

2020 年度

修士論文

縦磁界効果を用いた 10 kA 級
超伝導直流ケーブルの設計製作およ
び試験に関する研究

令和 3 年 2 月 10 日

先端情報工学専攻

小田部研究室

19676111

木下 雄士

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..... | 7 |
| 1.5 | Force-Free トルク..... | 10 |
| 1.6 | 超伝導電力ケーブル..... | 11 |
| 1.7 | 本研究の目的..... | 12 |
| 第 2 章 | 計算方法..... | 13 |
| 2.1 | 試料..... | 13 |
| 2.2 | 測定..... | 13 |
| 2.3 | 繰り返し近似計算による臨界電流 I_C の導出..... | 14 |
| 2.3.1 | 超伝導コート線材の臨界電流密度 J_C の磁界依存性..... | 14 |
| 2.3.2 | 臨界電流 I_C の導出..... | 17 |
| 2.4 | 計算条件..... | 20 |
| 2.5 | 実験環境..... | 20 |
| 第 3 章 | 結果と考察..... | 25 |
| 第 4 章 | まとめ..... | 32 |
| 謝辞 | | 34 |
| 研究業績 | | 35 |
| 参考文献 | | 37 |

目次

| | | |
|--------|--|----|
| 図 1.1 | 超伝導体の臨界温度 T_C の変化の歴史[1]..... | 5 |
| 図 1.2 | 代表的な高温酸化物超伝導体の結晶構造[3]..... | 6 |
| 図 1.3 | 磁界に対して電流を平行に流した状態(縦磁界)..... | 7 |
| 図 1.4 | 磁界に対して電流を垂直に流した状態(横磁界)..... | 8 |
| 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]..... | 9 |
| 図 1.6 | 中性子照射されたNb ₃ Sn薄膜試料の縦磁界、横磁界における $I_C - B$ 特性[10]9 | |
| 図 1.7 | Force-free トルクとピンニングトルクの釣り合い[5]..... | 10 |
| 図 1.8 | 高温超伝導ケーブルの模式図[11]..... | 11 |
| 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]..... | 12 |
| 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..... | 13 |
| 図 2.2 | 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 2.3 | 角度をつけて電流に磁界を印加した様子..... | 15 |
| 図 2.4 | コート線材の磁界の角度依存性..... | 16 |
| 図 2.5 | 超伝導電力ケーブルの構造..... | 17 |
| 図 2.6 | 角度 θ がついたときの巻きつける線材の本数..... | 18 |
| 図 2.7 | 線材をケーブルに巻いている様子..... | 21 |
| 図 2.8 | 作成したケーブルサンプルの全体像..... | 21 |
| 図 2.9 | 端子の設置位置..... | 22 |
| 図 2.10 | 直流二端子法の回路図..... | 22 |
| 図 2.11 | 直流四端子法の回路図..... | 22 |
| 図 2.12 | 通電層にのみ電流を流した場合..... | 23 |
| 図 2.13 | 通電層とシールド層を直列接続した場合..... | 23 |
| 図 2.14 | サンプルを冷やすための液体窒素容器..... | 23 |
| 図 2.15 | 実際に測定した電流-電圧特性..... | 24 |
| 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...25 | |
| 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...26 | |

| | |
|-------|---|
| 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...27 |
| 図 3.4 | フォーマー直径の変化による電流値の変化.....28 |
| 図 3.5 | 層数の変化による電流値の変化29 |
| 図 3.6 | 実際に作製したケーブルと同条件の計算結果.....30 |

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 11 |
| 表 2.1 | フィッティングパラメータ K_{Mj} 、 K_{mj}15 |
| 表 2.2 | 電力ケーブルの規格20 |
| 表 2.3 | 計算に用いた線材・ケーブルのパラメータ24 |
| 表 3.1 | 実験結果と計算結果での I_c の比較.....30 |

第1章 序論

1.1 超伝導体

超伝導は、1911年にオランダの Kamerlingh 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、水銀の電気抵抗が 4.2 K で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いう。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、応用が難しいという欠点もあった。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（これを Meissner 効果という）。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。この理論では2個の電子がクーパー対と呼ばれる対となり、クーパー対の振る舞いによって超伝導の諸特性を説明可能であるとされた。彼らの理論では、常伝導状態から超伝導状態に移る時の温度(臨界温度: T_c)は 30 K を超えないと考えられていたが、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)。

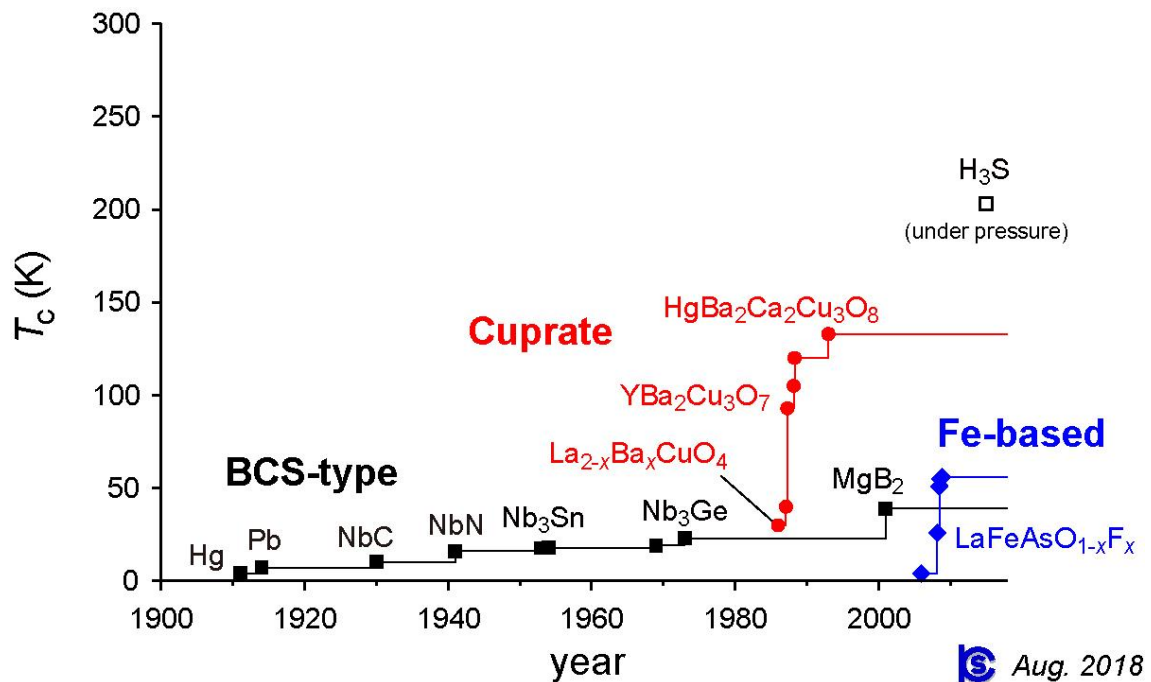


図 1.1 超伝導体の臨界温度 T_c の変化の歴史[1]

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、液体窒素は液体ヘリウム(4.2 K)と比べて安価に入手することができるため超伝導状態を容易につくり出すことが可能であり、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 [2]。

1.2 銅酸化物超伝導体

超伝導体の結晶内に CuO_2 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その臨界温度が高いという特徴から、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 $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 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_2 面と CuO_2 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_2 面に平行な方向には電流が流れやすいが、 CuO_2 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_2 面を綺麗にそろえるように配向しなければならないため、様々な作製法が研究されている。また、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_2 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、超伝導相と常伝導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_c (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]。

