

# 超伝導 YBCO-coated 線材の臨界電流密度 の膜厚依存性

山下 紀子

電子情報工学科

# 目次

第1章	序章	1
1.1	はじめに	1
1.2	磁束クリープ・フローモデル	4
1.2.1	磁束クリープ	4
1.2.2	磁束クリープによる電界	7
1.2.3	磁束フローによる電界	8
1.2.4	磁束クリープおよび磁束フローによる電界	10
1.2.5	ピン・ポテンシャル	10
1.3	不可逆磁界	14
1.4	研究背景	15
1.4.1	YBCO-coated 線材	15
1.4.2	膜厚の増加と超伝導組織の劣化	16
1.4.3	膜厚に依存しない線材	17
1.5	本研究の目的	18
第2章	実験	20
2.1	試料	20
2.1.1	試料の作製方法	20
2.1.2	IBAD 法による二軸配向	21
2.1.3	PLD 法による超伝導層の成膜	22
2.1.4	TFA-MOD 法による超伝導層の成膜	22
2.2	測定及び評価方法	22
2.2.1	SQUID 磁力計による直流磁化測定	23
2.2.2	SQUID 磁力計による磁化緩和測定	25
2.2.3	直流四端子法による測定	28

第 3 章	実験結果	29
3.1	$E$ - $J$ 特性 . . . . .	29
3.2	$J_c$ - $B$ 特性 . . . . .	31
3.3	不可逆磁界 . . . . .	39
第 4 章	考察	41
4.1	磁束クリープ理論による解析 . . . . .	41
4.2	$J_c$ - $B$ 特性の実測値と理論値の比較 . . . . .	44
第 5 章	結論	49
	参考文献	52

## 表目次

2.1	試料の諸元 . . . . .	23
2.2	試料の形状 . . . . .	23
4.1	SQUID 磁力計による測定での 77.3 K におけるピン・パラメータ	42
4.2	直流四端子法での 77.3 K におけるピン・パラメータ . . . . .	42

## 図目次

1.1	様々な温度での臨界電流密度 $J_c$ の磁場依存性 . . . . .	4
1.2	磁束バンドルの位置とエネルギーとの関係 . . . . .	5
1.3	磁束フローのエネルギー状態の概念図。 . . . .	9
1.4	磁束線が平衡位置から変位したときの (a) ピン力密度および (b) ピンニング・エネルギー密度の変化 . . . . .	11
1.5	磁束バンドルの形状。 . . . .	12
1.6	不可逆磁界 $B_i$ と上部臨界磁界 $B_{c2}$ . . . . .	14
1.7	臨界電流密度と膜厚の関係 . . . . .	17
1.8	PLD テープの超伝導層の組織の劣化 . . . . .	17
1.9	TFA-MOD テープの臨界電流と膜厚の関係 . . . . .	18
2.1	YBCO-coated 線材の構造 . . . . .	21
2.2	四方向から磁束線が侵入した場合の流れ方と電流が流れる微小幅 $dx$ の帯に囲まれた領域。 . . . .	24
2.3	四方向から磁束線が侵入した場合の増磁過程 (下) と減磁過程 (上) における磁束密度の空間分布。 . . . .	25
2.4	測定時の $c$ 軸方向の磁束の分布。 . . . .	26
2.5	磁化のヒステリシスと磁化緩和の開始位置との比較 . . . . .	27
2.6	四端子法での端子取り付け方法 . . . . .	28
3.1	77.3 K における試料 #1 の $E$ - $J$ 特性 . . . . .	29
3.2	77.3 K における試料 #2 の $E$ - $J$ 特性 . . . . .	30
3.3	77.3 K における試料 #3 の $E$ - $J$ 特性 . . . . .	30
3.4	77.3 K における試料 #4 の $E$ - $J$ 特性 . . . . .	31
3.5	直流磁化法による #1 の $J_c$ - $B$ 特性 . . . . .	32
3.6	直流磁化法による #2 の $J_c$ - $B$ 特性 . . . . .	32
3.7	直流磁化法による #3 の $J_c$ - $B$ 特性 . . . . .	33
3.8	直流磁化法による #4 の $J_c$ - $B$ 特性 . . . . .	33

3.9	直流四端子法による #1 の $J_c$ - $B$ 特性 . . . . .	35
3.10	直流四端子法による #2 の $J_c$ - $B$ 特性 . . . . .	35
3.11	直流四端子法による #3 の $J_c$ - $B$ 特性 . . . . .	36
3.12	直流四端子法による #4 の $J_c$ - $B$ 特性 . . . . .	36
3.13	40 K,70 K,77.3 K でのそれぞれの試料の $J_c$ - $B$ 特性 (通常磁界、直流磁化法) . . . . .	37
3.14	40 K,70 K,77.3 K でのそれぞれの試料の $J_c$ - $B$ 特性 (低磁界、直流磁化法) . . . . .	37
3.15	40 K,70 K,77.3 K でのそれぞれの試料の $J_c$ - $B$ 特性 (通常磁界、直流四端子法) . . . . .	38
3.16	40 K,70 K,77.3 K でのそれぞれの試料の $J_c$ - $B$ 特性 (低磁界、直流四端子法) . . . . .	38
3.17	不可逆磁界の比較 (SQUID) . . . . .	39
3.18	不可逆磁界の比較 (直流四端子法) . . . . .	40
4.1	直流磁化法による #1 の $J_c$ - $B$ 特性 . . . . .	45
4.2	直流磁化法による #2 の $J_c$ - $B$ 特性 . . . . .	45
4.3	直流磁化法による #3 の $J_c$ - $B$ 特性 . . . . .	46
4.4	直流四端子法による #4 の $J_c$ - $B$ 特性 . . . . .	46
4.5	四端子法による #1 の $J_c$ - $B$ 特性 . . . . .	47
4.6	四端子法による #2 の $J_c$ - $B$ 特性 . . . . .	47
4.7	四端子法による #3 の $J_c$ - $B$ 特性 . . . . .	48
4.8	四端子法による #4 の $J_c$ - $B$ 特性 . . . . .	48

# 第 1 章 序章

## 1.1 はじめに

超伝導という現象は、1911年にLeidenでH.Kamerlingh Onnesによって発見された巨視的な量子現象である。彼はまずヘリウムの液化に成功し、それを用いて超低温における物質の抵抗を測定した。そうすると、水銀の抵抗が4.2Kで突然測定不能なくらいに小さくなったのである。

このことからわかるように、超伝導の特徴は、超伝導体の電気抵抗がある温度でゼロになることである。抵抗がゼロであるため高密度の電流を低損失で流すことができ、エネルギーの高効率利用に期待が持たれている。実際にはもう一つ、超伝導体の重要な性質として完全反磁性体であることがある。超伝導体は完全導体ではない。超伝導状態で外から磁界を加えても内部に磁束が入らないことは完全反磁性体でも完全導体でも説明できるが、超伝導ではない常伝導状態のときに中にあった磁束が超伝導状態になると外に排除されるのである。この磁束が排除される現象を Meissner 効果といい、超伝導の大きな特徴である。

長い間、この現象がどのようにしておこっているかはわからなかったが、Bardeen,Cooper,SchriefferのBCS理論によってどのようにして超伝導がおこっているかが明らかにされた。Fermi順位近傍の運動量とスピンの同じ大きさで反対方向である二つの電子がCooper対という対を形成し、その集団が凝縮しているというのである。多くのCooper対が同じ位相をもつことで巨視的な量子力学の世界が現れ、超伝導が発現すると考えられた。

この理論で表されるのが第一種超伝導体と呼ばれるものである。

BCS理論の発見と同時期にAbrikosovによって第二種超伝導体が発見された。これは量子的に磁束が侵入することができる超伝導体で、そのため磁場を排除するための反磁性エネルギーが少なくてすむものである。つまり、第一種超伝導体よりも臨界磁界が高くなる。

臨界磁界というのは、超伝導体に外部磁界をかけていったとき、その超伝導体が超伝導であることができる最大の磁界である。超伝導を保つための最大値には他に臨界電流密度と臨界温度がある。電流を流すと磁界が発生するため、超伝導の表面の任意の点で、輸送電流による磁界と外部磁界の和が臨界磁界に達したときに抵抗が発生することになる。つまり、臨界電流密度は、外部磁界がないときには表面で臨界磁界をつくるような電流密度である。このような超伝導体を第一種超伝導体という。

一方、第二種超伝導体は量子的に磁束が侵入することができるため、外部磁界が加わったときに不完全な Meissner 効果を示す。第一種超伝導体では外部磁界が臨界磁界になると常伝導状態へ転移し、不連続的に磁化が0になるが、第二種超伝導体では下部臨界磁界まで Meissner 状態であり、それ以上になると磁束の侵入を許し、磁化は連続的に下がっていく。そして、上部臨界磁界で0になり常伝導状態となる。

この侵入する磁束は巨視的なスケールで量子化されている。量子化された磁束を量子化磁束、または磁束線という。たとえば超伝導マグネットの一部を構成する超伝導線材を考えてみると、超伝導体には輸送電流が流れており、磁界と電流が垂直にあることで磁束線に Lorentz 力が働く。もし磁束線がこの力によって運動すれば、誘導起電力

$$E = B \times v \quad (1.1)$$

が生じる。誘導起電力、つまり電圧がかかるということは、電気抵抗が発生するということである。そうなると常伝導状態に近くなり、損失が発生する。これでは超伝導体である意味がなくなるため、この誘導起電力を生じなくする必要がある。磁束線の運動をとめなくてはならない。そしてこの作用をするものが磁束ピンニングと呼ばれている。これは第2種超伝導体にとって非常に重要なもので、磁束ピンニングによるピン止めがなければ、超伝導状態は少しの電流によって壊されてしまうことになる。

磁束ピンニングがどこで働いているかということ、転位、常伝導析出物、空隙、結晶粒界面などの欠陥や不均質部分で、こうした欠陥などをピンニング・センターという。なぜそれらがピンとして働くか、結晶界面を例にとって考えてみると、界面では電子の自由行程が短くなるため磁束線の常伝導核の半径であるコヒーレンス長が少なくなる。結晶界面の部分を磁束線が横切る場合、その線上に並んで存在した方がエネルギー的に低いので、



そこに入れば超伝導体を無駄に壊さないですむ。そこでそこがピンとして働くということである。

磁束線が「ピン止め」されることで、超伝導体に電流が流れるときの磁束線の動きは止められる。それにより、ある程度の電流まで超伝導状態が壊れることがないため、超伝導体は大きな臨界電流をもち、工業的な応用に適した特性を得ることができる。超伝導体は工業的に用いられる際、大量に電流を流すことができることがその魅力の一つである。抵抗、つまり損失や発熱なしに電流を流すことができるためである。つまり臨界電流密度は高くなくてはいけない。さらに大量の電流が流れるとき、高磁界が発生するので、実用超伝導材料は高磁界の元でも超伝導を保つ必要がある。それにはピン力を上げればよい。現在研究されている高温超伝導体もこのピンニング効果により高い臨界特性を得ている。

ピンニングの作用は摩擦力ににている。Lorentz力が加わったときその力と逆の方に力が働き、ある一定の値を越えるまでピンニングの作用により磁束線が動くことはない。ピンニングの働きによりLorentz力が押さえられているとき、超伝導体は超伝導電子のみを流し、損失が生じることはない。臨界値以上のLorentz力に対しては、磁束線の運動が起こって誘導起電力が生じる。単位体積あたりのピンニング・センターが磁束線におよぼす力をピン力密度といい、 $F_p$  で表すことにする。誘導起電力が生じ始める臨界電流密度' $J_c$ の下では磁束線には単位体積あたり  $J_c B$  のLorentz力が働いていて、これがピン力密度と釣り合っていることから、

$$F_p = J_c B \quad (1.2)$$

の関係がある。つまりこの臨界電流密度はピンニング機構によって決定することができる。超伝導体の欠陥構造によってピンニングの強さは決められるため、超伝導体の特性をある程度与えることができる。

高い臨界温度をもつ超伝導体を、高温超伝導体とよぶ。どのくらい臨界温度が高いかということ、もともと単体金属ではアルミニウム、ニオブ、鉛などが数K、 $Nb_3Ge$ という化合物で23Kという臨界温度が1980年半ばごろの記録であった。これに対し、1986年スイスでBednorzとMüllerらが $La_{2-x}Ba_xCuO_4$ という銅酸化物で30K以上の記録をだした。その後同じ結晶構造で多くの材料が研究され、今では $Hg_2Ba_2Ca_2Cu_3O_y$ というものが135Kという記録をもっている。この酸化物超伝導体は超伝導の応用に大きな

発展の希望を示した。今まで低温超伝導体においてMRI、リニアモーターカーなどの超伝導磁石として、また反磁性体であることから磁気シールドへの応用などがされてきたが、酸化物超伝導体を使うことで、液体窒素 (77.3 K) レベルでの温度で超伝導体を扱うことができ、コストを下げられることが見込まれている。

そこで、電力輸送、発電機、マグネットなどへ応用が期待され研究されているものに Y-Ba-Cu-O や Bi-Sr-Ca-Cu-O などの酸化物超伝導体を利用した Y 系超伝導線材と Bi 系超伝導線材がある。Y 系超伝導線材は Bi 系に比べ高い臨界電流特性を持ち (図 1.1 参照<sup>1)</sup>)、特に液体窒素温度において高い特性を示している。Bi 系線材は超伝導線材であるための加工が容易に行えるため長年研究されてきたが、よりよい特性を持つ Y 系線材の製造プロセスが改良され、次世代線材として実用化を目指した研究が進んでいる。

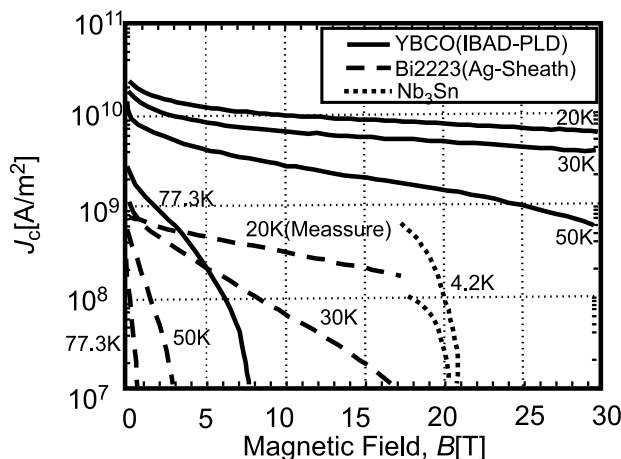


図 1.1 様々な温度での臨界電流密度  $J_c$  の磁場依存性<sup>1)</sup>

## 1.2 磁束クリープ・フローモデル

### 1.2.1 磁束クリープ

高い臨界電流密度をもつ超伝導体は磁束ピンニングをうけているため、超伝導体の臨界電流密度はピンニングの理論である磁束クリープ・フローモデルで考えることができる。

ピンニングがあるときの超伝導体の電流 - 電圧特性は、電流が臨界電流に到達するまで電圧が発生しないため、一般的な 0 から始まる比例関係ではなく、臨界電流密度から始まる比例関係となると考えられる。しかし、

現実には臨界電流密度以下の時でも電界は完全には0ではない。これはピン止めされている磁束線が熱振動によってある確率でピンニングセンターからはずれて動いているためであり、この現象を磁束クリープ<sup>3)</sup>という。この熱活性化した磁束線の運動は、全体の連続的なものではなく（これは後に述べる磁束フローである）、一部の不連続なものであると考えられる。運動する磁束線の集団を磁束バンドル（flux bundle）と呼ぶ。この現象のため、ピンニングに基づく超伝導体は真の永久電流をもたない。外部環境が一定のもとでピンニングに基づく超伝導体の直流磁化を長時間にわたって観測してみると、わずかではあるが減衰する。すなわち、遮蔽電流密度も完全に一定の値ではない。

いま、電流が流れている状態での一つの磁束バンドルを考える。その磁束バンドルを Lorentz 力の方向に仮想的に変異させていった場合のエネルギー変位は図 1.2 のようになると考えられる。ただし、磁束バンドルは右向きの Lorentz 力を受けていると仮定する。エネルギーが右下がりになっているのはこうした Lorentz 力による仕事を考慮しているためである。図の谷の部分（点 A、点 C）は磁束バンドルがピン止めされている状態である。磁束バンドルが捕まっているピンニング・センターからはずれるためには、点 B のエネルギー・バリアーを越えなければならない。熱振動がなければこの図の状態が安定であり、磁束バンドルはそのまま動かない。

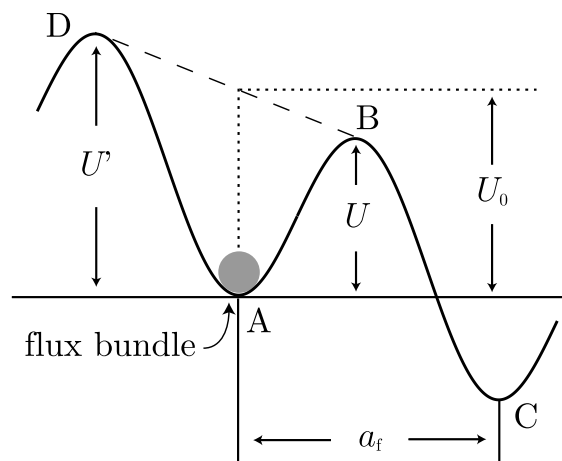


図 1.2 磁束バンドルの位置とエネルギーとの関係

有限の絶対温度  $T$  の下では熱振動のために、磁束バンドルがエネルギー・バリアーを乗り越えることがある。熱エネルギー  $k_B T$  ( $k_B T$  は Boltzmann 定数) がエネルギー・バリア  $U$  よりも十分小さければ、磁束バンドルが

