

熔融法によるYBaCuO超伝導体の臨界電流密度に関する研究

倪, 宝荣
九州大学工学研究科電子工学専攻

<https://doi.org/10.11501/3088158>

出版情報：九州大学, 1991, 博士（工学）, 課程博士
バージョン：
権利関係：

第 6 章 熔融法 YBaCuO における臨界電流特性

熔融法による YBaCuO 試料の臨界電流密度が焼結体などに比べてかなり大きく、また磁界依存性もより優れていることから、この材料の工学的な応用に大きな期待がもたれている。それらの特性を実用レベルに向けて更に向上するためには、弱結合をなくし、量子化磁束の可逆運動の影響を少なくすることが必要であるが、特に後者については、磁束のピン止めを強くすることが有効である。第 4 章及び第 5 章では、このような目的に沿った第一段階として弱結合特性や量子化磁束の可逆運動の影響を評価する方法について議論したが、同様な意味で磁束のピン止めを強化する第一段階として、この材料における磁束ピン止め機構並びにより詳細なバルクの臨界電流特性を明らかにすることは非常に重要な意味をもっている。

本章では、第 3 章に述べた酸化物試料に適するように改善した評価方法で得られた実験結果に基づいて、この材料の臨界電流密度に観測されている強い異方性問題や、弱結合やクラック等が依然存在しているときの巨視的な電流特性に関わるパーコレーション問題について議論し、臨界電流密度の温度依存性、特に熔融法試料の窒素温度での応用を念頭において、高温側での磁束ピン止め特性及び機構を中心に考察する。

6.1 臨界電流密度の異方性

Y系の酸化物高温超伝導体は層状の結晶構造をもっていることから、伝導電子は2次元的な性質をもつと考えられ、そのため、超伝導特性に強い異方性が現れると予想される。実際、この材料の上部臨界磁界 B_{c2} には結晶の a-b 面方向と c 軸方向とで、著しい異方性が観測されている。小林ら [55] は外挿法を用いて概算し、a-b 面方向の B_{c2} が c 軸方向のそれより 3 倍以上にも大きくなっていることを報告している。また臨界電流密度にも、印加磁界の方向と結晶軸との関係で、強い異方性が観測されている [56]。これは主に B_{c2} の異方性によるものと考えられる。

一方、印加磁界が一定で、電流の流れる方向 (a-b 面方向か c 軸方向) によって臨界電流密度が異なるという J_c の異方性の存在も考えられる。この異方性は B_{c2} によるものよりも、他の構造的或いは本質的な要素に強く関係するものと思われる。Y系酸化物の薄膜についてはこの異方性はある程度測定されている [57] が、バルク試料については四端子法の測定が困難であるため、 J_c の異方性は殆ど評価されていないのが現状である。

本研究では、この J_c の異方性の測定には AC 法を用いた。一般的に、超伝導体内の遮蔽電流 \mathbf{J} と外部磁界 \mathbf{H} との関係は Maxwell 方程式の 1 つ

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (6.1)$$

で記述されるので、磁界が c 軸方向に平行であるとき、電流は a-b 面内に流れる。したがって、 J_c の異方性を測定するとき、外部磁界を a-b 面に平行に印加する必要がある。この場合、電流には c 軸方向に流れる $J_{c\perp}$ と a-b 面方向に (外部磁界に垂直して) 流れる $J_{c\parallel}$ の両方が含まれており、実験において測定される遮蔽電流に関するデータはすべてこの $J_{c\perp}$ と $J_{c\parallel}$ の両方の幾何学的な平均値に相当するものである。

それらの分離は、同一特性の試料の違った電流経路 (a-b 面方向と c 軸方向の経路の長さの違い) について $J_{c\parallel}$ と $J_{c\perp}$ との電磁遮蔽への寄与の平均値を測定し、各電流経路に対する連立方程式を解くことで実現できる。具体的な手法について

は 3.2.3 節に詳細に示している。しかし、試料の特性のばらつきや、複雑な電流経路による方程式の複雑化などの問題があって、均一な試料がなかなか得られない現時点では、この方法を適用する際、幾らかの誤差も伴うであろう。

$J_{c\parallel}$ と $J_{c\perp}$ にそれぞれ対応する電流経路の一方がもう一方より十分小さい場合、その方向の電流による電磁遮蔽への寄与は無視できると考えられる。例えば、平板状試料の場合、外部磁界が試料の長さ方向に加えられたとき、試料の幅が厚さより十分大きければ、異方性があるにも拘らず、厚さ方向に流れる遮蔽電流を無視することができ、それにより計算が大幅に簡略化される。ただし、異方性が著しくかつ厚さ方向に小さな遮蔽電流が流れている時は、この簡略化に伴う誤差は非常に大きくなり、簡略化は不適當であるといえる。

異方性測定に用いた試料は同じブロックから切り出した c 軸が幅方向に平行なものと厚さ方向に平行なものの 2 本の平板であり、それぞれ試料 I と試料 II とする。なお、いずれの試料も c 軸が長さ方向に垂直である。直流磁界と交流磁界は平板の長さ方向に印加した。試料 I と試料 II で得られた J_c を 3.2.3 節で説明した手法により、a-b 面と c 軸の両方向の J_c に分離した。測定結果を図 6.1 に示す。丸と四角印はそれぞれ a-b 面方向に流れる $J_{c\parallel}$ と c 軸方向に流れる $J_{c\perp}$ を表し、黒塗りと白抜きはそれぞれ 4.2K と 68K での結果を示す。 $J_{c\parallel}$ が $J_{c\perp}$ より数倍大きく、4.2K と 68K でのそれらの比率 $J_{c\parallel}/J_{c\perp}$ はそれぞれ 5 と 9 である。c 軸方向決定の誤差などを考えて、その値はもっと大きい可能性があるろう。

現時点では、この異方性のメカニズムはまだ解明されていないが、以下のようなことが原因の候補として考えられる。

1. 結晶の二次元的な構造からもたらされる本質的な異方性。実際、a-b 面内にある CuO_2 面はよりよい伝導をもたらすとみられている。
2. 結晶方位に関するコヒーレンス長の違いによるピン止め力における異方性。従来のピンニングに関する理論によると、後ほど示されるように、 $J_{c\parallel}/J_{c\perp}$ は ξ_{ab}/ξ_c に比例し、 ξ_{ab} 、 ξ_c はそれぞれ a-b 面内のと c 軸方向のコヒーレンス長である。 ξ_{ab} が ξ_c より数倍大きいというように報告されているので、 $J_{c\parallel}$ は $J_{c\perp}$ より数倍大きいと予想される。

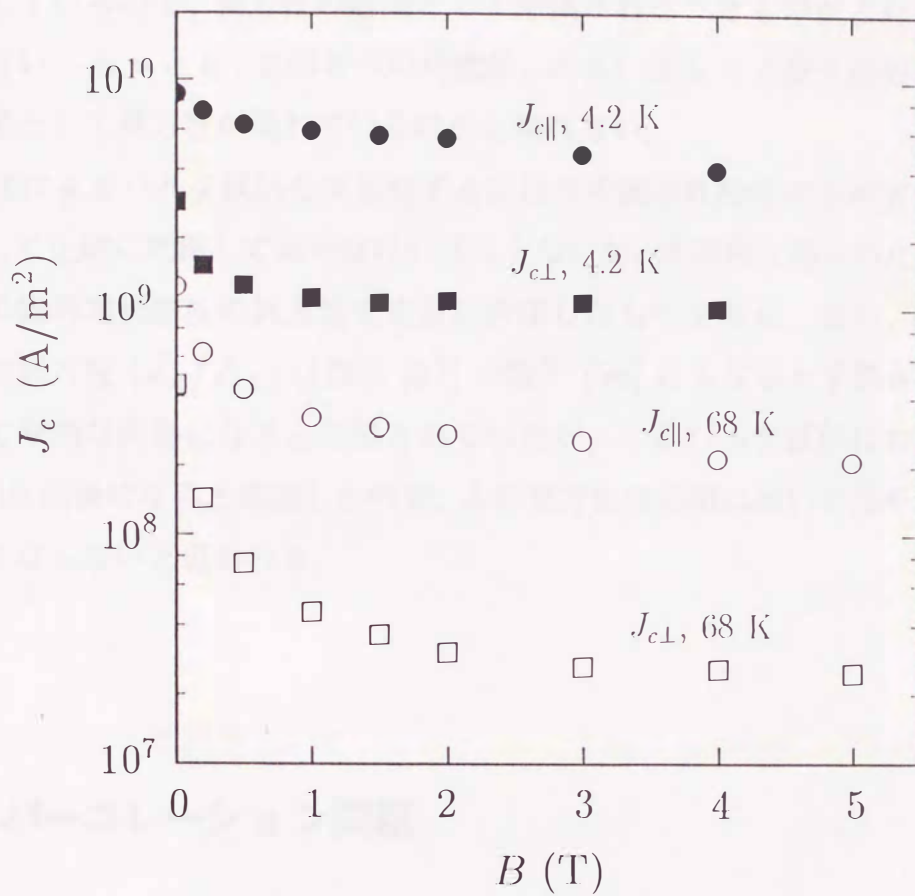


図 6.1 溶融法試料の臨界電流密度における異方性

3. a-b 面に平行な方向に観測されている非超伝導相の層状物質、へきかい面やクラックなどによる異方性. このような巨視的な組織欠陥は a-b 面方向の電流にはそれほど影響ないが, c 軸方向の電流の流れを妨げると考えられる.

以上に挙げた3つの可能性はどれも a-b 面の J_c がより大きいという実験結果を支持しているので, 異方性の起因として帰属されるべきものがどれなのかは断定できない. もっとも, この3つの可能性, あるいはもっと多くの要素の相互作用の結果として異方性が現れているのかも知れない.

熔融法によるバルク試料を実用化するにはその異方性特性が不可欠なパラメータとして正確に把握しておかなければならないが, 本研究で得られた結果は熔融法試料の臨界電流密度の異方性を定量的評価したものである. また, 酸化物超伝導薄膜の異方性 ($J_{c\parallel}/J_{c\perp}$) は数百 [57] や数千 [58] にもなると予想され, 実用化に際して深刻な問題になると危惧されていたが, Y 系バルク試料においては, その値が 10 前後になると確認したので, J_c の異方性は応用においてはそれほど深刻な問題にならないと思われる.

