

平成 29 年度

卒業論文

超伝導コート線材における

臨界電流密度特性の膜厚依存性

平成 30 年 2 月 16 日

木内研究室

16232210

米中 友浩

目次

目次	1
第1章 序論	5
1.1 はじめに	5
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	8
1.6 磁束クリープ・フローモデル	9
1.7 超伝導電力ケーブル	11
1.8 試料の作成方法	13
1.9 本研究の目的	15
第2章 実験	16
2.1 試料	16
2.2 エッチングによるブリッジ加工	17
2.2.1 銀層の除去	17
2.2.2 超伝導層の除去	18
2.3 測定方法	18
第3章 結果と考察	21
3.1 E - J データから J_c - B データへの変換	21
3.2 各温度における J_c - B 特性	22
3.3 J_c - B 特性において横磁界に対する縦磁界の増加率	24
3.4 超伝導層の膜厚 t に対する臨界電流密度 J_c	26
3.5 磁束クリープ・フローモデルのピンニングパラメータ	27

第4章 まとめ.....	29
謝辞	30
研究業績	30
参考文献	31

図目次

図 1.1	磁界に対して電流を垂直に流した状態(横磁界).....	7
図 1.2	磁界に対して電流を平行に流した状態(縦磁界).....	7
図 1.3	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.....	8
図 1.4	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.....	8
図 1.5	Force-free トルクとピンニングトルクの釣り合い.....	9
図 1.6	磁束クリーブ.....	10
図 1.7	磁束フロー.....	10
図 1.8	高温超伝導ケーブルの模式図.....	12
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.....	13
図 1.10	SuperOx 社製の高温超伝導試料の構造.....	14
図 1.11	IBAD 法の原理図.....	14
図 1.12	PLD 法の概略図.....	15
図 2.1	長尺コート線材の位置に対する I_c	16
図 2.2	切り出した試料のサイズ.....	17
図 2.3	マスキングし銀層を溶かした試料.....	18
図 2.4	マスキングを除去した試料.....	18
図 2.5	超伝導層を除去した試料.....	18
図 2.6	四端子法の概略図.....	19
図 2.7	四端子法で測定するための回路図.....	20
図 3.1	試料 A の横磁界における E - J 特性.....	21
図 3.2	65.0 K における縦磁界, 横磁界での各試料の J_c - B 特性.....	22
図 3.3	70.0 K における縦磁界, 横磁界での各試料の J_c - B 特性.....	23
図 3.4	77.3 K における縦磁界, 横磁界での各試料の J_c - B 特性.....	23
図 3.5	65.0 K における各試料の横磁界に対する縦磁界の増加率.....	24
図 3.6	70.0 K における各試料の横磁界に対する縦磁界の増加率.....	25
図 3.7	77.3 K における各試料の横磁界に対する縦磁界の増加率.....	25

図 3.8 0.2 T 印加時の各温度における膜厚 t に対する J_c 26

表目次

表 2.1 幅 12 mm の各試料における I_c の最小値と最大値..... 16

表 2.2 超伝導幅 0.3 mm の各試料における I_c の最小値と最大値..... 17

表 3.1 DE で解析した各試料の横磁界におけるピンニングパラメータ 27

表 3.2 DE で解析した各試料の縦磁界におけるピンニングパラメータ 27

第1章 序論

1.1 はじめに

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。しかし、1986年にドイツの J. G. Bednorz と K. A. Müller 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。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(77.3 K)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[1]。

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 $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 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

CuO₂面に平行な方向には電流が流れやすいが、CuO₂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CuO₂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、CuO₂面に沿ってへき開しやすい為、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_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[2]。

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為、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、

$$J_c = \frac{F_p}{B} \quad (1.1)$$

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[3]。

1.4 縦磁界効果

超伝導体は図 1.2 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 1.1)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。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 1.3 に Nb-Ti 超伝導合金の臨界電流密度特性を示す[4]。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 1.4 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[5]。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が、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[3]。

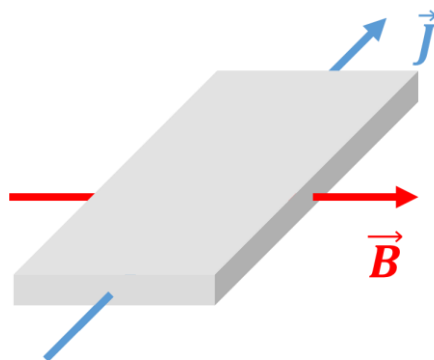


図 1.1 磁界に対して電流を垂直に流した状態(横磁界)

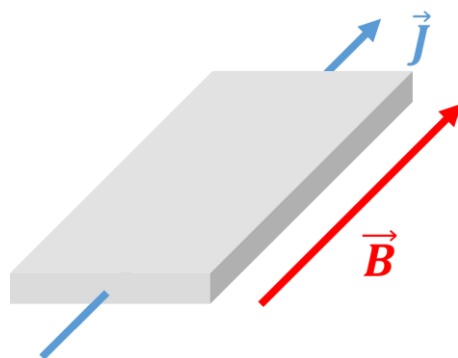


図 1.2 磁界に対して電流を平行に流した状態(縦磁界)

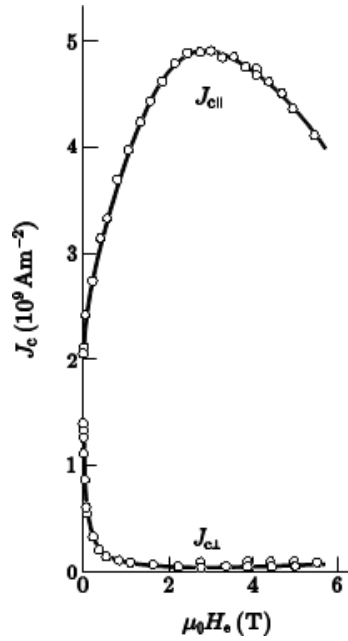


図 1.3 縦磁界，横磁界における Nb-Ti の臨界電流密度の磁界依存性[4]

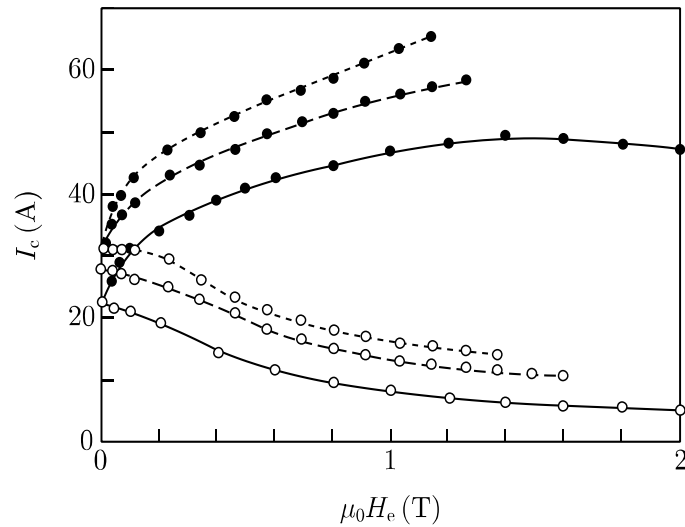


図 1.4 中性子照射された Nb₃Sn 薄膜試料の縦磁界，横磁界における I_c - B 特性[5]

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[6]．

Force-free 状態においては, 図 1.5 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 1.5 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[3].

