

人工ピンを導入した PLD 法
Sm 系超伝導線材の磁束ピンニング特性

小田部研究室
水上総司

平成 25 年 2 月 25 日
電子情報工学科

目次

第1章 序章	1
1.1 はじめに.....	1
1.2 磁束ピンニング.....	1
1.3 不可逆磁界.....	2
1.4 磁束クリープ・フローモデル.....	3
1.4.1 磁束クリープ.....	3
1.4.2 磁束フロー.....	6
1.4.3 ピン・ポテンシャル.....	7
1.4.4 磁束クリープ・フローモデル.....	9
1.5 上部臨界磁界.....	9
1.5.1 Ginzburg-Landau 理論.....	9
1.5.2 Pippard 理論.....	10
1.5.3 上部臨界磁界と臨界電流密度の関係.....	10
1.6 銅酸化物超伝導体.....	10
1.7 SmBCO 薄膜.....	11
1.8 人工ピン.....	11
1.9 本研究の目的.....	11
第2章 実験	13
2.1 試料.....	13
2.2 実験方法.....	13
2.2.1 磁化曲線.....	13
2.2.2 SQUID 磁力計による直流磁化測定.....	14
2.2.3 SQUID 磁力計による m - T 特性測定.....	17
第3章 実験結果	19
3.1 J_c - B 特性.....	19
3.2 B_{c2} - T 特性.....	20
第4章 解析及び考察	22
4.1 B_{c2} - T 特性の評価.....	22
4.2 磁束クリープ・フローモデルによる解析.....	23
4.3 B_{c2} の変化を考慮しない場合.....	24

4.4 最適な BHO 添加量.....	26
第 5 章 まとめ.....	27
5.1 結論.....	27
謝辞.....	29
参考文献.....	30

表目次

2.1	試料諸元.....	13
4.1	B_{c2} - T 特性のフィッティングによって得られた値.....	23
4.2	ピンニングパラメータ	24

図目次

1.1	各温度における上部臨界磁界 B_{c2} と不可逆磁界曲線	3
1.2	磁束バンドルの変位によるエネルギー変化の模式図	4
1.3	磁束フローの概念図	6
1.4	磁束バンドルの形状	7
2.1	初期磁化と磁化のヒステリシス曲線.....	14
2.2	最初に負の磁界を印加した場合の初期磁化.....	15
2.3	ヒステリシス曲線とヒステリシス幅.....	15
2.4	四方向から磁界が侵入した場合の磁束密度の空間分布.....	16
2.5	四方向から磁界が侵入した場合の電流の流れ方	17
2.6	試料#1 の $m - T$ 特性	18
3.1	77 K における試料#1 、 #2 の $J_c - B$ 特性	19
3.2	60 K における試料#1 、 #2 の $J_c - B$ 特性	20
3.3	$B_{c2} - T$ 特性の比較.....	21
4.1	$B_{c2} - T$ 特性のフィッティング	22
4.2	(a) 試料#1 の 60 K 及び 77 K における $J_c - B$ 特性の実験値と理論値、(b) 試料#2 の 60 K 及び 77 K における $J_c - B$ 特性の実験値と理論値	23
4.3	77 K における試料#2 の $J_c - B$ 特性の測定値と B_{c2} 低下を無視した場合の理論値	25
4.4	77 K における試料#2 の $F_p - B$ 特性の測定値と B_{c2} 低下を無視した場合の理論値	25

第 1 章

序章

1.1 はじめに

1908 年にオランダの K. Onnes は初めてヘリウムの液化に成功した。さらに 1911 年には極低温における水銀の電気抵抗を調べる過程で、4.2 K 以下での水銀の電気抵抗が測定不能な程に小さくなることを発見し、この現象を超伝導現象と名付けた。ある温度領域（通常は極低温）で超伝導性を示す物質を超伝導体といい、極低温領域以外の電気抵抗を持つ状態を常伝導状態という。その後、様々な超伝導体が発見される中、超伝導現象発現のメカニズムに関する研究も進められてきたが、長い間その発現機構は不透明なままであった。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、金属系超伝導体における超伝導の発現機構が Bardeen、Cooper、Schrieffer が発表した BCS 理論により説明された。BCS 理論では、超伝導状態から常伝導状態へと転移する温度（臨界温度 T_c ）が 40 K を超えることはないであろうと予想されていた。しかし、1986 年に J.G.Bednorz、K.A.Müller らが $\text{La}_2\text{BaCuO}_4$ を発見し、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 年後の 1987 年には液体窒素の沸点である 77.3 K を超える T_c を持つ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBaCuO) が発見された。その後、より高い T_c を持ち、高温超伝導体と呼ばれる $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ (BiSrCaCuO) や $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ (TlBaCaCuO) などが確認されている。高温超伝導体は液体ヘリウムに比べて安価な液体窒素を用いた冷却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利点から大きな注目を浴びた。そして今日に至るまで T_c の高い超伝導体についての研究が進められてきたが、応用に向けては単に T_c が高いだけでなく超伝導体としての特性が良いものが必要となってくる。

1.2 磁束ピンニング

超伝導体は磁気的な振る舞いの違いから第一種超伝導体と第二種超伝導体に分類される。第一種超伝導体では臨界温度 T_c 以下の温度で超伝導状態となり完全反磁性（Meissner 効果）を示すが、外部から磁界を加えていくと、ある磁界を超えた所で Meissner 効果、超伝導状態は消失する。この境となる磁界を臨界磁界 B_c という。一方で、第二種超伝導体では T_c 以下の温度で、ある一定の磁界（下部臨界磁界 B_{c1} ）までは Meissner 効果を示

し、その磁界を超えても、第一種超伝導体とは違って超伝導体内に一定の磁束の侵入を許すことで超伝導状態を維持する。そしてさらに磁界が増加するとある磁界（上部臨界磁界 B_{c2} ）で超伝導状態が消滅する。

第二種超伝導体の B_{c2} が第一種超伝導体の B_c と比べてその値が高いことから、工業的な応用には主に第二種超伝導体が使用される。

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も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 I_c と呼び、そのときの電流密度を臨界電流密度 J_c と呼ぶ。 I_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 I_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 I_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発生する。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る。磁束ピンニングを引き起こすものは、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(超伝導状態にならない部分)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・センターが単位体積あたりに及ぼす力(ピン力密度)を F_p とすると、誘導起電力が発生し始める臨界電流密度 J_c の下では磁束線に単位体積当たり $J_c B$ の Lorentz 力が働いていて、これが F_p と釣り合いの関係にあることから

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

の関係で表される。ピン力密度はピンニング・センターを導入したり、改善することにより向上させることができる。したがって、式(1.1)から J_c は臨界温度 T_c や臨界磁界 B_c と違い材料固有の値ではなく、ピンニングセンターを導入し、ピン力密度を向上させることにより、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。

1.3 不可逆磁界

第二種超伝導体では、混合状態を形成することで比較的高い磁界まで超伝導状態を維持

することができる。また、Lorentz 力とピン力の釣合いにより電気抵抗なしで流せる電流も外部磁界が上部臨界磁界 B_{c2} に達するまで存在するはずである。ところが実際には、図 1.1 に示すように、磁束線の熱的擾乱の影響等により外部磁界が B_{c2} 以下であってもピンニングが有効でなくなり、 $J_c = 0$ となる。この $J_c = 0$ と $J_c \neq 0$ の境の磁界を不可逆磁界 B_i という。また、温度ごとの不可逆磁界の値を繋いだ曲線を不可逆曲線といい、図 1.1 に破線で示す。この不可逆曲線は $J_c \neq 0$ となる温度、外部磁界の領域を定める。

