

令和4年度 卒業論文

超伝導線材を用いた磁気浮上工具の  
性能向上及び電磁界解析

九州工業大学情報工学部

物理情報工学科 電子物理工学コース

学籍番号 192C3072

中塘 彩友美

指導教員：小田部 荘司

# 目次

第1章 序論 .....	4
1.1 超伝導体 .....	4
1.1.1 超伝導体の歴史.....	4
1.1.2 第I種・第II種超伝導体.....	5
1.1.3 磁束ピンニング.....	6
1.1.4 $n$ 値.....	7
1.1.5 超伝導バルク .....	8
1.1.6 超伝導線材.....	8
1.1.7 着磁.....	9
1.1.8 超伝導体による永久磁石の浮上力 .....	10
1.2 加工技術 .....	14
1.2.1 中空加工技術 .....	14
1.2.2 磁気浮上工具(SUAM) .....	14
1.3 有限要素法(FEM) .....	16
1.4 JMAG .....	18
1.5 $A$ - $\Phi$ 法.....	18
1.6 本研究の目的.....	20
第2章 FEM による解析 .....	21
2.1 解析方法 .....	21
2.1.1 モデル作成.....	21
2.1.2 メッシュ作成 .....	24
2.2 磁気浮上工具の反発力計算.....	24
第3章 結果および考察.....	25
3.1 解析結果 .....	25
3.1.1 円型モデルの反発力比較.....	25
3.1.2 Alternate type と Parallel type の反発力比較 .....	27

第 4 章 結論 .....	28
参考文献.....	29
研究実績.....	30
謝辞.....	31

# 図目次

図 1.1	超伝導状態と常伝導状態の関係を表す相転移図.....	5
図 1.2	第 I 種超伝導体と第 II 種超伝導状態の相転移図.....	6
図 1.3	磁束ピンニング現象.....	7
図 1.4	$n$ モデルの $E$ - $J$ 特性.....	8
図 1.5	Y 系超電導線材の構造.....	9
図 1.6	(a) 原点 $O$ を中心に $xy$ 平面上に反時計回りに流れる半径 $a$ の円電流 $I$ と、円電流から十分に離れた点 $P$ (b) 円電流が中心軸上に作る磁束密度.....	12
図 1.7	円筒座標系における点 $P$ .....	12
図 1.8	電気双極子のつくる電界.....	13
図 1.9	SUAM(SUperconductive Assisted Machine)の概要図.....	15
図 1.10	永久磁石に取り付けられた研磨材.....	15
図 1.11	実際の SUAM の稼働風景.....	16
図 1.12	有限要素法の概念図.....	18
図 2.1	JMAG を用いて作成した 5 つのモデル切断数を 0、4、8 個と変化させたモデルと 45° 回転させたモデル.....	22
図 2.2	作成した永久磁石の概要.....	22
図 2.3	JMAG を用いて作成した Parallel type と Alternate type のモデル.....	23
図 2.4	$GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 線材の $J_c$ - $B$ 特性.....	23
図 2.5	磁気浮上工具の反発力計算の概要.....	24
図 3.1	切断数(0, 4, 8)、角度( $0^\circ$ , $45^\circ$ )変えた 5 つの円型モデルにおいて永久磁石を着磁距離 10 mm から近づけた時の FEM による反発力の計算結果.....	26
図 3.2	円型モデル 5 つの電流密度の比較.....	26
図 3.3	Alternate type と Parallel type のモデルにおいて、永久磁石を着磁距離 10 mm から近づけた時の FEM による反発力の計算結果.....	27

# 第 1 章 序論

## 1.1 超伝導体

### 1.1.1 超伝導体の歴史

1908 年、オランダの H. K. Onnes により、液化が最も難しいとされていたヘリウムの液化に成功し、様々な低温実験が可能となった。1900 年代では、低温下における導体の抵抗の変化について、オームの法則が続く・極低温で抵抗がゼロになる・極低温で電子さえも凍ることで抵抗が無限大になるなどの論点から、論争が行われており、1911 年、液体ヘリウム内で実験を行ったところ、他の金属に比べ純度の高い水銀の抵抗が 4 K 付近で突然ゼロになることを発見した[1]。以降、通常の導体異常に電気を通しやすい性質を持つ状態のことを超伝導状態、低温下で超伝導状態へ変化する物質を超伝導体という一方で、電気抵抗のある通常の電気伝導状態のことを常伝導状態という。超伝導体の特徴として、臨界温度以上の温度下では常伝導体と同じ電磁氣的性質を示し、臨界温度以下では、電気抵抗がゼロかつ完全反磁性を示すため、超伝導状態となる。1933 年には、ドイツの物理学者 F. W. Meissner と R. Ochsenfeld によって、超伝導体には完全反磁性があることが発見された。完全反磁性は Meissner 効果とも呼ばれ、超伝導体に外部磁場  $H_0$  をかけても、超伝導体内に磁束が侵入できず、磁束密度  $B$  をゼロのままにする特性のことである。超伝導体は、図 1.1 のように、ある温度や磁場の範囲内でそれらの特性を示し、超伝導状態となる最大の温度を臨界温度  $T_c$ 、最大の磁場を  $H_c$  と呼ぶ。また、超伝導体はある一定の電流値を超えると電気抵抗が発生するため、電気抵抗がなく流せる最大の電流のことを臨界電流  $J_c$  と呼ぶ。そのため、 $T_c$ 、 $H_c$ 、 $J_c$  の範囲内では超伝導状態、範囲を超えると常伝導状態となる。以上より、超伝導体は、電気抵抗がゼロで完全反磁性である物質であり、この性質を利用し、大電流をエネルギーロスなしで通電できることが期待されたが、長い間決定的な理論が発見されなかった。

1957 年には、アメリカの J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer らによって超伝導の仕組みが解明された[2]。そのため、この理論は 3 人の頭文字をとり、BCS 理論と呼ばれる。BCS 理論では、超伝導体が超伝導状態になる臨界温度  $T_c$  が示されており、30 - 40 K 程度と考えられていた[3]。

5 年後の 1962 年には、イギリスの B. D. Josephson により、薄い絶縁膜を挟んだ 2 つの超伝導体について、絶縁体層が極めて薄いとき、超伝導体間に直流の超伝導トンネル電流が流れることを発見した。これを Josephson 効果という。

さらに、1986 年には、ドイツの J. G. Bednorz とスイスの K. A. Müller によって、銅を含む酸化物として、 $T_c$  が 35 K である  $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$  などの La-Ba-Cu-O 系超伝導体が発見された。これにより、高温における超伝導体の発見が期待され、1987 年には、液体窒素の沸点である 77.3 K を超える 90 K で超伝導体となる Y 系超伝導体が発見された。1994 年には  $T_c$

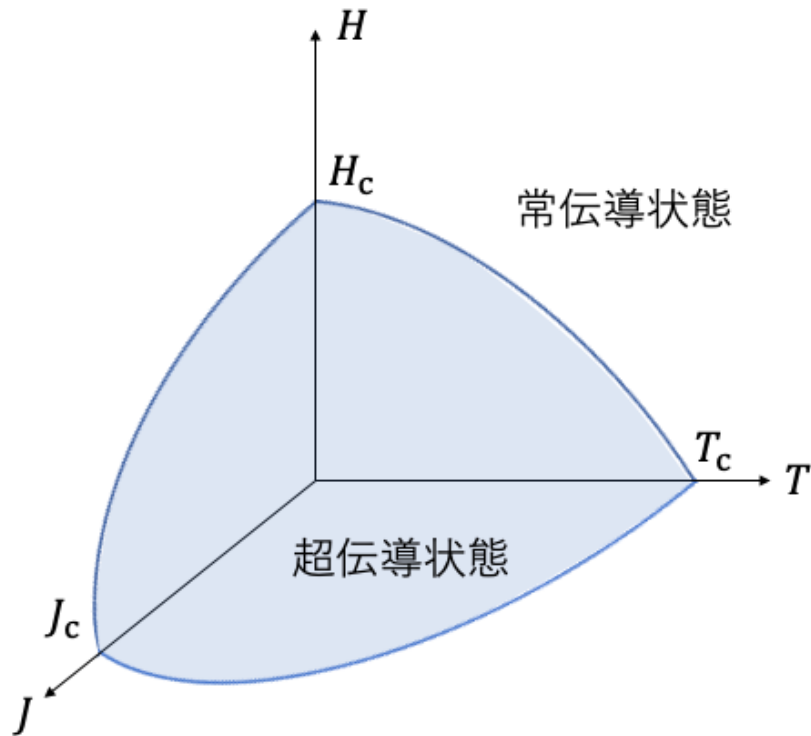


図 1.1 超伝導状態と常伝導状態の関係を表す相転移図

が 164 K の  $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{CuO}_x$  の発見[4]、2008 年には銀系超伝導体が発見された。さらに、2015 年には単層膜において  $T_c$  が 100 K である超伝導体が記録されており[5]、また、 $\text{H}_2\text{S}$  が高圧下において 203 K で超伝導状態になることが発見された。これにより、184 K の南極よりも高温超伝導体の臨界温度が高温であるため、冷却器を使わない研究が期待されている[6]。そして 2020 年には、炭素室硫黄水素化物系の超伝導が 267 GPa という超高压下で最高  $T_c$ : 287.7 K が記録された[7]。

## 1.1.2 第 I 種・第 II 種超伝導体

1.1.1 項では、超伝導体には電気抵抗がゼロ、完全反磁性があるという特徴を持つことを記述した。しかし、超伝導体は外部磁場  $H_e$  を大きくしていくと、超伝導状態が壊れ、完全反磁性ではなくなってしまい、磁束が内部に入り込み、常伝導状態になる。ここで、超伝導状態が常伝導状態へ遷移するときの磁場を臨界磁場  $H_c$  といい、遷移する過程において、第 I 種超伝導体と第 II 種超伝導体に分類される(図 1.2)。

第 I 種超伝導体は  $H_c$  以上の  $H_e$  をかけると、完全反磁性が失われるため、常伝導体へ遷移する。一方、第 II 種超伝導体では、下部臨界磁場  $H_{c1}$  以上の  $H_e$  をかけると、超伝導体状態が部分的に壊れ、磁束が一部侵入する超伝導状態と常伝導状態の 2 つが混ざった状態となる。