このバリアを越える確率は Arrhenius の式  $\exp(-U/k_B T)$  で与えられる。ここで、磁束バンドルの振動周波数を  $\nu_0$  とし、磁束バンドルがクリープを起こして一度に飛ぶ距離を  $a$  とする。磁束線が磁束線格子間隔  $a_f$  だけ変位すると、ほぼ元の状態に戻ると予想されるので、 $a$  は  $a_f$  程度の量であると考えられる。 $a_f$  は  $\phi_0$  を磁束量子として  $(2\phi_0/\sqrt{3}B)^{1/2}$  となる。磁束バンドルは、振動の一周期ごとに  $a_f$  移動しようとするため、Lorentz 力方向への平均の磁束線の移動速度  $v_+$  は

$$v_+ = a_f \nu_0 \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) \quad (1.3)$$

となる。ただし、クリープの際の磁束バンドルの振動周波数  $\nu_0$  は

$$\nu_0 = \frac{\zeta \rho_f J_{c0}}{2\pi a_f B} \quad (1.4)$$

で与えられる<sup>8)</sup>。ここで  $\zeta$  はピンの種類に依存する定数であり、点状ピンの場合は  $\zeta \simeq 2\pi$ 、サイズが  $a_f$  以上の非超伝導粒子の場合は  $\zeta = 4$  であることが知られている。また、 $\rho_f$  はフロー比抵抗であり、 $J_{c0}$  は 1.2.2 節で説明する磁束クリープがない場合の仮想的な臨界電流密度である。Lorentz 力とは逆方向の平均の磁束線の移動速度を考慮して、全体としての平均の磁束線の移動速度  $v$  は

$$v = a_f \nu_0 \left[ \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{U'}{k_B T}\right) \right] \quad (1.5)$$

となる。ただし、 $U'$  は Lorentz 力と逆方向の運動に対する活性化エネルギーである。したがって  $E = B \times v$  の関係より、生じる電界の大きさは

$$E = B a_f \nu_0 \left[ \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{U'}{k_B T}\right) \right] \quad (1.6)$$

となる。すなわち、超伝導体に電気抵抗が発生していることを示している。この電気抵抗により、超伝導の遮蔽電流は減衰していく。この減衰は、磁束密度の勾配が減少することに対応しており、これに磁束線の運動が伴われる。クリープは勾配を緩やかにするので、本来ならばどんどん遅くなっていく。実際、その時間依存性は対数的であり、一秒後から十秒後の間に起こるクリープ量と一年後から十年後に起こるクリープ量は同じである。これが磁束線が入っていても超伝導が永久電流（に近いもの）をもてる理由である。

ところが、酸化物超伝導体の場合、磁束の運動がとて顕著なために、磁束クリープの影響が大きくなってしまふ。よつて、これによる影響を計算する必要がある。ちなみに、この現象をエネルギー的に見ると、磁束線の自由エネルギー（状態空間における）が平衡状態に向けて緩和していることとなる。もともと、超伝導状態から常伝導状態への変化、またその逆の変化は相転移であり、その間にはエネルギーギャップを持っていた（巨視的には熱力学的な相転移現象であるため、熱力学的手法が現象を記述するのに有効である）。磁束線がピンニング・センターに捕まった状態は、自由エネルギーの一部分のごく小さい部分に対応した準安定状態でしかなく、真の平衡状態ではなかつた。そのため真の平衡状態へ向けての緩和、すなわち遮蔽電流の減衰が起こることとなる。

### 1.2.2 磁束クリープによる電界

磁束クリープ状態の時、電界は(1.6)式のように与えられる。一般的には、磁束バンドル位置に対するエネルギー変位は、図1.2のようなポテンシャルで近似的に与えられる。このポテンシャルを

$$F(x) = \frac{U_0}{2} \sin(kx) - fx \quad (1.7)$$

のように正弦的なものと仮定する。ここで、 $U_0/2$  はポテンシャルの変化の振幅、 $k = 2\pi/a_f$  はポテンシャルの空間変化の波数、 $f = JBV$  はローレンツ力の傾きを表していて、 $V$  は磁束バンドルの体積である。また、 $x$  は磁束バンドル中心の位置である。

磁束バンドルが平衡位置にあるときを  $x = -x_0$  とし、 $x = x_0$  のときのエネルギーが極大となるとする。それぞれの位置でのエネルギー変化はゼロになるので、 $F'(x)$  は0である。これより

$$x_0 = \frac{a_f}{2\pi} \cos^{-1} \left( \frac{fa_f}{U_0\pi} \right) \quad (1.8)$$

が求まる。図1.2 からエネルギー・バリア  $U$  は  $U = F(x_0) - F(-x_0)$  で与えられるので

$$\begin{aligned}
U &= U_0 \sin \left[ \cos^{-1} \left( \frac{fa_f}{U_0 \pi} \right) \right] - \frac{fa_f}{\pi} \cos^{-1} \left( \frac{fa_f}{U_0 \pi} \right) \\
&= U_0 \left[ \left\{ 1 - \left( \frac{2f}{U_0 k} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} - \frac{2f}{U_0 k} \cos^{-1} \left( \frac{2f}{U_0 k} \right) \right] \quad (1.9)
\end{aligned}$$

と表される。ただし、ここで  $\sin(\cos^{-1}x) = \sqrt{1-x^2}$  を用いた。もし熱振動がなければ、 $U = 0$  となる理想的な臨界状態が達成されるはずである。このためには、 $2f/U_0k = 2J_{c0}BV/U_0k = 1$  とならなければならない。このとき  $J = J_{c0}$  となることから

$$\left( \frac{2f}{U_0k} \right) = \frac{J}{J_{c0}} \equiv j \quad (1.10)$$

の関係が得られる。 $j$  は規格化電流密度である。また、 $J_{c0}$  はクリープがないと仮定したときの仮想的な臨界電流密度であり、このスケール則は経験的に

$$J_{c0} = A \left( 1 - \frac{T}{T_c} \right)^m B^{\gamma-1} \left( 1 - \frac{B}{B_{c2}} \right)^\delta \quad (1.11)$$

と表現できる。 $A, m, \gamma, \delta$  はピンニング・パラメータである。この式から  $J_{c0}$  の温度、磁場依存性がわかる。これより (1.9) 式は

$$U(j) = U_0[(1-j^2)^{1/2} - j \cos^{-1}j] \quad (1.12)$$

となる。また、 $k = 2\pi/a_f$  及び (1.10) 式より

$$U'(j) \simeq U + fa_f = U + \pi U_0 j \quad (1.13)$$

となる。よって、(1.6) 式の電界クリープによって発生する電流は

$$E = Ba_f \nu_0 \exp \left[ -\frac{U(j)}{k_B T} \right] \left[ 1 - \exp \left( -\frac{\pi U_0 j}{k_B T} \right) \right] \quad (1.14)$$

のように求まる。

### 1.2.3 磁束フローによる電界

磁束フローとは、磁束クリープ状態からさらに電流を流したとき、ピン力が Lorentz 力を支えきれなくなりすべての磁束線が連続的に運動している状態である。この時電流密度は臨界電流密度をこえる。1.3 に磁束フローのエネルギー状態を示す。

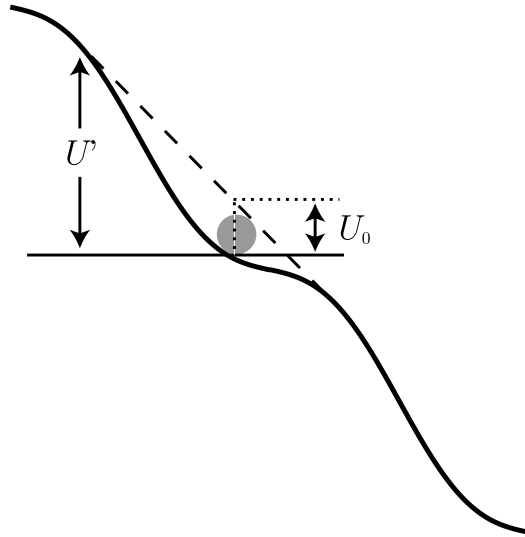


図 1.3 磁束フローのエネルギー状態の概念図。

超伝導体に電流が流れていて、外部磁界が加わっているとき単位体積の磁束線に働く Lorentz 力は  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  で与えられる。一方、磁束線がこの力で超伝導体内を動こうとすると磁束線は逆向きの力 (ピン力密度) を受ける。Lorentz 力の方向の単位ベクトルを  $\delta = \mathbf{v}/|\mathbf{v}|$  とすると、静的釣り合いが取れる場合、釣り合いの式は

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \delta F_p = 0 \quad (1.15)$$

となる。ここで  $F_p$  はピン力密度の大きさを表す。これから  $J = J_c = F_p/B$  の関係が得られる。一方、 $J > J_c$  となると粘性力が働き、それを考慮した釣り合いの式は

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \delta F_p - \frac{\mathbf{B}}{\phi_0} \eta \mathbf{v} = 0 \quad (1.16)$$

となる。ここで  $\phi_0$  は量子化磁束であり、 $\eta$  は粘性係数である。これに  $J_c = F_p/B$  及び  $\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v}$  の関係を用いて  $J$  について書くと

$$\mathbf{J} = J_c + \frac{\mathbf{E}}{\rho_f} \quad (1.17)$$

となる。ここで  $\rho_f = B\phi_0/\eta$  はフロー比抵抗である。(1.17) 式を  $E$  について整理すると、磁束フローにより発生する電界が

$$\mathbf{E} = \rho_f (\mathbf{J} - J_{c0}) \quad (1.18)$$

のように求まる。

### 1.2.4 磁束クリープおよび磁束フローによる電界

磁束クリープにより生じる電界成分は

$$E_{\text{cr}} = Ba_f \nu_0 \exp \left[ -\frac{U(j)}{k_B T} \right] \left[ 1 - \exp \left( -\frac{\pi U_0 j}{k_B T} \right) \right]; \quad j < 1$$

$$= Ba_f \nu_0 \left[ 1 - \exp \left( -\frac{\pi U_0}{k_B T} \right) \right]; \quad j \geq 1$$
(1.19)

である。一方、磁束フローによる電界成分は

$$E_{\text{ff}} = 0; \quad j < 1$$

$$= \rho_f (J - J_{c0}); \quad j \geq 1$$
(1.20)

で与えられる。そして、全体の電界は

$$E = (E_{\text{cr}}^2 + E_{\text{ff}}^2)^{1/2}$$
(1.21)

のように近似的に与えられるとする。これは  $j < 1$  のときには  $E = E_{\text{cr}}$  となり磁束クリープのみの電界、 $j \gg 1$  のときには  $E \simeq E_{\text{ff}}$  となりほぼ磁束フロー状態になることを示している。

また、(1.11) 式により  $U_0$  の温度・磁界依存性が決定されている。しかしながら、臨界温度  $T_c$  やピンニングの強さは空間的に一様ではなく、分布していると考えられる。そこで、簡単に(1.11)式中で磁束ピンニングの強さを表す  $A$  のみが

$$f(A) = K \exp \left[ -\frac{(\log A - \log A_m)^2}{2\sigma^2} \right]$$
(1.22)

のように分布すると仮定する。ここで、 $K$  は規格化定数であり、 $\sigma^2$  は分布広がりを表すパラメーターである。また  $A_m$  は  $A$  の最頻値である。このような  $A$  の分布を考慮にいと全体の電界は

$$E(J) = \int_0^\infty E f(A) dA$$
(1.23)

で与えられ、 $E$ - $J$  特性を評価することができる。

### 1.2.5 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  $\hat{U}_0$  と磁束バンドルの体積  $V$  の積で表され、



$$U_0 = \hat{U}_0 V \quad (1.24)$$

となる。

磁束線の単位体積あたりに平均化したピン・ポテンシャル  $\hat{U}_0$  は Labusch パラメータ  $\alpha_L$  と相互作用距離  $d_i$  を用いて

$$\hat{U}_0 = \frac{\alpha_L d_i^2}{2} \quad (1.25)$$

と表せる。ここで  $\alpha_L$  および  $d_i$  は磁束クリーブがないときの仮想的な臨界電流密度  $J_{c0}$  と

$$J_{c0} B = \alpha_L d_i \quad (1.26)$$

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・エネルギー密度の変化を図 1.4 に示す。

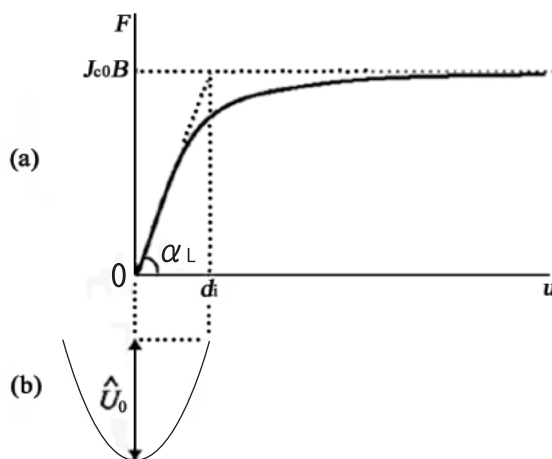


図 1.4 磁束線が平衡位置から変位したときの (a) ピン力密度および (b) ピンニング・エネルギー密度の変化

一方、磁束バンドルの形状は図 1.5 のように表され縦方向の磁束バンドルサイズ  $L$  及び横方向の磁束バンドルサイズ  $R$  はそれぞれ以下の様に表され、 $L$  はクリーブがないと仮定したときの磁束線の長さ方向の理想的なピンニング相関距離  $l_{44}$  である。

$$L = \left( \frac{C_{44}}{\alpha_L} \right)^{1/2} = \left( \frac{Ba_f}{\zeta \mu_0 J_{c0}} \right)^{1/2} \quad (1.27)$$

$$R = \left( \frac{C_{66}}{\alpha_L} \right)^{1/2} \quad (1.28)$$

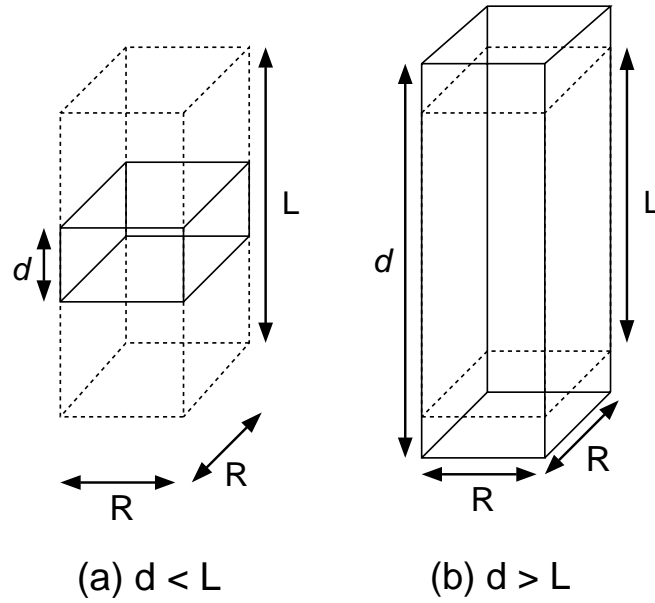


図 1.5 磁束バンドルの形状。

ここで  $C_{44}$  と  $C_{66}$  は曲げおよび剪断の歪みに対する弾性定数で、 $C_{44}$  は

$$C_{44} = \frac{B^2}{\mu_0} \quad (1.29)$$

で与えられる。一方、 $C_{66}$  は磁束線の格子状態によって大きく変化し、完全な三角格子の場合には

$$C_{66} = \frac{B_c^2 B}{4\mu_0 B_{c2}} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}}\right)^2 \equiv C_{66}^0 \quad (1.30)$$

で与えられ<sup>2)</sup>、格子が乱れるにつれて小さな値となり、融解した状態ではゼロとなる。したがって、 $C_{66}$  は磁束線格子の状態によって変化し、 $C_{66}$  の実際の値は 0 から  $C_{66}^0$  の間の値を取り得るが、決定論的に決まらない。また、 $\zeta$  は相互作用距離  $d_i$  を  $a_f$  を用いて

$$d_i = \frac{a_f}{\zeta} \quad (1.31)$$

と表したときの定数である。

以上より、超伝導体の大きさが  $L$ 、 $R$  より大きい場合の磁束バンドルの体積は

$$V = LR^2 \quad (1.32)$$

と表され、ピン・ポテンシャルは

$$U_0 = \frac{a_f}{2\zeta} J_{c0} B R^2 L \quad (1.33)$$

と表せる。

超伝導体のピンが極端に弱い場合を除いて、横方向磁束バンドルサイズ  $R$  は磁束格子間隔  $a_f$  程度か、その数倍程度であることが予想される。ピンがとても強い場合には理論的には横方向磁束バンドルサイズ  $R$  は  $a_f$  以下となるが、実際には量子化磁束1本より小さくなることはないため、横方向磁束バンドルサイズを

$$R = g a_f \quad (1.34)$$

のように表す。ここで、 $g^2$  は横方向の磁束バンドルサイズの大きさを表す磁束バンドル中の磁束数である。したがって  $g^2$  は (1.28) 式と (1.34) 式から

$$g^2 = \frac{C_{66}}{\zeta J_{c0} B a_f} \quad (1.35)$$

と表せる。また、完全な3次元的な三角格子の場合は

$$g_e^2 = \frac{C_{66}^0}{\zeta J_{c0} B a_f} \quad (1.36)$$

となり、 $g^2$  の最大値を与える。上に述べたように、 $C_{66}$  が決まらないため、 $g^2$  も決定論的に求まらない。そこで、熱力学的な方法を用いて  $g^2$  の値は磁束クリーブ下で臨界電流密度が最大となるように決定する。このとき、 $g^2$  は磁束格子が完璧な三角格子であるときの値  $g_e^2$  を用いて

$$g^2 = g_e^2 \left[ \frac{5k_B T}{2U_e} \log \left( \frac{B a_f \nu_0}{E_c} \right) \right]^{4/3} \quad (1.37)$$

