確保できれば分離は実現できる。水処理において、水よりも密度の大きい粒子を一度に分離する場合は重力沈降で分離可能である。

次に粒子 a と粒子 b を選択的に分離する場合を考える。粒子 a と粒子 b の移動速度の差  $\Delta u_t$  は(1-5)式より

$$\Delta u_t = \frac{2g(\rho_s - \rho_f)}{9\mu} (r_b^2 - r_a^2) \quad (1-6)$$

と表される。各粒子の密度が等しい場合、移動速度差の拡大に寄与するのは粒子径に限定される。(1-6)式から粒子径の 2 乗の差が十分に大きければ、粒子径の違いによる重力分離は可能になる。しかし、水処理における懸濁物質からの分離を想定した場合、粒子径の違いによって媒体中から特定の粒子を重力によって選択分離することは困難である。一方で、粒子密度が異なる物質が混合されている場合、重力分離は有効な手段である。

### 1.2.3 磁気分離の特徴

重力分離は重力を利用しており、駆動力差は、粒子径や密度すなわち質量差に起因している。それに対し、磁気分離法は磁気力を推進力として利用する。磁気分離では対象物質と分離溶媒との磁化率差を利用できることが、大きな特徴である。

磁気力とは、磁石が発生させた不均一な磁場(磁場勾配)と物質が持つ磁石へのけん引によって作用する力である。永久磁石に鉄粉が引き寄せられる現象は、永久磁石によって発生した勾配磁場中において鉄粉に力が作用していることによる。水のような分散媒に存在する球形粒子に働く磁気力  $F_H$  は一次元で書くと次式で表される。ここで、 $r$  は粒子径、 $\mu_0$  は真空の透磁率、 $\chi_p$  は粒子の磁化率、 $\chi_f$  は分散媒の磁化率、 $H$  は磁場の強さである。磁気分離に利用できる磁気力の大きさは、粒子径、分散媒と粒子の磁化率の差、磁場の強さの 3 つに支配される。重力分離と比較した場合、磁場の強さが駆動力に直接貢献できることは大きなアドバンテージになる。重力分離における粒子の終端速度は、(1-5)式より重力加速度  $g$  に支配されている。より大きな駆動力を与えようとしても重力加速度を大きくすることは不可能である。しかし、磁気分離は  $H(dH/dy)$  を大きくすることによって磁気力を格段に大きくすることができる。

$$F_g = \frac{4\pi r^2}{3} \mu_0 \frac{9(\chi_p - \chi_f)}{(3 + \chi_f)(3 + \chi_p)} H \frac{dH}{dy} \quad (1-7)$$

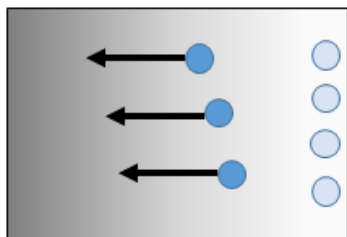
磁場空間を形成する磁石は様々なものがあり、超伝導磁石を用いれば数 T の高磁場空間を得ることができる。

磁場空間内に磁束細線を設置すれば、勾配も制御することができる。磁気量の制御の簡易性だけでなく、駆動力として重力よりも大きな力を得られることも、磁気分離の大きな長所である。大きな駆動力は分離速度を向上させ、分離装置の小型化に貢献する。

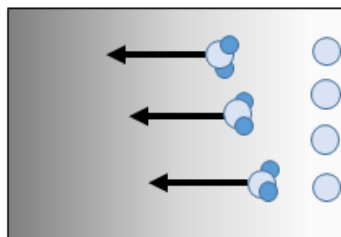
磁気分離に利用できる磁気量を構成する3つの要素の中で最も分離性能を左右するものは磁化率である。汚泥物質が鉄粉のように牽引されやすい、磁化率の大きな物質であれば(1-7)式より、反磁性物質である水との磁化率の差も十分に確保できるため分離が実現可能である。しかし、分離対象物質の磁化率が大きいとは限らないため、例えば水質汚泥の原因である有機物やリンの磁化率は大きくはない。磁気分離は磁化率の大きな物質しか分離することができないという制限を持ってしまう。

磁気分離の分離対象を広げるために、対象物質の見かけの磁化率を拡大させる磁気シーディングと呼ばれる前処理が考案された。磁気シーディングの概要図を図1-6に示す磁石に牽引されやすい物質に分離させたい物質を選択的に結合させる技術である。強磁性体と結合した物質の磁場による駆動力は向上する。磁気シーディングの対象は懸濁物質に限らず、溶存成分にも適用することができる。磁気シーディングが特定の物質のみに適応できれば、磁気分離は粒径にかかわらず選択的に分離可能となる。

### 勾配磁場



磁化率の大きい物質を  
選択的に分離



磁化率の小さい物質を  
磁気シーディングによって  
選択的に分離

図 1-6 磁気シーディング 概要図

#### 1.2.4 膜分離と磁気分離

膜分離法は、対象の粒径や分画分子量によって様々な物質を分離できる。その推進力は圧力が基本であり、速度差を拡大するために各種の分離媒体である膜材料が工夫されてきた。水処理の単位プロセスとして砂、メンブレンフィルタ等を利用した濾過及び精密ろ過があるが、これらはふるいの原理を応用したものである。膜の孔径よりも大きな粒子は分離可能であるが、小さな粒子は通過してしまう。同じ膜分離でも、例外として限外濾過、ナノ濾過、逆濾過がある。これらはふるいの原理と異なり、粒子径で分離を行うのではな



く、分画分子量によって選別される。粒径による分離は重力分離、磁気分離、膜分離いずれの方法でも可能である。

高勾配磁気分離において、膜分離と同じように磁気フィルタと呼ばれる分離媒体を使用する。フィルタといっても膜分離とは異なり粒径による分離を担うものではない。磁気フィルタは、勾配磁場の拡大を目的とした磁性細線である。この概略図を図 1-7 に示す。磁気フィルタの材料の目的として、今日磁性細線が用いられることが一般的である。実際の磁気分離では磁気フィルタによって濾過されるのではなく、磁気フィルタ上に磁性粒子が蓄積するという表現が正しい。外部磁場がなくなれば、磁気力によって捕捉された粒子はすぐに放出する。粒子の蓄積が進行しても、フィルタの最高を粒子でふさいでいるわけではないため、メンブレンフィルタのような大きな圧力損失は発生しない。

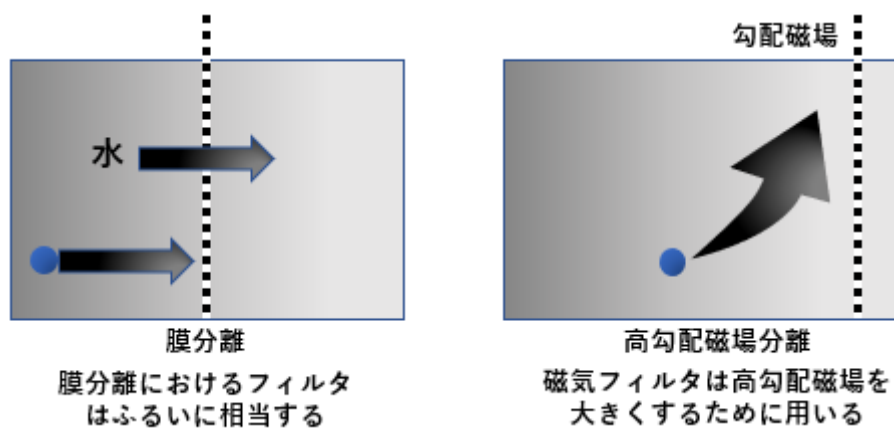


図 1-7 膜分離と高勾配磁気分離のフィルタの違い

## 参考・引用文献

- <sup>1</sup> 恒藤敏彦, 超電導の探求, 岩波書店, 1995.
- <sup>2</sup> B.T. Matthias *et al*, *Phys. Rev.* **95** (1954) 1435
- <sup>3</sup> J.R. Gavaler, *Appl. Phys. Lett.* **23** (1973) 480
- <sup>4</sup> W. Meissner, R. Ochsenfeld, *Naturwissenschaften.* 21 (1933) 787
- <sup>5</sup> J. G. Bednorz, and K. A. Muller, *Z. Phys. B –Cond. Matt.* 64 (1986) 189 –193
- <sup>6</sup> 超電導応用電力機器技術委員会, “物質の磁気特性を活用した精密磁気制御応用技術の現状と動向,” *電気学会技術報告*, 第 1198, pp. 7-9, 2010.
- <sup>7</sup> 田中昭二<特集> 20 世紀の応用物理をふりかえる, ”20 世紀における超伝導の歴史と将来展望”*応用物理* 第 69 卷 第 8 号, 2000

## 第2章 磁気アルキメデス効果

### 2.1 磁気力

本研究では磁気アルキメデス効果を用いて磁気分離を行っている。磁気アルキメデス効果は勾配磁場中において物質に対して磁気力を働かせることで、物質に働く磁気力と重力とを釣り合いの関係にすることによって、物質を浮上、分離することができる。その原理について磁気力の定義から説明する[8]。

#### 2.1.1 単位系

磁場の単位には CGS 単位系と MKSA 単位系があり、MKSA 単位系の中には E-B 対応と E-H 対応がある。磁化率は CGS 単位系で記入されていることが多く、磁気力の計算を行う際に MKSA 単位系への変換が必要である。そのためには、磁束密度、磁化の定義を理解する必要がある。磁石を作る場合、E-B の MKSA 単位系を使用するため、CGS 単位系からの変換が最も需要となってくる。それぞれの磁束密度の定義を以下に示す。

CGS 単位系では

$$B = H + 4\pi M \quad (2-1)$$

E-H 対応 MKSA 単位系では

$$B = \mu_0 H + M \quad (2-2)$$

E-B 対応 MKSA 単位系では

$$B = \mu_0(H + M) \quad (2-3)$$

ここで、 $B$  は磁束密度、 $H$  は磁界、 $M$  は磁化、 $\mu_0$  は真空の透磁率である。

吸引力反発力を磁気に関するクーロンの法則に基づいているのが E-H 対応である。そのため電荷の代わりに磁荷 $\pm q$ を考え、力からの磁場  $H$  を定義している。

一方、E-B 対応は磁束密度の起源は円電流であるという考えである。このため、磁荷は存在しない。電流によって磁束密度  $B$  が生じると考えているため、吸引力や反発力は電流素片に作用する力が基礎となる。すなわち、ビオ・サバールの法則である。

CGS 単位系は、磁荷を考えるので基本的には E-H 対応と相似している。E-H 対応と E-B 対応では式(2-2)、(2-3)から磁束密度、磁化が異なることが理解できる。

### 2.1.2 単位変換

式(2-1)~(2-3)から、MKSA 単位系の中でも、磁化  $M$  の単位が異なる。E-B 対応では  $M$  の次元は  $H$  と同じなので  $[A/m]$  となるが、E-H 対応では  $B$  と同じ  $[Wb/m^2]$  となる。E-B 対応と E-H 対応では  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} [N/A^2]$  だけ異なっている。磁化  $M$  の定義は、単位体積当たりの磁気モーメントの総和である。磁気モーメントも E-H 対応と E-B 対応で  $\mu_0$  だけ異なっている。このことから、磁化  $M$  に関連する物理量は E-H 対応と E-B 対応では、磁場と磁束密度以外は  $\mu_0$  だけ異なる。CGS] 単位系では磁束密度  $B$ 、磁場  $H$ 、磁化  $M$  も同じ単位  $[emu/cm^3]$  である。しかし、それぞれの呼び名が異なり、 $H$  は  $[Oe]$ 、 $M$  は  $[emu/cm^3]$ 、 $B$  は  $[G]$  となる。

### 2.1.3 磁場の定義

磁化を考えた E-M 対応の MKSA 単位系での、磁場の定義を考える。二つの点磁荷  $q$  が  $r$  離れているときの、それらに働く力  $F_m$  は以下の式で示される。

$$F_m = \frac{1}{4\pi\mu_0} \frac{q^2}{r^2} = H_q \quad (2-4)$$

ここで、 $1[Wb]$  の磁荷に働く力が  $1[N]$  であるときの磁場を  $1[A/m]$  と定義する。

一方で、E-B 対応の MKSA 単位系による磁場の記述は電流を基準にした磁場なので、直線電流  $I$  を考え、その周りに作られる磁場を考える。距離  $r$  における磁場の強さは、 $2\pi r$  に反比例し、 $I$  に比例する、式(2-5)のビオ・サバルの法則から求められるアンペールの法則である。

$$H = \frac{1}{2\pi r} \quad (2-5)$$

この式から理解できるように、次回の単位は  $[A/m]$  である。定義から、 $2\pi[A]$  の電流から  $1[m]$  離れ場所での磁場が  $1[A/m]$  である。

CGS 単位系では、考え方は E-R 対応と同じで、距離  $r$  にある磁荷  $q$  に与える力  $F_m$  は以下で表される。

$$F_m = \frac{q^2}{r^2} = H_q \quad (2-6)$$

磁荷の単位を  $[emu/cm]$  とする。磁気モーメントと定義したことになる。式(2-5)より、 $1[emu/cm]$  の強さの磁荷が  $1[cm]$  離れているときに、両者に働く力が  $1[dyn]$  である。磁場

は[Oe]で表されるが式(2-6)の定義より、1[emu/cm]の磁荷から1[cm]離れた場所の磁場が1[Oe]である。

それぞれの単位系間の換算について考察する。磁場の単位換算の準備として、磁化の換算について考える。E-B 対応では仮想の磁荷を考えていることになる。CGS 単位系では式(2-6)を利用すると、[dyne]=[emu/cm]<sup>2</sup>/cm<sup>2</sup>となる。これらの値を E-R 対応の式(2-4)に MKSA 単位系に直して代入して単位変換を行う。ただし 1[emu/cm]=x[Wb]とする

$$10^{-5}[N] = \frac{x^2[Wb^2]}{4\pi\mu_0 \left[\frac{N}{A^2}\right] \times 10^{-4}[m^2]} \quad (2-7)$$

なので、

$$x = 4\pi \times 10^{-8} \left[\frac{Nm}{A}\right] \quad (2-8)$$

となる。すなわち、

$$1\left[\frac{\text{emu}}{\text{cm}}\right] = 4\pi \times 10^{-8} \left[\frac{Nm}{A}\right] \quad (2-9)$$

となる。この導入から、[Wb]=[Nm/A]となることも理解できる。この単位の次元は[Wb]=[HA]なので、両者に[A]をかけると、[Nm]=[HA<sup>2</sup>]となり、両者とも[J]となり、単位は一致している。すなわち、[Wb]=[Nm/A]で次元はあっている。よって、以下の式になる。

$$1\left[\frac{\text{emu}}{\text{cm}}\right] = 4\pi \times 10^{-8} [Wb] \quad (2-10)$$

次に E-B 対応での磁荷である。前述したように E-B 対応と E-H 対応の磁気モーメントは  $\mu_0$  だけ異なっている。磁気モーメントは磁荷と距離の積なので磁荷も  $\mu_0$  だけ異なることになる。すなわち、E-B 対応の磁荷は E-H 対応の  $\mu_0$  を消去すればいい。よって

$$1\left[\frac{\text{emu}}{\text{cm}}\right] = 4\pi \times \frac{10^{-8}[Wb]}{4\pi} \times 10^{-7} \left[\frac{N}{A^2}\right] = 10^{-1} \left[\frac{A}{m}\right] \quad (2-11)$$

である。

さらに CGS 単位系から E-H 対応 MKSA 単位系への変換について考察する。上記した式

## 磁気アルキメデス効果

(2-4)、式(2-6)を利用する。式(2-6)から  $[\text{dyne}] = [\text{Oe}] \times [\text{emu/cm}]$  である。これを式[2-4]に単位 MKSA に直して代入すると

$$10^{-5}[\text{N}] = y \left[ \frac{\text{A}}{\text{m}} \right] \times 4\pi \times 10^{-8}[\text{Wb}] \quad (2-12)$$

となる。よって

$$y \left[ \frac{\text{A}}{\text{m}} \right] = 1/4\pi \times 10^3 \left[ \frac{\text{N}}{\text{Wb}} \right] \quad (2-13)$$

となる。  $[\text{Wb}] = [\text{Nm/A}]$  を使うと次元が一致するので、

$$1[\text{Oe}] = 1/4\pi \times 10^3 \left[ \frac{\text{A}}{\text{m}} \right] \quad (2-14)$$

となる。

## 2.2 磁気アルキメデス効果 原理

磁気アルキメデス効果の磁気力を考える場合、超電導マグネットの円電流を用いて磁束密度  $\mathbf{B}$  を発生させているので MKSA 単位系の E-B 対応を用いる。

### 2.2.1 磁場中の磁性体にかかる磁気力

磁気力は本研究テーマである磁気アルキメデス分離に大きく関わる力である。本項では磁性を持つ物質(磁性体)に作用する磁気力の導出を行う。磁性体に作用する磁気力  $\mathbf{F}_m$  は、磁性体のポテンシャルエネルギー  $U_m$  の勾配を求めることで得られる。

$$\mathbf{F}_m = -\text{grad}U_m \quad (2-15)$$

分散媒中の磁性粒子に働く磁気力について考える。分散媒と粒子の磁化率を  $\chi_f$ ,  $\chi_p$ , 磁化を  $\mathbf{M}_f$ ,  $\mathbf{M}_p$ , 磁気エネルギーを  $U_f$ ,  $U_p$ , 粒子の体積を  $V_p$  とする。ここで、磁束密度  $\mathbf{B}$ , 磁界  $\mathbf{H}$ , 磁化  $\mathbf{M}$  には、真空の透磁率  $\mu_0$  を用いて以下のような関係が存在する。

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (2-16)$$

このとき、各磁気エネルギー  $U_f$ ,  $U_p$  はそれぞれ以下のようになる。

$$U_f = V_p \cdot \frac{1}{2} \mathbf{B} \cdot \mathbf{H} = \frac{1}{2} \mu_0 V_p (\mathbf{H} \cdot \mathbf{H} + \mathbf{M}_f \cdot \mathbf{H}) \quad (2-17)$$

$$U_p = V_p \cdot \frac{1}{2} \mathbf{B}' \cdot \mathbf{H} = \frac{1}{2} \mu_0 V_p (\mathbf{H} \cdot \mathbf{H} + \mathbf{M}_p \cdot \mathbf{H}) \quad (2-18)$$

分散媒および粒子の内部が均一に磁化されているとすると、 $\mathbf{M}_f$ ,  $\mathbf{M}_p$  は次式で表される。

$$\mathbf{M}_f = \frac{3\chi_f}{3 + \chi_f} \mathbf{H}, \quad \mathbf{M}_p = \frac{3\chi_p}{3 + \chi_p} \mathbf{H} \quad (2-19)$$

よって、分散媒中の粒子がもつ磁気エネルギー  $U_m$  は次式のようになる。

$$U_m = U_f - U_p = \frac{1}{2} \mu_0 V_p \frac{-9(\chi_p - \chi_f)}{(3 + \chi_f)(3 + \chi_p)} \mathbf{H} \cdot \mathbf{H} \quad (2-20)$$

したがって、(2-15),(2-20)式より分散媒中の粒子に働く磁気力  $\mathbf{F}_m$  は次式のようになる。

$$\mathbf{F}_m = -\text{grad} \left\{ \frac{1}{2} \mu_0 V_p \frac{-9(\chi_p - \chi_f)}{(3 + \chi_f)(3 + \chi_p)} \mathbf{H} \cdot \mathbf{H} \right\} \quad (2-21)$$

ここで、ベクトル解析の公式  $\text{grad}(f \cdot g) = f \cdot \text{grad}g + g \cdot \text{grad}f$  を用いると次式のようになる。

$$\mathbf{F}_m = \mu_0 V_p \frac{9(\chi_p - \chi_f)}{(3 + \chi_f)(3 + \chi_p)} \mathbf{H} \cdot \text{grad} \mathbf{H} \quad (2-22)$$

強磁界中では  $\chi_f, \chi_p \ll 1$  となるため、この場合近似的に以下の式で表される。

$$\mathbf{F}_m = \mu_0 V_p \cdot (\chi_p - \chi_f) \mathbf{H} \cdot \text{grad} \mathbf{H} = \mu_0 \cdot V_p \cdot \mathbf{M}^* \cdot \text{grad} \mathbf{H} \quad (2-23)$$

ただし、 $\mathbf{M}^*$ は有効磁化である。(2-23)より、磁気力 $\mathbf{F}_m$ は、体積 $V_p$ 、相対磁化率 $(\chi_p - \chi_f)$ 、磁界 $\mathbf{H}$ 、磁界勾配 $\nabla \mathbf{H}$ に依存することがわかる。したがって、磁気力向上には、対象物質の体積や磁化率を大きくする、装置の磁界と磁界勾配を大きくする、などの対策が必要となる。また磁気力は、対象物質と分散媒との磁化率の差を用いることが大きな特徴である。例えば、他の分離手法と比較した場合、磁場の強さが駆動力として直接寄与する点が、大きな利点となっている。例えば、重力分離では粒子の終端速度は重力加速度に支配される。より大きな推進力を得ようとしても、重力加速度を変化させることは不可能である。一方、磁気分離は磁場、磁場勾配を変化させることにより磁気力を格段に増加させることが可能である。

## 2.2.2 磁気浮上および分離の原理

十分に大きな磁気力を鉛直方向へ働かせ、重力と拮抗させれば物質を浮上させることができる。これを磁気浮上という。その際の釣り合いについて説明する。

(2-23)式に磁束密度 $\mathbf{B}$ と外部磁界 $\mathbf{H}$ の関係

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (2-24)$$

および、磁化 $\mathbf{M}$ と磁化率 $\chi$ の関係

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{H} \quad (2-25)$$

を用いることにより、周辺媒質を考慮しない場合の単位体積あたりの磁気力 $\mathbf{F}$ は以下のよ



うに書ける。

$$F = \frac{\chi_p}{\mu_0} B \text{grad} B = \frac{\chi_p}{\mu_0} B \frac{dB}{dz} \quad (2-26)$$

この磁気力と重力との鉛直方向の釣り合いは、浮上対象物の密度を $\rho_p$ 、重力加速度を  $g$  とすると

$$\rho_p g = \frac{\chi_p}{\mu_0} B \frac{dB}{dz} \quad (2-27)$$

と表すことができる。右辺が単位体積あたりに働く磁気力、左辺が単位体積あたりに働く重力である。(2-27)式を物質浮上に必要な磁場条件を求める形に変形すると

$$B \frac{dB}{dz} = \frac{\mu_0}{\chi_p} \rho_p g \quad (2-28)$$

となる。

ここで超伝導磁石内の磁場空間で物質を浮上させることを考える。超伝導磁石の磁場分布から $B \frac{dB}{dz}$ の鉛直方向における空間変化を求め、浮上物質の重力に相関する量である $\frac{\mu_0}{\chi} \rho g$ の釣り合いの関係を図 2-1 に示す。この図から分かるように、(2-28)式における左辺と右辺の釣り合いの位置は①と②の 2 箇所存在する。しかし、実際に浮上実験を行うと物質が安定的に浮上する位置は 1 箇所のみである。このことを説明するために、各釣り合いの位置について重力と磁気力の関係を見ていく。

まず、①で物質に働く力が釣り合う場合を考える。①に物質が存在する場合、物質が少しでも下方へ移動すると、物質に働く力は  $|\text{重力}| > |\text{磁気力}|$  となり、重力の力により落下していく。また、物質が少しでも上方へ移動すると  $|\text{磁気力}| > |\text{重力}|$  となり、物質は②の釣り合いの位置まで浮上する。次に②に物質がある場合を考える。物質が下方へ移動した場合、 $|\text{磁気力}| > |\text{重力}|$  となり、物質はもとの釣り合いの点まで戻される。また上方へ移動すると、 $|\text{重力}| > |\text{磁気力}|$  となり、同様にもとの位置まで戻される。

したがって、①の位置で物質を浮上させても安定的に浮上させることは困難である。このため、安定浮上位置は②の一箇所のみとなる。これが磁気浮上の原理である。加えて、(2-28)式からわかるように、物質の浮上位置は密度 $\rho_p$ と磁化率 $\chi_p$ に依存した固有の値をとる。そのため、物質により浮上条件を満たす、 $B \frac{dB}{dz}$ の値も異なる。同時に、超伝導磁石内の磁場およ

び磁場勾配は空間的に変化した値であるため、物質ごとに異なった位置に浮上することになる。よって、物質を磁気浮上させた場合、その物質固有の位置で分離することが可能となる。これが磁気浮上分離の原理である。

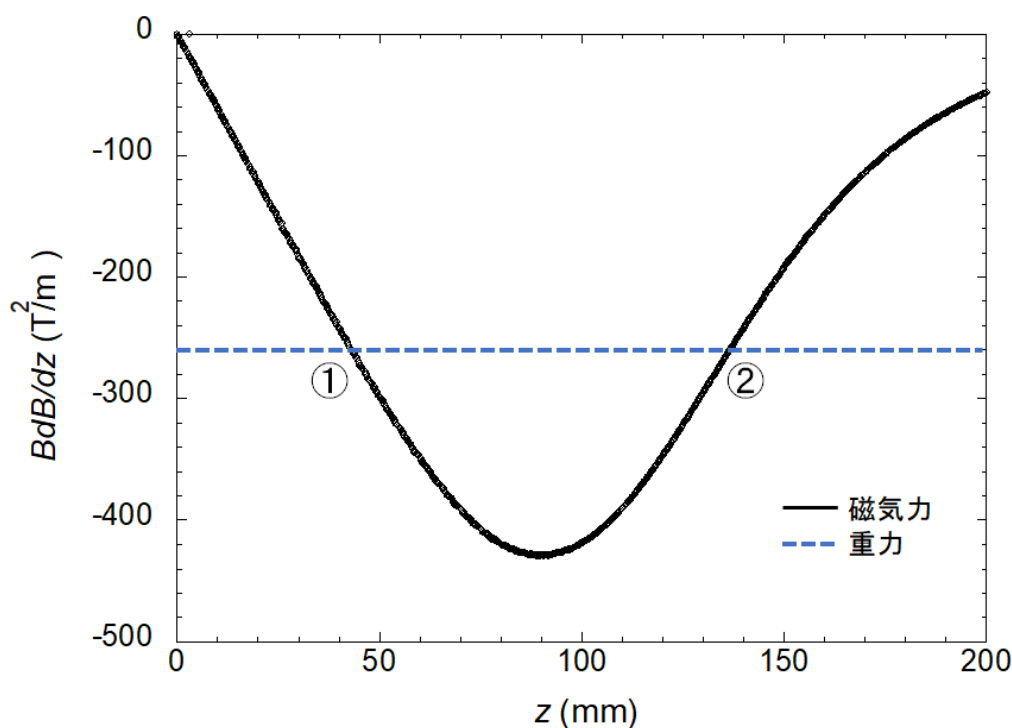


図 2-1 磁気浮上の釣り合いの概略

### 2.2.3 磁気アルキメデス浮上

アルキメデスの原理とは、「重力場において流体中の物体は、その物体が押しのけている流体の重さと同じ大きさで上向きの浮力を受ける」という原理である。そのアルキメデス原理により働く力を浮力という。また、前項で説明した磁気浮上により物質を浮上させる場合、浮上対象物質の周辺媒質も磁気力を受ける。そのため、アルキメデス原理と同様に、浮上対象物質は周辺媒質を退けることにより、その物体が押しのけている流体に働く磁気力と同じ大きさで逆向きの力を受けることとなる。これが磁気アルキメデス効果の原理である。したがって、周辺媒質を調整することにより、磁気アルキメデス効果を調整できるため、浮上に必要な磁場条件を緩和させることが可能となる。粒子の密度および磁化率を $\rho_p$  [kg/m<sup>3</sup>]および $\chi_p$  [-], 媒質の密度および磁化率を $\rho_f$  [kg/m<sup>3</sup>]および $\chi_f$  [-]とする。また、粒子の体積を $V$  [m<sup>3</sup>]とし、真空の透磁率を $\mu_0$  [H/m], 重力加速度を $g$  [m/s<sup>2</sup>]とすると、粒子に働く重力 $F_1$ および磁気力 $F_2$ , 浮上対象物質の周辺溶媒に働く重力 $F_3$ , 磁気力 $F_4$ は以下のようなになる。

$$F_1 = m_p g = V \rho_p g \quad (2-29)$$

$$F_2 = V \frac{\chi_p}{\mu_0} B \frac{dB}{dz} \quad (2-30)$$

$$F_3 = m_f g = V \rho_f g \quad (2-31)$$

$$F_4 = V \frac{\chi_f}{\mu_0} B \frac{dB}{dz} \quad (2-32)$$

上記の各力を図示したものを図 2-2 に示す。

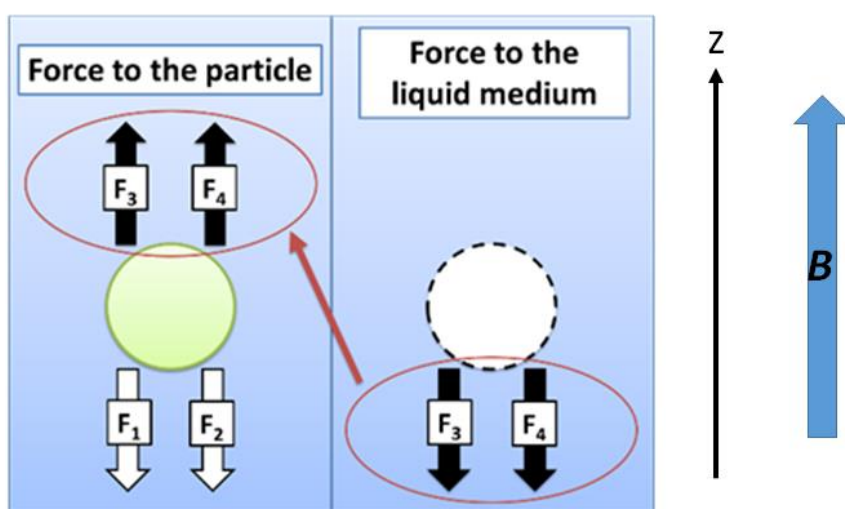


図 2-2 磁気アルキメデス効果概略図

ここで、鉛直上方向の力が鉛直下方向の力を上回ることを考えると、

$$F_1 + F_2 > F_3 + F_4 \quad (2-33)$$

$$\rho_f g + \frac{\chi_f}{\mu_0} B \frac{dB}{dz} > \rho_p g + \frac{\chi_p}{\mu_0} B \frac{dB}{dz} \quad (2-34)$$

$$\frac{\chi_f - \chi_p}{\mu_0} B \frac{dB}{dz} + (\rho_f - \rho_p)g > 0 \quad (2-35)$$

