

令和 6 年度 修士論文

半導体輸送技術への応用を目指した
超伝導磁気浮上工具の電磁界解析

九州工業大学情報工学府

情報創成工学専攻 物理情報工学専門分野

学生番号 236E0322

中塘 彩友美

指導教員：小田部 莊司

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 超伝導線材	7
1.1.5 着磁	8
1.1.6 超伝導体による永久磁石の浮上力	8
1.2 半導体製造工程.....	10
1.2.1 半導体搬送	10
1.2.2 CMP	10
1.2.3 磁気浮上工具(SUAM).....	11
1.3 超伝導体の数値解析	13
1.3.1 JMAG	13
1.3.2 有限要素法(Finite Element Method(FEM)).....	13
1.3.3 $A-\phi$ 法	14
1.3.4 n 値モデル	16
1.4 本研究の目的	17
第2章 有限要素法(FEM)による解析.....	18
2.1 解析方法.....	18
2.1.1 モデル作製	18
2.1.2 磁気浮上工具の反発力計算	21
2.2 数値解析における J_c - B 特性	21
第3章 結果および考察	24
3.1 実験モデル3層と実験結果の比較	24
3.2 実験モデルの計算結果と実験結果の反発力比較	27
3.3 実験モデルと小型モデルの反発力計算の比較	28

第 4 章 結論	30
参考文献.....	31
研究実績.....	32
謝辞.....	33

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	レアアース系超電導線材の構造.....	7
図 1.5	CMP(Chemical Mechanical Polishing).....	10
図 1.6	半導体搬送における SUAM の活用.....	11
図 1.7	SUAM(SUPerconductive Assisted Machine)の概要図.....	12
図 1.8	永久磁石に取り付けられた研磨材.....	12
図 1.9	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使用している SUAM の稼働風景.....	13
図 1.10	有限要素法の概念図.....	14
図 1.11	n モデルの E - J 特性.....	16
図 2.1	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で使用されているモデルを基に作製した実験モデル.....	19
図 2.2	積層の際に考慮する線材間の隙間の設定.....	19
図 2.3	実験モデルを基に小型化を目指した小型モデル.....	20
図 2.4	実験で使用されているモデルを基に作製した永久磁石.....	20
図 2.5	磁気浮上工具(SUAM)の反発力計算の概要.....	21
図 2.6	超伝導体の I_c - B - T 特性(77.3 K).....	23
図 2.7	高温超電導体における I - V 特性と数値解析コードでの低電流領域の近似特性.....	23
図 3.1	着磁距離12 mmから1 mmずつ磁石 – 線材間2 mmまで永久磁石を超伝導線材に近づけた際の、実験モデル 3 層の計算結果および 3 層の実験結果の反発力比較....	24
図 3.2	磁石 – 線材間距離2 mmのときの速度別反発力の結果.....	25
図 3.3	初期導電率、最大導電率を変更した実験モデル 3 層の計算結果および 3 層の実験結果の反発力比較.....	26
図 3.4	実験モデル 1、3、5 層の計算結果および 3、5 層の実験結果の反発力比較.....	27
図 3.5	実験モデル 5 層と同じ層数である小型モデル 5 層、同じ面積である 9 層における反発力計算.....	28
図 3.6	実験モデル 5 層の電流密度プロット.....	29
図 3.7	小型モデル 5 層の電流密度プロット.....	29

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、Ohm's law 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、液体ヘリウムを用いて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、通常の導体以上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_e 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 、最大の臨界磁場を 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、超伝導体が高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[1]。

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、超伝導体間に超伝導電流が流れることを発見した[3]。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 30 K 付近である 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た。1987 年には、M. K. Wu らによって、臨界温度

90 Kを超える超伝導を示すY系高温超伝導体(YBCO)が発見された[4]。

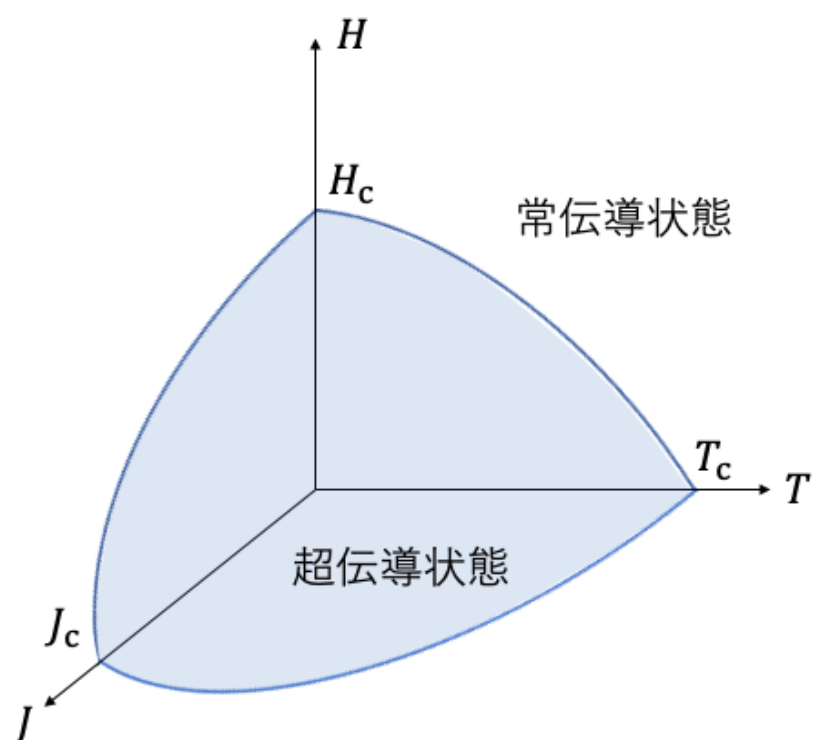


図 1.1 超伝導状態と常伝導状態の関係を表す相転移図

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。

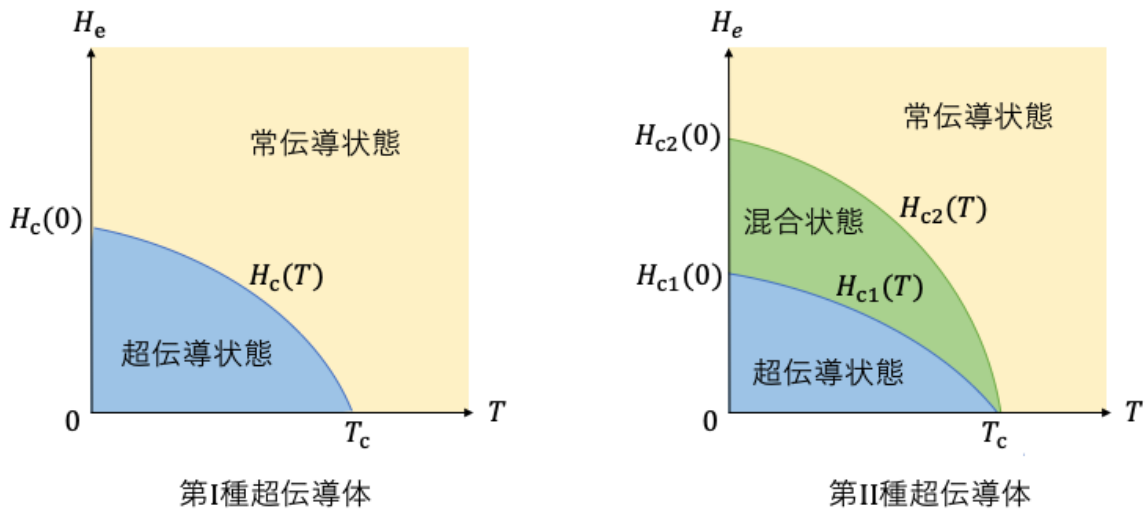


図 1.2 第 I 種超伝導体と第 II 種超伝導状態の相転移図

図 1.2 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 $\mathbf{F}_p = \mathbf{F}_L = \mathbf{J}_c \times \mathbf{B}$ 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。

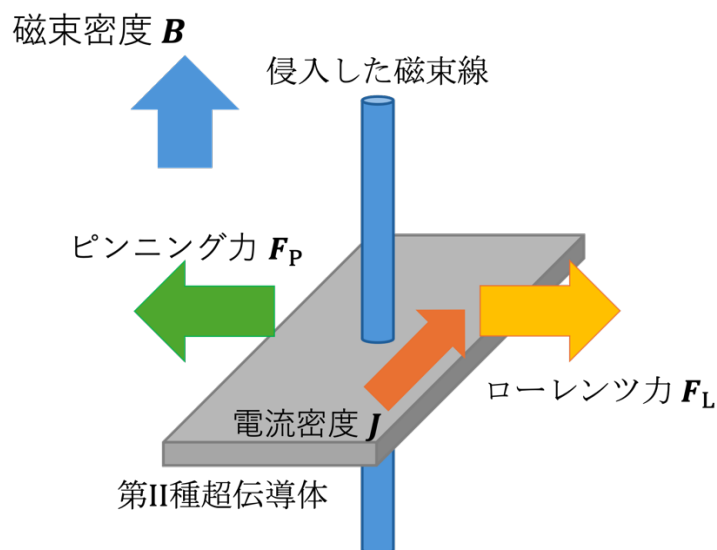


図 1.3 磁束ピンニング現象 混合状態である第 II 種超伝導体に電流密度 J を流すと、超伝導体内へ侵入した磁束線にローレンツ力 F_L が働き、抵抗が発生する。その抵抗を防ぐために F_L の動きを妨げるピンニング力 F_P が発生する