である<sup>6)</sup>。  $U_e$  はそのときのピンポテンシャルである。以上の結果、バルクな超伝導体の場合、(1.33) 式のピン・ポテンシャルは

$$U_0 = \frac{0.835 k_B g^2 J_{c0}^{1/2}}{\zeta^{3/2} B^{1/4}} \quad (1.38)$$

となる<sup>3)</sup>。

ここで超伝導体の厚み  $d$  が  $L$  よりも小さい場合の超伝導薄膜のピン・ポテンシャルについて述べる。この場合、(1.32) 式は

$$V = d R^2 \quad (1.39)$$

で与えられる。つまり、長さ方向の磁束バンドルの大きさが厚み  $d$  によって制限される。したがってこの場合の超伝導薄膜のピン・ポテンシャルは

$$U_0 = \frac{4.23g^2k_B J_{c0}d}{\zeta B^{1/2}} \quad (1.40)$$

となる<sup>3)</sup>。本実験の解析ではピンの形状は点状ピンなので  $\zeta$  は  $2\pi$  を用いるとする。

### 1.3 不可逆磁界

磁束クリープの影響が大きくなると、超伝導であっても臨界電流密度がゼロになる場合がある。このときの磁界を不可逆磁界といい、超伝導体の实用範囲を示すものである。これを磁束クリープ理論を用いて求める。超伝導体は、第一種超伝導体と第二種超伝導体があり、現在の実用超伝導体及び酸化物超伝導体は、超伝導状態が高磁界下まで存続出来る第二種超伝導体である。このとき超伝導体はピンを含んでいるため、Lorentz 力に対してピンニング力が逆向きに働き、磁化曲線は外部磁界の増減に対して不可逆となり、ヒステリシス曲線となる。しかし、これは金属超伝導体での話で、酸化物超伝導体では、 $B_{c2}$  の近くではピンニングが有効でなくなり、磁化は可逆となる。この  $J_c = 0$  と  $J_c \neq 0$  の境界の磁界を不可逆磁界といい、図 1.6 に示すように、磁界 - 温度平面上において不可逆磁界を連ねた曲線  $B_i(T)$  を不可逆曲線 (irreversibility line) と呼ぶ。

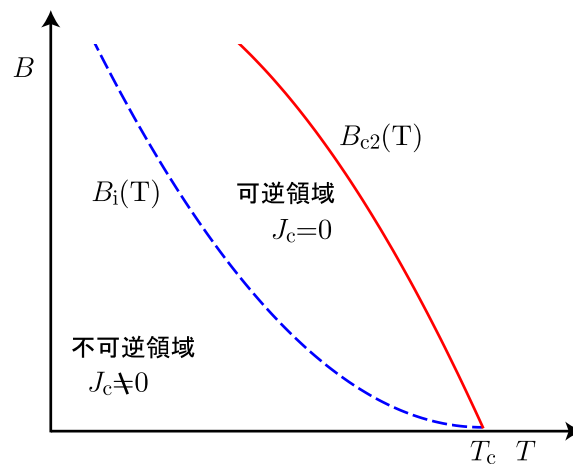


図 1.6 不可逆磁界  $B_i$  と上部臨界磁界  $B_{c2}$

前節において、磁束クリープにより超伝導体を流れる電流密度が時間とともに減衰することを示した。ここで、2.2.2 及び 2.2.3 節で示す仮想的な電界が 0 のときの電界である電界基準値  $E_c$  を用いて臨界電流密度  $J_c$  を決定する場合、 $J_c$  は

$$E_c = Ba_f \nu_0 \left[ \exp \left( -\frac{U(J_c)}{k_B T} \right) \right] \quad (1.41)$$

から求まる。こうして得られる  $J_c$  は磁束クリープがないとしたときの仮想的な値  $J_{c0}$  よりも小さい。そしてもっと高温になるなど、磁束クリープの影響がさらに大きくなると、まだ超伝導ではあっても  $J_c$  がゼロになる場合が起こる。不可逆磁界においては  $J_c$  がゼロであり、従って、その状態で流れている電流密度  $J$  もまたゼロである。こうした状態では図 1.2 のように活性化エネルギー  $U$  はピン・ポテンシャル  $U_0$  に等しい。従って、

$$E_c = Ba_f \nu_0 \left[ \exp \left( -\frac{U_0}{k_B T} \right) \right] \quad (1.42)$$

が不可逆磁界を与える。ここで、不可逆磁界  $B_i$  が上部臨界磁界  $B_{c2}$  よりも十分低いとして、低磁界での  $U_0$  の温度、磁界依存性を

$$U_0 = \Gamma \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^p B^{-q} \quad (1.43)$$

のように仮定すれば、(1.42) 式および  $B = \mu_0 H$  から

$$\mu_0 H_i = \left[ \frac{\Gamma}{k_B T \log(Ba_f \nu_0 / E_c)} \right]^{1/q} \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^{p/q} \quad (1.44)$$

が得られ<sup>3)</sup>、これが不可逆磁界の温度依存性、すなわち不可逆曲線を与える。ここで、正確には対数項  $\log(Ba_f \nu_0 / E_c)$  を含めて  $\mu_0 B_i$  を求めるべきであるが、この値は大きく変化しないため、ほぼ定数として取り扱っている（高温超伝導体の場合 12 から 16 程度）。これより、ピンニングが強く、 $\Gamma$  が大きいほど不可逆磁界が大きいことがわかる。

## 1.4 研究背景

### 1.4.1 YBCO-coated 線材

超伝導体の応用技術として研究が進められているもののうち、長尺線材開発では Bi 系銀シース線材と YBCO-coated 線材がある。Bi 系銀シース線

材は早いうちから開発が進められ、実用化に適した km オーダーの線材が作られているが、YBCO-coated 線材は今だそこまでには至っていない。しかしながらその特性は高く、次世代線材として期待がもたれている。coated 線材というのは名前の通り、テープ状の層を積み重ねて特性を向上させた線材のことである。

すでにフジクラで開発された IBAD 法によって 200 m を越える試料や液体窒素温度において 1 cm 幅あたり 300 A をこえる短尺試料が作られており、フィラメント化による交流損失の低減なども提案されている。そして、Bi 系では難しい車載用変圧器、電動機電機子などの軽量高性能化など交流用線材開発も検討されている。また、名古屋高温超伝導線材開発センターにおいて、200 m 長、 $I_c = 245 A$  という記録も作られている。

現在も新たな方法が模索されているが、後に述べる IBAD 法や PLD 法をもとにした YBCO-coated 線材の研究は世界中で競争状態にあり、実用化へむけた技術開発が進んでいる。そしてその作成方法によって線材の厚さに対する特性が変化することがわかっている。

#### 1.4.2 膜厚の増加と超伝導組織の劣化

Ibi ら<sup>4)</sup> は、IBAD-PLD 法 (2.1 節参照) を用いて作製された YBCO 線材の膜厚  $d$  に対する依存性について研究を行った。キャップ層である  $CeO_2$  の結晶面内配向度 ( $\Delta\phi$ ) の違いによる  $I_c$  の変化を調べるために、 $CeO_2$  の  $\Delta\phi$  がそれぞれ  $4^\circ$ ,  $7^\circ$ ,  $18^\circ$  の試料に YBCO 膜を成膜している。その結果、図 1.7 のように  $J_c$ - $d$  特性において、膜厚の増加とともに  $J_c$  は低下しているが、 $CeO_2$  の  $\Delta\phi$  の良い試料の方が膜厚増加に対する  $J_c$  の低下が少ないことが分かる。よって、高  $J_c$  を得るためには中間層が高配向の基板が必要であることが分かる。

次に  $\Delta\phi$  による  $J_c$  の違いに関して、表面の粗さ ( $R_a$ )、 $c$  軸配向に対する  $a$  軸配向の割合 ( $A_a$ ) の観点から考察する。図 1.8 に示す通り、 $R_a$ - $d$  特性によれば YBCO 膜の増加に比例して  $R_a$  は大きくなっており、この一因は  $a$  軸粒の生成にあると考えられる。 $A_a$ - $d$  特性によれば、膜厚が約  $1.5 \sim 2.0 \mu m$  あたりで  $a$  軸の割合が急激に増加しており、また  $\Delta\phi$  が大きい程  $A_a$  が大きいことが分かる。つまり、厚い線材の  $a$  軸方向の粒子の配向性の割合により空隙が生まれ超伝導層の組織密度が低下している。これらの欠陥が臨界電流密度  $J_c$  を減少させている原因であり、 $\Delta\phi$  または膜厚が大きい程  $J_c$  は低

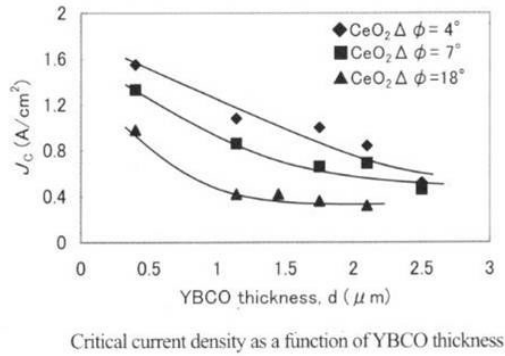


図 1.7 臨界電流密度と膜厚の関係

下するということが分かる。

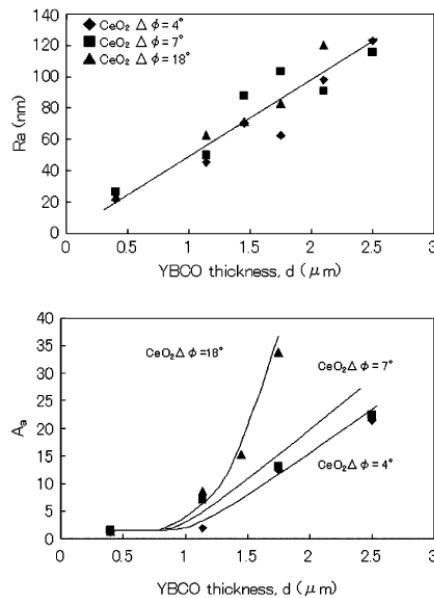


図 1.8 PLD テープの超伝導層の組織の劣化

### 1.4.3 膜厚に依存しない線材

Izumi ら<sup>5)</sup>によれば、TFA-MOD テープ (2.1.4 節参照) の臨界電流  $I_c$  の膜厚依存性 (図 1.9) に示すように、TFA-MOD 法で加工した YBCO 線材はあまり膜厚には  $J_c$  が依存していない事がわかる。これは TFA-MOD 法では粒径が大きいために、ある程度厚いものでも超伝導層の組織が均一となるためだと考えられる。基本的に YBCO 線材は粒径が小さいため、より有用で

あるように思う。

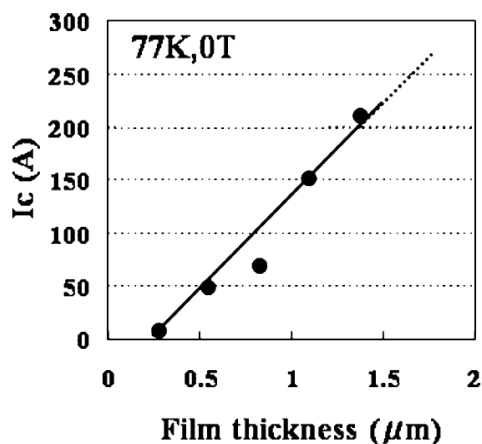


図 1.9 TFA-MOD テープの臨界電流と膜厚の関係

## 1.5 本研究の目的

YBCO-coated 線材は Bi 系線材と比較して臨界電流密度  $J_c$  が高い特性を示し、その応用が有望な線材として注目されている。

しかし、実用化には結晶粒界における弱結合の問題があった。隣り合う結晶粒同士の軸方位をそろえなければその粒界をこえて大きな電流を流すことができず、さらにその方位を配向するには多くの時間がかかっていた。現在、IBAD 法を使うことで  $a$ - $b$  軸面内および  $c$  軸の全ての結晶軸方位をほぼ同じ方向に向け、その上に成膜速度が早い PLD 法により YBCO 層を成膜する方法で長尺線材の作成が可能になった。

この方法で作られた YBCO-coated 線材は高い磁界の中では超伝導体の厚さが厚い方が高い  $J_c$  が得られ、低い磁界の中では厚さが薄い方が高い  $J_c$  が得られることがわかっている。これはピンポテンシャルエネルギーが膜厚で制限されるためである。

しかし、上に示した通り超伝導層の組織は厚くなればなるほど  $a$  軸配向の結晶成長が顕著になるため、超伝導層の劣化により高磁界での厚さによる臨界電流密度の上昇は妨げられてしまう。このように、 $J_c$  は膜厚に複雑な関係で依存しているため、目的にあった厚さを設計するためにその線材の厚さ依存性を調べる必要がある。

本研究では、膜厚の違う四つの YBCO-coated 線材の臨界電流密度を調



べ、磁束クリープ理論で考えることで超伝導体の膜厚依存性について議論することを目的とする。

## 第 2 章 実験

### 2.1 試料

本研究で用いた試料は、超伝導工学研究所名古屋（以下 SRL- 名古屋）で作製された YBCO-coated 線材である。試料の作製方法について以下に示す。

#### 2.1.1 試料の作製方法

酸化物超伝導体を用いた長尺線材開発では、Bi 系線材に対し、磁場中の臨界電流特性に優れた Y 系線材が次世代線材として研究されている。その特徴として、大きな異方性があげられる。この異方性は構造に起因しており、Cooper 対の対称性を水素原子の電子軌道の対称性の指標を用いて表す d 波という分類の超伝導体として理解されている。Y 系超伝導体は結晶構造が 3 次元的であり Bi 系と違い機械的な応力ではほとんど配向しないため、物質本来の高い特性を利用するためには結晶の向きを揃える結晶粒配向制御が必要となる。それも、一軸配向だけでは不十分であり、面内配向まで含めた二軸配向を実現する必要がある（これは、実質的には配向している  $c$  軸の上に  $ab$  軸を配向していくため、三軸配向となっている）。そこで、配向した超伝導層を得るために中間層を二軸配向させその上に超伝導層を成膜する。SRL- 名古屋製の試料では無配向基板として Hastelloy テープを用い、中間層として  $\text{Gd}_2\text{Zr}_2\text{O}_7$  (GZO) を IBAD 法にて成膜し、その上にキャップ層として  $\text{CeO}_2$  を PLD 法にて成膜している。この基板に PLD 法を用い、連続成膜にて YBCO を成膜した。基板の構造の概略図について図 2.1 に示す。

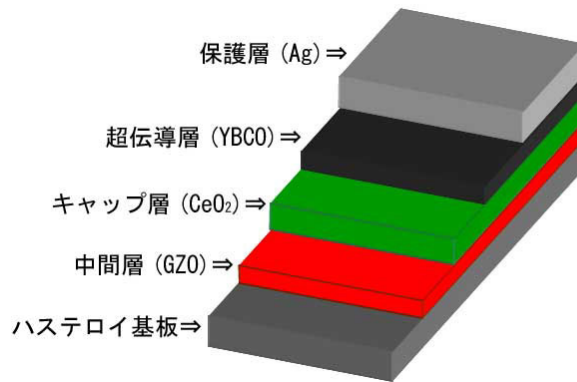


図 2.1 YBCO-coated 線材の構造

### 2.1.2 IBAD 法による二軸配向

IBAD(Ion Beam Assisted Deposition) 法とは、通常の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成長中の薄膜表面に特定方位から同時照射する事により、薄膜を構成する全ての結晶粒の結晶軸を同一方向に揃えた二軸配向中間層膜を実現するための成膜技術であり、フジクラで開発された。この IBAD 基板を用いた Y 系高温超伝導線材は高い電流輸送特性と長尺成膜を同時に実現し、再現性にも優れているため、最もよく研究が進められている方法の一つである。この方法により作製された配向中間層は、結晶が傾くことがなく非常に高い配向組織が得られ、さらに結晶粒が非常に細くなるという長尺化に適した特性を示す。なぜ細かいといいかということ、粒径が大きいと、たとえば一つの粒が連なる線材では一つの粒が壊れてしまうだけでその線材が使いなくなってしてしまうように、少しの損失が大きなダメージにつながってしまうからである。粒径が小さいと少々のダメージでは逃げ道が用意されるために特性がひどく落ちることはないと考えられる。しかしながら、IBAD 法はイオンビームのビーム電流の大きさに制限されてしまうため、薄膜堆積速度をあまり大きくすることができない。そのため、高配向を得るためには比較的長時間の成膜が必要となる。この課題に対して革新的な技術開発があった。比較的配向性が悪い、つまり高速で成膜した薄い IBAD 中間層であっても、その上に PLD 法で高速に  $\text{CeO}_2$  層を成膜することにより、短時間で高配向中間層が作製できる手法が SRL で発見されたのだ。この現象は自己配向現象と呼ばれ、現在さまざまな試料がこの方法

