

YBCO-coated 線材における不可逆磁界の 超伝導層厚依存性

木村 健吾

平成 19 年 2 月 16 日

情報システム専攻

目次

第 1 章	序章	1
1.1	はじめに	1
1.2	磁束クリープ・フローモデル	2
1.2.1	磁束クリープ	2
1.2.2	磁束クリープによる電界	4
1.2.3	磁束フローによる電界	5
1.2.4	TAFF(Thermally Activated Flux Flow)	6
1.2.5	ピン・ポテンシャル U_0	6
1.2.6	磁束クリープ・フローモデル	9
1.3	不可逆磁界	9
1.4	YBCO-coated 線材	10
1.4.1	酸化物超伝導体	10
1.4.2	YBCO-coated 線材	11
1.4.3	IBAD/PLD 法で作製した YBCO 線材の膜厚依存性	12
1.4.4	TAF-MOD 法で作製した YBCO 線材の膜厚依存性	13
1.5	本研究の目的	14
第 2 章	実験	16
2.1	試料	16
2.1.1	YBCO-coated 線材	16
2.1.2	IBAD 法による二軸配向基板	17
2.1.3	PLD 法による超伝導層の成膜	17
2.2	測定方法	18
2.2.1	直流四端子法	18
2.2.2	SQUID 磁力計による直流磁化測定	18
2.2.3	SQUID 磁力計による磁化緩和測定	20
第 3 章	実験結果	23
3.1	E - J 特性	23
3.2	臨界電流密度	23
3.3	不可逆磁界	28
3.4	過去に測定した試料との比較	28
3.4.1	臨界電流密度の比較	29

3.4.2	不可逆磁界の比較	31
第4章	解析及び考察	32
4.1	臨界電流密度の実験値と理論値の比較	32
4.2	不可逆磁界の実験値と理論値の比較	32
4.3	ピンニング・パラメータ	32
4.4	不可逆磁界および g^2 の膜厚依存性	36
4.5	n 値の膜厚依存性	38
4.6	過去に測定した試料との比較	39
4.6.1	臨界電流密度の実験値と理論値の比較	39
4.6.2	不可逆磁界の実験値と理論値の比較	39
4.6.3	ピンニング・パラメータ	39
4.6.4	不可逆磁界および g^2 の膜厚依存性	43
4.6.5	n 値の膜厚依存性の比較	45
4.7	応用における最適な厚さ	45
第5章	まとめ	46
	参考文献	49

表目次

2.1	試料の諸元	17
3.1	膜厚で整理した試料の諸元	28
4.1	(a)20~70 K と (b)77.3~85 K における解析に用いたパラメータ。各試料の上段が通常電界領域で下段が低電界領域である。	35
4.2	解析に用いた 77.3 K におけるパラメータ。各試料の上段が通常電界領域で下段が低電界領域である。	42

図目次

1.1	臨界温度	2
1.2	磁束バンドルの位置に対するエネルギー変化の概念	3
1.3	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	6
1.4	縦方向の磁束バンドルサイズ L と超伝導体の厚さ d の関係の模式図	7
1.5	温度 - 磁界平面上の相境界 $B_{c2}(T)$ と不可逆曲線 $B_i(T)$	10
1.6	(a)Bi-2212 超伝導体 (b)YBCO 超伝導体の結晶構造	11
1.7	YBCO, Bi-2223, Nb_3Sn の様々な温度での臨界電流密度 J_c の比較	11
1.8	YBCO coated 線材の構造	11
1.9	MPMT-PLD テープの $\Delta\omega$, $\Delta\phi$ の超伝導層厚依存性 ⁵⁾	13
1.10	MPMT-PLD テープの 77.3 K, s.f. における I_c の超伝導層厚依存性 ⁵⁾	13
1.11	MPMT-PLD テープの 77.3 K, s.f. における J_c とその YBCO 層の A_a の超伝導層厚依存性 ⁵⁾	13
1.12	MPMT-PLD テープの R_a の超伝導層厚依存性 ⁵⁾	13
1.13	TFA-MOD テープの臨界電流と膜厚の関係 ⁷⁾	14
2.1	本研究で使用した YBCO-coated 線材の構造	16
2.2	四方向から磁束線が侵入した場合の流れ方と電流が流れる微小幅 dx の帯に囲まれた領域。	19
2.3	四方向から磁束線が侵入した場合の増磁過程 (下) と減磁過程 (上) における磁束密度の空間分布。	20
2.4	測定時の c 軸方向の磁束の分布。	21
2.5	磁化のヒステリシスと磁化緩和の開始位置との比較	21
3.1	各試料 (a)A (b)B (c)C (d)D における四端子法及び磁化法より得られた $E-J$ 特性	24
3.2	各試料 (a)A (b)B (c)C (d)D における四端子法より得られた臨界電流密度の磁界依存性	25
3.3	各試料 (a)A (b)B (c)C (d)D における磁化法より得られた臨界電流密度の磁界依存性	26
3.4	四端子法より得られた 60 K 77.3 K での J_c-B 特性の比較。(a) 低磁界での比較。(b) 高磁界での比較。	27
3.5	磁化法より得られた 20 K, 60 K 77.3 K での J_c-B 特性の比較。(a) 低磁界での比較。(b) 高磁界での比較。	27

3.6	通常電界領域と低電界領域における (a) 不可逆磁界の温度依存性と (b) T_c で規格化した不可逆磁界の温度依存性。	28
3.7	通常電界領域における 77.3 K での臨界電流密度の磁界依存性の比較 (a) 低磁界領域 (b) 全磁界領域。	29
3.8	低電界領域における 20 K と 77.3 K での臨界電流密度の磁界依存性の比較 (a) 20 K での低磁界領域 (b) 20 K での全磁界領域 (c) 77.3 K での低磁界領域 (d) 77.3 K での全磁界領域。	30
3.9	(a) 通常電界領域及び (b) 低電界領域における不可逆磁界の比較。	31
4.1	各試料 (a)A (b)B (c)C (d)D における四端子法より得られた J_c - B 特性の実験値と理論値の比較。シンボルが実験値で実線が理論値である。	33
4.2	各試料 (a)A (b)B (c)C (d)D における磁化法より得られた J_c - B 特性の実験値と理論値の比較。シンボルが実験値で、実線が理論値である。	34
4.3	(a) 通常電界 (b) 低電界領域における不可逆磁界の実験値と理論値の比較。シンボルが実験値で、実線が理論値である。	35
4.4	(a) 通常電界 (b) 低電界領域における 77.3 K での不可逆磁界の厚さ依存性の実験値と理論値の比較。シンボルは実験値で、実線が理論値である。	36
4.5	(a) 通常電界 (b) 低電界領域における 77.3 K での g^2 の磁界依存性。(a) のシンボルは実験値で、実線が理論値である。(b) は理論値のみである。	37
4.6	(a) 通常電界 (b) 低電界領域における B_i で規格化した 77.3 K での g^2 の磁界依存性。(a) のシンボルは実験値で、実線が理論値である。(b) は理論値のみである。	37
4.7	(a) 通常電界 (b) 低電界領域における 77.3 K, 0.1 T での n 値の厚さ依存性の実験値と理論値の比較。シンボルは実験値で、実線が理論値である。	38
4.8	各試料 (a)#1 (b)#2 (c)#3 における通常電界と低電界領域における J_c - B 特性の実験値と理論値の比較。シンボルが実験値で、実線が理論値である。	40
4.9	各試料 (a) α (b) β (c) γ における通常電界と低電界領域における J_c - B 特性の実験値と理論値の比較。シンボルが実験値で、実線が理論値である。	41
4.10	(a) 通常電界 (b) 低電界領域における不可逆磁界の実験値と理論値の比較。シンボルは実験値で、実線が理論値である。	42
4.11	(a) 通常電界 (b) 低電界領域における不可逆磁界の厚さ依存性の実験値と理論値の比較。シンボルは実験値で、実線が理論値である。	43
4.12	(a) 通常電界 (b) 低電界領域における 77.3 K での g^2 の磁界依存性。シンボルは実験値で、実線が理論値である。	44
4.13	(a) 通常電界 (b) 低電界領域における 77.3 K での B_i で規格化した g^2 の磁界依存性。シンボルは実験値で、実線が理論値である。	44
4.14	(a) 通常電界 (b) 低電界領域における 77.3 K, 0.1 T での n の厚さ依存性。シンボルは実験値で、実線が理論値である。	45

第 1 章 序章

1.1 はじめに

1911年オランダのKamerlingh Onnesが水銀の電気抵抗が約4 Kで突然ゼロになることを発見し、これを超伝導現象と名付けた。この極低温での水銀の超伝導を発見して以来、超伝導体が発見されてきた。当初は金属や合金などの様々な超伝導体が発見され、超伝導の開発機構に関する研究が進められてきた。1957年に超伝導発現機構を説明するBCS理論が登場し、超伝導体が発見された超伝導状態から常伝導状態へと移行する温度(臨界温度 T_c)が30 Kを越えないであろうと考えられていた。ところが、酸化物系物質(La-Ba-Cu-O)で30 K級超伝導体の可能性がJohannes G BednorzとKarl Alex Müllerによって示された。

その後、様々な超伝導体が発見され、臨界温度 T_c が130 Kを越える物質も発見された。図1.1に様々な超伝導体における臨界温度とその発見された年を示す。高温超伝導体の多くは液体窒素の沸点(77 K)を大きく越えた T_c をもつ。このような高温超伝導体Y-Ba-Cu-OやBi-Sr-Ca-Cu-Oなどの酸化物超伝導体の発見により、高温酸化物超伝導体が注目されるようになった。特に、冷却用に液体ヘリウムを使わなければならなかった従来の超伝導体(NbTi, Nb₃Sn)に比べ、高温超伝導体の臨界温度が液体窒素の沸点よりも高いことから、冷却コストの低減が見込まれる。

酸化物超伝導体の研究が進む中、銅を含まない酸化物や金属間化合物などで比較的高い T_c を持つ超伝導体が発見されている。2001年日本のAkimitsuらにより金属間化合物でそれまで最高の T_c を持っていたNb₃Snの T_c を約2倍近く更新する39 Kという高い T_c を持つMgB₂が発見された。この高い T_c から冷却用に液体ヘリウムを必要としない20 K程度での応用が期待されている。20 Kという温度は、伝導冷却式冷凍機により低負荷で到達可能なほか、燃料電池等の普及により将来汎用的な媒体となることが期待されている液体水素の沸点でもあり、今後より冷却が可能となる温度であると考えられる。

このように従来の金属超伝導体に比べ大きな利点を持ったY系、Bi系酸化物超伝導体やMgB₂金属超伝導体であるが、その応用に関する問題もある。それは、それまでに発見された実用化されているNbTiやNb₃Snのような金属超伝導体に比べて液体ヘリウム以上の温度という高温で動作させるため熱振動の影響を受けて、直流電気抵抗なしに超伝導状態で流すことのできる最大の電流密度である臨界電流密度 J_c が劣化してしまうことである。 J_c は超伝導体の特性を評価する上で重要な値であり、 J_c を決定する基本的な機構は磁束ピンニングである。磁界中において電流を流すと、内部の磁束線(量子化磁束)にLorentz力が働き、磁束がこの力によって動くことにより誘導起電力が生じて電気抵抗が発生する。そのため、常伝導体と同じような振る舞いを示す。このと

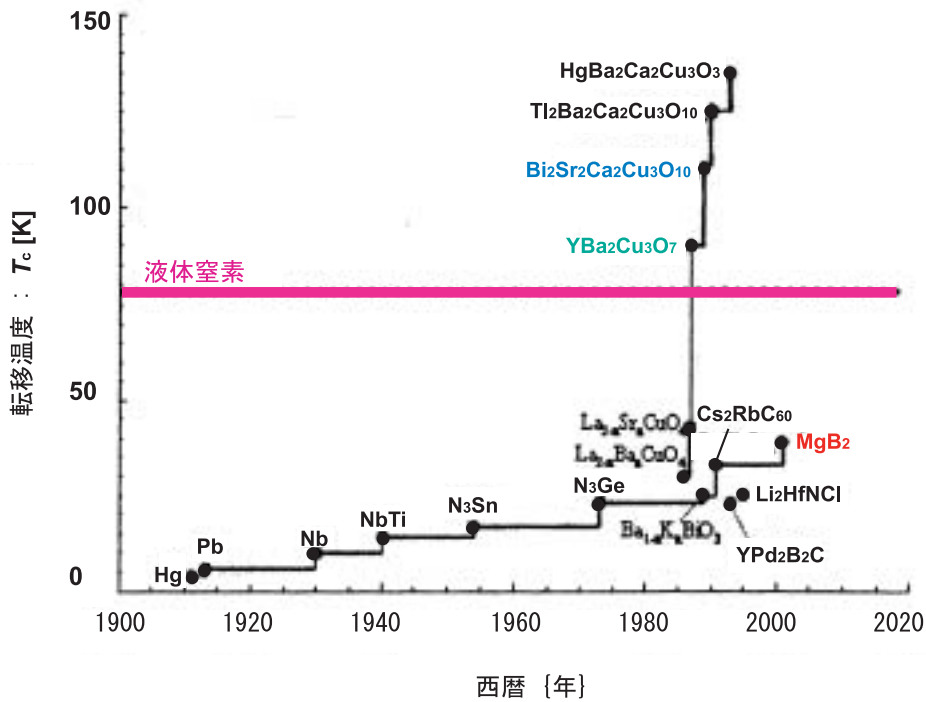


図 1.1. 臨界温度

きの電流の臨界値が臨界電流 I_c であり、その密度が臨界電流密度 J_c である。この磁束線の運動を止める作用をピンニングといい、超伝導の様々な欠陥がその作用を引き起こす。こうした欠陥などをピンニング・センターと呼ぶ。このピンニングによる力を強くすることにより、より大きな J_c を得ることができる。しかしながら、 J_c が劣化する原因は磁束クリープであり、磁束クリープについては 1.2 節で解説する。

1.2 磁束クリープ・フローモデル

1.2.1 磁束クリープ

磁束クリープとは、ピンニングをもたらす欠陥に捕まった磁束線が熱振動によってある確率でピン・ポテンシャル (1.4.5 節参照) からはずれてしまう磁束線の運動のことである。これが顕著に現れるのが超伝導永久電流の磁化の緩和である。理論的には、超伝導体に流れる電流は外部環境が変わらなければ減衰しないと考えられるが、実際に超伝導体試料の直流磁化を長時間にわたって測定すると、減衰する。すなわち、外部環境が一定で遮蔽電流が時間とともに減衰しており、ピンニングに基づく超伝導電流が真の永久電流でないことを示している。これは磁束線がピン止めされた状態が、エネルギーの局所的な極小に対応した準安定状態でしかなく、真の平衡状態でないことを示している。そのため遮蔽電流のない真の平衡状態へ向かうため緩和、すなわち、遮蔽電流の減衰が起こる。

前述したピン止めされた磁束線は何本かの集団になって運動すると考えられ、これ

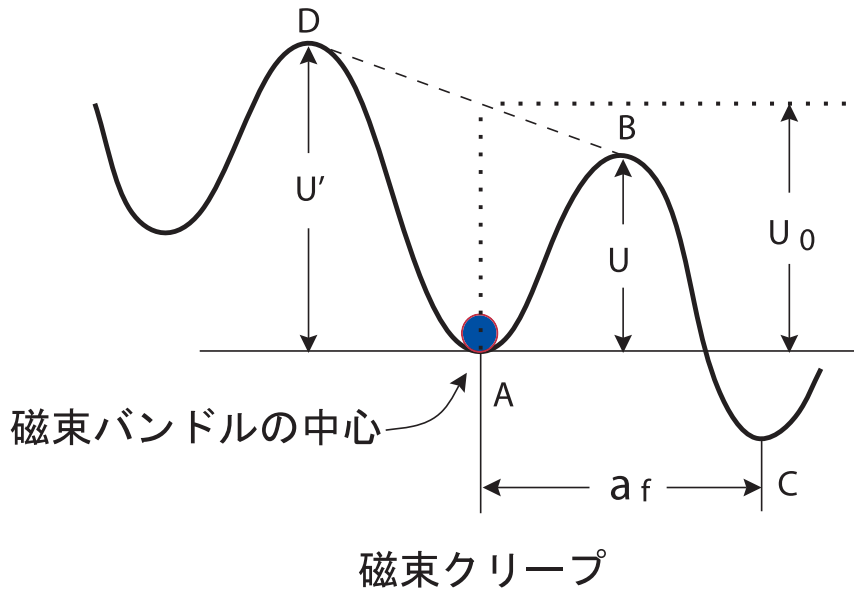


図 1.2. 磁束バンドルの位置に対するエネルギー変化の概念

を磁束バンドルと呼ぶ。

いま、電流が流れている状態での1つの磁束バンドルを考える。その磁束バンドルを Lorentz 力の方向に仮想的に変位させていった場合のエネルギー変化は図 1.2 のようになると考えられる。図の谷の部分(点 A、点 C)は磁束バンドルがピン止めされている状態である。図が全体として右下がりになっているのは Lorentz 力の仕事を考慮しているためである。磁束バンドルがピン止された状態からはずれるためには、点 B 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が動くことがないため、この図の状態が安定である。

熱エネルギー $k_B T$ (k_B は Boltzmann 定数) がエネルギー・バリア U よりも十分小さければ、このバリアを越える確率は Arrhenius の式 $\exp(-U/k_B T)$ で与えられる。また、この U を活性化エネルギーという。磁束バンドルが磁束線格子間隔 a_f だけ変位すると、ほぼ元の状態に戻ると予想されるので、点 A と点 C の間の距離 a は a_f 程度の量であると考えられる。したがって磁束バンドルのエネルギーはほぼ磁束線格子間隔 a_f の周期で周期的になっていると予想される。このことから磁束バンドルが磁束クリープを起こして一度に飛ぶ距離は磁束線格子間隔 a_f 程度であるとしてよいと考えられる。したがって、磁束バンドルの熱振動周波数を ν_0 とすると Lorentz 力方向の平均の磁束線の移動速度 v_+ は

$$v_+ = a_f \nu_0 \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) \quad (1.1)$$

となる。Lorentz 力とは逆方向の平均の磁束線の移動速度を考慮して、全体としての平均の磁束線の移動速度 v は

$$v = a_f \nu_0 \left[\exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{U'}{k_B T}\right) \right] \quad (1.2)$$

となる。ただし、 U' は Lorentz 力と逆方向の運動に対する活性化エネルギーである。また、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 $\zeta \simeq 2\pi$ 、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1.4.2節で説明する仮想的な臨界電流密度である。したがって $E = B \times v$ の関係より、生じる電界の大きさは

$$E = B a_f \nu_0 \left[\exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{U'}{k_B T}\right) \right] \quad (1.4)$$

となる。すなわち、超伝導体に電気抵抗が発生していることを示している。このため、遮蔽電流が時間とともに減衰し、磁化の緩和が起こる。

1.2.2 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(1.4)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1.2のようなポテンシャルで近似的に与えられる。このポテンシャルを

$$F(x) = \frac{U_0}{2} \sin(kx) - fx \quad (1.5)$$

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

磁束バンドルが平衡位置にあるときを $x = -x_0$ とし、 $x = x_0$ のときのエネルギーが極大となる。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

$$x_0 = \frac{a_f}{2\pi} \cos^{-1} \left(\frac{f a_f}{U_0 \pi} \right) \quad (1.6)$$

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

$$\begin{aligned} U &= U_0 \sin \left[\cos^{-1} \left(\frac{f a_f}{U_0 \pi} \right) \right] - \frac{f a_f}{\pi} \cos^{-1} \left(\frac{f a_f}{U_0 \pi} \right) \\ &= U_0 \left[\left\{ 1 - \left(\frac{2f}{U_0 k} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} - \frac{2f}{U_0 k} \cos^{-1} \left(\frac{2f}{U_0 k} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.7)$$

と表される。ただし、ここで $\sin(\cos^{-1} x) = \sqrt{1-x^2}$ を用いた。もし熱振動がなければ、 $U = 0$ となる理想的な臨界状態が達成されるはずである。このためには、 $2f/U_0 k = 2J_{c0}BV/U_0 k = 1$ とならなければならない。このとき $J = J_{c0}$ となることから一般に

$$\left(\frac{2f}{U_0 k} \right) = \frac{J}{J_{c0}} \equiv j \quad (1.8)$$

の関係が得られる。 j は規格化電流密度である。また、 J_{c0} はクリーブがないと仮定したときの仮想的な臨界電流密度であり、経験的に

$$J_{c0} = A \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^m B^{\gamma-1} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}}\right)^\delta \quad (1.9)$$

と表現できる。 A, m, γ, δ はピンニング・パラメータである。これより(1.7)式は

$$U(j) = U_0[(1 - j^2)^{1/2} - j \cos^{-1} j] \quad (1.10)$$

となる。また、(1.8)式及び $k = 2\pi/a_f$ であることより

$$U'(j) \simeq U + f a_f = U + \pi U_0 j \quad (1.11)$$

となる。この関係を用いて磁束クリーブによる発生する電界(1.4)式を整理すると

$$E = B a_f \nu_0 \exp \left[-\frac{U(j)}{k_B T} \right] \left[1 - \exp \left(-\frac{\pi U_0 j}{k_B T} \right) \right] \quad (1.12)$$

のように求まる。

1.2.3 磁束フローによる電界

磁束フローとは、磁束クリーブ状態からさらに電流を流したとき、ピン力がLorentz力を支えきれなくなりすべての磁束線が連続的に運動している状態である。このとき電流密度は臨界電流密度を超える。

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。一方、磁束線がこの力で超伝導体内を動こうとすると磁束線は逆向きの力(ピン力密度)を受ける。Lorentz力の方向の単位ベクトルを $\delta = \mathbf{v}/|\mathbf{v}|$ とすると、静的釣り合いが取れる場合、釣り合いの式は

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \delta F_p = 0 \quad (1.13)$$