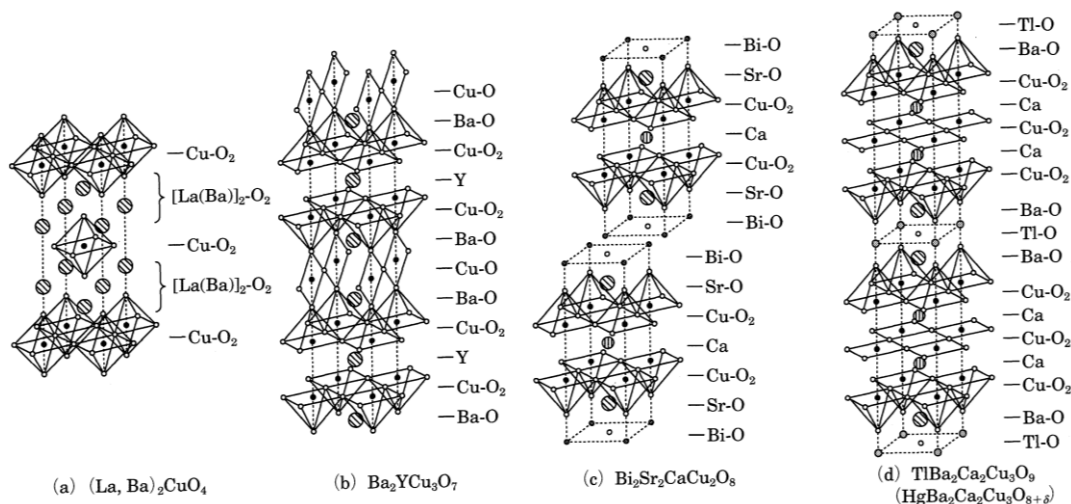


図 1.2 代表的な高温酸化物超伝導体の結晶構造[3]

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、磁界をかけたていくと、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。一方で第二種超伝導体は、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状態となる(これを混合状態または渦糸状態と呼ぶ)。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 1.3 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 1.4)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]。その現象を、以下に列挙する。

1. 電流によって磁界と同方向の磁化が正となる。これを常磁性効果と呼ぶ。
2. 縦磁界を増加させると交流電流による損失が減少する。
3. 縦磁界の場合は磁束線に対して Lorentz 力が働かない(この状態を、フォース・フリー状態という)ため、臨界電流密度 J_c が横磁界の場合に比べ大幅に増加する。
4. E を誘導起電力、 B を磁束密度、 v を磁束線の運動としたとき、磁束線の運動と電磁現象を結びつける Josephson の関係式 ($E = B \times v$) は、磁束線の運動が異なると考えられるため成り立たない。
5. 電流が臨界値を超えた抵抗状態において、負の電界領域を含む表面電界構造が観測される。

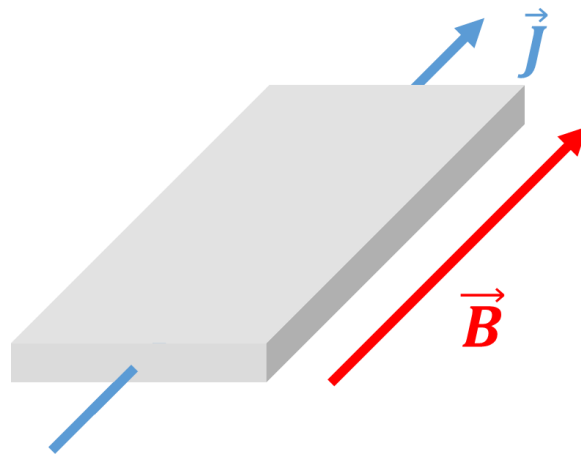


図 1.3 磁界に対して電流を平行に流した状態(縦磁界)

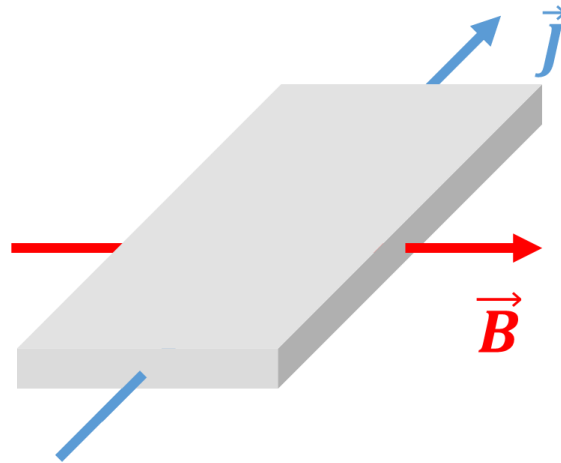


図 1.4 磁界に対して電流を垂直に流した状態(横磁界)

これらの現象を総称して縦磁界効果という。3.の現象に関して、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 Nb₃Sn 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。白丸の部分で通常の横磁界の場合で黒丸の部分で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]。

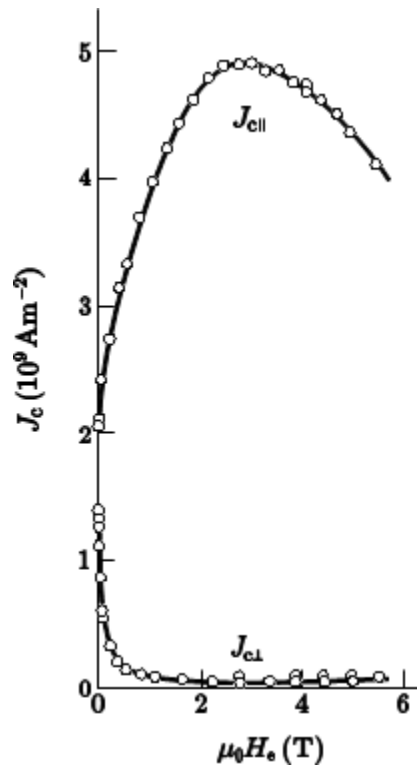


図 1.1 縦磁界、横磁界における Nb-Ti の臨界電流密度の磁界依存性[6]

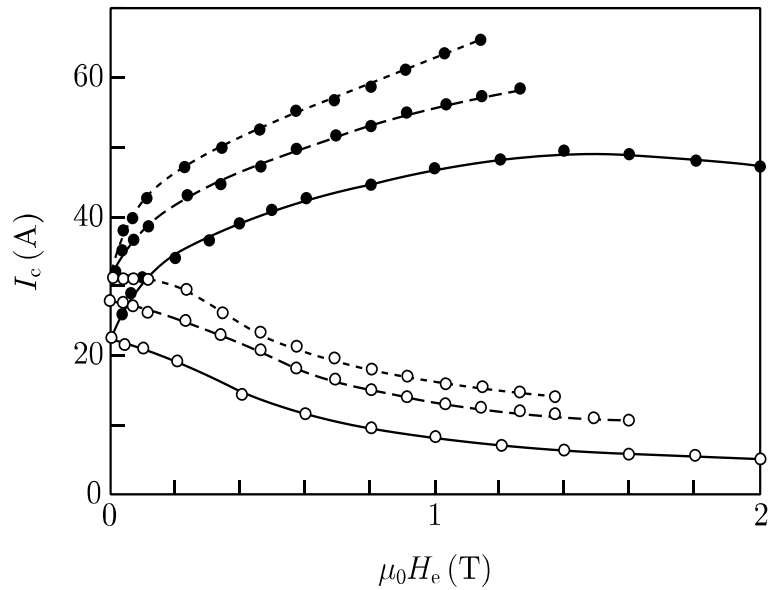


図 1.2 中性子照射された Nb_3Sn 薄膜試料の縦磁界、横磁界における $I_c - B$ 特性[10]

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、無制限に電流を流すことができるわけではなく、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]。

