

Bi-2223 多芯テープ線材の臨界電流特性に 及ぼす芯数の効果

松下研究室

05232089

山下 翔平

平成 21 年 2 月 24 日

電子情報工学科

目次

第1章	序章	1
1.1	はじめに	1
1.1.1	超伝導体とは	1
1.1.2	Bi系超伝導体	2
1.1.3	ピン止め	3
1.2	Bi-2223 テープ製造法	4
1.2.1	PIT法	4
1.2.2	多芯化	6
1.2.3	加圧焼結法	7
1.2.4	加圧焼結法の効果	7
1.3	磁束クリープ・フローモデル	9
1.3.1	磁束クリープ現象	9
1.3.2	磁束クリープによる電界	10
1.3.3	磁束フローによる電界	12
1.3.4	ピン・ポテンシャル U_0	13
1.3.5	磁束クリープ・フローモデル	17
1.4	不可逆磁界	18
1.5	本研究の目的	18
第2章	実験	19
2.1	試料	19
2.2	実験方法	21
2.2.1	直流四端子法	21
2.2.2	直流磁化法	22

第 3 章	結果と検討	24
3.1	フィラメントの厚さの分布	24
3.2	臨界電流密度特性	27
3.2.1	四端子法による臨界電流密度特性の測定結果	27
3.2.2	直流磁化法による臨界電流密度特性の測定結果	31
3.3	不可逆磁界	33
3.4	n 値	34
3.5	臨界電流密度の印加磁界角度依存性	36
3.6	磁束クリープ・フローモデルによる解析	40
第 4 章	まとめ	46
4.1	まとめ	46
4.2	今後の課題	47
参考文献		49

表目次

2.1	試料の諸元	19
2.2	試料のサイズ	21
3.1	正規分布近似したときの超伝導フィラメントの厚さの平均値と標準偏差 .	24
3.2	解析に用いたパラメータ ($B/tape$)	41
3.3	解析に用いたパラメータ ($B \quad tape$)	41
3.4	A_m の異方性	41

目次

1.1	PIT 法による製造過程	5
1.2	焼結後の SEM 像 (a) 大気圧焼結 (b) 加圧焼結	8
1.3	磁束バンドルの位置とエネルギーの関係	10
1.4	磁束フローのエネルギー状態の概念図.	12
1.5	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	14
1.6	ピンニング相関距離 L と超伝導体の厚さ d の関係	16
2.1	試料断面の観察	20
2.2	フィラメント断面の詳細. 右は断面積が等しい等価フィラメントの断面形状を示す.	20
2.3	直流四端子法	22
3.1	試料#1 の超伝導フィラメント断面	25
3.2	試料#2 の超伝導フィラメント断面	25
3.3	試料#3 の超伝導フィラメント断面	25
3.4	試料#1 の超伝導フィラメントの最大厚みの分布ヒストグラム	25
3.5	試料#2 の超伝導フィラメントの最大厚みの分布ヒストグラム	26
3.6	試料#3 の超伝導フィラメントの最大厚みの分布ヒストグラム	26
3.7	テープに対し平行に磁界を掛けた場合の臨界電流密度特性 (四端子法)	28
3.8	テープに対し垂直に磁界を掛けた場合の臨界電流密度特性 (四端子法)	28
3.9	テープに対し平行に磁界を掛けた場合の臨界電流密度特性の規格化 (四端子法)	29
3.10	テープに対し垂直に磁界を掛けた場合の臨界電流密度特性の規格化 (四端子法)	29

3.11	臨界電流密度の角度異方性の磁界依存性	30
3.12	SQUID による臨界電流密度特性の測定 (20 K)	31
3.13	SQUID による臨界電流密度特性の測定 (40 K)	32
3.14	SQUID による臨界電流密度特性の測定 (60 K)	32
3.15	SQUID による臨界電流密度特性の測定 (77.3 K)	33
3.16	垂直磁界下における不可逆磁界の温度依存性	34
3.17	77.3K における n 値	35
3.18	電界領域 ($6.0 \times 10^{-5} \sim 2.0 \times 10^{-4}$ V/m) における n 値	36
3.19	77.3 K, 0.4 T における J_c の磁界印加角度依存性	37
3.20	77.3 K における J_c の垂直成分磁界依存性 (#1)	38
3.21	77.3 K における J_c の垂直成分磁界依存性 (#2)	38
3.22	77.3 K における J_c の垂直成分磁界依存性 (#3)	39
3.23	77.3 K における out-of-plane の misorientation 角	39
3.24	平行磁界下における E - J の実験値および理論値 (#1)	42
3.25	平行磁界下における E - J の実験値および理論値 (#2)	42
3.26	平行磁界下における E - J の実験値および理論値 (#3)	43
3.27	垂直磁界下における E - J の実験値および理論値 (#1)	43
3.28	垂直磁界下における E - J の実験値および理論値 (#2)	44
3.29	垂直磁界下における E - J の実験値および理論値 (#3)	44
3.30	平行磁界下における J_c - B の実験値と理論値の比較	45
3.31	垂直磁界下における J_c - B の実験値と理論値の比較	45

第 1 章

序章

1.1 はじめに

1.1.1 超伝導体とは

超伝導体とは特定の物質が超低温において、ゼロ電気抵抗（完全導体）と完全反磁性を示し、それらの再現性があり、且つ物質の結晶構造がわかるという条件を満たしている物質のこと示す。完全反磁性とはマイスナー効果とも呼ばれ、外部磁界を完全に遮蔽する現象である。またこれは超伝導体内の磁束密度はゼロであることを意味する。つまり超伝導体は外部磁界を打ち消すほどの磁化を持つ。この磁化は、超伝導体の表面に流れる超伝導電流（遮蔽電流）によってもたらされている。また、完全導体（転移温度以下で電気抵抗ゼロのみを示す物質）に外部磁界を印加するとレンツの法則（電磁誘導の法則）により導体内に遮蔽電流が流れ、電気抵抗ゼロのため電流は永久に流れ続ける。これは、内部磁界がゼロを意味し完全導体でも完全反磁性を示すことになる。しかし、完全導体であるとすると、常伝導状態（超伝導でない状態）のときに外部磁界を印加し転移温度以下まで冷却を行っても磁界が侵入したまま超伝導状態となるので、超伝導体の完全反磁性とは異なることになる。現在のところ、完全導体であり、超伝導体ではない物質は存在しない。

超伝導に関する研究は、1907年にオランダのカメリン・オネス (Kamerlingh-Onnes) によってヘリウムの液化が成功し、1911年に極低温中での水銀の抵抗測定実験中に発見されたことをきっかけに行われるようになった。それ以降様々な金属や合金、化合物で超伝導現象が確認された。

様々な超伝導体が発見される中、超伝導現象発見のメカニズムに関する研究も進められてきたが、その発現機構は長い間、不明であった。しかし、1957年にBCS理論が提唱さ

れ、超伝導の発現機構が明らかになっていった。BCS 理論によると超伝導体が超伝導状態から常伝導状態へ遷移する温度、すなわち臨界温度は 30 K を超えないと考えられた。しかし、1986 年、ベドノルツ (Johannes G. Bednorz) とミュラー (Karl Alex Müller) によって酸化物系物質 (La-Ba-Cu-O) で 30 K 級超伝導体の可能性が示された。その後、液体窒素の沸点 (77.3 K) を超える臨界温度を持つ Y-Ba-Cu-O や Bi-Sr-Ca-Cu-O などの高温酸化物超伝導体が発見されたことにより、液体窒素冷却での応用研究が進み、高温超伝導体による線材の開発も進められている。

超伝導体の線材応用では、超伝導状態のゼロ電気抵抗によって高電流密度を流すことができる性質を利用する。つまり、エネルギー損失なく、巨大な電流を小さな断面積で輸送できるため、電力・エネルギー分野では、省エネルギーや省スペース化に関して、期待されている。応用の例として、船舶用モータ [1]、また線材をコイルに利用すると非常に強力で安定した磁界を発生させることができることから、磁気浮上列車用 [2] などが挙げられる。また、医療用の磁気共鳴映像診断装置 (MRI)[3] や他にも、核融合発電など最先端技術分野での応用も研究されている。これらの応用には、大きな電流を流せる線材が必要であるが、超伝導体には超伝導状態で流すことのできる最大の電流が存在する。ある電流量を超えた場合、超伝導体に抵抗が発生して抵抗状態になる。この電流を臨界電流 I_c と呼び、その電流密度 J を臨界電流密度 J_c と呼ぶ。また、超伝導状態から常伝導状態に転移する磁界が存在する。超伝導体は第一種超伝導体と第二種超伝導体に分けられるが、第一種超伝導体では臨界磁界 B_c 以下の磁界中では完全反磁性を示し、 B_c より大きい磁界では常伝導状態へ転移する。第二種超伝導体に関しては、章 1.1.3 にて詳しく述べる。

1.1.2 Bi 系超伝導体

これまで述べてきたように、超伝導体は線材としての応用に期待されている。ところで、超伝導線材の材料には臨界温度 T_c が高い酸化物超伝導体がよく用いられる。しかし、酸化物超伝導体は脆いセラミックスであるため線材に加工するのは簡単ではない。また、酸化物超伝導体は超伝導電流が流れる超伝導層と絶縁的なブロック層が積み重なった層状構造のため、電流が流れる向きが決まっている。したがって、高い臨界電流の線材を作るためには結晶の向きを揃える必要があり、容易ではない。しかし、Bi 系高温超伝導体は電流が流れる CuO 面に広がった面上に結晶が育ちやすいという特徴があり、銀パイプに原料となる粉末を入れテープ状に加工することで結晶の向きがほぼ揃った組織が形成される。銀パイプに原料を詰め、テープ状に加工し、焼結し、超伝導線材を作る方法はパウダーインチュー

ブ法 (Powder In Tube: PIT) と呼ばれる。この方法で Bi 系線材は高臨界電流の線材を製作できることから、線材開発が主流となっている。

Bi 系超伝導体には臨界温度 T_c が 30 K の Bi-2201, 95 K の Bi-2212, 110 K の Bi-2223 がある。数字は, Bi-Sr-Ca-Cu の比を表し, CuO_2 面間に Ca イオンが入ることによって単位格子内の CuO_2 面の数が増えて, それとともに臨界温度 T_c も高くなっていく。故に各々の T_c は, Bi-2201 が 30 K, Bi-2212 が 90 K, Bi-2223 が 110 K となっており, Bi 系の中で T_c は Bi-2223 が最も高い。故に利用価値が高く, 研究が進められている。また, Bi-2223 は Pb を添加することで初めて単相が得られるため, (Bi-Pb)-2223 の組成が用いられる。Bi-2223 は Bi-2212 を原料として作られる為, 線材として完成したときに Bi-2212 相が若干残ってしまう。これが臨界電流 I_c を低下させてしまう原因になると考えられている。

1.1.3 ピン止め

Bi 系超伝導体は, 第二種超伝導体に属する。前に超伝導体の性質として完全反磁性を述べたが, 第二種超伝導体は外部磁界が大きくなり, 完全反磁性が崩れ磁束線が超伝導体内に侵入しても超伝導状態は壊れない。この状態では, 超伝導体内部の磁束線が量子化されており, 侵入した磁束線の中心部分が常伝導状態となり, 超伝導体は部分的な反磁性を示す。この状態を混合状態と呼び, 完全反磁性を示す状態と混合状態の境となる磁界を下部臨界磁界 B_{c1} と呼ぶ。さらに外部磁界を大きくすると混合状態から常伝導状態に移る。このとき磁界を上部臨界磁界 B_{c2} と呼ぶ。今, B_{c1} より大きく, 且つ B_{c2} より小さい磁界中の超伝導体に電流密度 J を流した場合を考える。このとき侵入した磁束線 (磁束密度 B) に対して Lorentz 力 $F_L (F_L = JB)$ が発生し, その力によって磁束線が動いたとき, 電界が発生する。つまり抵抗が発生してしまう。電界を発生させないためには磁束線の動きを止める必要があり, 超伝導体内の不純物や欠陥などがその役目を担っている。そうした不純物や欠陥などをピンニングセンターと呼び, Lorentz 力がある臨界値を超えるまで, 磁束線の動きを止める働きをする。これをピン止め効果と呼び, その力をピンニング力 (以降ピン力) と呼ぶ。

Bi 系線材の特徴として凝縮エネルギー密度が小さくピン力が小さいことがあげられる。超伝導状態は常伝導状態の基底状態よりさらにエネルギーの低い状態であり, 凝縮エネルギー密度は外部磁界がない場合の超伝導状態と常伝導状態のエネルギーの差に等しく, $B_c^2/2\mu_0$ で与えられる。ここで第二種超伝導体では B_c は熱力学的臨界磁界と呼ばれる。ピン力は凝縮エネルギー密度に比例する。よって凝縮エネルギー密度が小さいとピン力も

小さい。 $F_L = F_p$ となるような電流密度 J が臨界電流密度 J_c となるので、 $J_c = F_p/B$ となる。この関係から、 F_p が大きければ臨界電流密度 J_c も大きくなることが示される。現実には、超伝導体内の J が J_c より小さい場合でも電界 E は完全にゼロとはならない。これは、磁束クリープ (章 1.3.1 で述べる) が起こるためである。ピン力が弱いため、Bi 系線材は高温高磁界において磁束クリープの影響を強く受ける。これが原因となってさらに臨界電流密度が大きく低下してしまう。

E - J 曲線の電界の立ち上がりは金属超伝導体や Y 系の超伝導体に比べ緩やかになる。 E - J 特性を $E = J^n$ としたとき、この指数 n を n 値と呼ぶ。 n 値は、磁束クリープによる影響や、超伝導線材の臨界電流密度の空間的な不均一さやソーセージング (章:1.2.1) という極細フィラメントの径の不均一さなどに起因していると考えられている。 n 値は特に高温高磁界において低くなる。これは、高温になると磁束クリープの影響が強くなることに加えて、臨界電流密度 J_c の空間的な不均一さが臨界電流密度の平均値に対して相対的に大きくなる (高温高磁界中では J_c は小さくなるが、そのばらつき幅 ΔJ_c はあまり変化しない) ことが影響していると考えられている。また、超伝導体内の不均一さは結晶間の弱結合、結晶内部の特性や、前に述べたフィラメントのソーセージングなどによるものであると考えられており、PIT 法の 2 次焼結処理時に加圧焼結を用いることで臨界電流特性が向上するのはこれらの問題が改善されるからであると考えられている。しかし、これらの要因がどの程度臨界電流特性に影響するのかはよく分かっておらず、特性改善のために、それぞれの要因がどの程度影響及ぼすのかを検証する必要がある。

1.2 Bi-2223 テープ製造法

1.2.1 PIT 法

Bi 系テープ線材の作製法として初期から PIT 法が用いられてきた。PIT 法とは、酸化物の仮焼きした粉末を銀パイプに充填し、伸線、圧延加工しテープ状にした後、焼結処理をほどこして銀シース線材を作製する方法である。銀シース法とも呼ばれ、この方法で多芯線にするにはある程度加工した丸線を多数銀パイプに詰め込み、この工程を繰り返す。図 1.1 に PIT 法によるテープ線材の製造過程を示す [4]。また、以下に作成過程の概要を示す。

1. 粉末の製造法には代表的なものとして、酸化物 (Bi_2O_3 , CuO) や炭酸塩 (SrCO_3 , CaCO_3) を混合する固相法、硝酸塩水溶液から沈殿させる湿式法、硝酸塩水溶液を高温中に噴霧し乾燥させるスプレー法がある。
2. 秤量した粉末を仮焼きし、それを砕いて粉末状にする。この工程で作製された

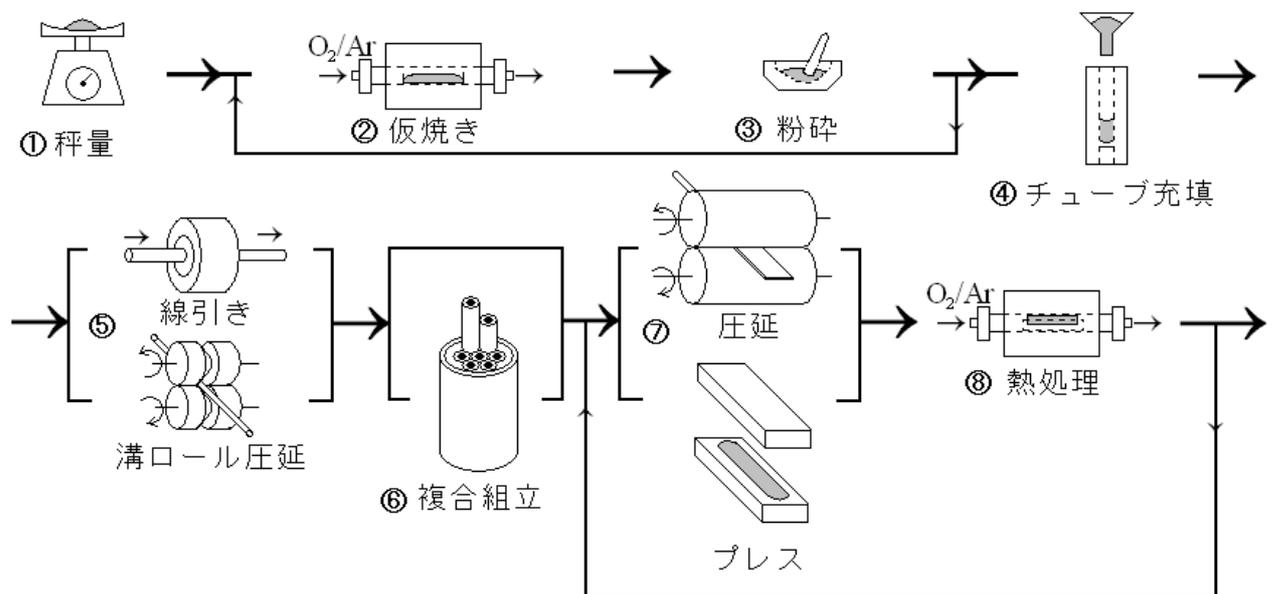


図 1.1 PIT 法による製造過程

Bi-2212 相を主相とする, Ca, Cu, Pb などの化合物が含まれる粉末がテープ線材の原料となる.

