

配向Niクラッド基板PLD法GdBCOコート線
材の臨界電流密度特性に及ぼす Y_2O_3 シード層
の影響

小田部研究室

神邑 康成

目次

第1章 序章	1
1.1 はじめに.....	1
1.2 銅酸化物超伝導体	2
1.3 磁束ピンニング	3
1.4 磁束クリープ・フローモデル	4
1.4.1 磁束クリープ	4
1.4.2 磁束フロー	7
1.4.3 ピン・ポテンシャル	8
1.4.3 不可逆磁界	10
1.4.5 磁束クリープ・フローモデルによる計算	12
1.5 REBCO コート線材	13
1.5.1 RABiTS 法	13
1.5.2 PLD 法による薄膜作製	13
1.5.3 配向基板	14
1.5.4 配向クラッド基板	14
1.6 本研究の目的	15
第2章 実験	16
2.1 試料	16
2.1.1 REBCO コート線材	16
2.1.2 配向クラッド基板に用いられる中間層	16
2.1.3 試料諸元	17
2.2 測定方法	17
2.2.1 直流四端子法	17
2.2.2 マイクロブリッジ加工	18
2.2.1 ブリッジ加工方法	18
2.2.4 測定環境	19

第3章 実験結果	21
3.1 J_c - B 特性	21
3.2 J_c - θ 特性	22
3.3 異方性	23
第4章 解析	25
4.1 磁束クリープ・フローモデルによる解析	25
4.1.1 E - J 特性の実験値及び、理論値	25
4.1.2 J_c - B 特性の実験値及び、理論値	29
4.1.3 シード層に Y_2O_3 を用いた試料の g^2 の磁界依存性	32
第5章 まとめ	33
5.1 臨界電流密度特性	33
5.2 シード層の違いについて	33
謝辞	34
参考文献	35

表目次

2.1	資料諸元.....	17
4.1	解析によって得られた 77.3K におけるピンニングパラメータ($B \parallel c$).....	28
4.2	解析によって得られた 77.3K におけるピンニングパラメータ($B \parallel ab$).....	28

目次

1.1	磁束バンドル	4
1.2	磁束フローの概念図.....	7
1.3	磁束線が変位した際のピン力密度(a)及び、ピンニングエネルギー密度(b).....	8
1.4	ピンニングポテンシャル概念図：二次元ポテンシャル(a)、三次元ポテンシャル(b).....	9
1.5	不可逆磁界.....	11
1.6	コート線材模式図	15
2.1	測定方法：二端子法(a)及び、四端子法(b).....	18
2.2	マイクロブリッジを用いた測定の概念図.....	20
3.1	J_c - B 特性 超伝導層の厚さ 1.04 μm (a)、2.08 μm (b).....	21
3.2	Y1、Y2 の J_c - B 特性	22
3.3	印加磁界 1T における Y1、Y2、C1、C2 の J_c - θ 特性.....	23
3.4	試料 Y1、Y2、C1、C2 の異方性.....	24
4.1	直流四端子法によって得られた($B \parallel c$)における E - J 特性(a)Y1、(b)Y2	25
4.2	直流四端子法によって得られた($B \parallel c$)における E - J 特性(a)C1、(b)C2	26
4.3	直流四端子法によって得られた($B \parallel ab$)における E - J 特性(a)C1、(b)C2.....	26
4.4	直流四端子法によって得られた($B \parallel ab$)における E - J 特性(a)Y1、(b)Y2	27
4.5	Y1 の E - J 特性(a) $B \parallel c$ 、(b) $B \parallel ab$	28
4.6	試料 Y1 及び、C1 の J_c - B 特性	30
4.7	ピンニング相関距離 L の磁界依存性	31
4.8	Y1 における g^2 の磁界依存性.....	32

第1章

序章

1.1 はじめに

1911年にオランダの **Kamarlingh-Onnes** は、水銀の温度を下げていくと液体ヘリウム温度 4.2Kで電気抵抗がゼロになる現象を発見し、この現象を超伝導現象と名づけた。また、この超伝導現象を示す物質は超伝導体と呼ばれる。この超伝導体において、超伝導状態以外のオーミックな電気抵抗を持つ状態を常伝導状態と呼ぶ。また、常伝導状態から超伝導状態に移る温度を臨界温度 T_c と呼び、この T_c 以下の温度で電気抵抗が消失することが超伝導体の大きな特徴でもある。この超伝導現象の発見以降、超伝導体は電気抵抗がゼロである完全導体として理解されていたが、1933年にドイツの研究者 **W. Meissner** と **R. Ocshenfeld** らによって超伝導体が冷却過程によらず磁界を完全に排除する、完全反磁性(マイスナー効果)を示すことが発見された。さらに、1957年、**J. Bardeen**、**L.N. Cooper**、**J.R. Schrieffer** らの提唱したBCS理論により、電気抵抗ゼロ・完全反磁性・量子化磁束などの超伝導発現機構における基本的なメカニズムが解明され、超伝導の研究は目覚ましい進歩を遂げていくことになる。発見当初の単元素超伝導体の多くは小さな磁界で超伝導状態が壊れてしまい(この超伝導体が壊れる磁界を臨界磁界： B_c と呼ぶ)工学的な応用は難しかった。このような小さな磁界で破壊されてしまう超伝導体は主に第1種超伝導体と呼ばれる。その後、磁界が一定以上の強さとなると、超伝導体内に磁束線が侵入する混合状態で高い磁界まで超伝導状態を保つ超伝導体が発見された。このとき、磁束が侵入しはじめる磁界を B_{c1} (下部臨界磁界)、完全に超伝導状態が壊れる磁界を B_{c2} (上部臨界磁界)と呼ぶ。このような磁束侵入させ高磁界まで超伝導状態を保つ物質を、第2種超伝導体と呼ぶ。この第2種超伝導体の発見によって高磁界下で超伝導体の運用が可能となり、超伝導体の応用が現実的なものとなった。

上記のBCS理論では超伝導体が発見された超伝導状態から常伝導状態へと移行する温度(臨界温度 T_c)が30 Kを超えないと考えられていた。しかし、1985年に**Johannes G. Bednorz** と **Karl Alex Muller** らにより、酸化物系物質(La-Ba-Cu-O)で30 Kをこえるような超伝導が発現する可能性が示され、同じく1980年代後半には銅酸化物高温超伝導体の発見により90Kを超えるような臨界温度を記録し、この短期間に超伝導体の臨界温度は60Kも上昇した。このように77.3Kよりも臨界温度が高く液体窒素温度下で超伝導状態に移る超伝導体の発見によって、液体ヘリウムを使わずに安価に、液体窒素や冷凍機を用いることで超伝導状態を保てるようになった。維持に掛かるコストが大幅に低下したことにより、超伝導体は様々機器、電流輸送ケーブルやコイルなどへの応用に向けて期待が高まっている。

1.2 銅酸化物超伝導体

銅酸化物超伝導体とは、結晶構造に CuO_2 面を持つ超伝導体であり、液体窒素の沸点 77.3K を超えるようなものも存在する。

銅酸化物超伝導体の特徴の一つとしてペロブスカイト構造と呼ばれる結晶構造に起因する、結晶粒界同士の接触角による電流特性の異方性が挙げられる。これは CuO_2 面内方向では電気伝導が容易で優れた電流特性を示すが、 CuO_2 面に対して垂直な方向では、絶縁的な中間層(ブロック層)の存在によって、電流特性が劣化してしまうといったものである。また、臨界電流密度は印加する磁界の方向によっても異方性が存在し、この銅酸化物超伝導体を実際に用いる場合には配向を整える作業が必要なる。しかしながら、その臨界温度から高価な液体ヘリウムを用いることなく安価な液体窒素や冷凍機で使用できるため超伝導を用いた様々な機器への投入が期待されている。この銅酸化物超伝導体の中でも、特に現在応用が期待されている高温超伝導体線材の代表的なものとして挙げられるものが、**Bi-Sr-Ca-Cu-O** (Bi系超伝導)線材と、**Y-Ba-Cu-O** (Y系超伝導)線材である。Bi系超伝導線材は、 c 軸方向に比べ ab 軸方向の結晶成長が大きく、平板状の結晶形状をしており、機械的な圧延の繰り返しによって、 CuO_2 面がそろった線材を作製できる。そのため、**km**オーダーの線材を作ることが容易である。一方で、Y系超伝導線材はBi系超伝導体と異なり、機械的な方法での線材作製を行うことは出来ない。そのため、Y系超伝導体では、配向基板上に蒸着させる事で二軸配向を超伝導層に持たせるような加工をする必要がある。しかし、この蒸着法での線材作製は長尺化も容易ではなく、作製コスト面での課題も存在するが、Bi系超伝導体に比べて高温高磁界における臨界電流特性が優れており、次世代線材として注目されている。また、線材として実用化するためには臨界電流特性の評価が必要であり、その指標のひとつとして臨界電流密度 J_c がある。一般的に臨界電流密度が上昇すれば、臨界電流も上昇するとされ、臨界電流密度は式(1.1)のように表される。このことから磁束ピンニング力 F_p の値が銅酸化物超伝導体の性能に大きく関わっていることがわかる。

本研究で用いたGdBCO線材はこの銅酸化物超伝導体の一種である、Y系超伝導線材のYをGdで置換したものである。このGdで置換したものは従来のYを用いたものに比べ臨界温度や電流特性が優れているといった利点が挙げられる。

1.3 磁束ピンニング

1.1 節で述べたように、超伝導体は超伝導状態が発現する温度(臨界温度： T_c)と超伝導状態が消滅してしまう磁界(臨界磁界： B_c)によって使用できる環境が制限されることになる。また、超伝導体を実際の装置に応用する場合、特性の中で最も魅力的なのは電気抵抗ゼロという特性になる。しかし、この特性によって制限なく電流を流せるわけではなく、一定以上の大きさの電流を流すと電気抵抗が発生してしまい、完全な電気抵抗ゼロとはならなくなる。このときの直流電流を電気抵抗無しに超伝導状態のまま流すことの出来る最大の電流量を臨界電流 J_c と呼び、そのときの電流密度を臨界電流密度 J_{c0} と呼ぶ。 J_c が大きければ、その超伝導体で扱える電流量が増え様々な装置への応用の幅が広がるため、線材の J_c を大きくすることは重要となる。ここで J_c は超伝導線材の評価する上で重要な関数の一つとなる、このパラメータを上げれば一般的には J_c も上昇するため、このパラメータを上げていくことは超伝導体に応用をしていくためには必ず必要となる。この J_c の値を決定するものはするものは基本的に磁束ピンニングと呼ばれる機構である。磁界中において超伝導体に電流を流すと内部の侵入している磁束にLorentz力が生じる。そして、磁束線がこのLorentz力によって運動してしまうと誘導起電力が生じ、結果として電気抵抗が生じる。この磁束線の運動を止めようとする力が磁束ピンニングと呼ばれる現象であり、この現象を引き起こすものとして超伝導体内部の螺旋転移、常伝導析出物、空隙などの様々な欠陥であり、さらには人工的にそれらを作り出したものがあげられる。こうしたものはピンニング・センターと呼ばれ、Lorentz力による磁束線の運動をそれらの臨界点まで妨げ続け、電気抵抗ゼロで臨界点まで電流を流すことが出来るようにする。