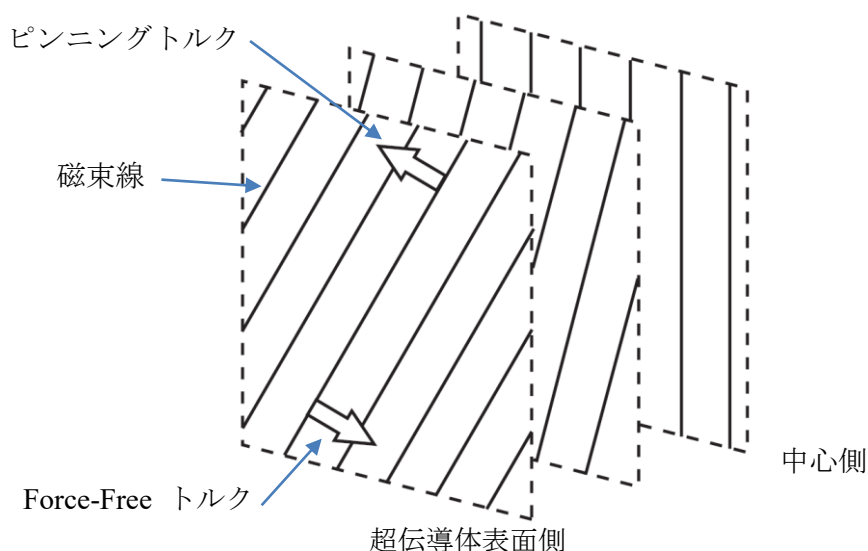


図 1.5 Force-free トルクとピンニングトルクの釣り合い[3]

1.6 磁束クリープ・フローモデル

超伝導体の J_c 付近での E - J 特性は磁束クリープ・フローモデルによって表すことができる. 磁束クリープ・フローモデルとは磁束クリープによる電界と磁束フローによる電界の2つの電界を考慮したモデルである. 磁束クリープによる電界は図 1.6 に示すように熱振動によって動く磁束バンドルが, 確立的にピンポテンシャルを越えて運動することで発生する電界であり, (1.2)式で表される. 磁束フローによる電界は図 1.7 に示すように磁束バンドルが連続的に運動し続けることによって発生する電界であり, (1.3)式で表される.

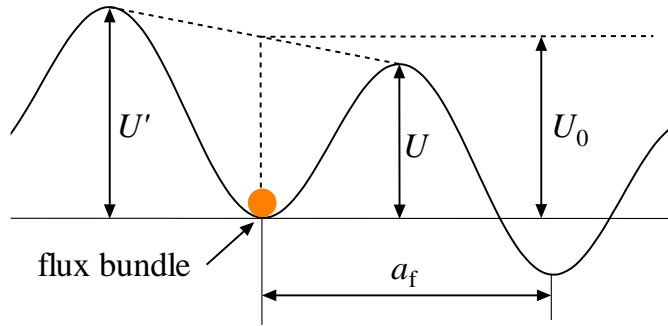


図 1.6 磁束クリープ

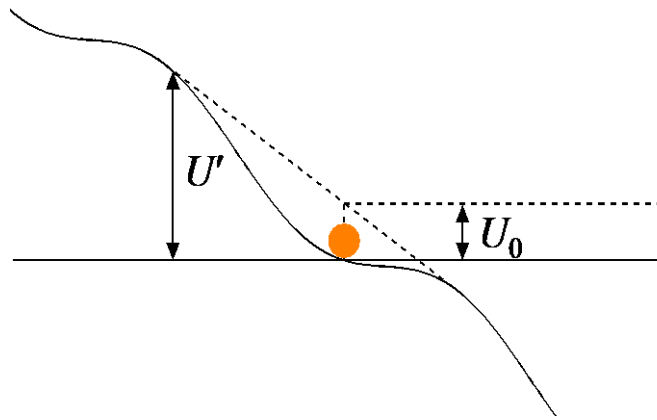


図 1.7 磁束フロー

$$E_{cr} = \begin{cases} Ba_f v_0 \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{\pi U_0 j}{k_B T}\right)\right] & (j \leq 1) \\ Ba_f v_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{\pi U_0}{k_B T}\right)\right] & (j > 1) \end{cases} \quad (1.2)$$

$$E_{ff} = \begin{cases} 0 & (j \leq 1) \\ \rho_f (J - J_{c0}) & (j > 1) \end{cases} \quad (1.3)$$

これら2つの電界を考慮し、(1.4)式に示す磁束クリープ・フローによる電界となる。

$$E' = \sqrt{E_{cr}^2 + E_{ff}^2} \quad (1.4)$$

ここで重要となるのがピンポテンシャル U_0 である。 U_0 はピンニング相関距離 L (1.5)と試料の厚さ t を用いて(1.6)式のように表す。

$$L = \left(\frac{Ba_f}{2\pi\mu_0 J_{c0}}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.5)$$

$$U_0 = \begin{cases} \frac{0.835g^2 k_B J_{c0}^{\frac{1}{2}}}{\zeta^2 B^4} & (L < t) \\ \frac{4.23g^2 k_B J_{c0} d}{\zeta B^{\frac{1}{2}}} & (L > t) \end{cases} \quad (1.6)$$

(1.6)式における J_{c0} は磁束クリープがないと仮定した理想的な臨界電流密度であり、(1.7)式で表される。

$$J_{c0} = A \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^m B^{\gamma-1} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}}\right)^2 \quad (1.7)$$

また、ピン力の分布は(1.8)式のように表す。

$$f(A) = K \exp\left(-\frac{(\log A - \log A_m)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1.8)$$

そしてピン力を考慮した電界は(1.4)式を用いて(1.9)式のように表す。

$$E(J) = \int_0^\infty E' f(A) dA \quad (1.9)$$

磁束クリープ・フローモデルにおいて変数とされるものは、ピン力の分布における最頻値 A_m と分散 σ 、 J_{c0} における温度依存性 m と磁場依存性 γ 、ピンポテンシャルに関わってくる磁束バンドル内の磁束線の数 g の5つである。これらのパラメータを決定することで、 E - J 特性を求めることができる。

1.7 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 にまとめると以下のようなになる。

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を流す際は整流する必要がある 	<ul style="list-style-type: none"> ● 交流損失(ヒステリシス損失など)が発生する ● 直流の場合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[6]。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。

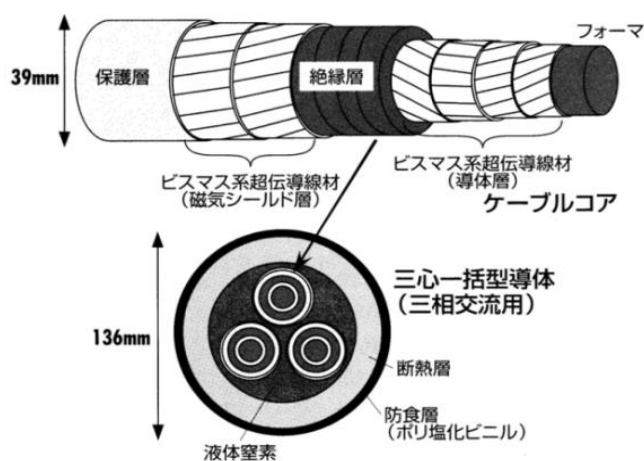


図 1.8 高温超伝導ケーブルの模式図[6]

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[7]。

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。

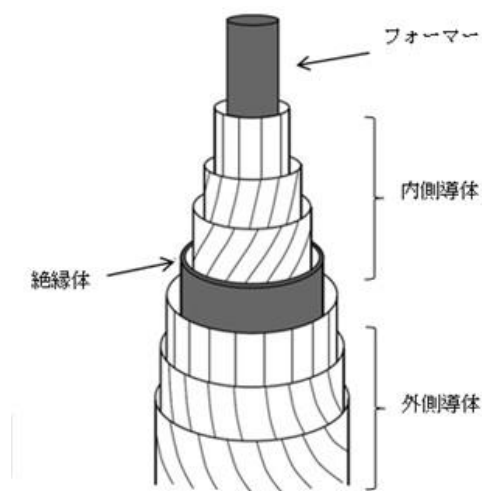


図 1.9 縦磁界効果を用いた直流超伝導ケーブルの構造図[7]

