

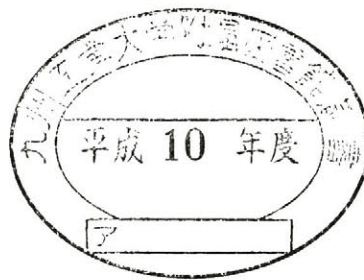
377.5

K-11-2

1-39



Bi 系酸化物超伝導体における
ピン止めされた磁束線の挙動に関する研究



九州工業大学附属図書館



10247005

木内 勝

目次

第1章	序論	1
1.1	はじめに	1
1.2	臨界電流特性	3
1.3	不可逆磁界	3
1.3.1	磁束クリープ現象	5
1.3.2	パンケーキ磁束モデル	12
1.3.3	ガラス-液体転移モデル	17
1.3.4	磁束クリープ理論	20
1.4	本研究の目的及び論文の内容	31
	参考文献	33
第2章	超伝導体の次元性による磁束バンドルの形状	36
2.1	縦方向の磁束バンドルの大きさ	37
2.1.1	測定に用いた試料	38
2.1.2	Campbell法を用いた c 軸方向の磁束線の弾性相関 距離の測定	39
2.1.3	ピンニング相関距離	47
2.1.4	ピン力密度-変位特性	47
2.2	横方向の磁束バンドルの大きさ	53
2.3	まとめ	62
	参考文献	64
第3章	ピンニング特性	65
3.1	試料及び測定	66

3.1.1	試料	66
3.1.2	測定	66
3.2	臨界電流密度	69
3.3	不可逆磁界	72
3.4	ピン力密度の温度スケール則	75
3.5	磁束クリープ理論による解析	79
3.5.1	不可逆磁界	79
3.5.2	ピン力密度の温度スケール則	81
3.5.3	非超伝導粒子によるピンニングの可能性	82
3.6	まとめ	86
	参考文献	88
第4章	電流 - 電圧特性のスケーリング	91
4.1	電流 - 電圧特性の評価	93
4.1.1	試料	93
4.1.2	測定	94
4.1.3	電流 - 電圧特性	95
4.1.4	電流 - 電圧曲線のスケーリング	97
4.2	ピン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	102
4.2.1	ピンの分布を考慮した磁束クリープ・フローモデル	102
4.3	ピン力の分布	112
4.3.1	測定及び解析	112
4.3.2	ワイブル分布関数	113
4.4	ピン力密度の温度スケール則	116
4.5	まとめ	118
	参考文献	120
第5章	総括	122
	謝辞	124

表目次

2.1	磁束線の長さ方向の弾性相関距離の測定に用いた試料の諸元。	38
3.1	$T = 77.3 \text{ K}$, $B = 0 \text{ T}$ での臨界電流密度と臨界温度。 . .	66
3.2	各試料のピンニングパラメーター。	72
3.3	不可逆磁界の温度依存性を示すパラメーター n 。	73
3.4	ピン力密度の温度スケール則より得られるピンニングパラメーター。	78
3.5	ピン力密度の最大値の温度依存性を示すパラメーター k 。 .	78
3.6	数値解析に用いた試料4の超伝導及びピンニングパラメーター。どちらの磁界方向も上段は低温で有効なピンからの寄与、下段は非超伝導粒子からの寄与である。	81
3.7	非超伝導粒子が有効的にピンとして働いたときに理論的に予想されるピンニングパラメーター。	85
4.1	Bi-2223 銀シーステープ線材の $T = 77.3 \text{ K}$, $B = 0 \text{ T}$ に於ける臨界電流密度と臨界温度。	93
4.2	数値解析に用いた試料7の Bi-2223 銀シーステープ線材のパラメーター。	105
4.3	数値解析に用いた試料10の Bi-2223 銀シーステープ線材のパラメーター。	113
4.4	Bi-2223 銀シーステープ線材の $B = 0.2 \text{ T}$, $T = 46 \sim 60 \text{ K}$ の電流 - 電圧特性から得られるワイブルパラメーター。 .	114

図目次

1.1	温度 - 磁界平面上の相境界 $B_{c2}(T)$ と不可逆曲線 $B_i(T)$ 。	5
1.2	$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ 超伝導体の結晶構造。	6
1.3	異方性パラメーターと不可逆磁界の関係 [3]。	6
1.4	washboard ピンニングポテンシャル。	8
1.5	活性化エネルギー U と規格化電流密度 $j = J/J_{c0}$ の関係。	9
1.6	磁界を c 軸に平行に加えた場合のパンケーキ磁束モデルから予想される磁束線。	13
1.7	$\text{Bi}_{2.15}\text{Sr}_{1.95}\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ の磁束線の回折像が消失する磁界 [13]。	14
1.8	$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ の c 軸方向に磁界を加えた場合の磁化曲線 [14]。	15
1.9	Bi-2212 超伝導体の磁束線の相図 [15]。	15
1.10	Bi-2223 超伝導体の磁界を c 軸に平行に加えた場合の不可逆磁界の厚さ依存性。テープ線材の場合が $50\ \mu\text{m}$ で薄膜は $0.4\ \mu\text{m}$ である。□、○が実験結果で、■、●が磁束クリープ理論の解析結果 [16]。	16
1.11	Bi-2212 超伝導体と Y-123 超伝導体のピンニングポテンシャルの比較 [17]。	16
1.12	磁界を c 軸に平行に $B = 4\ \text{T}$ 加えた場合の Y-123 エピタキシャル薄膜の電流 - 電圧特性 [18]。	19
1.13	ガラス - 液体転移モデルを用いて電流 - 電圧特性をスケールリングさせた結果 [18]。	19