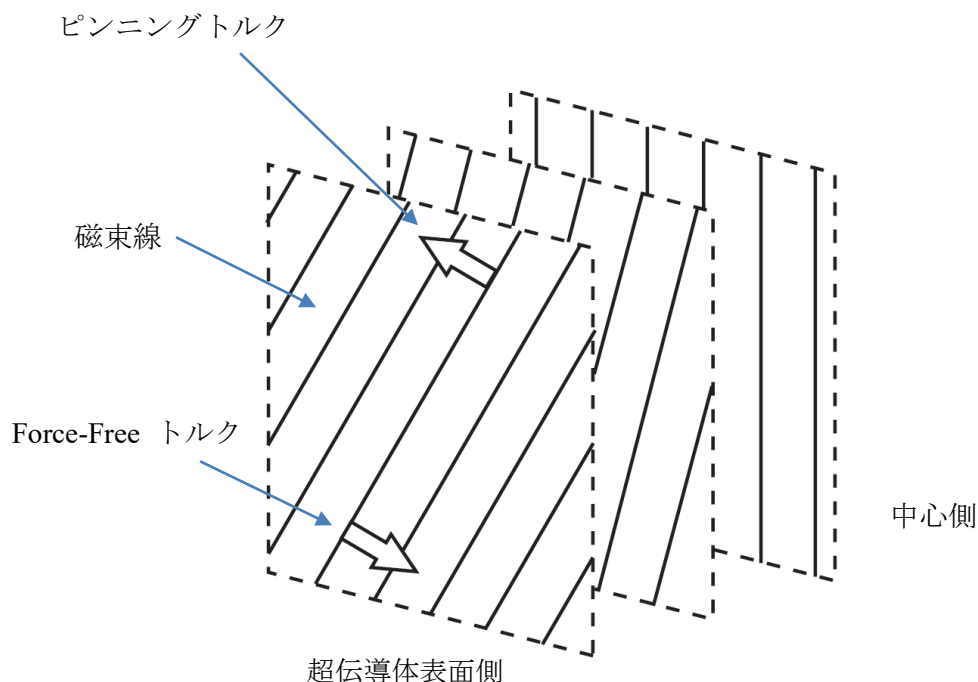


図 1.3 Force-free トルクとピンニングトルクの釣り合い[5]

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

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 倍以上大きいため、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。

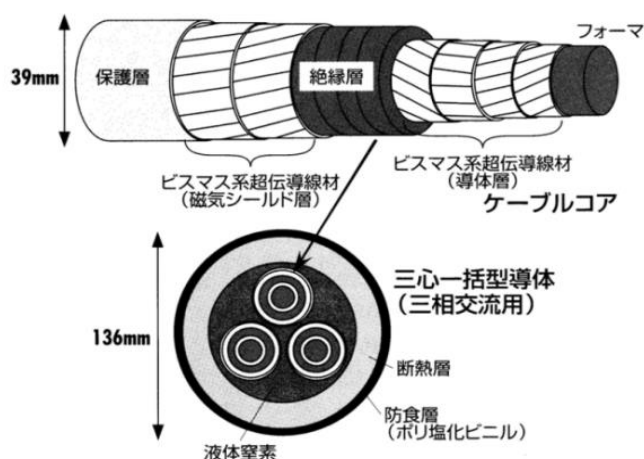


図 1.4 高温超伝導ケーブルの模式図[11]

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、先述のとおり直流では送電ロスなしで送電することができる。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を図 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。

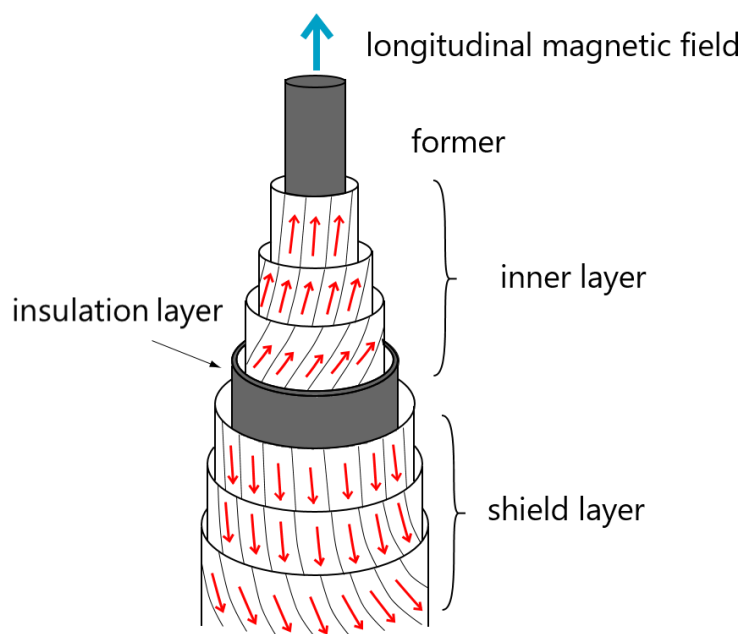


図 1.5 縦磁界効果を用いた直流超伝導ケーブルの構造図[12]

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。また、その計算の結果からケーブルの構造を決定し、実際に 10kA を流すことのできる長さ 2m の電力ケーブルを作製し、電流を測定することでケーブルの評価を行った。

第2章 計算方法

2.1 試料

今回の計算に用いた試料は $I_c = 164$ A、幅 48 mm、超伝導層の厚さ 1.6 μm の REBCO 線材である。層構造を図 2.1 に示す。

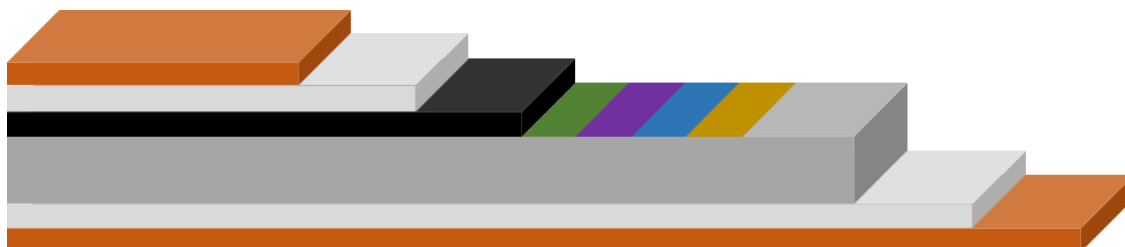


図 2.1 コート線材の層構造。上から銅層、銀層、超伝導層、中間層、基板

2.2 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 2.2 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。

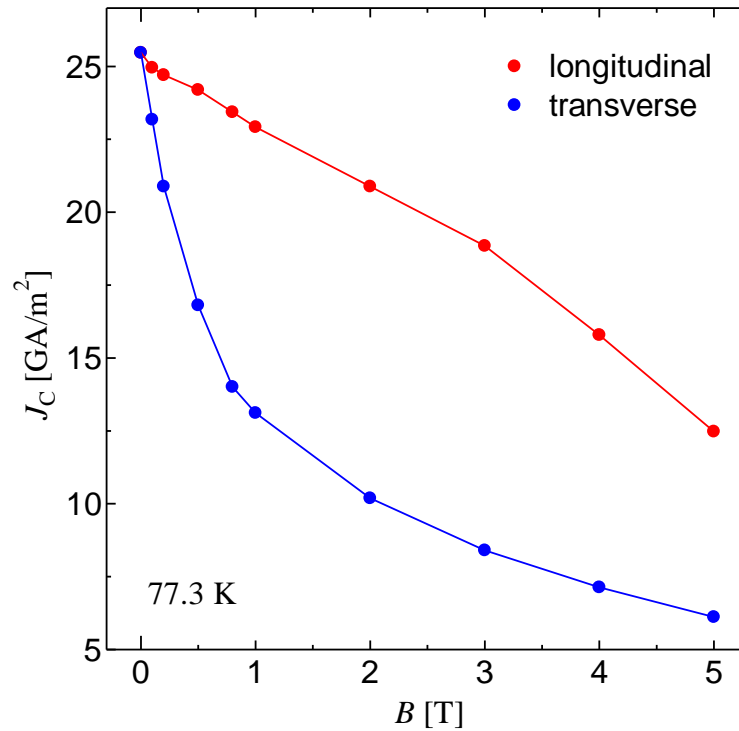


図 2.2 今回の線材の 77.3 K における縦磁界、横磁界それぞれの J_c - B 特性

2.3 繰り返し近似計算による臨界電流 I_c の導出

2.3.1 超伝導コート線材の臨界電流密度 J_c の磁界依存性

図 2.2 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。これらの条件から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。以下に電流と磁界の角度についての図を示す。