1.8 試料の作成方法

本研究で用いた試料は SuperOx 社製の Gd 系コート線材である。この線材の構造を図 1.10 に示す。図のように Hastelloy 基板に IBAD(Ion Beam Assisted Deposition)法を用いて中間層(MgO)を製膜し、PLD(Pulse Laser Deposition)法を用いて超伝導層を製膜している。

IBAD 法は図 1.11 に示すように、イオンビームを基材に照射しながら薄膜を成長させる方法である。イオンビームをテープ基材法線方向から 55° の角度から照射を行いつつ膜を形成すると、 $[100]$ 軸がテープ基材垂直方向に配向し、さらにイオン入射方向に $[111]$ 軸が配向することで、 a - b 面内および c 軸すべての軸がそろった配向中間層を多結晶金属テープ基材上に成長させることができる[10]。

PLD 法は図 1.12 に示すように、集光されたレーザー光をターゲットに照射し、固体原料を気化させて基板上に薄膜として堆積する方法である。ターゲットの組成と形成された膜との組成ずれが少ない、レーザー光はターゲットのみ照射するので膜への不純物の取り込みが少ない、高い真空度を必要としないため反応系内の酸素分圧を高くでき、膜中の酸素量を制御しやすいなどの特徴を持っている[10]。

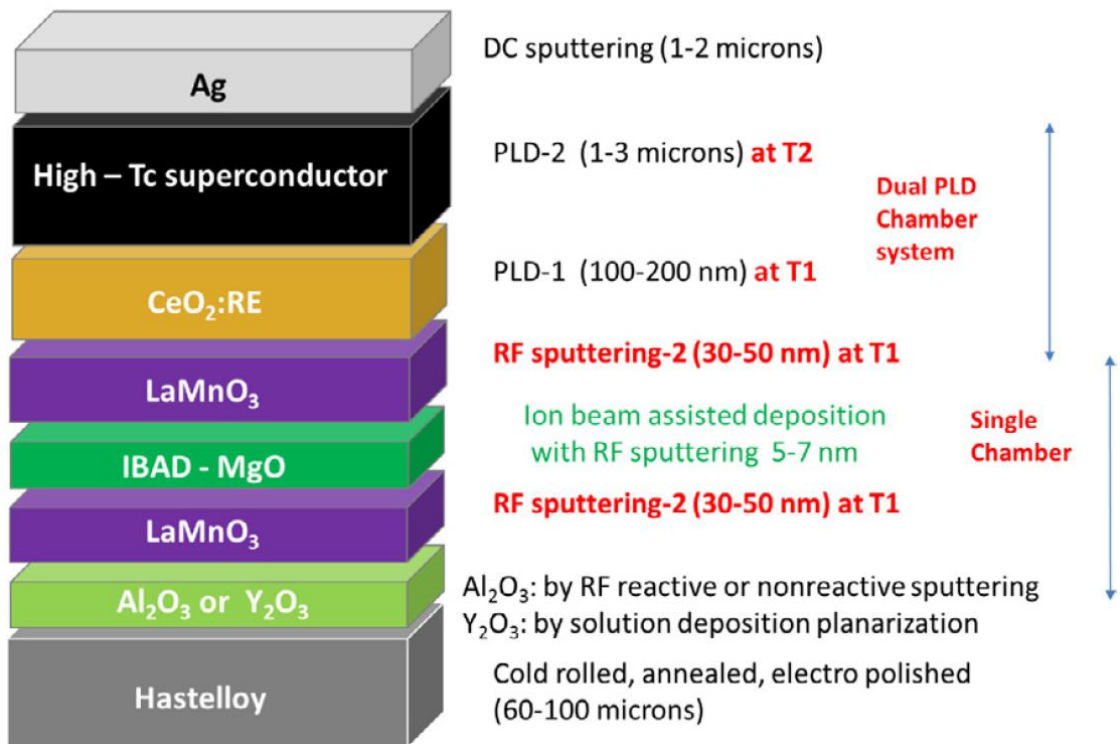


図 1.10 SuperOx 社製の高温超伝導試料の構造[8]

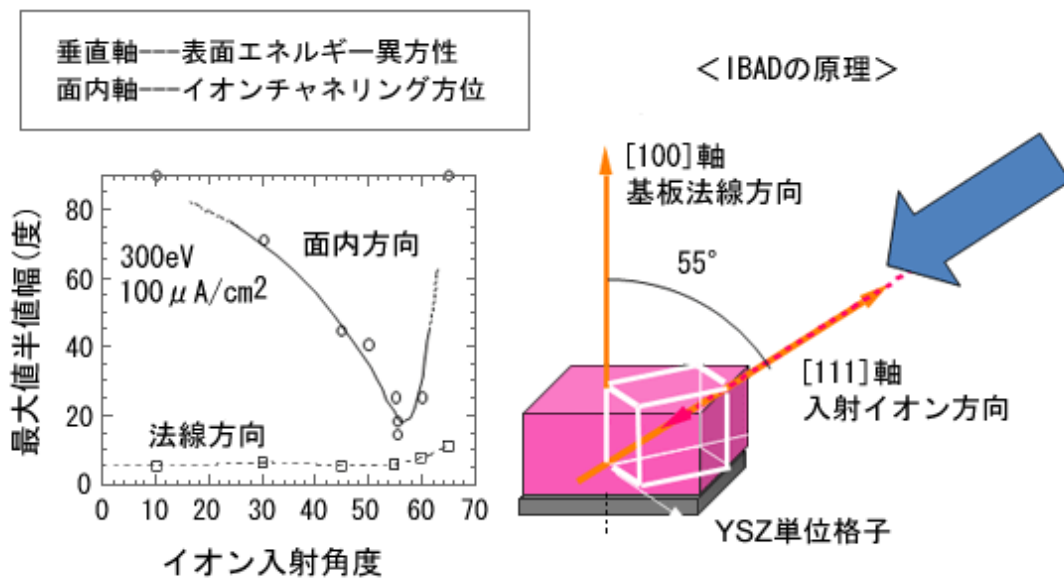


図 1.11 IBAD 法の原理図[9]

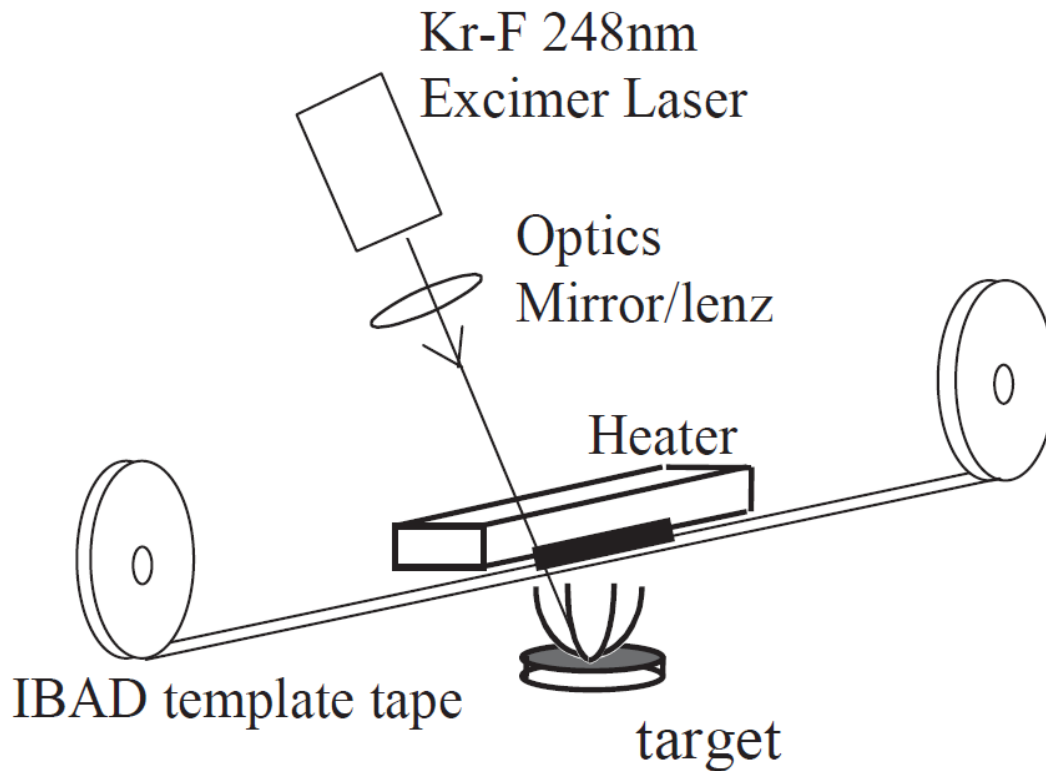


図 1.12 PLD 法の概略図[10]