1.1.4 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。

<線材構造模式図>

安定化層 [銅めっき] 片側20 μ m

保護層 [Ag] 2 μ m

超電導層 [GdBCO] 2 μ m / [EuBCO+BHO] 2.5 μ m

中間層 [Al₂O₃ / Y₂O₃ / MgO / CeO₂] ~0.7 μ m

金属基板 [ハステロイ®] 75 μ m / 50 μ m

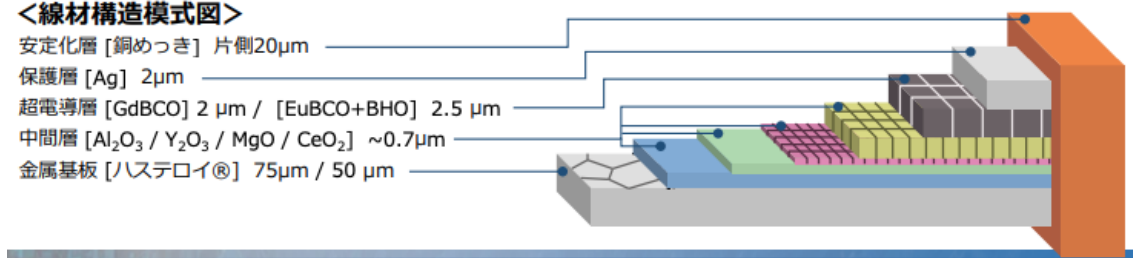


図 1.4 レアアース系超電導線材の構造、株式会社フジクラ超電導事業推進室(2024)

『レアアース系高温超電導線材のご紹介』、

<https://www.fujikura.co.jp/products/newbusiness/superconductors/01/superconductor.pdf>

より引用

1.1.5 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)、ゼロ磁場冷却法(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、磁場がゼロの状態で、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、作製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。

1.1.6 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く。

浮上力と磁化と磁気モーメントの関係について、まず磁化とは、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 $\mathbf{M}$ は磁気モーメント $\mathbf{m}$ を用いて、

$$\mathbf{M} = \frac{\mathbf{m}}{V} \quad (1.1)$$

のように表される。ここで、磁気モーメント $\mathbf{m}$ は、以下の式で表せる[5]。

$$\mathbf{m} = I\mathbf{S} \quad (1.2)$$

また、磁化と磁場の強さの比である磁化率 χ について、磁化 $\mathbf{M}$ が磁場 $\mathbf{H}$ に比例するとき、磁束密度 $\mathbf{B}$ を用いて、

$$\chi = \frac{\mathbf{M}}{\mathbf{H}} = \frac{\mu_0 \mathbf{M}}{\mathbf{B}} \quad (1.3)$$

と表され、(1.1)式と(1.2)式より、

$$\chi = \frac{\mu_0 \mathbf{m}}{\mathbf{B} V} = \frac{\mu_0 I\mathbf{S}}{\mathbf{B} V} \quad (1.4)$$

と変形することができる。また、磁化は(1.3)式より

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \chi \mathbf{B} \quad (1.5)$$

と表すことができる。(1.5)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、

$$E_m = - \int_0^{B_0} \mathbf{B} d\mathbf{M} = \frac{1}{2\mu_0} \chi B_0^2 \quad (1.6)$$

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、

$$F = -\text{grad } E_m = \frac{1}{\mu_0} \chi B_0 \frac{dB_0}{dz} \quad (1.7)$$

より求めることができる[6]。(1.7)式より、反発力は磁束密度に比例する。よって、磁気モーメントの(1.2)式、(1.4)式、(1.7)式より、超伝導体による単位体積あたりの浮上力は

$$F = \frac{1}{\mu_0} \frac{\mu_0 I\mathbf{S}}{\mathbf{B} V} B_0 \frac{dB_0}{dz} = \frac{I\mathbf{S}}{V} \frac{dB_0}{dz} \quad (1.8)$$

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、磁石の性能、そして、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 半導体製造工程

1.2.1 半導体搬送

半導体製造工程において、安定した装置稼働率のために微小なパーティクルを抑えることはとても重要である[7]。ウェーハを安全かつ効率的に移動させるためのロボットがあるが、現状として、ロボット可動部の摩擦によって発生する微細なパーティクルがウェーハ表面を汚染してしまうことが挙げられる。

1.2.2 CMP

CMP(化学的機械研磨: Chemical Mechanical Polishing)は主に半導体の研磨加工に用いられている加工装置である(図 1.5 [8])。スラリーと呼ばれる微粒研磨剤を含んだ液体を用いることで、微細な研磨加工を可能にしている。

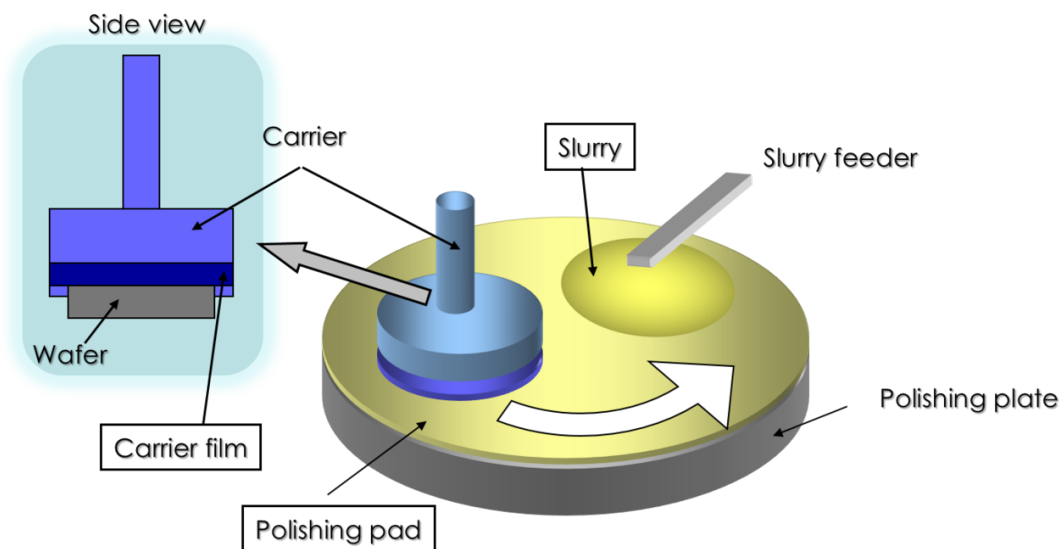


図 1.5 CMP(Chemical Mechanical Polishing)、
アンカーテクノ株式会社、『CMP(Chemical Mechanical Polishing)とは』
<http://www.anchor-t.co.jp/category/1979326.html> より引用

1.2.3 磁気浮上工具(SUAM)

1.2.1 項で記述したように、半導体搬送技術の現状として、ロボット可動部の摩擦によって発生する微細なパーティクルがウェーハ表面を汚染してしまうことが挙げられる。そこで、超伝導体の磁束ピンニングを利用し、浮上した磁性体にウェーハを乗せることで、可動部との接触なく、そして、ウェーハ表面を汚染することなく搬送することができる磁気浮上工具 SUAM(Superconductive Assisted Machine)を提案する。この装置では、搬送だけでなく、研磨、洗浄、露光、接合など、半導体製造工程の一連の流れを1つのチャンバー内で行うことができる(図 1.6)。

SUAM は図 1.7 より、永久磁石と超伝導体からなっており、まず、超伝導体の上に永久磁石を任意の高さに配置する。次に断熱容器に液体窒素を流し入れ超伝導体を冷却する。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の上にウェーハを乗せ、超伝導体を横へ移動させることで、永久磁石を追従移動させ、ウェーハの搬送を行うことができる。また、超伝導体を回転させることで、永久磁石を追従回転させ、研磨を行うことができるため、1.2.2 項で述べた CMP 技術のように、永久磁石に研磨剤を取り付けることで(図 1.8)、ウェーハ表面を研磨することができる。実際に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ある SUAM の装置を図 1.9 に示す。