6.2 パーコレーション問題

2 章の組織観察と 3 章の測定で分かるように, 焼結体試料はもとより, 熔融法試料においても, 非超伝導層やクラックなどの組織的な欠陥が存在し, 輸送電流の妨げとなっている. これらの障害物について, 個別には配置や大きさなどが大きく異なるため, その特性を一般的に調べることは殆ど不可能であるが, 全体を 1 つの系として統計的に扱うことは可能だと考えられる. 試料全体を流れるバルクの臨界電流密度は, 材料の元々のピン止めによる臨界電流密度 (局所に流れる電流と見なしてよい) がそれらの障害物の“減衰”作用によって低減されて得られたものと考えることができる. したがって, 試料全体の組織欠陥を 1 つの減衰器

と見なし、その減衰器の特性を調べることによって、入力局所電流と出力のバルクの電流との関係を量的に記述することができよう。

溶融法試料には a-b 面に平行なクラックや、層状の常伝導液相残留物などの非超伝導層 (NCS layer) があり、そのほかに、数十 μm 間隔のドメイン・バンダリーや結晶界面 (G. B.) が存在する (4.1.3 節を参照)。その様子を図 6.2 の模式図に示す。バルクの c 軸方向と a-b 面方向に流れる電流は、各種界面と非超伝導層との性質の違いによって違ってくる。a-b 面方向では、バルクの電流は局所電流がそれらの界面を通過して、幾らか減衰されてなったものであり、c 軸方向では、局所電流は界面の他に非超伝導層の間隙間を通り抜けなければならない。それによって異方性がもたらされる可能性があるということはすでに 6.1 節で議論した。

一方、従来からパーコレーションという概念があり、元々は浸透という意味だが、一般的に局所的な状態が適当に分布しているとき、その系の全体の結合度を統計的に取り扱う問題として使われる。その方法を用いて、Y 系酸化物高温超伝導体におけるバルクの臨界電流密度を記述することにする。

問題を数学的に扱うために、以下のいくつかの仮定または近似が成立するとしよう。

1. 局所に流れる臨界電流密度 (ピン止めによる臨界電流密度) は等方的である。
2. 非超伝導層と平行な方向に存在する結晶界面やドメイン・バンダリーは無視できる。
3. 各種の界面と非超伝導層による弱結合での電流減衰率に磁界に対する依存性はない。

それらの仮定の下で、図 6.3 で示したような結晶的な単位について考える。正方形の平板を 1 つの要素と見なし、平板の幅 g が a-b 面に垂直なドメイン・バンダリー間隔、厚さ d が非超伝導層の間隔に相当する。要素の中には各種の界面や非超伝導層は存在しないとする。試料がこのような要素的な部分が立体格子を形成していると近似する。隣合う 2 つの要素の c 軸 (つまり板の厚さ方向) は殆どの場合揃っていると報告されている [43] ので、結晶軸のずれについては、a-b

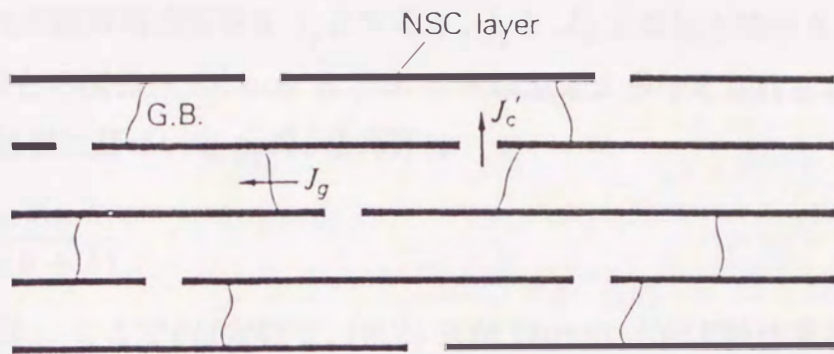


図 6.2 熔融法試料における非超伝導層や結晶の boundary を含んだ微視構造の模式図

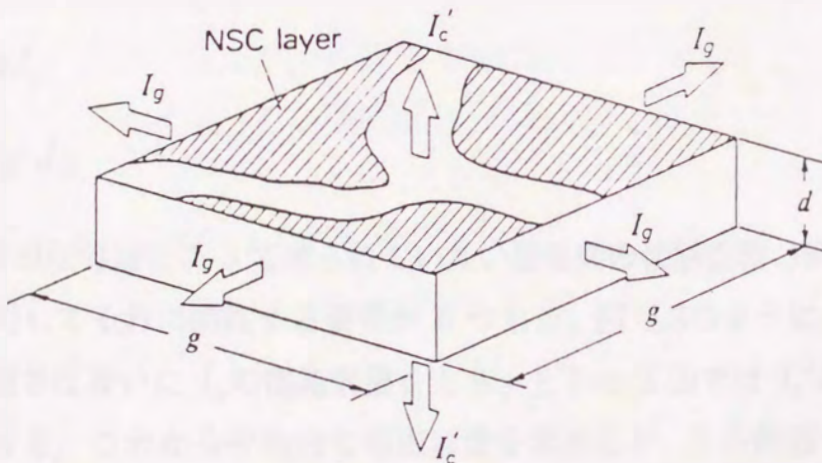


図 6.3 一つの結晶粒からなる要素の模式図

面内の a 或いは b 軸の角度のずれだけを考えればよい。この角度のずれによって、a-b 面方向に流れる電流は隣合う 2 つの要素間の界面を通るとき幾らか低減される。

要素の中で流し得る臨界電流密度を J_{c0} とし、1 つの界面があったときにそこで低減され得られる臨界電流密度を j_g とすると、 j_g と J_{c0} との比と隣合う a, b 軸のずれの傾斜角 θ との関係は Dimos ら [59] の実験結果から与えられるものと考ええる。その実験結果に基づいて j_g の θ 依存性は

$$j_g(\theta) = \frac{J_{c0} \sin \delta}{\sin(\theta + \delta)} \quad (6.2)$$

で近似される [60]。ここで δ は定数で、(6.2) 式が Dimos らの実験結果とよく一致するように、 $\delta = 8.7 \times 10^{-3}$ とした。傾斜角 θ が 0 から $\pi/2$ の間に均一に分布していると仮定すると、 j_g の平均値 J_g は (6.2) 式について単純平均すれば次式のように得られる。

$$J_g = \frac{2}{\pi} J_{c0} \sin \delta \log [(1 + \sec \delta)(1 + \operatorname{cosec} \delta)] \equiv \alpha J_{c0}. \quad (6.3)$$

ただし $\alpha = 0.074$ である。

界面を通る a-b 面内の臨界電流 I_g と非超伝導層の間隙間を通る c 軸方向の臨界電流 I_c' はそれぞれ次のように表される。

$$I_g = dgJ_g, \quad (6.4)$$

$$I_c' = \beta g^2 J_{c0} \quad (6.5)$$

ここで β は非超伝導層によって遮られていない要素間の接触面積の割合である。1 つの要素に対してそれに隣接する要素が 6 つあり、図 6.3 のように、左右前後の 4 面での界面では互いに I_g の電流容量をもち、上下の 2 面では I_c' の電流容量をもつことになる。これから平均的な電流容量を求めるが、この問題を要素間の 2 種類のボンドからなるボンド・パーコレーション問題に帰着させることができる。Kirkpatrick [61] の有効媒質理論によれば、伝導度がそれぞれ σ_1, σ_2 の 2 種類の

粒子間のボンドをそれぞれ $p, 1-p$ の割合で混合した場合、平均伝導度 σ_m は

$$\sigma_m = \frac{1}{(z-2)} \left\{ \left(\frac{zp}{2} - 1 \right) \sigma_1 + \left(\frac{z}{2} (1-p) - 1 \right) \sigma_2 \right\} + \frac{1}{(z-2)} \left[\left\{ \left(\frac{zp}{2} - 1 \right) \sigma_1 + \left(\frac{z}{p} (1-p) - 1 \right) \sigma_2 \right\}^2 + 2(z-2)\sigma_1\sigma_2 \right]^{1/2} \quad (6.6)$$

で与えられる。ここで z は各要素からのボンドの数である。図 6.3 に示したような場合、 $z=6$ である。 σ_1, σ_2 をそれぞれ I_g, I_c' で置き換えると、 I_g の流れる面が左右前後の 4 面あるから、 $p=2/3$ になる。以上と同じ考察により、平均電流密度は平均伝導度に対応したものとして求めることができる。層に平行な方向、つまり a-b 面方向の輸送電流密度は

$$J_{c\parallel} = \frac{1}{4dg} \left[I_g + (I_g^2 + 8I_g I_c')^{1/2} \right] = \frac{J_g}{4} \left[1 + \left(1 + \frac{8\beta d}{\alpha g} \right)^{1/2} \right] \quad (6.7)$$

で与えられる。これに対して層に垂直な方向、つまり c 軸方向の輸送電流密度は

$$J_{c\perp} = \frac{d}{g} J_{c\parallel} \quad (6.8)$$

になる。即ちピン止めによる局所の臨界電流密度 J_{c0} が等方的であっても、非超伝導層や界面などの存在がバルクの電流特性に g/d の比率をもつ異方性をもたらすと考えられる。

光学顕微鏡による観察から β は 0.09 程度であると見積もられる。また観察結果に基づいて、 $d=25\mu\text{m}$ 、 $g=200\mu\text{m}$ とすれば、a-b 面に平行な方向と垂直な方向の輸送電流密度はそれぞれ $J_{c\parallel}=0.112J_{c0}$ 、 $J_{c\perp}=0.014J_{c0}$ になる。

一方、試料の形状により、AC 法測定による臨界電流密度 J_c が求まり、これは 6.1 節であったように両方向の輸送電流密度とは

$$J_c = \frac{wJ_{c\parallel}J_{c\perp}}{wJ_{c\perp} + tJ_{c\parallel}} = \frac{J_{c\parallel}}{1 + (tg/wd)} \quad (6.9)$$

の関係にある。ここで w と t は平板状試料の c 軸が広い面に垂直なときのそれぞれの幅と厚さである。 w と t にそれぞれ典型的な大きさ、3mm と 1mm を用いると、 $J_c \simeq 0.27J_{c\parallel} \simeq 0.030J_{c0}$ となる。

しかし一方、熔融法試料についての AC 法の実験結果によれば、バルクの J_c は局所の J_{c0} のほぼ零点数パーセントないし 1 パーセントというオーダーであり (図 3.13(b) を参照)、理論値が実験値に比べ数倍大きい。この違いの原因として考えられるのは、1 つには β の見積りが正確でないことである。実際、光学顕微鏡の観察できる範囲は有限であり、ドメイン・バンダリーなどが殆ど見えないのと同じように、光学顕微鏡では捉えられない薄い非超伝導層が存在している可能性がある。すなわち β はもっと小さいと予想される。また、もう 1 つには計算の便宜上、局所の臨界電流密度を等方的と仮定したことである。実際は異方性が存在すると考えられ、(6.5) 式における J_c' は J_{c0} の異方性の分だけ小さくなる。以上の 2 点を考慮すれば、バルクの J_c と局所の J_c との比率が上で示した 3% よりも小さく、より実験値に近づくのであろう。