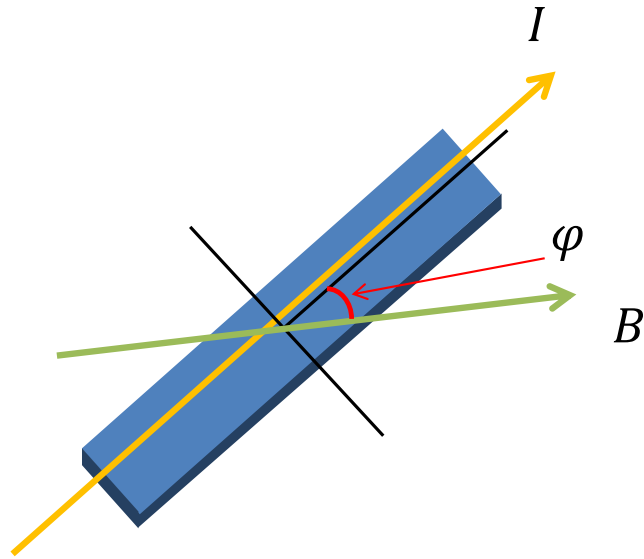


図 2.3 角度をつけて電流に磁界を印加した様子

図 2.3 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 2.3 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 ^j] | 25.32 | -2.349 | -0.3579 | 0.4556 | -0.1457 | 0.01342 |
| K_{mj} [GA/T ^j] | 25.39 | -24.67 | 17.81 | -6.721 | 1.213 | -0.08294 |

図 2.4 に縦磁界、横磁界それぞれの J_c - B 特性の線材の J_c の角度依存性を示す。

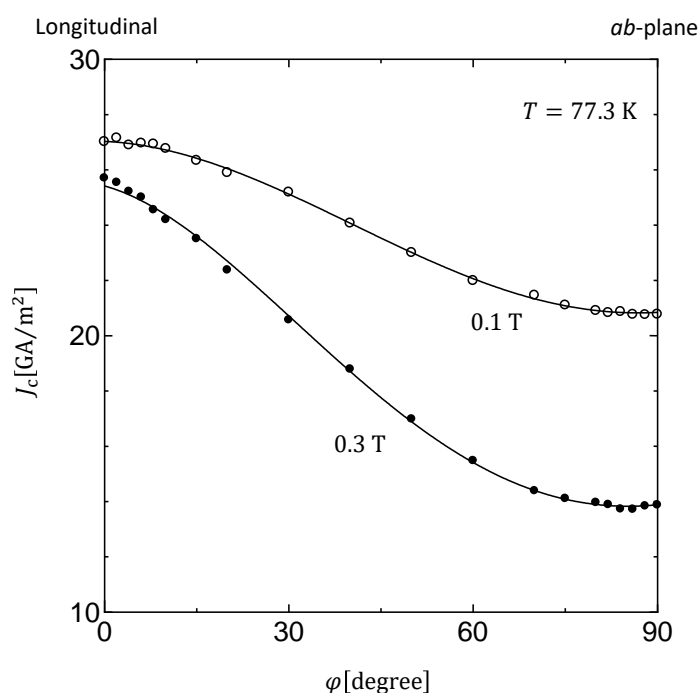


図 2.4 コート線材の磁界の角度依存性

次に、 J_c の角度依存性を

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

のように近似することができ、図 2.4 に実線として示す。

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 θ_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 θ_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 θ_{\max} とする。

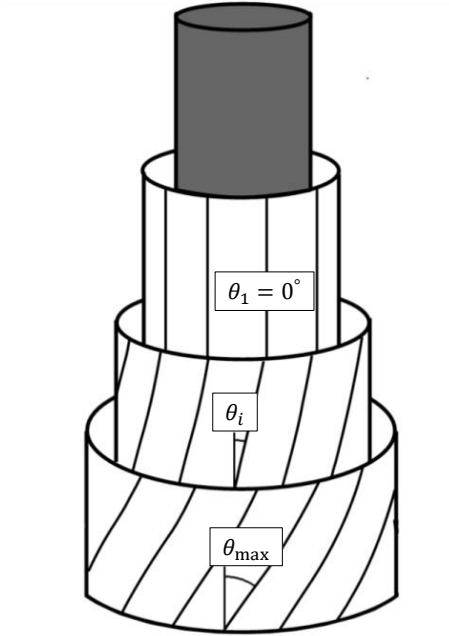


図 2.5 超伝導電力ケーブルの構造

2.3.2 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 α 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 β とする。 Q 点のところの線要素ベクトルを $d\vec{s}$ 、 $\overrightarrow{QP} = \vec{r}$ とするとそれらの成分は、 $r_x = -R \cos \beta$ 、 $r_y = -R \sin \beta$ 、 $r_z = -R \beta \tan \alpha$ 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。 β_1 、 β_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、 θ 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_{num} とし、 θ に角度がついたときの巻きつける線材の数 N'_{num} とすると、

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

と表せる。

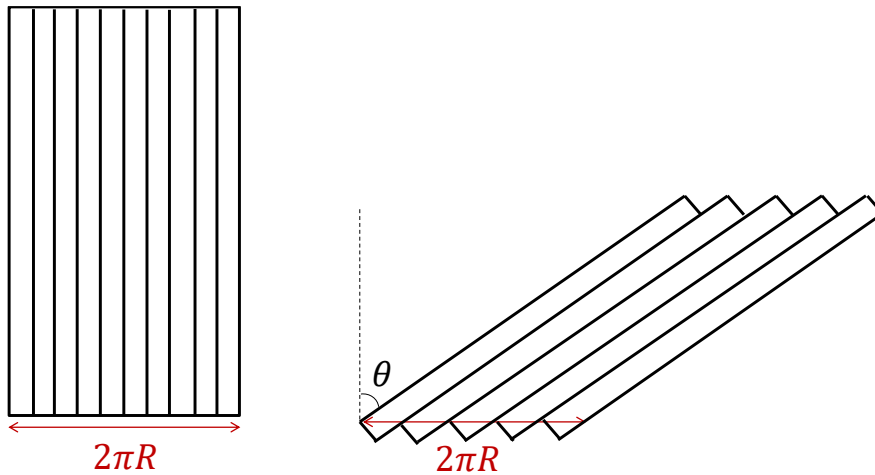


図 2.6 角度 θ がついたときの巻きつける線材の本数

式(2.8)において角度 θ 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 θ 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 、 φ_i 、 φ 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

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

で示すように全てと同じ値をもつ。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/m² 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。

2.4 計算条件

今回設計するケーブルのモデルは外部磁場 0 T、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 θ_{\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° は現実的ではなく、ある程度の角度が必要となる。

2.5 実験環境

得られたデータを基に実際にケーブルを作製し、電流を測定することで実験結果と計算結果との比較を行う。

今回作製した電力ケーブルの規格を表 2.2 に示す。

表 2.2 電力ケーブルの規格

| Items | | Superconducting tape | | | |
|----------------|------|----------------------|---------------------------------------|---------------|-----------------|
| Categories | Type | Lamination | Critical current [A] (77 K, s. f.) | Width [mm] | Thickness [mm] |
| Specifications | YBCO | Copper | > 160 A | 4.8 ± 0.1 | 0.23 ± 0.02 |

| Items | | Former | | Insulation layer | |
|----------------|---------------------|------------|----------|------------------|--|
| Categories | Outer diameter [mm] | Length [m] | Material | Thickness [mm] | |
| Specifications | 35 | 2.0 | PPLP | 0.5 | |

線材には、上海超伝導から銅コーティングの YBCO コート線材を用い、長さ 2 m の臨界電流が 13 kA 以上となるケーブルを作製した。線材 1 本あたりの臨界電流は、自己磁場下において 160 A 以上である。フォーマーの外径は 35 mm であり、それぞれ 4 層