となる。ここで F_p はピン力の強さを表す。これから、 $J = J_c = F_p/B$ の関係が得られる。

一方、 $J > J_c$ となると粘性力が働き、それを考慮した釣り合いの式は

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \delta F_p - \frac{\mathbf{B}}{\phi_0} \eta v = 0 \quad (1.14)$$

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 $J_c = F_p/B$ 及び $\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v}$ の関係を用いて J について解くと

$$J = J_c + \frac{E}{\rho_f} \quad (1.15)$$

となる。ここで $\rho_f = B\phi_0/\eta$ はフロー比抵抗である。(1.15)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

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

のように求まる。

1.2.4 TAFF(Thermally Activated Flux Flow)

(1.11) 式の第 2 項が $k_B T$ より十分に小さければ (1.4) 式は

$$E \simeq \frac{\pi B \alpha_L \nu_0 U_0 J}{J_{c0} k_B T} \exp\left(-\frac{U_0}{k_B T}\right) \quad (1.17)$$

となり、ohmic な電圧-電流特性となる。この状態を TAFF(Thermally Activated Flux Flow) と呼ぶ。高温及び高磁界での十分な緩和の後に TAFF となる。

1.2.5 ピン・ポテンシャル U_0

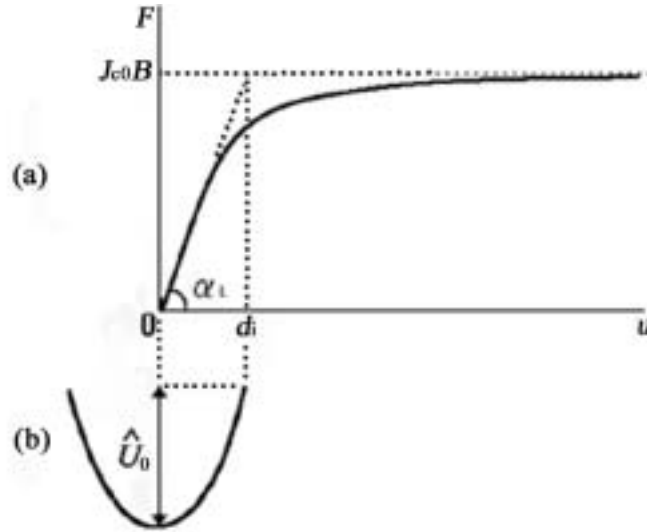


図 1.3. 磁束線が平衡位置から変位したときの (a) ピン力密度および (b) ピンニング・エネルギー密度の変化

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。

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。ここで 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

$$J_{c0} B = \alpha_L d_i \quad (1.20)$$

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 1.3 に示す。

一方、磁束バンドルの形状は図 1.4 のように表され縦方向の磁束バンドルサイズ L 及び横方向の磁束バンドルサイズ R はそれぞれ以下の様に表され、 L はクリープがないと仮定したときの磁束線の長さ方向の理想的なピンニング相関距離である。

$$L = \left(\frac{C_{44}}{\alpha_L} \right)^{1/2} = \left(\frac{B a_f}{\zeta \mu_0 J_{c0}} \right)^{1/2} \quad (1.21)$$

$$R = \left(\frac{C_{66}}{\alpha_L} \right)^{1/2} \quad (1.22)$$

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

$$C_{44} = \frac{B^2}{\mu_0} \quad (1.23)$$

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

$$C_{66} = \frac{B_c^2 B}{4 \mu_0 B_{c2}} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}} \right)^2 \equiv C_{66}^0 \quad (1.24)$$

で与えられ¹⁾、格子が乱れるにつれて小さな値となり、融解した状態ではゼロとなる。したがって、 C_{66} は磁束線格子の状態によって変化し、 C_{66} の実際の値は 0 から C_{66}^0 の間の値を取り得るが、決定論的に決まらない。また、 ζ は相互作用距離 d_i を a_f を用いて

$$d_i = \frac{a_f}{\zeta} \quad (1.25)$$

と表したときの定数である。

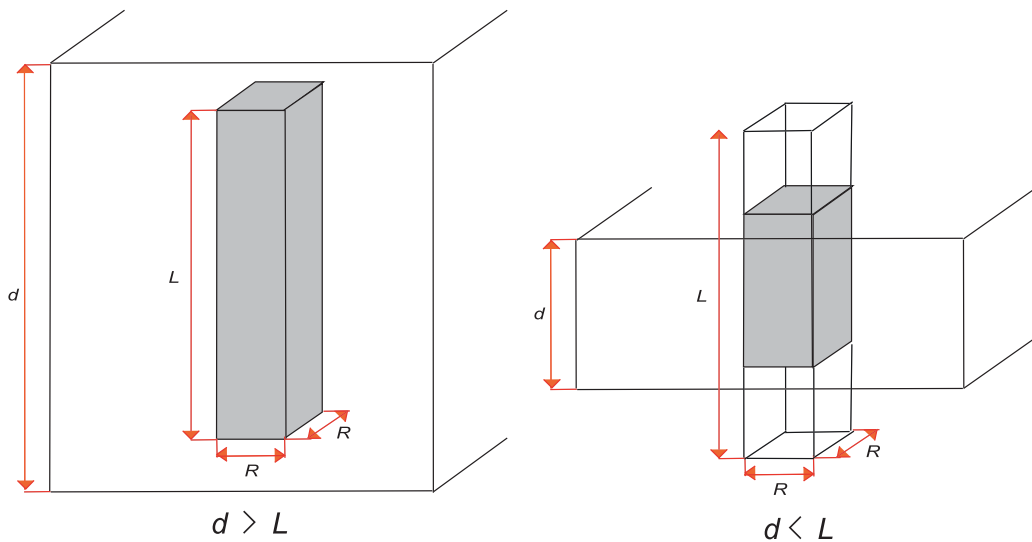


図 1.4. 縦方向の磁束バンドルサイズ L と超伝導体の厚さ d の関係の模式図

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

$$V = LR^2 \quad (1.26)$$

と表され、ピン・ポテンシャルは

$$U_0 = \frac{a_f}{2\zeta} J_{c0} B R^2 L \quad (1.27)$$

と表せる。

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

$$R = g a_f \quad (1.28)$$

のように表す。ここで、 g^2 は横方向の磁束バンドルサイズの大きさを表す磁束バンドル中の磁束線数である。したがって g^2 は (1.22) 式と (1.28) 式から

$$g^2 = \frac{C_{66}}{\zeta J_{c0} B a_f} \quad (1.29)$$

と表せる。また、完全な 3 次元的な三角格子の場合は

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

となり、 g^2 の最大値を与える。上に述べた理由から C_{66} と同様に g^2 も決定論的に求まらない。そこで、熱力学的な方法を用いて g^2 の値は磁束クリーブ下で臨界電流密度が最大となるように決定する。よって、(1.27) 式のピン・ポテンシャルは

$$U_0 = \frac{0.835 k_B g^2 J_{c0}^{1/2}}{\zeta^{3/2} B^{1/4}} \quad (1.31)$$

となる²⁾。

ここで超伝導体の厚み d が L よりも小さい場合の超伝導薄膜のピン・ポテンシャルについて述べる。この場合、(1.26) 式は

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

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

$$U_0 = \frac{4.23 g^2 k_B J_{c0} d}{\zeta B^{1/2}} \quad (1.33)$$

となる²⁾。本実験の解析ではピンの形状は点状ピンなので ζ は 2π を用いる。

1.2.6 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または磁束フローにより電界が発生する。

- クリープ状態 ($j < 1$)

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

$$E_{ff} = 0$$

- フロー状態 ($j \geq 1$)

$$E_{cr} = Ba_f \nu_0 \left[1 - \exp \left(-\frac{\pi U_0}{k_B T} \right) \right]$$

$$E_{ff} = \rho_f (J - J_{c0})$$

となる。これらから、二つの寄与からなる電界 E が

$$E = (E_{cr}^2 + E_{ff}^2)^{1/2} \quad (1.34)$$

のように近似で与えられるものとする。

一般に酸化物超伝導体は超伝導体内の不均一さが著しく、また弱結合などもあってピン力密度が広く分布すると思われる。ここでは簡単に (1.9) 式のピン力の強さを表すパラメータ A の分布を以下のような簡単な式で表現する。

$$f(A) = K \exp \left[-\frac{(\log A - \log A_m)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (1.35)$$

ここで K は規格化定数であり、 σ^2 は分布幅を表すパラメータである。また A_m は A の最頻値である。このような A の分布を考慮にいと、発生する全体の電界は

$$E(J) = \int_0^\infty E f(A) dA \quad (1.36)$$

と表される。具体的な解析方法については文献 3) に示す。

1.3 不可逆磁界

前節で見てきた磁束クリープは応用における重要なパラメータである J_c を劣化させるため、それによる影響を定量的に見積もることは重要であった。しかし、実際の超伝導体の応用に関しては J_c の値だけでは十分ではない。それは超伝導体の応用はゼロ抵抗であるということを利用したものが大半であるため大きな超伝導電流に起因した磁界中での動作が主なためである。 J_c がゼロでないためにはピンニングが有効である必要がある。外部磁界を増加させていくと徐々にピンニングが弱まり、上部臨界磁界より遙かに小さい磁界で J_c はゼロとなってしまう。この $J_c = 0$ と $J_c \neq 0$ の境界の磁界を不可逆磁界 B_i といい、図 1.5 に示すように、磁界-温度平面上において不可逆磁界を連ねた曲線 $B_i(T)$ を不可逆曲線 (irreversibility line) と呼ぶ。

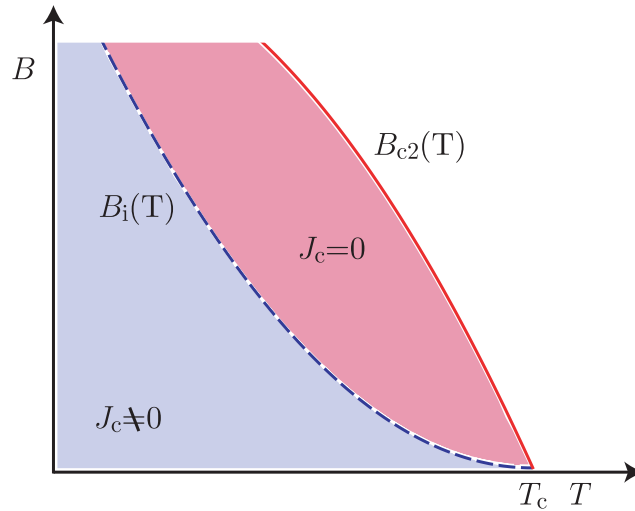


図 1.5. 温度 - 磁界平面上の相境界 $B_{c2}(T)$ と不可逆曲線 $B_i(T)$

通常、 B_i はある温度 T において $E = E_c$ の電界基準で決定した J_c がゼロであるときの磁界の値として定義される。(1.4) 式において第 2 項を無視し、 $J = J_c = 0$ の極限で $U = U_0$ であることを考慮すると

$$E_c = B_i a_f \nu_0 \exp\left(-\frac{U_0}{k_B T}\right) \quad (1.37)$$

と表せる。これは B_i が J_c を決定する際に仮想的に電界がゼロであるとする電界基準 E_c , T 等の環境変数と U_0 により決定されることを示す。

1.4 YBCO-coated 線材

1.4.1 酸化物超伝導体

現在応用が期待されている高温超伝導線材の代表的なものとして挙げられるのが、1.1 節で述べた Y 系超伝導線材と、Bi 系超伝導線材である。Bi 系超伝導体は c 軸方向に比べ a - b 平面の結晶成長が著しく速いことから容易に板状結晶が得られることが経験的に知られている。図 1.6(a)(b) には Bi 系と Y 系超伝導体の結晶構造を示すが、このように高温酸化物超伝導体は超伝導を担っていると考えられる CuO_2 面と CuO_2 面に超伝導電子を供給する絶縁体であるブロック層から成っている。このような構造をとっているため結晶の配向性が J_c 向上には不可欠であり、容易に良い配向性が得られる Bi 系超伝導体はこの点で、圧延などの機械的な応力で容易に加工することが可能であるため、km オーダーの線材を作ることが容易である。しかし、Bi 系超伝導体はブロック層の厚さが CuO_2 面に対して非常に厚くそのために非常に 2 次元的な超伝導体であることが知られている。このため電磁特性には大きな異方性があり、3 次元的な超伝導体に比べ厚さ方

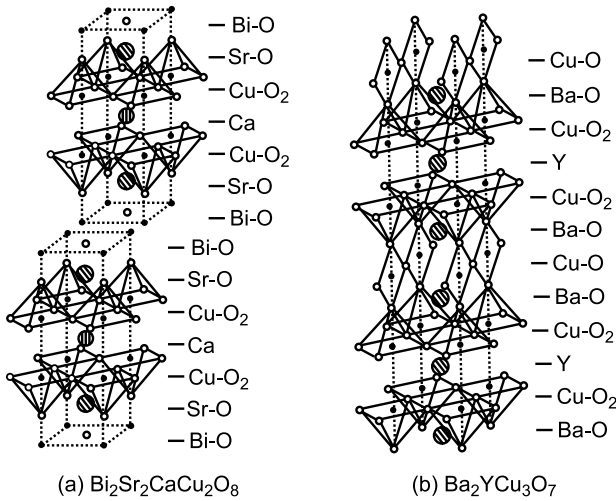


図 1.6. (a)Bi-2212 超伝導体 (b)YBCO 超伝導体の結晶構造

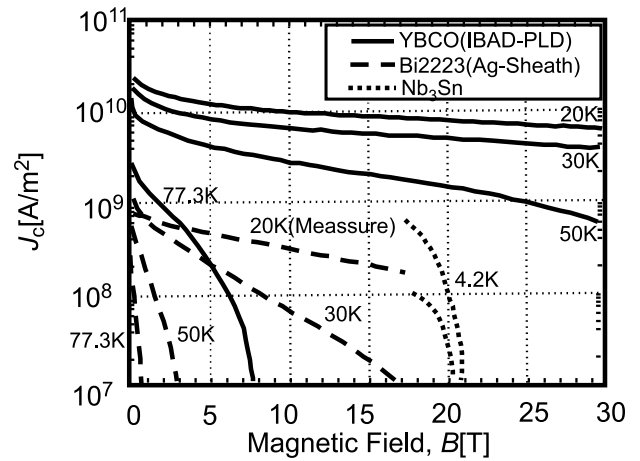


図 1.7. YBCO, Bi-2223, Nb_3Sn の様々な温度での臨界電流密度 J_c の比較

向に平均した超伝導電子密度が低く、凝縮エネルギー密度が低い。そのため液体窒素温度のような高温領域で磁界による特性の劣化が激しく、その改善が望まれる。

一方、Y系超伝導体はBi系超伝導体に比べるとブロック層の厚みが小さく、そのため異方性が小さく超伝導特性が良い。しかしながら、そのため特殊な方法で作製する必要があるため、長尺化も容易ではない上、作製コスト面での課題もある。図 1.7^{?)} はすでに実用化されている Nb_3Sn と Bi-2223 そして YBCO の線材特性を比較したものである。図から明らかなように YBCO 線材は液体窒素温度下での特性は Bi-2212 の特性を遥かに上回っていることがわかる。しかし、 Nb_3Sn に比べて 77.3 K での臨界電流密度が低く更なる改善が必要である。

1.4.2 YBCO-coated 線材

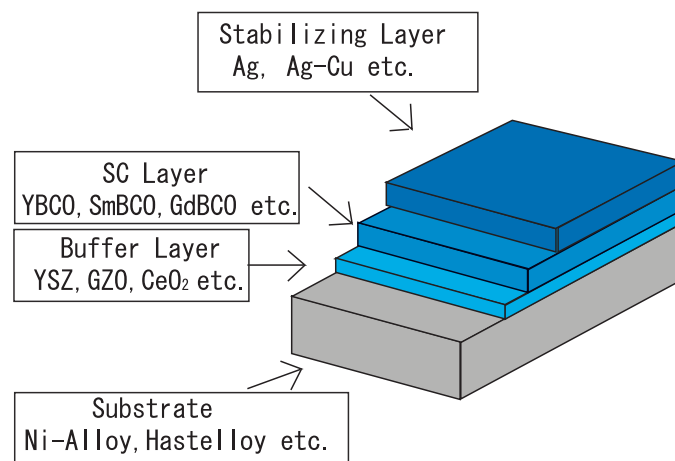


図 1.8. YBCO coated 線材の構造

前節で述べたように、Bi系超伝導体は容易に線材化を行なうことができるが、Y系

超伝導体は結晶構造が3次元的であるため、高度な配向制御技術が必要である。従って、高い特性を実現するためには1軸配向(c 軸配向)に加え、高い面内配向性を有した超伝導層を形成する必要がある。更に、セラミックである高温超伝導体において、線材を作るためにはそれ自体での長尺化が困難であるため、金属テープもしくはパイプの使用が必要である。しかし、Y系超伝導材料は碧開面での滑り特性の違いから、Bi系のような手法による線材化は容易ではない。そこで、Y系超伝導材料としては図??に示す構造が考えられている。ここで、金属テープ上の中間層(Buffer Layer)は、超伝導層と金属との反応を制御するための役割を担っている。金属テープに配向金属銀を用いる場合はこの層は不要となるが、この中間層を用いることにより、安価で高強度テープ材の使用が可能になる利点がある。この層状構造において、高特性を実現するために必要となる配向性を得るためには、大きく分けて2つの方法があり、1つは基板である金属テープを配向させる手法で、アメリカで主に研究されているRABiTS(Rolling Assisted Biaxially Textured Substrate)法がある。もう1つは特殊な成膜方法により無配向金属テープ上に配向中間層を形成する手法で、最もよく用いられるIBAD(Ion Beam Assisted Deposition)法がある。

現在では、後述の手法に属するIBAD/PLD法(2.1節参照)において、超伝導工学研究所名古屋高温超伝導線材開発センターにおいて長さ $L=212.6$ m, $I_c=254$ A-cmの線材が作製され⁵⁾、これは線材評価の指標である $L \times I_c$ で日本で最も高い値をもつ。米国のsuperpower社はこれを超える長さ $L=427$ m, $I_c=191$ A-cmで $L \times I_c$ が81000 Am級の線材をIBAD/MOCVD法により開発した⁶⁾。

1.4.3 IBAD/PLD法で作製したYBCO線材の膜厚依存性

この節では、IBAD/PLD法で作製されたYBCO線材における衣斐ら⁵⁾による超伝導層厚の異なる試料での組織観察の結果について簡単に説明する。試料の基板はPLD-CeO₂/IBAD-GZO/Hastelloy基板のPLD-CeO₂層の結晶面外配向度($\Delta\omega$)が約2.0~2.5°、結晶面内配向度($\Delta\phi$)が約4.8~5.5°である。この基板の上にMPMT-PLD法で成膜した長尺線材である(2.1.3節参照)。

測定は四端子法で77.3 K(液体窒素中)の自己磁界(s.f.)中である。超伝導層の面内・面外の結晶配向性は、X線回折測定及びX線極点図測定から評価したものである。表面粗さの評価は原子間力顕微鏡(AFM)を用い、表面及び超伝導層厚は走査型電子顕微鏡(SEM)を用いて観察・測定されたものである。これらの測定は、MPMT-PLD法で1回の成膜速度30 m/hの成膜を8回行い、その都度1層ごとに成膜終了後、試料を切り出して行われた。

各膜厚に対する $\Delta\omega$, $\Delta\phi$ を図1.9に、 I_c を図1.10に、 J_c と A_a を図1.11に示す。図1.9からわかるように多少ばらつきのあるものの、非常に高度な2軸配向を保っている。しかしながら、図1.10のように超伝導層厚が増加するにつれ I_c の増加率は減少している。特に1.5 μm 以上の膜厚のとき I_c がほとんど増加していない。図1.11をみると膜厚が1.0 μm までの J_c はほぼ一定ではあるが、それ以上の膜厚になると J_c は低下する。また、YBCO表面の表面粗さ(R_a)は膜厚増加につれ大きくなっている(図1.12)。これらの結果から、厚い線材の a 軸方向の配向性の割合により空隙が生まれ超伝導層の組織が劣化し、これ