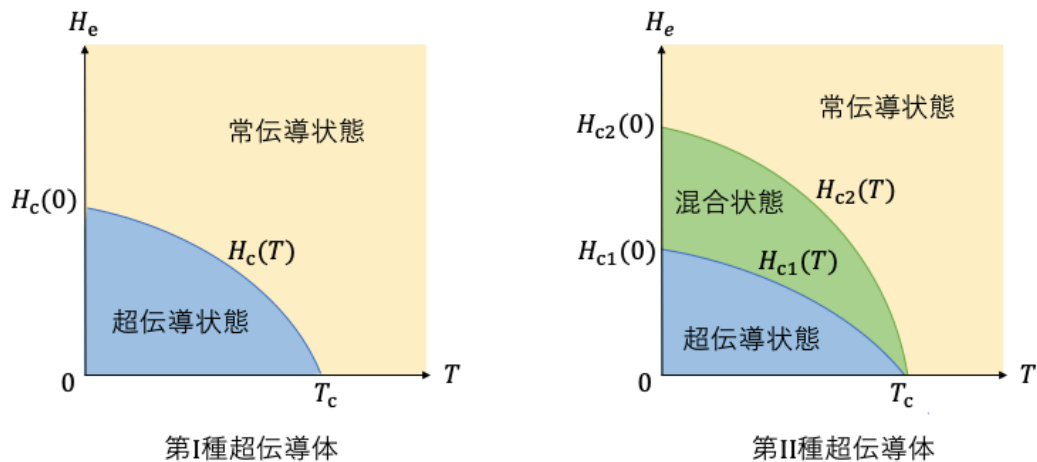


図 1.2 第 I 種超伝導体と第 II 種超伝導状態の相転移図

図 2 の第 II 種超伝導体のグラフより、 $H_e$  が  $H_{c1}$  以上、上部臨界磁場  $H_{c2}$  未満の状態のことを、混合状態または渦糸状態と呼ぶ。 $H_e$  を大きくすると常伝導状態の範囲が増え、侵入する磁束が増える。 $H_e$  が上部臨界磁界  $H_{c2}$  を超えると、超伝導状態は完全に壊れ、混合状態から常伝導状態へ状態が遷移する。以上より、第 I 種超伝導体と第 II 種超伝導体は、混合状態が存在するかどうかにより分類されている。

### 1.1.3 磁束ピンニング

第 II 種超伝導体の混合状態に磁場  $\mathbf{B}$  をかけると、混合状態の超伝導状態が一部壊れ、常伝導状態へ遷移した箇所へ磁束が侵入する。この状態で、超伝導体に電流を流すと、超伝導体に侵入した磁束線にローレンツ力  $\mathbf{F}_L$  が働く (図 1.3)。 $\mathbf{F}_L$  は、超伝導体に流れる電流密度を  $\mathbf{J}$  とおくと、 $\mathbf{F}_L = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$  と表される。このローレンツ力により、磁束が速度  $\mathbf{v}$  で運動をすると、電磁誘導により  $\mathbf{E} = \mathbf{J} \times \mathbf{v}$  となる電圧  $\mathbf{E}$  が発生する。電圧が発生すると、損失の発生、つまり電気抵抗が存在することを示しており、この電気抵抗を防ぐためには、ローレンツ力に対抗して磁束の動きを妨げる必要がある。この磁束の運動を妨げる力をピンニング力と呼び、磁束の動きを止める作用のことを磁束ピンニングという。ピンニング力  $\mathbf{F}_p$  は、 $\mathbf{J}_c$  を超えない範囲で、 $\mathbf{F}_L$  と等しくなり、最大で  $\mathbf{F}_p = \mathbf{F}_L = \mathbf{J}_c \mathbf{B}$  となる。したがって、 $\mathbf{F}_p$  を強くすることで、 $\mathbf{J}_c$  を向上させることができ、 $\mathbf{F}_p$  を向上させるようなピンの形状や添加物を最適化する研究が進められている。

また、磁束ピンニングと完全反磁性を用いることで磁気浮上を行うことが可能となる。完全反磁性によって磁石と超伝導体を反発させ、磁石を浮かし、磁束ピンニングによって永久磁石から発生する磁束を超伝導体内に固定することで磁石を空中に固定する。

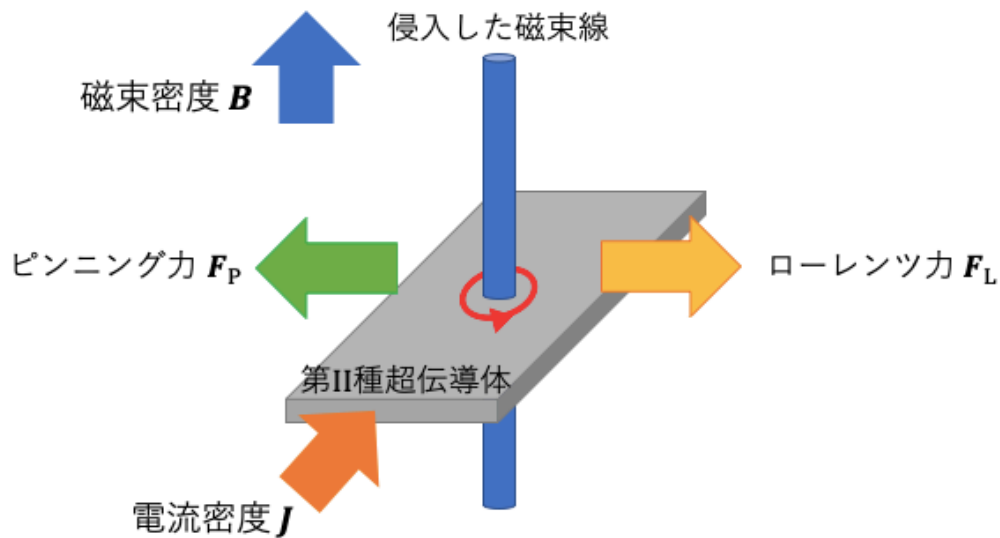


図 1.3 磁束ピンニング現象 混合状態である第 II 種超伝導体に電流密度  $J$  を流すと、超伝導体内へ侵入した磁束線にローレンツ力  $F_L$  が働き、抵抗が発生する。その抵抗を防ぐために  $F_L$  の動きを妨げるピンニング力  $F_p$  が発生する

#### 1.1.4 $n$ 値

第 II 種超伝導体の電界-電流密度 ( $E$ - $J$ ) 特性を図 1.4 に示す。グラフより、ゼロ抵抗の状態と抵抗が存在している状態の境界がなく、 $E$ - $J$  特性が急速に立ち上がるような、強い非線形性を示している。このような第 II 種超伝導体内の電磁現象はべき乗則で考えられたモデル ( $n$ モデル) があり、以下の式のように表される。

$$E \propto J^n \quad (1.1)$$

(1.1) 式における指数  $n$  は超伝導体の  $n$  値と呼ばれ、第 II 種超伝導体の非線形性を示すパラメータとして用いられている [8]。  $n = 1$  のときは、超伝導状態とオームの法則を示す線形的な立ち上がりとなる。  $n$  値が大きい場合、わずかに電流値を減少させることで、発生電圧を大幅に抑えることができる。一方、  $n$  値が小さい場合、臨界電流を多少上回る時でも緩やかな電圧の発生が見られる。



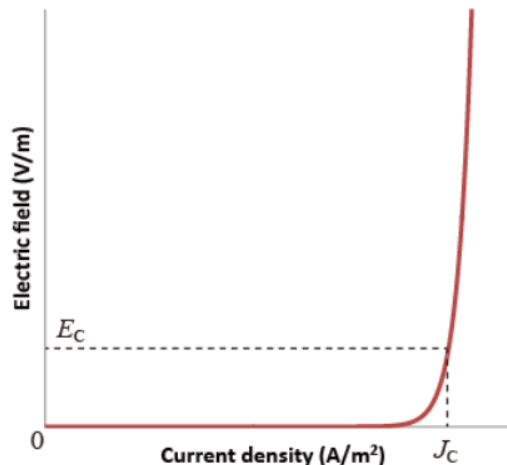


図 1.4  $n$ モデルの $E$ - $J$ 特性、H. Ueda, A. Ishiyama, 「低温工学」 J. Cryo. Super. Soc. Jpn, 『応用電磁気学：超電導機器応用のための電磁界数値解析 III –超電導特性と電磁界解析–』 48 巻 9 号 473 頁 より引用

### 1.1.5 超伝導バルク

超伝導バルクとは、超伝導体の塊のことであり、溶融凝固法によって作られる。バルクを磁場中で冷却し、磁束を補足させた後、磁場を取り除くことで強力な磁力を持つ磁石としての役割を果たすことができる。バルクは超伝導体の時期的側面を強く押し出し、磁束ピンニングなどの磁気現象を利用する際に用いる。

現在、永久磁石において、最も高い磁場を持つものは Nb-Fe-B であり、最大発生磁場は 1.5 T である。対し、超伝導バルクは、2003 年に YBCO バルクで 29 K の温度下において、永久磁石を上回る最大 17 T の磁場補足が実現している [9]。

高磁場用超伝導磁石としての利用のほかに、超伝導バルクの応用利用例として、1.1.3 項で述べた磁束ピンニングを利用した磁気浮上を利用する方法もある。例として、非接触ペアリングや電力貯蔵用フライホイール、超伝導ポンプ [10] などが挙げられる。

### 1.1.6 超伝導線材

超伝導線材は、保護層、超伝導層、中間層、金属基板、安定化層で構成されている (図 1.5)。超伝導線材の中には、高温超伝導線材に分類されるものがあり、Bi 系や Y 系が代表的な 2 つの高温超伝導線材として、高温超伝導ケーブルに使用される。

超伝導バルクと比較して、加工がしやすく、加工による性能劣化が少ないほか、 $J_c$ - $B$ 特性が 100 倍ほど優れているという特徴を持つ。

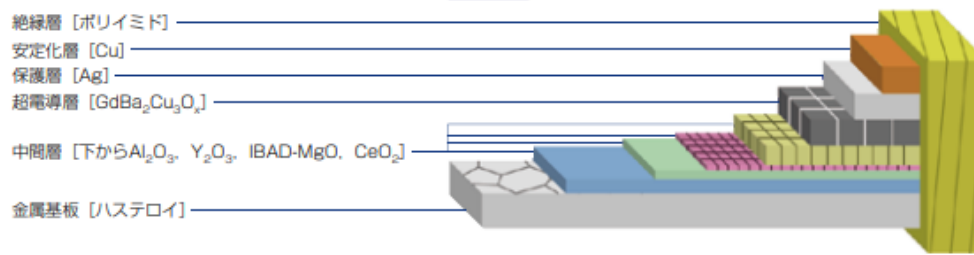


図 1.5 Y 系超電導線材の構造、五十嵐光則 ほか「強磁場応用向けイットリウム系超電導線材」『フジクラ技報』(129),フジクラ. 国立国会図書館デジタルコレクション <https://dl.ndl.go.jp/pid/10206327> より引用