1.14 (a) 平均化されたピン力密度と磁束線の変位との関係。 (b) 磁束線の単位体積当りのピンニングポテンシャル \hat{U}_0 。	23
1.15 磁束バンドルの体積 V 。(a) は縦方向の磁束バンドルサイズ L が超伝導体の厚さ d より小さい場合。(b) は縦方向の磁束バンドルサイズ L が超伝導体の厚さ d より大きい場合。	23
1.16 実験結果から予想される g^2 と弾性理論から予想される g_e^2 の関係 [26]。直線は (1.42) 式の関係を示す。	25
1.17 c 軸に対して垂直に磁界を加えた様々に超伝導体の不可逆磁界の温度依存性。(a) が磁束クリープ・モデルに基づく解析結果及び (b) が測定結果。▲は熔融法で作製された Y-123 超伝導体、●は Bi-2223 銀シーステープ線材、□は熔融法で作製された Bi-2212 超伝導体、■は TSFZ 法で作製された Bi-2212 単結晶 [16]。	27
1.18 磁束クリープ・モデルから得られた電流-電圧曲線のスケーリング [20]。	28
1.19 磁界を c 軸に垂直に加えた場合の様々な超伝導体の $t = T/T_c = 0.75$ の不可逆磁界と $T = 4.2$ K、 $B = 1$ T のピン力密度の依存性 [16]。実線は (1.50) 式の関係を表す。 . .	30
2.1 試料 1 の $T = 20 \sim 30$ K での直流磁化曲線。	40
2.2 試料形状及び印加磁界の方向: c 軸に対して平行に直流磁界 B を加え、磁束線に曲がり変形を加えるために試料表面に平行に交流磁界 b_0 を加えた。	40
2.3 それぞれの磁界に対する遮蔽電流の分布: (a) c 軸方向に直流磁界を加えた場合の遮蔽電流分布。(b) 広い面に平行に交流磁界を加えた場合の遮蔽電流。 w は試料の幅で l は長さ方向を表す。	41
2.4 試料 1 の $T = 18$ K に於ける様々な磁界下での $\lambda'-b_0$ 曲線。	42

2.5	試料1の $T = 18$ K、 $B = 0.4$ T での交流磁界 b_0 のゼロ近傍に於ける $\lambda'-b_0$ 曲線。	42
2.6	試料1の $\lambda'-b_0$ 曲線の勾配から評価した15 ~ 30 Kでの臨界電流密度。	45
2.7	試料1の c 軸方向の弾性相関距離の様々な温度での磁界依存性。	45
2.8	試料1のピーク磁界近傍の23、25 Kでの弾性相関距離の磁界依存性。	46
2.9	試料2の様々な温度での弾性相関距離の磁界依存性。	46
2.10	試料1の臨界電流密度の測定値を用いて理論的に評価した弾性相関距離。	48
2.11	試料2の臨界電流密度の測定値を用いて理論的に評価した弾性相関距離。	48
2.12	試料2の低温度領域の臨界電流密度から評価した J_{c0} を用いて求めた磁束線の長さ方向の磁束バンドルサイズ L 。	49
2.13	試料1の $T = 23$ K、 $B = 20$ mT に於けるピン力密度-変位特性。	51
2.14	試料1のピーク効果近傍の α_L の磁界依存性。鎖線は点欠陥によるピンニングの理論予想 ($\alpha_L \propto B^{3/2}$) で、シンボルは実験結果を示す。	52
2.15	試料1のピーク効果近傍の d_i の磁界依存性。鎖線及び実線は25 K及び23 Kの $d_i \propto B^{-1/2}$ の関係で、シンボルは実験結果を示す。	52
2.16	試料1の $T = 23$ K に於ける弾性相関距離 l_{44} の実験値 (●) と解析値 (○) の比較。	54
2.17	試料1の磁化の対数緩和測定の結果。	56
2.18	試料1の磁化の対数緩和率から評価した見掛けのピンニングポテンシャル (●) と磁束クリープ理論の解析結果 (○)。	56
2.19	Bi-2223 銀シーステープ線材の磁化の緩和率から評価した見掛けのピンニングポテンシャルの温度依存性。	58

2.20	Bi-2223 銀シーステープ線材の低磁界の臨界電流密度から評価した縦方向の弾性相関距離の温度及び磁界依存性。	58
2.21	g^2 と J_{c0} より評価した Bi-2223 銀シーステープ線材の見掛けのピンニングポテンシャル。	60
2.22	Bi-2223 銀シーステープ線材について見掛けのピンニングポテンシャルの測定結果から評価した g^2 。	60
2.23	試料 2 の U_0^* と J_{c0} を用いて L を求め、ピンニングポテンシャルから評価した磁束バンドル中の磁束数。	61
2.24	Bi-2212、Bi-2223 及び Y-123 超伝導体で臨界電流密度が同一の場合の磁束バンドルの形状。	61
3.1	試料形状及び印加磁界の方向: (a)、(b) は Campbell 法による測定。(c)、(d) は 4 端子法による測定。	68
3.2	磁界を c 軸に垂直に加えた場合の試料 4 の $T = 4.2 \sim 70$ K の臨界電流密度の磁界依存性。	70
3.3	磁界を c 軸に平行に加えた場合の試料 4 の $T = 4.2 \sim 70$ K の臨界電流密度の磁界依存性。	70
3.4	磁界を c 軸に垂直及び平行に加えた場合の試料 4 の臨界電流密度の温度依存性。	71
3.5	磁界を c 軸に垂直及び平行に加えた場合の試料 4 の臨界電流密度の磁界依存性。	71
3.6	磁界を c 軸に垂直及び平行に加えた場合の各試料の不可逆磁界。	74
3.7	磁界を c 軸に垂直及び平行に加えた場合の試料 4 の不可逆磁界の温度依存性。	74
3.8	磁界を c 軸に垂直に加えた場合の試料 4 のピン力密度の磁界依存性。実線は (3.5) 式のスケール則を示す。	76
3.9	磁界を c 軸に平行に加えた場合の試料 4 のピン力密度の磁界依存性。実線は (3.5) 式のスケール則を示す。	76

3.10	磁界を c 軸に垂直及び平行に加えた場合の試料 4 のピン力密度の最大値と不可逆磁界の関係。	77
3.11	磁界を c 軸に垂直及び平行に加えた場合の試料 4 のピン力密度の最大値の温度依存性。	79
3.12	試料 4 の不可逆磁界。磁界を c 軸に垂直 (●) 及び平行 (■) に加えた場合の実験結果及び磁界を c 軸に垂直 (○) 及び平行 (□) に加えた場合の解析結果。	82
3.13	磁束クリープ・モデルから予想される磁界を c 軸に垂直に加えた場合のピン力密度の磁界依存性。	83
3.14	磁束クリープ・モデルから予想される磁界を c 軸に平行に加えた場合のピン力密度の磁界依存性。	83
3.15	磁束クリープ・モデルから予想される磁界を c 軸に垂直及び平行に加えた場合のピン力密度の最大値と不可逆磁界の関係。	84
3.16	仮想的なピン力密度 F_{p0} と磁束クリープ・モデルから予想されるピン力密度 F_p の比較。	84
3.17	試料作製が改善され、非超伝導粒子が有効に働いた場合の予想される不可逆磁界。 : ●が磁界を c 軸に垂直に加えた場合。 ○が磁界を c 軸に平行に加えた場合。	86
4.1	四端子法による試料の配置と印加磁界の方向。	95
4.2	$B = 0.7$ T、 $T = 46 \sim 78$ K での Bi-2223 銀シーステープ線材の電流 - 電圧曲線。	96
4.3	$B = 0.7$ T、 $T = 46 \sim 78$ K での銀の影響を削除した電流 - 電圧曲線。	96
4.4	$B = 0.7$ T に於ける電流 - 電圧特性のスケーリング曲線。	98
4.5	Bi-2223 銀シーステープ線材の動的臨界指数 z の磁界依存性。	99
4.6	Bi-2223 銀シーステープ線材の静的臨界指数 ν の磁界依存性。	99

