

令和2年度  
学士學位論文

超伝導線材を用いた磁気浮上工具の  
有限要素法による電磁界解析

岩崎 慎也

学籍番号：17232014

九州工業大学 情報工学部

電子情報工学科

指導教員：小田部 壮司

令和3年2月16日

# 目次

第1章	序論	1
1.1	超伝導体	1
1.1.1	超伝導体の歴史	1
1.1.2	第1種・第2種超伝導体	2
1.1.3	磁束ピンニング	3
1.1.4	銅酸化物超伝導体	3
1.1.5	RE系超伝導体	4
1.1.6	$n$ 値	4
1.1.7	超伝導線材	4
1.2	有限要素法(FEM)	4
1.3	JMAG	5
1.4	$A-\phi$ 法	5
1.5	本研究の目的	7
第2章	FEM解析	8
2.1	解析方法	8
2.1.1	モデル作成	8
2.1.2	メッシュ作成	10
2.2	解析内容	10
2.2.1	反発力計算	10
2.2.2	引力計算	11
2.2.3	回転トルク計算	11
2.2.4	復元力計算	12
第3章	結果と考察	13
3.1	実験結果との比較	13
3.1.1	反発力の比較	13
3.1.2	引力の比較	14
3.1.3	回転トルクの比較	15
3.1.4	復元力の比較	15
3.2	小括	15
第4章	まとめ	16
	参考文献	17
	謝辞	18

## 図目次

- 図 1.1 超伝導状態と常伝導状態の関係 ..... 2
- 図 1.2 混合状態の様子 ..... エラー! ブックマークが定義されていません。

# 第1章 序論

## 1.1 超伝導体

### 1.1.1 超伝導体の歴史

1908年、オランダの物理学者 K. Onnes がヘリウムの液化に初めて成功した。これによって非常に低い温度を利用することが可能になり、1911年には、液体ヘリウムを用いて水銀の電気抵抗が4.2 K(−268.8°C)以下で急激にゼロになることを発見した。このように、非常に低い温度に冷やすことで電気抵抗が急激にゼロになる現象を超伝導、この現象が起きる特定の金属や化合物などの物体を超伝導体と呼ぶ。また、超伝導体の電気抵抗がゼロとなり、超伝導が起こる状態のことを超伝導状態と呼び、逆に電気抵抗がゼロでない状態のことは常伝導状態と呼ばれる。超伝導体はいろいろな機器への応用が期待されたが、当時の超伝導体では非常に低い温度のときのみ、超伝導が発生するが、僅かな磁場で超伝導が破壊される。なので、当時は工学的な応用は困難であった。

また、1933年には、ドイツの F. W. Meissner らによって、超伝導体には完全反磁性（マイスナー効果）があることが発見された。マイスナー効果とは、超伝導体に外部磁場  $H_0$  をかけても超伝導体の内部には磁束が侵入出来ず、磁束密度  $B$  をゼロのままにするという特性のことである。つまり、超伝導体とは、電気抵抗がゼロでマイスナー効果を持つ物質のことである。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  $T_c$ 、最大の磁場を臨界磁場  $H_c$  と呼ぶ。また、超伝導体は流すことの出来る電流にも限りがあり、ある一定の電流値を超えると電気抵抗が発生する。この流せる最大の電流密度のことを臨界電流  $J_c$  と呼ぶ。そのため、 $T_c$ 、 $H_c$ 、 $J_c$  の範囲内では超伝導状態、それ以外では常伝導状態となる。

それから少し間が空き、1957年に J. Bardeen と L. N. Cooper および J. R. Shrieffer らによって超伝導の仕組みが解明された。その理論を3人の頭文字をとってBCS理論という。BCS理論とは、超伝導を量子力学を使って説明する理論である。BCS理論によると超伝導体が超伝導状態になる最大の温度（臨界温度  $T_c$ ）は40 K(−233°C)を超えないという予測がされた。

そして、1962年にはイギリスの物理学者 Josephson は超伝導の量子論をさらに発展させ、薄い絶縁体層で隔てられた2つの超伝導体において、絶縁体層がきわめて薄いとき、超伝導体間に超伝導電流が流れるということを発見した。これをジョセフソン効果と呼ぶ。

さらに1986年には J. G. Bednorz, K. A. Müller らによって銅を含む酸化物が30 K(−243°C)で超伝導が発現するということが発表された。この発表以降、世界中で銅を含む酸化物の超伝導体の研究が始まった。そしてわずか数か月後には液体窒素の沸点である77.3 Kを超える  $T_c = 92$  Kの  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  が C. W. Chu らにより発見された。そして、現在

の温度の最高記録は $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ で $T_c = 150 \text{ K} (-123 \text{ }^\circ\text{C})$ となっている。このように高い $T_c$ を持つ超伝導体を高温超伝導体と呼び、その中でも銅酸化物であるものを銅酸化物超伝導体と呼ぶ。

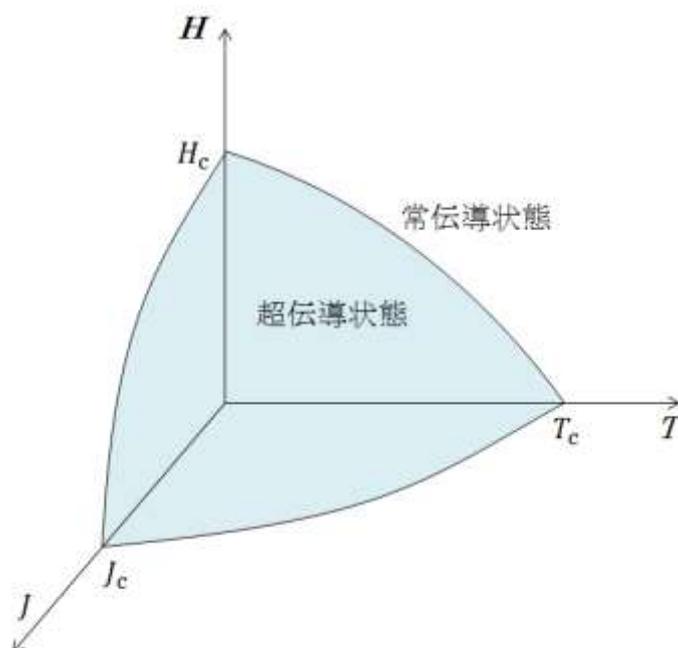


図 1.1 超伝導状態と常伝導状態の関係

## 1.1.2 第 1 種・第 2 種超伝導体

1.1.1 項では、超伝導体には電気抵抗ゼロ、マイスナー効果という 2 つの性質を持っていることを記述した。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、マイスナー効果が失われるので、磁束が内部に入り込み、常伝導状態となる。よって、超伝導状態から常伝導状態に遷移するときの磁場を臨界磁場 $H_c$ という。超伝導体は超伝導状態から常伝導状態へと遷移する過程によって第一種超伝導体、第二種超伝導体に分類することができる。