で作成されている。

### 2.1.3 PLD 法による超伝導層の成膜

PLD(Pulsed Laser Deposition) 法は真空チャンバー内のターゲットにパルスレーザーを断続的に照射し、その表面を急激に加熱し光化学反応を起こさせることで成分を爆発的に気化させ、飛散した分子をターゲットと対向して配置した基板の上に堆積させることによって薄膜を得る手法である。超伝導体ではターゲットに超伝導体の塊を用い、基板に配向性を導入したものを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。PLD 法は高い真空度を必要とせず、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という特徴を持っている。YBCO は複合酸化物のため、この方法で成膜されるのに適している。

### 2.1.4 TFA-MOD 法による超伝導層の成膜

Y、Ba、Cu のトリフルオロ酢酸塩原料液を基板上に塗布して、水蒸気雰囲気中、700 から 800 程度で熱処理して、超伝導膜を得る手法。TFA-MOD 法の場合装置がいらず、またプロセスも原料液を塗って焼くだけであるため非常に低コストであり、近年、電流特性を下げることなく数回の膜塗布を繰り返すことが可能となった。Y 系超伝導テープ線材は高温高磁界でも特性が優れているが、一方で特性を落とすことなく厚膜化することが困難とされているため、高い  $J_c$  に対して  $I_c$  をあまり高く出来ないという欠点があるが、TFA-MOD 法での繰り返し塗布はこの欠点を補える可能性を持っている。

## 2.2 測定及び評価方法

今回の研究で用いた試料は、SRL-名古屋が IBAD/PLD 法により製作した膜厚の異なる YBCO-coated 線材であり、ハステロイ基盤の厚さは  $100 \mu\text{m}$  である。試料の諸元を表 2.1 に示す。 $T_c$  のデータは SQUID 磁力計 (Superconducting QUantum Interference Device: 超伝導量子干渉素子) で測定したものであり、 $I_c$  のデータは SRL-名古屋によって液体窒素中で  $77.3 \text{ K}$ 、自己磁界中で測定されたものである。SQUID 磁力計による直流磁化測定および磁化緩和測定により低電界領域 ( $10^{-9} \sim 10^{-12} \text{ V/m}$ ) を、直流四端子法に

より通常電界領域 ( $10^0 \sim 10^{-3}$  V/m) を測定し、それぞれ  $E$ - $J$  特性、 $J_c$ - $B$  特性を測定し、不可逆磁界  $B_i$  を  $J_c = 1.0 \times 10^{-8}$  A/m<sup>2</sup> の条件で評価した。

表 2.1 試料の諸元

試料	厚さ $d(\mu\text{m})$	臨界温度 $T_c(\text{K})$	臨界電流 $I_c(\text{A})$
#1	0.25	88.6	48
#2	0.5	90.1	95
#3	0.75	87.0	134
#4	1.00	88.2	171

表 2.2 試料の形状

試料	長さ $l(\text{mm})$	幅 $w(\text{mm})$
#1	3.53	3.20
#2	2.97	3.09
#3	3.51	3.00
#4	3.59	3.30

### 2.2.1 SQUID 磁力計による直流磁化測定

直流磁化測定では、ある一定温度で測定を行う。まず、試料の広い面に垂直すなわち  $c$  軸に平行に外部磁化  $-7$  T を印加し、 $0$  T から  $7$  T まで増磁する。そして、 $7$  T から  $0$  T まで減磁して、そのときの直流磁化を測定することにより、ヒステリシス曲線を得る。ここで、ある磁界におけるヒステリシスの幅  $\Delta M[\text{emu}]$  は臨界電流密度に比例するという関係がある。よって、このヒステリシス曲線から測定温度下における臨界電流密度の外部磁界依存性 ( $J_c$ - $B$ ) が求まる。

今、長さ  $l$ 、幅  $w$  の平板状超伝導体 ( $l > w$ ) の試料の広い面に垂直に磁界を加えた場合について考える。試料に座標を設け、試料の幅方向を  $x$  軸、長さ方向を  $y$  軸、広い面に垂直な方向を  $z$  軸とし、試料の中心を原点とする。四方向から試料へ磁束が侵入し、これを遮蔽する電流は、臨界電流密

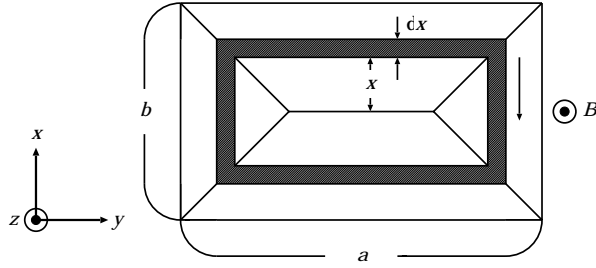


図 2.2 四方向から磁束線が侵入した場合の流れ方と電流が流れる微小幅  $dx$  の帯に囲まれた領域。

度が等方的ならば、Bean モデルを仮定すると図 2.2 の斜線部分を通る環状電流となる。これは、中心が  $x$  から  $x + dx$  のところを通る環状電流となる。この細い電流路の  $z$  軸方向のサイズを  $dz$  とすると、そこを通る微小電流は  $dI_c = J_c dx dz$  である。また、この環状電流の面積は

$$\begin{aligned} S &= 4x \left( x + \frac{l-w}{2} \right) \\ &= 4x^2 + 2x(l-w) \end{aligned} \quad (2.1)$$

となる。

また、この微小電流により発生する磁気モーメントは  $dm = S dI_c$  となる。これより試料全体の磁気モーメントは

$$\begin{aligned} m &= \int dm \\ &= \int \int S(x) J_c dx dz \\ &= J_c d \int S(x) dx \end{aligned} \quad (2.2)$$

となる。ただし、 $d$  は磁界の方向の試料の厚みである。これを計算すると

$$m = \frac{J_c w^2}{12} (3l - w) d \quad (2.3)$$

となる。図 2.3 の下半分は増磁過程の磁束密度の空間分布で上半分は減磁過程の磁束密度の空間分布となっている。したがって超伝導体の磁化のヒステリシスの幅  $\Delta M$  に相当する磁気モーメント  $\Delta m$  は、式 (2.3) より、

$$\Delta m = \frac{J_c w^2}{12} (3l - w) d \quad (2.4)$$

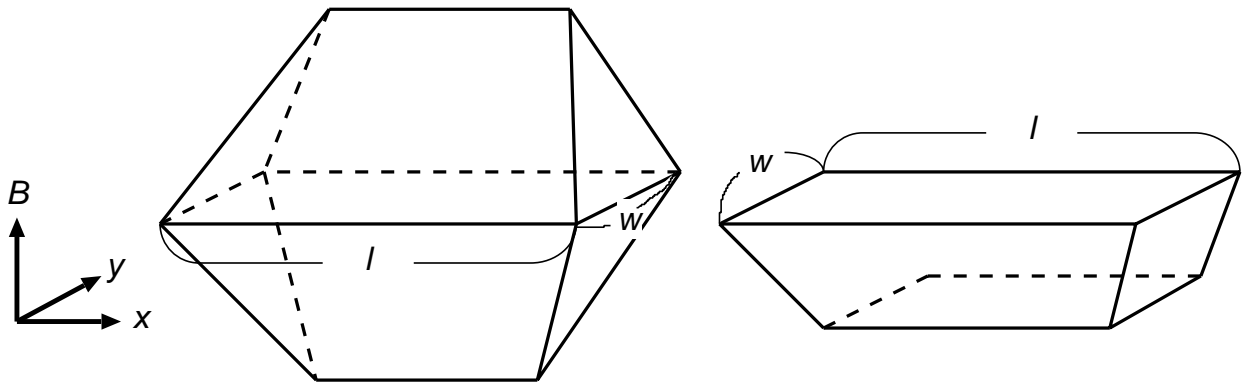


図 2.3 四方向から磁束線が侵入した場合の増磁過程(下)と減磁過程(上)における磁束密度の空間分布。

となる。したがって磁化のヒステリシスは  $\Delta m$  を超伝導体の体積で割って

$$\Delta M = \frac{J_c w}{12l} (3l - w) \quad (2.5)$$

となり、臨界電流密度は

$$J_c = \frac{6l}{w(3l - w)} \Delta M \quad (2.6)$$

から評価される。なお、SQUID 磁力計から得られる磁化の測定値は [emu] であるので、これを SI 単位系に換算するために

$$\Delta M [\text{A/m}] = \Delta M [\text{emu}] \times 10^3 \quad (2.7)$$

という式を用いた。

### 2.2.2 SQUID 磁力計による磁化緩和測定

磁化緩和測定では、試料に対して十分大きな磁界を加え、それから目的とする磁界まで下げる。つまり試料に磁束を十分トラップさせた臨界状態にしてから測定を行っている。この操作により試料は内部の磁束を保とうとして永久的に一定の遮蔽電流を流し続けようとする。しかしながら、実際には時間に対して対数的に遮蔽電流の減衰が起きる。この遮蔽電流は磁化から求めることができ、また Maxwell の方程式と磁化の時間変化から電界を求めることができる。以上のことから、磁化の緩和測定から  $E$ - $J$  曲線を得ることができる。ここでの電界領域は約  $1.0 \times 10^{-8}$  V/m 以下の超低電界領域である。

まず、電流密度  $J$  は、式 (2.3) より、

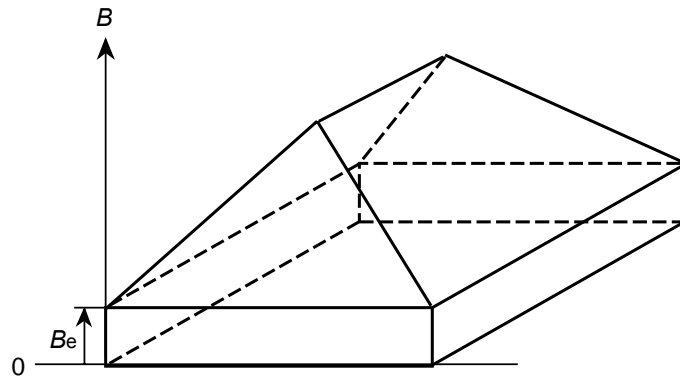


図 2.4 測定時の  $c$  軸方向の磁束の分布。

$$J = \frac{12m}{w^2 d(3l - w)} \quad (2.8)$$

となる。

ここで試料の形状が磁界方向に沿って無限に長い場合を考える。四方向から磁束が侵入した場合、試料内の磁束の分布は図 2.4 のようになっており、このとき試料に侵入した磁束  $\Phi$  は

$$\Phi = wlB_e + \frac{\mu_0 m}{d} \quad (2.9)$$

で表される。

一方、Faraday の法則により、試料内の電界  $E$  は、

$$E = -\frac{1}{2(l+w)} \cdot \frac{d\Phi}{dt} \quad (2.10)$$

で表される。

しかしながら、今回用いている試料は磁界の方向に対しても薄いため、このままでは  $E$  が過大評価されてしまう。そのため、この形状の影響を考慮しその補正係数を  $G$  とすると、式 (2.9)、式 (2.10) 式より電界  $E$  は次のように表すことができる。

$$E = -\frac{\mu_0 G}{2d(l+w)} \cdot \frac{dm}{dt} \quad (2.11)$$



この補正係数  $G$  は、近似的に直径  $d$  のワイヤーからつくった直径  $l$  の一巻きのコイルによる自己インダクタンス  $L_1 = (\mu_0 l / 2) \log(8l/d)$  と直径  $l$ 、長さ  $d$  の長い中空円柱コイルの自己インダクタンス  $L_2 = \pi \mu_0 l^2 / 4d$  の比で与えられ、 $G = L_1 / L_2$  を見積もることができる。

以上、式 (2.8), 式 (2.11) を用いて SQUID 磁力計による磁化の緩和測定より  $E$ - $J$  曲線が評価される。また、不可逆磁界  $B_i$  は  $J_c = 1.0 \times 10^8 \text{ A/m}^2$  となる磁界で定義した。ここで、磁化の緩和より評価された  $E$ - $J$  曲線において各試料で違いはあるが、緩和開始位置で発生する電界を電界基準  $E_c$  に設定し、そこで  $J_c$  を決めた場合、磁化のヒステリシスから評価された  $J_c$  と磁化緩和測定から評価された  $J_c$  は一致した。これは磁化のヒステリシスと緩和の開始位置が同じこと (図 2.5 参照) から理解できるが、これより磁化のヒステリシスから評価される  $J_c$  と磁化緩和測定から評価される  $J_c$  との対応関係がなりたっていることが分かる。なお、そのときの電界レベルはおおよそ  $E \simeq 1 \times 10^{-8} \text{ V/m}$  である。

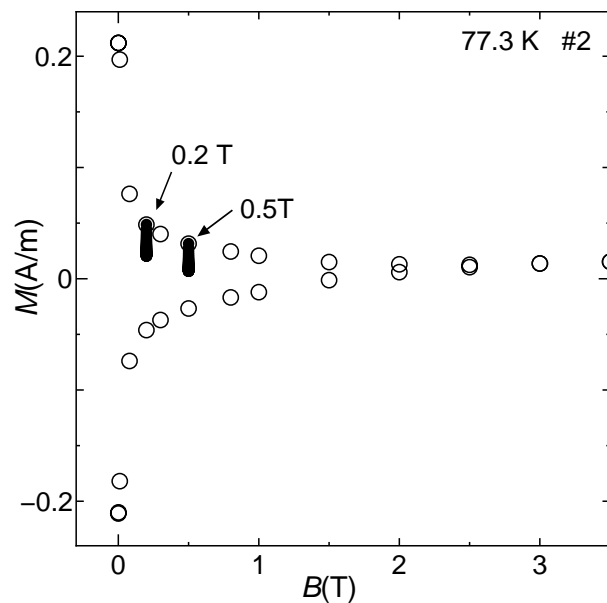


図 2.5 磁化のヒステリシスと磁化緩和の開始位置との比較

### 2.2.3 直流四端子法による測定

四端子法 (4 probe method) は、試料の  $E$ - $J$  特性を測定する手法の一つである。試料の両端から直接電流を通電し、試料中央部の端子間の電圧を測定することで  $E$ - $J$  特性を評価する。実験装置が比較的簡単で、測定時間も比較的短くてすむなどの特徴をもつ。試料は図 2.1 のように保護膜として一番上の層には銀が蒸着されていて、その部分にリード線をつけて測定を行った。

今回の実験では、図 2.6 のように試料の両端を電流端子、試料の中央部を電圧端子とし、電圧端子間の細いブリッジに電流を流している。試料のブリッジのサイズは幅が  $100\ \mu\text{m}$ 、長さが  $0.5\ \text{mm}$  である。このとき、多く電流を流すとショートしてしまうため、電流最大値は  $1\ \text{A}$  とした。また、磁界は SQUID (直流磁化法) のときと同様に、試料に垂直になるようにかけている。通電によって熱が発生するが、この発熱による影響を出来るだけ抑えるために、電流は 1 秒間のパルス通電としている。磁界は  $0\ \text{T}$  から  $6\ \text{T}$  まで加え、温度は  $50, 60, 70, 77.3, 80, 85\ \text{K}$  の範囲で測定した。

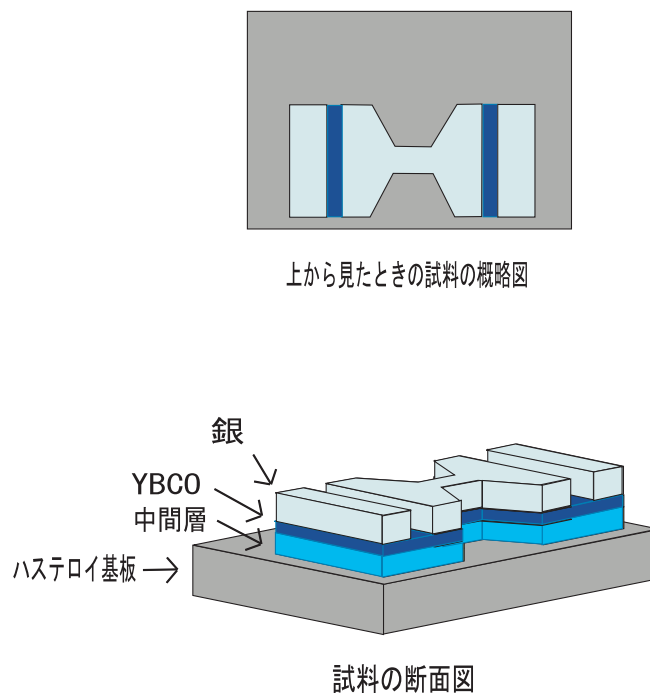


図 2.6 四端子法での端子取り付け方法

## 第 3 章 実験結果

### 3.1 $E$ - $J$ 特性

図 3.1, 図 3.2, 図 3.3, 図 3.4 に試料 #1, #2, #3, #4 の 77.3 K における  $E$ - $J$  特性を示す。図から、電流密度が増加すると電圧も増加するが、低磁界高電界において電流密度を少し大きくしたとき電圧が急激に大きくなっていることがわかる。この特性は各試料で変わらない。薄い試料の方が比較的電流密度が高いが、低磁界低電界においては電流密度に対する電圧の増加の割合はずいぶん小さい。

