

有限要素法による
超伝導接合の
電氣的・機械的特性の評価

電子情報工学科

小田部研究室

15232029

木下 雄士

平成31年2月18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	第一種・第二種超伝導体	1
1.1.3	銅酸化物超伝導体	2
1.1.4	RE系超伝導体	3
1.1.5	n 値	3
1.2	有限要素法(FEM: Finite Element Method)	3
1.3	JMAG	4
1.4	COMSOL Multiphysics	4
1.5	$A - \Phi$ 法	4
1.6	臨界状態モデル(Beanモデル)	6
1.7	表皮効果	7
1.8	目的	8
第2章	実験方法	9
2.1	解析方法	9
2.2	モデル作成(電気的特性)	9
2.2.1	超伝導接続	10
2.2.2	低抵抗接続(はんだ)	10
2.2.3	低抵抗接続(はんだ穴付き)	11
2.2.4	ケーブル接続	11
2.3	モデル作成(機械的特性)	13
2.3.1	低抵抗接続(はんだ)	13
2.3.2	低抵抗接続(はんだ欠け)	13
2.3.3	低抵抗接続(台形接続)	14
第3章	結果と考察	15
3.1	超伝導接続	15

3.2 低抵抗接続(はんだ).....	16
3.3 低抵抗接続(はんだ穴付き).....	17
3.4 ケーブル接続.....	21
3.5 低抵抗接続(はんだ).....	22
3.6 低抵抗接続(はんだ欠け).....	22
3.7 低抵抗接続(台形接続).....	23
第4章 まとめ.....	26
参考文献.....	27
謝辞.....	28

目次

1.1 第一種・第二種超伝導体.....	2
1.2 有限要素法概念図.....	4
1.3 表皮効果.....	7
2.1 メッシュモデル.....	9
2.2 超伝導接合モデル.....	10
2.3 はんだ接合モデル.....	11
2.4 はんだに開けた3か所の穴.....	11
2.5 ケーブル接続モデル.....	12
2.6 ケーブル接続モデルの部分モデル.....	12
2.7 はんだ接合(機械特性評価モデル).....	13
2.8 はんだ欠け接合.....	14
2.9 台形接合.....	14
3.1 超伝導接合の電流密度分布.....	15
3.2 超伝導接合の磁界分布.....	16
3.3 はんだ接合の電流密度分布.....	17
3.4 穴ありはんだ接合の電流密度分布.....	18
3.5 穴の有無による電流密度の違い.....	18
3.6 はんだ接合の磁界分布.....	19
3.7 穴ありはんだ接合の磁界分布.....	19
3.8 はんだ接合のはんだ部分の磁界分布.....	20
3.9 穴ありはんだ接合のはんだ部分の磁界分布.....	20
3.10 ケーブル接続の電流密度分布.....	21
3.11 ケーブル接続の磁界分布.....	21
3.12 はんだ接合の応力分布.....	22
3.13 はんだ接合での応力分布.....	23
3.14 不十分なはんだ接合での応力分布.....	23

3.15 四角形接合の応力分布(横に引っ張る力).....	24
3.16 台形接合の応力分布(横に引っ張る力).....	24
3.17 四角形接合の応力分布(下に曲げるような力).....	25
3.18 台形接合の応力分布(下に曲げるような力).....	25

第1章 序論

1.1 超伝導体

1.1.1 超伝導体の歴史

1911年に Kamerlingh Onnes が液体ヘリウムを用いて水銀の抵抗が極低温下で突然ゼロになることを発見した。このような現象を起こす物質は超伝導体と呼ばれ、電気抵抗ゼロの性質を持つことから様々な機器への応用が期待される。超伝導現象が起きている状態のことを超電導状態といい、電気抵抗がゼロでない状態を常伝導状態という。1933年には、F. W. Meissner らによって、超伝導体には完全反磁性の性質があることが発見された。完全反磁性とは、超伝導体に外部磁場をかけても超伝導体の内部の磁束密度はゼロのまま保持されるという特性である。この特性はマイスナー効果とも呼ばれ、超伝導体は「電気抵抗がゼロである」「マイスナー効果がある」の2つの性質を持つ物質と定義される。1957年に J. Bardeen と L. N. Cooper および J. R. Shrieffer らによって提唱された BCS 理論によると超伝導体が超伝導状態となる温度の最大値である臨界温度 T_c は30 Kを超えないと予想されていたが、1986年に J. G. Bednorz, K. A. Müller らによって $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ 系の超伝導体が発見され30 Kを超える温度で超伝導が発現する可能性が示された。この発表以降、世界各国で高温超伝導の探索が続けられ、翌年には液体窒素の沸点である77.3 Kを超える $T_c = 93 \text{ K}$ の $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ が C. W. Chu らにより発見された。さらに1988年には、H. Maeda らによって $T_c = 100 \text{ K}$ を超える $\text{BiSrCa}_2\text{Cu}_2\text{O}_x$ 等の超伝導体が発見されている。このような高い T_c を持つ超伝導体は高温超伝導体と呼ばれ、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。これらの超伝導体は液体ヘリウムに比べて安価な液体窒素や冷凍機などで超伝導状態となるため、様々な機器への応用の可能性や冷却コストの低減などの点から大きな注目を浴びている。

1.1.2 第一種・第二種超伝導体

前述したように、超伝導体には電気抵抗ゼロ、マイスナー効果の2つの性質を持っている。通常はマイスナー効果によって超伝導内部の磁束密度はゼロに保たれているが、外部磁場 H_e を大きくし、臨界磁場 H_c を超えると、マイスナー効果が失われ、常伝導状態となる。超伝導体は超伝導状態から常伝導状態へと遷移する状態によって第一種超伝導体、第二種超伝導体の2種類に分類できる。

第一種超伝導体は H_c 以上の H_e をかけるとマイスナー効果を完全に失い、常伝導状態へと遷移する。対して第二種超伝導体は下部臨界磁場 H_{c1} 以上の H_e をかけた際、超伝導体が破壊され磁束が一部侵入する。しかし、超伝導状態は完全には破壊されず、超伝導状態と常伝導状態が混在した状態となる。超伝導状態と常伝導状態が混在している、 H_e が H_{c1} 以上 H_{c2} 未満で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} 以上となると超伝導状態は完全に破壊され、常伝導状態に遷移する。このように、第一種超伝導体と第二種超伝導体は混合状態の有無で分類されている。

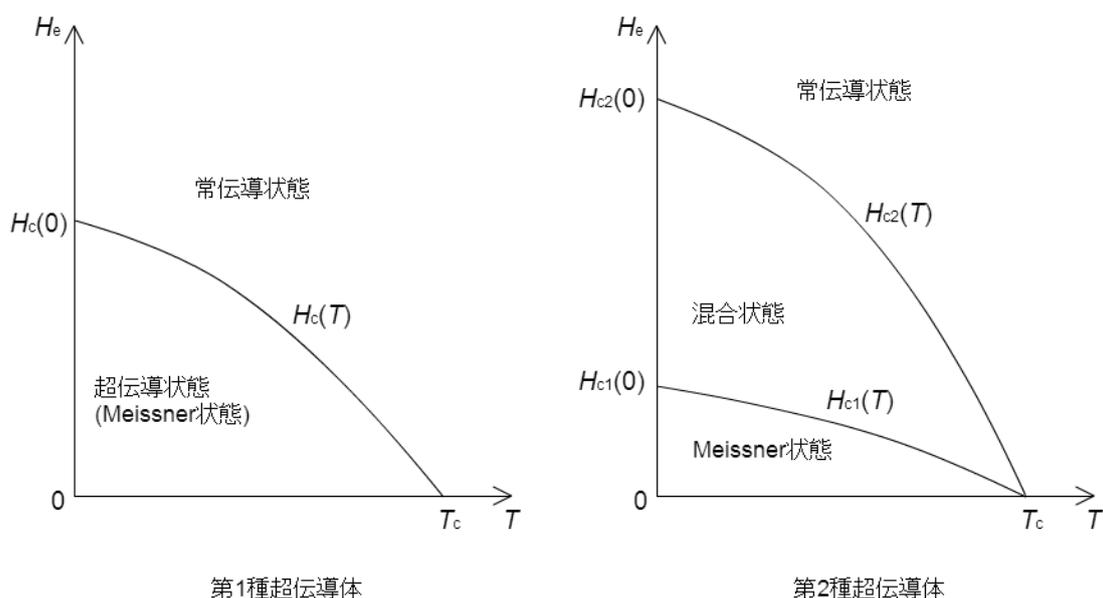


図 1.1 第一種・第二種超伝導体

1.1.3 銅酸化物超伝導体

1986年、J. G. Bednorz, 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 以上で超伝導状態となることが発見された。さらにその1年後である1987年には T_c が93 Kの $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ を発見すると、1993年には $HgBa_2Ca_2Cu_3O_{8+x}$ が133 Kの T_c を持つことが発見された。このようにわずか7年で従来の最高臨界温度(23 K)が5倍以上に急上昇することとなった。これら銅酸化物超伝導体は低温高磁場においても高い臨界電流密度を保持しており、Y系超伝導体、Bi系超伝導体を中心に大電流用超伝導ケーブル、高磁場用マグネットなどへの応用が期待されている。