第一種超伝導体では $H_c$ 以上の $H_e$ かけると、マイスナー効果が完全に失われるので、常伝導状態へ遷移する。対して、第二種超伝導体では、下部臨界磁場 $H_{c1}$ 以上の $H_e$ かけると、超伝導体が壊され磁束が一部侵入するが、超伝導状態は完全には壊れず、超伝導状態と常伝導状態の 2 つが混ざり合った状態になる。超伝導状態と常伝導状態が混ざり合っており、 $H_e$ が $H_{c1}$ 以上 $H_{c2}$ 未満のとき、この状態を混合状態と呼ぶ。 $H_e$ を大きくすると常伝導状態の範囲が増え、入り込む磁束線の数が増える。 $H_e$ が上部臨界磁場 $H_{c2}$ を超えると超伝導状態は完全に壊され、常伝導状態に遷移する。よって、第一種超伝導体と第二種超伝導体は混合状態が存在するかどうかで分類されている。

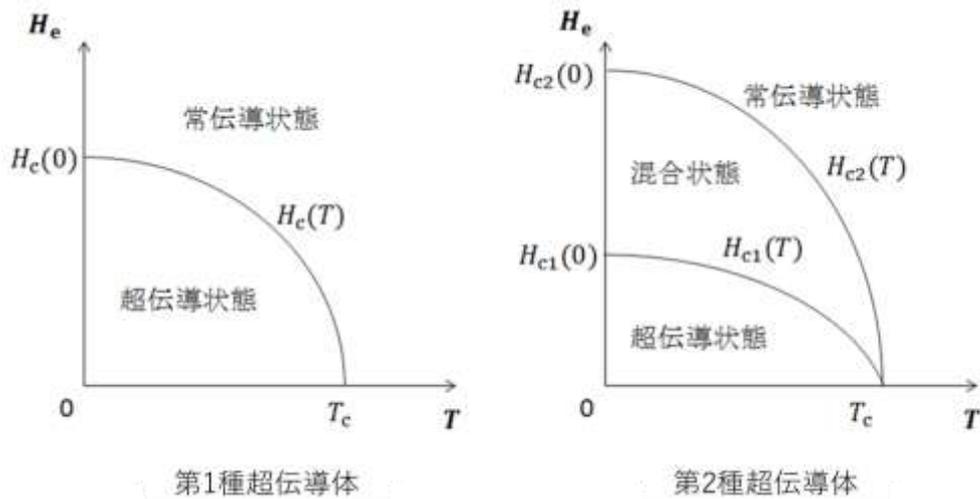


図 2: 第 1 種・第 2 種超伝導体

### 1.1.3 磁束ピンニング

第 2 種超伝導体の混合状態において磁場をかけると、その時の超伝導体は一部が常伝導状態であるので、その部分に磁束が侵入する。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にローレンツ力  $F_L$  が働く。 $F_L$  は超伝導体に流れる電流密度を  $J$  としたら、 $F_L = J \times B$  と表される。このローレンツ力により、磁束が速度  $v$  で運動をすると、電磁誘導により、 $E = B \times v$  となる電圧  $E$  が発生する。 $E$  が発生するという事は損失の発生、つまり抵抗が存在することを示しており、この抵抗の発生を防ぐためにローレンツ力に対抗して、磁束の運動を妨げる必要がある。この磁束の運動を妨げる力をピン力と呼び、磁束の動きを止める作用のことを磁束ピンニングと呼ぶ。ピン力  $F_p$  は  $J_c$  を超えない範囲内において  $F_L$  と等しくなり、最大で  $F_p = F_L = J_c B$  となる。よって、 $F_p$  を強くすることで  $J_c$  を向上させることが可能となる。

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。

### 1.1.4 銅酸化物超伝導体

今までの超伝導物質の  $T_c$  では液体窒素の沸点 77 K よりも低い温度でしか超伝導状態にならないため、冷却用の触媒として液体ヘリウムの使用が必要だった。しかし、1986 年、ドイツの物理学者 J. G. Bednorz, スイスの物理学者 K. A. Müller らによって銅酸化物超伝導体  $La_{2-x}Ba_xCuO_4$  が 30 K 以上で超伝導状態になるということが発見された。その 1 年後には  $T_c$  が 93 K の  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  を発見し、1993 年には  $HgBa_2Ca_2Cu_3O_{8+x}$  が 133 K の  $T_c$  を持つということが発見された。しかし、線材化が困難であったため、バルク状高温超電導体

として使用された。

### 1.1.5 RE 系超伝導体

銅酸化物超伝導体の内の一つである  $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  (REBCO) 超伝導体 (RE: Rare Earth: 希土類) は組成比が  $\text{RE} : \text{Ba} : \text{Cu} = 1 : 2 : 3$  の超伝導体である。RE には Y(yttrium), Sm(Samarium), Dy(Dysprosium), Eu(Europium)などが存在し、それらは総じて RE 系超伝導体と呼ばれる。1986 年に発見されて以降、液体窒素を用いて超伝導状態にすることが可能となったので、RE 系超伝導体は様々なことに応用するため、研究されている。しかし、高温で利用が可能な代わりに、金属超伝導体は普通、どの方向に電流を流しても  $J_c$ - $B$ 特性はすべて等しくなるが、銅酸化物超伝導体は磁界を加える方向によって  $J_c$ - $B$ 特性が変化してしまう。よって、臨界電流密度の磁界依存性の異方性が存在する。