このピンニング・センターが単位面積あたりに及ぼす力を F_p としすると臨界電流密度 J_c は

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

の関係で表される。これは、単位面積あたりに働くLorentz力にあたる $J_c B$ とピン力密度が釣り合っていることを示している。このことから、臨界電流密度 J_c は臨界温度 T_c や臨界磁界 B_c と違い使われている材料固有の値ではなく後天的に上昇させることの出来る数値であることがわかる。

1.4 磁束クリープ・フローモデル

超伝導体線材の臨界電流特性に関する重要な要素としてピン力があることを1.3節に記述した。つまり、実用線材において、ピン力を把握することは線材の臨界電流特性は把握することにつながるわけである。しかし、ピン力は結晶構造や不純物などあらゆるものの影響を受けるため、線材内において局所的に異なる値を取ることになる。そして、それらの要素による影響を全てを考慮し線材全体の臨界電流特性を把握し表すことは現実的ではないと言える。しかし、ピン力の分布を考慮したクリープフローモデルを用いることによって、線材全体の臨界電流特性を表すことが出来る。このモデルでは作製方法の異なる線材について評価を行う上で、作製方法が臨界電流特性にどのような影響を与えるかをパラメータの大小で比較できる。この節では、磁束クリープ・フローモデルについて説明する。

1.4.1 磁束クリープ

超伝導体に磁界を印加すると、超伝導体を貫いた磁束線は1.3節に記述したピンニング・センターによってピン止めされる。そして、この磁束線がLorentz力などに起因する熱振動によってピンニング・センターを外れてしまう運動を磁束クリープと呼び、この現象が顕著に表れているものが超伝導による永久電流の緩和である。理論的には超伝導体に流れる電流は外的に力を加えない限りは永久に流れるはずだが、長期にわたって観察していくと外部環境が一定な状態であるにも関わらず、流れる遮蔽電流が減衰していくことが見て取ることができる。

この磁束クリープ現象で磁束線が移動しようとする場合、磁束線は集団で移動する、そして、この磁束線の集団のことを磁束バンドルと呼ぶ。

電流が流れている超伝導体を仮定すると、磁束バンドルがLorentz力によって受けるエネルギー状態の変異は図1.1のようになる。

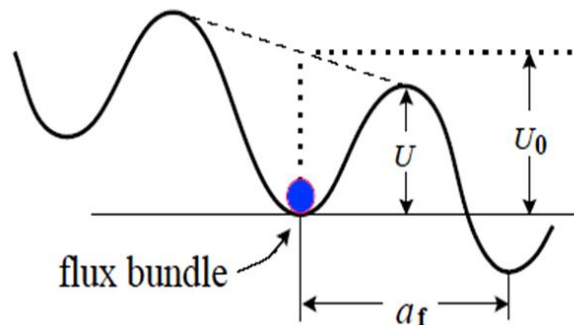


図 1.1 磁束バンドル

図中のエネルギー U が右に向かって下がっているのはLorentz力による影響を考慮しているためである。丸点が磁束バンドルを表し、谷の部分がピンニング・センターを表している。そして、山の部分が磁束バンドルが移動するために必要なエネルギー(エネルギー・バリア)である。基本的に熱振動がなければ磁束バンドルはピンニング・センターから動くことはないが、熱振動が発生し、エネルギー・バリアに比べその熱エネルギーが少ない場合については、磁束バンドルがエネルギー・バリアを超えるために必要な活性化エネルギー U はアレニウスの法則から与えられて、 $\exp(-U/k_B T)$ となる。 k_B はボルツマン定数で $k_B T$ は熱エネルギーとなる。また、磁束バンドルがクリープ現象によってエネルギー・バリアを越えた際の移動距離は磁束線格子間隔 a_f 程度と予想されるため、熱振動周波数を v_0 とするとLorentz力と順方向に生じる磁束線の平均速度は

$$v = a_f v_0 \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) \quad (1.2)$$

と表される。ここでの振動周波数は

$$v_0 = \frac{\zeta \rho_l J_{c0}}{2\pi a_f B} \quad (1.3)$$

となる。 ζ はピンの種類によって決まる定数であり、格子間距離が a_f を超えるような非超伝導素子の場合には4になる、また点状のピンの場合は $\zeta \cong 2\pi$ 程度になることで知られている。 J_{c0} は磁束クリープがないと仮定した場合の理想的な臨界電流密度である。そして、Lorentz力とは逆方向の磁束線の平均速度を考慮した場合には

$$v = a_f v_0 \left[\exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{U'}{k_B T}\right) \right] \quad (1.4)$$

と表される。 U' はLorentz力と逆向きに移動する際の活性化エネルギーである。したがって、これによって生じる電界の大きさ E は $E = B \times v$ の関係より

$$E = B a_f v_0 \left[\exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{U'}{k_B T}\right) \right] \quad (1.5)$$

となる。

遮蔽電流の減衰はピンニング・センターに磁束線が捕まっている状態では真に平衡している状態ではないために、真に平衡をしようとして起こってしまう現象である。これは、磁束クリープ現象による磁束の運動による磁束密度の勾配の減少に対応している。そして、この現象は真の平衡状態に至るまで続く。

一般的に磁束バンドルの位置によるエネルギーの変化は図1.1のポテンシャルで与えられ

$$F(x) = \frac{U_0}{2} \sin(kx) - fx \quad (1.6)$$

のような正弦関数となる。 $k = 2\pi a_f$ 、 $f = JB V$ 。 k はポテンシャルの周期、 $U_0 / 2$ はポテンシャルの振幅、 f はLorentz力による傾きを表している。

磁束バンドルが平衡位置にあるときを $x = -x_0$ とすると、 $x = x_0$ のときにエネルギーが極大と

なる。平衡、極大の位置ではエネルギーの変異は0となるはずなので、 $F'(x_0)$ 及び $F'(-x_0)$ は0となる。このことから

$$x_0 = \frac{a_f}{2\pi} \cos^{-1} \left(\frac{fa_f}{U_0\pi} \right) \quad (1.7)$$

であることを導くことができる。エネルギー・バリアUは $F(x_0) - F(-x_0)$ より与えられるので

$$\begin{aligned} U &= U_0 \sin \left[\cos^{-1} \left(\frac{fa_f}{U_0\pi} \right) - \frac{fa_f}{\pi} \cos^{-1} \left(\frac{fa_f}{U_0\pi} \right) \right] \\ &= U_0 \left[\left\{ 1 - \left(\frac{2f}{U_0\pi} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} - \frac{2f}{U_0k} \cos^{-1} \left(\frac{2f}{U_0k} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.8)$$

となる。ここで、 $\sin(\cos^{-1}(x)) = \sqrt{1-x^2}$ を用い、 $k = a_f/2\pi$ と置く。このときに、熱振動がないと仮定すればエネルギー・バリアU=0となるような理想的な臨界状態となると予想される。そのため、 $2f/U_0k = 2J_{c0}BV/U_0k = 1$ となることから

$$\frac{2f}{U_0k} = \frac{J}{J_{c0}} = j \quad (1.9)$$

のような関係を得ることが出来る。 j は規格化電流密度である。また J_{c0} はクリーブがないと仮定した場合の理想的な臨界電流密度であり

$$J_{c0} = A \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^m B^{\gamma-1} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}} \right)^\delta \quad (1.10)$$

と経験的に表せる。 A, m, γ, δ はピンニング・パラメータである。

1.4.2 磁束フロー

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のことを指す。図1.2 にエネルギー状態を示す。

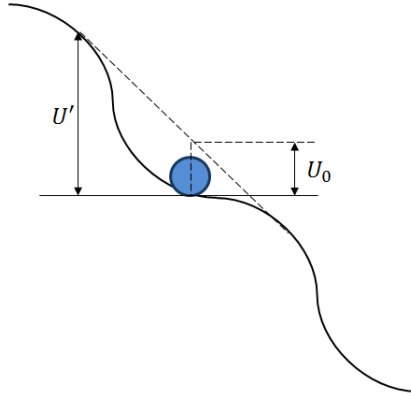


図 1.2 磁束フローの概念図

図1.2で $U = 0$ となるのが臨界状態であると考えられ、そのときの電流密度が仮想的な臨界電流密度 J_{c0} で与えられる。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 $J \times B$ で与えられるが、これにより磁束線が超伝導体内を動こうとするとLorentz力とは逆方向にピン力密度による抵抗を受ける。このLorentz力の方向の単位ベクトルを $\delta = v/|v|$ とし、ピン力の強さを F_p とすると静的なつり合いの式は

$$J \times B - \delta F_p = 0 \quad (1.11)$$

となる。ここから、 $J = F_p/B = J_{c0}$ の関係を得ることが出来る。ここで、磁束フローの影響を考慮すると粘性力が働くため

$$J \times B - \delta F_p - \frac{B}{\phi_0} \eta v = 0 \quad (1.12)$$

となる。ここで ϕ_0 は量子化磁束で η は粘性係数である。さらに、 $J_{c0} = F_p/B$ 及び $E = B \times v$ について解くと

$$J = J_{c0} + \frac{E}{\rho_f} \quad (1.13)$$

となる。ここで ρ_f は $B\phi_0/\eta$ でフロー比抵抗を表している。

1.4.3 ピン・ポテンシャル

変異によるピン力密度及びピンニング・エネルギーの変化を表したものを図1. 3に示す。図中にある相互作用距離 d_i 以内であればピン・ポテンシャル内に限られ範囲で可逆的な変化をし、これを超えると不可逆的な変化をとる現象となり、ピン力密度は飽和していく。