1.9 本研究の目的

東日本大震災後による福島第一原子力発電所事故の影響から、日本では現在、多くの原子力発電所が稼働を停止しており、電力不足に陥る可能性がある。そのような中、省エネが叫ばれ、電力使用量の削減や供給プロセスでの無駄の削減は重要項目である。電力供給プロセスでの無駄は送電時に電力ケーブルで生じる損失や、変圧時、交流-直流変換時に生じる損失が挙げられる。本研究室では電力ケーブルで生じる損失に着目し、1.7 節で述べたような超伝導電力ケーブルを提案している。電力ケーブルでたくさんの電流を流したい場合、臨界電流 I_c を大きくすればよく、そのためには超伝導層の膜厚を厚くする必要がある。しかし、膜厚が厚すぎると結晶配向性が悪化し、 J_c が落ちてしまうため、最適な膜厚を調査する必要がある。

本研究では、超伝導層の膜厚が異なる線材を用いて、縦磁界・横磁界中での J_c - B 特性を測定し、膜厚が J_c - B 特性にどのような影響を与えるのか調査した。また、異なる温度条件のもと測定することで、磁束クリープ・フローモデルのピンニングパラメータを導出し、膜厚によるパラメータへの影響を調べた。この研究により、超伝導電力ケーブルなどの超伝導を応用した分野において、最適な膜厚を知ることができると期待される。

第2章 実験

2.1 試料

今回の実験で用いた線材は、位置によって超伝導層の膜厚が異なり、それにもとない I_c も変化する。位置に対する I_c のグラフを図 2.1 に示す。

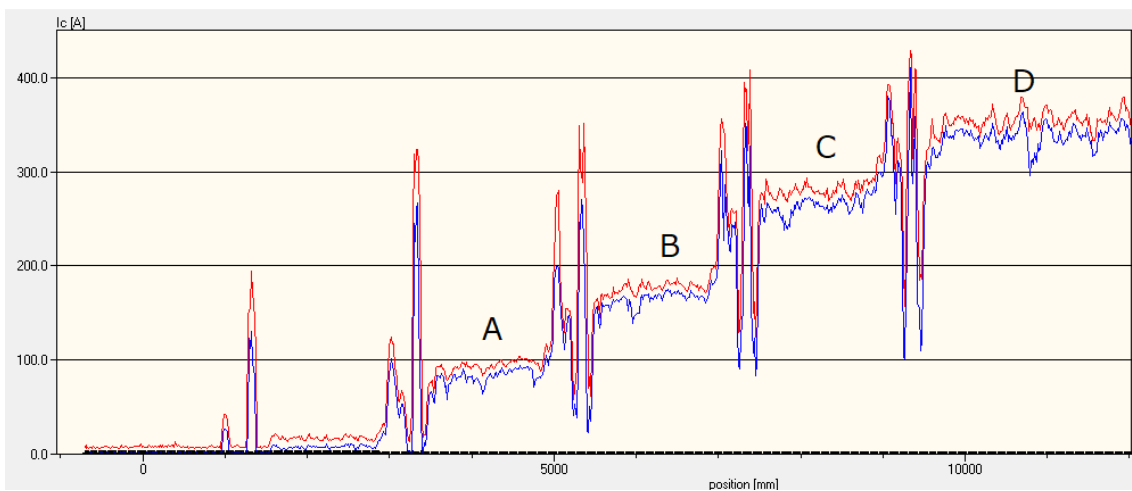


図 2.1 長尺コート線材の位置に対する I_c 。大きく 5 つの部分に分けられるが、一番左側は I_c が小さく測定が困難なため、対象を 4 つの部分とし A,B,C,D とした。

図 2.1 から読み取った I_c を試料毎に表 2.1 にまとめた。なお、線材の幅は 12 mm である。

表 2.1 幅 12 mm の各試料における I_c の最小値と最大値

12 mm	I_c MIN [A]	I_c MAX [A]
A	55	100
B	137	186
C	236	290
D	300	380

このままでは四端子法で測定するには I_c が高すぎるため、ブリッジ加工により超伝導部分の幅を減らし、測定できる範囲内(10 A 程度)に収める必要がある。そこで 0.3 mm のマスキングテープを使用してブリッジ加工を行い、 I_c を約 1/40 にすることで測定範囲内に収めた。超伝導幅 0.3 mm での I_c の最小値と最大値を表 2.2 に示す。

表 2.2 超伝導幅 0.3 mm の各試料における I_c の最小値と最大値

0.3 mm	I_c MIN [A]	I_c MAX [A]
A	1.4	2.5
B	3.4	4.7
C	5.9	7.3
D	7.5	9.5

2.2 エッチングによるブリッジ加工

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。対象の試料は測定のため、図 2.2 に示すように 8 mm×14 mm に切り出し、中央の 1 mm 部分をエッチングした。

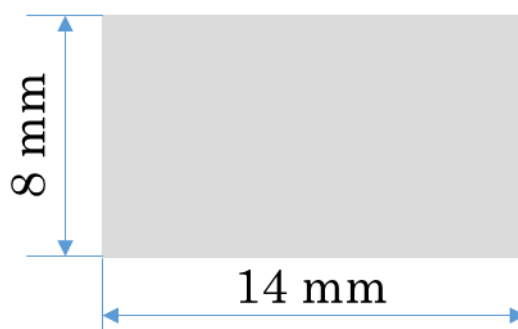


図 2.2 切り出した試料のサイズ

2.2.1 銀層の除去

まずは銀層を除去するために、アンモニア 0.5 g、過酸化水素水 1.0 g、純水 10.0 g 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、マスキングテープを張り、溶液に 5 分程つけて銀層を溶かした(図 2.3)。その後、マスキングをとるためにテープをはがし、アセトンにつけてインクを除去した(図 2.4)。

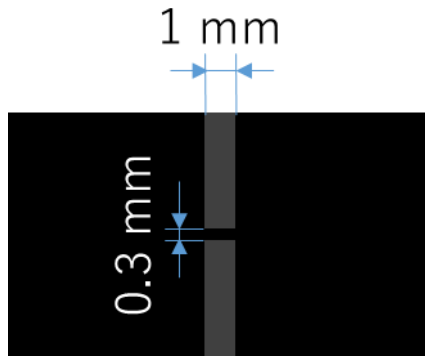


図 2.3 マスキングし銀層を溶かした試料



図 2.4 マスキングを除去した試料

2.2.2 超伝導層の除去

銀層を除去した後、超伝導層を除去するため、硝酸 0.5 g に純水 30 g を加えた溶液を作り、試料をつけた。数十秒すると図 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。

