

令和4年度 卒業論文

有限要素法による接合に角度のある
超伝導線材の通電特性の評価

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

学生番号 182C3017

今泉 圭佑

指導教員：小田部 荘司

目次

第 I 部	序論	4
1	超伝導の基礎知識	4
1.1	超伝導体	4
1.1.1	超伝導	4
1.1.2	第 I 種・第 II 種超伝導体	5
1.1.3	RE 系超伝導体	6
1.1.4	銅酸化物超伝導体	6
1.1.5	超伝導体の n 値	7
1.2	鉄道への超伝導ケーブルの導入	7
1.3	有限要素法	8
1.4	JMAG	8
1.5	A- ϕ 法	9
1.6	臨界状態モデル (Bean モデル)	11
1.7	本研究の目的	12
第 II 部	計算方法	13
2	解析手段	13
2.1	Bi-2223 超伝導線材の構造	13
2.2	JMAG による電気特性の妥当性の検証	14
2.3	解析内容	15
2.3.1	接合した線材に角度がある場合の電気特性	15
2.3.2	接触面積が一定で角度がある場合の電気特性	15
2.3.3	線材にスキューがある場合の電気特性	15
第 III 部	結果と考察	18
3	計算結果	18
3.1	接合した線材に角度がある場合の電気特性	18
3.2	接触面積が一定で角度がある場合の電気特性	19
3.3	線材にスキュー (捻じれ) がある場合の電気特性	19
第 IV 部	総括	22

図目次

1.1 超伝導状態と常伝導状態の関係	5
1.2 (a)：第1種超伝導体・(b)：第2種超伝導体	6
1.3 超伝導ケーブルを導入した場合	7
2.1 Bi-2223の超伝導線材のモデル	13
2.2 理論値と解析値の比較	15
2.3 接合に角度があるモデル	16
2.4 接触面積が一定で接合に角度があるモデル	16
2.5 線材にスキューがあるモデル	17
3.1 角度のある線材	18
3.2 接合に角度がある超伝導線材の $E-I$ 特性	20
3.3 スキューがある超伝導線材の $E-I$ 特性	21
3.4 スキューがある場合の電流密度の分布	21

第 I 部 序論

1 超伝導の基礎知識

1.1 超伝導体

1.1.1 超伝導

超伝導とは、ある物質を非常に低い温度まで冷却すると電気抵抗がゼロになる現象である。1911年、オランダのヘイケ・カマーリン・オンネス (Heike Kamerlingh Onnes) は当時高い純度が得られた水銀を試料として用い、液体ヘリウムの温度まで冷却しながら電気抵抗を測定していったところ、水銀の電気抵抗が 4.2 K で突然ゼロになる現象を発見した [1]。このような通常の導体よりも電流が流れやすい性質を持つ物質を超伝導体と呼び、この現象を引き起こす温度を臨界温度と定義する。超伝導体の臨界温度以上の温度での抵抗は通常抵抗を有する常伝導体とあまり変わらないが、臨界温度以下では超伝導状態に移行し、抵抗または完全反磁性の性質を示す。

図 1 に示すように、超伝導状態と正常導電状態との関係は温度の上昇に伴って超伝導状態から正常導電状態に変化する。同様に、超伝導体に印加される磁界が増加したり、流れる電流が大きくなったりすることで、常伝導状態への移行も実現できる。これらの相境界はそれぞれ温度 T_c 、磁界 H_c 、電流密度 J_c に存在する。

1957年にジョン・バーディーン (J. Bardeen)、レオン・クーパー (L. N. Cooper) 及びジョン・シュリーファー (J. R. Schrieffer) によって提案された BCS 理論は、超伝導体の臨界温度 T_c が 30 K を超えなければならないと予想している。1986年にドイツのヨハネス・ゲオルグ・ベドノーツ (Johannes Georg Bednorz) とスイスの物理学者のカール・アレクサンダー・ミュラー (Karl Alexander Müller) によって T_c が 35 K の $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ などの La-Ba-Cu-O 系超伝導体が発見され、これより高温で超伝導状態となる超伝導体の発見が期待された。それ以来、銅と酸素を含む超伝導体は銅酸化物超伝導体と呼ばれ、超伝導体の研究は急速に発展した。1987年には、液体窒素の沸点 (77.3 K) を超える T_c を持つ高温超伝導体 (HTS: High Temperature Superconductor) も発見されており、将来的には T_c が高い超伝導体が発見されることが期待されている。

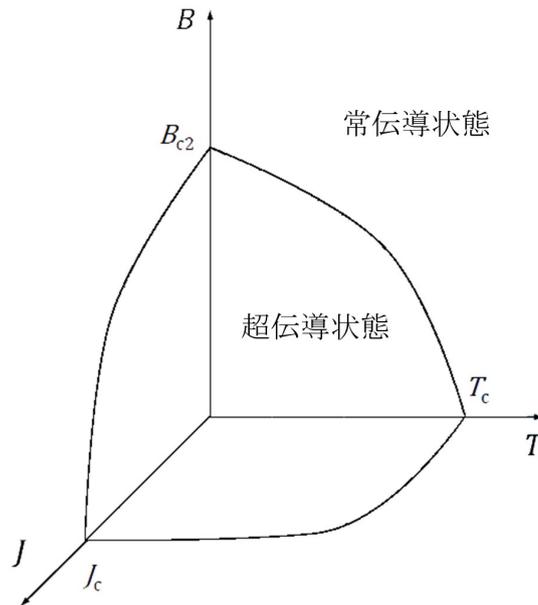


図 1.1: 超伝導状態と常伝導状態の関係

1.1.2 第 I 種・第 II 種超伝導体

一般に超伝導体には電気抵抗がゼロという特徴と完全反磁性という特徴を持つことが知られている。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う。そしてその結果、磁束が内部に入り込んで常伝導状態になる。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 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。