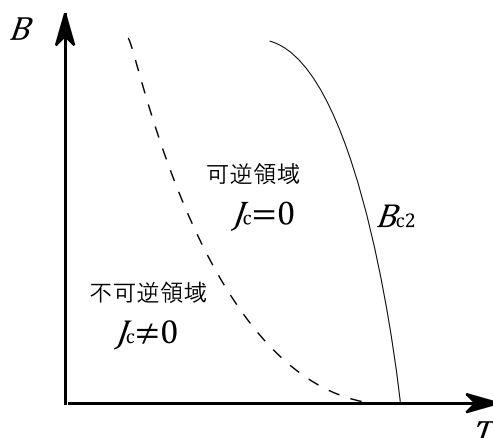


図 1.1 各温度における上部臨界磁界 B_{c2} と不可逆磁界曲線

1.4 磁束クリープ・フローモデル

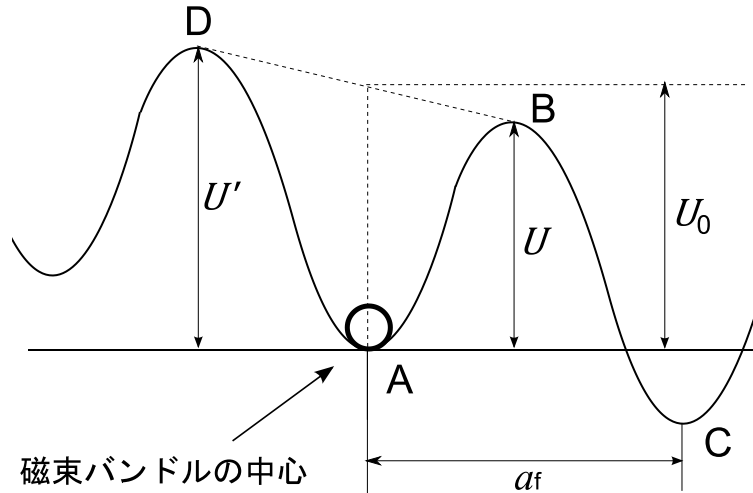
1.4.1 磁束クリープ

磁束クリープとは、ピンニングセンターに捕まった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外れてしまう磁束線の運動のことである。この運動によって超伝導電流の緩和が起こる。

完全反磁性を示し、電気抵抗がない第一種超伝導体において、超伝導体内部を流れる超伝導電流は、減衰することのない永久電流である。しかし、第二種超伝導体においては、磁束ピンニングに起因する超伝導電流は時間とともに減衰する。また、高温になると熱振動が活性化するため、超伝導電流の減衰は著しくなる。このため、高温で利用される銅酸化物超伝導体にこの現象を与える影響は大きい[1]。

磁束クリープが生じた際、磁束線は相互作用により一つの集団となってまとまって移動する。この磁束線の集団を磁束バンドルという。磁束クリープの振る舞いを定量的に議論するために、電流が流れている状態で一つの磁束バンドルをピンから移動させることを考える。この時の磁束バンドルの変位によるエネルギーの変化は模式的に図 1.2 のように表せる。図 1.2 の縦軸はエネルギー、横軸は位置を表している。Lorentz 力の仕事を考慮しているため、エネルギーが右下がりになっている。図の谷の部分(点 A、点 C)は磁束バンドル

がピン留めされている状態である。磁束バンドルがピン留めされた状態から外れて動き出すためには、点 B(もしくは点 D)のエネルギーバリアを越えなければならない。熱振動がなければ磁束バンドルは運動しないため、図 1.2 の状態で安定である。



磁束クリープ

図 1.2 磁束バンドルの変位によるエネルギー変化の模式図

しかしながら、温度 T の下では、磁束バンドルのエネルギーは熱エネルギー $k_B T$ (k_B は Boltzmann 定数) により、ある確率で活性化エネルギー U を越える。この確率は Arrhenius の式 $\exp(-U/k_B T)$ で与えられる。また、磁束バンドルが磁束クリープ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 v_0 、 a_f はそれぞれ(1.3)、(1.4)のようになる。

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

$$a_f = \left(\frac{2\phi_0}{\sqrt{3}B}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.4)$$

ϕ_0 は磁束量子であり、磁束の最小単位を表す。 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仮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

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

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は $\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v}$ となるため E は

$$E = B a_f v_0 \left[\exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{U'}{k_B T}\right) \right] \quad (1.6)$$

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 1.2 のポテンシャルで与えられる

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

のような正弦関数となる。ここで $k = 2\pi/a_f$ 、 $f = JB V$ 。 $U_0/2$ はポテンシャルの振幅、 k はポテンシャルの周期、 f は Lorentz 力による傾き、 V は磁束バンドルの体積を表している。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

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

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

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

となる。ここで、 $\sin(\cos^{-1}(x)) = \sqrt{1-x^2}$ を使い、 $k = a_f/2\pi$ 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。そのためには、 $2f/U_0 k = 2J_{c0} B V / U_0 k = 1$ となることから

$$\frac{2f}{U_0 k} = \frac{J}{J_{c0}} = j \quad (1.10)$$

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

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

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 1.3 にエネルギー状態を示す。

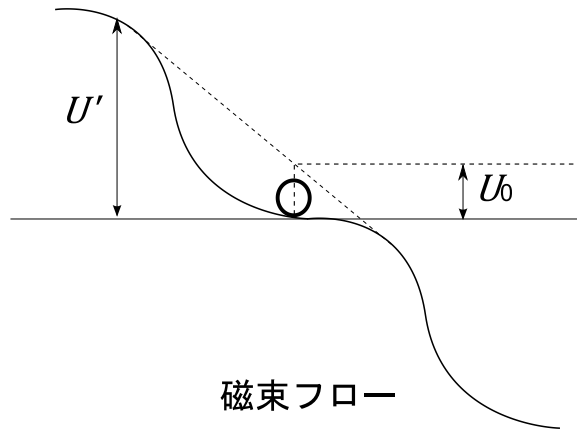


図 1.3 磁束フローの概念図

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 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 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 $\boldsymbol{\delta} = \mathbf{v}/|\mathbf{v}|$ 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

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \boldsymbol{\delta} F_p = 0 \quad (1.12)$$

となる。ここから、 $|\mathbf{J}| = F_p/B = J_{c0}$ 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

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \boldsymbol{\delta} F_p - \frac{B}{\phi_0} \eta \mathbf{v} = 0 \quad (1.13)$$

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 $\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v}$ について解くと

$$\mathbf{J} = J_{c0} + \frac{\mathbf{E}}{\rho_f} \quad (1.14)$$

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

ピン・ポテンシャルは磁束クリープによる超伝導電流の緩和率や不可逆曲線を決定する上で重要である。そのピン・ポテンシャルエネルギー U_0 は、磁束線の単位体積当たりのピン・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、

$$U_0 = \hat{U}_0 V \quad (1.15)$$

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

$$\hat{U}_0 = \frac{a_L d_i^2}{2} \quad (1.16)$$

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

$$J_{c0} B = a_L d_i \quad (1.17)$$

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。

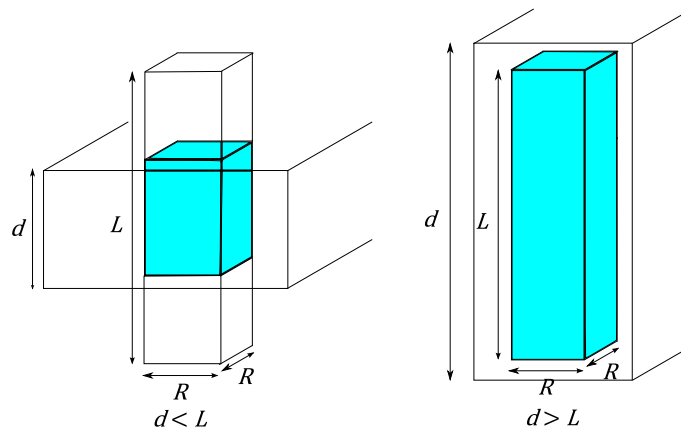


図 1.4 磁束バンドルの形状

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

$$L = \left(\frac{C_{44}}{\alpha_L} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.18)$$

で表される。同様に横方向の磁束バンドルサイズ R は

$$R = \left(\frac{C_{66}}{\alpha_L} \right) \quad (1.19)$$

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

$$C_{44} = \frac{B^2}{\mu_0} \quad (1.20)$$

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

$$C_{66}^D = \frac{B_c^2 B}{4\mu_0 B_{c2}} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}}\right)^2 \quad (1.21)$$

となる。これは磁束格子の乱れによって減少し、融解状態の際に 0 となる。

磁束バンドル内の磁束線の数は 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

$$R = ga_f \quad (1.22)$$

となる。したがって、 g^2 は

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

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

$$g_e^2 = \frac{C_{66}^D}{\zeta J_{c0} B a_f} \quad (1.24)$$

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

$$g^2 = g_e^2 \left[\frac{5k_B T}{2U_e} \log \left(\frac{B a_f v_0}{E_c} \right) \right]^{\frac{4}{3}} \quad (1.25)$$

で表される。 U_e は $g^2 = g_e^2$ となるときのピンニング・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

$$U_0 = \frac{0.835 g^2 k_B J_{c0}^{\frac{1}{2}}}{\zeta^{\frac{3}{2}} B^{\frac{1}{4}}} \quad (1.26)$$

となり、 $L > d$ の場合のピン・ポテンシャルは

$$U_0 = \frac{4.23 g^2 k_B J_{c0}^{\frac{1}{2}}}{\zeta B^{\frac{1}{2}}} \quad (1.27)$$