### 1.1.7 着磁

磁性材料である超伝導体に外部磁場 $H_e$ を印加することで磁化し、超伝導体内部のピンニング力により、磁束をピン止めさせる技術や操作のことを着磁という。着磁方法は、大きく3つ、磁場中冷却法(Field Cool Magnetization: FCM)、零磁場冷却法(Zero Field Cool Magnetization: ZFCM)、パルス着磁法(Pulse-Field Magnetization: PFM)に分けることができる。

FCM は、材料の磁気特性を調べる際に使われる方法である。 $T_c$ 以上の温度において $H_e$ を印加し、外部磁場を維持した状態で温度を臨界温度よりも低温領域まで冷やし、超伝導状態へ遷移させる。そして外部磁場を除去することで着磁を行う。これにより、超伝導体内に侵入した磁束に対し、その磁場が残るように超伝導体内に遮蔽電流が流れることで、磁束がピンニングされ、超伝導体に磁場が残るのである。材料の磁気遷移や磁気モーメントに関する情報が得られる一方で、磁気遷移の遅い材料の場合は時間がかかってしまったり、材料の不純物や欠陥の影響を受けたりする可能性がある。

ZFCM では、磁場がゼロの状態、超伝導状態に遷移させ、その後 $H_e$ を印加することで着磁を行う。この方法では、材料の磁気モーメントを温度の関数として測定し、得られた磁化曲線からは、温度依存性やその材料特有の磁気特性について知ることができる一方で、ノイズや熱ドリフト等の影響を受けてしまうことや、外部磁場の影響のデータが得られない可能性がある。そのため、固有の材料の磁気特性を調べる際は ZFCM が有効であるが、磁気特性に対する外部磁場の影響について調べたい時は FCM の方法が好まれる。

PFM では、材料の非常に高い磁場特性を調べる際に使われる方法である。材料の磁気モーメントがパルスを当てられた後、時間の関数として測定され、極端な条件下での磁気特性に関する情報を得ることができる。特に高温超伝導体を調べる際に使われる方法であり、幅広い材料で測定可能であるが、使用するには、専用器具と専門技術が必要であり、他の方法と比べ測定が難しく、また、材料において熱的損傷を引き起こす可能性がある。

以上より、作成したモデルに対する電磁界の解析を行う本研究では、FCMを採用しており、高い補足磁場を得られることから実験にも多く用いられている。

### 1.1.8 超伝導体による永久磁石の浮上力

超伝導体の磁気浮上実験では、高温超伝導体を液体窒素で冷却し、超伝導状態にしたのち、永久磁石を乗せることで磁石を浮上させる。これは、1.1.3項で述べた磁束ピンニングにより、超伝導体内の磁束が固定されるからである。この浮上力の原理について述べていこうと思う。

まず、図 1.6(a)より、電気双極子に対応するものとして、微小円電流を考える。原点 $O$ を中心に、半径 $a$ の円電流 $I$ が $xy$ 平面上に反時計回りに流れている。円電流から十分に離れた点 $P(r, \theta, \varphi)$ での磁束密度 $\mathbf{B}$ について求めていく。

円電流がその中心軸に作る磁束密度 $B_z$ は(図 1.6)、Biot-Savart law より、真空の透磁率 $\mu_0$ 、電流 $I$ を用いて、

$$B_z = \frac{\mu_0 I a^2}{2(a^2 + z^2)^{3/2}} \quad (1.2)$$

と表される。

そこで、まず円筒座標における点 $P(R, \theta, \varphi)$ (図 1.6(b))での、ベクトルを求める。ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ は、

$$\mathbf{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\mathbf{j}}{r} dv = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_C \frac{d\mathbf{l}}{r} \quad (1.3)$$

ここで、電流素片 $I d\mathbf{l}$ は $xy$ 平面内にあるので、

$$A_z(R, \varphi, z) = 0 \quad (1.4)$$

また、円電流の対称性より、

$$A_R(R, \varphi, z) = 0 \quad (1.5)$$

ここで、図 1.7 より、

$$d\mathbf{l} = a \cos(\varphi - \varphi') d\varphi' \quad (1.6)$$

三平方の定理と余弦定理を用いて、

$$\begin{aligned} R' &= \sqrt{(PQ)^2 + (SQ)^2} = \sqrt{(PQ)^2 + \{(OQ)^2 + (OS)^2 - 2(OQ)(OS) \cos(\varphi - \varphi')\}^2} \\ &= \sqrt{z^2 + \{R^2 + a^2 - 2R a \cos(\varphi - \varphi')\}} \end{aligned} \quad (1.7)$$

と表される。ここで、 $\chi = \varphi - \varphi'$ とおく。よって、 $r = R'$ より、

$$A_\varphi(R, \varphi, z) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{a \cos \chi d\chi}{\sqrt{z^2 + \{R^2 + a^2 - 2R a \cos \chi\}}} \quad (1.8)$$

点 $P$ は中心から十分離れていると考え( $r \gg a$ )、 $z^2 + R^2 = r^2$ より、(1.8)式の右辺の分母の部分は、

$$\sqrt{z^2 + \{R^2 + a^2 - 2Rac\cos\chi\}} = r^{-1} \left( 1 + \left(\frac{a}{r}\right)^2 - \frac{2Ra}{r^2} \cos\chi \right)^{-\frac{1}{2}} \cong \frac{1}{r} \left( 1 + \frac{Ra}{r^2} \cos\chi \right) \quad (1.9)$$

よって、(1.9)式を(1.8)式へ代入すると、

$$A_\varphi(R, \varphi, z) \cong \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1}{r} \left( 1 + \frac{Ra}{r^2} \cos\chi \right) a \cos\chi d\chi = \frac{\mu_0 I a^2 R}{4 r^3} \quad (1.10)$$

ここで、 $R = r \sin\theta$ ,  $r = \sqrt{z^2 + R^2}$  より、(1.10)式は

$$A_\varphi(R, \varphi, z) = \frac{\mu_0 I a^2 R}{4 (z^2 + R^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (1.11)$$

よって、円筒座標系におけるベクトルポテンシャルは、(1.4)式、(1.5)式、(1.11)式より

$$A_z(R, \varphi, z) = A_R(R, \varphi, z) = 0 \quad (1.12)$$

$$A_\varphi(R, \varphi, z) = \frac{\mu_0 I a^2 R}{4 (z^2 + R^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (1.13)$$

と求めることができる。

次に磁束密度 $\mathbf{B}$ について $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$ より、

$$B_R(R, \varphi, z) = \frac{1}{R} \frac{\partial A_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial A_\varphi}{\partial z} = -\frac{\mu_0 I a^2 R}{4} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{R}{(z^2 + R^2)^{\frac{3}{2}}} \right) = \frac{3}{4} \mu_0 I a^2 \frac{Rz}{(z^2 + R^2)^{\frac{5}{2}}} \quad (1.14)$$

ここで、 $R = r \sin\theta$ ,  $z = r \cos\theta$ ,  $r = \sqrt{z^2 + R^2}$  より、(1.14)式は

$$B_R(R, \varphi, z) = \frac{3}{4} \mu_0 I a^2 \frac{\sin\theta \cos\theta}{r^3} \quad (1.15)$$

となる。同様に $B_\varphi, B_z$ についても求める。

$$B_\varphi(R, \varphi, z) = \frac{\partial A_R}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial R} = 0 \quad (1.16)$$

$$\begin{aligned} B_z(R, \varphi, z) &= \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R A_R) - \frac{1}{R} \frac{\partial A_z}{\partial \varphi} = \frac{1}{R} A_\varphi + \frac{\partial}{\partial R} A_\varphi \\ &= \frac{\mu_0 I a^2}{4} \frac{1}{(z^2 + R^2)^{\frac{3}{2}}} - \frac{3\mu_0 I a^2}{4} \frac{R^2}{(z^2 + R^2)^{\frac{5}{2}}} = \frac{\mu_0 I a^2}{2} \frac{1}{r^3} - \frac{3}{4} \mu_0 I a^2 \frac{\sin^2\theta}{r^3} \end{aligned} \quad (1.17)$$

以上より、(1.15)式、(1.16)式、(1.17)式から極座標の磁束密度を求める。

$$B_r(r, \theta, \varphi) = B_z \cos\theta + B_R \sin\theta = \frac{1}{2} \mu_0 I a^2 \frac{\cos\theta}{r^3} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2(I\pi a^2) \cos\theta}{r^3} \quad (1.18)$$

$$B_\theta(r, \theta, \varphi) = B_R \cos\theta - B_z \sin\theta = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{(I\pi a^2) \sin\theta}{r^3} \quad (1.19)$$

$$B_\varphi(r, \theta, \varphi) = B_\varphi(R, \theta, \varphi) = 0 \quad (1.20)$$

ここで、 $\theta = 0$ とおくと、

$$B_r(r, \theta, \varphi) = \frac{\mu_0 I a^2}{2(r^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (1.21)$$

と表される。Biot-Savart law より求まる(1.2)式と比較すると、(1.21)式はおおよそ一致する。

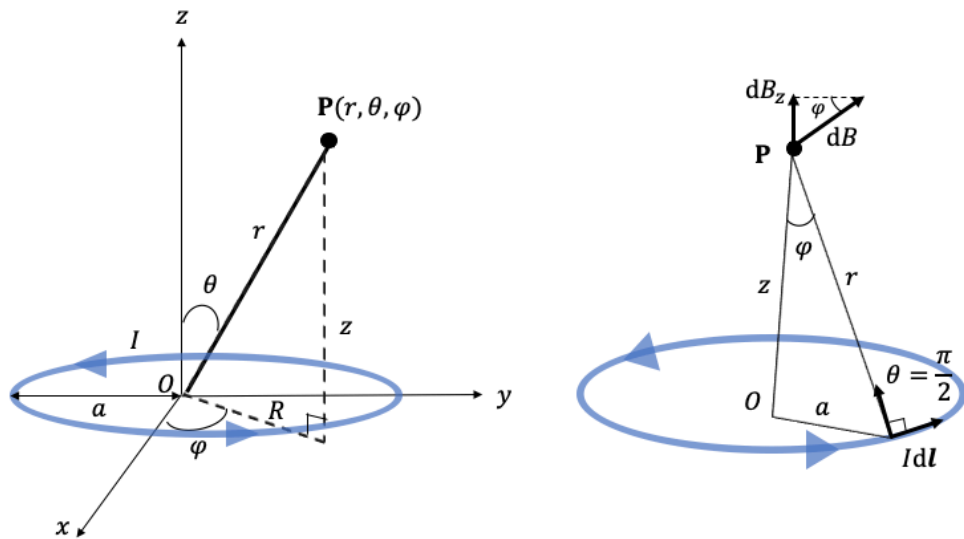


図 1.6 (a) 原点 $O$ を中心に $xy$ 平面上に反時計回りに流れる半径 $a$ の円電流 $I$ と、円電流から十分に離れた点 $P$  (b) 円電流が中心軸上にする磁束密度