の通電層・シールド層それらの中間に挟む間隔層などを含めて最終的な径は 43.18 mm となる。

縦磁界ケーブルについて、通電層に 89 本、シールド層に 95 本の線材を用いた。シールド層が通電層よりも外側にあるため、1 周を巻くために必要な線材の本数が多くなっている。縦磁界ケーブルでは、最外層の傾きを 30° として、最も内側の層から 7.5° ずつ増加させるように巻き角度を段階的に大きくしてフォーマーに巻き付けた。従来型ケーブルについては、通電層に 82 本、シールド層に 87 本の線材を用いた。線材の巻き角度は 30° であり、隣の層と傾きが交互になるように巻き付けた。ケーブルを巻いている様子を図 2.7 に示す。

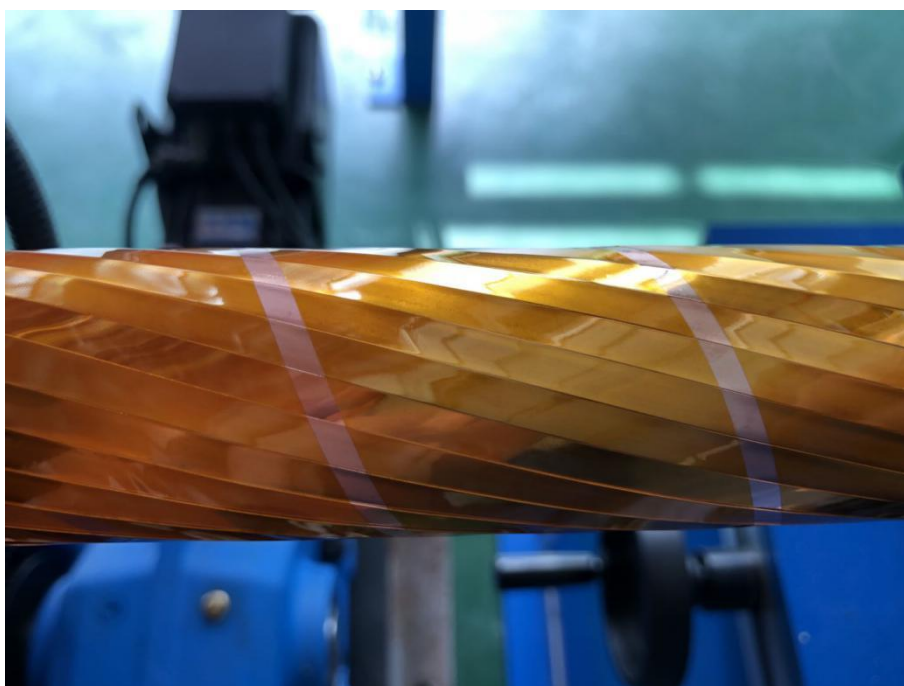


図 2.7 線材をケーブルに巻いている様子

実際のケーブルサンプルの全体像を図 2.8 に示す。ケーブル内の内側導体の長さは 2 m であるが、電流を流すための端子部分を合わせると全長がおよそ 2.6 m となっている。



図 2.8 作成したケーブルサンプルの全体像

今回の実験では直流四端子法を用いて電流・電圧の測定を行った。図 2.9 のように、通電層に一周はんだ付けをし、外から端子を接続している。シールド層の電流端子と絶縁するため、外側に絶縁テープを巻いている。



図 2.9 端子の設置位置

超伝導体の J_c を評価するためには非常に小さな抵抗値の有無を測定するため、高精度な測定方法が必要である。図 2.10 に代表的な電流-電圧測定法の一つである直流二端子法の回路図を示す。図中において R_A 、 R_V はそれぞれ電流計、電圧計の内部抵抗値を示し、 R_S は超伝導試料の抵抗値を示す。また、 R_1 から R_4 は各部の接触抵抗値およびリード線の抵抗値を示す。直流二端子法を用いて超伝導試料の電流-電圧特性を測定する場合、超伝導試料の抵抗値 R_S は R_A 、 R_1 、 R_2 の和と比較して非常に小さいために、これらの接触抵抗などによる電圧降下の影響を強く受け、正確な測定が困難である。一方で図 2.11 のように直流四端子法を用いて測定する場合、超伝導試料の電圧測定に影響を与えるのは図 2.11 の R_V 、 R_3 、 R_4 であるが、これらの和は R_S と比較して非常に大きいため、電圧降下を無視することができ、超伝導試料の電圧のみを測定できる。

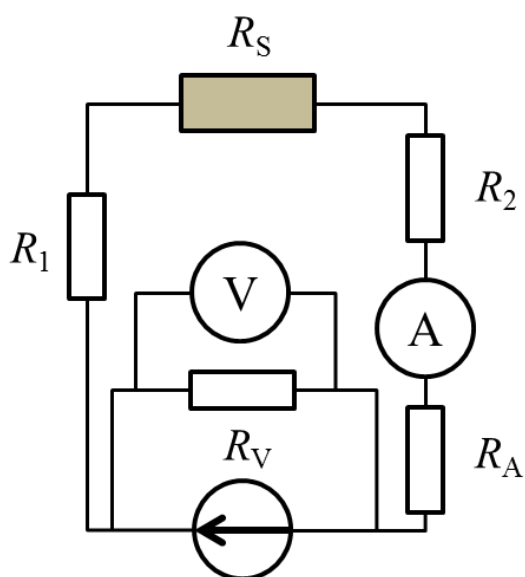


図 2.10 直流二端子法の回路図

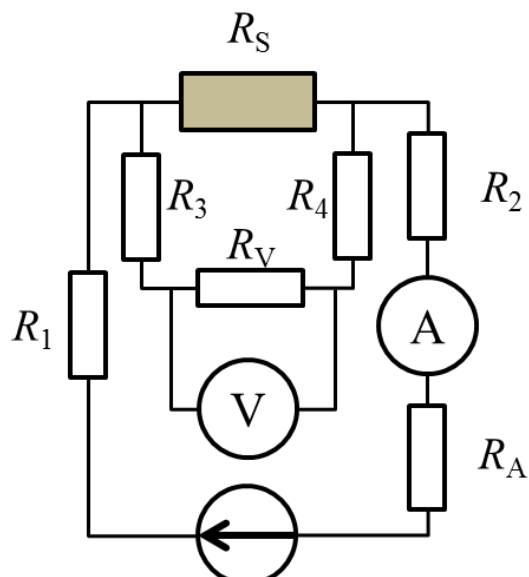


図 2.11 直流四端子法の回路図

今回の実験では、通電層にのみ電流を流した場合と、通電層とシールド層を直列接続させて電流を流した場合について測定を行った。以下に接続による測定方法を示す。青い部分が通電層、緑の部分がシールド層を表している。



図 2.12 通電層にのみ電流を流した場合

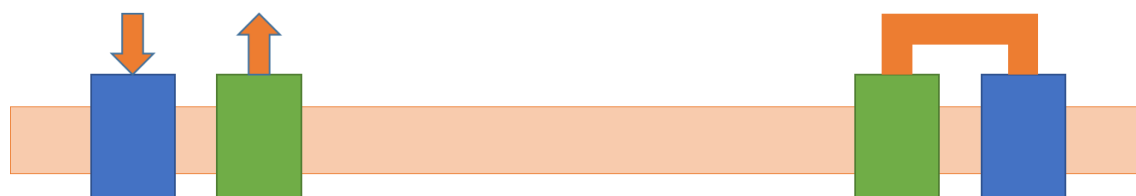


図 2.13 通電層とシールド層を直列接続した場合

実際に使用した液体窒素容器を図 2.14 に示す。容器の長さはおよそ 3 m となっている。ケーブルサンプルに用いた線材を超伝導状態にするため、サンプルの高さより 100 mm 以上の高さまで液体窒素を注ぎ、1 時間以上冷却した。



図 2.14 サンプルを冷やすための液体窒素容器

電圧信号の測定には Keithley2000 を用いた。精度は約 $\pm 1 \mu\text{V}$ である。また、電流の測定には Keithley2000 と分流器を用いた。電流測定精度は約 $\pm 0.5\%$ である。電源には 20 kA の直流電源を用い、分流器からケーブルへと電流を流すことで測定を行った。