### 1.1.6 $n$ 値

第二種超伝導体の  $E$ - $J$ 特性は以下のように表すことができる。

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

この指数  $n$  は超伝導体の  $n$  値と呼ばれる。 $n=1$  のとき、常伝導状態とオームの法則を示すような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。 $n$  値が小さい場合には、臨界電流を多少上回るときでも緩やかな電圧の発生がみられる。

### 1.1.7 超伝導線材

## 1.2 有限要素法(FEM)

有限要素法は、解析的に解くことが困難である微分方程式の近似解を数値的に算出する数値解析手法の 1 つである。円柱などの簡単な形状では解析的に解くことは簡単であるが複雑な形状となると解析が非常に困難になる。そこで、図に示すように複雑な形状を単純な形状の要素に分割し、各要素で境界条件を満たすように方程式を立てる。その後、これらの方程式を対象物全体の連立一次方程式として組み立てて解く。このように複雑な形状を単純な形状の集合とみなして解くことで複雑な形状の物体を解くことが可能となる。この分割された要素をメッシュと呼び、メッシュは小さいほど単純な形状となるためメッシュを細かくするほど計算精度は向上する。また、FEM は数値解析のみを行っているため、解析対象のモデリングが適切でない場合、誤った結果となる。そのため、解析対象への十分な理解が必要となる。

後日作成

図 1.3 有限要素法の概念

## 1.3 JMAG

JMAG は 1983 年に株式会社 JSOL が開発した、電気機器設計・開発のためのシミュレーションソフトウェアのことである。有限要素法を用いることで機器内部の複雑な物理現象を正確で高速に解析することができる。JMAG には「高い分析能力」、「高速計算」、「高い生産性」、「オープンインターフェース」の 4 つの特色がある。

## 1.4 $A$ - $\phi$ 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、

$$B = \nabla \times A \quad (1.2)$$

と表せる。この式を Maxwell 方程式

$$\nabla \times E + \dot{B} = 0 \quad (1.3)$$

に代入すると、

$$\nabla \times E = -\dot{B} = -\nabla \times \dot{A} \quad (1.4)$$

となる。すなわち、

$$\nabla \times (E + \dot{A}) = 0 \quad (1.5)$$

になる。 $E$  は電場の強度、 $\dot{B}$  は  $\partial B / \partial t$  ことである。また、任意のスカラー関数  $\phi$  は、 $\nabla \times \nabla \phi = 0$  なので、 $E$  は

$$E = -\dot{A} - \nabla \phi \quad (1.6)$$

と表すことができる。

透磁率  $\mu$ 、電気伝導率  $\sigma$  の導体中の磁場強度を  $H$ 、電流密度を  $J$  とすると、

$\nabla \times H$  に関する Maxwell 方程式は

$$\nabla \times H = \dot{D} + J = 0 \quad (1.7)$$

となる。また、周波数が極めて低い場合を考えればよいので電束密度  $D$  の時間微分は無視することができる。よって、

$$\nabla \times H = J \quad (1.8)$$

となる。式(1.8)に、式(1.2)および関係式

$$\nabla \cdot J = 0 \quad (1.9)$$

$$H = \frac{1}{\mu} B \quad (1.10)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (1.11)$$

を代入すると、

$$\nabla \times \mathbf{H} = \nabla \times \left( \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{A} \right) \quad (1.12)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = \nabla \cdot \sigma \mathbf{E} = -\sigma \nabla \cdot (\nabla \phi + \dot{\mathbf{A}}) = 0 \quad (1.13)$$

となる。なので、任意のベクトル $\mathbf{A}$ では

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} \quad (1.14)$$

が成り立つ。これにクーロンゲージ条件

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0 \quad (1.15)$$

を代入すると、

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = -\nabla^2 \mathbf{A} \quad (1.16)$$

となる。式(1.11)、式(1.12) に代入すると、

$$\frac{1}{\mu} \nabla^2 \mathbf{A} = \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \phi) \quad (1.17)$$

となる。ここで $\phi = \Phi$ と定義して、式(1.12)、式(1.15) に代入すると、それぞれ

$$\frac{1}{\mu} \nabla^2 \mathbf{A} = \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \Phi) \quad (1.18)$$

$$\nabla \cdot \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \Phi) = 0 \quad (1.19)$$

と表せる。これらが導体中の支配方程式である。

次に、空気領域では、 $\mathbf{J}_{ex}$ を外部電流密度とすると、Maxwell 方程式より

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_{ex} \quad (1.20)$$

と表せる。また、 $\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{A}$ ( $\mu_0$ は真空中の透磁率)と Maxwell 方程式から、

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{J}_{ex} \quad (1.21)$$

となり、空気中の支配方程式は、

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{A} = -\mathbf{J}_{ex} \quad (1.22)$$

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においては、

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{A} - \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \Phi) = \delta \mathbf{x} \quad (1.23)$$

となり、 $\delta \mathbf{x}$ 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 $\delta \mathbf{w}$ をかけ、体積積分したものをゼロと考えることによって、誤差 $\delta \mathbf{x}$ を考慮せず解析出来るようにしている。

$$\int_V \delta w \cdot \left\{ \frac{1}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{A} - \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \Phi) \right\} dV = \int_V \delta w \cdot \delta x dV = 0 \quad (1.24)$$

$A-\phi$ 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

$$\delta w = (\delta A_x, \delta A_y, \delta A_z) \quad (1.25)$$

とする。

また、他の支配方程式についても同様の操作を行う。

## 1.5 本研究の目的

後日作成

## 第2章 FEM 解析

### 2.1 解析方法

#### 2.1.1 モデル作成

現在、株式会社フジクラにて Y 系超伝導線材の開発が行われている。そこで、本研究では開発された超伝導線材を元に磁気浮上工具のモデルを作成し、解析を行った。FEM 解析には 1.3 項にて説明した JSOL 社製の JMAG-Designer20.0 を用いて解析を行った。モデルの作成には計算の簡易化のため、磁気浮上工具に必要な最低限の超伝導バルク、永久磁石、そしてそれらを取り巻く空気の 3 要素のみで構成し、解析を行う。実験において超伝導線材のサイズは図 2.1 に示すように、長さが 20 mm、幅が 12 mm、厚さが 1  $\mu\text{m}$  の  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  を 6 つ使用し、2 通りのパターンでモデルの反発力を解析した。モデルはそれぞれ、磁気浮上工具の中心から円状に等間隔で縦向きに 6 つ、横向きに 6 つで配置した。更に永久磁石は図 2.2 に示すように内径 10 mm、外径 29.5 mm、厚さ 10 mm で磁石表面での磁場が 450 mT のリング型 4 極ネオジウム磁石を用いた。