6.3 磁束ピン止め特性

熔融法試料における磁束ピン止め特性についての研究はこの物質が発見したときから精力的に重ねられてきた。現段階で、ピン止め中心として考えられる候補には、結晶の双晶面、 $Y_2BaCuO_5(211)$ 相粒子、結晶転位、酸素欠損による欠陥及び微小なクラックなどがあり、それらの磁束ピン止め相互作用への寄与について議論されてきた。しかし定量的かつ決定的な結論及びそれに充分なる実験結果はまだ得られていないのが現状であり、熔融法試料だけでなく、酸化物高温超伝導体全体における磁束ピン止め機構についての理解はまだ充分ではない。

一方、この物質は従来の金属系超伝導材と形態がかなり異なっているが、ピン

止め現象を含めた一連の電磁特性には多くの共通点を有すると考えられる。また、従来の超伝導材におけるピン止め機構に関する理論はかなり豊富かつ完全であり、実験的にも証明されている。このような観点から、本研究は従来のピン止め理論を基礎に、溶融法試料について臨界電流特性からピン止め特性を考察する。

6.3.1 臨界電流密度の温度依存性

MPMG 法試料について、AC 法による臨界電流密度測定を行い、実験温度を 4.2K ~ 80K の範囲内に設定した。直流磁界は 0 ~ 4T であった。測定結果を図 6.4 に示す。(a) は横軸の温度を線形的に取ったものであり、(b) は温度軸を $1 - (T/T_c)^2$ に置き換えて対数スケールにプロットし直したものであり、 T_c は臨界温度であり、 $T_c = 90\text{K}$ であった。

ピン止め中心の種類や形態によって、ピン止め作用への寄与は異なってくるが、それぞれのピン止め中心に対応するピン止めによる臨界電流密度 J_c の温度依存性を理論的に予測することが可能である。この温度依存性は上部臨界磁界 B_{c2} の温度依存性のみ起因するものと考えられており、実際にスケーリング則として成立することが実験により確かめられている。 B_{c2} の温度依存性は高温超伝導材料では特に低温付近で分からない点があるが、ここでは

$$B_{c2}(T) \propto 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2 \quad (6.10)$$

という金属系超伝導材料で経験的に知られた温度依存性を仮定しよう。

光学顕微鏡での観察によれば、211 相粒子の大きさは平均して数 μm である。酸化物高温超伝導体の数 nm というコヒーレンス長と比べて非常に大きいと言える。そのため磁束は 211 相粒子の表面でピン止めされると考えられる。一方、従来の理論 [62] によれば、比較的大きい常伝導粒子がピン止め中心になる場合、そのピン止め作用による臨界電流密度は

$$J_c = \frac{\pi B_c^2 S \xi}{4\mu_0 B a_f} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}}\right) \quad (6.11)$$

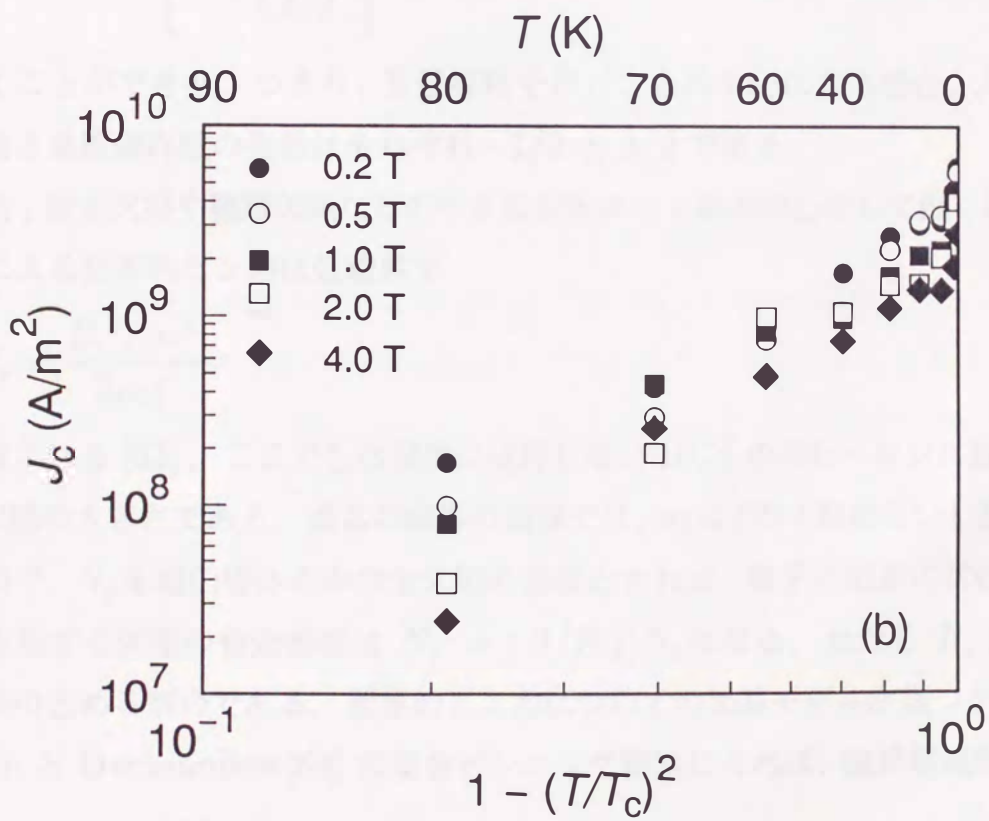
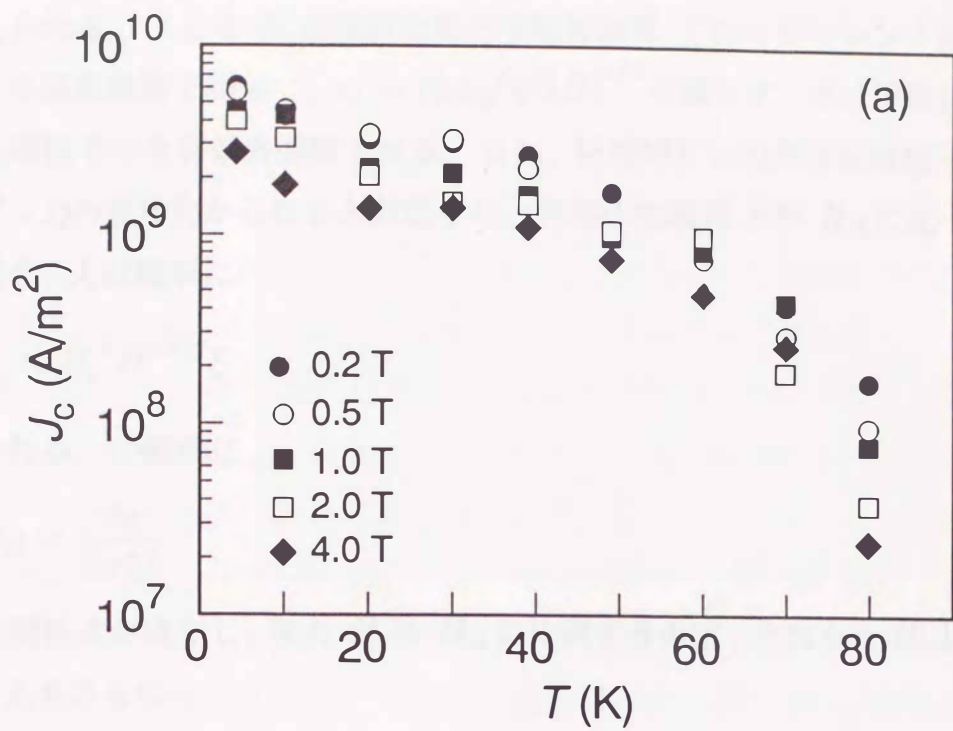


図 6.4 臨界電流密度の温度依存性

で与えられる。ここで B_c は試料の熱力学臨界磁界、 ξ はコヒーレンスの長さであり、 a_f は磁束線格子間隔で、 $a_f = (2\phi_0/\sqrt{3}B)^{1/2}$ を満たす。 S は単位体積当たりの常伝導粒子の全有効表面積である。また、巨視的ピン力が常伝導粒子による要素的ピン力の直接和からなると仮定した。外部印加磁界 B が B_{c2} に比べて十分小さい場合、 J_c は簡単に

$$J_c \propto B_c^2 B^{-1/2} \xi \quad (6.12)$$

で表される。一般的に、

$$B_{c2} = \frac{\phi_0}{2\pi\xi^2} \quad (6.13)$$

という関係式が成立し、また B_c は B_{c2} に比例するので、それらと (6.10) 式を用いて、 J_c をさらに

$$J_c \propto B^{-1/2} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^{3/2} \quad (6.14)$$

と書くことができる。つまり、常伝導粒子がピン止め中心になる場合、 J_c の磁界依存性と温度依存性の指数はそれぞれ $-1/2$ と $3/2$ である。

一方、酸素欠損や積層欠陥などの小さな欠陥がピン止め中心として働く場合、それらによる要素的ピン力は低磁界で

$$f_p = \frac{B_c^2 \xi_0 w^2}{2\mu_0 \xi} \quad (6.15)$$

と計算される [63]。ここで ξ_0 は温度に依存しない BCS のコヒーレンス長であり、 w は欠陥の大きさである。通常の磁界の領域では、 a_f は ξ の十数倍ないし数十倍になるので、 N_p を超伝導体の中の全欠陥の密度とすれば、量子化磁束の常伝導核と相互作用する欠陥の有効密度は $N_p' = (B/B_{c2})N_p$ になる。ただし B/B_{c2} は常伝導核の占める割合である。要素的ピン力についての加算モデルが幾つかあるが、Larkin と Ovchinnikov [64] の集合ピンニング理論によれば、臨界電流密度は

$$J_c = \frac{\mu_0 N_p' f_p^4}{160\pi^2 B^3 C_{66}^2 \xi^3} \propto B_{c2}^{11/2} (T) \quad (6.16)$$

になる。ここで C_{66} は磁束線格子の剪断定数である。また平均場近似 [65] によれば、臨界電流密度は

$$J_c = \frac{2\mu_0}{\phi_0 B^2} N_p' f_p^4 \propto B_c^4(T) \quad (6.17)$$

になる。この2つの理論のいずれの場合においても、欠陥などの小さなピン止め中心による臨界電流密度の温度依存性の指数に 4 ~ 5.5 の値が与えられる。

図 6.4(b) において、50K ~ 80K の温度範囲内では、 J_c の $1 - (T/T_c)^2$ に関する温度依存性の指数は実線で示しているように 1.8 前後であり、50K より低温側では、破線の通り 4.1 という値が得られている。また、QMG 法試料についても類似の結果が得られている [21]。この実験結果から、熔融法試料におけるピン止め機構は温度によって異なり、50K 以上の高温側で、指数が理論値の 3/2 に近いことから、常伝導粒子である 211 相が主なピン止め中心として作用すると考えられ、温度がそれより低い側では 211 相の替わりに、小さな欠陥などのバックグラウンド・ピン止め中心のピン止め特性への寄与がより優勢になると考えられる。実際、Gyorgy ら [20] の実験で、低温側でこのバックグラウンド・ピン止めは確認されており、それによる J_c の温度依存性の指数は 4 であり、以上で得られた理論値とほぼ一致する。