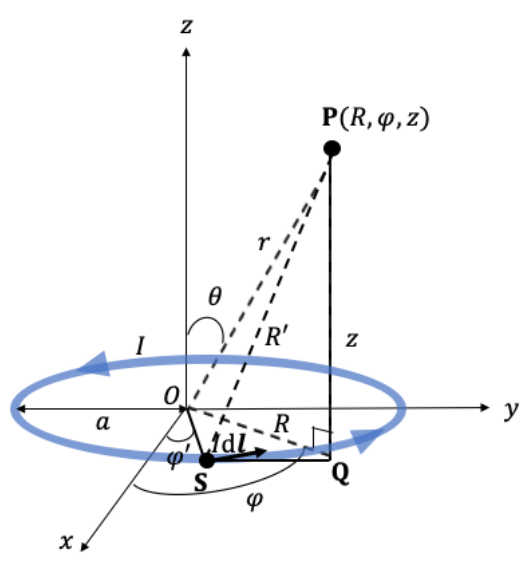


図 1.7 円筒座標系における点 $P$

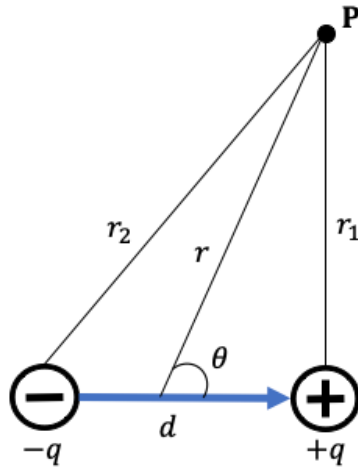


図 1.8 電気双極子のつくる電界

次に、電気双極子の作る電場 $\mathbf{E}$ (図 1.8)について、以下の(1.22)式、(1.23)式と表すことができる。

$$E_r = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2p\cos\theta}{r^3} \quad (1.22)$$

$$E_\theta = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p\sin\theta}{r^3} \quad (1.23)$$

ここで、電気双極子モーメント $\mathbf{p}$ は、

$$\mathbf{p} = q\mathbf{d} \quad (1.24)$$

と表される。電場 $\mathbf{E}$ の(1.22)式と磁束密度 $\mathbf{B}$ の(1.21)式を比較すると、磁気モーメント $\mathbf{m}$ は、

$$\mathbf{m} = I(\pi a^2)\mathbf{i}_z = I\mathbf{S} \quad (1.25)$$

と求めることができる[11]。

次に浮上力と磁化と磁気モーメントの関係について述べていく。磁化とは、単位体積あたりの磁気モーメントである。超伝導において、物体内部での電流は無く、物体表面にのみ電流が流れるため、この表面に流れる電流を体積 $V$ で平均したものの磁化をとして扱う。磁化を $\mathbf{M}$ とし、磁束密度 $\mathbf{B}$ 、磁場 $\mathbf{H}$ 、真空の透磁率 $\mu_0$ とし、デルタ関数的に磁束が入り込んでいるとすると、

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) = 0 \quad (1.26)$$

$$\mathbf{M} = \frac{\mathbf{m}}{V} \quad (1.27)$$

のように表される。また、磁化と磁場の強さの比である磁化率 $\chi$ について、磁化 $\mathbf{M}$ が磁場 $\mathbf{H}$ に比例するとき、

$$\chi = \frac{\mathbf{M}}{\mathbf{H}} = \frac{\mu_0 \mathbf{M}}{\mathbf{B}} \quad (1.28)$$

と表され、(1.25)式と(1.27)式より、

$$\chi = \frac{\mu_0 \mathbf{m}}{\mathbf{B} V} = \frac{\mu_0 I S}{\mathbf{B} V} \quad (1.29)$$

と変形することができる。また、磁化は(1.28)式より

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \chi \mathbf{B} \quad (1.30)$$

と表すことができる。(1.30)式より、 $\mathbf{M}$ は磁束密度 $\mathbf{B}$ に比例することがわかる。磁性体の場合、外部磁場の鉛直方向に $\mathbf{M}$ が生じる。磁束密度 $\mathbf{B}$ がゼロからある値 $B_0$ まで増加した時の磁気エネルギー密度 $E_m$ の式は、

$$E_m = - \int_0^{B_0} \mathbf{B} d\mathbf{M} = \frac{1}{2\mu_0} \chi B_0^2 \quad (1.31)$$

この時、磁性体が受ける面ベクトル方向の力すなわち単位体積あたりの反発力(浮上力) $F$ は、

$$F = -\text{grad } E_m = \frac{1}{\mu_0} \chi B_0 \frac{dB_0}{dz} \quad (1.32)$$

より求めることができる[12]。(1.32)式より、反発力は磁束密度に比例する。よって、磁気モーメント $\mathbf{m}$ の(1.25)式、(1.29)式、(1.32)式より、超伝導体による単位体積あたりの浮上力は

$$F = \frac{1}{\mu_0} \frac{\mu_0 I S}{\mathbf{B} V} B_0 \frac{dB_0}{dz} = \frac{I S}{V} \frac{dB_0}{dz} \quad (1.33)$$

と求まり、浮上力は電流と電流の流れる面積に影響を受ける。すなわち、より良い浮上力を得るには、磁気モーメントを構成する電流、面積の性能をあげれば良いことがわかる。

## 1.2 加工技術

### 1.2.1 中空加工技術

中空加工技術とは、内部に空洞が残るように加工する技術のことである。既存の技術として、成型加工の際に複雑な形状のものを作成するには3Dプリンター、成型後の加工としては、旋盤加工が挙げられる。しかし、どちらも工具が入り込めない内部の研磨加工などを行うことは難しく、また、成型にかかる時間が長いという問題がある。

### 1.2.2 磁気浮上工具(SUAM)

1.2.1項で記述したように、中空加工技術の現状として、加工が簡単であることに加え、

短時間で複雑な形状に対応ができる技術が求められている。そこで、超伝導体の磁束ピンニングを利用し、磁性体を浮上させることで、対象物の研磨を行う磁気浮上工具SUAM(SUPERconductive Assisted Machine)が提案されている。

この装置は図 1.9 より、永久磁石と超伝導体からなっており、研磨加工の流れとして、まず、超伝導体の上に永久磁石を任意の高さに配置し、液体窒素を流し入れ冷却する。これにより、永久磁石から発生する磁束線を超伝導体が補足し、磁束ピンニングを利用して永久磁石を浮上させ、固定することができる。浮上している永久磁石を加工対象物内に侵入させ、次に超伝導体を回転させることで、永久磁石を追従回転させる。そして、超伝導体を研磨したい方向へ動かす、回転している永久磁石を加工対象に押し付け、研磨を行うことができる。このとき永久磁石が研磨する方向に図 1.10 のように研磨材を貼っている。実際に鈴木研究室にある SUAM の装置を図 1.11 に示す。

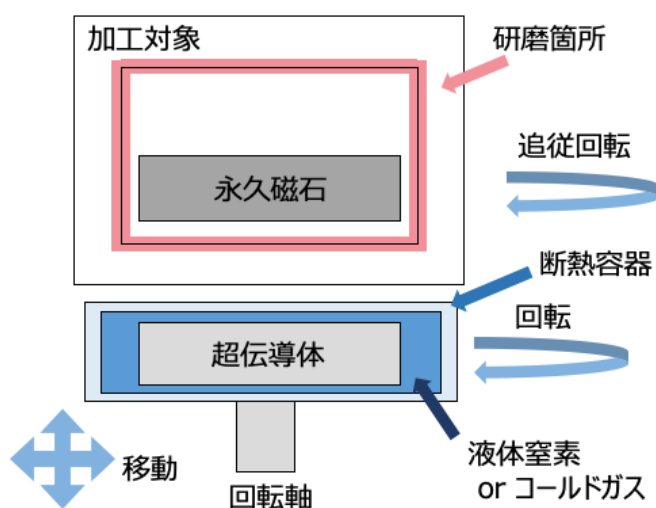


図 1.9 SUAM(SUPERconductive Assisted Machine)の概要図

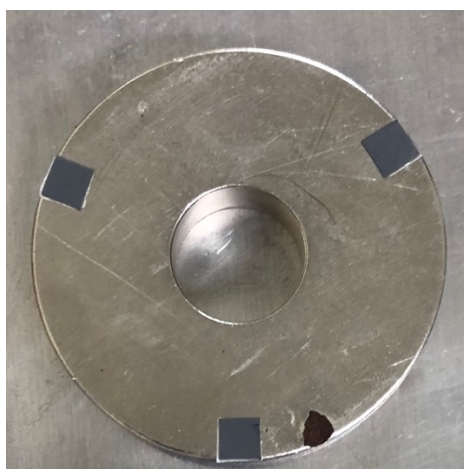


図 1.10 永久磁石に取り付けられた研磨材



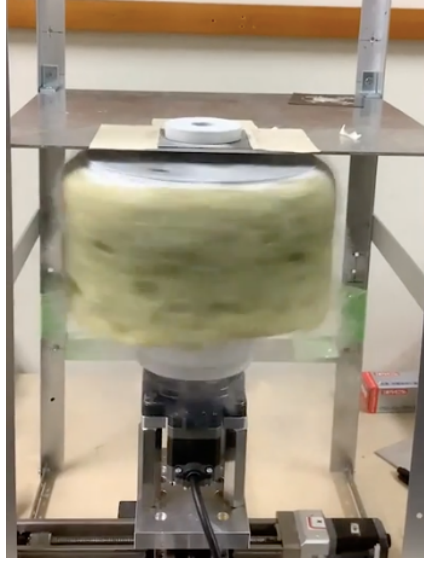


図 1.11 実際の SUAM の稼働風景

### 1.3 有限要素法(FEM)

有限要素法(FEM: Finite Element Method)とは、モデルや領域を小さな要素に分割し、力のつり合いやひずみなどから解析的に解くことの難しい微分方程式の近似解を導く手法である。円柱や平板といった単純な形状のものだけでなく、複雑な形状のものの解析に用いられ、簡易的な三角形のような要素に物体を分割し、それぞれの要素で方程式を用いて近似表現を行う(図 1.12)。