3. 加工工程では原料の粉末を銀パイプに充填しロール圧延やプレス圧延によってテープ状にする.
4. テープ状に加工した試料に一次焼結処理を施し Bi-2223 相を構成する. この時超伝導組織の体積密度が 80 % 程度まで低下してしまうため, 再び圧延加工を施し密度を向上させる. この圧延により機械的に結晶の配向を向上させる.
5. その後 2 次焼結処理を施し, Bi-2223 相の体積率を増加させる. これらの処理を何度か繰り返すことにより, 高 I_c のテープ線材を作製することができる.

このように Bi-2223 テープ線材は PIT 法を用いて作製されるが, 高 I_c の線材を作製するためには a - b 平面に広がった薄い板状の結晶の向きを揃える必要がある. これは, Bi 系の酸化物超伝導体は c 軸方向のコヒーレンス長が短いため, a - b 平面方向に結晶の向きを揃えて, 電流を流れやすくする必要があるためである. Bi-2212 線材では, Bi-2212 単相を銀パイプに充填して加工を施し, その後部分誘拐が起こる 880 ~ 900 まで温度を上昇させ, 10~1 /h の速度で徐々に冷却することで銀の界面に沿って結晶が配向し高い結合性の組織が得られるが, Bi-2223 では融解と同時に分解も起こるためこの方法は使えない. したがって Bi-2223 線材では前段階の Bi-2212, CaPbO_4 , Ca-Cu-O などが含まれる粉末

を銀パイプに充填しテープ状に加工し、その後 1 次焼結と 2 次焼結の間に圧延加工を施すことで結晶がテープ面に対して配向した c 軸の配向が高い線材を作製することができる。

PIT 法では銀パイプに原料を詰めて作製するが、これはセラミックスのテープに可とう性 (柔軟性) を持たせるためであり、また機械的な強度の上昇などの利点も得られる。しかし、テープ内の銀の比率が上がると、超伝導組織の全体を占める割合が減るため臨界電流は減少する。したがってシース材も線材の特性を考える上で重要な部分となっている。現在では塑性加工性、耐酸性、酸素透過性、高電気伝導率などの観点から経験的に銀およびその合金が最もよく使われている。銀は電気伝導度及び熱伝導度が高く、加工もしやすい。また、試料の超伝導部分が発熱などで破損した場合には、銀が電流パスの役目をはたすとともに発生熱をすみやかに除去するので、試料の安定化につながる (章 1.2.2)。銀の合金としては機械的な強度の改善のため Cu や Mg などのとの合金化が試みられている [5, 6]。しかし、線材はセラミックスと金属との複合構造であるため、塑性加工が難しく、塑性加工する際にフィラメントのソーセージングなどの問題がある。ソーセージングとは、フィラメントに厚みの厚い部分と薄い部分とが顕著に生じることをいい、これは金属被覆した粉体の加工を行う際に、金属の変形の方に生じやすいことが知られている。テープ形状の圧延加工では線材が長さ方向に伸び、幅方向には伸びない。そのため、ソーセージングは長さ方向の断面内で生じ、長さ方向の性能を劣化させている。ソーセージングよりフィラメントに不均一さが生じ、臨界電流密度 J_c を低下させることが知られている。

1.2.2 多芯化

PIT 法では多芯化が容易にできることも線材開発としては大きなメリットである。多芯化することにより、フィラメントと銀との界面が増え臨界電流密度 J_c が増加することが知られている。銀との界面近傍の酸化物超伝導体はフィラメント中心部分に比べて配向性が良いことが臨界電流密度 J_c の増加のメカニズムとなっている。銀との界面増加にともない臨界電流密度 J_c が飛躍的に増加するので、実際の線材では超伝導電流の大部分は銀との界面近傍に流れているとも考えられている。

多芯化にともないフィラメントサイズの細心化が可能となる。これにより一つのフィラメントから発生する熱量が減り熱が銀へ拡散しやすくなる。ところで、フィラメントが超伝導状態から何らかの原因で常伝導状態に遷移する場合がある。このとき銀が電流のバイパスとなり、その間に冷却されフィラメントが再び超伝導に遷移し、電流はフィラメントを流れるようになる。このような機構により磁気的不安定性が解消できる。

1.2.3 加圧焼結法

Bi-2223 線材は PIT 法で作製され、その製造プロセスの基本的な部分は確立されているが、その最適化はまだである。PIT 法における作製工程は、粉末工程、加工工程、焼結工程となるが、二次圧延処理時にフィラメントにクラックが生じたり、焼結処理時に空隙が生じることにより超伝導層の体積密度が低下してしまうなどの問題がある。このため、超伝導電流パスが制限されてしまうため J_c が低下する。したがって二次焼結処理時に密度を低下させない工夫が必要となってくる。

そこで、2 次焼結処理時に加圧焼結 (Controlled Over Pressure process: CT-OP)[7] を用いる。従来の方法では 2 次焼結処理時に大気圧で焼結を行うが、加圧焼結法ではこのとき約 300 気圧の圧力をガス (不活性ガス + 酸素) により線材に印加した雰囲気中で焼結を行う。この処理により、圧延時に生じたフィラメントのクラックの修復や焼結時に発生する空隙による体積密度の低下などの問題を改善できる。また、加圧焼結法では大気圧焼結の線材に比べ、Bi-2223 結晶同士の結合が密になり、結晶のテープ面に対する配向も向上する。このように、加圧焼結法を用いることにより、フィラメントの組織が大幅に改善されるため臨界電流特性や機械的強度の向上などの効果が得られる。

1.2.4 加圧焼結法の効果

Bi-2223 テープ線材の製造過程において加圧焼結法を用いることで様々な効果が得られるが、すでにいくつか報告されており [8, 9], それらを簡単に列挙する。

- フィラメントの体積密度に関しては、従来の大気圧焼結では圧延により 93% まで増加した相対密度が、焼結時に 88% まで低下していた。しかし、加圧焼結を用いることでフィラメントの相対密度はほぼ 100% まで上昇した。
- 図 1.2 は焼結した線材のフィラメントの SEM 像である。灰色の部分が Bi-2223 相であり粒上の黒い部分は (Ca, Sr)-Cu-O などのアルカリ土類銅 (alkaline earth cuprates: AEC) である。また線上の黒い部分は空隙やクラックである。従来の大気圧焼結された線材と加圧焼結された線材を比較すると、従来焼結された線材では異相が多く、空隙やクラックも多い。しかし加圧焼結された線材ではそれらが改善されており、フィラメントの相対密度が上昇した結果と一致する。
- 帯磁率の温度依存性から得られたフィラメントにおける Bi-2212 相の生存率の結果によると、大気圧焼結の線材では 0.5 強であったものが、加圧焼結の線材では 0.4

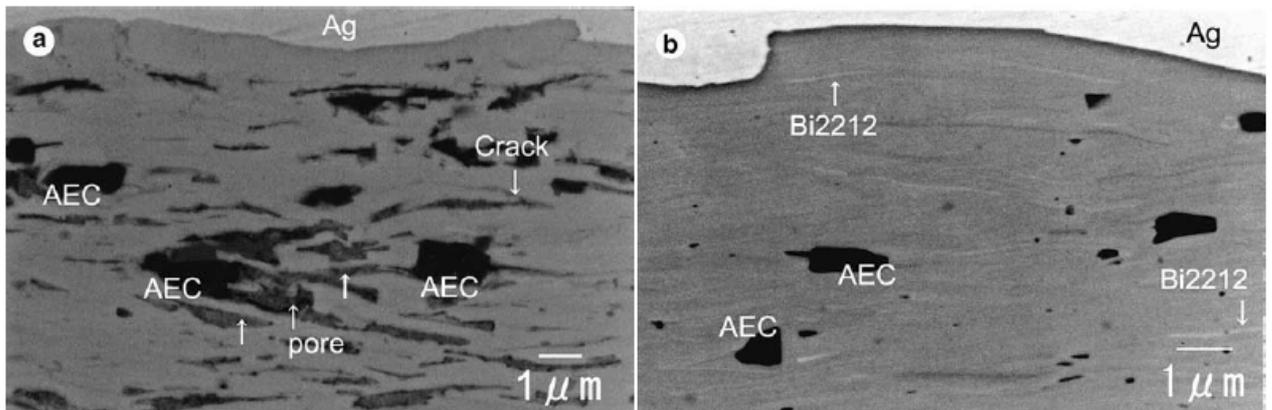


図 1.2 焼結後の SEM 像 (a) 大気圧焼結 (b) 加圧焼結

と 2 割程度向上しており、Bi-2223 の単相化が進んでいる。

- X 線解析のロックンクカーブにより測定した Bi-2223 結晶のテープ面からの c 軸配向のずれの結果によると、大気圧焼結の線材ではこのずれ角が 10.3 度程度であったのに対し、加圧焼結を用いた線材では 9.7 度程度となっており、加圧焼結により配向度が改善されている。
- 引っ張り試験による機械強度の評価によると、臨界電流が引っ張り前の値から落ち始める引っ張り応力が、銀比 1.5 の線材では大気圧焼結の線材で 85 MPa、加圧焼結法を用いた線材では 154 MPa であった。また銀比 2.2 の線材では 106 MPa に対して 220 MPa と倍以上になっている。銀比 1.5 の加圧焼結線材が銀比 2.2 の大気圧焼結線材の値を上回ったことから、加圧焼結法によるフィラメントの強度の向上が線材の機械強度に大きく影響している。
- 1500 m の加圧焼結線材において、長手方向に 4 m 毎に臨界電流と n 値のばらつきを評価したところ、1500 m 全ての領域で均一な性能であることがわかっており、特に高銀比・低銀比ともに n 値が 21 と高い値を示している。
- Bi-2223 線材を液体窒素で冷却する場合、液体窒素が空隙に入り込み、温度上昇時に液体窒素がガス化し、線材が膨れ上がり性能が大きく低下するバルーニングという現象が起こる。しかし、加圧焼結を用いることで空隙やクラックが消滅するため、バルーニングを防ぐことができる。

1.3 磁束クリープ・フローモデル

1.3.1 磁束クリープ現象

ピンニングによる超伝導電流 (遮蔽電流) は時間と共に対数的に減衰することが知られている。これは磁束線の熱活性化運動によって磁束線がある確率でピンニングセンターからはずれて運動をすることが原因である。この現象を磁束クリープ [10] という。これは、磁束線がピンニングセンターに捕らえられている状態が、自由エネルギーの極小部分に対応した準平衡状態であり、真の平衡状態ではないことを示している。したがって、真の平衡状態へ向けて遮蔽電流の減衰が起こるのである。また、この現象は後に述べる磁束フローのような連続的な運動ではなく、不連続な運動であると考えられている。この時、磁束線は離散的な集団で移動する。この集団を磁束バンドル (flux bundle) と言う。また、超伝導体に流す電流を増やしていくと、臨界電流を超えた時に急に電界が発生するわけではなく、臨界電流に近づくとつれ緩やかに発生する。これは臨界電流以下においても、磁束クリープによる磁束線の運動が行われるためであり、磁束線が動いた際に発生する電界である。

図 1.3 に磁束バンドルの位置とエネルギーの関係を示す。点 A が磁束線がピン止めされた状態であり、エネルギーが右下がりになっているのは Lorentz 力による仕事のためである。したがって、このエネルギーの勾配は Lorentz 力に比例する、すなわち電流の大きさに比例することになる。ピンニングセンターに捕まった磁束バンドルが熱運動によって点 B のエネルギーバリアーを越えたときに磁束クリープが発生する。磁束バンドルがこのエネルギーバリアーを越えて動き出す確率は Arrhenius の式

$$\exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) \quad (1.1)$$

で表される。このとき、エネルギーバリアー U は活性化エネルギーともいい、 k_B は Boltzmann 定数、 T は絶対温度である。また、 U は電流によって変化し、電流がゼロになったときの U を U_0 として、これをピンニング・ポテンシャルという。

一つの磁束バンドルの移動で移動する距離 a は次にピン止めされる位置であり、磁束バンドルのエネルギー状態はその磁束線格子間隔 a_f だけの変位に対して周期的になると考えられるので、 a は a_f 程度となる。ピンニング・ポテンシャル内の振動周波数を ν_0 とすると Lorentz 力方向の平均速度 v は (1.1) 式を用いて

$$v = a_f \nu_0 \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) \quad (1.2)$$

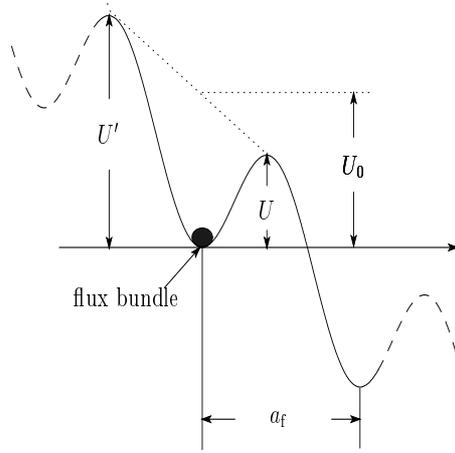


図 1.3 磁束バンドルの位置とエネルギーの関係

となる. クリープの際の磁束バンドルの振動周波数 ν_0 は

$$\nu_0 = \frac{\zeta \rho_f J_{c0}}{2\pi a_f B} \quad (1.3)$$

で与えられる. ここで ζ はピンの種類に依存する定数であり, 点状ピンの場合は $\zeta \simeq 2\pi$, 大きな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, ρ_f はフロー比抵抗であり, J_{c0} は後に説明する仮想的な臨界電流密度である. また, 磁束線の移動によって生じる電界 E は

$$E = B \times v \quad (1.4)$$

で与えられる. したがって一つの磁束バンドルが磁束線格子間隔 a_f だけの変位で生じる電界は Lorentz 力と逆方向の速度も考慮して

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

となる. ここで U' は Lorentz 力と反対方向の活性化エネルギーである.

