

2019 年度

修士論文

縦磁界効果を用いた 10 kA 級  
超伝導直流電力ケーブルの設計

令和 2 年 2 月 7 日

先端情報工学専攻

小田部研究室

18676129

米中 友浩

# 目次

|   |    |
|---|----|
| 第1章 序論.....                             | 4  |
| 1.1 超伝導体.....                           | 4  |
| 1.2 銅酸化物超伝導体.....                       | 5  |
| 1.3 磁束ピンニング.....                        | 6  |
| 1.4 縦磁界効果.....                          | 6  |
| 1.5 Force-Free トルク.....                 | 9  |
| 1.6 超伝導電力ケーブル.....                      | 10 |
| 1.7 本研究の目的.....                         | 11 |
| 第2章 計算方法.....                           | 12 |
| 2.1 試料.....                             | 12 |
| 2.2 エッチングによるブリッジ加工.....                 | 12 |
| 2.2.1 銅層の除去.....                        | 12 |
| 2.2.2 銀層の除去.....                        | 13 |
| 2.2.3 超伝導層の除去.....                      | 13 |
| 2.3 測定.....                             | 13 |
| 2.4 繰り返し近似計算による臨界電流 $I_c$ の導出.....      | 14 |
| 2.4.1 超伝導コート線材の臨界電流密度 $J_c$ の磁界依存性..... | 14 |
| 2.4.2 臨界電流 $I_c$ の導出.....               | 16 |
| 2.5 計算条件.....                           | 19 |
| 第3章 結果と考察.....                          | 20 |
| 第4章 まとめ.....                            | 25 |
| 謝辞.....                                 | 26 |
| 研究業績.....                               | 27 |
| 参考文献.....                               | 29 |

# 目次

|       |  |    |
|-------|--|----|
| 図 1.1 | 超伝導体の臨界温度 $T_C$ の変化の歴史[1].....                                 | 4  |
| 図 1.2 | 代表的な高温酸化物超伝導体の結晶構造[3] .....                                    | 5  |
| 図 1.3 | 磁界に対して電流を垂直に流した状態(横磁界) .....                                   | 7  |
| 図 1.4 | 磁界に対して電流を平行に流した状態(縦磁界) .....                                   | 7  |
| 図 1.5 | 縦磁界, 横磁界における Nb-Ti の臨界電流密度の磁界依存性[6].....                       | 8  |
| 図 1.6 | 中性子照射されたNb <sub>3</sub> Sn薄膜試料の縦磁界, 横磁界における $I_C - B$ 特性[10].. | 8  |
| 図 1.7 | Force-free トルクとピンニングトルクの釣り合い[5].....                           | 9  |
| 図 1.8 | 高温超伝導ケーブルの模式図[11] .....  | 10 |
| 図 1.9 | 縦磁界効果を用いた直流超伝導ケーブルの構造図[12] .....                               | 11 |
| 図 2.1 | コート線材の層構造. 上から銅層, 銀層, 超伝導層, 中間層, 基板 .....                      | 12 |
| 図 2.2 | 切り出した試料のサイズ.....   | 12 |
| 図 2.3 | 銅層除去後の試料.....  | 13 |
| 図 2.4 | 銀層除去後, マスキングを落とした試料.....                                       | 13 |
| 図 2.5 | 超伝導層を除去した試料.....   | 13 |
| 図 2.6 | 今回の線材の 77.3 K における縦磁界, 横磁界それぞれの $J_C - B$ 特性.....              | 14 |
| 図 2.7 | 電流と磁界を印加した様子.....  | 15 |
| 図 2.8 | 角度 $\theta_i$ の関係.....   | 16 |
| 図 2.9 | 角度 $\theta$ がついたときの巻きつける線材の本数.....                             | 18 |
| 図 3.1 | フォーマー径 30 mm, 往復各 3 層のときの巻き線角度による電流値の変化..                      | 20 |
| 図 3.2 | フォーマー径 33 mm, 往復各 3 層のときの巻き線角度による電流値の変化..                      | 21 |
| 図 3.3 | フォーマー径 30 mm, 往復各 4 層のときの巻き線角度による電流値の変化..                      | 22 |
| 図 3.4 | フォーマー直径の変化による電流値の変化.....                                       | 23 |
| 図 3.5 | 層数の変化による電流値の変化.....  | 24 |

# 表目次

|       |  |    |
|-------|--|----|
| 表 1.1 | 超伝導体を用いた電力ケーブルの送電方式による長所と短所 .....      | 10 |
| 表 2.1 | フィッティングパラメータ $K_{Mj}$ , $K_{mj}$ ..... | 15 |

# 第1章 序論

## 1.1 超伝導体

超伝導は、1911年にオランダの K. Onnes によって発見された。彼は水銀の液体ヘリウムによる冷却実験中に、4.2 K で水銀の電気抵抗が突然、測定不能になる程小さくなる現象を発見し、その現象を超伝導状態と名付けた。このように、ある極低温領域で超伝導状態を示す物質を超伝導体と呼び、極低温以外の電気抵抗を持つような状態を常伝導状態と言う。この特性から様々な電子機器への応用が検討されたが、自身の磁場で超伝導状態が壊れてしまうといった性質の為、応用が難しかった。1933年にはドイツの W. Meissner と R. Ochsenfeld らが、超伝導体に完全反磁性があることを明らかにした(マイスナー効果)。1957年にアメリカの J. Bardeen と L. N. Cooper と J. R. Shrieffer らによって BCS 理論が提唱され、理論的に超伝導の仕組みについて解明された。彼らの理論では、常伝導状態から超伝導状態に転移する時の温度(臨界温度:  $T_c$ )は 30 K を超えないと考えられていた。しかし、1986年にドイツの J. G. Bednorz と K. A. Muller によって、銅を含む酸化物超伝導体( $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ )が 30 K を超える臨界温度を示すという報告がされ、それから世界各国で一斉に酸化物超伝導体の研究がなされるようになった。そしてわずか 10 カ月程で、液体窒素の温度(77.3 K)を超えるイットリウム(Y)系の銅酸化物超伝導体の臨界温度が 92 K に達し、BCS 理論の枠組を超えた。他にも 1 年後にはビスマス(Bi)やテルビウム(Tb)を用いた、高い臨界温度を示す超伝導体が発見された(図 1.1)。

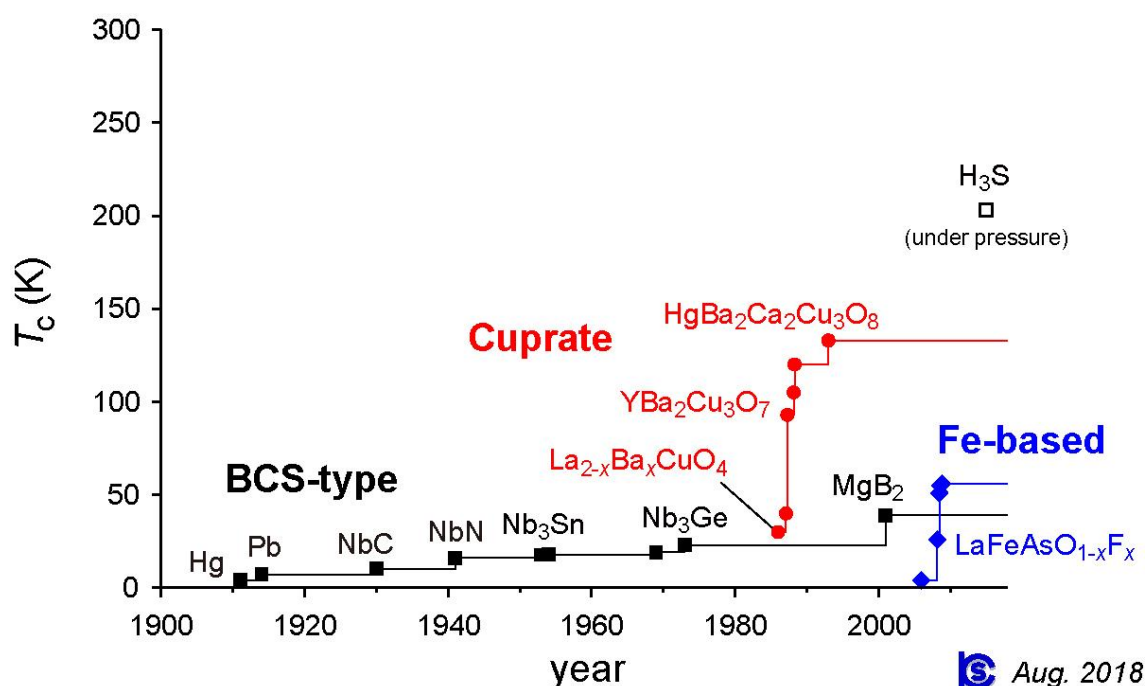


図 1.1 超伝導体の臨界温度 $T_c$ の変化の歴史[1]

このような臨界温度が高い超伝導体のことを、高温超伝導体と呼ぶ。高温超伝導体は、臨界温度が液体窒素より高く、液体ヘリウム(4.2 K)と比べて安価で超伝導状態が作り出せる為、実用化に向けての可能性が高まった。今日でも高温超伝導体の研究は進められており、超伝導ケーブルやリニアモーターカー等の応用機器の実用化に向けた研究がなされている状態である[2].