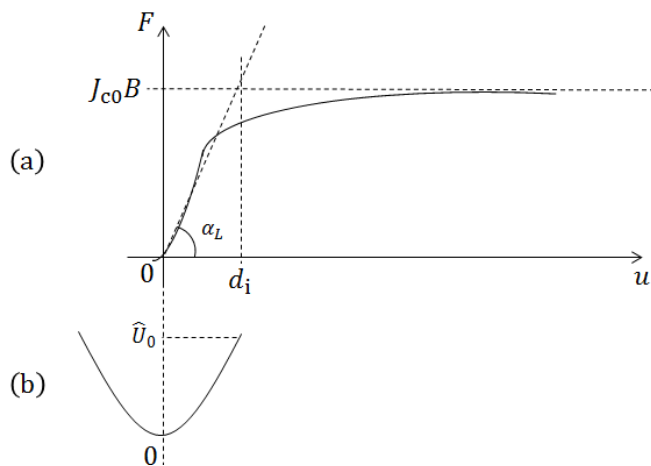


図 1. 3 磁束線が変位した際のピン力密度(a)及び、ピンニングエネルギー密度(b)

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、

$$U_0 = \hat{U}_0 V \quad (1.14)$$

となる。磁束線の単位面積あたりで平均化したピン・ポテンシャル \hat{U}_0 は Labusch パラメータ a_L と相互作用距離 d_i を用いて

$$\hat{U}_0 = \frac{a_L d_i^2}{2} \quad (1.15)$$

となる。

ここで a_L と d_i は磁束クリープがないと仮定した場合の理想的な臨界電流密度 J_{c0} と

$$J_{c0} B = a_L d_i \quad (1.16)$$

の関係がある。

磁束バンドルの形状は図1. 4のようになる。

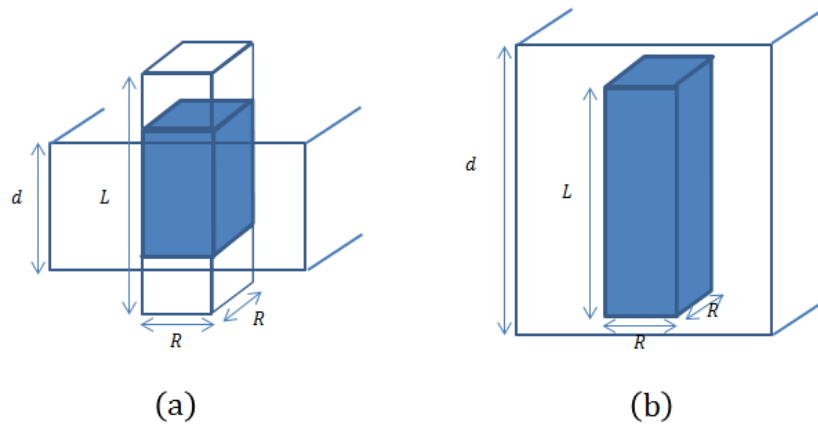


図 1.4 ピンニングポテンシャル概念図、二次元ピンニング(a)、三次元ピンニング(b)

超伝導層の厚さ d がピンニング相関距離よりも大きい場合に縦方向の磁束バンドルサイズ L は磁束クリープの影響がないと仮定したときの理想的な弾性相関距離となり

$$L = \left(\frac{C_{44}}{\alpha_L} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.17)$$

で表される。同様に横方向の磁束バンドルサイズ R は

$$R = \left(\frac{C_{66}}{\alpha_L} \right) \quad (1.18)$$

で表され、磁束バンドルの体積は $V = LR^2$ となる。また、 C_{44} は磁束バンドルの傾斜率であり

$$C_{44} = \frac{B^2}{\mu_0} \quad (1.19)$$

で表される。一方 C_{66} は磁束線格子の状態に依存する磁束線の共有率であり、三次元の三角格子の時に最大値を取り

$$C_{66}^D = \frac{B_c^2 B}{4\mu_0 B_{c2}} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}} \right)^2 \quad (1.20)$$

となる[1]。

磁束バンドル内の磁束線の数 g^2 を用いて表される。また、 R との関係から式で g^2 を表すことが出来て

$$R = g a_f \quad (1.21)$$

となる。したがって、 g^2 は

$$g^2 = \frac{C_{66}}{J_{c0} B a_f} \quad (1.22)$$

で表される。また、三次元の完全な三角磁束格子の際に最大値 g_e^2 を取り

$$g_e^2 = \frac{C_{66}^D}{\zeta J_{c0} B a_f} \quad (1.23)$$

となる。 C_{66} は磁束格子の状態に大きく依存しているため、磁束バンドルのサイズを簡単に決定する方法はない。したがって、磁束クリープが起こる状況下において最大の臨界電流密度を達成するようなエネルギー消失が最も低い値をとるような g^2 を想定すると g^2 は

$$g^2 = g_e^2 \left[\frac{5k_B T}{2U_e} \log \left(\frac{B a_f v_0}{E_c} \right) \right]^{\frac{4}{3}} \quad (1.24)$$

で表される[2]。

U_e は $g = g_e$ となる時のピンニング・ポテンシャルである。

ピン・ポテンシャルはピンニング相関距離 L が超伝導層厚 d より小さい場合と大きい場合でポテンシャルに違いがあり、 $L < d$ の場合は

$$U_0 = \frac{0.835 g^2 k_B J_{c0}^{\frac{1}{2}}}{\zeta^{\frac{3}{2}} B^{\frac{1}{4}}} \quad (1.25)$$

$L > d$ の場合のピン・ポテンシャルは

$$U_0 = \frac{4.23 g^2 k_B J_{c0} d}{\zeta B^{\frac{1}{2}}} \quad (1.26)$$

となる。

1.4.4 不可逆磁界

実用化されている超伝導体は主に第二種超伝導体である。この第二種超伝導体は上部臨界磁界 B_{c2} までピンニング作用が続くと考えられているが、実際には B_{c2} に比べ低い磁界でピンニング作用は有効でなくなってしまう。このピンニング作用が有効な間は磁化は不可逆だが、作用が有効でなくなると磁界は可逆となる。このピンニング作用がなくなり $J_c = 0$ と $J_c \neq 0$ の境目である磁界を不可逆磁界 B_i と呼ぶ。図1. 5に B - T 平面における B_{c2} と B_i の関係を示す。

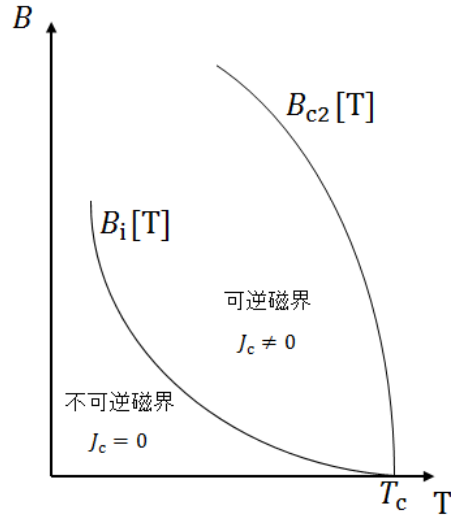


図 1.5 不可逆磁界

不可逆磁界は電界基準 $E = E_c$ によって定義される $J_c = 0$ となる磁界によって与えられることから、

$$E_c = B a_f v_0 \exp\left(-\frac{U_0}{k_B T}\right) \quad (1.27)$$

となる。

$d > L$ のような場合の不可逆磁界 B_i は

$$B_i^{\frac{3-2\gamma}{2}} = \left(\frac{K_1}{T}\right)^2 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right]^m \left(1 - \frac{B_i}{B_{c2}}\right)^\delta \quad (1.28)$$

と表される。

K_1 はピン力密度に依存した係数で

$$K_1 = \frac{0.835 g^2 A^{\frac{1}{2}}}{\zeta \log\left(\frac{B_i a_f v_0}{E_c}\right)} \quad (1.29)$$

一方で $d < L$ のような状態では不可逆磁界 B_i は

$$B_i^{\frac{3-2\gamma}{2}} = \frac{K_2}{T} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right]^m \left(1 - \frac{B_i}{B_{c2}}\right)^\delta d \quad (1.30)$$

となり、そのときの K_2 は

$$K_2 = \frac{4.23 g^2 A}{\zeta \log\left(\frac{B_i a_f v_0}{E_c}\right)} \quad (1.31)$$

となる。また、推定される J_{c0} の温度、磁界依存のスケーリング則は

$$J_{c0} = A \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{21} \right]^m B^{\gamma-1} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}} \right)^\delta \quad (1.32)$$

で与えられる。 A 、 γ 、 m はピンニングパラメータとなる。

(1.28)式は通常は金属系超伝導体に与えられるものと知られているもので、酸化物超伝導体の場合は、

$$J_{c0} = A \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^m B^{\gamma-1} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}} \right)^2 \quad (1.33)$$

のような式となることが経験的に知られている。

1.4.5 磁束クリープ・フローモデルによる計算

1.4節内で記述してきた磁束クリープ、磁束フローの影響を考慮したこのモデルを用いて E - J 特性の計算を行っていく場合に、計算に用いる J は常に J_{c0} より値が低いとは限らないため、 J_{c0} を超えるような範囲での計算が必要となる。以下に計算に用いる磁束クリープ、磁束フローによって生じる電界について示す。

磁束フローに誘引される電界 E_{ff} は

$$\begin{aligned} E_{ff} &= 0; & j &\leq 1 \\ &= \rho(J - J_{c0}); & j &> 1 \end{aligned} \quad (1.34)$$

となり、磁束クリープによって生じる電界 E_{cr} は

$$\begin{aligned} E_{cr} &= Ba_f v_0 \left[-\frac{U(j)}{k_B T} \right] \left[1 - \exp\left(\frac{\pi U_0 j}{k_B T}\right) \right]; & j &\leq 1 \\ &= Ba_f v_0 \left[1 - \exp\left(\frac{\pi U_0 j}{k_B T}\right) \right]; & j &> 1 \end{aligned} \quad (1.35)$$

となる。そして、その時の局所的な電界は

$$E = (E_{cr}^2 + E_{ff}^2)^{\frac{1}{2}} \quad (1.36)$$

で与えられる。また、 j は1.4.1節で記述したような規格化された電流密度である。

通常の銅酸化物超伝導体でのピン力密度の分布は大きく拡散していることが知られており、スケーリング則のパラメータ A のみが拡散に寄与していると考えられるため

$$f(A) = K \exp \left[-\frac{(\log A - \log A_m)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (1.37)$$