となる。

1.4.4 磁束クリープ・フローモデル

これまでに述べたように、超伝導体には磁束クリープと磁束フローにより電界が発生する。これら二つの電界を考慮して超伝導体に発生する全体の電界の理論値を計算するモデルが磁束クリープ・フローモデルである。以下に磁束クリープ・フローモデルによって導出されるピンニングパラメータを示す。

磁束フローに誘引される電界 E_{ff} は

$$\begin{aligned} E_{ff} &= 0; & j \leq 1 \\ &= \rho(J - J_{c0}); & j > 1 \end{aligned} \quad (1.28)$$

となり、磁束クリープによって生じる電界 E_{cr} は

$$\begin{aligned} E_{cr} &= Ba_f v_0 \left[-\frac{U(j)}{k_B T} \right] \left[1 - \exp\left(\frac{\pi U_0 j}{k_B T}\right) \right]; & j \leq 1 \\ &= Ba_f v_0 \left[1 - \exp\left(\frac{\pi U_0 j}{k_B T}\right) \right]; & j > 1 \end{aligned} \quad (1.29)$$

となる。そして、その時の局所的な電界は

$$E = (E_{cr}^2 + E_{ff}^2)^{\frac{1}{2}} \quad (1.30)$$

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ニング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、磁束ピンニングの強さを表すパラメータ A のみが

$$f(A) = K \exp\left[-\frac{(\log A - \log A_m)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (1.31)$$

のように分布すると仮定する。ここで、 A_m は A の最頻値、 K は正規化定数であり、 σ^2 はピンニング力密度の分布幅に関するパラメータである。

1.5 上部臨界磁界

1.5.1 Ginzburg-Landau 理論

Ginzburg-Landau 理論は磁界と超伝導体が共存する場合の相転移を取り扱った理論であり、特に、第二種超伝導体の上部臨界磁界 B_{c2} 特性を説明できる。この理論を用いて B_{c2} は以下の式で表される[2]。 ϕ_0 は磁束量子、 ξ はコヒーレンス長(超伝導における電子対の空間的な広がり)である。

$$B_{c2} = \frac{\phi_0}{2\pi\xi^2} \quad (1.32)$$

1.5.2 Pippard 理論

1.5.1 節より上部臨界磁界 B_{c2} はコヒーレンス長 ξ と深く関係している。Pippard 理論によれば、 ξ は電子の平均自由行程 l と以下のような関係を持つ。

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{l} \quad (1.33)$$

このときの ξ_0 は BC 理論で与えられるコヒーレンス長であり、Fermi 速度 v_F と Boltzmann 定数 k_B を用いて、

$$B_{c2} = \frac{\hbar v_F}{5.53 k_B T_c} \quad (1.34)$$

と表される。したがって、 l が短くなれば、実質的なコヒーレンス長 ξ は ξ_0 より短くなる。さらに、 $\xi_0 \gg l$ であるような「汚れた」超伝導体では、 $\xi \simeq l$ となり、 l が ξ を通じて B_{c2} に大きな影響を与えることがわかる[2]。

1.5.3 上部臨界磁界と臨界電流密度の関係

磁界下での臨界電流密度 J_c は

$$J_c(B) = J_c(0) \left(1 - \frac{B}{B_{c2}}\right) \quad (1.35)$$

のように表され、上部臨界磁界 B_{c2} が磁界下での J_c に直接関与していることがわかる[3]。

1.6 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、 T_c が液体窒素の沸点 77.3 K を超えるようなものも存在する。その高い T_c のため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の運用が可能である。

銅酸化物超伝導体の特徴の一つとして結晶構造に起因する大きな異方性が挙げられる。異方性には J_c の値が CuO_2 面方向 (ab 面方向) と CuO_2 面に対して垂直方向 (c 軸方向) で異なるという異方性、そして J_c の磁界依存性の異方性がある。

ab 面方向では電気伝導が容易で優れた電流特性を示すが、 c 軸方向では、半導体的または絶縁的な中間層 (ブロック層) の存在によって、電気伝導性が劣ることが原因である。このため、銅酸化物超伝導体を実際に用いる場合には CuO_2 面を整える作業が必要になる。

また、磁界依存性の異方性を改善する方法の一つとして、人工的にピンニングセンター (人工ピン) を導入する方法がある。これは人工的なピンを超伝導体内に導入することでピンニングの弱い c 軸方向に対する F_p を上昇させ、異方性を改善させる手法である。近年の研究では、ナノサイズのピンニングセンターを導入することで実際に異方性が改善されること

が報告されている[4]。

1.7 SmBaCuO 薄膜

銅酸化物超伝導体の一つである REBaCuO(REBCO) 超伝導体(RE:希土類) は優れた磁界依存性を持ち、高温、高磁界下で高い J_c を得られる。近年注目されている REBCO 超伝導体の一つに、希土類としてサマリウム(Sm)を用いた SmBCO があり、一般にその組成比は $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ である。Sm は現在の主流な REBCO である、ガドリニウム(Gd)系、イットリウム(Y)系と比較して、イオン半径が大きく、バリウム(Ba) との置換が起こりやすいという特徴がある。このため、Sm 系は Gd 系、Y 系と比較して高い T_c 特性を持ち、さらに、Sm と Ba の置換によって発生した個溶体(常伝導析出物)部分がピンニングセンターとして機能するため、磁界中における J_c 特性が高い。つまり、Sm 系は Gd 系、Y 系よりも磁界中における特性が有利であり、従来の線材に代わるものとして期待されている。しかしながら、Sm は線材加工の困難さから実用化は進んでおらず、作製が容易な薄膜を用いて基礎研究が行われている段階にある[5—6]。

1.8 人工ピン

人工ピンとは超伝導体内部に人工的に作製された欠陥(超伝導状態にならない部分)のことである。欠陥が人工ピンとして機能するには、超伝導状態に転移せず、超伝導体の結晶を傷つけないという条件がある。条件を満たすものとして BaMO_x (BMO、M:金属)という化合物が用いられている。REBCO 超伝導体の人工ピンとしてはジルコニウム(Zr)を用いた BaZrO_3 (BZO)、スズ(Sn)を用いた BaSnO_3 (BSO) などがあり、これらを成膜過程で生成させることで人工ピンを導入する。また、ハフニウム(Hf)を用いた BaHfO_3 (BHO)は、BZO、BSO と比較して膜厚に対する J_c 特性が高く、従来の人工ピンに代わるものとして期待されている[7—8]。今回の試料は PLD (Pulsed Laser Deposition) 法で成膜されていることから、ピンが c 軸方向の棒状(ナノロッド)に成長する。これにより c 軸方向のピン力が大幅に向上されることで、超伝導線材の J_c の改善に寄与する。

1.9 本研究の目的

SmBCO 超伝導体は高温、高磁界下で高い臨界電流密度 J_c を持つために、応用機器への利用が期待されている。しかしながら、実用化には J_c のさらなる特性改善を必要とし、特に機器の性能を決定する c 軸方向に対して平行な磁界を印加した状態での J_c の磁界依存性の向上が求められている。

これまでの研究で、人工ピンを導入することで人工ピンなしの線材と比べて J_c の磁場

依存性及び B_{c2} が向上することがわかっている。しかしながら、 T_c の劣化による自己磁場での J_c の減少、また、低温領域でピンニングセンターがあまり作用しないという問題点があるため、応用には人工ピンの更なる改善が必要とされている。

本研究では、名古屋大学の作製した、BHO ナノロッド添加量の異なる二つの SmBCO 薄膜を試料とした。これまでの同シリーズの試料で、良好な特性が得られた試料#1 (BHO 3.7 vol.%) を基準とし、新たに J_c 及び B_{c2} の向上を目的として BHO 添加量を増加させた試料#2 (BHO 4.9 vol.%) に注目した。これら二つの試料について、SQUID を用いて J_c 、 B_{c2} を測定し、測定結果について磁束クリープ・フローモデルを用いた解析を行い、BHO 添加量の増加が、試料の特性に与える影響を調査することを目的とする。

第2章 実験

2.1 試料

本実験で用いた試料は名古屋大学吉田隆教授研究グループより提供していただいた。 LaAlO_3 単結晶基板上に PLD 法を用いて超伝導薄膜を作製し、ターゲット交換法により BHO 人工ピンを導入した SmBCO 薄膜である。試料の諸元を表 2.1 に示す。0.01 T 印加した際の m - T 特性を SQUID 磁力計で測定し、そのときの超伝導転移温度を T_c として定義した。超伝導転移温度の定義については 2.2.3 節で述べる。