1.3.2 磁束クリープによる電界

磁束クリープにより発生する電界は (1.5) 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の変化のは, 図 1.3 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

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

のように正弦的なものと仮定する。ここで、 $U_0/2$ はポテンシャルの振幅、 $k = 2\pi a_f$ はポテンシャルの周期、 $f = JB/V$ はローレンツ力の傾きを表しており、 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。つまり、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 となる。これより

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

が求まる。図 1.3 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

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

と表される。ただし、ここで $\sin(\cos^{-1}(x)) = \sqrt{1-x^2}$ を用い、また $k = a_f/2\pi$ と置いた。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。このとき電流密度 J が磁束クリープの影響がない仮想的な臨界電流密度 J_{c0} となることから一般に

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

の関係が得られる。 j は規格化電流密度である。また、仮想的な臨界電流密度 J_{c0} は、経験的に

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

と仮定できる。ここで、 A , m , γ , δ はピンニングパラメーターであり、それぞれ磁束ピンニングの強さ、温度依存性、磁界依存性、高磁界依存性を示す。これより (1.8) 式は

$$U(j) = U_0 \left[(1-j^2)^{1/2} - j \cos^{-1} j \right] \quad (1.11)$$

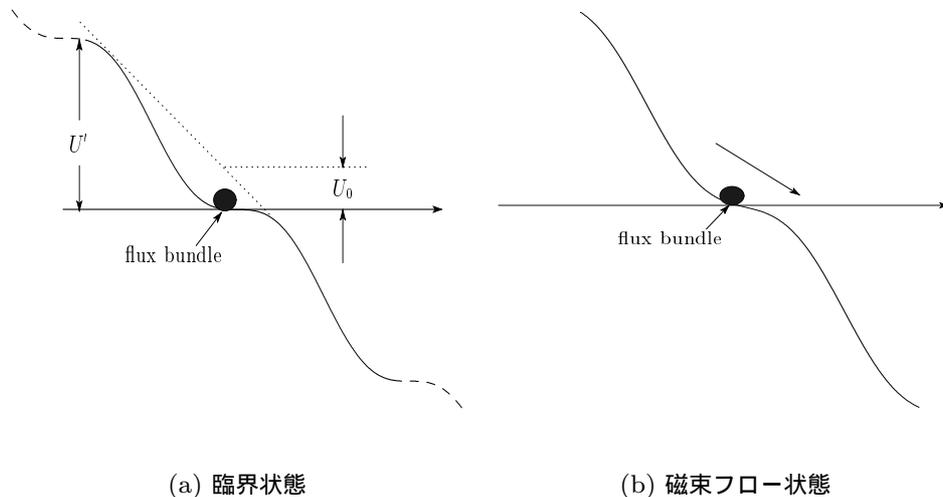


図 1.4 磁束フローのエネルギー状態の概念図.

となる. また, $k = 2\pi a_f$ 及び (1.9) 式より

$$U'(j) \simeq U + fa_f = U + \pi U_0 j \quad (1.12)$$

となる. この関係を用いて磁束クリープによる発生する電界 (1.5) 式を整理すると

$$E = Ba_f \nu_0 \exp \left[-\frac{U(j)}{k_B T} \right] \left[1 - \exp \left(-\frac{\pi U_0 j}{k_B T} \right) \right] \quad (1.13)$$

のように求まる.

1.3.3 磁束フローによる電界

磁束クリープ状態からさらに電流を増加させると, Lorentz 力がピン力とつりあうときがくる. このときの状態が臨界状態 (図 1.4(a)) であり, 図 1.3 の活性化エネルギー U が 0 となる. さらに電流が大きくなると, すべての磁束線が連続的に運動している状態になる. これを磁束フローという. 図 1.4(b) に磁束フローのエネルギー状態を示す. このとき電流密度は磁束クリープの影響がない仮想的な臨界電流密度 J_{c0} を超えている.

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 (章 1.1.3). 一方, 磁束線がこの力で超伝導体内を動かそ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 $\delta = v/|v|$ とすると, 静的釣り合いが取れる場合, つまり $J < J_{c0}$ の場合 (磁束クリープ状態) は釣り合いの式は

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \delta F_p = 0 \quad (1.14)$$

となる. ここで F_p はピン力の強さ (ピン力密度) を表す (章 1.1.3). $|J| = J_{c0}$ となる (臨界状態) とき Lorentz 力と F_p は釣り合うので, $F_p = J_{c0}B$ の関係が得られる.

一方, $J > J_{c0}$ となる (フロー状態) と粘性力が働き, それを考慮した釣り合いの式は

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \delta F_p - \frac{\mathbf{B}}{\phi_0} \eta v = 0 \quad (1.15)$$

となる. ここで ϕ_0 は量子化磁束であり, η は粘性係数である. これに $J_{c0} = F_p/B$ 及び (1.4) 式の関係を用いて J について解くと

$$J = J_{c0} + \frac{E}{\rho_f} \quad (1.16)$$

となる. ここで $\rho_f = B\phi_0/\eta$ はフロー比抵抗である. (1.16) 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

$$E = \rho_f(J - J_{c0}) \quad (1.17)$$

のように求まる.

1.3.4 ピン・ポテンシャル U_0

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,

$$U_0 = \hat{U}_0 V \quad (1.18)$$

となる [11]. 磁束線の単位体積当たりに平均化したピン・ポテンシャル \hat{U}_0 は Labusch パラメータ α_L と相互作用距離 d_i を用いて

$$\hat{U}_0 = \frac{\alpha_L d_i^2}{2} \quad (1.19)$$

と表せる. ところで相互作用距離 d_i は磁束線格子間距離 a_f (図 1.3) と定数 ζ を用いて

$$d_i = \frac{a_f}{\zeta} \quad (1.20)$$

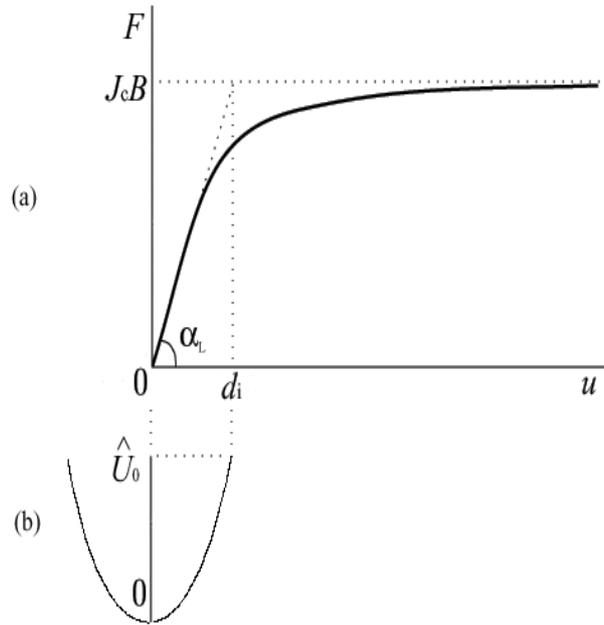


図 1.5 磁束線が平衡位置から変位したときの (a) ピン力密度および (b) ピンニング・エネルギー密度の変化

と表すことができる. ここでは点状ピンを仮定するため $\zeta = 2\pi$ を用いる. 磁束線格子間距離 a_f は, ϕ_0 を量子化磁束とすると

$$a_f = \left(\frac{2\phi_0}{\sqrt{3}B} \right)^{1/2} \quad (1.21)$$

で与えられる. また, α_L および d_i は磁束クリープがないときの仮想的な臨界電流密度 J_{c0} と

$$J_{c0}B = \alpha_L d_i \quad (1.22)$$

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 1.5 に示す. 以上から

$$U_0 = \frac{1}{2\zeta} J_{c0} B a_f V \quad (1.23)$$

が得られる.

一方, 磁束バンドルの形状は図 1.6 のように表される. 磁束バンドルはクラスター (同種の原子および分子が相互作用によって数個 ~ 数十個, もしくはそれ以上集合した状態) として共に動く磁束線の集団であり, ある短距離間には並進的秩序が保たれていると考えら

れる。したがって、図 1.6(a) のように試料サイズが磁束線格子の弾性相関距離に比べて大きい場合、磁束バンドルサイズはその相関距離で与えられると考えることができる。ところで磁束線の縦方向（長さ方向）の弾性相関距離 L 及び横方向の弾性相関距離 R はそれぞれ以下の様に表される。

$$L = \left(\frac{C_{44}}{\alpha_L} \right)^{1/2} \quad (1.24)$$

$$R = \left(\frac{C_{66}}{\alpha_L} \right)^{1/2} \quad (1.25)$$

ここで、 $C_{44} = B^2/\mu_0$ は曲げ歪みに対する磁束線格子の弾性定数である。また、 α_L は式 (1.20) と式 (1.22) から

$$\alpha_L = \frac{2\pi J_{c0} B}{a_f} \quad (1.26)$$

と表される。よって式 (1.24) は

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

となる。また、 C_{66} は剪断の歪みに対する磁束線格子の弾性定数であり、磁束線格子の状態に大きく依存する（後に述べる）。以上から横方向の磁束バンドルサイズは磁束線の横方向の弾性相関距離 R となる。縦方向の磁束バンドルサイズは図 1.6 に示すように超伝導体の厚さ d と L の大小関係で異なり、 d が L より大きい場合は L となり、 d が L より小さい場合は d となる。

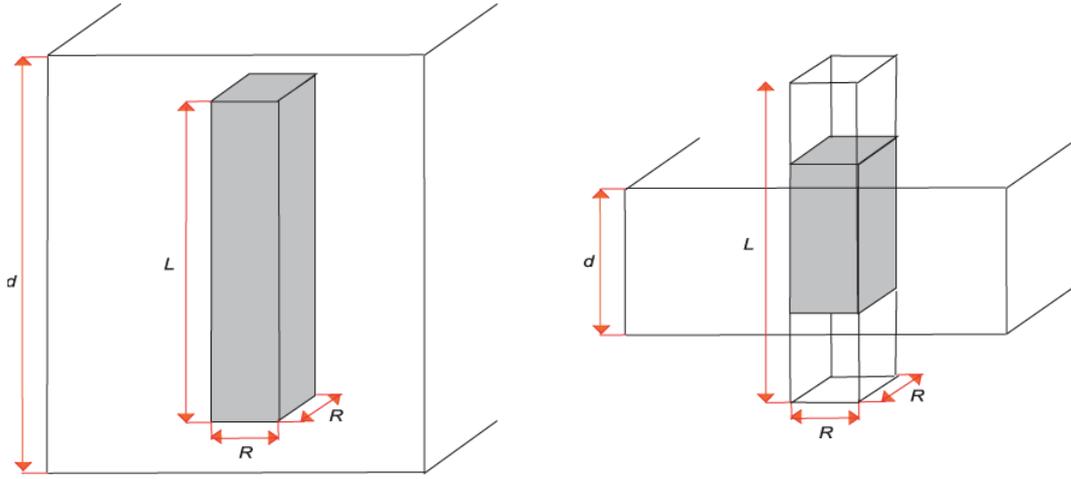
超伝導体のピンが極端に弱い時を除いて、横方向の磁束バンドルのサイズ R は磁束線格子間隔 a_f 程度の長さからその数倍程度であると予想される。ここで、

$$R = ga_f \quad (1.28)$$

のように表す。したがって、 g^2 は磁束バンドル内の磁束線の本数となる。前に述べた C_{66} は磁束線格子の状態に強く依存し変化するため決定論的には求まらないので、 g^2 の値も決定論的には求まらない。しかし、熱力学的な方法を用いて「 g^2 の値は磁束クリープの下では臨界電流密度が最大になるように決定される」という仮定が提出された。これによると、 g^2 の具体的な結果は

$$g^2 = g_e^2 \left[\frac{5k_B T}{2U_e} \ln \left(\frac{Ba_f \nu_0}{E_c} \right) \right]^{4/3} \quad (1.29)$$

となる [12]。このとき、 g_e^2 は完全な 3 次元的な三角格子の場合の g^2 であり、式 (1.30) で与えられる。 U_e は後に示される U_0 の式において $g = g_e$ としたときのピンポテンシャル



(a) $d > L$ (b) $d < L$
 図 1.6 ピンニング相関距離 L と超伝導体の厚さ d の関係

エネルギー, ν_0 は式 (1.3) を参照. E_c は電界基準で, 電界 E がこの値に達した時の J を臨界電流密度とする.

$$g_e^2 = \frac{C_{66}^0}{2\pi J_{c0} B a_f} \quad (1.30)$$

ここで C_{66}^0 は完全な 3 次元的な三角格子の場合の C_{66} の最大値はであり次式で与えられる.

$$C_{66}^0 = \frac{B_c^2 B}{4\mu_0 B_{c2}} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}}\right)^2 \quad (1.31)$$

超伝導体の厚さ d が L よりも大きい場合磁束バンドルの体積は $V = R^2 L$ となり, このときのピンポテンシャルは磁束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 J_{c0} を用いて式 (1.21), 式 (1.23), 式 (1.27), 式 (1.28) から

$$U_0 = \frac{0.835 g^2 k_B J_{c0}^{1/2}}{(2\pi)^{3/2} B^{1/4}} \quad (1.32)$$

で与えられ, また, L に比べて超伝導の厚さ d が小さい場合, 磁束バンドルの体積は $V = R^2 d$ となり, このときのピンポテンシャルは式 (1.21), 式 (1.23), 式 (1.28) から

$$U_0 = \frac{0.423 g^2 k_B J_{c0} d}{2\pi B^{1/2}} \quad (1.33)$$

で与えられる.

1.3.5 磁束クリープ・フローモデル

正弦波的な washboard ポテンシャルを仮定した磁束クリープモデルによると、ピンポテンシャル U_0 と磁束クリープの影響がない仮想的な臨界電流密度 J_{c0} が与えられれば、磁束クリープによる電界 E_{cr} は

$$\begin{aligned} E_{cr} &= Ba_f \nu_0 \exp \left[-\frac{U(j)}{k_B T} \right] \left[1 - \exp \left(-\frac{\pi U_0 j}{k_B T} \right) \right]; & j \leq 1 \\ &= Ba_f \nu_0 \exp \left[1 - \exp \left(-\frac{\pi U_0}{k_B T} \right) \right]; & j > 1 \end{aligned} \quad (1.34)$$

である。ここで $j = J/J_{c0}$ である。活性化エネルギー U は (1.11) 式で表わされる。

また、磁束フローによる電界 E_{ff} は

$$\begin{aligned} E_{ff} &= 0; & j \leq 1 \\ &= \rho_f (J - J_{c0}); & j > 1 \end{aligned} \quad (1.35)$$

で与えられる。Bardeen-Stephan モデル [13] を用いると、常伝導抵抗率 ρ_n の温度依存性を $\rho_n = (T/T_c)\rho_n(T_c)$ として、 $\rho_f = (B/B_{c2})\rho_n$ と表される。

磁束クリープと磁束フローによる電界 E は簡単に

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

と近似できる。ここで、 $j < 1$ のときは磁束クリープしか起こらず $E = E_{cr}$ となる。また $j \gg 1$ のときは E_{ff} が E_{cr} よりかなり大きいため $E \cong E_{ff}$ となる。

これから電界の強さ E の値を求めるためには仮想的な臨界電流密度 J_{c0} を与える必要があるが、その温度および磁界依存性を式 (1.10) のように仮定する。

前述したように酸化物超伝導体の磁束ピンニングの強さは一定ではなく幅広く分布していると考えられる。したがって、 A は以下の式のような対数正規分布をしていると仮定する。

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

ここで A_m は A の最頻値、 K は規格化条件により決定される定数、 σ^2 は A の分布幅を表すパラメータである。このときの電界は

$$E(j) = \int_0^\infty E f(A) dA \quad (1.38)$$

で与えられる。したがってパラメータを与える事により E - J 曲線を求める事ができる。

1.4 不可逆磁界

高温になると磁束線の熱運動が激しくなり磁束クリープの影響が大きくなる。このとき、わずかな電流でも磁束線の運動が顕著になり定常的な電界が観測される。すなわち、臨界電流密度 J_c が 0 になる。この $J_c=0$ となる磁界を不可逆磁界という。この不可逆磁界より小さい磁界範囲では、磁化曲線は外部磁界に対して不可逆となりヒステリシス曲線を示す。これは、ピン力が常に Lorentz 力の反対に働くため超伝導体に磁束線が入りにくく出にくいことが起因している。また外部磁界が不可逆磁界より大きい範囲では、磁化曲線はヒステリシスを示さず、可逆となる。 B - T 平面上における不可逆領域と可逆領域の境の曲線を不可逆曲線という。ピン力の強い試料ではこの曲線が高温側にシフトする。