4.7	作製方法が異なる Bi-2212 テープ線材の動的臨界指数 z の磁界依存性。	100
4.8	作製方法が異なる Bi-2212 テープ線材の静的臨界指数 ν の磁界依存性。	100
4.9	ピン力の異なる Bi-2223 銀シーステープ線材の転移曲線 $B_g(T)$ 。	101
4.10	転移曲線 $B_g(T)$ と定義を変化させた場合の不可逆曲線 $B_i(T)$ の関係。	101
4.11	$T = 40 \sim 60$ K に於ける臨界電流密度の磁界依存性。記号が実験結果で、曲線が解析結果。	106
4.12	磁束クリープ・フローモデルで仮定した A の分布。	106
4.13	$B = 0.7$ T に於ける電流 - 電圧特性の解析結果。	107
4.14	$B = 0.7$ T に於ける電流 - 電圧特性の解析結果のスケールング。	107
4.15	動的臨界指数 z の磁界依存性の比較。	108
4.16	静的臨界指数 ν の磁界依存性の比較。	108
4.17	作製方法が異なる Bi-2212 テープ線材の動的臨界指数 z の解析結果。	109
4.18	作製方法が異なる Bi-2212 テープ線材の静的臨界指数 ν の解析結果。	109
4.19	$B = 0.7$ T に於ける Bi-2223 銀シーステープ線材の臨界電流密度 J_c の温度依存性。	111
4.20	いろいろな試料の ν と $\delta'/2$ の比較。	111
4.21	Bi-2223 銀シーステープ線材の $T = 54$ K、 $B = 0.2$ T に於ける電流 - 電圧特性にワイブル分布関数を一致させた例。●が実験結果で実線がワイブル分布関数。	115
4.22	2つの分布関数の比較。実線が磁束クリープ理論から予想される分布関数、点線がワイブル分布関数を表す。	115
4.23	ピン力密度の温度スケール則の実験結果。	117

4.24	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。	117
------	--	-----

第1章 序論

1.1 はじめに

急速に進化し続ける情報化時代で求められるものは迅速かつ正確な情報である。もし、こうした分野に超伝導が応用されれば、それが果たす役割は大きいと期待される。その中で医療用に製品化されているMRI (Magnetic Resonance Imaging) は、核磁気共鳴現象を利用した人体断層画像装置で、直接触れずに人体内部の構造を観察するものである。この装置は同様なX線CTに比べてX線の被ばくがない利点がある。この装置に必要な均一磁界の発生には超伝導マグネットを使ったものが一般的で、使用されている均一磁界強度は0.35 ~ 1.5 T程度である[1]。しかし、MRIはこうした人体内部の情報を容易に得ることができる装置ではあるが、現在の段階ではまだコスト等の面から使用が限られ、一般的な装置とはなっていない。この原因に、一つに半導体等を使用したデバイスと異なり、超伝導体を冷却するコストの問題がある。現在使用されている金属超伝導体の場合は冷媒として液体ヘリウムを用いるのが一般的であり、その液体ヘリウムとクライオスタットのコストがかさむ。また今以上の画像鮮明度及び情報量を求めるとさらなる高磁界と磁界均一性の向上が必要となる。

この点に於いて酸化物超伝導体は臨界温度が高いことから冷媒として液体ヘリウムに比べて十分の一の価格の液体窒素を用いることができる。また使用温度が高いためにクライオスタットの構造が簡単となり、小型化が図られる。特にBi系超伝導体の場合、臨界温度も高く結晶軸の一つであるc軸を機械的処理によって容易に配向させることがで

1.1 はじめに

きるためにマグネットを製作するための長尺の線材化に適している。実際に km のオーダーの長さの線材が作製され、これを用いた超伝導トランスが試作されている。

また、現在の大都市への電力供給は地中送電が一般的となりつつある。一方で情報化時代に伴って更なる情報通信網を大都市に供給する必要がある。このためにより多い通信線及び光ファイバー等を配線する必要があり、都市地下空間の有効利用が求められる。したがって電力供給はコンパクトで効率がよいものが求められる。金属超伝導体を用いた送電の構想は従来からあるが、ここでも冷却の問題がかなり大きい問題となる。金属超伝導体の場合、液体ヘリウム層と冷却効率を上げるために更に液体窒素層が必要になる。これに対して高温超伝導体の場合、液体窒素層のみで運転可能であるためにコンパクト化が可能であることから、金属超伝導体を用いた場合に比べてケーブルの断面積を三分の一に減少することができる [2]。

この様に酸化物超伝導体は高い臨界温度を持つために様々な応用が期待されるが、克服しなければならない問題が多々ある。特に MRI 等の超伝導マグネットとして酸化物超伝導体を使用する場合、抵抗損失なしに流しうる最大の電流密度、すなわち臨界電流密度は大きければ大きいほどよいが、酸化物超伝導体のその特性は液体窒素温度近傍では大きく減少してしまう。したがって酸化物超伝導体を性能が十分なマグネット等に使用できるようにするためには、まず酸化物超伝導体における臨界電流特性の決定要因を明らかにし、この材料の特性改善の可能性を議論する必要がある。

本章では本研究に関する基本的な概念と従来の研究経過について簡単に述べ、解決すべき問題点と本研究の目的等の本論文の概要について述べる。

1.2 臨界電流特性

第2種超伝導体では下部臨界磁界 B_{c1} 以上の磁界では磁束は各々 $\phi_0 = 2.07 \times 10^{-15}$ Wb の磁束量を持つ量子化磁束の形で超伝導体内に侵入する。この量子化した磁束を単に磁束線ともいう。このために超伝導体に電流を流すと内部に侵入した磁束線はローレンツ力を受ける。もしこの力によって磁束線が動けば、ファラデーの電磁誘導法則により電界が生じる。しかし、現実にはこのローレンツ力を受けて磁束線が動こうとするのを、磁束ピンニングの作用により止めることができる。この磁束ピンニングは超伝導体内部に存在する析出物や結晶界面等の不均質部分(これをピンと呼ぶ)と磁束線の相互作用によって生じる。したがって磁束ピンニング相互作用がある場合にはある程度電流を流しても電界が発生しない。このような最大電流密度を臨界電流密度という。単位体積当たりのピンニング力、すなわちピン力密度を F_p とすると臨界電流密度 J_c は