超伝導体は磁性の性質によって 2 種類に分けられる。第 I 種超伝導体は臨界磁場 H_c までは磁場を完全に排除するが、臨界磁場 H_c 以上の場合、超伝導状態から常伝導状態へ遷移する。一方、第 II 種超伝導体では、下部臨界磁界 H_{c1} までマイスナー状態を示し、上部臨界磁界 H_{c2} まで磁束の侵入を許して混合状態となり、それ以上の磁界を印加すると常伝導状態になる。

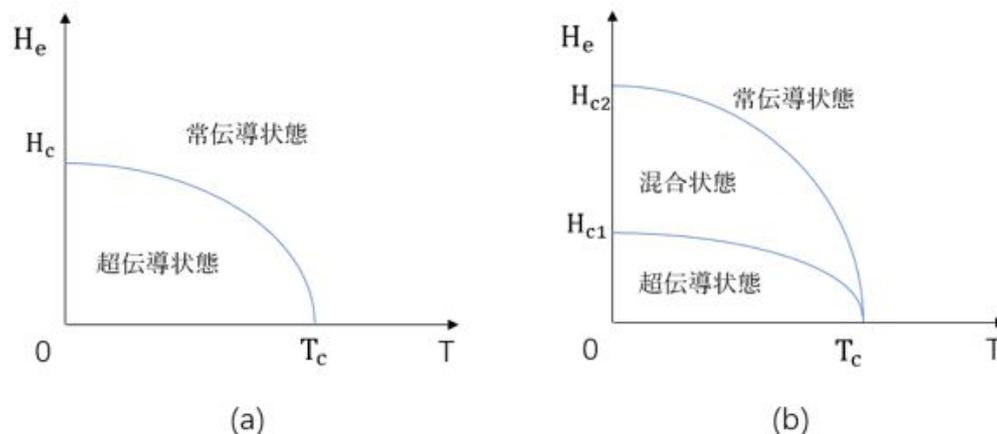


図 1.2: (a)：第 1 種超伝導体・(b)：第 2 種超伝導体

1.1.3 RE 系超伝導体

1986 年、酸化銅超伝導体の発見は BCS の限界を破り、高い T_c を有する超伝導体は高温超伝導体と呼ばれる。これらのうちのいくつかは液体窒素の温度を超えており、液体窒素を冷媒として使用することができる。主なものとして、RE123 系 (RE：希土類)、ビスマス系 (Bi)、タリウム (Tl) 系、水銀 (Hg) 系がある。代表として、RE123 系の Y123 ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) の臨界温度 T_c は 93 K となっている [4]。Y 系超伝導体 (Y123) を始めとする RE123 系超伝導体は、液体窒素の 77 K 近傍において、磁界中でも高い臨界電流密度 J_c を有する。その原因で、液体窒素温度で動作する高温超伝導線材として期待される。

一方、ビスマス系高温超伝導材料の中で、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10-x}$ で表される Bi-2223 は液化天然ガス (LNG) の蒸発する温度である 110 K で超伝導状態となる。従って、高価な液体ヘリウムが不要であり、冷却コストが大幅に低下できる [5]

1.1.4 銅酸化物超伝導体

銅酸化物超伝導体とは、銅原子と酸素原子からなる二次元銅酸化物超伝導体を基本構造とし、それを積層状に積層した構造を有する複合銅酸化物超伝導体の総称である。超伝導体の臨界温度 T_c は、1986 年まで、 Nb_3Ge の 23 K より大きな上昇がなかったため、 T_c に上限があると考えられていた [2]。

1986 年、J. G. ベドノルツと K. A. ミューラー (J. G. Bednorz, K. A. Müller) によってランタン系銅酸化物「 $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ 」が 30K 以上で超伝導状態を示すことが発見された。

そしてその後に、Y 系と呼ばれる銅酸化物において、臨界温度は 92 K に到達した。1993 年に 135 K の水銀系銅酸化物超伝導体「 $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 」が発見された。これら銅酸化物超伝導体は線材化される事により送電線、MRI などへの応用が期待される [3]。

1.1.5 超伝導体の n 値

従来の第2種超伝導体には、ある臨界電流以下でゼロ抵抗状態、それ以上では抵抗状態という単純な近似を用いることによって、 E - J 特性は以下のように表される。

$$E = E_0 \left(\frac{J}{J_c} \right)^n \quad (1.1)$$

ここで、 E_0 は超伝導体の臨界電流密度 J_c を定義する基準値である。このような超伝導体内の電磁現象を記述するモデルは n 値モデルと呼ばれる。

指数 n を n 値と呼び、第2種超伝導体の非線形性を示すパラメーターとして、 J_c とともに用いられている。

1.2 鉄道への超伝導ケーブルの導入

近年の超伝導応用は、エネルギーや環境など多岐にわたる分野において、従来の技術では実現しえない革新的機器の実現が可能となる。ここでは、超伝導技術の鉄道への導入に向けた最新の研究開発状況について説明する。

高温超伝導線材には、臨界温度以下で一般の銅線と同じように使用できる。超伝導状態になる温度で、電気抵抗がゼロのため、送電線に活用すれば、長距離でも損失がなく送電できる。鉄道への導入に向けた超伝導線材を応用するため、コイル状や螺旋状に巻き線をし、ケーブルとする。図 1.3 に示すように、超伝導ケーブルを鉄道のき電線へ応用すると、電気抵抗がゼロである性質から、損失なく電気を遠くまで運ぶことができるため、変電所の負荷平準化や電圧効果の低減による変電所数の削減、回生効率の向上が期待できる。また、レールに流れる帰線電流を超伝導ケーブルに流すことで大地への漏れ電流もなくなり電食の問題も解決できる [4]。