となり、粒子の浮上条件の式が求まる。

また、鉛直上方向の力と鉛直下方向の力が釣りあうことを考えると

$$F_1 + F_2 = F_3 + F_4 \quad (2-36)$$

$$\rho_f g + \frac{\chi_f}{\mu_0} B \frac{dB}{dz} = \rho_p g + \frac{\chi_p}{\mu_0} B \frac{dB}{dz} \quad (2-37)$$

$$B \frac{dB}{dz} = \frac{\rho_p - \rho_f}{\chi_p - \chi_f} \mu_0 g \quad (2-38)$$

となり、粒子の静止条件の式が求まる。(2-38)式の右辺より、浮上対象物質と周辺媒質の密度が近いほど、磁化率の差が大きいほど、物質の浮上に必要な磁場条件を大きく緩和させることが可能となる。

この磁気アルキメデス効果を用いた物質の浮上・分離を磁気アルキメデス浮上・分離という。

#### 2.2.4 磁気アルキメデス効果 応用例

磁気アルキメデス分離の特徴として、複数の物質を一度に分離可能であること、被分離物質の浮上位置に依存するパラメータが密度及び磁化率の2つであるため、粒径と形状に依存しないこと、非接触での分離が可能であることなどがあげられる。これらの特徴に着目して現行の分離プロセスよりも効率的かつ簡易的にするプロセスの考案が進んでいる。現在までに研究されてきた磁気アルキメデス効果の例をいくつか記述する。

図 2-3 は 500  $\mu\text{m}$  程度に粉砕した電子機器から金を選択的に分離している例である。実際に浮上した位置と、金における浮上位置の理論値が一致していることから、金の選択分離の可能性を示唆している。そのほかにも、分離対象を変えた磁気アルキメデス効果を用いた保応報は数多く報告されており、プラスチック、構造異性体等の分離にも活用されている。プラスチックや構造異性体についてはそれぞれが近い物性値を持っているため分離が困難であるが磁気アルキメデス効果を用いた分離では分解能をとることが可能である報告がある。また図 2-4 はプラスチックを浮上位置だけではなく、水平方向の磁気アルキメデス効果を用いて分離する方法も提案されており、浮上位置に依存した分離方法だけでなく多くの分離方法の可能性を秘めている。また磁気アルキメデス効果は分離だけでなく密度測定にも活用されている。これは磁気アルキメデス効果による浮上位置が密度と磁化率の2つ物性値に依存していることに着目した研究である。密度測定の方法も様々あり、浮上位置によって分離するもの、図 2-5 のように振り子のようなものを用いた水平方向の磁気アルキメデス効果を用いた密度測定法が報告されている。これは、郊外で鉱物に対して使用することを目的として提案され現行の鉱物の種類の判定時間が短縮されたことが報告されている。

磁気アルキメデス効果を用いた研究は多く行われているが、未だ実用化には至っていない。その理由として2点考えられる。1点目は、分離対象物質の粒径が数 10 $\mu\text{m}$ 以上の物質に限られることである。磁気アルキメデス効果自体は粒径に依存しない現象だが、未だに磁気アルキメデス効果を用いた極小の物質の分離報告は上がっていない。医療や食品関係への応用においては数 10  $\mu\text{m}$ 以下の分離が求められる。そのサイズでの分離が可能となれば、経済性や効率性の観点からみても実用化に向けた動きが活発になるのではないかと考えられる。2点目の理由は、磁気アルキメデス効果で浮上分離させた物質の回収方法が構成されていないことである。有価資源やプラスチックなどの分離回収を行う際には大量処理

## 磁気アルキメデス効果

が用いられるため効率的な回収システムの構築が必須である。密度の高い貴金属等のリサイクルを考えた場合、超伝導磁石を用いた高磁場空間が必須である。しかし、直径 10cm 前後の超伝導磁石ボア内で回収システムを作動させることは、困難であり、非常に多くの工夫が要求される。よって、磁気アルキメデス効果を用いた分離方法を構築するためには狭い空間でも効率的に回収するシステムを構築する、もしくは高勾配磁場空間を広範囲に拡大することが求められる。以上のように、磁気アルキメデス分離手法を確立するためには検討事項があり、本手法を実用化するうえで欠かせない要素となる。



図 2-3 電子機器粉碎物の磁気アルキメデス浮上[9]

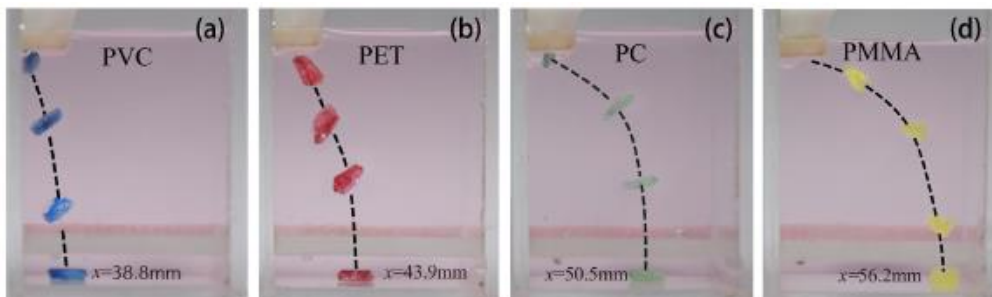


図 2-4 水平方向磁気アルキメデス効果 プラスチック分離[10]

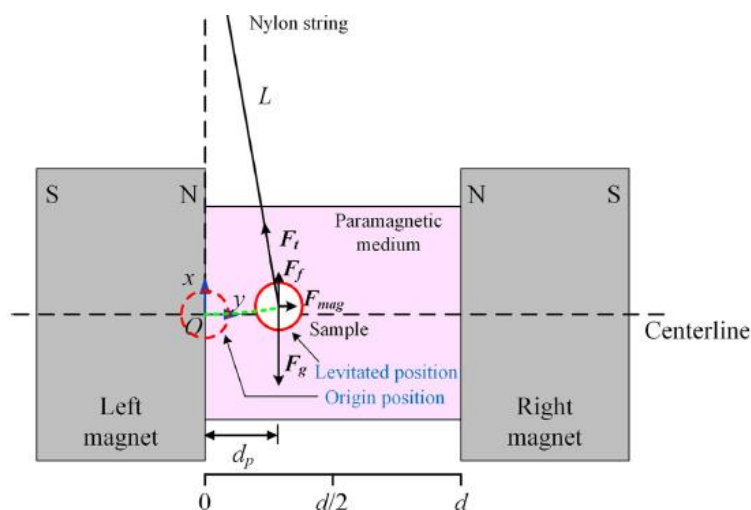


図 2-5 水平方向磁気アルキメデス効果 振り子を用いた密度測定[11]

### 2.2.5 磁気アルキメデス分離と物質の分離方法との比較

1.2 節で紹介したように分離手法として、膜分離や重力分離等の分離手法がある。粒径や密度差等を用いる物理的手法、粒子の吸着や電子を利用した科学的手法を用いた分離が行われている。本研究で検討する磁気アルキメデス分離は磁氣的性質を用いた新たな分離手法である。物理的および化学的性質を利用した分離では、同サイズの粒径である物質や非常に近い密度の物質、同様の化学的性質を有する物質の分離を困難としていたが、磁氣的性質を用いることでそれらの物質も分離することが可能となる。同様に同じく磁氣的性質を利用した分離である磁気分離についても前述したが、磁気分離では物質を磁石に引き付けることで分離を行うため一度に複数の物質を分離することは困難である。しかし、本手法では複数の物質を同時に分離することが可能であり、かつ強磁性物質だけでなく常磁性、反磁性物質にも適用可能である。そのため、磁気アルキメデス分離を用いることにより、世の中のあらゆる物質への応用が期待される。

## 参考・引用文献

- 8 超電導応用電力機器技術委員会, “物質の磁気特性を活用した精密磁気制御応用技術の現状と動向,” 電気学会技術報告, 第 1198, pp. 10-12, 2010.
- 9 松浦優也, “平成 27 年度首都大学東京大学院 修士論文,” 2016.
- <sup>10</sup> X.Zhang, F.Gu, J.Xie, C.Zhang, J.Fu, P.Zhao, “Magnetic projection: A novel separation method and its first application on separating mixed plastics,” ELSEVIER, Volume 87, 15 March 2019, Pages 805-813.
- <sup>11</sup> J.Xie, P.Zhao, C.Zhang, Y.Hao, N.Xia, J.Fu, ” A feasible, portable and convenient density measurement method for minerals via magnetic levitation,” ELSEVIER, Volume 136, March 2019, Pages 564-572.

## 第3章 研究背景・研究目的

### 3.1 都市鉱山について

都市鉱山とは、1988年に東北大選鉱精錬研究所の南條道夫教授らによって提唱されたリサイクルが概念であり、いったん地下から掘り出され、携帯電話やパソコン等の部品として人間の活動圏の中に入ってしまった金属を採掘可能な有価資源としてみなす考え方である[12]。都市鉱山の特徴は大きく分けて4つである。①確定埋蔵量が明確である②加工を経て集約的に使用されたものなので、一般的に天然鉱石に比べて高品位である③採鉱・製錬という視点で、省資源・省エネルギーの可能性が高いこと④景観改善や拡散による環境汚染を回避できる、以上のことがあげられる。特に大きな特徴はCO<sub>2</sub>の削減にもつながるといえる点である。都市鉱山の最大の意義は資源リスクに対応することだが、同時に金属リサイクルはCO<sub>2</sub>の削減にも有効である。都市鉱山の利用が進んで金属資源のリサイクルが促進すれば金属地下資源の採掘や、鉱石の輸送コスト、さらには金属の製錬に投入している化石燃料を大きく減らすことができる。具体的にどれくらいの削減になるか採掘の観点から考えてみる。南アフリカの鉱山の環境報告書によれば、金や白金の採掘のために年間8400万トンのどせきをほりおこしており、CO<sub>2</sub>を445万トン発生している。つまり1トンの土石の採掘に0.05トンのCO<sub>2</sub>が発生していることになる。金1kgを得るためには約1000トンの土石の採掘が必要ですから、1mgという微量な金でもその採掘には0.05kgのCO<sub>2</sub>が海外の鉱山で発生しています。携帯電話に含まれる金の量を約0.01g、銅を10gとしたとき携帯電話1台から金と同量を回収すると世界のCO<sub>2</sub>の約700gを削減できたことになる。これは一日に1時間36inchの薄型テレビを見る時間を削る行為を2か月間続けたのと同じ程度のCO<sub>2</sub>の削減効果に相当する。また、アルミニウム缶は、その原料となっているアルミニウムの製錬に膨大なエネルギーが必要で、IAI(世界アルミニウム協会)によると2400万トンの一次アルミを生産した2005年に排出した一次アルミ産業が排出したCO<sub>2</sub>は1億4000万トンであり、1gのアルミニウムを地下資源から得るのに5.8gのCO<sub>2</sub>が発生することになる。アルミ缶は約15g缶を1つリサイクルすると、オーストラリアやロシアのCO<sub>2</sub>を87g削減していることになる。これはクーラーの温度設定を1度高くして5時間運転したCO<sub>2</sub>削減効果に匹敵する。

日本では1年間に約65万tの小型家電が廃棄されているが、その中には844億円分の貴重な金属が含まれていると言われている。独立行政法人物質・材料研究機構が2008年に発表した数字によると、例えば金は6,800tが都市鉱山として国内に埋蔵されており、これは世界の埋蔵量4万2,000tのうち16%に匹敵する。銀も6万tが埋蔵されており、世界の埋蔵量の23%を占める。他にもインジウム16%、スズ11%、タンタル10%と、世界埋蔵量の一割を超える金属が多数あることが分かっている。天然資源国の資源埋蔵量と日本の都市鉱山を比較すれば、金、銀、鉛、インジウムは、日本が世界最大の資源国となり、銅は世



界 2 位、白金、タンタルは 3 位という資源国に位置付けられる。日本は資源のない国として知られるが、都市鉱山という観点からみると世界有数の資源大国である。このような実態があるため、2001 年から家電リサイクル法により、大型家電 4 品目についてはリサイクル処理が義務付けられた。しかし、現状でその他の電子機器に関しては、そこに含まれている有価資源の定量的な見積もりが行われないうまま、各種スクラップとして海外に輸出されている。自然の金山から採られる金鉱石には 1t あたり約 5g の金が含まれているのに対し、回収された携帯電話 1t(約 1 万台)から回収できる金は約 280g にもおよぶほどである[14]。そのため近年、都市鉱山から有価資源を回収しようと国内外で様々な試みがなされている。そのうちの一つの例が、東京オリンピック組織委員会が主催している「都市鉱山からつくる! みんなのメダルプロジェクト」である。このプロジェクトは、東京オリンピック・パラリンピック競技大会で使用されるメダルを、リサイクルによって小型家電から集めた金属で製作する計画である。対象となるのは、携帯電話やパソコン、デジカメ等の「小型家電リサイクル法」で扱われている全 28 品目である。東京オリンピックをきっかけに、使用済み小型家電のリサイクルを推進し、資源の有効利用をより重視する“持続可能な社会”の実現を目指すものである。このように国家規模でリサイクルへの動きが活発となっていて、効率的かつ低コストのリサイクル手法の確立が必須である。

このように都市鉱山には利点が多くあり、法政策が行われてもなお都市鉱山開発が行われていないのには 3 つの理由がある。①携帯電話をはじめ、多くの小型電子機器が個々の消費者の手元に分散しており、それらを効率的に集めることができなければリサイクルのプロセスにかけることが難しいという問題②小型電子機器が希少金属を含んでいても多くはプラスチック等であり、希少金属だけでなくそれらの有効活用の方も考えなければならぬ③携帯電話でさえ、1 台 100 円程度の希少金属しか含まれていないのでそれよりも低い処理コストでこれらの希少金属を回収するプロセスの確立が必須、以上のような理由から都市鉱山の活用は進まず、各種スクラップとして海外へ輸送されている。

### 3.2 有価資源のリサイクル手法

本節では、現行の有価資源のリサイクル手法に関して記述する。まずは、小型家電に含まれている金属資源をどのようにして素早く種類ごとに正確に回収しているのか行程を追いながら確認する。工程としてはまず、小型家電から有害物質等を含む部品を手解体により分別する。有害物質を取り除いた小型家電をシュレッダーで 100 $\mu$ m前後の大きさに粉砕します。次に、鉄系の物質を取り除くために磁気選別を行います。磁気選別で取り除かれた鉄系産物は鉄鋼メーカーに出荷されます。次に、トロンメルという回転式選別機に投入し、100 $\mu$ m以下のサイズと 100 $\mu$ m以上のサイズのものを分別し、100 $\mu$ m以上のものを再度粉砕機へ投入します。その後、100 $\mu$ m以下のものは水で洗浄され、重液槽に入れられ比重が軽く浮いたものの中から高速回転している磁石の力を利用してアルミホイルを分別します。なお沈ん

だ金属はさらに比重の異なる重液槽に投入される。取り出された金属を最後に銅やステンレス等の非金属を人の手によって分離を行っている。以上のフローを図 3.1 に示す[15]。現在まで多くの小型家電がこの手法でリサイクルされているためある程度の最適化は行われている。しかし、最終的に非鉄金属の分離は手選別によって分離回収が行われており、非効率かつ人件費などのコスト面でもかかる負担は大きいと考えられる。

次に、精錬方法について説明する。精錬手法は大きく分けて高温利用する乾式精錬と水溶液を利用する湿式精錬の 2 つに分類される。乾式精錬は原料である鉱物や精鉱を熱処理することで物質的、科学的に変化させ、有用な金属を回収する。乾式精錬の対象になる金属は比較的活性の低い鉄、亜鉛、クロム、マンガンなどがあり、これらの酸化鉄や硫化鉱が利用される。乾式精錬のプロセスは煅焼、焙焼、熔融精錬、乾式精製の 4 つのプロセスに分けられる。ほとんどのプロセスで、反応するのに必要な温度を維持するためにエネルギーの投入が必要である。それぞれの工程について解説する。煅焼は物質の熱分解のことである。焙焼は加熱によっておこる気固反応であり、酸化、塩化、加水分解などを起こす。焙焼の一例として金属硫化鉱の参加がある。金属硫化鉱は空気の下で加熱され、空気の酸素が硫化物と反応し、二酸化硫黄ガスと金属酸化物の個体が生成される。焙焼により生成した固体は焼鉱と呼ばれることがある。熔融精錬は融体相中で熱を加えて目的の反応を行わせる。金属酸化物は石炭や木炭といった炭素を加えて加熱することにより、溶錬される。炭素が還元剤となり、金属酸化物から酸素を取り除き二酸化炭素となることで粗金属が残される。この熔融精錬の問題は温室効果ガスである二酸化炭素ガスが発生されることのみである。乾式精製は加熱することで、粗金属から不純物を取り除くプロセスである。乾式精製には多くの方法がある。乾式精錬は大量かつ高速に分離・精錬ができる反面、金属を溶かすためのエネルギーコストの問題や CO<sub>2</sub> 排出などの環境的な問題がある。さらに現在の乾式精錬では金属やベースメタルのみであり、レアメタルの多くは廃棄されている現状がある[16]。

湿式精錬は鉱石から精鉱、リサイクル原料から金属を回収するために水溶液を利用する方法である。湿式精錬は浸出、浸出液の濃縮と浄液、金属採取と化合採取の 3 つのプロセスによって構成される。浸出は有用な金属を含む原料に水溶液を接触させて、有用な金属を中質することを指す。浸出溶媒は pH や酸化還元電子、湿度といった条件を狙った金属が水溶液中に溶け出す速度や範囲、選択制が最適になるように調整されている。キレート剤を使うことで選択的に金蔵を抽出しやすくする。浸出後に、浸出液中の回収したい金蔵イオン濃縮される必要がある、加えて不純物となる金属イオンは除去する必要がある。湿式精錬の最後の工程は金属採取である。原材料として販売可能な品質の金属が金属採取工程が得られることが多い。しかし、超高品位の金属の場合などにさらに精錬が必要な場合がある。金属採取の手法には電解とガス還元、沈殿がある。湿式精錬の対象となることの多い銅の場合、電解により採取されることが多い。銅イオンはおだやかなポテンシャルで還元することができ、不純物を析出しないためである。湿式精錬は小規模設備での細やかな分離ができる反面、大量・高速に処理ができないという問題がある[17]。

上記の通り、都市鉱山からの有価資源回収手法はある程度確立されているが問題点や欠点は存在し、改善の余地がある。非鉄金属の選別はいまだに手業で行われており、高コストかつ低効率であると考えられるため改善が必要であると考えられる。これは、前述した磁気分離手法も含めほぼすべての分離手法が粒径や比重に依存した分離手法になっているためであると考えられる。図 3.2 に実際手作業で分離された非金属の一例を示す。図 3.2 から各金属ごとに分離回収されていることがわかる。さらに、粒径に依存性はなく、比重の近いものが多いことがわかる。このことから粒径かつ比重の近いものでも分離が容易である磁気アルキメデス分離を用いた分離法が提案できると考える。磁気アルキメデス効果はその特徴から多くの分野に活躍が期待される現象であるが本研究は都市鉱山からの有価資源回収に用いることにした。

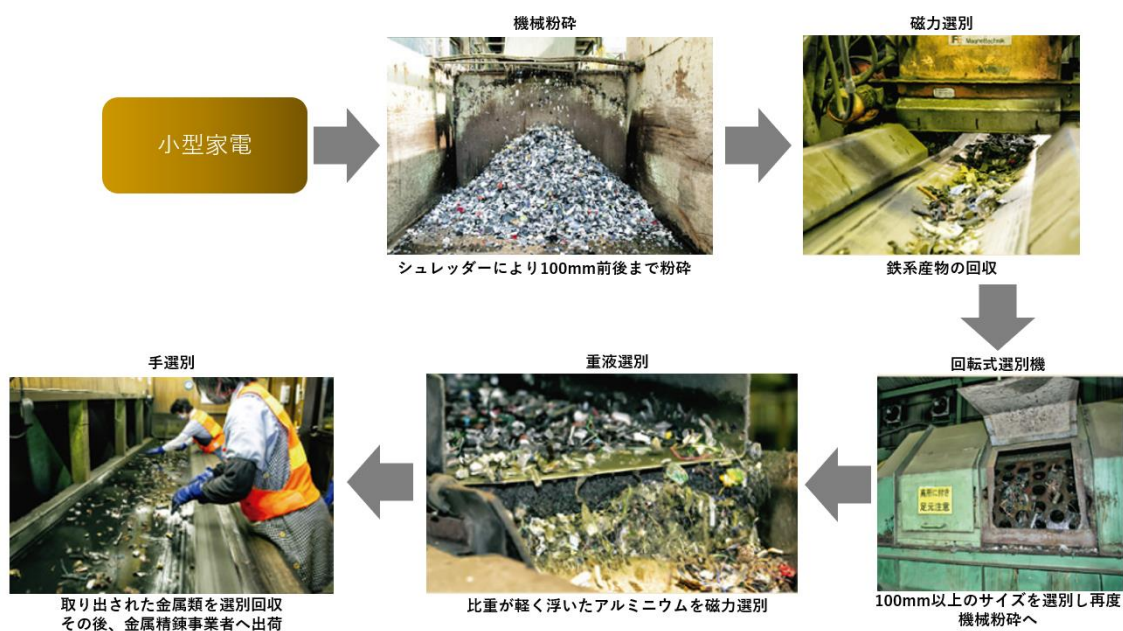


図 3-1 現行の都市鉱山回収フロー



(a)



(b)



図 3-2 粉碎・選別された各金属：(a)鉄 (b)銅 (c)プラスチック (d)ウレタン

### 3.3 本研究の目的と内容

本研究は、低磁場での磁気アルキメデス分離の実装のための前段階として、磁場中の強磁性体が磁場、磁場勾配に与える影響について解明することを目的とし、シミュレーション、実験の2つの側面からアプローチを行った。

先行研究で、超伝導磁石単体での分離実験、強磁性体の単体配置における浮上実験及び強磁性体配列による浮上実験を行った[18][19][20]。強磁性体を磁場中に配置することで強磁性体近傍の  $BdB/dz$  が向上し超伝導磁石単体の磁気アルキメデス力では浮上が確認できなかった白金の浮上に成功している。また、さらなる磁気アルキメデス力の向上を目指し強磁性体の最適形状の解明かつ強磁性体の最適配置を行った。強磁性体の最適形状と最適配置に関しては後述する。先行研究の問題点は、強磁性体の最適配置による  $BdB/dz$  がシミュレーションされていないため強磁性体の配置による性能評価ができていない点である。磁場中に強磁性体を配置することで強磁性体近傍の  $BdB/dz$  は向上する傾向がみられたが局所的なものであり、 $BdB/dz$  が低下する現象もみられた。最適配置により  $BdB/dz$  の拡大範囲の向上を目指したが強磁性体間の  $BdB/dz$  の落ち込みについての検討は行はれなかった。

本研究では、先行研究で解明されなかった強磁性体配列の  $BdB/dz$  を実験の観点から特性評価を行った。評価方法はホールセンサーを用いた実測及び強磁性体間よりも小さな粒子径の粉末での浮上実験を行った。

## 参考・引用文献

- 12 南條道夫, “都市鉱山開発--包括的資源観によるリサイクルシステムの位置付け,” 東北大学選鑛製錬研究所彙報, 第巻 43, 第 2, pp. 239-251, 1988.
- 14 国立研究開発法人 物質・材料研究機構, “レアメタル・レアアース特集,” 2010. [オンライン  
ン ]. Available: <https://www.nims.go.jp/research/elements/rare-metal/urban-mine/index.html>. [アクセス日: 15 1 2019].
- 15 環境省, “RECYCLE for 2020,” エコジン, 第 61, pp. 2-4, 2017.
- 16 M.W.Ojeda, E.Perino, M.Del, C.Ruiz, “Gold extraction by chlorination using a pyrometallurgical process,” *Minerals Engineering*, 第 22, pp. 409-411, 2009.
- 17 C. Abbruzzese, P. Fornari, R. Massida, F. Veglio, S. Ubaldini, “Thiosulphate leaching for gold hydrometallurgy,” *Hydrometallurgy*, 第 39, pp. 265-276, 1995.
- 18 松浦優也, “平成 27 年度首都大学東京大学院 修士論文,” 2016.
- 19 庄司直幸, “平成 28 年度首都大学東京 卒業論文,” 2017.
- 20 山岸健一, “平成 30 年度首都大学東京大学院 修士論文,” 2019.