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

で与えられる。さらに電流密度を増加すると磁束線はピンから外れて動き出し、電界が発生する。

1.3 不可逆磁界

一般にピンを含む超伝導体では、外部磁界が下部臨界磁界 B_{c1} を超えて磁束線が超伝導体内に侵入した後は、磁化曲線は外部磁界の増減に対して可逆とならず、ヒステリシスを持つ。これはローレンツ力に対して磁束線の動きを止めるピンニング力が常に反対方向に働くためである。一般的に知られた臨界状態モデルを用いれば、その磁化のメジャー曲線のヒステリシスの幅 ΔM が臨界電流密度 J_c に比例する。金属超伝導体では上部臨界磁界 B_{c2} まで磁化曲線は不可逆であり、有限の臨界電流密度 J_c が存在する。

1.3 不可逆磁界

一方で、1986年にLaBaCuOで酸化物超伝導体が発見されて以来、液体窒素温度77.3 Kより高い臨界温度 T_c を持つ超伝導体が次々に発見され、現在では液体窒素温度の2倍近い臨界温度 $T_c = 135$ Kを持つHgBa₂Ca₂Cu₃O_xが発見されている。しかし、この酸化物超伝導体の磁化が上部臨界磁界 B_{c2} 以下のある磁界を境に可逆となり、これより高磁界領域での臨界電流密度 J_c がゼロとなることが指摘された。この磁化の可逆と不可逆の境の磁界を不可逆磁界 B_i と言い、また不可逆磁界を温度に対して描いた場合の曲線を不可逆曲線と呼ぶ(図1.1参照)。酸化物超伝導体ではこの不可逆曲線が上部臨界磁界 B_{c2} に比べてかなり低い温度及び磁界領域にあるために応用に適してはいない。このように酸化物超伝導体では上部臨界磁界 B_{c2} より低い磁界に於いても臨界電流密度がゼロとなるのは液体窒素温度以上の高温領域では液体ヘリウム温度に比べてその熱的な揺らぎが20倍以上と大きく、ピンニングされていた磁束線が熱揺動により容易にピンからはずれて動くために電界が生じてしまうからである。

Bi系超伝導体は2次元的な結晶構造のために機械的処理によって結晶の c 軸を容易に配向させることができるために、悪い臨界電流特性の原因の一つである結晶粒間の弱結合が少ない。このため容易に線材化が可能であり、応用が期待されている。図1.2にBi₂Sr₂CaCu₂O₈超伝導体の結晶構造を示す。Bi系超伝導体もまたY系超伝導体で知られた変形ペロブスカイト構造で、CuO₂-Ca-CuO₂が超伝導層と呼ばれ、超伝導性が強く主に超伝導電流が流れる。またSrO-BiO-BiO-SrOが電氣的に絶縁層であり、この絶縁層を挟むCuO₂面間はジョセフソン接合のような弱い結合になる。Bi系超伝導体はこうした2次元的な結晶構造に起因してコヒーレンス長が大きな異方性を持つために、この不可逆磁界も異方性を持つことが知られている。そして酸化物超伝導体の中でも最も異方性が大きいBi-2212超伝導体の場合は特に不可逆磁界の異方性が大きくなる。そして不可逆磁界の値そのものも超伝導体の結晶の異方性に強く依存することが知られている[3]。図1.3にYBa₂Cu₃O_{6+x}、(La_{1-x}Sr_x)₂CuO₄とBi₂Sr₂CaCu₂O_yの単結晶の c 軸方向に磁界を加えた

1.3 不可逆磁界

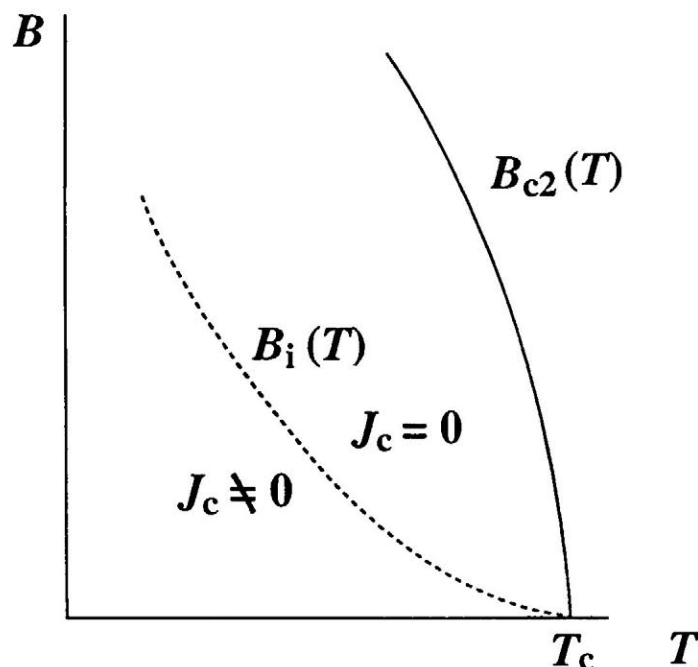


図 1.1: 温度 - 磁界平面上の相境界 $B_{c2}(T)$ と不可逆曲線 $B_i(T)$ 。

場合の不可逆磁界と結晶の異方性パラメーター γ_n^2 の関係を示す。ここで異方性パラメーターは $\gamma_n^2 = \rho_c / \rho_{ab}$ で、 ρ_c と ρ_{ab} は臨界温度の直上の常伝導状態で定義した c 軸方向の及び a - b 平面内の抵抗率である。2次元性が強い $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ の異方性パラメーターは 10^4 のオーダーでかなり大きく、酸化物超伝導体の中では最も3次元的な $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ では 10^2 程度となる。不可逆磁界は3次元的な $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ の場合が一番大きく、 γ_n^2 の増加と共に単調に減少しており、結晶の異方性に強く依存することがわかる。

1.3.1 磁束クリープ現象

この高温領域での不可逆磁界や臨界電流密度を良く記述できるモデルとして磁束クリープ・モデルが知られている。磁束クリープ・モデルは元来、超伝導電流の時間的緩和を説明するモデルであるが[4]、このモデルによれば、温度 T の下でピン止めされた一群の磁束線(これ

