

# RE系コート線材の縦磁界下での 臨界電流密度特性

木内研究室  
田邊 賢次郎

# 第 1 章 序論

## はじめに

1911 年にオランダの Kamerlingh Onnes は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た。しかし、当初発見された超伝導体の多くが、わずかな磁界で電気抵抗ゼロの性質を失ってしまい応用は難しかった。このように超伝導体はある温度、磁界の範囲内でのみその特性を示し、これらの超伝導現象を示さなくなる磁界、温度をそれぞれ臨界磁界 $B_c$ 、臨界温度 $T_c$ と呼ぶ。その後、超伝導現象の発現機構や性質に関する研究が進められてきたが、大きな進展や具体的な理論は現れないままであった。しかし 1933 年に W.Meissner と R.Ochsenfeld によって、超伝導体は完全反磁性(マイスナー効果)を持つことが証明された。さらに 1957 年には J.Bardeen と L.N.Cooper および J.R.Shrieffer らにより、BCS 理論が提唱され超伝導発現機構における基本的な理解が与えられた。BCS 理論によると $T_c$ 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 La-Ba-Cu-O 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 1 年後には液体窒素の沸点である 77.3 K を超える $T_c$ を持つ物質が発見された。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た。しかし、これらの高温超伝導体も実用化に向けての課題が残っているために今日も研究が続けられている状態である。

## 1.1 銅酸化物超伝導体

超伝導体の結晶内に $\text{CuO}_2$ 面を持つものを銅酸化物超伝導体と呼ぶ。近年では銅酸化物超伝導体の中でも RE-Ba-Cu-O 超伝導体(REBCO,RE:希土類)、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 $\text{CuO}_2$ 面と $\text{CuO}_2$ 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 $\text{CuO}_2$ 面に平行な方向には電流が流れやすいが、 $\text{CuO}_2$ 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。

このような結晶構造のため、銅酸化物超伝導体は $\text{CuO}_2$ 面を揃えるような結晶配向にしなければ優れた特性を得られない。そのため現在では高配向が得られるコート線材として利用されている。これらの銅酸化物超伝導体の特徴として高い $T_c$ を持つことが挙げられる。冷媒として液体ヘリウムに比べ遥かに安価な液体窒素を使用することができるため工業的な応用に対する期待は高い。

Bi系超伝導体は、 $c$ 軸方向に比べ $ab$ 面での結晶成長が早く $ab$ 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、 $\text{CuO}_2$ 面に沿ってへき開しやすいため、圧延などの機械的な加工で容易に配向が得られる。しかし凝縮エネルギー密度が小さく、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。特に高温、高磁界ではその影響は大きく、抵抗なしに流せる最大の電流密度 $J_c$ が自己磁界中と比べると大きく低下してしまう。一方でRE系超伝導体はBi系超伝導体とは違い、機械的な加工では結晶配向しない。そのため以前は作製コストが高く、長尺化が比較的困難であったが、近年では作製技術が向上し長尺化、低コスト化が進んでいる。また高磁界下で臨界電流密度特性が優れているため今後の進展が期待されている。

## 1.2 RE系超伝導体

RE系超伝導体の中でも研究が進められているのはY-Ba-Cu-O超伝導体(YBCO)である。YBCOは $T_c$ が約90 Kと高く、液体窒素を冷媒として使用できる。同じ銅酸化物超伝導体であるBi系超伝導体と比較すると高磁界下で高い $J_c$ を持つため、高温・高磁界下での応用が期待されている。YBCOのYの一部、または全てを同じ希土類元素で置き換えたものも同様に超伝導特性を示すことが知られている。これらのRE系超伝導体は比較的イオン半径の大きなGd、Sm、Dyなどに置換するとより高い $T_c$ が得られることが知られており、特にGd-Ba-Cu-O超伝導体(GdBCO)はYBCOと比較すると高磁界下での $J_c$ が向上することがわかっている。また、RE系超伝導体の $J_c$ 向上のためには結晶配向が必須であるが、現在ではRE系超伝導線材の作製の際は配向基板上に超伝導膜をエピタキシャル成長させる手法が用いられている。一般にはHastelloyなどの機械的、科学的に強度が高いNi合金の基板上に配向させた中間層を積層し、その上に超伝導層を成膜して保護膜を乗せる。このような層状の構造を持つことからコート線材と呼ばれている。YBCOを用いた超伝導体のコート線材も超伝導層の結晶を $ab$ 面内で揃えなければならず、機械的な手法では難しい。現在では超伝導体の作製方法の研究も進み、面内の配向が揃ったコート線材の作製が可能となってきている。しかし作製のためには膨大なコストがかかるという問題点も残っている。銅酸化物超伝導体の特徴でもある大きな異方性を改善することが現在の課題の1つとなっている。

### 1.3 磁束ピンニング

超伝導体は磁界に対する応答の違いによって第 1 種超伝導体と第 2 種超伝導体に分けられる。第 1 種超伝導体は、 $T_c$ 以下の範囲で磁界が $B_c$ 以下の場合にはマイスナー状態を取り、磁界が $B_c$ 以上になると超伝導状態が壊れてしまう。それに対し第 2 種超伝導体は、ある一定の磁界まで第 1 種超伝導体と同じくマイスナー状態を示すものの、その磁界を超える範囲では外部の磁束が量子化して侵入し、混合状態と呼ばれる状態へと転移する。その後更に磁界を上昇させると、ある磁界で超伝導状態が壊れてしまう。これらの第 2 種超伝導体のマイスナー状態が失われる磁界を上部臨界磁界 $B_{c1}$ 、超伝導状態が壊れてしまう磁界を下部臨界磁界 $B_{c2}$ と呼ぶ。第二種超伝導体における $B_{c2}$ は第一種超伝導体の $B_c$ と比べると非常に高いものが多いため、工学的な応用には主に第 2 種超伝導体が用いられている。このように温度と磁界に制限された環境の範囲で電気抵抗ゼロという特性を示す超伝導体だが、電気抵抗がゼロであっても制限無しに電流を流せるというわけではない。電気抵抗無しに流せる最大の電流を $I_c$ 、その電流密度のことを臨界電流密度 $J_c$ と呼び、過剰な電流を流すと超伝導体であっても電気抵抗が発生してしまう。 $J_c$ は超伝導線材を評価する際の重要なパラメータであり、この $J_c$ を決定している機構が磁束ピンニングである。超伝導体内に流れる電流密度を $J$ 、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体積あたり $F_L = J \times B$ の Lorentz 力が働くことになる。この力によって磁束線が動くとなれば誘導起電力による電気抵抗が発生し、超伝導体は電気抵抗ゼロにはならない。実際に超伝導体は電気抵抗ゼロなので、この磁束線の動きを止める力が働いているということになる。この単位体積当たりの力をピン力密度 $F_p$ と呼び、Lorentz 力がこの力を超えるまでは磁束線は動かず、誘導起電力による抵抗も発生しない。この作用を磁束ピンニングと呼び、常伝導析出物や結晶粒界面などがピンニングセンターとして働くために引き起こされている。よって超伝導体内に流れている電流密度が $J = J_c$ の場合 Lorentz 力とピン力密度は釣り合い、

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

の関係が成り立つ。このことから $J_c$ を増加させるためには $F_p$ を増加させればよいことが分かる。 $F_p$ は超伝導体によって決定されるものではないため、 $J_c$ は超伝導体の加工方法などにより異なる。以上のことから超伝導体によって決まる物理量である $T_c$ や $B_c$ と同様に、後天的に決まる $J_c$ も非常に重要なパラメータであると言える。