## 1.2 銅酸化物超伝導体

超伝導体の結晶内にCuO<sub>2</sub>面を持つ超伝導体を銅酸化物超伝導体と呼ぶ。銅酸化物超伝導体は臨界温度が高い為、工学的な応用に期待が寄せられている。銅酸化物超伝導体の中でもREBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub>超伝導体(RE: レアアース(希土類))やBi系超伝導体が注目を集めている。これらの超伝導体は図 1.2 のように超伝導電流が流れると考えられているCuO<sub>2</sub>面とCuO<sub>2</sub>面に超伝導電子を供給するブロック層から構成されている。そのため、銅酸化物超伝導体はCuO<sub>2</sub>面に平行な方向には電流が流れやすいが、CuO<sub>2</sub>面に垂直な方向には電流が流れにくいという構造上からなる異方性を持つ。すぐれた特性を得るためにはCuO<sub>2</sub>面を綺麗にそろえるように配向しなければならない。綺麗な配向を得るために様々な作製法が研究されている。Bi系超伝導体はc軸方向に比べてab面に広がった結晶が容易に得られることが知られている。また、CuO<sub>2</sub>面に沿って劈開しやすい為、圧延等の機械的な加工で容易に配向が得られる。しかし、超伝導相と正常相のエネルギー差である凝縮エネルギーが小さく、ローレンツ力による磁束の動きを止める力であるピンニング力が弱いという欠点を持つため、磁界の影響を受けやすい。高温、高磁界ではその影響が大きく、電気抵抗なしで流せる最大の電流密度J<sub>c</sub>(臨界電流密度)が自己磁界中と比べると大幅に低下してしまう。一方でRE系超伝導体はBi超伝導体と違い、機械的な加工では結晶配向しない。以前は作成コストが高く長尺化が困難だったが、近年では作製技術も進化し、長尺化、低コスト化が進んでいる[4].

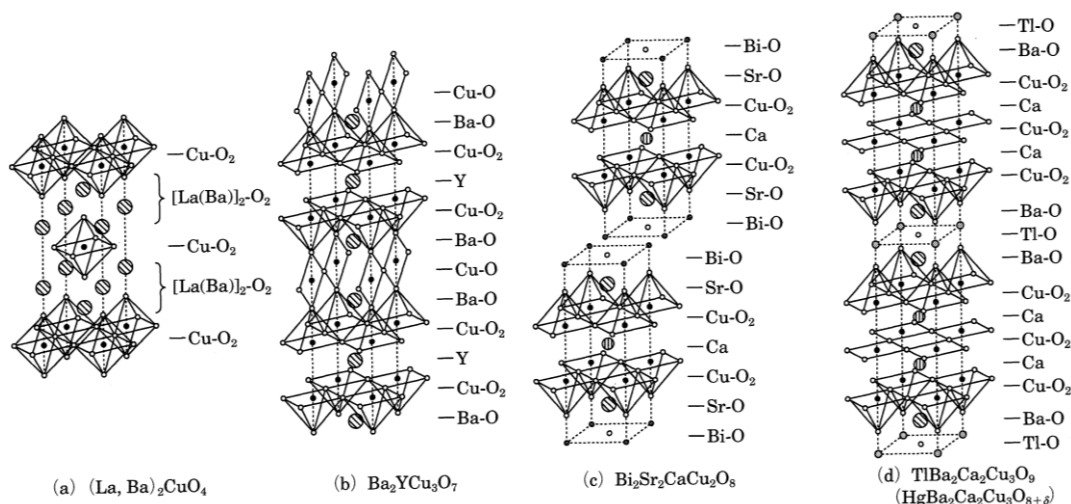


図 1.2 代表的な高温酸化物超伝導体の結晶構造[3]

### 1.3 磁束ピンニング

超伝導体には第一種超伝導体と第二種超伝導体がある。第一種超伝導体は、磁界をかけていくと、超伝導状態が壊れる磁界(臨界磁界: $B_c$ )以下の時は、マイスナー効果により完全反磁性を示す。しかし、磁界が $B_c$ 以上になると、超伝導状態が壊れてすぐに常伝導状態に遷移する。第二種超伝導体は、磁界を $B_{c1}$ 以上かけてもすぐには常伝導状態にはならず、超伝導状態と常伝導状態が混ざった混合状態となる。第二種超伝導体は、混合状態でさらに磁界をかけると、 $B_{c2}$ 以上で常伝導状態になる。この時の混合状態になる時の磁界を下部臨界磁界 $B_{c1}$ 、常伝導状態になる時の磁界を上部臨界磁界 $B_{c2}$ と呼ぶ。第二種超伝導体の $B_{c2}$ は第一種超伝導体の $B_c$ よりもかなり大きいので、工学的にも第二種超伝導体が有用である。このように超伝導体は、磁界と温度によって抵抗がゼロになるが、流せる電流量は制限なしという訳ではない。ここで、電気抵抗なしで流せる最大の電流を $I_c$ 、電気抵抗なしで流せる最大の電流密度を $J_c$ と呼ぶ。超伝導体は、超伝導状態でも過剰な電流を流すと電気抵抗が発生する。 $J_c$ は超伝導線材を評価するに当たって重要なパラメータであり、これを決定しているのが磁束ピンニングである。超伝導体内に流れる電流を $J$ 、超伝導体内に侵入している磁束密度を $B$ とすると、磁束線には単位面積当たり、 $F_L = J \times B$ でローレンツ力が働いている。ローレンツ力により磁束が動くと、誘導起電力により抵抗が発生するので、磁束線が動かないようにローレンツ力と逆方向に磁束を止めようとするピン力密度( $F_p$ )が働く。この作用を磁束ピンニングと呼ぶ。よって、 $J = J_c$ の場合、ローレンツ力とピン力密度は釣り合うので、 $J_c = F_p/B$  と表せる。 $J_c$ を増加させるには、 $F_p$ を増加させればよい[5]。

### 1.4 縦磁界効果

超伝導体は図 1.4 に示すように磁界に対して平行に電流を流す(縦磁界)と、磁界と垂直にして電流を流した(横磁界)場合(図 1.3)と比べて、様々な奇異な現象が起こることが知られている[6-9]。これらの現象を縦磁界効果という。まず、臨界電流密度が通常の横磁界下と比べて大幅に増加する。図 1.5 に Nb-Ti 超伝導合金の臨界電流密度特性を示す。下が通常の横磁界の場合で、上が縦磁界の状態を表す。このように縦磁界は、通常の横磁界と比べて大幅な臨界電流密度の増加が観測されている。また、図 1.6 に Nb<sub>3</sub>Sn 薄膜試料に中性子をピンとして照射させた時の臨界電流特性を示す。白丸の部分が通常の横磁界の場合で黒丸の部分が縦磁界の状態を表す。中性子の照射量を増加させると、横磁界と縦磁界の両方の場合において臨界電流が増加しているので、臨界電流はピンニングの強さに依存していることがわかる。また、電流によって縦方向の磁化が正になる。この効果を常磁性効果という。横磁界は、1.3 節で述べたように  $J = J_c$  の時に磁束線に働くローレンツ力とピン力密度が釣り合うことで磁束ピンニングが行われる。しかし、縦磁界は磁束線に対してローレンツ力が働かないので、大電流を流すことができる。電界は

磁束密度にほぼ平行なので、磁束線の運動と電磁現象を結び付ける  $E = B \times v$  の式は磁束線の運動が異なると考えられる為、成り立たない[5].

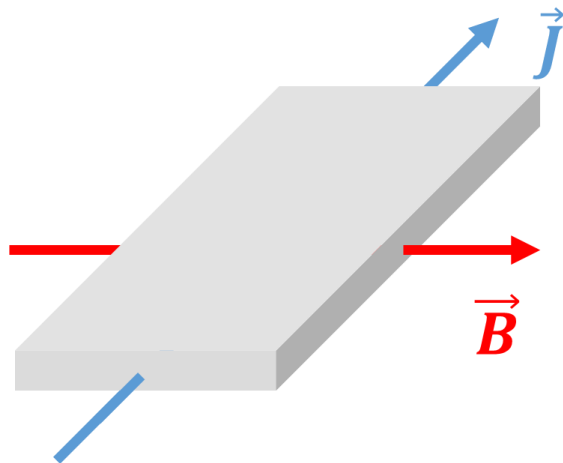


図 1.3 磁界に対して電流を垂直に流した状態(横磁界)

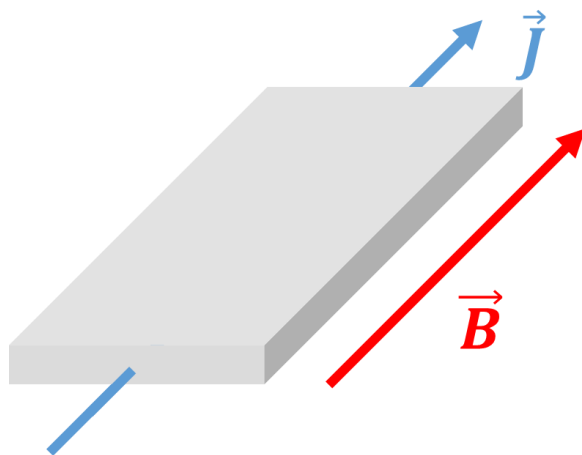


図 1.4 磁界に対して電流を平行に流した状態(縦磁界)