## 第4章 最適配置による BdB/dz の向上性能評価

本章では、超伝導磁石の中心に強磁性体を単体または最適配置したときの磁場空間の解析をシミュレーションを用いて行う。

### 4.1 磁場分布の性能評価シミュレーション

本研究では、磁場空間の中心に強磁性体を配置することで BdB/dz の向上を目指した。その磁場空間の解析を行うために、用いたシミュレーションについて記述する。解析は有限要素法 (FEM= Finite Element Method) ベースの汎用物理シミュレーションソフトウェア COMSOL Multiphysics ver.5.3a を用いて計算を行った。モデルは3つに分かれており、①超伝導磁石を模擬した電流で磁場空間を制御する 2D のモデル②超伝導磁石を模擬した電流で磁場空間を制御する 3D のモデル③一定空間に一樣磁場をかけた 3D のモデル。各モデルの役割は①2D のモデルは超伝導単体及び強磁性体の単体配置による磁場解析を行う②2D モデルでは性能の評価ができない強磁性体配列による磁場解析を行う③3D モデルの場合、電流で制御した磁場空間を微分し磁場勾配の解析がサポートされていないため、強磁性体配列が磁場に与える影響を解析するために作製した。

各モデルの概要を図 4.1-4.3 に示す。各モデルは超伝導磁石、室温ボア空間及びコイルは実際の仕様に合わせ設計している。2D モデルは z 軸に関して軸対称なモデルとなっている。

また、今回使用した強磁性体の物性値は比誘電率によって磁場に与える影響の制御が可能であり、比誘電率は SQUID によって測定したデータを使用した。これについては高磁場での強磁性体の磁化率と合わせて後述する。

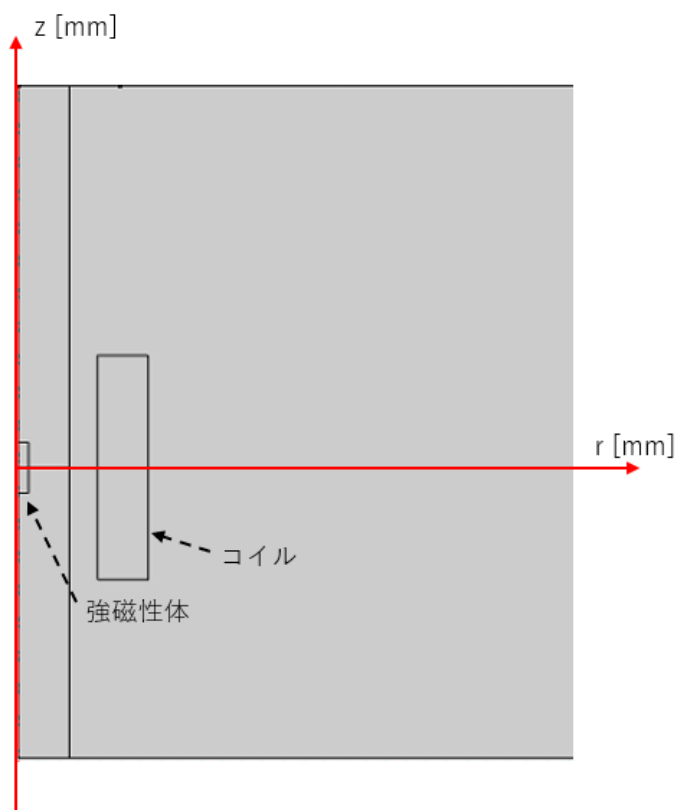


図 4-1 COMSOL 2D モデル

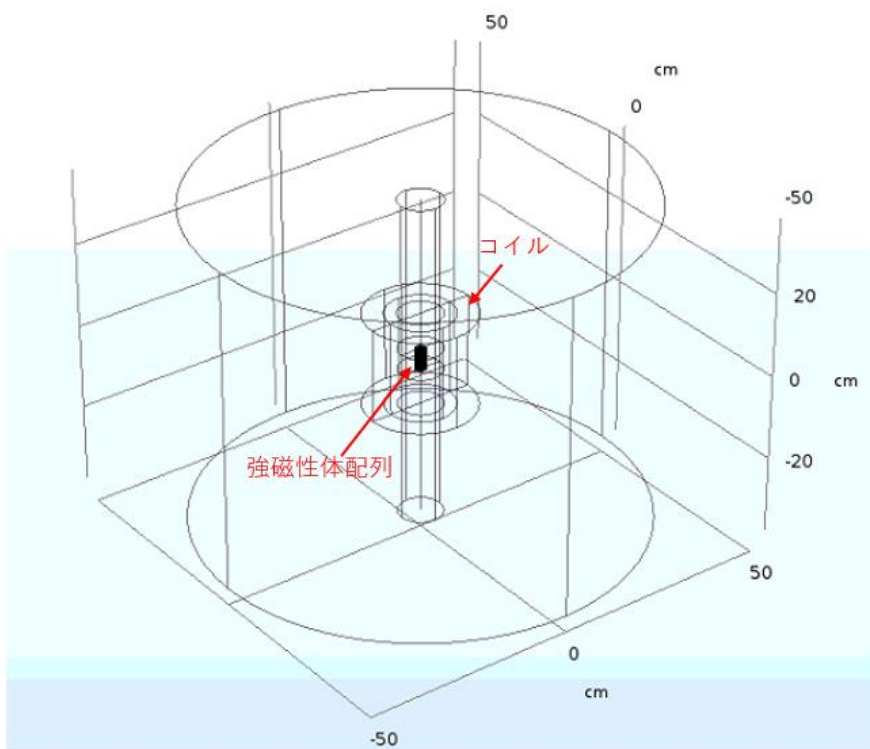


図 4-2 COMSOL 3D モデル

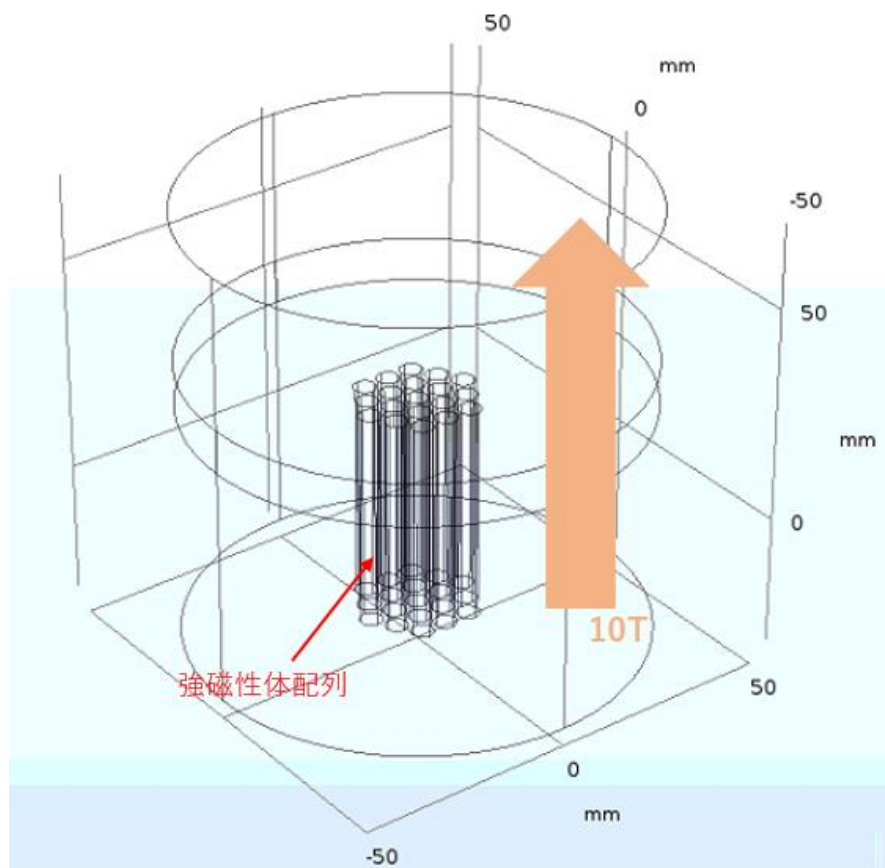


図 4-3 COMSOL 10T 一様磁場モデル

## 4.2 超伝導磁石の磁場分布及び磁場勾配分布

実験で用いた超伝導磁石について、4.1 節で記述した 2D モデルで解析を行った。10T 稼働時における  $r=0$  での磁束密度および磁束密度とその勾配の積である  $BdB/dz$  解析結果を図 4-4 及び図 4-5 に示す。



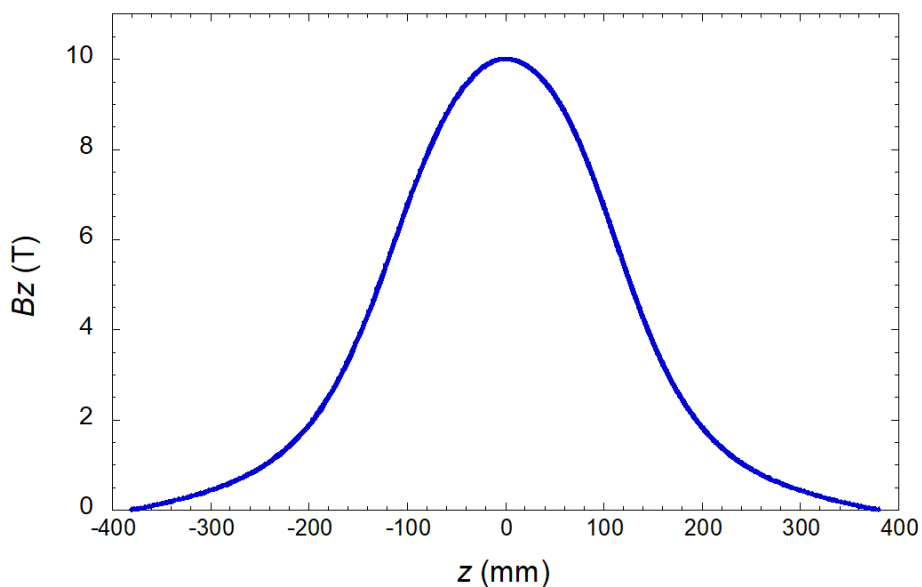


図 4-4 超伝導磁石の  $z$  軸上における磁束密度分布(10T 印加時)

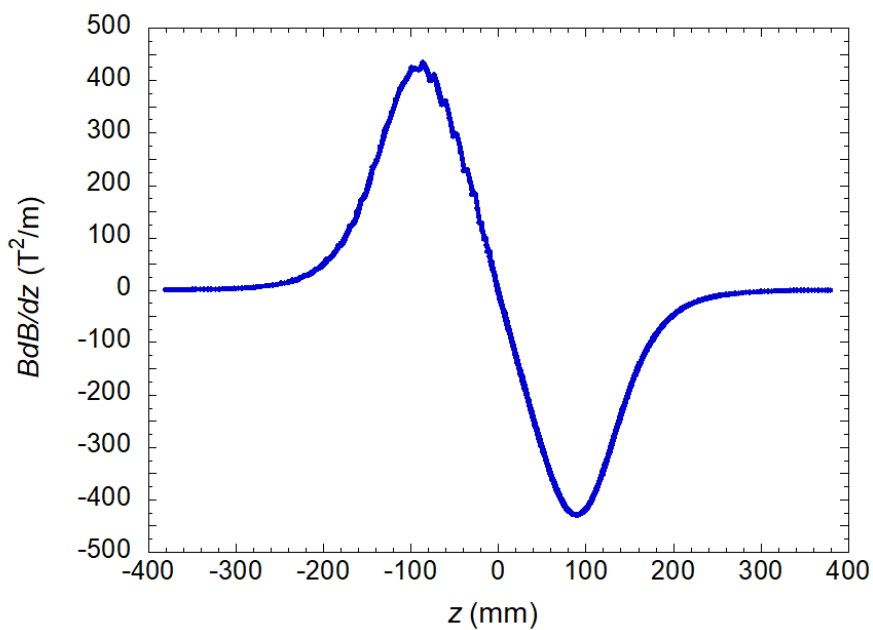


図 4-5 超伝導磁石の  $z$  軸上における  $B \frac{dB}{dz}$  分布

磁束密度  $B$  は  $z=0$  で最大値 10T をとる。また  $B_{dB}/dz$   $z=\pm 95$  において最大値  $\pm 434.5 T^2/m$  をとる。これらの値は超伝導磁石の磁場を直接測定した値に等しく、正確に磁場空間を模擬できていると言える。また 3D モデルにおいても同様の磁束密度と  $B_{dB}/dz$  の結果として得られた。電流で制御を行っている磁場空間のため各磁場の磁束密度、 $B_{dB}/dz$  の分

布を評価することができる。シミュレーション結果から得る BdB/dz と各物質の物性値から決定される  $\frac{\rho_p - \rho_f}{\chi_p - \chi_f} \mu_0 g$  との交点から安定浮上位置、浮上開始磁場を算出することができる。

安定浮上位置を高くすることで各物質の分解能の拡大、浮上開始磁場を低くすることで低磁場での分離を行うことができる。そのためには、BdB/dz の向上をすることで2つの目的を達成することができる。したがって、以下では BdB/dz の向上を目指した強磁性体形状および強磁性体配置について言及する。

### 4.3 強磁性体が BdB/dz に及ぼす影響

本研究では超伝導磁石の中心に強磁性体を配置することにより、磁場勾配を向上させている。それにより、通常の超伝導磁石単体では浮上させることが不可能であった物質の浮上を実現させ、かつ今まで浮上していた物質もより低磁場での浮上が可能となる。その原理について説明する。

#### 4.3.1 強磁性体の磁化曲線

本研究では高磁場空間での強磁性体を用いるため文献値を使用することができない。本研究では SQUID を用いて強磁性体の M-H 曲線を測定し、磁化率を算出している。磁化率の算出方法は次章で記述する。図 4-6 に本研究で用いた強磁性体の M-H 曲線のデータを示す。SQUID で測定されたデータでは縦軸と横軸のパラメータがないので磁化率を算出することができない。そこで、各パラメータの単位を [A/m] に統一する必要がある。まず縦軸 M は式 4-1 で変換することができる。横軸 H に対しても式 4-2 を用いることで [A/m] に変換することができる。次章で 2 式を用いて変換したグラフと磁化率の算出方法について解説を行う。

$$M[\text{emu}] \times \frac{1}{\text{質量}[g]} \times \text{密度} \left[ \frac{g}{cc} \right] \times 10^3 = M \left[ \frac{A}{m} \right] \quad (4-1)$$

$$H[\text{Oe}] \times \frac{10^3}{4\pi} = H \left[ \frac{A}{m} \right] \quad (4-2)$$

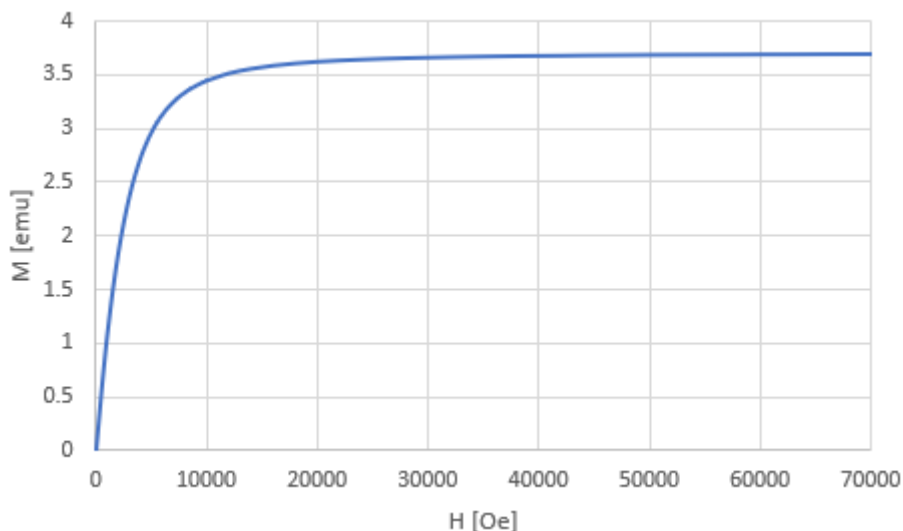


図 4-6 強磁性体 M-H 曲線

#### 4.3.2 超伝導磁石と強磁性体単体配置の比較

式(2-24)及び(2-25)から強磁性体が  $BdB/dz$  に及ぼす影響を考えることができる。磁束密度  $B$  は強磁性体の磁化率が大きいほど大きくなり、強磁性体近傍の  $BdB/dz$  の向上を促す。この様子を図 4-7 に示す。しかし、強磁性体の飽和磁場は 1T 程度であり、1T 以上では磁化率はほぼ 0 になってしまうことが問題として考えられる。図 4-8 は実際に使用した強磁性体の磁化の磁場依存性である。本研究で用いた強磁性体も 1T 程度の磁場での飽和が確認できた。本研究では 10T までの高磁場を扱っているため高磁場における強磁性体が磁場空間に与える影響の解析を行う。式(2-25)から磁化  $M$  は磁場  $H$  と磁化率  $\chi$  の積である。高磁場で磁化率  $\chi \approx 0$  の場合、磁化  $M \approx 0$  となり図 4-8 のグラフと一致していない。このことから高磁場での磁化率  $\chi$  は 0 にほぼ等しいものであるが磁化  $M$  が 0 ではないため磁化  $M$  の値に合わせた仮想の磁化率  $\chi'$  を提案する必要があると考える。 $\chi'$  を提案することで実際の磁化  $M$  を算出することで強磁性体近傍の解析をより正確に行うことができる。各磁場での仮想磁化率  $\chi'$  を表 4-1 に示す。先行研究[1]ではこの現象についての解析はさせておらず、シミュレーションソフトの純鉄の物性値を用いて計算を行っていた。

実際にシミュレーションを行っていく。前述したように強磁性体配置によって  $BdB/dz$  は高磁場においても優位性が考えられる。本節で用いた強磁性体は長さ  $L=50\text{ mm}$ ,  $10\phi$  の円柱形状である。本シミュレーションでは強磁性体を配置した場合強磁性体の  $1\text{ mm}$  上の  $z=26\text{ mm}$  の  $z$  軸正の方向に行っている。図 4-9 に 10T での強磁性体(長さ  $l=50\text{ mm}$ , 直径  $\phi=10\text{ mm}$ )を単体配置した場合と超伝導磁石単体の  $BdB/dz$  の比較を示す。強磁性体を単体配置したときは  $z=26\text{ mm}$  で  $BdB/dz$  最大値-2066 をとり、超伝導磁石単体の  $BdB/dz$  最大値-429T<sup>2</sup>/m よりも約 5 倍の値である。このことから強磁性体が磁場空間に与える影響の大きさについて理解することができる。

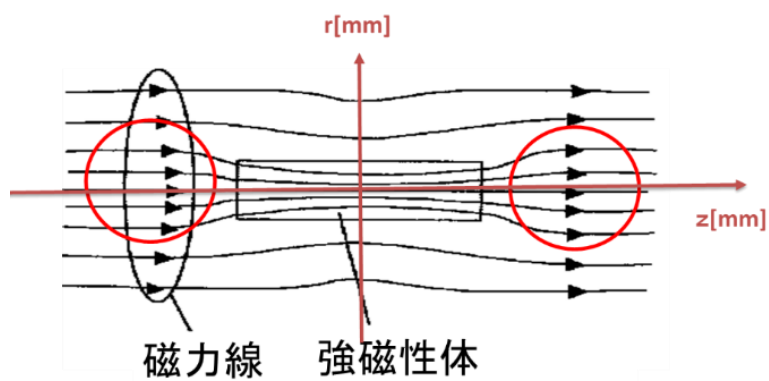


図 4-7 強磁性体による磁束線の集中

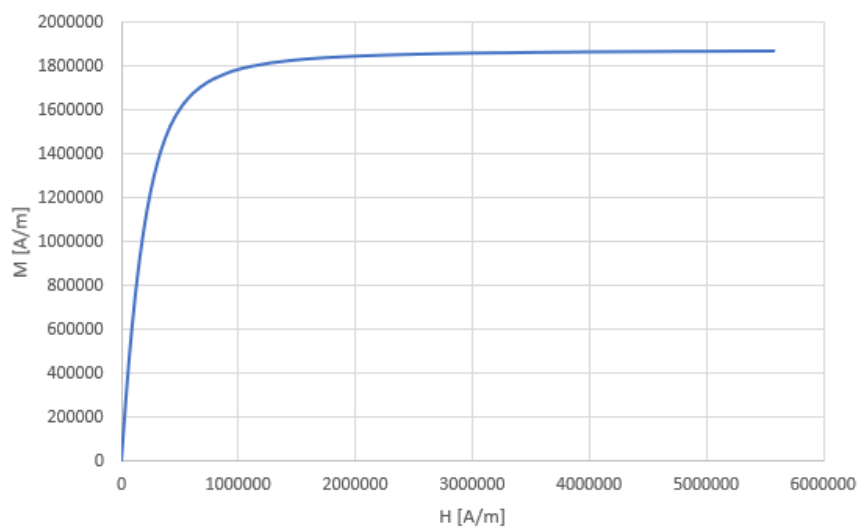


図 4-8 強磁性体 磁化磁場依存性

表 4-1 各磁場における仮想磁化率 $\chi'$

磁場 H [T]	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
磁化率 $\chi'$ [-]	2.19	1.15	0.77	0.58	0.46	0.39	0.33	0.29	0.26	0.23

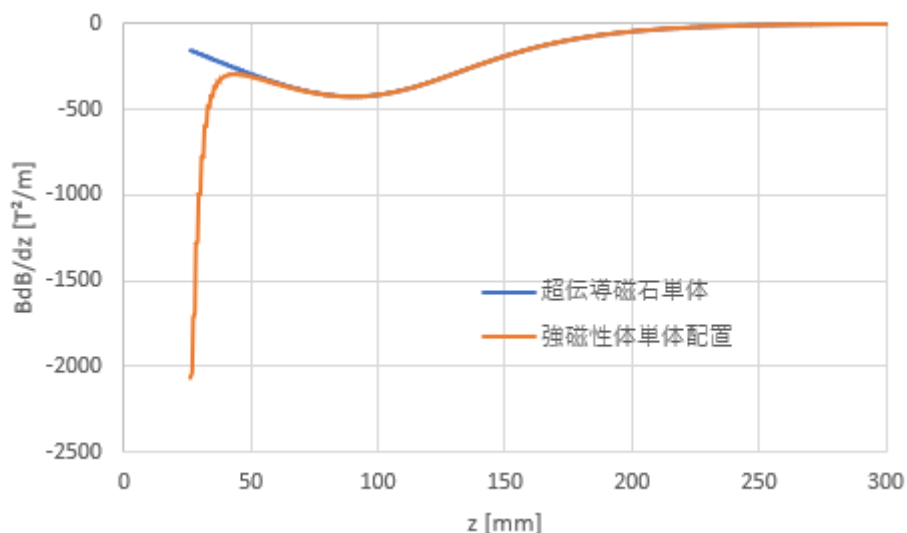


図 4-9 強磁性体配置による  $BdB/dz$  向上力

### 4.3.3 高磁場における強磁性体の磁化率

前節で高磁場での強磁性体の磁化率について仮定の磁化率 $\chi'$ を提案した。本節では磁化率の制御によってどの程度の差が出てくるのか考えていく。

10T 時に長さ  $L=50\text{ mm}$ ,  $10\phi$  の円柱形状の強磁性体を単体配置した時の  $BdB/dz$  について考察を行う。図 4-10 が磁化率を 0.1, 0.2, 0.3 とした計算結果である。それぞれ  $BdB/dz$  の最大値は  $z=26\text{ mm}$  において  $-989\text{ T}^2/\text{m}$ 、 $-1794\text{ T}^2/\text{m}$ 、 $-2570\text{ T}^2/\text{m}$  である。磁化率の大きな強磁性体を用いることでより大きな  $BdB/dz$  を得ることになるには違いないが 10T では磁化率が 0.1 増加するごとに  $-800$  程度の増加がみられる。

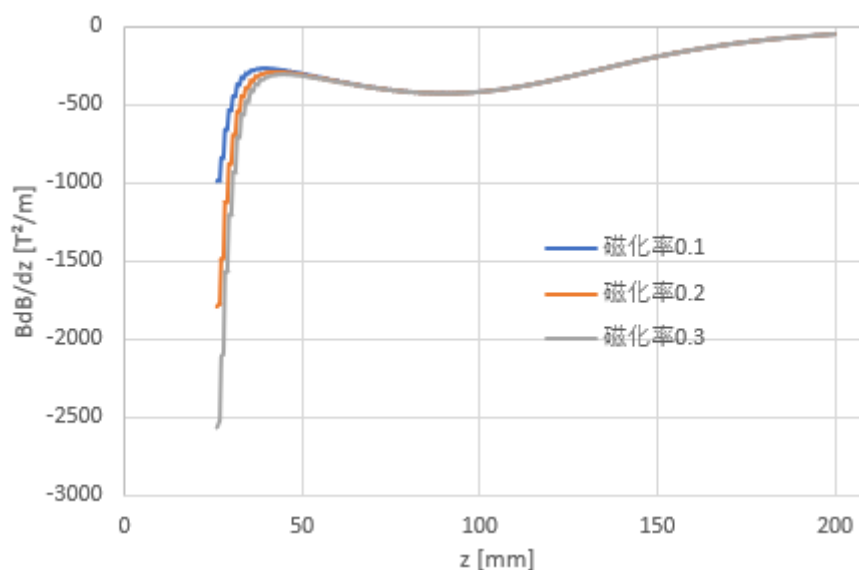


図 4-10 10T 時の磁化率比較

また、強磁性体によっても磁化率はかなりの違いが出てくる。図 4-11 は 2 種類の強磁性体の磁化の磁場依存性である。それぞれ 10T 時の磁化率はそれぞれ強磁性体 A が 0.202、強磁性体 B が 0.234 である。この 2 種類の強磁性体を単体配置した場合  $BdB/dz$  の最大値は約  $240 \text{ T}^2/\text{m}$  の差がある。この  $240 \text{ T}^2/\text{m}$  は本実験で用いた銅及び銀が浮上に必要な値を十分に満たす値である。

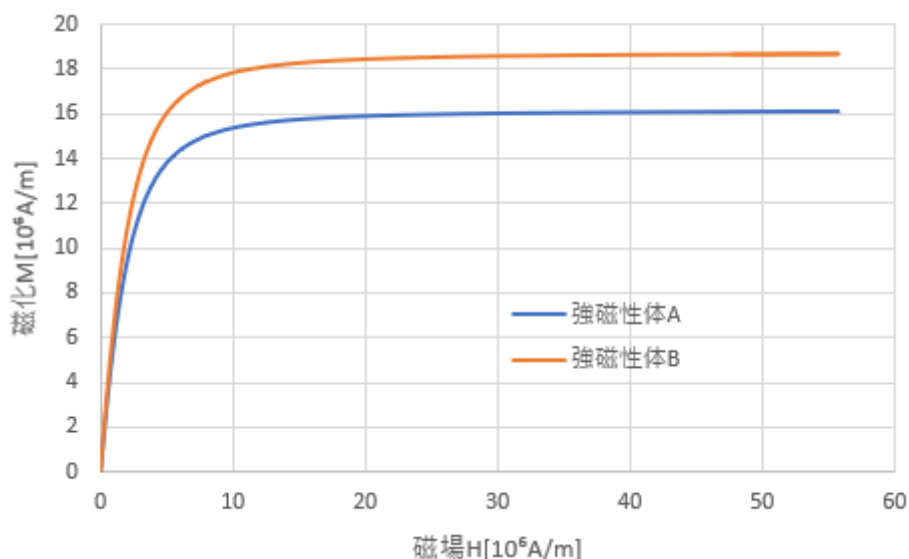


図 4-11 2 種類の強磁性体の磁化磁場依存性

## 4. 4 強磁性体形状・配置の最適化

### 4. 4. 1 強磁性体形状の最適化

先行研究から、円柱形状の強磁性体の直径依存性及び長さ依存性について解明されている。直径  $\phi$  を固定し長さの依存性についての性能評価を行った場合、長さ  $L=50\text{mm}$  で最大値を得た。長さ依存性のグラフを図 4-12 に示す。長さ  $L=50\text{mm}$  まで長さに比例して  $BdB/dz$  の値も向上していくが、長さ  $L=50\text{mm}$  以降は長さに反比例して  $BdB/dz$  は減少していく。先行研究では長さ  $L=20\text{mm}$  から超伝導磁石と同様の長さ  $L=220\text{mm}$  まで実験を行い、以上の結果を得ている。

長さ  $L$  を固定し直径  $\phi$  の依存性について性能評価を行った場合、直径  $\phi=2\text{mm}$  から  $\phi=10\text{mm}$  まで計算を行い、直径  $\phi=4\text{mm}$  のとき最大値を得た。半径依存性のグラフを図 4-13 に示す。各半径の  $BdB/dz$  の最大値に着目したグラフを図 4-14 に示す。直径  $\phi$  に反比例して  $BdB/dz$  は減少傾向にあるが  $BdB/dz$  の曲線が緩やかになり、分解能の向上が見込める可能性を示唆している。半径  $\phi$  を小さくすることで生じる問題として  $BdB/dz$  の有効範囲が狭くなることを解明している。強磁性体を配置することで  $BdB/dz$  が向上する範囲は  $(\phi-$

2)mm の範囲でそれにより、物質の浮上が確認できないことが示されており、この問題解決のために強磁性体を三角格子配列することで  $BdB/dz$  の有効範囲拡大を図っている。このことを示す強磁性体配列の半径方向への  $BdB/dz$  の依存性を示すグラフを図 4-15 に示す。

長さとの関係性についても示唆されており、長さとの長さの比率が 10 : 1 において最も  $BdB/dz$  が向上する可能性があり、実際の実験では長さ  $L=50\text{mm}$ 、半径  $\phi = 5\text{mm}$  のものを使用している。