## 1.4 縦磁界効果

図 1.1 に示すように超伝導体に対し磁界と電流を平行に流した場合には磁界と電流を垂直に流した場合とは異なる様々な現象が観測されることが知られている。例として電流によって磁界と等方向の磁化が正となることが知られている。これを常磁性効果と呼ぶ。また外部磁界を増加させると交流電流による損失が減少することもわかっている。その他に臨界電流密度が横磁界の場合に比べ大幅に増加することが知られている。磁束ピンニングが起こるような横磁界の場合、1.3 節で述べたように  $J = J_c$  の場合は磁束線に働く Lorentz 力とピン力が釣り合うことで臨界電流密度が決定されている((1.1)式)。しかし、縦磁界の場合は磁束線に対して Lorentz 力が働かない。そのため Lorentz 力の影響を受けることなく大電流を流せる。また磁束線の運動と電磁現象を結びつける ( $E = B \times v$ ) の式は、磁束線の運動が異なると考えられるため成り立たない。このように様々な現象が観測され、これらを総称して縦磁界効果と呼ぶ[1]。

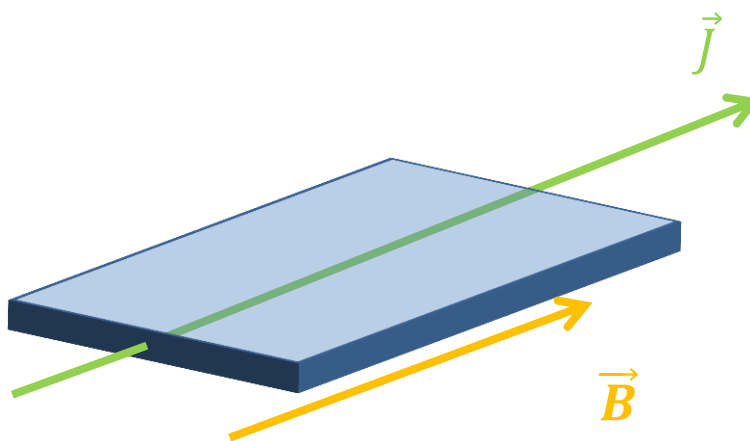


図 1.1: 超伝導体に対し磁界と電流を平行に流した状態

## 1.5 本研究の目的

前述したとおり、RE 系コート線材の  $J_c$  向上のためには高い精度の 2 軸配向を得る必要がある。そのため、コート線材の作製方法に関する様々な研究が行われてきた。現在ではコート線材の作製方法の研究も進み Pulsed Laser Deposition (PLD) 法や Ion Beam Assisted Deposition (IBAD) 法などの技術により、配向の高さと同時に長尺化が実現されたコート線材が作製可能になってきている。よって現在作製されている試料は面内の配向が十分に高く、面内での電流方向は均

一化されていると考えられる。このことから RE 系コート線材でも従来の金属系超伝導体で知られるような縦磁界効果が観測できると考えられる。

以上の背景から、優れた配向が得られ、長尺化が可能である PLD 法によって成膜した RE 系コート線材に縦磁界を含む様々な角度から磁界を印加し、直流四端子法によって得られた臨界電流密度について議論する。

## 第 2 章 実験

### 2.1 試料

本研究で用いた試料は国際超電導産業技術研究センター・超電導工学研究所 (ISTEC-SRL) に提供していただいた PLD 法 GdBCO コート線材および、住友電機工業株式会社に提供していただいた Ni クラッド基板 PLD 法 GdBCO コート線材である。試料緒元や作製方法を以下に記す。

#### 2.1.1 試料の作製方法

RE 系超伝導体は結晶構造が 3 次元的であり機械的な応力ではほとんど配向しないため、結晶の向きを揃えるために結晶粒配向制御が必要となる。それも一軸配向では不十分で、面内配向を含めた二軸配向を実現する必要がある。そのため、二軸配向した中間層の上に超伝導層を成膜し、二軸配向した超伝導層を得る。ISTEC-SRL により提供していただいた試料は、基材であるハステロイテープ上に IBAD (Ion Beam Assisted Deposition) 法により中間層として  $\text{Gd}_2\text{Zr}_2\text{O}_7$  (GZO) を形成し、その上に PLD 法により  $\text{CeO}_2$  をキャップ層として成膜したものを基板として用いている。この基板上に PLD 法により  $\text{GdBaCuO}$  を超伝導層として成膜した。(それぞれ  $0.5$ 、 $1.5\mu\text{m}$ : H1、H2) また、住友電気工業により提供していただいた試料は Ni クラッド基板上に中間層として  $\text{CeO}_2$ 、YSZ、 $\text{CeO}_2$  の順に積層し、その上に PLD 法によって  $\text{GdBaCuO}$  を超伝導層として成膜した。(それぞれ  $0.4$ 、 $0.6$ 、 $1.6\mu\text{m}$ : N1、N2、N3) 構造の概略図を図 2.1、図 2.2 試料の緒元を表 2.1 に示す。

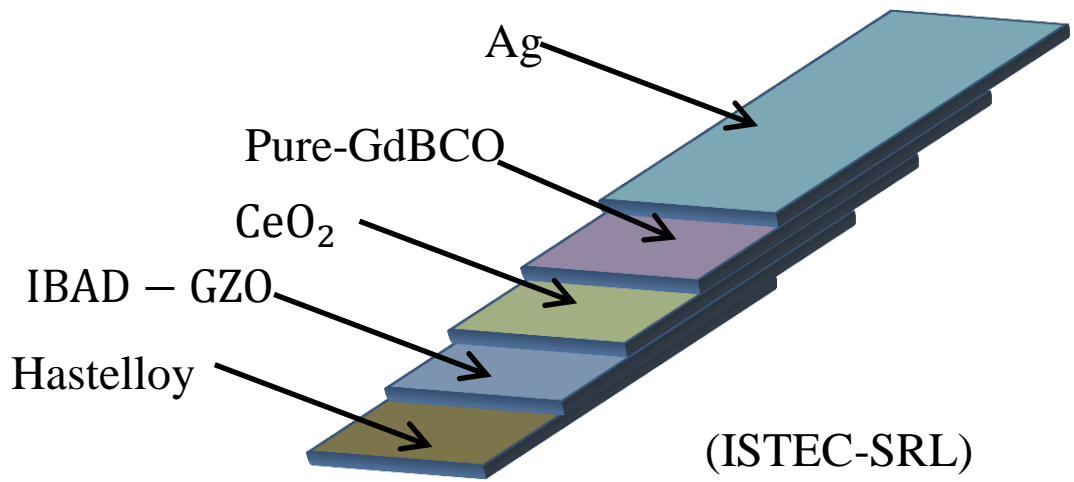


図 2.1: GdBCO コート線材の構造(ISTEC-SRL)

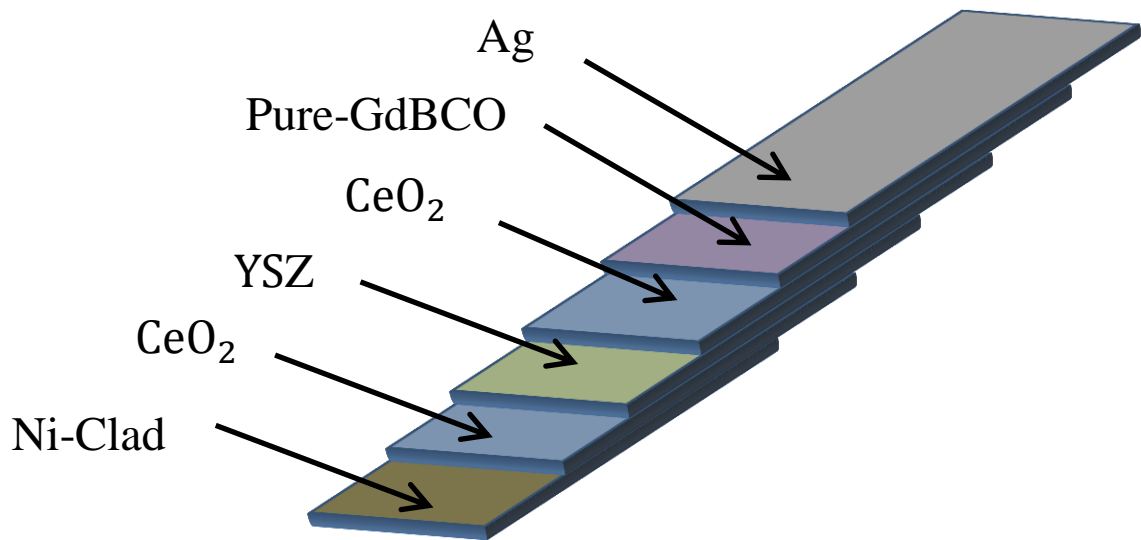


図 2.2: GdBCO コート線材の構造(住友電機工業株式会社)