らの欠陥が臨界電流密度 J_c を減少させる原因であり、配向性または膜厚が大きいほど J_c が低下することがわかる。

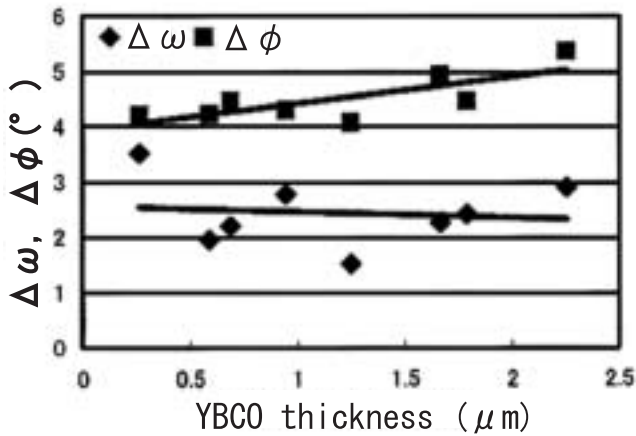


図 1.9. MPMT-PLD テープの $\Delta\omega$, $\Delta\phi$ の超伝導層厚依存性⁵⁾

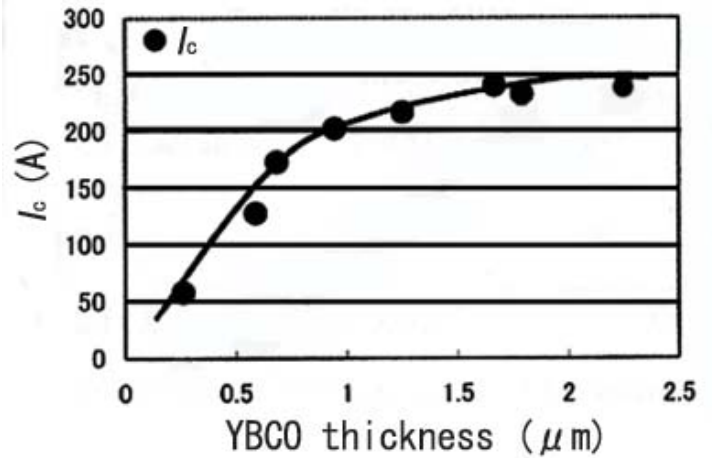


図 1.10. MPMT-PLD テープの 77.3 K, s.f. における I_c の超伝導層厚依存性⁵⁾

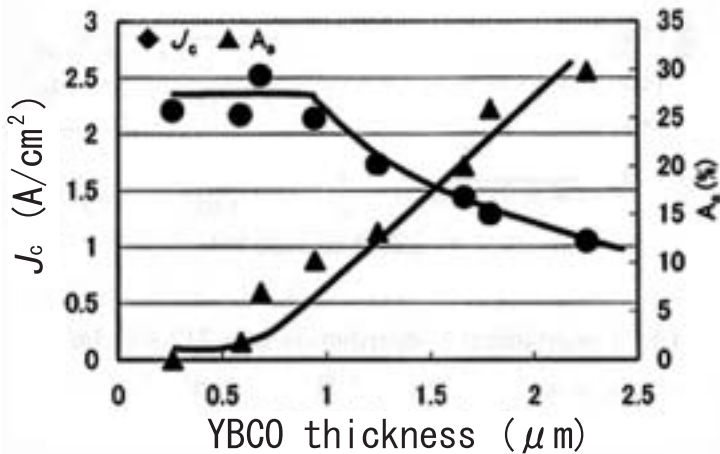


図 1.11. MPMT-PLD テープの 77.3 K, s.f. における J_c とその YBCO 層の T_c の超伝導層厚依存性⁵⁾

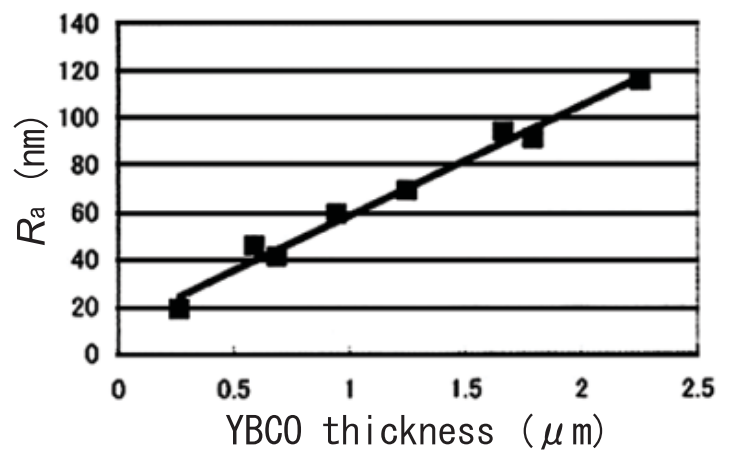


図 1.12. MPMT-PLD テープの R_a の超伝導層厚依存性⁵⁾

1.4.4 TAF-MOD 法で作製した YBCO 線材の膜厚依存性

この節では、TFA-MOD 法で作製された YBCO 線材における Izumi ら⁷⁾ による膜厚依存性の結果について簡単に説明する。試料は PLD-CeO₂/IBAD-GZO/Hastelloy 基板上に TFA-YBCO 層を成膜した TFA-MOD テープである。測定は L.N₂ 中の s.f. で四端子法で行われた。TFA-MOD テープの臨界電流 I_c の膜厚依存性(図 1.13)に示すように、 I_c が膜厚に比例している。この結果から、TFA-MOD 法で加工した YBCO 線材は J_c があまり膜厚に依存していない事がわかる。これは TFA-MOD 法では Y, Ba, Cu のトリフルオル酢

酸塩原料液を基板上に塗布し YBCO 層を成膜させるため粒径が大きく、ある程度厚いものでも超伝導層の組織が均一となるためだと考えられる。

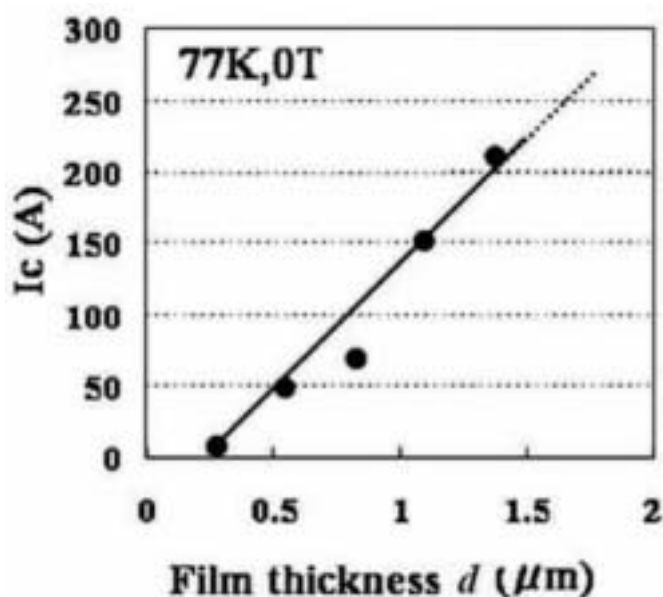


図 1.13. TFA-MOD テープの臨界電流と膜厚の関係⁷⁾

1.5 本研究の目的

YBCO-coated 線材は Bi 系線材に比べ高温及高磁界において優れた臨界電流特性を有しており、様々な磁界での超伝導機器に対してその応用が期待されている。これらの応用を実現するためには、更なる臨界電流特性の改善が必要である。つまり、それぞれの応用に最適な J_c を見積もる方法を見つけるためには、臨界電流特性の影響に対するメカニズムをより明確にする必要がある。臨界電流特性に影響する 1 つの要因に超伝導層の厚さがある。

IBAD/PLD 法で作製された YBCO 線材における臨界電流密度は、超伝導組織の劣化のため厚くするに従って減少することが報告されている^{5, 8)}。このような構造の悪化による厚さ依存性に加え、 J_c 特性は磁束線の熱振動にもより厚さに依存する。これは高温高磁界ではピンニング相関距離が厚さより長くなる 2 次元ピンニングのため、ピン・ポテンシャルが小さい値に制限されるためである。ここで、ピンニング相関距離が厚さより長くなる (1.2.5 節参照)。つまり、YBCO 線材に対する厚さ依存性はとても複雑であることがわかる。

これまでの SQUID 磁力計を用いた測定から高温領域において J_c が低磁界では薄い試料で最も高いが、高磁界でその特性が急激に減少することがわかった^{9, 10, 11)}。これは厚い試料に対して厚さで制限された小さいピンポテンシャルエネルギーのため磁束クリープの影響が強いからであり、これは磁束クリープ・フローモデルでおおよそ説明することができた。

しかし、超伝導体の応用の多くは交流下での使用となり、その電界はこれまでの直流磁化測定における領域よりも高い領域である。つまり、 1×10^{-4} V/m 以上での特性評価が必要である。本研究では、厚さの異なる4つの試料を用い直流4端子法および直流磁化測定より臨界電流特性、特に不可逆磁界を評価し、比較検討を行う。また、これまで測定してきた様々な厚さの異なる試料とも合わせ解析を行うことで、臨界電流特性に対する厚さの影響をより明確にする。

第 2 章 実験

2.1 試料

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

2.1.1 YBCO-coated 線材

本研究で使用した YBCO 線材はハステロイテープに、中間層として $\text{Gd}_2\text{Zr}_2\text{O}_7$ (GZO) を IBAD 法 (2.1.2 節参照) にて成膜し、その上にキャップ層として CeO_2 ¹²⁾ を PLD 法にて成膜した基板である。この基板に PLD 法 (2.1.3 節参照) を用い、連続成膜にて YBCO を成膜した。試料の構造の概略図について図 2.1 に示し、超伝導層の厚さ d 、SRL- 名古屋で液体窒素中 (77.3 K, s.f.) において測定し得られた I_c 、 J_c 及び SQUID 磁力計を用いて測定し得られた直流帯磁率から求めた臨界温度 T_c を表 2.1 に示す。ここで、今回測定に使用した試料 A~D に加え、比較するため以前測定した試料 #1~#3¹⁰⁾、 $\alpha \sim \gamma$ ^{13, 14)} の諸元も同時に示す。試料 #1~#3、 $\alpha \sim \gamma$ は短尺線材から切り出したものであり、A~D は長尺線材から切り出したものであるため #1~#3 に比べて I_c 及び J_c が低い。作製方法はすべての試料で同じであるが、 γ のみ構造が異なり、キャップ層がなく中間層に YSZ を使用してフジクラで作製された試料である。

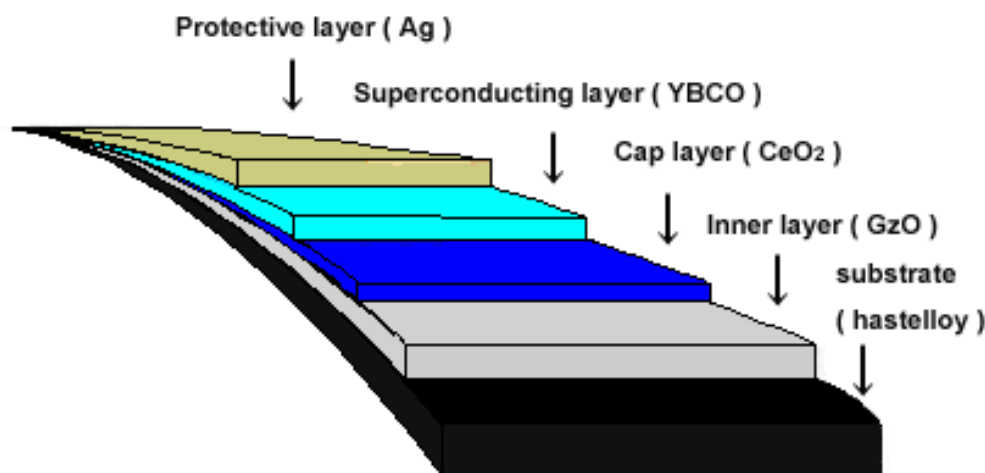


図 2.1. 本研究で使用した YBCO-coated 線材の構造

表 2.1 試料の諸元

試料	I_c (A-cm)	J_c (MA/cm ²)	d (μ m)	T_c (K)
A	48	1.92	0.25	88.6
B	95	1.90	0.50	90.1
C	134	1.79	0.75	87.0
D	171	1.71	1.00	88.2
#1	130	2.60	0.50	88.4
#2	202	2.02	1.00	88.2
#3	230	1.53	1.50	88.4
α	52	1.93	0.27	86.8
β	88	1.73	0.51	88.4
γ	100	1.00	1.00	91.0

2.1.2 IBAD 法による二軸配向基板

IBAD 法とは、通常のイオンビームによるスパッタ蒸着法に改良を加え、アシストビームと呼ばれる第二のイオンビームを成長中の薄膜表面に特定方位から同時照射する事により、薄膜を構成する全ての結晶粒の結晶軸を同一方向に揃えた二軸配向中間層膜を実現するための成膜技術であり、フジクラで開発された。この IBAD 基板を用いた Y 系高温超伝導線材は高い電流輸送特性と長尺成膜を同時に実現し、再現性にも優れているため、最もよく研究が進められている方法の一つである。この方法により作製された配向中間層は、結晶が傾くことがなく非常に高い配向組織が得られ、さらに結晶粒が非常に細くなるという長尺化に適した特性を示すが、製造速度に大きな問題を抱えており、高配向を得るためには比較的長時間の成膜が必要となる。この課題に対して革新的な技術開発があった。比較的配向性が悪い、つまり高速で成膜した薄い IBAD 中間層であっても、その上に PLD 法で高速に CeO₂ 層を成膜することにより、短時間で高配向中間層が作製できる手法が SRL で発見され、自己配向現象と呼ばれる。

2.1.3 PLD 法による超伝導層の成膜

PLD(Pulsed Laser Deposition) 法は真空チャンバー内のターゲットにパルスレーザーを断続的に照射し、その表面を急激に加熱し光化学反応を起こさせることで成分を爆発的に気化させ、飛散した分子をターゲットと対向して配置した基板の上に堆積させることによって薄膜を得る手法である。超伝導体ではターゲットに超伝導体の塊を用い、基板に配向性を導入したものをを用いることでその上に二軸配向した超伝導層を成膜できる。

しかしながら、PLD 法による YBCO 成膜は成膜領域が小さいため、高速化を実現させるためには成膜レートを向上させる必要がある。そこで、SRL はマルチターン・マルチプルーム (MPMT) を組み合わせることで、高 I_c を持続して YBCO 層の連続成膜を高速化することを実現した¹⁵⁾。

2.2 測定方法

2.2.1 直流四端子法

直流四端子法 (four terminal method) は、試料の E - J 特性を測定する手法の一つで、試料の両端から直接電流を通電し、試料中央部の端子間の電圧を測定する手法である。実験装置が比較的簡単で、測定時間も比較的短くてすむなどの特徴をもつ。

電圧 - 電流測定 (V - I)

YBCO 線材の I_c は高く多くの電流量を必要とするため、試料 A ~ B は $\alpha \sim \gamma$ と同様¹³⁾ にケミカルエッチングにより加工し、電流が流れるブリッジ部分のサイズは幅 $100 \mu\text{m}$, 長さ 0.5 mm である。#1 ~ #3 については参考文献 4) に示す。リード線は圧着することで試料に取り付けた。この時、端子と試料の間には接触抵抗があり通電によって熱が発生するが、この発熱による影響を出来るだけ抑えるために、電流はパルス通電としている。実験の際、磁界は試料の表面に対して垂直に 0 T から 7 T までの加え、すべて増磁過程で行った。温度は $50, 60, 70, 77.3, 80, 85 \text{ K}$ の範囲で測定し、電流は 10 mA から 1 A まで流した。この実験より測定される電界領域は約 $1.0 \times 10^{-4} \text{ V/m}$ 以上の電界領域である。臨界電流密度 J_c は電界基準を $E_c = 5 \times 10^{-4} \text{ V/m}$ として決定した。また、 n 値は $E = 1.0 \times 10^{-2} \sim 1.0 \times 10^{-3} \text{ V/m}^2$ で決定し、不可逆磁界 B_i は $J_c = 1.0 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ となる磁界で定義した。なお、 n 値とは、 E - J 曲線の電界の立ち上がりを表した関係式 $E \propto J^n$ における指数であり、抵抗遷移の鋭さを表す尺度である。

2.2.2 SQUID 磁力計による直流磁化測定

直流磁化測定では、ある一定温度で試料の広い面に垂直すなわち c 軸に平行に外部磁界を最初に -7 T を印加し、 0 T から 7 T まで増磁する。そして、 7 T から 0 T まで減磁して、直流磁化を測定することにより、ヒステリシス曲線を得る。ある磁界におけるヒステリシスの幅 $\Delta M \text{ emu}$ が臨界電流密度に比例する事から、このヒステリシス曲線から測定温度下における臨界電流密度の外部磁界依存性 (J_c - B) が求まる。

ここで長さ l 、幅 w の平板状超伝導体 ($l > w$) の試料の広い面に垂直に磁界を加えた場合について考える。図 2.2 のように試料に座標を設け、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 モデルを仮定すると図 2.2 の斜線部分を通る環状電流となる。この位置を中心から $x \sim x + dx$ とすると、微小幅 dx 及びに z 軸方向のサイズ dz を流れる微小電流は $dI_c = J_c dx dz$ である。この環状電流に囲まれた領域の面積は

$$S = 4x^2 + 2x(l - w) \quad (2.1)$$

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

$$m = \int dm$$

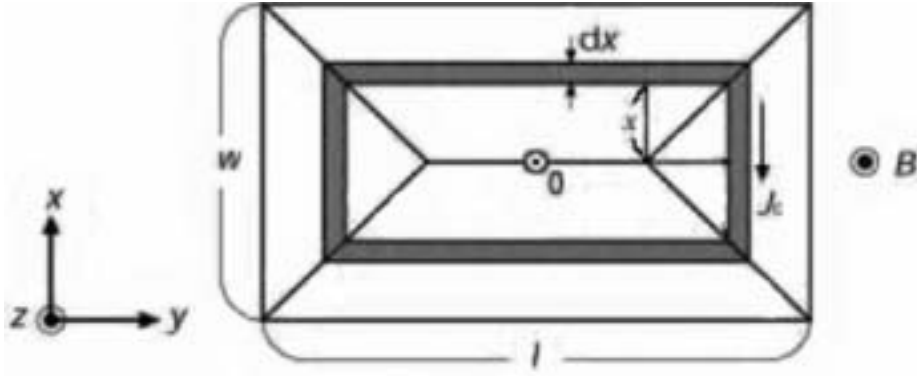


図 2.2. 四方向から磁束線が侵入した場合の流れ方と電流が流れる微小幅 dx の帯に囲まれた領域。

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

となる。ただし、 d は磁界の方向の試料の厚みである。これを計算すると

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

となる。

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

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

となる。したが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

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

となり、臨界電流密度は

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

から評価される。なお、SQUID 磁力計から得られる磁化の測定値は emu であるので、これを SI 単位系に換算するために以下の式を用いた。また、試料は幅、長さが約 3 mm 程度のものを使用している。

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

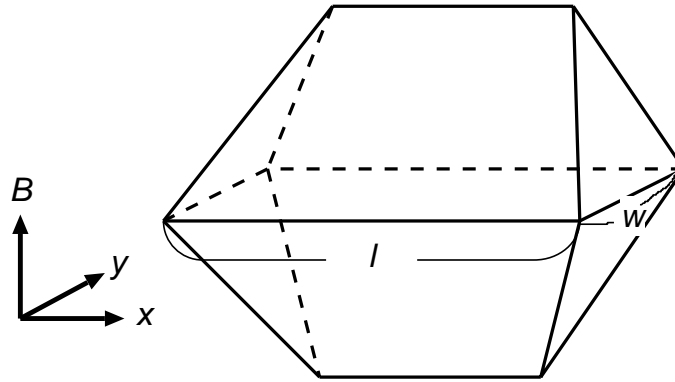


図 2.3. 四方向から磁束線が侵入した場合の増磁過程(下)と減磁過程(上)における磁束密度の空間分布。

2.2.3 SQUID 磁力計による磁化緩和測定

一方、磁化緩和測定では、試料に対して十分大きな磁界を加え、それから目的とする磁界まで下げる。これは試料に磁束を十分トラップさせた臨界状態にするためである。この操作により試料は内部の磁束を保とうとして永久的に一定の遮蔽電流を流し続けようとする。しかしながら、実際には時間に対して対数的に遮蔽電流の減衰が起きる。この遮蔽電流は磁化から求めることができ、また Maxwell の方程式と磁化の時間変化から電界を求めることができる。以上のことから、磁化の緩和測定から E - J 曲線を得ることができる。ここでの電界領域は約 1.0×10^{-8} V/m 以下の超低電界領域である。

まず、電流密度 J は、式 (2.3) より、

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

となる。

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

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

で表される。

一方、Faraday の法則により、試料内の電界 E は、

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

で表される。

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

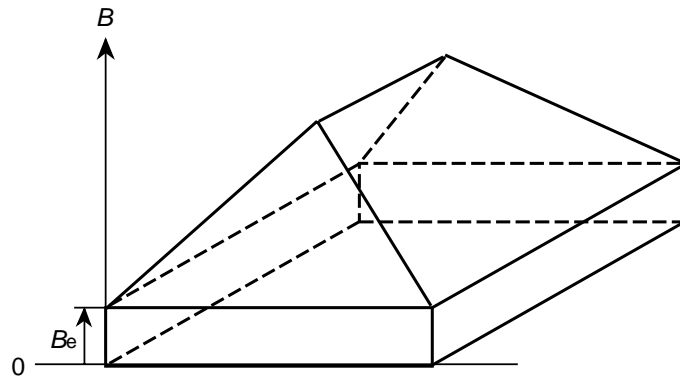


図 2.4. 測定時の c 軸方向の磁束の分布。

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

この補正係数 G は、近似的に直径 d のワイヤーからつくった直径 l の一巻きのコイルの自己インダクタンス $L_1 = (\mu_0 l / 2) \log(8l/d)$ [Wb/A] と直径 l 、長さ d の十分長いソレノイドコイルの自己インダクタンス $L_2 = \pi \mu_0 l^2 / 4d$ [Wb/A] の比で与えられ、 $G = L_1 / L_2$ を見積もることができる。これより今回測定した試料 A ~ D の G はそれぞれ 1.25×10^{-4} 、 2.77×10^{-4} 、 3.87×10^{-4} 、 4.86×10^{-4} m であった。

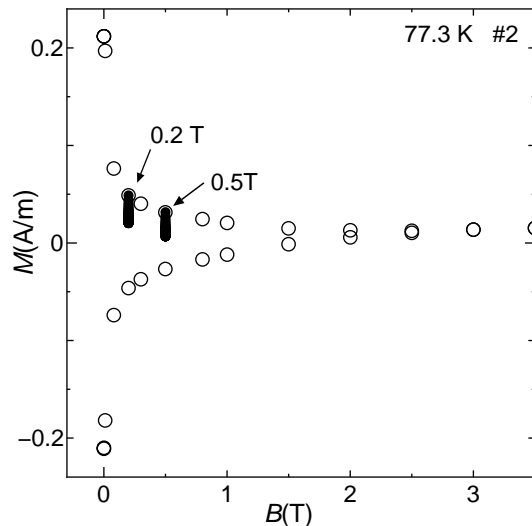


図 2.5. 磁化のヒステリシスと磁化緩和の開始位置との比較

以上、式 (2.8), 式 (2.11) を用いて SQUID 磁力計による磁化の緩和測定より E - J 曲線が評価される。また、 n 値は $E = 1.0 \times 10^{-8} \sim 1.0 \times 10^{-10}$ V/m で決定し、不可逆磁界 B_i は $J_c = 1.0 \times 10^8$ A/m² となる磁界で定義した。ここで、磁化の緩和より評価された