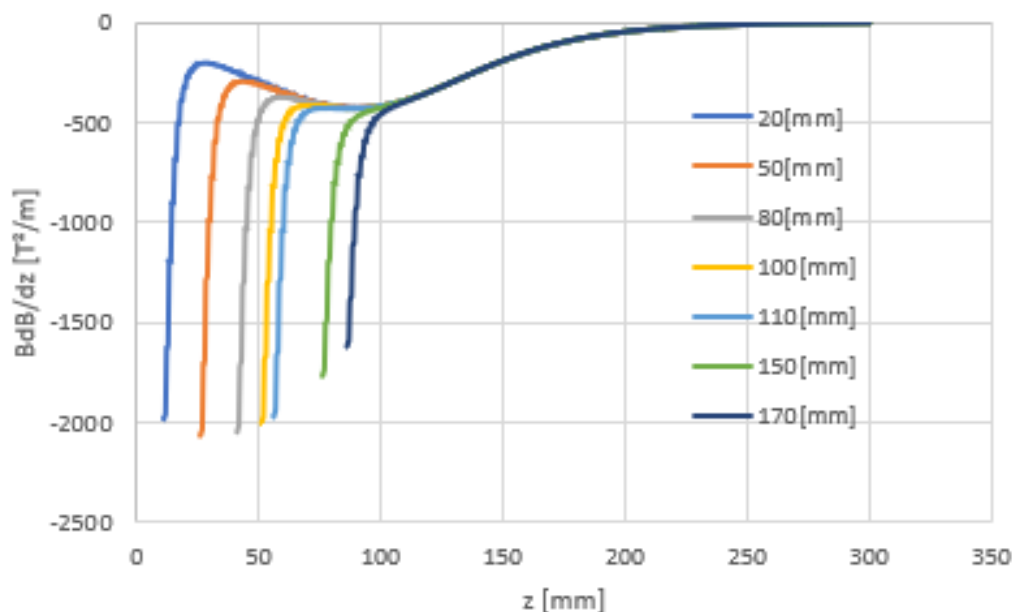


図 4-12  $BdB/dz$  長さ依存性

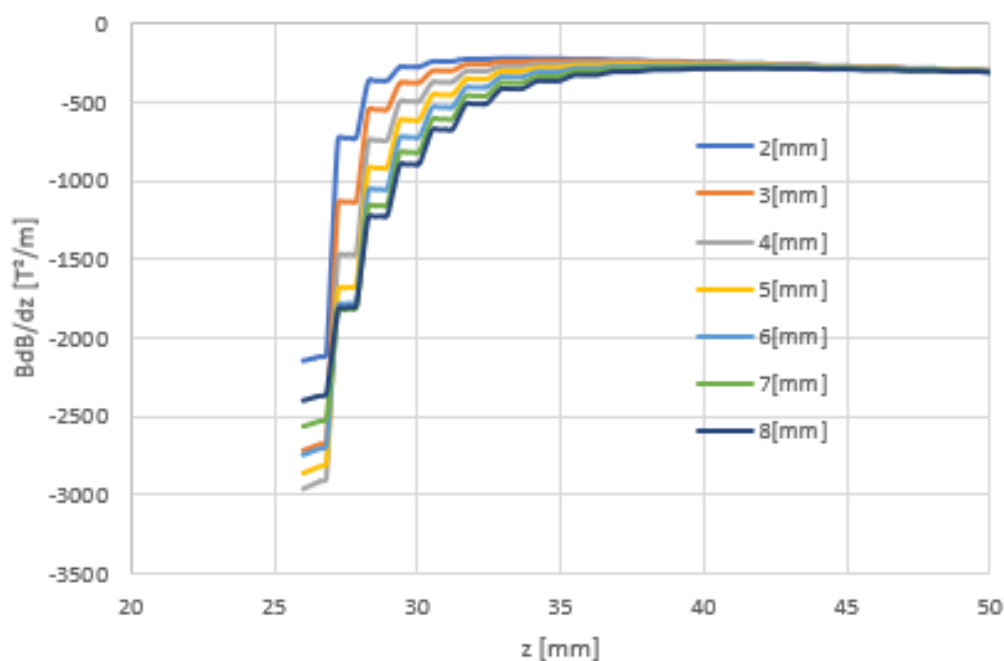


図 4-13  $BdB/dz$  半径依存性

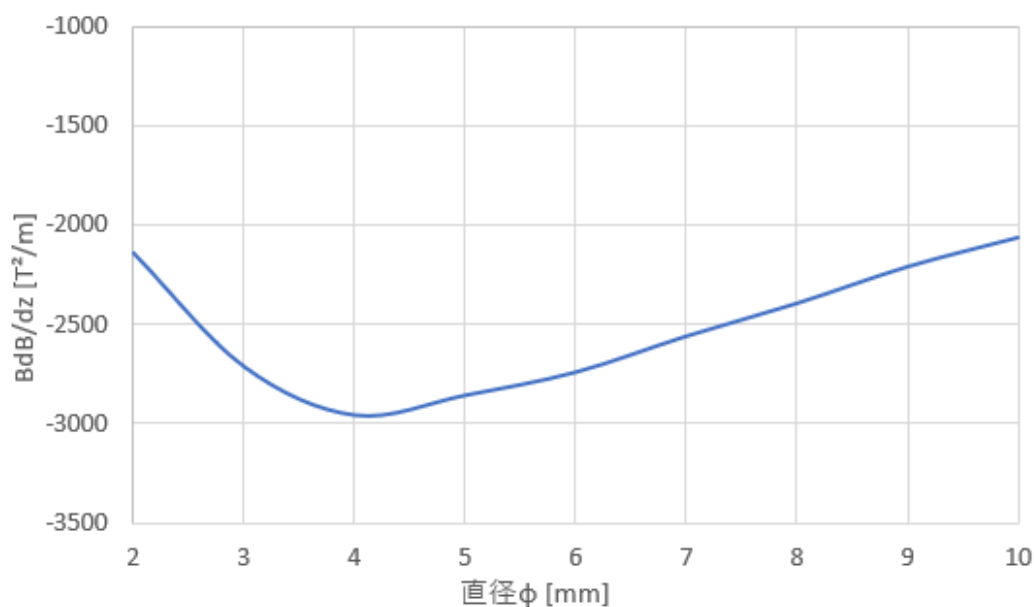


図 4-14 半径依存 最大値比較

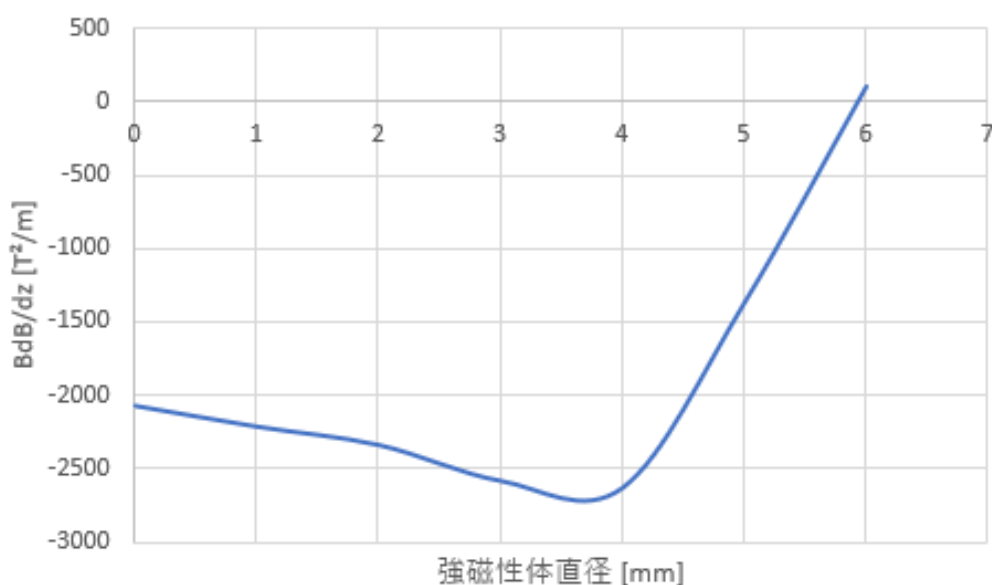


図 4-15 半径方向  $BdB/dz$  最大値

#### 4.4.2 強磁性体の最適配置

前述したように、強磁性体を用いることで  $BdB/dz$  の向上を図ることはできる。しかし、その向上有効範囲は限定的なものであり、向上範囲の近傍では逆に  $BdB/dz$  の減少が見られた。そこで、強磁性体を複数本三角格子配列することにより鉛直方向に向上した  $BdB/dz$  を半径方向にも向上させることを試みる。図 4-16 にその概念図を示す。具体的には強磁性体 19 本の強磁性体配列で図 4-17 における  $d$  を 0.5, 1, 1.5, 2 mm に変化させたもので比較を



行った。この解析では半径方向への均一性を検討するため、 $z=30\text{ mm}$  の  $r$  軸と平行な直線を超伝導磁石のボア空間と同じ長さで解析を行った。図 4-18 における赤い実線が該当箇所である。

4.4.1 項で論じたように、最適形状は  $4\phi$ ,  $L=40\text{ mm}$  の円柱形状であるといえる。しかし、材料加工の都合により実験では  $5\phi$ ,  $L=50\text{ mm}$  の強磁性体を使用した。そのため、本解析における強磁性体形状も  $5\phi$ ,  $L=50\text{ mm}$  の形状を用いて行っている。

強磁性体配列の解析には前述した 2 種類の 3D モデルを用いた。以下、実際の超伝導磁石を模擬したモデルを 3D モデル、一様磁場空間を用いて擬似的に超伝導磁石の磁場空間を作製したモデルを一様磁場モデルと呼ぶ。

各モデルにおける  $B_z$  の計算結果を図 4-19、図 4-20 示す。どちらの結果からも、強磁性体を 1 本のみ配置したものよりも、強磁性体配列の方が値は増加している。約  $0.1\text{-}0.2\text{ T}$  程度増加している。また、その増加範囲も半径方向に拡大された。その範囲は、約  $20\text{-}30\text{ mm}$  程度拡大している。この結果より、強磁性体の単体配列よりも複数本配置したもののほうが浮上力を鉛直方向および半径方向の両方に向上させることが可能であると言える。さらに、強磁性体配列同士では、その配列間隔である  $d$  の値に反比例し、 $B_z$  は増加するという結果になった。この 2 つのグラフはどちらも同じ傾向を示した。よって一様磁場モデルにおいて磁場勾配を計算しても定性的には同じ結果を得ることができると考えられる。よって 3D 解析において磁場勾配を含む計算は、一様磁場モデルを用いて行った。

次に、一様磁場モデルにより  $BdB/dz$  を計算した結果を図 4-21 に示す。この結果も、 $B_z$  と同様に、強磁性体 1 本よりも強磁性体配列においてより増加し、かつ強磁性体配列同士では  $d$  に反比例し、増加した。

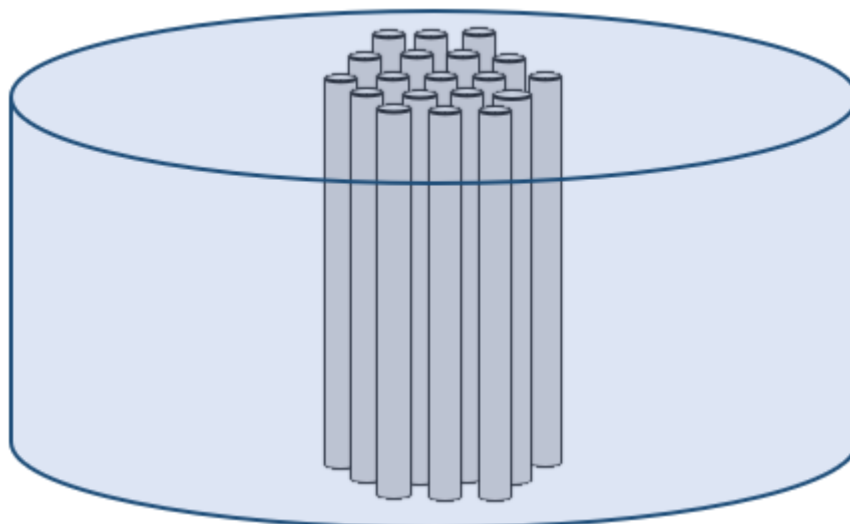


図 4-16 強磁性体配列 正面概要図

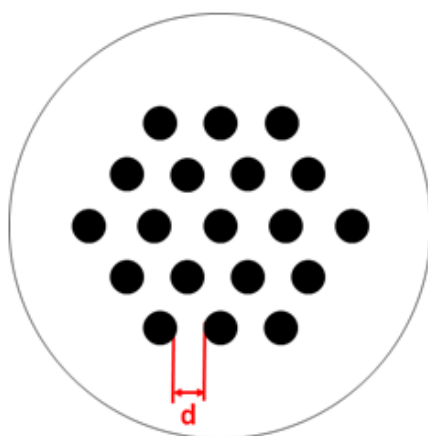


図 4-17 強磁性体配列 真上概要図

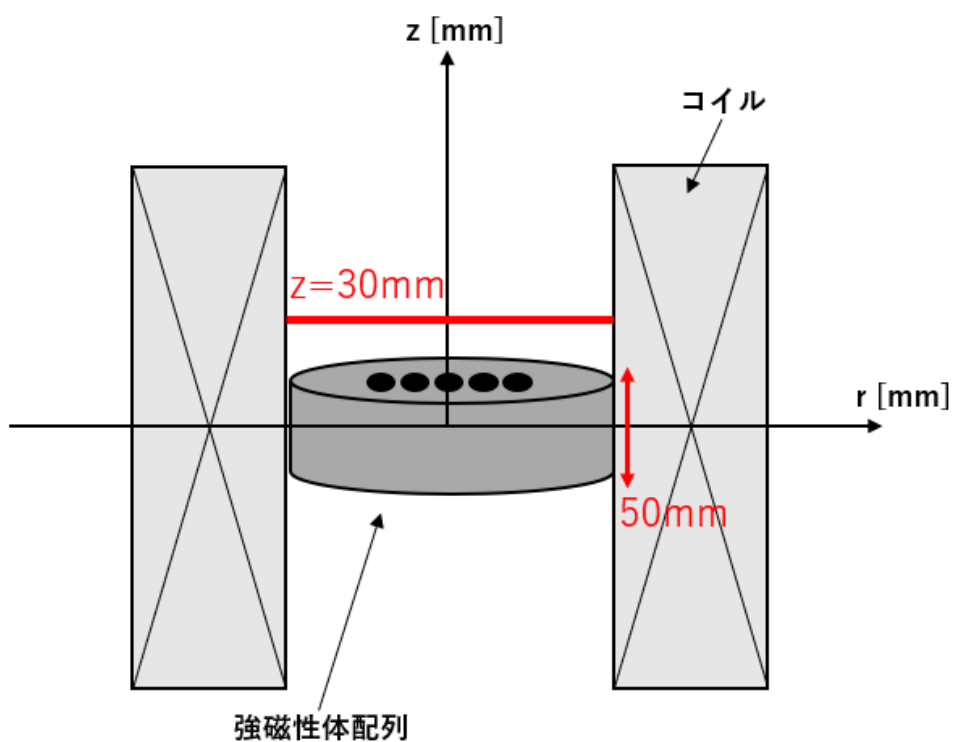


図 4-18 一様磁場モデル 測定領域

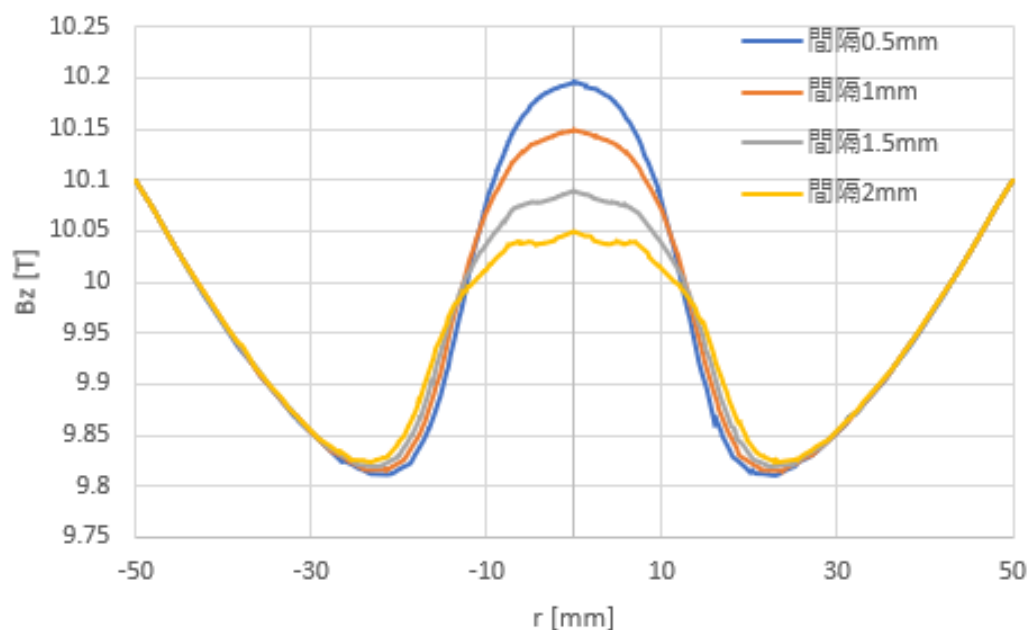


図 4-19 3Dモデル Bz

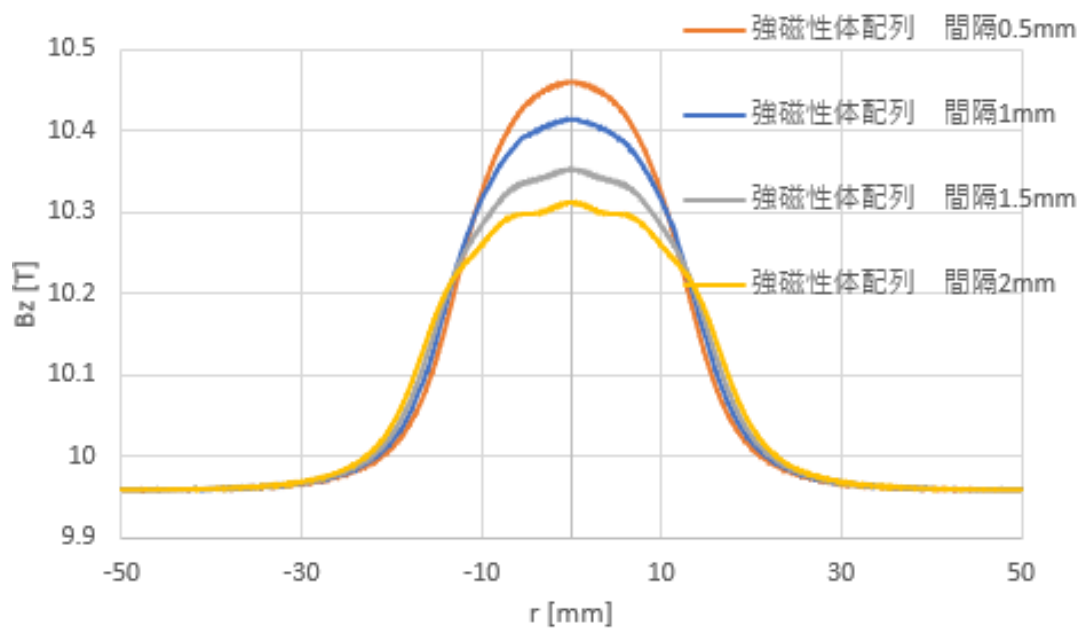


図 4-20 一様磁場モデル Bz

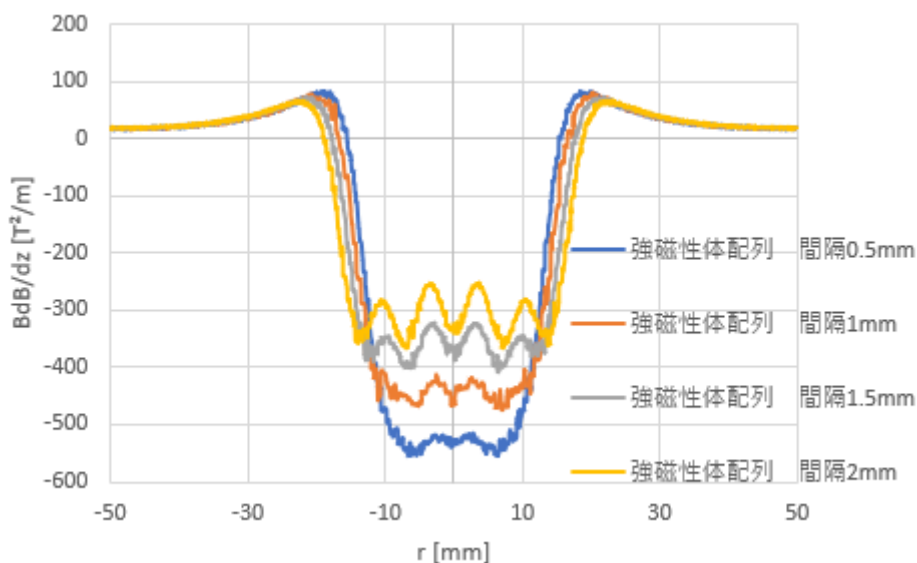


図 4-21 一様磁場モデル  $BdB/dz$

#### 4.5 強磁性体配置位置による $BdB/dz$ の向上

図 4-5 から超伝導磁石単体の  $BdB/dz$  が最大値を示すのは  $\pm 94$  mm の位置である。そこで強磁性体の直上を  $+94$  mm の位置に持つことでさらなる  $BdB/dz$  の向上につながるのではないかと考えた。強磁性体は本実験で使用予定の長さ  $l=50$  mm、直径  $\phi=5$  mm の形状を用いた。 $+94$  mm に強磁性体の直上を持ってきた  $BdB/dz$  は図 4-22 である。

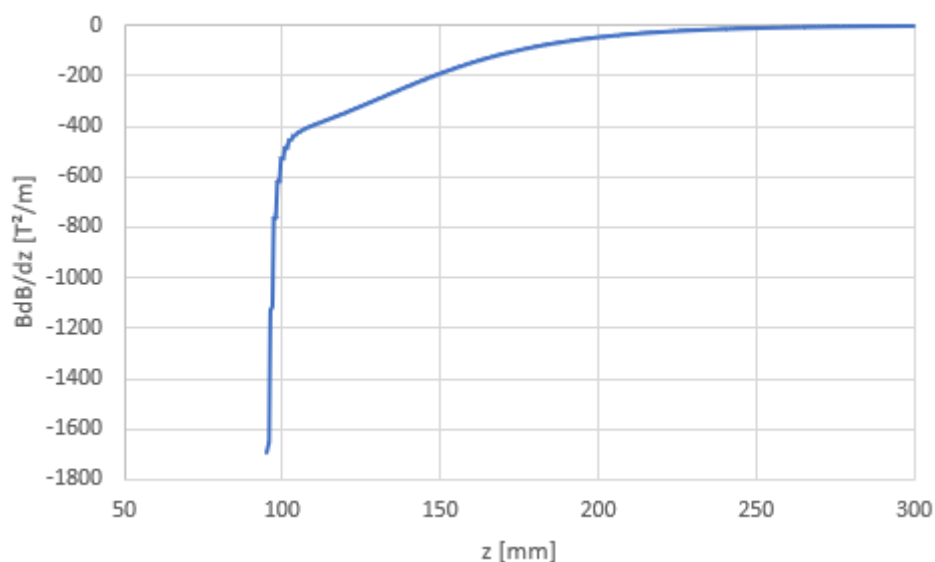


図 4-22 強磁性体直上  $+94$  mm 位置  $BdB/dz$

図 4-22 から分かるように最大の  $BdB/dz=-1693$   $[T^2/m]$  となり、超伝導磁石の磁場中心

に強磁性体を配置した場合に比べ最大  $BdB/dz$  は低い値を示した。しかし、磁場中心に配置した場合の  $BdB/dz$  は図 4-9 のようになり、銅や銀などの有価金属は 3 点の浮上位置を持つ。このことを図 4-23 に示す。物質の浮上は赤丸の浮上位置から黄丸の位置まで急浮上する。緑の位置を通過する理由については 5 章に記述する。この急浮上は赤丸から黄丸までの約 100 mm 区間で物質が浮上できないということになるので分離範囲が狭くなりかつ、分離範囲が 2 カ所に分かれるということの意味する。以上のことは分離回収を行う上で大きなデメリットとなる。しかし強磁性体直上を+94 mm に配置した場合浮上位置が 1 点となる。分離範囲の拡大はそこまで見込めていないが分離カ所を一カ所にまとめることができる。

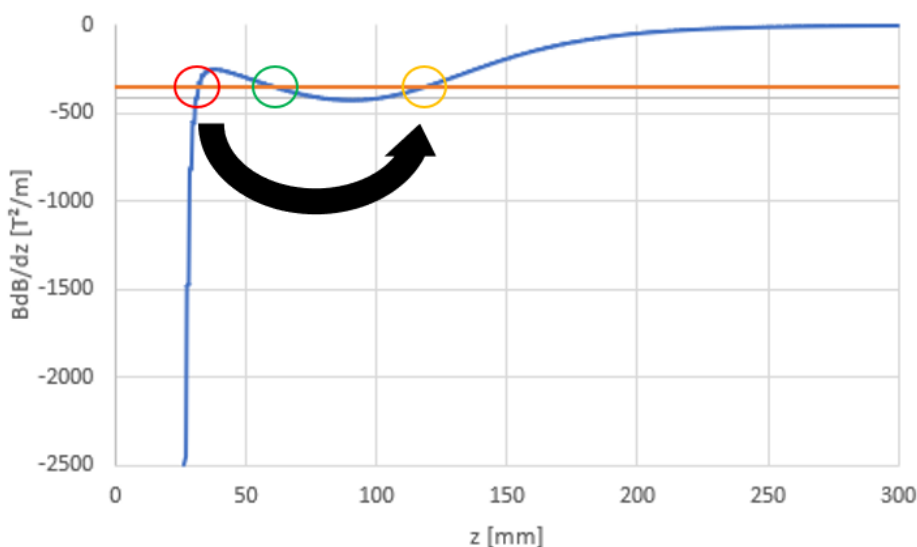


図 4-23 浮上に必要な  $BdB/dz$  が-350 の物質の浮上位置

分離回収を行う上で、分離範囲の拡大は重要な課題である。そこで+94 mm よりも低い位置に強磁性体直上を持ってきた場合の  $BdB/dz$  を図 4-24 に示す。黒丸で囲んだ箇所が分離範囲拡大の可能性のある箇所である。図 4-23 からは少し確認することは難しいが、元データから直上位置+70 以上では高さ  $z$  が増加による  $BdB/dz$  の低下はなく、直上位置+65 以下で高さ  $z$  の増加による  $BdB/dz$  の低下が一部の範囲で確認できた。よって浮上位置が 1 カ所であり最大分離範囲を持つ強磁性体の配置位置は強磁性体の直上が+70 の位置であると考えられる。ここで、強磁性体を磁場中心に配置した場合との分離範囲の比較を行う。高さ  $z=100$  mm 以上の範囲は同じ軌跡を描くので  $z=100$  mm 以下の範囲で検討を行う。磁場中心に配置した場合、 $z=30$  mm の  $-434$  T<sup>2</sup>/m から  $z=87$  mm の  $-434$  T<sup>2</sup>/m の範囲は物質が浮上することはないので分離範囲ではないと考えられるので分離範囲は  $z=26\sim 30$  mm 及び  $z=87\sim 100$  mm が分離範囲となり、合計 17mm が分離範囲となる。一方、直上位置を+70 mm に設置した場合、 $z=76\sim 100$  mm が分離範囲となり 24mm の分離範囲となる。磁場中

### 最適配置による BdB/dz の向上性能評価

心に配置し場合に比べ 7mm の分離範囲が向上し、かつ分離カ所を一カ所に統一することができる。

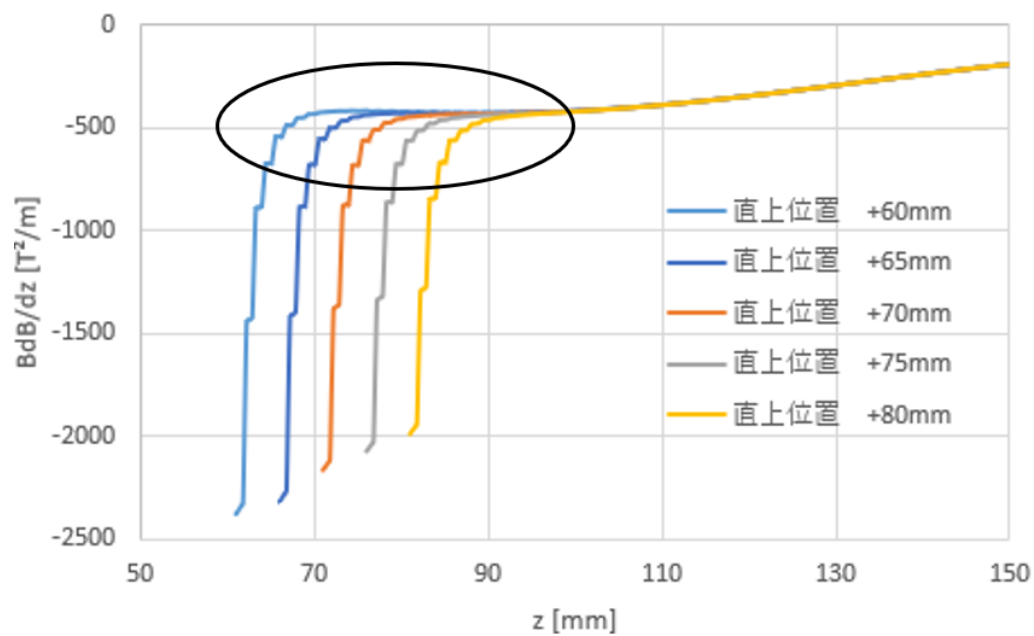


図 4-24 強磁性体位置比較 BdB/dz

## 第5章 浮上実験

本章では、前述した強磁性体、強磁性体配列を用いて磁気アルキメデス浮上実験を行った。実験装置、試料、実験方法について説明し、実験結果を評価するものとする。

### 5.1 実験装置

本研究で使用した機器について以下に示す

- ・超電導磁石

本研究では、磁場発生装置として伝導冷却タイプの JASTEC 製の JMTD-10T100SS の超伝導磁石を用いた。外観を図 5-1 に示す。直径 100 mm, 高さ 760 mm の円筒形室温ボア空間をもち、その空間で実験を行う。中心で最大磁場 10 T であり、中心を離れるに連れて次第に減少する。磁場分布を図 5-2 に示す。実験では、このボア空間を地面と鉛直にして使用した。また、浮上力に相当する  $BdB/dz$  を図 5-3 に示す。 $BdB/dz$  は  $z=\pm 91$  で最大値  $\pm 432 \text{ T}^2/\text{m}$  をとる。