1.5 本研究の目的

CT-OP 法で作製された Bi-2223 テープ線材は、超伝導体内の空隙やクラックの消滅などの効果が得られ、それにより、結晶の配向性が向上し結合性も向上する。その結果臨界電流密度 J_c や臨界電流 I_c が向上することが分かっている [14, 15]。これは、超伝導相内の電流パスの増加やピン力の向上などによるものだと考えられている。また、当初 77.3 K における I_c は 150 A 程度であったが、現在では処理技術の向上により 200 A を超える I_c を実現している。

しかし、CT-OP 法の最適化はまだ十分ではなく、また Bi-2223 テープの芯数の増加及びフィラメント (芯) の細心化で配向性が向上し (章 1.2.2 を参照) 臨界電流密度 J_c の特性向上が期待できる。本研究では芯数を変えて CT-OP 法により作製された Bi-2223 テープ線材の臨界電流を測定する。その結果を比較し、芯数の変化がどのように特性に影響するのかを調べ検討を行う。また、磁束クリープ・フローモデルを用いて解析を行い、特性向上のメカニズムを考察する。

第 2 章

実験

2.1 試料

本実験で用いた試料は住友電気工業株式会社より提供して頂いた PIT 法で作製された Bi-2223 銀シース多芯テープ線材である。これらには全て最終熱処理プロセスにおいて加圧焼結法 (CT-OP 法) が適応されている。

提供年度, 77.3K および自己磁界中での臨界電流 I_c , 臨界温度 T_c を表 2.1 に示す。ここで, n_f は多芯テープ線材のフィラメント数である。

表 2.1 試料の諸元

試料	I_c [A]	T_c [K]	n_f	提供時期
# 1	155	111.7	55 芯	2008 年 4 月
# 2	190	111.7	121 芯	2008 年 4 月
# 3	190	111.7	211 芯	2008 年 4 月

#1 のフィラメント数がもっとも少なく #3 がもっとも多い仕様となっている。#2 は以前と同様の仕様となっておりこれを元に比較する。次に, 試料の概要図を図 2.1 に, フィラメントの詳細図を図 2.2 に示す。図の黒い部分一つが一つのフィラメントを示しており, その周りの薄い灰色部分が銀を示している。実際, 試料の幅に対して厚さはかなり小さく, 肉眼で観測するのは難しい。各試料のサイズ (幅 w , 厚さ t) とフィラメントのサイズ (幅 $\langle w_{fm} \rangle$, 厚さ t'_f) を表 2.2 に示す。表 2.2 においてフィラメントの厚さ t'_f は図 2.2 で示すようにフィラメント断面を同面積の長方形と見なした場合の厚さの平均である。幅 $\langle w_{fm} \rangle$ はその長方形とみなしたときの幅であり, これはフィラメントの最大幅 w_{fm} の平均値として

いる。つまり全フィラメントを同一な物としてみなしている。ここで図 2.1, 2.2 の t_{fm} はフィラメントの厚さの最大値である。また、 t'_f は章 1.3.4 の図 1.6 の d に対応する。

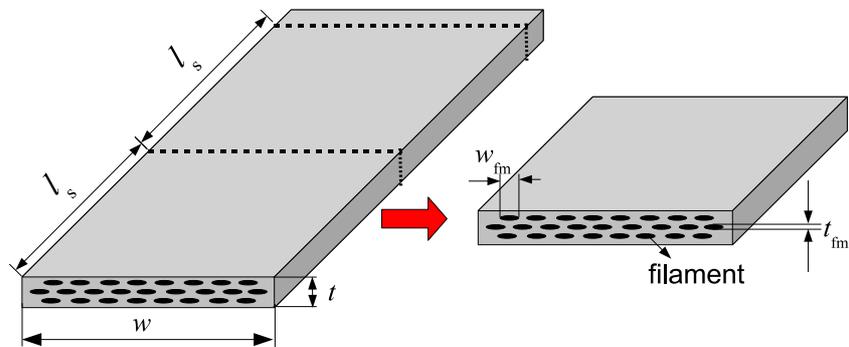


図 2.1 試料断面の観察

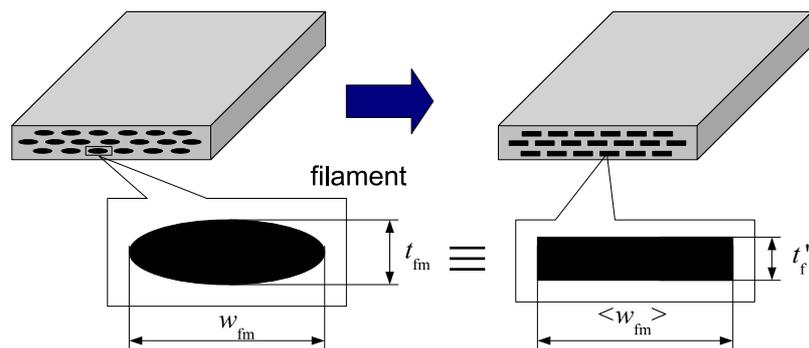


図 2.2 フィラメント断面の詳細。右は断面積が等しい等価フィラメントの断面形状を示す。

試料の測定は断面を光学顕微鏡を用いて観察し、フィラメントの最大幅 w_{fm} の平均値 $\langle w_{fm} \rangle$ を求め、これとテープサイズと銀比からフィラメントの平均厚さ t'_f を求めた。ここで銀比とは、超伝導フィラメントの断面積に対する銀の断面積の割合のことである。表 2.2 で示している銀比は観察した試料の断面から画像処理ソフトを用いて求めている。試料サイズ測定のために切り出した試料数は 5 本であり、その長さ l_s は 2~3 mm である。表 2.2 を見てみると、フィラメント数が少ない試料ほどフィラメント一つの大きさが大きく、逆にフィラメント数が多い試料ほどフィラメントは細い仕様となっている。またテープサイズはどの試料もほとんど等しい。この二つの特徴は銀比に差があまり見られないことと一致している。

表 2.2 試料のサイズ

試料	$t \times w [\text{mm}^2]$	$t'_f \times \langle w_{\text{fm}} \rangle [\mu\text{m}^2]$	銀比
# 1	0.240×3.99	14.7×457	1.6
# 2	0.240×3.95	10.5×298	1.5
# 3	0.239×4.00	8.22×220	1.5

2.2 実験方法

本実験では Bi-2223 テープの臨界電流密度を測定する為に、直流四端子法（抵抗法）と SQUID 磁力計（MPMS-7）を用いた。以下にこれらの測定法について示す。

2.2.1 直流四端子法

まず、直流四端子法を用いて V - I 特性を測定する。その結果から断面積を用いて E - J 特性を求め、電界基準 $E_c = 1.0 \times 10^{-4}$ V/m として J_c を決定する。この四端子法は高電界領域 ($1.0 \times 10^{-4} \sim 1.0 \times 10^{-3}$ V/m) で行った。

実際に測定を行うときに試料を設置する様子を図 2.3 に示す。図 2.3(a) は磁界を試料に対して平行 (ab 面方向) に印加した場合の、図 2.3(b) は磁界を試料に対して垂直 (c 軸方向) に印加した場合の設置の様子を示す。solder が試料を置くための台で、この上に試料を設置して、試料を設置した台を動かして copper plate 上に設置する。このとき印加磁界の角度を調整する。図のように端子間距離 L_t が約 10 mm として、この時に生じる電圧を測定し、その結果から式 (2.1) と (2.2) を用いて E - J 特性を求める。

$$E = \frac{V}{L_t} \quad (2.1)$$

$$J = \frac{I}{n_f \langle w_{\text{fm}} \rangle t'_f} \quad (2.2)$$

また、 $J_c=0$ となる不可逆磁界は $J_c = 1.0 \times 10^7$ A/m² となる磁界で決定し、 n 値は $1.0 \times 10^{-4} \sim 1.0 \times 10^{-3}$ V/m の範囲で決定した。

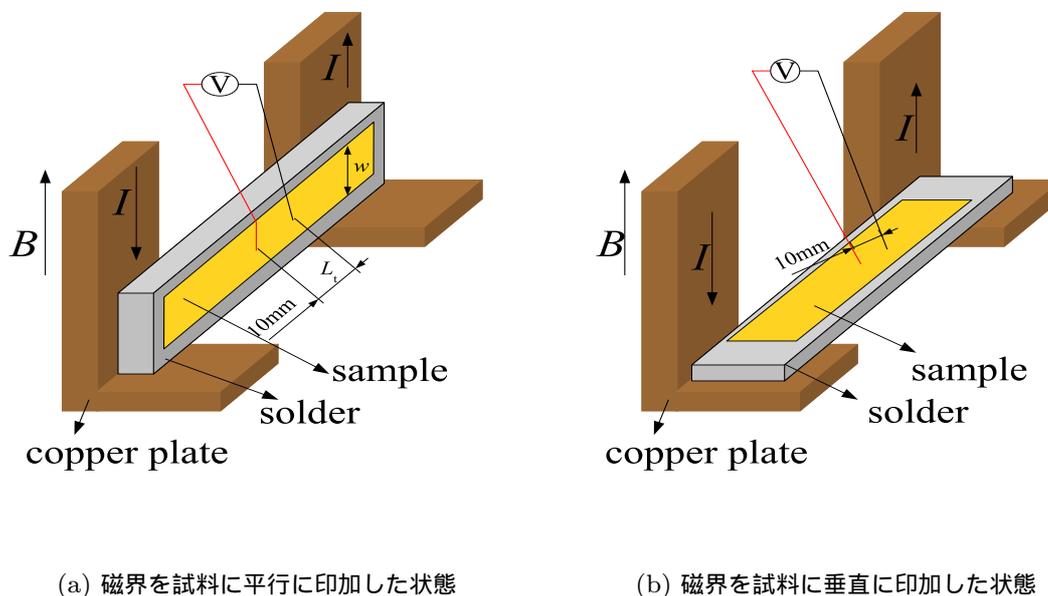


図 2.3 直流四端子法

2.2.2 直流磁化法

SQUID (Superconducting Quantum Interference Device, 超伝導量子干渉素子) を用いた MPMS (Magnetic Property Measurement System) を使って直流磁化測定を行った。SQUID は超伝導現象を利用した高性能な磁気センサで、MPMS システムは内部に超伝導マグネットを搭載し、自動制御で磁気モーメントを測定する事が出来る。このシステムを用いた測定では、試料を移動装置を用いて検出コイルより下の移動の下限の位置におき、次にコイル中で上方へある距離連続的に移動させ、SQUID からの出力電力を読み取り測定を行う。

この磁化法では超低電界領域 ($10^{-11} \sim 10^{-9}$ V/m) の評価を行った。測定はヘリウムガス雰囲気中で $20 \sim 77.3$ K の温度で行い、印加磁界は 10 mT から 7 T までの範囲で行った。試料を長さ 4 mm 程度に切断して用いた。臨界状態モデルを用いると磁気モーメントのヒステリシスの幅 Δm と J_c の間には以下の関係式が成り立つ。

$$J_c = \frac{6\Delta m}{\langle w_{fm} \rangle^2 t_f n_f (3l - \langle w_{fm} \rangle)} \quad (2.3)$$

したがって、 Δm を測定することにより J_c を求める事が出来る。また、四端子法同様に

$J_c=0$ となる不可逆磁界は $J_c = 1.0 \times 10^7$ A/m² となる磁界で決定した。なお、磁化の測定値の単位は [emu] であり、式 (2.3) を利用するにあたり SI 単位系に換算する必要がある。次に、その換算に必要な式を示す。

$$\Delta m[\text{Am}^2] = \Delta m[\text{emu}] \times 10^3 \quad (2.4)$$

第3章

結果と検討

3.1 フィラメントの厚さの分布

図 3.1-3.3 に試料#1-#3 の断面を光学顕微鏡で撮影した図をそれぞれ示す。また、図 3.4-3.6 はその断面を観察し、実測により求めた超伝導フィラメントの最大厚みの分布ヒストグラムである。これらは、正規分布

$$f(t_f) = \frac{1}{\sigma_t \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(t_{fm} - \langle t_{fm} \rangle)^2}{2\sigma_t^2} \right] \quad (3.1)$$

の密度関数で表わされることがわかる。次に、表 3.1 には各試料に対して正規分布で近似したときの図 2.1 で示したフィラメントの厚さの最大値 t_{fm} の平均値 $\langle t_{fm} \rangle$ 、その標準偏差 σ_t 、標準偏差 σ_t を平均値で規格化した $\sigma_t / \langle t_{fm} \rangle$ を示す。

表 3.1 正規分布近似したときの超伝導フィラメントの厚さの平均値と標準偏差

試料	$\langle t_{fm} \rangle$ [μm] (実測値)	σ_t [μm]	$\sigma_t / \langle t_{fm} \rangle$
#1	22.8	6.6	0.29
#2	14.9	3.6	0.24
#3	11.7	2.6	0.22