E - J 曲線において各試料で違いはあるが、緩和開始位置で発生する電界を電界基準 E_c に設定し、そこで J_c を決めた場合、磁化のヒステリシスから評価された J_c と磁化緩和測定から評価された J_c は一致した。これは磁化のヒステリシスと緩和の開始位置が同じこと (図 2.5 参照) から理解できるが、これより磁化のヒステリシスから評価される J_c と磁化緩和測定から評価される J_c との対応関係がなりたっていることが分かる。なお、そのときの電界レベルはおよそ $E \simeq 1 \times 10^{-8}$ V/m である。

第 3 章 実験結果

3.1 E - J 特性

図 3.1 に四端子法及び磁化緩和法から得られた各試料の 77.3 K における E - J 特性を示す。それぞれの測定方法で大きく電界領域が異なっている。ここでは四端子法の電界領域を通常電界領域とし、磁化法の電界領域を低電界領域とする。図に示されるように、それぞれの電界領域の特性が、広い電界領域で一つの特性として表されている。しかしながら、試料 D において四端子法の特性が磁化法の結果に比べて少し低い値となっている。これは今回ブリッジングを施し測定した部分が試料の不均一さに基づく特性の低い部分であったか、ブリッジ加工時に劣化したためであると考えられる。低電界領域では通常電界領域に比べ n 値が低くなっており、特に薄い試料や高磁界でより顕著になっている。

3.2 臨界電流密度

図 3.2, 3.3 に四端子法と直流磁化測定から得られた各試料の臨界電流密度 J_c の磁界依存性を示す。四端子法では電界基準 $E_c = 5 \times 10^{-4}$ V/m として J_c を定義した。四端子法と磁化法で J_c が異なっているのは、図 3.1 からわかるように電界基準が異なるためである。通常電界領域では高温側において薄い試料の方が磁界依存性が良い。一方、低電界領域では厚い試料の方が磁界依存性が良くなっている。この結果は電界領域で膜厚依存性が異なることを示唆する。

更に詳しく試料間で比較するために、20, 60, 77.3 K でそれぞれの J_c - B 特性を比較をした。通常電界領域における 60, 77.3 K での J_c - B 特性の比較を図 3.4 に示し、低電界領域における 20, 60, 77.3 K での J_c - B 特性の比較を図 3.5 に示す。それぞれの図 (a) は低磁界側を拡大したものである。このように温度で膜厚依存性が変化している。77.3 K では s.f. において両電界領域とも薄いほど J_c が高い。一方、高磁界においては上述したように電界領域で膜厚依存性は異なっている。通常電界領域では薄い試料の J_c が高い傾向にあり、低電界領域では薄い試料の特性が急激に劣化している。ただし、試料 B の J_c が高いのは T_c が高いためである。この低電界領域における薄い試料での J_c の急激な減少は磁束クリープの影響が強いためであると考えられる。また、20 K では全磁界領域でほとんど同じ膜厚依存性を示している。ただし、試料 D は低温領域でピン力が低いため特性が悪くなっていると考えられる。低温・低磁界では、ピンニング相関距離が膜厚に比べて遥かに短い 3 次元ピンニングであると考えられることから、ここでの膜厚依存性は

YBCO 線材の膜厚依存性として一般的に知られる 2 次元集合的ピンニング機構¹⁶⁾ によるものではない。つまり、この領域で見られる膜厚依存性は、1.4.3 節に示した超伝導層の構造に起因したものであると結論づけられる。この結果は、TFA-MOD 法においてある程度の膜厚に対しても組織が均一であるため J_c が膜厚に依存しないことと一致する。

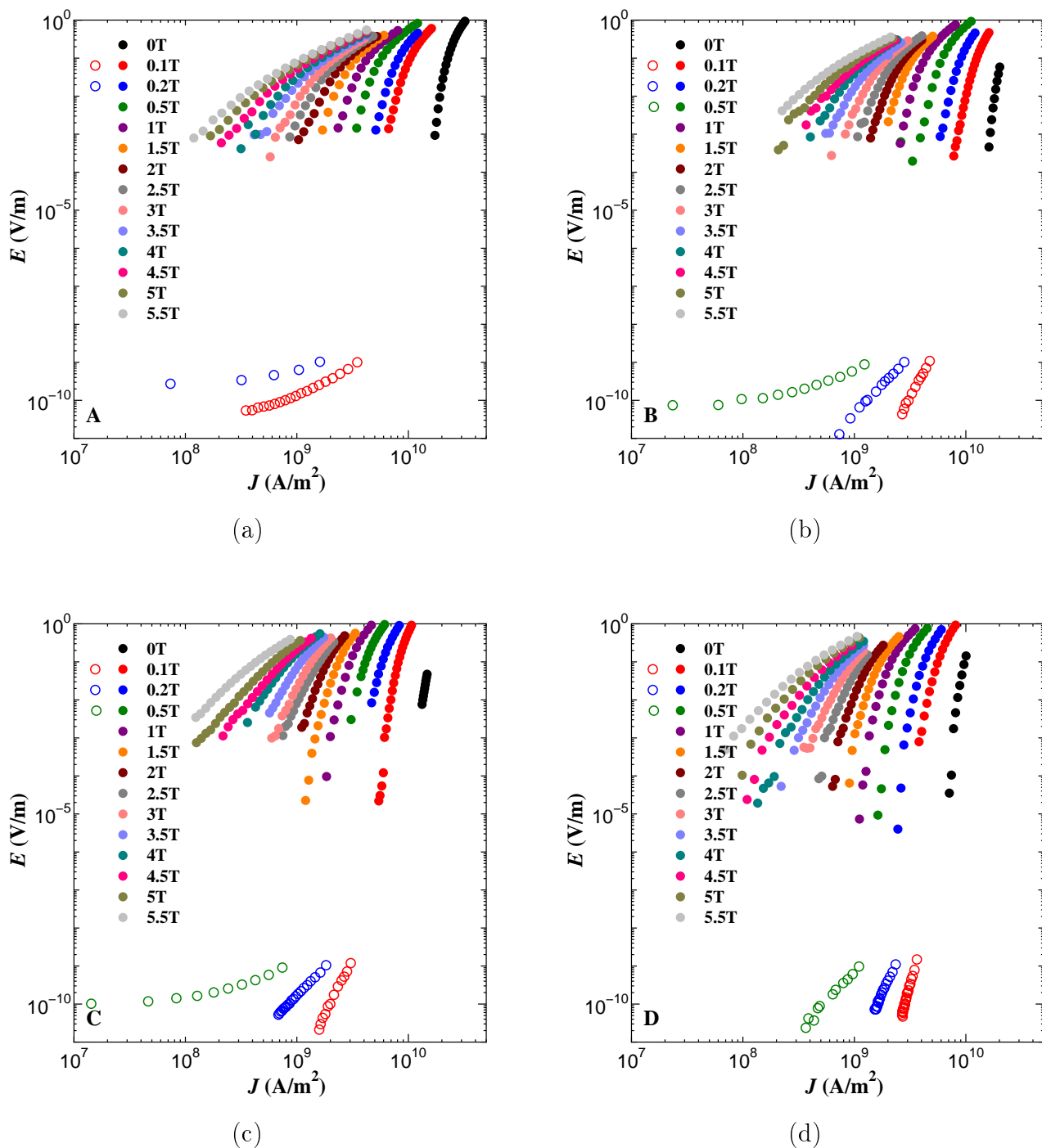
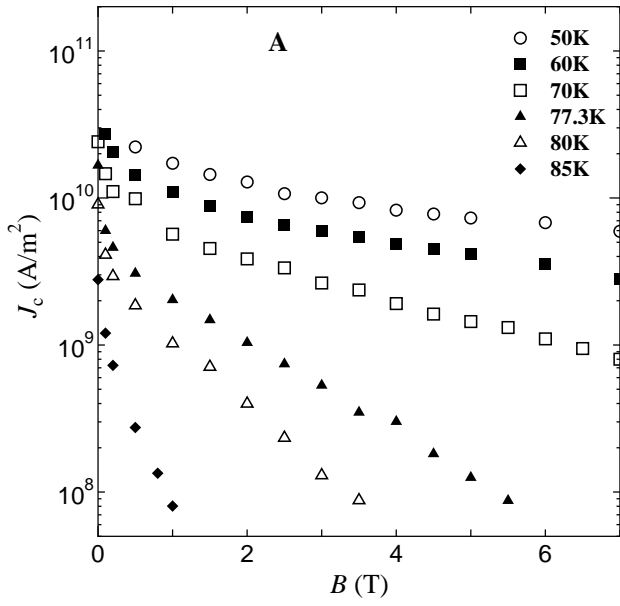
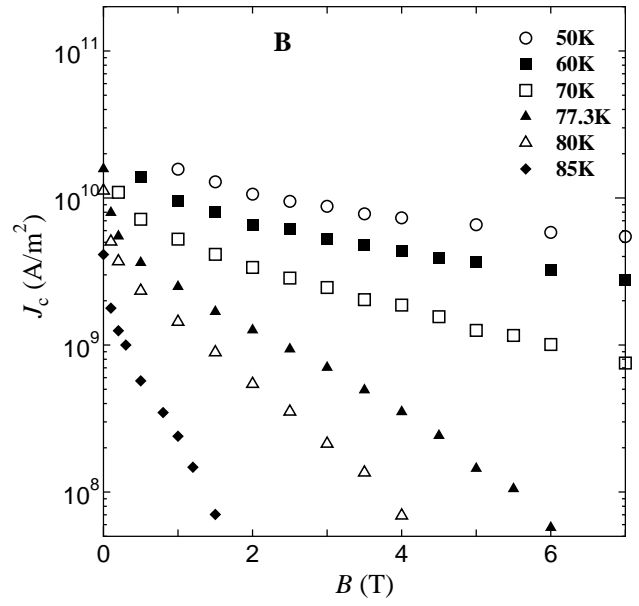


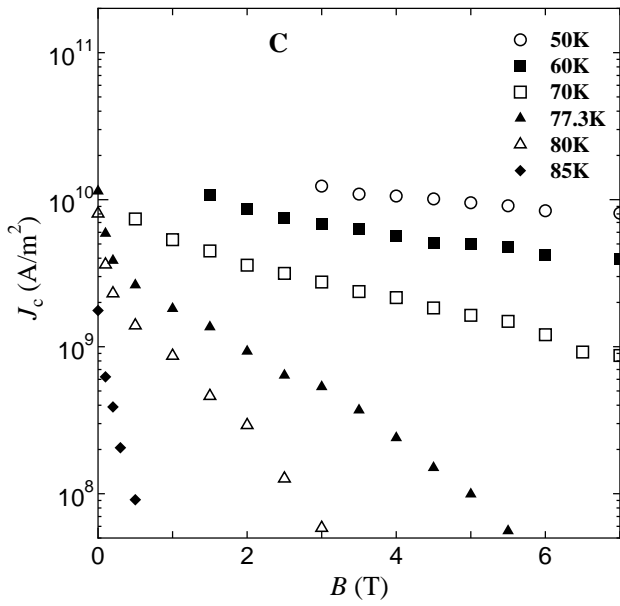
図 3.1. 各試料 (a)A (b)B (c)C (d)D における四端子法及び磁化法より得られた E - J 特性



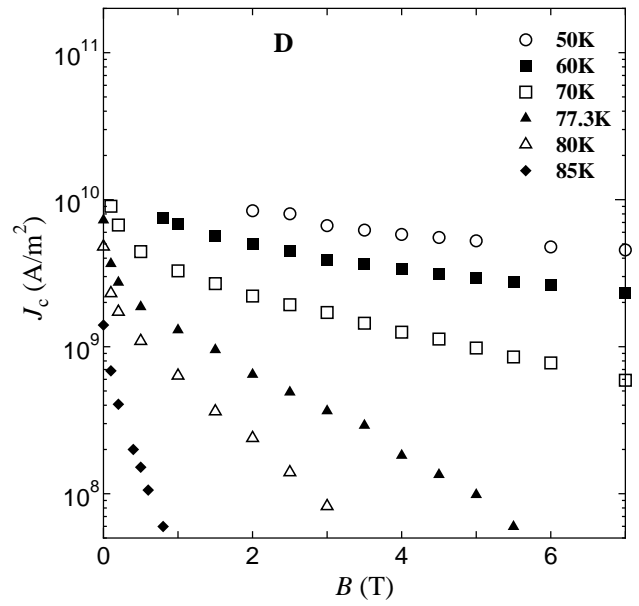
(a)



(b)

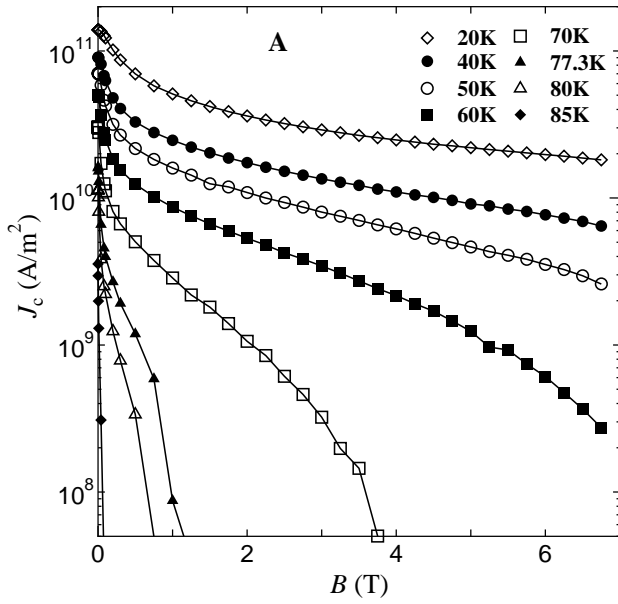


(c)

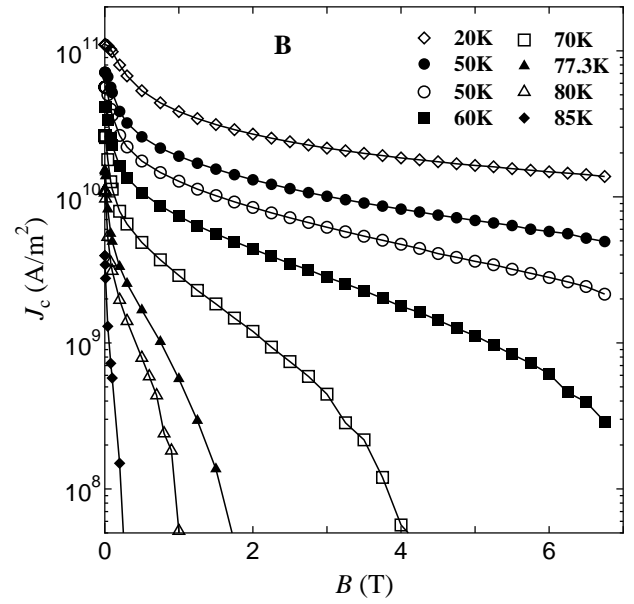


(d)

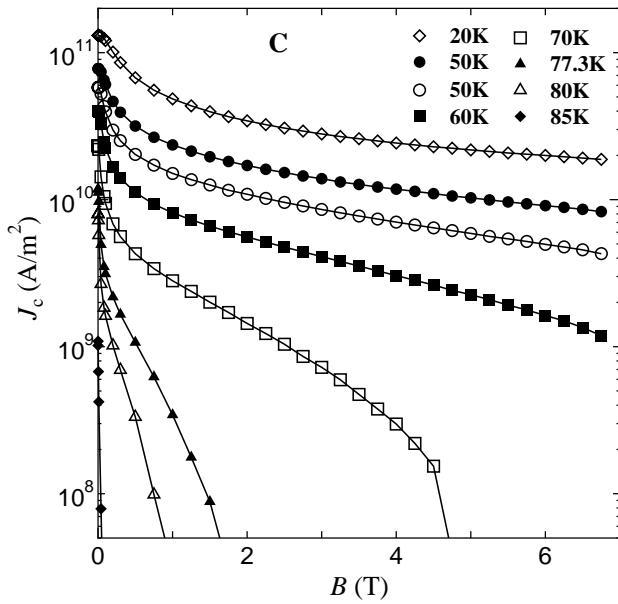
図 3.2. 各試料 (a)A (b)B (c)C (d)D における四端子法より得られた臨界電流密度の磁界依存性



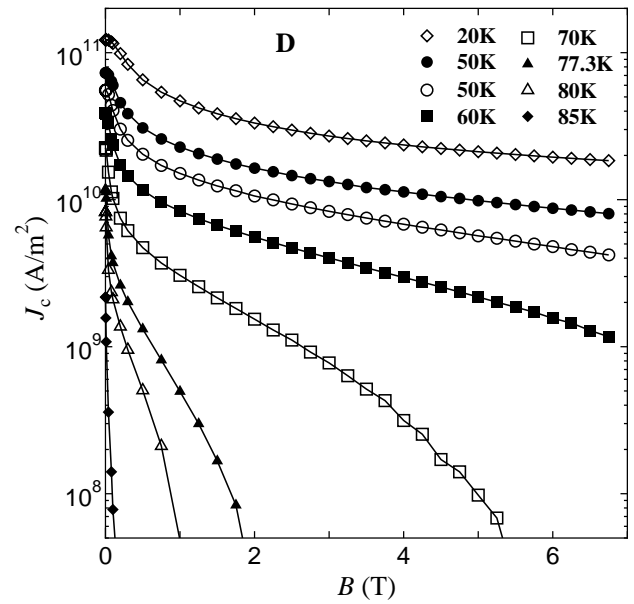
(a)



(b)

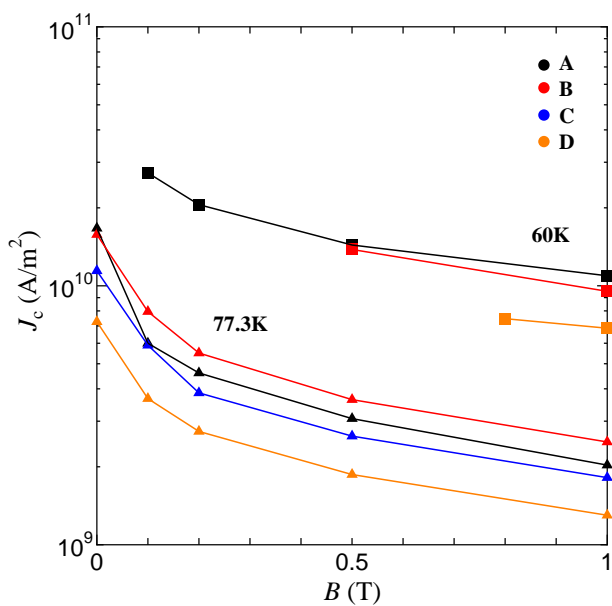


(c)

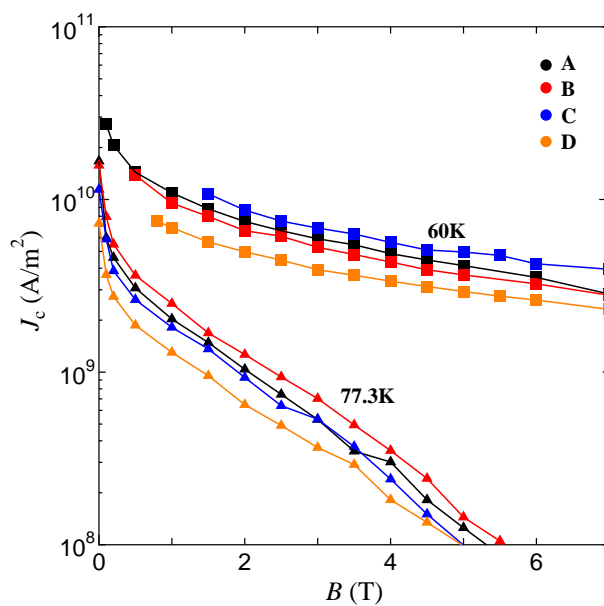


(d)

図 3.3. 各試料 (a)A (b)B (c)C (d)D における磁化法より得られた臨界電流密度の磁界依存性

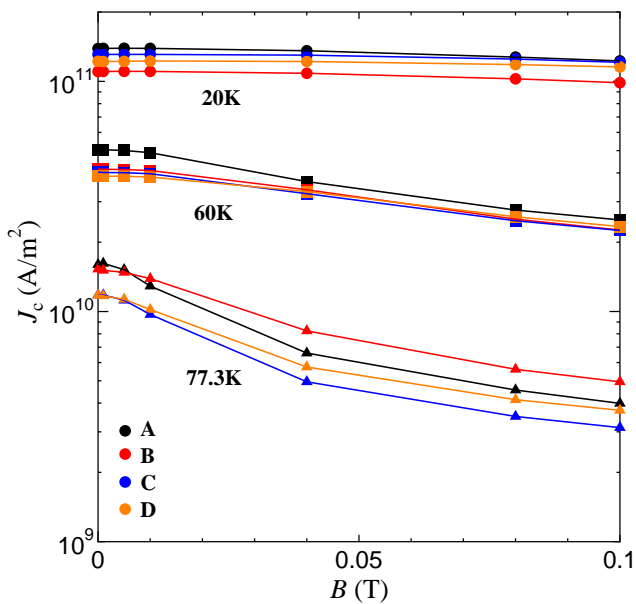


(a)