この条件にて作成したモデルを図 2.3 に示す。また、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  の特性には図 2.4 の  $J_c$ - $B$  特性の実験値を使用した。

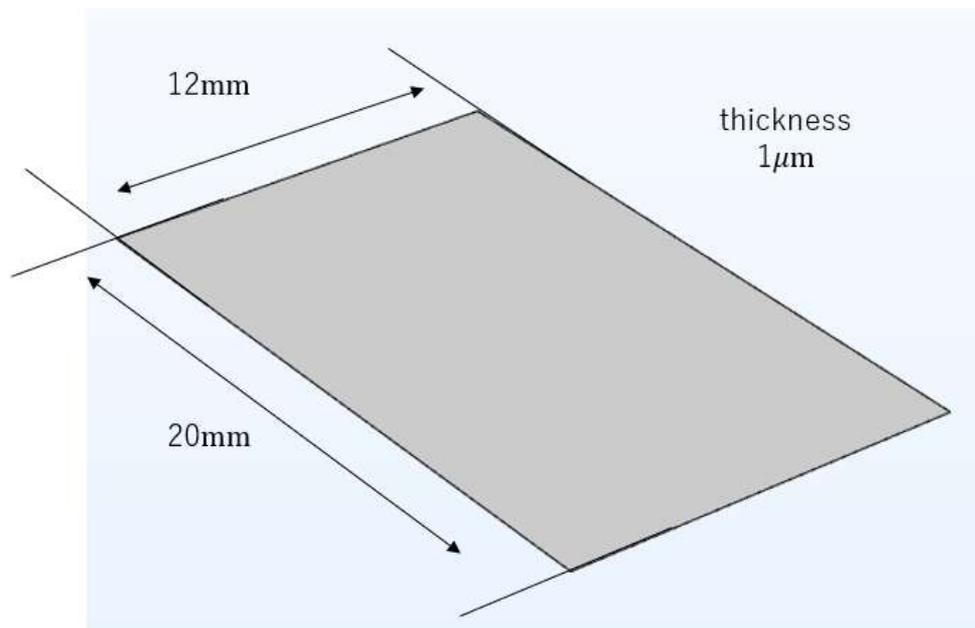


図 2.1 超伝導線材の概要

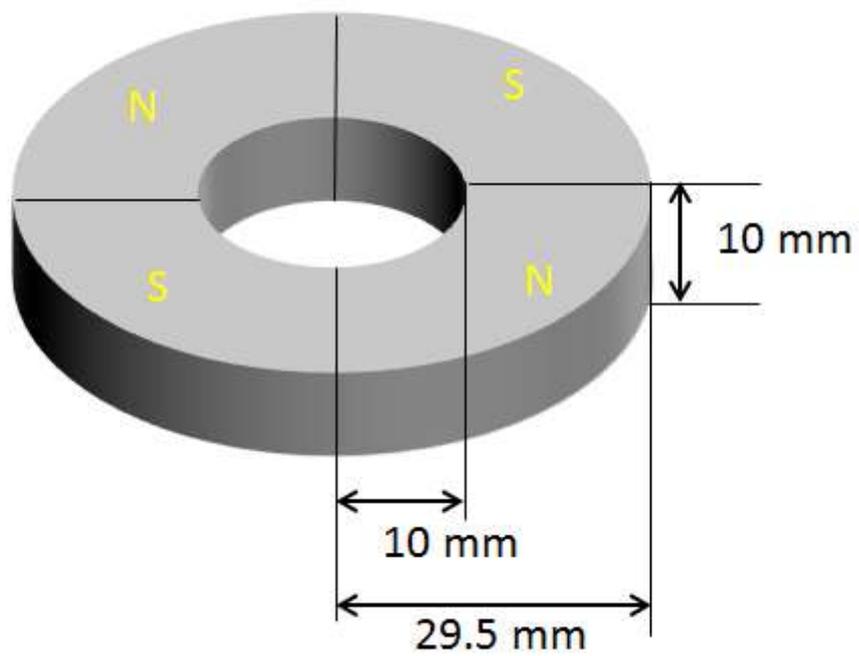


図 2.2 永久磁石の概要

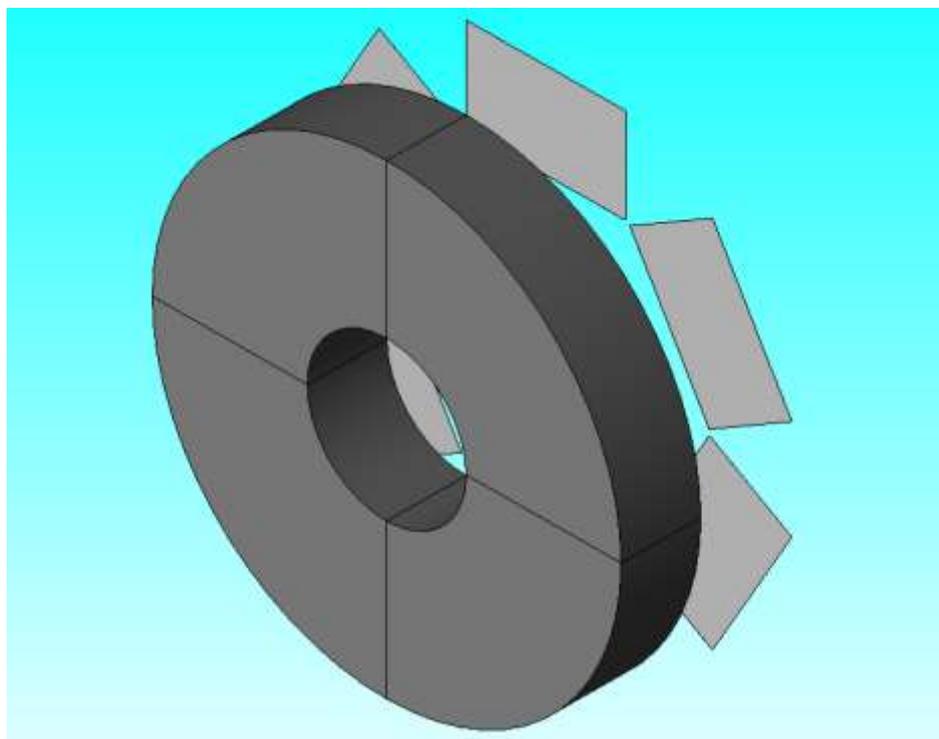


図 2.3 JMAG を用いて作成した解析モデル

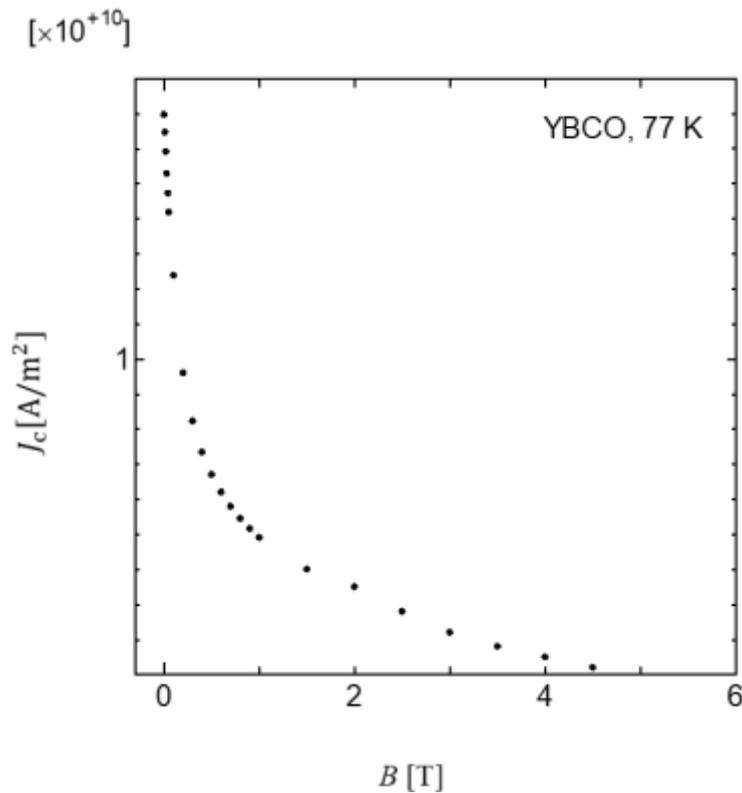


図 2.4 77.3 K における  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  の  $J_c$ - $B$  特性

## 2.1.2 メッシュ作成

今回の解析では、超伝導バルク、永久磁石、空気の順で重要な要素となっている。FEM は 1.2 項にて述べたようにメッシュは細かいほど正確な解析を行うことができる。そのため、超伝導バルク、永久磁石、空気の順でメッシュを細かく分割し、解析を行った。