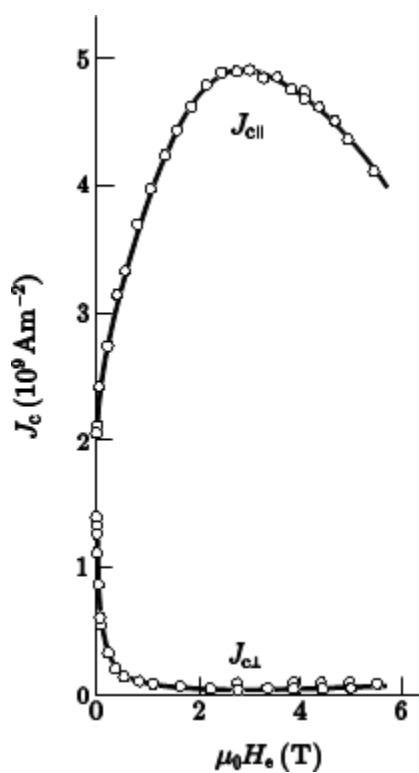


図 1.5 縦磁界，横磁界における Nb-Ti の臨界電流密度の磁界依存性[6]

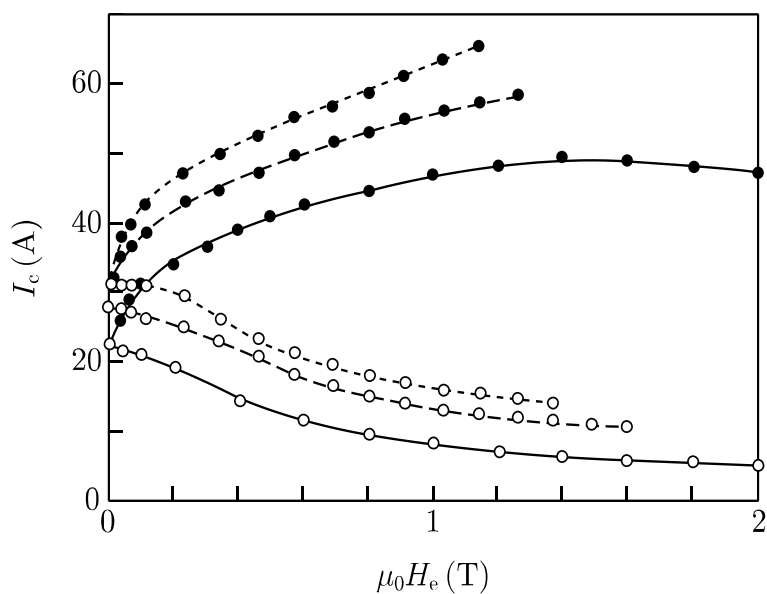


図 1.6 中性子照射された Nb<sub>3</sub>Sn 薄膜試料の縦磁界，横磁界における  $I_c - B$  特性[10]

## 1.5 Force-Free トルク

1.4 節で述べたように磁束線に対して Lorentz 力が働かないため、縦磁界状態では横磁界状態に比べ臨界電流密度が大幅に上昇する。その状態を Force-free 状態と呼ぶ。しかし、横磁界下と同様に  $J_c$  は存在する。さらに、超伝導体内の磁束線の動きはピンニングセンターと相互作用すると考えられる。この振る舞いを記述するモデルとして、Force-free トルクが提案されている[11]。

Force-free 状態においては、図 1.7 のような磁束線に対して回転せん断歪(Force-Free 歪)が生じている。図 1.7 の矢印の向きに、Force-Free 歪に対する復元力が存在すると考えられ、その復元力を Force-free トルクと呼ぶ。超伝導体表面において、Force-Free 歪より磁束線は電流の向きに対して平行ではない。超伝導体内部に侵入するにつれてピンニングトルクが大きくなり Force-free トルクは緩和され、磁束は電流に対して平行になる。Force-free トルクと歪んだ状態を保とうとするピンニングトルクのつり合いによって臨界状態が決定される。したがって、横磁界状態より縦磁界状態の臨界電流密度がより大きくなる。Force-free トルクをピンニングトルクで支えきれなくなると、磁束線は不可逆な運動状態となる。超伝導コート線材のようなテープ状超伝導体の場合、縦磁界状態における磁束線の運動は、Force-free トルクによる  $ab$  平面内での回転運動と、 $c$  軸方向への併進運動が合わさったものになると想定されている[5]。

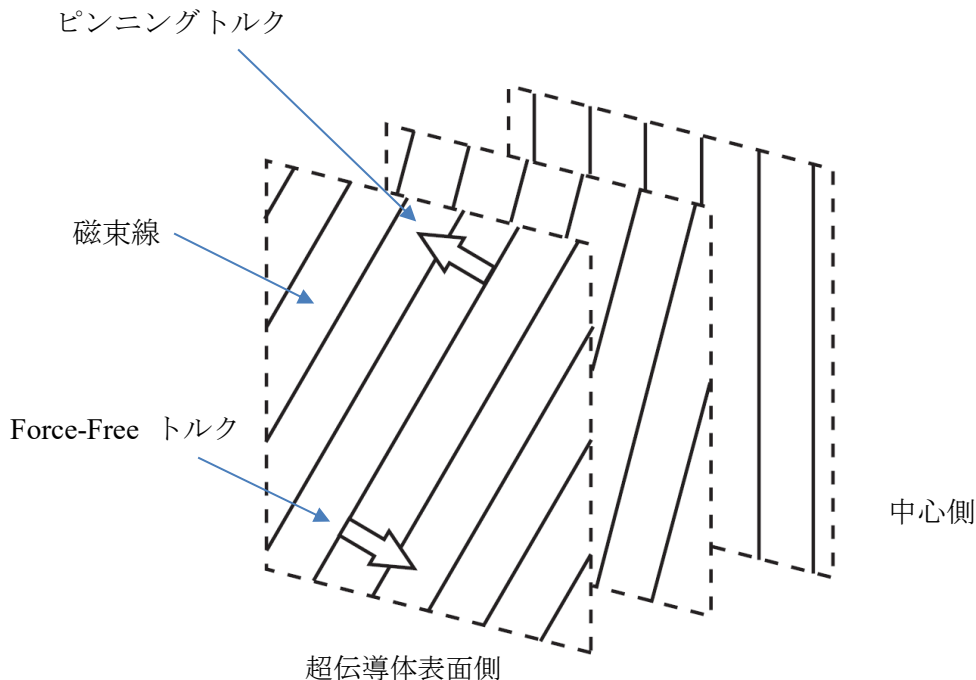


図 1.7 Force-free トルクとピンニングトルクの釣り合い[5]

## 1.6 超伝導電力ケーブル

超伝導体を用いた電力ケーブルには送電方式として、直流送電と交流送電がある。直流送電と交流送電における長所と短所を表 1.1 にまとめると以下ようになる。

表 1.1 超伝導体を用いた電力ケーブルの送電方式による長所と短所

|    | 直流電流   | 交流電流  |
|----|--|---|
| 長所 | <ul style="list-style-type: none"> <li>電力損失なしで送電できる</li> <li>太陽光発電の電気をそのまま流せる</li> </ul> | <ul style="list-style-type: none"> <li>既存の送電網と入れ替えが容易</li> <li>火力などの主要な発電方法の電気をそのまま流せる</li> </ul> |
| 短所 | <ul style="list-style-type: none"> <li>火力などの主要な発電方法の電気は整流する必要がある</li> </ul>              | <ul style="list-style-type: none"> <li>交流損失が発生する</li> <li>直流と比べ冷却負荷が大きくなる</li> </ul>              |

上記のように、直流送電の場合は電力損失が発生しないため、送電損失分の二酸化炭素排出を抑えることができる。また、既存の銅ケーブルに比べ電流密度が 1000 倍以上大きいので、ケーブルの小型化および大電流送電が期待できる。

しかし、直流交流関係なしに送電ケーブルを超伝導化するにあたって、超伝導ケーブルを液体窒素または液体ヘリウムによって極低温状態におくことが必須となってくる。下の図 1.8 は、超伝導ケーブルの模式図である。管に超伝導線を入れて液体窒素で満たすことによって超伝導線を冷却し、真空特性を持った断熱層を用いて外部の熱による液体窒素の急激な温度上昇を防いでいる[11]。これらによって、超伝導ケーブルの極低温状態を実現している。

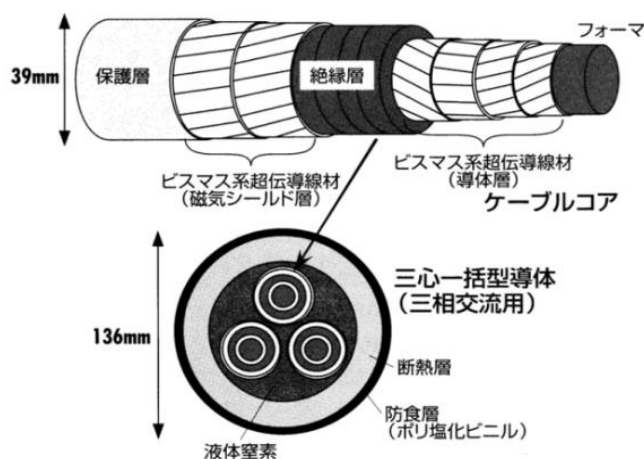


図 1.8 高温超伝導ケーブルの模式図[11]

また、本研究室では縦磁界効果を用いた直流超伝導ケーブルを提案している。1.4 節で述べた通り、縦磁界効果を用いることによって線材の特性を改善することなく  $J_c$  を増加させることができる。また、先ほど記したが直流では送電ロスなしで送電できる。したがって、縦磁界効果を用いた直流超伝導ケーブルの開発が期待される[12]。