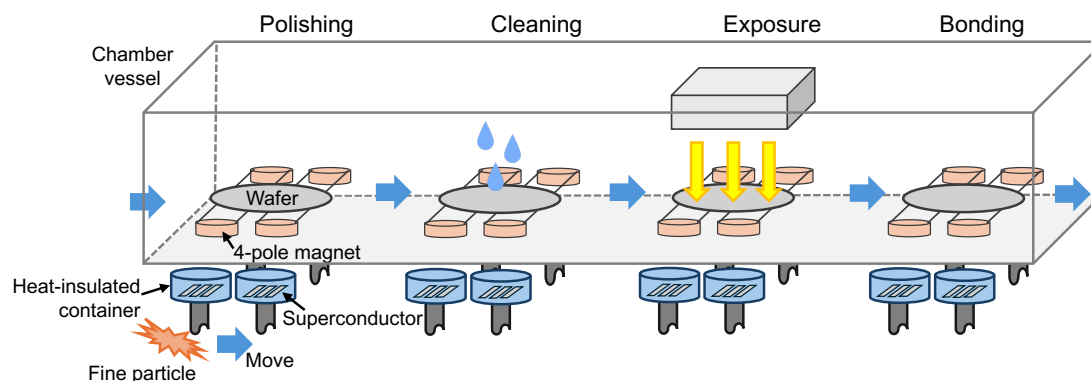


図 1.6 半導体搬送における SUAM の活用

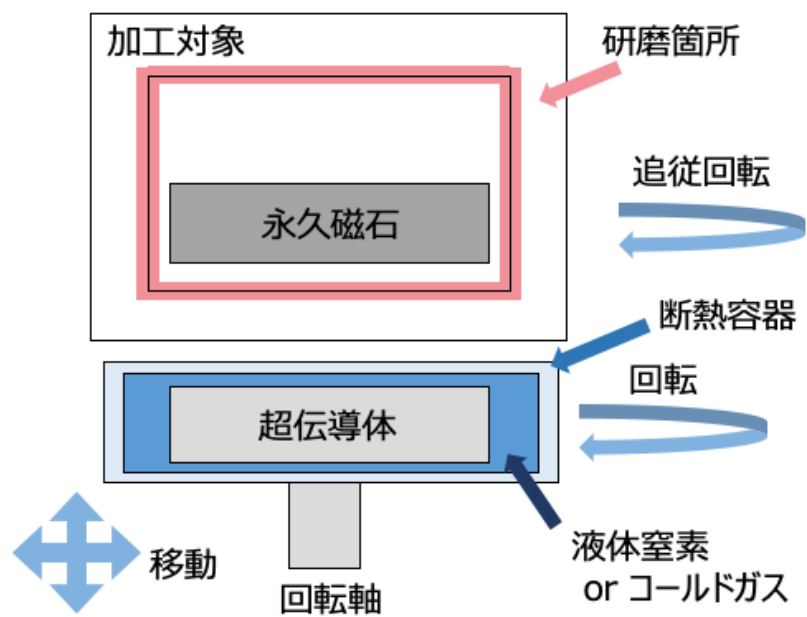


図 1.7 SUAM(SUperconductive Assisted Machine)の概要図

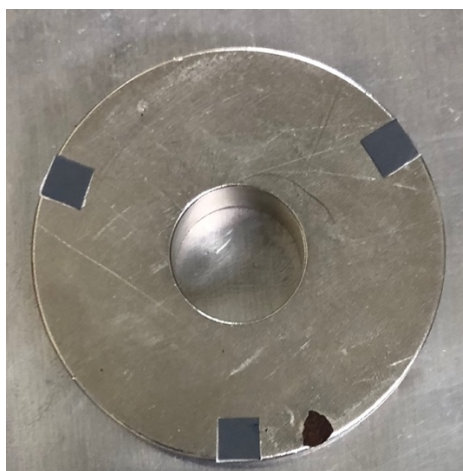


図 1.8 永久磁石に取り付けられた研磨材

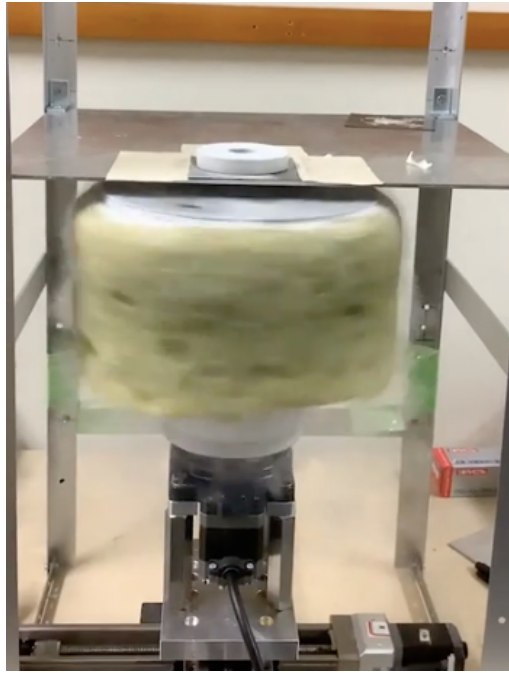


図 1.9 九州工業大学大学院情報工学研究院知的システム工学研究系鈴木恵友研究室にて使用している SUAM の稼働風景

1.3 超伝導体の数値解析

1.3.1 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 [9]。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。

1.3.2 有限要素法(Finite Element Method(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、簡易的な三角形や四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 1.10)。この分割された要素をメッシュと呼び、メッシュを細かくする

程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、解析対象への十分な理解が正確な結果につながる。

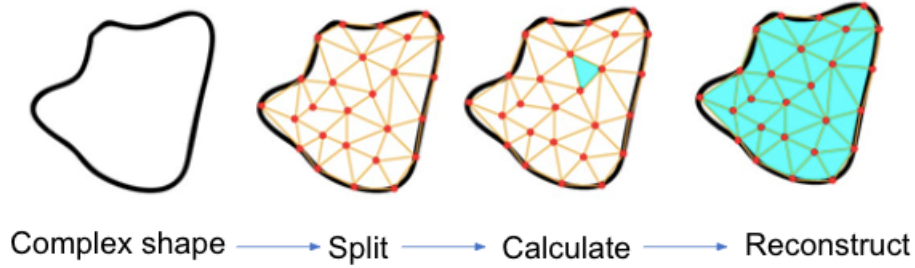


図 1.10 有限要素法の概念図

1.3.3 A - ϕ 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 $\mathbf{A}$ と電気スカラーポテンシャル ϕ を未知数として解くベクトルポテンシャル法(A - ϕ 法)がある。

磁束密度 $\mathbf{B}$ は、磁気ポテンシャル $\mathbf{A}$ を用いると、

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (1.9)$$

と表せる。これを Maxwell 方程式

$$\nabla \times \mathbf{E} + \dot{\mathbf{B}} = 0 \quad (1.10)$$

に代入すると、

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}} = -\nabla \times \mathbf{A} \quad (1.11)$$

と表すことができる。すなわち、

$$\nabla \times (\mathbf{E} + \dot{\mathbf{A}}) = 0 \quad (1.12)$$

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

$$\mathbf{E} = -\dot{\mathbf{A}} - \nabla \phi \quad (1.13)$$

と表せる。

次に透磁率 μ 、電気導電率 σ の導体中の磁場を $\mathbf{H}$ 、電流密度を $\mathbf{J}$ とすると、 $\nabla \times \mathbf{H}$ に関する Maxwell 方程式は

$$\nabla \times \mathbf{H} = \dot{\mathbf{D}} + \mathbf{J} = 0 \quad (1.14)$$

であるが、周波数が極めて低い場合を考えると電束密度 $\mathbf{D}$ の時間微分は無視できると考え、

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (1.15)$$

となる。式(1.15)に、式(1.9)及び関係式

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (1.16)$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B} \quad (1.17)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (1.18)$$

を代入すると、

$$\nabla \times \mathbf{H} = \nabla \times \left(\frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{A} \right) \quad (1.19)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = \nabla \cdot \sigma \mathbf{E} = -\sigma \nabla \cdot (\nabla \phi + \dot{\mathbf{A}}) = 0 \quad (1.20)$$

となる。任意のベクトル $\mathbf{A}$ において

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} \quad (1.21)$$

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

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = -\nabla^2 \mathbf{A} \quad (1.22)$$

となる。式(1.19)、式(1.20) に代入すると、

$$\frac{1}{\mu} \nabla^2 \mathbf{A} = \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \phi) \quad (1.23)$$

となる。ここで $\phi = \dot{\Phi}$ と定義し、式(1.20)、式(1.23)にそれぞれ代入すると、

$$\frac{1}{\mu} \nabla^2 \mathbf{A} = \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \dot{\Phi}) \quad (1.24)$$

$$\nabla \cdot \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \dot{\Phi}) = 0 \quad (1.25)$$

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 $\mathbf{J}_{\text{ex}}$ 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

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_{\text{ex}} \quad (1.26)$$

と表される。 $\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{A}$ (μ_0 は真空中の透磁率) と Maxwell 方程式より、

$$\frac{1}{\mu} \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{J}_{\text{ex}} \quad (1.27)$$