図 5-1 超伝導磁石 外観

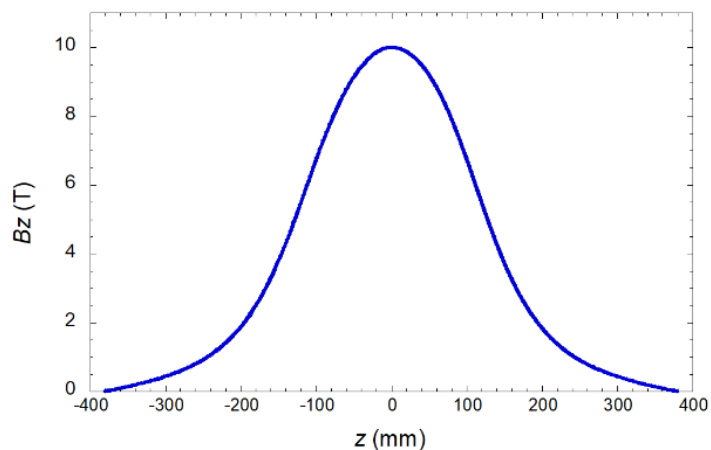


図 5-2 超伝導磁石 Bz 分布

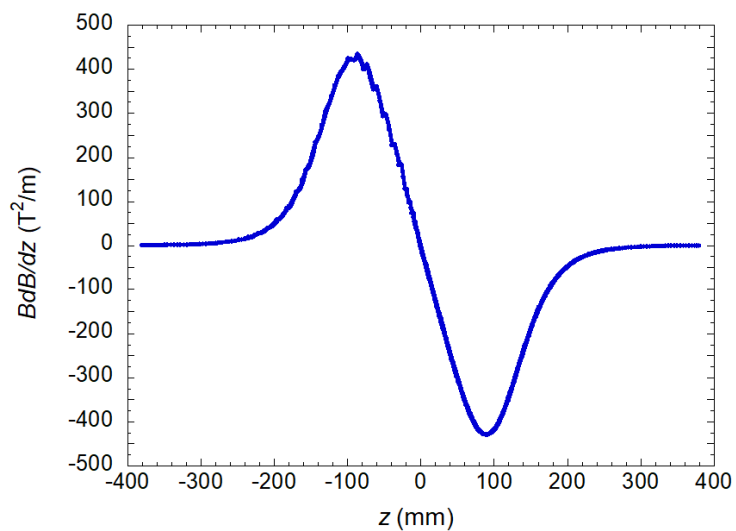


図 5-3 超伝導磁石 dB/dz 分布

・ CCD カメラ

室温ボア内の様子を観察するために用いた CCD カメラ及び周辺機器を図 5-4 に示す。室温ボア中の様子をプリズムに反射させ CCD でキャプチャ用のパソコンに接続し画像および動画の撮影を行った。



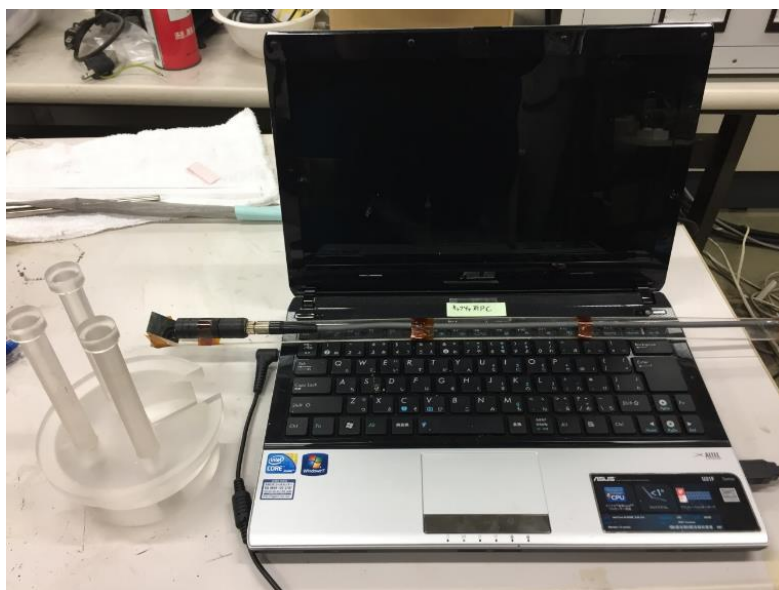


図 5-4 CCD カメラ及び接続機器

・アクリル円柱

超伝導磁石の中心に強磁性体を挿入する際、それらを固定するための材料としてアクリルを用いた。超伝導磁石の室温ボア空間と同じ直径 100 mm の円柱形の材料を使用した。使用する強磁性体と同じ大きさおよび同じ数の穴を開け、そこに強磁性体を挿入することで固定する。アクリルの画像を図 5-5 示す。本実験では、 $10\phi$ ,  $L=50\text{mm}$  および  $5\phi$ ,  $L=50\text{mm}$  の強磁性体 1 芯用のもの 2 種と、 $5\phi$ ,  $L=50\text{mm}$  の強磁性体 7 芯および 19 芯用のアクリルを用意した。



図 5-5 強磁性体配列 19 芯

## 浮上実験

### ・シリンダー

物質を浮上，分離させるための空間として本研究ではアクリル製のシリンダーを用いた。分離対象物質および周辺媒質を入れ，超伝導磁石の中心に設置している。この実験では主に内径 7 mm，外径 10 mm のものを使用した。また，19 芯の強磁性体配列を用いて実験を行った際は，水平方向の  $BdB/dz$  の均一性を確認するため内径 12 mm，外径 16 mm のものも使用した。図 5-6 にその画像を示す。

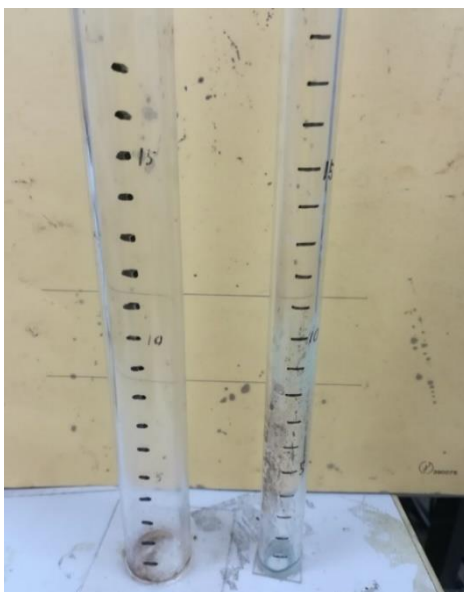


図 5-6 2 種類のアクリルシリンダー

### ・純鉄

超電導磁石の発生する磁場勾配を向上させるための強磁性体として純鉄を用いた。前述したように飽和磁化の大きい材料を選択することでより大きな磁場勾配を得ることができる。本実験で用いた強磁性体の磁化磁場依存性は図 4-7 と同様である。

### ・3 軸テスラメータ

強磁性体配列直上の磁場  $B_z$  を測定するために 3 軸のテスラメータを用いた。今回用いた 3 軸のテスラメータは Lake Shore 社の F71 型である。また，3 軸プローブとして Lake Shore 社の FP-2X-250-ZS30M 型を用いた。以上の機器の詳細が画像を図 5-7 に示す。



図 5-7 3 軸テスラメータ及びプローブ

・電動アクチュエータ

強磁性体配列直上の磁場  $B_z$  の測定のため 3 軸テスラメータとともに電動アクチュエータを用いた。本実験では Oriental motor 社の EAS シリーズ EAS4X-E020-ARAK-3 の電動アクチュエータを用いた。機器の詳細画像を図 5-8 に示す。 $B_z$  の測定ではアクチュエータに 3 軸テスラメータを取り付け強磁性体配列中心から  $r$  方向に +20 mm の範囲を測定した。

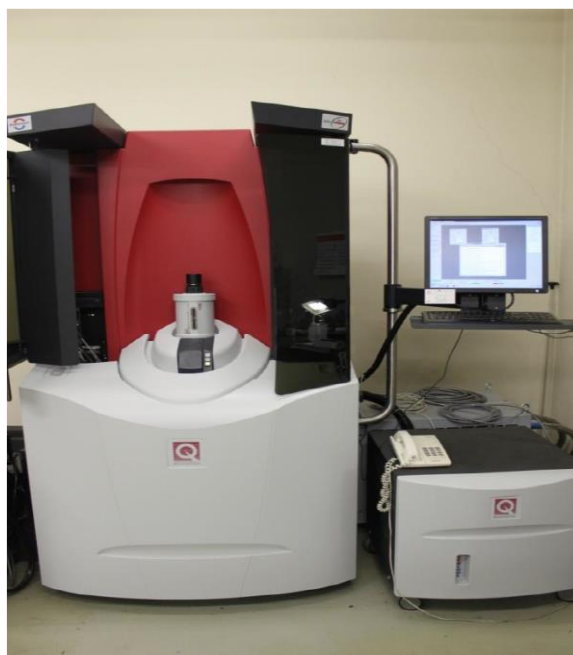


図 5-8 電動アクチュエータ

## 5.2 実験試料

### 5.2.1 SQUID の原理

本研究の実験試料の磁化測定を SQUID 磁化測定装置を用いて行った。本研究で用いた Quantum Design 製の SQUID (Superconducting Quantum Interference Device: 超伝導量子干渉素子)を図 5-9 に示す。実際に使用した。本節では SQUID での M-H 曲線の測定方法について説明する。



### SQUID 外観

SQUID は SQUID 素子と呼ばれるものを測定に用いており、SQUID 素子を用いた測定装置には、SQUID 素子としてジョセフソン結合を一つだけ含んだ超伝導リングを用いた dc-SQUID と二つ含んだ超伝導リングを用いた rf-SQUID の 2 種類がある。本研究では dc-SQUID を用いた SQUID を使用しているので dc-SQUID の原理のみを説明する。

まず、ジョセフソン結合について説明する。ジョセフソン結合は薄い常伝導体や絶縁体を超伝導体で挟んだ構造の接合です。超伝導体の一部を非常に細くし、その部分だけ超伝導状態が壊れやすくした構造でも代用できます。この接合では挟まれた部分の厚みが非常に薄いため、両側の超伝導体から染み出してきた超伝導状態の電子の波動関数が繋がる事ができ、常伝導/絶縁性の接合を通して超伝導電流が流れることが出来ます。超伝導体で出来たリング中に一ヶ所このジョセフソン接合を持つのが rf-SQUID 素子です。同じく超伝導リング中に 2 つのジョセフソン接合を持つものが dc-SQUID 素子である。

dc-SQUID は rf-SQUID に比べて外乱に弱いものの感度が高くという特徴があります。dc-SQUID は二つのジョセフソン結合を持つリングに、上下に電流を流して使用します。ジョセフソン接合は、接合の上下間に臨界値以下の電流を流すとその電流値に応じた位相差 $\theta$ が接合の上下に生じる特徴があります。dc-SQUID の原理図を図 5-10 に示す。

臨界電流を超える電流  $I$  を図 5-10 の上から下に流します。臨界電流を超えているため、電流は超伝導電流として流れる成分とある電流降下を伴って流れる電流の和になります。常伝導成分が多いほど接合部分の電流降下が大きくなり、接合の上下に生じる電位差は超伝導電流として流れる量に依存する。

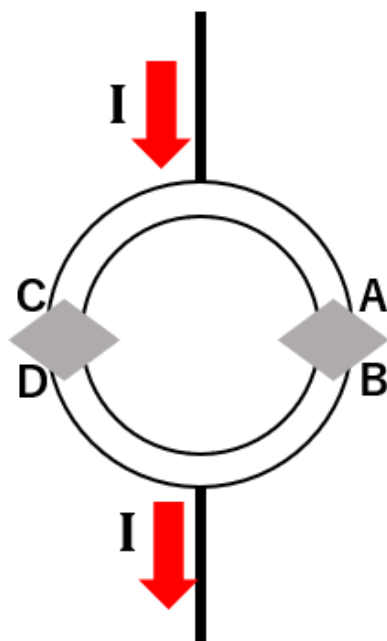


図 5-10 SQUID 原理図

ここで、超伝導電流としてどれほどの量が流れるか説明する。ジョセフソン効果から考えると左右の結合が同等であればそれぞれ以下の電流のようになる。

$$I_1 = I_0 \sin(B - A) \quad (5-1)$$

$$I_2 = I_0 \sin(D - C) \quad (5-2)$$

よって、上から下に流れることができる超伝導電流の最大値は

$$I_{max} = I_1 + I_2 \quad (5-3)$$

なので、以上の式から

$$I_{max} = 2I_0 \left\{ \sin \frac{(B + D) - (A + C)}{2} \cos \frac{(B - D) + (C - A)}{2} \right\} \quad (5-4)$$

接合の下側である B・D 系と上側である A・C 系との間にはジョセフソン接合があるので、位相差は流れる電流値が最大となるような位相差をとることができるので、超伝導電流が最大値をとる条件は式(5-4)から式(5-5)に変形できる。

$$I_{max} = 2I_0 \left\{ \cos \frac{(B-D) + (C-A)}{2} \right\} \quad (5-5)$$

B-D 間、C-A 間の位相差は、両者を結ぶ経路上でのポテンシャルの積分で考えられるので

$$B - D = \frac{2\pi}{\phi_0} \int_{D \rightarrow B} Adl \quad (5-6)$$

$$C - A = \frac{2\pi}{\phi_0} \int_{A \rightarrow C} Adl \quad (5-7)$$

となる。 $\phi_0$ は磁束量子である。経路 B→D→C→A について考えると、ジョセフソン結合の厚みは事実上無視することができる。上記ベクトルポテンシャルの積分は二つの和は dc-SQUID 素子を周回したものに等しく、リングを囲む磁束 $\phi$ に比例する。

$$B - D + C - A = \frac{2\pi}{\phi_0} \int_{A \rightarrow C \rightarrow D \rightarrow B} Adl = \frac{2\pi\phi}{\phi_0} \quad (5-8)$$

よって式(5-5)と式(5-8)より、

$$I_{max} = 2I_0 \cos \frac{2\pi\phi}{\phi_0} \quad (5-9)$$

dc-SQUID 素子を上下に流れる電流のうち超伝導電流の成分は、リングを貫く磁束に対し周期的に増減します。これはつまり、電位差を生み出す常伝導成分も周期的に変動することを意味するので、dc-SQUID 素子の上下に生じる電位差は、外部磁束に対して周期的に増減します。よって、ある点からの磁束の増減を電圧として検出できる。

### 5.2.2 物性値

実験で用いた粒子及び溶液の磁化率及び密度は表 5-1 に、粒子画像は図 5-11 に示す。浮上対象物質は都市鉱山から特に回収が期待されている銅、銀、金の三種に加え、超伝導磁石単体の BdB/dz では浮上不可能な白金を選定した。磁気アルキメデス効果は対象物質の形状に依存しないが粒径は 2mm 前後の球体に統一した。磁化率は前節で説明した SQUID を使用し測定を行い、密度は文献値を参照した[21]。各金属の純度は銅が 99%，銀が 99.9%，金が 99.99%，白金が 99.9%である。また、周辺媒質として使用している塩化マンガンは塩化マンガン(II)四水和物を用いた。溶液濃度の調整は、温度条件等により誤差を生じにくい

## 浮上実験

ようにするため、重量濃度を単位として選択した。また、強磁性体間の  $BdB/dz$  の低下に関する浮上実験を行うために銅及びアルミニウムの浮上実験を行った。銅粉末は  $100\ \mu\text{m}$  と  $50\ \mu\text{m}$  の 2 種類を取り扱った。アルミニウム粉末は約  $200\ \mu\text{m}$  のサイズを取り扱った。それぞれの顕微鏡画像を図 5-12～図 5-14 に示す。

表 5-1 実験で使用した物質とその物性値

物質	密度( $\text{g}/\text{cm}^3$ )	磁化率(-)
銅 (粒)	8.93	$-2.25 \times 10^{-5}$
銀 (粒)	10.4	$-2.41 \times 10^{-5}$
金 (粒)	19.32	$-3.45 \times 10^{-5}$
白金 (粒)	21.5	$2.64 \times 10^{-4}$
銅 (粉末)	8.93	$-2.03 \times 10^{-5}$
アルミニウム (粉末)	2.7	$2.07 \times 10^{-5}$
周辺媒質		
40wt.%塩化マンガン水溶液	1.33	$4.13 \times 10^{-4}$



図 5-11 浮上対象物質(銅、銀、金、白)

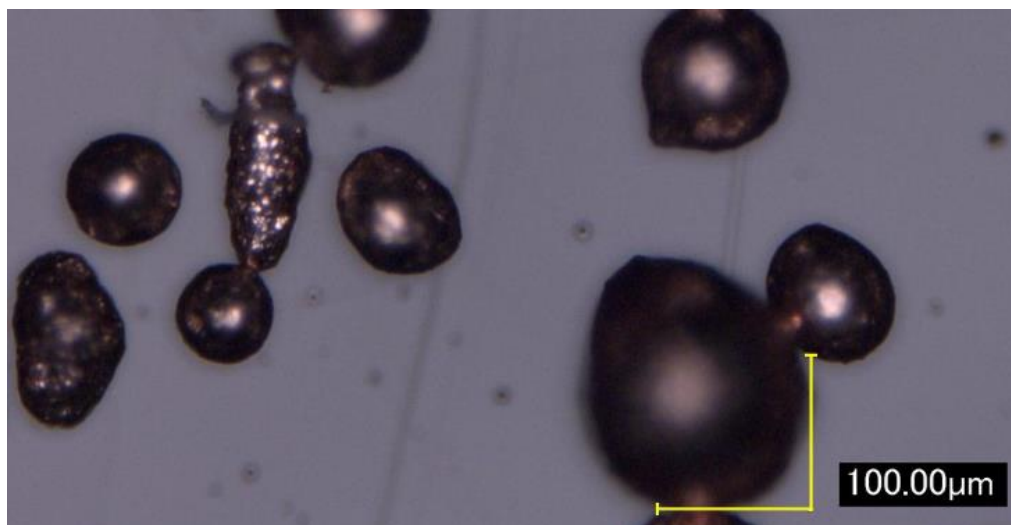


図 5-12 銅粉末( $100\ \mu\text{m}$ ) 顕微鏡画像

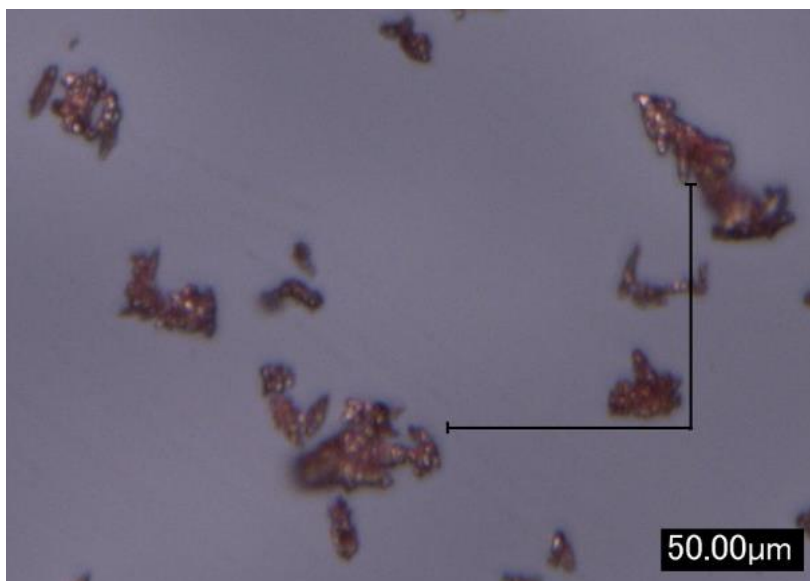


図 5-13 銅粉末(50 $\mu\text{m}$ ) 顕微鏡画像

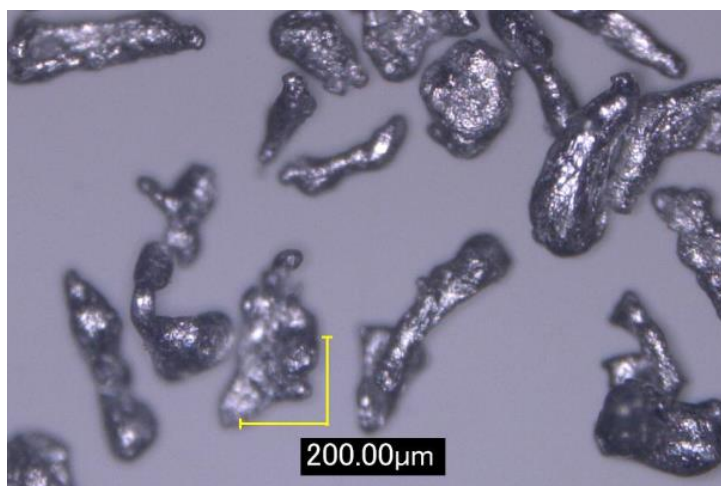


図 5-14 アルミニウム粉末(200 $\mu\text{m}$ ) 顕微鏡画像

### 5.3 実験手順

貴金属の分離実験の全体図および浮上実験で使用した 19 芯の亚克力円柱の概略を図 5-15 に示す。本実験では、超伝導磁石は地面と鉛直方向となるよう向けて使用している。まず、超伝導磁石の中心に強磁性体である純鉄を挿入した円柱形の亚克力を設置する。中心で静止するように下から亚克力製の土台を挿入し固定している。また、その上から分離対象および周辺媒質として用いた塩化マンガン水溶液を入れたシリンダーを強磁性体の真上に来るように設置する。そして、磁場を印加し浮上実験を行う。物質が浮上していく様子はプリズムを用いて CCD カメラで撮影し観察した。強磁性体配列における各強磁性体同士の間隔は 1mm ものを使用した。今回の実験では、すべて  $L=50\text{mm}$  の強磁性体を用いている。



そのため、シリンダーの底は  $z=25\text{mm}$  となる。超伝導磁石の中心を原点とし浮上位置を測定しているため、物質が浮上していない状態、浮上開始前の物質の位置をシリンダーの底の厚さを考慮し  $z=26\text{mm}$  としている。強磁性体を入れていない場合での実験も条件を揃えるため、強磁性体を含まないアクリル円柱を超伝導磁石の中心に配置し、 $z=26\text{mm}$  をシリンダーの底面としている。

本研究では、球体物質 4 種類(銅、銀、金、白金)の浮上実験と粉末 2 種類(銅粉末、アルミニウム粉末)の浮上実験を行った。それぞれの手順の詳細については以下に示す。

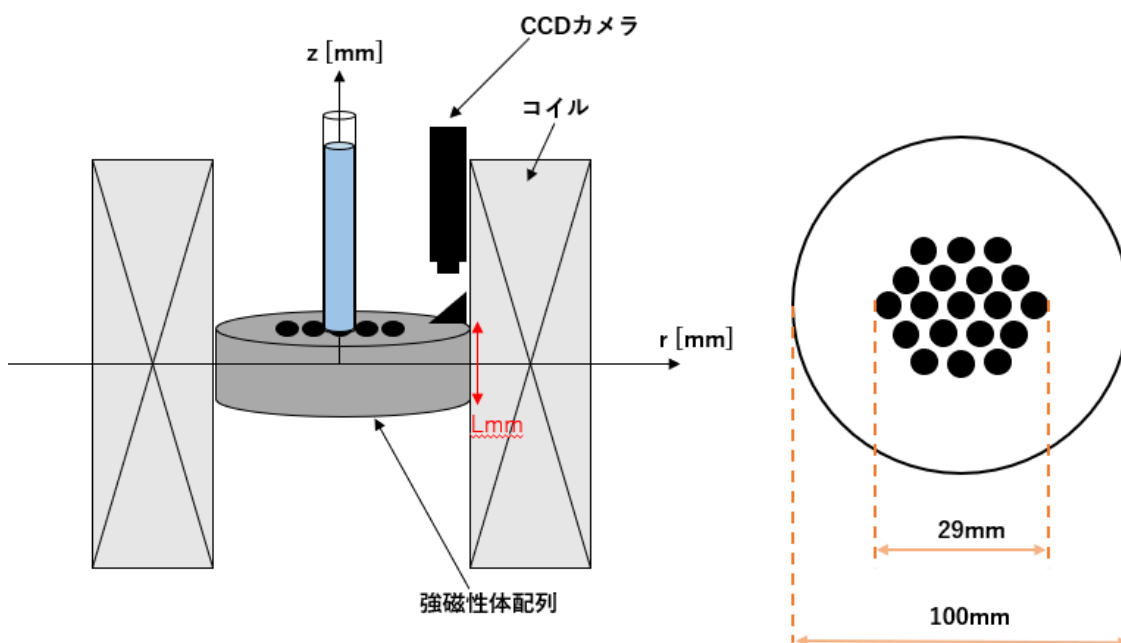


図 5-15 実験概要図及び強磁性体配列

### 5.3.1 球体物質の浮上実験

球体物質の浮上実験は超伝導マグネット単体での浮上実験と、19 芯の強磁性体配列を用いた浮上実験を行った。

球体物質の浮上実験の評価の観点は 2 点あり、浮上開始磁場が強磁性体配列の影響からどのくらいの低磁場に抑えることができるか、分離分解能が各物質に対してとることができるかの 2 点である。前者については強磁性体配列が超伝導マグネット単体の  $BdB/dz$  に対してどの程度の影響を与えているか評価する。より低磁場で分離可能となれば 10T もの高磁場空間を必要とせずシステムが安価になる。また、空間に広がる磁場が低くなることで周囲への安全面が向上すると考えられる。実用化を考えたとうえで以上のことは必要不可欠な要素になってくると考えられる。

### 5.3.2 粉末物質の浮上実験

粉末物質の浮上実験は 19 芯の強磁性体配列を用いた浮上実験のみを行った。

粉末物質の浮上実験は実装を考えたときに必要なパラメータや要点を見極めるために必要な実験である。粉末物質の浮上実験の評価の観点は 2 点である。1 点目は粉末物質が浮上位置に均一浮上するか否かである。2 点目は、粉末物質が安定浮上するまでにどれくらいの時間がかかるかである。前者は各金属に分解能がとれている場合でも浮上位置で分解能以上に分散していた場合分離対象が混ざってしまう可能性があると考えられる。後者は、安定浮上するまでの時間がわかることで今後実装する場合の磁場空間のサイズが確定してくる。それに加えて、粉末ごとに収束時間が違うことが考えられるので粉碎するサイズの決定にも必要な要素である。

## 5.4 結果

### 5.4.1 球体物質の浮上実験結果

超伝導マグネット単体のみを用い、球体物質 4 種類を分離物質として使用した実験結果を記述する。銅は 5.6T 付近で浮上を開始し、10T 時では  $z=153$  mm ( $BdB/dz=-131$  T<sup>2</sup>/m) の位置で静止した。銀は 6.0T 付近で浮上を開始し、10T 時では  $z=146$  mm ( $BdB/dz=-155$  T<sup>2</sup>/m) の位置で静止した。金は 8.4T 付近で浮上を開始し、10T 時では  $z=137$  mm ( $BdB/dz=-301$  T<sup>2</sup>/m) の位置で静止した。白金の浮上は確認できなかった。それぞれの金属での最も分離分解能が獲得できる磁場は 9T 時で、最小でも 10mm の分離分解能を獲得している。図 5-16 に以上の結果をまとめた 1T ごとの各分離対象物質の浮上位置をまとめた図を示す。それぞれ浮上開始磁場付近で浮上位置が急激に高くなっているのは、超伝導マグネットの  $BdB/dz$  のグラフを見れば分かるように最大  $BdB/dz$  が  $z=+94$  mm の位置にあるため浮上開始位置が高い位置になる。また、各金属の浮上画像を図 5-17 に示す。