1.3 不可逆磁界

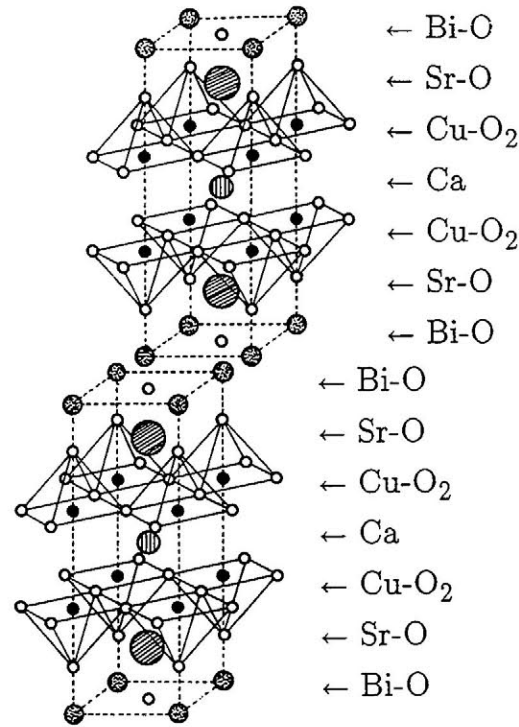


図 1.2: $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ 超伝導体の結晶構造。

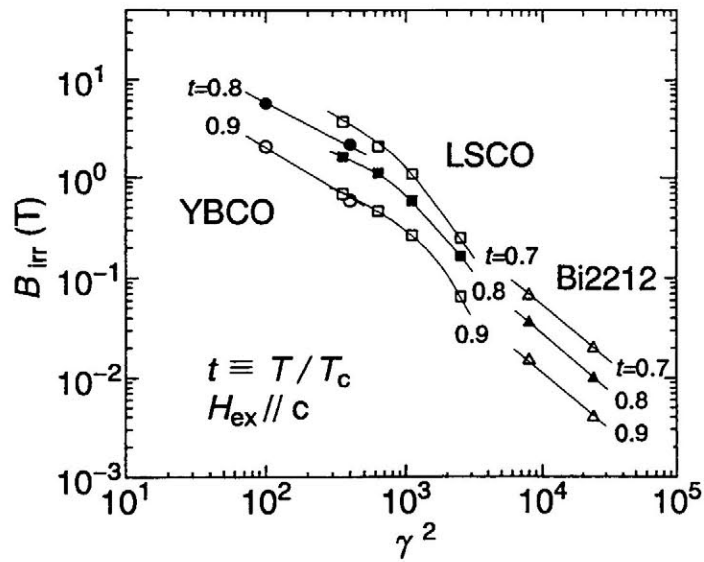


図 1.3: 異方性パラメーターと不可逆磁界の関係 [3]。

1.3 不可逆磁界

を磁束バンドルという)が1度の跳躍に対して活性化エネルギー U のバリヤを飛び越える確率は Arrhenius の表示 $\exp(-U/k_B T)$ で与えられる。ここで k_B はボルツマン定数である。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考えられ、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。また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であろう。図 1.4 は磁束バンドルの位置に対するそのエネルギーの変化を簡単に表したものであるが、右下がりとなっているのはローレンツ力の仕事を考慮したためである。 x 軸の正及び負の方向に磁束クリープを起こして生じる電界の大きさはピンニングポテンシャル内での磁束バンドルの振動周波数を ν_0 とすると

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

で表せる。ただし、 U' はローレンツ力と反対側の活性化エネルギーである。

ここで、大きな超伝導平板 ($0 \leq x \leq 2d$) に対して磁界 H_e を z 軸方向に平行に加えた場合の磁化の緩和を考える。対称性から $0 \leq x \leq d$ のみを取り扱えばよい。増磁の場合は電流は y 軸の正の方向に流れ、磁束クリープによる磁束バンドルの運動は x 軸の正の方向となる。 $0 \leq x \leq d$ に於ける電流密度 J が一様であるとする。この領域の磁束密度は $B = \mu_0(H_e - Jx)$ で与えられる。したがって観測される超伝導平板表面 $x = 0$ での電界 E は Maxwell の方程式 $\text{rot } E = -\partial B / \partial t$ から、磁束密度の平均値 $\langle B \rangle$ を用いて

$$E = \frac{\partial d \langle B \rangle}{\partial t} = -\frac{\mu_0 d^2}{2} \cdot \frac{\partial J}{\partial t} \quad (1.3)$$

となる。この関係を (1.2) 式の左辺に代入し、 U 及び U' を J の関数として与えれば、超伝導電流密度の時間的緩和を導くことができる。

ここでは、磁束クリープの影響が少なく、超伝導電流の緩和が小さい場合を考える。この場合は $U \ll U'$ で、(1.2) 式の第2項は無視できる。

1.3 不可逆磁界

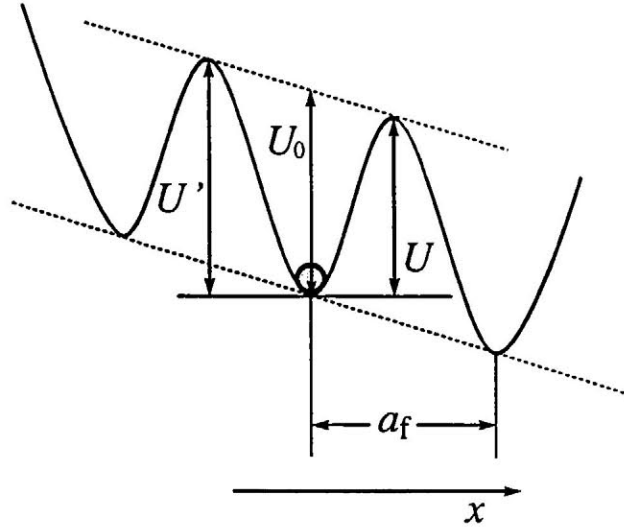


図 1.4: washboard ピンニングポテンシャル。

また U は電流密度 J の増加と共に減少するので、展開して $U = U_0^* - rJ$ と置く。ここで U_0^* は $J \rightarrow 0$ に外挿したときの活性化エネルギーの値で、これを見掛けのピンニングポテンシャルという (図 1.5 参照)。これは電流密度 $J = 0$ の場合の活性化エネルギーの値である真のピンニングポテンシャル U_0 とは異なる。後で述べるように磁束クリープ下の臨界電流特性を決定しているのは U_0 であるが、一方、磁化の緩和率から得られるのは U_0^* である。 $U = 0$ となるのが理想的な臨界状態であり、このときの電流密度が臨界電流密度 J_{c0} を与えるものと考えられることから、近似的に $r = U_0^*/J_{c0}$ であり

$$U = U_0^* \left(1 - \frac{J}{J_{c0}} \right) \quad (1.4)$$

と表せる。したがって (1.2) 式、(1.3) 式と (1.4) 式から

$$\frac{\partial J}{\partial t} = -\frac{2Ba_f\nu_0}{\mu_0 d^2} \exp \left[-\frac{U_0^*}{k_B T} \left(1 - \frac{J}{J_{c0}} \right) \right] \quad (1.5)$$