## 2.2 解析内容

### 2.2.1 反発力計算

永久磁石に超伝導線材を着磁し、永久磁石を近づけると、磁束ピンニングによって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。このピン力によって永久磁石が浮上を行う。本研究では、この力を反発力として解析を行った。反発力計算の概要を図 2.5 に示す。超伝導線材の上に永久磁石を配置し、着磁を行う。その後、永久磁石を 0.1 mm ずつ超伝導線材に近づける。その際に発生する反発力を永久磁石 - 超伝導線材間距離が 1 mm となるまで近づけて解析を行った。

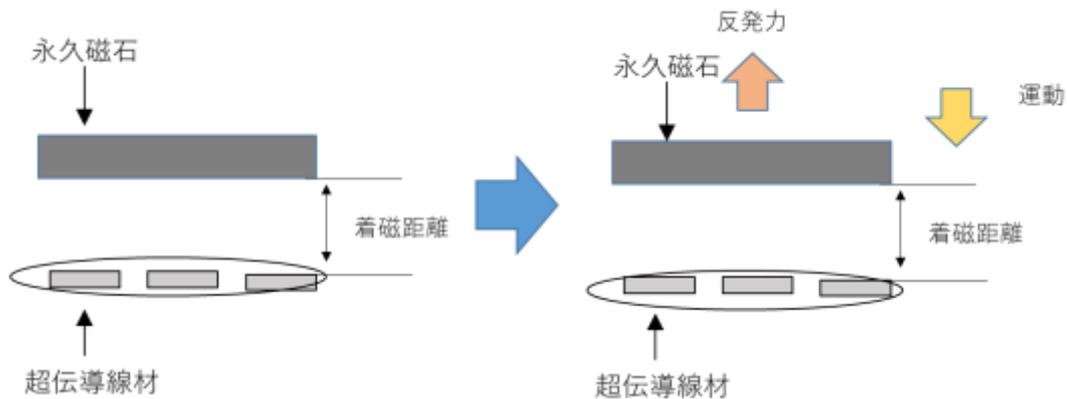


図 2.5 反発力計算の概要

## 2.2.2 引力計算

永久磁石に超伝導線材を着磁し、永久磁石を遠ざけると磁束ピンニングによって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。本研究ではこの力を引力として解析を行った。引力計算の概要を図 2.6 に示す。超伝導線材の上に永久磁石を配置し、着磁を行う。その後、永久磁石を 1 mm ずつ超伝導線材から遠ざける。その際に発生する引力を移動距離が 20 mm となるまで計算を行った。