表 2.1: 資料緒元

試料	Thickness d( $\mu\text{m}$ )	$T_c$ (K)
H1	0.5	92.5
H2	1.5	92.2
N1	0.4	91.5
N2	0.6	91.4
N3	1.6	92.4

### 2.1.2 IBAD 法による二軸配向

IBAD 法は通常イオンビームによるスパッタ蒸着法に改良を加え、アシストビームと呼ばれる第二の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。成長途中の薄膜に対して特定方位からイオンビームを照射することにより、薄膜を構成する結晶粒の結晶軸が揃った二軸配向の中間層をテープ基材上に成長させることができる。[2]この技術は株式会社フジクラで開発されたものである。IBAD 基板を用いて作製された RE 系コート線材は高い輸送電流特性と長尺成膜を同時に実現でき、再現性も優れていることから近年研究が進められている。この方法により作製される配向中間層は結晶が傾くことなく非常に高い配向組織が得られる。またイオンスパッタ装置を用いてターゲットをスパッタすることで結晶粒が非常に細くなるため、高性能線材の作製に向いている。その一方で高コストであることや、高配向を得るためには長時間の成膜が必要であり、コストと製造速度の 2 つの面に問題を抱えている。近年では配向性が悪くなるとされていた高速での IBAD 中間層であってもその上に PLD 法で高速に  $\text{CeO}_2$  を成膜することで高配向の中間層が作製できる手法が発見されている。今回の実験で使用する試料の内、H1、H2 がこの方法を用いて作製された試料である。

### 2.1.3 RABiTS 法による二軸配向

RABiTS (Rolling-Assisted-Biaxially-Textured-Substrates)法は Ni 基材を薄く圧延して配向を持たせた基板を作製し、その上に中間層を成長、超伝導層を成膜することで配向性の高い線材を作製する方法である。現在では基板に Ni のみでなく、W や Cr を添加した合金や、高強度基板とのクラッド構造にする方法を用いている。これは Ni のみを基板に用いた場合は、基板の強度が低く超伝導層成膜時の膜面に歪みを与える可能性があるためである。この方法は IBAD 法に比べて低コストであることが特徴である。しかし、IBAD 法により作製された線材と比べると  $J_c$  が低下することや、超伝導層における面内の配向が低くなることがわ

かっている。

### 2.1.4 PLD 法による超伝導層の作製

PLD(Pulsed Laser Deposition)法は真空チャンバー内のターゲットに対し集光されたレーザ光を断続的に照射し、固体原料を気化させて基材上に薄膜として堆積する方法である。超伝導層を作製する場合は超伝導体の塊をターゲットとし配向基板を用いることでその上に二軸配向した超伝導層を成膜できる。

## 2.2 測定および評価方法

本研究では PLD 法作製された GdBCO コート線材に対し、直流四端子法(four terminal method)を用いて  $V$ - $I$  特性を測定し、そこから得られた臨界電流密度  $J_c$  を評価した。印加磁界は  $0 \sim 1$  T の範囲で、測定は液体窒素中で行った。 $J_c$  は  $E = 1.0 \times 10^{-4}$  V/m の電界基準を用い、 $n$  値は  $E_c = 2.0 \times 10^{-4} \sim 2.0 \times 10^{-3}$  V/m の範囲でそれぞれ決定した。なお試料はマイクロブリッジ形状に加工することにより、少ない電流量での測定を可能にしている。実験の概略図を図 2.3、および図 2.4 に示す。図 2.3、図 2.4 において、電流を試料の長さ方向に流している。角度は試料の  $c$  軸（電流方向に対して垂直）からの角度を  $\theta$  としている。具体的には試料の  $c$  軸に磁界がかかる場合を  $\theta = 0^\circ$  とし、試料の広い面内 ( $ab$  面内) で、かつ電流と垂直な方向を  $\theta = 90^\circ$  とした。また図 2.4 においては  $ab$  面内で電流と垂直な方向からの角度を  $\phi$  としている。具体的には  $ab$  面内で電流と垂直な場合を  $\phi = 0^\circ$  とし、 $\phi = 90^\circ$  の場合に  $J \parallel B$  となるような方向に磁界をかける。(実際には自己磁界の影響を受けるため  $J \parallel B$  とはならない)

ブリッジ加工や直流四端子法による測定の方法については以下に示す。

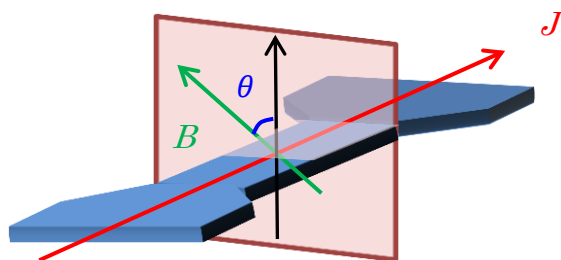


図 2.3: 実験の概略図

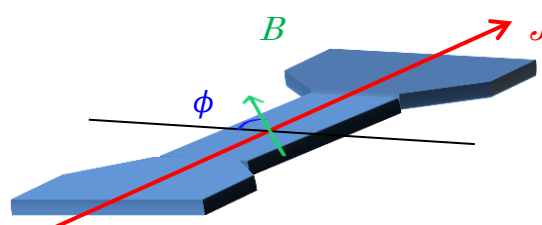


図 2.4: 実験の概略図

### 2.2.1 ブリッジ加工

まず、直流四端子法によって  $V-I$  特性の測定を行うために試料にブリッジ加工を施した。フォトマスク上のパターンは幅 $100\ \mu\text{m}$ 、長さ $1.00\ \text{mm}$ のものを用意した。このパターンを用いてブリッジ幅 $100\ \mu\text{m}$ 、電圧端子間が $1.00\ \text{mm}$ となるようなマイクロブリッジを作成する。以下にその手順を示す。

### Ag 膜の除去

コート線材は保護膜として Ag 膜が塗布されている。電圧端子を取り付ける部分の銀を残して一部の Ag 膜を除去し、その部分にマイクロブリッジ加工を行った。Ag 膜の除去には質量比で過酸化水素:アンモニア:純水=6:1:20 の割合の水溶液でエッチングを行う。反応の終了は目視で確認できるので目視により確認するのが望ましい。

### フォトレジスト塗布

フォトレジストには光を当てると現像液によって溶解性が増大する posi 型を用いる。塗布前にブローを行いゴミ等の除去を行う。フォトレジスト液を一定量垂らし、レジストを均一に塗布するためにスピナーを用いて  $4000\text{rpm}$  で 30 秒程回転させる。

### プリベーク

レジスト中の水分を蒸発させ、レジストを安定化させるためにホットプレートを用いて  $90^\circ\text{C}$  で 2 分間ベークする。

### 露光

露光機にのせ、フォトマスクとウェハのパターンを決める。この際ゴミの除去としてブローも行う。露光位置は目視によって決定するためピントを合わせ光源の位置を調整する。

### 現像

感光したレジストを現像液につけて除去する。具体的には試料を現像液に 1 分間つけ純水により洗浄を行う。この時長く現像液につけるとレジストが薄くなるので目視で確認しながら行う。

### ポストベーク

現像液につけた後、水分を蒸発させるのと同時にレジストと基板の密着性を高めるために再度ホットプレートにて  $90^\circ\text{C}$  の温度で 3 分間加熱を行う。

## エッチング

マスクのブリッジ以外の部分の超伝導体をエッチングで除去する。エッチング液は質量比で硝酸:純水=1:500 で混合したものを用いる。エッチングは現像とほぼ同じであるが、エッチング時間が長すぎるとレジストの裏にエッチング液が回り込み、レジストの下の超伝導体を溶かしてしまう可能性がある。そのため、必ず目視で確認のうえ超伝導体の抵抗を確認する等の方法でオーバーエッチングを防止する必要がある。