となる。よって空気領域における支配方程式は、

$$\frac{1}{\mu} \nabla^2 \mathbf{A} = -\mathbf{J}_{\text{ex}} \quad (1.28)$$

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、

$$\frac{1}{\mu} \nabla^2 \mathbf{A} - \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \dot{\Phi}) = \delta \mathbf{x} \quad (1.29)$$

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 $\delta \mathbf{w}$ をかけて体積積分したものをゼロと考えることにより、誤差 $\delta \mathbf{x}$ を考慮しなくてもよいようにしている。

$$\int_V \delta \mathbf{w} \cdot \left\{ \frac{1}{\mu} \nabla^2 \mathbf{A} - \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \dot{\Phi}) \right\} dV = \int_V \delta \mathbf{w} \cdot \delta \mathbf{x} dV = 0 \quad (1.30)$$

A - Φ 法の有限要素法では、重み δw を A の各成分の微小変化を

$$\delta w = (\delta A_x, \delta A_y, \delta A_z) \quad (1.31)$$

とする。

他の支配方程式についても同様の操作を行う。

1.3.4 n 値モデル

第 II 種超伝導体の電界-電流密度(E - J)特性を図 1.11 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、以下の式ように表される。

$$E \propto J^n \quad (1.32)$$

(1.32)式における指数 n は超伝導体の n 値と呼ばれ、第 II 種超伝導体の超伝導-常伝導転移の鋭さを示すパラメータとして用いられている[10]。 $n = 1$ 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。

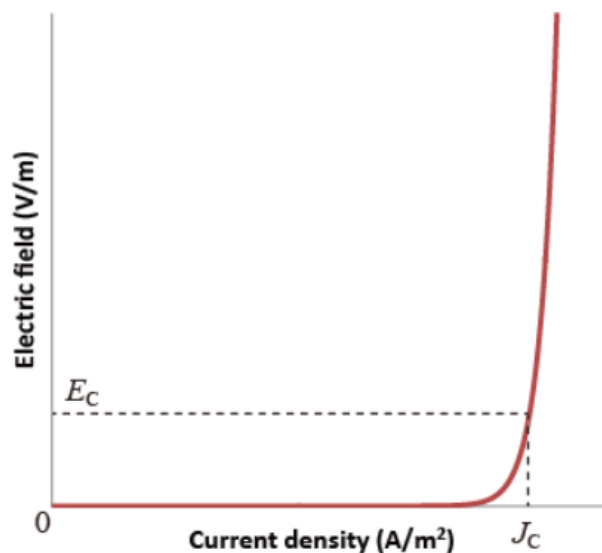


図 1.11 n モデルの E - J 特性、H. Ueda, A. Ishiyama, 「低温工学」 J. Cryo. Super. Soc. Jpn, 『応用電磁気学：超伝導機器応用のための電磁界数値解析 III -超伝導特性と電磁界解析-』 48 巻 9 号 473 頁 より引用

1.4 本研究の目的

半導体の微細化や多層配線による構造の複雑化により、欠陥サイズの微細化、パーティクルによる歩留りの低下が問題として挙げられる[7]。

この問題解決の手段の一つとして、1.2.3 項で記述した磁気浮上工具 SUAM(Superconducting Assisted Machine)を提案する。この装置は、超伝導体の磁束ピンイングを利用し、磁石を浮上させ、空中で固定する。そして浮上した磁石にウェーハをのせ、超伝導体を横へ移動させることで、磁石が追従移動し、可動部との接触なくウェーハを半導体チャンバー内で搬送することができる。また、超伝導体を回転させることで磁石が追従回転するため、ウェーハの研磨加工も可能となる。そこで、実験で使用しているモデルを基に作製した実験モデルと、実験結果を比較し、実際のウェーハ搬送に十分な力があるか、超伝導線材を用いた SUAM の反発力の電磁界解析を行い、性能評価が必要であると考えた。

また、磁気浮上力について、1.1.8 項で述べたように、(1.2)式より、磁気モーメント 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(1.8)式では磁気モーメントに依存しているため、作製した実験モデルにおいて、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、磁気モーメントの観点から、実験モデルの小型化を目指した小型モデルを作製し、実験モデルとの性能比較を行った。

以上より、本研究では、永久磁石と超伝導線材を用いた実験モデルと実験結果の比較、そして小型化を目指した小型モデルと実験モデルの計算結果を比較し、評価を行った。

第 2 章 有限要素法(FEM)による解析

2.1 解析方法

本解析では、JMAG-Designer23.1 を用いて電気特性のシミュレーションを行った。

2.1.1 モデル作製

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製し、解析を行なった。本研究では 2 つの項目に分けてモデルを作製し、ウェーハ搬送において、浮上を安定させる反発力に重点を置き、解析を行った。

まず 1 つ目のモデルについて、実際の実験で使用されている超伝導線材のモデルをもとに実験モデルを作製した(図 2.1)。線材のサイズは長さ72 mm、幅12 mm、厚さ2 μm に設定した。1 層に 6 枚、平面になるように平行に並べ、線材を並べた平面を垂直方向に100 μm 間隔で 3、5 層積み上げたものを作製した。ここでの100 μm 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 μm 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 μm 空けて積層している(図 2.2)。

2 つ目のモデルでは、実験モデルの小型化を目指した小型モデルを作製した。線材の長さを72 mmから60 mmに変更し、1 枚の平面に用いる線材の枚数を 6 枚から 4 枚に減らした(図 2.3)。そして、実験モデルと比較するため、同じ面積(25,920 mm^2)となる、すなわち同じ長さの線材を使用することになる実験モデル 5 層と小型モデル 9 層、そして、同じ層数となる 5 層同士を計算し、結果の比較を行った。

超伝導線材の材料については実験で使用している線材である、株式会社フジクラの超伝導線材 $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ の臨界電流と磁場依存性の実験値を基に多項近似式を用いて設定した[12]。

永久磁石は、図 2.4 に示すように、リング型片面 4 極ネオジム磁石で、実験と同様の大きさである、内径19 mm、外径59 mm、厚さ10 mm、磁石の磁束密度が450 mTのものを作製した。