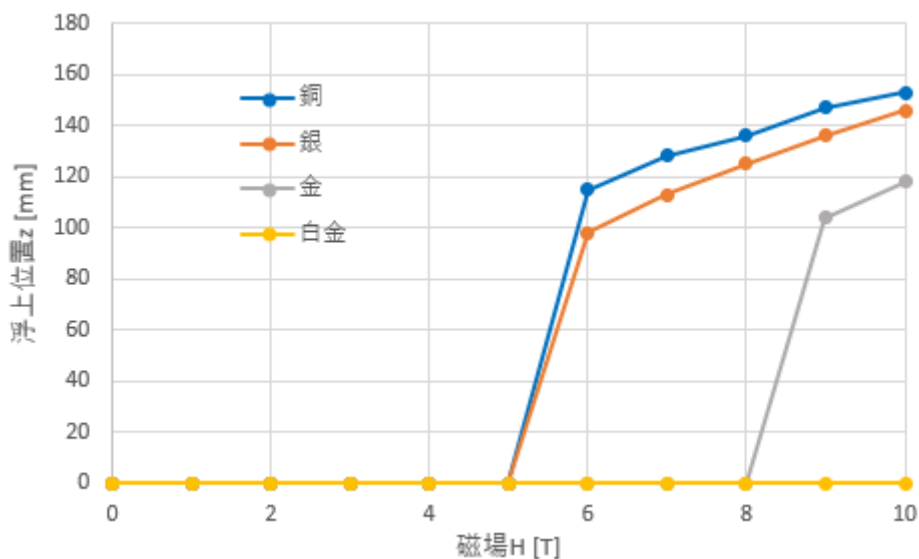


図 5-16 超伝導マグネット 各磁場における浮上位置

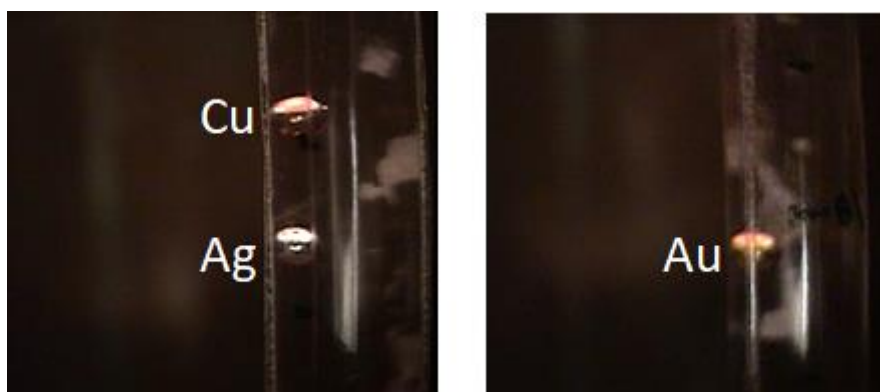


図 5-17 各物質の浮上画像

次に理論値との比較を行う。比較を行う値は浮上開始磁場、10T 時における浮上位置と  $BdB/dz$  の 3 点である。図 5-18 に式(2-38)から得られる浮上位置の理論値のグラフを示す。この図から分かるように、銅、銀及び金は超伝導マグネットが発生させる磁場空間に起因する  $BdB/dz$  と重なる点が 2 点存在する。原点からみて 1 点目は安定しない浮上位置であり、その位置のみで浮上し、位置をずらした場合浮上位置に戻らない点である。2 点目は安定的な浮上位置であり、もしその位置から物質がずれても浮上位置に戻る点である。このイメージ図を図 5-19 に示す。

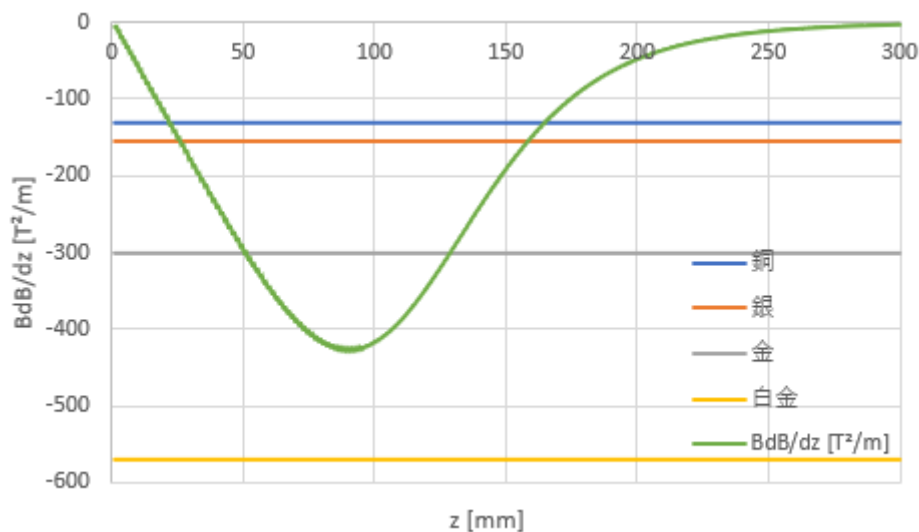


図 5-18 各金属の浮上位置算出

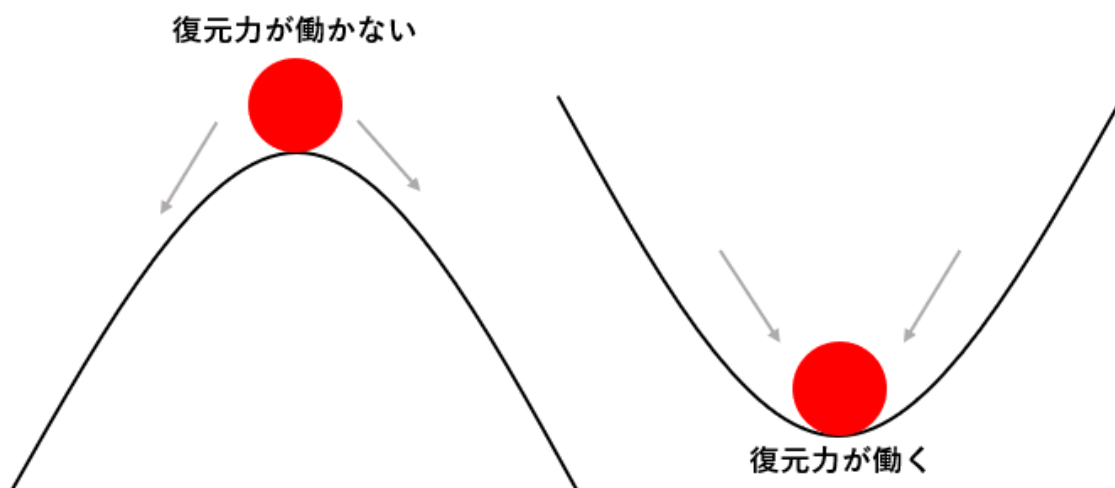


図 5-19 浮上位置決定 各点のイメージ図

浮上開始磁場の比較を行う。浮上開始磁場においては理論値と実験値に大きな違いは見られない。浮上開始磁場の理論値は 1T ごとにしか算出していないが浮上開始磁場の理論値付近で浮上を確認できていることから整合性が取れていると考えられる。

10T 時における浮上位置と  $BdB/dz$  の比較を行う。まず、 $BdB/dz$  については各金属において銅は 43、銀では 52、金では 49 の数値差があり、それぞれ 24.7%、20.2%、14.6% の誤差であった。数値的には大きい誤差であるが図 5-19 から分かるように超伝導マグネットの  $BdB/dz$  は  $z$  が高い位置ではほぼ一定値をとり浮上位置としては数 mm の違いが出るだけである。そのため  $BdB/dz$  の比較よりも浮上位置の比較が重要となってくる。次に浮上位置の理論値と実験値の比較を行う。浮上位置は理論値と実験値をそれぞれ比較して、銅は、

11mm、銀では13mm、金では9mmの数値差があり、それぞれ、6.7%、8.2%、6.3%の誤差であった。銅、銀及び金は理論値よりも低い位置で浮上を確認した。10T時のBdB/dzと浮上位置の結果を以下の表5-2にまとめる。

表 5-2 超伝導磁石のみにおける理論値と実験値の比較

	BdB/dz (T <sup>2</sup> /m)		10Tにおける浮上位置 (mm)	
	理論値	実験値	理論値	実験値
銅	-131	-174	164	153
銀	-155	-207	160	146
金	-301	-350	127	118
白金	-570	浮上しない	浮上しない	浮上しない

次に、超伝導マグネットの磁場中心に強磁性体配列を配置して実験を行った。この実験の重要なことは、超伝導マグネット単体に比べどの程度浮上開始磁場が低くなるかという点である。浮上開始磁場が低くなることで発生させる磁場が低くなり、実装するときのコストの削減につながる。本実験で用いた強磁性体のサイズはΦ=5 mm、L=50 mmである。配列方法は前述したように図5-12のような配置方法を用いた。まず、各金属の10Tにおける浮上位置と浮上開始磁場について理論値の比較を行い、その後に超伝導マグネット単体との比較を行っていく。

各金属の10T時の浮上位置と浮上開始磁場について記述する。各金属の1 Tごとの浮上位置を図5-20に示す。初めの浮上位置が高い値を示しているのは、強磁性体配列を配置しているため最初の浮上位置が2.5 [mm]からとなるためである。銅は3.1 Tで浮上を開始し10 T時には175 mm(BdB/dz=-131 T<sup>2</sup>/m)まで浮上した、銀では3.4 Tで浮上を開始し10 T時には165 mm(BdB/dz=-155 T<sup>2</sup>/m)に浮上した、金では4.9 Tで浮上開始し10 T時には118 mm(BdB/dz=-301 T<sup>2</sup>/m)に浮上した、白金は6.8 Tで浮上し10 T時には36 mm(BdB/dz=-570 T<sup>2</sup>/m)に浮上静止した。シミュレーションから算出した浮上位置における浮上位置の高さの比較を行う。超伝導マグネット単体の時に言及したように重要な要素は浮上位置であり、BdB/dzで大きな違いがあっても浮上位置では小さな差異の可能性がある。各金属の理論値と実験値の差は、銅では9 mm、銀では8 mm、金では9 mm、白金では7mmである。それぞれ5.1%、4.8%、6.6%、19.4%であった。白金の相対誤差は大きい値を示しているが他の金属とは密度が大きく浮上位置がかなり異なってくるので分離には問題ないのではないかと判断することができる。各金属の最小分解能が最大になったのは10 T時での10 mm以上であるが、6 T時においても7 mm以上の分解能を示しているので低磁場での分離が可能であると考えている。以上の結果を表5-3、浮上画像を図5-21に示す。

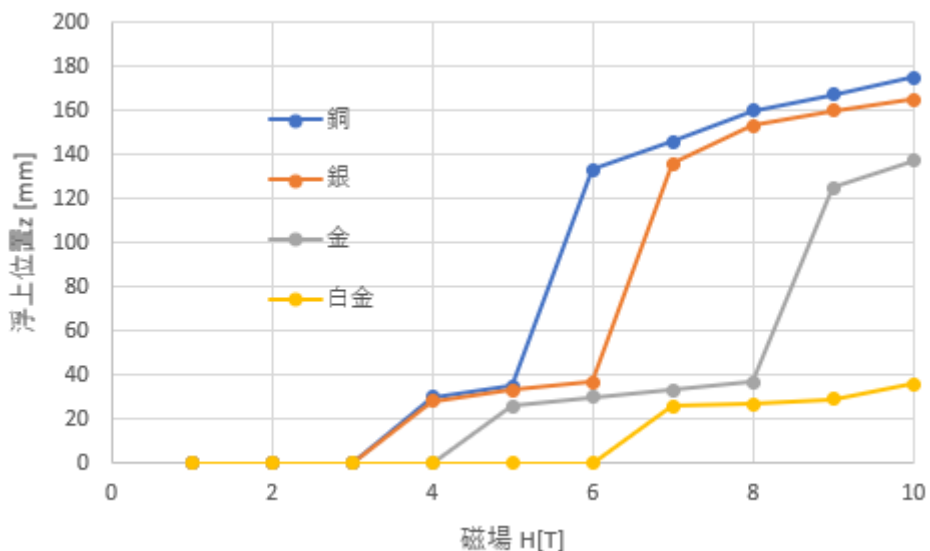


図 5-20 強磁性体配列 各磁場における浮上位置

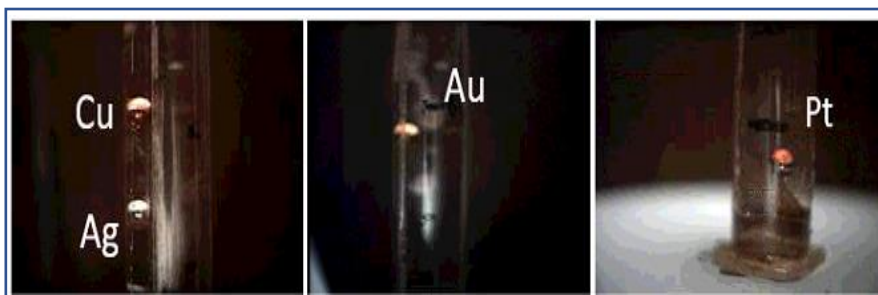


図 5-21 強磁性体配列を用いた金属浮上

表 5-3 強磁性体配列 理論値と実験値比較

	浮上開始磁場 (T)		10T における浮上位置 (mm)	
	理論値	実験値	理論値	実験値
銅	2.7	3.1	164	175
銀	3.2	3.4	157	165
金	4.6	4.9	128	137
白金	6.7	6.8	29	36

次に超伝導マグネット単体との比較を行う。比較を行うのは浮上開始磁場と 10 T における浮上位置の 2 点である。10 T での浮上位置の比較を行う過程で各金属の 1T ごとの浮上位置についても比較を行っていく。表 5-4 に各金属の浮上開始磁場と 10 T における浮上位置を比較したものを記述する。

表 5-4 超伝導磁石単体と強磁性体配列の比較

	浮上開始磁場 (T)		10T における浮上位置 (mm)	
	単体	強磁性体配列	単体	強磁性体配列
銅	5.6	3.1	153	175
銀	6.0	3.4	146	165
金	8.4	4.9	118	137
白金	-	6.8	-	36

浮上開始磁場、10 T における浮上位置ともに強磁性体配列を配置した場合の方がより高性能な結果が出ている。浮上開始磁場では金で最大 3.5 T 以下での浮上を確認することができた。10 T における浮上位置も各金属 20 mm 程度の向上がみられた。図 5-22 から図 5-25 までに各金属の 1 T ごとの実験結果の比較を記載する。

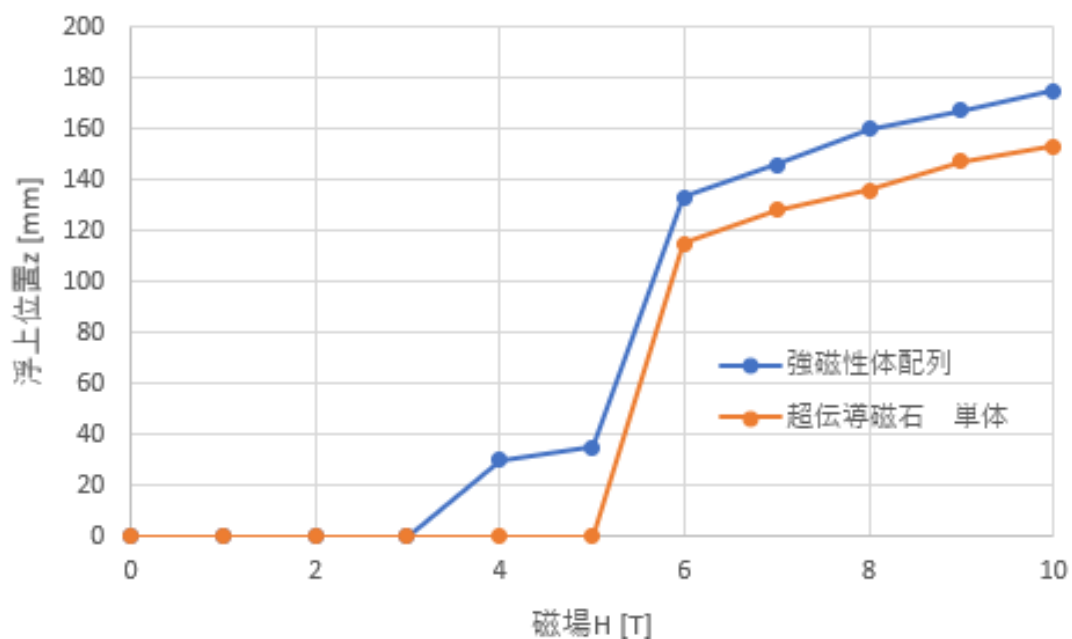


図 5-22 銅の 1 T ごとの浮上位置比較

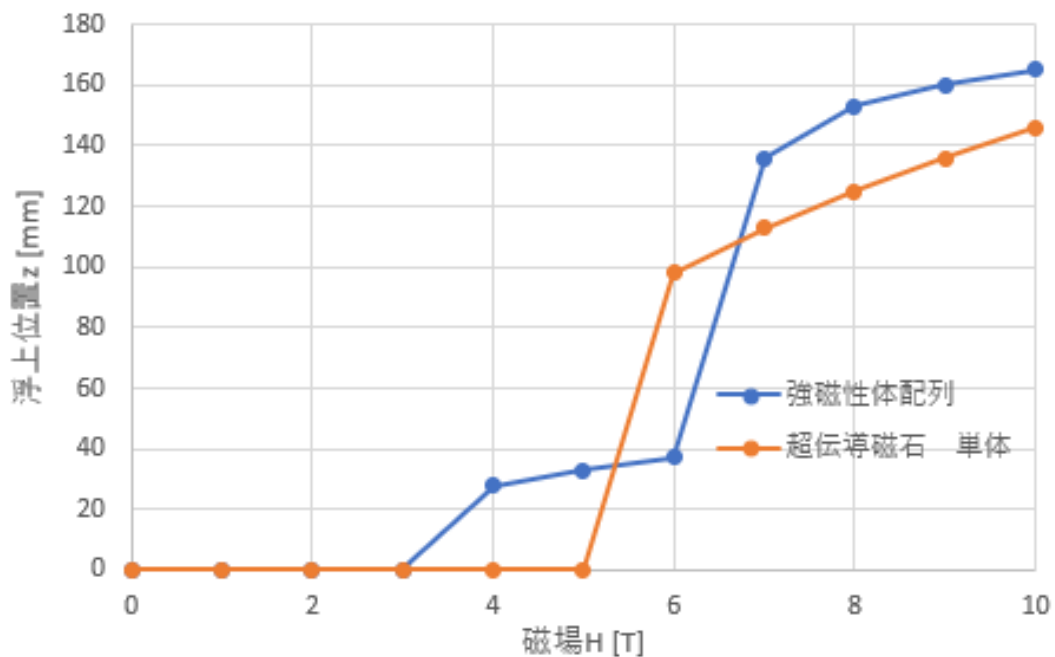


図 5-23 銀の 1 T ごとの浮上位置比較

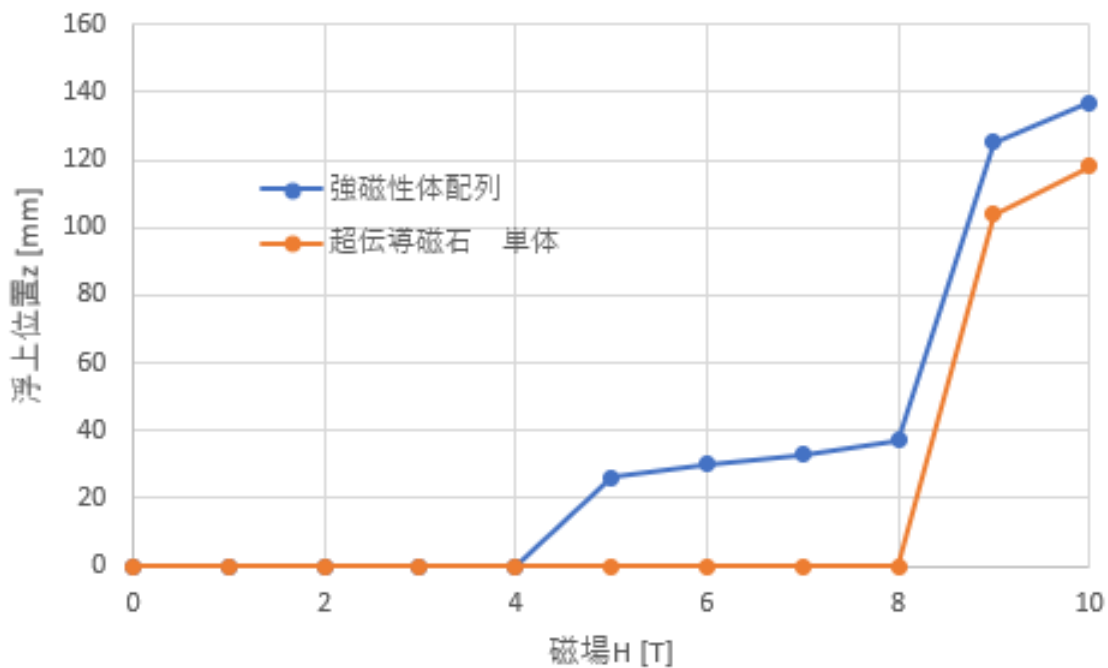


図 5-24 金の 1 T ごとの浮上位置比較



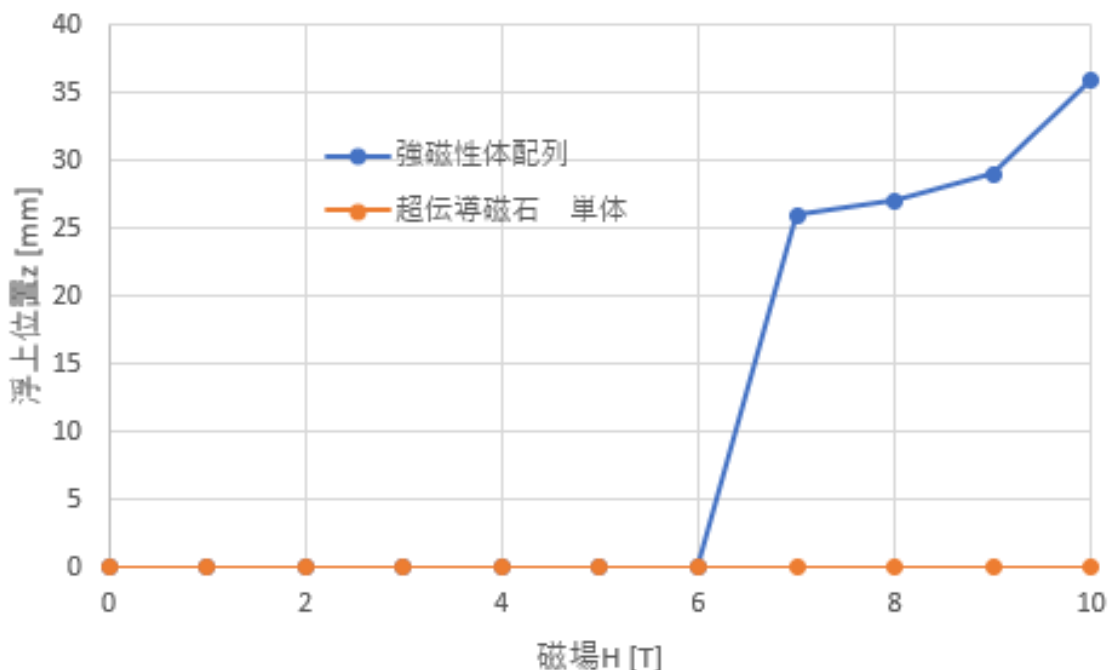


図 5-25 白金の 1 T ごとの浮上位置比較

#### 5.4.2 粉末物質の浮上実験結果

粉末物質は銅粉末が 2 種類、アルミニウム粉末が 1 種類を用いて強磁性体配列を配置した状態での実験を行った。実験手法は以下の 3 手法である。

- ① アルミニウム粉末と銅粉末 100  $\mu\text{m}$  の分離実験
- ② 銅粉末 50  $\mu\text{m}$  の浮上実験を行った。

実装する場合機械粉碎を行った粉末を分離するため、粉末物質の浮上の仕方について観測する必要がある。磁気アルキメデス効果は体積に依存しない現象であるが強磁性体配列を用いることで  $r$  方向の  $BdB/dz$  が均一ではなくなり均一浮上しない可能性がある。①について、粉末物質は球体物質に比べそれぞれの物質が干渉しやすいと考えられるので他物質との接触などによりほかの力が発生してしまい、分散する可能性が考えられる。②は銅粉末 50  $\mu\text{m}$  は塩化マンガン水溶液 40% に投入しても分散しなかったため、分散剤(エスリーム AD-3172M)を使用した。本分散剤は粉体表面親和性ユニットと溶剤親和性ユニットを有する櫛型の機能性高分子です。粉体表面に吸着する粉体表面親和性ユニット、溶媒への溶解性のコントロール及び立体反発効果を付与する溶媒親和性ユニット、これらの 2 つのユニットの最適化により、エスリーム AD は微粒子に対して優れた分散性を示します。銅粉末 1 g

## 浮上実験

に対して分散剤 10 g を投入した。この場合、分散剤が磁気アルキメデス効果にどのような影響があるか観測する必要がある。また機械粉碎する場合のサイズについても言及する必要がある今回 100  $\mu\text{m}$  よりも小さい物質の浮上実験を行った。

まず①の実験結果から記述する。アルミニウム粉末と銅粉末の分離には成功した。図 5-26 に浮上画像を示す。銅粉末は約 2 mm の範囲に安定浮上し、アルミニウム粉末は約 6 mm の範囲に安定浮上しているのが確認できた。アルミニウム粉末は安定浮上している範囲上部にも粉末が分散しているのが見受けられた。これは、アルミニウム粒子がそれぞれ衝突することによって静電気を帯び分散しているか、本実験ではアクリルの筒を用いて実験を行ったためアクリルとアルミニウムがこすれて静電気を帯びてしまっているのではないかと考えている。対策としてガラス管などを用いて実験を行うことで解消されるのではないだろうか。

次に②の実験結果を記述する。銅粉末 50  $\mu\text{m}$  の浮上は確認できなかった。分散剤を用いることで塩化マンガン水溶液中に銅粉末を分散することには成功している。浮上しなかった理由として、分散剤が銅粉末に付着したため銅粉末が重くなってしまい浮上しなかったことが考えられる。本研究では取り扱うことができなかったが分散剤の量を調整することで浮上の可能性は見込めると考えられる。

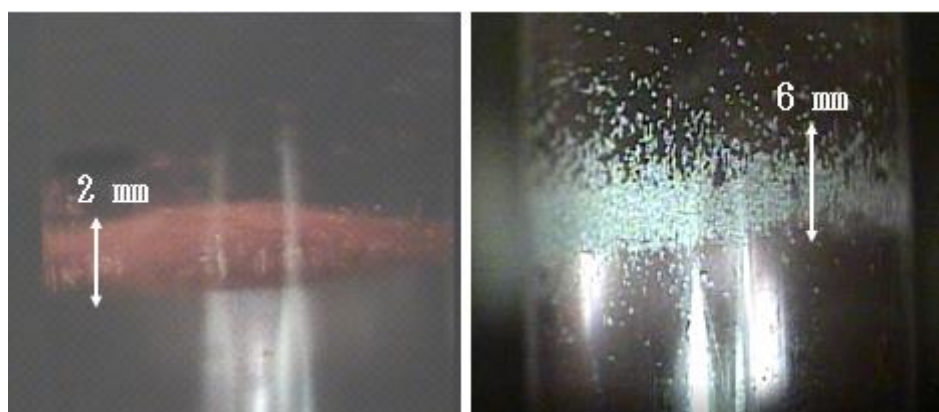


図 5-26 粉末実験 銅及びアルミニウム粉末

## 5.5 Bz 実測実験

### 5.5.1 実験方法

実測実験では、2T 時での強磁性体解列を配置した場合の  $z=28$  mm の  $r$  軸に水平に測定を行った。本実験の目的は強磁性体間の  $B_z$  の低下の観測なので 10T ほどの高磁場を必要としないこと、またステッピングモーターへの磁場の影響を考慮し、2T での低磁場での測定を行った。測定範囲を図 5-27 の赤い線で示す。本実験で用いた強磁性体配列の強磁性体の端から端まで 29 mm なので  $r=0$  mm から  $r=20$  mm まで測定した。この実験は粉末実験