縦磁界効果を用いた直流超伝導ケーブルの構造として図 1.9 に示す。縦磁界を超伝導ケーブルの内側導体に印加するには、超伝導線材を一方向にツイストする必要がある。ツイストされた線材より内側の層においてはツイストされた線材の自己磁界が、ケーブルの軸に対して平行の方向に近い角度で印加される。また、内側導体に印加される縦磁界を増やすために、外側導体に帰りの電流を流すことによってさらに縦磁界を大きくしている。それらによって、ツイストされた線材より内側における縦磁界成分が大きくなり、縦磁界効果による $J_c$ の増加が見込まれる。

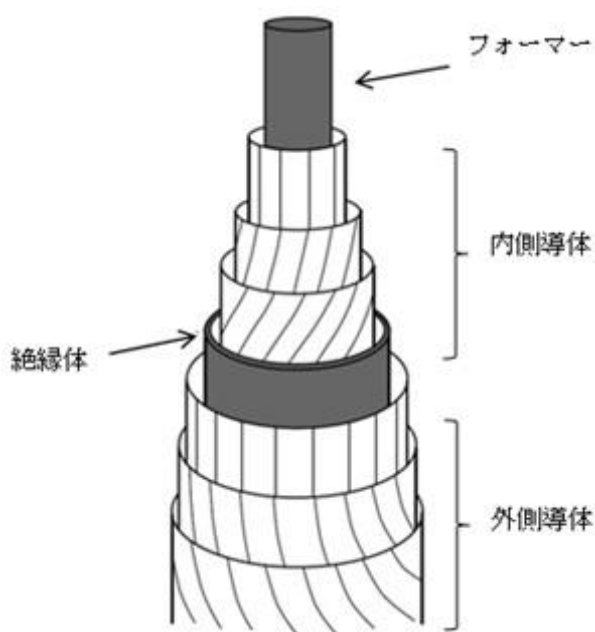


図 1.9 縦磁界効果を用いた直流超伝導ケーブルの構造図[12]

## 1.7 本研究の目的

超伝導体は電気抵抗 0 で大容量の電流を流せることから様々な機器への応用が期待されている。一方で発電してから機器で使用するまでの送電過程で損失が生じており、社会全体で見ると無視できない大きさとなっている。そこで電力送電ケーブルに超伝導体を使用することが検討されている。これにより約 30 億 kW もの電力を削減することができると言われてしている[13]。本研究では直流超伝導ケーブルの実用化に向けて 10kA を流せるケーブルを設計した。その際、縦磁界効果の有効性を調べるために図 1.8 のような従来の構造のケーブルと図 1.9 のような縦磁界効果を利用した構造のケーブルの両方で電流値を計算し、比較した。この研究で得られた成果を元に中国の線材製作企業で超伝導ケーブルを作成し、実用化に向けて通電テストなどを行う予定である。

## 第2章 計算方法

### 2.1 試料

今回の計算に用いた試料は $I_C = 162 \text{ A}$ ，幅 40. mm，超伝導層の厚さ 1.6  $\mu\text{m}$  の REBCO 線材である．層構造を図 2.1 に示す．

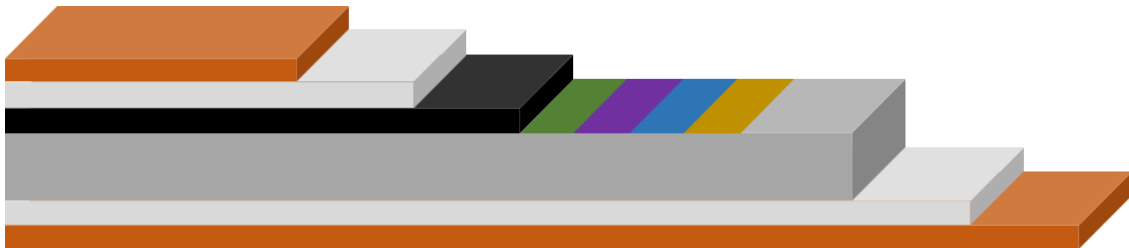


図 2.1 コート線材の層構造．上から銅層，銀層，超伝導層，中間層，基板

### 2.2 エッチングによるブリッジ加工

ケーブルを設計し電流値を計算するためには線材の $J_C - B$ 特性が必要となる． $I_C$ が大きいため，電流値測定のために超伝導層の幅をエッチングで減らした．エッチング (Etching) とは，化学薬品などの腐食効果を利用して対象物の表面加工を行う技法のことである．本実験では表面の銅層，銀層，およびその下の超伝導層を除去するために，アンモニア，過酸化水素，硝酸を用いてエッチングを行った．対象の試料は測定機器の都合上，図 2.2 に示すように 4 mm×15 mm に切り出し，中央の 1 mm 部分をエッチングした．

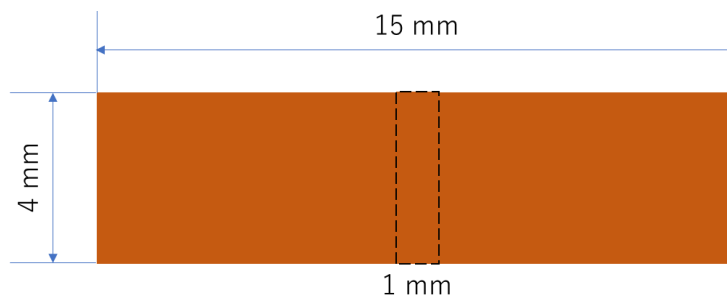


図 2.2 切り出した試料のサイズ

#### 2.2.1 銅層の除去

まずは銅層を除去するために，硝酸 5 ml，過酸化水素水 5 ml，純水 5 ml の溶液を作った．試料は中央の 1 mm 以外の部分を油性ペンでマスキングし，1 mm 部分のさらに中央 0.3 mm をブリッジ加工するため，マスキングし，溶液に 30 秒程つけて銅層を溶かした．銅層を除去した後の試料の様子を図 2.3 に示す．

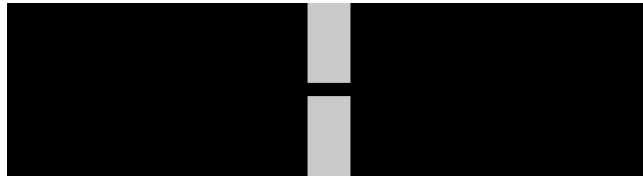


図 2.3 銅層除去後の試料

### 2.2.2 銀層の除去

次に銀層を除去するために、アンモニア 5 ml, 過酸化水素水 5 ml, 純水 5 ml の溶液を作った。溶液に 5 秒程つけて銀層を溶かした。その後、マスキングをとるためにアセトンにつけてインクを除去した。その後の試料の様子を図 2.4 に示す。



図 2.4 銀層除去後，マスキングを落とした試料

### 2.2.3 超伝導層の除去

最後に超伝導層を除去するため、純水 5 ml に硝酸を数滴加えた溶液を作り、試料をつけた。20 秒ほどで図 2.5 のように超伝導層が除去され中間層が現れてブリッジ加工が完了した。



図 2.5 超伝導層を除去した試料

## 2.3 測定

測定は福岡工業大学 工学部 電子情報工学科 倪宝栄教授の研究室に依頼した。様々な温度条件のもと縦磁界，横磁界下で電流値を測定した。ケーブルの使用環境として 77.3 K を想定しているため，測定データから 77.3 K のデータを抽出し， $J_c - B$ 特性に変換し，計算対象とした。このデータを図 2.6 に示す。赤い点が縦磁界での測定値，青い点が横磁界での測定値を示している。縦磁界効果により， $J_c$ が増加はしないものの，横磁界に比べると明らかに大きくなっている。

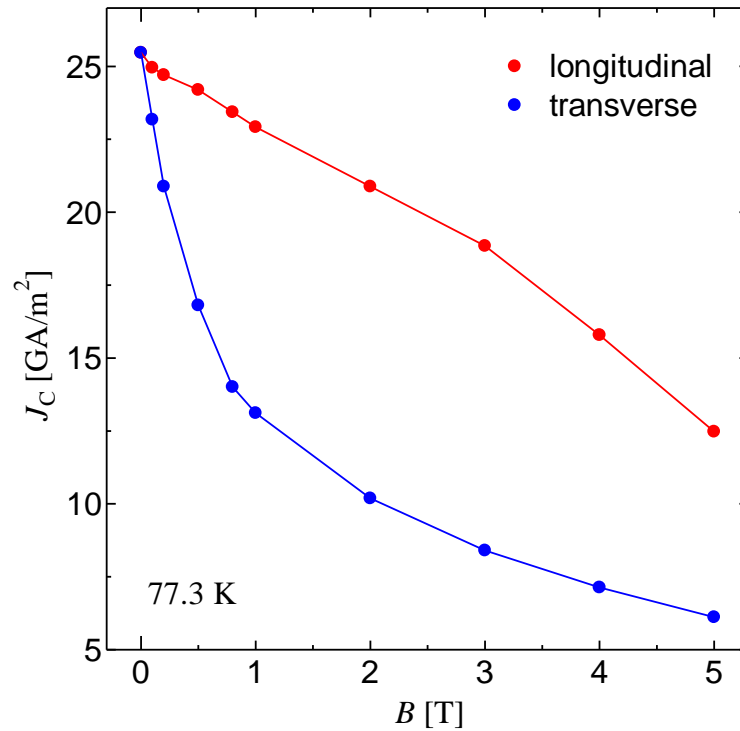


図 2.6 今回の線材の 77.3 K における縦磁界，横磁界それぞれの  $J_c - B$  特性

## 2.4 繰り返し近似計算による臨界電流 $I_c$ の導出

### 2.4.1 超伝導コート線材の臨界電流密度 $J_c$ の磁界依存性

図 2.6 に示されるように縦磁界下の  $J_c$  は横磁界下の  $J_c$  よりもかなり高く，こうした特性を利用して，縦磁界効果を用いない通常のケーブルよりも高性能なケーブルをデザインすることができるはずである．例えば，超伝導線材のツイストする角度を小さくすると縦磁界効果が弱くなり， $J_c$  の増加は少し抑えられるが，巻きつける超伝導線材の数が増えるため輸送電流への効率は向上するはずで，電流容量が最大となる条件を割り出せばいいのである．このとき  $J_c$  が最大となるようにすれば良いが，そのためには線材の角度依存性が必要となる．線材の角度依存性とは，超伝導線材の面内で電流に対して磁界を平行に印加した縦磁界 ( $\varphi = 0^\circ$ ) から，電流に対して磁界を垂直に印加した横磁界 ( $\varphi = 90^\circ$ ) まで変化させたときに， $J_c$  がどのように変化するかを表すものである．以下に図を示す．