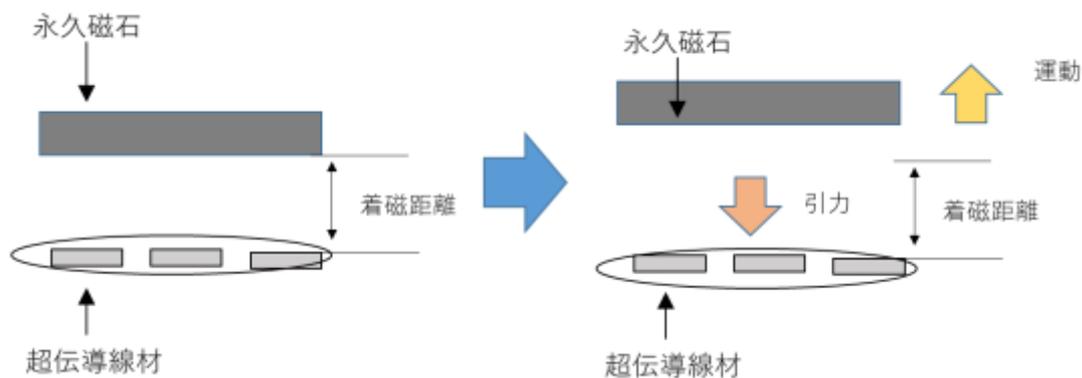


図 2.6 引力計算の概要

## 2.2.3 回転トルク計算

永久磁石に超伝導線材を着磁し、永久磁石を回転させると超伝導線材にピン力が働き、永久磁石の回転に合わせて、超伝導線材が回転を行う。これによって回転トルクが発生する。回転トルク  $\mathbf{N}$  は、回転軸からみた力の加わる点までの距離を  $\mathbf{r}$ 、物体に加わる力を  $\mathbf{F}$  とすると  $\mathbf{N} = \mathbf{r} \times \mathbf{F}$ 、で表される。本研究でこの回転トルクの解析を行った。回転トルク計算の概要を図 2.7 に示す。超伝導線材の上に永久磁石を配置し、着磁を行う。その後、永久磁石を 10 度ずつ回転させる。その際に発生した回転トルクを 360 度、1 回転するまで計算を行った。

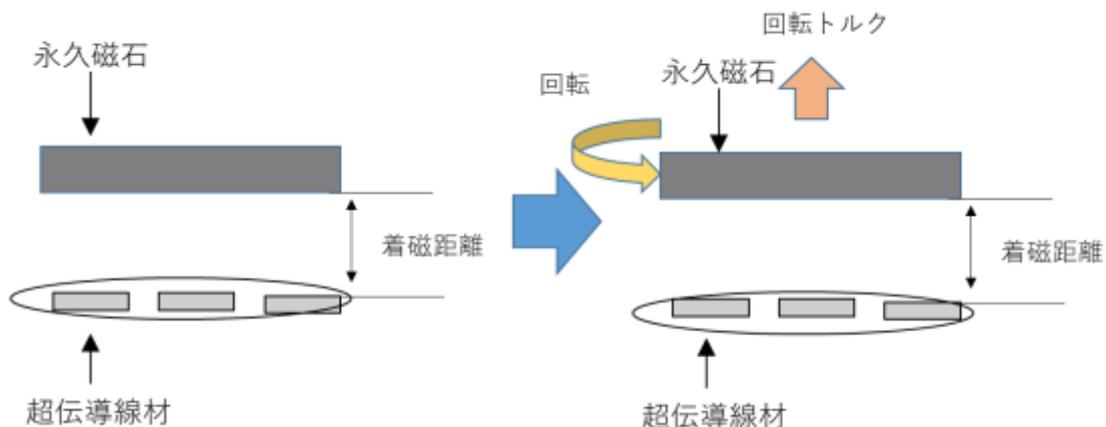


図 2.7 回転トルク計算の概要

## 2.2.4 復元力計算

永久磁石に超伝導線材を着磁し、永久磁石を横方向へ移動すると、磁束ピンニングによって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。本研究ではこの力を復元力として解析を行った。復元力計算の概要を図 2.6 に示す。超伝導線材の上に永久磁石を配置し、着磁を行う。その後、永久磁石を 1 mm ずつ超伝導線材に対して水平方向に移動させる。その際に発生する復元力を移動距離が 75 mm となるまで計算を行った。

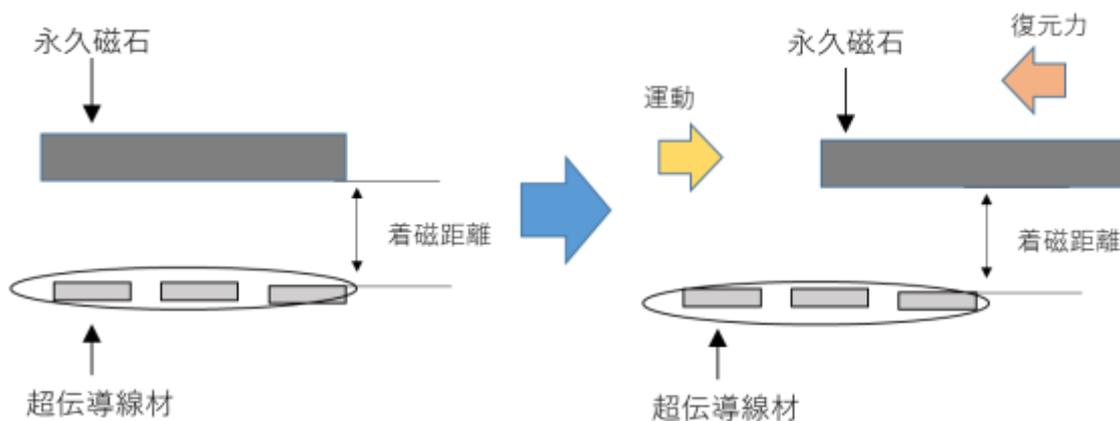


図 2.8 復元力計算の概要

## 第3章 結果と考察

### 3.1 実験結果との比較

#### 3.1.1 反発力の比較

超電導線材を縦向きと横向きに置いた時のモデルの FEM による反発力計算との比較を図 3.1 に示す。横軸は永久磁石 - 超伝導線材間距離を表しており、縦軸は永久磁石に働く反発力を表している。また、縦向きのモデルの結果を赤の実線で、横向きのモデルの結果を青の実線で示している。これら二つのモデルの FEM 結果を比較すると、反発力はどちらも永久磁石 - 超伝導線材間距離に反比例し、増大しており、縦向きモデルよりも横向きモデルのほうが反発力は大きくなる。