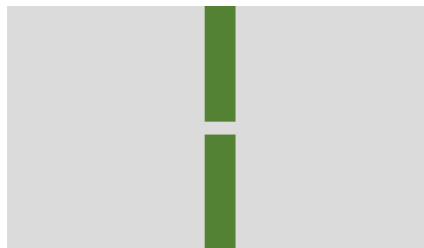


図 2.5 超伝導層を除去した試料

2.3 測定方法

本研究では四端子法を用いて試料を測定し、 E - J 特性や V - I 特性を導出している。図 2.6 に四端子法の概略図を示す。四端子法は試料の両端に電流用の端子を接続し、電流源から電流を流す。そのとき試料に流れている電流を測定するために、超伝導部分を挟むように電圧測定用の端子を接続する。

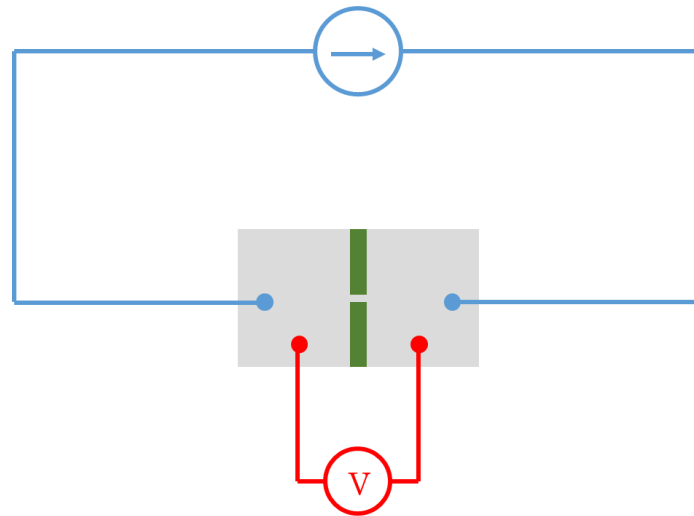


図 2.6 四端子法の概略図

実際に測定した回路図を図 2.7 に示す。まず電流源から試料に電流を流したいが、電流源が PC から直接制御できないため、PC から制御できる電圧源を介して制御する。この電流源は外部から電圧を入力することで、それに比例した電流を流すことができるため、これにより間接的に電流源を PC から制御できる。そして試料の電界を測定するため、超伝導部分を挟んで接続したマルチメータで電圧を読み取り、端子間距離で割って電界を計算している。また、実際に試料に流れている電流を測定するため、抵抗を試料と直列につなぎ、抵抗の両端電圧を測定することで電流を計算している。電流密度は測定した電流を超伝導層の面積(膜厚×幅)で割って計算している。このようにして E - J 特性や V - I 特性を導出している。

磁界の印加は、Bi の超伝導マグネットに試料を入れ、コイルに電流を流すことで磁界を発生させている。磁界は 0–0.5 T まで印加するものとし、0–0.05 T までは 0.01 T 毎に、0.1–0.5 T までは 0.1 T 毎に印加し、特性を測定した。

温度の調整はポンプによる吸引で行っている。通常の液体窒素は 77.3 K で、そこから吸引していくと温度が下がる。温度の測定は試料の近くに取り付けた測温抵抗体で行っている。温度に比例して抵抗値が変化するため、この抵抗値をマルチメータで読み取って温度を計算している。

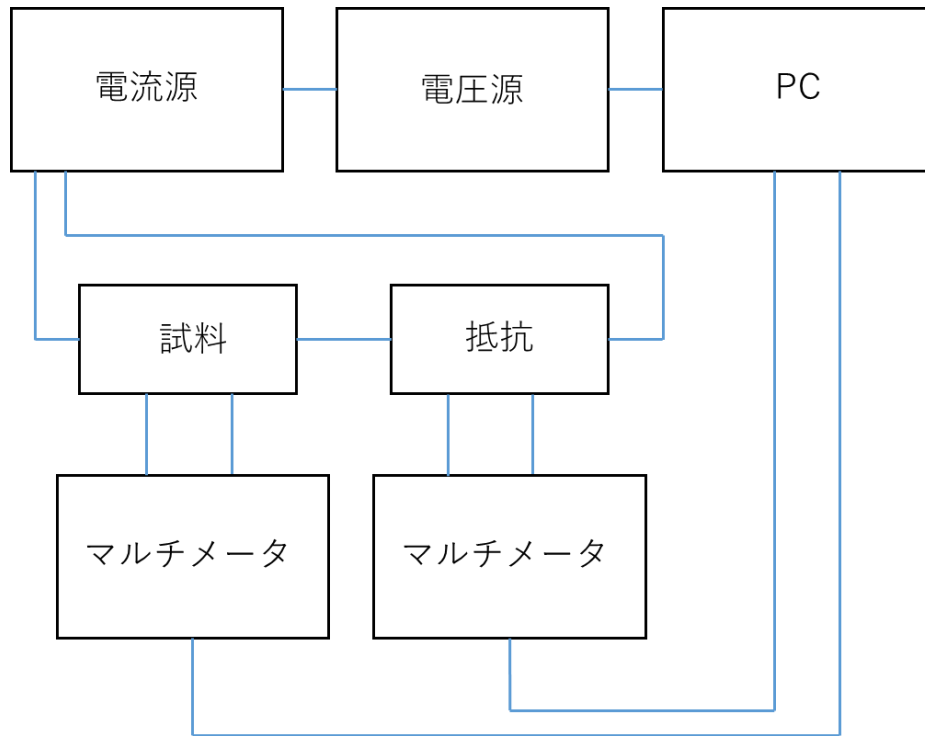


図 2.7 四端子法で測定するための回路図

第3章 結果と考察

3.1 E - J データから J_c - B データへの変換

四端子法による測定結果である V - I 特性から図 3.1 のような E - J 特性を求めた. この結果からそれぞれの温度での各磁界における J_c を導出するため, 電界 E が 10^{-4} (電界基準 E_c)前後の点から線形近似により $E = 10^{-4}$ V/mとなる電流密度 J_c を求める. 求めた J_c と, 磁界 B の組を温度ごとにまとめると, 3.2 節に示すような J_c - B 特性が得られる.

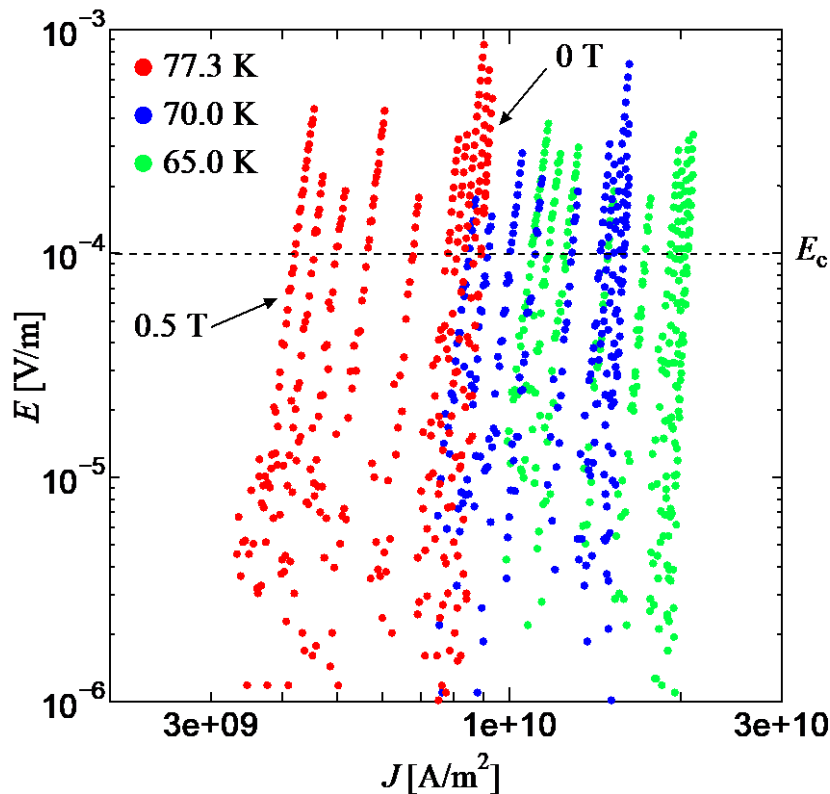


図 3.1 試料 A の横磁界における E - J 特性. 縦軸は電界 E , 横軸は電流密度 J で, 点が測定値である. 赤が 77.3 K, 青が 70.0 K, 緑が 65.0 K を示しており, 各温度の中で右から 0 T, 0.01 T, 0.02 T, ... と続き, 一番左が 0.5 T の特性である. E が 10^{-5} 以下の部分では, ばらばらな値をとっているが, それ以上の部分では連続的な値をとっていることが分かる.