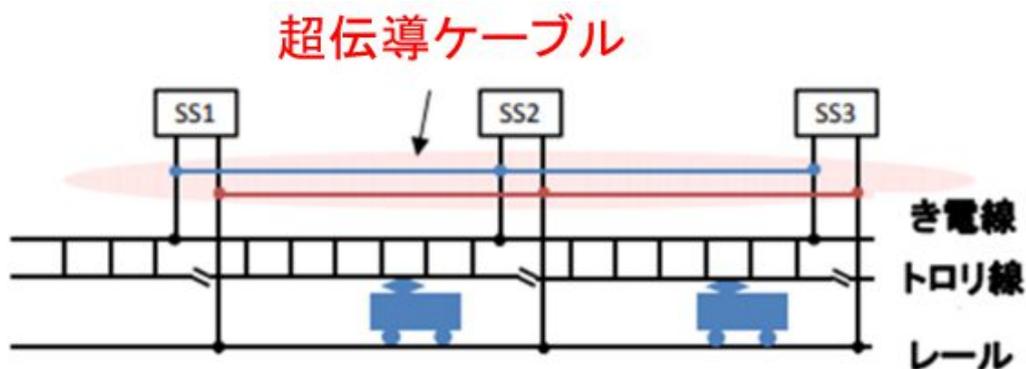


図 1.3: 超伝導ケーブルを導入した場合

1.3 有限要素法

有限要素法 (FEM: Finite Element Method) は、解析的に解くことが難しい微分方程式の近似解を数値的に求める方法の一つである。円柱や平板など単純な形状でもなく、複雑な形状の解析は有限要素法を用いて解くことができる。そこで複雑な形状の問題の解析をおこなう場合は、対象物を三角形や四角形のような単純な形状要素に分割し、それぞれの要素について境界条件を満たすように方程式を用いて近似表現する。

つまり要素ごとに作製された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計算をおこなう。また分割された要素はメッシュと呼ばれ、メッシュを細かくすることで計算精度は増加する。

しかし、メッシュの数が増えると計算時間も増加する。そのため、解析対象物についてよく理解し、計算精度と計算時間の両方を考慮した適切なメッシュサイズ・メッシュの形状の選択が必要となる。

次に有限要素法の全過程を要約して述べる：

ステップ1：構造の離散化。有限要素法の第一歩は、構造または連続体を多くのセルに分割することであるため、分析に着手する際には、適切な有限要素を用いて構造をモデル化し、セルの数、タイプ、大きさ、配置を決定しなければならない。

ステップ2：領域または構造からユニットの1つを取り出して研究する。適切な補間モードまたは変位モードを選択して、ユニットの変位場を近似的に記述する。任意の所与の荷重により、複雑な構造の変位解が事前に正確に知ることはできない。そのため、通常は差分モードを多項式形式とする。計算の観点から多項式は簡単で、しかも一定の収束要求を満たし、ユニット変位関数は多項式で近似した後、問題はどのようにノード変位を求めるかに転化し、ノード変位が確定した後、変位場も確定した。

ステップ3：ユニット剛性行列と荷重ベクトルの導出、仮定の変位モードに基づいて、平衡条件或いは適切な変分原理を利用してユニットの剛性行列と荷重ベクトルを導出することができる。

ステップ4：集合ユニット方程式から総平衡方程式群を得る。連続体または構造は、多くの有限要素のユニットを組み合わせたものである。したがって、連続体または構造全体を有限要素解析する場合は、組み合わせが必要になる。

1.4 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であり、有限要素法を用いて高速に解析することによりバルク内部の複雑な物理現象を正確に捉えることができる。また、JMAG 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つのコンセプトから成り立っている [5]。

1.5 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 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 ($A - \phi$ 法) というものがある。

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。これを Maxwell 方程式

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

に代入すると、

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

すなわち、

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

と表せる。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 ϕ について、 $\nabla \times \nabla \phi = 0$ であるから、 E は

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

と表せる。透磁率 μ 、電気伝導率 σ の導体中の磁場強度を H 、電流密度を J とする。 $\nabla \times H$ に関する Maxwell 方程式は

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

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

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

となる。式 (8) に、式 (2) および関係式

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

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

$$J = \sigma E \quad (1.11)$$

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。任意のベクトル \mathbf{A} において

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

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

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = -\nabla^2 \mathbf{A} \quad (1.15)$$

となる。式 (12), 式 (13) に代入すると、

$$\frac{1}{\mu} \nabla^2 \mathbf{A} = \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \phi) \quad (1.16)$$

となる。ここで $\phi = \dot{\phi}$ と定義して、式 (13)、式 (16) に代入すると、それぞれ

$$\frac{1}{\mu} \nabla^2 \mathbf{A} = \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \dot{\phi}) \nabla \cdot \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \dot{\phi}) = 0 \quad (1.17)$$

となる。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、 μ_0 は空気中の透磁率とすると、Maxwell 方程式より

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_{ex} \quad (1.18)$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{A} \quad (1.19)$$

式 (1.19) と Maxwell 方程式から。

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{J}_{ex} \quad (1.20)$$

よって空気中の支配方程式は、

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{A} = -\mathbf{J}_{ex} \quad (1.21)$$

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

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{A} - \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \dot{\phi}) = \delta x \quad (1.22)$$

となり、 δx が誤差である。有限要素法では、左辺の微分方程式と右辺の誤差に重み δw 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 δx を考慮しなくてもよいようにしている。

$$\int_V \delta w \cdot \left\{ \frac{1}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{A} - \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla \dot{\phi}) \right\} dV = \int_V \delta w \cdot \delta x dV = 0 \quad (1.23)$$

A- ϕ 法の有限要素法では、重み δw を \mathbf{A} の各成分の微小変化

$$\delta w = (\delta A_x, \delta A_y, \delta A_z) \quad (1.24)$$

とする。

他の支配方程式についても同様の操作をおこなう。

1.6 臨界状態モデル (Bean モデル)