1.1.4 RE系超伝導体

銅酸化物超伝導体の一種である $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (REBCO) 超伝導体 (RE : Rare Earth : 希土類) は組成比 $\text{RE} : \text{Ba} : \text{Cu} = 1 : 2 : 3$ となる超伝導体である。RE には Y、Sm、Gd、Dy、Eu などが該当し、総称して RE 系超伝導体とも呼ばれる。1987 年の発見以降、液体窒素を用いて超伝導状態にすることが可能な RE 系超伝導体は様々な応用に向けて研究されている。しかし、高温での利用が可能な反面、臨界電流密度の磁界依存性の異方性が存在する。通常、金属超伝導体はどの方向に電流を流したとしても J_c - B 特性はすべて等しくなる。それに対して、銅酸化物超伝導体は磁界の印加する方向によって J_c - B 特性が変化する。

1.1.5 n 値

第二種超伝導体の E - J 特性は以下のように表される。

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

この指数 n を超伝導体の n 値という。 $n=1$ のとき、常伝導状態とオームの法則を示すような線型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時でも緩やかな電圧の発生がみられる。

1.2 有限要素法(FEM: Finite Element Method)

有限要素法とは、解析的に解くことが困難な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。有限要素法は主に複雑な形状の物体の解析に用いられる。ある複雑な形状・性質の物体を、三角形や四角形のような単純な形状の要素に分割し、それぞれの要素について方程式を用いて近似表現する。つまり対象の物体を単純な形状の集合と捉え、要素ごとに作製された方程式を全体の連立一次方程式として計算を行い、全体での様子を予測するというものである。対象物を分解して生成した要素のことをメッシュと呼ぶ。メッシュを細かくすることでより精度の高い計算が可能となるが、メッシュの数が増えると計算数も増えるため、全体の計算時間も増加する。そのため、計算する際には計算時間と計算精度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。有限要素法を概念を図 1.2 に示す。

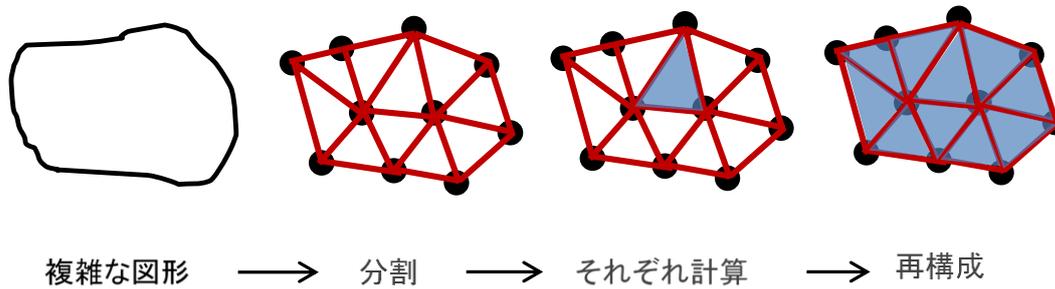


図 1.2 有限要素法のご概念図

1.3 JMAG

JMAG は株式会社 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る。有限要素法を用いることで機器内部の複雑な機器内部の物理現象をとらえることができる。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つのコンセプトから成り立っている。

1.4 Comsol Multiphysics

COMSOL Multiphysics は COMSOL 社 が開発した、設計やデバイス等をモデル化するための有限要素法ベースの汎用シミュレーションソフトウェアである。電磁気学や構造力学など多方面の分野において用いることができる。異なる分野での物理現象を相互に計算するマルチフィジックス計算に長けている。

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 Φ を未知数として解くものがある。これをベクトルポテンシャル法($A - \Phi$ 法)という。

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

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (1.2)$$

と表せる。これを Maxwell 方程式

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

に代入すると、

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

すなわち、

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

と表せる。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、 $\nabla \times \nabla\phi = 0$ であるから、 \mathbf{E} は

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

と表せる。

透磁率 μ 、電気伝導率 σ の導体中の磁場強度を \mathbf{H} 、電流密度を \mathbf{J} とする。

$\nabla \times \mathbf{H}$ に関する Maxwell 方程式は

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

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 \mathbf{D} の時間微分は無視できると考えると、

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (1.8)$$

となる。式(1.8)に、式(1.2)および関係式

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (1.9)$$

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

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

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。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($\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$)を代入すると、

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

となる。式(1.11)、式(1.12)に代入すると、

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

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

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

$$\nabla \cdot \sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla\Phi) = 0 \quad (1.18)$$

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} を外部電流密度とすると、Maxwell 方程式より

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_{ex} \quad (1.19)$$

$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{A}$ (μ_0 は空気中の透磁率)と Maxwell 方程式から、

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

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、

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

となり、 $\delta \mathbf{x}$ 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 $\delta \mathbf{w}$ 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。

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

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

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

とする。

他の支配方程式についても同様の操作を行う。

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 \mathbf{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。

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 \mathbf{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、

$$F_L = \frac{B_z}{\mu_0} \frac{dB_z}{dr} \quad (1.27)$$

$$F_P = \delta J_c B_z \quad (1.28)$$

より、

$$-\frac{B_z}{\mu_0} \frac{dB_z}{dr} = \delta J_c B_z \quad (1.29)$$

となる。

1.7 表皮効果

表皮効果の概略図を図1.3に示す。導線に交流電流が流れることにより、アンペールの法則より電流の周りに磁界が発生する。レンツの法則より、発生した磁界を妨げるように渦電流が流れる。この渦電流は交流電流の流れる領域の中心では交流電流と反対の向きに流れているため、中心部で電流が弱め合うことによって、中心部での電流が小さくなる。これにより導線の表面付近でしか電流が流れなくなるため、これを表皮効果という。流れる電流の周波数が高い、導線の電気伝導度が高いなどの条件では、磁界の変化が激しくなることでより表皮効果が大きくなる。

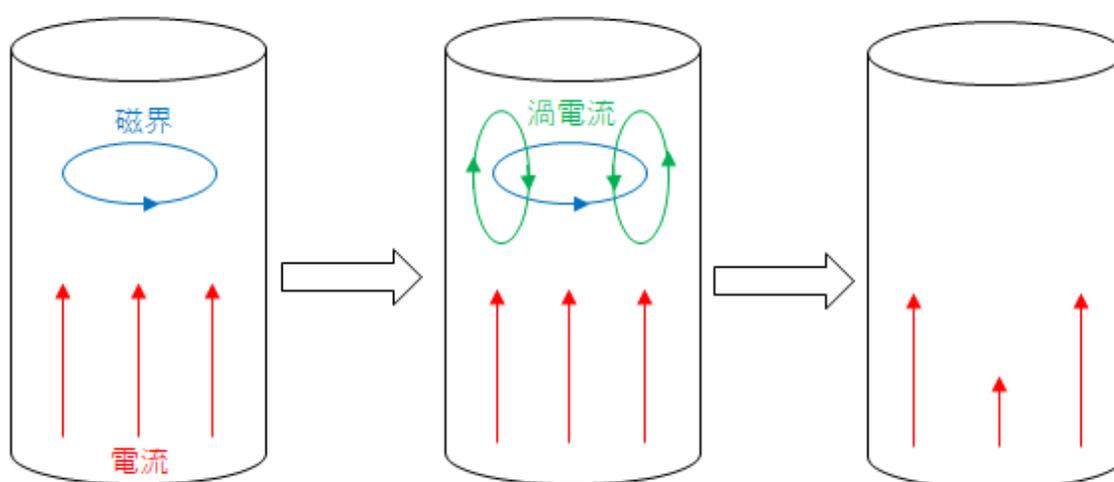


図 1.3 表皮効果

1.8 目的

超伝導体は、その極低抵抗であるという特徴から、送電する際のケーブルに利用することが求められている。しかし、現在では超伝導線材は数百メートル単位でしか製作することができないため、そのままでは送電ケーブルとしての運用をすることが難しい。そのため、線材同士を接合する必要がある。現在では超伝導体を用いた送電ケーブルの開発が進み、はんだなどの低抵抗接続を用いない接合方法も考案されているが、現実的な接合方法としてははんだを用いた接続が検討されている。超伝導体と常伝導体を併用したケーブルを運用する場合、送電の際に起こると考えられる物理現象は超伝導線材の特性のみで判断することはできず、低抵抗物質の特性も考慮した研究が必要となる。様々な条件での特性を調査する場合、実際に条件に合うものを作って測定する方法は製造コストの観点から現実的ではない。そこで本研究では、有限要素法によって超伝導線材の接合を数値シミュレーションし、接合の解析を行うことを目的としている。

第2章 実験方法

2.1 解析方法

本解析では、JMAG-Studio ver. 17.0 を用いて電気特性、Comsol Multiphysics® ver. 5.4a を用いて機械特性シミュレーションを行った。

2.2 モデル作成(電気的特性)

電気特性解析のため、様々な条件についてモデルを作成した。作成したすべてのモデルについて、モデルの左側から右側に向けて振幅 10 A、周波数 50 Hz の正弦波で表すことのできる電流を流している。また、本来は超伝導体に流れる電流はエネルギー損失がないため時間による減衰がない。そのため、電気伝導度は ∞ となるが、今回の研究では、初期電気伝導度を 1.00×10^{13} S/m、最大電気伝導度を 1.00×10^{15} S/m として計算している。モデルを作成した後に、その解析モデルをさらに細かい要素に分割することで、より細かい解析を行うことができる。この要素分割をしたモデルをメッシュモデルという。メッシュモデルの一例を図 2.1 に示す。変化の大きい部分については要素をより細かく設定することで、正確性を向上させている。今回の研究においては、超伝導体の部分およびその周辺が重要であるため、超伝導体の周辺での要素を細かく設定している。