3.2 各温度における J_c - B 特性

図 3.2 に 65.0 K における縦磁界および横磁界での各試料の J_c - B 特性を示す。まず、全体として横磁界より縦磁界のほうが J_c が大きいことが分かる。これは 1.4 節で述べた縦磁界効果が生じているからである。次に試料 A のみ J_c が他より小さくなっている。これは膜厚が薄すぎるため、結晶がまだ成長途中であると考えられる。反対に膜厚の最も厚い D は横磁界中では B,C と大きく変わらないが、縦磁界では B,C よりも J_c が小さくなった。これは膜厚が厚すぎて結晶配向性が悪くなったためだと考えられる。さらに磁界が大きくなるほど B,C との差が開いており、磁界の依存性が悪いことが分かる。これらの結果から膜厚が薄すぎても厚すぎても特性が落ちてしまうため、B,C のあたりで最適な膜厚が存在すると思われる。

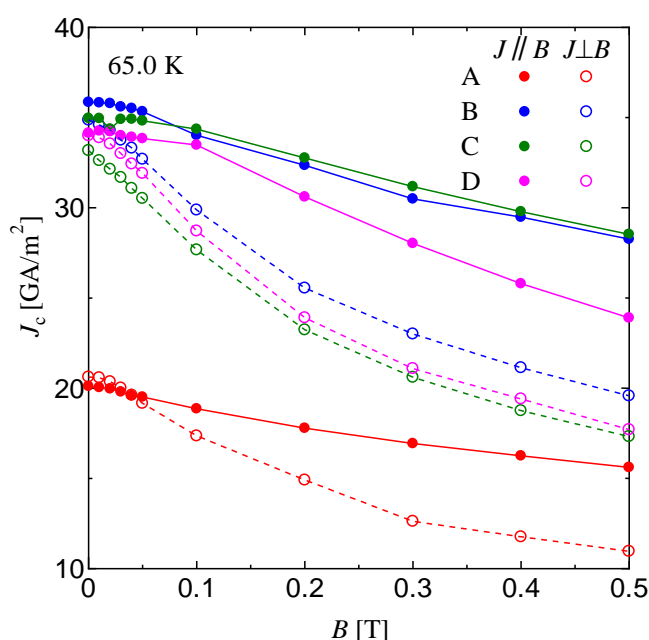


図 3.2 65.0 K における縦磁界、横磁界での各試料の J_c - B 特性。縦軸が臨界電流密度 J_c 、横軸が磁界 B である。●が縦磁界を表し、○が横磁界を表す。試料ごとに色分けしてあり、A が赤、B が青、C が緑、D がピンクである。B,C,D と比較して A が特に J_c が小さくなっていることが分かる。

図 3.3 に 70.0 K における縦磁界および横磁界での各試料の J_c - B 特性を示す。65.0 K のものとほとんど変わらない結果となっているが、縦磁界での D の減少が小さくなっている。温度が低いほど J_c は大きくなるため、65.0 K の方が膜厚による違いがはっきり表れたと思われる。

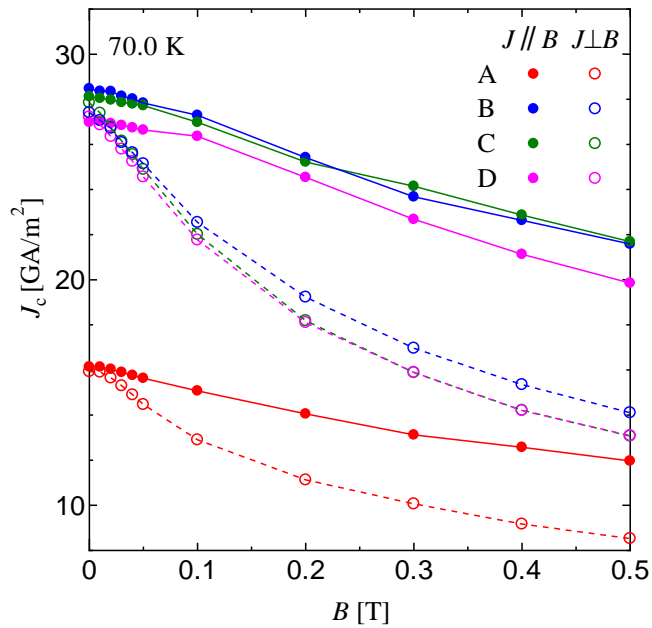


図 3.3 70.0 K における縦磁界，横磁界での各試料の J_c - B 特性

図 3.4 に 77.3 K における縦磁界および横磁界での各試料の J_c - B 特性を示す。縦磁界の特性を見ると B,C,D がほぼ同じような値をとっているが，若干 D が B,C より特性がよくなっている。横磁界では低磁界の時の J_c は C が B,D より大きく，磁界が大きくなると B,C が重なり，D が悪くなっている。温度が高くなったので膜厚による特性の違いが出にくくなったと考えられる。

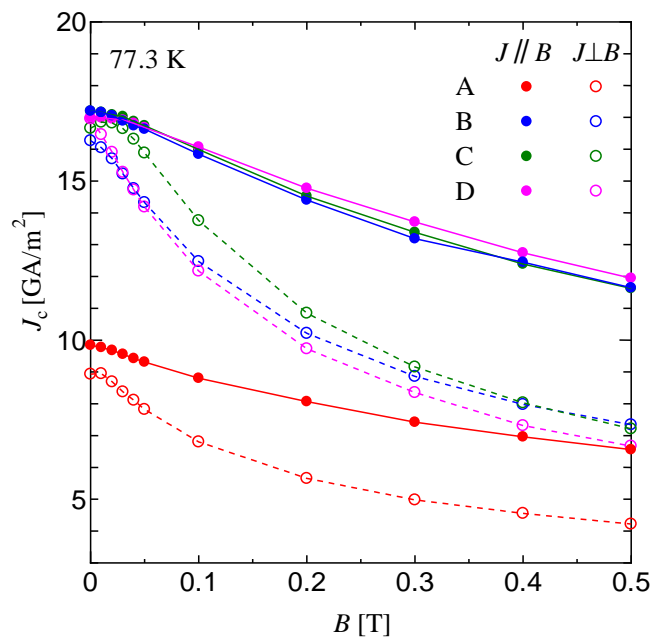


図 3.4 77.3 K における縦磁界，横磁界での各試料の J_c - B 特性

3.3 J_c - B 特性において横磁界に対する縦磁界の増加率

1.7 節で述べたように本研究室では縦磁界効果を利用した超伝導ケーブルを提案している．そこで縦磁界ケーブルが従来の横磁界ケーブルに比べてどれだけ特性がよいか評価するため、 J_c - B 特性での横磁界に対する縦磁界の増加率を求めた．