となる。この方程式は容易に解けて、 $t = 0$ で $J = J_{c0}$ の条件で、

1.3 不可逆磁界

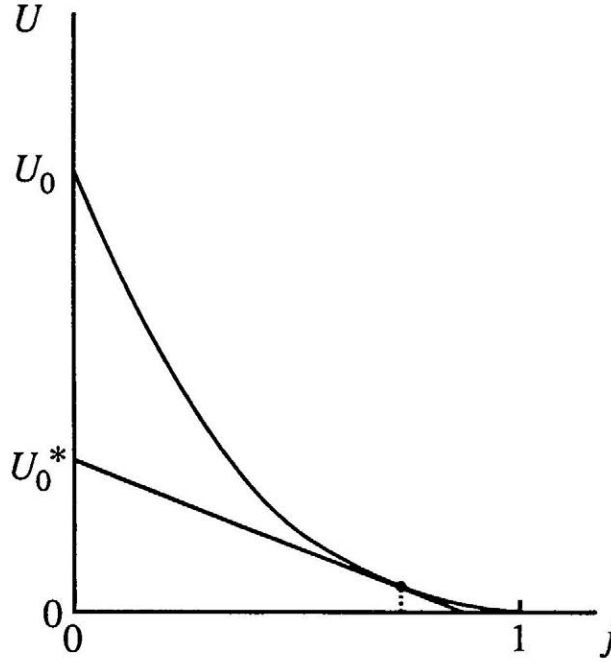


図 1.5: 活性化エネルギー U と規格化電流密度 $j = J/J_{c0}$ の関係。

$$\frac{J}{J_{c0}} = 1 - \frac{k_B T}{U_0^*} \log \left(\frac{2 B a_f \nu_0 U_0^* t}{\mu_0 d^2 k_B T J_{c0}} + 1 \right) \quad (1.6)$$

が得られる。したがって十分な時間の後には上式の対数の中の 1 が無視できる。この場合の対数緩和率は

$$-\frac{d}{d \log t} \left(\frac{J}{J_{c0}} \right) = \frac{k_B T}{U_0^*} \quad (1.7)$$

となり、この関係から U_0^* が求まる。また電流密度 J は磁化 M に比例することから、磁化の緩和率の測定から U_0^* を評価するのが一般的である。この場合、初期磁化 M_0 を用いて、 $J/J_{c0} \rightarrow M/M_0$ とすればよい。

この見掛けのピンニングポテンシャルと真のピンニングポテンシャルの関係は Welch によって調べられた [5]。その結果によれば、正弦波ピンポテンシャルの場合は

$$U_0^* = 1.65 (k_B T U_0^2)^{1/3} \quad (1.8)$$

で与えられる。したがって磁化の対数緩和率から評価した見掛けのピンニングポテンシャルから真のピンニングポテンシャルを評価することができる。

また磁束バンドルの中心位置 x の関係を次のような washboard ポテンシャルの形に仮定する。

$$F(x) = \frac{U_0}{2} \sin kx - fx \quad (1.9)$$

ここで $k = 2\pi/a_f$ であり、 V を磁束バンドルの体積として、 $f = JBV$ は磁束バンドルに働くローレンツ力である。磁束バンドルの平衡位置は、(1.9) 式を x について微分して

$$x = x_0 = -\frac{1}{k} \cos^{-1} \left(\frac{2f}{U_0 k} \right) \quad (1.10)$$

が得られる。また、 $F(x)$ は $x = x_0$ で極大となっており、この関係から活性化エネルギーは $U = F(x_0) - F(-x_0)$ から求まる。したがって

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

となる。もし熱揺動がなければ、 $U = 0$ となる理想的な臨界状態が達成される。この場合は $x_0 = 0$ となるので、 $2f/U_0 k = 1$ でなければならず、このときの電流密度 J が磁束クリープがない仮想的な場合の臨界電流密度 J_{c0} となる。したがって、

$$\left(\frac{2f}{U_0 k} \right) = \frac{J}{J_{c0}} \equiv j \quad (1.12)$$

の関係が得られる。この関係から (1.11) 式は

$$U(j) = U_0 [(1 - j^2)^{1/2} - j \cos^{-1} j] \quad (1.13)$$

となる。また、

$$U' \simeq U + \pi U_0 \frac{J}{J_{c0}} \quad (1.14)$$

の関係から (1.2) 式は (1.14) 式の関係を用いると

$$E = Ba_f \nu_0 \exp \left[-\frac{U(j)}{k_B T} \right] \left[1 - \exp \left(-\frac{\pi U_0 j}{k_B T} \right) \right] \quad (1.15)$$

となる。したがってピンニングポテンシャル U_0 と仮想的な臨界電流密度 J_{c0} を与えることにより磁束クリープ下での電流 - 電圧特性を評価することができる。

また、磁束クリープの際の磁束バンドルの振動周波数 ν_0 は

$$\nu_0 = \frac{\zeta \rho_f J_{c0}}{2\pi a_f B} \quad (1.16)$$

で与えられ [6]、ここで ζ はピンの種類に依存する定数で、点状のピンの場合は $\zeta \simeq 2\pi$ [7]、非超伝導粒子の場合は $\zeta = 4$ [8] 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、Bardeen-Stephen モデル [9] を用いると常伝導比抵抗 ρ_n と

$$\rho_f = \frac{B}{B_{c2}} \rho_n \quad (1.17)$$

の関係にある。また、一般に ρ_n は温度の関数で $\rho_n(T) = (T/T_c) \rho_n(T_c)$ と近似する。

(1.14) 式の第 2 項が $k_B T$ より十分小さければ (1.2) 式は

$$E \simeq \frac{\pi Ba_f \nu_0 U_0 J}{J_{c0} k_B T} \exp \left(-\frac{U}{k_B T} \right) \quad (1.18)$$

となり、線形な電流 - 電圧特性となる。これを TAFF (Thermally Assisted Flux Flow) 状態という。ここで J が十分小さい領域では $U \rightarrow U_0$ となることより、抵抗率は

$$\rho = \rho_0 \exp \left(-\frac{U_0}{k_B T} \right) \quad (1.19)$$

となる。ただし、 $\rho_0 = \pi Ba_f \nu_0 U_0 / J_{c0} k_B T$ である。この結果からわかるように、このモデルでは活性化エネルギー U のバリヤを飛び越える確率が有限の温度に於いてゼロでないために有限の電界を予想することから、磁束クリープの影響下では抵抗が本当にゼロとならない。一方で電流密度を限りなくゼロに近付いた場合に抵抗率がゼロになる、真の超伝導状態が存在するのかという議論がなされている [10, 11]。ここで