表 2.1 試料諸元

試料	BHO 添加量 [vol.%]	T_c [K]	膜厚 [nm]
#1	3.7	92	300
#2	4.9	90	400

表 2.1 より、BHO 添加量の増加によって試料#2 の T_c が減少していることが確認された。

2.2 測定方法

今回の測定では、60 K、77 K における直流磁化測定の結果から、各温度における J_c - B 特性を求めた。このように測定時の温度を決定した理由は、SmBCO 超伝導体は液体窒素温度下での応用が想定されているためである。また、1—6 T における m - T 特性測定の結果から、各磁界における B_{c2} - T 特性を求めた。

2.2.1 磁化曲線

超伝導体に加えた磁界の強さと、そのときの磁化の強さの関係を表す曲線を磁化曲線という。磁化曲線は磁界を強くした場合と、弱くした場合とでそれぞれ別の曲線を描くという特徴を持つ。このことから、交互に磁界の強さの向きを変えて印加した際の磁化曲線は磁化のヒステリシス曲線と呼ばれる。磁化のヒステリシス曲線の例を図 2.1 に示す。図中に青色の実線で描かれているのが磁化のヒステリシス曲線である。外部磁界 H_e が 0 の状態から徐々に強めていくと①—②間に示すように磁化される。この区間に磁化曲線が現れるのは初めに磁界を印加した場合のみであることから、①—②間の磁化を初期磁化という(図中に赤色の実線で示す)。 H_e を強めていくと、どこまでも磁化される訳ではなく、ある一定値

(②)で飽和する。このときの値を飽和磁化という。飽和している状態から逆に H_e を弱めていくと(②—③間) M も減少するが、減少は一定ではなく、逆方向の磁界のある値(③)で M が 0 となる。このときの値を保磁力という。 H_e を弱めた場合にも飽和磁化が存在し(④)、そこから H_e を強めた場合、 M は④、⑤、②の順に値をとり、②—③間と逆向きの曲線を描く。

SQUID の直流磁化測定では、ヒステリシス曲線から図中に示すヒステリシス幅 ΔM を求め、後述の式(2.6)—(2.7)を用いて、臨界電流密度 J_c を導出することができる。ヒステリシス曲線は原点对称であるため、すべての範囲を測定する必要はないが、そのためには、初めに負の磁界を印加して初期磁化を打ち消す必要がある。

ただし、初期磁界を打ち消す際に中心到達磁界 H_p よりも絶対値が大きな磁界を印加しなければ、飽和磁化に達することができず、ヒステリシス曲線が得られない。 H_p とは磁束の先端が超伝導平板内の中心に達する磁界の値を意味し、以下の式で求められる。 μ_0 は真空の透磁率、 d は膜厚、 γ は材質によって固有の値である[2]。

$$\mu_0 H_p = [\mu_0(2 - \gamma)J_c d]^{1/(2-\gamma)} \quad (2.1)$$

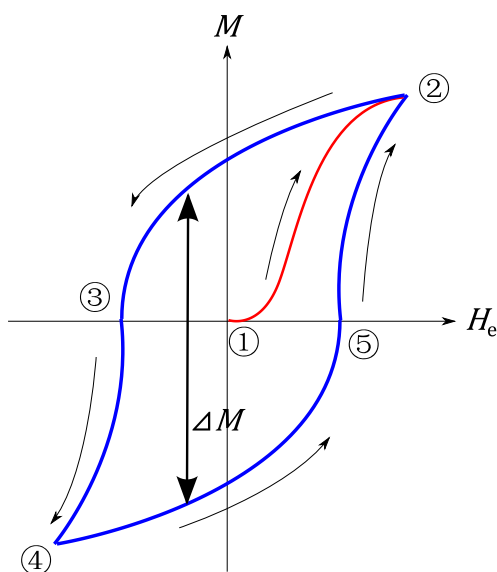


図 2.1 初期磁化と磁化のヒステリシス曲線

2.2.2 SQUID 磁力計による直流磁化測定

SQUID を用いた直流磁化測定は一定の温度下で、試料の c 軸に平行な負の外部磁界を最初に印加して初期磁化を打ち消した後、次に 0—6 T まで増磁し、最後に 6—0 T まで減磁して磁化 M を測定することによって、磁化のヒステリシス曲線を得る。REBCO 系コート線材については、初めに -1 T の磁界を印加することで初期磁化を打ち消し、かつ、ヒステリシス曲線が得られることが分かっている。図 2.2 及び図 2.3 に直流磁化測定の例を示す。

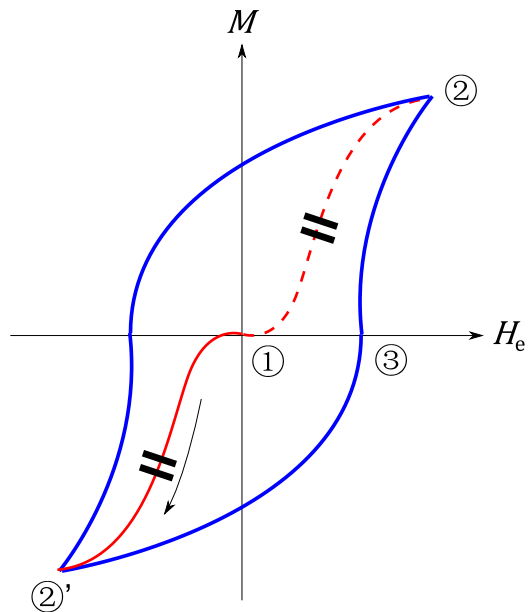


図 2.2 最初に負の磁界を印加した場合の初期磁化(赤色の実線)

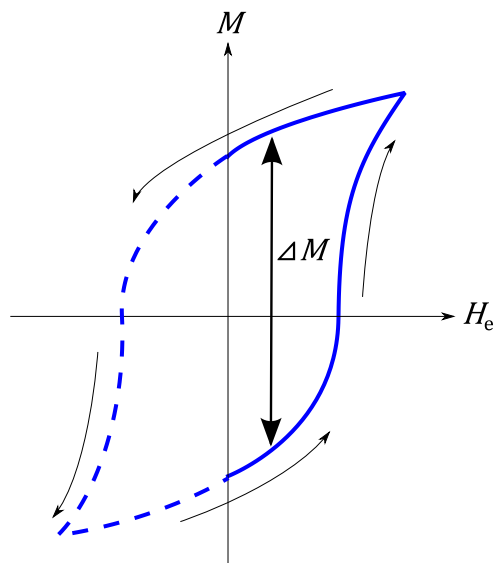


図 2.3 ヒステリシス曲線(実線)とヒステリシス幅 ΔM

図 2.2 より、初めに負の外部磁界を印加すると、①から②' の方向へと磁化する。次に磁界を強めると、②'、③、②の順に曲線を描く。これによって初期磁化を考慮せず、ヒステリシス曲線のみを測定することができるようになる。実際には SQUID を用いて測定結果として出力するのは、図 2.3 に実線で示される曲線である。これより ΔM が得られる。以上より、ある磁界におけるヒステリシス曲線の幅 ΔM から、ある一定の温度下における臨界電流密度の外部磁界依存性 (J_c - B 特性) を求めることができる。

ここで長さ l 、幅 w の平板状超伝導体 ($l > w$) の広い面に垂直に磁界を加えた場合について考える。ここで試料に座標を設け、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、臨界電流密度が等方的ならば、Bean モデル(ピン力密度が磁束密度に比例する、つまり臨界電流密度が磁束密度に対して一定であると仮定した場合の第二種超伝導体内部の磁束分布モデル)を仮定すると図 2.1 の斜線部分を流れる環状電流となる。この微小幅 dx に流れる微小電流を dI_c とする。この細い電流路の z 軸方向のサイズを dz とすると $dI_c = J_c dx dz$ である。さらに幅 dx の帯に囲まれた領域の面積を S とすると、 S は x のみの関数と表され

$$\begin{aligned} S &= 4x \left(x + \frac{l-w}{2} \right) \\ &= 4x^2 + 2x(l-w) \end{aligned} \quad (2.2)$$

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

$$\begin{aligned} m &= \int dm \\ &= \iint S(x) J_c dx dz \\ &= J_c d \int S(x) dx \end{aligned} \quad (2.3)$$