## レジスト除去

レジストの除去をアセトンにより行う。

### 2.2.2 直流四端子法

直流四端子法は超伝導試料の  $V$ - $I$  特性を測定する手法の一つである。図 2.5 に四端子法の回路の簡略図を示す。測定する試料の抵抗を  $R_m$  とし、接触抵抗による抵抗を  $R_0$  とする。この時全電流は  $I = I_1 + I_2$  となる。この回路において  $R_0 \gg R_m$  となる場合、実質的に  $I_2 = 0$  となり測定する電圧は  $V = I_1 R_0$  となる。よって  $R_m$  の抵抗が  $R_0$  と比べてとても小さい場合には、直流四端子法を用いることで  $R_m$  の両端の電圧を正確に計測できる。今回の実験における試料は超伝導体であり、 $R_m = 0$  であるため直流四端子法による正確な計測が可能である。また回路における試料と電圧端子の接続は  $\text{In}$  による圧着で行った。

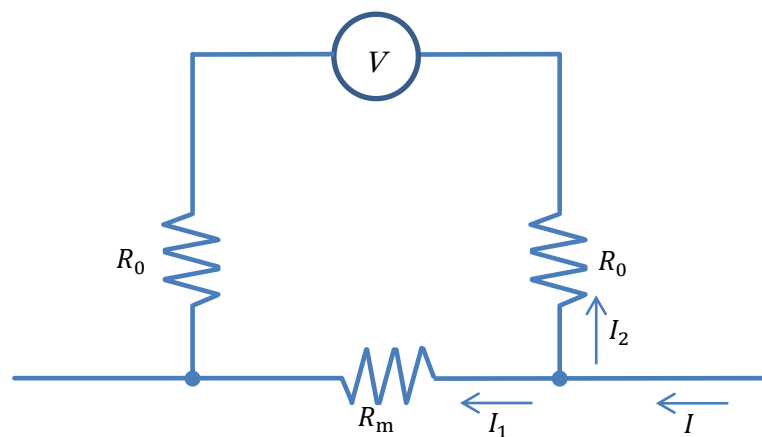


図 2.5: 四端子法

## 第 3 章 実験結果

### 3.1 臨界電流密度特性

#### 3.1.1 $J_c - B$ 特性

図 3.1、図 3.2、図 3.3、図 3.4、図 3.5 に四端子法によって得られた 77.3K における各試料の  $\phi = 0^\circ$ 、 $\theta = 90^\circ$ 、 $\theta = 0^\circ$  での  $J_c - B$  特性を示す。全ての試料で、 $\phi = 90^\circ$  において縦磁界効果による臨界電流密度の増加が確認できる。また、N3 を除く 4 枚の試料では  $\phi = 90^\circ$  において  $B = 0.1$  T 付近を境に  $J_c$  の磁界依存性が異なることがわかる。