65.0 K の結果を図 3.5 に示す．A,B,D がおおむね同じような増加率で，C が最も良い結果となった．この結果だけ見ると横磁界ケーブルから縦磁界ケーブルに置き換えた際に C の厚さが最も増加率が高く，縦磁界ケーブルに適していると言える．D が 0.4 T, 0.5T で悪くなったのは3.2 節で述べたように膜厚が厚いと磁界の依存性が悪くなるためだと考えられる．

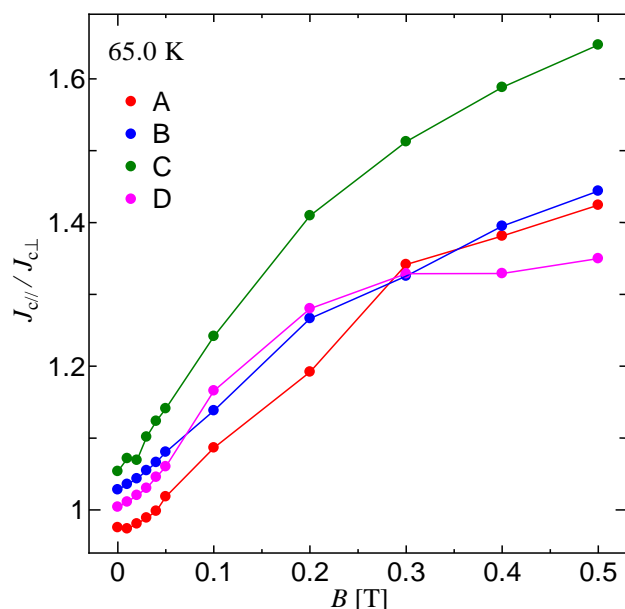


図 3.5 65.0 K における各試料の横磁界に対する縦磁界の増加率．縦軸が横磁界に対する縦磁界の増加率を示し，横軸は磁界 B を示している．試料 C が他を引き離して増加率がよいことが分かる．

図 3.6 に 70.0 K の結果を示す．C が最もよく，B,D がほぼ同じ，A が最も悪くなった．この結果は，70.0 K の結果とおおむね同じ傾向をしめしている．

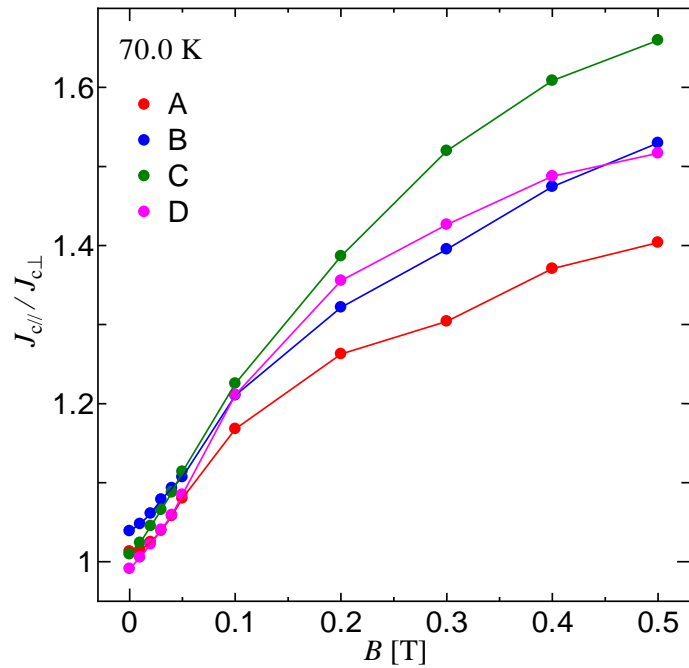


図 3.6 70.0 K における各試料の横磁界に対する縦磁界の増加率

図 3.7 に 77.3 K での増加率を示す. 今までとは異なり, D が最も増加率が大きくなった. C は低磁界では増加率が小さいが, 磁界が大きくなると A,B と変わらないくらいになった.

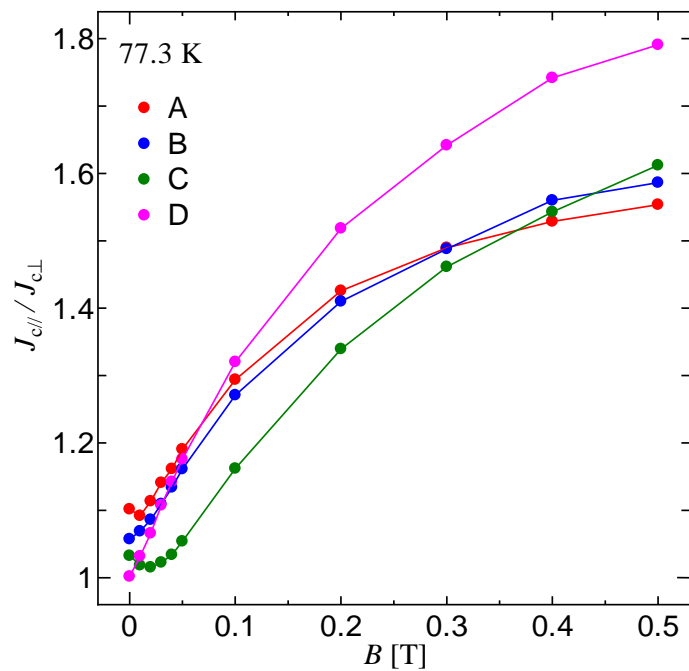


図 3.7 77.3 K における各試料の横磁界に対する縦磁界の増加率

3.4 超伝導層の膜厚 t に対する臨界電流密度 J_c

横磁界および縦磁界の J_c が超伝導層の膜厚によってどのように変化するか調べるために、縦軸を J_c 、横軸を膜厚 t とするグラフを作成した。0.2 T 印加時のグラフを図 3.8 に示す。

縦磁界の結果を見ると A では J_c が小さく、B,C,D でほぼ横ばいになっている。65.0 K に着目すると C でピークを迎え、D では減少している。これも先ほど述べたように低温ほど膜厚の依存性が現れやすく、最も厚い D は特性が悪くなるのが分かる。

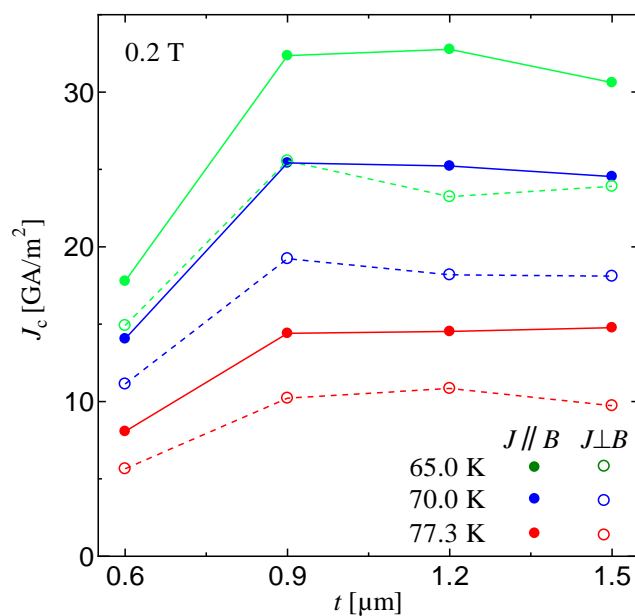


図 3.8 0.2 T 印加時の各温度における膜厚 t に対する J_c

3.5 磁束クリープ・フローモデルのピンニングパラメータ

測定した E - J 特性のデータを磁束クリープ・フローモデルで表現するために、差分進化法(Differential Evolution)による解析ツール(以下、DE と呼ぶ)を用いてピンニングパラメータを求めた。表 3.1 に横磁界におけるパラメータを示し、表 3.2 に縦磁界におけるパラメータを示す。またそのパラメータでフィッティングした E - J 特性を図 3.9 に示す。