第2種超伝導体では、混合状態下に磁束線が超伝導体内部に入り込むことから、超伝導電流の影響により磁束線は Lorentz 力を受ける。Lorentz 力 \mathbf{F}_L は超伝導体に流れる電流密度 \mathbf{J} と超伝導体に侵入する磁束密度 B から表すことができ、 $\mathbf{F}_L = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$ である。磁束線は Lorentz 力による駆動力を受け動こうとするが、この磁束線の動きを止めるようにこの力に等しい制動力が働く。その一つがピンニング力 \mathbf{F}_P であり、もう一つが粘性力 \mathbf{F}_V である。これらの力が釣り合っているモデルのことを、臨界状態モデルという。臨界状態モデルは、

$$\mathbf{F}_L + \mathbf{F}_P + \mathbf{F}_V = 0 \quad (1.25)$$

で表せる [7]。

ここで、無限円柱を想定した超伝導体について考える。このとき、準静的に外部磁場が変化するような過程においては、磁束線の速度 v が小さいため、粘性力 \mathbf{F}_V は無視できる。そのため、

$$\mathbf{F}_L + \mathbf{F}_P = 0 \quad (1.26)$$

で表せる。

対称性より、半径方向の磁束密度 B_r 、動径方向の磁束密度 B_ϕ はそれぞれ0となる。ここで、 δ は磁束線の半径方向の移動を示すものとし、1、または -1 を示すものとする。また、 B_z は z 方向の磁束密度、 J_c は臨界電流密度、 r はバルク中心からの動径方向の距離、 μ_0 は真空の透磁率とすると、

$$\mathbf{F}_L = \frac{B_z}{\mu_0} \frac{dB_z}{dr} \mathbf{F}_P = \delta J_c B_z \quad (1.27)$$

より、

$$\frac{B_z}{\mu_0} \frac{dB_z}{dr} = \delta J_c B_z \quad (1.28)$$

となる。

1.7 本研究の目的

ビスマス系超伝導体は 1988 年に日本の研究グループによって発見された超伝導材料である。その中でも特に $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10-x}$ (Bi-2223) は 110 K という高い転移温度や希土類元素を全く含まない等の理由からより低コストでの利用可能な超伝導材料であるとして注目され、Bi-2223 の線材は、ケーブルや変圧器、高磁場マグネットなど幅広い分野での応用が期待されている。

その一方で、超伝導材料を線材化することを考える際に問題の一つとなるのが、線材の長さの問題である。現在では長さ 8 km にわたる超伝導線材も開発されているが [7]、それでも電力の輸送ケーブルへ応用するには線材の長さは十分とは言えない。そのため、線材同士を接合して長距離での送電に対応させる必要がある。その場合、接合部には通常の超伝導線材とは異なる電流密度分布や磁界分布が表れることが考えられる。

また、実際の現場での利用を考えた場合、十分な研究環境が整っている実験室とは違って限られた時間の中でかつ屋外での作業になるため、線材同士の接合に角度や捻じれが生じることも考えられる。[8]

本研究では、超伝導線材の接合部における角度や捻じれが通電特性に与える影響について明らかにするため、有限要素法を用いて接合部の数値計算をおこない、臨界電流の変化を評価した。

第 II 部 計算方法

2 解析手段

本研究では数値解析に JSOL 社製の JMAG(JMAG-Designer18.0) を使用して超伝導線材の電気特性の計算をおこなった。また、超伝導状態のモデルには Bean モデルを用いた。

2.1 Bi-2223 超伝導線材の構造

実際の Bi 系超伝導線材は、銀合金の母材の中に超伝導体のフィラメントが無数に入った構造をしている。[9]

本研究ではそれを踏まえた上で、図 2.1 に示したようなモデルを作成した。このモデルは図の黄土色の部分にあたる超伝導体の層を銀の層で包み込んだ形状をしている。

超伝導体の層は厚さ $200\ \mu\text{m}$ 、幅が $3.5\ \text{mm}$ の Bi 系超伝導である。また、超伝導線材は銀層を含めて幅 $4\ \text{mm}$ 、厚さ $300\ \mu\text{m}$ である。そして、この線材の臨界電流密度は $2.4 \times 10^8\ \text{A}/\text{m}^2$ であるため、臨界電流の値は $168\ \text{A}$ である。

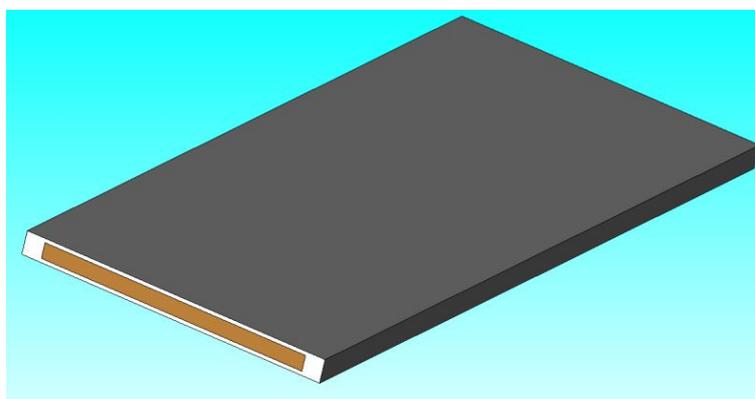


図 2.1: Bi-2223 の超伝導線材のモデル

2.2 JMAG による電気特性の妥当性の検証

モデルを用いた数値解析において解析結果が正確であるのかは非常に重要な要素であると言える。そこで有限要素法を用いた解析結果の妥当性を調べるため、Brandt らの論文から導かれる理論式の計算結果と同様の条件で有限要素法を用いた計算結果との比較をおこなった。この計算の臨界電流密度の磁界依存性は Bean モデルを用いておこなった。

理論式によると、外部から超伝導平板内に電流を流したとき、平板内の電流密度 $J(y)$ は

$$J(y) = \begin{cases} \frac{2J_c}{\pi} \arctan \left(\frac{a^2 - b^2}{b^2 - y^2} \right)^{\frac{1}{2}}, & |y| < b \\ J_c, & b < |y| < a \end{cases} \quad (2.1)$$