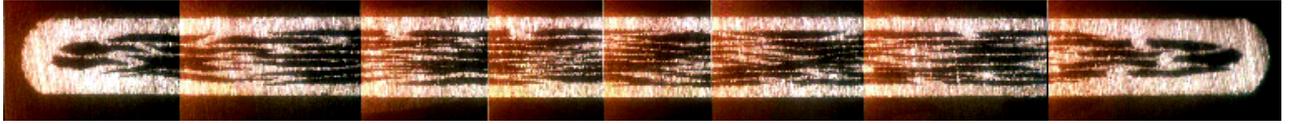


図 3.1 試料#1 の超伝導フィラメント断面

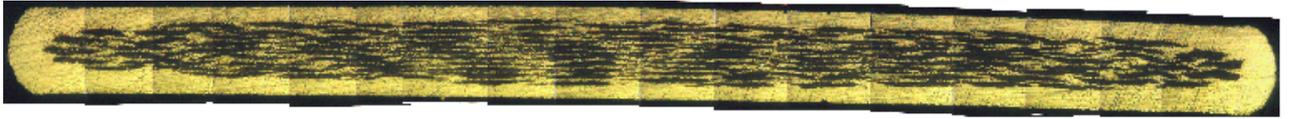


図 3.2 試料#2 の超伝導フィラメント断面



図 3.3 試料#3 の超伝導フィラメント断面

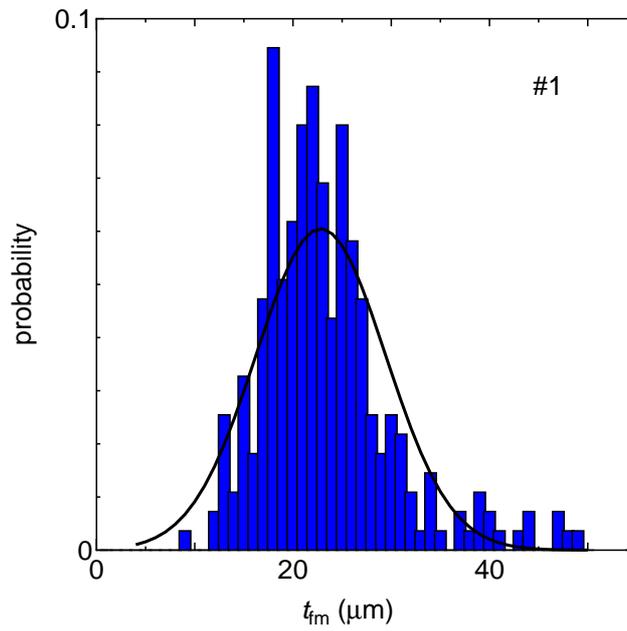


図 3.4 試料#1 の超伝導フィラメントの最大厚みの分布ヒストグラム

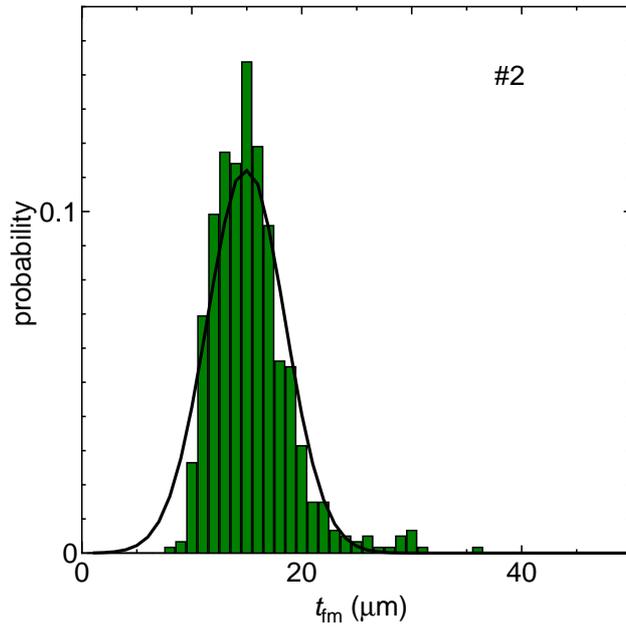


図 3.5 試料#2 の超伝導フィラメントの最大厚みの分布ヒストグラム

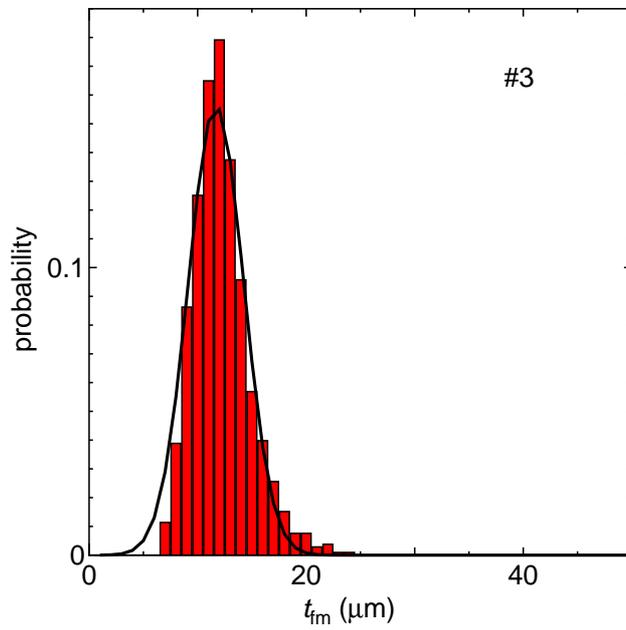


図 3.6 試料#3 の超伝導フィラメントの最大厚みの分布ヒストグラム

表 3.1 から試料#1 のフィラメントの厚さのばらつきがもっとも大きく、試料#3 がもっとも小さい値になるという結果になった。結局、試料番号が大きいほど、つまり芯数が多い試料ほどフィラメントの最大厚みのばらつきが小さい傾向にあることがわかった。これは図 3.4 に比べ 3.6 の形状がシャープであることから明らかである。また、表 2.1 からフィラメント数が多い試料ほど I_c が高い傾向にありフィラメントのばらつきと相関があるように考えられるが、一般にフィラメント数が多いほど I_c が高いと考えられている。これは、フィラメントと銀との界面部分の臨界電流密度 J_c が高いと考えられており、フィラメント数が増えるとその界面部分が増えるためである。しかし、フィラメントのばらつきが低減され均一が進んだことによって I_c が向上することも要因の一つとしてあると考えられる。ところで図 3.1 - 図 3.3 を見てみると、すべての図において断面横両端側のフィラメントの厚さが、中央に比べて大きいことが見て取れる。また、芯数が多い試料ほど中央に密集するフィラメント数が両端のフィラメント数に対して相対的に多いことがわかる。これらからフィラメント数が少ない試料ほど両端のフィラメントの厚さの影響が大きく、フィラメント数が多い試料ほど両端のフィラメントの厚さの影響が小さくなると考えられ、芯数が多い試料ほどフィラメントのばらつきが小さくなると考えられる。以上から芯数が多い線材ほど銀界面の増大、均一化が進み n 値や I_c の向上に繋がると予想される。しかし、芯数が多い試料ほど中央部分のフィラメントが他のフィラメントと接着している（ブリッジング）ことが多い。これではフィラメント同士が潰れ合って、章 1.2.2 で述べた配向性の向上が活かしきれない可能性がある。

3.2 臨界電流密度特性

3.2.1 四端子法による臨界電流密度特性の測定結果

図 3.7, 3.8 に直流四端子法を用いて液体窒素 ($T = 77.3$ K) 中にて測定した平行磁界下及び垂直磁界下の臨界電流密度の磁界依存性をそれぞれ示す。また、臨界電流密度の磁界依存の強弱を判断するために、縦軸を 0.1 T における臨界電流密度 $J_c(0.1$ T) で規格化したグラフをそれぞれ図 3.9, 3.10 に示す。

図 3.7 を見てみると低磁界において、芯数が最も多い試料#3 と次に多い#2 の J_c が同程度の結果となった。しかし、高磁界領域では芯数が多い試料ほど臨界電流密度の磁界依存性が良い傾向にある。全体的に見て芯数が多い試料ほど特性が良い。図 3.8 のテープに対して垂直に磁界を掛けた場合は、芯数が多い試料ほど磁界依存性が良い傾向にある。試料#3 は両磁界方向とも臨界電流密度の磁界依存性が良い結果となった。

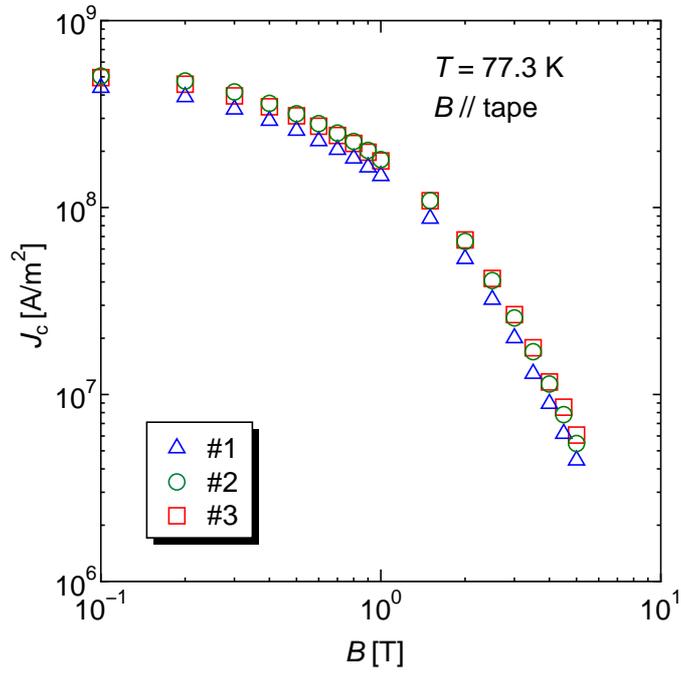


図 3.7 テープに対し平行に磁界を掛けた場合の臨界電流密度特性（四端子法）

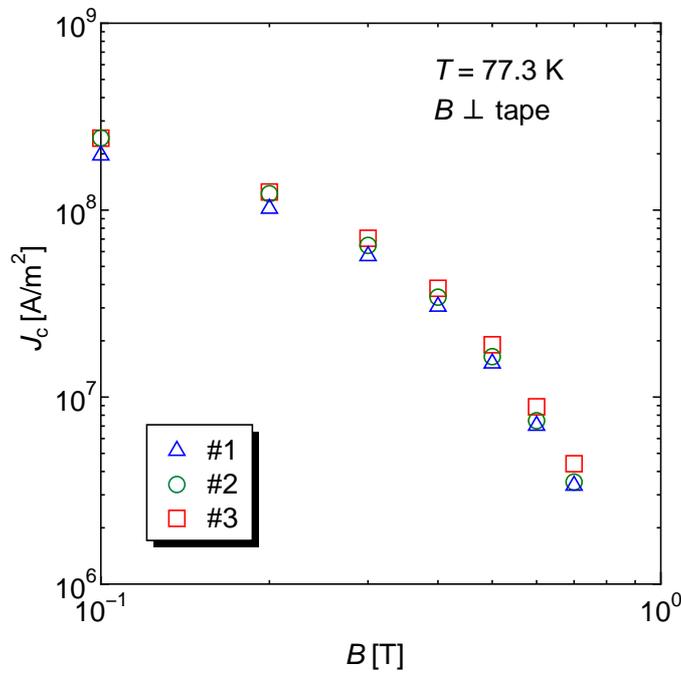


図 3.8 テープに対し垂直に磁界を掛けた場合の臨界電流密度特性（四端子法）

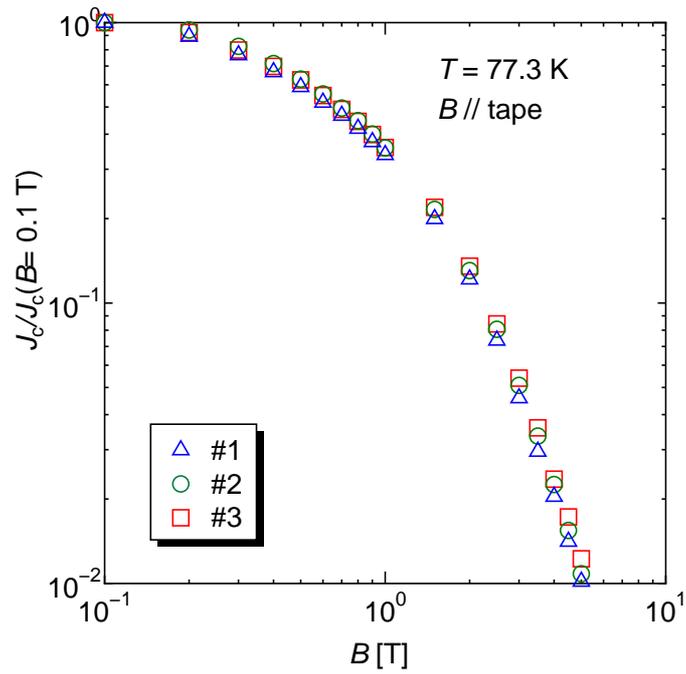


図 3.9 テープに対し平行に磁界を掛けた場合の臨界電流密度特性の規格化（四端子法）

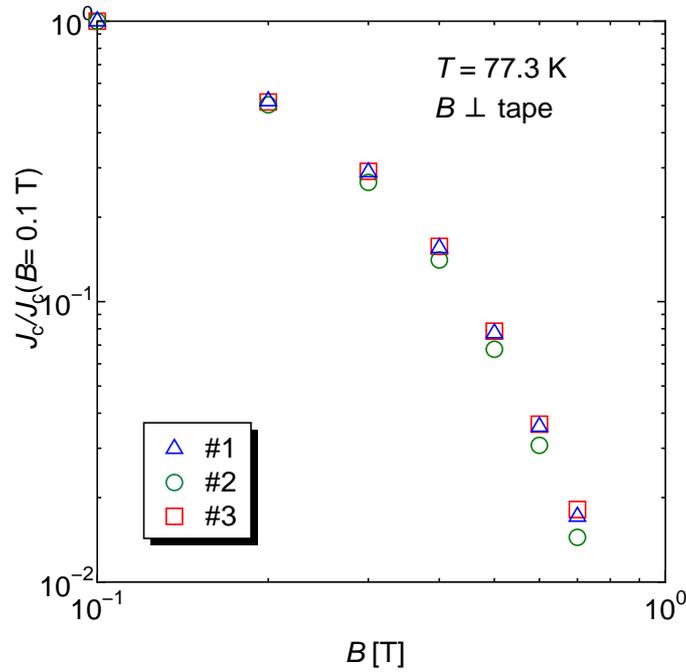


図 3.10 テープに対し垂直に磁界を掛けた場合の臨界電流密度特性の規格化（四端子法）

次に平行磁界下における臨界電流密度の磁界依存性を規格化した図 3.9 を見てみると、芯数が多い試料ほど磁界依存が弱い傾向にある。垂直磁界下における臨界電流密度の磁界依存性を規格化した図 3.10 からは、試料#2 の磁界依存が強く、他の試料#1, #3 がやや弱く、同程度である。

次に各試料の配向性を評価する一つの指標として、図 3.11 に臨界電流密度の異方性の大きさ $J_c(0^\circ)/J_c(90^\circ)$ の磁界依存性を示す。ここでは、テープに対して平行に磁界を印加した時の角度を 0° 、垂直に磁界を印加した時の角度を 90° としている。これから#2 の異方性が大きく#1, #3 の異方性が小さいことがわかる。一般に、配向性が良い試料は異方性が良いことが知られている。よって#2 の配向性が良く#1, #3 は悪いと予想された。#3 に関して、銀界面の増加、フィラメントの細心化にともなう配向性の向上により異方性は大きくなると予想されたが、予想から外れた結果となった。ところで図 3.11 で配向性の良し悪しを議論しているが、図 3.11 で示す異方性の大きさにはこうした配向性以外に B_i , B_{c2} などの要因も含まれるため、配向性の良し悪しを判断するのは難しい。よって配向性については章 3.5 で詳しく議論する。

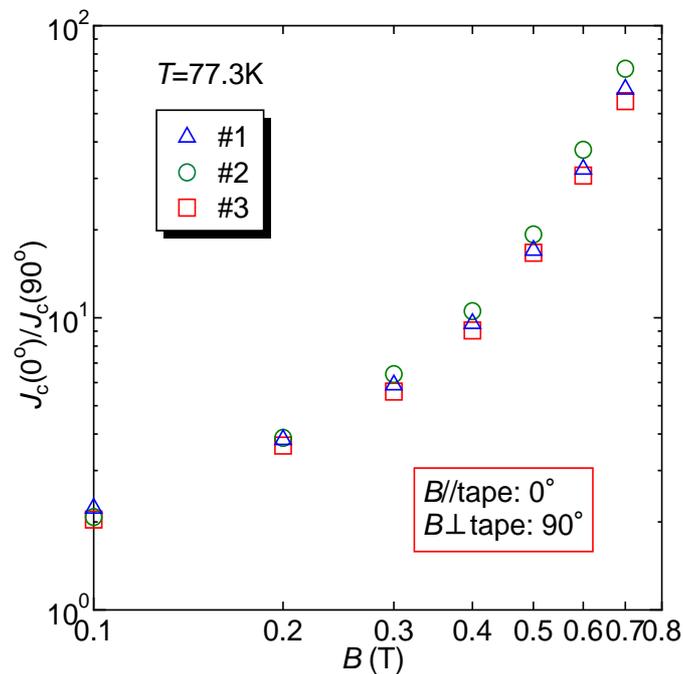


図 3.11 臨界電流密度の角度異方性の磁界依存性

3.2.2 直流磁化法による臨界電流密度特性の測定結果

図 3.12~3.15 に SQUID を用いて測定した 20~77.3 K においてテープに対して垂直に磁界を掛けた場合の臨界電流密度特性をそれぞれ示す。全温度, 全磁界領域において, 芯数が多い試料ほど臨界電流密度特性が良い結果となった。磁界依存の強さは試料#2 がもっとも強く, 高磁界領域では試料#1 と臨界電流密度がほとんど同じ大きさを示している。磁界依存の強さは四端子法による結果と一致している。#3 の臨界電流密度の大きさが#2 に比べ大きくこの二つの試料に関して四端子法と相関がとれていない。これは, 電流パスの良し悪しや電界基準が異なるため n 値の違いによるものと考えられる。これについては後に章 3.4 で詳しく述べる。

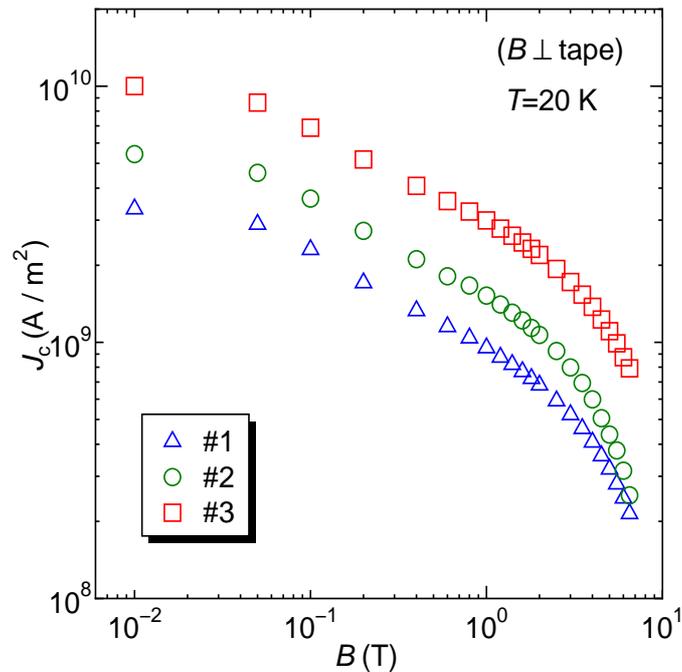


図 3.12 SQUID による臨界電流密度特性の測定 (20 K)