領域を簡易的な三角形の平面であるとし、要素は3つの辺と頂点(節点)で構成される。いずれ、もしくはすべての節点に外力が発生し、要素が変形したとすると、すべての要素に座標によって値が異なる空間の関数であるひずみ $\{\boldsymbol{\varepsilon}\}$ が発生する。同時に、空間の関数である応力 $\{\boldsymbol{\sigma}\}$ も要素内で生じる。この二つはあるマトリックス $[\mathbf{D}]$ により関連づけられ、

$$\{\boldsymbol{\sigma}\} = \{\boldsymbol{\varepsilon}\}[\mathbf{D}] \quad (1.34)$$

と表される。ここで、ひずみエネルギー $E_i$ は応力ベクトル $\{\boldsymbol{\sigma}\}$ とひずみベクトル $\{\boldsymbol{\varepsilon}\}$ の内積を要素内で体積積分することで求めることができるため、以下の式のようなになる。

$$E_i = \frac{1}{2} \int_V \{\boldsymbol{\sigma}\}^T \{\boldsymbol{\varepsilon}\} dV \quad (1.35)$$

(1.34)式を(1.35)式へ代入すると、

$$E_i = \frac{1}{2} \int_V ([\mathbf{D}]\{\boldsymbol{\varepsilon}\})^T \{\boldsymbol{\varepsilon}\} dV = \frac{1}{2} \int_V \{\boldsymbol{\varepsilon}\}^T [\mathbf{D}]^T \{\boldsymbol{\varepsilon}\} dV \quad (1.36)$$

ここで、ひずみベクトル $\{\boldsymbol{\varepsilon}\}$ が節点変異ベクトル $\{\mathbf{u}\}$ 、そしてあるマトリックス $[\mathbf{B}]$ を使って、

$$\{\boldsymbol{\varepsilon}\} = [\mathbf{B}]\{\mathbf{u}\} \quad (1.37)$$

のようにかけるとすると、 $\{\boldsymbol{\varepsilon}\}$ は $\{\mathbf{u}\}$ であるといえる。(1.36)式を(1.37)式へ代入すると、

$$\begin{aligned}
E_i &= \frac{1}{2} \int_V ([\mathbf{B}]\{\mathbf{u}\})^T [\mathbf{D}]^T \{\mathbf{u}\} dV = \frac{1}{2} \int_V \{\mathbf{u}\}^T [\mathbf{B}]^T [\mathbf{D}]^T [\mathbf{B}]\{\mathbf{u}\} dV \\
&= \frac{1}{2} \{\mathbf{u}\}^T \left( \int_V [\mathbf{B}]^T [\mathbf{D}]^T [\mathbf{B}] dV \right) \{\mathbf{u}\}
\end{aligned} \tag{1.38}$$

のように変形できる。

一方で、外力は節点変位に与えられており、外力が要素にする仕事、すなわち外部エネルギー  $E_e$  は、それぞれの節点の変異成分を並べた節点変異ベクトル  $\{\mathbf{u}\}$  と節点に作用する外力成分を並べた節点外力ベクトル  $\{\mathbf{f}\}$  の内積により計算できる。

$$E_e = \{\mathbf{u}\}^T \{\mathbf{f}\} \tag{1.39}$$

要素が外力により変形し、静的につり合っている時、内部エネルギーと外部エネルギーが等しいと考えて良い。

$$E_i = E_e \tag{1.40}$$

しかし、(1.40)式は常に成立するわけではないため、内部エネルギーと外部エネルギーの差  $\Pi$  を考える。

$$\Pi = E_i - E_e = \frac{1}{2} \{\mathbf{u}\}^T \left( \int_V [\mathbf{B}]^T [\mathbf{D}]^T [\mathbf{B}] dV \right) \{\mathbf{u}\} - \{\mathbf{u}\}^T \{\mathbf{f}\} \tag{1.41}$$

この差  $\Pi$  が最小、すなわち 0 であるとき、エネルギーがつり合っている状態であるため、 $\Pi$  の最小値を求めるには、(1.41)式を節点変位  $\{\mathbf{u}\}$  で微分する。

$$\frac{\partial \Pi}{\partial \{\mathbf{u}\}} = \frac{\partial}{\partial \{\mathbf{u}\}} \left\{ \frac{1}{2} \{\mathbf{u}\}^T \left( \int_V [\mathbf{B}]^T [\mathbf{D}]^T [\mathbf{B}] dV \right) \{\mathbf{u}\} \right\} - \frac{\partial}{\partial \{\mathbf{u}\}} (\{\mathbf{u}\}^T \{\mathbf{f}\}) \tag{1.42}$$

(1.42)式は  $\{\mathbf{u}\}$  の全ての成分  $u_i$  を微分し、 $\{\mathbf{u}\}$  が  $n$  個の成分からなるとすると、 $n$  元の偏微分方程式を解くこととなる。 $n$  元の連立方程式を解くこと、

$$\int_V [\mathbf{B}]^T [\mathbf{D}]^T [\mathbf{B}] dV \{\mathbf{u}\} - \{\mathbf{f}\} = 0 \tag{1.43}$$

が得られる。ここで

$$[\mathbf{K}_e] = \int_V [\mathbf{B}]^T [\mathbf{D}]^T [\mathbf{B}] dV \tag{1.44}$$

とおくと、(1.43)式は、

$$[\mathbf{K}_e]\{\mathbf{u}\} - \{\mathbf{f}\} = 0 \tag{1.45}$$

のように表すことができる。(1.45)式について、一つの要素において、節点変位  $\{\mathbf{u}\}$  と荷重  $\{\mathbf{f}\}$  の関係を表す基本式である。 $[\mathbf{K}_e]$  は要素剛性マトリックスといい、FEM では、各要素の合成マトリックスをまとめて、一つの大きなマトリックス、すなわち全体剛性マトリックス  $[\mathbf{K}]$  とし、行列方程式を作成して解くことで、解を求める。全体剛性マトリックス  $[\mathbf{K}]$  を用いた FEM の式は全体変位ベクトル  $[\mathbf{U}]$  と、全体荷重ベクトル  $[\mathbf{F}]$  を用いて、以下のように表すことができる [13]。

$$[\mathbf{K}][\mathbf{U}] - [\mathbf{F}] = 0 \tag{1.46}$$

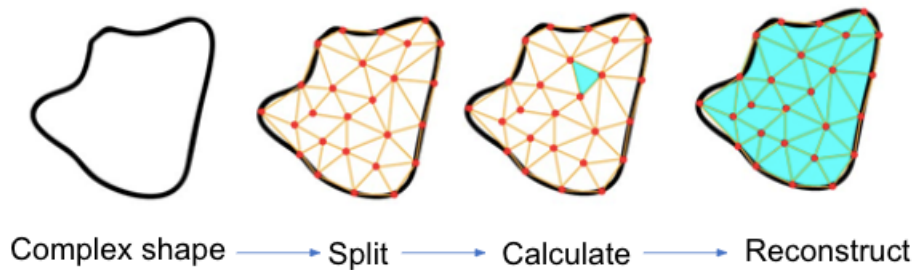


図 1.12 有限要素法の概念図

## 1.4 JMAG

JMAG は JSOL が開発した電気機器設計のためのシミュレーションツールであり、電磁界、熱、構造解析など様々な結果分析機能が搭載されている[14]。コンセプトとして、「高い分析力」、「高速計算」、「高い生産性」、「オープンインターフェース」の4つから成り立っている。

## 1.5 $A$ - $\Phi$ 法

渦電流問題を高速に解く方法として、磁気ポテンシャル $A$ と電気スカラーポテンシャル $\phi$ を未知数として解くベクトルポテンシャル法( $A$ - $\Phi$ 法)がある。

磁束密度 $B$ は、磁気ポテンシャル $A$ を用いると、

$$B = \nabla \times A \quad (1.47)$$

と表せる。これを Maxwell 方程式

$$\nabla \times E = \dot{B} = 0 \quad (1.48)$$

に代入すると、

$$\nabla \times E = -\dot{B} = -\nabla \times A \quad (1.49)$$

と表すことができる。すなわち、

$$\nabla \times (E + \dot{A}) = 0 \quad (1.50)$$

と表される。ここで $E$ は電場の強度、 $\dot{B}$ は $\partial B / \partial t$ である。任意のスカラー関数 $\phi$ について、 $\nabla \times \nabla \phi = 0$ であるため、 $E$ は

$$E = -\dot{A} - \nabla \phi \quad (1.51)$$

と表せる。

次に透磁率 $\mu$ 、電気伝導率 $\sigma$ の導体中の磁場を $H$ 、電流密度を $J$ とすると、 $\nabla \times H$ に関する Maxwell 方程式は

$$\nabla \times H = \dot{D} + J = 0 \quad (1.52)$$

であるが、周波数が極めて低い場合を考慮するので電束密度 $D$ の時間微分は無視できると考え、

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (1.53)$$

となる。式(1.36)に、式(1.43)及び関係式

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (1.54)$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B} \quad (1.55)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (1.56)$$

を代入すると、

$$\nabla \times \mathbf{H} = \nabla \times \left( \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{A} \right) \quad (1.57)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = \nabla \cdot \sigma \mathbf{E} = -\sigma \nabla \cdot (\nabla \phi + \dot{\mathbf{A}}) = 0 \quad (1.58)$$

となる。任意のベクトル $\mathbf{A}$ において

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} \quad (1.59)$$

が成り立つ。これにクーロンゲージ条件( $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ )を代入すると、

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = -\nabla^2 \mathbf{A} \quad (1.60)$$

となる。式(1.42)、式(1.43)に代入すると、

$$\frac{1}{\mu} \nabla^2 \mathbf{A} = \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \dot{\phi}) \quad (1.61)$$

となる。ここで $\phi = \dot{\phi}$ と定義し、式(1.59)、式(1.61)にそれぞれ代入すると、

$$\frac{1}{\mu} \nabla^2 \mathbf{A} = \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \dot{\phi}) \quad (1.62)$$

$$\nabla \cdot \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \dot{\phi}) = 0 \quad (1.63)$$

となり、これらが導体中の支配方程式である。

次に、空気領域において $\mathbf{J}_e$ を外部電流密度とすると磁場 $\mathbf{H}$ を用いて、Maxwell方程式より

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_e \quad (1.64)$$

と表される。 $\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{A}$ ( $\mu_0$ は真空中の透磁率)と Maxwell 方程式より、

$$\frac{1}{\mu} \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{J}_{ex} \quad (1.65)$$

となる。よって空気領域における支配方程式は、

$$\frac{1}{\mu} \nabla^2 \mathbf{A} = -\mathbf{J}_{ex} \quad (1.66)$$

となる。支配方程式を空間で離散化するとき誤差が生じる。導体中の支配方程式では、

$$\frac{1}{\mu} \nabla^2 \mathbf{A} - \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \dot{\phi}) = \delta x \quad (1.67)$$