また、図 6.4(b) に示したように、4.2K 付近の極低温領域では、更に大きな指数をもつ温度依存性が見られ、これはもはやピン止め理論により説明ができなくなり、4 章で述べた弱結合の温度依存性が観察されたのではないかと考えられる。

77K での J_c の磁界依存性 (図 6.1) から、 J_c が -0.38 の指数で B に依存していることが分かる。この指数が理論的予想値 -1/2 に大まかに一致することも、この温度領域で 211 相が主なピン止め中心である考えを支持する。この節の以降の部分は主に 211 相によるピン止め作用について考察していく。

6.3.2 臨界電流密度の 211 相粒子密度と大きさ依存性

比較的的高温側では、211 相粒子が主なピン止め中心として働くことは前節で定性的に証明したが、本節では 211 相粒子の形態と臨界電流密度との関係について、もう少し詳しく調べる。そのために 211 相粒子の密度や大きさの異なる 2 種類の試料を用意した。

製作方法は 2.1.2 節で説明した MPMG 法である。ただし、211 相粒子に関する異なる形態が得られるように、通常の MPMG 法で製作する試料 I に対し、試料 II については次のような工夫をした。まず出発原料の組成、すなわち Y の他の元素に対する量を変化させることによって 211 相の密度を増やすことを図った。それから 1400°C での熔融急冷が終わった後、熔融体を粉碎する時間を長くし、211 相粒子の微細化を図った。最後に部分熔融・結晶成長の段階で温度の空間的勾配をつけた。これは結晶の一方向の成長に有利だという判断からである。それらの違いを表 6.1 に示す。

製作された試料についての偏光顕微鏡による観察結果を図 6.5 に示す。(a) と (b) はそれぞれ試料 I と試料 II である。白っぽいものは 211 相粒子であるが、試料 I と試料 II とでは、密度や大きさがかなり違っていることはよく分かる。2.2.1 節で述べたような方法で 2 種類の試料の中の 211 相粒子の密度や大きさなどを写真から割り出した。表 6.2 はその結果であり、試料 II は試料 I に比べて 211 相の粒子がより小さく、より稠密に 123 相のマトリックスの中に分布している。

臨界電流密度の異方性が存在することから、試料 I と試料 II のそれぞれの試料について、6.1 節で述べたように c 軸が広い面にそれぞれ垂直と平行になるように、同一の塊から各 2 本の平板を切り出した。ただ、ここでの目的は試料 I と試料 II の臨界電流密度の比較であり、異方性の絶対値はさほど問題にならないので、3.2.3 節で述べたような J_c の分離における繁雑な計算を省略し、試料に厚さ方向に流れる遮蔽電流を無視することにする。ただ、このことによって異方性の比率が低めに出て、つまり本当の $J_{c\parallel}$ と $J_{c\perp}$ が測定で得られた値よりそれぞれ幾分大きいと小さいことを認識しなければならない。



試料 I

30 μm



試料 II

30 μm

図 6.5 試料 I と試料 II の偏光顕微鏡による観察結果

表 6.1 試料 I と試料 II の製作工程における違い

	試料 I	試料 II
出発原料の組成 Y:Ba:Cu	1:2:3	1+ δ :2:3, $0 < \delta < 0.1$
粉碎を行う時間 (h)	3	6
部分熔融・結晶成長 時の温度勾配	なし	あり 20°C/cm

表 6.2 211 相粒子に関する諸元

	試料 I	試料 II
体積率 $f(\%)$	14.0	27.4
平均粒径 $\langle D \rangle (\mu\text{m})$	2.85	1.34
単位体積当たりの 総表面積 $S(\times 10^4 \text{m}^{-1})$	2.57	12.8

図 6.6 は試料 I と試料 II の AC 法による J_c の磁界依存性の結果である。測定は 4.2K と 77K の 2 点で行われた。四角印と丸印はそれぞれ試料 I と試料 II の J_c を表し、黒塗りと白抜きはそれぞれ a-b 面方向と c 軸方向の J_c を表す。

$J_{c\parallel}$ と $J_{c\perp}$ の両方において、77K で試料 II が試料 I より明らかに大きくなっており、一方 4.2K では両者には目に見えるほどの差はない。すなわち、211 相粒子の密度や大きさなどの違いは高温側で J_c に大きな影響を及ぼすが、低温側ではそれほど反映されない。これは 6.3.1 節で述べた高温領域で 211 相粒子が主なピン止め中心であり、かつ低温領域では点欠陥などのバックグラウンド・ピン止めが主であるという考えを支持するものである。

ここでもう一度 (6.11) 式を考察してみよう。211 相粒子がピン止め中心である場合、その式によると、 J_c は 211 相粒子の単位体積当たりの総表面積 S に比例する。試料 I と試料 II において、 B_c 、 B_{c2} 、 ξ などの超伝導パラメーターが全て同じであると仮定すると、同じ外部磁界下の両者の J_c の比 ϵ は

$$\epsilon = \frac{J_c(\text{試料 II})}{J_c(\text{試料 I})} = \frac{S(\text{試料 II})}{S(\text{試料 I})} \quad (6.18)$$

となり、つまり ϵ は単純に S の比になる。表 6.2 の値を用いると、 $\epsilon = 5.0$ という結果が得られる。一方、図 6.6 に示した実験結果から、 $B \geq 1.0\text{T}$ のとき、 ϵ は 3.5 ~ 6.0 の範囲内の値を取り、理論値とほぼ一致する。

次に、(6.11) 式による J_c を実験で得られた結果と量的に比較してみる。試料 II 試料での $T = 77\text{K}$ 、 $B = 1\text{T}$ の時の $J_{c\parallel}$ を例として考察してみる。77K で $B_c = 0.42\text{T}$ 、c 軸方向の上部臨界磁界 $B_{c2\perp} = 36.8\text{T}$ を用いると、(6.13) 式により a-b 面方向のコヒーレンス長 $\xi_{ab} = 2.99\text{nm}$ になる。一方、このとき $S = 1.28 \times 10^5 \text{m}^{-1}$ 、 $a_f = 48.9\text{nm}$ である。それらのパラメーターを (6.11) 式に代入すれば、 $J_{c\parallel} \simeq 8.6 \times 10^8 \text{A/m}^2$ という結果が得られる。この計算値は実験結果の 5 倍になり、量的には一致していない。それは試料内の不均質な部分によるパーコレーション問題 (6.2 節を参照) や、高温側で考えられる磁束クリープ等によると思われる。

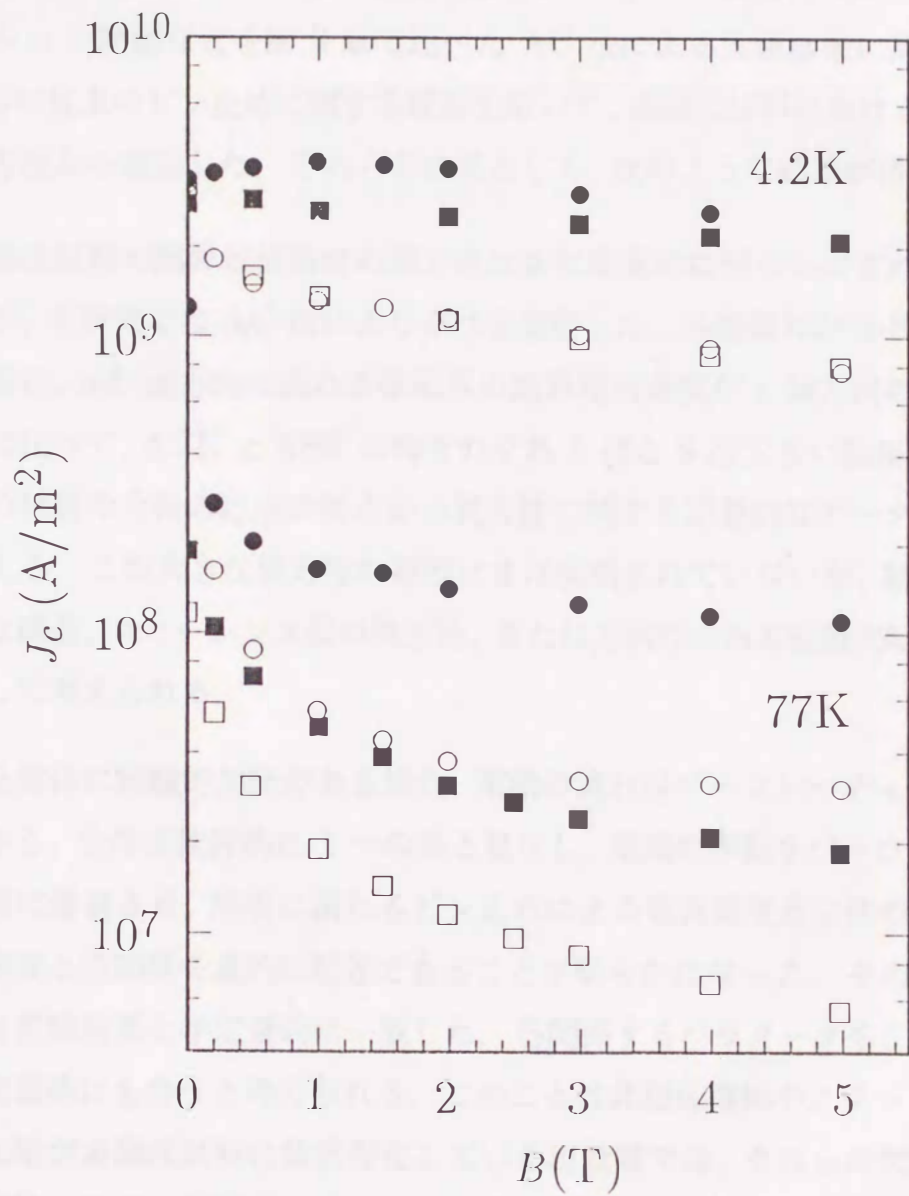


図 6.6 試料 I と試料 II の臨界電流密度の磁界依存性

四角印と丸印はそれぞれ試料 I と試料 II の J_c を表し、黒塗りと白抜きはそれぞれ a-b 面方向と c 軸方向の J_c を表す。

6.4 まとめ

本章では、熔融法試料の臨界電流特性について、その異方性問題の実態やパーコレーション問題などを第3章で述べたAC法による実験結果に基づいて考察し、さらに従来のピン止めに関する理論を用いて、熔融法試料におけるピン止め特性を各方面から議論した。それらの結果として、次のような結論が得られた。