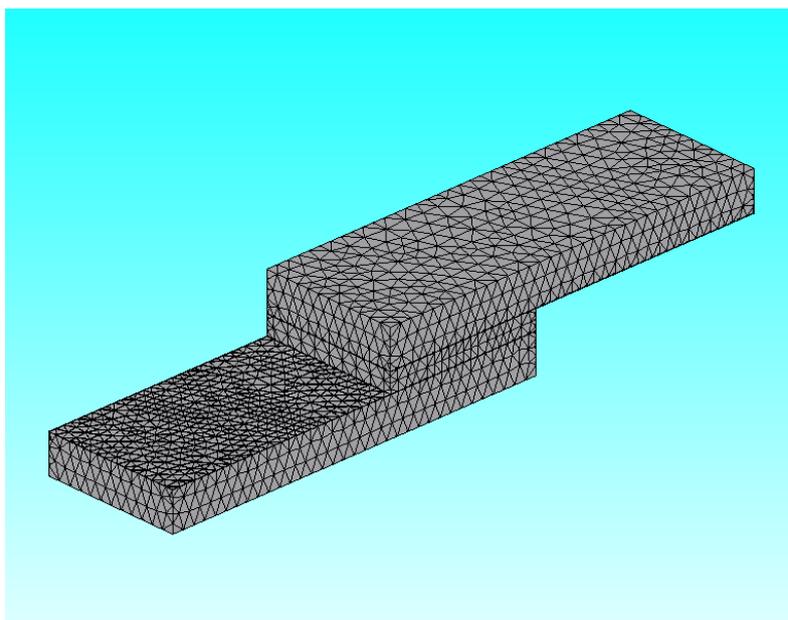


図 2.1 メッシュモデル

2.2.1 超伝導接続

線材接合では、超伝導線材を間に何も挟むことなく接合する方法が提案されている。その方法では、超伝導体から超伝導体への電流の流れが行われるため、スムーズな電流の移動が予想される。超伝導接合モデルの概要図を図 2.2 に示す。図は 2 次元的になっているが、実際には奥行きがあり、3 次元でのモデルを想定している。厚さ 100 μm の銅層に 1 μm の超伝導層を乗せ、超伝導層を背中合わせにして接合している。線材の長さは 1000 μm 、奥行きは 365 μm 、接合部分の長さは 400 μm である。

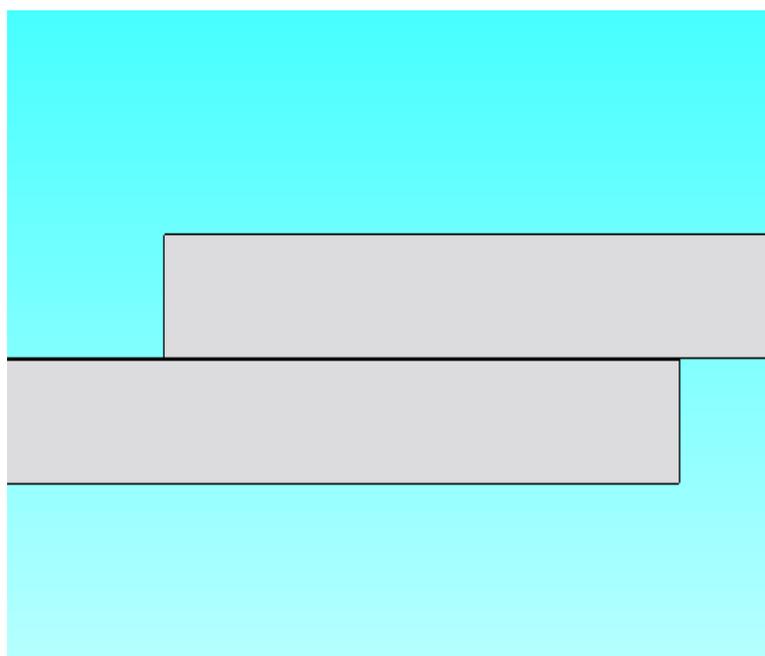


図 2.2 超伝導接合モデル

2.2.2 低抵抗接続(はんだ)

実際に利用される接合方法としては、はんだ等の低抵抗の接合材料を用いた接合がある。はんだ接合モデルの概要図を図 2.3 に示す。厚さ 100 μm の銅層に 1 μm の超伝導層を乗せ、超伝導層の間に厚さ 50 μm の均一なはんだ層を挟み込み、上下の線材同士を接合している。線材の長さは 1000 μm 、奥行きは 365 μm 、接合部分の長さは 400 μm である。また、今回用いたはんだの電気抵抗率は $1.4 \times 10^{-7} \Omega \cdot \text{m}$ である。

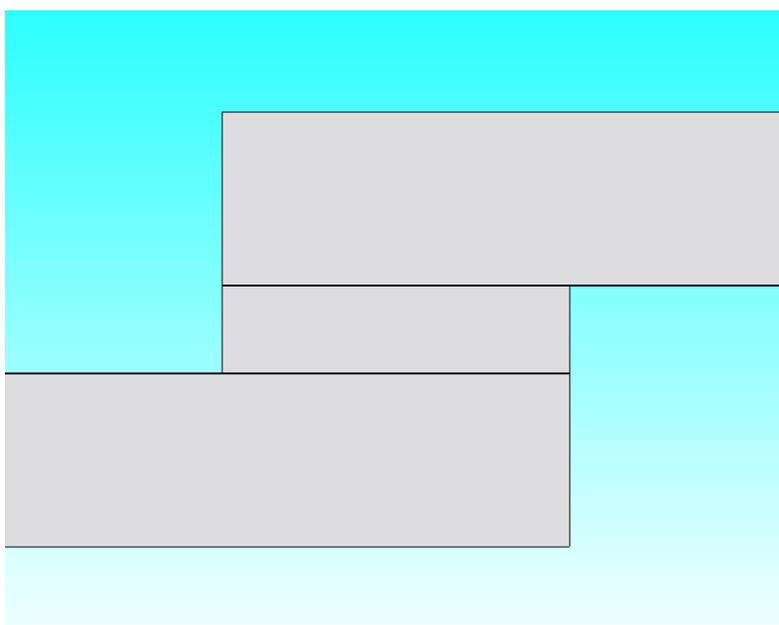


図 2.3 はんだ接合モデル

2.2.3 低抵抗接続(はんだ穴付き)

穴付きはんだモデルの概要図を図 2.4 に示す。2.2.2 のはんだ層に図のように 3 か所に穴を開けたモデルである。穴の直径は大きいものからそれぞれ $60\ \mu\text{m}$ 、 $40\ \mu\text{m}$ 、 $20\ \mu\text{m}$ となっている。接合の様子については 2.2.2 と同様である。

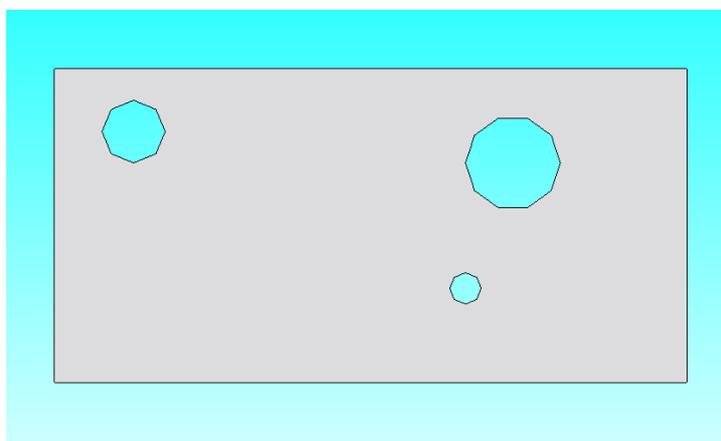


図 2.4 はんだに開けた 3 か所の穴

2.2.4 ケーブル接続

線材接合だけでなく、ケーブル接合での解析も行った。ケーブル接続の概要図を図 2.5 に示す。扇型の部分が銅層、青色の部分がはんだ層、板状の部分が超伝導層となっている。超伝導体の接合部をリング状にした銅で囲い、囲った部分をはんだによって接合しているモデルである。銅のリングの直径は $360\ \mu\text{m}$ 、厚さは $100\ \mu\text{m}$ である。超

伝導層の長さは 500 μm 、幅は 100 μm 、厚さは 1 μm である。

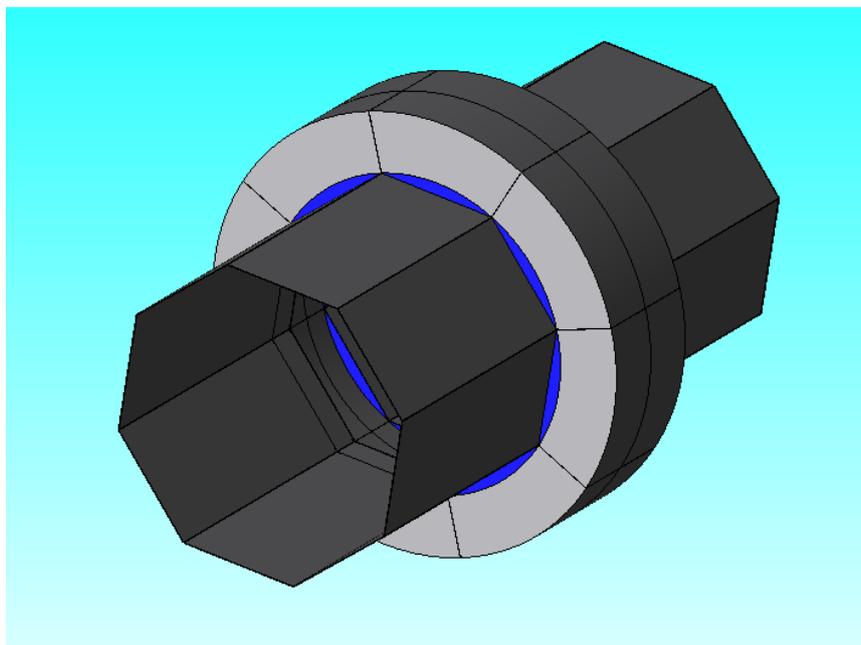


図 2.5 ケーブル接続モデル

また、今回の研究では計算を簡略化するため、図 2.5 のモデルを 8 等分したものを計算し、それを 8 つ繋げることでケーブル接続を表現した。8 等分したものの 1 つを図 2.6 に示す。