となる。この電流密度を流入面の面積で積分すると、電流 I が求められる。

$$I = 2J_c(a^2 - b^2)^{\frac{1}{2}}, \quad b = a \left(1 - \frac{I^2}{I_{max}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.2)$$

ここで I_{max} とは厚さ $1 \mu\text{m}$ の超伝導体平板に磁束線が完全侵入するときに $b = 0$ で発生する最大電流であり、その値は $I_{max} = 2J_c a$ である。電流密度 $J(y)$ による発生する磁界 $H(y)$ は

$$H(y) = \begin{cases} 0, & |y| < b \\ \frac{H_c y}{|y|} \operatorname{arctanh} \left[\frac{a^2 - b^2}{b^2 - y^2} \right]^{\frac{1}{2}}, & b < |y| < a \\ \frac{H_c y}{|y|} \operatorname{arctanh} \left[\frac{a^2 - b^2}{b^2 - y^2} \right]^{\frac{1}{2}}, & a < |y| \end{cases} \quad (2.3)$$

で、 a は平板の幅、 $b = a \left(1 - \frac{I^2}{I_{max}^2} \right)^{\frac{1}{2}}$ 、臨界磁場は $H_c = J_c/\pi$ である。

理論値と解析値を赤い線は理論式より導出された理論値、青い線は JMAG による計算で求められた解析値である。

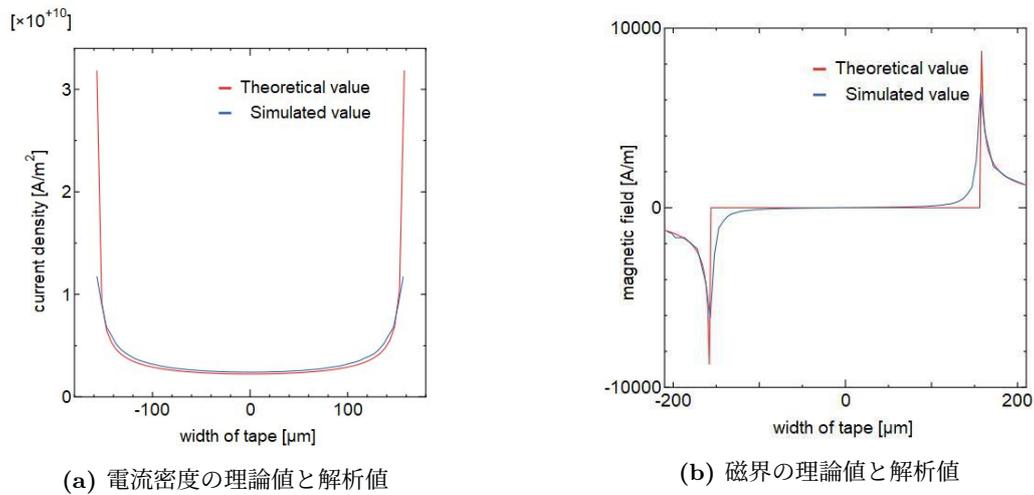


図 2.2: 理論値と解析値の比較

2.3 解析内容

2.3.1 接合した線材に角度がある場合の電気特性

初めに線材の角度が電気特性に及ぼす影響について調査をおこなうために図 2.3 のようなモデルを作成した。このモデルは 2 枚の超伝導線材を特定の角度に接合していたものである。このときの線材の角度はそれぞれ 30°、60°、90° とした。

2.3.2 接触面積が一定で角度がある場合の電気特性

図 6 のモデルは接合の角度の他に線材同士の接触面積も変化している。そこで次の条件では、接合の角度が及ぼす影響のみ調査をおこなうために、接合部の接触面積が一定となるように角度を変えた。そして 2.3.1 の計算と同様の条件となるように電流を流して、そのときの臨界電流特性について調査をおこなった。

この計算では接合部の接触面積を 16mm^2 として計算をおこなった。また、このときの線材の角度はそれぞれ 0°、45°、90° とした (図 2.4)。

2.3.3 線材にスキューがある場合の電気特性

図 2.5 は実際のケーブルにより近い条件となるように作製したモデルである。実際のケーブルは 16 枚の線材が中心対称となるように螺旋状に接合されている。このモデルは真っ直ぐ接合した 4 枚の線材を 1 組として、実際にケーブルと同様に中心対称となるよう 90° ごとに配置したものである。このモデルには電流の流入側と流出側それぞれスキューと呼ばれる捻れをつけた。