また、モデル作製において、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 要素のみで構成した。

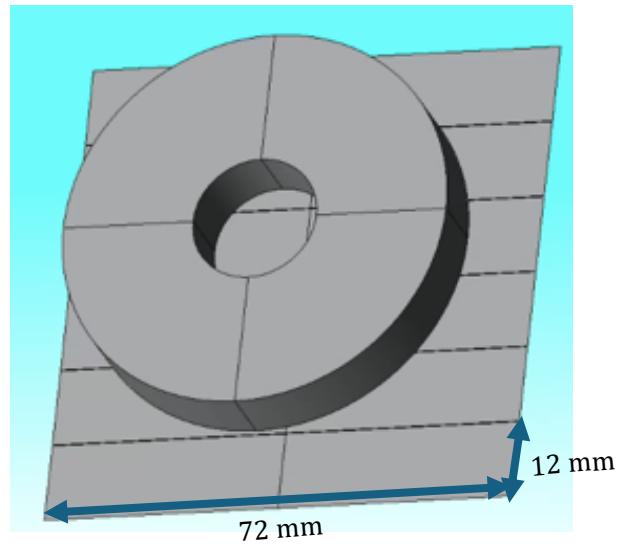


図 2.1 九州工業大学大学院情報工学研究院知的システム工学研究系鈴木恵友研究室で使用されているモデルを基に作製した実験モデル

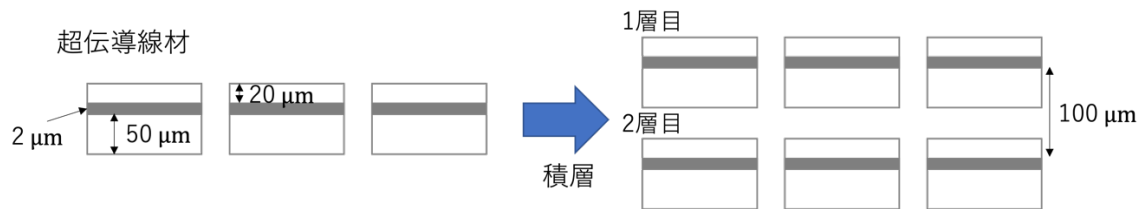


図 2.2 積層の際に考慮する線材間の隙間の設定

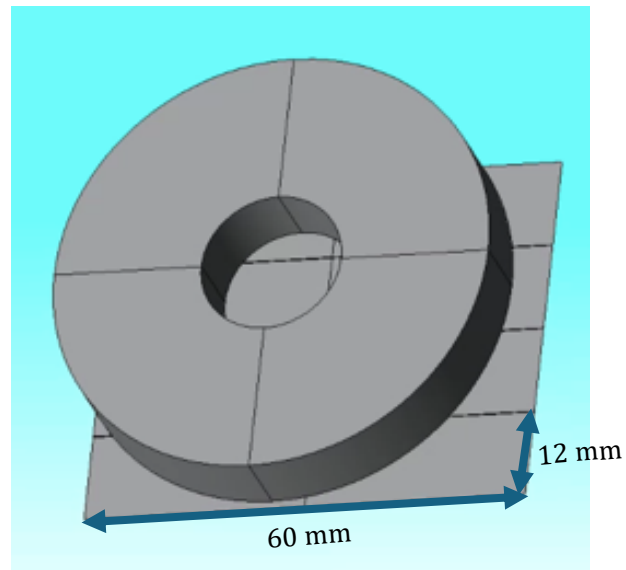


図 2.3 実験モデルを基に小型化を目指した小型モデル

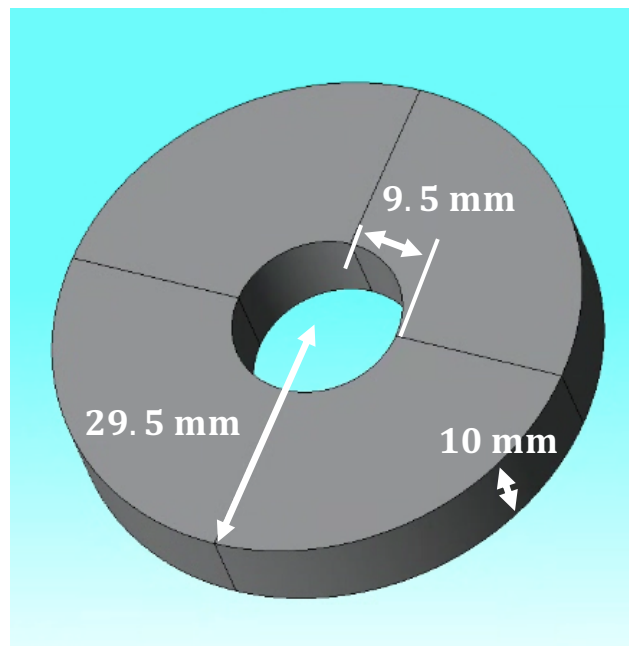


図 2.4 実験で使用されているモデルを基に作製した永久磁石

2.1.2 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。まず、超伝導線材の上部12 mmの位置を初期着磁距離として永久磁石を配置し、着磁した。その後、永久磁石を超伝導線材に近づけ、永久磁石と超伝導線材の距離が2 mmになるまで計算を行った。ここでの2 mmについては、超伝導線材が入っている断熱容器の蓋の厚みを考慮している。

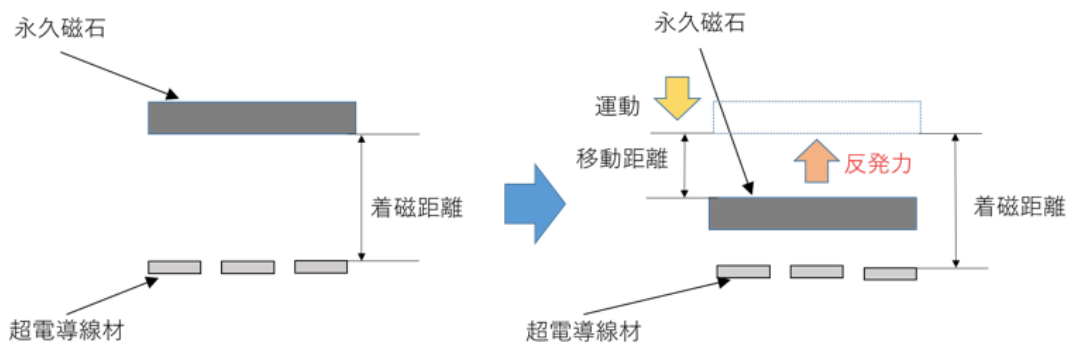


図 2.5 磁気浮上工具の反発力計算の概要

2.2 数値解析における J_c - B 特性

数値解析における磁場中冷却法(Field Cool Magnetization: FCM)の再現のため、まず常伝導状態の条件について、臨界電流密度の設定を $J_c = 10^6 \text{ A/m}^2$ の超伝導体とみなした。この状態では、 J_c は磁界依存性を持たず、変化しないため、電流が流れることで発生する電界 E は $E = J/\sigma$ に従う。ここで σ は導電率を表し、常伝導状態の導電率は $\sigma = 10^7 \text{ S/m}$ で設定している。常伝導状態で外部磁界を加えることで、超伝導体内部に磁束が侵入し、その後、超伝導状態の特性を加えることで侵入した磁束が捕捉される。

次に、超伝導状態の条件について、本研究では E - J 特性に 1.3.4 項に示した n 値モデルを用いているため、電界基準 E_0 、臨界電流密度 J_c を用いて、 I - V 特性は、

$$E = E_0 \left(\frac{J}{J_c} \right)^n \quad (2.1)$$

で表される。そこで、今回の計算では、 E_0 、 J_c 、 n 値を超伝導体の値を参考に以下のように

設定した[11]。

$$E_0 = 1.0 \times 10^{-4} \text{ V/m} \quad (2.2)$$

$$J_c = 1.0 \times 10^9 \text{ A/m}^2 \quad (2.3)$$

$$n = 30 \quad (2.4)$$

次に、 J_c - B 特性として、図 2.6 に示す実験値を用いた[12]。得られた多項近似式を計算中で使用した。

また、超伝導体の初期導電率 σ_{init} は、

$$\sigma_{\text{init}} = \frac{J_c}{E_0} = 1.0 \times 10^{13} \text{ S/m} \quad (2.5)$$

とした。そして、計算精度の保証のため、導電率の上限値 σ_{max} を以下のように設定した[11]。

$$\sigma_{\text{max}} = 1.0 \times 10^{15} \text{ S/m} \quad (2.6)$$

最後に、 E - J 特性(図 2.7)について、計算の切り替えの基準値に E_{cri} を用いて、

$$E_{\text{cri}} = E_0 \left(\frac{\sigma_{\text{init}}}{\sigma_{\text{max}}} \right)^{\frac{n}{n-1}} = 8.5 \times 10^{-7} \text{ V/m} \quad (2.7)$$

である。電界が十分小さい領域である $0 < E_{\text{before}} < E_{\text{cri}}$ のとき、

$$E = \frac{J}{\sigma_{\text{max}}} \quad (2.8)$$

となり、 $E_{\text{before}} > E_{\text{cri}}$ のとき、

$$E = \frac{J}{J_c} E_{\text{before}} \left(\frac{E_0}{E_{\text{before}}} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (2.9)$$

となる。

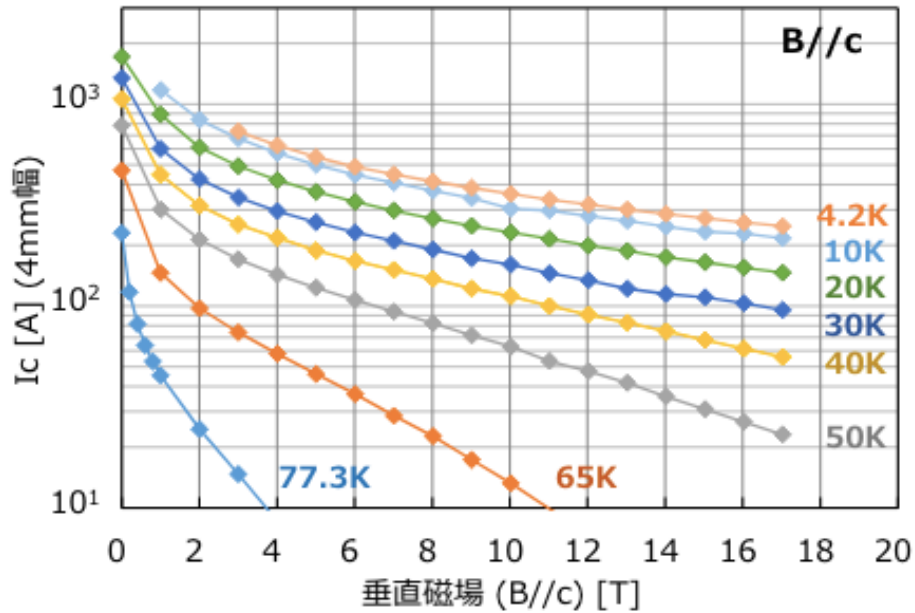


図 2.6 超伝導体の I_c - B - T 特性(77.3 K)、株式会社フジクラ超電導事業推進室

<https://www.fujikura.co.jp/products/newbusiness/superconductors/01/superconductor.pdf>