となり、 $\delta x$ が誤差を表している。有限要素法では、左辺の微分方程式と右辺の誤差に重み $\delta w$ をかけて体積積分したものをゼロと考えることにより、誤差 $\delta x$ を考慮しなくてもよいようにしている。

$$\int_V \delta x \cdot \left\{ \frac{1}{\mu} \nabla^2 \mathbf{A} - \sigma (\dot{\mathbf{A}} + \nabla \Phi) \right\} dV = \int_V \delta w \cdot \delta w dV \quad (1.68)$$

A- $\Phi$ 法の有限要素法では、重み $\delta w$ を  $\mathbf{A}$  の各成分の微小変化を

$$\delta w = (\delta A_x, \delta A_y, \delta A_z) \quad (1.69)$$

とする。

他の支配方程式についても同様の操作を行う。

## 1.6 本研究の目的

多くの機械の進歩に伴い、その機械を構成する部品の複雑化が進んでいる。また、SDGsの課題でもある地球温暖化やエネルギー問題への対策に向けて、加工技術では軽量化、加工時間短縮における消費電力の抑制などが求められている。

これらの問題解決の手段の一つとして、1.2.2 項で記述した磁気浮上工具SUAM(SUPERconducting Assisted Machine)が提案されている。この装置は、超伝導体の磁束ピンニングを利用し、磁石を浮上させ、空中で固定する。その後、超伝導体を回転させることで磁石が追従回転し、対象物の研磨加工を行う。SUAM を用いることで、対象物と加工部品の工具干渉の心配がなくなるだけでなく、加工部品自体が浮いているため、対象物の内部の研磨加工も可能となる。実験では、超伝導バルクを用いたSUAMで、6 mmの浮上で約20 Nの反発力の測定に成功しており、研磨加工を行うことができている。また、現在、超伝導体の研究が進んだことにより、超伝導体の線材化が進み、超伝導バルクとの互換性について注目されている。そこで、現在、SUAM に使用されている超伝導バルクを線材に変更した際、磁気浮上に必要な永久磁石を浮上させる力、すなわち反発力の性能評価をする必要がある。

また、磁気浮上力について、1.1.8 項で述べたように、(1.25)式より、磁気モーメント $\mathbf{m}$ は電流と電流の流れる面積の積であり、磁気浮上力を示す(1.33)式では磁気モーメントに依存しているため、本研究では、作成した超伝導線材モデルにおいて、面積全体に電流が十分に流れることが求められる。そのため、磁気モーメントの性能を上げることで、より良いモデルの作成を目指した。

以上より、本研究では、超伝導バルクに比べ、 $J_c$ - $B$ 特性が高く、加工がしやすい超伝導線材を用いてモデルを作成し、超伝導バルクを用いた際と同じ、もしくはそれ以上の性能が出せるか有限要素法(FEM)による解析を行ない、反発力の結果の評価と電流密度分布のベクトルプロットより、モデルの違いによる結果の比較を磁気モーメントの観点から行った。

## 第2章 FEMによる解析

### 2.1 解析方法

本解析では、JMAG-Designer20.0を用いて電気特性のシミュレーションを行った。

#### 2.1.1 モデル作成

現在、九州工業大学大学院情報工学研究院知的システム工学研究系鈴木恵友研究室にて磁気浮上工具(SUAM)の実験が行われている。本研究では、鈴木恵友研究室の装置・実験環境を基にモデルを作成し、解析を行なった。超伝導線材については株式会社フジクラにて開発が行われている Y 系超伝導線材( $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ )を基にした。

本研究では 2 つの項目に分けてモデルを作成し、加工物の浮上を安定させる反発力に重点を置き、解析をおこなった。

まず 1 つ目について、超伝導線材を永久磁石の形に合わせた円型モデルを作成した(図 2.1)。ここでの超伝導線材のサイズは内径、外径共に磁石と同じ大きさであり、厚さは  $10\ \mu\text{m}$  に設定した。ここで、切断数と切断した際にできる隙間が磁石の NS 境界線上にあるか否かによる影響を見るため、図 2.1 に示すように、切断数が 0 個、4 個、8 個のものと、モデルを  $45^\circ$  回転させたものをそれぞれ作成した。永久磁石は、図 2.2 に示すように、リング型 4 極ネオジム磁石で、厚さ  $10\ \text{mm}$ 、内径  $20\ \text{mm}$ 、外径  $59\ \text{mm}$ 、磁石の磁束密度が  $450\ \text{mT}$  のものを用いた。

2 つ目について、1 つ目のモデルは、現実的に幅の広く、厚い線材がないことから、現時点で実現不可能であるため、実際に鈴木恵友研究室で使用している長尺線材の幅のサイズを基に作成をおこなった。線材のサイズは長さ  $72\ \text{mm}$ 、幅  $12\ \text{mm}$ 、厚さ  $2\ \mu\text{m}$  に設定した。1 層に 6 枚使用し(図 2.3 内上)、2 通りのモデルを製作した。超伝導線材を 6 枚正方形の形で 1 枚の平面を作り、それぞれ、平行に 5 層  $100\ \mu\text{m}$  間隔で積み上げたものを Parallel type(図 2.3 内左下)、互い違いに積み上げたものを Alternate type(図 2.3 内右下)とした。ここで  $100\ \mu\text{m}$  間隔について、1.1.6 項で述べたように超伝導線材は保護層、超伝導層、中間層、金属基盤、安定化層の 5 つの層で構成されている。その中の超伝導層の厚さは  $2\ \mu\text{m}$  であるため、これらの層と積層する際に生じる隙間を考慮し、 $100\ \mu\text{m}$  空けて積層モデルを作成している。永久磁石についても実際に実験で使用しているサイズを設定し、1 つ目のモデルで使用した磁石の内径が  $9.5\ \text{mm}$  のものを用いた。

また、モデル作成において、計算の簡易化するため、SUAM に最低限必要である永久磁石、超伝導線材、周りの空気の 3 要素のみで構成となっており、 $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  線材の特性は図 2.4 の  $J_c$ - $B$  特性の実験値を使用した[15]。

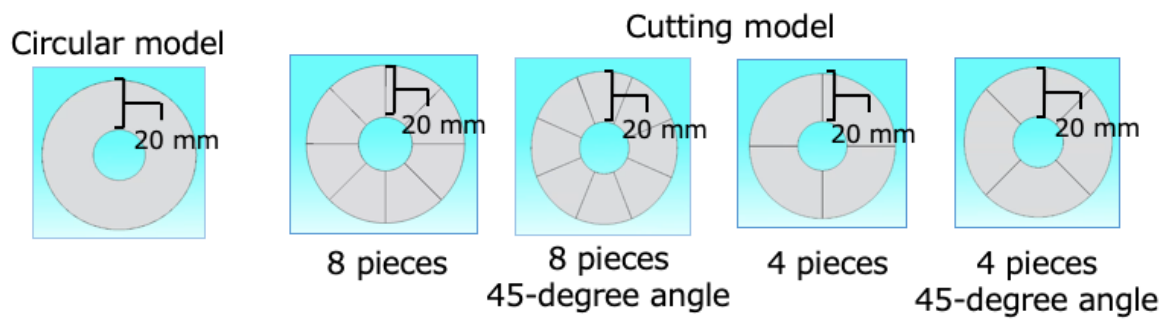


図 2.1 JMAG を用いて作成した 5 つのモデル切断数を 0、4、8 個と変化させたモデルと 45°回転させたモデル

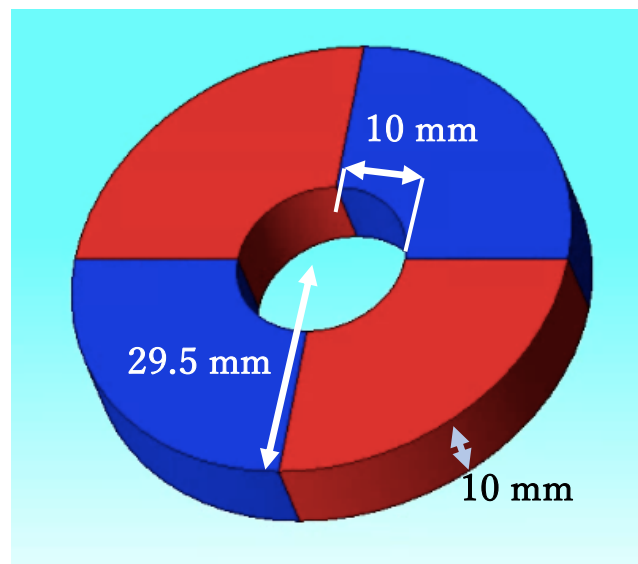


図 2.2 作成した永久磁石の概要

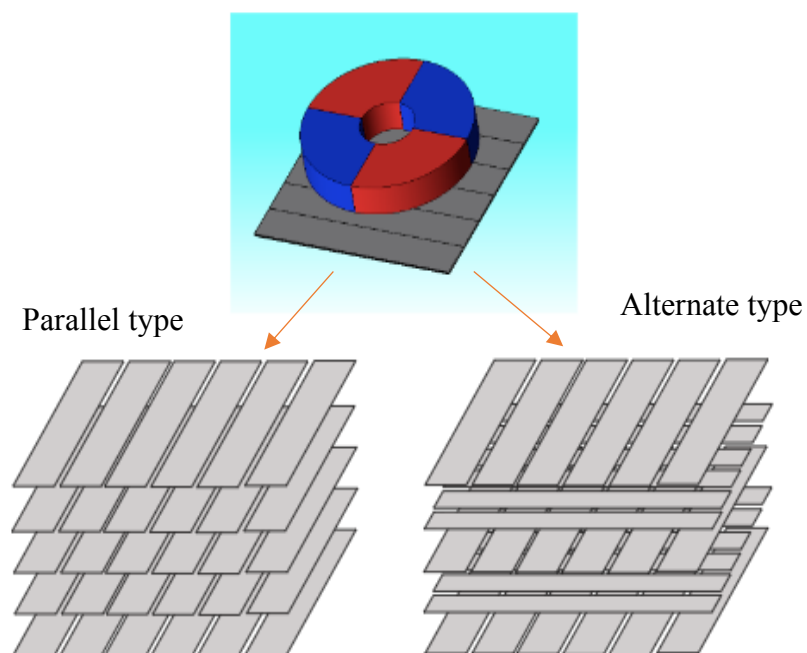


図 2.3 JMAG を用いて作成した Parallel type と Alternate type のモデル  
超伝導線材を 6 枚つなぎ合わせ、5 層分平行に積層した Parallel type のモデルと互い違いに積層した Alternate type のモデル