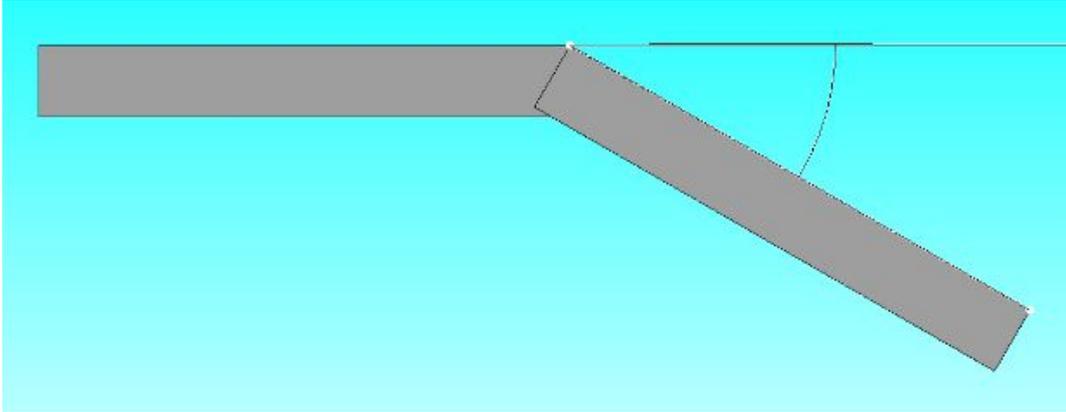


図 2.3: 接合に角度があるモデル

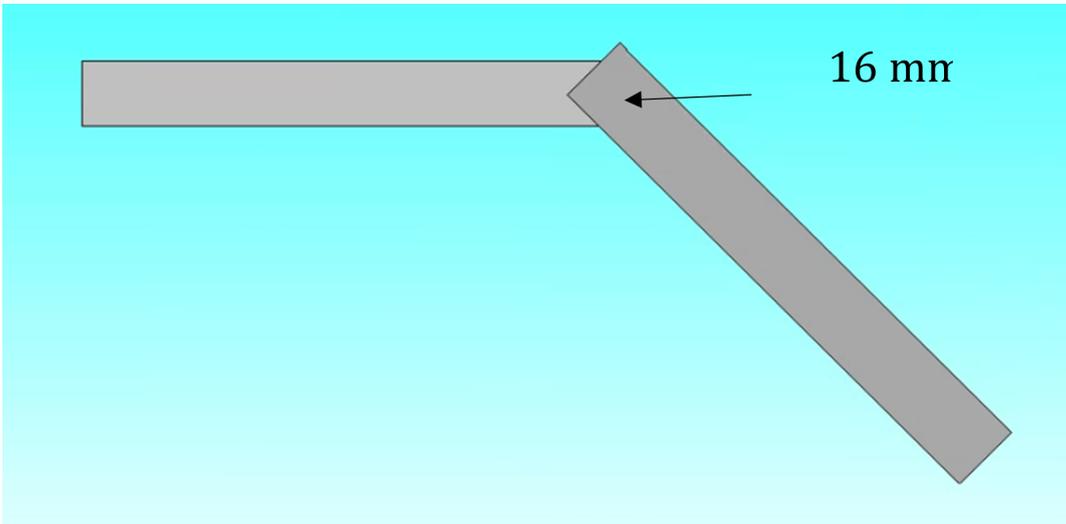


図 2.4: 接触面積が一定で接合に角度があるモデル

作製したモデルは流出側に 10° のスキューがある場合、流入側に 40° 、流出側に 30° のスキューがある場合、そして流入側と流出側のどちらにもスキューが存在しない場合の3種類である。そして、これらのモデルに電流を流して得られた結果から線材の持つスキューによって臨界電流はどのように変化するか調査をおこなった

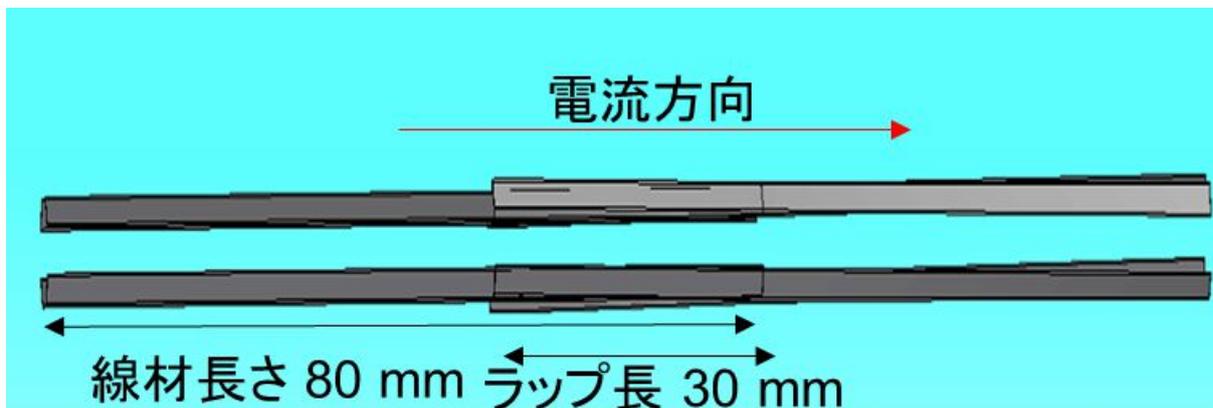


図 2.5: 線材にスキューがあるモデル

第 III 部 結果と考察

3 計算結果

3.1 接合した線材に角度がある場合の電気特性

初めに計算結果を図 3.1 のような $E-I$ 特性の図にまとめた。図 3.1 を見ると、175 A の辺りで電界が大きく変化を始めている。この変化を始める位置は接合の角度によらずおおよそ同じである。また、接合の角度を大きくなると電界は大きくなると言える。そして、同じ電界の大きさを比較すると、接合の角度が小さいほど電流の値は大きくなる。

以上のことから線材の接合の角度は電界および電流に影響を及ぼすこと。そして臨界電流もまたそれに準じることが分かる。

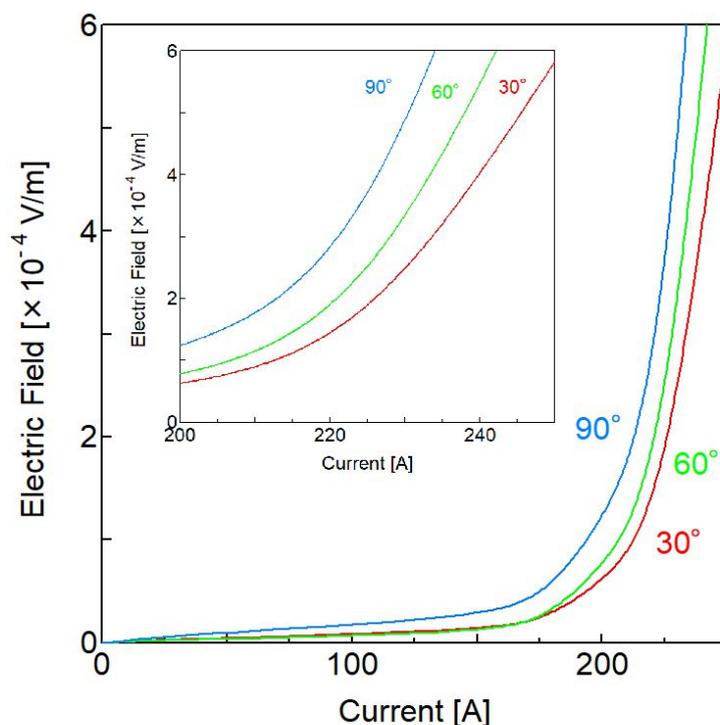


図 3.1: 角度のある線材

表 1: 接合の角度と接触面積

接合の角度 [°]	線材の接触面積 [mm ²]
30	17.5
60	16.4
90	16.0

しかし、この計算に用いたモデルは接合の角度のほかに接触面積も異なっている。その大きさは、表 1 のようになっている。そのため図 3.1 の結果は接合の角度のほかに接合に角度を付ける際に接触面積の変化が生じたことによる影響も考えられる。