でピン力が表される。ここで、 A_m は A の最頻値、 K は正規化定数であり、 σ^2 はピン力密度の分布

幅に関するパラメータである。

これから、全電界は

$$E(J) = \int_0^{\infty} E f(A) dA \quad (1.38)$$

によって与えられる。

1.5 REBCO コート線材

1.2節で記述したように、銅酸化物超伝導体は異方性の大きな結晶構造から、 CuO_2 面を揃える、つまりは結晶粒界角を揃えなければ、大きな J_c を得ることが出来ない。また、REBCO超伝導体では機械的な加工による CuO_2 面の配向性の向上は期待できないため、 c 軸、 ab 軸を配向をさせる擬似的な単結晶を作製する必要がある。具体的な方法としては1.5.5節に記述するように二つの方法があるが、無配向性の基板の上にIBAD法を用いる方法ではコストが掛かり、配向クラッド基板を用いる方法ではIBAD法を用いたものよりも J_c が低下するといった特徴がある。しかし、配向クラッド基板を用いた線材において中間層や基板の調整によって J_c 改善が進められており、短尺の線材だけでなく比較的長尺の線材においてもIBAD法を用いて作製された線材と同等の性能が得られるようになってきている。そして、線材開発において、高い J_c を持つコート線材を作製することが重要となっている反面で工業的な応用に向け、生産コストの低下も求められるためこの配向クラッド基板を用いた線材の開発・研究が進められている。

1.5.1 RABiTS法

RABiTS(Rolling Assisted Bi-axially Textured Substrate)法は、圧延と熱処理によって面心立方構造を持つ金属(Niなど)を冶金的に二軸配向させた配向基板上に中間層やPLD法などによって超伝導層を成膜していく手法である。IBAD法を用いて配向性を持たせながら中間層を成膜する必要がないためコスト面で有利である。しかしながら、基板に使える金属を選ぶ、 J_c がIBAD法を用いて作られた長尺線材よりも低いといった問題がある。

1.5.2 PLD法による薄膜作製

PLD(Pulsed Laser Deposition) 法は真空にしたチャンバー内のターゲットにパルスレーザーを照射することによって、ターゲットを励起させるような光化学反応を起こさせ、成分を爆発的

に気化させることによって飛散した分子をターゲットと対向の位置に配置した基板の上に堆積させる方法である。超伝導体の薄膜作製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配向基板を用いることによって二軸配向した超伝導層を成膜している。

1.5.3 配向基板

1.5に記述したように、銅酸化物超伝導体ではその結晶構造から二軸配向したものでなければ高い J_c 特性を得ることは出来ない。そして、超伝導層の配向度は、その直下の配向基板の配向度に依存している。そのため、高い J_c 特性の線材作製のためには、配向基板の配向度を向上させることが必要となる。しかし、配向基板作製に関するコストは超伝導線材の全体の製造に掛かるコストの中でも占める割合が大きく、今後超伝導線材の普及に向けて更なるコスト低減が求められている。

1.5.4 配向クラッド基板

1.2節、1.5節で記述したように、銅酸化物超伝導体は配向性が性能に大きく関わってくるため、単結晶のように二軸配向させる必要が生じる。超伝導層において二軸配向を得るためには、現在では大きく分けて二種類の方法があり、一つは基板で配向を得る方法、もう一つは中間層を導入することで配向を得る方法である。後者の方法によってPLD法で作成されたRE123線材の基板にはハステロイ基板が使用される。しかし、ハステロイ基板は無配向であり、伝導層に二軸配向を持たせるためには、Ion Beam Assisted Deposition method (IBAD法)で成膜した中間層を成膜することが不可欠となる。しかし、IBAD法を用いて線材を作製すると作業は複雑化し、さらには人件費の増大につながっていく。そこで、IBAD法を用いず、基板で二軸配向を得られるものを使用すれば人件費などのコストが削減が期待できる。

前者の方法で二軸配向を基板に持たせるためには面心立方構造 (FCC) の金属基板を強圧延し、熱処理を行うことが必要となる。このFCC 金属としては Ni、Cu、Ag やこれらを用いた合金が挙げられる。現在最も超伝導線材用基板として用いられているのは Ni 合金である。しかし、配向Ni基板では磁化損失が大きいこと、Ni の機械強度が弱いこと等の問題があったがこれらの問題は低磁性配向Ni クラッド基板をよって解決された。しかしながら、中間層にCeO₂を用いた場合にはCeO₂薄膜がCu/Niテープに比べ熱収縮しにくいため成膜後の徐冷時に熱収縮度の違いから生じる応力によって中間層に用いられているCeO₂が変形し、亀裂が生じてしまい、これに起因する超伝導層におけるクラックの発生や、同層の配向が乱れから臨界電流密度が低下するため、中間層の膜厚の変更や中間層自体を変えることによって改善していくことが課題となっている。そこで、PLD法によって作製されたコート線材の中間層に用いられている図1. 6

に示しているシード層の部分を Y_2O_3 で置換した線材の開発が行われている。

1.6 本研究の目的

1.5.5節にも記述したように、超伝導体線材をNi合金を基板として作製した場合、Niは強磁性を有しているため、交流電流を流した際に大きなヒステリシス損失が生じてしまう問題がある。このため、反磁性であるCuを基体とした線材の開発が望まれていたが、Cuを基板として用いた場合には超伝導薄膜を成膜する際に表面が酸化されてしまい酸化銅が形成され、この酸化銅を中心に中間層及び超伝導層が剥離してしまう問題が生じていた。しかし、これらの問題はCuテープ表面にNi層形成する方法によって作製されたNiクラッド基板によって改善された。そして、この基板に中間層として $CeO_2/YSZ/CeO_2$ を形成し超伝導層を成膜したもので良い J_c 特性が得られているが、更なる J_c 特性の向上のため中間層の最適化が行われている最中である。今回の研究ではコート線材の電流密度特性の評価を行い、シード層に Y_2O_3 を用いた場合に各々の超伝導層の厚さにおいて電流密度特性にどのような影響を及ぼすかについて議論を行う。

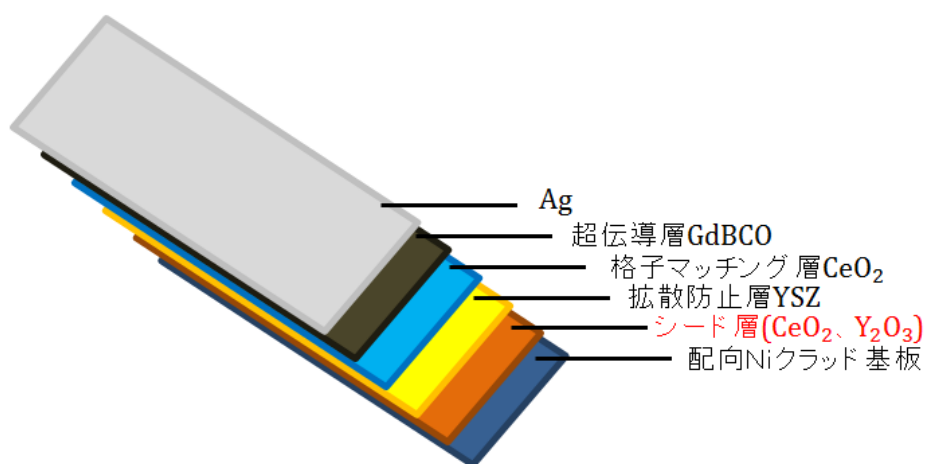


図 1.6 コート線材模式図

第2章 実験

配向Niクラッド基板PLD法GdBCO線材をマイクロブリッジ状に加工した試料に対し、実際の応用が期待される77.3Kにおいて直流四端子法による $V-I$ 測定を行い、 J_c-B 特性、 $J_c-\theta$ 特性を評価した。

2.1 試料

本研究で用いた試料は住友電気工業より提供していただいた、配向Niクラッド基板の上にPLD法によって超伝導層を作製したGdBCOコート線材である。超伝導層厚、及び中間層が異なる試料であり、超伝導層はPLD法によって作製されている。

2.1.1 REBCOコート線材

RE系超伝導体において、主に研究が進められているものにY-Ba-Cu-O(YBCO)系超伝導体のYを他のRE系金属で置換したものがある。このYBCO系超伝導体では T_c が90Kを超え液体窒素温度下でも運用が出来る。また、高磁界中においても高い J_c を持つため、高温・高磁界下での応用に期待が高まっている。このYBCO超伝導体のYの一部、またはすべてを他の元素で置換したのもYBCOと同様に超伝導性を示し、また、置換する元素のイオン半径が大きいほど T_c が上昇することが知られている。置換する元素の例として、Gd、Sm、Dyなどが挙げられる。GdはYより優れた T_c を持ち、また高温・高磁界領域において高い J_c 特性を示すことから、このYをGdで置換されたGdBCOコート線材が注目されている。

2.1.2 配向クラッド基板に用いられる中間層

1.6節に記述したように配向クラッド基板の中間層において、一般的に格子マッチング層に CeO_2 、拡散防止層にYSZ、シード層に CeO_2 が使われている。 CeO_2 を用いた場合には基板と中間層の熱収縮度の違いによってクラックが生じる。この問題は格子マッチング層とシード層に使用されている CeO_2 の膜厚をそれぞれ、40nm、80nm程度以下に抑えることで改善できることが最近の研究で示されている[3]。しかしながら、超伝導層を成膜する際にクラッド基板とシード層との間に生じるNiO反応層の影響が80nm程度の CeO_2 シード層では強く現れるため、今回の研究

に使用した試料ではその影響を考慮し120nmの厚さの中間層となっている。このクラックとNiO反応層による臨界電流密度の劣化を改善するためにシード層に新たに Y_2O_3 を用いた線材の開発が行われている。シード層に Y_2O_3 を用いた線材ではNiO反応層の厚さが減少することが確認されている。

2.1.3 試料諸元

本研究では CeO_2 と Y_2O_3 と超伝導層の厚さの違いが臨界電流密度にどのように影響を与えるかを調べるために、表に示すような4つの試料を準備した。表2. 1試料に研究に用いた試料の超伝導層の厚さ及び、SQUID磁力計を用いた直流磁化法によって測定した臨界温度 T_c を示す。これから、中間層の違いによって大きく臨界温度が変化しないことがわかる。

表 2. 1 試料諸元

PLD 法 GdBCO コート線材

試料名	超伝導層厚[μm]	中間層	臨界温度 T_c [K]
C1	1.04	CeO_2	92.4
C2	2.08	CeO_2	92.4
Y1	1.04	Y_2O_3	92.6
Y2	2.08	Y_2O_3	92.2