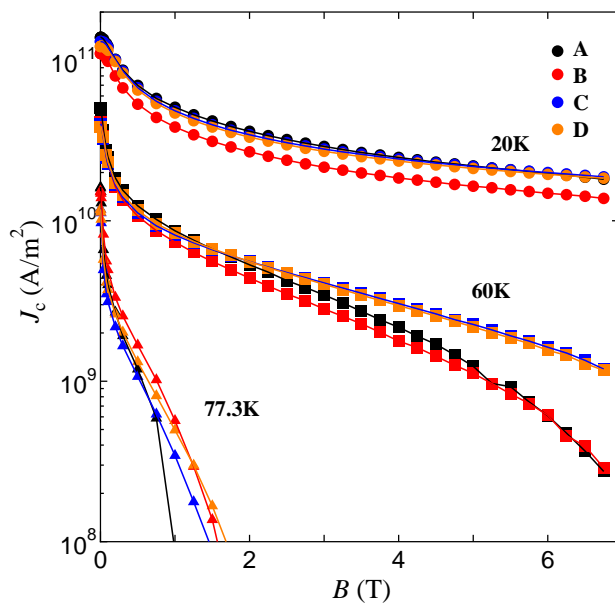


(a)

図 3.4. 四端子法より得られた 60 K 77.3 K での J_c - B 特性の比較。(a) 低磁界での比較。(b) 高磁界での比較。



(a)



(b)

図 3.5. 磁化法より得られた 20 K, 60 K 77.3 K での J_c - B 特性の比較。(a) 低磁界での比較。(b) 高磁界での比較。

3.3 不可逆磁界

図 3.6 に通常電界領域及び低電界領域における各試料の不可逆磁界の温度依存性の比較を示す。図 3.6(b) は各試料で T_c が異なるため、 T_c で規格化したものである。不可逆磁界は $J_c = 1.0 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ となる磁界で決定した。図 (a) に示すように通常電界領域での薄い試料の B_i が高く、低電界領域では逆に薄い試料の B_i が低くなる傾向にある。 T_c で規格化すると図 (b) のように両電界領域で T_c の低い試料 C の B_i が高くなる。

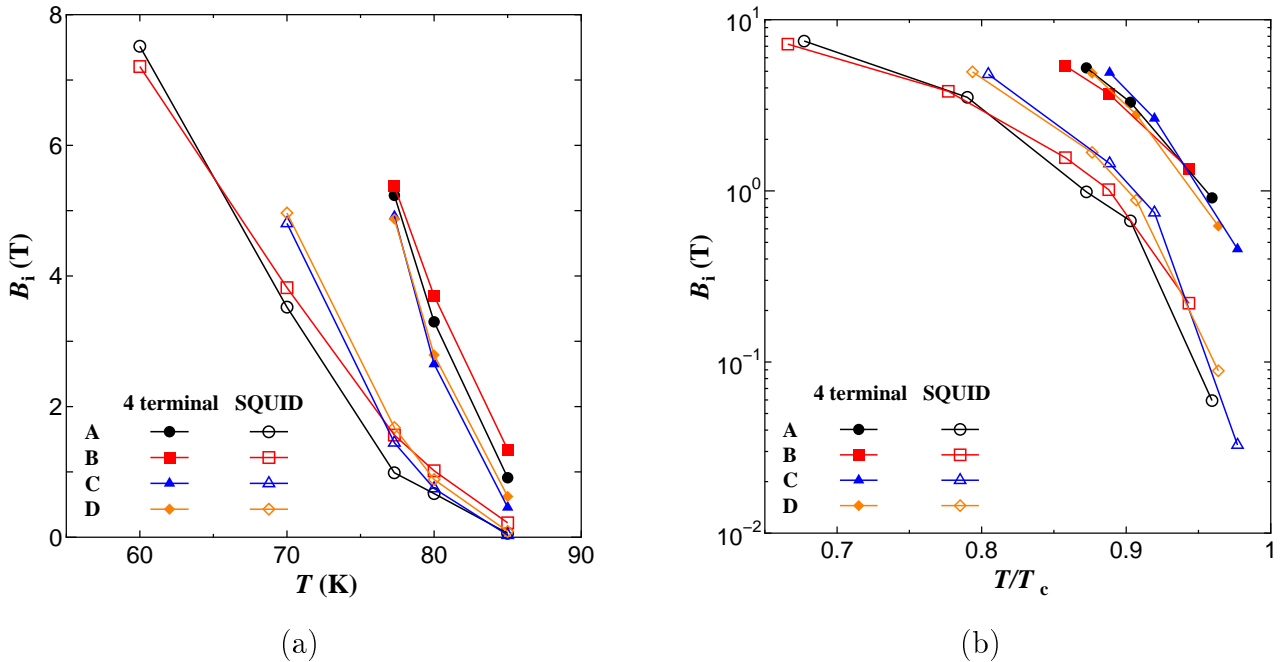


図 3.6. 通常電界領域と低電界領域における (a) 不可逆磁界の温度依存性と (b) T_c で規格化した不可逆磁界の温度依存性。

3.4 過去に測定した試料との比較

表 3.1 膜厚で整理した試料の諸元

d (μm)	試料
0.25	A α
0.5	B #1 β
0.75	C
1.0	D #2 γ
1.5	#3

ここでは表 2.1 に示す 10 個の試料に対して比較を行う。ただし、試料 γ は四端子法の測定を行っていない。また、電界基準 E_c はすべての試料で $5 \times 10^{-4} \text{ V/m}$ とし J_c を定

義している。不可逆磁界はすべて $J_c = 1 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ となる磁界で決定している。厚さの順に整理した試料の諸元を表 3.1 に示す。

3.4.1 臨界電流密度の比較

図 3.7 に四端子法により得られた 77.3 K での J_c - B 特性の比較を示す。図 (a) は図 (b) の低磁界側を拡大したものである。試料 #1~#3 は短尺線材から切り出した試料であるため、他の試料に比べて全体的に J_c が高くなっている。このように各シリーズ間で J_c の大きさに違いがあるものの、どの試料のシリーズにおいても全磁界領域において薄い試料で J_c が高くなる傾向にある。図 3.8 に磁化測定より得られた 20 K と 77.3 K での J_c - B 特性の比較を示す。図の (a)(c) は各温度での低磁界側を拡大したものである。20 K では各シリーズにおいて薄い試料ほど J_c が高くなる傾向にあり、通常電界領域と同様の特性を示す。一方、77.3 K ではどのシリーズとも高磁界になるにつれ薄い試料の特性が急激に劣化している。

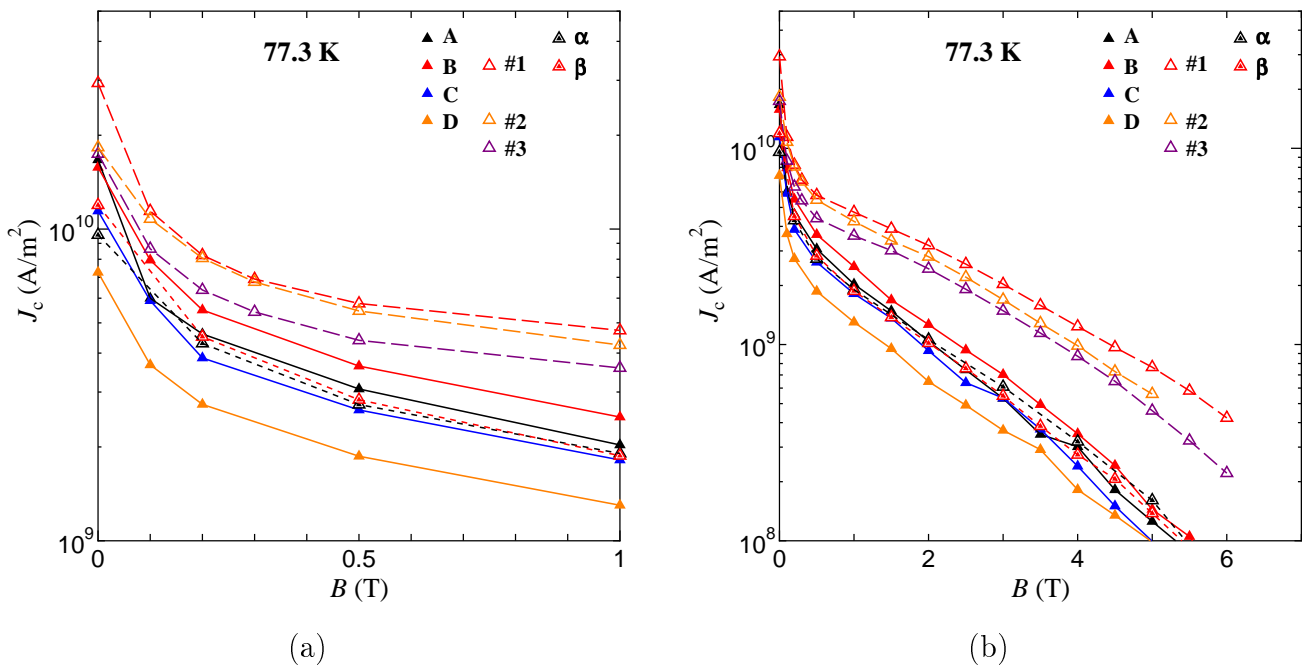
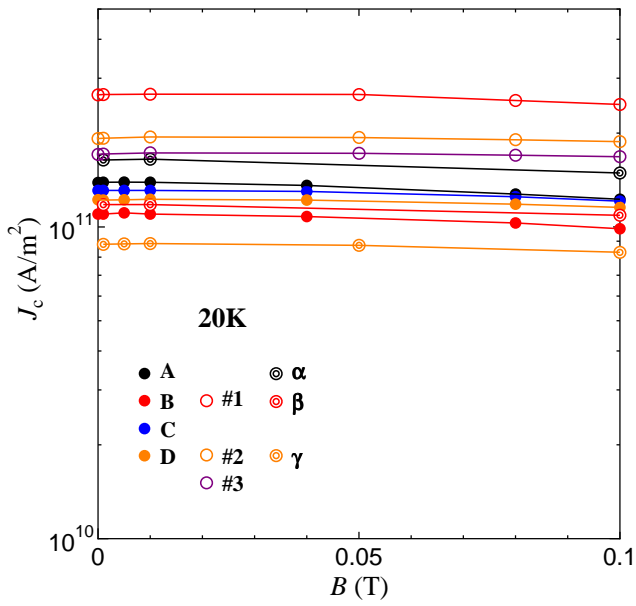
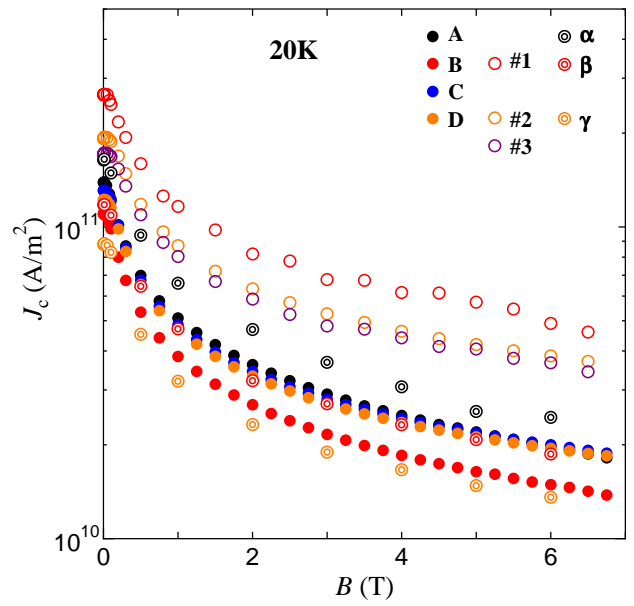


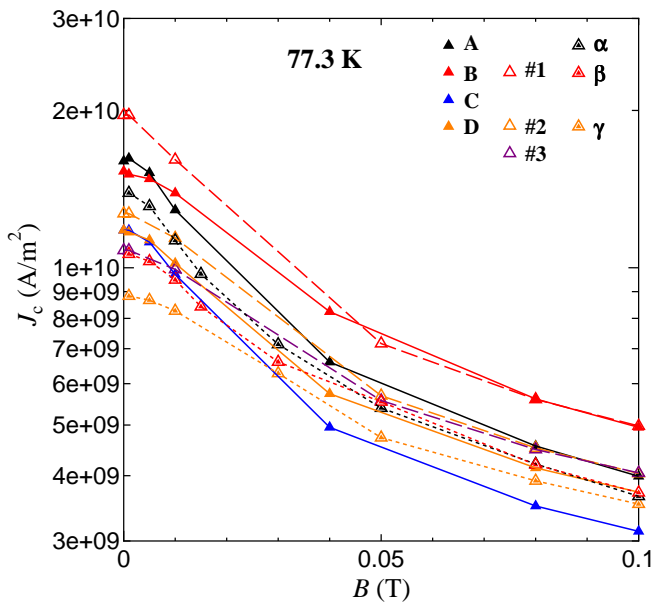
図 3.7. 通常電界領域における 77.3 K での臨界電流密度の磁界依存性の比較 (a) 低磁界領域 (b) 全磁界領域。



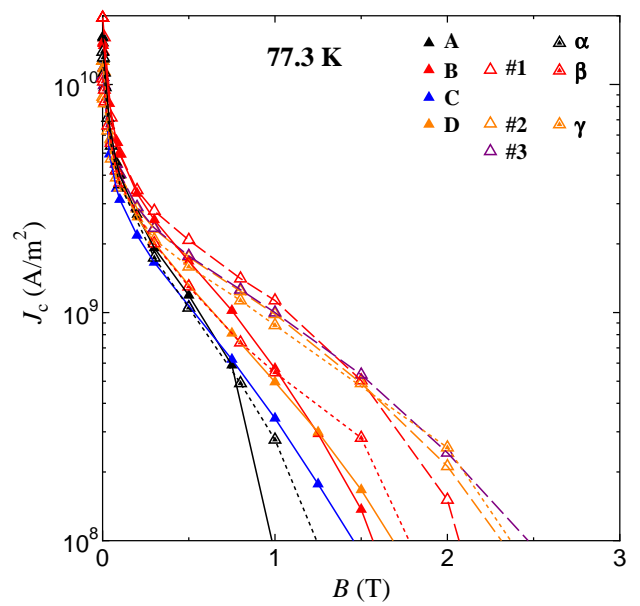
(a)



(b)



(c)



(d)

図 3.8. 低電界領域における 20 K と 77.3 K での臨界電流密度の磁界依存性の比較
 (a) 20 K での低磁界領域 (b) 20 K での全磁界領域 (c) 77.3 K での低磁界領域
 (d) 77.3 K での全磁界領域。

3.4.2 不可逆磁界の比較

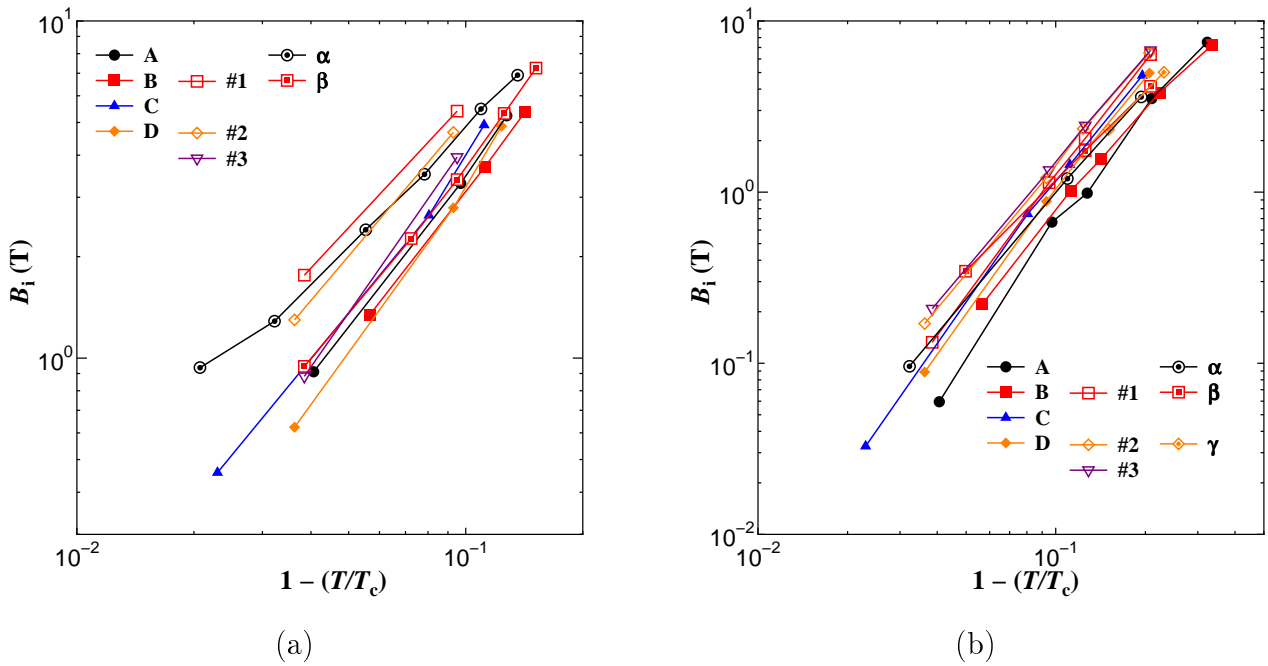


図 3.9. (a) 通常電界領域及び (b) 低電界領域における不可逆磁界の比較。

図 3.9(a)(b) に通常電界領域および低電界領域における不可逆磁界の温度依存性の比較を示す。ここでは比較しやすくするために横軸を $1 - (T/T_c)$ としている。図から通常電界領域では薄い試料の方が B_i が高い傾向にあるが、低電界領域では逆に厚い試料の方が高くなる傾向にある。

第 4 章 解析及び考察

実験結果に理論的な考察を加えるためにピン力の分布を考慮した磁束クリープ・フロモデルを用いた解析を行った。なお、解析では A_m, σ^2, γ, m をピンニング・パラメータとして理論値を計算し実験結果にフィットさせることによりパラメータを抽出した。

4.1 臨界電流密度の実験値と理論値の比較

図 4.1, 4.2 に四端子法と磁化法によって得られたそれぞれの J_c - B 特性の実験値と理論値の比較を示す。両測定結果とも実験結果が理論により良く説明されている。

4.2 不可逆磁界の実験値と理論値の比較

図 4.3 に通常電界と低電界領域での不可逆磁界の実験値と理論値の比較を示す。ただし、実験結果と同様に $J_c = 1 \times 10^8$ A/m² に減少した磁界を不可逆磁界と定義した。両測定結果とも実験結果が理論により良く説明されている。

4.3 ピンニング・パラメータ

4.1, 4.2 節で見たように、実験値と今回の解析値とに良い一致が得られた。ここでピンニング・パラメータの観点から各試料の特性を見る。表 4.1 に解析によって得られたピンニング・パラメータを示す。ただし、YBCO-coated 線材は比較的ピン力が強く、飽和現象¹⁷⁾を示すため $\delta = 2((1.9)$ 式参照) と仮定した。低温側と高温側でピンが異なると考えられるため、 J_c - B で変化の大きかった温度付近で低温と高温にパラメータを分け、解析を行った。また、磁束バンドル中の磁束線の本数を表すパラメータ g^2 は磁束クリープ下で臨界電流密度が最大となるように

$$g^2 = g_e^2 \left[\frac{5k_B T}{2U_e} \log \left(\frac{Ba_f \nu_0}{E_c} \right) \right]^{4/3} \quad (4.1)$$

で与えられる¹⁸⁾。ここで、 U_e は $g = g_e$ (1.2.5 節参照) のときのピン・ポテンシャルの値である。なお、ここから得られた g^2 を g_{theo}^2 とする。4.1, 4.2 節での解析は、この g_{theo}^2 の値を用いている。 g^2 の詳しい考察は次節で行う。

ピン力を表すパラメータ A_m に注目すると両電界領域ともに薄いほど高い値を示す。これは低磁界での膜厚依存性の結果と一致している。つまり、ピン力は超伝導層の組織構造に大きく依存していることがわかる。ただし、試料 D は 3.1 節に述べたように四端

子法の測定結果が思わしくなかったため、ピン力が低電界の結果より低い値となった。試料Bの低温での温度依存性を表す m が低くなっている。このため図3.4, 3.5に示したように低温で J_c が低かったと考えられる。