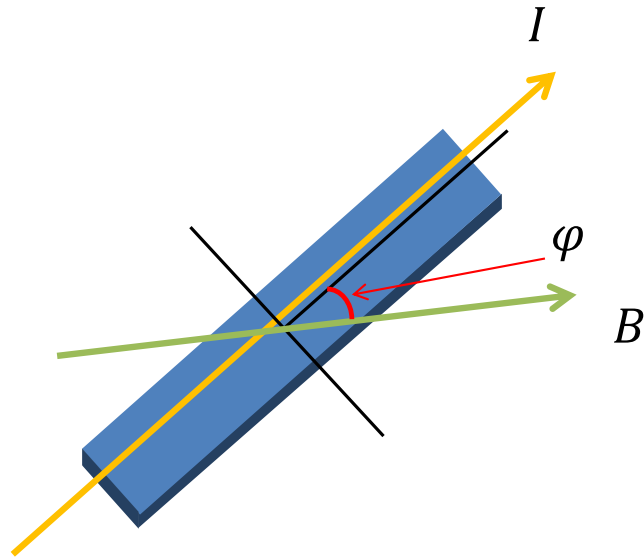


図 2.7 電流と磁界を印加した様子

図 2.6 の縦磁界下の  $J_c$  を

$$J_{cM}(B) = J_c(B, \varphi = 0) \quad (2.1)$$

とし、横磁界下の  $J_c$  を

$$J_{cm}(B) = J_c(B, \varphi = \pi/2) \quad (2.2)$$

とする。そして、 $J_c$  の磁界依存性をそれぞれ

$$J_{cM}(B) = \sum_{j=0}^7 K_{Mj} B^j \quad (2.3)$$

$$J_{cm}(B) = \sum_{j=0}^7 K_{mj} B^j \quad (2.4)$$

と表す。ここで、 $K_{Mj}$  と  $K_{mj}$  は展開係数で、図 2.6 の  $J_c - B$  特性から求めた数値を表 2.1 に示す。

表 2.1 フィットティングパラメータ  $K_{Mj}$ ,  $K_{mj}$

| $j$                           | 0     | 1      | 2       | 3      | 4       | 5        |
|-------------------------------|-------|--------|---------|--------|---------|----------|
| $K_{Mj}$ [GA/T <sup>j</sup> ] | 25.32 | -2.349 | -0.3579 | 0.4556 | -0.1457 | 0.01342  |
| $K_{mj}$ [GA/T <sup>j</sup> ] | 25.39 | -24.67 | 17.81   | -6.721 | 1.213   | -0.08294 |



次に、 $J_c$  の角度依存性を

$$J_c(\varphi) = \frac{1}{2}(J_{cM} + J_{cm}) + \frac{1}{2}(J_{cM} - J_{cm}) \cos 2\varphi \quad (2.5)$$

のように近似して示す。

ケーブルの形状は、内側導体の最内層の中心からの距離を  $R_0$ ，内側から  $i$  番目の超伝導層の中心からの距離を  $R_i$ ，超伝導層の厚さを  $d$ ，巻き角度を  $\theta_i$  とし，それぞれ

$$R_i = R_0 + id \quad (2.6)$$

$$\theta_i = \theta_{\max} \times \frac{i-1}{n-1} \quad (2.7)$$

とする。また角度  $\theta_i$  の様子を図 2.8 に示す。また内側導体の最も外側の層に流す電流の角度を  $\theta_{\max}$  とする。

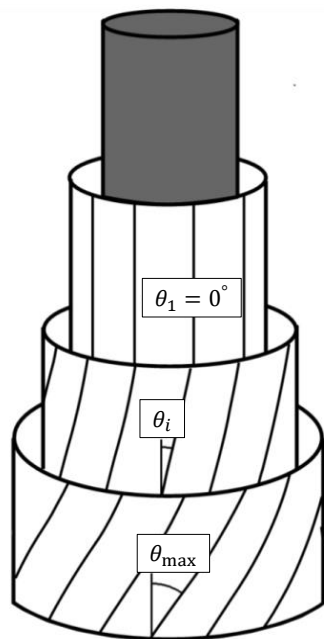


図 2.8 角度  $\theta_i$  の関係

ここで、第 1 層目に巻きつける超伝導線材に関してツイストする角度を  $\theta_1 = 0^\circ$  とすると、ケーブルを曲げることができなくなるため現実的ではない。しかしながら、第 1 層目に加わる磁界は縦磁界のみで、また本研究での繰り返し近似による近似計算の正確性を確認するということには問題が無いため、今回は  $\theta_1 = 0^\circ$  とした。

#### 2.4.2 臨界電流 $I_c$ の導出

ここで、らせんに巻かれた導線による磁界の大きさについて考えることにする。半径  $R$  の円筒上に、円筒軸に対する角度  $\alpha$  で層数  $N$  回らせんに巻かれた導線に電流  $I$  が流

れるとき，中心軸上中央から  $s$  の距離の点での磁界の強さの軸方向の成分  $H_z$  の大きさは，以下ようになる．中心軸上の点  $P$  を原点とし，軸方向に  $z$  軸，それに垂直に  $x$ ， $y$  軸をとる．導線上の一点  $Q$  の  $xy$  面への射影点を  $R$ ， $PR$  が  $x$  軸となす角を  $\beta$  とする． $Q$  点のところの線要素ベクトルを  $d\vec{s}$ ， $\overline{QP} = \vec{r}$  とするとそれらの成分は， $r_x = -R \cos \beta$ ， $r_y = -R \sin \beta$ ， $r_z = -R \tan \alpha$  と表せる．そして  $ds_x = -R \sin \beta d\beta$ ， $ds_y = R \cos \beta d\beta$ ， $ds_z = R \tan \alpha d\beta$  より，

$$H_z = \frac{I}{4\pi} \int \frac{(d\vec{s} \times \vec{r})_z}{r^3} = \frac{I}{4\pi} \int \frac{r_y ds_x - r_x ds_y}{r^3} = \frac{I}{4\pi R} \int_{\beta_1}^{\beta_2} \frac{d\beta}{(1 + \beta^2 \tan^2 \alpha)^{3/2}} \quad (2.8)$$

となる． $\beta_1$ ， $\beta_2$  は両端で  $\beta_1 = -N\pi + s/R \tan \alpha$ ， $\beta_2 = N\pi + s/R \tan \alpha$  なので，積分の結果

$$H_z = \frac{I}{4\pi R \tan \alpha} \left\{ \frac{N\pi R \tan \alpha + s}{\sqrt{R^2 + (N\pi R \tan \alpha + s)^2}} + \frac{N\pi R \tan \alpha - s}{\sqrt{R^2 + (N\pi R \tan \alpha - s)^2}} \right\} \quad (2.9)$$

中心では  $s = 0$  として

$$H_z = \frac{IN}{2R\sqrt{1 + N^2 \pi^2 \tan^2 \alpha}} \quad (2.10)$$

となり，軸方向の磁界を求めることができる[14]．

ここで， $N$  が十分に大きいとき式(2.10)の分母は， $2R\sqrt{N^2 \pi^2 \tan^2 \alpha}$  と近似でき， $\alpha = 90^\circ - \theta$  であるため，式(2.10)は，

$$H_z = \frac{I}{2\pi R} \tan \theta \quad (2.11)$$

と表すことができる．上記より同様に超伝導電力ケーブルにおいて， $i$  番目の超伝導層に加わる縦磁界は

$$B_{i\parallel} = \sum_{k=i+1}^n \frac{\mu_0 I_k}{2\pi R_k} \tan \theta_k + B_{\text{ext}} \quad (2.12)$$