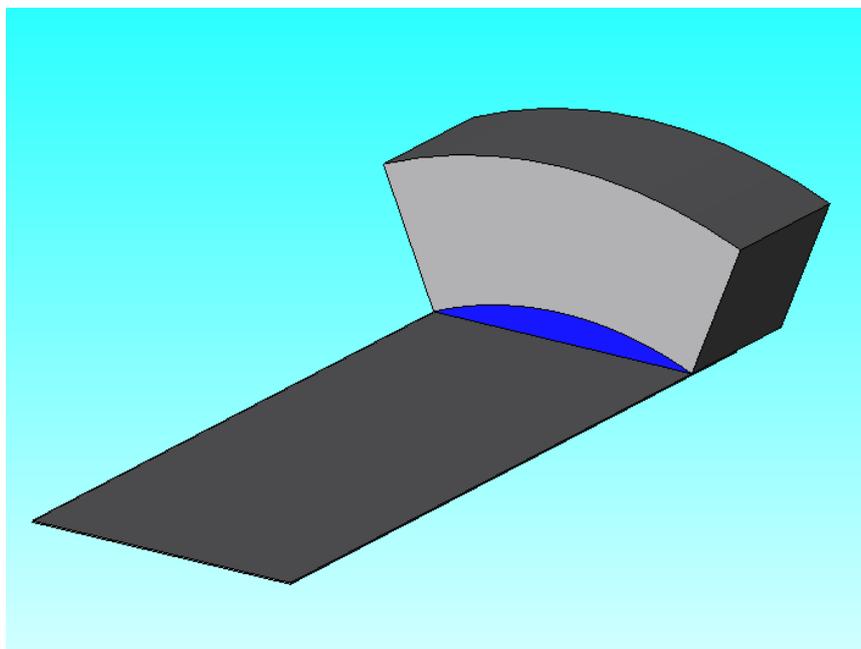


図 2.6 ケーブル接続モデルの部分モデル

2.3 モデル作成(機械的特性)

機械特性解析のため、様々な条件についてモデルを作成した。作成したすべてのモデルについて、モデルの左右の端から双方に 1 N/m^2 で引っ張るような力を加えた。

今回の解析では、超伝導層が銅層に比べて薄いため、銅の機械特性パラメータのみを用いた。

2.3.1 低抵抗接続(はんだ)

モデルの概要図を図 2.7 に示す。厚さ $100 \mu\text{m}$ 、幅 $300 \mu\text{m}$ の銅層を厚さ $50 \mu\text{m}$ のはんだで接合部分の長さを $200 \mu\text{m}$ として接合している。

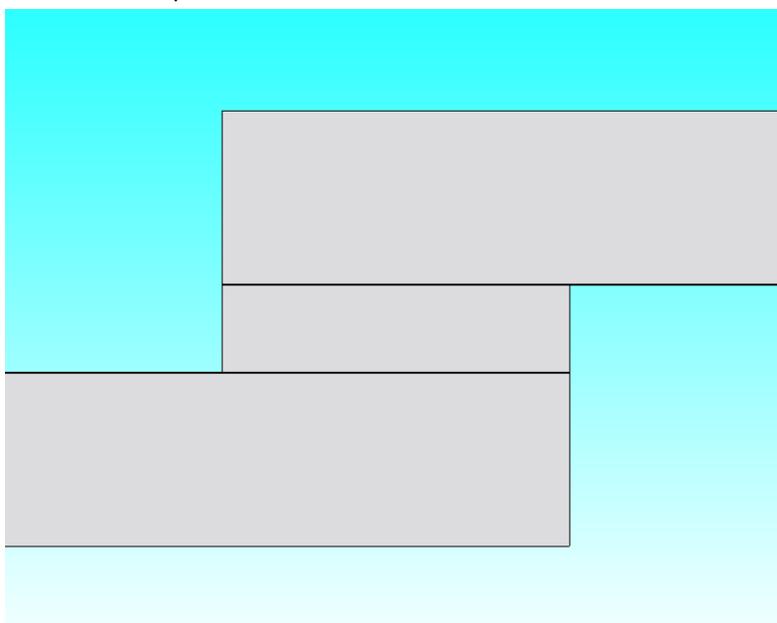


図 2.7 はんだ接合(機械特性評価モデル)

2.3.2 低抵抗接続(はんだ欠け)

不完全な状態の接合のモデルとして、はんだでの接合が不十分であった場合の解析を行った。モデルの概要図を図 2.8 に示す。2.3.1 のモデルでの接合幅を $180 \mu\text{m}$ とし、上下それぞれの銅層の端から $10 \mu\text{m}$ ずつ中心からずらして接合している。

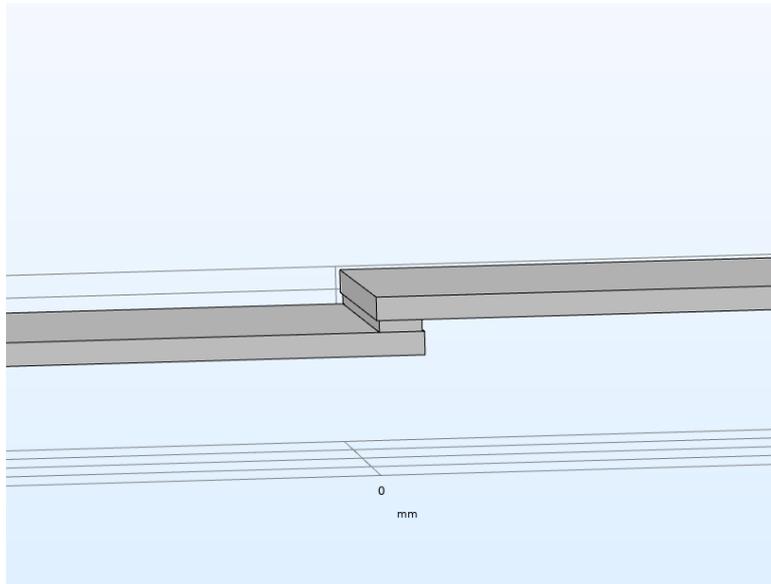


図 2.8 はんだ欠け接合

2.3.3 台形接続

接合部の形状の違いによる応力分布の違いを見るため、接合部を台形にカットした場合の解析を行った。モデルの概要図を図 2.9 に示す。線材幅 10 mm、接合幅を 20 mm とし、台形部分の短い方の底の幅を 1 mm とした先端を持つ線材を接合している。

また、形状による比較のため、同じ線材幅、接合幅で線材の先端が四角形であるモデルを作成した。加える力は横に 1 N/m^2 で引っ張る力、それぞれの線材の両端を下に 1 N/m^2 で曲げるような力の 2 種類である。

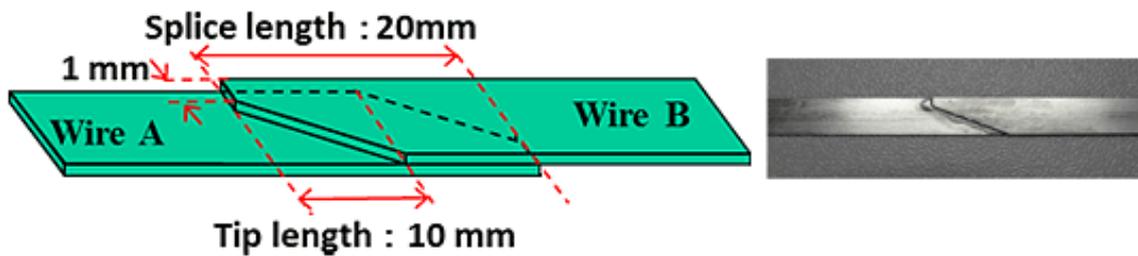


図 2.9 台形接合

第3章 結果と考察

矢印の方向は電流の向き、矢印の色は電流の強さを表している。

3.1 超伝導接続

超伝導接合の電流密度分布を図 3.1 に示す。超伝導層には最大 2.81×10^{10} A/m²の電流密度が流れ、銅層には最小 7.92×10^3 A/m²の電流密度が流れている。電流の方向としては、図の右向きに流れている。超伝導層に電流が集中し、銅層にはほとんど電流が流れていないことがわかる。超伝導体は、銅に比べて電気抵抗が小さいため、電流が超伝導層に集中すると考えられる。

超伝導接合の磁界分布を図 3.2 に示す。銅層は一様な磁界分布であり、超伝導層は両端に強い磁界が表れている。磁界は電流により発生するため、電流の集中している超伝導層にのみ磁界が集中する。磁界が端に偏るのは表皮効果によるものであると考えられる。超伝導体は電気伝導度がとても高いため、強い表皮効果が表れる。また、この図は磁界の絶対値成分を表示させたものであり、本来は線材に流れている電流が発生させる磁界は、図の奥側では厚さ方向の正の向きにかかっているが、図の手前側では厚さ方向の負の向きにかかっている。