測定した際の電流-電圧特性を図 2.15 に示す。100 秒で 13000 A までスイープさせ、

電圧が 0.0001 V/m となった時点での電流を臨界電流とした。

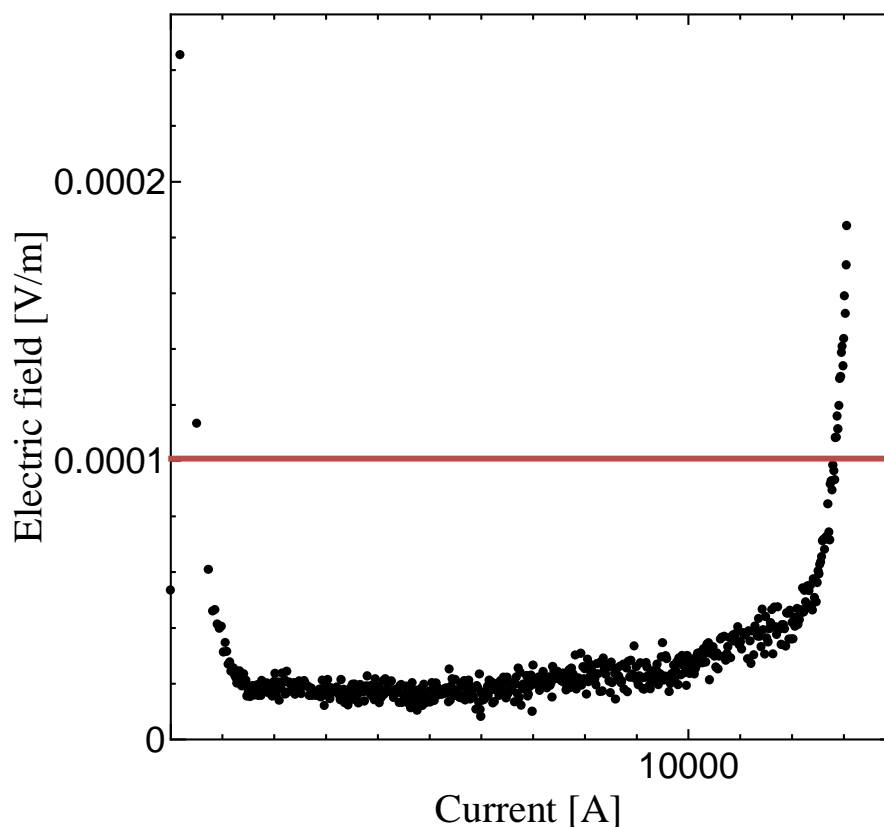


図 2.15 実際に測定した電流-電圧特性

実験結果との比較のための計算に用いたパラメータを表 1 に示す。ここで、超伝導線材の厚さが 305 μm となっているが、これは実際にケーブルを作製するうえで必要な線材の固定や摩擦の軽減のための間隔層を厚さに含めているためである。すべての線材について間隔層があるため、線材の厚さとしてパラメータとしている。線材の厚さは各層の半径の計算にのみ用いるため、まとめた厚さとしても影響はない。

表 2.3 計算に用いた線材・ケーブルのパラメータ

| Parameters | |
|---|-----|
| Critical current in self-field [A] | 164 |
| Tape thickness [μm] | 305 |
| Tape width [mm] | 4.8 |
| Superconducting layer thickness [μm] | 1.6 |
| Superconducting layer width [mm] | 4.0 |
| Former diameter [mm] | 35 |
| Insulation layer thickness [μm] | 100 |

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。

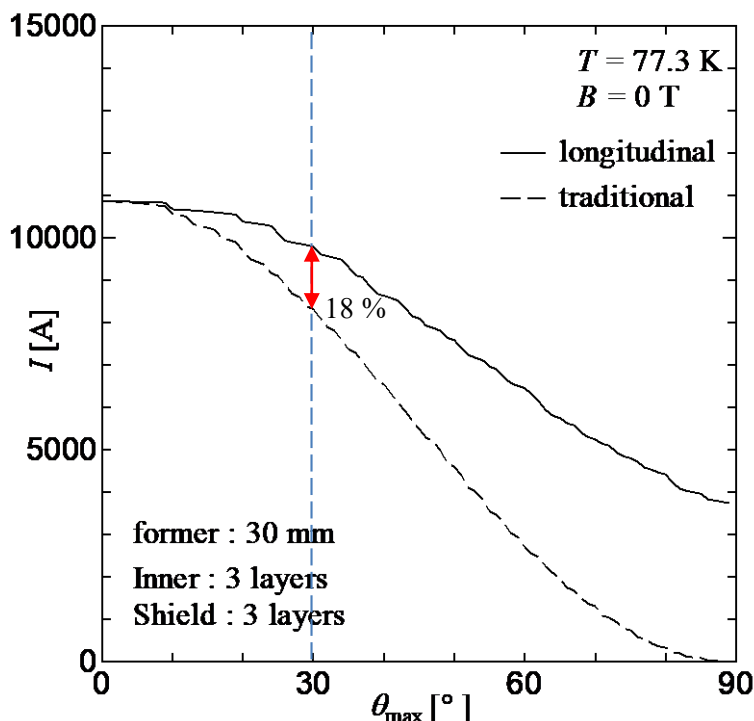


図 3.1 フォーマー径 30 mm、往復各 3 層の場合の巻き線角度による電流値の変化

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。

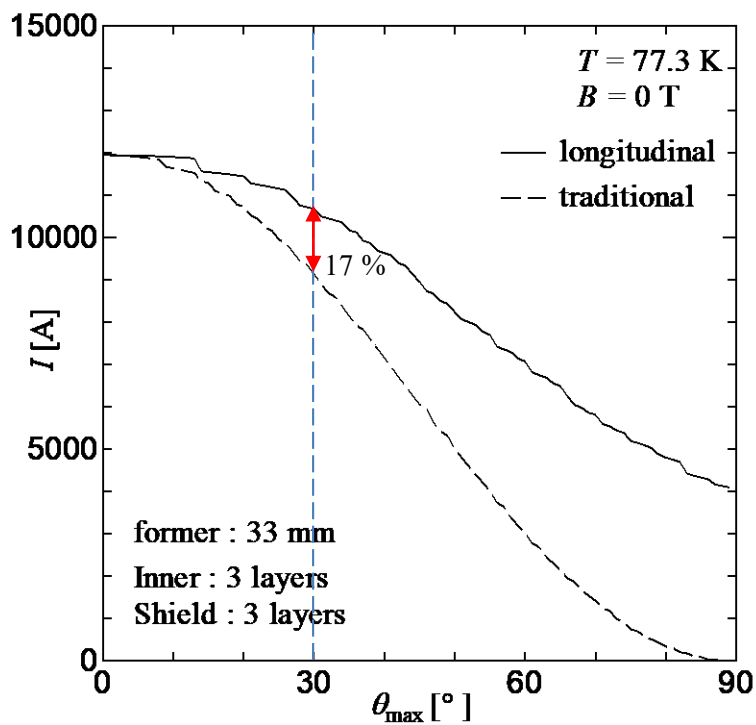


図 3.2 フォーマー径 33 mm、往復各 3 層のときの巻き線角度による電流値の変化

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 10 kA 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ので、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、30 mm 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 30 mm のまま往復各 4 層で計算した結果を図 3.3 に示す。