1. 熔融法試料の臨界電流密度の異方性はまだ定量的に明らかにされていなかったが、本研究ではAC法によりそれを測定した。外部磁界がa-b面に印加した場合、a-b面方向に流れる横磁界の臨界電流密度がc軸方向の臨界電流密度に比べて、4.2Kと68Kの時それぞれ5倍と9倍大きい結果が得られた。この材料の今後の応用の観点から異方性に関する定量的なデータを与えたといえる。この大きな異方性の原因はまだ解明されていないが、結晶の二次元的な構造、コヒーレンス長の異方性、または方向性のある組織欠陥などが候補として考えられる。
2. 超伝導体に組織的欠陥がある場合、電流の流れはパーコレーティブになることから、全体を統計的に1つの系と見なし、電流の挙動をパーコレーション問題に帰着させ、局所に流れるピン止めによる電流密度と全体のバルクの電流密度との関係を量的に記述できることが明らかになった。その理論的予想値は実験結果と半定量的に一致した。各関係するパラメータを正しく決めれば定量的にも合うと考えられる。このことは非超伝導相やクラックなどの組織欠陥が熔融法試料に依然存在している現段階では、それらの欠陥の臨界電流特性に及ぼす影響を正確に評価するには、ユニークな評価方法を提案したといえる。
3. 温度領域により、各種のピン止め中心が磁束のピン止め相互作用への寄与は異なっていることを明らかにした。高温領域(50K ~ 80K)では211相分散粒子が主なピン止め中心として働く。これに対し、低温側($\leq 50\text{K}$)にな

ると、小さな点状欠陥などのバックグラウンド・ピン止め中心による寄与が優勢になる。この点状欠陥の実体としては、酸素欠損、積層欠陥、結晶転移などが挙げられる。

4. 高温領域で 211 相粒子を 123 相マトリックスの中により密に、より細かく分散させることが、ピン止め力を向上し臨界電流密度を増加させることにつながるということが確認された。このことは Y 系溶融法試料の特に高温領域での実用化において、その臨界電流密度を向上させるには大いに役立つと期待される。ただ、量的には本研究で得られた 211 相粒子のピン止めによる臨界電流密度の理論値は実測値より数倍大きい、この差は弱結合や磁束クリープなどによるものと考えられる。

第 7 章 総括

酸化物高温超伝導体のバルク材の工学的な応用に当たって、その実用性や将来性を決める最も重要なバロメータとして挙げられるのは、材料の臨界電流特性といえよう。従来の金属系超伝導材などにより酸化物超伝導体は格段に高い臨界温度と上部臨界磁界をもっていることから、大型マグネットや電力機器、エネルギー貯蔵などの分野への応用に特に期待がもたれている。更に、従来の材料では考えられない新しい分野での活躍も積極的に提案されている。多くの分野へのこのような応用に関しては、高い臨界電流密度、優れた磁界依存性などが必要条件として保証されなければならない。

現段階では酸化物超伝導体の臨界電流特性はまだ実用レベルよりはるかに劣っており、特にバルク試料においては比較的の高い温度領域での応用を考える際、臨界電流密度がまだ少なくとも 2 桁ほど低い。これは主に材料の組織の不均一性と不十分なピン止め特性の 2 つの要素によるものであると考えられる。如何にして臨界電流密度を従来の材料と同じレベルあるいはそれより高い水準に上げられるかは重要なポイントとなる。

酸化物超伝導体の現状を踏まえて、Y 系溶融法バルク試料を対象に、それが工学的に応用されることを念頭に、臨界電流特性の向上のためにまず解決しなければならない重要な問題点を挙げると、次の 3 つになる。

1. 臨界電流密度の従来の評価法を酸化物超伝導体に適用できるように改善する
2. 酸化物超伝導体に見られる電流経路の細分化問題について詳細に考察し、その細分化による臨界電流特性や磁気的特性への様々な影響を明らかにする

3. 酸化物超伝導体における磁束ピン止め機構, 特に応用へのメリットの大きい高温領域での磁束ピン止め機構とピン止め中心の作用を解明する

本研究はこの3点を目的として, 酸化物超伝導体の工学的応用に最も重要な臨界電流密度の実用レベルまでの向上及び線材化に関する基礎研究の一環として, 酸化物超伝導体の臨界電流特性を中心に総合的に研究したものである。本論文で具体的に行った研究と得た結果は以下の通りである。

- I. 本研究を遂行するために必要な高品質な MPMG 法による Y 系バルク試料を作製した。X 線回折やラウエパターン等による分析を行った結果, 試料は高度な結晶性を有し, 約数 mm の広い範囲で単結晶的になっており, AC 法による臨界電流密度が $1.66 \times 10^8 \text{A/m}^2$ ($T = 77.3\text{K}$, $B = 1.0\text{T}$) と焼結体などよりかなり高いことが分かり, 本研究に良質な試料を確保したといえる。試料の微細構造の組織観察をした結果, 211 相粒子は細かく広く 123 相マトリックスに分布しており, その大きさは零点数 μm から十数 μm までである。また, 結晶の a-b 面と平行に層状のクラックが存在し, クラックの間隔は数十 μm である。これらのことは磁束ピン止め機構や電流経路の細分化問題についての定量的な議論に役立つものである。
- II. 臨界電流密度の評価に関して, AC 法は得られる情報が多いため有効な評価方法として従来から用いられてきたが, 酸化物超伝導体に適用する場合, 試料の形状効果や不均質性などにより, 測定結果に誤差がもたらされる。それを解決するために, 従来の AC 法に以下の改良を加えた。(i) 交流磁束の侵入距離 λ' を求める式について, 試料の形状を考慮した表現式に改める。(ii) 不均質な部分の影響を無くすため, 試料無し状態で校正測定をし, その結果をもってデータの校正を行う。(iii) 局所の臨界電流密度を計算する際, それに対応する閉じた電流経路の長さとして試料全体の電流経路の長さの比をもって臨界電流密度を校正する。結果は AC 法と四端子法で得られた実測値がよい一致を示し, 改良された AC 法は臨界電流密度を正確に評価していると結論づけられる。

III. 酸化物超伝導体の臨界電流密度に観測されている履歴効果は、従来の超伝導材料に観測される磁束ピン止め作用に関係する履歴効果と異なり、遮蔽電流による自己磁界が試料中の弱結合に作用し、外部磁界の増減磁の履歴によって弱結合を流れるバルクの電流に違いがもたらされ、履歴効果が起こったものであることを明らかにした。すなわち、弱結合が履歴効果の直接的な起因の1つであることを示した。弱結合の特性の良否は履歴効果の度合いに大きく影響するので、履歴効果の存在やその度合いを観察し比較することによって、弱結合特性を評価することができる。弱結合がある程度以上に改善されると、臨界電流密度に履歴効果は見られなくなるが、逆に縦磁界効果は顕著になるので、これを用いて弱結合を評価できることを示した。将来的に酸化物超伝導体の臨界電流密度がより高いレベルに向上されることから、この方法はそういった試料の弱結合特性の評価に大きな役割を果たすと期待できる。

IV. Y系酸化物超伝導体において、局所的電流が流れる細分化された部分の大きさがCampbellの交流磁界侵入深さ λ_0 と同程度あるいはそれよりも小さい場合に、量子化磁束の可逆運動による影響が著しくなり、試料内の磁束分布は臨界状態モデルの記述から大きくはずれる。つまり、酸化物超伝導体に観測されている高温での磁化特性の異常は量子化磁束の可逆運動によるものであることを明らかにした。この場合、臨界状態モデルに基づくAC法による局所的臨界電流密度の評価には大きな誤差がもたらされる恐れがあることを示した。また、交流帯磁率の虚部について計算した結果、磁束線が殆ど不可逆的な運動をするとき、臨界状態モデルは正しい予想を与えるが、量子化磁束の可逆運動が顕著な場合可逆運動を考慮したときの計算値は臨界状態モデルの予想値とかなり異なることを示し、さらに、Takacsらによる理論を用いた補正を提示し、これによって可逆運動の影響をほぼ定量的に評価できることを示した。この方法を用いて焼結体と熔融法試料における可逆運動の影響を評価した結果、以下の結論を得た。

熔融法試料の場合、試料内に存在するクラックが電流経路を分断することにより、局所の閉じた電流経路を形成する部分の大きさが λ_0 程度になったと

き、量子化磁束の可逆運動が顕著になるが、 T_c 付近の極狭い温度領域を除いてクラックの間隔が λ_0 より大きく、臨界状態モデルが適用できることが分かった。また、クラックなどが殆ど無く、比較的良質な試料においては T_c 付近でも量子化磁束の可逆運動が無視でき、臨界状態モデルが実際の磁気的な特性と良い一致を示すことを明らかにした。

V. 溶融法試料の臨界電流密度の異方性はまだ定量的に明らかにされていなかったが、本研究では AC 法によりそれを評価した。外部磁界を a-b 面に印加した場合、a-b 面方向に流れる横磁界の臨界電流密度が c 軸方向の臨界電流密度に比べて、4.2K と 68K の時それぞれ 5 倍と 9 倍大きい結果が得られた。この材料の今後の応用の観点から異方性に関する定量的なデータを与えたものと言える。

超伝導体に組織的欠陥がある場合、試料全体を統計的に 1 つの系と見なし、電流の挙動をパーコレーション問題に帰着させ、磁束ピン止めによる電流密度と全体のバルクの電流密度との関係を量的に記述できることを明らかにした。その理論的予想値は実験結果と定性的に一致し、各パラメータを正しく決めれば定量的にも一致する。このことは非超伝導相やクラックなどの組織欠陥が溶融法試料に依然として存在している現段階では、それらの欠陥の臨界電流特性に及ぼす影響を正確に評価するには、ユニークな評価方法を提案したといえる。

各種のピン止め中心による磁束のピン止め相互作用への寄与は温度領域により異なっていることを示した。高温領域 (50K ~ 80K) では 211 相分散粒子が主なピン止め中心として働く。これに対し、低温側 (≤ 50 K) になると、小さな点状欠陥などのバックグラウンド・ピン止め中心による寄与が優勢になる。高温領域で 211 相粒子を 123 相マトリックスの中により密に、より細かく分散させることが、ピン止め力を向上し臨界電流密度を増加させることにつながるということが確認された。このことは Y 系溶融法試料の特に高温領域での実用化において、その臨界電流密度を向上させるには大いに役立つと期待できる。

Y系溶融法試料は高い温度領域においても、Bi系やTl系酸化物より比較的に高い臨界電流密度と優れた磁界依存性を示しており、電力やエネルギー分野での応用に有利な要素をもっているが、現段階では、クラックやドメイン・バンダリーなどの欠陥や不均質な要素が依然存在し、それについての改善が重要な課題として残されている。このような改善は一朝一夕でできるものではなく、長期的な努力の積み重ねを必要とするものであるが、その過程において、これらの改善を常に正しく評価しなければならない。こういう意味において、本研究では臨界電流密度をはじめ、弱結合や異方性などの評価方法の確立に有益な提案をしたといえる。今後、このような評価方法がより幅広く用いられるために、それぞれの評価方法としての信頼性や評価制限等のついて詳細に考察した上、各評価方法の互いの関係を明らかにし、臨界電流密度や弱結合などについての総合的な評価体系を作り上げる必要がある。