2.2 測定方法

2.2.1 直流四端子法

直流電流による抵抗値の測定方法としては主に直流二端子法と直流四端子法が挙げられる。それぞれに特徴があり、図 2.1 (a)のような直流二端子法では測定できる電圧が $V = (2R_0 + R_m)I$ となり、抵抗が $R_m \gg R_0$ の場合に $V = R_m I$ となるため、測りたい抵抗の値が大きいときに有効な測定方法であるため、抵抗が小さい超伝導体に生じる電圧を測ることには向いていない。一方、直流四端子法は図 2.1 (b)に示すような回路であり、測定される電圧は $V = R_m I_1 + 2R_0 I_2$ となる。ここで、 R_m は測定したい超伝導線材であるため抵抗がゼロに近く、さらに電圧計の抵抗は大きくとっているため、回路を流れる電流は $I_2 \cong 0$ 、 $I_1 \cong I$ となり $V = R_m I$ となることから、抵抗の小さい超伝導体の測定は四端子法で行った。

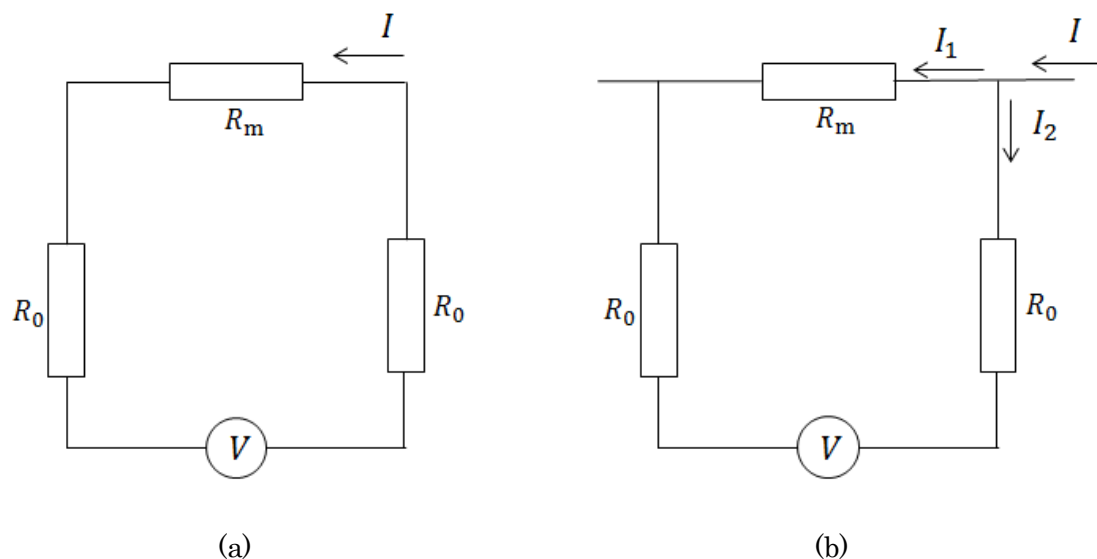


図 2.1 測定方法 二端子法(a)及び、四端子法(b)

2.2.2 マイクロブリッジ加工

測定は前節に記述したように直流四端子法によって行った。その際に測定する試料には化学エッチングとフォトリソグラフィによるマイクロブリッジ加工を施した。これによって少ない電流量で測定を行うことが可能となる。次節に加工の詳細を記述する。

2.2.3 ブリッジ加工方法

ブリッジ加工の手順を以下に示す。また、試料の加工は九州工業大学マイクロ化総合センターで行った。

フォトレジスト塗布

フォトレジストには光を照射すると解けるものを用いた。

塗布前に試料表面のゴミなどを取り除き、その後レジストをスポイトで2、3滴たらし、スピンドーターを5秒間で200rpmから4000rpmまで回転が加速するように設定し、レジストがたらされた試料を40秒程度回転させる。

ベーキング

試料についている水分を蒸発させ、レジストの安定化を行う。90℃のプレートの上で90秒間加熱する。

露光

試料を露光機に試料台の置き、マスクパターンを合わせる。合わせる際にはマスクパターン(ブリッジ部分)が超伝導部以外をまたがないようにする必要がある。露光時間は8秒とした。

現像

現像液の入ったビーカー(30cc)及び、純粋の入ったビーカーを準備しておく。次に、露光が終了した試料を現像液に一分ほど浸す。その後、純水でリンスし、スポイドでブローすることで水気を飛ばす。

2.2.4 測定環境

本研究では幅100 μm 、電圧端子間距離 $l = 1\text{mm}$ のマイクロブリッジに加工された試料に直流四端子法を用い電界基準を $1.0 \times 10^{-4}\text{V/m}$ として $V-I$ 測定を行い、得られた $V-I$ 特性から電圧端子間距離 l 及び、マイクロブリッジの断面積 S を考慮し、 $E-J$ 特性を $E = V/l$ 、 $J = I/S$ により算出し評価を行った。また、測定は1T以下の磁界領域では液体窒素中で行い、1T以上の磁界領域ではヘリウムガス中で行った。ヘリウムガス中の温度誤差は $\pm 0.3\text{K}$ となっている。また、測定の概念図を図2.2に示す。同図の青色で描かれている図形がマイクロブリッジ加工された超伝導体である。

磁場印加角度依存性は1T及び3Tの一定磁界中において試料に垂直に磁界が印加される角度を $\theta = 0^\circ$ として角度を変化させて J_c の測定を行った。また、 $\theta = 0^\circ$ ($B \parallel c$) 及び $\theta = 90^\circ$ ($B \parallel ab$) に対しては1~6Tまで磁界を印加し J_c の磁界依存性の測定を行った。

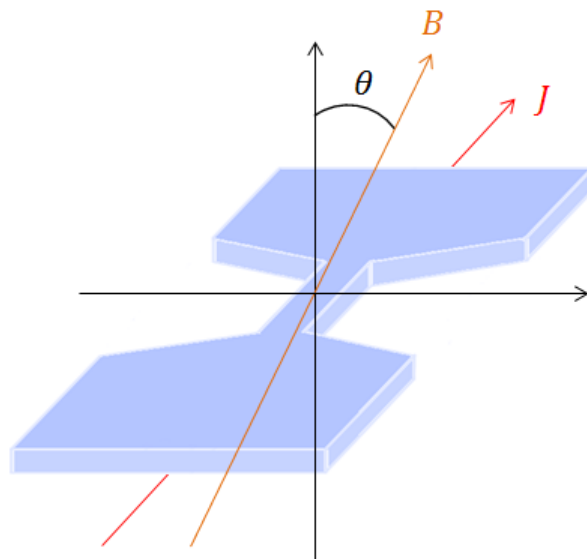


図 2.2 マイクロブリッジを用いた測定の概念図

第3章 実験結果

3.1 J_c - B 特性

図3.1に超伝導層の厚さ d が同じで超伝導層の厚さが異なる場合の J_c - B 特性を示す。これらの結果から、超伝導層の厚さによらず、シード層に Y_2O_3 を用いた試料の方が CeO_2 を用いた試料よりも臨界電流密度 J_c が高く、磁界の増加に伴う J_c の減少は緩やかである。これは、1.6節に記述したようにシード層に CeO_2 を用いたために亀裂が生じ、特性が劣化したためと考えられる。また、自己磁場下での臨界電流密度は用いたシード層の種類に関わらず、薄い試料ほど優れていることがわかる。また、厚膜化による臨界電流密度の劣化が Y_2O_3 に比べ CeO_2 の方が大きいことがわかる。

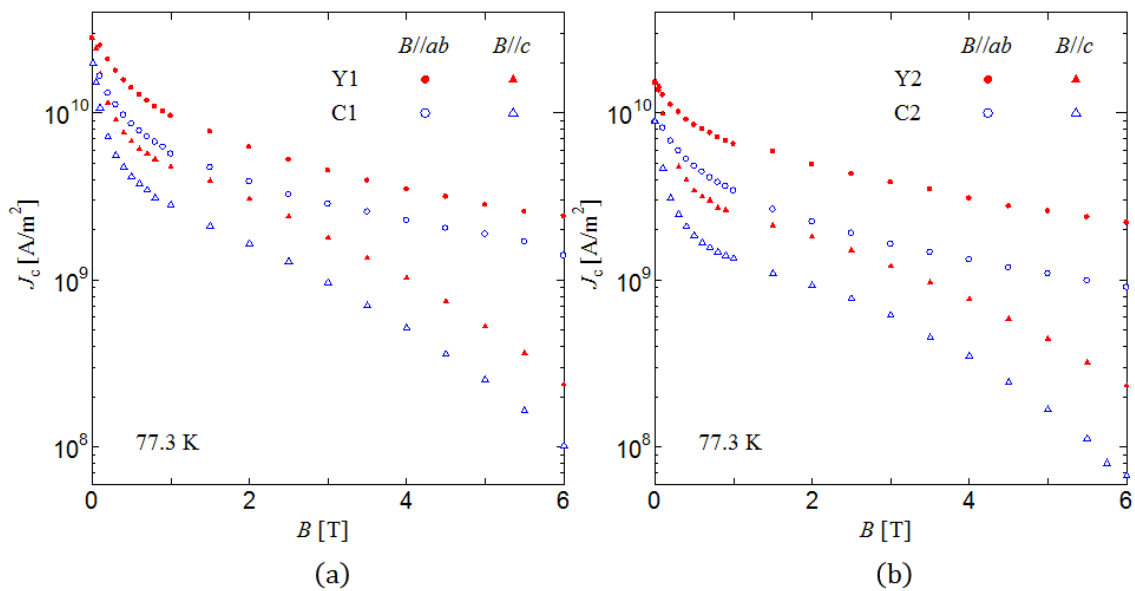


図 3.1 J_c - B 特性 超伝導層の厚さ(a)1.04 μ m、(b)2.08 μ m

図3.2に試料Y1及び、Y2の J_c - B 特性を示す。同図より、自己磁場近傍では超伝導層の厚さが薄い試料の方が高い J_c を有していることがわかる。そして、印加している磁場が大きくなると両試料間の J_c の差は小さくなり、6T近傍で同値を取る。これは、 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り、高磁界領域において薄い線材は、厚さの制限を受けピンニング・ポテンシャルが小さくなることから磁束クリープがより顕著になり J_c が小さくなる。したがって、高磁界領域での応用では超伝導層が厚い試料の方が有利である。ピンニング・ポテンシャルについては4.12節で詳しく考察する。