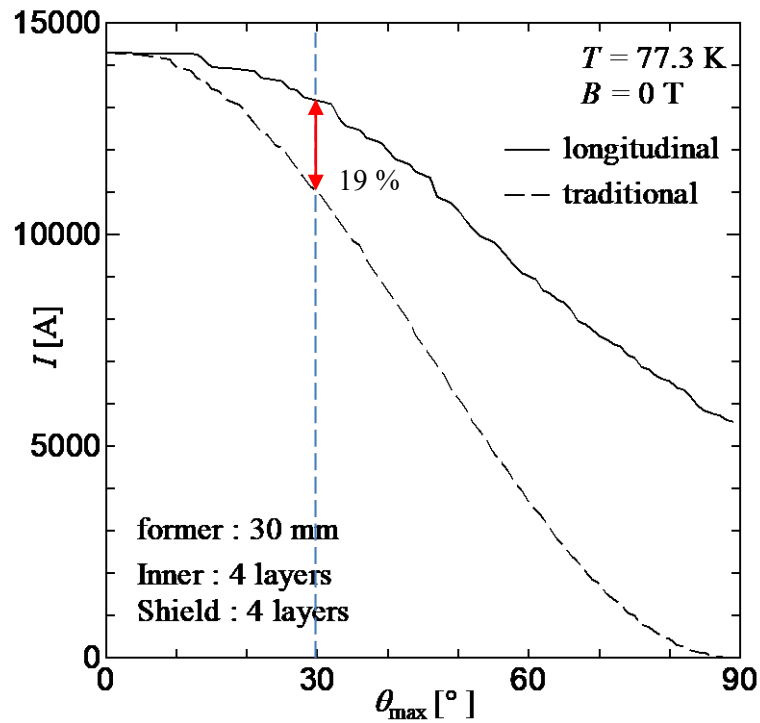


図 3.3 フォーマー径 30 mm、往復各 4 層のときの巻き線角度による電流値の変化

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。

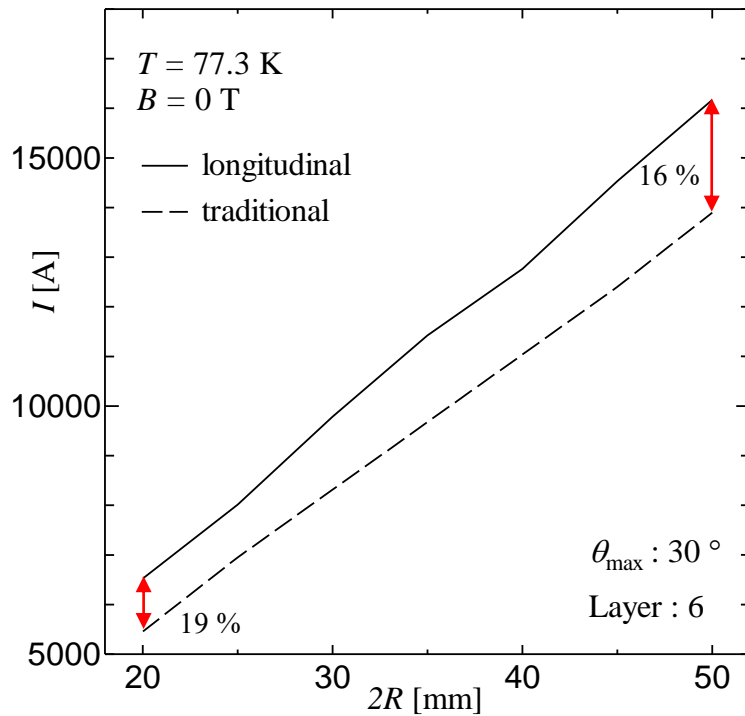


図 3.4 フォーマー直径の変化による電流値の変化

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。

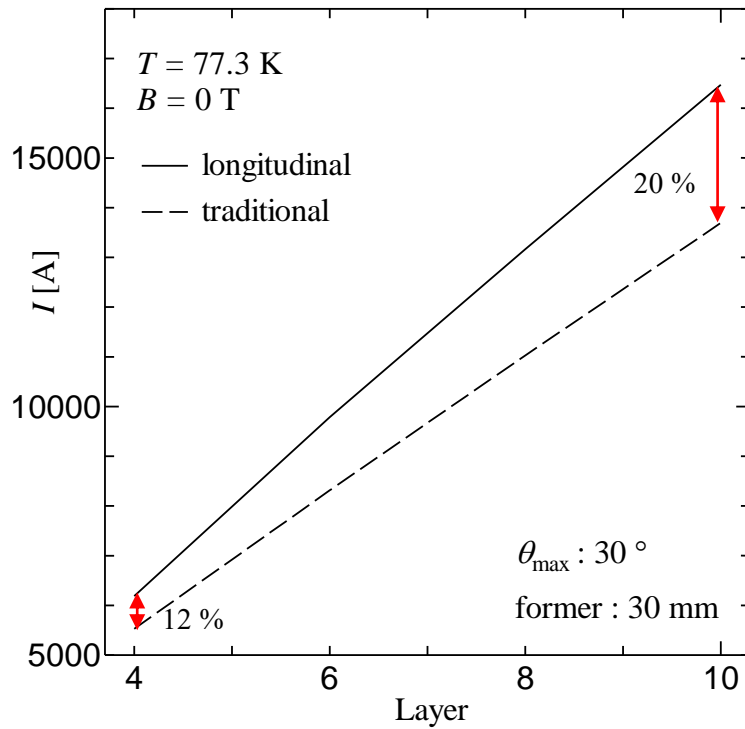


図 3.5 層数の変化による電流値の変化

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。

以上の結果を踏まえて、実際に縦磁界効果を用いたケーブルを作製し、測定を行った。作製したケーブルと同じ条件で計算した結果を図3.6に示す。フォーマーの外径は35 mmであり、通電層とシールド層の層数は4枚となっている。 $T=77.3 \text{ K}$ で、外部磁場を掛けない環境を仮定して計算を行っている。最外層の傾きを 30° にした場合では、総電流は13222 Aであり、10 kA 越えの要件を満たしている。また、 30° において縦磁界ケーブルと従来型ケーブルとの電流値の差はおよそ19%である。

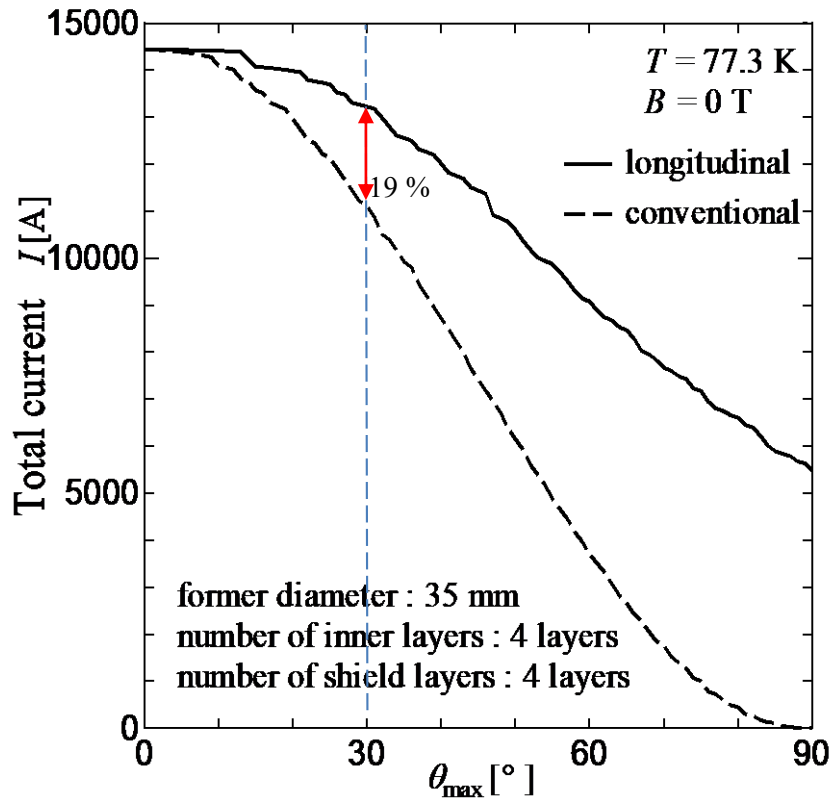


図 3.6 実際に作製したケーブルと同条件の計算結果

表 3.1 実験結果と計算結果での I_c の比較

| Cable type | Measurement | Experiment | | Theoretical calculation | |
|---|---|------------|--------------------|-------------------------|--------------------|
| | | I_c [A] | I_c per tape [A] | I_c [A] | I_c per tape [A] |
| Longitudinal magnetic field power cable | Only inner layer | 12799 | 143.8 | 13057 | 146.7 |
| | Inner-shield layer in series connection | 13150 | 147.7 | 13222 | 148.6 |
| Conventional power cable | Only inner layer | 11251 | 137.2 | 11110 | 135.5 |
| | Inner-shield layer in series connection | 11139 | 135.8 | 11110 | 135.5 |