3.2 接触面積が一定で角度がある場合の電気特性

図 3.2 の $E-I$ 特性の図を見ると、面積一定の場合においても接合の角度が大きくなると臨界電流はわずかに小さくなることが分かった。この変化は 3.1 の結果と比較すると、その変化はとても小さいことがわかる。

このことから接合の角度と接触面積がともに臨界電流の値に影響を与えること、接合の角度よりも接触面積のほうが臨界電流に大きな影響を与えること。そして、面積が一定となるように角度を変化させた場合の変化は非常に小さなものとなることが分かった。

以上のことから接合が臨界電流に与える影響は接合の角度より面積の方がはるかに大きいと言える。

ここで接合の接触面積が臨界電流により大きな影響を与えた理由について考察する。線材の臨界電流の大きさは電流密度と電流が流れている線材の断面積の積によって求められる。

この解析では接合の角度以外の条件はすべて同じである。そのため当然線材の持つ臨界電流密度の大きさも一致している。そのため接合間を流れる電流は断面積のみに依存すると言える。

故に角度を変化させる際に線材の接触面積も同時に変化していた 3.1 の解析では臨界電流の大きさにより大きな変化が生じたと考えられる。

3.3 線材にスキュー (捻じれ) がある場合の電気特性

電気特性は図 3.3 に示すように、接合にスキューが存在しない場合、流出側に 10° のスキューがある場合、流入側に 40°、流出側に 30° のスキューがある場合を計算した。図よ

りスキューの角度が増えるに従って、臨界電流は僅かではあるが下がっていることが分かる。スキューがない場合と比べてスキューがある場合の電界は大きくなっているが、臨界電流付近では大きな差がないと言える。そのためスキューの有無は臨界電流に大きな影響を与えないものと言える。

次に流入側に 40°、流出側に 30° のスキューがある場合の電流分布プロントを図 3.4 に示す。矢印の方向は電流の流れる方向で、矢印の色は電流密度の大きさを示している。この結果を見ると接合部分では電流密度が小さくなっていることが分かる。