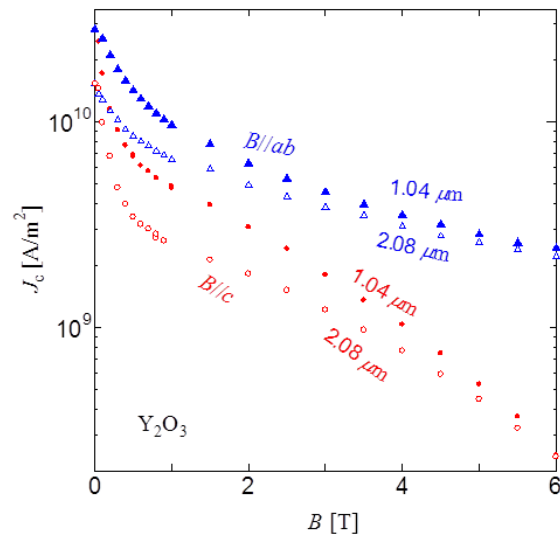


図 3.2 Y1、Y2 の $J_c - B$ 特性

3.2 $J_c - \theta$ 特性

図3.3に測定した4つの試料の1Tにおける $J_c - \theta$ 特性を示す。同図より、シード層の種類によらず、 $\theta = 90^\circ$ において J_c のピークが現れていることがわかる。これは積層欠陥によるピンが有効的に作用しているためだと考えられる。 θ が $70^\circ - 30^\circ$ では緩やかに J_c が低下していき、 $\theta = 0^\circ$ 近傍において再び J_c のピークが現れる。これは、GdBCOコート線材を作製する際に導入された c 軸相関ピンによるものと考えられる。また、このような J_c の磁場印加角度に対する変化は磁界を3Tにした場合にもおいても同様であった。超伝導層の厚さに注目すると、超伝導層の厚い試料の方が薄い試料に比べ $\theta = 90^\circ$ におけるピークからの J_c の減少が緩やかになっていることがわかる。これは、超伝導層を厚膜化するにつれて積層欠陥の方向が不均一になるためだと考えられる。

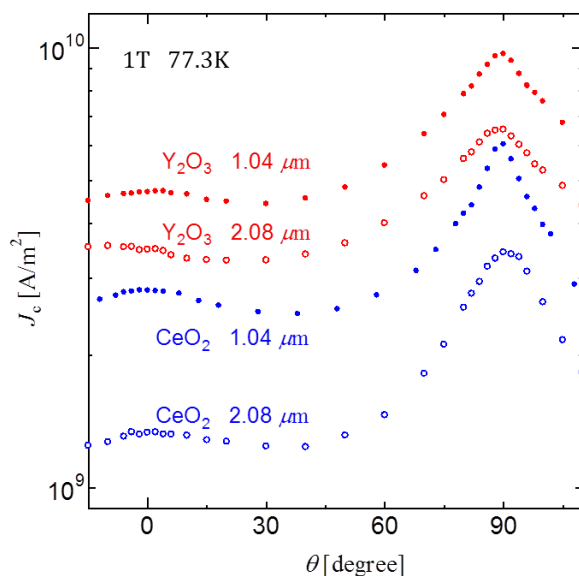


図 3.3 印加磁界 1T における Y1、Y2、C1、C2 の J_c - θ 特性

3.3 異方性

図3.4に J_c の異方性(J_c^{ab}/J_c^{\parallel})を示す。ここで J_c^{ab} と J_c^{\parallel} の値はそれぞれ、 $\theta = 90^\circ$ $\theta = 0^\circ$ の時の J_c の値である。同図から、すべての試料において高磁界になるにつれてより顕著に異方性が現れていることがわかる。低磁界領域を見てみると、シード層に関わらず同じ超伝導層の厚さの場合には異方性は同様な値を取っていることがわかる。また、高磁界領域では厚さによらず、シード層に CeO_2 をもちいた試料のほうがより顕著に異方性を示す。この違いは基本的な超伝導パラメータはシード層によらず同じであるため、超伝導層内のクラックに起因する J_c の絶対値の差によって生じていると考えられる。

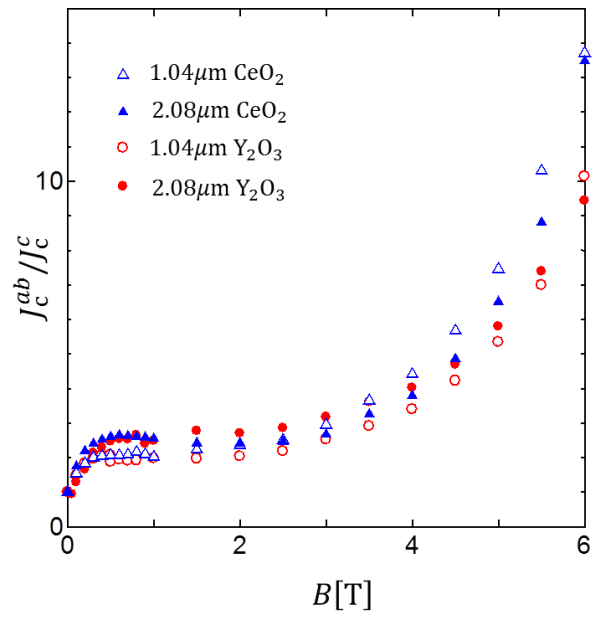


図 3.4 試料 Y1、Y2、C1、C2 の異方性

第4章 解析

4.1 磁束クリープ・フローモデルによる解析

実験結果に対して理論的な考察を行うために、1.4.5節に記述したピン力の分布を考慮した磁束クリープ・フローモデルを用いて解析をおこなった。本研究では77.3Kにおいて(1.3.3)式で定義されるピンニングパラメータ A_m 、 σ^2 、 γ を用いて理論的な E - J 特性を評価し、実験結果との比較からこれらのパラメータを求めた。

4.1.1 E - J 特性の実験値及び、理論値

図4.1及び、図4.2に $B \parallel c$ における E - J 特性の実験値及び、理論値との比較を示す。また、図4.3及び、図4.4の $B \parallel ab$ における E - J 特性の実験値と理論値との比較を示す。

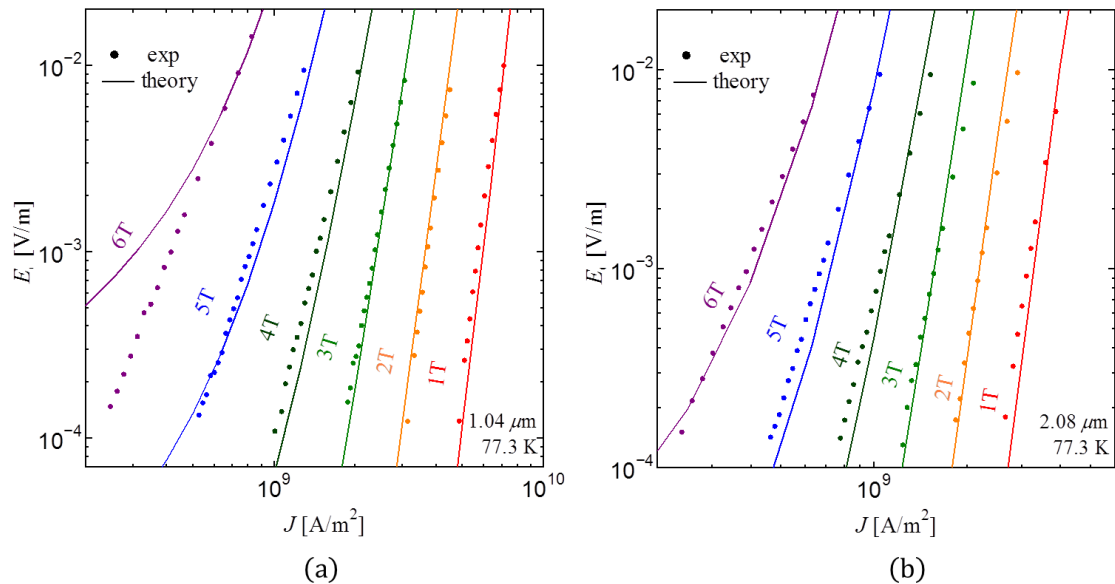


図 4.1 直流四端子法によって得られた $B \parallel c$ における E - J 特性(a)Y1、(b)Y2

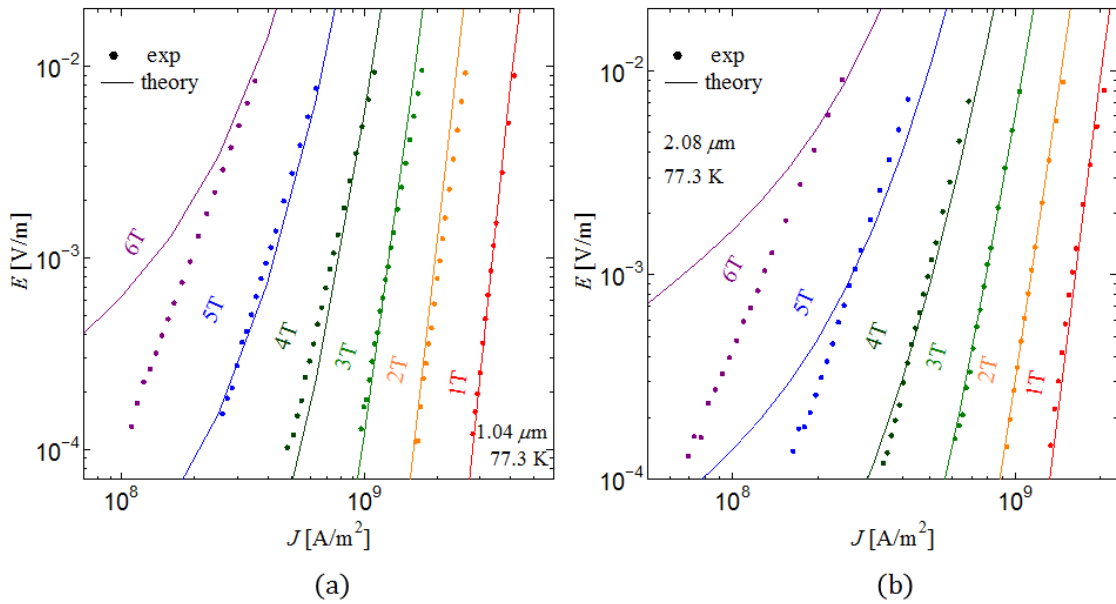


図 4.2 直流四端子法によって得られた $B \parallel c$ における E - J 特性 (a) C1、(b) C2

図4.1及び、図4.2より、中間層及び、超伝層の厚さに関わらず低磁界領域では実験値と理論曲線が良い一致を示している。しかしながら、高磁界領域では、 $10^{-3} \sim 10^{-2}$ V/mの電界領域では実験結果と一致する傾向になるが、臨界電流密度を決定する $10^{-4} \sim 10^{-3}$ V/m近傍においてはよい一致が得られなかった。