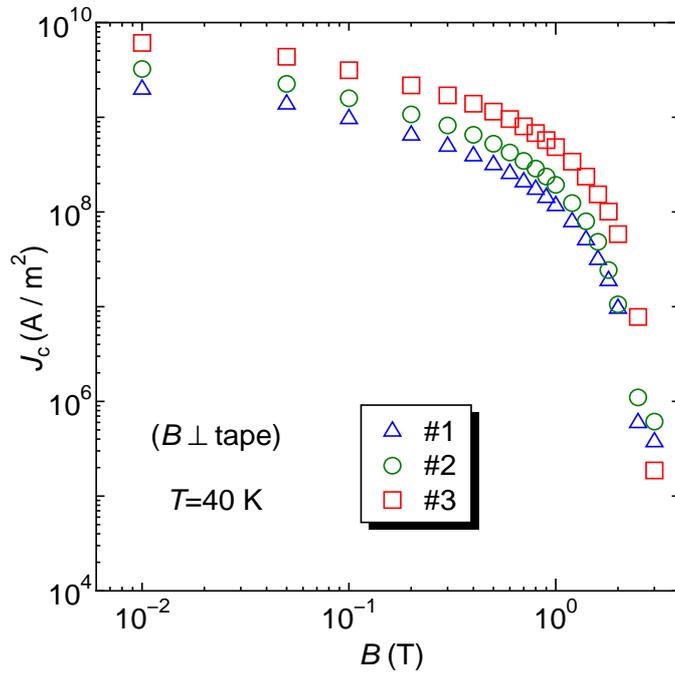


図 3.13 SQUID による臨界電流密度特性の測定 (40 K)

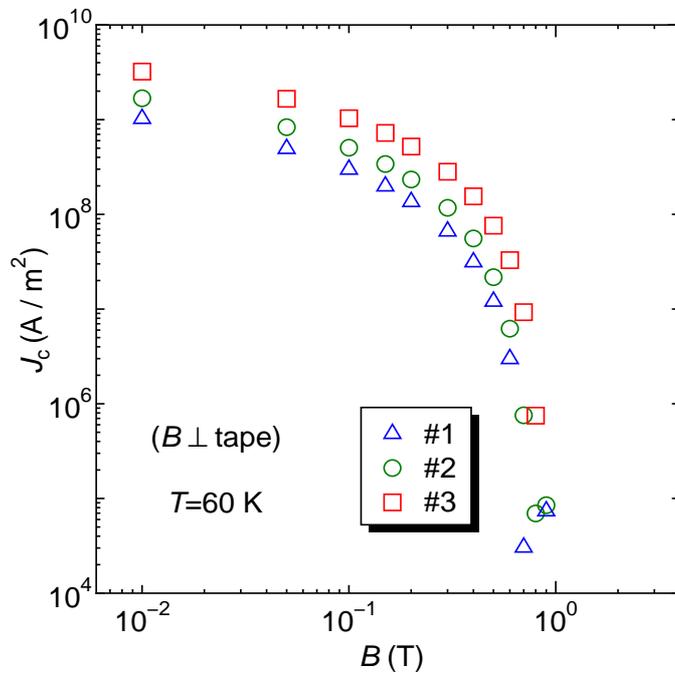


図 3.14 SQUID による臨界電流密度特性の測定 (60 K)

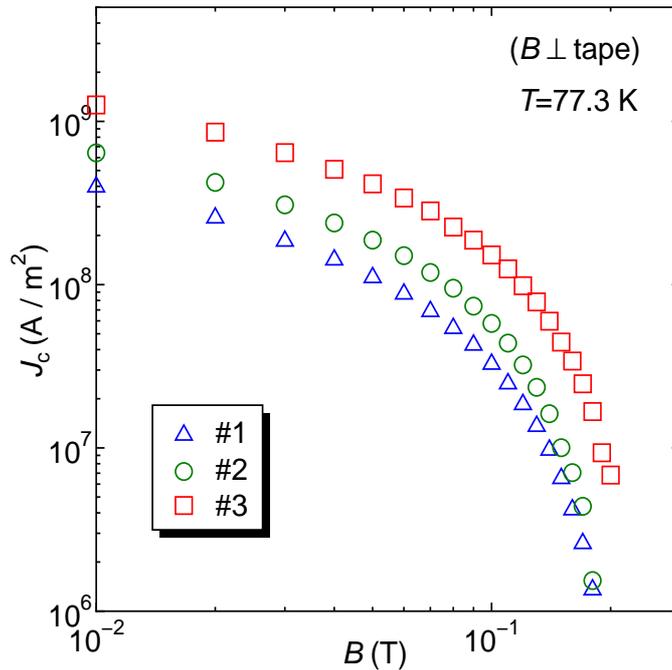


図 3.15 SQUID による臨界電流密度特性の測定 (77.3 K)

3.3 不可逆磁界

図 3.16 に直流磁化法で測定し求めた、テープに対して垂直に磁界を掛けた場合の不可逆磁界 B_i の温度依存性を示す。不可逆磁界は臨界電流密度 $J_c = 1.0 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ となる磁界で決定した。結果は、芯数が多い試料ほど不可逆磁界が高い結果となった。これは、図 3.12~3.15 から明らかである。特に、試料#1 と#2 に比べ、#3 の不可逆磁界が比較的大きいことがわかる。また、四端子法による垂直磁界下における臨界電流密度の磁界依存性 (図 3.8) から芯数が多い試料ほど不可逆磁界が大きいことがわかる。芯数が多い試料ほど不可逆磁界が高い傾向は、直流四端子法の結果と一致している。不可逆磁界はピン力が強いほど大きい。よって芯数の増加によるピン力の向上が期待される。

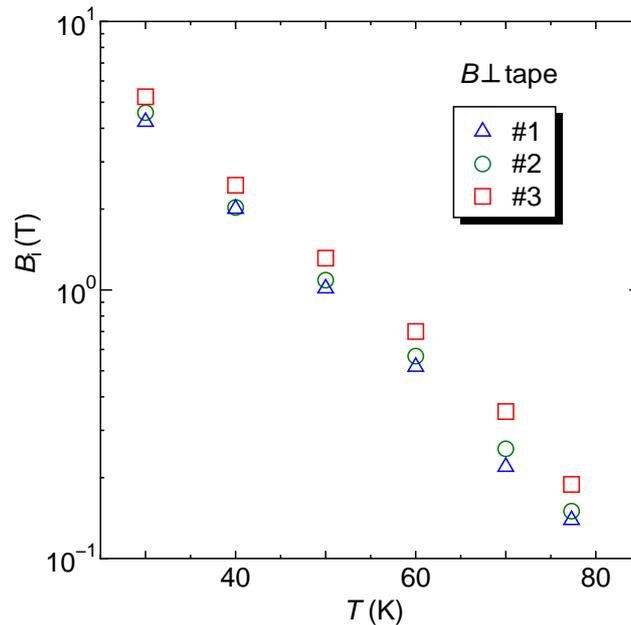


図 3.16 垂直磁界下における不可逆磁界の温度依存性

3.4 n 値

直流四端子法による測定の平行磁界下における n 値と垂直磁界下における n 値をそれぞれ図 3.17(a), 3.17(b) に示す. 平行磁界では, 低磁界において 121 芯の試料#2 が比較的大きい値となった. しかし高磁界領域ではどの試料も同程度の値を示した. 垂直磁界では, $B = 0.1$ T 以外では芯数が多い試料ほど大きい値をとる傾向が見られた. n 値は, フィラメントのばらつきやソーセージングと関係があると考えられている. そのため芯数が最も多い試料#3 の n 値が小さい理由は, 最適化が進んでいないためソーセージングの影響が強いと考えられる. 最適化が進みソーセージングが低減されれば特性向上に繋がると予想される. また磁界 $B = 0.1$ T において試料#2 と#3 の臨界電流密度の差は, 直流四端子法 (図 3.8) でほとんどないが, 直流磁化法 (図 3.15) では#3 の方が大きい結果を示しており実験方法によって異なっている. これは, 電界基準と n 値の違いによるものと考えられるが, #3 の n 値が小さいため n 値による影響とは考えにくい. 別の要因を考えると, #3 のフィラメントが他の試料に比べ細いため断線する箇所が比較的多いと考えられ, これが四端子法 (通電法) で#3 の臨界電流密度の低下を招いたため, 直流磁化法と四端子法の相関がとれないと考えられる.

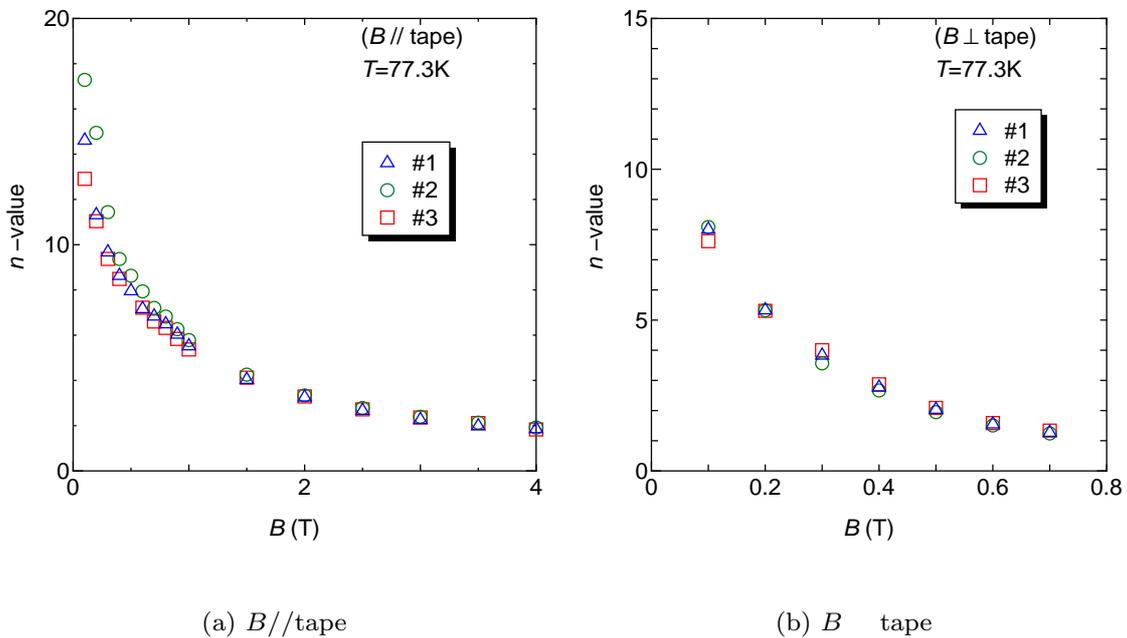
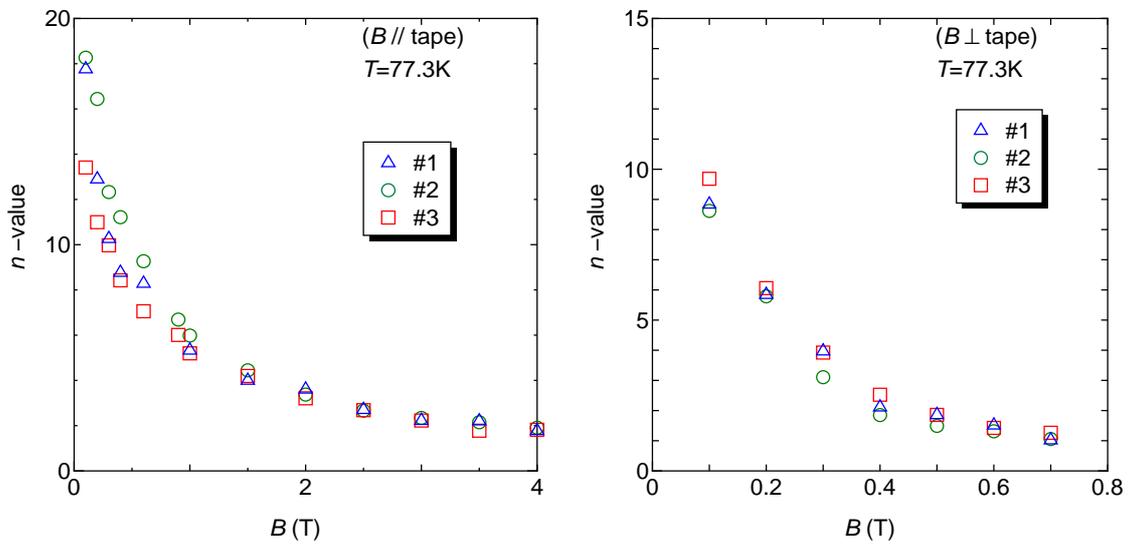


図 3.17 77.3K における n 値

ところで n 値は電界領域 ($1.0 \times 10^{-4} \sim 1.0 \times 10^{-3}$ V/m) で決定しているが、工業的には一桁下の領域 ($1.0 \times 10^{-5} \sim 1.0 \times 10^{-4}$ V/m) で評価している。本実験においては実験器具の都合上電界は 6.0×10^{-5} V/m 辺り以上の値しか得ることができないため上記の領域で評価している。そこで工業的評価に近づけるため n 値を電界領域 $6.0 \times 10^{-5} \sim 2.0 \times 10^{-4}$ V/m で評価した。図 3.17(a), 3.17(b) に対応する図を、図 3.18(a), 3.18(b) にそれぞれ示す。平行磁界下においては図 3.17(a) と同様な結果が得られたが、垂直磁界下では #3 の n 値は全磁界領域で他の試料に比べ高い値を示した。#1 と #2 の n 値はほとんど同じ値となった。よってこの場合で評価を行うと、直流磁化法 (図 3.15) において #2 と #3 の臨界電流密度の違いは n 値の影響を考えれば説明できる。

電界基準より高い領域で評価した場合と低い領域で評価した場合を比較すると、低い領域で評価した n 値が高いことがわかる。磁束線系のガラス-液体転移を考えると、ある転移磁界より低い磁界では磁束線が磁束ガラス状態であり、両対数の $E - J$ 特性は上に凸の曲線を示す。またその転移磁界より高い磁界領域では磁束線が磁束液体状態であり、 $E - J$ 特性は下に凸の曲線を示す。今回得られた $E - J$ 特性の実験結果は、低磁界領域では上に凸の曲線を示した。これは、磁束線が磁束ガラス状態であるためと考えることができ、上に凸の曲線であるため低電界領域の n 値が高いと考えられる。



(a) $B // \text{tape}$ (b) $B \perp \text{tape}$
 図 3.18 電界領域 ($6.0 \times 10^{-5} \sim 2.0 \times 10^{-4}$ V/m) における n 値

3.5 臨界電流密度の印加磁界角度依存性

図 3.19 に四端子法により測定した 77.3 K における J_c の角度依存性の結果を示す。 θ はテープ表面と磁界の印加方向の間の角度であり、印加磁界は $\theta = 0^\circ$ のときテープに対して平行で $\theta = 90^\circ$ のときテープに対して垂直である。実験は、磁界の印加角度依存性を評価するために試料と磁界方向を変化させて測定を行った。 #2 に関しては 1° から 5° 付近まで、 #3 に関しては 1° から 8° 付近まで臨界電流密度は低下せず、それ以上の角度では急激低下している。しかし磁界角度が高い部分では臨界電流密度は緩やかに低下していることが見てとれる。これから #2, #3 は結晶が c 軸方向に対して $5 \sim 8^\circ$ 近くずれていることが予想される。 #1 に関して臨界電流密度は 10° 付近まで緩やかに落ち、それ以降の角度で急激に落ちている。よって #1 は、結晶が c 軸方向に対して 10° 近くずれていることが予想される。