より引用

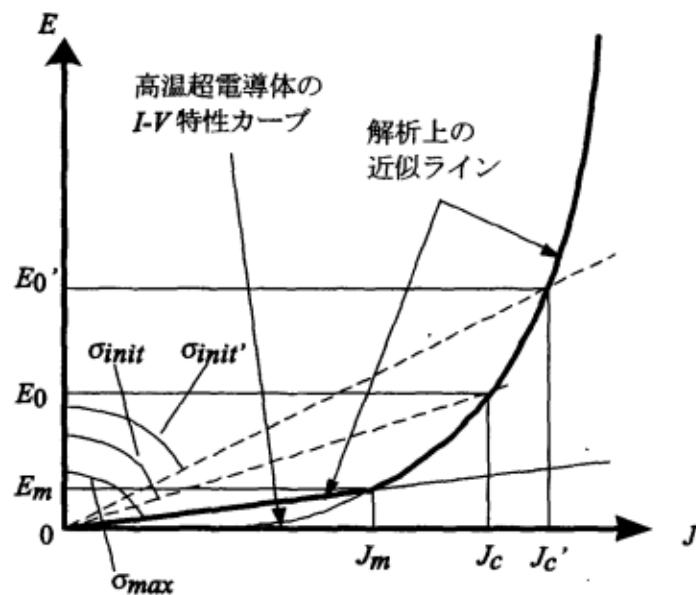


図 2.7 高温超電導体における I - V 特性と数値解析コードでの低電流領域の近似特性、
『超電導ケーブルに生じる交流損失の数値解析』本庄昇一 より引用

第 3 章 結果および考察

3.1 実験モデル 3 層と実験結果の比較

磁気浮上工具の実験モデル 3 層の反発力の計算結果と実験結果の比較を図 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、永久磁石を 10^{-1} mm/sの移動速度で近づけている。縦軸は永久磁石に働く反発力を表しており、プロットが実験結果、実線が計算結果となっている。グラフより、実験結果と計算結果が大きく異なっており、計算結果が低い値となった。

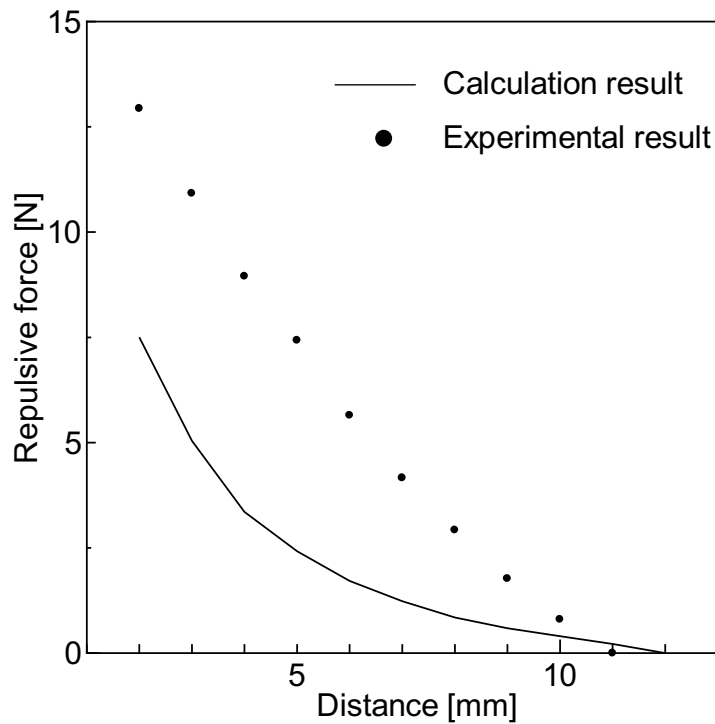


図 3.1 着磁距離12 mmから1 mmずつ磁石－線材間2 mmまで永久磁石を超伝導線材に 10^{-1} mm/s近づけた際の、実験モデル 3 層の計算結果および 3 層の実験結果の反発力比較

そこで、移動速度を 10^{-1} mm/sから変更することで改善を試みた。急激な電磁界分布の変動を評価する上で、メッシュサイズおよび移動速度を考慮する必要がある[11]、以下の式でメッシュサイズ D を与えることができる。

$$D = \sqrt{\frac{2}{\omega \sigma \mu}} \quad (3.1)$$

ω は周波数、 σ は導電率であり、 μ は真空の透磁率とした。計算の際は、式中の σ を最大導電率 $\sigma_{\max}$ に置き換える。つまり、 ω は移動速度および σ は最大導電率に関係しており、変更することで、改善ができると考えた。

1つ目の試みとして、移動速度を変えて計算を行った。移動速度をゆっくりにすることで、メッシュサイズを大きくすることができる。そこで、移動速度 10^{-3} mm/s、 10^{-2} mm/s、 10^{-1} mm/s、1 mm/sの4種類で実験モデル1層のモデルにて計算を行い、反発力の結果を調べた。その結果を図3.2に示す。

横軸が速度、縦軸が反発力であり、それぞれの速度で磁石－線材間の距離が2 mmのときの反発力を表している。速度がゆっくりになる程、反発力が小さくなった。有限要素法(FEM)では、電流密度を求める際、 $\text{rot}\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ と電気特性から計算しており、 ∂t の変化に結果が左右されたと考えられる。本来であれば、電気抵抗がある程度低いところでは、時間によって減衰する電流が流れるため、速度をゆっくりにすると減衰がおさまると考えられる。しかし、最大導電率が十分でない状態では、超伝導の性質が十分でない状態で計算が行われてしまい、結果として反発力が小さくなってしまったのではないかと考えられる。

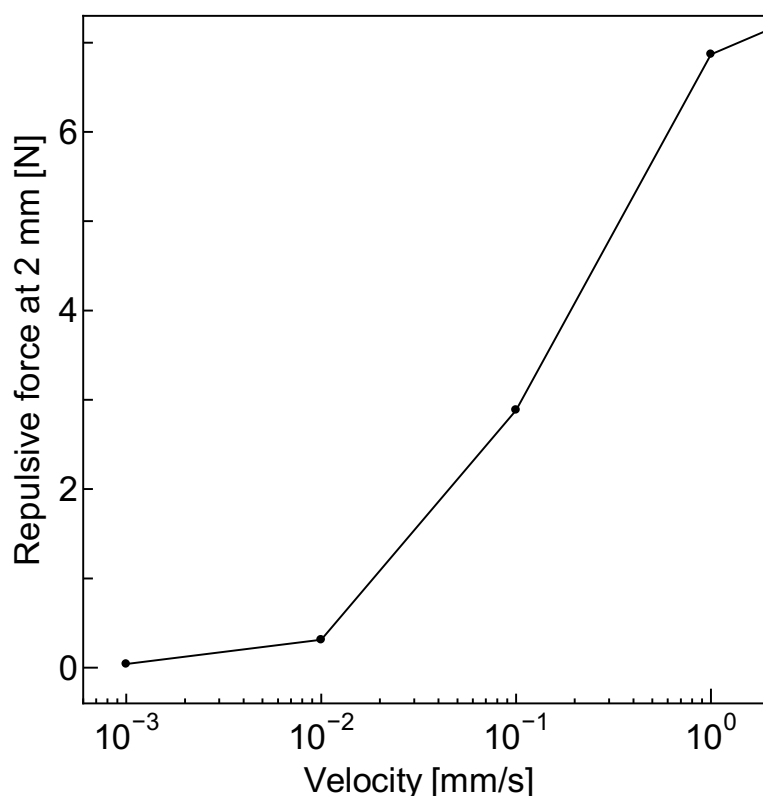


図 3.2 磁石－線材間距離2 mmのときの速度別反発力の結果

そこで、移動速度は 10^{-1} mm/sのままにし、次の試みとして、最大導電率を変更することで改善できると考えた。図 3.1 の結果で用いた設定では、初期導電率を、 $\sigma_{\text{init}} = 1.0 \times 10^{13}$ S/m、最大導電率を、 $\sigma_{\text{max}} = 1.0 \times 10^{15}$ S/mとしていた。そのため、初期導電率と最大導電率について、実験値を参考にした $\sigma_{\text{init}} = 1.0 \times 10^{14}$ S/m、また、最大導電率を、 $\sigma_{\text{max}} = 1.0 \times 10^{16}$ S/mに変更し、計算を行った。

以下、導電率を変更して行った計算結果を図 3.3 に示す。結果より、最大導電率を上げたモデルにて実験結果に近い値を得ることができた。最大導電率を上げたことで、計算上にて超伝導領域が広がったため、このような結果が得られたと考えられる。そのため、以降の計算では、導電率を変更したものを採用し、計算を進めた。