Y系超伝導バルク試料における量子化磁束の可逆運動などの磁化に関する特性を理論と実験の両面から研究してきたが、今後はY系以外の酸化物超伝導体においてもこのような議論が必要であるし、また、試料内のクラックなどの間隔と λ_0 との関係、量子化磁束の可逆運動と磁束ピン止め力との関係などについて、より詳細な定量的な議論が期待される。

次のステップとして溶融法試料の線材化への努力と併せて、材料に積極的にピン止め中心を導入し、最適化することによりピン止め特性を向上することが重要である。本研究では、ピン止め中心やそれらのピン止め特性への寄与について研究してきたが、その結果に基づき、今後の磁束ピン止め特性の解明と向上に関し、課題として以下のように提案する。

1. 高温領域での応用を実現するために、その領域でピン止め中心として有効に働く211相粒子の導入を積極的に図る必要がある。酸化物超伝導体のコヒーレンスが非常に小さいため、超伝導特性を損なわない前提条件の下で、211相粒子の大きさを現在の数 μm から大幅に減少させると同時に、その濃度を上げる必要がある。それに伴って、211相粒子の123相マトリックスの中へのこれらの目的に合った導入や最適化に関し、製作工程における制御技術を確

立する必要がある。

2. 低温領域でのバックグラウンド・ピン止め中心の実体を明らかにし、それらによるピン止め力の温度依存性や磁界依存性を調べ、更に全ての温度領域においてそれぞれのピン止め中心に関し、要素的ピン止め力と巨視的ピン止め力密度、加算問題、スケール則などを総合的に考察し、ピン止め現象の本質的な解明を目標に理論的な体系を作る必要がある。
3. マグネットなどへの応用の際に問題となる磁束跳躍 (flux jump), 磁束クリープまた磁束の可逆領域 (irreversibility line) などに関して、溶融法試料についてのより定量的な詳しい議論を行う必要がある。これらの特性はマグネットなどの設計に臨界電流密度と併せて不可欠な要素である。

謝辞

本研究を進めるに当たり、終始懇切なご指導を頂いた電子工学教室・山藤 馨教授に深く感謝の意を表します。また、本論文をまとめるに当たり有益な助言を頂いた工学部附属超電導マグネット研究センター・竹尾正勝教授、電気工学教室・原 雅則教授に御礼を申し上げます。

さらに、九工大情報工学部・松下照男教授に、本研究を遂行するに当たり、全面にわたって有益な教示や議論を頂いたことに深く感謝いたします。工学部附属超電導マグネット研究センター・船木和夫助教授に、本研究の実験に格段のご配慮ご支援を頂いたことに感謝いたします。九工大情報工学部・小田部荘司助手に、共同研究者として常にご協力と励ましを頂いたことに感謝いたします。また、新日本製鉄株式会社・木村圭一氏に、試料の提供と組織観察にご協力を頂いたことに感謝いたします。

最後に、日頃常に温かいご支援とご協力を頂いた、岩熊成卓助手をはじめとする電子工学教室第4講座および超電導マグネット研究センターの方々に厚く御礼を申し上げます。

付録 A AC 法による結晶粒内の臨界電流密度の 評価

この評価 [66] において, (i) 結晶粒間の結合は殆どない, (ii) 結晶粒内における磁束の可逆領域は結晶粒サイズより無視できるほど小さく, すなわち臨界状態モデルが成立する, (iii) 結晶粒を磁界の方向に平行に並んでいる円柱で近似することができる, (iv) 全ての結晶粒内の臨界電流密度が同じであるという 4 つの条件が成り立つとする。

図 A.1 は直径 g の超伝導結晶粒が分布している平板状バルク試料の断面の概略図である。結晶粒の直径は大小様々であるが, その大きさはある分布に従うと考えられる。例えば, Y 系の焼結体の場合, 走査型電子顕微鏡 (SEM) による試料断面の観察結果によると, 結晶粒の直径は図 A.2 にヒストグラムで示したような分布をしており, それを式で近似すると,

$$p(g) = (\gamma - 1) \frac{g^{\gamma-1}}{g_p^\gamma} \exp \left[-\frac{(\gamma - 1)}{\gamma} \left(\frac{g}{g_p} \right)^\gamma \right] \quad (\text{A.1})$$

となる。ここでは, g_p は結晶粒直径の最頻値であり, γ は適当な定数である。 γ を調整することによって, (A.1) 式を図 A.2 の実線で示したように, 実際の分布を示すヒストグラムによく合うようにすることができる。

交流磁界を印加すると, それに対応して, 交流磁束が結晶粒内に侵入していき, この磁束の侵入を遮蔽しようとする遮蔽電流が粒内に流れる (図 A.1 を参照)。この遮蔽電流密度を J_g とし, 交流磁界 b に対応する 1 個の結晶粒内に侵入する交流磁束量を ϕ とすると,

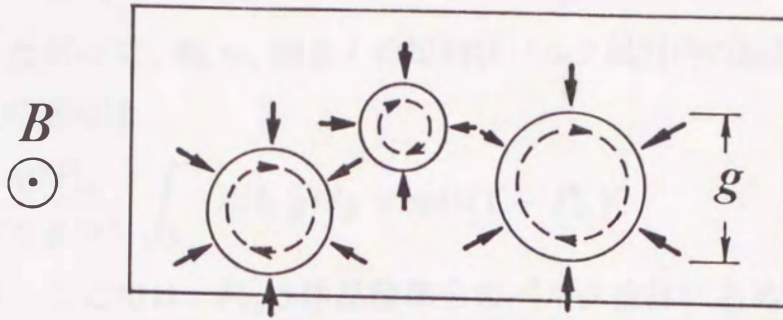


図 A.1 超伝導結晶粒が分布しているバルク試料の断面の概略図

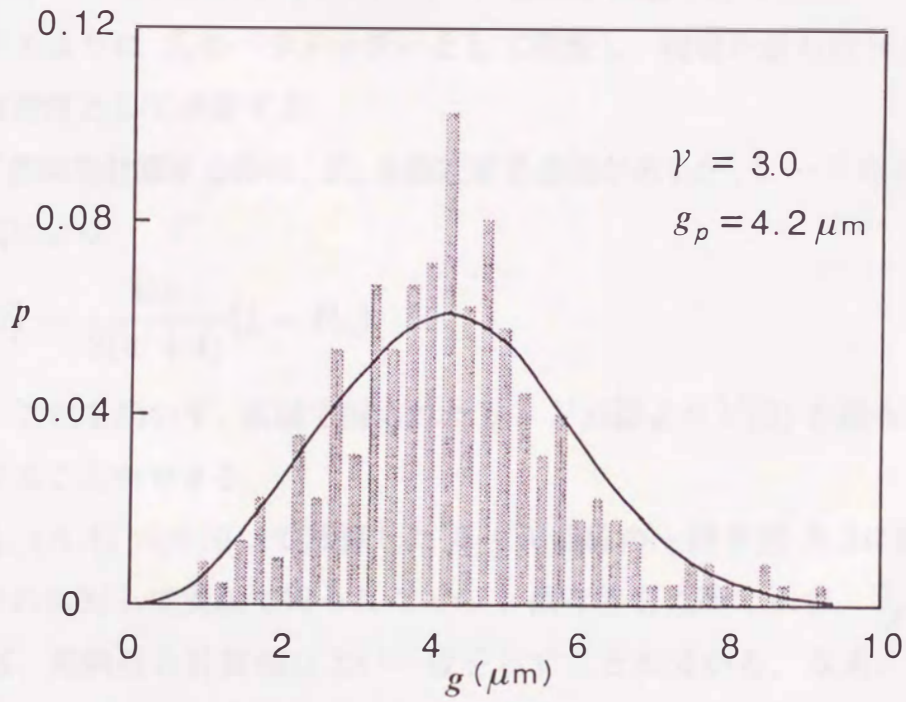


図 A.2 Y 系焼結体内の結晶粒の直径の分布

$$\begin{aligned}\phi(b, g) &= \frac{\pi g b^2}{2\mu_0 J_g} - \frac{\pi b^3}{3\mu_0^2 J_g^2}; & b < \frac{\mu_0 J_g g}{2}, \\ &= \frac{\pi}{4} g^2 b - \frac{\pi}{24} g^3 \mu_0 J_g; & b > \frac{\mu_0 J_g g}{2}\end{aligned}\quad (\text{A.2})$$

となる。したがって、幅 w 、厚さ t の短冊状バルク試料内の結晶粒内に侵入する交流磁束量の総和は

$$\Phi = \frac{wtP_m}{\pi \langle g \rangle^2} \int_0^\infty \phi(b, g) dg + wt b (1 - P_m) \quad (\text{A.3})$$

で表される。ここでは、 P_m は結晶粒部分のバルク全体に占める体積率であり、 $\langle g \rangle$ は結晶粒直径の平均を表す。交流磁束の侵入距離 λ' の表現式

$$\lambda' = \frac{1}{2(w+t)} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial b} \quad (\text{A.4})$$

を用いて計算すれば、 λ' と b との関係が得られる。

このようにして、計算で得られた $b - \lambda'$ 曲線が実験で得られた $b - \lambda'$ 曲線とよく一致するように J_g をパラメーターとして調整し、両者が最も合うときの J_g を臨界電流密度として決定する。

$b - \lambda'$ 曲線を計算する際に、 P_m を確定する必要があるが、 $b \rightarrow 0$ のとき、(A.3)、(A.4) 式により

$$\lambda'(0) \rightarrow \frac{wt}{2(w+t)} (1 - P_m) \quad (\text{A.5})$$

となる。これを用いて、実験で得られた $b - \lambda'$ 曲線より $\lambda'(0)$ を読み取れば、 P_m を計算することができる。

(A.3)、(A.4) 式を用いて計算した $b - \lambda'$ 曲線の一例を図 A.3 に破線で示す。また、それに対して実験で得られた λ' の b 依存性を丸印で示す。 J_g を適当に調整すれば、実験値と計算値はよい一致を示すことが分かる。なお、この計算で $J_g = 2.36 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ とした。