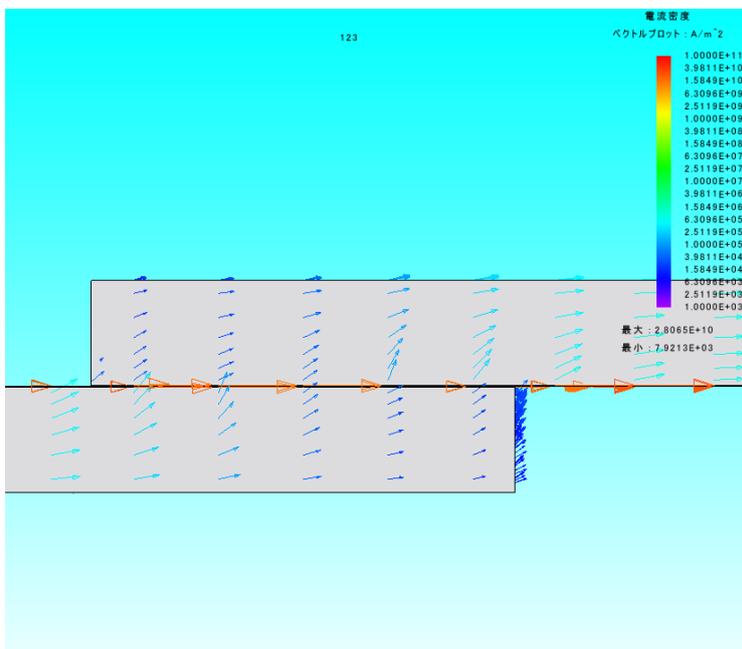


図 3.1 超伝導接合の電流密度分布

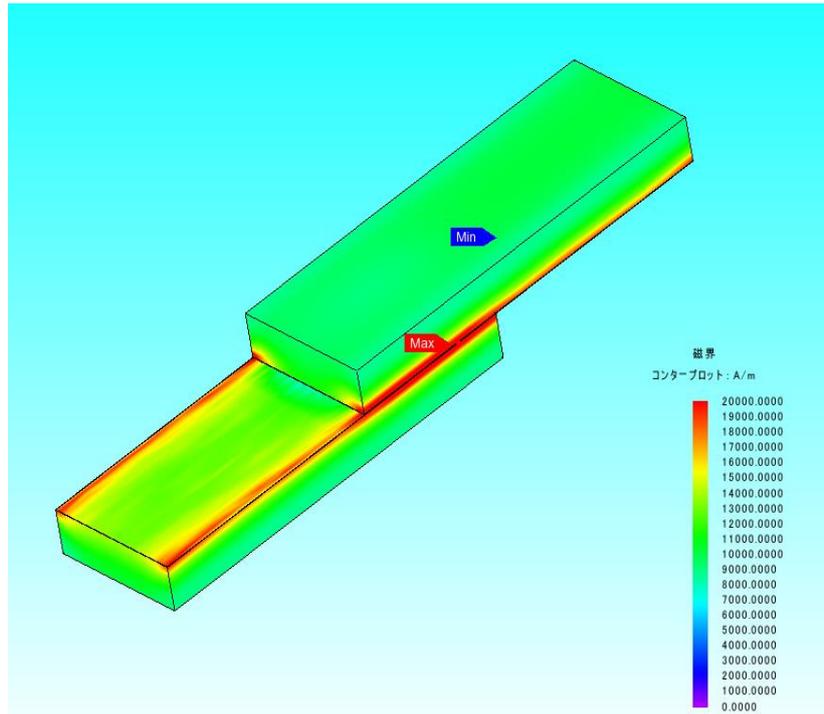


図 3.2 超伝導接合の磁界分布

3.2 低抵抗接続(はんだ)

はんだ接合の電流密度分布を図 3.3 に示す。図 3.1 とは異なる点として、はんだ部分での上方向への電流密度の流れが見られる。はんだを伝って電流が下の線材から上の線材へ流れていることがわかる。また、図 3.1 と比較すると、はんだ上部の銅部分の上方向の電流密度の流れも見られる。銅に流れている電流は超伝導体部分に流れている電流と比較すると小さいものであるが、はんだ部分における電流の流れの影響を受けて上方向の流れが生まれていると考えられる。

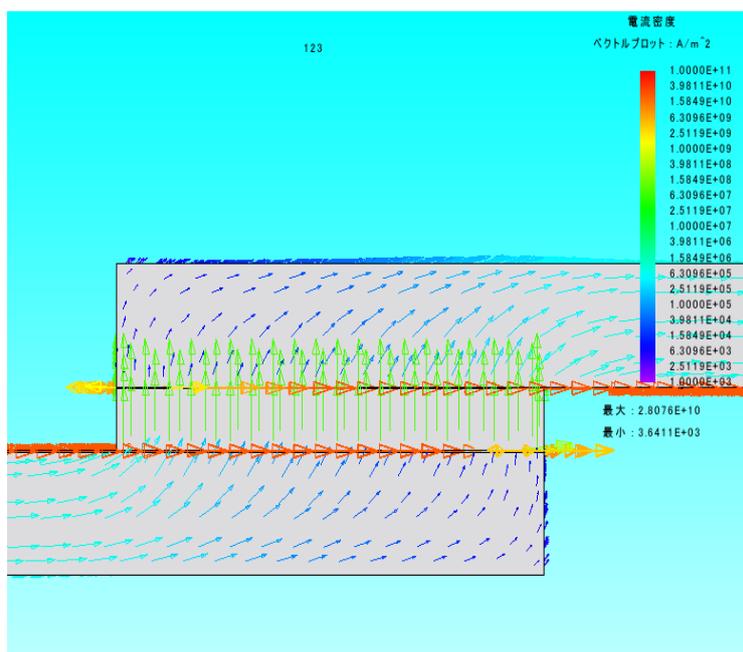


図 3.3 はんだ接合の電流密度分布

3.3 低抵抗接続(はんだ穴付き)

はんだに穴を開けた場合のはんだ接合の電流密度分布を図 3.4 に示す。電流密度分布に関しては、大きな変化はなかった。穴の有無によるはんだ接合ではのはんだ部分の電流密度の違いを図 3.5 に示す。図の左側は穴がない場合、図の右側は穴がある場合の時間による電流密度の違いを表している。時間により電流密度が異なるのは、入力電流が正弦波となっているためである。穴のないはんだ接合では、電流密度の最大値が 7.02×10^7 A/m² であるのに対して、穴のあるはんだ接合では、電流密度の最大値が 7.30×10^7 A/m² であった。はんだの接合面積が小さくなったことで、はんだ部分での電流密度が大きくなっていることが分かる。

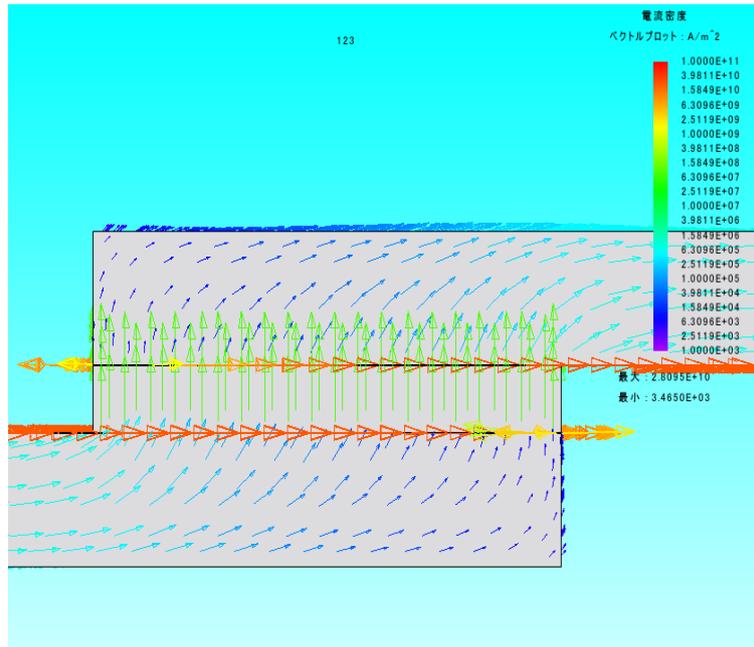


図 3.4 穴ありはんだ接合の電流密度分布

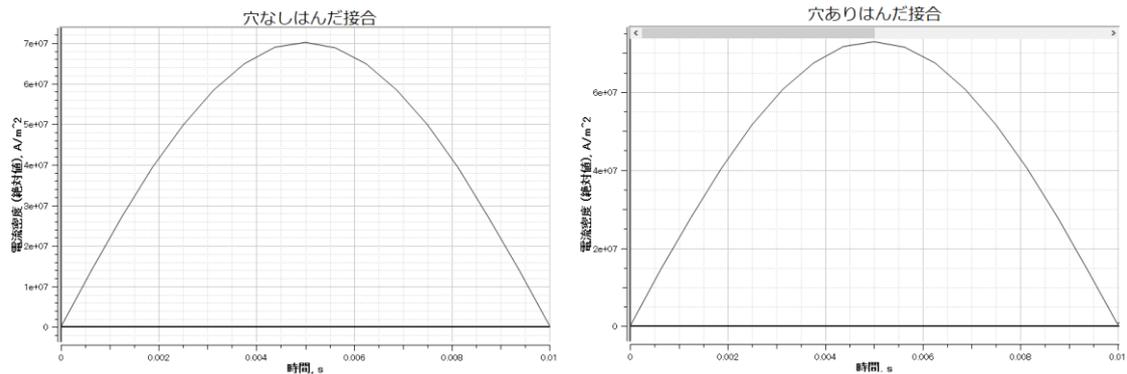


図 3.5 穴の有無による電流密度の違い

はんだ接合での磁界分布を図 3.6 に示す。超伝導層からはんだ層に電流が移行する際に超伝導層に磁界が集中しているのがわかる。超伝導接続の場合とは異なり、銅層に磁界の乱れが見られる。超伝導層からはんだ層へ流れる電流の影響で、超伝導層だけでなく銅層の磁界にも影響があると考えられる。はんだ層は超伝導層に比べて流れる電流が小さいため、はんだ層での電流による磁界への影響は少ないことがわかる。磁界の最大値は超伝導層とはんだ層の境界部にある。