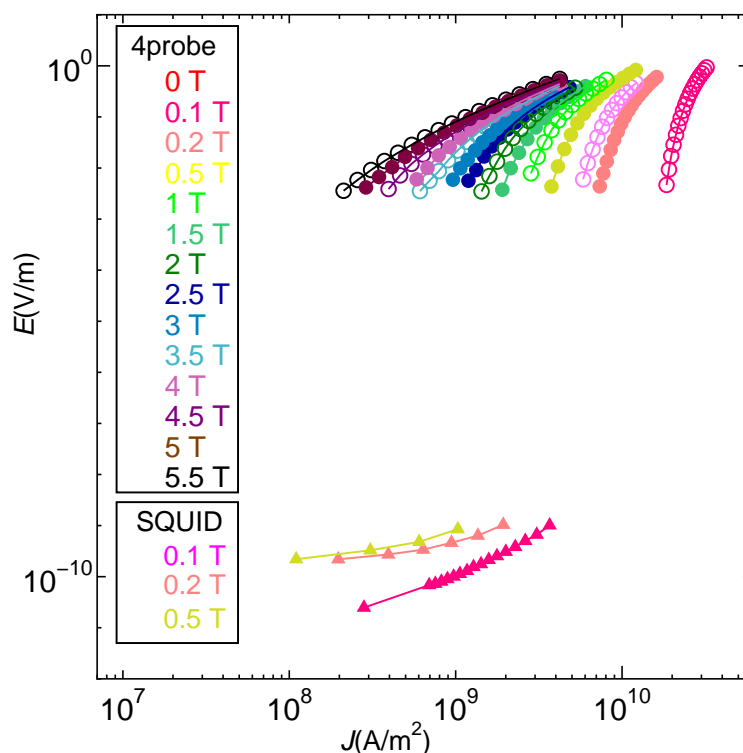


図 3.1 77.3 K における試料 #1 の  $E$ - $J$  特性

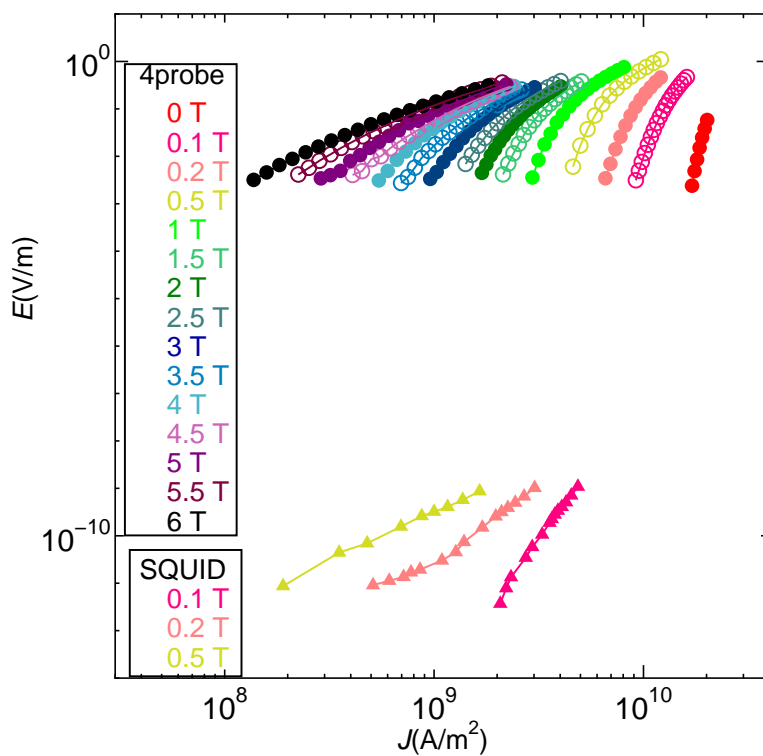


図 3.2 77.3 K における試料 #2 の  $E$ - $J$  特性

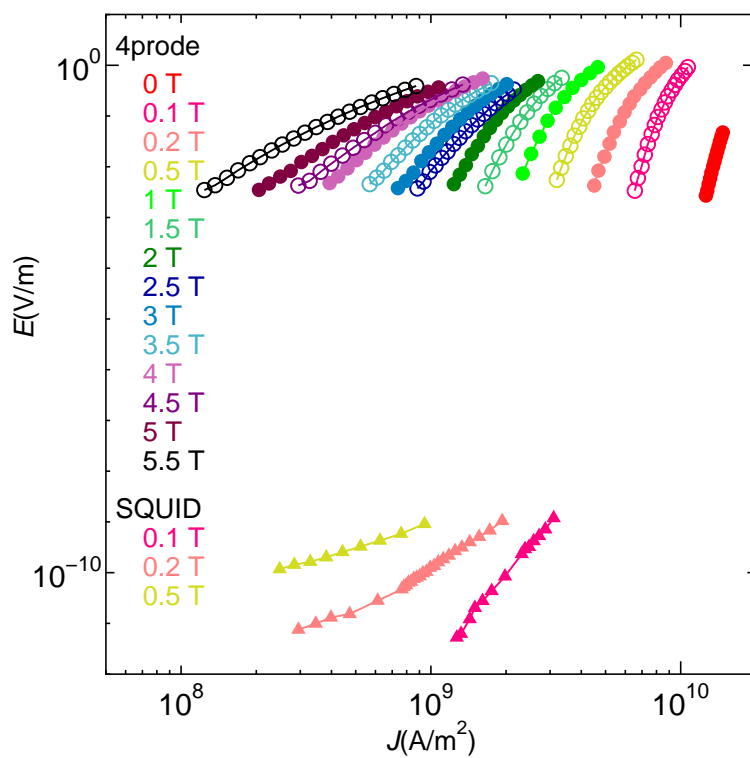


図 3.3 77.3 K における試料 #3 の  $E$ - $J$  特性

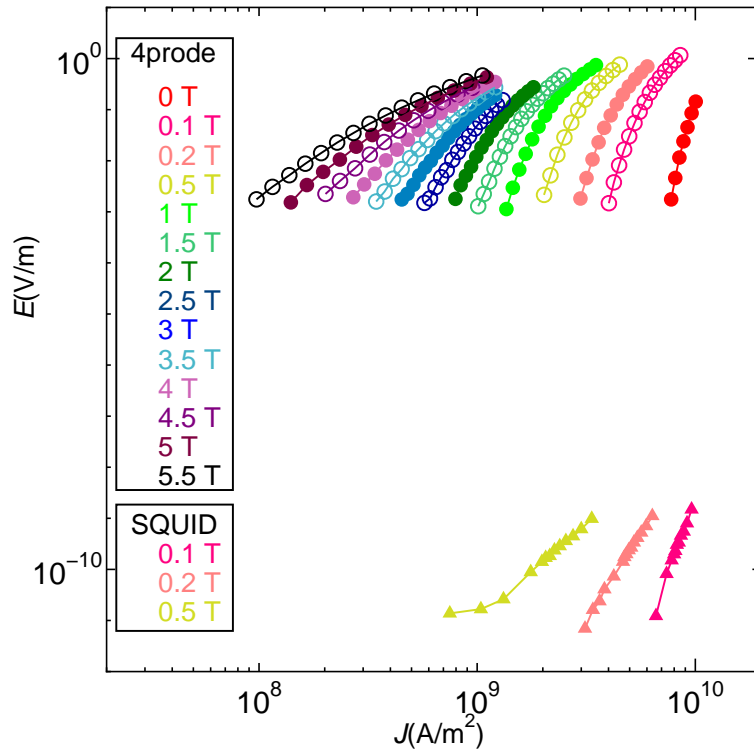


図 3.4 77.3 K における試料 #4 の  $E$ - $J$  特性

各図をみてわかるように、高電界における特性と低電界における特性には違いがある。また、直流四端子法を用いて測定した結果は高電界領域での特性を、SQUID によって測定した結果低電界領域での特性をそれぞれ測定することができたが、試料 #4 では直流四端子法で測定した値が SQUID で測定した値より低くなっている。これは試料 #4 のブリッジ加工を施し測定した部分が加工により劣化したか、たまたま特性が低かったためではないかと考える。

### 3.2 $J_c$ - $B$ 特性

図 3.5, 図 3.6, 図 3.7, 図 3.8 にそれぞれ試料 #1, #2, #3, #4 の直流磁化法での  $J_c$ - $B$  特性を示す。これは、SQUID 磁力計で測定した結果を式 (2.6) 及び式 (2.11) で計算したものである。電界基準は  $E_c = 1.0 \times 10^{-8}$  V/m とした。図から、低温においては  $J_c$  の磁界に対する依存性は小さいが、高温においては  $J_c$  の磁界に対する依存性は大きく、このとき  $J_c$  の値は著しく減少していることが分かる。また低温においては膜厚の薄い #1 の試料の  $J_c$  が高いのに対し、高温においては膜厚の厚い #4 の試料の  $J_c$  が高いと

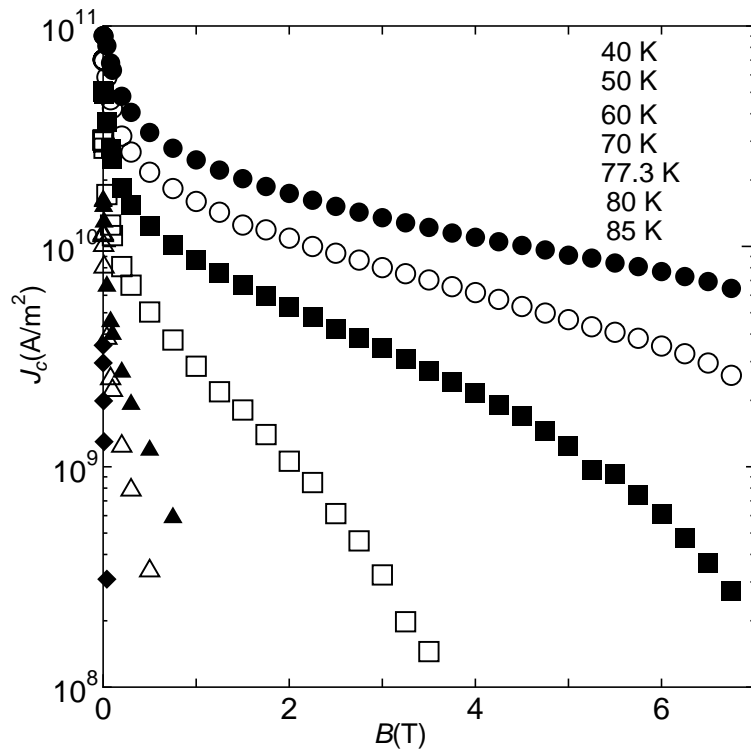


図 3.5 直流磁化法による #1 の  $J_c$ - $B$  特性

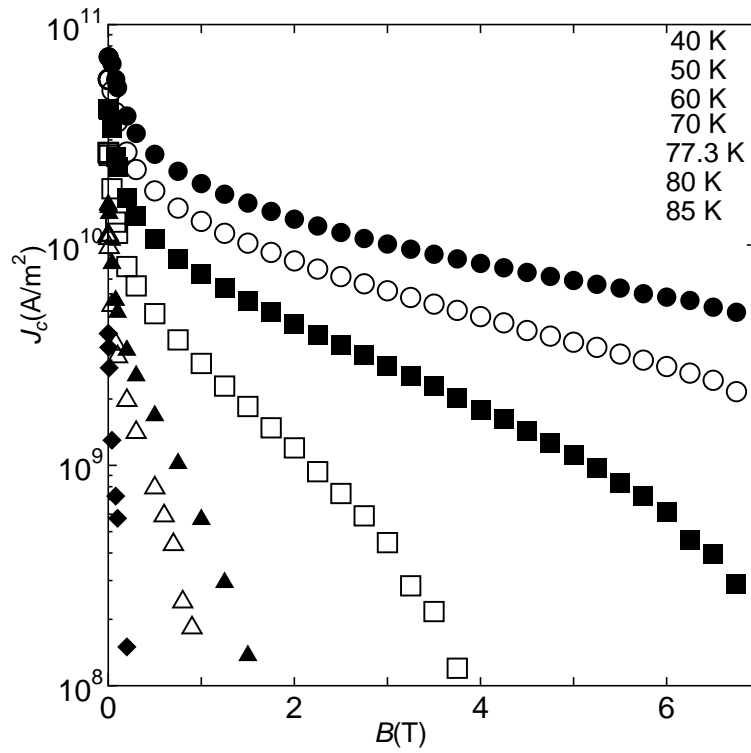


図 3.6 直流磁化法による #2 の  $J_c$ - $B$  特性

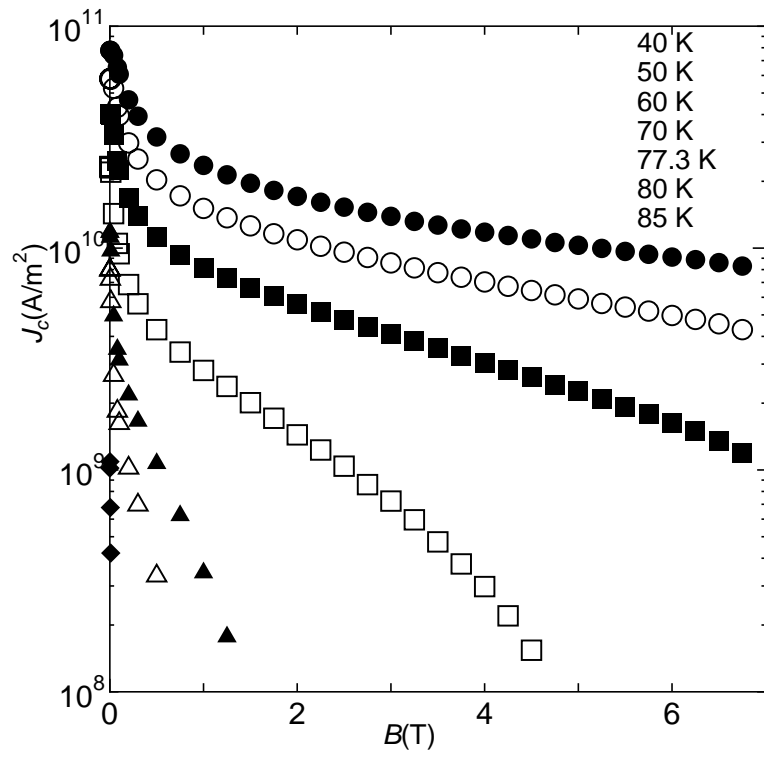


図 3.7 直流磁化法による #3 の  $J_c$ - $B$  特性

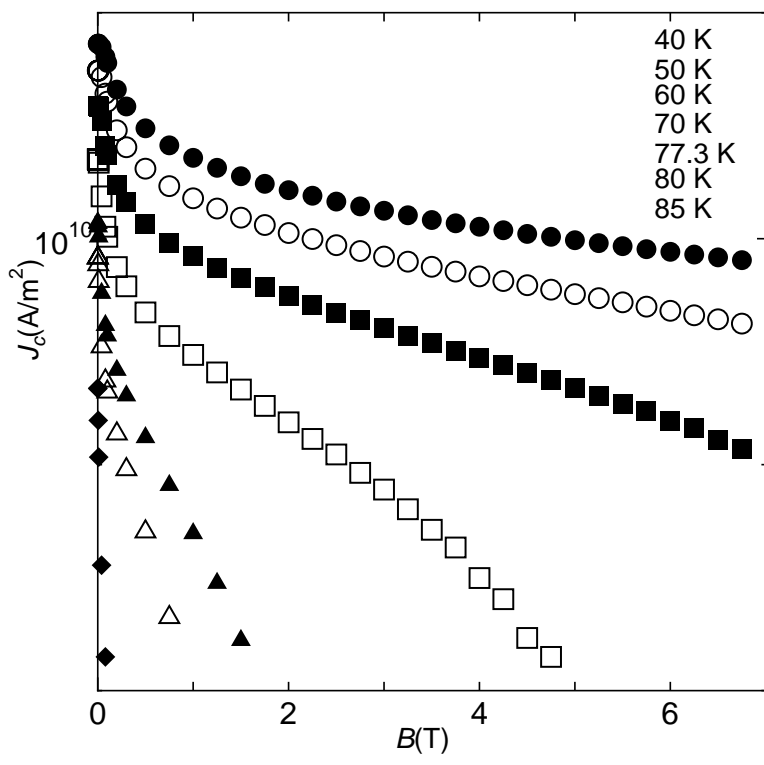


図 3.8 直流磁化法による #4 の  $J_c$ - $B$  特性

いう結果が得られた。膜厚が薄いほど温度および磁界の影響を受けやすいのは、熱振動による磁束クリープの影響を強く受けて磁束線がピンから外れやすくなるためである。また、図 3.9, 図 3.10, 図 3.11, 図 3.12 にそれぞれ試料 #1, #2, #3, #4 の直流四端子法での  $J_c$ - $B$  特性を示す。電界基準は  $E_c = 5.0 \times 10^{-4}$  V/m とした。SQUID による測定とは電界基準が異なるため、結果は少し高い値となっているが、ほぼ同様の特性を示している。