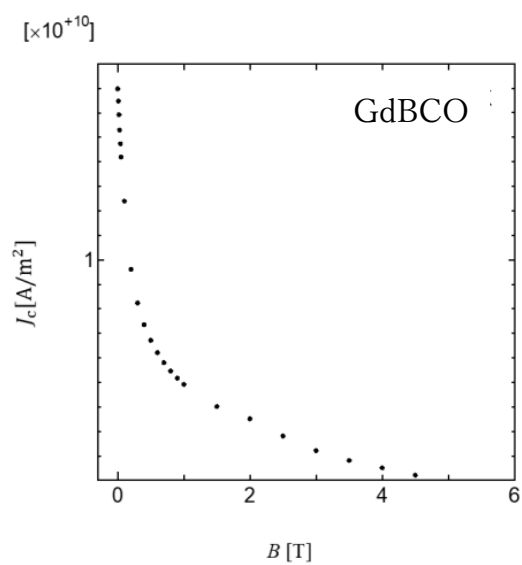


図 2.4  $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  線材の  $J_c$ - $B$  特性 [15]



## 2.1.2 メッシュ作成

JMAG-Designer では、対象物について 1.3 項で記述した有限要素法(FEM)を用いて解析を行う。そのため、メッシュは細かい方がより正確な解析を行うことができる。本研究では、超伝導線材による永久磁石の磁気浮上力の解析を行うことを目的としているため、永久磁石は 3 mm、超伝導線材は 1 mm とした。

## 2.2 磁気浮上工具の反発力計算

1.1.3 項で述べたように、永久磁石に超伝導線材を着磁し、永久磁石に近づけると、磁束ピンニングにより、永久磁石の運動に対して反対方向にピン力が働き、永久磁石の位置を元に戻そうとする。これにより、ピン力を利用して永久磁石が浮上する。本研究では、この浮上する力を反発力として解析した。反発力計算の概要を図 2.5 に示す。超伝導線材の上部に永久磁石を配置し、初期着磁距離を 10 mm と設定して着磁する。その後、永久磁石を 0.001 mm/s で超伝導体近づけ、永久磁石と超伝導体の距離が 1 mm になるまで計算を行った。

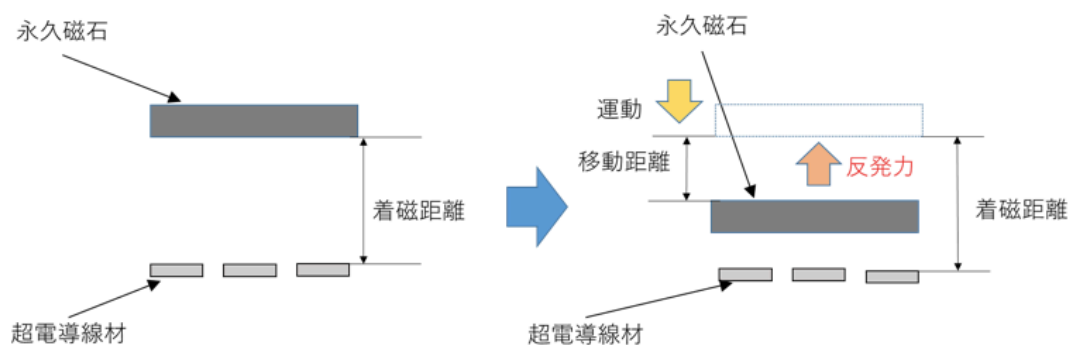


図 2.5 磁気浮上工具の反発力計算の概要

## 第3章 結果および考察

### 3.1 解析結果

#### 3.1.1 円型モデルの反発力比較

磁気浮上工具の切断数と角度を変えた円型モデル 5 つの反発力計算の結果を図 3.1 に示す。横軸は永久磁石と超伝導線材間の距離を示しており、縦軸は永久磁石に働く反発力を表している。また、グラフ横の 5 つのモデルの図について、反発力の大きい方から上から順に示している。5 つのモデル全てにおいて、永久磁石と超伝導線材間の距離が近くなるにつれて、反発力が大きくなっている。初期着時位置すなわち距離 10 mm の時、永久磁石による磁束の変化は起こらないため、ピン力が発生しない、つまり反発力はほぼゼロである。そして、永久磁石が超伝導線材に近づく程、超伝導線材に侵入する磁束が増加する。この磁束の侵入を妨げようとするピンニング力が永久磁石を元の位置に戻そうと反発するため、距離が近くなるほど反発力は大きくなると考えられる。また、最も切断数の少ないモデルの結果がよく、順に、永久磁石の NS 境界線上に超伝導線材の切断線が来ているものでかつ切断数が 4 個、8 個、NS 境界線から超伝導線材の切断線が 45°ずれているもので切断数が 4 個、8 個と反発力の大きさが小さくなっていった。この結果より、切断数はなるべく少ない方が良く、永久磁石の NS 境界線上に線材の切断線がくる影響は、切断数の多さよりも小さいことがわかる。

そこで、切断数と角度の影響を見るために、それぞれのモデルにおいて永久磁石と超伝導線材を 1 mm まで近づけた際に超伝導線材に流れる電流密度のベクトルプロットを比較した。以下の図 3.2 に比較したものを示す。5 つのモデルは全て、永久磁石と超伝導線材の間の距離が 1 mm で、超伝導線材に流れる電流の電流密度のベクトルプロットを示しており、左上から右上へ、そして左下から右下へ反発力の大きい順で示している。また、永久磁石との NS 境界線と切断線の比較のため、右に永久磁石のモデルを示している。5 つのモデルの反発力の違いは遮蔽電流による影響であると考えられ、以下の図 3.2 より、超伝導線材に流れる電流は永久磁石の NS 境界線で 2 つに分断されていることがわかる。大きい反発力のためには、1.1.8 項の(1.33)式より、磁気モーメント  $m$  が大きく関係しており、電流  $I$ 、面積  $S$  より、(1.25)式より  $m = IS$  が成り立った。そのため、切断数が 0 のモデルでは電流が途切れることなく最大限電流が流れることができた一方、磁石の NS 極と線材の隙間がずれてしまったものは、面積一杯に電流が流れきれず、十分な磁束が得られなかったことが要因であると考えられる。

以上より、切断数が 0 のモデルが最も大きい磁気モーメント、すなわち反発力を得ることができ、次に電流が流れる面積が大きさに反発力の大きさが影響されたと考えられる。

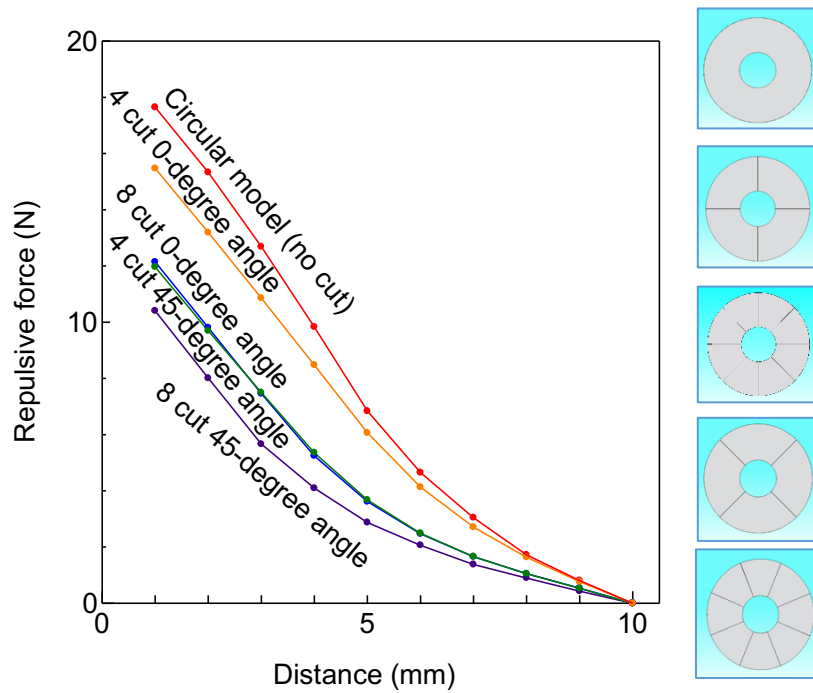


図 3.1 切断数(0, 4, 8)、角度(0°, 45°)変えた 5 つの円型モデルにおいて永久磁石を着磁距離 10 mm から近づけた時の FEM による反発力の計算結果

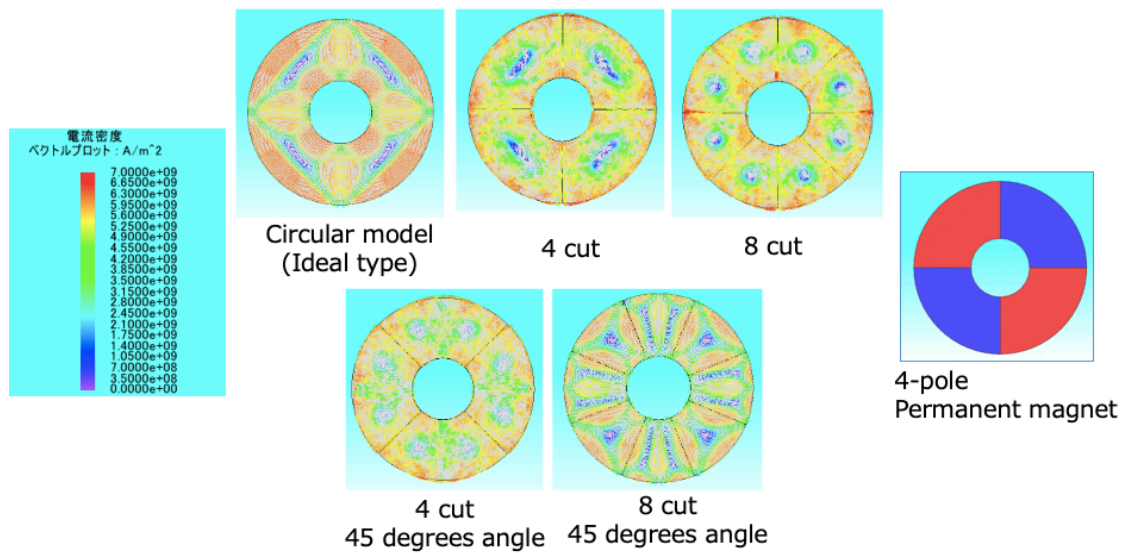


図 3.2 円型モデル 5 つの電流密度の比較

### 3.1.2 Alternate type と Parallel type の反発力比較

磁気浮上工具の Alternate type と Parallel type のモデルの反発力計算の結果を図 3.3 に示す。図 3.1 と同様、横軸は永久磁石と超伝導線材間の距離を示しており、縦軸は永久磁石に働く反発力を表している。また、Alternate type のモデルの図をグラフの右上に、Parallel type のモデルをグラフの右下に示した。グラフより、両モデル、永久磁石と超伝導線材間の距離が近くなるにつれて、反発力が大きくなるが、わずかながら Alternate type の方が、反発力が大きいことがわかる。この二つのモデルの違いとして、Alternate type では、線材同士の隙間の面積が $0.25 \text{ mm}^2$ であるのに対し、Parallel type では、 $36 \text{ mm}^2$ と、 $35.75 \text{ mm}^2$ の差があった。そのため 3.1.1 項でも述べた 1.1.8 項の(1.25)式の $m = IS$ において、Parallel Type と、Alternate type とでは、線材同士の隙間の少ない Alternate type の方が、面積 $S$ が大きくなり、より反発力が得られたと考えられる。