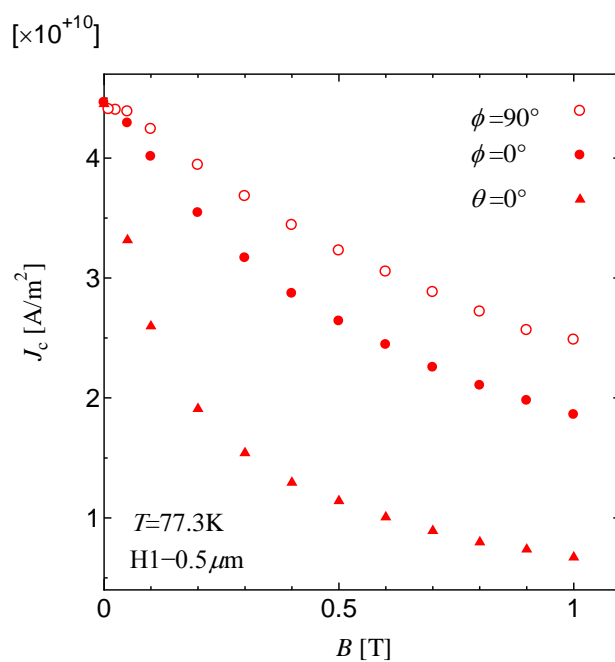


図 3.1: 77.3 K における H1 の  $J_c - B$  特性

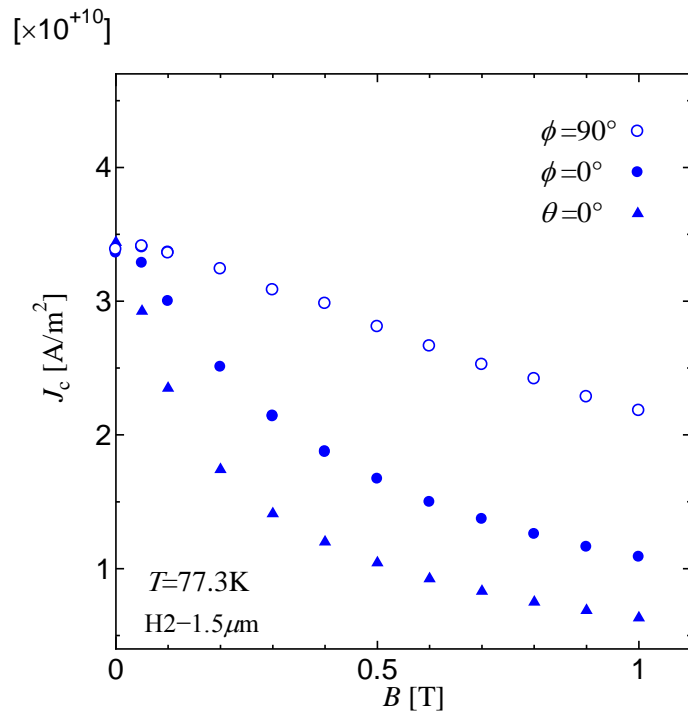


図 3.2: 77.3 K における H2 の  $J_c - B$  特性

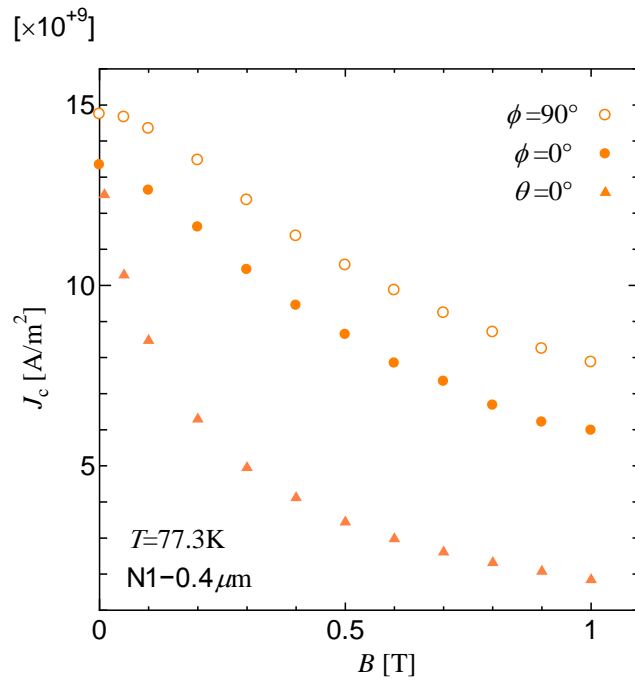


図 3.3: 77.3 K における N1 の  $J_c - B$  特性

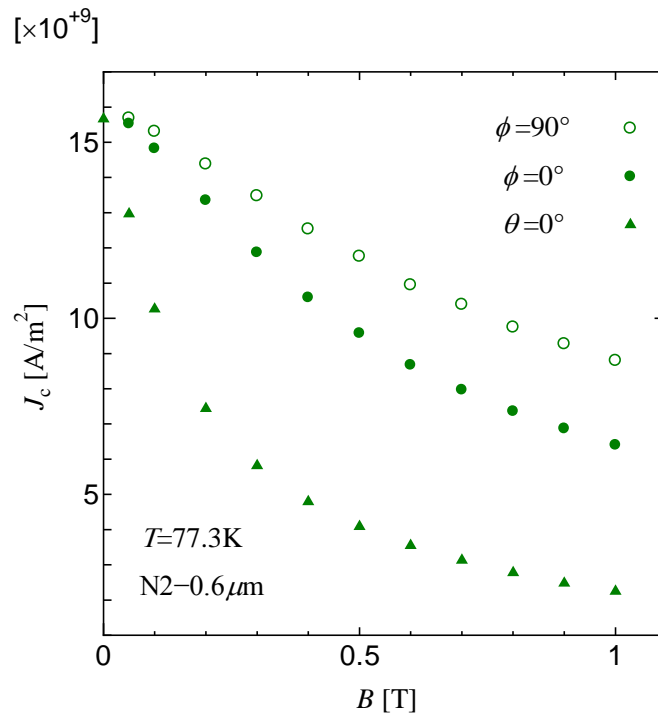


図 3.4: 77.3 K における N2 の  $J_c - B$  特性

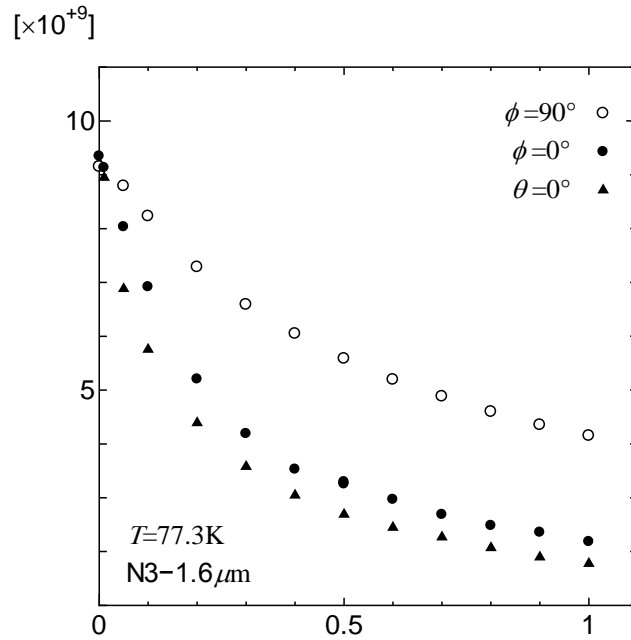


図 3.5: 77.3 K における N3 の  $J_c - B$  特性

ここで、この低磁界領域の  $J_c$  の振る舞いを調べるために磁界を 0.01 T 間隔で測定した H1 の  $J_c$  の磁界依存性を図 3.6 に示す。 $\phi = 90^\circ$  と  $\phi = 0^\circ$  の磁界依存性を比較すると、それぞれの磁界依存性に明確な違いが表れるのは  $B = 0.05\text{ T}$  以上の磁界であることがわかる。これは  $\phi = 0^\circ$  では磁界を変化させてもその磁界依存性

は変わらないが、 $\phi = 90^\circ$ においては低磁界とそれ以上の磁界で磁界依存性が変化することを示している。この結果から、低磁界で $J_c$ の減少が少なかった他の試料においてもこのような領域が存在すると予想され、0.1 T 以下の低磁界において角度依存性が変化することが考えられる。

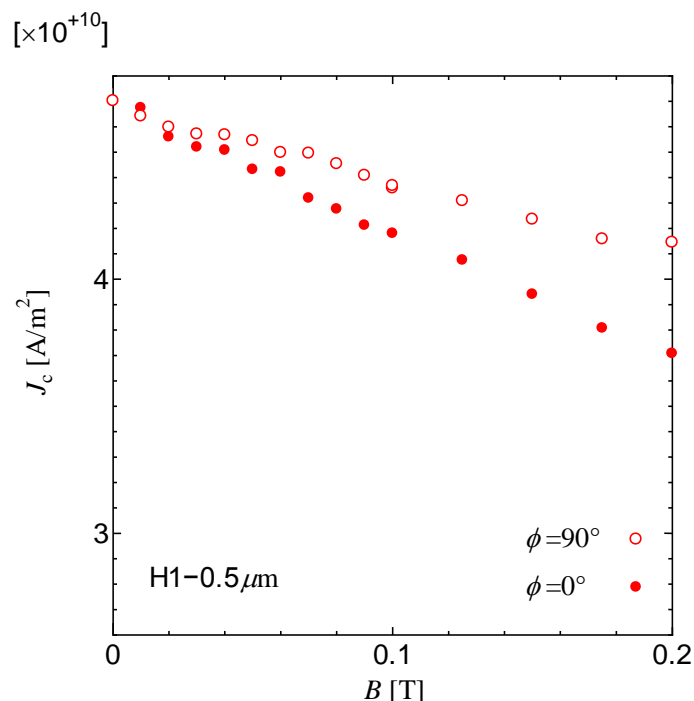


図 3.6: 低磁界における H1 の $J_c - B$ 特性

超伝導層の厚さが違う試料における $J_c$ の磁界依存性について議論する。図 3.7 に H1、H2 の $J_c$ の磁界依存性を示す。 $\theta = 0^\circ$ における磁界依存性に大きな差はないことがわかる。 $\phi = 0^\circ$ において H2 の $J_c$ 磁界依存性は H1 に比べて若干悪いが、 $\phi = 90^\circ$ における H2 の $J_c$ の磁界依存性は H1 に比べると良いことがわかる。しかし実際に測定した $J_c$ の値は H1 の方が高く、H2 の $J_c$ は厚膜化による影響を受けて低下している。よって $\phi = 0^\circ$ における $J_c$ が低いのは厚膜化による影響であり、少なからず面内での配向が乱れている可能性がある。また $\phi = 90^\circ$ においては自己磁界での $J_c$ が減少しているために H1 よりも良い磁界依存性が得られていると考えられる。

また、77.3 K における N1、N2、N3 の $J_c$ の磁界依存性を図 3.8 に示す。図 3.8 において $\theta = 0^\circ$ における N1、N2 の $J_c$ の磁界依存性はほとんど変わらず、N3 は高磁界で磁界依存性が良い。これは付録 1 に示すように $J_c$ を決定しているピンニング・ポテンシャルが超伝導層の厚さの影響を受けるためである。すなわち薄い試料のピンニング・ポテンシャルは厚さによる制限を受けて小さくなり、 $J_c$ が低下する[3]。 $\phi = 0^\circ$ の場合は N3 の $J_c$ の磁界依存性が悪いが、これは厚膜化によ



る面内配向の劣化によるものと考えられる。

$\phi = 90^\circ$ においてはどの試料も縦磁界効果により $J_c$ が向上し、特にN3は $\phi = 0^\circ$ と比較すると大きく $J_c$ が向上していることがわかる。また、Ni-クラッド基板を用いた試料では薄い試料のほうが全磁界領域で自己磁界での $J_c$ からの減少が少ないことがわかる。

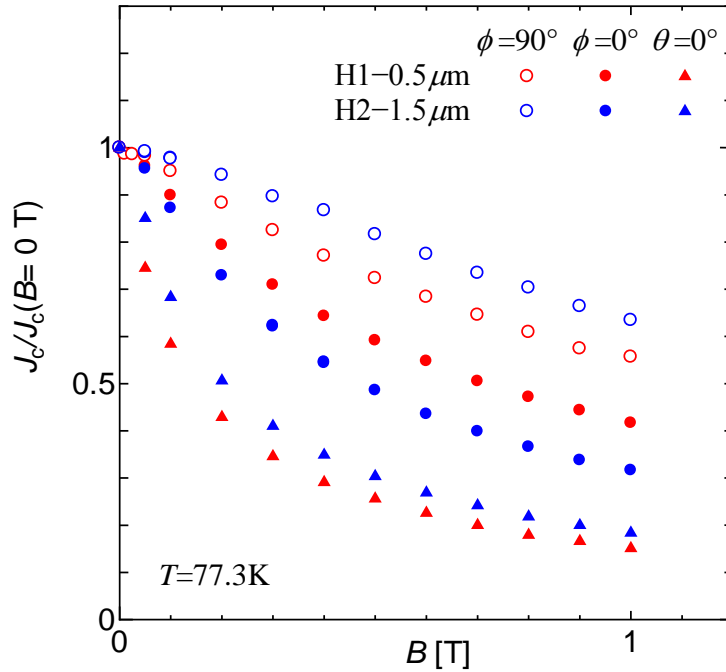


図 3.7: 超伝導層の厚さが異なる試料における磁界依存性(H1,H2)