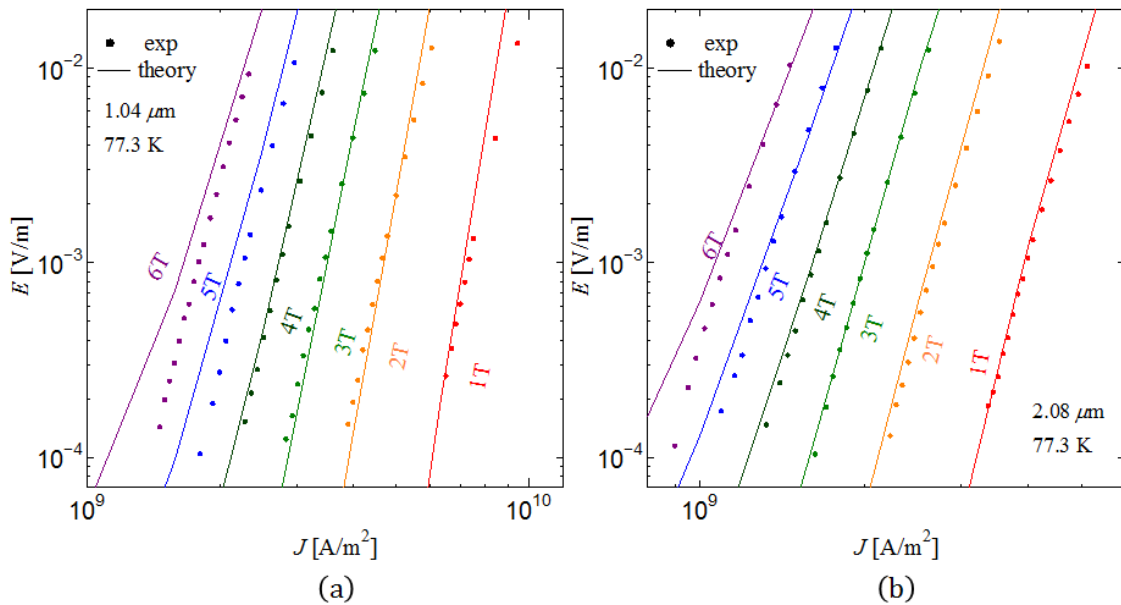


図 4.3 直流四端子法によって得られた $B \parallel ab$ における E - J 特性 (a) C1、(b) C2

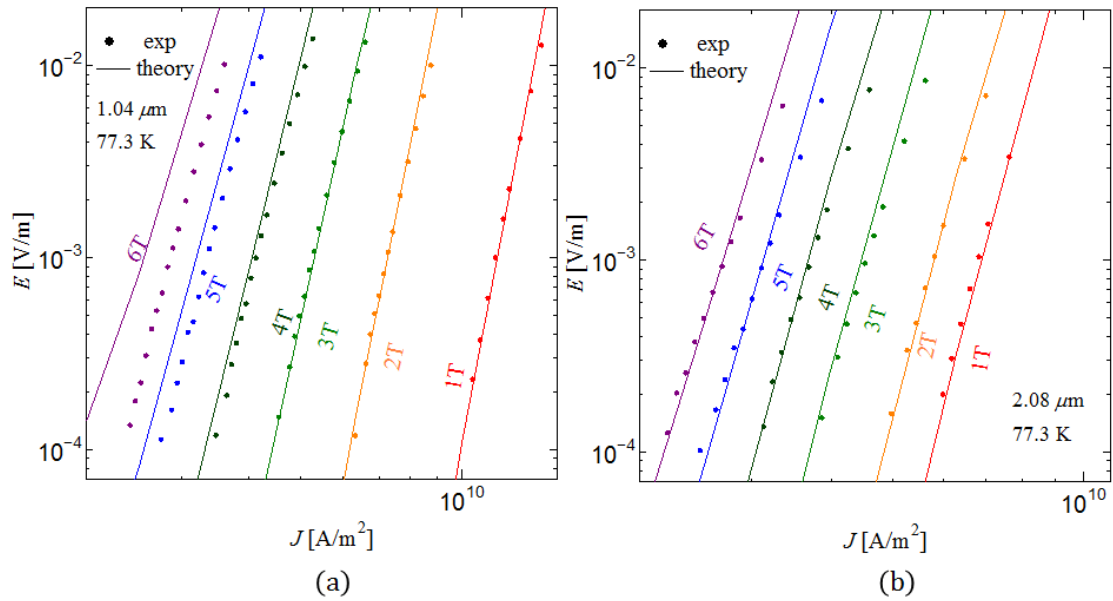


図 4.4 直流四端子法によって得られた $B \parallel ab$ における E - J 特性(a)Y1、(b)Y2

図4.3及び、図4.4においても同様となった。高磁界領域における低電界領域での理論値と実験値とのずれの原因として、 g^2 の過小評価が考えられる。本解析においては簡単化のため g^2 を1として解析を行っている。しかしながら、現実的には(1.24)式からもわかるように g^2 は電界に依存するために、高電界領域の E - J 特性の一致から低電界領域における g^2 はもう少し大きい値であることが予想される。実際に試料Y1の $B \parallel c$ 及び、 $B \parallel ab$ の各磁界領域における g^2 の値をパラメータとして解析を行うと図4.5に示すように実験値と解析値が一致する。このときの g^2 の値はY1の $B \parallel c$ において5Tで1.04、6Tで1.26とすることで一致していく。この傾向は他の試料においても同様であった。このピンニング・パラメータ g^2 については4.13節で詳しく議論する。

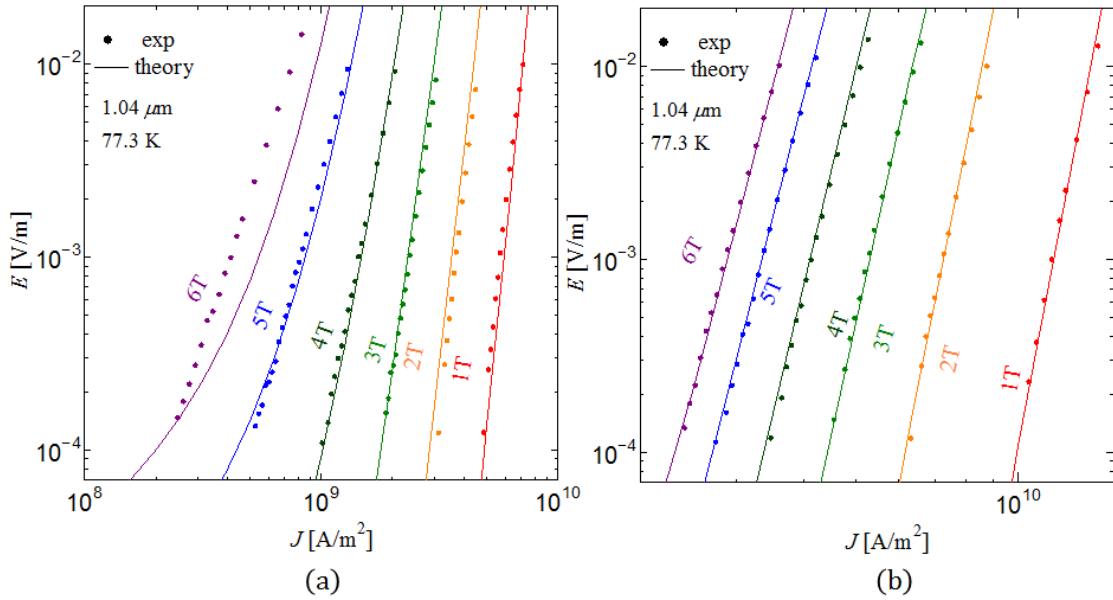


図 4.5 Y1 の E - J 特性 (a) $B \parallel c$ 、(b) $B \parallel ab$

ここで、磁束クリープ・フローモデルの解析によって得られた他のピンニング・パラメータ A_m 、 σ^2 及び γ について議論を行う。表 4.1 及び、表 4.2 に解析によって得られたピンニング・パラメータを示す。

表 4.1 解析によって得られた 77.3K におけるピンニングパラメータ ($B \parallel c$)

試料	A_m	σ^2	γ
Y1	3.12×10^{10}	2.87×10^{-2}	0.640
Y2	1.79×10^{10}	2.97×10^{-2}	0.710
C1	1.71×10^{10}	2.87×10^{-2}	0.710
C2	9.08×10^9	3.10×10^{-2}	0.850

表 4.2 解析によって得られた 77.3K におけるピンニングパラメータ ($B \parallel ab$)

試料	A_m	σ^2	γ
Y1	4.36×10^{10}	1.90×10^{-2}	0.440
Y2	3.98×10^{10}	2.65×10^{-2}	0.525
C1	2.74×10^{10}	1.95×10^{-2}	0.560
C2	2.05×10^{10}	3.40×10^{-2}	0.560

はじめに、印加磁界($B \parallel c$)について議論を行う。超伝導層の薄い試料に注目してみるとシード層に Y_2O_3 を用いた試料の方が、シード層に CeO_2 を用いたものよりも高い A_m を示している。この違いは超伝導層に生じていたクラックによるもので、ピン力の強さの分布の広さのパラメータである σ^2 は同じ値を示していることから J_c の低下の主な原因は、クラックによる A_m の減少によるものと考えられる。

超伝導層が厚い試料について見ると、超伝導層が薄い試料に比べ A_m は低くなり、 σ^2 の値が大きくなっていることからシード層に関係なく厚膜化による劣化の影響が大きくなっていることがわかる。また、 σ^2 の値がシード層に CeO_2 を用いた試料の多くなっておりクラックと厚膜による劣化の双方により J_c が低下していると考えられる。

次に、印加磁界($B \parallel ab$)について議論を行う。超伝導層の薄い試料について注目してみると、 A_m の値は $B \parallel c$ の場合と同様でシード層に Y_2O_3 を用いた試料の方が高いが、 σ^2 の値が少し大きくなっている。これは、 $B \parallel ab$ に磁界を印加した際に有効なピンニング・センターとして働く積層欠陥においては超伝導層が $1\mu m$ 程度の厚さであってもピン力の分布にクラックによる結晶の乱れが現れていると考えられる。また、超伝導層が厚い試料に関しては($B \parallel c$)と同様である。