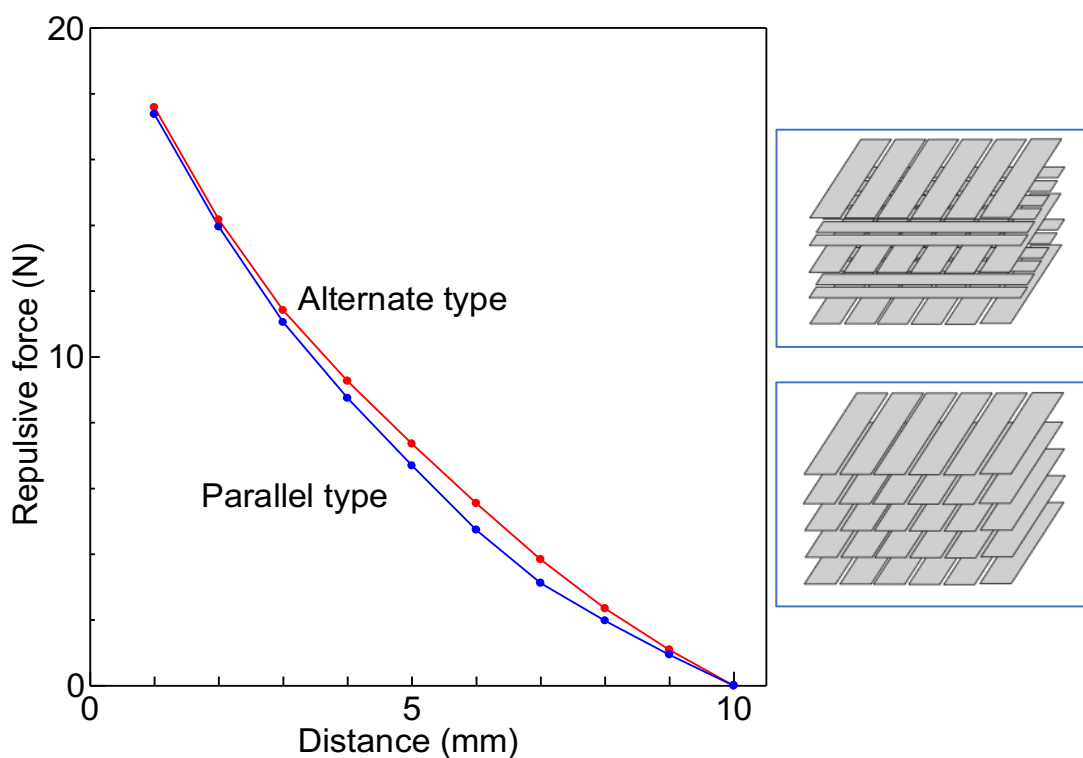


図 3.3 Alternate type と Parallel type のモデルにおいて、永久磁石を着磁距離 10 mm から近づけた時の有限要素法(FEM)による反発力の計算結果

## 第4章 結論

多くの機械の進歩に伴い、その機械を構成する部品の複雑化が進んでいる。また、SDGsの課題でもある地球温暖化やエネルギー問題への対策に向けて、加工技術の中でも、内部加工を行う中空加工技術では、軽量化、加工時間短縮における消費電力の抑制などが求められている。これらの問題解決の手段の一つとして、加工物を浮上させ、加工を空中で行う磁気浮上工具(SUAM)が提案されている。SUAMを用いることで、対象物と加工部品の工具干渉の心配がなくなるだけでなく、加工部品が浮いているため、対象物の内部の研磨加工も可能となる。超伝導バルクを用いたSUAMのさらなる性能向上を目指すため、 $J_c$ - $B$ 特性が高く、加工がしやすい超伝導線材を用いてモデル作成を行い、加工物の浮上を安定させる反発力の解析を行なった。

本研究では、JMAG-Designer 20.0を用いてモデルを作成し、SUAMに働く反発力について、有限要素法(FEM)を用いてA- $\Phi$ 法を解くことで解析を行い、その評価を行った。解析では、永久磁石を超伝導線材に近づけた際に生じる反発力について計算し、より性能の良いモデル作成を目指した。SUAMでは加工物を用いて研磨する際、安定して浮上させる必要があるため、反発力が重要となる。1つ目の円型モデルでは、切断数のないモデルが最も大きい反発力を得ることができ、次に切断数が少ないもの、磁石のNS境界線上に切断線が重なるものが良い結果となった。しかし、現状では幅の広い線材を入手することは困難であるため、実際の長尺超伝導線材で作成可能な2つ目のモデル、線材を互い違いに5層積層したAlternate typeと平行に積層したParallel typeの反発力を比較した。反発力の差はわずかだったものの、線材同士の間隙の少ないAlternate typeの方が、反発力が大きい結果を得ることができた。

よって、1.1.8項(1.25)式の磁気モーメント $m = IS$ に基づき、モデルを作成する際は面積を大きくするために、切断数をなるべく減らし、電流が流れる面積を小さくしないよう切断線は磁石のNS境界線上に来るよう配置するとより良い結果が得られることがわかった。加えて、線材同士の間隙による損失を減らすために、Alternate typeのように積層するとわずかながら反発力の大きい結果が得られる。また、今後幅の広い線材が入手できるようになれば、理想型としていた円型モデルを作れる可能性があるため、さらなる性能向上を望むことができると考える。

## 参考文献

- [1] 村上雅人 (2003), 「超伝導 Web21」, 国際超伝導産業技術研究センター, 『やさしい超伝導のおはなし (その1)』 4月号 1~3頁  
<<http://www.istec.or.jp/web21/series/2003-murakami.pdf>>
- [2] J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.* 108 (1957) pp. 1175–1204
- [3] 村上, 前掲記事, pp. 12
- [4] J. Ge, Z. Liu, C. Liu, C. Gao, D. Qian, K. Xue, Y. Liu and F. Jia, *Nature Materials* 14 (2015) pp. 285–289
- [5] A. P. Drozdov, M. I. Erements, I. A. Troyan, V. Ksenofotov and S. I. Shylin, *Nature* 525 (2015) pp. 73–75
- [6] Colin Barras, 「Warmest ever superconductor works at Antarctic temperatures」, 『New Scientist』  
<<https://www.newscientist.com/article/dn28058-warmest-ever-superconductor-works-at-antarctic-temperatures/>>
- [7] Snider, E. *et al. Nature* 586(2020) 373–377.
- [8] H. Ueda, A. Ishiyama, 「低温工学」 *J. Cryo. Super. Soc. Jpn*, 『応用電磁気学：超伝導機器応用のための電磁界数値解析 III –超伝導特性と電磁界解析–』 48巻9号 pp. 473–474
- [9] M. Tomita, M. Murakami, *Nature* 421 (2003) pp. 517
- [10] 松永晃治, 村上雅人, 日本マリンエンジニアリング学会雑誌 『バルク超伝導体の応用開発の現状と将来展望』, Vol. 37, No. 5, pp. 21
- [11] 講義ノートチャンネル「数学・物理・化学」, 『【電磁気学】磁気モーメント』 on video. YouTube, 2020.1.10, <[https://youtu.be/Y2Cl\\_jly9eM](https://youtu.be/Y2Cl_jly9eM)>
- [12] 本河光博, 北村直之(2000), 「磁気浮上による無容器溶融」, 『日本マイクログラビティ応用学会誌』 Vol. 17 No. 3, pp. 205
- [13] 石川博幸, 青木伸輔, 日比学(2014), 『解析塾秘伝 有限要素法の作り方!』, 日刊工業新聞社
- [14] JMAG Simulation Technology for Electromechanical Design, 「JMAG とは」  
<<https://www.jmag-international.com/jp/products/>>
- [15] M. Inoue, K. Tanaka, K. Imamura, K. Higashikawa, S. Awaji, K. Watanabe, T. Taneda, M. Yoshizumi, T. Izumi, T. Kiss, *Physics Procedia* 67(2015) 903-907

# 研究実績

国内学会

A. Nakato, S. Iwasaki, H. Ishii, E.S. Otabe, K. Matuo, K. Suzuki, The 7th Asian Applied Physics Conference (Asian-APC), November 26 – 27, 2022, Oita University, Dannoharu Campus

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、指導教員として終始多大なご指導を賜った、九州工業大学大学院 情報工学研究院 物理情報工学研究系 エレクトロニクス分野、小田部荘司教授に感謝申し上げます。超伝導体の基礎や、超伝導線材を用いた研究の方向性、学会等、様々な面で多くのご助言をいただきました。また、研究に限らず、社会人になって必要となるプレゼンテーションのスキルやスライド作成のアドバイス、学会聴講の紹介など様々な面でサポートしていただきました。深く感謝申し上げます。

磁気浮上工具の研究にあたり、快く研究室に迎えて下さった、共同研究先の九州工業大学大学院 情報工学研究院 知的システム工学研究系、鈴木恵友教授、並びに松尾健太郎氏、本田大夢氏に感謝申し上げます。様々な視点から性能向上に向け、多くのご助言をいただきました。また、実験および測定結果の提供や、話し合いの際には、実験分野から研究における意見を多くいただき、研究を進めるに際し、大変参考になりました。深く感謝申し上げます。

本研究を進めるにあたり、ご助言を多く賜った、九州工業大学 情報工学府 先端技術工学専攻 電子情報工学分野、岩崎慎也氏に感謝申し上げます。研究内容に対する質問に対応してくださり、また、JMAG の使い方を教えていただきました。深く感謝申し上げます。

最後に、公私ともにお世話になりました、小田部研究室の皆様、支えて下さった方々に深く感謝申し上げます。