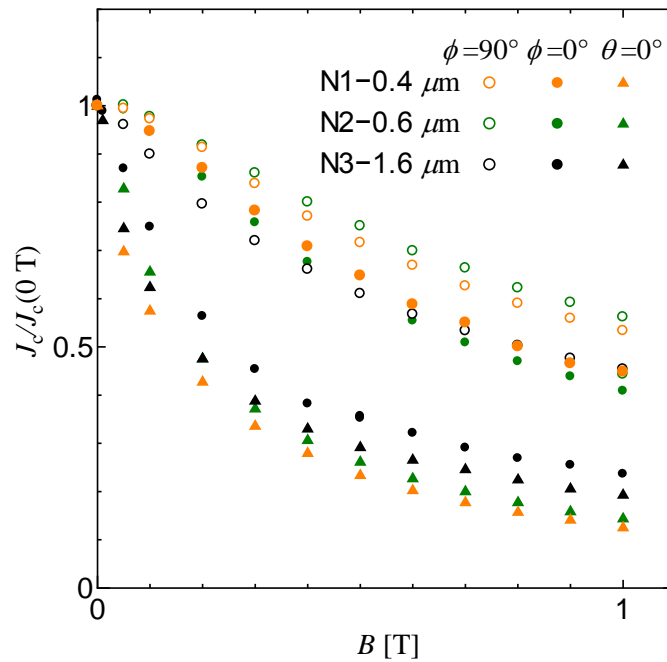


図 3.8: 超伝導層の厚さが異なる試料における磁界依存性(N1,N2,N3)

次に基板の違いによる $J_c$ の磁界依存性を議論する。図 3.9 に薄い試料の H1 と N2 の $J_c$ 磁界依存性を示す。 $\theta = 0^\circ$ において H1 は低磁界における $J_c$ の減少が N2 に比べて大きくなっている。しかし 0.4 T 以上の磁界では $J_c$ は H1 と N2 の磁界依存性に大きな差はない。 $\phi = 0^\circ$ の低磁界領域での $J_c$ は N2 の方が磁界の増加による劣化が少ない。しかし 0.5 T を超えると $J_c$ の磁界依存性は同程度となる。また $\phi = 90^\circ$ においても低磁界では N2 の $J_c$ は H1 よりも低磁界で減少していない。しかし、Ni-クラッド基板を用いた試料は IBAD 法により作製された試料よりも面内配向度が低く、 $J_c$ 値が減少する。実際に N2 の $J_c$ も H1 より低く、H1 の $J_c$ の半分程度である。これらのことから、N2 の自己磁界近傍における $J_c$ の磁界依存性はこの劣化によるものと考えられる。

図 3.10 に厚い試料の H2 と N3 の磁界依存性を示す。 $\theta = 0^\circ$ において H2 と N3 の磁界依存性に大きな差はない。 $\phi = 0^\circ$ においては H2 の $J_c$ の磁界依存性が N3 に比べて良いのがわかる。 $\phi = 90^\circ$ においても同様に H2 の磁界依存性が良い。これは現在 Ni クラッド基板を用いたコート線材の場合、高 $J_c$ が得られるような面内配向を得ることができないために $J_c$ が低下していると考えられる。そのため、超伝導層が厚くなると電流は  $ab$  面内だけでなく 3 次元的に流れるため、縦磁界下での臨界電流密度は薄い線材に比べて減少すると考えられる。

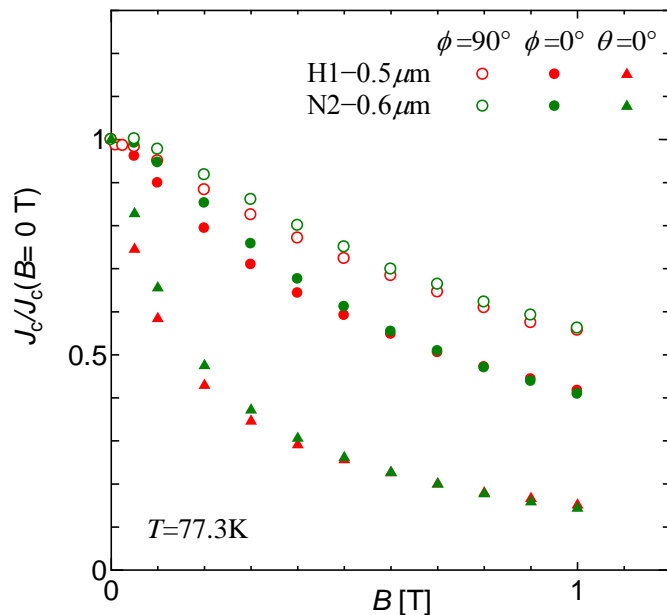


図 3.9: 薄い試料における磁界依存性(H1,N2)

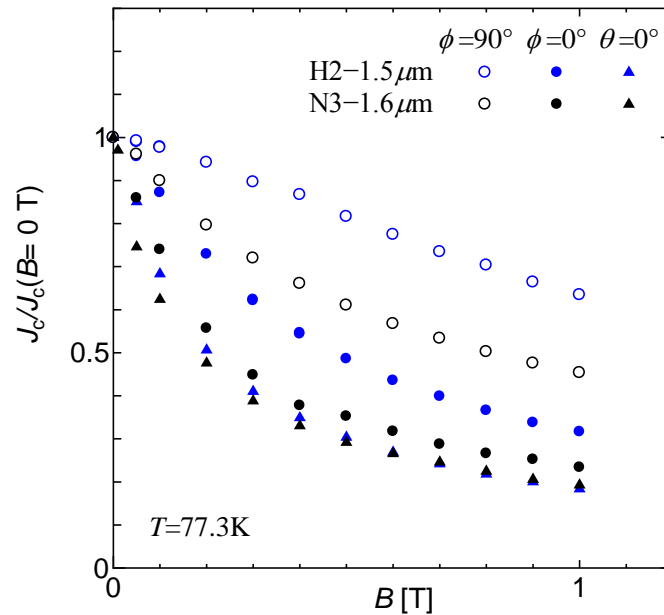


図 3.10: 厚い試料における磁界依存性(H2,N3)

### 3.1.2 $J_c - \phi$ 特性

図 3.11 に H1、H2 の線材の広い面内、すなわち  $ab$  平面内で印加磁界の方向を変化させた  $J_c - \phi$  特性を示す。H2 の角度依存性は H1 に比べて急な特性を示す。具体的には 0.3 T において  $J_c$  は  $\phi = 50^\circ$  付近から  $\phi = 75^\circ$  にかけて急に向上し  $\phi = 90^\circ$  付近では緩やかな依存性を示していることがわかる。 $J_c - \phi$  特性は  $ab$  面内における結晶の均一さを表すと考えられる。仮に面内の結晶が均一であるとすると、 $\phi$  に対しての変化は緩やかであると考えられ、特に  $\phi = 90^\circ$  近傍においての変化は緩やかになると予想される。それぞれの磁界下における角度依存性を見ると H1 のほうが H2 よりも緩やかな特性を示し、 $\phi = 90^\circ$  近傍における  $J_c$  の変化も H1 のほうが緩やかである。このことから H2 は厚膜化による影響を受けて  $ab$  面内の配向が悪くなっていると考えられる。