1.3 不可逆磁界

は結晶構造による異方的な臨界電流特性を説明するためのパンケーキ磁束モデル、真の超伝導となるガラス状態の存在を仮定したガラス-液体転移モデルや最近の磁束クリープ理論について述べる。

1.3.2 パンケーキ磁束モデル

酸化物超伝導体と従来の金属超伝導体との根本的な違いは高温下での使用による熱的な揺らぎの定量的な差と、酸化物特有の層状結晶構造によるコヒーレンス長の大きな異方性である。中でも作製が容易なことから応用が期待されるBi系超伝導体の場合は、上に述べたようにこの層状結晶構造に起因した異方性のために磁界を c 軸に平行に加えた場合の不可逆磁界が極端に低いことが知られている。このような超伝導体では超伝導性が強く電流が主に流れる CuO_2 面の間のブロック層は絶縁的であり、ブロック層を挟んだ超伝導層はジョセフソン接合のような弱い結合をしている。Clem [12]はこうした事実から、 c 軸に平行に磁界を加えた場合の量子化磁束がその絶縁的ブロック層で切れ、図1.6のようなパンケーキ状になるというモデルを提案し、不可逆磁界が低くなることを説明した。すなわち悪い不可逆磁界は磁束バンドルの長さが CuO_2 面間距離で制限されるためにピンニングポテンシャルが小さくなり、磁束クリープの影響を顕著に受けるためだとされている[12]。もしこれが事実だとすると臨界電流特性は結晶構造に直接影響を受け、臨界温度及び臨界磁界等の超伝導パラメーターのように材料によって決定されてしまう。したがってこの領域の臨界電流特性の特性改善がかなり困難となる。

また、酸化物超伝導体内の磁束線の構造を明らかにするために、中性子回折を用いて磁束線格子を直接観察しようとする試みがなされた。Cubittら[13]は、結晶構造の異方性が大きい $\text{Bi}_{2.15}\text{Sr}_{1.95}\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ の c 軸方向に磁界を加えて一定温度下で磁束線格子による回折像を観測し、ある磁界を境にこの磁束線格子の回折像が消失するのを見出した。磁束線格子の回折像が消失する磁界を温度-磁界平面に表した結果が図1.7である。彼らは、この磁束線の回折像が消失する磁界に於いて

1.3 不可逆磁界

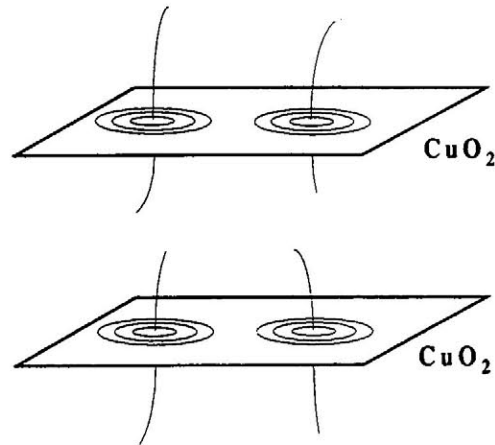


図 1.6: 磁界を c 軸に平行に加えた場合のパンケーキ磁束モデルから予想される磁束線。

3次元的な磁束線格子から2次元的なパンケーキ磁束への転移、つまり磁束線の3次元-2次元転移が生じていることを主張している。

さらに Bi-2212 超伝導単結晶体に於いて磁束線の3次元-2次元転移が起こると考えられている磁界下で磁化曲線に温度に殆ど依存しないピークが現れることが知られている [14, 15]。図 1.8 に $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ の c 軸方向に磁界を加えた場合の磁化曲線の結果を示す。 $B = 50 \sim 80 \text{ mT}$ に於いて殆ど温度に依存しないピークが現われる。この結果が磁束線格子の回折像が消失する磁界と一致することから、この磁界に於いて磁束線の3次元-2次元転移が起こっていると主張されている。つまりこのようなピーク効果はパンケーキ磁束モデルが予想するように磁束線が3次元-2次元転移して CuO_2 面内を動きやすくなり、磁束線がランダムに分布したピンに止まり易くなるために起こるとされている。このモデルから予想されている Bi-2212 超伝導体の相図は図 1.9 のようになり、コイル等の使用が期待される高温及び高磁界領域では磁束線は

1.3 不可逆磁界

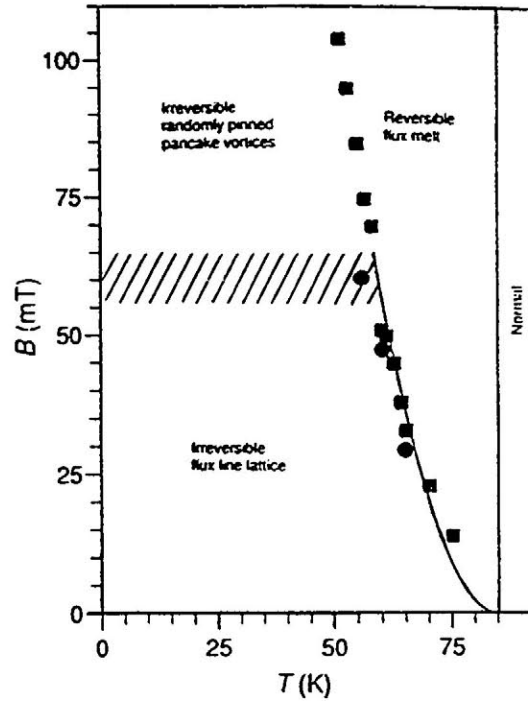


図 1.7: $\text{Bi}_{2.15}\text{Sr}_{1.95}\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ の磁束線の回折像が消失する磁界 [13]。

パンケーキ状になって、先に述べたように特性改善がかなり困難なものとなる。

しかし、図 1.10 に示すように Bi-2223 超伝導体の磁界を c 軸に平行に加えた場合の不可逆磁界がその超伝導体の厚さ方向に依存することも知られている [16]。○はパウダーインチューブ法で作製された Bi-2223 銀シーステープ線材で超伝導体の厚さは $50\ \mu\text{m}$ 、□はエピタキシャル薄膜で厚さは $0.4\ \mu\text{m}$ である。一般に不可逆磁界はピンニングが強い方が高く、テープ線材に比べて臨界電流密度が 1 桁近く高い薄膜の不可逆磁界が大きいことが予想されるが、この結果では逆にテープ線材の不可逆磁界が大きくなっている。またパンケーキ磁束モデルで予想されるような磁束線格子の状態になっているならば、 CuO_2 面間距離で磁束バンドルサイズが制限されるために不可逆磁界は超伝導体の厚さには依存しない筈である。したがってこの測定結果はパンケーキ磁束モデルで予想するよりも厚さ方向にもっと長い距離にわたる相関があることを示している。