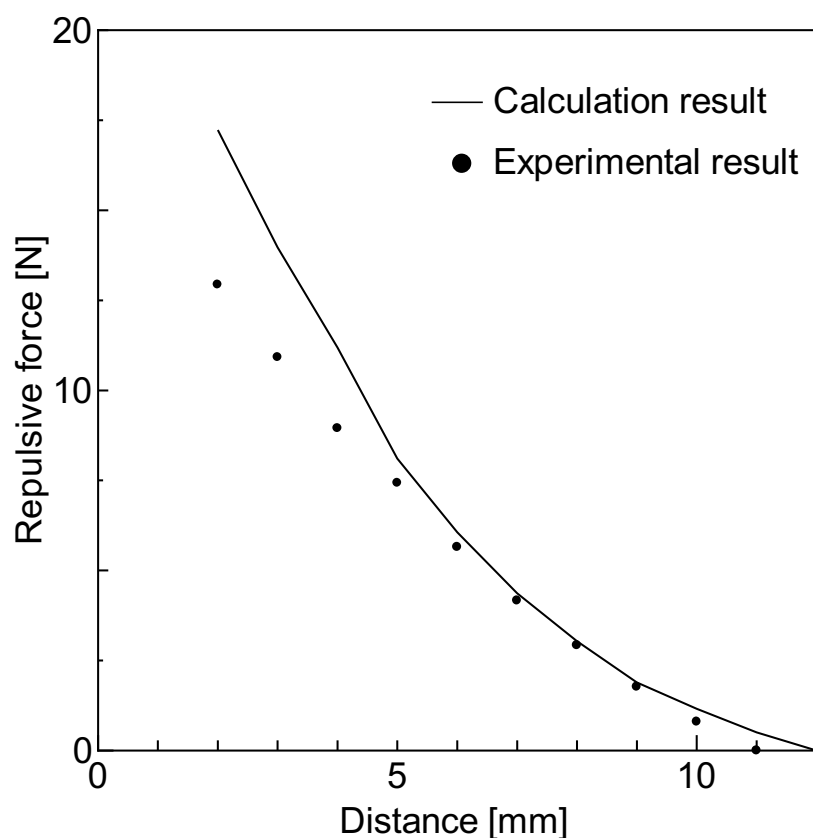


図 3.3 初期導電率、最大導電率を変更した実験モデル 3 層の計算結果および 3 層の実験結果の反発力比較

3.2 実験モデルの計算結果と実験結果の反発力比較

磁気浮上工具の実験モデルの反発力の計算結果と実験結果の比較を図 3.4 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。実験モデルの 1, 3, 5 層において、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。初期着磁位置すなわち磁石－線材間の距離が 12 mm のときを基準に、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。実験結果と比較すると、反発力の値が概ね一致しており、ウェーハ搬送に必要な 5 N を実験モデル 3、5 層にて、磁石－線材間 6 mm で達成できた。また、計算結果および実験結果ともに積層することで、得られる反発力は大きくなった。

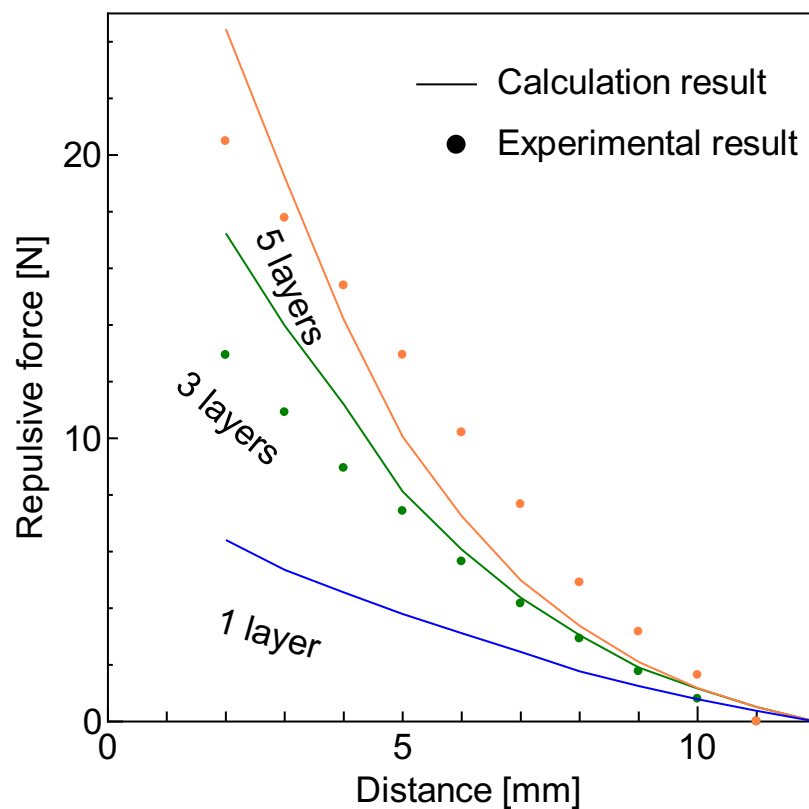


図 3.4 実験モデル 1、3、5 層の計算結果および 3、5 層の実験結果の反発力比較

3.3 実験モデルと小型モデルの反発力計算の比較

磁気浮上工具の層数が同じである実験モデル 5 層と小型モデル 5 層、面積が同じである小型モデル 9 層の反発力計算の結果を図 3.5 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。グラフより、まず、同じ層数のモデルについて、小型モデルは実験モデルと同等の反発力を得ることができた。これは、1.1.6 項(1.2)式の $\mathbf{m} = I\mathbf{S}$ において、面積 S に対する電流 I が実験モデルの端の方で小さくなっていることが原因であると考えられる。図 3.6、図 3.7 より、実験モデルと小型モデルの磁石－線材間 2 mm のときの電流密度プロットを示す。図 3.6 では、永久磁石の形から外れた線材の端の方で電流が小さくなっている。一方で、図 3.7 では、実験モデルの線材の長さを短くしたことから、図 3.5 と比較して電流が小さくなる面積が少ない。よって、(1.2)式、(1.8)式に則ったモデル作製は有効であることがわかる。また、面積が同じモデルの比較では、3.1 節の実験結果との比較や先行研究[13]からも積層することで、より反発力を得ることがわかっているため、モデルを小型化し、積層することで、より大きい反発力が得られると考えられる。