着磁距離である永久磁石 - 超伝導線材間距離が 10 mm では力はゼロであり、着磁距離から永久磁石を近づけると反発力が働き、近づくほど反発力は大きな値を示すことが確認できる。永久磁石 - 超伝導線材間距離が 10 mm の場合では磁束の変化が起こらないためピンカが発生せず、反発力がゼロとなる。さらに、永久磁石が超伝導線材に近づくと侵入する磁束が増え、それを阻止しようとピンカが発生する。侵入する磁束は超伝導線材に近づくほど増加し、その影響によってピンカが増大し反発力が大きくなる。そのため、図 3.1 のような推移を取ったと考えられる。

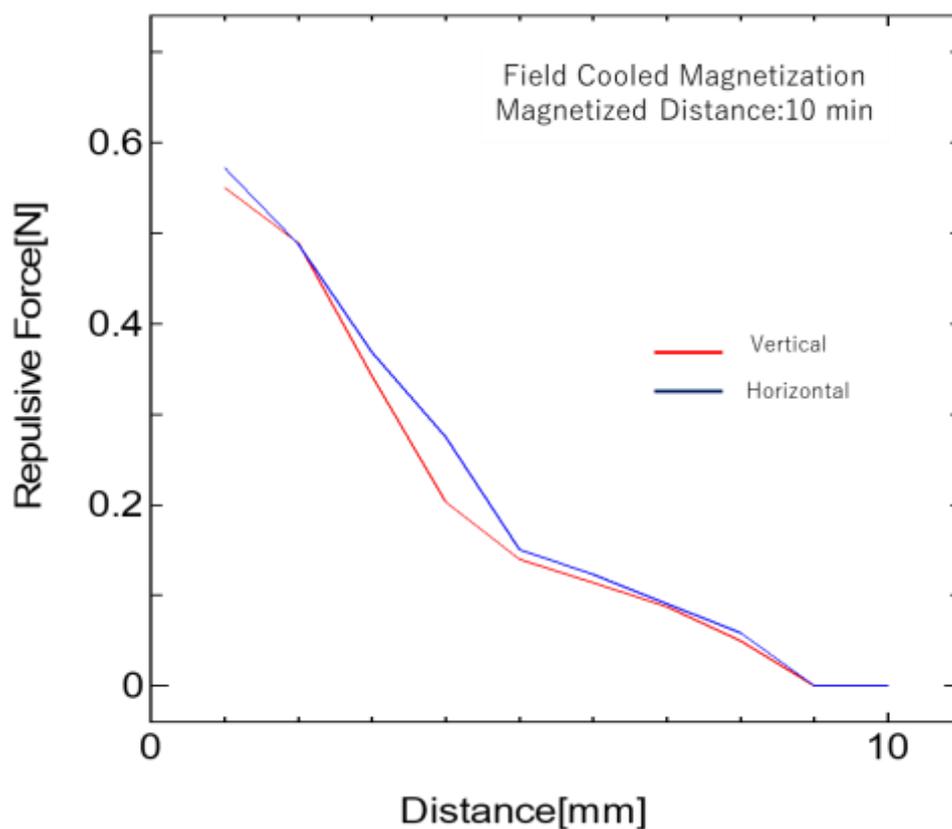


図 3.1 永久磁石を着磁距離から近づけたときの反発力の FEM 結果

### 3.1.2 引力の比較

超電導線材を縦向きと横向きに置いた時のモデルの FEM による引力計算との比較を図 3.2 に示す。横軸は永久磁石 - 超伝導線材間距離を表しており、縦軸は永久磁石に働く引力を表している。また、縦向きモデルの結果を赤の実線で、横向きモデルの結果を青の実線で示している。これら二つのモデルの FEM 結果を比較すると、どちらも着磁距離から離れると引力が増加することが確認できる。移動距離が縦向きモデルだと 2mm 横向きモデルだと 1mm を超えると引力の減少が発生する、引力の推移がおおよそ一致していることから 2つのモデルともに性質は同じだといえる。引力の値もおおよそ同じ値を示しており、引力の大きさも等しいといえる。