ここで、各試料の特性の違いをみるために直流磁化法によって測定された 40 K, 70 K, 77.3 K でのそれぞれの結果をまとめたものを図 3.13 に、その低磁界領域を拡大したものを図 3.14 に示す。これを見ると、高磁界側では一貫して厚い試料 #4 が高い特性を持っている。とくに低温高磁界において薄い試料に比べて試料の特性の減少が少ない。一方、低磁界領域の図からすべての試料はある磁界から急激に特性が落ちこんでいることがわかる。試料間を比較してみると、薄い試料 #1 の特性が高いが、薄い試料は高温になると厚い試料よりも急激に特性が落ちている。さらに、直流四端子法における 40 K, 70 K, 77.3 K でのそれぞれの結果をまとめたものを図 3.13 に、その低磁界領域を拡大したものを図 3.14 に示す。これを見ると、直流磁化法とは特性が異なっていることがよくわかる。まず、高温での特性が高い。そして、試料 #4 の特性がひどく悪い。この試料 #4 の特性が悪いのは  $E$ - $J$  特性の測定の際にもみられたものであるため、そこから求められた  $J_c$ - $B$  特性が悪いのは納得できる結果である。また、薄い試料の特性がよい。高温高磁界になっても多少の劣化はみられるが、直流磁化法による低電界のときと比べると全くよい結果となっている。低磁界においては厚みや温度による特徴があまり見られない。直流磁化法のときもそうであったが、低磁界においては磁界が加わったときの特性の変化の形が全ての試料で同じであることがわかる。全体的に見て、低電界においては、低磁界のとき薄い試料が、高磁界のとき厚い試料の特性が高いことがわかる。そして通常電界においては薄い試料の磁界依存性が少なく、磁界に関係なく利用できると考える。



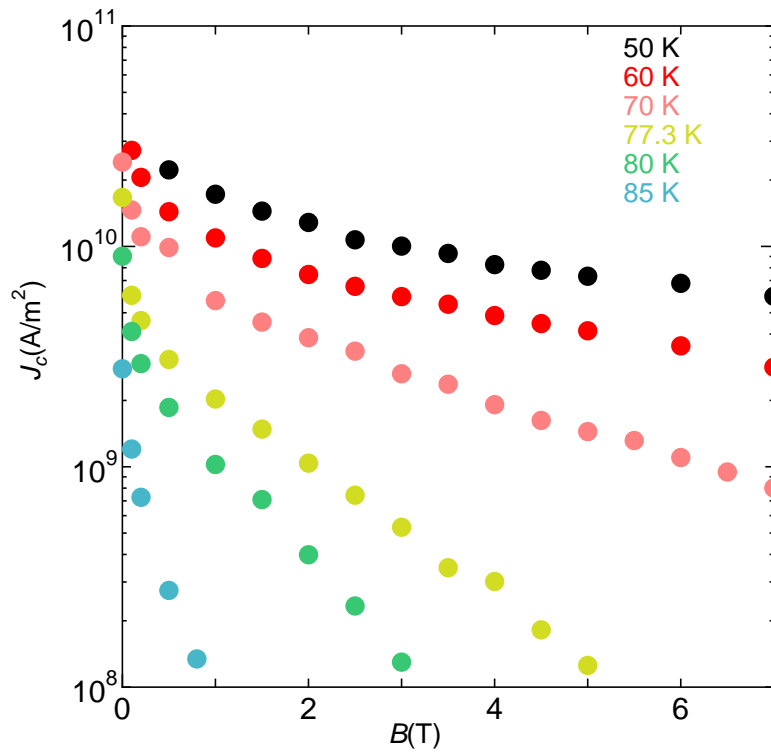


図 3.9 直流四端子法による #1 の  $J_c$ - $B$  特性

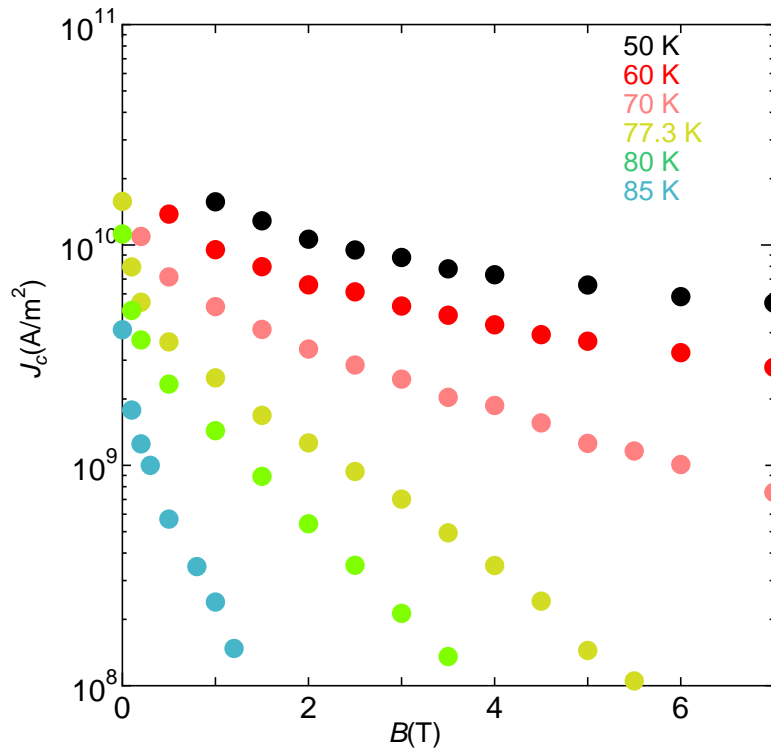


図 3.10 直流四端子法による #2 の  $J_c$ - $B$  特性

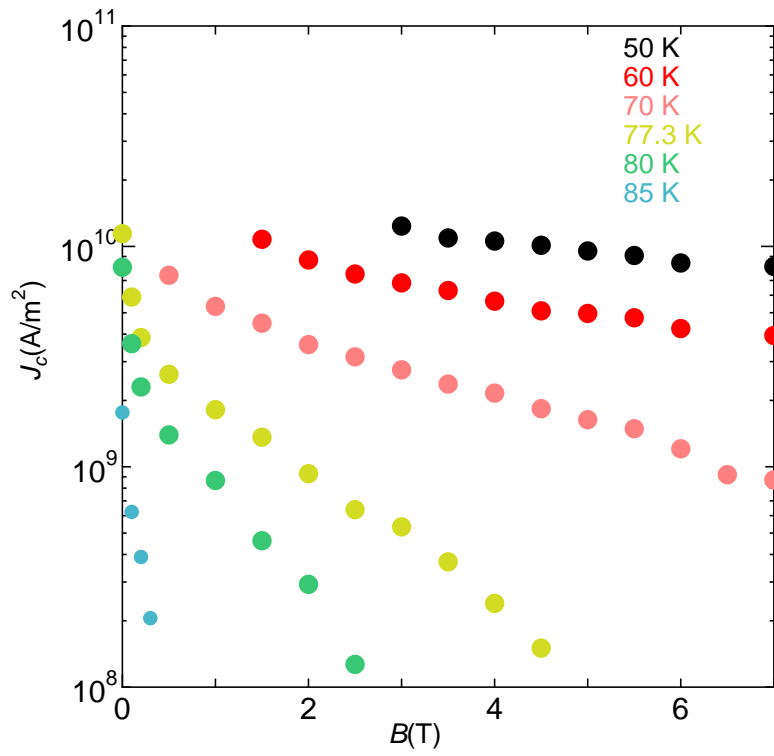


図 3.11 直流四端子法による #3 の  $J_c$ - $B$  特性

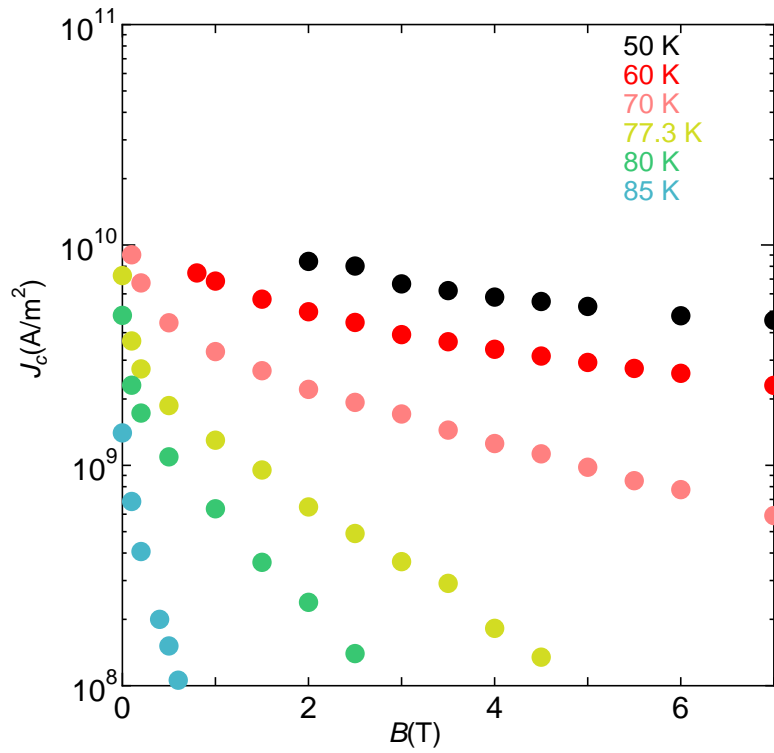


図 3.12 直流四端子法による #4 の  $J_c$ - $B$  特性

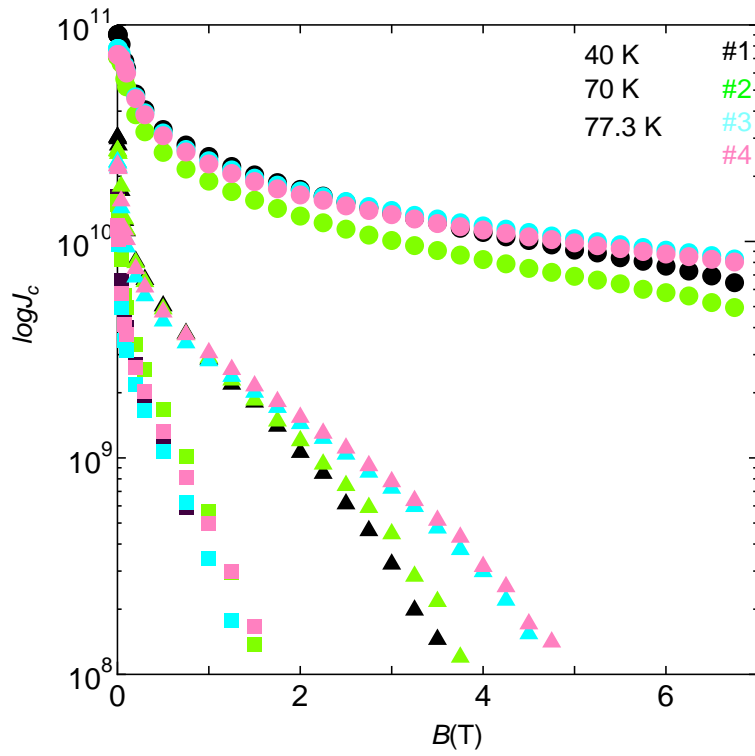


図 3.13 40 K,70 K,77.3 K でのそれぞれの試料の  $J_c$ - $B$  特性 (通常磁界、直流磁化法)

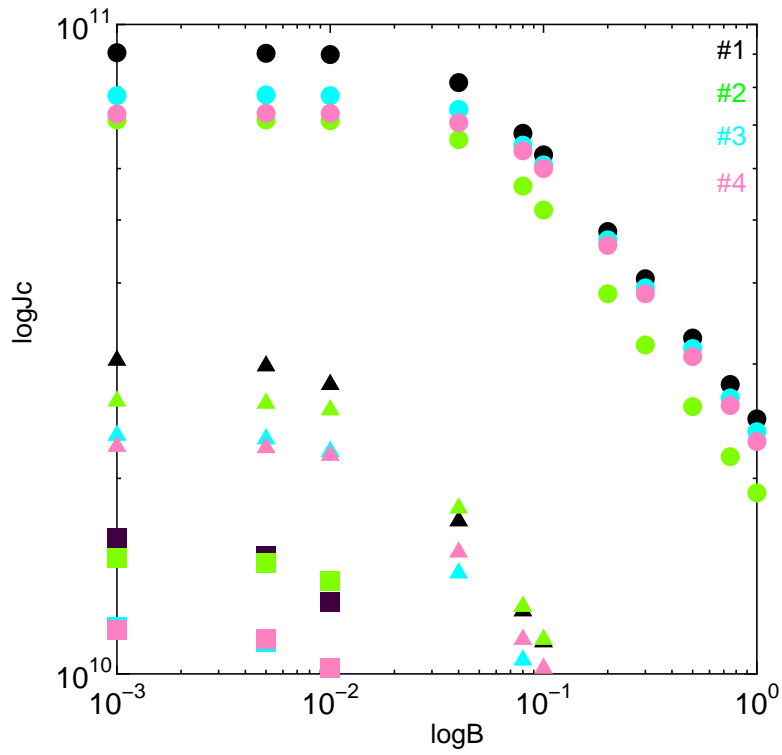


図 3.14 40 K,70 K,77.3 K でのそれぞれの試料の  $J_c$ - $B$  特性 (低磁界、直流磁化法)

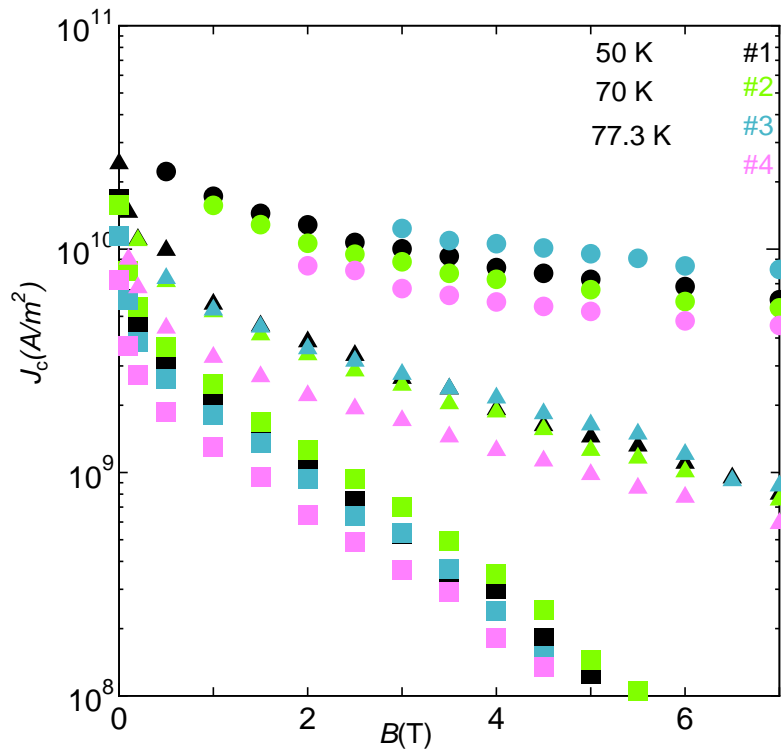


図 3.15 40 K,70 K,77.3 K でのそれぞれの試料の  $J_c$ - $B$  特性 (通常磁界、直流四端子法)

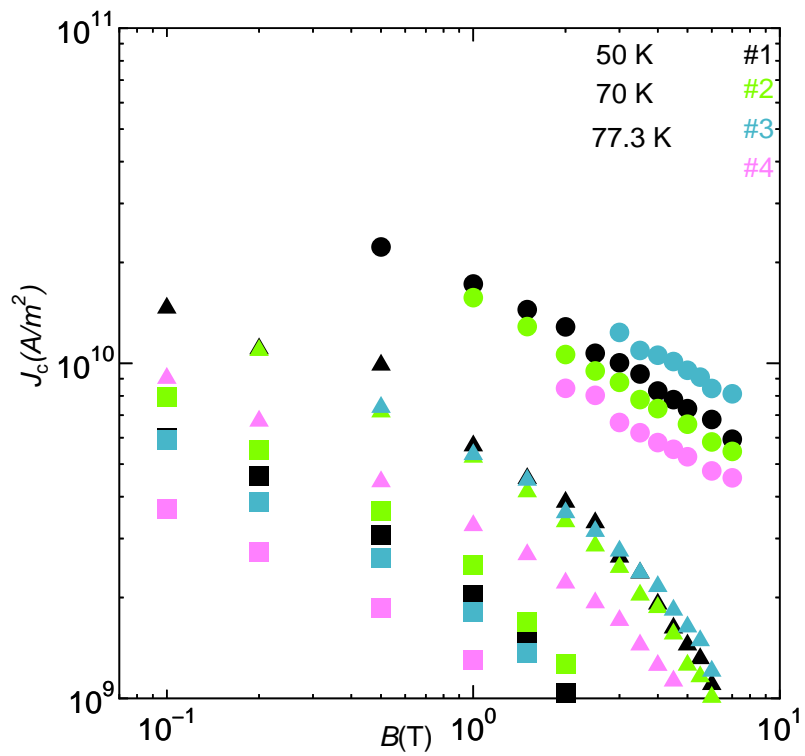


図 3.16 40 K,70 K,77.3 K でのそれぞれの試料の  $J_c$ - $B$  特性 (低磁界、直流四端子法)