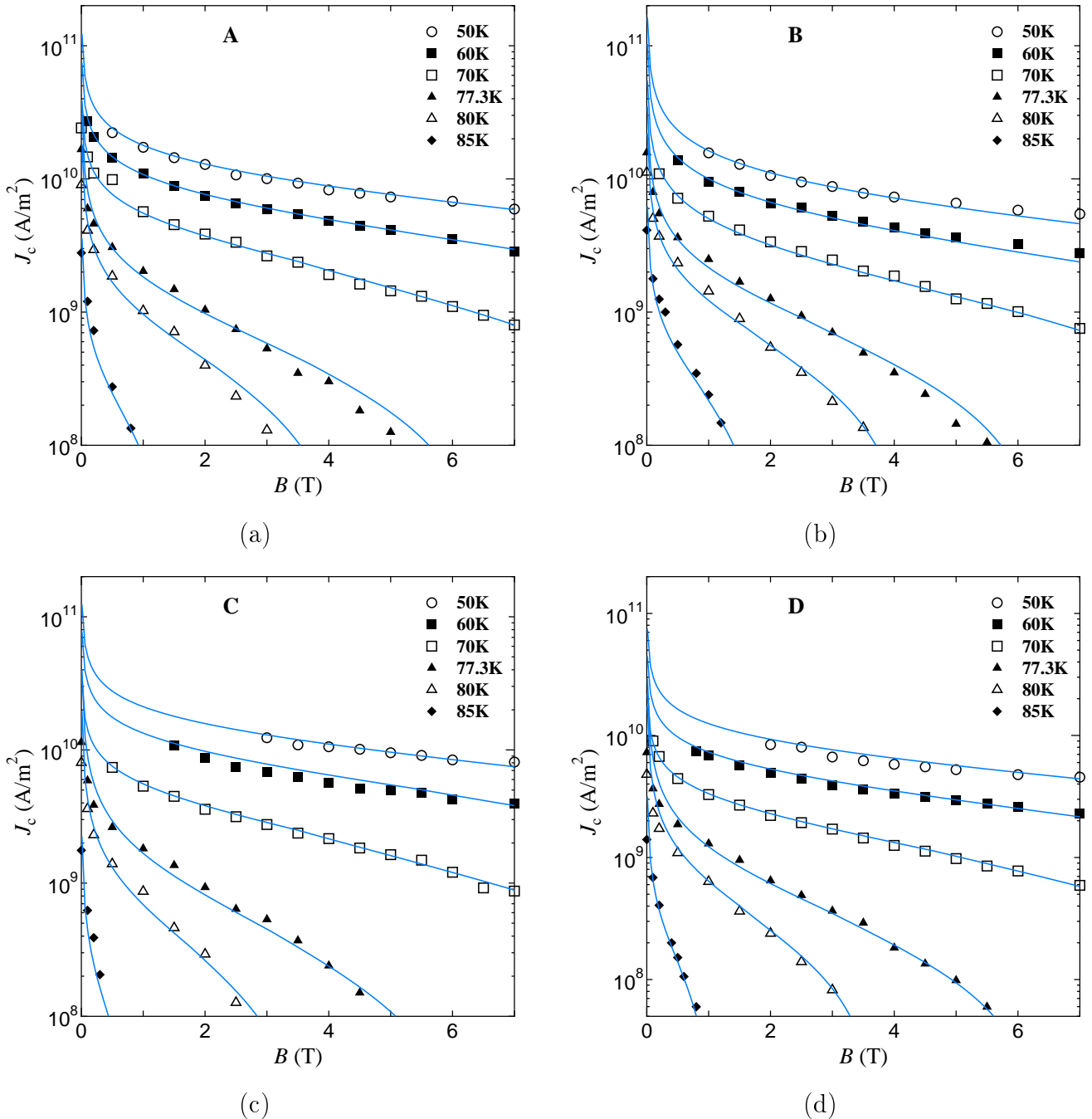
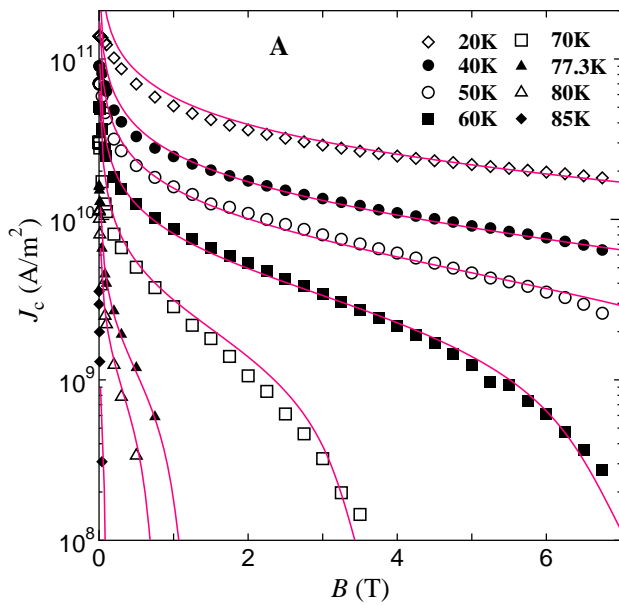
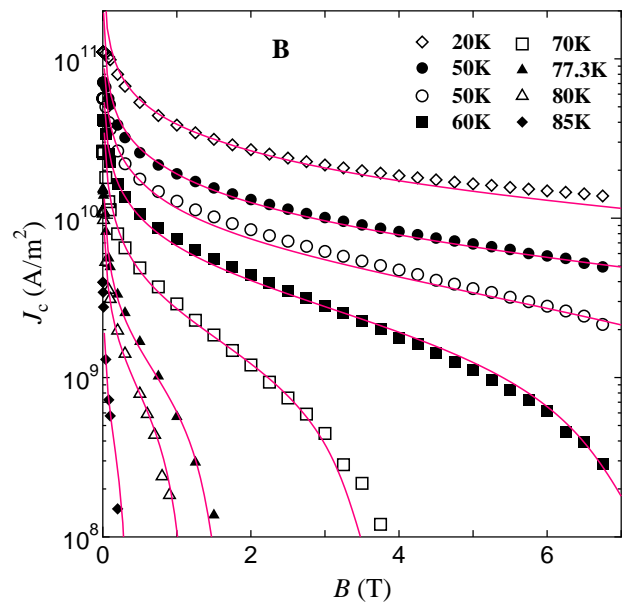


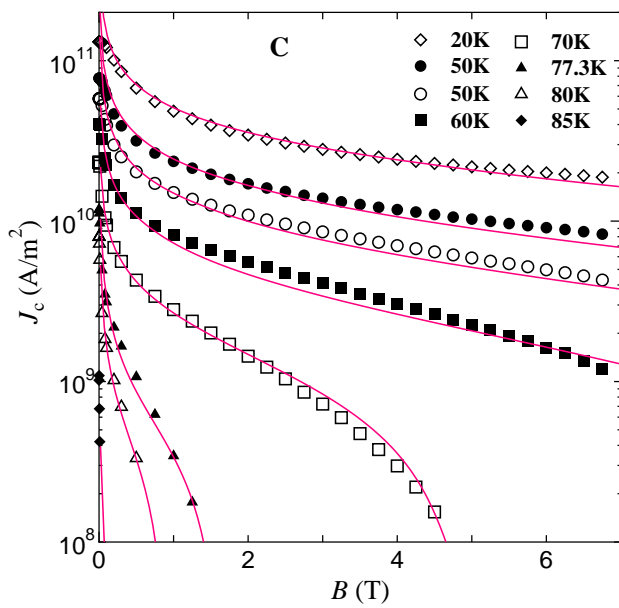
図 4.1. 各試料 (a)A (b)B (c)C (d)D における四端子法より得られた J_c - B 特性の実験値と理論値の比較。シンボルが実験値で実線が理論値である。



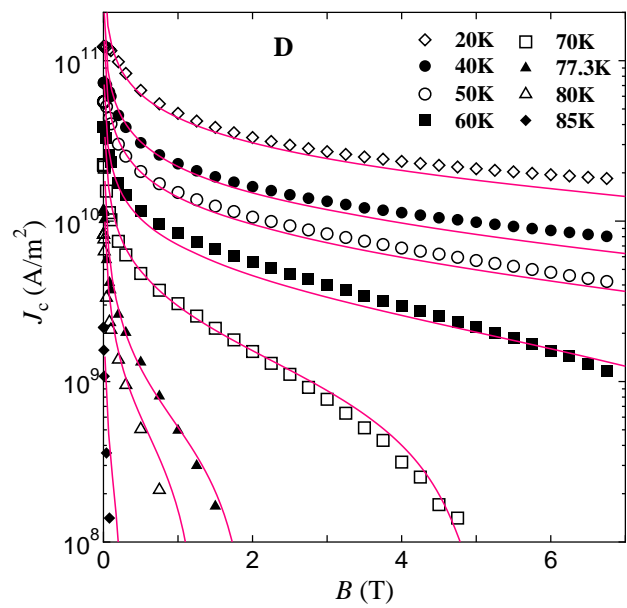
(a)



(b)



(c)



(d)

図 4.2. 各試料 (a)A (b)B (c)C (d)D における磁化法より得られた J_c - B 特性の実験値と理論値の比較。シンボルが実験値で、実線が理論値である。

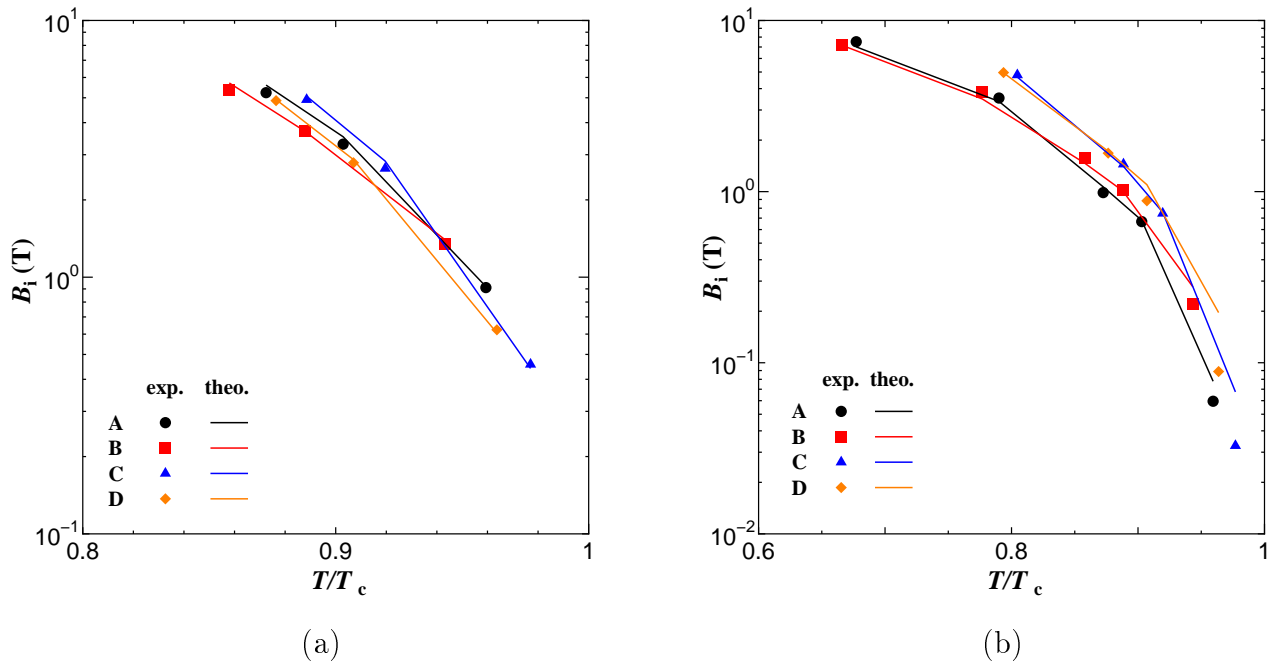


図 4.3. (a) 通常電界 (b) 低電界領域における不可逆磁界の実験値と理論値の比較。シンボルが実験値で、実線が理論値である。

表 4.1 (a) 20~70 K と (b) 77.3~85 K における解析に用いたパラメータ。各試料の上段が通常電界領域で下段が低電界領域である。

(a)					(b)				
試料	A_m (N/m ²)	σ	m	γ	A_m (N/m ²)	σ	m	γ	
A	3.0×10^{12}	0.16	1.9	0.7	4.0×10^{12}	0.13	2.1	0.5	
		0.07		0.6					
B	2.0×10^{12}	0.16	1.6	0.6	3.0×10^{12}	0.11	2.1	0.5	
		0.08							
C	1.8×10^{12}	0.09	1.8	0.7	2.5×10^{12}	0.09	2.0	0.4	
		0.06		0.6					
D	0.8×10^{12}	0.09	1.7	0.7	1.0×10^{12}	0.08	1.9	0.4	
	1.5×10^{12}	0.06		0.6	2.0×10^{12}			0.3	

4.4 不可逆磁界および g^2 の膜厚依存性

図 4.4 に 77.3 K における不可逆磁界の超伝導層厚依存性を示す。図から明らかに電界領域で厚さ依存性が異なっており、通常電界領域では厚いほど B_i が低い、低電界領域では厚いほど B_i が高くなっている。また、膜厚依存性が通常電界領域では弱く、低電界領域では強くなっている。この結果は理論により良く説明できている。このように電界領域で膜厚依存性が異なるのは、ピン・ポテンシャルの膜厚依存性が電界領域で異なっているからだと考えられる。つまり、(4.1) 式より g^2 が電界基準に依存しているため、 g^2 に依存するピン・ポテンシャルも電界基準により変化すると考えられる。

そこで、77.3 K における各試料の g_{theo}^2 の磁界依存性を図 4.5 に示す。通常電界領域 (a) のシンボルは g^2 をパラメータとして実験で得た E - J 特性に合わせることで求めた値である。低電界領域は磁界中 ($B \geq 0.5$ T) の E - J 特性を測定することが困難なためパラメータとしての g^2 は求めていない。この結果から、同じ磁界下では g^2 は通常電界領域よりも低電界領域の方が大きくなっている。これは (4.1) 式の予想に一致する。また、 g^2 は高磁界になるほど大きくなり、薄い試料ほど大きくなっている¹⁹⁾。これは (4.1) 式の中の U_c の磁界依存性によるものである。試料 D で g^2 が小さいことが T_c で規格化したときの B_i が低かったことの原因であると考えられる。

ここで、両電界領域では不可逆磁界がそれぞれ異なっているため、それぞれの B_i で規格化した g^2 の磁界依存性を図 4.6 に示す。低電界領域では各試料間で g^2 の差が 1 以下と小さいのに対し、通常電界領域では試料間でかなり大きな差があることがわかる。つまり、図 4.5 でみたように本来は薄い試料の方が g^2 が大きくなり有利であるが、低電界領域では不可逆磁界が結果的に低く制限されてしまうため、こうした有利さを発揮で

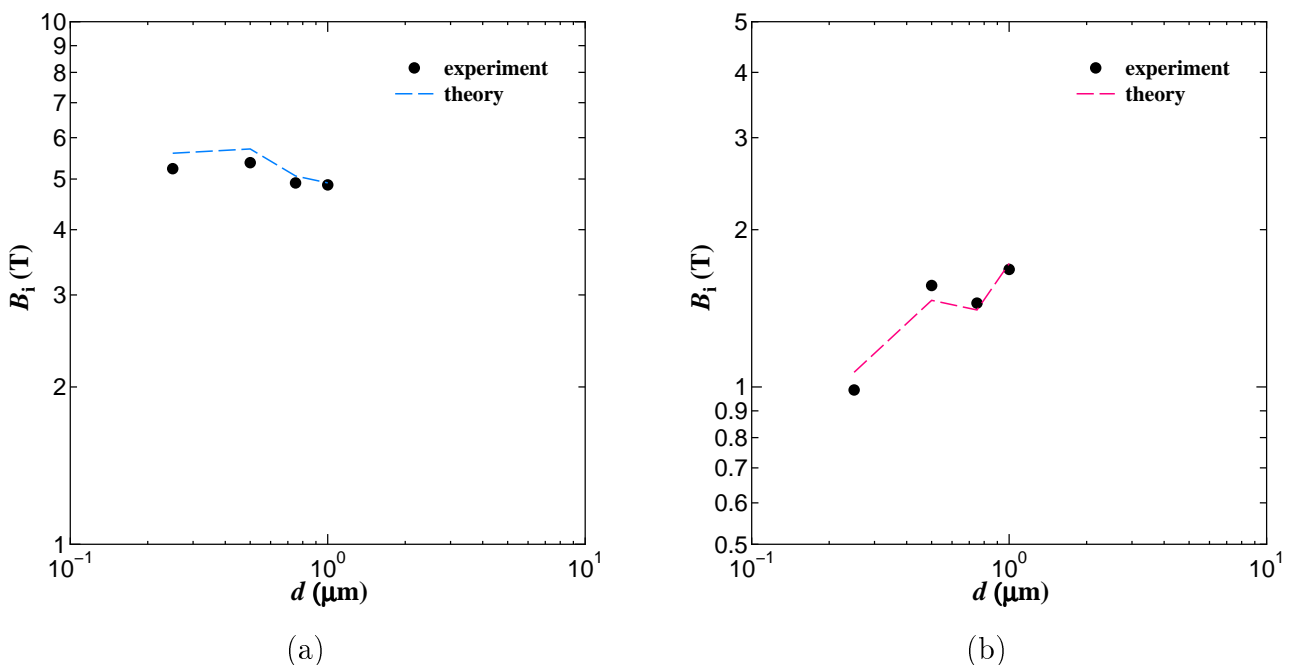


図 4.4. (a) 通常電界 (b) 低電界領域における 77.3 K での不可逆磁界の厚さ依存性の実験値と理論値の比較。シンボルは実験値で、実線が理論値である。

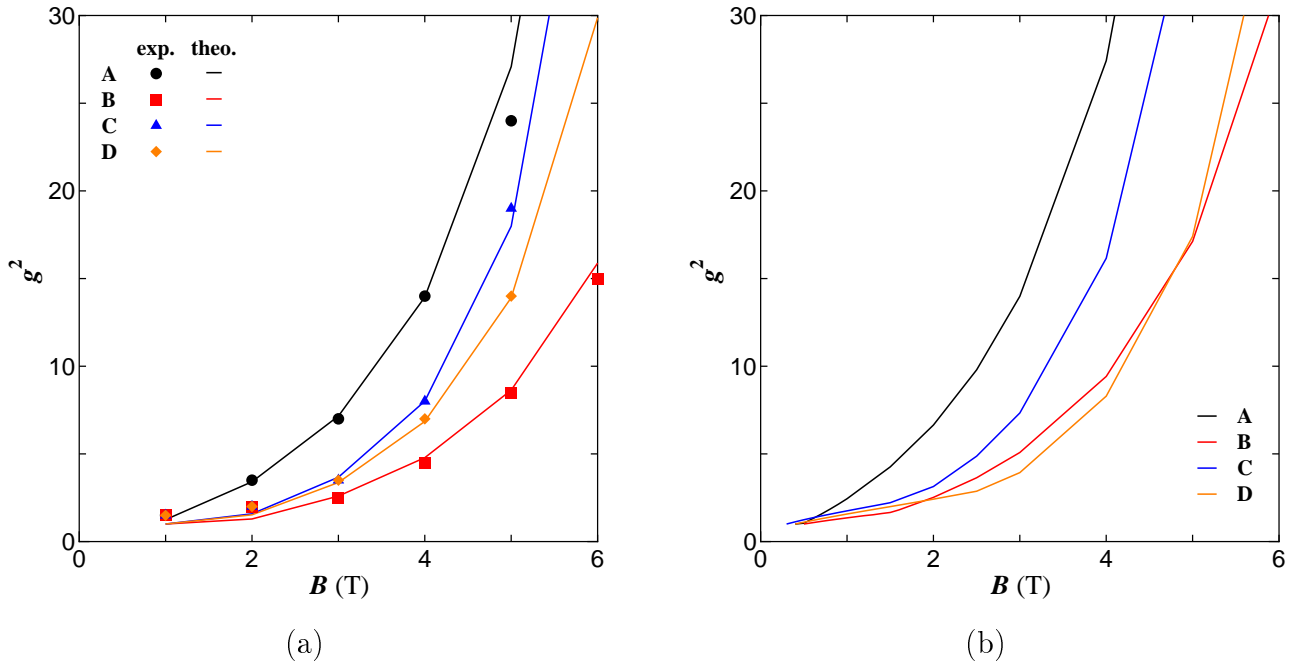


図 4.5. (a) 通常電界 (b) 低電界領域における 77.3 K での g^2 の磁界依存性。(a) のシンボルは実験値で、実線が理論値である。(b) は理論値のみである。

きない。一方、通常電界領域では不可逆磁界が高いため図 4.5 でみたように本来の特性を示し、 g^2 が膜厚に強く依存する。この結果を考慮しそれぞれの電界領域におけるピン・ポテンシャルの膜厚依存性を (1.31) 式及び (4.1) 式から求めると以下のようなになる。

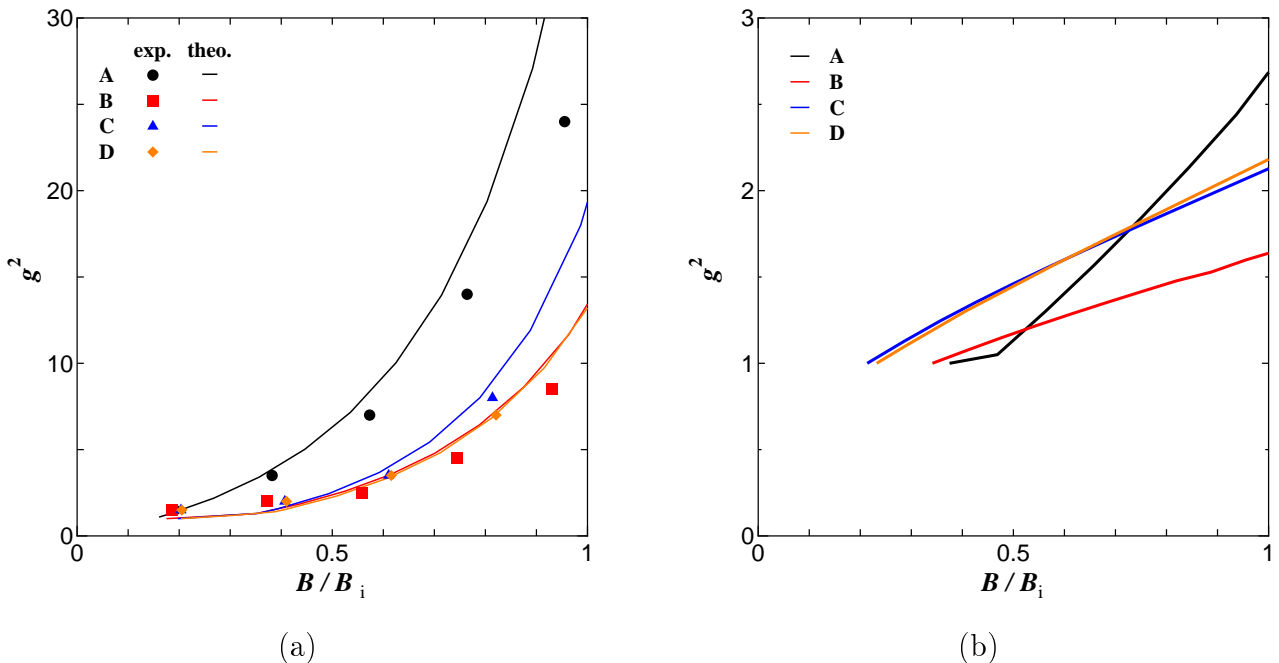


図 4.6. (a) 通常電界 (b) 低電界領域における B_i で規格化した 77.3 K での g^2 の磁界依存性。(a) のシンボルは実験値で、実線が理論値である。(b) は理論値のみである。