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

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

となる。

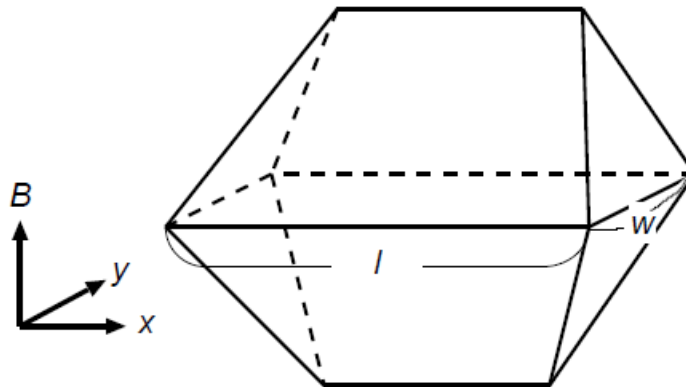


図 2.4 四方向から磁束線が侵入した場合の磁束密度の空間分布

図 2.4 に示す磁束密度の空間分布は、下半分が外部磁界の増磁過程、上半分が外部磁界の減磁過程のものである。

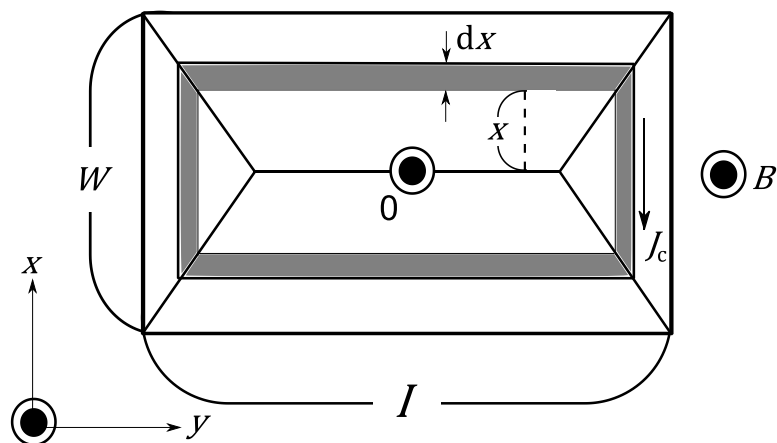


図 2.5 四方向から磁束線が侵入した場合の電流の流れ方

また、図 2.4 を c 軸方向から見た図が図 2.5 であり、電流の流れる向きと、電流が流れる微小幅 dx の帯に囲まれた領域を併せて図中に示す。

したがって、図 2.4 及び図 2.5 より、超伝導の磁化のヒステリシスの幅 ΔM に相当する磁気モーメント Δm は、式(2.4) を用いて、

$$\Delta m = \frac{J_c w^2}{12} (3l - w) d \quad (2.5)$$

となる。よって、磁化のヒステリシスは Δm を超伝導体の体積で割って

$$\Delta M = \frac{J_c \omega}{12l} (3l - w) \quad (2.6)$$

となり、臨界電流密度は

$$J_c = \frac{6l}{w(3l - w)} \Delta M \quad (2.7)$$

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 [emu] であるので、これを SI 単位系に換算するために以下の式を用いた。

$$m [\text{Am}^2] = [\text{emu}] \times 10^3 \quad (2.8)$$

2.2.3 SQUID 磁力計による $m-T$ 特性測定

今回は上部臨界磁界 B_{c2} を調べるため、印加する磁界を一定にし、徐々に温度 T を変化

させていき、そのときの磁気モーメント m を測定した ($m-T$ 特性)。 $m-T$ 特性測定の結果から、その基板磁界と超伝導転移後の磁気モーメントのプロットをそれぞれ直線近似して、二直線の交点を B_{c2} と決定した。このときの B_{c2} の横軸座標が超伝導転移温度となる。各磁界における超伝導転移温度を横軸が温度 T 、縦軸が磁界 B のグラフとしてプロットすることで $B_{c2}-T$ 特性を求めた。

ここで、超伝導転移温度を決定する例を図 2.3 に示す。図 2.6 は試料 #1 の 1 T での $m-T$ 特性である。破線は超伝導コート線材の基板磁界、実線は超伝導転移後の磁気モーメントを表している。図 2.6 の場合は、二つの近似直線の交点である 90.8 K が 1 T での超伝導転移温度と決定される。

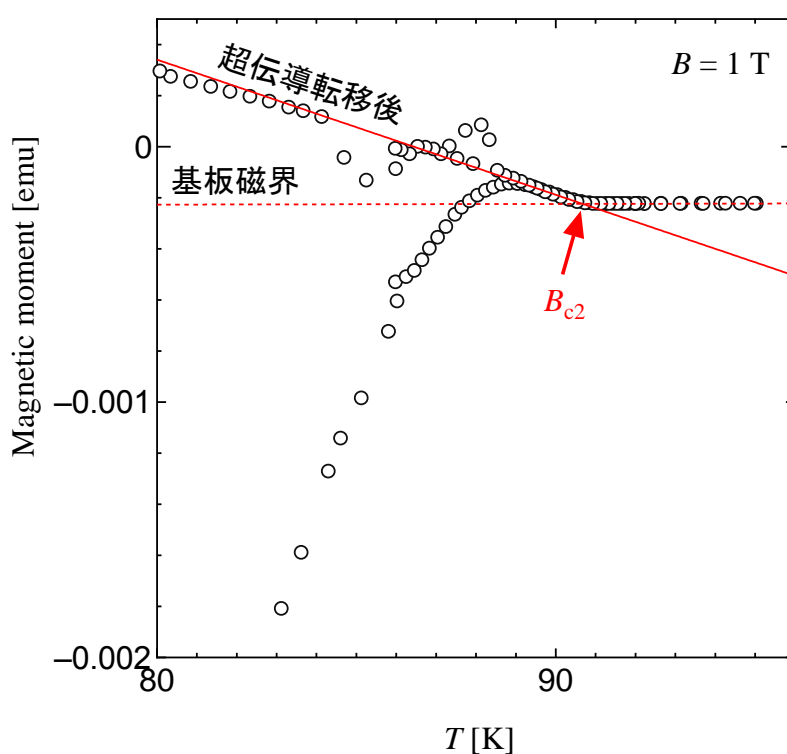


図 2.6 試料#1 の $m-T$ 特性 ($B=1\text{ T}$)

第3章

実験結果

3.1 J_c - B 特性

二つの試料 #1 (BHO 添加量 3.7 vol.%)、#2 (BHO 添加量 4.9 vol.%) について、77 K、60 K の温度下で SQUID を用いて磁化のヒステリシス曲線を測定し、その結果から J_c - B 特性を求めた。#1、#2 の 77 K、60 K における J_c - B 特性の比較をそれぞれ図 3.1、図 3.2 に示す。

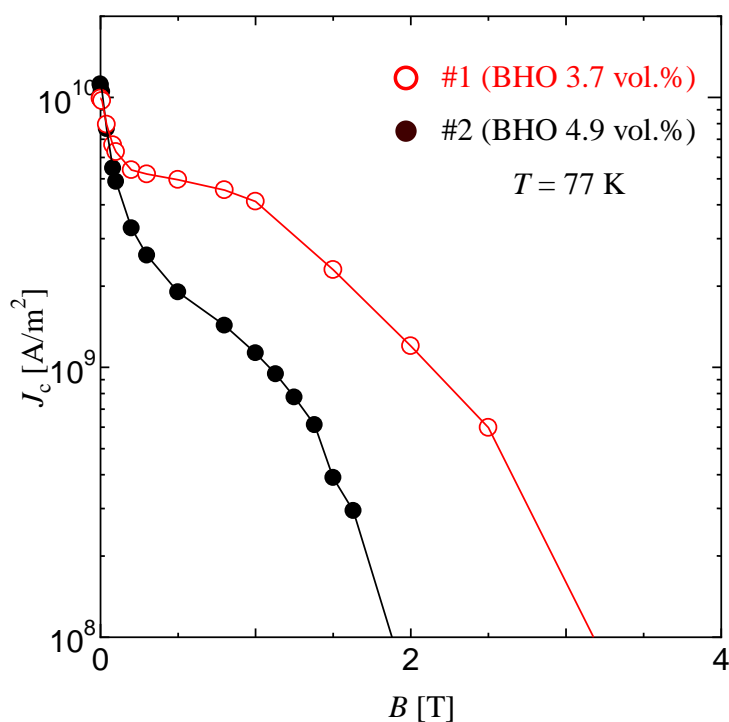


図 3.1 77 K における試料#1、#2 の J_c - B 特性

図 3.1 より、試料#1、#2 ともに磁界 B の増加に伴って臨界電流密度 J_c が減少していることがわかる。ただし、 J_c の減少は一定ではなく、部分的に J_c の減少が弱まっている。これは人工ピンの導入によって作製されたピンニングセンターが機能し、磁界中の J_c の減少が抑えられているためだと考えられる。また、0.04 T 未満の磁界領域では各試料の J_c は値及び磁界依存性に大きな差異はみられないが、0.04 T 以上の磁界領域において、#1 と比較して#2 の方が磁界依存性が高く、高磁界になる程 J_c の値が小さい。 J_c が 1.0×10^8 A/m² を下回る磁界を不可逆磁界 B_I と定義すると、#1、#2 の B_I はそれぞれ 3.2 T、1.8 T であ