### 3.3 不可逆磁界

SQUID 磁力計での直流磁化法および直流四端子法での四つの試料の不可逆磁界  $B_i$  と、臨界温度で規格化した温度との関係を図 3.17、図 3.18 に示す。不可逆磁界とは、臨界電流密度が 0 になるときの磁界であり、今回は  $J_c = 1.0 \times 10^{-8} \text{ A/m}^2$  のときの磁界  $B_i$  とした。図 3.17 をみても、膜厚が薄いほうが  $B_i$  は低い。これは膜厚が薄いと磁束クリープの影響を強く受けて磁束線がピンから外れやすくなるためである。 $T_c$  近傍において膜厚の低い #2 の値が大きくなっているが、これは #2 の  $T_c$  が大きいと考えると考えられる。図 3.18 をみても、膜厚に関係なく #1 と #3 の  $B_i$  は高い。これは、4 章で述べるように、これらの  $g^2$  の値が高いことからピンポテンシャル  $U_0$  の値が高くなり磁束クリープが生じにくくなっているためと考えられる (表 (4.2) 参照)。これは、図 3.17 において #1 と #3 の  $B_i$  がより厚い試料の値に比べ大きく変わらないことから確かめられる。

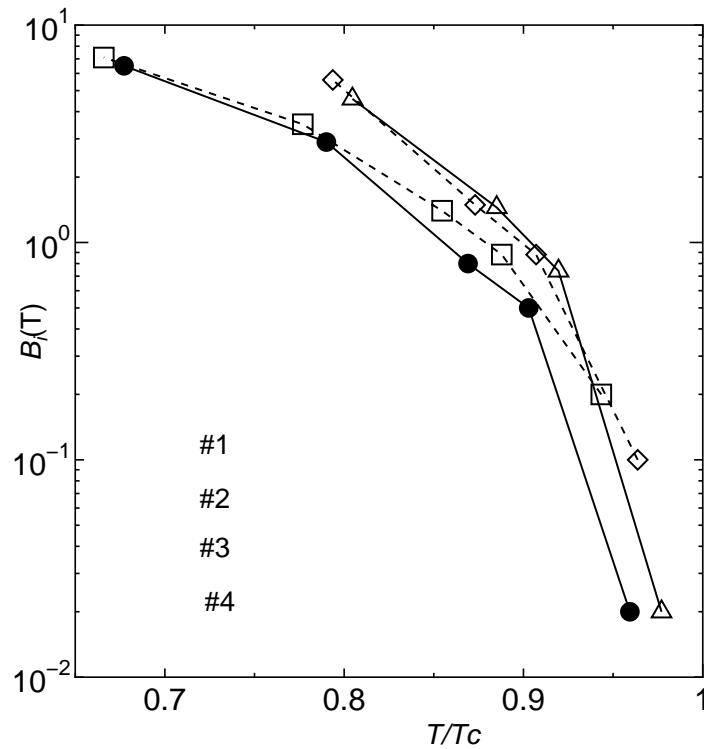


図 3.17 不可逆磁界の比較 (SQUID)

こうした結果は後に述べるように  $g^2$  が臨界電流密度を最大にするように決定するという原理によって説明される。また、 $T_c$  近傍では #2, #1, #4, #3 の順に  $B_i$  は高くなっているが、直流磁化法のとくと同様に  $T_c$  影響されてい

るものと考えられる (表 (2.1) 参照)。また、図 3.17、図 3.18 で異なる結果になったのは、3.1 でも述べた通り電界の強さによって試料の特性が変化するためであると考ええる。

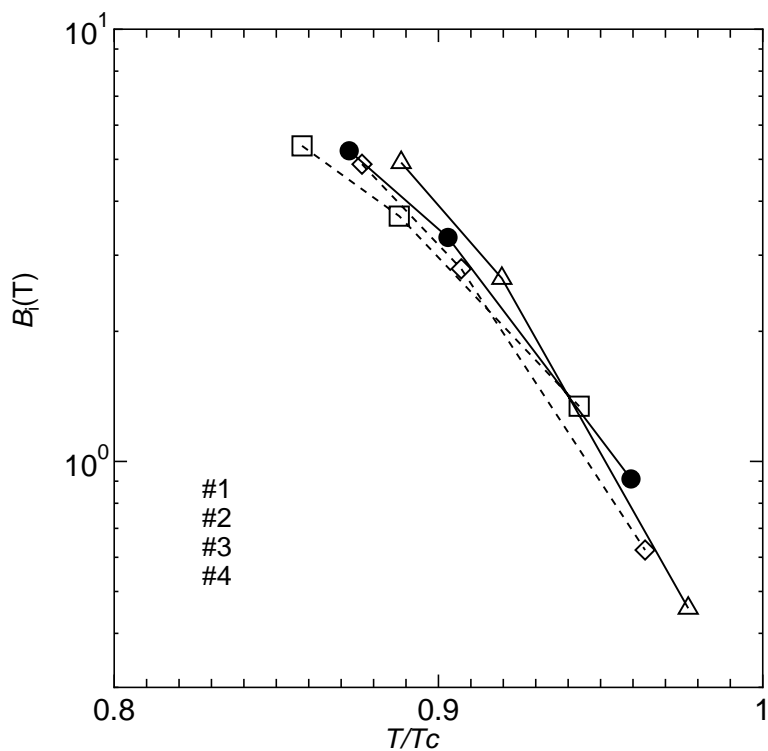


図 3.18 不可逆磁界の比較 (直流四端子法)

## 第 4 章 考察

### 4.1 磁束クリープ理論による解析

先ほど求められた  $J_c$ - $B$  特性の実測値を理論値でフィッティングさせることで求められたピン・パラメータを示す。SQUID 磁力計における直流磁化法での測定によるピン・パラメータが表 4.1、直流四端子法でのピン・パラメータが表 4.2 である。これらは磁束クリープ・フロー理論により抽出されたもので、77.3 K における値を示している。式 (1.11) よりパラメータ  $A_m$ ,  $\sigma^2$  はピン力の最頻値とピン力の分布幅であり、 $m$ ,  $\gamma$  は温度依存性、磁界依存性である。 $g^2$  は横方向の磁束バンドルサイズであり、 $g_{\text{theo}}^2$  はその式 (1.37) の理論値である。これらの値は  $B = B_i$ ,  $T = 77.3\text{K}$  のときの値である。

表 4.1 と表 4.2 を比べてみると、 $\sigma^2$  および  $g^2$  の値が直流四端子法のほうが高くなっている。これは、一見矛盾した結果となっている。式 (1.37) より電界の大きい直流四端子法のほうが小さくなるはずだからである。この原因はおそらく、今回の測定結果から求められた直流四端子法の不可逆磁界の値が直流磁化法に比べてかなり大きなものであったためであろうと思う。もし同じ条件でパラメータを算出したとしたら、直流磁化法のほうが大きな値になるものと考えられる。この不可逆磁界の今回用いた値は後の計算過程において述べる。

表 4.1 について詳しくみていく。すると、薄い試料のほうが  $A_m$  が高くなっている。ピン力は  $J_c$  に比例しているため、試料に条件が加わらなければ薄い試料のほうが  $J_c$  が高いと予想される。事実低温、低磁界において薄い試料の方が高い値を示していた。また、 $\sigma^2$  が高いことから、薄い試料では非常に強いピンから弱いピンまで広い範囲で存在することが示されている。逆に厚い試料では膜質の劣化によって非常に強いピンが消失し、その結果として  $\sigma^2$  の値が小さくなったものと考えられる。また、薄いほど磁界

表 4.1 SQUID 磁力計による測定での 77.3 K におけるピン・パラメータ

試料	$A_m$	$\sigma^2$	$\gamma$	$m$	$g^2$	$g_{\text{theo}}^2$
#1	$4.0 \times 10^{12}$	0.07	0.70	2.0	1.5	1.3
#2	$3.0 \times 10^{12}$	0.07	0.70	2.0	1.2	1.5
#3	$2.0 \times 10^{12}$	0.06	0.60	2.0	2.0	2.3
#4	$2.0 \times 10^{12}$	0.058	0.50	2.0	1.5	2.2

表 4.2 直流四端子法での 77.3 K におけるピン・パラメータ

試料	$A_m$	$\sigma^2$	$\gamma$	$m$	$g^2$	$g_{\text{theo}}^2$
#1	$4.0 \times 10^{12}$	0.14	0.70	2.0	8.0	2.3
#2	$3.0 \times 10^{12}$	0.13	0.70	2.0	4.0	2.1
#3	$2.0 \times 10^{12}$	0.06	0.70	2.0	9.0	3.4
#4	$2.0 \times 10^{12}$	0.13	0.70	2.0	5.0	2.7

依存性のパラメータ  $\gamma$  が大きくなっている。これは薄い試料のほうが双晶面など、 $c$  軸方向に相関のあるピンが生成しているためと考えられる。 $g^2$  については後程詳しく述べる。次に、表 4.2 について詳しくみていく。 $\sigma^2$  の値が #3 において低く、 $g^2$  の値が実験結果、理論値共に高くなっており、ピン力が高いと考えられる。また、理論値  $g_{\text{theo}}^2$  に比べ、 $g^2$  はかなり大きな値になっている。

$g^2$  は磁束バンドル内の磁束の数であるが、どちらかというとも薄い試料の方が  $g^2$  が大きくなっていることがわかる。これは、膜厚が薄くなることで縦方向の磁束バンドルサイズが制限され、ピンポテンシャルが横方向に広がるため横方向の磁束バンドルサイズに当たる  $g^2$  が高くなっているためであると考えられる。もともと Y 系線材は  $B_i$  系線材に比べ凝縮エネルギーが 3, 4 倍あり、材料としてのポテンシャルが高い。しかし、薄膜として用いることで磁束バンドルの体積が小さくなり、磁束クリープの影響を強く受けて特性が下がってしまう。ピンポテンシャルが横方向に広がるということはピン力（ピンニングエネルギーの空間変化率）を下げることに作用するが、クリープの影響に耐性をつけるという意味においてももったもな結果である。ただし  $g^2$  は厚さのみでなくピン力によっても変化するパラメータ



であるため、厚さにより単純に増加はしないことに注意する必要がある。

$g^2$  が大きくなったときに、ランダムに分布するピンによる臨界電流密度がどうなるかを考える。例えば磁束バンドル内に一本の磁束線があるときと  $N$  本の磁束線がある時を考えてみる。すると、ピン力は  $N$  倍にならず、 $\sqrt{N}$  倍にしかならない。なぜならピン力の向きはランダムに分布するピンと磁束線の位置関係によって大部分が打ち消され、ゆらぎの程度しか残らないからである。すなわち、たくさんの磁束線が集まることによってピンニングの効率が悪くなり、 $J_{c0}$  が小さくなる。一方、 $g^2$  が大きくなるとき、 $U_0$  は式 (1.38), (1.40) より大きくなり、磁束クリープの影響が弱くなる。このような状況のなかで  $g^2$  がどのように決定されるかが問題となる。

一般に、変動磁界下で生じるピンニング損失エネルギー密度  $W$  は (1本の磁束線の単位長に働く力)  $\times$  (磁束線の動く距離)  $\times$  (動く磁束線の密度) によって与えられ、

$$W \sim \phi_0 J_c \cdot \frac{H_m}{J_c} \cdot 2 \cdot \frac{\mu_0 H_m^2}{2\phi_0 J_c d} = \frac{\mu_0 H_m^3}{J_c d} \quad (4.1)$$

によって表される<sup>6)</sup>。これより、損失を小さくするには臨界電流密度  $J_c$  を大きくする必要があることがわかる。このことから、自然の法則として  $g^2$  の値は  $J_c$  を大きくするように決定されると考えられる。すなわち、 $g^2$  が大きくなると  $J_{c0}$  が小さくなる一方で  $U_0$  が大きくなる。その最適状態を予測したのが式 (1.37) の結果である。

今回  $g^2$  が理論値よりも大きくなったことから、試料の磁束バンドルサイズは予想されるものより大きく、 $J_c$  に対するピンニングの効率は理論値よりも低下していたと思われる。

今、実験結果をフィッティングして得られた各パラメータを用いて理論値を求めてみる。まず、直流磁化測定における理論値を求める。#1 において、 $E_c = 1.0 \times 10^{-8}$  における不可逆磁界  $B_i$  は 77.3 K において 0.98 と見積もられる。ピンニングパラメータは  $A_m = 4.0 \times 10^{12}$ ,  $m = 2.0$ ,  $\gamma = 0.7$  であった。また、今回のピンは点状ピンであると予測して、 $\zeta = 2\pi$  である。このとき式 (1.37) より  $g^2 = 1.3$  である。ただし、式 (1.2), 式 (1.4), 式 (1.11), 式 (1.30), 式 (1.36) においてそれぞれのパラメータを用いた。同様にして、表 (2.1), (4.1) の値とそれぞれの  $B_i$  をパラメータとして 77.3 K において式 (1.37) より他の試料の値も算出された。77.3 K での  $B_i$  の値は、試料 #1 から #4 でそれぞれ 0.98, 1.57, 1.46, 1.69 T である。また、直流四端子法の試料

の  $g^2$  も表 (2.1), (4.2) の値と  $B_i$  をパラメータとして 77.3 K において式 (1.37) より算出された。77.3 K での  $B_i$  の値は、 $E_c = 5.0 \times 10^{-4}$  V/m において試料 #1 から #4 でそれぞれ 5.23, 5.37, 4.91, 4.87 T である。ただし、式 (1.37) においてピンポテンシャルエネルギーの求め方は各測定法によって異なっている。これは、式 (1.27) により縦方向磁束バンドルサイズ  $L$  を計算した結果、直流磁化法においては  $L < d$  となり、直流四端子法においては  $L > d$  となったためである。式 (1.37) における磁束格子が完璧な三角格子であるときのピンポテンシャル  $U_e$  は、直流磁化法では式 (1.38) で、直流四端子法では式 (1.40) によって求められた。

## 4.2 $J_c$ - $B$ 特性の実測値と理論値の比較

#1, #2, #3 #4 の  $J_c$ - $B$  特性の実測値と、表 4.1 のとおり抽出されたピン・パラメータより求めた理論値との比較を行った。直流磁化法において比較したものをそれぞれ図 4.1、図 4.2、図 4.3、図 4.4 に示す。四端子法において比較したものをそれぞれ図 4.5、図 4.6、図 4.7、図 4.8 に示す。点で示したものが実験値、線で示したものが理論値である。これらの図のとおり、 $g^2$  をパラメータとして変化させることによって、実測値と理論値をよく一致させることが出来た。