表 3.1, 3.2 より、縦磁界と横磁界で比較すると、 γ は縦磁界のほうが大きく、磁界の増加に対して J_c の減少が小さいことを表している。これは測定結果からも同じことが言える。

表 3.1 DE で解析した各試料の横磁界におけるピンニングパラメータ

	A_m	σ^2	γ	m	g^2
A	1.62×10^{11}	7.83×10^{-3}	0.813	1.44	1.00
B	3.55×10^{11}	1.04×10^{-2}	0.787	1.54	1.00
C	1.91×10^{11}	7.67×10^{-3}	0.737	1.30	1.00
D	2.24×10^{11}	5.42×10^{-3}	0.745	1.51	1.00

表 3.2 DE で解析した各試料の縦磁界におけるピンニングパラメータ

	A_m	σ^2	γ	m	g^2
A	1.70×10^{11}	4.81×10^{-3}	0.930	1.28	1.00
B	3.63×10^{11}	6.25×10^{-3}	0.917	1.38	1.00
C	3.55×10^{11}	5.21×10^{-3}	0.924	1.39	1.00
D	2.88×10^{11}	9.13×10^{-3}	0.894	1.16	1.00

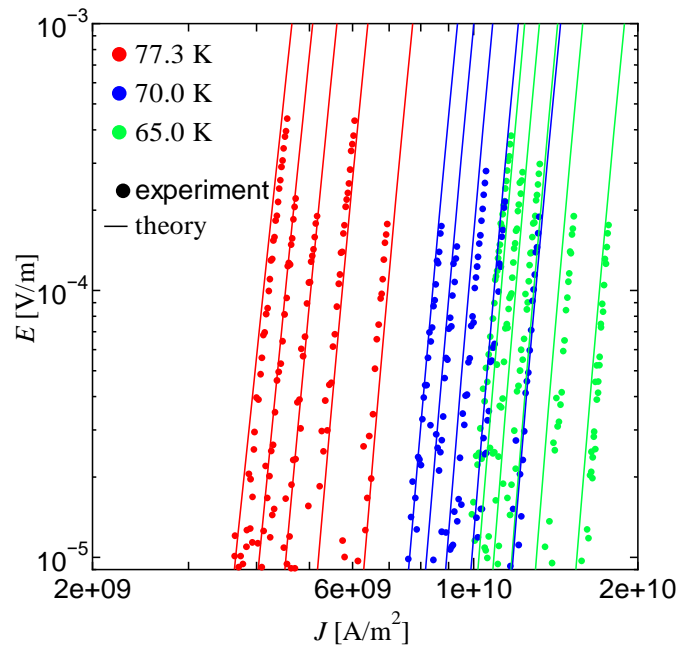


図 3.9 試料 A の横磁界における E - J 特性の実験値と理論値

第4章 まとめ

電力需要が増加する近年、省エネ志向が高まっており、送電時に電力ケーブルで生じる電力損失は無視できない存在となっている。そこで損失を小さくするために超伝導体を用いた電力ケーブルが研究されている。超伝導体の磁場 B の印加には、電流に対して平行に印加した縦磁界状態と、垂直に印加した横磁界状態がある。縦磁界状態では、超伝導体に流せる最大の電流密度 J_c が横磁界状態に比べて大幅に増加する縦磁界効果が生じることがある。この縦磁界効果を用いた超伝導ケーブルを送電に用いることで、同じ線材を使っても、より多くの電流を通電することができる。

本研究では、超伝導層の厚さが異なる長尺 Gd 系コート線材を用意し、膜厚の変化が縦磁界、横磁界中における J_c - B 特性にどのような影響を与えるのかを調査した。また、磁束クリープ・フローモデルを用いて各試料におけるピンニングパラメータを導出し、膜厚の変化が超伝導特性にもたらす影響を議論した。

測定に用いた試料は、Hastelloy 基板に IBAD 法を用いて中間層を製膜し、PLD 法を用いて超伝導層を製膜した Gd 系コート線材である。この試料を直流四端子法により、65.0 K, 70.0 K, 77.3 K の温度条件のもと、磁界を 0–0.5 T まで印加して J_c - B 特性を測定した。

各温度における J_c - B 特性の結果から、横磁界より縦磁界のほうが J_c が大きいことが分かる。これは 1.4 節で述べた縦磁界効果が生じているからである。次に試料 A のみ J_c が他より小さくなっている。これは膜厚が薄すぎるため、結晶がまだ成長途中であると考えられる。反対に膜厚の最も厚い D は横磁界中では B,C と大きく変わらないが、縦磁界では B,C よりも J_c が小さくなった。これは膜厚が厚すぎて結晶配向性が悪くなったためだと考えられる。さらに磁界が大きくなるほど B,C との差が開いており、磁界の依存性が悪いことが分かる。これらの結果から膜厚が薄すぎても厚すぎても特性が落ちてしまうため、B,C のあたりで最適な膜厚が存在すると思われる。

本研究室では縦磁界効果を利用した超伝導ケーブルを提案している。そこで縦磁界ケーブルが従来の横磁界ケーブルに比べてどれだけ特性がよいか評価するため、 J_c - B 特性での横磁界に対する縦磁界の増加率を求めた。A,B,D がおおむね同じような増加率で、C が最も良い結果となった。この結果から横磁界ケーブルから縦磁界ケーブルに置き換えた際に C の厚さが最も増加率が高く、縦磁界ケーブルに適していると言える。

各試料における E - J 特性から、縦磁界と横磁界下でのピンニングパラメータを比較すると、 γ は縦磁界のほうが大きく、磁界の増加に対して J_c の減少が小さいことを表している。これは測定結果からも同じことが言える。

謝辞

本研究を進めるにあたり、ご指導を頂いた小田部荘司教授、木内勝准教授に感謝致します。また、実験に際しては修士2年の田邊裕也氏および柏木啓氏にご協力を頂きました。小田部・木内研究室の学部4年の皆様には研究以外の場面でも非常にお世話になりました。皆様へ心から感謝の気持ちと御礼を申し上げたく、謝辞にかえさせていただきます。

研究業績

1. 小田部荘司, 米中友浩, 木内勝, 船木亮平, “様々な超伝導体の E - J 特性における差分進化法を用いた磁束クリープ・フローモデルのパラメータ推定”, 第78回応用物理学会 秋季学術講演会
2. 田邊裕也, 米中友浩, 米塚里奈, 木内勝, 小田部荘司, 松下照男ほか, “第四元素を添加した Nb_3Sn の上部臨界磁界及び臨界電流密度特性”, 第78回応用物理学会秋季学術講演会
3. 米中友浩, 小田部荘司, 木内勝, 船木亮平, “様々な超伝導体の E - J 特性における差分進化法を用いた磁束クリープ・フローモデルのパラメータ推定”, 平成29年度応用物理学会九州支部学術講演会

参考文献

- [1] 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>
- [2] 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>
- [3] 松下照男 磁束ピンニングと電磁現象 産業図書
- [4] Yu. F. Bychkov et al. JETP Left.9(1969)404.
- [5] G. W. Cullen and R.L. Novak, Appl. Phys. Left.4(1964)147.
- [6] 下山淳一 「トコトンやさしい超伝導の本」 日刊工業新聞社
- [7] 松下照男, 低温工学 48 (2013) 11 569.
- [8] S. Lee ほか, Development and production of second generation high Tc superconducting tapes at SuperOx and first tests of model cables, Supercond. Sci. Technol. 27 (2014)
- [9] 株式会社フジクラ FUJIKURA ODYSSEY 超電導革命 Phase.2 YBCO 線の開発
http://www.fujikura.co.jp/rd/odyssey/vol_05/02.html
- [10] 須藤 泰範ほか, IBAD/PLD 法による長尺 YBCO 超電導線材, J. Cryo. Soc. Jpn. Vol. 39 No. 11 (2004)