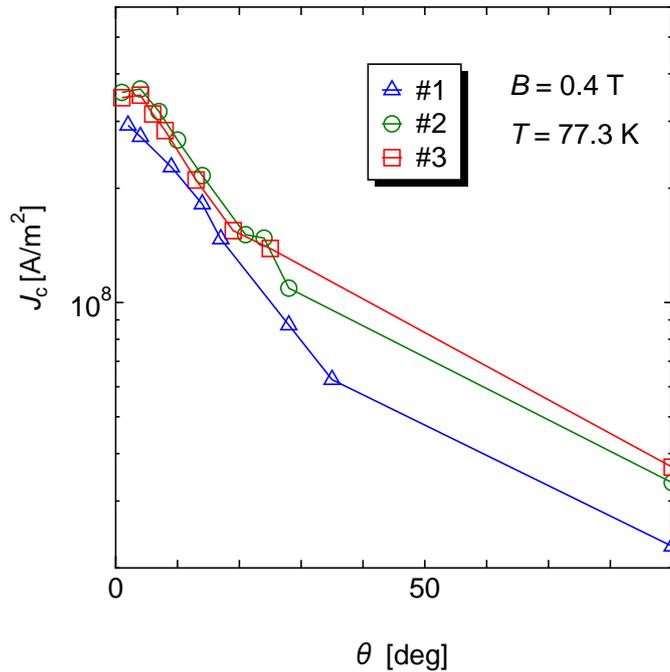


図 3.19 77.3 K, 0.4 T における J_c の磁界印加角度依存性

次に、 J_c の磁界角度依存性の測定結果を、磁界のテーブ面に対して垂直方向成分 $B \sin \theta$ を用いて $J_c - B \sin \theta$ で評価した結果を図 3.20 ~ 3.22 に示す。角度が大きい部分では J_c は磁界の垂直成分の関数によって一意に表されていることが分かる。これは、Bi-2223 超伝導体において J_c の磁界特性が a, b 軸方向よりも c 軸方向で著しく悪いという特徴のため、Bi-2223 超伝導体の異方性が極めて大きく、 a, b 軸方向よりも c 軸方向の B_{c2} が非常に小さいことに起因する。したがってこのように $J_c - B \sin \theta$ 特性をプロットすると、ある磁界角度から小さくなると縮退していた特性から外れることがわかる。この関数から外れ始めた磁界の印加角度が結晶粒の out-of-plane の misorientation 角をおよそではあるが与えることになる [16, 17]。misorientation 角 σ' の結果を図 3.23 に示す。

misorientation 角は、結晶の c 軸のずれ角度を示しており、小さいと配向性が良い。試料 #2 と #3 の misorientation 角に差はあまり見られないが、わずかに #2 が小さい。また、#1 は他の試料比べ大きい。よって全体的に見ると芯数が多い試料ほど misorientation 角が小さい傾向にあることがわかる。芯数が多い試料はフィラメントが細い (フィラメントの厚みが小さい) ため、銀シースに仕込んだ初期状態からの断面減少率が大きく圧延効果がより期待できる。また、銀界面近傍の臨界電流密度 J_c が高いことが経験的にわかっており、界面付近の結晶成長がフィラメント中心部分に比べ、良いのではないかと考えられて

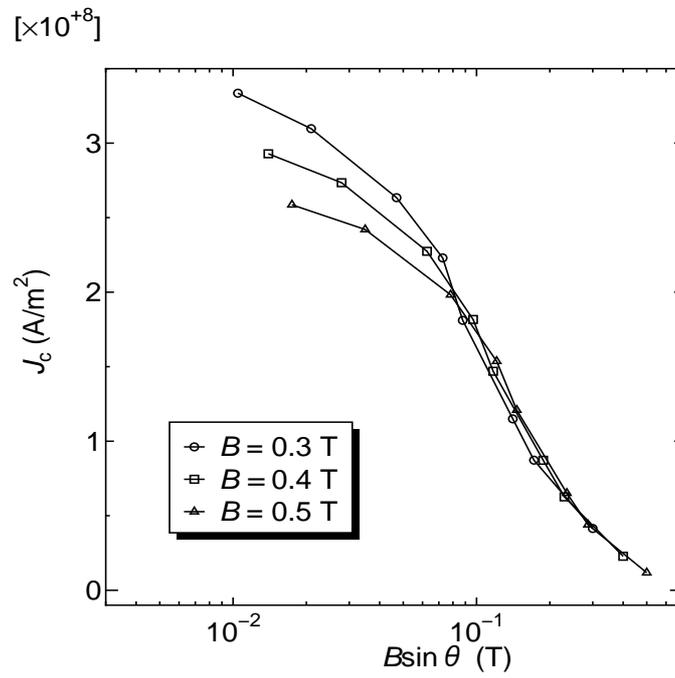


図 3.20 77.3 K における J_c の垂直成分磁界依存性 (#1)

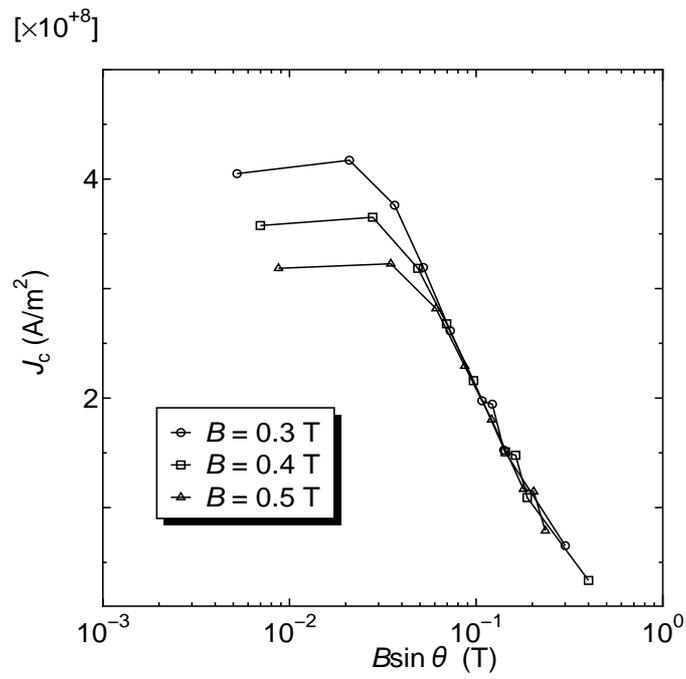


図 3.21 77.3 K における J_c の垂直成分磁界依存性 (#2)

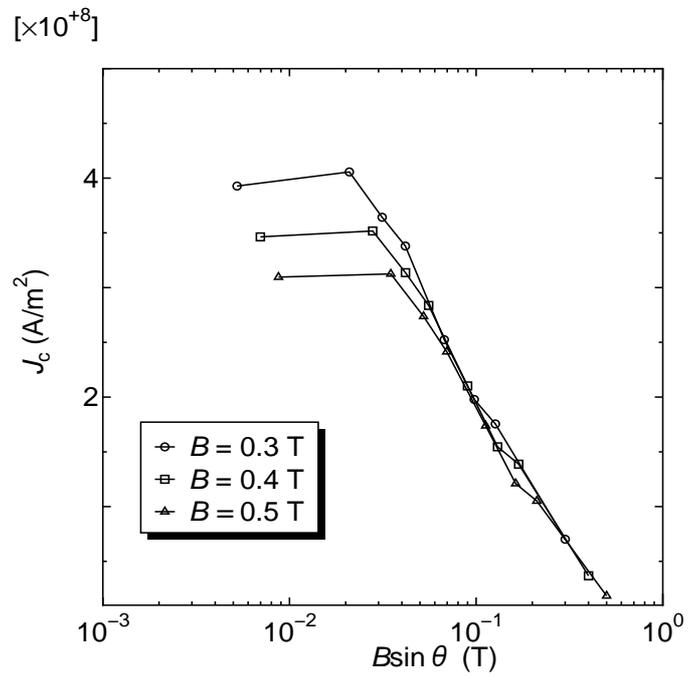


図 3.22 77.3 K における J_c の垂直成分磁界依存性 (#3)

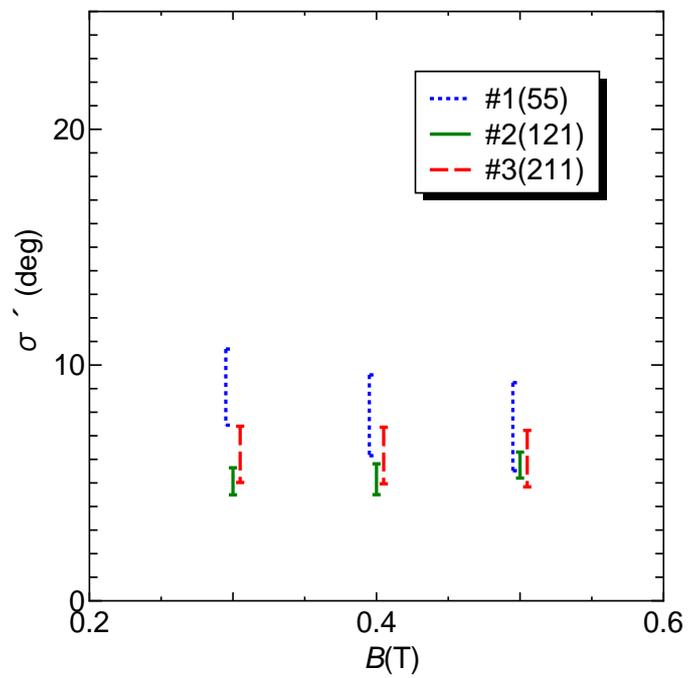


図 3.23 77.3 K における out-of-plane の misorientation 角

いる。以上から芯数を増やすことにより結晶の配向性が良くなると予想され、今回の実験結果の傾向と比較すると一致している。しかし#2に対して#3の向上は見られない。これは芯数が多くなるとブリッジングの影響が出やすくなるので、これが配向性の向上に至らない要因と考えられる。

図 3.11 で示す J_c の異方性について、試料#2 と#3 の配向性が同程度良いことに対して#3 の異方性が#2 に比べ小さい。これは#3 の垂直磁界下における不可逆磁界 B_i が大きいことを踏まえると、ブロック層の超伝導特性が改善された可能性がある。また、垂直磁界下における B_{c2} の向上の可能性もあり、これも異方性が小さいことに影響したと考えられる。

3.6 磁束クリープ・フローモデルによる解析

直流四端子法による測定で得られた $E - J$ 特性の結果について磁束クリープ・フローモデルを用いて解析を行った。表 3.2 に試料に対して平行方向へ磁界を掛けた場合の、表 3.3 に垂直方向へ磁界を掛けた場合の解析に用いたパラメータを示す。図 3.24 ~ 3.26 に平行磁界に対する $E - J$ 特性の実験値と理論値の比較を、図 3.27 ~ 3.29 に垂直磁界に対する $E - J$ 特性の実験値と理論値の比較を示す。図中のシンボルが実験値を示し、実線が理論値を示している。また、図 3.30, 3.31 に平行磁界と垂直磁界の $E - J$ 特性の結果から電界基準 $E_c = 1.0 \times 10^{-4}$ V/m で決定した J_c の磁界依存性の実験値および理論値の結果をそれぞれ示す。

平行磁界下の場合、表 3.2 から、ピン力分布の最頻値 A_m は#2, #3 が高く、#1 が低い値を示す結果となった。このことから A_m は芯数が多い試料ほど高い傾向になることがわかった。また、ピン力のばらつきを表す σ^2 は#2 が最も小さく、#1 が最も大きい値となった。#3 について、芯数増加に伴う配向性の向上による σ^2 の改善は見られなかった。ところで、 n 値と σ^2 には相関があり σ^2 が小さいと n 値が高い傾向にあることがわかっている。しかし、#3 の σ^2 が#1 より小さいという解析結果が得られたため相関がとれていなかった。これは#3 の g^2 が#1 に比べ小さいことが要因と考えられる。また、 g^2 は式 1.29, 1.30 から J_{c0} が大きいと小さいことがわかる。 A_m が高いほど J_{c0} が大きくなるので、 A_m が大きいほど g^2 小さい。これは表 3.2 を見る限り相関がとれている。

次に垂直磁界下の場合、#3 の A_m が他の試料に比べて高い。これは、#3 の不可逆磁界が大きいことと一致している。平行磁界下の場合と同様に芯数が多い試料ほど A_m が高い傾向にある。これは銀界面付近の臨界電流密度が高いということが経験的に知られており、芯数が増えたことによりその界面が増加し A_m が高くなったと考えられる。また、垂

直磁界下における#3の A_m が他の試料に比べかなり高いことは、前の章で述べたブロック層の超伝導特性の改善が大きな要因ではないかと考えられる。 σ^2 と n 値の関係には平行磁界下と同様に相関がとれていなかった。一般に σ^2 が小さいと配向性が良いと考えられており、 σ^2 に関しては図 3.23 で示す misorientation 角と相関がとれていた。

表 3.2 解析に用いたパラメータ ($B//\text{tape}$)

試料	A_m	σ^2	γ	m	g^2
#1	1.62×10^{10}	0.052	0.30	3.52	1.33
#2	1.69×10^{10}	0.041	0.30	3.52	1.29
#3	1.76×10^{10}	0.046	0.33	3.52	1.27

表 3.3 解析に用いたパラメータ ($B \perp \text{tape}$)

試料	A_m	σ^2	γ	m	g^2
#1	4.10×10^9	0.053	0.30	3.52	1.05
#2	4.15×10^9	0.043	0.30	3.52	1.02
#3	4.53×10^9	0.047	0.33	3.52	1.00

表 3.4 A_m の異方性

#1	#2	#3
3.95	4.07	3.89

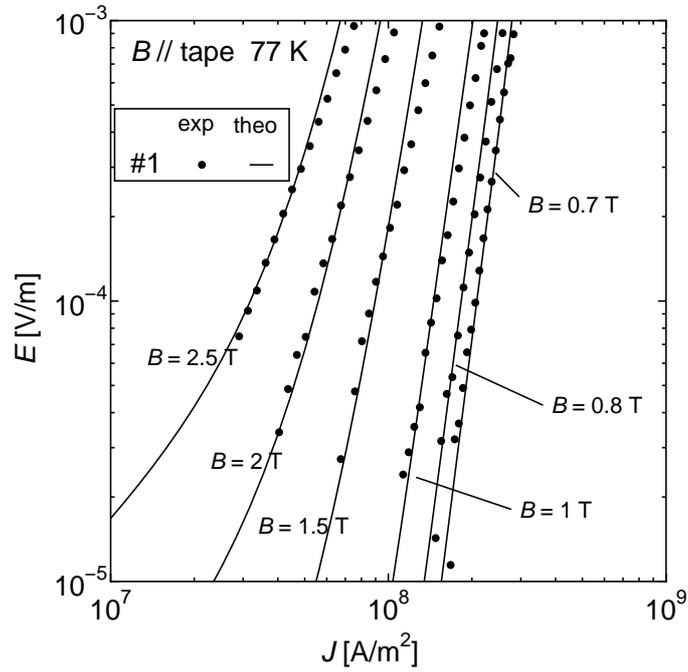


図 3.24 平行磁界下における E - J の実験値および理論値 (#1)

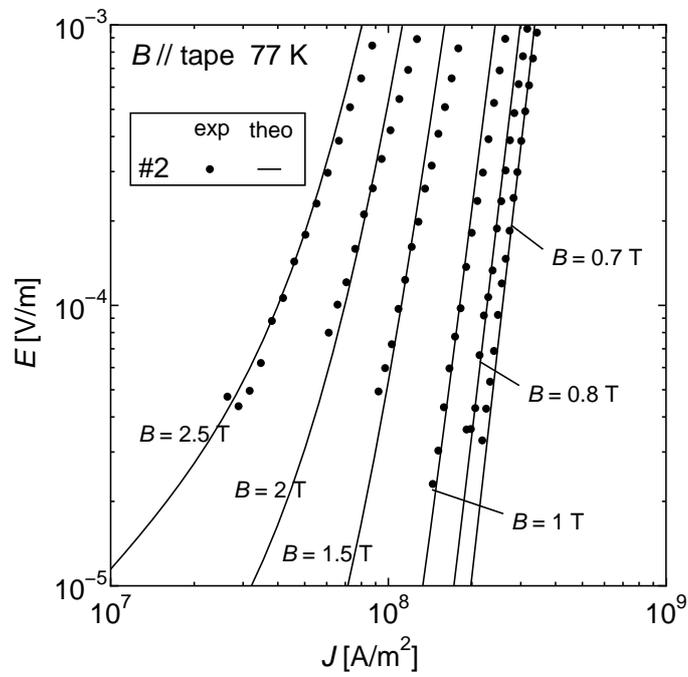


図 3.25 平行磁界下における E - J の実験値および理論値 (#2)