縦磁界ケーブルと従来型ケーブルの両方について、実験結果が理論計算の結果と概ね一致しており、この実験と電力ケーブルの設計の妥当性を示している。今回の実験では、実験値と理論計算値の I_c の差は最大で2%未満となっている。

縦磁界ケーブルでは、通電層とシールド層の直列接続での線材1本あたりの電流が、それぞれ143.8 Aと147.7 Aとなっている。これは通電層にのみ電流を流した場合よりも約2.7%高い電流が流れている。シールド層が縦磁界効果を生み出し、通電層に流れる電流はより高くなったと考えられる。一方で、従来型ケーブルでは通電層とシールド層の直列接続での電流が、通電層にのみ流した際の電流よりも小さくなってい

る。線材 1 本あたりの I_c はそれぞれ 137.2 A と 135.8 A であり、電流は約 1.2%小さくなっている。この減少は、シールド層に流れた電流が内部に磁場を生み出し、その磁場の影響で通電層の電流が減少し、全体として臨界電流密度が低くなっていると考えられる。それぞれのケーブルについて線材 1 本あたりの電流値を比較すると、縦磁界ケーブルの電流は 147.7 A、従来型ケーブルの電流は 135.8 A であり、縦磁界ケーブルが約 8.8%大きな電流を流すことができる。ケーブル全体での電流に関して、縦磁界ケーブルの電流値は 13150 A であり、従来型ケーブルの電流値は 11139 A であった。縦磁界ケーブルが従来型ケーブルよりも約 18%大きい電流を流すことができている。

第4章 まとめ

超伝導体は、電気抵抗が 0 であるという特性から、送電ケーブルへの応用が期待されている。通常の送電ケーブルでは、発電所から電気が使用される場所に至るまでに約 5% の送電ロスが発生していると言われる。超伝導ケーブルを用いることにより、そのロスを削減し、かつ大容量の送電が可能となる。一般に超伝導体に電流を流すと、自身の電流により磁界が生じ、臨界電流密度が減少する。そこで現在の超伝導ケーブルの多くが磁界の影響を抑えるような構造となっている。一方で我々は縦磁界効果を利用した超伝導ケーブルを提唱している。磁界と電流がほぼ同じ方向になる縦磁界下ではさまざまな縦磁界効果があり、その中に臨界電流密度が増大するという効果があることが知られている。内側の層と外側の層で構成し、ケーブルの巻き線角度を数度ずつ変えることで、全体で考えたときに電流と平行に磁界が生じるように設計する。これにより磁界が発生した際に臨界電流密度の減少を抑えられると期待できる。[1]

本研究では、繰り返し近似法を用いた近似計算により従来型のケーブルと比較した際の縦磁界ケーブルの優位性を確認し、その結果を基に長さ 2 m の 10 kA 級ケーブルを作製し、実際の縦磁界ケーブルの電流特性を評価した。

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、最終的な電流値に影響する。そこで繰り返し近似計算を行うことで値を収束させて、ケーブルに流すことのでき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ふ。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の影響が弱くなった。巻き付ける層の数を増やしたところ、電流値が増加し、縦磁界効果の影響も強くなった。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。

これらの結果をもとに実際にケーブルを作製し、実験によって電流値を測定して評価したところ、実験結果と計算結果で同じ値が得られ、実験と設計の妥当性が保証さ

れた。それぞれのケーブルについて、線材 1 本あたりの電流値では縦磁界ケーブルが約 8.8% 大きな電流を流すことができ、ケーブル全体での電流に関しては、縦磁界ケーブルが約 18% 大きい電流を流すことができることがわかった。これにより、縦磁界ケーブルの優位性を示すことができた。

より高効率のケーブルを作製するためには、より多くの電流を流すことができるようになる必要がある。具体的には、用いる線材の超伝導層の厚さをより薄くすることで、より強い縦磁界効果の影響による高い I_c を得ることができる[16]。また、電力ケーブルは低磁場下での動作が常であるため、高磁場応用に適している線材を用いる必要がない。そのため、より電力ケーブルに適した線材を開発することで、より大きな電流を流すことができると期待される。

謝辞

最初に、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 荘司教授に深くお礼を申し上げます。研究活動だけでなく、学生生活に関しても多くの助言をいただきました。国際学会や国内学会、論文投稿と何件も貴重な経験をさせていただき、とても感謝しています。

また、松下照男名誉教授、木内勝准教授にもお礼を申し上げます。超伝導の基礎や新手法の提案など数多くのサポートで研究を支えて頂きました。深く感謝致します。

研究活動に関して、福岡工業大学 工学部 電子情報工学科 倪 宝栄 教授、中部大学 薄膜研究センター 山田 穰 特任教授に多くのサポートをしていただきました。深く御礼申し上げます。

最後に、大学生活を共に過ごして下さった小田部研究室の先輩や同級生、後輩の皆様、長い間お世話になりました。皆様のおかげで充実した研究生活を送ることができましたことをここにお礼申し上げます。

【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. Y Kinoshita, R Zhang, E S Otabe, K Suzuki, Y Tanaka, H Nakashima and T Nakasaki, “Evaluation of superconductor assisted machining (SUAM) with superconducting coated conductors using the finite element method”, Journal of Physics Conference Series 1590 (2020) 012023
2. Y Kinoshita, T Yonenaka, Y Ichiki, T Akasaka, E S Otabe, M Kiuchi, T Matsushita, N Hu, B Ni and T Ma, “Design and test results of 10 kA class superconducting DC power cable using longitudinal magnetic field effect”, Journal of Physics Conference Series (投稿中)

- 国内学会

1. 木下雄士, 張睿哲, 小田部莊司, 赤坂友幸, 石原篤, 富田優, 応用物理学会九州支部学術講演会, 2018年12月9日, 福岡大学七隈キャンパス
2. 木下雄士, 張睿哲, 小田部莊司, 赤坂友幸, 石原篤, 富田優, 2019年 第66回 応用物理学会春季学術講演会, 2019年3月10日, 東京工業大学大岡山キャンパス
3. 木下雄士, 張睿哲, 小田部莊司, 鈴木恵友, 田中佑季, 中島秀隆, 中崎達也, 第80回 応用物理学会秋季学術講演会, 2019年9月19日, 北海道大学札幌キャンパス
4. 木下雄士, 米中友浩, 一木悠人, 小田部莊司, 松下照男, 木内勝, 第81回 応用物理学会秋季学術講演会, 2020年9月8日, オンライン開催

- 国際学会

1. Yushi Kinoshita, Ruizhe Zhang, Edmund Soji Otabe, Keisuke Suzuki, Yuki Tanaka, Hidetaka Nakashima, Tatsuya Nakasaki, The 32nd International Symposium on Superconductivity (ISS2019), December 3–5, 2019, MIYAKO MESSE, Kyoto, Japan
2. Yushi Kinoshita, Ruizhe Zhang, Edmund Soji Otabe, Keisuke Suzuki, Yuki Tanaka, Hidetaka Nakashima, Tatsuya Nakasaki, 10th ACASC / 2nd Asian-

ICMC / CSSJ Joint Conference, January 6–9, 2020, Okinawa Convention Center, Okinawa, Japan

3. Yushi Kinoshita, Tomohiro Yonenaka, Yuto Ichiki, Tomoyuki Akasaka, Edmund Soji Otabe, Masaru Kiuchi, Teruo Matsushita, Nannan Hu, Baorong Ni, Tao Ma, The 33rd International Symposium on Superconductivity (ISS2020), December 1–3, 2020, AIST Auditorium, Tsukuba, Ibaraki, 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

[16] T. Yonenaka, E. S. Otabe, V. S. Vyatkin, S. Lee, T. Akune and T. Nishizaki, J. Phys. Conf. Ser. 1293 (2019) 012017