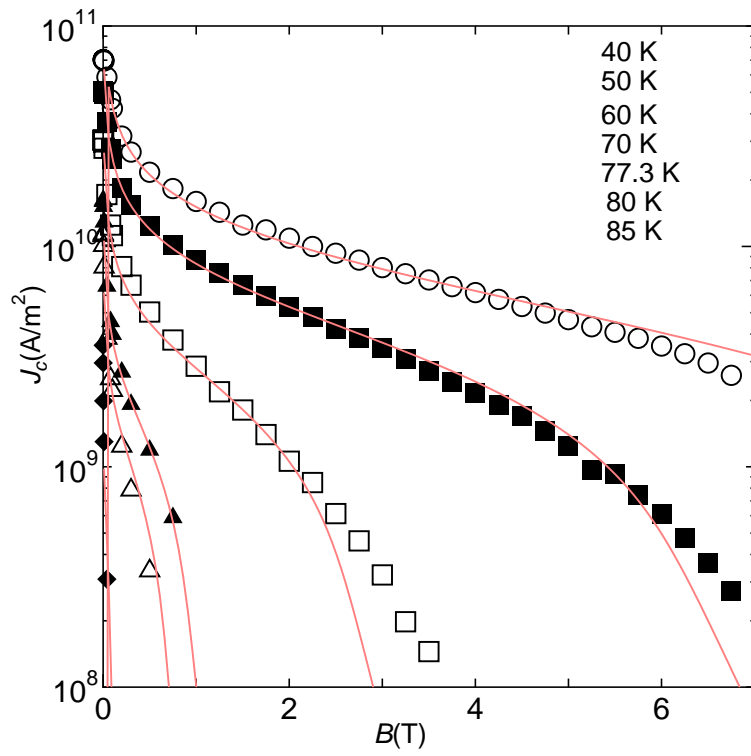


図 4.1 直流磁化法による #1 の  $J_c$ - $B$  特性

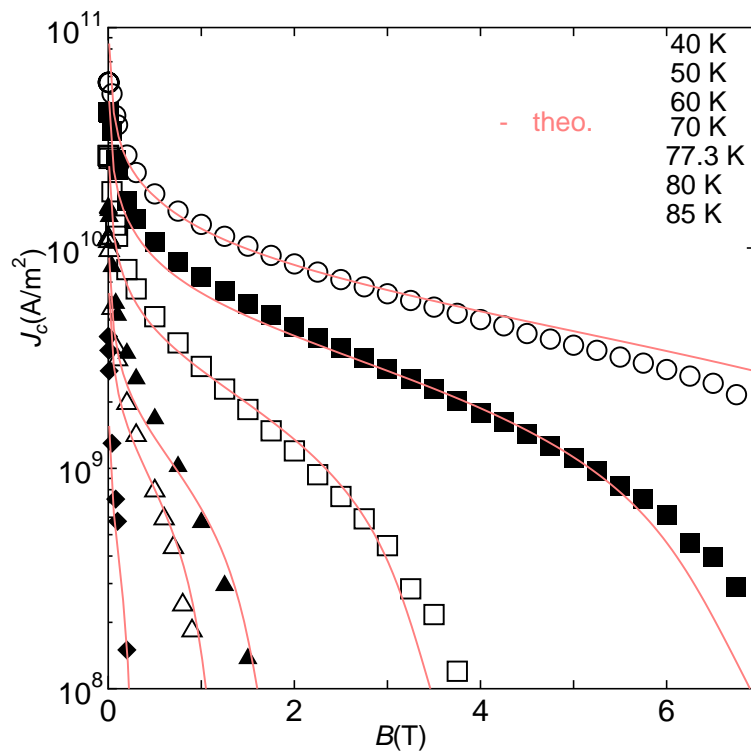


図 4.2 直流磁化法による #2 の  $J_c$ - $B$  特性

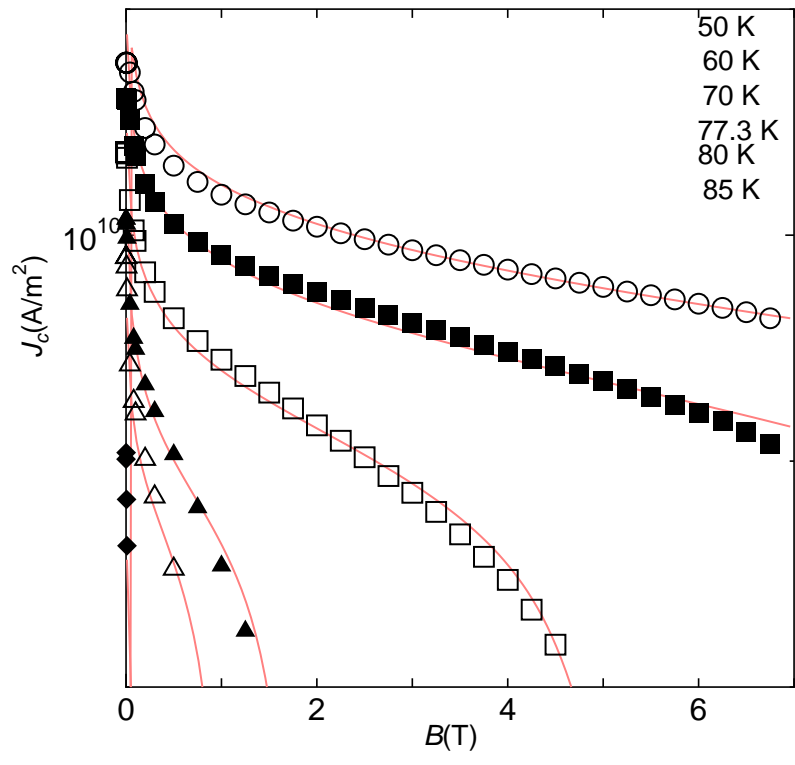


図 4.3 直流磁化法による #3 の  $J_c$ - $B$  特性

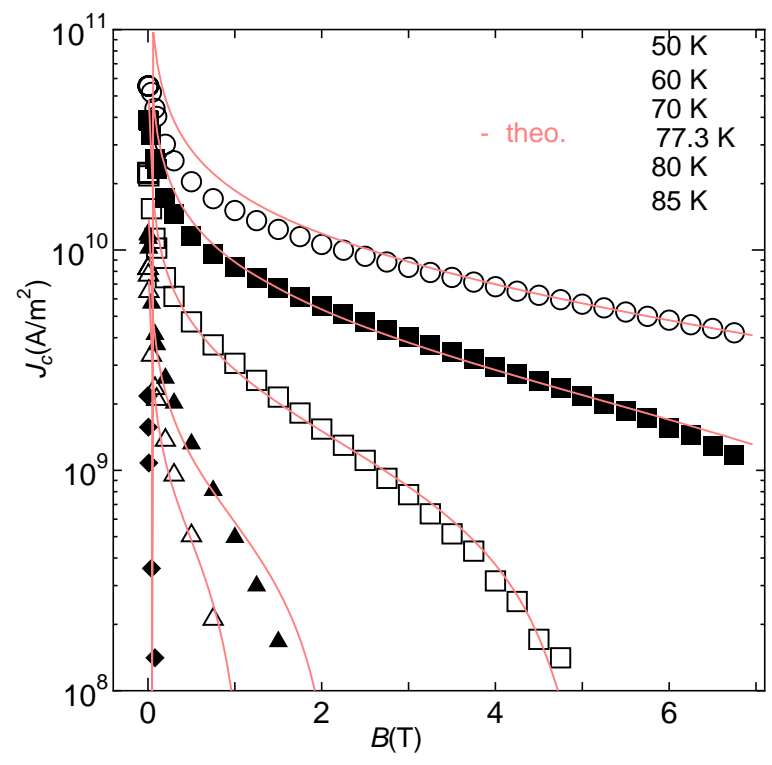


図 4.4 直流四端子法による #4 の  $J_c$ - $B$  特性

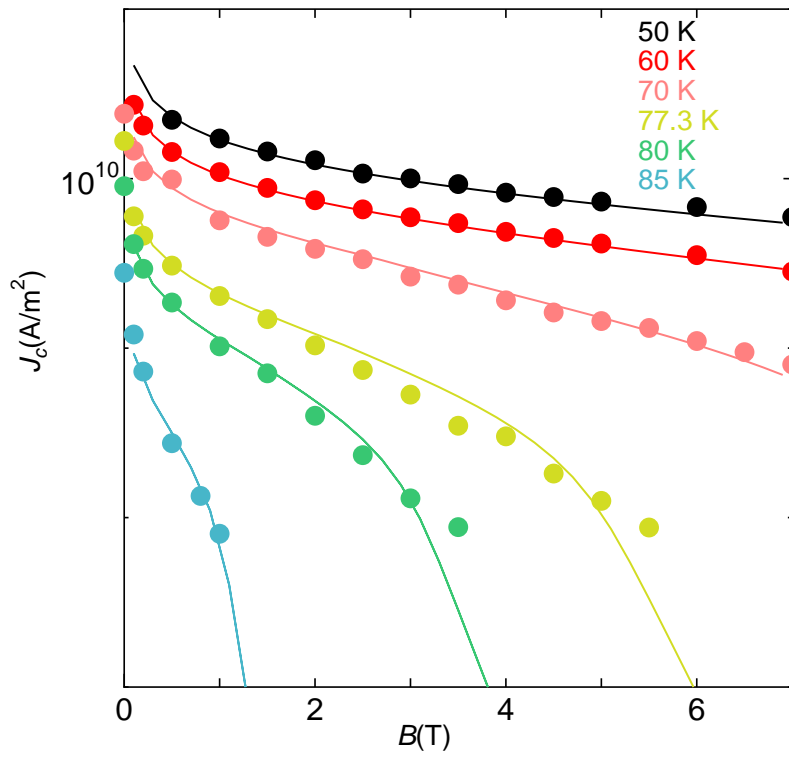


図 4.5 四端子法による #1 の  $J_c$ - $B$  特性

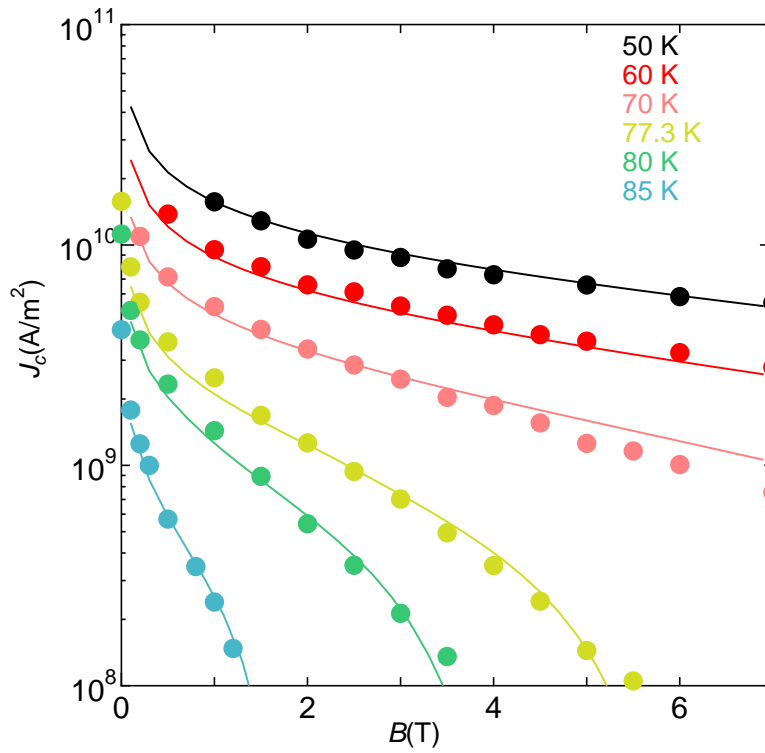


図 4.6 四端子法による #2 の  $J_c$ - $B$  特性

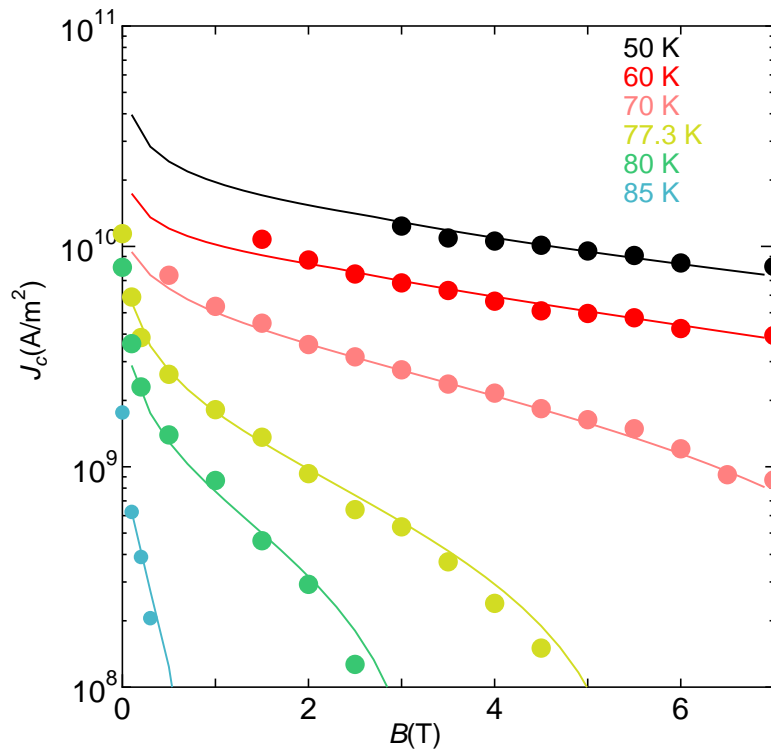


図 4.7 四端子法による #3 の  $J_c$ - $B$  特性

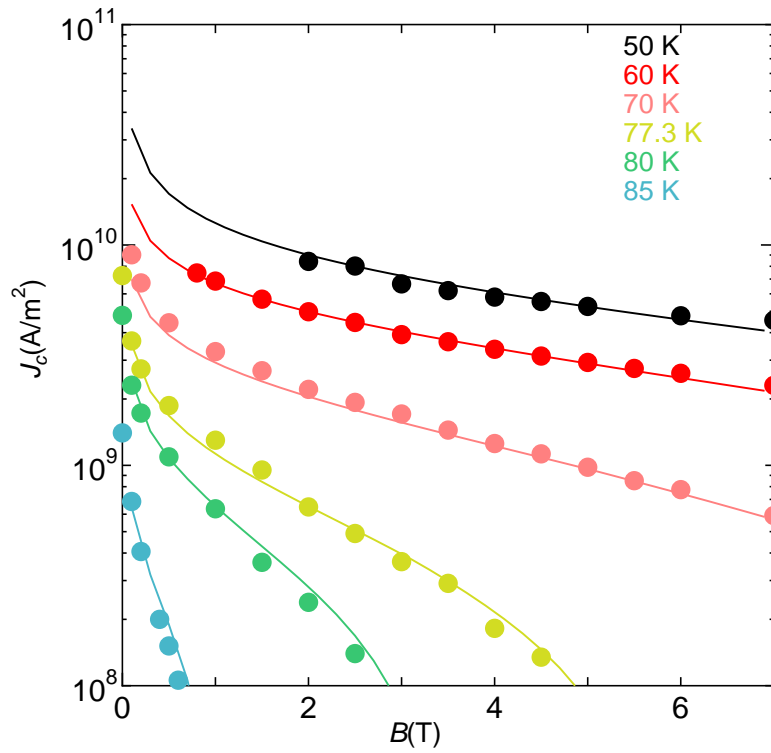


図 4.8 四端子法による #4 の  $J_c$ - $B$  特性

## 第 5 章 結論

YBCO-coated 線材の臨界電流特性の超伝導層の厚みに対する依存性を調べるため、超伝導層の厚さが異なる四つの試料に対して直流磁化測定により測定を行い、臨界電流密度を求め、不可逆磁界を評価した。その結果をピン力の分布を考慮した磁束クリープ・フローモデルによる解析結果と比較し検討を行った。その結果以下のことが明らかになった。

- 実験結果として、

- (1) 膜厚が薄い試料は低温および低磁界において高い臨界電流特性を示す

- (2) 薄い試料は低電界において利用するよりも通常電界において利用するほうが磁界による臨界電流特性の劣化がおさえられる

- (3) 不可逆磁界  $B_i$  は膜厚が薄いほど小さくなる。ただし、#1, #3 が一貫して比較的大きい値をとった

という事実が得られた。

- 臨界電流密度を磁束クリープ・フロー理論により解析し、実験結果と比較した。その結果、実験結果を以下のように説明できた。

- (1) 薄い試料のピン力  $A_m$  が高いことがわかり、(1) で述べた結果が説明できた。。もともと試料の持つピン力は膜質のため薄い試料のほうが高く、温度や磁界が低くて磁束クリープの影響が強くないとき高い臨界電流特性を示すといえる。

- (2) 横方向の磁束バンドルサイズ  $g^2$  が通常電界における測定 (直流四端子法) において高いことがわかり、(2) の結果を説明できた。  $g^2$  が大きいときには磁束クリープが生じにくい。

(3) もともと薄い試料は厚い試料よりも磁束クリーブの影響を受けやすいことがわかっている。そのため厚い試料よりも不可逆磁界は低い値をとる。そして、横方向磁束バンドルサイズ  $g^2$  が #1, #3 において大きいことがわかり、(3) の結果を説明できた。  $g^2$  が大きいとき、磁束バンドル内の磁束線の数が増えることによる臨界状態におけるピンニングの損失から、  $g^2$  の値は  $J_c$  を最大にするように決定されると考えられる。  $g^2$  が大きくなれば  $J_{c0}$  は小さくなるが  $U_0$  は大きくなる。今回の実験ではその最適な状態を予測した式から求められた  $g^2$  よりも測定値が小さかったため、  $J_c$  に対するピンニングの効率は理論値より低下していたことがわかった。



## 謝辞

本論文を作成するにあたり、御多忙中にも関わらず完成に至るまで指導してくださった松下照男教授に心より御礼申し上げます。また小田部荘司助教授、木内勝助手には日頃からご指導頂き厚く御礼申し上げます。また、多くの先行研究を紹介して頂き、有益なアドバイスにより研究を導いてくださった修士二年の木村健吾さんに深く感謝致します。そして修士一年の吉田貴昭さんおよび学部四年の姫木携造さんの研究の手助けによりこの論文が完成したことに大変感謝しております。本論文の作成中、松下研究室、小田部研究室の皆様には本当にお世話になりました。最後になりましたが、試料を提供して下さった超伝導工学研究所名古屋 (SLR-名古屋) に御礼申し上げたいと思います。

## 参考文献

- 1) 低温工学 第 39 卷第 11 号 p.511
- 2) E. H. Brandt: Phys. Rev. B **34**(1986) p. 6514.
- 3) CHAPTER VI FLUX CREEP-FLOW MODEL : Edmund Soji Otabe and Masaru Kiuchi
- 4) 低温工学 第 39 卷 第 11 号 p.568
- 5) Progress in development of coated conductors by TFA-MOD processing : T. Izumi *et al* (2004)
- 6) 磁束ピンニングと電磁現象 : 松下照男 (1994) p.285, p.399, p.81
- 7) Growth of high- $T_c$  thin films : Wördenweber *et al* (1999)
- 8) K.Yamafuji and T.Kiss:Physica C 258 (1996) p.197
- 9) 木村健吾:膜厚の異なる超伝導体 YBCO-coated 線材の臨界電流特性の評価 [九州工業大学修士論文 平成 17 年] p.17
- 10) 吉田貴昭:YBCO-coated 線材の臨界電流特性の膜厚依存性 [九州工業大学卒業論文 平成 18 年]