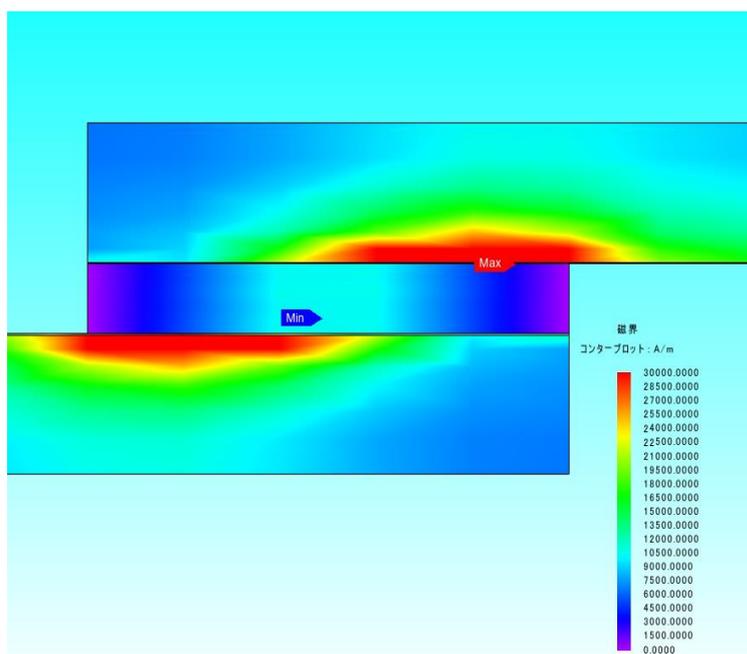


図 3.6 はんだ接合の磁界分布

穴ありはんだ接合での磁界分布を図 3.7 に示す。表面に関しては図 3.6 と同じように、超伝導層に流れる電流の影響で付近の磁界が強くなり、はんだ層での小さい電流の影響でほとんどはんだ層での磁界は崩れていない。しかし、図 3.6 とは異なり、磁界の最大値ははんだ層の端の厚さ中心部にある。

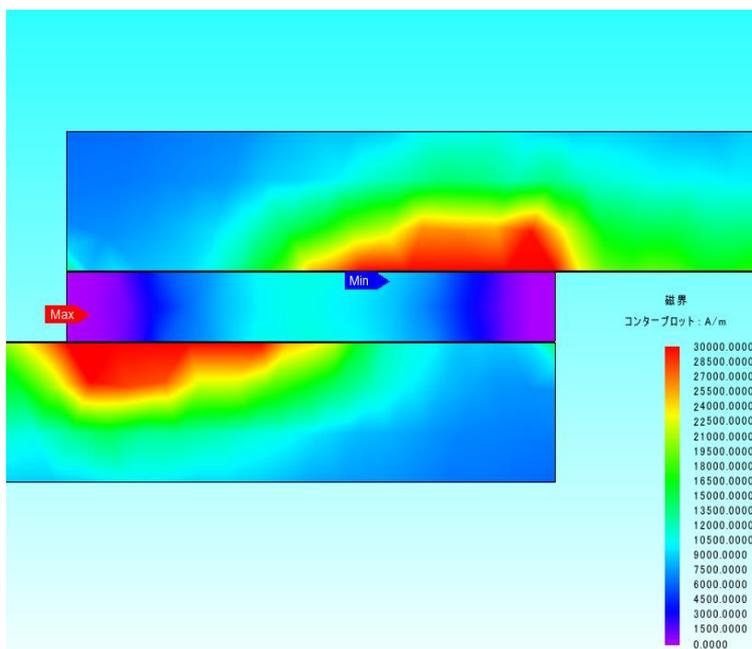


図 3.7 穴ありはんだ接合の磁界分布

穴のないはんだ接合と穴のあるはんだ接合のそれぞれについてはんだ部分のみを表示させたものをそれぞれ図 3.8、図 3.9 に示す。2つの図を比較すると、穴の近くで磁界が集中していることが分かる。穴によって均一に電流が流れなくなり、穴の近くで磁界が強まると考えられる。