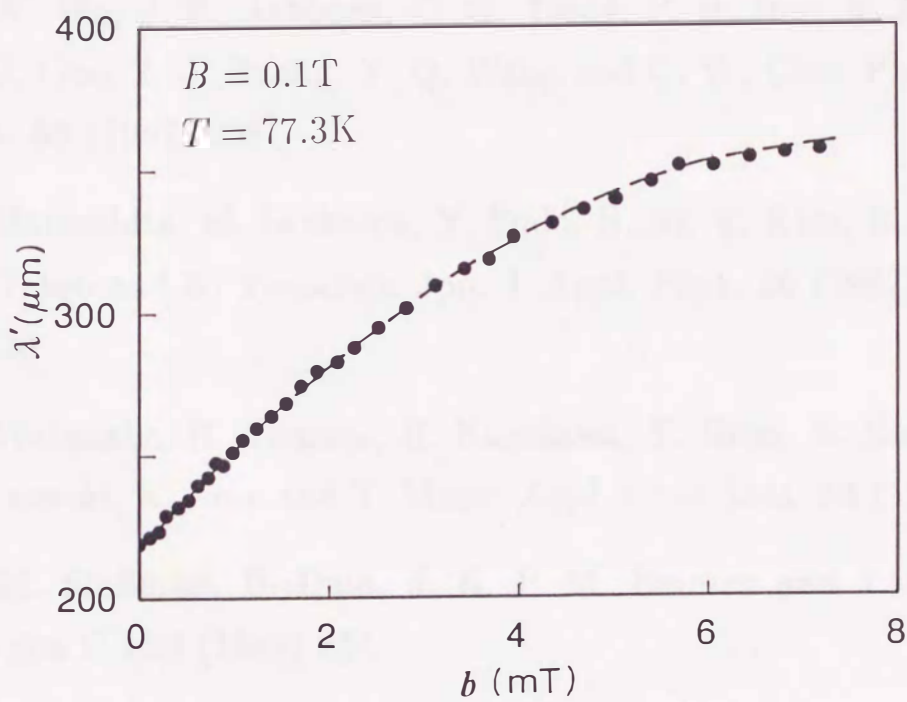


図 A.3 実験で得られる $b - \lambda'$ 曲線と計算で得られる $b - \lambda'$ 曲線

破線は計算結果を示し、丸印は実験結果を示す。両者がよい一致をするように J_g を調整し、臨界電流密度として決定した。

参考文献

- [1] J. G. Bednortz and K. A. Müller: *Z. Phys. B* **64** (1986) 189
- [2] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. G. Torng, P. H. Hor, R. L. Merg, L. G. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang and C. W. Chu: *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 908
- [3] T. Matsushita, M. Iwakuma, Y. Sudo, B. Ni, T. Kisu, K. Funaki, M. Takeo and K. Yamafuji: *Jpn. J. Appl. Phys.* **26** (1987) L1524-L1526
- [4] K. Watanabe, H. Yamane, H. Kurokawa, T. Hirai, N. Kobayashi, H. Iwasaki, K. Noto and Y. Muto: *Appl. Phys. Lett.* **54** (1989) 575
- [5] G. M. Stollman, B. Dam, J. H. P. M. Emmen and J. Pankert: *Physica C* **159** (1989) 854
- [6] K. Watanabe et al: *J. Appl. Phys.* **29** (1991) 1543
- [7] M. Morita, M. Tanaka, S. Takebayashi, K. Kimura, K. Miyamoto and K. Sawano: *Jpn. J. Appl. Phys.* **30** (1991) L813-L815
- [8] A. Ono: *Jpn. J. Appl. Phys.* **26** (1987) L1223
- [9] T. Matsushita, B. Ni and K. Yamafuji: *Adv. Cryo. Eng. Mater.* **36** (Plenum Press, New York, 1990) 403-412

- [10] S. Jin, T. H. Tiefel, R. C. Sherwood, R. B. van Dover, M. E. Davis, G. W. Kammlott and R. A. Fastnacht: *Phys. Rev. B* **37** (1988) 7850
- [11] S. Jin, T. H. Tiefel, R. C. Sherwood, M. E. Davis, R. B. van Dover, G. W. Kammlott, R. A. Fastnacht and H. D. Keith: *Appl. Phys. Lett.* **52** (1988) 2074
- [12] M. Murakami, M. Morita, K. Doi, K. Miyamoto and H. Hamada: *Jpn. J. Appl. Phys.* **28** (1989) 399
- [13] M. Murakami, M. Morita, K. Doi and K. Miyamoto: *Jpn. J. Appl. Phys.* **28** (1989) 1189
- [14] H. Fujimoto, M. Murakami, S. Gotoh, N. Koshizuka, T. Oyama, Y. Shiohara and S. Tanaka: *Adv. Superconductivity II* (Springer-Verlag, Tokyo, 1990) p.285
- [15] K. Noto, H. Morita, K. Watanabe, T. Murakami, Y. Koyanagi, I. Yoshii, I. Sato, H. Sugawara, N. Kobayashi, H. Fujimori and Y. Muto: *Physica* **148B** (1987) 239
- [16] K. Watanabe, K. Noto, H. Morita, H. Fujimori, K. Mizuno, T. Aomine, B. Ni, T. Matsushita, K. Yamafuji and Y. Muto: *Cryogenics* **29** (1989) 263
- [17] T. Matsushita, B. Ni, K. Yamafuji, K. Watanabe, K. Noto, H. Morita, H. Fujimori and Y. Muto: *Adv. Superconductivity I* (Springer-Verlag, Tokyo, 1989) 393
- [18] H. Fujimoto, M. Murakami, S. Gotoh, N. Koshizuka, T. Oyama, Y. Shiohara and S. Tanaka: *Adv. Superconductivity II* (Springer-Verlag, Tokyo, 1990) 285

- [19] H. Kupfer et al: 1990 Applied Superconductivity Conference, 1990, Snowmass
- [20] E. M. Gyorgy, R. B. van Dover, L. F. Schneemeyer, A. E. White, H. M. O'Bryan, R. J. Felder, J. V. Waszczak and W. W. Rhodes: Appl. Phys. Lett. **56** (1990) 2465
- [21] T. Matsushita, E. S. Otabe, B. Ni, K. Kimura, M. Morita, M. Tanaka, M. Kimura, K. Miyamoto and K. Sawano: Jpn. J. Appl. Phys. **30** (1991) L342-L345
- [22] M. Morita, M. Tanaka, S. Takebayashi, K. Kimura, K. Miyamoto and K. Sawano: Jpn. J. Appl. Phys. **30** (1991) L813-L815
- [23] M. J. Kramer: Appl. Phys. Lett. **58** (1991) 1086
- [24] Z. J. Huang, Y. Y. Xue, I. Kulik et al: Physica C **174** (1991) 253-257
- [25] T. Miyatake, K. Yamaguchi and T. Wada: J. Appl. Phys. **69** (1991) 384-389
- [26] T. Matsushita: Jpn. J. Appl. Phys. **27** (1988) L1712-L1714
- [27] L. Ya. Vinnikov, L. A. Gurevich, G. A. Yemelchenko and Yy. A. Ossipyan: Solid State Commun. **67** (1988) 421
- [28] M. Tachiki, S. Takahashi: Solid State Commun. **70** (1989) 291
- [29] X. G. Zheng, H. Kuriyaki and K. Hirakawa: Jpn. J. Appl. Phys. **28** (1989) L52
- [30] K. Osamura, N. Matsukura, Y. Kusumoto, S. Ochai, B. Ni and T. Matsushita: Jpn. J. Appl. Phys. **29** (1990) L1621-L1623

- [31] B. Ni, K. Yamafuji, N. Mori, K. Ogi, T. Matsushita and K. Funaki: Adv. Superconductivity III (Springer-Verlag, Tokyo, 1991) 503-506
- [32] C. P. Bean: Phys. Rev. Letters **8** (1962) 250
- [33] H. London: Phys. Lett. **6** (1963) 162
- [34] A. M. Campbell: J. Phys. C**2** (1969) 1492
- [35] M. Murakami, S. Matsuda, K. Sawano, K. Miyamoto, A. Hayashi, M. Morita, K. Doi, H. Teshima, M. Sugiyama, M. Kimura, M. Fujinami, M. Saga, M. Matsuo and H. Hamada: Adv. Superconductivity (Springer-Verlag, Tokyo), (1989) p.247
- [36] M. Morita, K. Miyamoto, K. Doi, M. Murakami, K. Sawano and S. Matsuda: Physica C**172** (1990) 383-387
- [37] J. A. Osborn: Phys. Rev. **67** [11&12] (1945) 351
- [38] T. Hikata, K. Sato, B. Ni, E. S. Otabe, T. Matsushita, M. Takeo and K. Yamafuji: Adv. Superconductivity III (Springer-Verlag, Tokyo, 1991) 511-514
- [39] K. Funaki, M. Iwakuma, Y. Sudo, B. Ni, T. Kisu, T. Matsushita, M. Takeo and K. Yamafuji: Jpn. J. Appl. Phys. **26** (1987) L1445
- [40] D. K. Finnemore, R. N. Shelton, J. R. Clem, R. W. McCallum, H. C. Ku, R. E. McCarely, S. C. Chen, P. Klavins and V. Kogan: Phys. Rev. **B35** (1987) 5319
- [41] H. Kupfer and W. Gey: Philos. Mag. **36** (1977) 859
- [42] T. Aomine and A. Yonekura: Phys. Lett. **114A** (1986) 16
- [43] M. Kimura, M. Tanaka, H. Horiuchi, M. Morita, M. Matsuo, H. Morikawa and K. Sawano: Physica C **174** (1991) 263

- [44] B. Ni et al: Jpn. J. Appl. Phys. to be published
- [45] 松下照男: 低温工学 24 (1989) p.83
- [46] T. Matsushita: J. Phys. Soc. Jpn. 54 (1985) 1054
- [47] T. Matsushita, Y. Miyamoto, A. Kikitsu and K. Yamafuji: Jpn. J. Appl. Phys. 25 (1986) L725
- [48] F. Irie, T. Matsushita, S. Otabe, T. Matsuno and K. Yamafuji: Cryogenics 29 (1989) 317
- [49] K. Watanabe, H. Yamane, N. Kobayashi, T. Hirai and Y. Muto: Studies of High Temperature Superconductors, (Nova Science Pub.) to be published
- [50] F. Sumiyoshi, M. Matsuyama, M. Noda, T. Matsushita, K. Funaki, M. Iwakuma and K. Yamafuji: Jpn. J. Appl. Phys. 25 (1986) L148
- [51] A. M. Campbell: J. Phys. C4 (1971) 3186
- [52] T. Matsushita, N. Harada, K. Yamafuji and M. Noda: Jpn. J. Appl. Phys. 28 (1989) 356-360
- [53] S. Takacs and A. M. Campbell: Supercond. Sci. Technol. 1 (1988) 53
- [54] F. Izumi, H. Asano, T. Ishigaki, E. Takayama-Muromachi, Y. Uchida and N. Watanabe: Jpn. J. Appl. Phys. 26 (1987) L1193
- [55] N. Kobayashi, H. Iwasaki, H. Kawabe, K. Watanabe, H. Yamane, H. Kurosawa, H. Masumoto, T. Hirai and Y. Muto: Physica C 159 (1989) 295