り、1.4 T 程度の差があり、 B_1 付近においても#2 の J_c 特性は劣化している。つまり、BHO 添加量を 3.7 vol.% から 4.9vol.% へと増加させたことで、低磁界—高磁界のほぼ全磁界領域において、 J_c - B 特性及び B_1 は劣化していることがわかる。

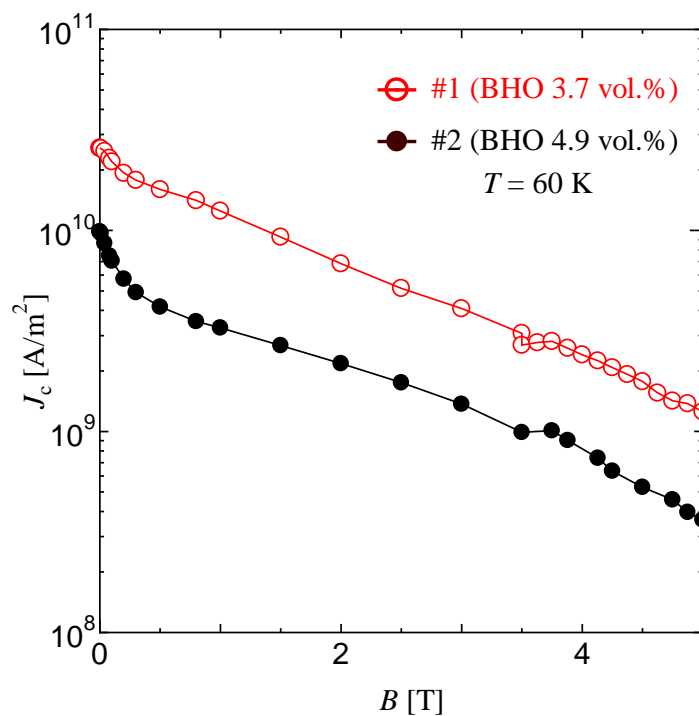


図 3.2 60 K における試料#1、#2 の J_c - B 特性

図 3.2 より、試料#1、#2 ともに J_c の磁界依存性と大小関係は同じ傾向にあるが、測定した 0—6 T の全磁界領域で#2の方が小さい J_c の値が得られた。超伝導層を厚くしていくと、製膜過程において、結晶構造の配向にずれが生じ、 J_c の減少が発生することがわかっている[9]。したがって、図 3.2 に示す結果が得られたのは、超伝導層が厚い#2の方が、結晶構造のずれによる J_c 減少の影響を受けやすいためであると考えられる。

3.2 B_{c2} - T 特性

1—6 T まで(1 T 間隔)の各磁界での m - T 特性を測定し、その基板磁界と超伝導転移後の磁気モーメントのプロットをそれぞれ直線近似して、二直線の交点を超伝導転移温度と決定した。各磁界における超伝導転移温度を横軸が温度 T 、縦軸が磁界 B のグラフとしてプロットすることで B_{c2} - T 特性を求めた。各試料の B_{c2} - T 特性を図 3.3 に示す。

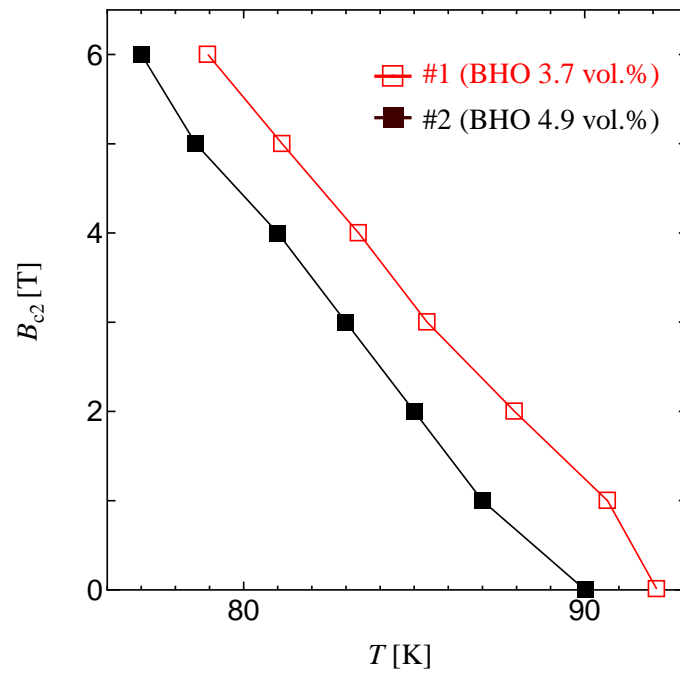


図 3.3 $B_{c2} - T$ 特性の比較

図 3.3 より、#1 と比較して、#2 は B_{c2} が小さくなっている。つまり、BHO 添加量を 3.7 vol.% から 4.9 vol.% へと増加させたことで、 B_{c2} 及び $B_{c2} - T$ 特性が劣化していることがわかる。これは、式(1.32)–(1.34)に示されるように、超伝導層内の欠陥を増加させたことで、電子の平均自由行程が減少し、コヒーレンス長が増大したことによって発生したと考えられる。また、式(1.35)より、 B_{c2} の低下が図 3.1 及び図 3.2 に示される J_c の低下の原因になっていると考えられる。

第4章

解析及び考察

3章の測定結果より、人工ピン BaHfO₃(BHO)添加量を 3.7 vol.% から 4.9 vol.% へと増加させることで、60—77 Kにおける J_c - B 特性及び B_{c2} - T 特性が劣化していることがわかった。4章ではBHO添加量の変化による磁束ピンニング特性及び B_{c2} の変化を定量的に解析する。その結果から、今回測定を行った SmBCO 薄膜の J_c - B 特性に対して、BHO 添加量がどのような影響を与えているか考察する。

4.1 B_{c2} - T 特性の評価

B_{c2} - T 特性を定量的に解析するために、各試料の B_{c2} - T 特性の測定結果に対して T_c 以下の温度領域でフィッティングを行い、直線近似した。図 4.1 及び表 4.1 にそれぞれフィッティング結果、それによって得られた値を示す。 $|dB_{c2}/dT|$ は B_{c2} - T 特性の傾きの絶対値である。この $|dB_{c2}/dT|$ の値が大きければ、 B_{c2} の温度依存性が高く、 T_c 未達の温度領域での B_{c2} が増加しやすくなるということを表す。

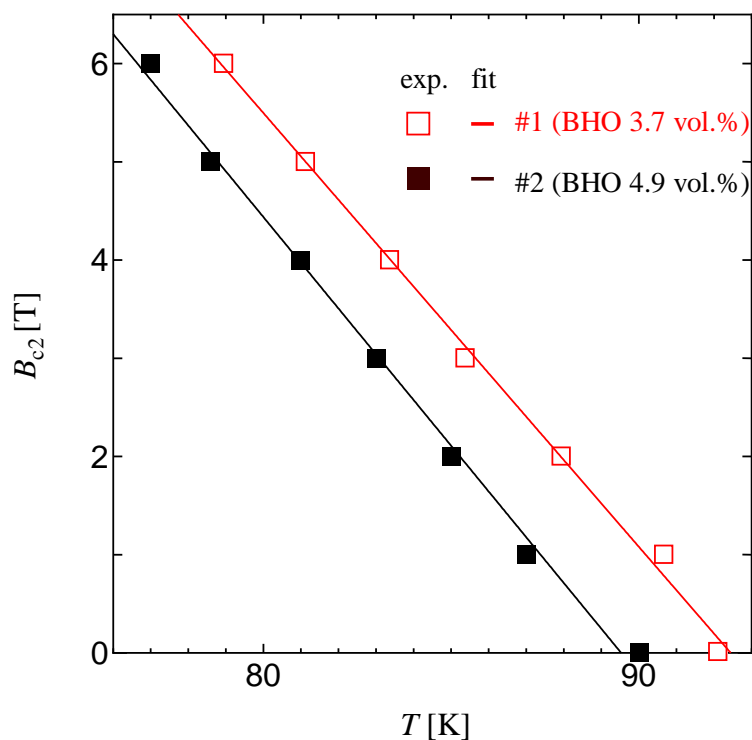


図 4.1 B_{c2} - T 特性のフィッティング結果

表 4.1 B_{c2} - T 特性のフィッティングによって得られた値

試料	T_c [K]	B_{c2} (77 K) [T]	$ dB_{c2}/dT_c $ [TK ⁻¹]
#1	92	6.67	0.44
#2	90	5.74	0.46