となる．また横磁界は， $\theta$  の角度で電流  $I$  を流した場合でも  $\theta = 0^\circ$  方向に流れる電流量は全体で  $I$  となることから，アンペールの法則を用いて

$$B_{i\perp} = \sum_{k=1}^{i-1} \frac{\mu_0 I_k}{2\pi R_i} \quad (2.13)$$

と表すことができる．また，図 2.9 に示すように  $\theta = 0^\circ$  のときの巻きつける線材の数を  $N_{\text{num}}$  とし， $\theta$  に角度がついたときの巻きつける線材の数  $N'_{\text{num}}$  とすると，

$$N'_{\text{num}} = N_{\text{num}} \cos \theta \quad (2.14)$$

と表せる．

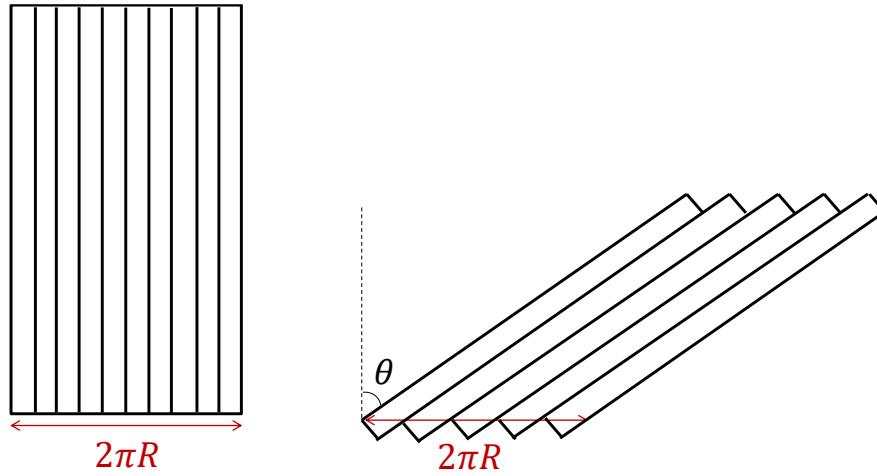


図 2.9 角度  $\theta$  がついたときの巻きつける線材の本数

式(2.8)において角度  $\theta$  を大きくすると,  $B_{i\parallel}$  は  $\tan \theta_k$  によって発散するように考えられる. しかし, 式(2.13)のように角度  $\theta$  が大きくなるほど巻きつける線材の本数が減り, 流すことのできる電流量が小さくなる.  $B_{i\parallel}$  において, 式(2.12)から

$$B_{i\parallel} = \sum_{k=i+1}^n \frac{\mu_0 I_k \sin \theta_k}{2\pi R_k} + B_{\text{ext}} \quad (2.15)$$

と書き換えることができるため  $B_{i\parallel}$  は  $\tan \theta_k$  によって発散することはない. また, 磁界の強さおよび線材方向からの角度は

$$B_i = (B_{i\parallel}^2 + B_{i\perp}^2)^{1/2} \quad (2.16)$$

$$\varphi_i = \theta_i - \tan^{-1} \frac{B_{i\perp}}{B_{i\parallel}} \quad (2.17)$$

となる. これらの方程式群より  $i$  番目の層の臨界電流密度を  $J_i$  とするとき, 臨界電流  $I_i$  が求まる.

$$I_i = 2\pi J_i R_i d \cos \theta_i \quad (2.18)$$

ただしここでは, 各層での超伝導線材内部の磁束分布の様子を考慮しない. しかし, 超伝導線材内部の磁束分布に関して考慮した方が良いという考えもある. その理由について, 超伝導線材は形状効果も考えなければならないため, 超伝導線材内部の磁束分布の様子を考慮する必要があるとの考えである. 超伝導線材の場合, 超伝導層の厚さに比べて幅が非常に大きいため高い断面アスペクト比を持つ. また銅酸化物超伝導体の結晶構造に起因して,  $J_c$  が磁界の角度依存性を持つことが知られており, 一般的に線材の面に垂直方向( $c$  軸方向)の磁界中の  $J_c$  は, 面に平行方向( $ab$  面方向)の磁界中の  $J_c$  よりも小

さい。このことを線材の形状効果という。一方、線材内部の磁束分布を考慮しなくても良いという考えもある。その理由について、線材内への磁束の侵入方向は線材の面に対して平行であり、面に対して垂直磁界成分がないことから、形状効果を考慮しなくても良いためである。本研究では、内部の磁束分布を考慮せずに計算を行う。

式(2.15)の  $J_i$  は  $B_i$  ,  $\varphi_i$  ,  $\varphi$  と一緒に式(2.5)によって決定される。また  $I_i$  は  $i$  番目の層の臨界電流  $I_{ci}$  のことなので、式(2.5)は

$$J_c(\varphi_i) = \frac{1}{2}(J_{cM}(B_i) + J_{cm}(B_i)) + \frac{1}{2}(J_{cM}(B_i) - J_{cm}(B_i)) \cos 2\varphi \quad (2.19)$$

とおける。  $N + 1$  個の方程式群は、

$$J_{ci} = f(J_{c0}, \dots, J_{cN}) \quad (2.20)$$

によって繰り返し計算を用い数値的に計算することができる。初期条件として、各層での電流密度は

$$J_{c0}^{\{0\}} = J_{c1}^{\{0\}} = \dots = J_{cN}^{\{0\}} = J_{cM}(B = 0) \quad (2.21)$$

で示すように全ての同じ値をもつ。次の繰り返しで、新しい臨界電流密度の値は一つ前の値群を式(2.20)へ代入し得られ、

$$J_{ci}^{\{1\}} = f(J_{c0}^{\{0\}}, \dots, J_{cN}^{\{0\}}) \quad (2.22)$$

に示す。この方法を用いることで、  $k$  番目の繰り返しでは

$$J_{ci}^{\{k\}} = f(J_{c0}^{\{k-1\}}, \dots, J_{cN}^{\{k-1\}}) \quad (2.23)$$

によって臨界電流密度が得られる。このようにして、全ての層に用いる超伝導線材の臨界電流密度は、繰り返し計算によって数値的に求めることができる。繰り返しの回数は100回以下で、臨界電流密度の誤差は  $10^{-6}$  A/m<sup>2</sup>以下となる[15]。

ケーブルの電流容量は

$$I_t = \sum_{i=1}^n I_i \quad (2.24)$$

により求まる。

## 2.5 計算条件

今回設計するケーブルのモデルは外部磁場 0T, 冷却温度 77.3 K での使用を前提としている。また、ケーブル内側のフォーマーの直径はケーブル作製の都合上、30 mm 以上とした。巻き線角度  $\theta_{\max}$  は  $0 - 90^\circ$  で計算しているが、ケーブルを実際に使用する際には曲げる必要があるため、  $0^\circ$  は現実的ではなく、ある程度の角度が必要となる。

### 第3章 結果と考察

まず，10000 A を達成するためにフォーマー径 30 mm，往復各 3 層で計算した結果を図 3.1 に示す。

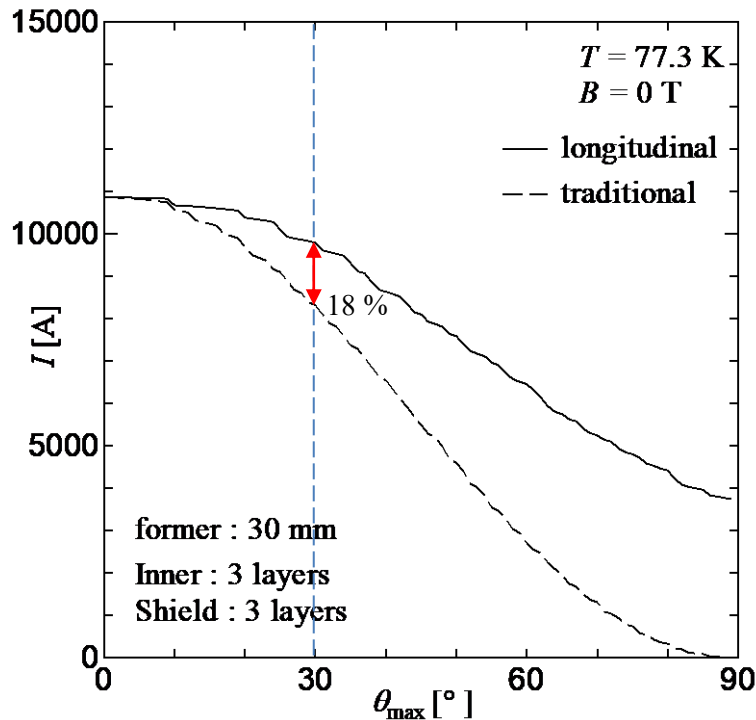


図 3.1 フォーマー径 30 mm，往復各 3 層のときの巻き線角度による電流値の変化

実線が縦磁界ケーブル，破線が従来型ケーブルの電流値である。まず前提として 2 章で述べたように角度を大きくすると線材の本数が減少するためケーブル全体に流せる電流値は減少する。0°では縦磁界ケーブルと従来型ケーブルの構造上の差がないため，電流値は一致する。その後は角度が増加すると縦磁界効果が現れることで縦磁界型の電流値のほうが大きくなっていることがわかる。従来型に着目すると 20°程度までは緩やかに減少し，その後は 0 A に向かってほぼ直線的に減少していく。縦磁界ケーブルでは 30°程度まで従来型よりも緩やかに減少し，その後はほぼ直線的に減少していくが従来型よりも減少率が小さい。つまり従来型に対する縦磁界ケーブルの電流の増加率は角度が増加するにつれて大きくなっていることがわかる。ケーブルに流せる電流値と，曲げやすいように角度を考慮して 30°程度に着目すると従来型に対して縦磁界型は電流値が 18%程大きくなっている。しかし，30°では電流が 10 kA よりも小さいため，もう少し電流値を大きくする必要がある。そこで次にフォーマー径を 33 mm にして計算した結果を図 3.2 に示す。