図 3.12 に N2、N3 の  $J_c - \phi$  特性を示す。N2 の  $J_c - \phi$  特性は N3 の  $J_c - \phi$  特性に比べ緩やかな特性を示す。特に  $\phi = 75^\circ$  から  $\phi = 110^\circ$  にかけてはほとんど  $J_c$  に変化がない。N3 の  $J_c - \phi$  特性は  $\phi = 90^\circ$  付近でも変化が大きく、はっきりとピークが確認できる。また、 $\phi = 0^\circ$  付近まで  $J_c$  の減少が続いていることも N2 と大きく違う点である。N3 は  $\phi = 90^\circ$  付近で大きく  $J_c$  が急な変化が起きており、 $\phi$  に対しての変化も急であることから面内における均一性が悪いと考えられる。

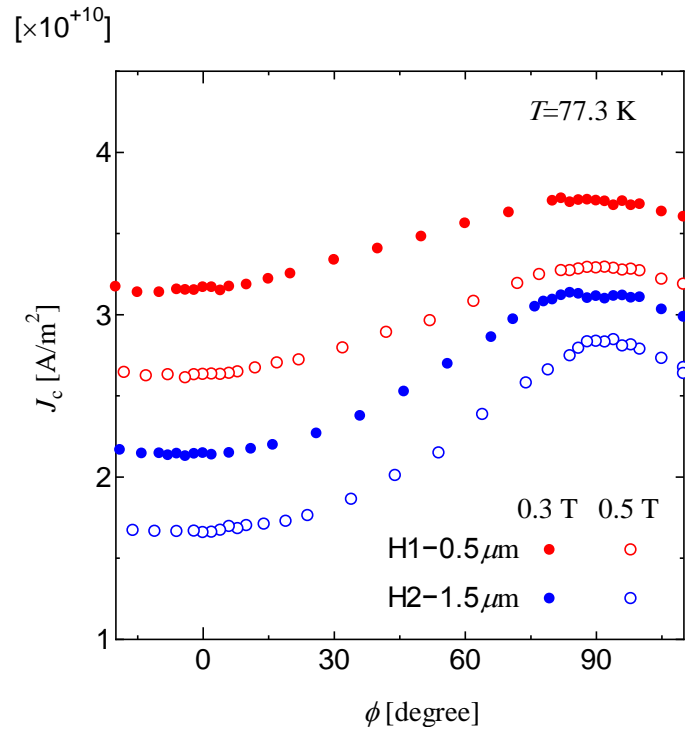


図 3.11: 超伝導層の厚さが異なる試料における  $J_c - \phi$  特性(H1,H2)

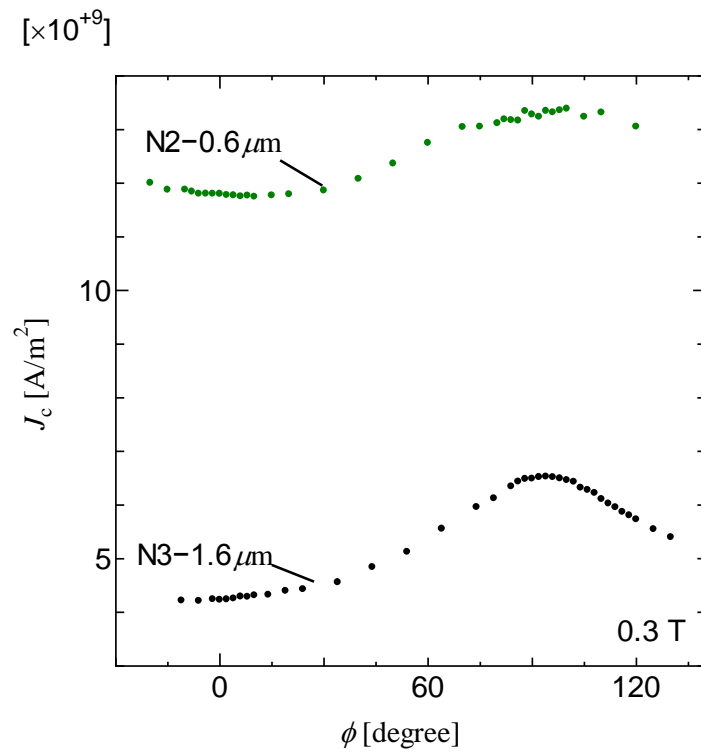


図 3.12: 超伝導層の厚さが異なる試料における  $J_c - \phi$  特性(N2,N3)

## 第4章 まとめ

本研究では PLD 法により作製された様々な RE 系コート線材の臨界電流密度を測定し、その振る舞いについて調べた。今回の測定は自己磁界等の影響もあり完全な縦磁界ではない。しかし、全てのコート線材において縦磁界効果の 1 つである臨界電流密度の増加を確認した。磁界を増加させた場合 3 枚の薄い試料(H1,N1,N2)は $\phi = 90^\circ$ において自己磁界からの減少が少なく、縦磁界効果の影響が顕著に表れていた。2 枚の厚い試料の内 H2 については $\phi = 90^\circ$ における $J_c$ の減少が少ないが、 $J_c - \phi$ 特性における $\phi = 90^\circ$ 付近で H1 に比べて急な特性を示すことや $J_c$ 値が減少していることから面内配向が高いとは言えない。N3 は他の薄い試料に比べ $\phi = 0^\circ$ における磁界依存性が悪く、 $J_c - \phi$ 特性においても急な角度依存性を示すことから面内の配向が悪いと考えられる。また、基板が異なり超伝導層の厚さが薄い 2 枚の試料(H1,N2)について比較すると、どちらの試料においても磁界依存性は良いことがわかった。しかし N2 は基板の作製法の違いにより H1 と比べて $J_c$ が低下しており、H1 よりも面内配向が悪くなっているものと考えられる。同様に厚い試料(H2,N3)について比較したところ、N3 は $\phi = 0^\circ$ 、 $\phi = 90^\circ$ における磁界依存性がともに N2 よりも悪かった。N2 と N3 はともに厚膜化の影響を受けて $J_c$ が薄い試料と比べると減少している。これらの結果から、一般的に面内配向が高いとされる、超伝導層が薄い試料において縦磁界効果が顕著に表れることが予測される。また、厚い試料であっても面内配向が良い試料であれば薄い試料同様に $J_c$ は向上すると考えられる。しかし、厚膜化の影響によって面上ピンが不均一になる可能性があるので更なる調査をする際は超伝導層が薄い試料について調査することが良いと思われる。また、自己磁界等の影響があり、完全な縦磁界とはなっていないことため、より縦磁界に近い状態での計測が必要となる。

## 謝辞

本研究を行うにあたり多大のご指導、助言を頂いた松下照男名誉教授に深く感謝いたします。また、実験や論文の作成にあたって多くのご指導、助言を頂いた小田部荘司教授、木内勝准教授に深く感謝いたします。最後に実験を含め様々な面で協力をして頂いた小田部・木内研究室の皆様に深く感謝いたします。

## 付録 A

### ピン・ポテンシャル

ここでは磁束クリープ現象において最も重要なパラメータであるピン・ポテンシャル $U_0$ を理論的に見積もる。ピン・ポテンシャルは磁束バンドルの体積 $V$ と磁束線の単位体積当たりの平均化したピン・ポテンシャルエネルギー $\hat{U}_0$ を用いて

$$U_0 = \hat{U}_0 V \quad (\text{A.1})$$

となる。また、磁束線の単位体積当たりに平均化したピン・ポテンシャル $\hat{U}_0$ は

$$\hat{U}_0 = \frac{a_L d_i^2}{2} \quad (\text{A.2})$$

と表せる。ここで $a_L$ は Labusch パラメータ、 $d_i$ は相互作用距離である。 $d_i$ は磁束線格子間隔と定数 $\zeta$ を用いて

$$d_i = \frac{a_f}{\zeta} \quad (\text{A.3})$$

と表せる。磁束線格子間隔 $a_f$ は量子化磁束を $\phi_0$ とすると

$$a_f = \left( \frac{2\phi_0}{\sqrt{3}B} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.4})$$