- 通常電界領域

$$g^2 \propto d^{-2/3} \quad (U_e \propto d^{1/2})$$

$$U_0 \propto d^{-1/6}$$

- 低電界領域

$$U_0 \propto J_c d \propto d^{1/2}$$

ただし、このときのピンニングは2次元ピンニングであると考えられるため2次元集合的ピンニング機構の予想する膜厚依存性の $J_c \propto d^{-1/2}$ の関係を用いた。この結果は図4.4に示す B_i の膜厚依存性におおよそ一致する。以上より、電界領域でピン・ポテンシャルの厚さ依存性が異なっていることがわかる。つまり、薄い試料では強い磁束クリープの影響を抑えるために g^2 が大きくなるが、この g^2 の変化は磁束ピンニング力で弱くなる。

4.5 n 値の膜厚依存性

図4.7に77.3 K, 0.1 Tにおける n 値の膜厚依存性を示す。シンボルが実験値で、実線は理論値である。低電界領域での n 値が通常電界領域に比べてかなり低いことがわかる。これは磁束線の運動が $n=1$ である TAFF(1.2.4 節参照)に近い状態になっているからだと考えられる。 n 値は両電界領域ともに厚いほど大きくなっている。この膜厚依存性は理論において良く説明されている。この磁界領域では磁束クリープの影響が少ないことからピン・ポテンシャルは両電界領域とも厚いほど大きいと考えられる。つまり、このことが n 値の膜厚依存性に影響していると考えられる。ただし、通常電界領域で試料Dの n 値が低くなった原因は、3.2 節で述べように試料の不均一さにより測定した試料の特性が悪かったためだと考えられる。

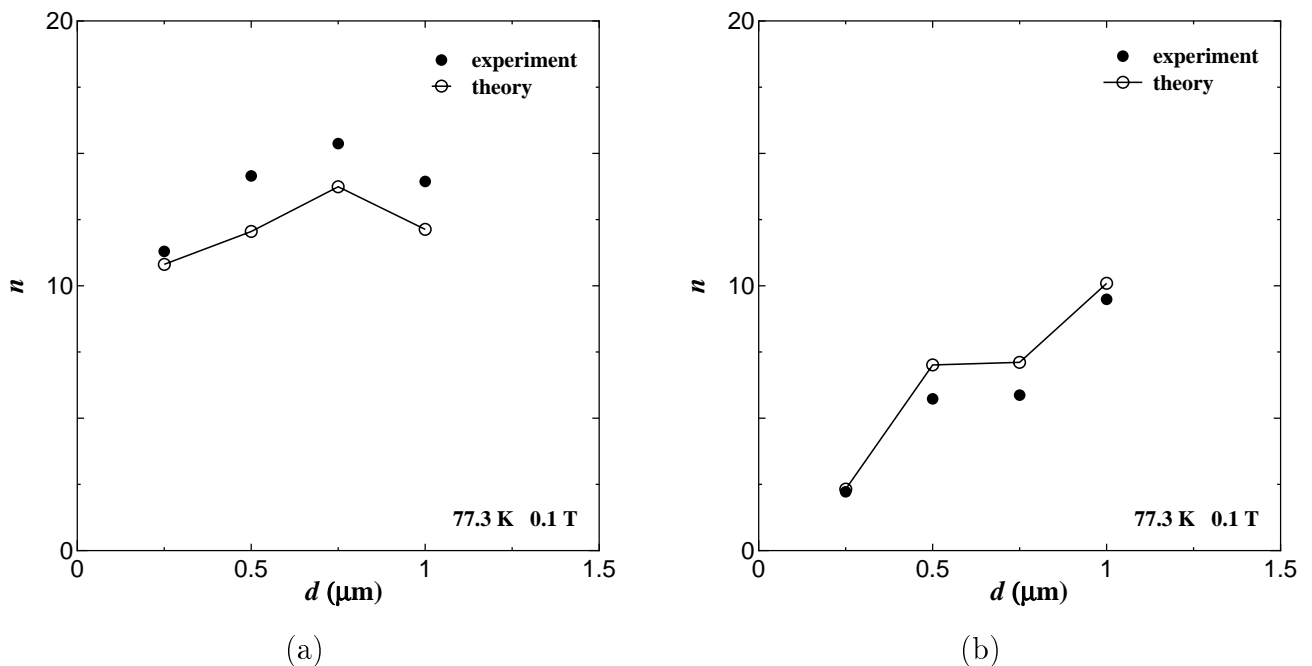


図4.7. (a) 通常電界 (b) 低電界領域における77.3 K, 0.1 Tでの n 値の厚さ依存性の実験値と理論値の比較。シンボルは実験値で、実線が理論値である。

4.6 過去に測定した試料との比較

ここでは表 2.1 に示すすべての試料に対して磁束クリープ・フローモデルを用いて解析を行い、比較する。

4.6.1 臨界電流密度の実験値と理論値の比較

図 4.8 に試料 #1~#3 の両電界領域における J_c - B 特性の実験値と理論値の比較を示す。図 4.9 に試料 $\alpha \sim \gamma$ の両電界領域における J_c - B 特性の実験値と理論値の比較を示す。すべての試料の両電界領域とも実験結果が理論により良く説明されている。

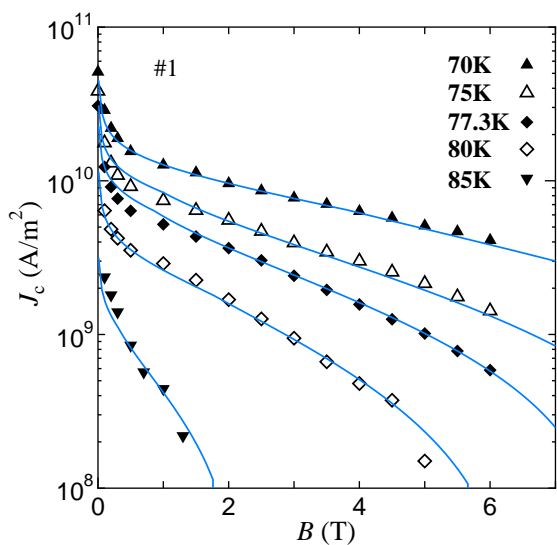
4.6.2 不可逆磁界の実験値と理論値の比較

図 4.10 にすべての試料の通常電界領域と低電界領域における不可逆磁界の実験値と理論値の比較を示す。ただし、比較しやすくするために横軸の温度を $1 - (T/T_c)$ とした。また、実験結果と同様に $J_c = 1 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ に減少したの磁界を不可逆磁界と定義した。両電界領域とも実験結果が理論により良く説明されている。

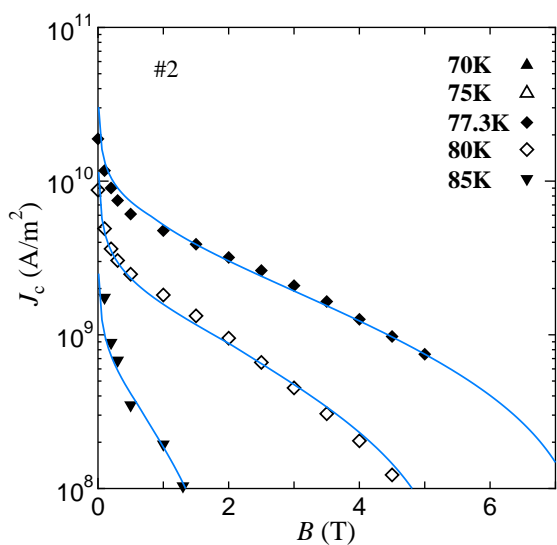
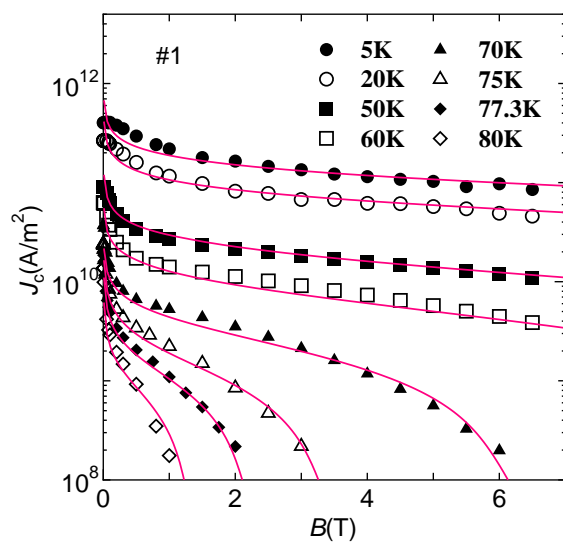
4.6.3 ピンニング・パラメータ

4.5.1, 4.5.2 節で見たように、実験値と解析値とに良い一致が得られた。ここでピンニング・パラメータの観点から各試料の特性を見る。表 4.2 に解析によって得られた 77.3 K でのすべての試料のピンニング・パラメータを示す。

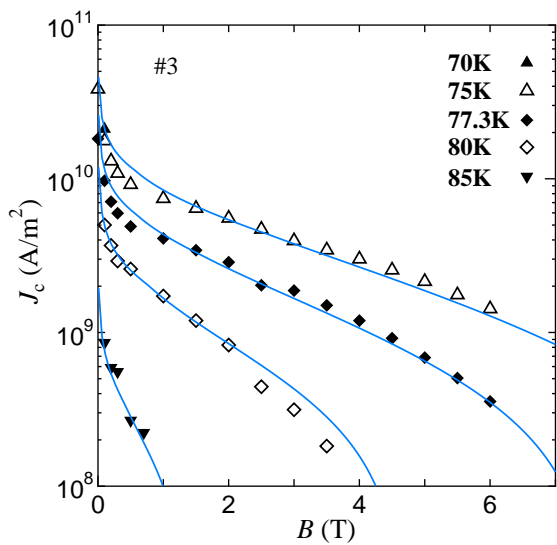
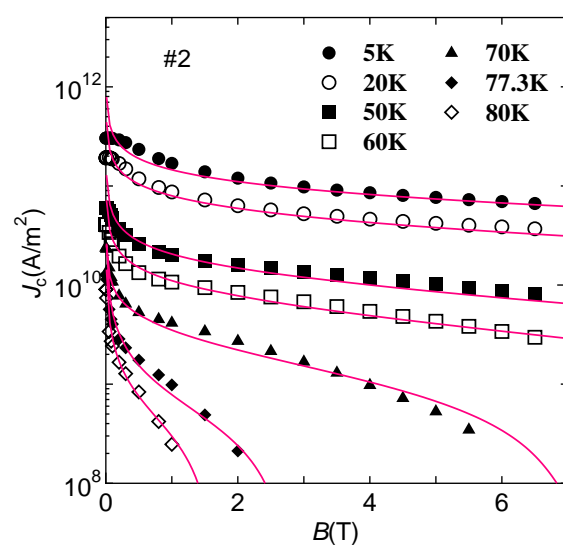
A_m に注目すると試料の各シリーズで薄いほど高い値を示していることがわかる。 A_m の大きさは 77.3 K, s.f. における四端子法の J_c の大きさとほぼ一致しており、得られた J_c が高かった試料 #1~#3 で、ピン力が高くなっている。また、試料 #1~#3 のピン力の分布幅を表す σ^2 が他の試料に比べて低くなっている。これは試料 #1~#3 が短尺線材から切り出したものであるため、長尺線材より組織が均一であるからだと考えられる。ただし、低電界領域では σ^2 の差もほとんどなくなっている。これは図 3.8 で示した低電界で J_c の差がほとんどみられないことの原因だと考えられる。温度依存性を表す m は試料 γ を除くすべての試料でほぼ同じ値になった。試料 γ のみはずれたのは、2.1.1 節で述べたように他の試料と構造が異なるためであると考えられる。



(a)



(b)



(c)

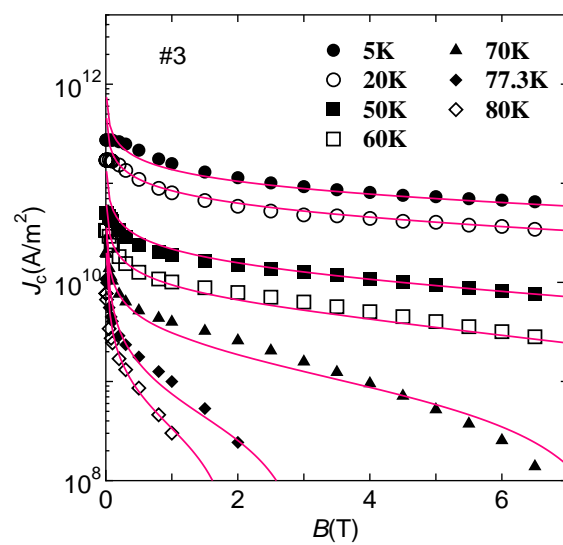
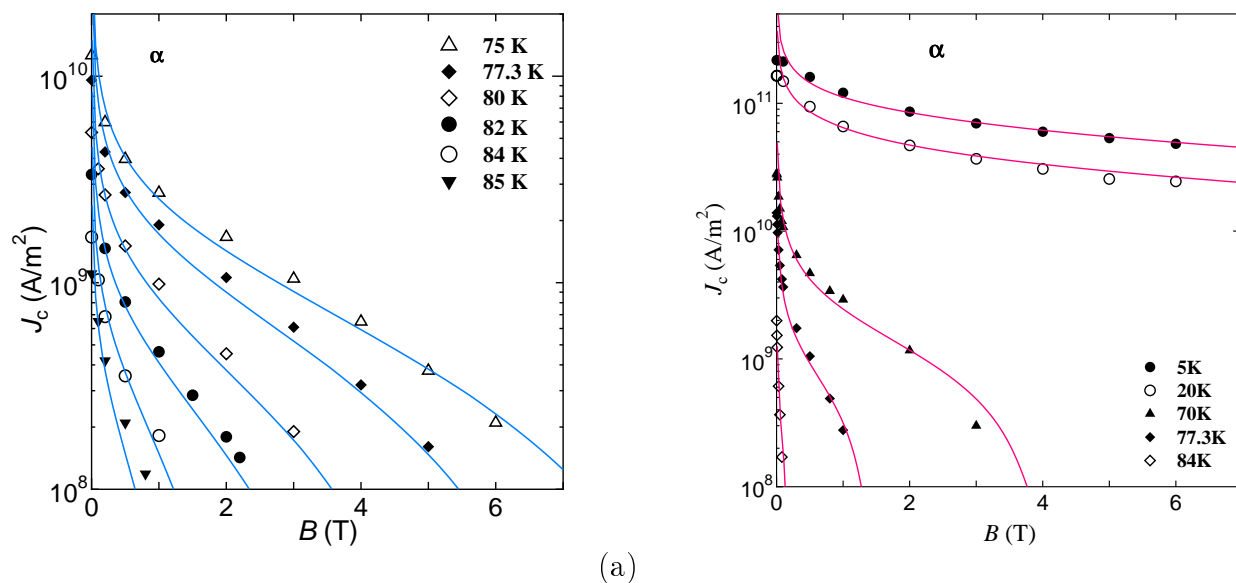
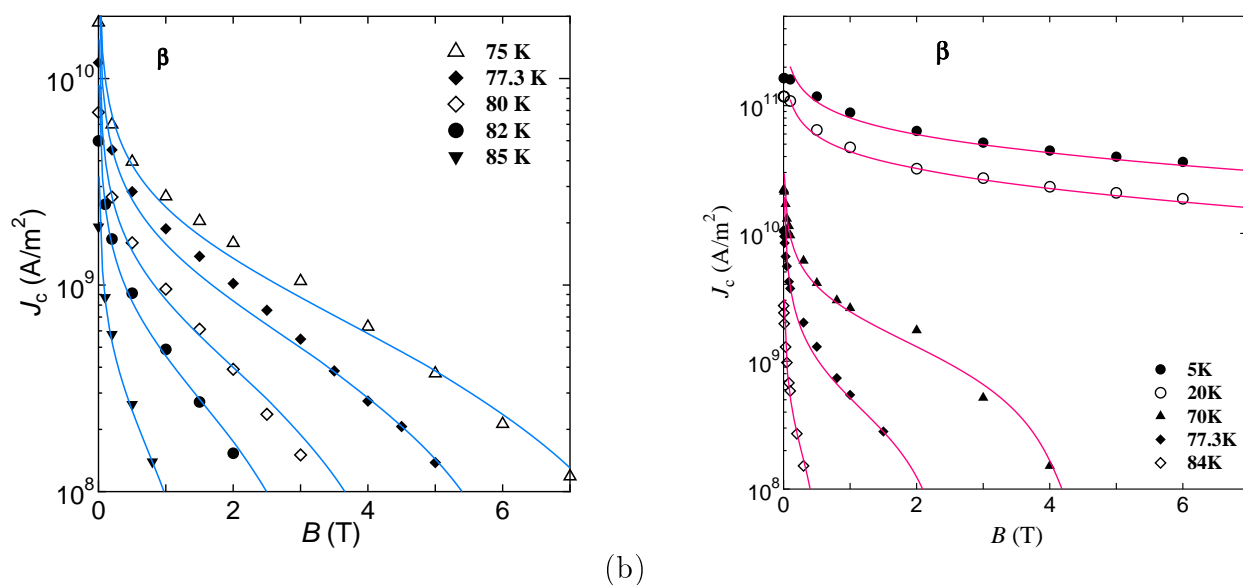


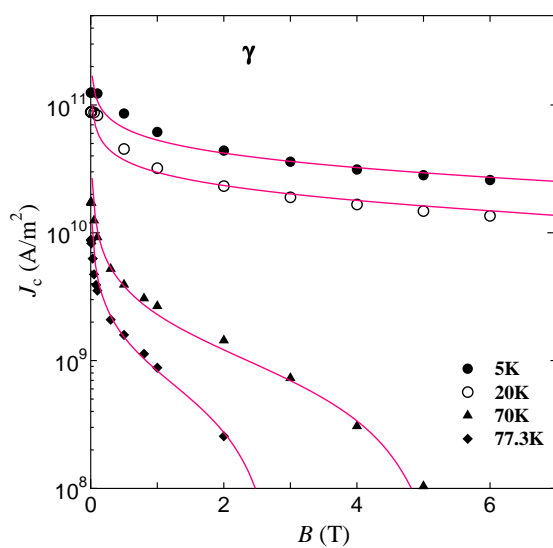
図 4.8. 各試料 (a)#1 (b)#2 (c)#3 における通常電界と低電界領域における J_c - B 特性の実験値と理論値の比較。シンボルが実験値で、実線が理論値である。



(a)



(b)



(c)

図 4.9. 各試料 (a) α (b) β (c) γ における通常電界と低電界領域における J_c - B 特性の実験値と理論値の比較。シンボルが実験値で、実線が理論値である。

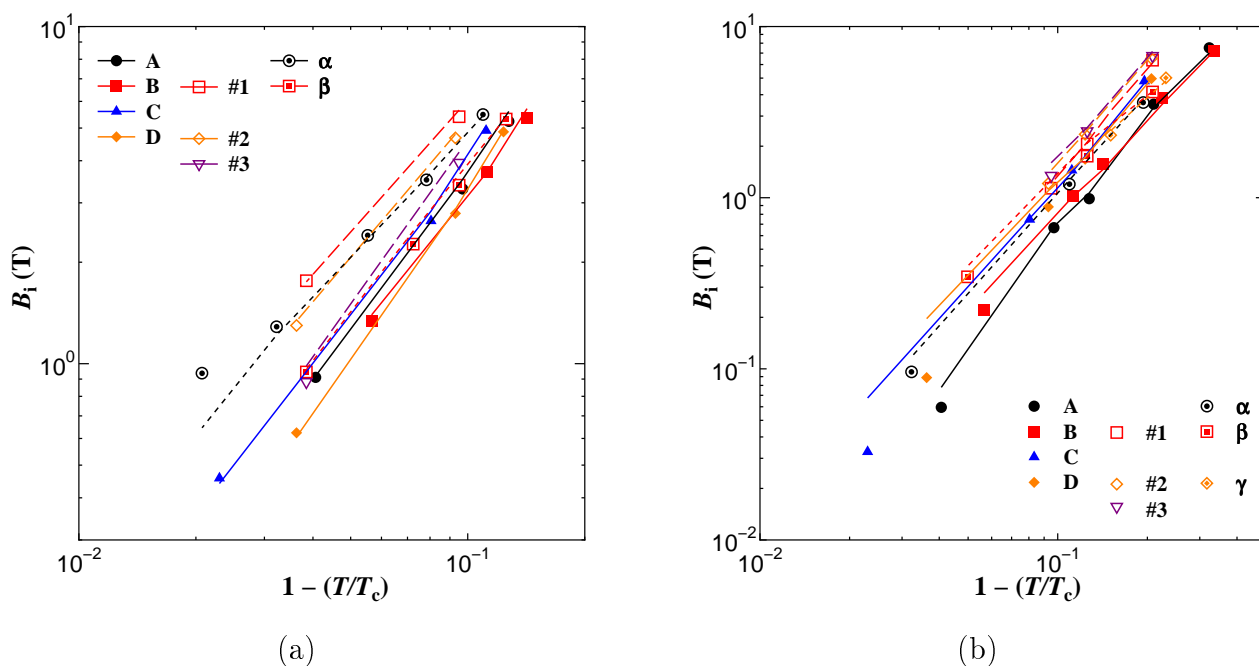


図 4.10. (a) 通常電界 (b) 低電界領域における不可逆磁界の実験値と理論値の比較。シンボルは実験値で、実線が理論値である。

表 4.2 解析に用いた 77.3 K におけるパラメータ。各試料の上段が通常電界領域で下段が低電界領域である。

試料	A_m	σ	m	γ
A	4.0×10^{12}	0.13	2.1	0.5
		0.08		
B	3.0×10^{12}	0.11	2.1	0.5
		0.07		
C	2.5×10^{12}	0.09	2.0	0.4
		0.08		
D	1.0×10^{12} 2.0×10^{12}	0.08	1.9	0.4
			1.9	0.3