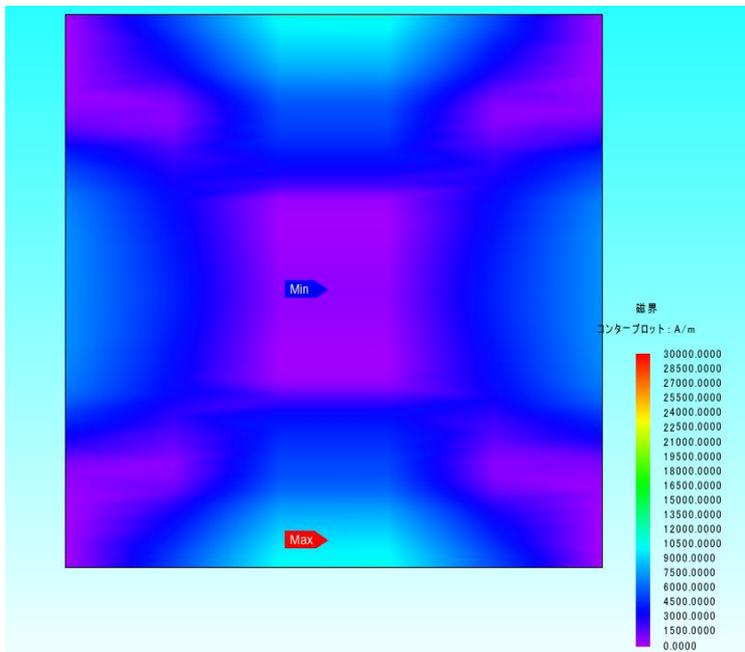


図 3.8 はんだ接合のはんだ部分の磁界分布

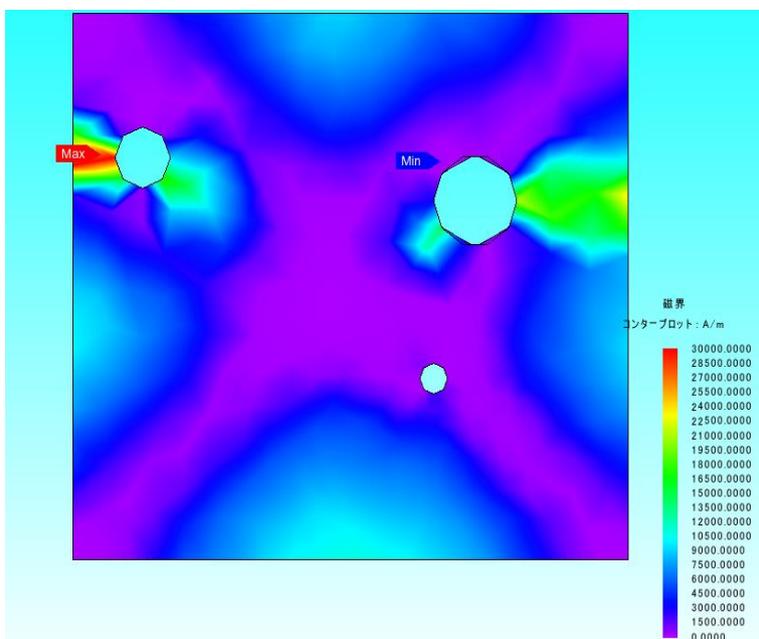


図 3.9 穴ありはんだ接合のはんだ部分の磁界分布

3.4 ケーブル接続

ケーブル接続の電流密度分布を図 3.10 に、磁界分布を図 3.11 に示す。線材接合と同じように、超伝導層とはんだ層の間で磁界が強くなっている。

このように、洗剤の接合だけでなくケーブルの接合もシミュレーションすることができる。

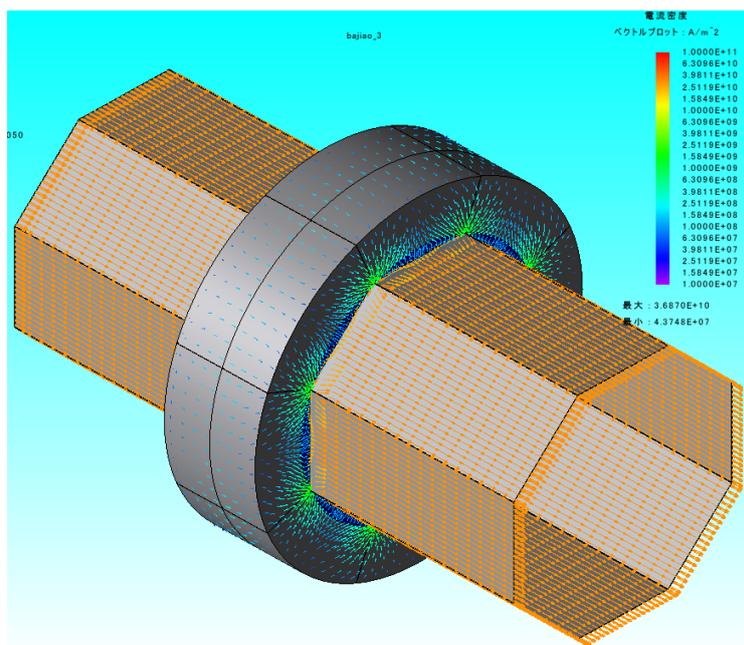


図 3.10 ケーブル接続の電流密度分布

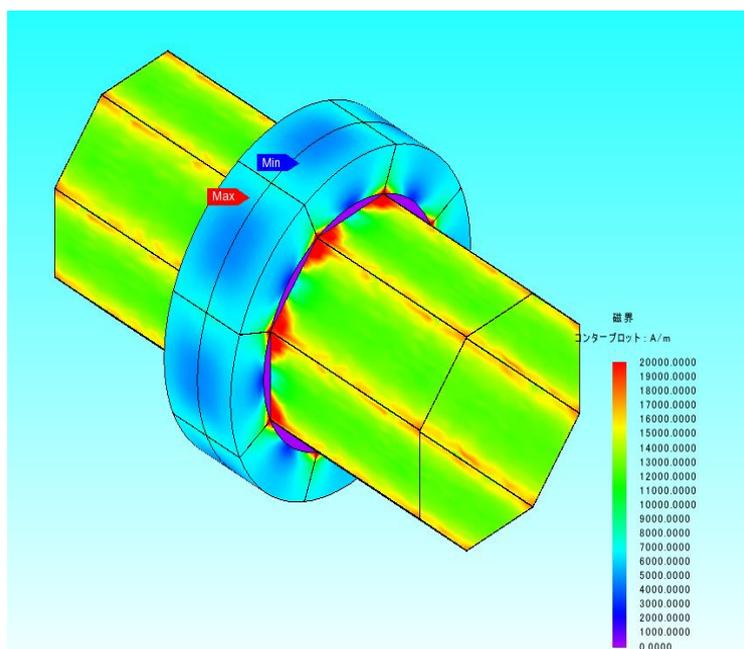


図 3.11 ケーブル接続の磁界分布

3.5 低抵抗接続(はんだ)

はんだ接合の応力分布を図 3.12 に示す。図の色によって応力のかかり具合を示している。接合部の端に応力が集中しているのが分かる。かかった応力の最大値は 2.65 N であった。接合によって接合部付近の動きが抑えられ、より強い負荷がかかっている。

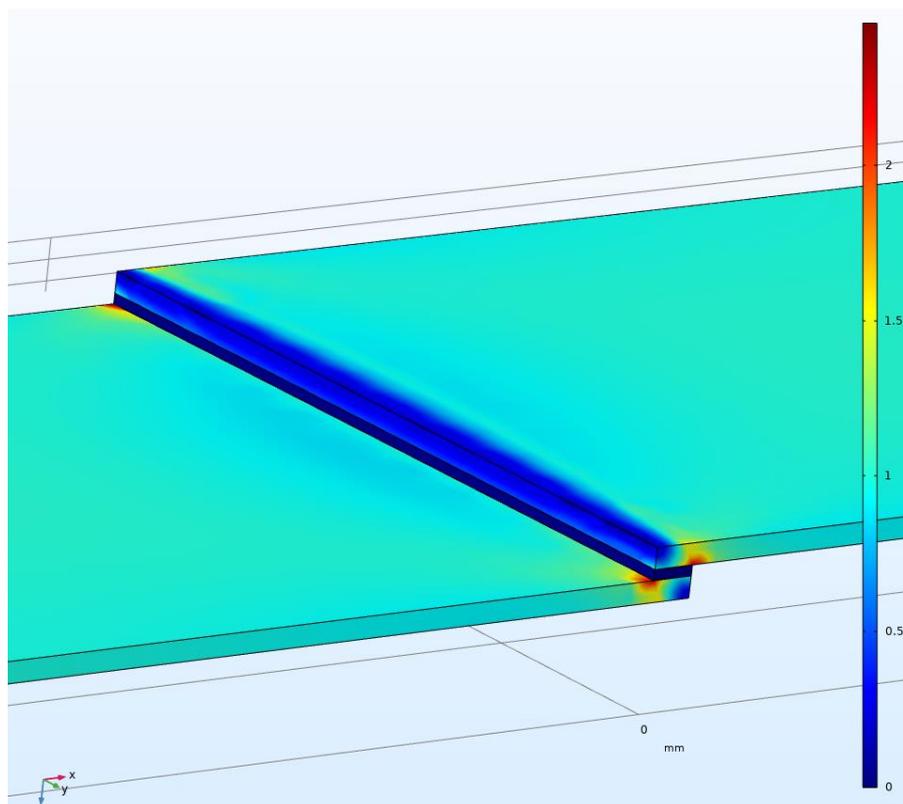


図 3.12 はんだ接合の応力分布

3.6 低抵抗接続(はんだ欠け)

はんだ接合の応力分布、不十分なはんだ接合の応力分布をそれぞれ図 3.13、図 3.14 に示す。2つの図を比較すると、不十分なはんだ付けの方が接合部の端により強い応力がかかっていることが分かる。最も応力のかかっている場所について、はんだ接合では 2.65 N/m^2 、不十分なはんだ接合では 3.34 N/m^2 の応力が加わっている。はんだ接合においては、端まできちんと接合しないとより強い応力がかかってしまうが、はんだ部分を大きくすることでその部分での電気抵抗による電力消費が大きくなってしまうため、適切な接合が必要となる。

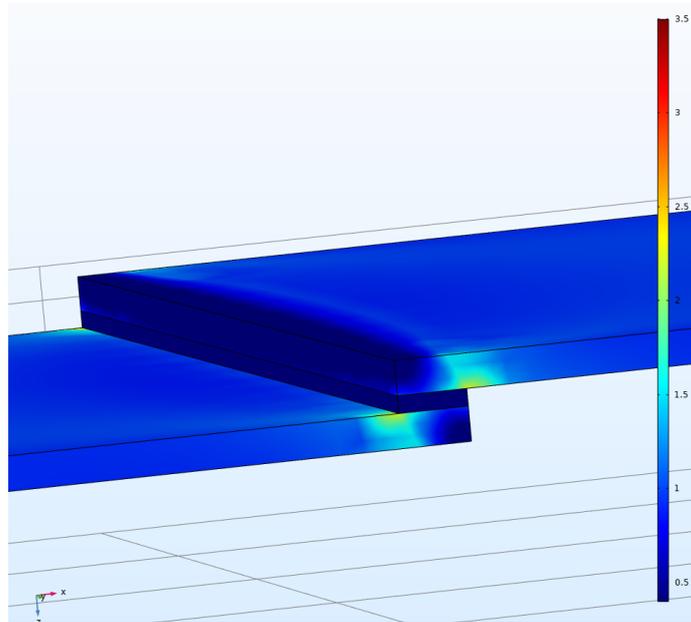


図 3.13 はんだ接合での応力分布

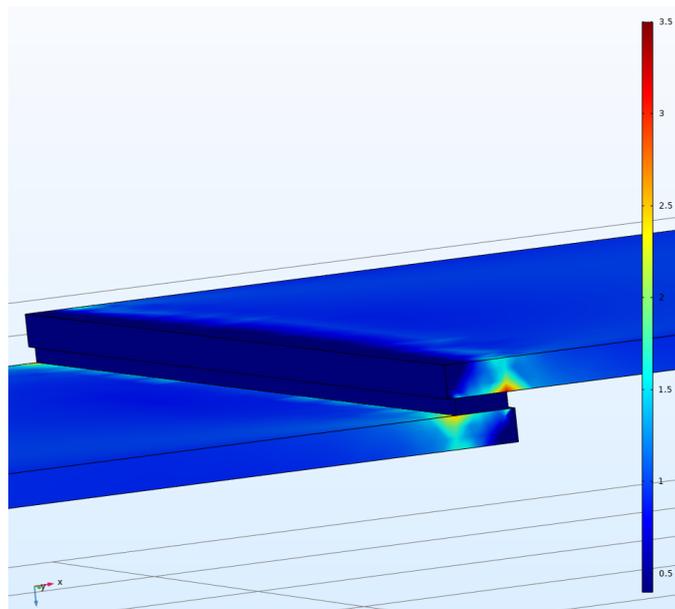


図 3.14 不十分なはんだ接合での応力分布

3.7 台形接続

はんだ接続での横に引っ張る力を加えた際の応力分布を図 3.15 に、同条件での台形接続で横に引っ張る力を加えた際の応力分布を図 3.16 に示す。図に示されるように、四角形の接合では接合部の両端に、台形接合では接合部の線材の端に接していない方に応力が集中している。四角形の接合では応力の最大値が 3.018 N/m^2 、台形接合では応力の最大値が 5.709 N/m^2 であり、台形接合の方が最大値が大きいという結果となった。こ

これは先端の形状によるものであり、接合部の先端が細くなっているため、応力を受ける面積が小さくなり、より大きい応力がかかっていると考えられる。



図 3.15 四角形接合の応力分布(横に引っ張る力)