で与えられる。また、 $a_L$ と $d_i$ は磁束クリープがないときの仮想的な臨界電流密度 $J_{c0}$ と

$$J_{c0} B = a_L d_i \quad (\text{A.5})$$

の関係がある。こうした変位によるピン力密度およびピンニングエネルギーの変化をを図 A.1 に示す。以上より

$$U_0 = \frac{1}{2\zeta} J_{c0} B a_f V \quad (\text{A.6})$$

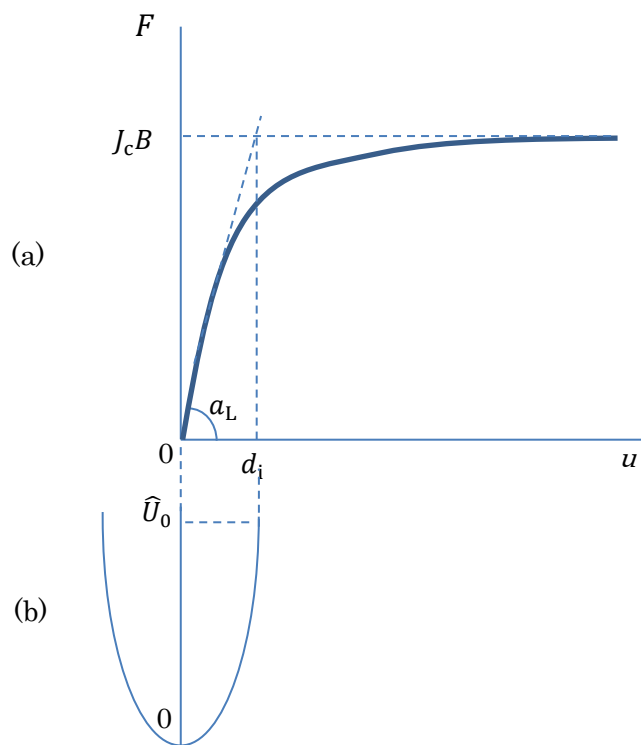


図 A.1: 磁束線が平衡位置から移動したときの(a)ピン力密度、(b)ピンニングエネルギー密度の変化

一方で磁束バンドルの形状は図 A.2 のように表せる。

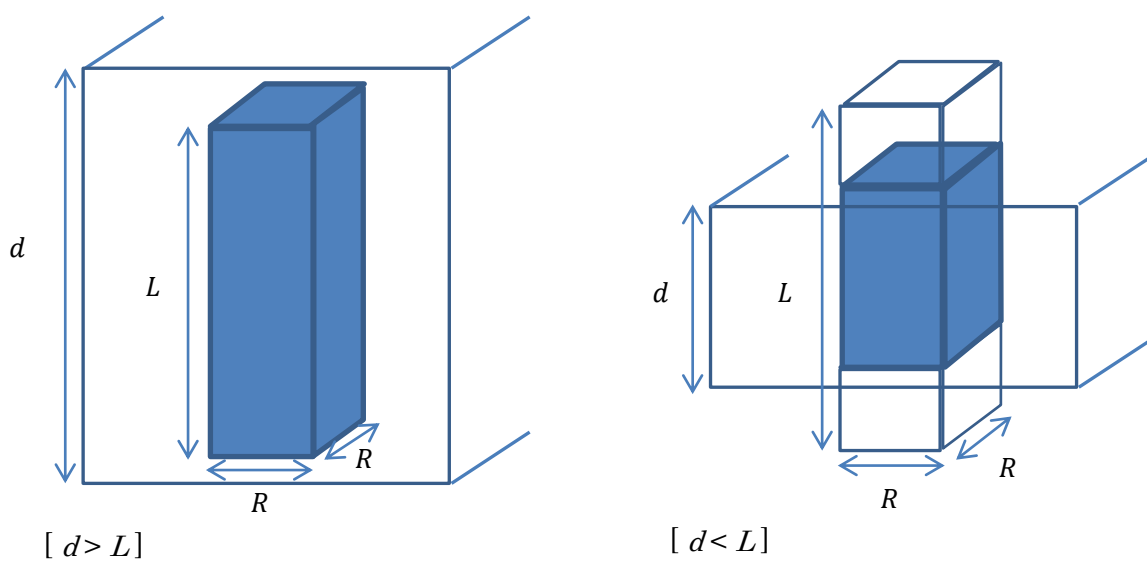


図 A.2: ピンニング相関距離と超伝導体の厚さの関係

磁束バンドルはコヒーレントに動く磁束線の集団である短距離区間では並列的



秩序が保たれていると考えられる。磁束の長さ方向および横方向のピンニング  
 相関距離を $L$ 、 $R$ とするとそれぞれ

$$L = \left( \frac{C_{44}}{a_L} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.7})$$

$$R = \left( \frac{C_{66}}{a_L} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.8})$$

と表せる。ここで $C_{44}$ は曲げ歪みに対する磁束線格子の弾性定数であり、 $C_{66}$ はせん断の歪みに対する磁束線格子の弾性定数である。これらの定数は磁束線格子の状態に大きく依存する。また、 $a_L$ は(A.2)、および(A.5)式を用いて

$$a_L = \frac{2\pi J_{c0} B}{a_f} \quad (\text{A.9})$$

と表される。よって(5.7)式は

$$L = \left( \frac{C_{44}}{a_L} \right)^{\frac{1}{2}} = \left( \frac{B a_f}{\zeta \mu_0 J_{c0}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.10})$$

となる。縦方向の磁束バンドルサイズは図 A.2 に示すように超伝導体の厚さ  $d$  と  $L$  の大小関係によって異なる。具体的には  $d$  が  $L$  より大きい場合は  $L$  となり、 $d$  が  $L$  より小さい場合は  $d$  となる。横方向の磁束バンドルサイズ  $R$  は超伝導体のピンが極端に弱い時を除いて磁束線格子間隔  $a_f$  程度の長さからその数倍程度であると予想される。そこで横方向磁束バンドルサイズを

$$R = g a_f \quad (\text{A.11})$$

のように表す。よってここで  $g^2$  は磁束バンドル内の磁束線の本数となる。 $g^2$  は磁束線格子の状態に強く依存するため、決定論的には求まらない。しかし磁束クリーブの下で臨界電流密度が最大になるように決定されるため

$$g^2 = g_e^2 \left[ \frac{5k_B T}{2U_e} \log \left( \frac{B a_f v_0}{E_c} \right) \right] \quad (\text{A.12})$$

となる。このとき  $U_e$  は  $g^2 = g_e^2$  である場合のピン・ポテンシャルエネルギー、 $E_c$  は電界基準で、電界がこの値に達した時の電流密度を臨界電流密度とする。また、 $g_e^2$  は完全な磁束格子の場合の  $g^2$  であり

$$g_e^2 = \frac{C_{66}^0}{2\pi J_{c0} B a_f} \quad (\text{A.13})$$

で与えられる。ここで  $C_{66}^0$  は完全な磁束格子のせん断定数であり

$$C_{66}^0 = \frac{B_c B}{4\mu B_{c2}} \left( 1 - \frac{B}{B_{c2}} \right) \quad (\text{A.14})$$

で与えられる。

超伝導体の厚さ  $d$  が  $L$  よりも大きい場合磁束バンドルの体積は  $V = R^2L$  となり、このときのピンニング・ポテンシャル  $U_0$  は(A.4)、(A.6)、(A.11)、(A.12)式から

$$U_0 = \frac{0.835g^2k_BJ_{c0}^{\frac{1}{2}}}{\zeta^{\frac{3}{2}}B^{\frac{1}{4}}} \quad (\text{A. 15})$$

となる。また超伝導体の厚さ  $d$  が  $L$  より小さい場合、縦方向の磁束バンドルサイズが制限され、体積は  $V = R^2d$  となるためピンニング・ポテンシャルは(A.4)、(A.6)、(A.11)式から

$$U_0 = \frac{4.23g^2k_BJ_{c0}d}{\zeta B^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{A. 16})$$

となる。

## 参考文献

- [1] 松下照男 著：磁束ピンニングと電磁現象 (産業図書)
- [2] フジクラ技報 No.107 (2004) 68-72
- [3] 高橋祐治 修士論文 (2011)