- [56] H. Yamane, T. Hirai, H. Kurosawa, A. Suhara, K. Watanabe, N. Kobayashi, H. Iwasaki, E. Aoyagi, K. Hiraga and Y. Muto: Proc. ISS'89 Tsukuba (1989)
- [57] Y. Enomoto, T. Murakami, M. Suzuki and K. Moriwaki: Jpn. J. Appl. Phys. **26** (1987) L1248
- [58] S. Martin, A. T. Fiory, P. M. Fleming, G. P. Espinosa and A. S. Cooper: Appl. Phys. Lett. **54** (1989) 72
- [59] D. Dimos, P. Chaudhari, J. Mannhart and F. K. LeGoues: Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 219
- [60] T. Matsushita, B. Ni, K. Yamafuji: Cryogenics **29** (1989) 384
- [61] S. Kirkpatrick: Phys. Rev. Lett. **27** (1971) 1722
- [62] A. M. Campbell, J. E. Evetts and D. Dew-Hughes: Philos. Mag. **18** (1968) 313
- [63] E. V. Thunberg, J. Kurkijärvi and D. Rainer: Phys. Rev. B **29** (1984) 3913
- [64] A. I. Larkin and Yu. N. Ovchinnikov: J. Low Temp. Phys. **34** (1979) 409
- [65] T. Matsushita and K. Yamafuji: J. Phys. Soc. Jpn. **50** (1981) 38
- [66] B. Ni, T. Munakata, T. Matsushita, M. Iwakuma, K. Funaki, M. Takeo and K. Yamafuji: Jpn. J. Appl. Phys. **27** (1988) 1658

記号表

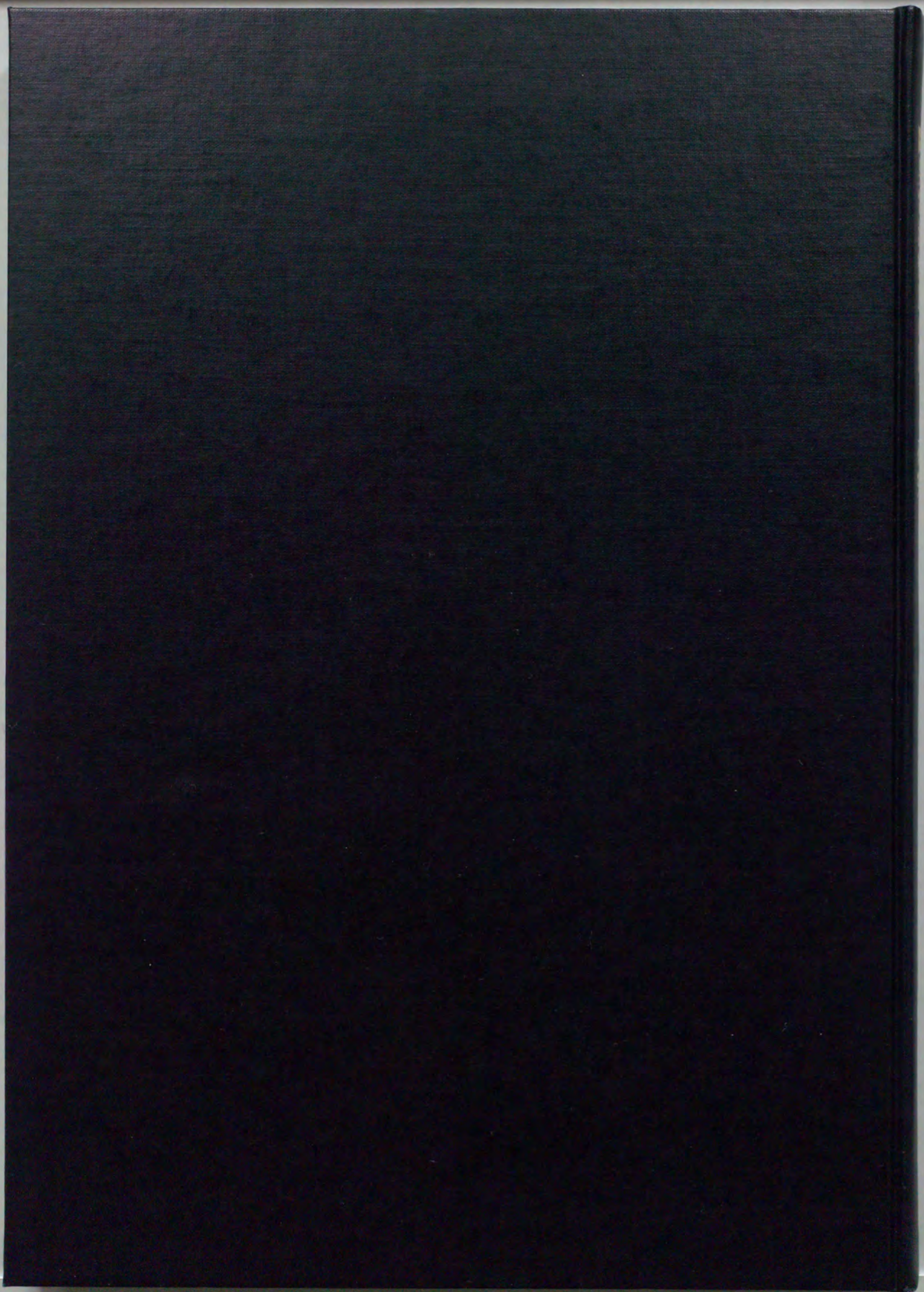
a	定数, [式 (3.6)]
a_f	磁束線格子間隔
B	磁束密度
\mathbf{B}	磁束密度ベクトル
B_a, B_b	磁束密度, [式 (5.1)]
B_c	熱力学臨界磁界
B_{c1}	下部臨界磁界
B_{c2}	上部臨界磁界
$B_{c\parallel}$	a-b 面方向の上部臨界磁界
$B_{c\perp}$	c 軸方向の上部臨界磁界
B_e	外部印加直流磁界
ΔB_e	印加磁界の変化分
B_0	直流磁界
b	交流磁界
δb	交流磁界の振幅の変化分
b_a	試料付近の交流磁界
b_{ac}	交流磁界の振幅

b_e	直流磁界の変動の幅
b_{et}	直流磁界の変動幅, [式 (4.1)]
b_{mp}	交流磁界, [式 (5.38)]
b_p	試料中心到達磁界
b_0	試料から十分離れたところの交流磁界
C_1, C_2	定数, [式 (3.26)]
C_{66}	磁束線格子の剪断歪に対する弾性率
D	211 相粒子の大きさ, あるいは結晶粒の直径
d	平板状超伝導体の厚さ
d_f	極細多芯線のフィラメント径
d_i	相関距離
F_L	Lorentz 力密度
F_p	巨視的ピン止め力密度
F_v	粘性力密度
f	交流磁界の周波数, あるいは 211 相粒子の体積率
\hat{f}	要素的ピン止め力の不可逆成分
f_p	要素的ピン止め力
g	ドメイン・バンダリーの間隔
I	通電電流
I_c	臨界電流
I'_c	非超伝導相間の隙間を流れる c 軸方向の臨界電流
I_g	界面を流れる a-b 面方向の臨界電流
\mathbf{J}	電流密度ベクトル
J_a, J_b	ある一定方向に流れる臨界電流密度, [式 (3.20), (3.21)]
J_c	臨界電流密度

J_{cb}	バルクの臨界電流密度
J_{cg}	結晶粒内の臨界電流密度
J_{ci}	局所的な超伝導部分の臨界電流密度
J_{cl}	縦磁界下の臨界電流密度
J_{cm}	直流磁化測定による臨界電流密度
J_{cr}	四端子法による臨界電流密度
J_{ct}	横磁界下の臨界電流密度
$J_{c }$	a-b 面方向に流れる臨界電流密度
$J_{c\perp}$	c 軸方向に流れる臨界電流密度
J_{c0}	超伝導要素中の臨界電流密度
J_g	界面を流れる臨界電流密度
J_1, J_2	平均的臨界電流密度の実測値, [式 (3.22), (3.23)]
j	結晶粒内の遮蔽電流密度
j_g	1 つの界面を流れる臨界電流密度
k	校正定数, [式 (3.16), (3.17)]
k_{ac}	交流マグネット定数
l	平板状試料の長さ, あるいは Campbell の侵入距離の温度依存性指数
M	磁化
ΔM	磁化の変化分
N	超伝導体の単位体積当たりの 211 相粒子の個数
N_c	キャンセル・コイルの巻数
N_p	ピックアップ・コイルの巻数, あるいは全ピン止め中心の密度
N'_p	有効ピン止め中心の密度
n	フーリエ級数の次数
p	ボンド濃度

R	円柱状試料の半径
R_0	電気抵抗
S	超伝導体の単位体積当たりの 211 相粒子の総表面積
S_c	キャンセル・コイルの断面積
S_p	ピックアップ・コイルの断面積
S_s	バルク試料の断面積
T	温度
T_c	臨界温度
t	平板状試料の厚さ, あるいは時間, あるいは規格化温度
t_1, t_2	平板状試料の厚さ, [式 (3.18), (3.19)]
u	磁束の変位
V_c	キャンセル・コイルの誘起電圧
V_p	ピックアップ・コイルの誘起電圧
W	交流損失
W_{cs}	臨界状態モデルによる交流損失
w	平板状試料の幅, あるいは欠陥の大きさ
w_1, w_2	平板状試料の幅, [式 (3.18), (3.19)]
x, y, z	座標
z	要素からのボンド数
α	定数, [式 (6.3)]
β	c 軸方向の超伝導要素間の接触面積率
γ	臨界電流密度の磁界依存性指数
δ	定数, [式 (6.2)]

ϵ	臨界電流密度の比率, [式 (6.18)]
θ	傾斜角
λ'	交流磁界の侵入距離
λ_a, λ_b	ある一定方向からの交流磁界の侵入距離, [式 (3.18)]
λ'_a	交流磁界の侵入距離の飽和値
λ_0	Campbell の交流磁界の侵入距離
μ_0	真空透磁率
μ'	交流透磁率の基本波成分の実部
ξ	コヒーレンス長
ξ_{ab}	a-b 面方向に対応するコヒーレンス長
ξ_c	c 軸方向に対応するコヒーレンス長
ξ_0	BCS のコヒーレンス長
σ_m	平均伝導度
σ_1, σ_2	伝導度, [式 (6.6)]
Φ	交流磁束量
$\delta\Phi$	交流磁束量の変化分
Φ_{ac}	交流磁束量の振幅
Φ_1, Φ_2	交流磁束量, [式 (3.18), (3.19)]
ϕ_{ac}	交流磁束量の計算値
ϕ_0	磁束量子
φ	位相
χ'	交流帯磁率の基本波成分の実部
χ''	交流帯磁率の基本波成分の虚部
χ''_m	交流帯磁率の虚部の最大値
ω	角周波数



Inches 1 2 3 4 5 6 7 8
cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak



Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM: Kodak

A 1 2 3 4 5 6 M 8 9 10 11 12 13 14 15 B 17 18 19