同様、強磁性体配列を用いた場合の水平方向の均一性が取れているか確認する実験である。

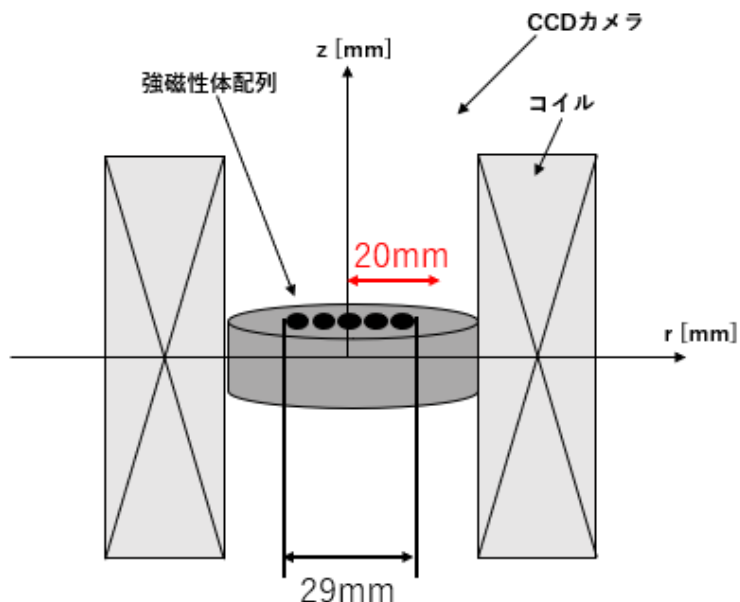


図 5-27 実測測定範囲

### 5.5.2 実測結果

$B_{total}$ 、 $B_z$ 、 $B_x$  及び  $B_y$  の測定結果を図 5-28 から図 5-31 で示す。強磁性体配列の端から端までは 29 mm なので  $r=14.5$  mm から  $r=0$  mm のところに強磁性体が配されている範囲である。 $B_{total}$  は 15 mm 近傍から比例的に磁場が強くなっている。これは強磁性体配列の影響であると考えられる。また、強磁性体間の  $B_z$  の低下が懸念されていたが低下は見られなかった。 $B_z$  はほとんど  $B_{total}$  と同じ波形を観測した。 $B_y$  は 6 mm 近傍から急激に低い値を示すようになったが  $B_z$  と  $B_x$  に比べて低い値を示しているので  $B_{total}$  に与える影響は小さいと考えられる。 $B_x$  は 15 mm 付近から比例的に数値が小さくなっている。これは強磁性体の影響で x 方向に漏れていた磁場が z 方向に集中していると考えられる。

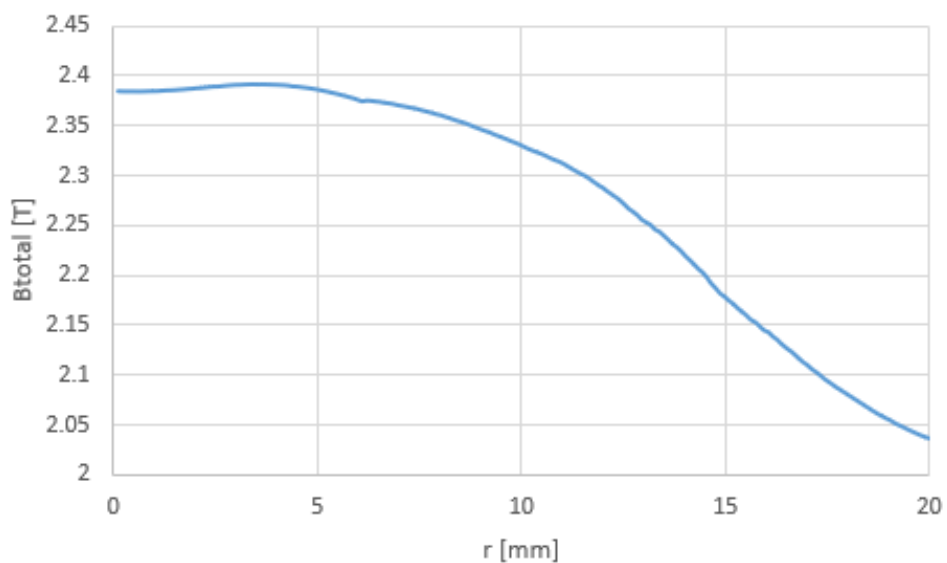


図 5-28  $B_{total}$  r 方向依存性

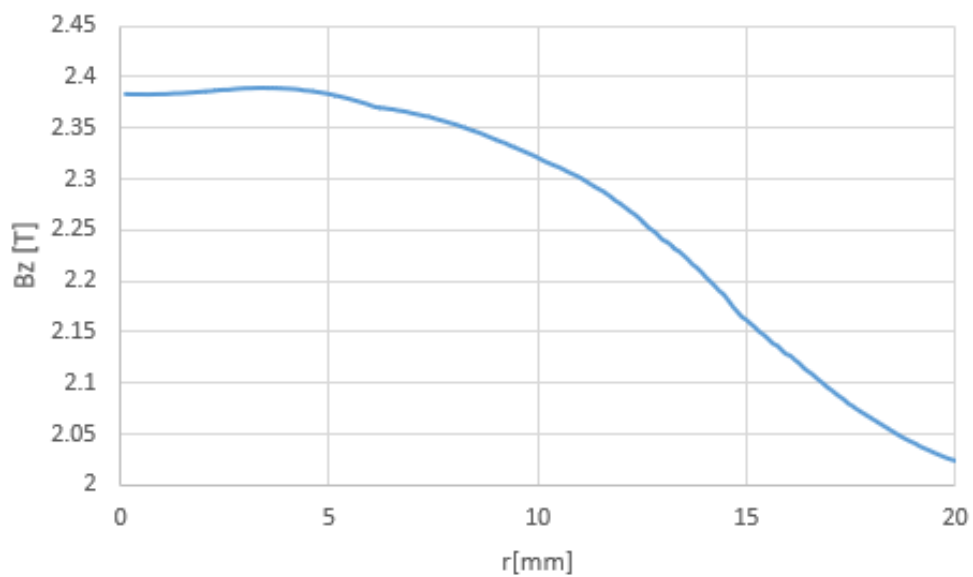


図 5-29  $B_z$  r 方向依存性

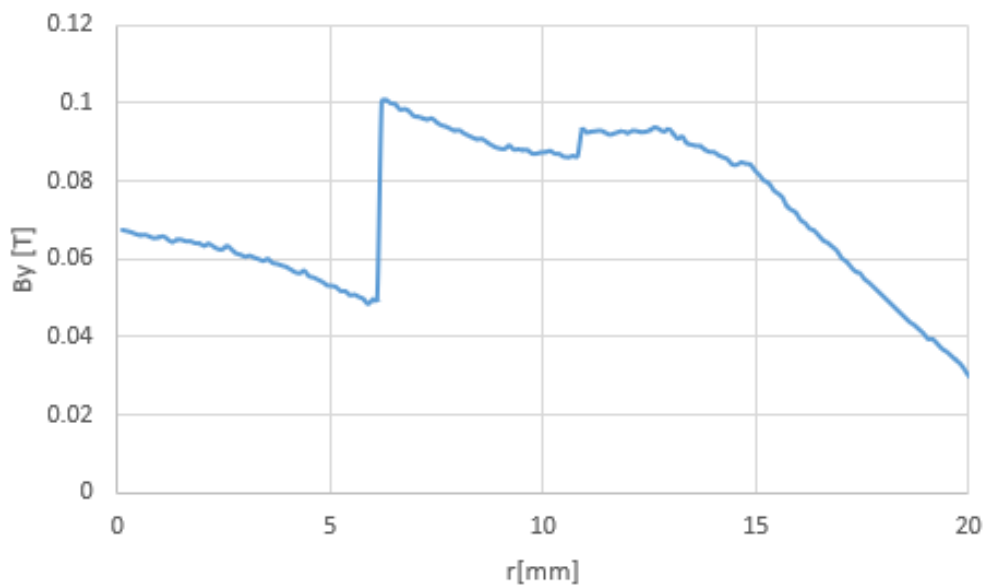


図 5-30 By r 方向依存性

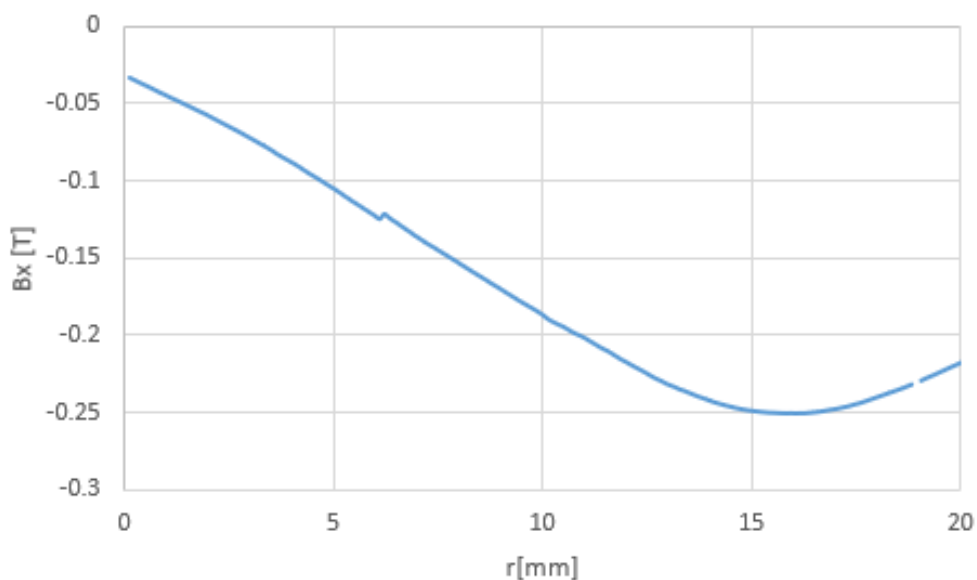


図 5-31 Bx r 方向依存性

次に  $B_{total}$  のシミュレーションとの比較を行う。これはシミュレーションとの整合性を見ることで、4章で設定した仮想の磁化率の正当性を明らかにすることができる。図 5-32 に  $B_{total}$  とシミュレーション 2 T の比較を記載する。実測結果からシミュレーションとほぼ同様の結果が得られた。シミュレーションでは強磁性体直上付近では強磁性体間の  $B_z$  の低下も観測されているが実測では強磁性体間の  $B_z$  の低下は全く見られなかった。

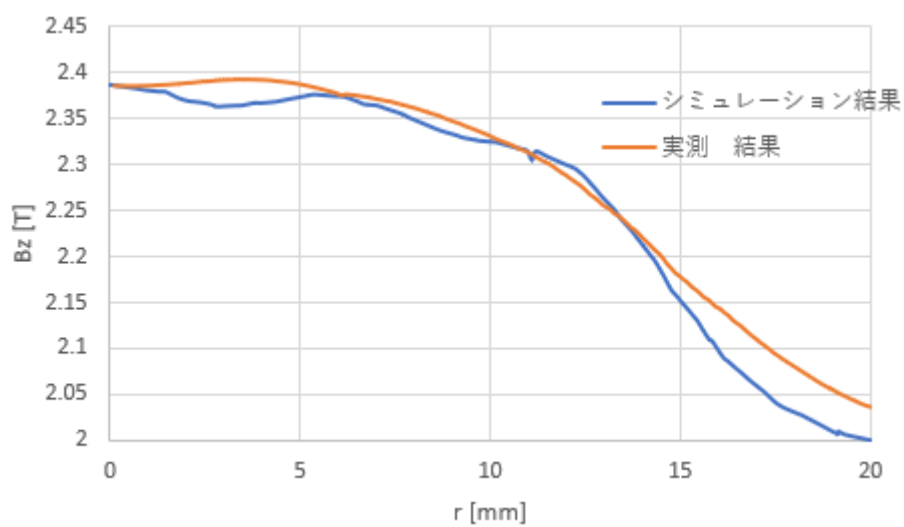


図 5-32  $B_{total}$  シミュレーション実測比較

## 参考・引用文献

- <sup>21</sup> 西嶋茂宏, “磁気アルキメデス法による材料分画の可能性,” *工学研究科発*, pp. 10-13, 2013

## 第6章 回収方法の検討

本章では磁気アルキメデス分離から分離した物質を回収するまでの手法に関して検討した内容を記述していく。本研究で検討した内容を応用したものおよび今後の課題についても示していく。

### 6.1 強磁性体の最適配置によるレーストラック型マグネットを用いた分離システムの検討

#### 6.1.1 レーストラックマグネットを用いた回収方法

本研究では使用した強磁性体配列を利用した分離回収システムの構造を図 6-1 に示す。この装置では、冷凍機をレーストラックの横に配置することで、室温ボア空間に強磁性体配列を配置し室温ボア上部の空間の時期勾配を最大限利用するように設計している。本研究で用いた強磁性体配列の有用性については本実験、シミュレーション結果から高勾配磁場空間を広範囲に拡大できることを示唆している。この装置を用いた分離回収システムについては以下のようなプロセスを検討している。

1. レーストラックマグネット上部から分離対象物質を常磁性体媒質で満たされている水槽の中に流し入れる
2. 物質がそれぞれの位置に浮上する
3. ポンプによって常磁性体媒質とまとめて各高さに設置してある管に分離対象物質を回収していく
4. 分離した物質のみを回収し常磁性体媒質は水槽内に返送する

上記のような流れを検討している。このシステムによって物理的な手法のみで動的な分離回収の実現の可能性が示唆されている。なお、装置に関しては検討考察段階なので今後、実装に向けた調査が必要である。今後必要な項目として以下のようなことが考えられる。



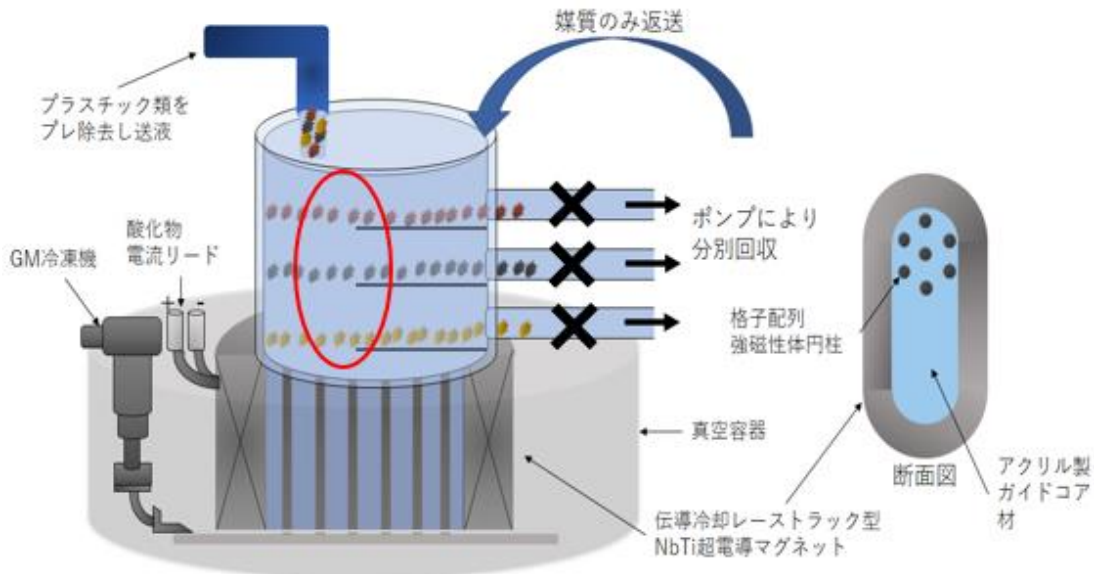


図 6-1 レーストラックマグネットを用いた分離回収システムの提案図

### 1. レーストラックコイルのサイズの設定

本実験では、実際に粉末サイズの実験を行い、銅粉末とアルミニウム粉末の分離に成功している。しかし、粉末サイズになると粒形状の物質に比べ浮上位置に安定浮上するのに時間がかかることが問題点となってくる。そのため分離空間がある程度の広さが必要であると考えられる。その分離空間を広くしすぎるとレーストラックコイルの磁場空間が均一でなくなる可能性がある。

### 2. 磁場分布の均一性

磁場分布がレーストラック上部の水槽の端から端まで均一でなければ分離対象物質が各浮上位置に設置してある管に吸い込まれて行かない可能性が考えられる。そのため図 6-1 の赤い丸枠で囲まれた空間を分離空間としそれ以降にはそれ以上、下に落ちないように板を配置するなどの解決策が考えられる。これは一つの案として提案する。前項のサイズが磁場均一性のとれるサイズであれば問題は解決すると考えられる。

### 3. コスト

本研究が実装される利点として都市鉱山からの有価資源の利用を半永久的にできることにある。しかし、それが回収コスト以下の有価資源の販売コストではどの企業も利用しようとは考えない。例えば、携帯電話(104g)にはプラスチックが 72g、ガラスが 8g、銅が 12g、鉄が 7g、マグネシウムが 3g であり、この 5 つの物質で約 98%と大部分を占める。一方、銀は 11mg、金は 7mg、タンゲステンは 0.55g と貴金属やレアメタルの含有量は、携帯電話

の重量に対してはごく微量である。銀、金、タングステンの 1g 当たりの価格は約 70 円、6000 円、2 円(2020 年 2 月時点)なので携帯電話に含まれる有価資源の価格は 430 円程度である。このことから、1kg の都市鉱山に含まれる有価資源の価格は 4000 円程度出ると考えられる。携帯電話よりも有価金属が使われていない小型家電からの回収を考えたとなら回収できる有価金属の販売コストはもっと低下していくと考えられる。

#### 4. 分離対象物質の選別

本研究では銅、銀、金、白金、アルミニウムの分離実験を行い、強磁性体配列を用いることで各金属間に 7 mm 程度の分解能を獲得することができた。携帯電話など有価金属が含まれている小型家電には本実験で用いた有価金属以上の数が含まれている。図 6-2 には SQUID を用いて測定を行い磁化率の算出した有価金属の浮上に必要な  $BdB/dz$  値を示したものを記載する。ここで問題となってくるのは浮上に必要な  $BdB/dz$  が近い値を持っている有価金属の分離である。例えば、10T 時の超伝導マグネットを用いてバナジウム、インジウムとクロムの浮上分離を行うとき、各金属の浮上位置はそれぞれ 159 mm、155 mm、152 mm となる。各金属の浮上位置を求めるグラフを図 6-3 に示す。このグラフに注目していただいてもわかるが、浮上位置が赤枠で囲まれたところで算出され最小分離分解能は 3 mm となっている。本実験では銅粉末とアルミニウム粉末で浮上に必要な  $BdB/dz$  が大きく違う物質なら各粉末が相互作用する影響は少ないかもしれないが浮上位置が違いことによって相互作用する可能性がある。なので、浮上位置が 100 mm~110 mm のグループと 110 mm と 120 mm グループなど大まかにグループを分ける必要があるのではないかと考えられる。

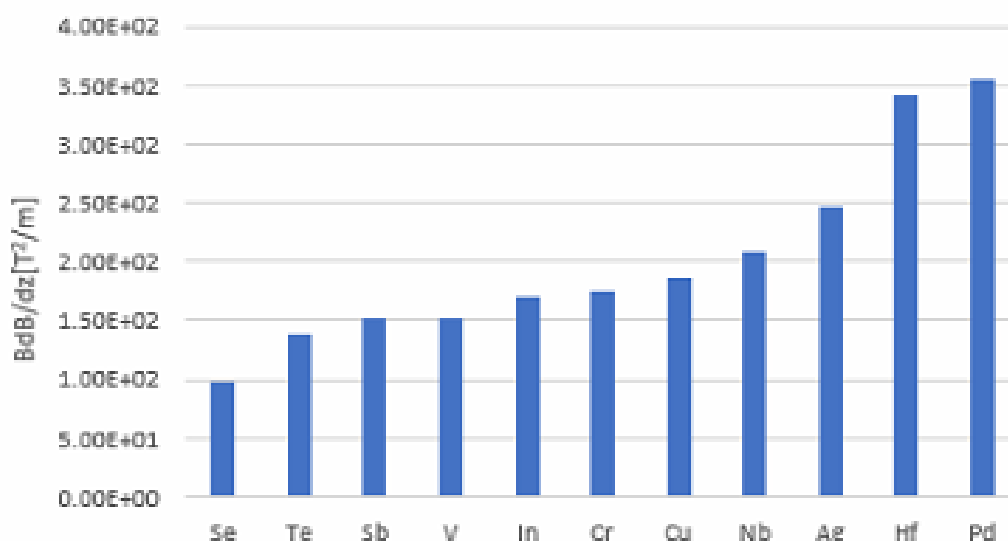


図 6-2 各金属の浮上に必要な  $BdB/dz$

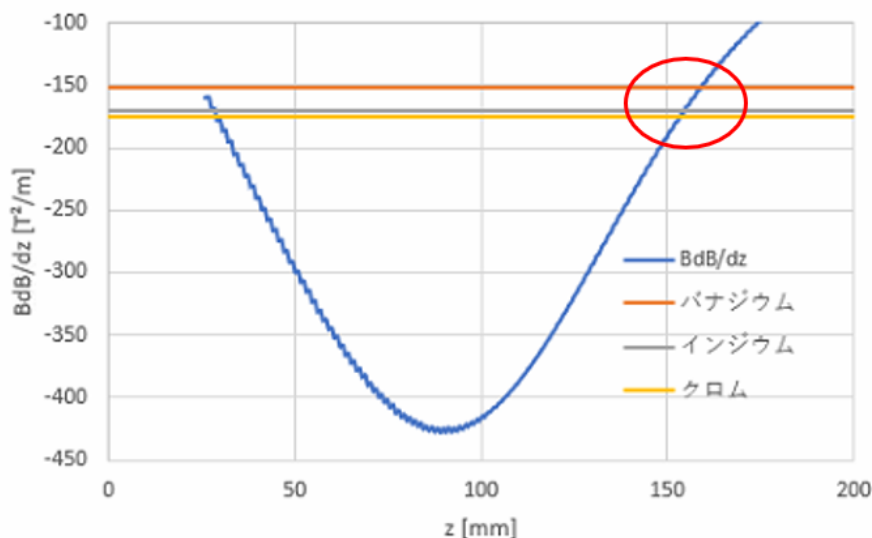


図 6-3 バナジウム、インジウム、クロムの浮上位置算出

### 6.1.2 レーストラックマグネット磁場解析

本節ではレーストラックマグネットの磁場解析を行う。磁場解析を行うことでレーストラック設計の際に均一磁場を保つ際にはどのサイズまで拡大することができるか判断することができる。本シミュレーションは  $d=50[\text{mm}]$ 、 $\ell=100[\text{mm}]$  の時に中心磁場が  $1[\text{T}]$  となるように電流密度で解析を行った。解析行うレーストラックマグネットの測定範囲を図 6-4 に示す。

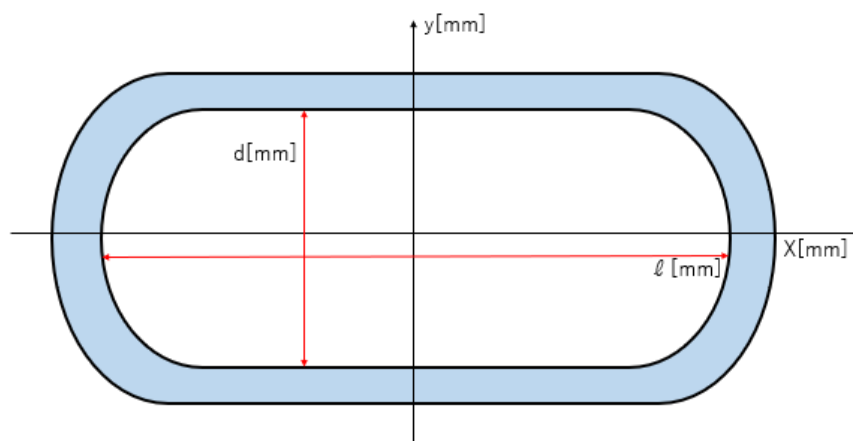


図 6-4 レーストラック磁場測定範囲

まず、 $d=50[\text{mm}]$  としたときの  $\ell=50, 80, 100, 120, 150[\text{mm}]$  に変化させ  $\ell$  の依存性を解析する。解析するのは  $B_x, B_y, B_z$  の三要素である。それぞれを観測することでどれくらいのサイズで水平方向に均一性がなされているか、また  $z$  方向にはどれくらいの有効範囲があるの

か検証することができる。図 6-5～図 6-7 にそれぞれの長さ $l$ 依存性を示す。

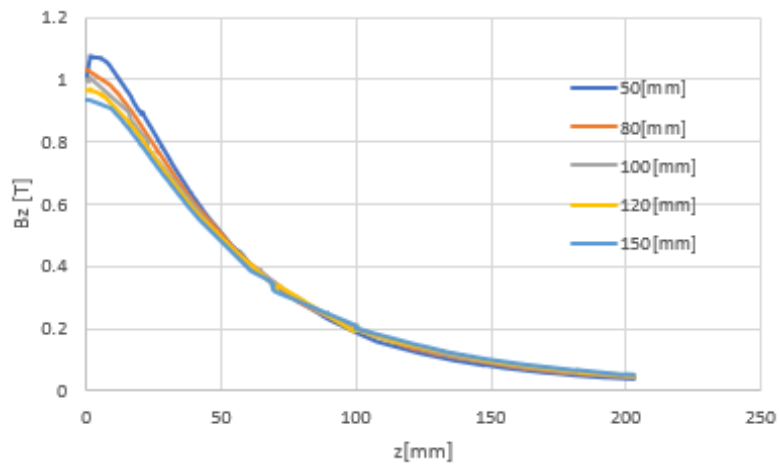


図 6-5  $B_z$   $l$ 依存性

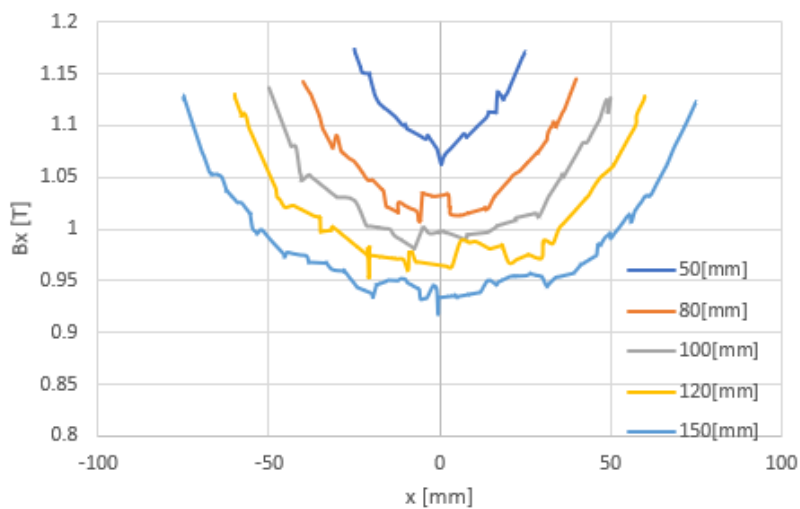


図 6-6  $B_x$   $l$ 依存性

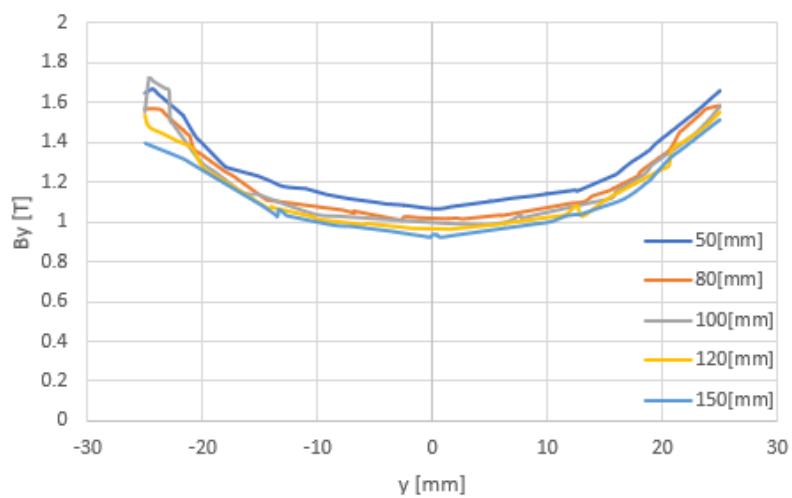


図 6-7  $B_y$   $l$ 依存性

## 回収方法の検討

$B_z$  の $\ell$ 依存性はほとんどなく同じ挙動を示した。 $B_z$  は中心から約 50[mm]で 50%、約 100[mm]で 10%まで減少することが確認できた。分離範囲を 50[mm]と設定した場合中心磁場から 50%までの物質の物質がその空間に固まるため、ある程度高い  $B_z$  が必要であると考えられる。 $B_x$  は $\ell$ の数値に比例して磁場の低下がみられた。これは電流値や巻き数を調節し電流密度を上げることで対応可能であると判断できる。150[mm]で中心磁場と同様の範囲が約 100[mm]程度取れることが分かった。この空間を分離区域とし図 6-1 のように分離区域以降に板を設置すれば端との磁場差は問題視することではないと考える。 $B_y$  に関しては $\ell$ の依存性はほとんどなく、すべてのグラフが同じ挙動を示した。磁場の均一性は $\ell$ を拡大した方が獲得できていると考える。そのため $\ell$ の拡大による  $B_y$  は問題視することではないと考える。

次に、 $\ell=100$ [mm]としたときの  $d=10,30,50,70,90$ [mm]に変化させ $\ell$ の依存性を解析する。解析理由は $\ell$ 依存性と同様である。図 6-8～図 6-10 にそれぞれの長さ $\ell$ 依存性を示す。