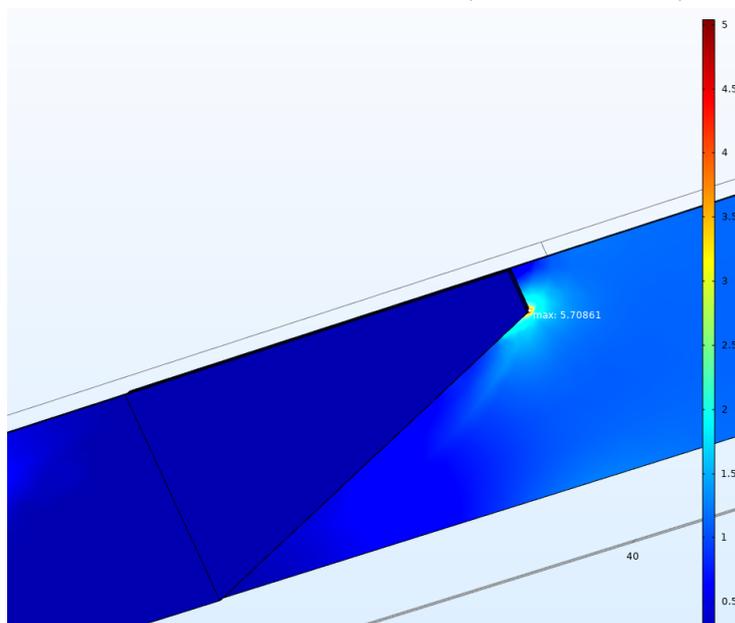


図 3.16 台形接合の応力分布(横に引っ張る力)

はんだ接続で下に曲げるような力を加えた際の応力分布を図 3.17 に、同条件での台形接続で下に曲げるような力を加えた際の応力分布を図 3.18 に示す。図に示されるように、四角形の接合では接合部の両端に、台形接合では接合部の線材の端に接していない方に応力が集中している。四角形の接合では応力の最大値が 2885.9N/m^2 、台形接合では応力の最大値が 3557.9N/m^2 であり、台形接合の方が最大値が大きい。しかし、接

合部付近の応力分布を見ると、2つの接合方法の接合面積はほとんど変わらないが、四角形の接合ではおよそ $1.8 \times 10^4 \text{ N/m}^2$ であるのに対し、台形接合ではおよそ $1.0 \times 10^4 \text{ N/m}^2$ であった。これは、接合部の線材方向の幅が大きくなっていることが原因であり、接合長を長く取ることによって応力が全体に分布するため、接合部の上下方向へのしなやかさが向上したと考えられる。

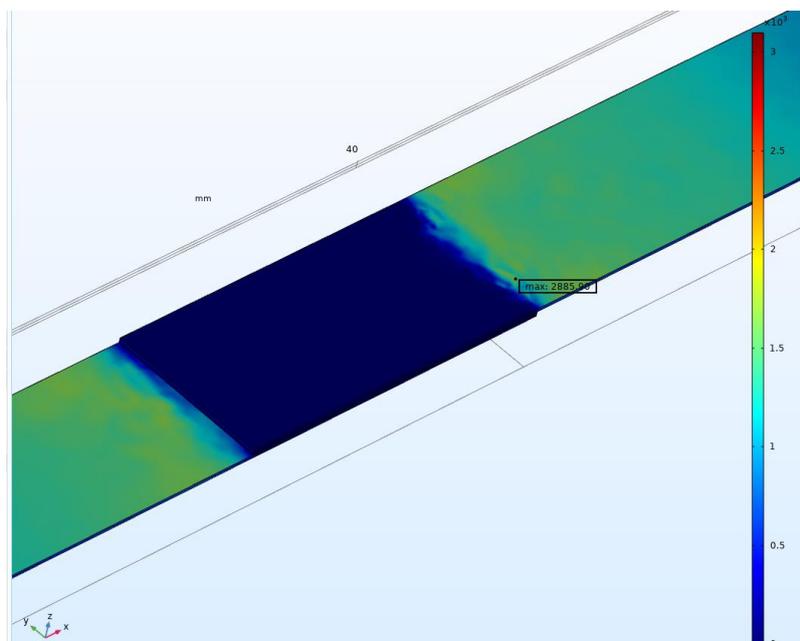


図 3.17 四角形接合の応力分布(下に曲げるような力)

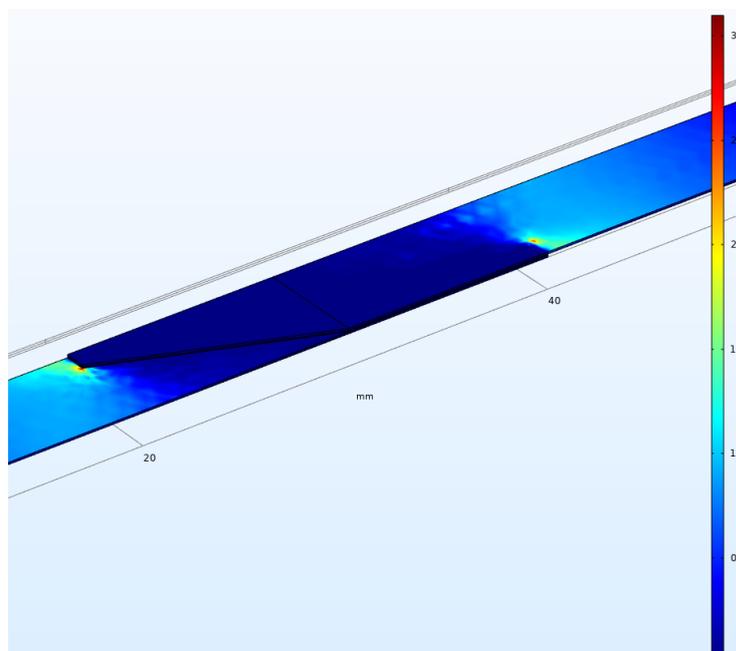


図 3.18 台形接合の応力分布(下に曲げるような力)

第4章 まとめ

本実験では、FEM を用いて接合を解析し、様々な条件で超伝導接合における電氣的・機械的特性の比較・考察を行った。FEM を用いての解析を行うことで、実際に試料を製作して実測するよりも時間的・金銭的成本をかけずに物理現象の解析が可能となった。

電氣的特性に関して、超伝導接合や低抵抗接合、ケーブル接合など、あらゆる接合についての解析を行った。超伝導接合では、超伝導体の抵抗が小さいという特徴から、超伝導層に電流が集中し、その影響で線材の磁界にも大きな影響を与えることが分かった。低抵抗接合については、今回の研究でははんだを用いての接合をシミュレーションした。はんだによって生まれた、超伝導層からはんだ層への電流の流れが観測できた。また、はんだによる線材の厚さ方向の電流の流れによって、超伝導接合では観測できなかった磁界の乱れを確認することができた。今回は **Bean** モデルを仮定していたため、この磁界による電流への影響を調べることはできなかったが、磁界によって影響の出るモデルを仮定して計算することで、今回の結果とは異なり、電流密度に影響が表れると考えられる。しかし、今回の研究で得られた程度の磁界では大きな影響は出ないのではないかと予想する。また、ケーブル接合を解析し、線材接合以外の接合の解析を行うこともできることを示した。

機械的特性に関しては、様々な接合における応力分布を計算した。接合によって応力の集中する箇所や、はんだによる接合での必要な条件などを考察するきっかけとなった。

今回の研究を通して、FEM の有用性・正確性が確認できた。自由にモデルを作成することができるため、より多くの条件によるシミュレーションが考えられる。

参考文献

- [1] Y. J. Park et al.: NPG Asia Mater., Vol.6 (2014) e98
- [2] X. Jin, et al.: Supercond. Sci. Technol, Vol. 28 (2015) 075010
- [3] 古河電工 HP <https://www.furukawa.co.jp/what/2016/kenkai_160427.html>
- [4] K. Ohki et al.: Supercond. Sci. Technol, Vol. 30 (2017) 115017
- [5] W. Zhai, et al.: Crystal Growth & Design, Vol. 15 (2015) 907
- [6] M. Inoue et al.: Physics Procedia, Vol. 67 (2015) 903
- [7] 松下照男, 「磁束ピンニングと電磁現象」, 産業図書(1994)
- [8] J. Bardeen et al.: Phys. Rev. 108 (1957) 1175
- [9] M. Friesen and A. Gurevich, Physical Review B 63 (2001) 064521
- [10] JMAG Simulation Technology for Electromechanical Design, 「JMAG とは」
<<https://www.jmag-international.com/jp/products/index.html>>
- [11] N. Bagrets et al.: IEEE trans. on applied supercond., Vol. 25 (2015) 6602705
- [12] N. Bagrets et al.: IEEE trans. on applied supercond., Vol. 26 (2016) 4800404
- [13] A. Kurs'umovic' et al.: Journal on applied phis., Vol. 86 (1999) No.3
- [14] R. Matsumoto et al.: Applied Physics Express 10, (2017) 093102
- [15] M Polak et al.: Supercond. Sci. Technol. 10 (1997) 769
- [16] A. V. Troitskii et al.: Doklady Physics, Vol. 62, (2017) No. 5, p. 233
- [17] 住友電工 ご使用上の注意 <<https://sei.co.jp/super/hts/guide.html>>

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。超伝導体の基礎や解析の方向性、学会等について様々な面で多く助言いただきました。研究に限らず、普段の生活での振る舞い方など様々な経験をさせていただけたこと、深く感謝いたします。

九州工業大学 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 松下照夫名誉教授にお礼申し上げます。超伝導現象に関して、私が知らない知識を補っていただき、また貴重な資料等を見せていただけたこと、深く感謝いたします。

この研究は、JST 未来社会創造事業、JPMJMI17A2 の支援を受けて実施したものであり深く感謝いたします。

また、鉄道総合技術研究所の富田優様、赤坂友幸様、石原篤様にお礼申し上げます。研究の方向性について教えてくださり深く感謝いたします。

最後に、お世話になった小田部研究室の皆様、そしてここまで育て、支えてくれた家族に深く感謝いたします。