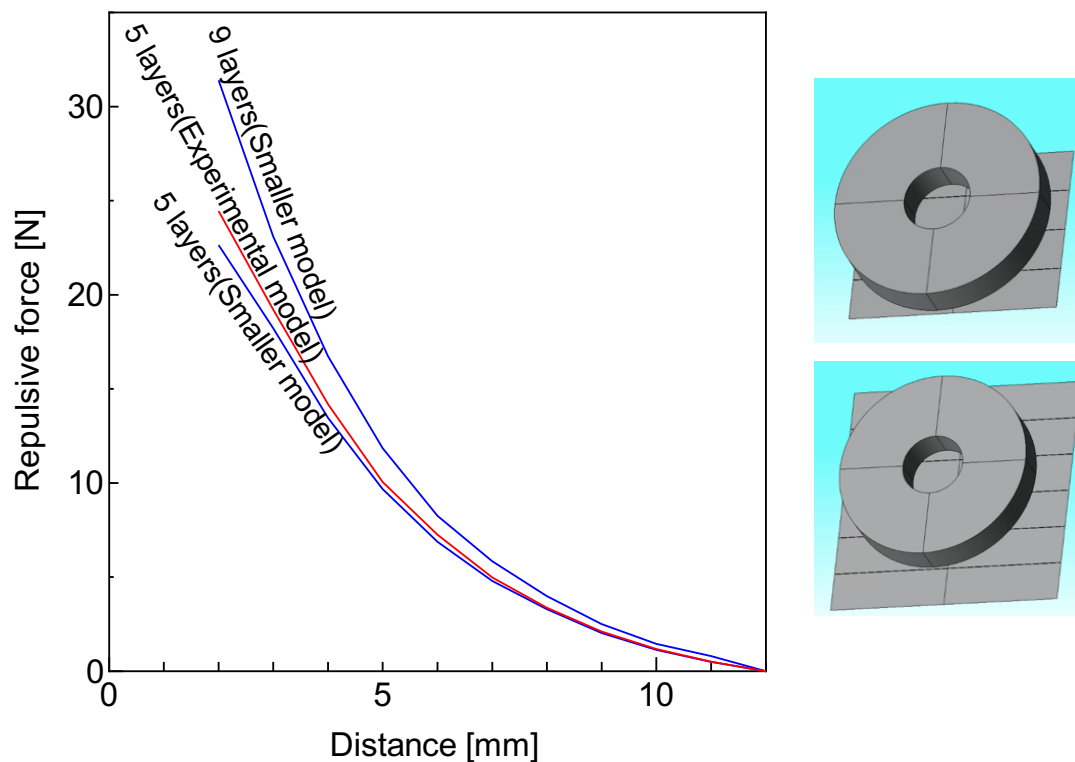


図 3.5 実験モデル 5 層と同じ層数である小型モデル 5 層、同じ面積である 9 層における反発力計算

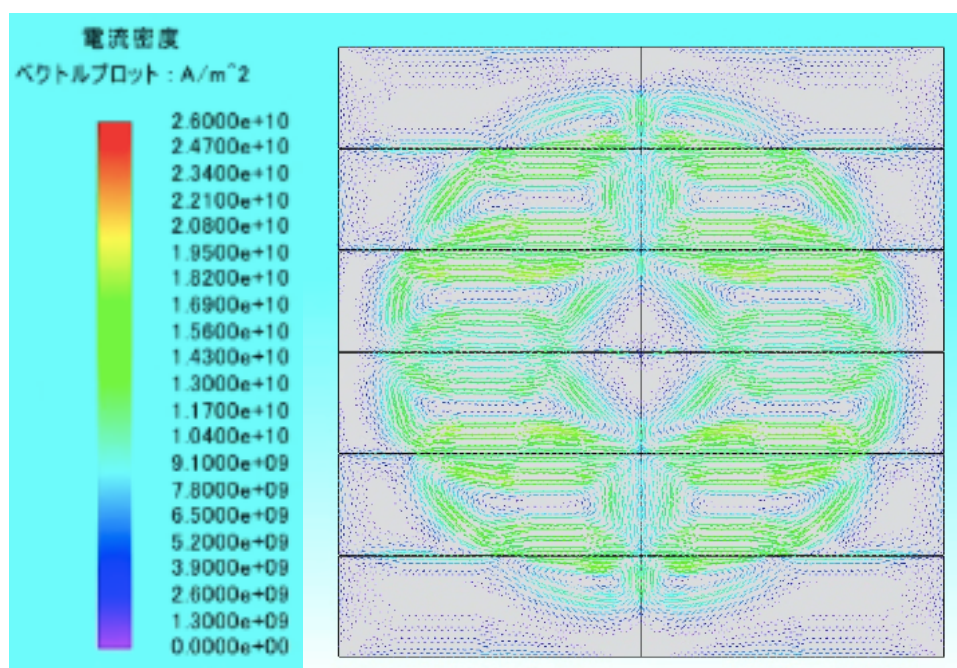


図 3.6 実験モデル 5 層の電流密度プロット

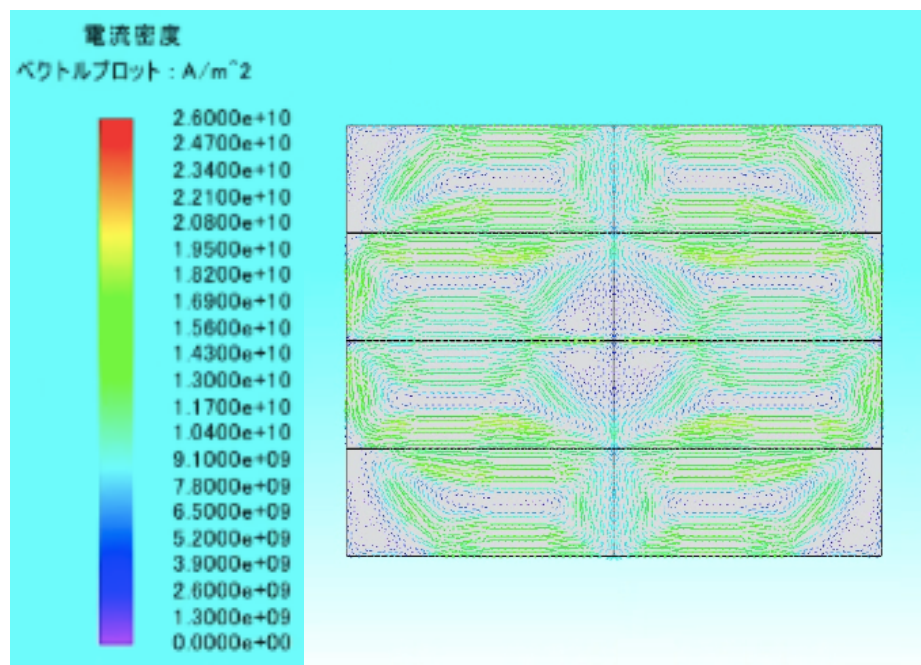


図 3.7 小型モデル 5 層の電流密度プロット

第 4 章 結論

半導体の微細化や多層配線による構造の複雑化により、欠陥サイズの微細化、パーティクルによる歩留りの低下が問題として挙げられていた。この問題解決の手段の一つとして、永久磁石を浮上させ、その上にウェーハをのせることで可動部の接触なしに搬送することができる磁気浮上工具(SUAM)を提案した。また、搬送だけでなく、ウェーハ表面の研磨加工も可能となると考えられている。ウェーハ搬送では、安定してウェーハを浮上させる力が必要となるため、永久磁石に働く反発力が重要となる。そこで本研究では、まず、実際のウェーハ搬送に十分な力があるかについて計算し、そして、実験に使用しているモデルの小型化を目指した。

電磁界解析では、JMAG-Designer 23.1 を用いて 2 種類のモデルを作製した。そして、SUAM に働く反発力について、有限要素法(FEM)を用いて解析を行い、永久磁石に働く反発力の評価を行った。数値計算では、永久磁石を着磁位置12 mmから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た。

1 つ目の実験モデルでは、まず移動速度、最大導電率 $\sigma_{\max}$ について見直し、計算結果の比較を行った。 $\sigma_{\max} = 1.0 \times 10^{15} \text{ S/m}$ で行っていた実験モデルでは、超伝導の性質まで計算ができず、実験結果と比較して反発力の値が大きく異なった。そこで $\sigma_{\max} = 1.0 \times 10^{16} \text{ S/m}$ に変更することで、実験結果と概ね一致する結果を得ることができた。また、実験モデルの計算結果 1、3、5 層と実験結果 3、5 層を比較し、ウェーハを搬送する上で必要な反発力5 N を 3、5 層にて、磁石－線材間6 mmの距離で達成できた。

2 つ目のモデルでは、実験モデルの小型化を目指した小型モデルを作製し、同じ面積となる実験モデル 5 層と小型モデル 9 層、同じ層数となる 5 層同士を計算し、結果の比較を行った。層数が同じである 5 層同士の比較では、実験モデルと同等の反発力を小型モデルで得ることができた。反発力は(1.2)式より、線材に流れる電流とその面積に影響を受ける。実験モデルでは、線材の端の方で電流が小さくなるため、小型モデルにて大きな電流が得られる必要分の面積のみを残すことで、実験モデルと同等の反発力を得ることができると考えられる。面積が同じ(25,920 mm²)である実験モデルの 5 層と小型モデル 9 層の反発力の計算結果では、小型モデルの方が、反発力が大きいという結果を得た。実験モデルの計算結果と実験結果の比較や先行研究からも積層することでより大きな反発力を得られると考えられる。そのため、積層数が同じ、もしくは同じ面積のモデルを作製する場合は、小型モデルを用いることは有効であると考えられる。

参考文献

- [1] 村上雅人 (2003), 「超伝導 Web21」, 国際超電導産業技術研究センター, 『やさしい超伝導のおはなし』, <<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] B. D. Josephson, 1962, *Physics Letters*, Vol. **1**, 251-253.
- [4] M. K. Wu, J. R. Ashburn, and C. J. Torng, *Physical Review Letters*, Vol. **58**, Number. 9.
- [5] 詳説 物理化学 Monograph シリーズ, 『磁気モーメントと g 値』, 4-1.
- [6] 本河光博, 北村直之(2000), 「磁気浮上による無容器溶融」, 『日本マイクログラフィティ応用学会誌』 Vol. **17** No. 3, pp. 205.
- [7] 守屋剛, 松井英章, 寺澤 伸俊, Technology Development Center, Tokyo Electron Limited, 『真空プロセス装置におけるパーティクル監視・制御技術』, Vol. **53**, No. 10, 2010.
- [8] アンカーテクノ株式会社, 『CMP(Chemical Mechanical Polishing) 化学的機械研磨とは』, <<http://www.anchor-t.co.jp/category/1979326.html>>
- [9] JMAG Simulation Technology for Electromechanical Design, 「JMAG とは」 <<https://www.jmag-international.com/jp/products/>>
- [10] 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 pp. 473–474
- [11] 本庄昇一, 『超電導ケーブルに生じる交流損失の数値解析』, *JMAG Users Conference* 2001, 6-3.
- [12] 株式会社フジクラ超電導事業推進室(2024), 『レアアース系 高温超電導線材のご紹介』, <<https://www.fujikura.co.jp/products/newbusiness/superconductors/01/superconductor.pdf>>
- [13] Y. Kinoshita , R. Zhang , E. S. Otabe , K.Suzuki , Y. Tanaka, H. Nakashima, T. Nakasaki, 2020 *J. Phys.: Conf. Ser.* **1590** 012023

研究実績

1. 中塘 彩友美, 岩崎 慎也, 小田部 莊司, 松尾 健太郎, 鈴木 恵友

「超電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」

低温工学・超電導学会 超電導応用研究会, 電気学会会議室, 2023 年 7 月 3 日

2. A. Nakato, S. Iwasaki, E. S. Otabe, S. Yamamoto, K. Matsuo, K. Suzuki, The 36th International Symposium on Superconductivity (ISS2023), Takina, Wellington, New Zealand, November 28 – 30, 2023

3. A. Nakato, T. Shimizu, E. S. Otabe, S. Yamamoto, K. Matsuo K. Suzuki, The 37th International Symposium on Superconductivity (ISS2024), Kanazawa Bunka Hall, Kanazawa, Japan, December 3 – 5, 2024

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、並びに山本颯真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実験への参加、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。

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。