図 4.1 及び表 4.1 より、試料#2 は#1 より B_{c2} - T 特性の傾きは増加し、60—77 K における B_{c2} 値は減少していることがわかる。つまり、BHO 添加量を増加させた結果、 B_{c2} - T 特性は改善されたが、60—77 K における B_{c2} の値は減少したことが確認された。これは、BHO 添加量増加による B_{c2} 向上よりも、 T_c 減少の影響が大きいためだと考えられる。

4.2 磁束クリープ・フローモデルによる解析

実験結果に理論的な考察を加えるため、温度 T が 77 K、60 K の場合における J_c - B 特性について、 B_{c2} の向上を考慮した磁束クリープ・フローモデルを用いて解析を行った。解析では A_m , σ^2 , γ , m , g^2 をピンニングパラメータとして理論値を計算し、算出した理論値と実験結果を比較することでパラメータを決定した。#1、#2 についての理論値(プロット)と実験値(破線)の比較を図 4.2 に示す。得られたピンニングパラメータを表 4.2 に示す。表 4.2 中の B_{c2} (77 K) は図 4.1 に示すフィッティング結果から求めた。

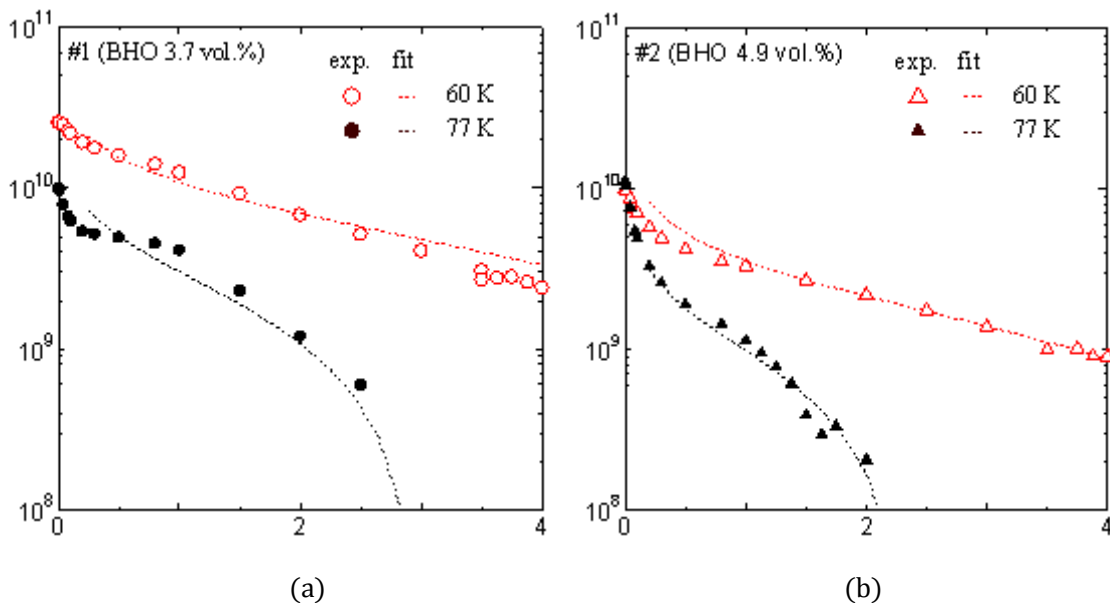


図 4.2 (a) 試料#1 の 60 K 及び 77 K における J_c - B 特性の実験値と理論値、
(b) 試料#2 の 60 K 及び 77 K における J_c - B 特性の実験値と理論値

表 4.2 ピンニングパラメータ

試料	A_m [$\text{Am}^{-2}\text{T}^{1-\gamma}$]	σ^2	B_{c2} (77 K) [T]	γ	m	g^2
#1	7.94×10^{10}	7.00×10^{-3}	6.67	0.66	1.0	3
#2	5.62×10^{10}	2.00×10^{-2}	5.74	0.65	1.0	3

図 4.2 より、試料#1、#2ともに J_c - B 特性の実験値と理論値は図に示すような一致が得られ、理論値を用いて実験結果をおおよそに説明できていることがわかる。

表 4.2 より、試料#1、#2は A_m 、 σ^2 、 B_{c2} 以外でほぼ等しいピンニングパラメータが得られ、 A_m 、 σ^2 に表される磁束ピンニング特性と B_{c2} によって試料の J_c - B 特性が決定されていることが確認された。人工ピンを増加させればピン力 A_m は向上すると予想されたが、解析結果を見ると A_m は低下している。このとき、ピン力の分布幅 σ^2 が増加していることから、#2の磁束ピンニング特性は#1と比べて劣化していることがわかった。つまり、BHO添加量を 3.7 vol.% から 4.9 vol.% へと増加させることで、磁束ピンニング特性は劣化したことが確認できた。BHO添加量が多すぎたため、BHOがピンニングセンターとして機能しておらず、臨界電流の流れを妨げる欠陥になっているためだと考えられる。

4.3 T_c の変化を考慮しない場合

これまでの研究で磁束ピンニング特性変化による寄与と B_{c2} 特性変化の寄与はそれぞれ独立で理論的に分離でき、磁束ピンニング特性、 B_{c2} はそれぞれ低磁界領域、高磁界領域の J_c 特性に寄与することが確認されている[3]。したがって、BHO添加量の変化に伴う T_c の減少が無いと仮定した場合の J_c - B 特性について、磁束クリープ・フローモデルを用いた解析を行う。 T_c の変化は、 B_{c2} の変化と同義であることから、解析結果より B_{c2} 特性の変化が、SmBCO 薄膜の J_c - B 特性に与える影響を調査する。図 4.3 に 77 K における#2の J_c - B 特性の測定結果及び、BHO増量に伴う T_c の低下が無いと仮定した場合の#2の理論値#2*(破線)を示す。また、図 4.4 に同様の F_p - B 特性を示す。