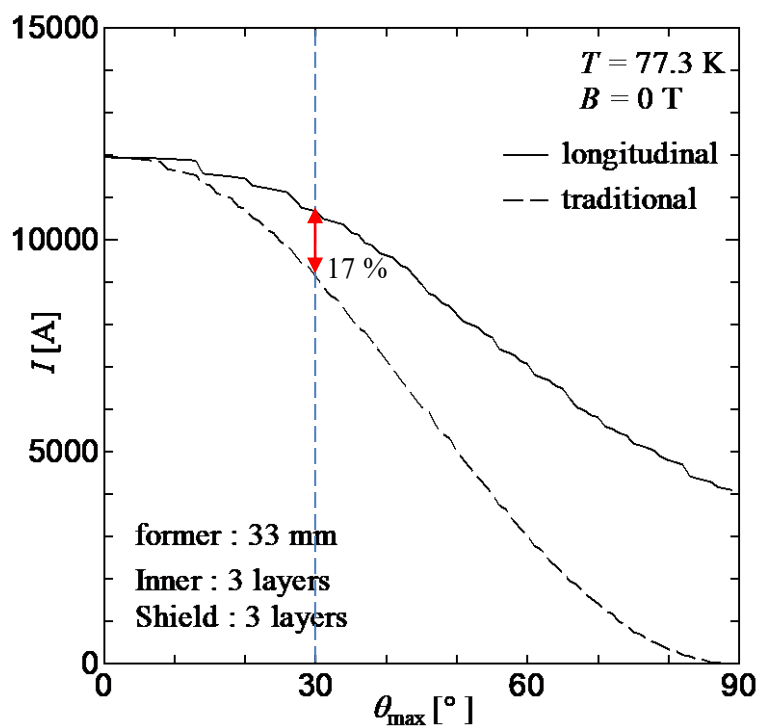


図 3.2 フォーマー径 33 mm, 往復各 3 層のときの巻き線角度による電流値の変化

線材を巻き付けるフォーマーの直径を大きくしたことで全体の線材の長さが増え、電流値は大きくなった。そして30°のとき縦磁界型の電流値が目標の10kAを超えている。しかし実際に使用する際には電流値が計算値よりも小さくなる可能性があるため、もう少し余裕が必要だと思われる。また先ほどと同様に、30°において従来型に対する縦磁界型の増加率を計算すると17%程度で、30mmの結果とほぼ変わらなかった。フォーマー直径を大きくすることで電流値は増加したが、縦磁界効果は特に変化がなかった。

次に電流値を増やす手段として層の数を増やすことを考えた。フォーマーの直径は30mmのまま往復各4層で計算した結果を図3.3に示す。

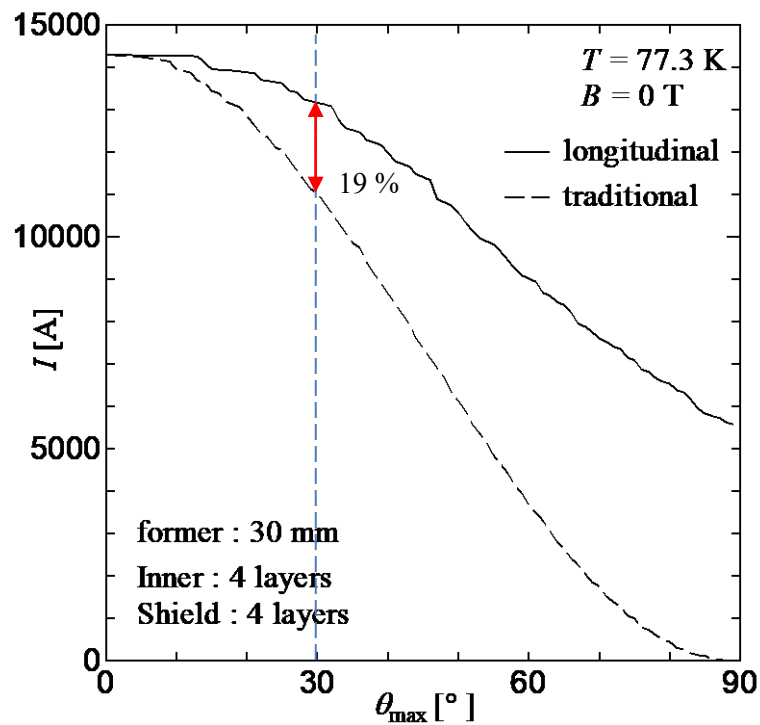


図 3.3 フォーマー径 30 mm, 往復各 4 層のときの巻き線角度による電流値の変化

層数を増やしたことで電流値は大幅に上昇し, 30°のとき従来型も縦磁界型も 10 kA を超えた. 角度に対する電流値の変化の様子は図 3.1 や図 3.2 とほとんど変わらないように見えるが, 従来型に対する縦磁界型の増加率は約 19%と, 若干増加した. これは層数を増やしたことで外側導体を作る磁界が大きくなり, 縦磁界効果が強くなったと考えられる. このフォーマー直径と層数に関する考察を確認するためにフォーマー直径のみを増加させた場合と層数のみを増加させた場合とで電流値特性にどのような変化があるのかを調べた. まず, フォーマー直径を変化させたときの電流値特性を図 3.4 に示す.

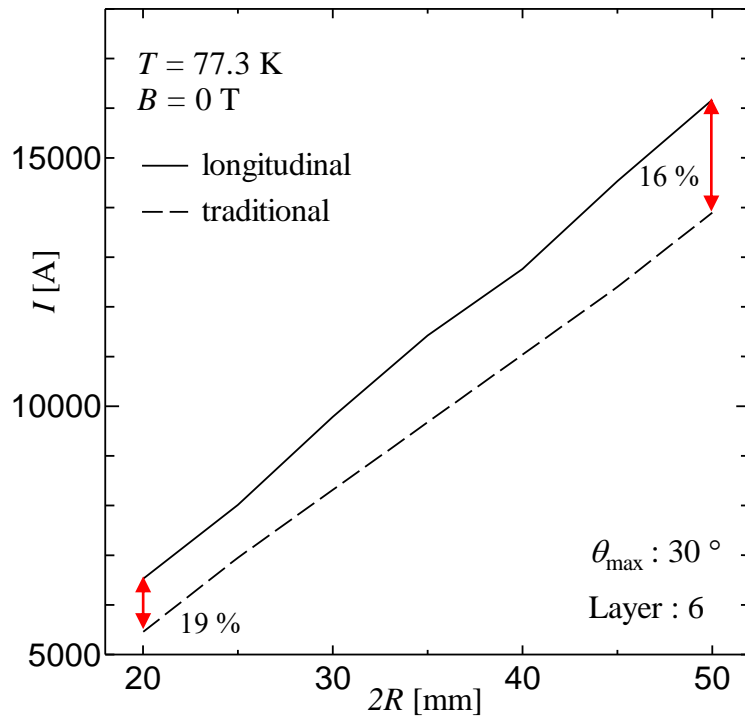


図 3.4 フォーマー直径の変化による電流値の変化

層数を往復各 3 層 (計 6 層), 巻き線角度 $\theta_{\max} = 30^\circ$ とし, フォーマーの直径 $2R$ を 20–50 mm として計算した. 従来型と縦磁界型ともに, フォーマー直径の増加に比例するように電流値が増加している. 従来型に対する縦磁界型の増加率は 20 mm のとき 19%, 50 mm のとき 16% と, フォーマー直径増加に伴って若干減少していた. フォーマー直径を大きくすることで中心に作られる磁界から内側導体までの距離が遠くなり, 縦磁界効果の影響が小さくなったと考えられる. よってケーブルの電流値を増加させたいときにフォーマー直径を大きくすると縦磁界効果が弱まる可能性があり, あまり効率が良くないことが分かった.

次に層数変化させた場合の電流値特性を図 3.5 に示す.



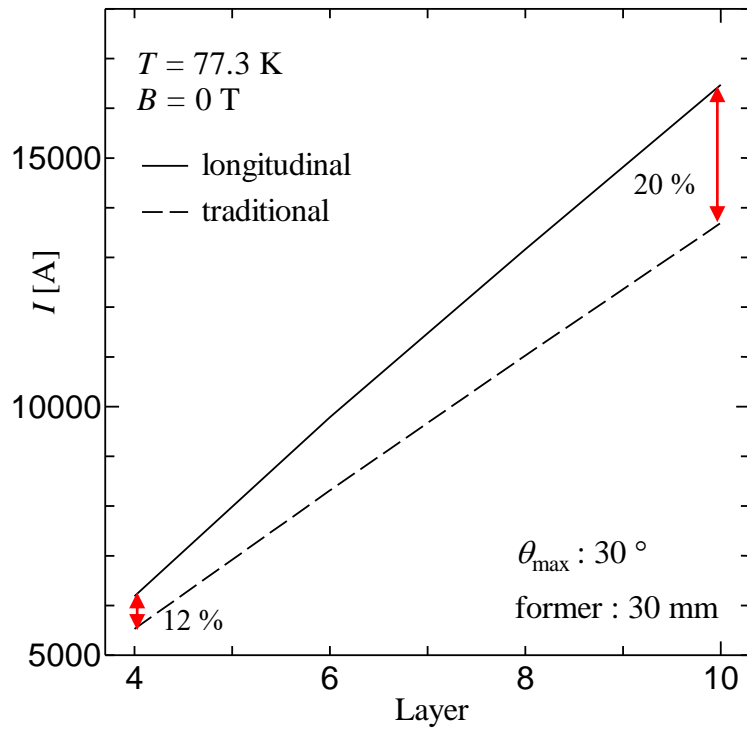


図 3.5 層数の変化による電流値の変化

フォーマー直径 $2R = 30 \text{ mm}$ ,  $\theta_{\max} = 30^\circ$ とし, 往復の合計層数を4-10層とした場合の電流値を計算した. 従来型と縦磁界型ともに, 層数の増加に比例するように電流値が増加している. 従来型に対する縦磁界型の増加率を調べると, 4層のとき12%, 10層のとき20%と, 層数の増加に伴って増加している. これは先ほど述べたように層数が増えることで外側の導体を作る縦磁界が大きくなり, 縦磁界効果が強まって電流値が増加したと考えられる. したがって, 縦磁界ケーブルにおいて電流値を増加させたい場合はフォーマーの直径を小さくし, 層の数を増やすことで縦磁界効果が効率よく発揮されることが分かった.