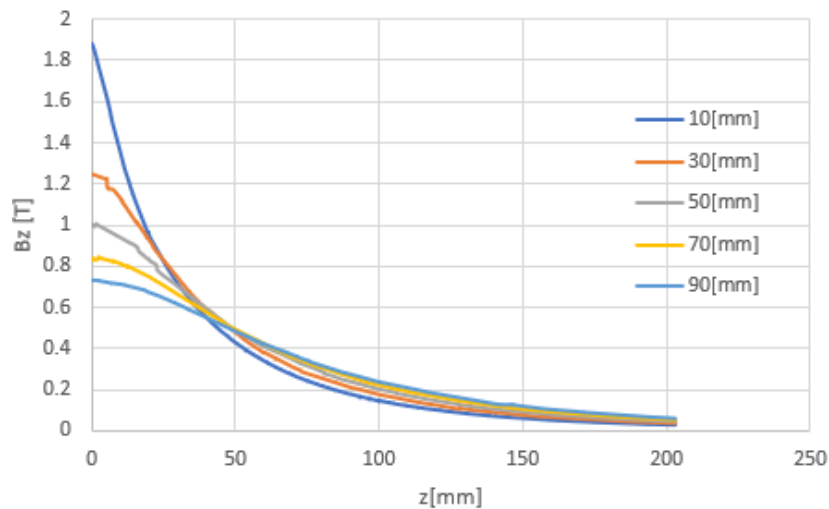


図 6-8  $B_z$   $d$  依存性

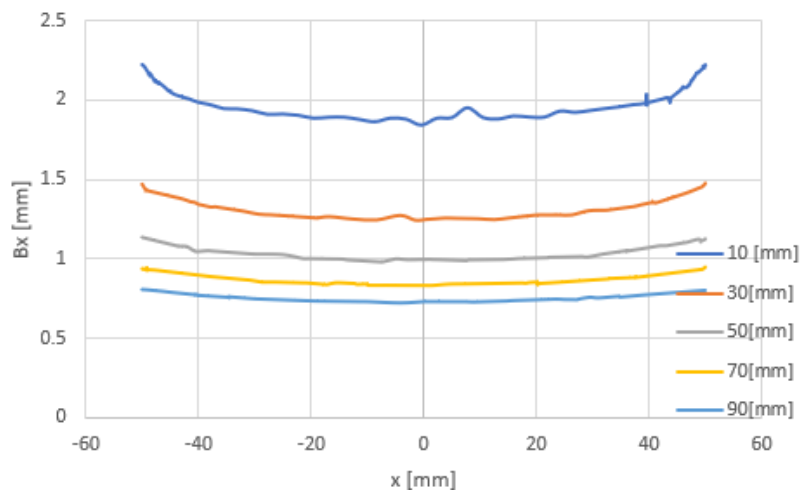


図 6-8  $B_x$   $d$  依存性

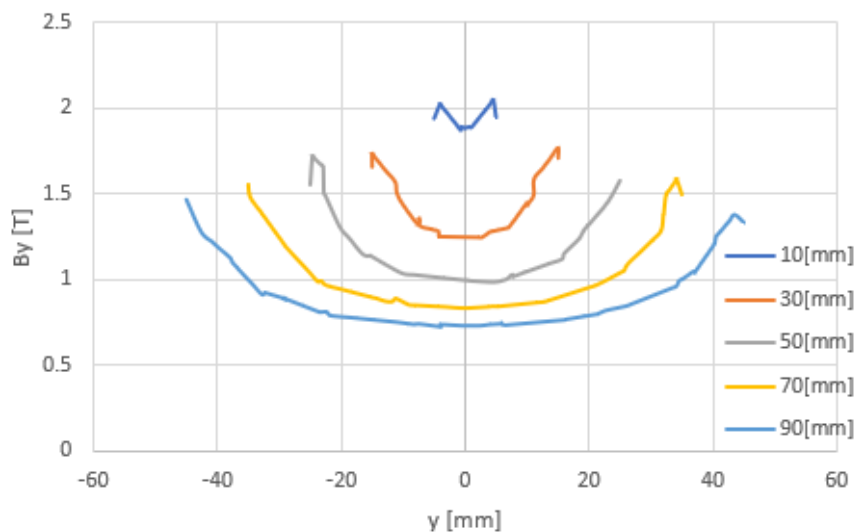


図 6-9 By d 依存性

$B_z$  は各間隔で同じ挙動を示したが中心磁場は 10[mm]と 90[mm]で 1[T]以上の違いがあり、中心磁場を高く設定するためには  $d$  をなるべく狭く保つことがポイントとして挙げられる。 $B_x$  は  $d$  の依存性は見られなかった。全ての間隔において水平方向に均一性を持っている間隔を広げることで数値的な低下は見られたがこれは電流密度を上げることで対応可能であると考えられる。 $B_y$  は間隔を広く設定することで磁場は低下するが広くしても、水平磁場空間は広く保たれている。磁場の低下は電流密度の増加で対応可能、以上のことから  $d$  を拡大させることで  $B_y$  に大きな影響はないと考えられる

## 6.2 回収方法の検討

### 6.2.1 吸引による回収方法

ある位置に浮いた物質をピペット等で吸引する回収方法である。概要図を図 6-10 に示す。この回収方法のメリットは簡易的で、非常に安価なところである。デメリットは前節で話をしたように浮上位置の近い物質に対してともに回収してしまう恐れおよびシステムの大型化が望めない点にある。この回収方法と近い回収方法がすでに行われておりそれが図 6-11 である。これはネオジム磁石を上下に設置し、その間の磁場空間でプラスチックの分離回収実験を行ったものである。磁場空間より大きい水槽の上端からスプーンのようなもので回収を行っている。しかし、この回収方法だと上記したように大型化が難しいと考えられる。以上のことからこの回収方法は構造異性体分離回収などの大型化を必要としないものに適切であると考えられる

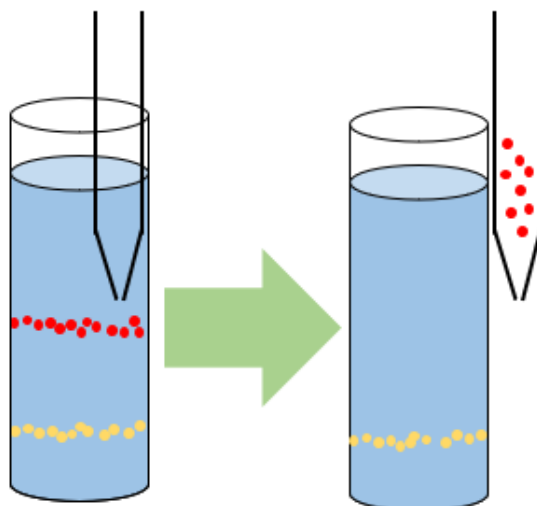


図 6-10 ピペットによる回収方法 概要図



図 6-11 スプーンでの浮上分離実験 [20]

### 6.2.2 物質浮上空間に傾きを設けて側面に設置した回収場所に物質を回収する手法

回収システムの概要図を図 6-12 に示す。磁場空間に角度をつけることで、物質固有の浮上位置に分離対象物質を誘導していく手法である。この手法ではすべての物質を浮上させる必要がないため、高磁場空間を必要としないのが大きなメリットである。しかし、連続回収できないことが大きな問題となってくる。また、磁場  $B$  に傾きを持たせているので物質固有の浮上位置が本研究とは変わってくるので傾きによって水槽内の回収位置を変化させる必要がある。

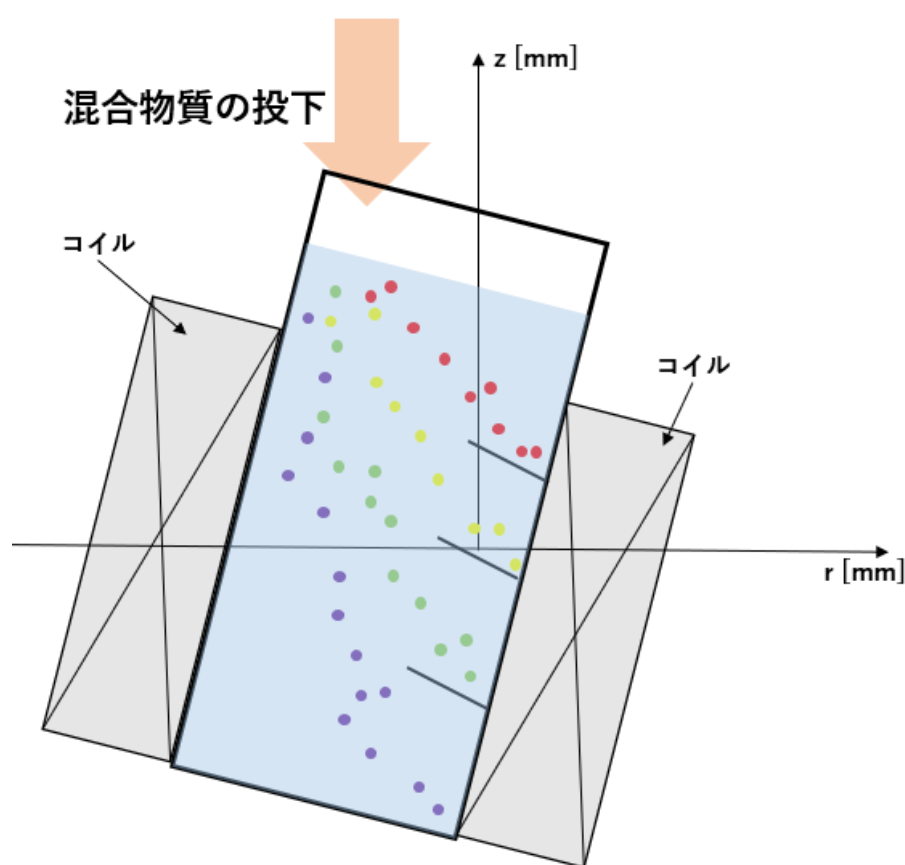


図 6-12 混合物質投下分離回収システム 概要図

### 6.2.3 浮上した物質ごとに回収していく手法

この手法では、磁場を発生していない空間に分離対象物質を投入する。磁場を徐々に印加していき、浮上した物質ごとに回収していく手法である。回収方法としては室温ボアの端からポンプで物質を磁場空間外に回収する。分離溶媒については濾過による固液分離を行い再利用することが可能性として考える。以上の手法の概要図を図 6-13 に示す。



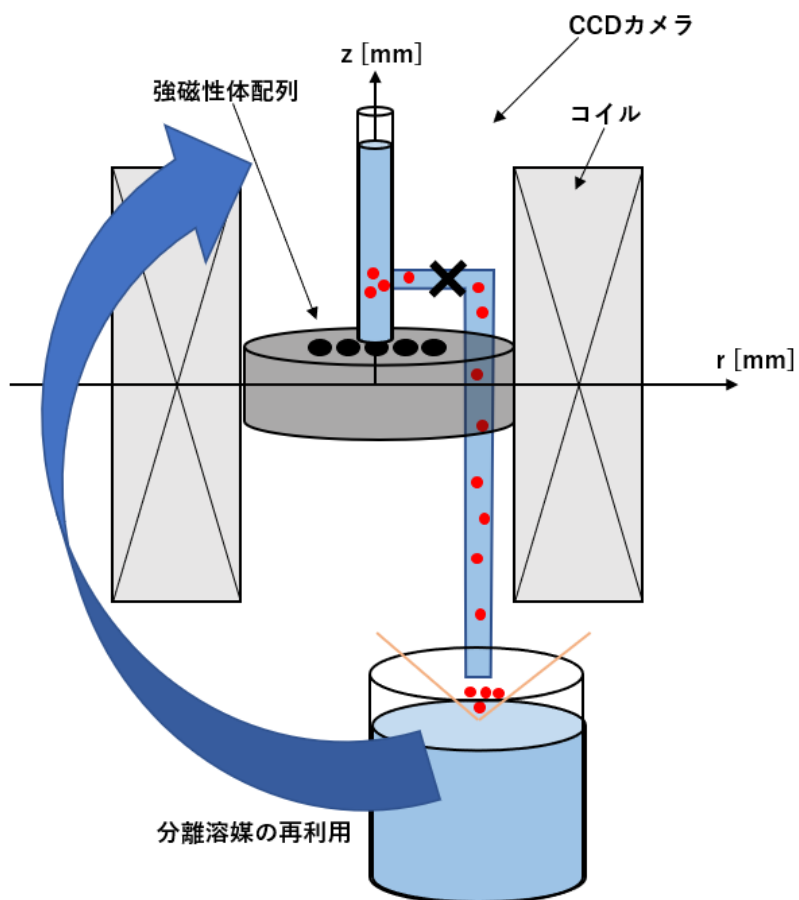


図 6-13 浮上した物質ごとに回収していくシステム 概要図

## 参考・引用文献

<sup>20</sup> P.Zhao, J.Xie, F.Gu, N.Sharmin, P.Hall, J.Fu “Aeparation of mixed waste plastics via magnetic levitation” ELSEVIER, WasteManagement, Volume 76, June 2018, page 46-54.

## 第7章 総括

本研究では都市鉱山からの有価資源の回収方法として磁気アルキメデス効果を用いた分離回収方法を提案した。超伝導磁石の中心に強磁性体を配置することで分離対象物質に対してより強い浮上力をかけることができ、強磁性体配列を用いたより低磁場での分離回収の可能性を示唆した。研究内容は以下の3点について検討を行った。

### [1]強磁場空間の強磁性体の磁化率に対するアプローチ

強磁場空間中の強磁性体の磁化率 $\chi \approx 0$ である。しかし、シミュレーションでの磁化率を以上のように設定するとほぼ空気と同じような磁場分布を示す。磁場空間の強磁性体の磁力線の振る舞いは1-2 Tまでは比例的に増加していき約2 Tで飽和する。これはSQUIDで測定したM-H曲線から明らかである。強磁場での強磁性体の磁化率 $\chi \approx 0$ としてしまうと2 Tまでに増加した磁力線がゼロとなってしまう。ここで仮定の磁化率を設けた。強磁場での各磁場での磁化Mを各磁場Bで割ることで仮定の磁化率を求めることでよりシミュレーションで求められる磁場B、磁気力ファクター $BdB/dz$ がより精度の高い値となった。

### [2]強磁性体配列配置による浮上力への影響

強磁性体配列の配置による浮上力の向上が確認できた。強磁性体間の最適化を行い、強磁性体間 $r=1$  [mm]以下で水平方向に均一性を保つことができることがシミュレーションから確認できた。また、強磁性体配列を用いた粉末100  $\mu\text{m}$ の浮上実験を行い、均一浮上することが確認できた。これによって強磁性体配列の $B_z$ の水平方向への向上が明らかになった。

### [3]分離回収方法の検討

本研究では回収方法としてレーストラック型マグネットを用いた連続回収システムの提案を行った。回収方法として現在行っているのは静的なものが多く連続回収が行われていない。磁気アルキメデス効果での分離回収は回収方法がいまだに確立されていない。最大の理由と高磁場が発生している室温ボア空間が狭いことが要因である。私たちは強磁性体配列を用いた低磁場での分離を提案し、都市鉱山からの有価資源連続回収の可能性を示唆した。

本研究により磁気アルキメデス効果を用いた都市鉱山からの有価資源回収が産業技術として発展していく可能性が示唆された。本研究の大きな進歩は、磁気アルキメデス分離の回収プロセスの大きな欠陥である浮上分離を行う空間を拡大するために、強磁性体配列を用い低磁場勾配空間を高磁場勾配空間へ変化させる点にある。これにより、今まで超伝導マグネットの室温ボアに限られていた浮上分離空間がよりオープンなスペースへの活用の可能性を示した。これにより分離回収システムの発展、連続回収処理のシステムの構築がさらに

総括

開発していくと考えられる。

## 付録

付録では本研究で使用した機器の詳細・使用方法について記述する。

### [1] 超伝導磁石

本研究で使用した超伝導磁石は NbTi と Nb<sub>3</sub>Sn で構成されているハイブリッド型の電磁石である。NbTi の転移温度は 10K で、4.2K の状態で 12T の臨界磁場を持つ。Nb<sub>3</sub>Sn は転移温度 18K、4.2K で 25~30T までの臨界磁場に耐えることができる。また、この機器は永久電流モードでの運転が可能な超伝導磁石である。永久電流モードを持つ超伝導磁石は外部の直流電源から超電導コイルに電流を供給するために、永久電流モードと電流供給モードとを切り替えるための永久電流スイッチの切り替えが必要となる。永久電流スイッチは超電導材料で作られた素子である。電流供給モードは永久電流スイッチを超伝導臨界温度以上に加熱し、常伝導状態にする。常伝導状態の永久電流スイッチは超電導コイルの電気抵抗よりも高い値となるため、外部電流は超伝導コイルに流れる。そのため外部から電流値を制御することで超電導コイルに流れる電流値を決めることができる。設定した電流値の供給後に永久電流スイッチを超伝導臨界温度以下に冷却して超伝導化すると超伝導で作られた閉ループが作られる。超伝導コイルは抵抗値がないので電流は減衰することなく流れ続ける。図 8-1 に永久電流モードの概念図を示す。

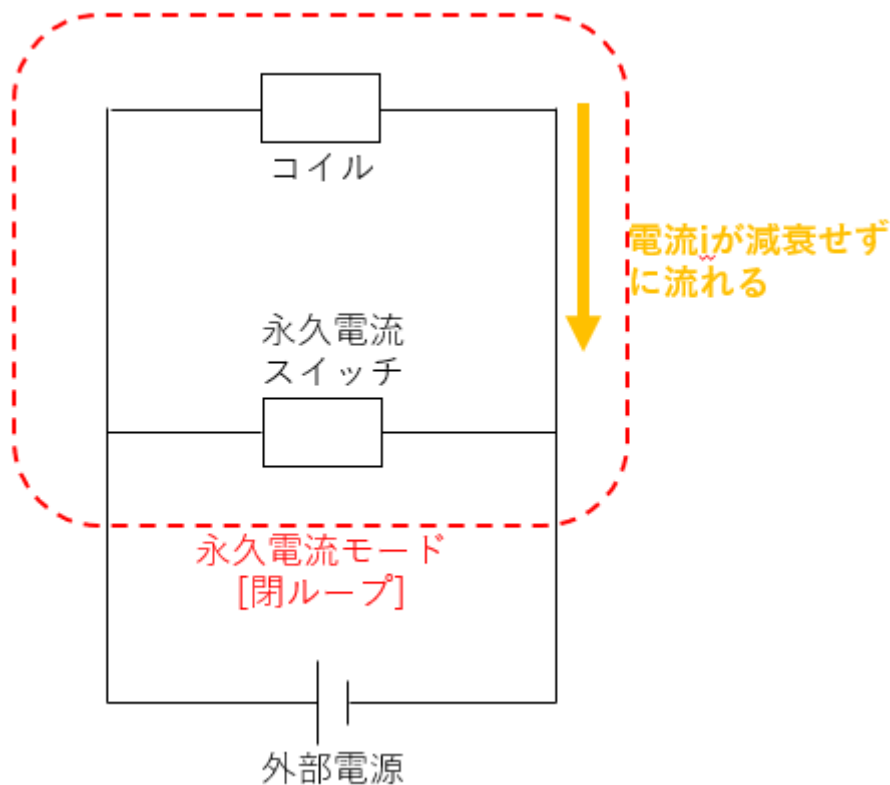


図 8-1 永久電流モード概念図

[2] 電動アクチュエータ

本研究で用いた電動アクチュエータは Oriental motor 社の EAS シリーズ EAS4X-E020-ARAK-3 である。本機器を使用する場合、Oriental motor 社が製作したサポートソフト MEXE02 を使用する。MEXE02 は立ち上げからメンテナンスまでサポートするソフトウェアである。コンピュータで、運転データや各種パラメータの設定、編集を行えるに加えてティーチング、各種状態のモニタを行うことができる。インストールは以下参考文献 URL から行うことができる[21]。

まず初めに、MEXE02 を起動し通信ケーブルを介してパソコンと電動アクチュエータを接続する。その後、図 8-2 の画面でファイルの新規作成を行い電動アクチュエータの種類を入力選択する。本研究で用いた EAS シリーズ EAS4X-E020-ARAK-3 は AR 位置決め機能内蔵[DC]タイプである。その後、図 8-3 の画面になるのでここで運転データの設定と編集、各種パラメータの設定を行う。各種パラメータについては以下に記述する。

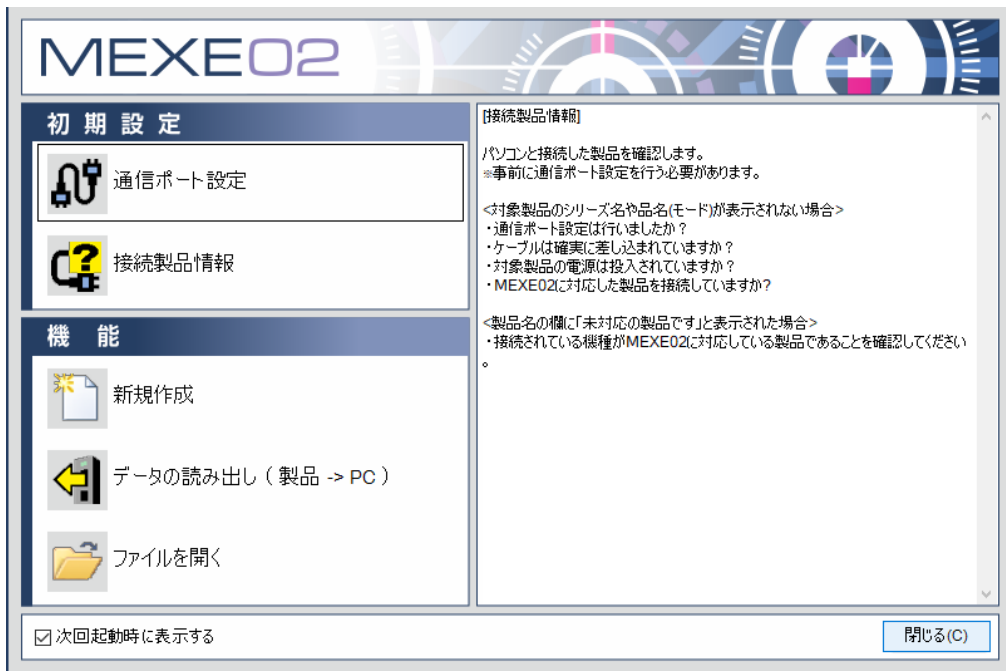


図 8-2 初期画面

No.	運転方式	位置 [step]	運転速度 [Hz]	運転機能	押し当て電流 [%]	ドwell時間 [s]	順送り位置決め	加速 [ms/kHz] or [s]	減速 [ms/kHz] or [s]
No.0	INC(インクリメンタル)	0	1000	単独	20.0	0.000	無効	1.000	1.000
No.1	INC(インクリメンタル)	0	1000	単独	20.0	0.000	無効	1.000	1.000
No.2	INC(インクリメンタル)	0	1000	単独	20.0	0.000	無効	1.000	1.000
No.3	INC(インクリメンタル)	0	1000	単独	20.0	0.000	無効	1.000	1.000
No.4	INC(インクリメンタル)	0	1000	単独	20.0	0.000	無効	1.000	1.000
No.5	INC(インクリメンタル)	0	1000	単独	20.0	0.000	無効	1.000	1.000
No.6	INC(インクリメンタル)	0	1000	単独	20.0	0.000	無効	1.000	1.000
No.7	INC(インクリメンタル)	0	1000	単独	20.0	0.000	無効	1.000	1.000
No.8	INC(インクリメンタル)	0	1000	単独	20.0	0.000	無効	1.000	1.000
No.9	INC(インクリメンタル)	0	1000	単独	20.0	0.000	無効	1.000	1.000
No.10	INC(インクリメンタル)	0	1000	単独	20.0	0.000	無効	1.000	1.000

図 8-3 ティーチング画面

・ 運転方式

INC(インクリメンタル)と ABS(アブソリュート)がある。INC 方式は、終点の位置を示すのに直前の位置から座標値の増加値で指令する方式で、現在地を原点として終点の座標を指令する方式であり、ABS は終点の位置を設定された座標系の絶対座標値で指令する方式である。イメージ図を図 8-3 に示す。

・ 位置

各運転方式でどのくらいの距離を移動するか決めるパラメータである。INC 方式を選択した場合、現在の位置から設定した距離分だけ移動します。ABS 方式の場合は、現在いる位置から設定された位置まで移動します。INC 方式は移動する距離を、ABS 方式は移動したい場所のパラメータを設定する。

・ 運転速度

運転速度を決める。ここではモーターの回転数によって運転の速度を制御している。

・ 運転機能

単独と連結がある。単独はそれぞれ単独の運転データとして運転させることができる。連結は例えば No.0 の運転データの後に No.1 の運転データを接続して運転させることができる方式である。これによって、連続的かつ不規則な運転ができるようになった。

・ ドウエル時間

ドウエル時間は連結運転する場合に必要な機能である。各運転方式間の間隔を決めるパラメータである。例えば No.0 と No.1 を連結した場合、No.0 のドウエル時間を 3 [s]としたら No.0 から No.1 が起動するまで 3 [s]の時間が必要になるということである。

次に、運転方法を記述する。運転を行うにはティーチング・リモート運転を選択する。それにより図 8-4 の画面に切り替わる。ここでは運転の状況、運転方式の選択および原点復帰などの動作ができる。ドライバステータスで指令位置、検出位置、検出速度を監視することができる。運転で運転データの選択、原点復帰ができる。ティーチングで細かい移動をすることができる。まず初めに運転画面で運転データの選択を行う。連結を使用している場合には最初のナンバーの運転データを選択する。選択したデータの詳細が運転データの右画面に表示されるので運転データに間違いがないか確認を行う。位置決め運転開始で運転データの運転を行う。



図 8-4 ティーチング・リモート画面



## 参考・引用文献

<sup>20</sup> Oriental motor 社, “サポートソフト-MEXE02,”[オンライン]. Available: [https://www.orientalmotor.co.jp/download/software/mexe02\\_function/](https://www.orientalmotor.co.jp/download/software/mexe02_function/)[アクセス日 : 29.1.2020]

<sup>21</sup>Google Patents, “冷凍機冷却型超伝導電磁石,” [オンライン]. Available: [patents.google.com/patent/WO2010140398A1/ja](https://patents.google.com/patent/WO2010140398A1/ja) [アクセス日 : 29.1.2020]

## 謝辞

本研究に際し、修士2年間、多大なるご指導を頂きました、システムデザイン研究科電気情報システム工学域、三浦大介教授に深く感謝致します。

本研究に協力して下さった、研究室一同、特に研究生活において様々な援助をして下さった福井盛一郎氏、椎名竜也氏、および同研究テーマに関連して共に研究を行い、多大な協力をして下さった田川雄都氏に深く感謝致します。

## 本研究における外部発表および投稿論文

### 研究発表

- ① Authors : 山岸健一, 山本大貴, 庄司直幸, 三浦 大介  
Title : 高勾配磁場中における磁気アルキメデス効果を用いた貴金属の浮上分離  
Conference : 磁気力制御・磁場応用 夏の学校 (2017)
- ② Authors : K. Yamagishi, D. Yamamoto, O. Miura  
Title : Levitation separation of precious metals utilizing magneto-Archimedes effect in high gradient magnetic fields  
Conference : International Conference on Magnet Technology (2017)
- ③ Authors : 山岸健一, 山本大貴, 庄司直幸, 三浦 大介  
Title : 勾配磁場中における強磁性体の最適配置による磁気アルキメデス浮上力の向上  
Conference : 磁気力制御・磁場応用 夏の学校 (2018)
- ④ Authors : K. Yamagishi, D. Yamamoto, O. Miura  
Title : Enhancement of magneto-Archimedes levitation force by ferromagnetic cylinder arrays in magnetic fields  
Conference : International Conference on Magnet Technology (2018)
- ⑤ Authors : D. Yamamoto, O. Miura  
Title : Magneto-Archimedes levitation properties for metals by ferromagnetic material arrangement in magnetic fields  
Conference : The 9th International Forum on Magnetic Force Control (2018)
- ⑥ Authors : D. Yamamoto, Y. Tagawa, O. Miura  
Title : Magneto-Archimedes levitation of metals by optimized ferromagnetic cylinder arrays in magnetic fields  
Conference : The 32<sup>nd</sup> International Symposium on Superconductivity (2019)
- ⑦ Authors : D. Yamamoto, K. Yamagishi, O. Miura  
Title : Magneto-Archimedes levitation properties for metals by ferromagnetic material arrangement in magnetic fields  
Conference : Conference : International Conference on Magnet Technology (2019)

### 投稿論文

- ① Authors : O. Miura, K. Yamagishi, D. Yamamoto  
Title : Magneto-Archimedes levitation of precious metals under a high magnetic field gradient  
Published in : Journal of Physics (2018)

本研究における外部発表および投稿論文

② Authors : D. Yamamoto, K. Yamagishi, O. Miura

Title : Magneto-Archimedes levitation properties for metals by ferromagnetic material arrangement in magnetic fields

Will be published in : Journal of Physics (2020)

#### 特許

1. 特許登録済、識別番号 100150876、提出日令和 1 年 9 月 19 日、物質分離装置、三浦大介、出願番号：特願 2019-170778