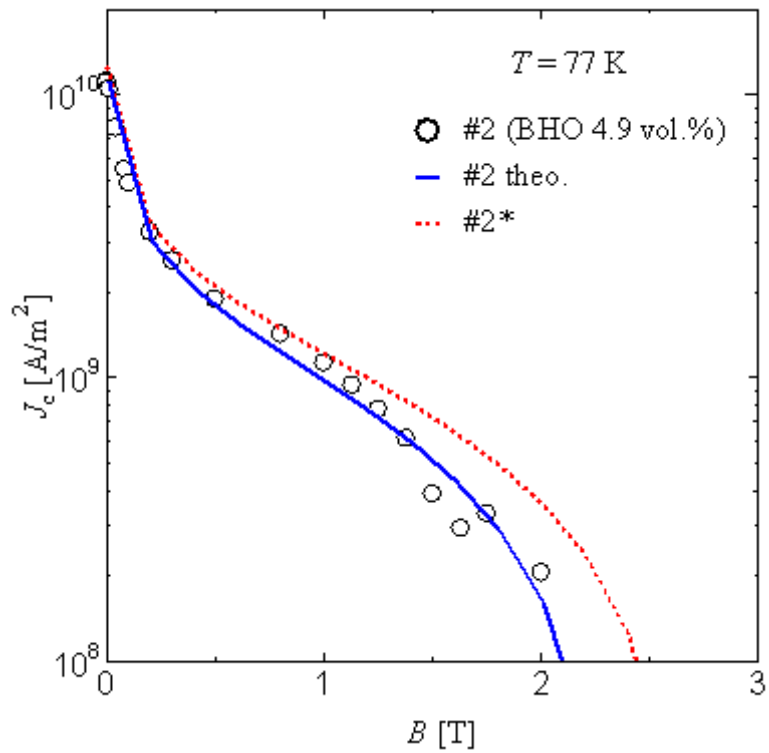


図 4.3 77 K における試料#2 の J_c - B 特性の測定値と B_{c2} 低下を無視した場合の理論値

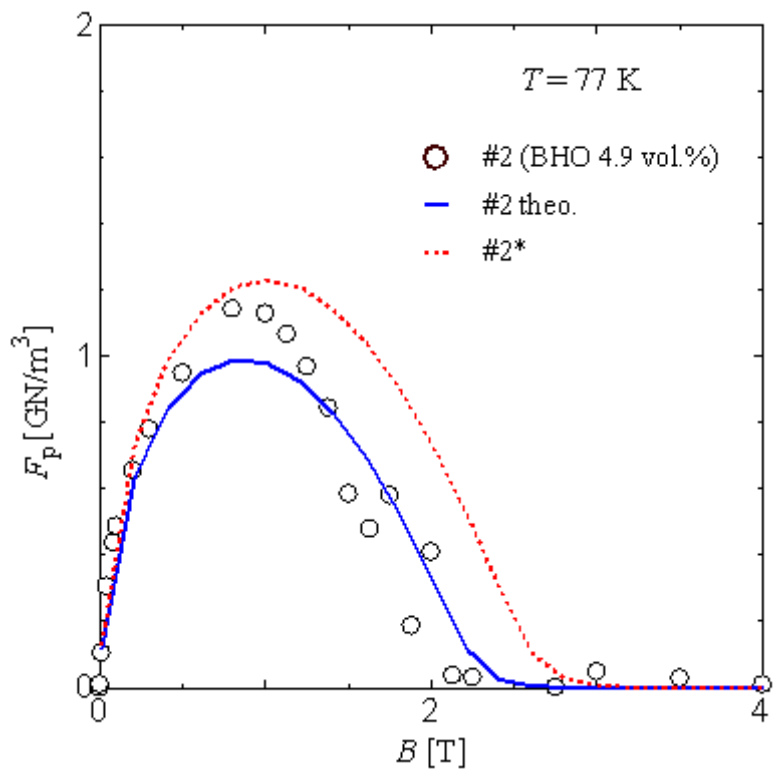


図 4.4 77 K における試料#2 の F_p - B 特性の測定値と B_{c2} 低下を無視した場合の理論値

図 4.3 より、低磁界における#2* は#2 theo. と同じほぼ値を示しているが、磁界が増加するに従って J_c 増加している。測定値と理論値の B_i はそれぞれ 2.1 T、2.4 T となっており、磁界の変化に対して強いことがわかる。また、図 4.4 より、図 4.3 と同様に低磁界における#2*は#2 theo. と等しいが、ピン力密度 F_p の最大値が増加し、その時の B 値が#2 theo.よりも高磁界側に動いていることがわかる。このことから、 T_c の変化、つまり B_{c2} 特性の変化は高磁界領域における J_c - B 特性を左右するものであり、低磁界領域における J_c - B 特性には対しては高磁界における場合程寄与しないことが確認された。

4.1—4.3 節までの解析結果より、試料#2 の J_c - B 特性劣化の原因について考察する。磁束ピンニング特性が劣化したことで低磁界領域における J_c が減少し、 B_{c2} (60—77 K) が減少したことで高磁界領域の J_c が減少したために、#2 の J_c - B 特性は測定した磁界領域の全域で劣化したと考えられる。

4.5 最適な BHO 添加量

特性の向上を目的として BHO 添加量を増やした試料#2 (BHO 4.9 vol.%) は、試料#1 (BHO 3.7 vol.%) と比較して、 J_c - B 特性が劣化し、 B_{c2} - T 特性が向上していることがわかった。このことから、人工ピンの添加量を増加させ続けた場合、超伝導体の特性は際限なく向上するのではなく、ある一定の添加量に達すると、逆に劣化してしまうことが確認された。よって、今回測定した SmBCO コート線材に関して、最適な BHO 添加量は 4.9 vol.% 未満であると考えられる。

第5章

まとめ

5.1 結論

今回の研究では BaHfO₃(BHO)添加量の異なる SmBa₂Cu₃O_y(SmBCO)薄膜である、試料#1 (BHO 3.7 vol.%)及び、試料#2 (BHO 4.9 vol.%)について、 J_c - B 特性及び B_{c2} - T 特性を測定し、磁束クリープ・フローモデルを用いた解析を行った。その結果としてわかったことを以下にまとめる。

- SQUID 磁力計を用いた直流磁化測定によって磁化ヒステリシス曲線を測定し、その結果から J_c - B 特性を求めた。磁界 B の増加に伴って臨界電流密度 J_c が減少していることがわかった。ただし、 J_c の減少は一定ではなく、低磁界—中磁界にかけて J_c が 7—8 倍近く減少し、中磁界—高磁界にかけて減少が弱まり、不可逆磁界 B_I 付近で再び急激に減少するというように、磁界の強さによって変化している。これは、人工ピンの導入によるピンニングセンターが J_c の減少を妨げる働きをするためであると考えられる。
- m - T 特性を測定した結果から超伝導転移温度定義し、 B_{c2} - T 特性を求めた。各試料の J_c - B 特性、 B_{c2} - T 特性を測定した結果から、試料の特性は BHO の添加量によって異なるということがわかった。また、試料#1 (BHO 3.7 vol.%)より BHO 添加量の増加させた試料#2 (BHO 4.9 vol.%)は、測定を行った磁界領域の全域において、 J_c - B 特性が劣化していることがわかった。また、#2 の B_{c2} - T 特性は#1 と比べて向上したが、60—77 K における B_{c2} は減少していた。これは BHO 添加量増加による B_{c2} - T 特性向上よりも、 T_c 減少の影響の方が大きいためであると考えられる。このことから BHO 添加量が多すぎたと考えられる。
- 測定結果について磁束クリープ・フローモデルを用いた解析を行い、 J_c - B 特性の理論値とピンニングパラメータを求めた。各試料の測定値と理論値を比較した結果、よく一致したことから実験結果は磁束クリープ・フローモデルで説明できていると言える。また、ピンニングパラメータから、#2 の磁束ピンニング特性は#1 より劣化していることがわかった。これは BHO 添加量が多すぎたため、BHO がピンニングセンターとして機能しておらず、臨界電流の流れを妨げる欠陥になっているためだと考えられる。
- #2 の磁束ピンニング特性及び B_{c2} (60—77 K)の劣化により、それぞれ低磁界及び高磁界領域の J_c が減少したため、 J_c - B 特性が全磁界領域で劣化したと考えられる。

○実験、解析の結果から人工ピンの添加量を増加させ続けた場合、ある一定の添加量に達すると、特性は劣化することが確認された。このことから、BHO 添加量は多すぎると逆効果であり、今回測定した試料にとって最適な BHO 添加量は 4.9 vol.% 未満であると考えられる。

謝辞

本研究を行うにあたり、様々な助言、ご指導をいただいた小田部荘司教授、木内勝准教授に深く感謝申し上げます。また、名古屋大学の吉田隆先生には超伝導体試料を準備いただきました。深く感謝いたします。最後に、公私共々御世話になりました小田部・木内研究室の皆様に深く感謝いたします。

参考文献

- [1] K. Yamafuji , T. Fujiyoshi , K. Toko and T. Matsushita : *Physica C* 159 (1989) 743.
- [2] 松下 照男, 永村 光造, 住吉 文夫, 圓福 敬二 著 : 「超伝導応用の基礎」, 米田出版 (2004) p.27.
- [3] 永水 隼人, BaHfO₃ ピンを導入した PLD 法 GdBa₂Cu₃O_x 超伝導線材の臨界電流密度特性 [九州工業大学 修士論文 2013]
- [4] M. Miura , et al . : *Applied Physics Express* 2 (2009) 023002.
- [5] 三浦 正志, 吉田 隆, 尾崎 壽紀, 一野 祐亮, 武藤 正和, 高井 吉明, 松本 要, 一瀬 中, 堀井 滋, 向田 昌志, 淡路 智, 渡辺 和雄 : *低温工学* Vol.41 No.10 (2006).
- [6] 伊藤 正和, 吉田 隆, 一野 祐亮, 三浦 正志, 高井 吉明, 松本 要, 一瀬 中, 向田 昌志 堀井 滋 : *低温工学* Vol.39 No.11 (2004).
- [7] H. Tobita , K. Notoh , K. Higashikawa , M. Inoue , T. Kiss , T. Kato , T. Hirayama , M. Yoshimizu , T. Izumi and Y. Shiohara : *Supercond. Sci. Technol.* 25 (2012) 062002.
- [8] T. Matsushita , H. Nagamizu , K. Tanabe , M. Kiuchi , E. S. Otabe , H. Tobita , M. Yoshizumi , T. Izumi , Y. Shinohara , D. Yokoe , T. Kato and T. Hirayama : *Supercond. Sci. Technol.* 25 (2012) 125003.
- [9] 和田 純, 配向 Ni クラッド基板を用いて作製された PLD 法 GdBa₂Cu₃O_{7-x} コート線材の臨界電流密度特性 [九州工業大学 修士論文 2013]