試料	A_m	σ	m	γ
#1	5.0×10^{12}	0.050	2.0	0.8
		0.073		0.7
#2	4.0×10^{12}	0.048	2.0	0.7
		0.083		0.5
#3	3.1×10^{12}	0.046	2.0	0.6
		0.080		0.4
α	2.0×10^{12}	0.085	1.9	0.5
	2.6×10^{12}	0.080		
β	2.3×10^{12}	0.100	2.0	0.5
		0.085		0.4
γ	1.3×10^{12}	0.080	1.7	0.5

4.6.4 不可逆磁界および g^2 の膜厚依存性

図 4.11 にそれぞれの電界領域における 77.3 K での不可逆磁界の膜厚依存性の実験値と理論値の比較を示す。ただし、低電界領域での B_i はこれまでと同様に $J_c = 1 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ で決定したが、通常電界領域では試料 #1~#3 の B_i が高いため $J_c = 5 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ で B_i を決定した。図に示されるように、通常電界領域では厚いほど B_i が低くなっており、その膜厚依存性は、試料 D の B_i が予想より低くなっていることを考慮すると、それぞれの試料シリーズでほぼ同様に弱いことがわかる。一方、低電界領域では厚いほど B_i が高くなっている。その依存性は B_i の比較的低い試料 A~D, $\alpha \sim \beta$ では強いが、 B_i が比較的高い試料 #1~#3 では弱くなっている。つまり、 J_c が高ければ、低電界領域における薄い試料での J_c の劣化は、ある程度抑えることができると考えられる。

次に各試料で 77.3 K の g^2 の磁界依存性を比較しものを図 4.12 に示す。図からすべての試料において同じ磁界では通常電界領域よりも低電界領域の g^2 の方が大きくなっている。また、すべての試料において高磁界になるにつれて g^2 が急激に大きくなり、薄いほど大きくなる傾向にある。

次に両電界領域で不可逆磁界が異なるため、それぞれの試料の B_i で規格化した g^2 の磁界依存性を図 4.13 に示す。ただし、規格化に用いた B_i は図 4.11 の値である。図から不可逆磁界近傍において通常電界領域では各試料で大きな差があることがわかる。特に薄い試料の g^2 がかなり大きくなっている。中でも試料 #1~#3 は同じ膜厚の試料に比べてかなり大きく、この結果が高磁界で J_c が高かった原因であると考えられる。一方、低電界領域では g^2 の差がほとんどなく、磁界による変化は小さい。しかしながら、一番薄い試料 A, α では g^2 が急激に変化している。これはピンニングの次元性がピンニング相関距離 L が超伝導層厚 d よりも大きい 2 次元ピンニングであるからだと考えられる。

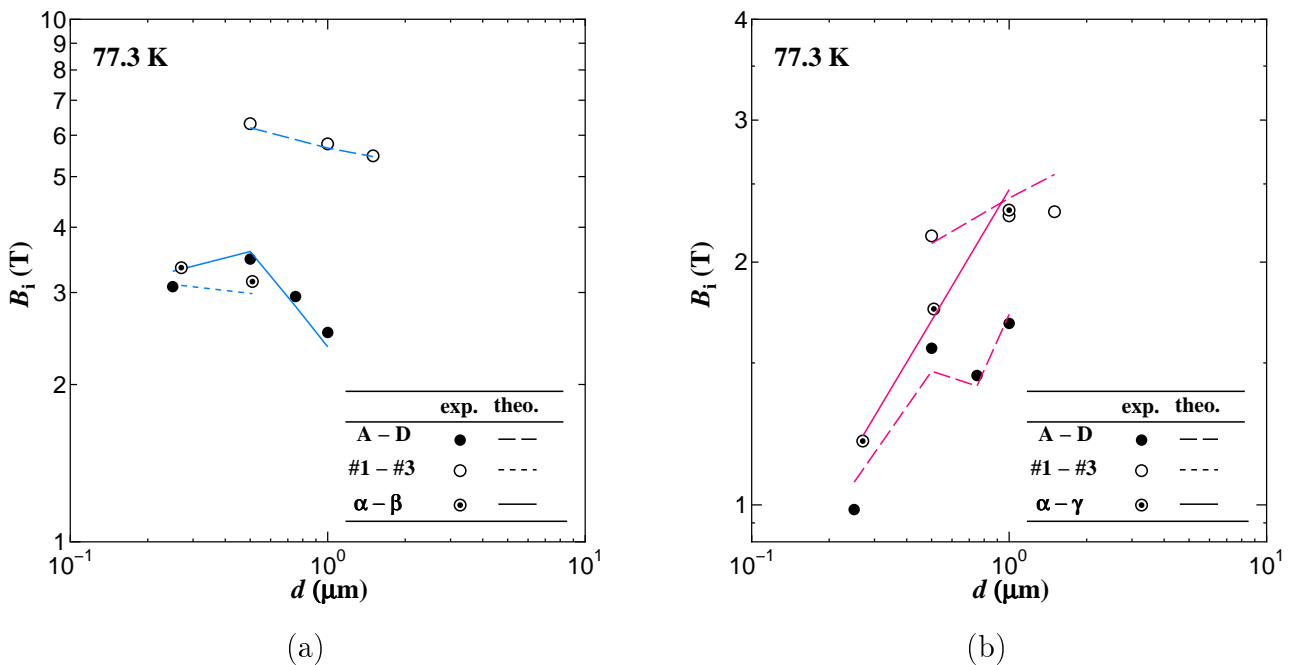


図 4.11. (a) 通常電界 (b) 低電界領域における不可逆磁界の厚さ依存性の実験値と理論値の比較。シンボルは実験値で、実線が理論値である。

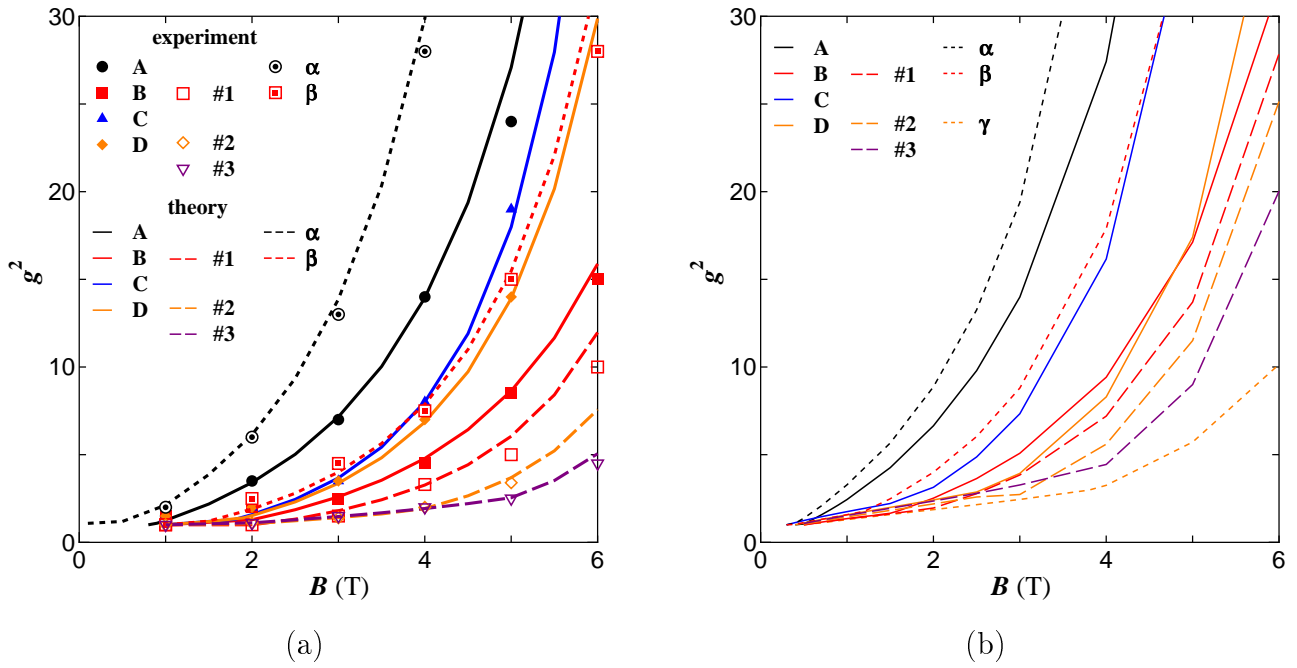


図 4.12. (a) 通常電界 (b) 低電界領域における 77.3 K での g^2 の磁界依存性。シンボルは実験値で、実線が理論値である。

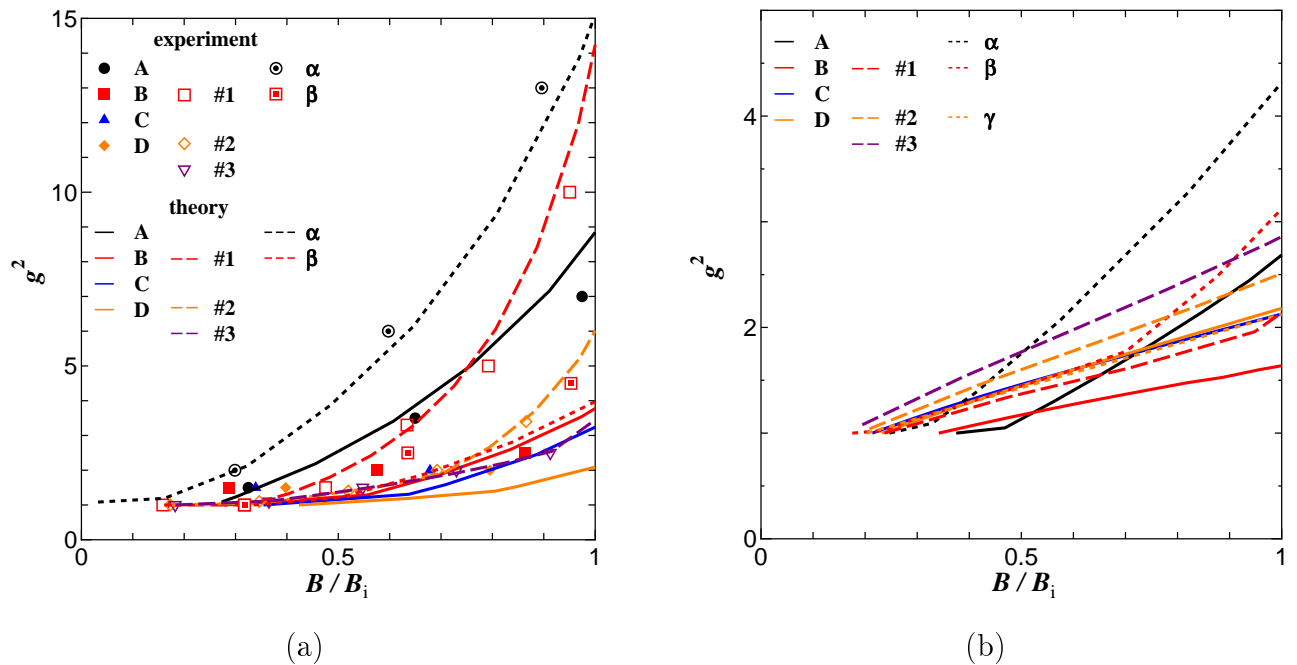


図 4.13. (a) 通常電界 (b) 低電界領域における 77.3 K での B_i で規格化した g^2 の磁界依存性。シンボルは実験値で、実線が理論値である。

4.6.5 n 値の膜厚依存性の比較

図 4.14 に 77.3 K, 0.1 T における n 値の膜厚依存性を示す。どの試料のシリーズにおいても厚いほど n が高くなることからわかる。ただし、試料 γ の n 値が低くなっているのは、この試料のみ構造が異なっており配向性が低いからだと考えられる。通常電界領域では高い J_c に由来して、試料 #1~ の n 値が他の試料に比べて高いが、膜厚依存性は他より弱い。一方、低電界領域では試料間での J_c の差が通常電界領域に比べて小さいことに由来して、試料 $\alpha \sim \gamma$ を除くとそれぞれの厚さでの値や依存性の強さにそれほど差が見られない。試料 α, β は試料を 2 枚重ねて測定しているため、形状効果が少なくある程度大きな n 値を示したと考えられる。

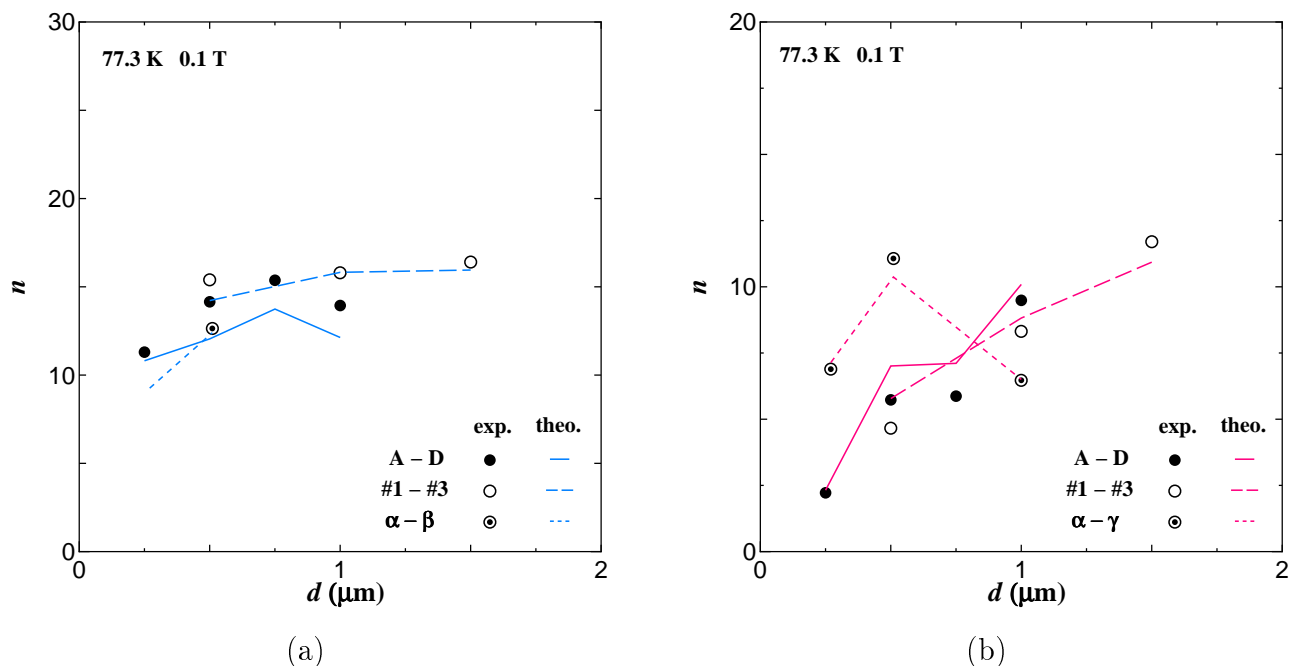


図 4.14. (a) 通常電界 (b) 低電界領域における 77.3 K, 0.1 T での n の厚さ依存性。シンボルは実験値で、実線が理論値である。

4.7 応用における最適な厚さ

以上の結果から、厚い試料は低電界において優れた特性を有することから、安定した高い磁界を要するような永久電流を用いる NMR(核磁気共鳴分析装置)などに有効であると考えられる。一方、薄い試料は通常電界領域において優れた特性を有することから、電力輸送用のケーブルなどの交流下での応用に適していると考えられる。

第 5 章 まとめ

超伝導 YBCO-coated 線材の不可逆磁界の超伝導層厚依存性を調べるため超伝導層厚の異なる 4 つの試料を電界領域の異なる四端子法及び直流磁化法で測定し、臨界電流密度を求め、不可逆磁界を評価した。その結果をピン力の分布を考慮した磁束クリープ・フローモデルによる解析結果と比較検討を行った。また、本研究室で過去に測定した様々な厚さの YBCO-coated 線材とも合わせて解析を行い厚さ依存性について議論した。その結果以下のことが明らかになった。

- 低温及び低磁界領域では低電界領域と同様に通常電界領域でも薄いほど J_c が高くなった。この膜厚依存性は、3次元ピンニングであるため2次元集合的ピンニングによるものではなく、厚くしたことによる超伝導層の組織の劣化からくるものだと考えられる。この結果は、厚くしても比較的組織が均一な TFA-MOD 法で作製された coated 線材において J_c が膜厚に依存しないことと矛盾しない。
- 高温領域では低電界領域において薄い試料の J_c は高磁界になるにつれ急激に劣化する。しかしながら、通常電界領域では J_c は低磁界の特性を保ち薄い試料ほど大きいことがわかった。
- 不可逆磁界 B_i の膜厚依存性は通常電界領域と低電界領域の間で異なった。つまり、 B_i は通常電界領域では薄いほど高いが低電界領域では薄いほど低くなった。
- 以上の結果から、高温領域での膜厚依存性は構造の悪化に加え、磁束線の熱振動による影響に関係していると考えられる。つまり、薄い試料において通常電界領域では磁束クリープの影響が弱く、一方、低電界領域では磁束クリープの影響が強いと考えられる。
- 磁束クリープの下で J_c が最大となるように g^2 が決定するという熱力学的な原理に基づく g^2 のふるまいを仮定し、磁束クリープ・フローモデルを用い解析を行った結果、 g^2 は膜厚が薄いほど大きくなって磁束クリープに対し有利となるが、低電界では不可逆磁界が結果的に低く制限されてしまうため、こうした有利さを発揮できないことがわかった。つまり、通常電界領域では磁束クリープの影響が抑えられ薄い方の B_i が高くなり、低電界領域では薄い試料ほど磁束クリープの影響を顕著に受け、 B_i が減少したと考えられる。

- また、これ以外の様々な膜厚の試料に対しても同様なふるまいが認められるが、これらの結果も熱力学的な原理に基づく g^2 のふるまいを仮定し、磁束クリープ・フローモデルを用いることで実験結果をおおよそ説明することができた。
- 77.3 K, 0.1 T において n 値は両電界領域とも厚い試料で大きくなった。これは厚い試料でピン・ポテンシャルが大きいことが関係していると考えられる。
- これらの結果から、厚い試料は低電界領域で有利であるため永久電流を用いる応用に有効であり、一方、薄い試料は通常電界領域で有利であるため交流下での応用に有効であることが明らかになった。

謝辞

本研究を行なうにあたり、多大なる御指導、助言を頂いた松下照男教授に深く感謝いたします。また、様々な助言や指導、ご協力をして頂いた小田部荘司助教授、木内勝助手に深く感謝いたします。最後に、公私共々お世話になりました松下研究室、小田部研究室の皆様にも深く感謝いたします。また、試料を提供して下さったSRL名古屋高温超電導線材開発センターに深く感謝いたします。

参考文献

- 1) E. H. Brandt: Phys. Rev. B **34** (1986) 6514.
- 2) T. Matsushita, T. Fujiyoshi, K. Toko, K. Yamafuji: Appl. Phys. Lett. **56** (1990) 2039.
- 3) M. Kiuchi, K. Noguchi, T. Matsushita, T. Kato, T. Hikata, K. Sato: Physica C **278** (1997) 62.
- 4) 塩原 融: 低温工学 **39** (2004) 511.
- 5) 衣斐 顕, 山田 穰, 福島 弘之, 栗木 礼二, 宮田 成紀, 渡部 智則, 塩原 融: 低温工学 **41** (2005) 585.
- 6) V. Selvamanickam, Y. Chen, X. Xiong X.Zhang, Y.Xie, Y. Qiao, J. Reeves, R. Schmidt, A. Rar, K. Lenseth, D. Haselton: 19th International Symposium On Superconductivity 2006 WT-20-INV p.141
- 7) T. Izumi, Y. Tokunaga, H. Fuji, R. Teranishi, J. Matsuda, S. Asada, T. Honjo, Y. Shiohara, T. Muroga, S. Miyata, T. Watanabe, Y. Yamada, Y. Iijima, T. Saitoh, T. Goto, A. Yoshinaka, A. Yajima: Physica C **412** (2004) 885.
- 8) A. Ibi, H. Iwai, K. Takahashi, T. Muroga, S. Miyata, T. Watanabe, Y. Yamada, Y. Shiohara: Physica C **426** (2005) 910.
- 9) T. Matsushita, M. Kiuchi, K. Kimura, S. Miyata, A. Ibi, T. Muroga, Y. Yamada and Y. Shiohara: Supercond. Sci. Technol. **18** (2005) 227.
- 10) 吉田 貴明: 超伝導 YBCO-coated 線材の臨界電流特性の膜厚依存性 [九州工業大学卒業論文 2006]
- 11) K. Kimura, M. Kiuchi, E. S. Otabe, T. Matsushita, S. Miyata, A. Ibi, T. Muroga, Y. Yamada and Y. Shiohara: Physica C **445** (2006) 141
- 12) T. Muroga, T. Watanabe, S. Miyata, H. Iwai, Y. Yamada, T. Izumi, Y. Shiohara. T. Kato, H. Sasaki, Y. Sugawara. T. Hirayama: Physica C **412** (2004) 807
- 13) 木村 健吾: 膜厚の異なる超伝導 YBCO-coated 線材の臨界電流特性の評価 [九州工業大学卒業論文 2005]
- 14) 渡辺 忠明: 超伝導 YBCO-coated 線材の磁束ピンニング特性 [九州工業大学修士論文 2005]

- 15) 渡部 智則, 栗木 礼二, 岩井 博幸, 宮田 成紀, 室賀 岳海, 衣斐 顕, 山田 穰, 塩原 融: 低温工学 **39** (2004) 553.
- 16) A. I. Larkin, Yu. N. Ovchinnikov: J. Low Temp. Phys. **34** (1979) 409
- 17) 松下照男著: 磁束ピンニングと電磁現象 (産業図書)p.310
- 18) T. Matsushita, Physica C **217** (1993) 461.
- 19) T. Matsushita *et al.* SuST **18** (2005) 1348.