4.1.2 $J_c - B$ 特性の実験値及び、理論値

4.1.1節において、シード層 Y_2O_3 を用いた場合と CeO_2 を用いた場合の違いを $E-J$ 特性の解析から得られたピンニング・パラメータをもとに議論した。この節では Y_2O_3 を使用した試料と CeO_2 を用いた試料の $J_c - B$ 特性について議論していく。図4.6にY1及び、C1の $B \parallel c$ における J_c の磁界依存性の実験値と理論値との比較を示す。この結果から理論値と実験値が良い一致を示していることがわかる。また、3.1節にも記述したように Y_2O_3 をシード層に用いた試料の方が磁界の増加に伴う J_c の減少がゆるやかであることが理論的にもわかる。この J_c 特性の違いは、薄いコート線材の場合において J_c を決定するピンニング・ポテンシャルがその厚さの影響を受けるためである。すなわち同じ厚さのコート線材では磁束線の長さ方向のピンニング相関距離 L の磁界依存性の違いがピンニング・ポテンシャルにあらわれることで両試料の J_c 特性の違いが生じていると考えられる。そこでここでは L を理論的に見積もる。

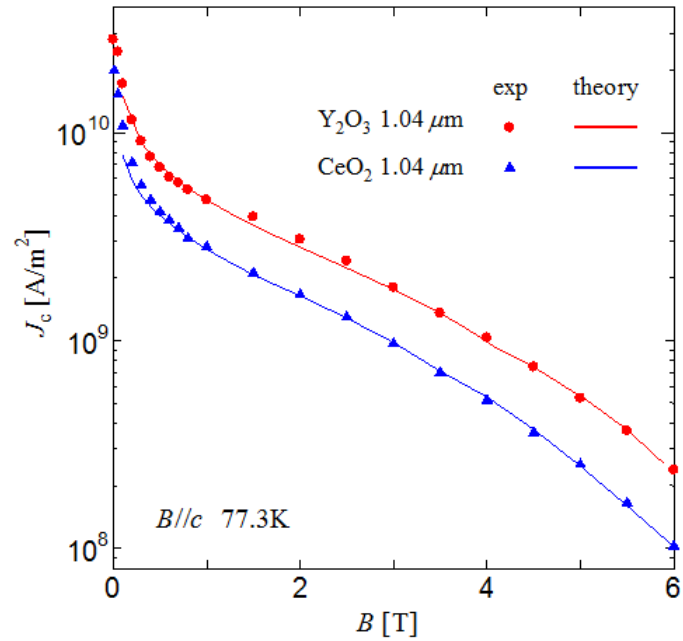


図 4.6 試料 Y1 及び C1 の J_c - B 特性

また、ピンニング相関距離 L は式(1.17)、(1.19)、及び、式(1.16)から、

$$L = \left(\frac{B a_f}{2\pi\mu_0 J_{c0}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.1)$$

と表すことが出来る。特に、この関係式から L はピン力の強さに依存しており、 J_c が高い低磁界領域では厚さの影響を受けないが、 J_c が低下する高磁界領域では L が長くなり超伝導層の厚さの影響を受けることがわかる。ここでは、(4.1)式の J_{c0} にピン力の最頻値である A_m を用いて L の評価を行った。この評価したピンニング相関距離 L は A_m のピン力の分散を考慮していないため現実の L に比べ過大評価気味になっていると考えられる。図4.7に L の磁界依存性のグラフを示す。

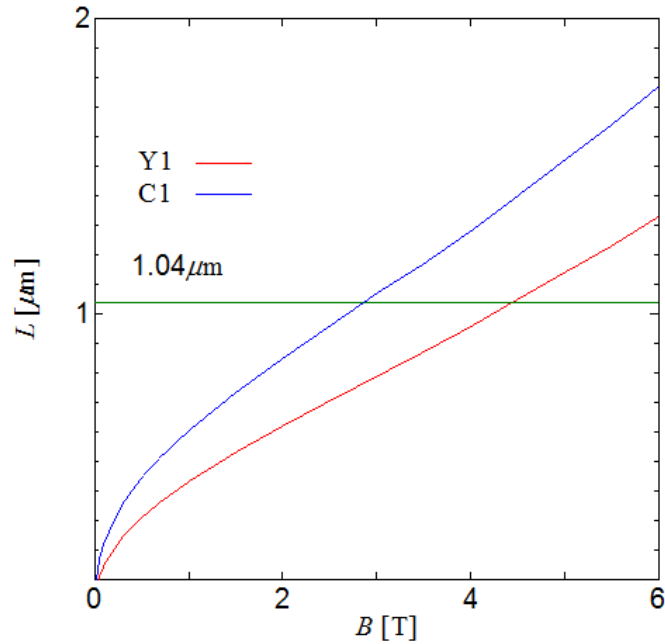


図 4.7 ピンニング相関距離 L の磁界依存性

この結果から、 CeO_2 をシード層に用いた試料ではピンニング相関距離 L が3T手前で超伝導層の厚さである $1.04\mu\text{m}$ を超えているが、 Y_2O_3 を用いた試料では4Tまで L が超伝導層の厚さを超えていないことがわかる。また、1.4.3節に記述したようにピンニング・ポテンシャルは L が超伝導層の厚さを超えると式(1.25)で表されるような三次元ピンニングから式(1.26)のような二次元ピンニングへと変化していく。このことから、超伝導層の厚さによって制限を受けるピンニング・ポテンシャルの違いが3Tを超える磁界領域において生じることにより、シード層に Y_2O_3 を用いた試料は CeO_2 をシード層に用いた試料に比べ磁界増加にともなう J_c の減少がゆるやかになっている。

4.1.3 シード層に Y_2O_3 を用いた試料の g^2 の磁界依存性

図4.8にシード層に Y_2O_3 をもちいた超伝導層の薄い試料における磁束バンドル内の磁束線数の値である g^2 の磁界依存を示す。ここでは、式1.24から得られる g^2 の理論値をtheory、4.1.1節において磁束クリープ・フローモデルによる解析で求めたパラメータ g^2 をexpとした。expの g^2 に注目すると、磁界の印加方向に関係なく、高磁界領域で増加していることがわかる。磁界印加角度注目すると、 $B \parallel c$ より $B \parallel ab$ の方が g^2 の値が大きいことがわかる。

次に、theoryの g^2 について見てみると、expの値と定性的な一致は見られるが、定量的には一致していないことがわかる。これは理論値ではピン力の値 A_m の分布を考慮せず計算をしているためだと考えられる。これらのことから理論的にも実験値と同様に高磁界領域において g^2 の値が増加していくことがわかる。

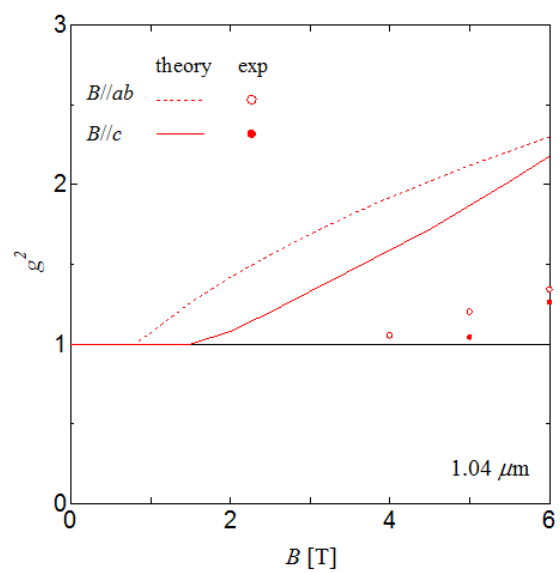


図 4.8 Y1 における g^2 の磁界依存性

第5章

まとめ

シード層に Y_2O_3 を用いた配向Niクラッド基板PLD法GdBCOコート線材の臨界電流密度特性を測定を行い、従来用いられてきた CeO_2 をシード層に使用した試料と比較し、磁束クリープ・フローモデルを用いて解析を行った。

5.1 臨界電流密度特性

自己磁場下においてシード層に Y_2O_3 を用いた試料の方が超伝導層の厚さによらず高い臨界電流密度を示した。また、すべての試料において磁界の増加にともない臨界電流密度が小さくなるが、異方的な磁界依存性から c 軸へ垂直に磁界を印加した場合の臨界電流密度の低下が顕著であった。そして、シード層に Y_2O_3 を用いた試料では6T付近で超伝導層の薄い試料と厚い試料の臨界電流密度が同程度となる。

角度依存については、すべての試料で $B \parallel c$ 及び、 $B \parallel ab$ において臨界電流密度のピークが見られ、積層欠陥及び c 軸相関ピンが存在していると考えられる。

5.2 シード層の違いについて

Y_2O_3 をシード層に用いた試料と CeO_2 をシード層に使用した超伝導層の薄い試料を比較するとピン力は大きいピン力の分散の幅は同程度であったことから CeO_2 をシード層に使用した場合に起きる臨界電流密度の低下の原因はクラックによるピン力の減少によるものと考えられる。また、 Y_2O_3 をシード層に用いた試料では CeO_2 を用いた試料に比べピンニング・ポテンシャルが厚さの影響を受けにくいことがわかった。

超伝導層の厚膜化については、 Y_2O_3 を用いた線材も CeO_2 を用いた線材と同様に厚膜化による劣化が見られる。しかしながら、 CeO_2 を用いた線材と比べ Y_2O_3 を用いた線材はピン力や結晶性の低下は少ない。

これらのことから Y_2O_3 は CeO_2 と比べ有効なシード層であると言える。

謝辞

本研究を行うにあたり、多大な御指導と御助言をして頂いた松下照男名誉教授に深く感謝いたします。また研究活動だけでなく生活面においても御助言を頂いた小田部荘司教授、実験や論文作成に関して丁寧な御指導を頂いた木内勝准教授に深く感謝いたします。公私共々お世話になりました小田部研究室、木内研究室の皆様には深く感謝いたします。最後に研究に使用した試料を提供して頂いた住友電気工業株式会社をはじめ、試料を加工して頂いたマイクロ化総合センターの新海聡子准教授ならびに技術職員の皆様方に深く感謝いたします。

参考文献

- [1]E.H.Brandt:Phys.Rev.lett. 62(1989)6514.
- [2]T.Matsushita:Physica C 217 (1993)461.
- [3] TEION KOGAKU(J.Cryo.Soc.Jpn)Vol.44 No.11(2009)