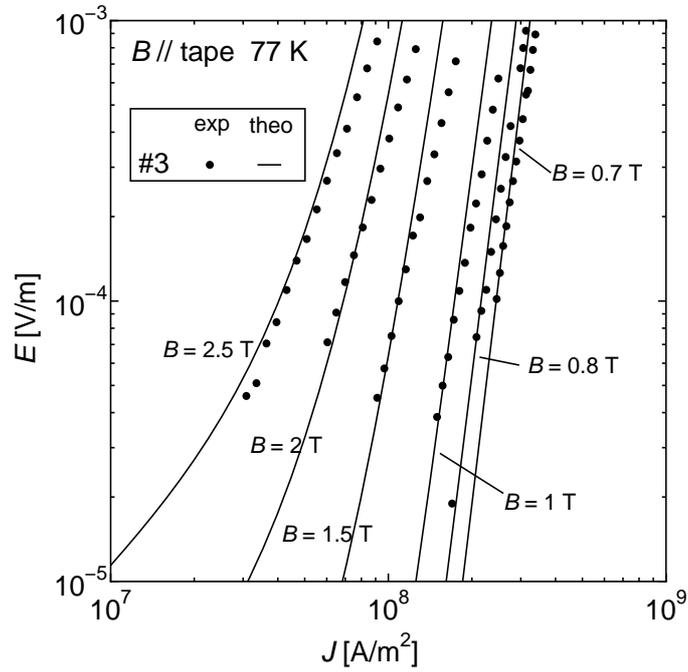


図 3.26 平行磁界下における E - J の実験値および理論値 (#3)

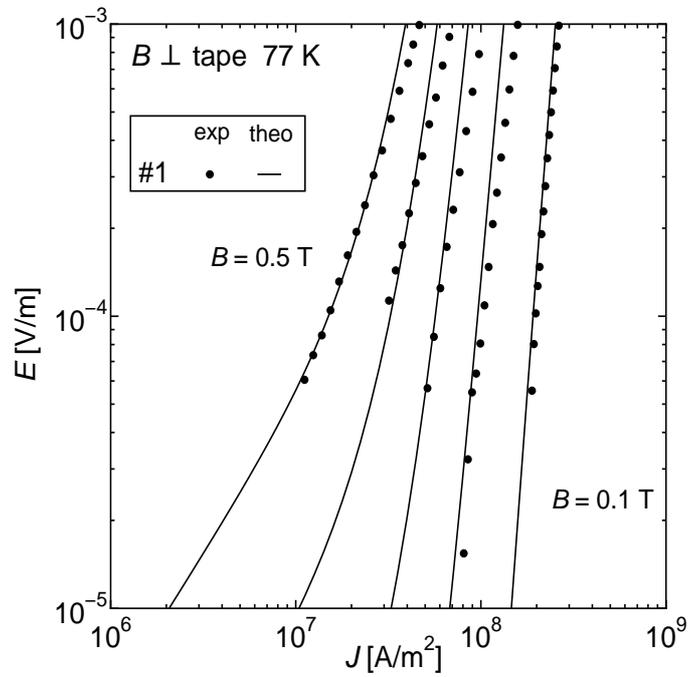


図 3.27 垂直磁界下における E - J の実験値および理論値 (#1)

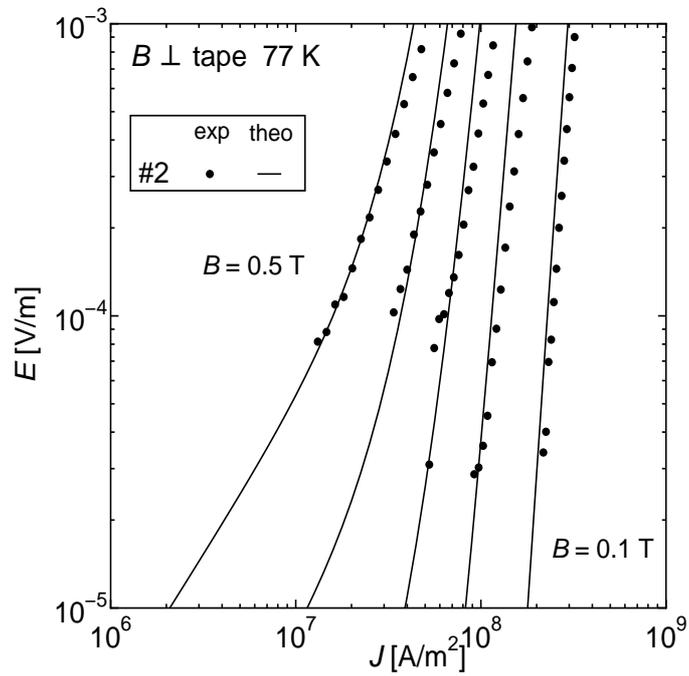


図 3.28 垂直磁界下における E - J の実験値および理論値 (#2)

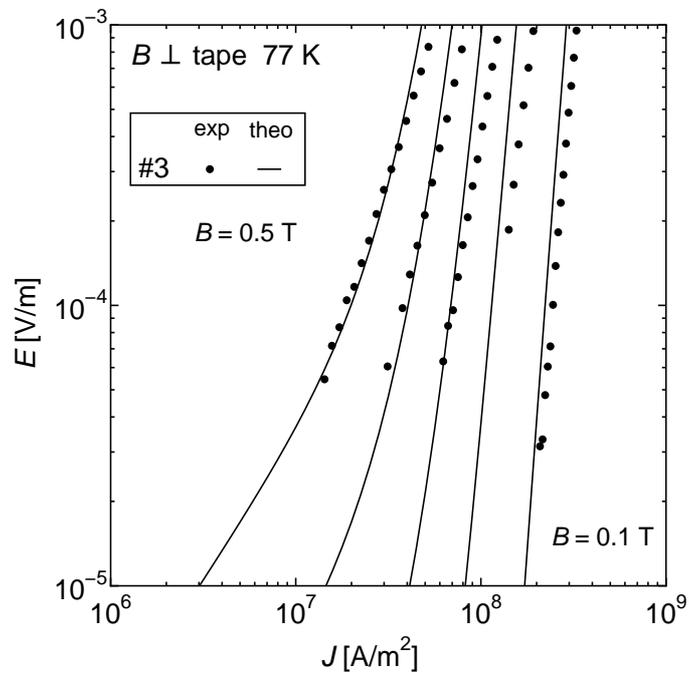


図 3.29 垂直磁界下における E - J の実験値および理論値 (#3)

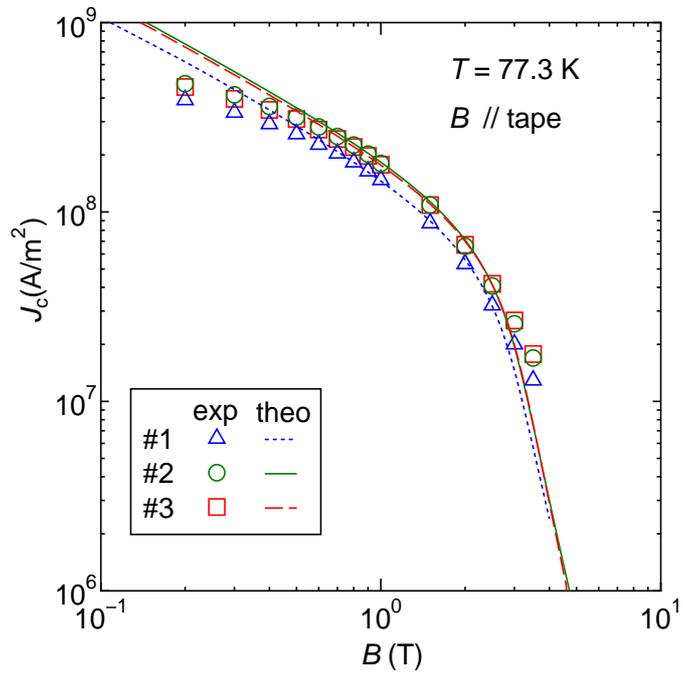


図 3.30 平行磁界下における J_c - B の実験値と理論値の比較

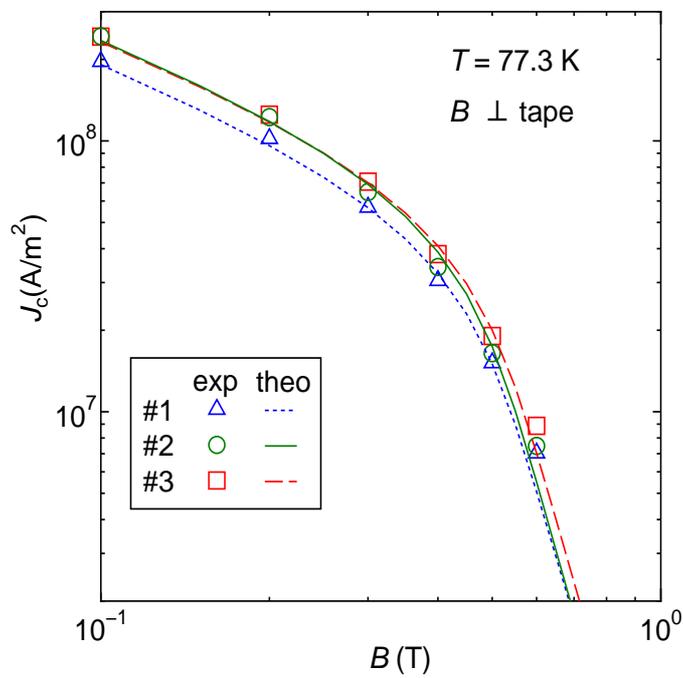


図 3.31 垂直磁界下における J_c - B の実験値と理論値の比較

第4章

まとめ

4.1 まとめ

本研究では加圧焼結法を用いて作製された芯数の異なる Bi-2223 多芯テープ線材の臨界電流特性を測定し、臨界電流密度や不可逆磁界、磁界角度異方性などを比較した。また、得られた結果を磁束クリープ・フローモデルを用いて解析を行い、特性向上のメカニズムについて検討を行った。

以下、本研究で明らかになった事を述べる。

- フィラメントのばらつきは、芯数が多いほど小さいということがわかった。これにより芯数が多いほど、臨界電流密度 J_c が高くなる可能性があると考えられる。
- 直流四端子法の平行磁界下、垂直磁界下における測定において芯数が多い試料ほど臨界電流密度 J_c の磁界依存性が良い傾向にある。
- 臨界電流密度 J_c の異方性は、試料#2, #1, #3 の順に大きい値を示した。芯数による傾向は見られなかった。
- 直流磁化法においても芯数が多い試料ほど J_c や B_i が高い。直流四端子法の垂直磁界下の結果と比較すると試料#1 と#2 との相関はとれているが、#3 の相関がとれていない。これは#3 のフィラメントが細く最適化が不十分であるために断線箇所が多い可能性があり、このために直流四端子法 (通電法) において低い結果が得られたと考えられる。
- misorientation 角は試料#2, #3, #1 の順に小さい結果となった。よって配向性は #2, #3, #1 の順に良いと考えられる。全体的に、芯数が多い試料ほど配向性が良

い傾向にある。

- 磁束クリープ・フローモデルの解析結果によって芯数が多い試料ほど A_m が高い。
 - A_m が高い原因の一つとして銀界面付近の臨界電流密度が高いということが経験的に知られており、芯数が増えたことによりその界面が増加し A_m が高くなったと考えられる。
 - #1 に比べ #3 の異方性が小さいが、配向性は #1 に比べ #3 が良い。これは #3 のブロック層の超伝導特性が改善され、凝縮エネルギー密度が向上したと考えられる。これも A_m が高い原因の一つとして考えられ、不可逆磁界 B_i が大きいことに繋がる。
- #3 の σ^2 は #2 に比べ大きい値となった。解析からも結晶の配向性の向上は見られなかった。 σ^2 と misorientation 角の相関はとれていた。
- 全体的に芯数が多い試料の方が、臨界電流密度、不可逆磁界が高い値を示した。芯数を多くすることは、線材の性能向上に有効であると考えられる。

4.2 今後の課題

- 実験・測定や解析の結果から、臨界電流密度 J_c の異方性と試料の配向性との相関が一致していなかった。異方性が小さい原因を #3 の B_i が大きいことから、ブロック層の超伝導特性の改善と考えているが実際は不明確なことなのでこれを詳しく調べる必要がある。
- 今回、試料 #3 のブロック層の超伝導特性の改善を言っているが、改善された原因が不明である。芯数と関係があるのか様々な種類の試料を実験すべきである。
- また、すべての試料において臨界温度 T_c は一致していたが、#3 の不可逆磁界やピン力が高い値を示した。この原因を探すのも今後の課題となると思われる。
- #3 の misorientation 角が大きい原因としてブリッジングが影響している可能性がある。したがって実際に断面図からその箇所を数え比較を行うことも今後の課題となる。
- また芯数にも最適条件というのが存在する可能性もあるので、様々な芯数の試料を実験すべきである。

謝辞

本研究を行うにあたり、多大な御指導、助言を頂いた松下照男教授に深く感謝致します。また、非常に有益な講義、また研究のほかにも人としてのあり方まで説いていただいた小田部荘司准教、実験や論文作成などにあたっていろいろな助言をしていただいた木内勝助教授、その他の松下、小田部研究室の皆様にも深く感謝いたします。

最後に本研究で使用しました試料を提供していただいた住友電気株式会社、藤上氏、綾井氏をはじめ電気・エネルギー研究所のかたがたに深く感謝いたします。

参考文献

- [1] 岡崎 徹, 林 和彦, 佐藤 謙一, SEI テクニカルレビュー **167** (2005) 37.
- [2] M. Igarashi, H. Nakao, M. Terai, T. Kuriyama, S. Hanai, T. Yamashita, M. Yamaji, IEEE Trans. Appl. Supercond. **15** (2005) 1469.
- [3] Y.Lvovsky, P. Jarvis IEEE Trans. Appl. Supercond. **15** (2005)
- [4] 長村光造, 超伝導材料 (米田出版)
- [5] M. Ueyama, K. Ohkura, K. Hayashi, S. Kobayashi, K. Muranaka, T. Hikata, N. Saga, S. Hahakura and K. Sato, Physica C **263** (1996) 172
- [6] M. Ishizaka, Y. Tanaka and H. Maeda, Physica C **252** (1995) 339
- [7] 山崎浩平, 小林慎一, 加藤武志, 大倉健吾, 上山宗譜, 藤上純, 綾井直樹, 上野栄作, 菊地昌志, 林和彦, 佐藤謙一, SEI テクニカルレビュー **164** (2004) 37
- [8] T. Kato, S. Kobayashi, K. Yamazaki, K. Ohkura, M. Ueyama, N. Ayai, J. Fujikami, E. Ueno, M. Kikuchi, K. Hayashi, K. Sato, Physica C **412-414** (2004) 1066.
- [9] S. Kobayashi, K. Yamazaki, T. Kato, K. Ohkura, E.Ueno, K.Fujino, J. Fujikami, N. Ayai, M. Kikuchi, K. Hayashi, K. Sato, R. Hata, Physica C **426-431** (2005) 1132.
- [10] 松下照男, 磁束ピンニングと電磁現象 (産業図書)
- [11] N. Ihara and T. Matsushita, Physica C **257** (1996) 223.
- [12] T. Matsushita, Physica C **217** (1993) 461.
- [13] J. Bardeen and M. J. Stephen, Phys. Rev. **140** (1965) A1197
- [14] 磯部 現 卒業論文 (2007)
- [15] 姫田 圭子 修士論文 (2006)
- [16] B. Hensel, J. C. Grivel, A. Pollini, R. Flükiger, Physica C **205** (1993) 329.
- [17] J. -O. Willis, J. Y. Coulter, E. J. Peterson, G. F. Chen, L. L. Daemen, L. N.

Bulaevskii, M. P. Maley, G. N. Riley, W. L. Carter, S. E. Dorris, M. T. Lanagan,
B. C. Porok, *Adv. Cryog. Eng.* **40** (1993) 9.