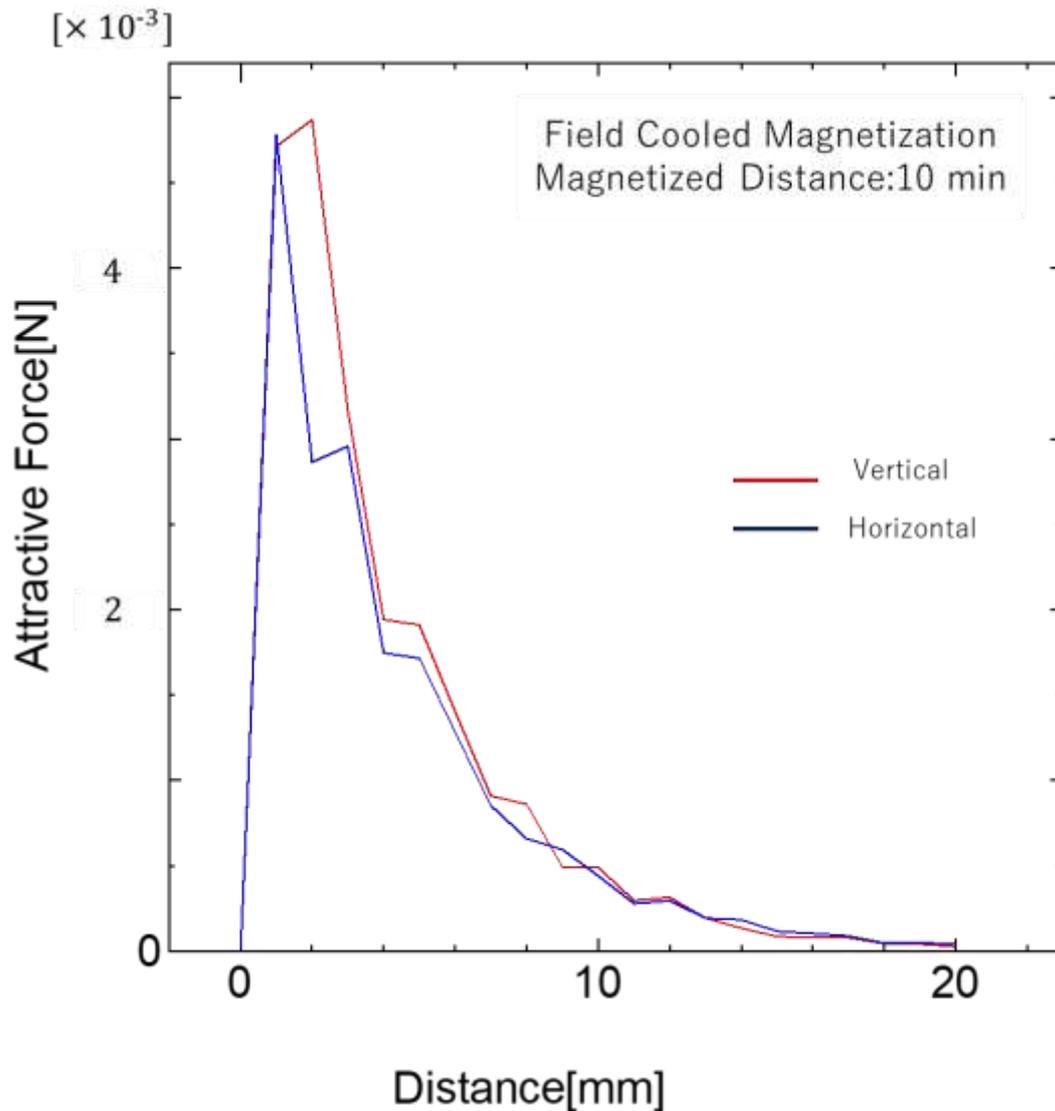


図 3.2 永久磁石を着磁距離から離れたときの引力の FEM 結果

### 3.1.3 回転トルクの比較

図 3.3 永久磁石を着磁距離で回転させたときの回転トルクの FEM 結果

### 3.1.4 復元力の比較

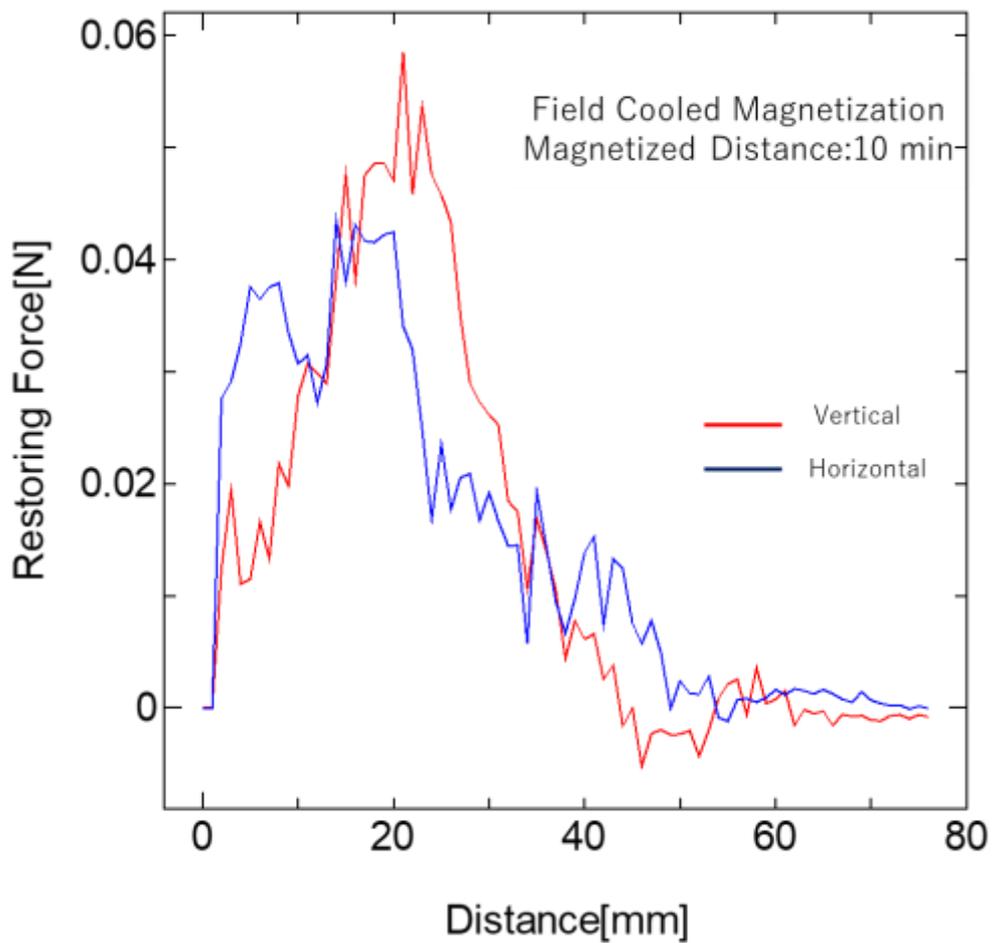


図 3.4 永久磁石を着磁距離から水平方向に移動したときの復元力の FEM 結果

## 3.2 小括

磁気浮上工具の性能評価のため、反発力、引力、回転トルク、復元力について再現を試みた。FEM 結果を比較すると、性質、大きさともにおおよそ同じ値を示した。

## 第4章 まとめ

## 参考文献

- [1] J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer, Phys. Rev. 108 (1957) 1175–1204

## 謝辞

まず、九州工業大学大学院情報工学研究院電子情報工学研究系エレクトロニクス分野、小田部荘司教授にお礼申し上げます。超伝導体の基礎や研究の方向性のご指導ありがとうございます。また、研究に限らず、有意義な学生生活の過ごし方や社会人としての心構えなど、教えていただき、研究室に入る以前よりもエレガントな人間になれたような気がします。ありがとうございました。

九州工業大学情報工学府先端情報工学専攻、木下雄士氏にお礼申し上げます。JMAG の使用方法を始めとする研究へのアドバイスを数多く頂きました。深く感謝致します。

最後に。公私ともお世話になった小田部・木内研究室の皆様、ここまで育て、支えてくれた方々に深く感謝致します。