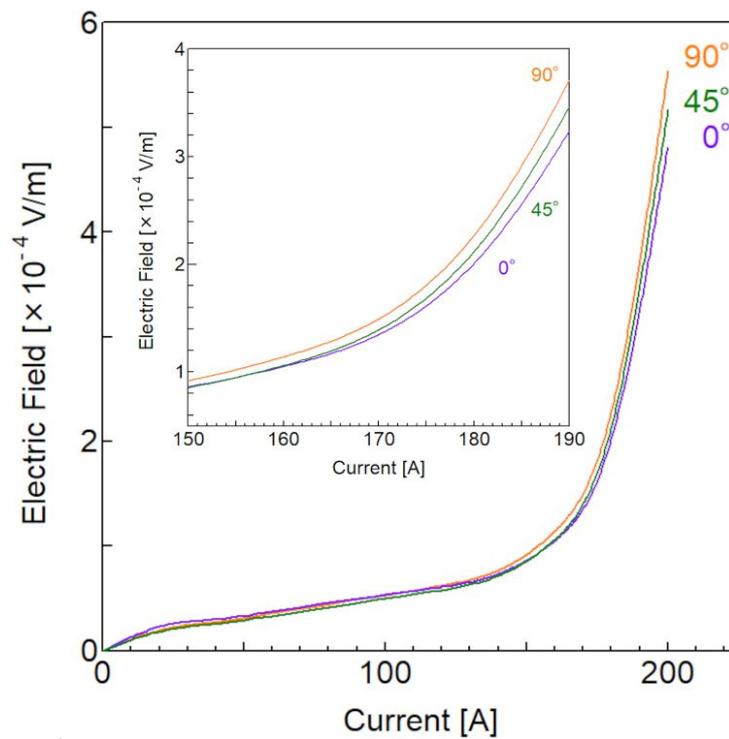


図 3.2: 接合に角度がある超伝導線材の $E-I$ 特性

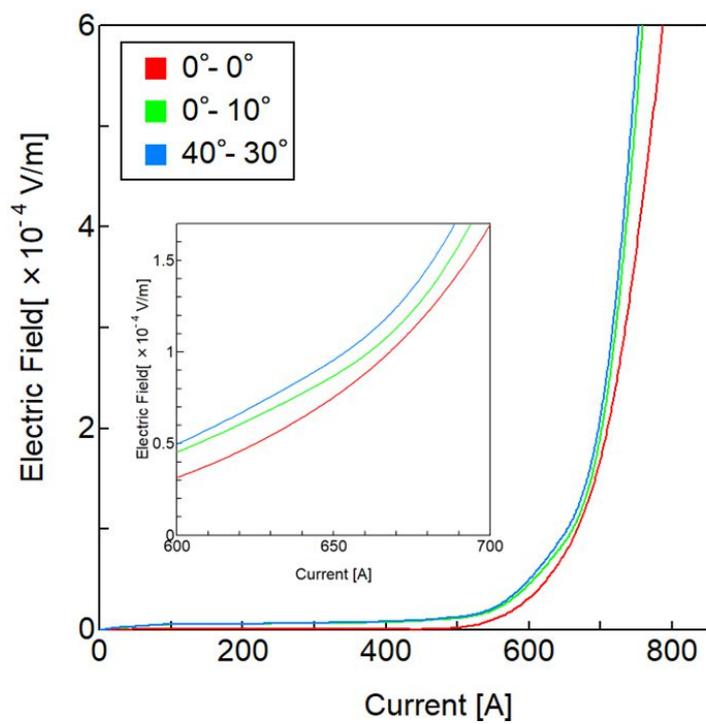


図 3.3: スキューがある超伝導線材の $E-I$ 特性

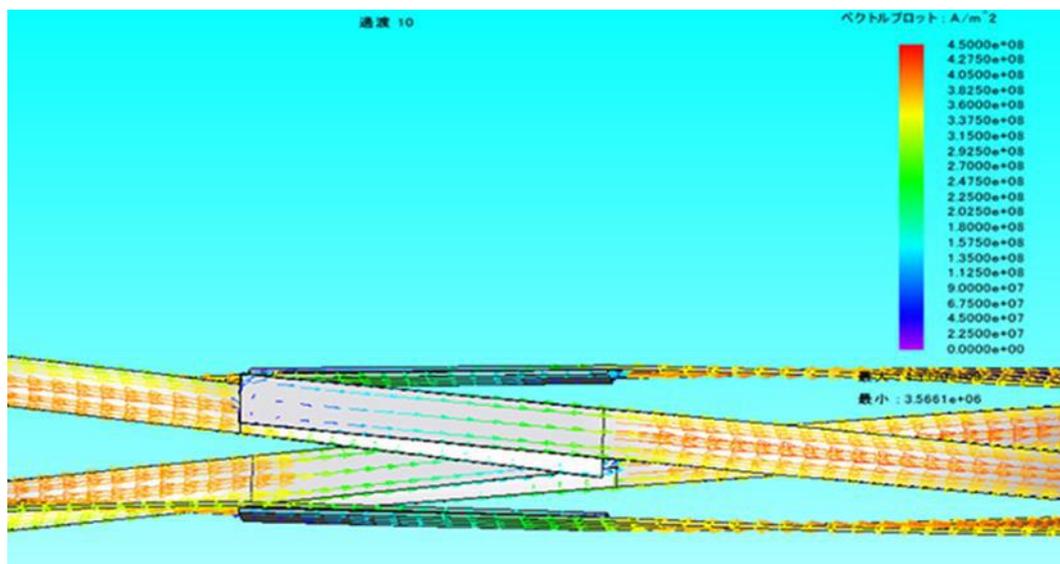


図 3.4: スキューがある場合の電流密度の分布

第Ⅳ部 総括

本研究では有限要素法を用いて接合した超伝導線材の電気特性について解析をおこなった。

有限要素法は簡略化したモデルを用いて計算をすることで、実際に試料を作成して測定するよりも時間的・金銭的なコストをかけずに解析することが可能である。計算に用いたBi-2223のモデルは超伝導体部分を幅3.5 mm、厚さ200 μm のBi系線材であり、外側接合部は銀層、超伝導線材は銀層と含めて幅4 mm、厚さ300 μm である。そして本解析はJMAG-Designer18.0を用いて電気特性を計算した。

初めに接合の角度と臨界電流特性について調査した。その結果接合の角度が電気特性に与える影響は小さく、接触面積が電気特性に大きく関わっていることがわかった。一般に電流は接触面積と比例することが知られている。そのため接触面積が大きくなるにしたがって臨界電流の大きさは大きくなったと考えられる。

次に実際のケーブルにより近い条件となるようにモデル作製して解析をおこなった。接合した4枚の線材を1組として、中心対称となるよう90°ごとに配置したモデルを条件を変えて3種類作製した。具体的には、流出側に10°のスキューがある場合、流入側に40°、流出側に30°のスキューがある場合、そしてどちらにもスキューがない場合の3種類である。その結果スキューの角度が増えるに従って、臨界電流はわずかに小さくなった。流出側に10°のスキューがある場合と流入側に30°、流出側に40°のスキューがある場合は角度の差および接触面積も同じだったが、流出側に10°のスキューがある場合のほうは、臨界電流が少しだけ大きくなった。この理由は流入側に30°、流出側に40°のスキューがある場合のほうがスキューの程度が大きく、臨界電流特性に影響を与えたからと考えられる。

今回これらのモデルの研究結果によって、将来超伝導ケーブルを用いた長距離送電の実現するにあたって課題となる接合のズレや捻じれが電気特性に与える影響について詳しく知ることができた。今後も、本研究の結果を生かして、より実用的な事例に関しても検証することが期待できる。

参考文献

- [1] H. K. Onnes (1911) Comm. Leiden.120
- [2] これ1冊でわかる超伝導実用技術. 日刊工業新聞社, 2013
- [3] T. Machida, Y. Kohsaka, K. Matsuoka, K. Iwaya, T. Hanaguri and T. Tamegai, Nature Communications 7 11747(2016)
- [4] H. Fuji, T. Izumi and Y. Shiohara, J. Japan Inst. Metals 66 No. 4 207-213(2002)
- [5] JMAG Simulation Technology for Electromechanical Design, 「JMAG とは」
- [6] Recent Progress of Bi2223 HTS Wires and Their Applications. Ken-ichi SATO(2007)
- [7] 線材長さ 8km の二ホウ化マグネシウム超電導線材を開発：研究開発：日立、
<https://www.hitachi.co.jp/rd/news/topics/2019/1008.html>
- [8] M. Tomita Railway Research Review 70 No. 10(2013)
- [9] 日本セラミックス協会, https://www.ceramic.or.jp/museum/contents/pdf/2007_8_06.pdf

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。超伝導の基礎知識や、研究の方向性、学会等、様々な経験をさせていただきましたこと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の鐘宇軒氏および張宇威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。

研究実績

国内学会

今泉圭佑ほか、”有限要素法による接合した超伝導線材の臨界電流特性の評価”、2022年度応用物理学会九州支部学術講演会、27Ca-7