## 第4章 まとめ

電力損失を削減するために超伝導電力ケーブルの開発が進んでいる。そこに縦磁界効果が生じるようにケーブルを設計するとさらに電流量が増加し、発電した電力を効率よく輸送することができる。

本研究では、一般的な磁界の発生を抑える構造の超伝導ケーブルと、縦磁界を積極的に発生させる構造の超伝導ケーブルの両方を設計し、電流値を計算し比較することで縦磁界効果を用いた超伝導ケーブルの優位性を調査した。

ケーブルに電流を流すことで自身の電流によって磁界が生じ、電流値に影響する。そこで繰り返し近似計算を行うことで値を収束させて、最終的なケーブルに流せる臨界電流を求めた。

計算の結果、あらゆる条件において、縦磁界効果を用いたケーブルの電流値が従来の構造のケーブルの電流値を上回った。線材を巻き付ける角度が増すほど従来型に対する縦磁界型の電流値の増加率が大きくなった。しかし巻き付ける角度が増すほど線材の本数が減少するため、電流値としては小さくなってしまう。そこである程度の電流値を保ちつつ、巻き付ける角度を調整する必要がある。30°で巻き付けると想定すると、従来の磁界の発生を抑える構造のケーブルに対して縦磁界を発生させる構造のケーブルは電流値をおよそ20%増加できることが明らかになった。

ケーブルに流せる電流を増加させる場合、巻き付けるフォーマーの直径を大きくする方法と、巻き付ける層の数を増やす方法がある。フォーマーの直径を大きくしたところ、電流値は単純に増加したが縦磁界効果が弱くなった。巻き付ける層の数を増やしたところ、電流値が増加し、縦磁界効果も強くなった。したがって縦磁界効果を用いたケーブルを設計する際にはフォーマーの直径を大きくするよりも層の数を増やしたほうが効果的であることが分かった。しかしながら層の数を増やすためには、必要な線材の量が増えるため、費用対効果を慎重に検討する必要がある。

今後は本研究の結果をもとに共同研究先の中国の超伝導線材を製作している企業で超伝導電力ケーブルのモデルを作製し、実際に電流値を測定し、計算結果の妥当性を確認しながらケーブル開発を進めていく方針である。

## 謝辞

本研究を進めるにあたり，熱心にご指導いただきました九州工業大学 大学院情報工学研究院 電子情報工学研究系 小田部 荘司 教授に深く御礼申し上げます。

また日頃の研究活動においてお世話になりました共同研究先の九州大学 システム情報科学研究所 船木 亮平 助教，九州産業大学 理工学部 電気工学科 阿久根 忠博 教授，西崙 照和 教授，岡山県立大学 情報工学部 情報システム工学科 徳永 義孝 准教授，福岡工業大学 工学部 電子情報工学科 俣 宝栄 教授に御礼申し上げます。

最後に，大学生活を共に過ごした小田部・木内研究室の先輩や同級生・後輩の皆様，ありがとうございました。皆様のおかげでのびのびと自由に充実した日々を送ることができました。

【本研究は JSPS 科研費 19H00771 の助成を受けたものです。】

# 研究業績

- 論文

1. T Yonenaka, E S Otabe, V Vyatkin, S Lee, T Akune and T Nishizaki, “Evaluation of Layer Thickness Dependence of Critical Current Density using Longitudinal Magnetic Field Effect in Superconducting Coated Conductors”, 2019 Journal of Physics: Conference Series Vol. 1293 [012017](#)

- 国内学会

1. 小田部 荘司, 米中 友浩, 木内 勝, 船木 亮平, 2017 年 第 78 回応用物理学会秋季学術講演会, [6p-S42-18](#), 2017 年 9 月 5 日～8 日, 福岡国際会議場
2. 米中 友浩, 小田部 荘司, 木内 勝, 船木 亮平, 2017 年 応用物理学会九州支部学術講演会, [2Ba-11](#), 2017 年 12 月 1 日～3 日, 宮崎観光ホテル
3. 小田部 荘司, 米中 友浩, 木内 勝, 船木 亮平, 2018 年 第 65 回応用物理学会春季学術講演会, [19p-B403-10](#), 2018 年 3 月 17 日～20 日, 早稲田大学
4. 米中 友浩, 柏木 啓, 小田部 荘司, 木内 勝, Vladimir Vyatkin, Sergey Lee, 阿久根 忠博, 西寄 照和, 2018 年 第 79 回応用物理学会秋季学術講演会, [19a-PB2-29](#), 2018 年 9 月 18 日～21 日, 名古屋国際会議場
5. 米中 友浩, 小田部 荘司, Vyatkin Vladimir, Lee Sergey, 阿久根 忠博, 西寄 照和, 2018 年度秋季 第 97 回低温工学・超電導学会研究発表会, [1P-p13](#), 2018 年 11 月 19 日～21 日, 山形テルサ
6. 米中 友浩, 村岡 樹, 小田部 荘司, 徳永 義孝, 2019 年度春季 第 98 回低温工学・超電導学会研究発表会, [2C-a04](#), 2019 年 5 月 28 日～30 日, つくばイノベーションプラザ
7. 徳永 義孝, 米中 友浩, 小田部 荘司, 2019 年 (第 37 回) 電気設備学会全国大会, [D-20](#), 2019 年 8 月 29 日～30 日, 福岡工業大学
8. 米中 友浩, 村岡 樹, 一木 悠人, 小田部 荘司, 徳永 義孝, 2019 年 第 80 回応用物理学会秋季学術講演会, [19a-PB2-32](#), 2019 年 9 月 18 日～21 日, 北海道大学

- 国際学会

1. Tomohiro Yonenaka, Edmund Soji Otabe, Vladimir Vyatkin, Sergey Lee, Tadahiro Akune, Terukazu Nishizaki, The 31st International Symposium on Superconductivity (ISS2018), [PCP1-3](#), December 12–14, 2018, Tsukuba International Congress Center, Ibaraki, Japan
2. Tomohiro Yonenaka, Tatsuki Muraoka, Yuto Ichiki, Edmund Soji Otabe, Yoshitaka Tokunaga, The 32nd International Symposium on Superconductivity (ISS2019), [APP4-1](#), December 3–5, 2019, MIYAKO MESSE, Kyoto, Japan
3. Tomohiro Yonenaka, Yuto Ichiki, Edmund Soji Otabe, Yoshitaka Tokunaga, 10th ACASC / 2nd Asian-ICMC / CSSJ Joint Conference, [9P-57](#), January 6–9, 2020, Okinawa Convention Center, Okinawa, Japan

## 参考文献

- [1] 橘高俊一郎, 超伝導転移温度の推移  
<https://sakaki.issp.u-tokyo.ac.jp/user/kittaka/contents/others/tc-history.html>
- [2] 村上雅人, 超伝導 Web21 やさしい超伝導のおはなし  
<http://www.istec.or.jp/web21/series/2003-murakami.pdf>
- [3] 岸尾光二, 異方性と磁束ピンニングの科学的制御, まてりあ 第 34 巻 第 12 号 (1995) 1368–1373
- [4] 小池洋二, 高温超電導の理解はどこまで進んだか?  
<http://www.apph.tohoku.ac.jp/low-temp-lab/materia.pdf>
- [5] 松下照男, ”磁束ピンニングと電磁現象”, 産業図書
- [6] Yu. F. Bychkov, V. G. Vereshchagin, M. T. Zuev, V. R. Karasik, G. B. Kurganov and V. A. Mal'tsev, JETP Lett. Vol. 9 (1969) 404
- [7] 松下照男, 低温工学 Vol. 46 (2011) 558–568
- [8] 松下照男, 低温工学 Vol. 46 (2011) 608–614
- [9] A. Yamamoto, H. Tanaka, J. Shimoyama, H. Ogino, K. Kishio and T. Matsushita, Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 51 (2012) 010105
- [10] G. W. Cullen and R.L. Novak, Appl. Phys. Lett. 4 (1964) 147
- [11] 下山淳一 「トコトンやさしい超伝導の本」 日刊工業新聞社
- [12] 松下照男, 低温工学 Vol. 48 (2013) 11 569.
- [13] 古河電工, 超電導ケーブルのメリット  
<https://www.furukawa.co.jp/rd/superconduct/merit.html>
- [14] 山崎 修一郎, 後藤 憲一, ”詳解 電磁気学演習”, 共立出版 (1970)
- [15] V. S. Vyatkin, K. Tanabe, J. Wada, M. Kiuchi, E. S. Otabe and T. Matsushita, Physica C Vol. 494 (2013) 135