さらに、2 次元的な結晶構造の Bi-2212 超伝導体と 3 次元的な Y-123

1.3 不可逆磁界

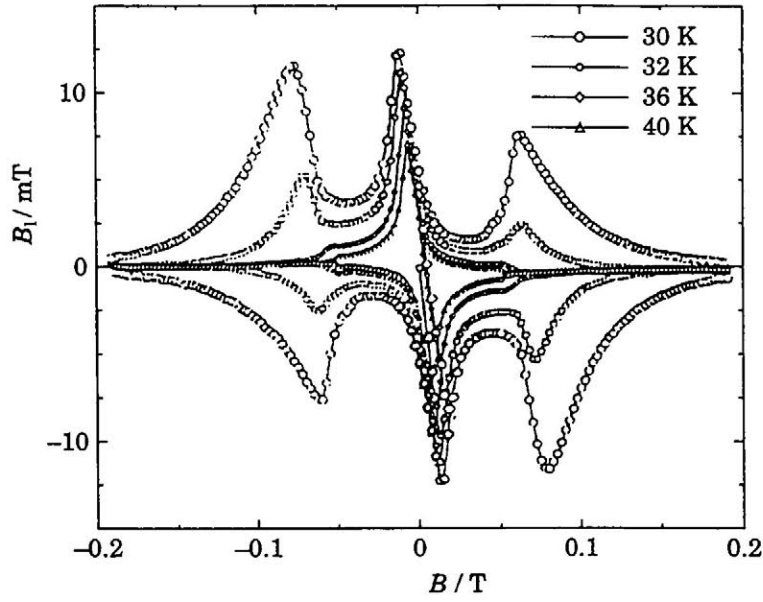


図 1.8: $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ の c 軸方向に磁界を加えた場合の磁化曲線 [14]。

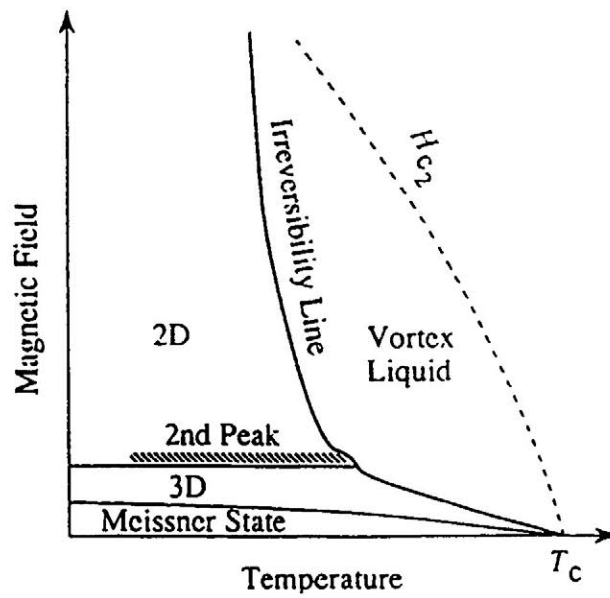


図 1.9: Bi-2212 超伝導体の磁束線の相図 [15]。

1.3 不可逆磁界

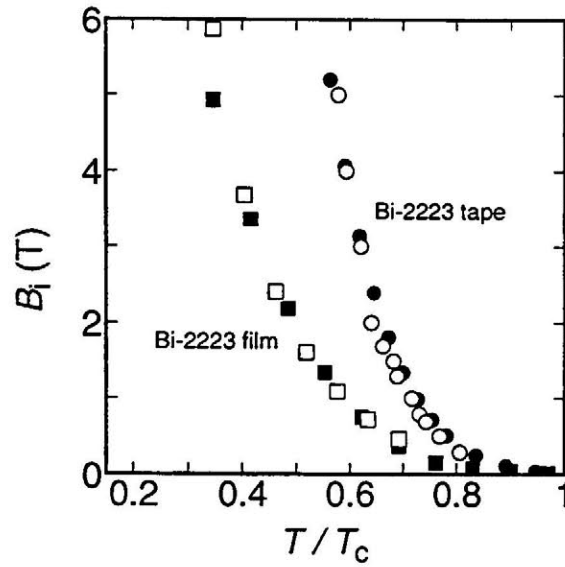


図 1.10: Bi-2223 超伝導体の磁界を c 軸に平行に加えた場合の不可逆磁界の厚さ依存性。テープ線材の場合が $50\ \mu\text{m}$ で薄膜は $0.4\ \mu\text{m}$ である。 \square 、 \circ が実験結果で、 \blacksquare 、 \bullet が磁束クリープ理論の解析結果 [16]。

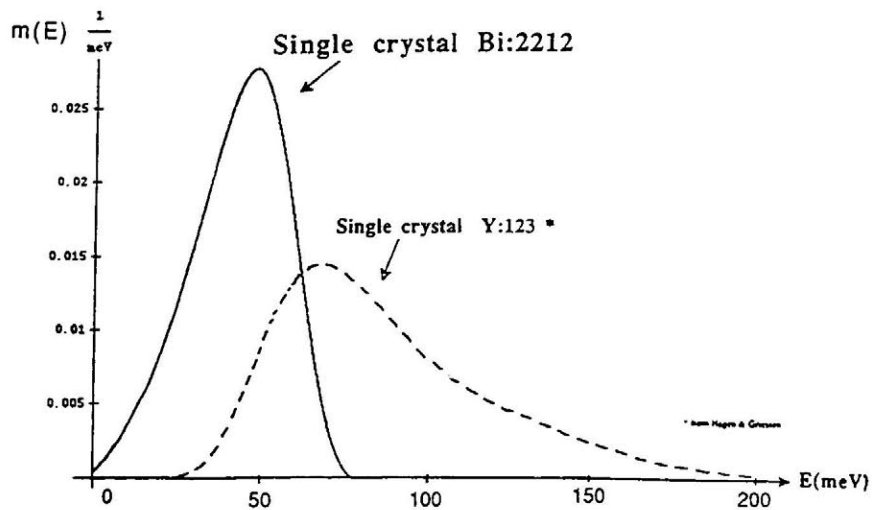


図 1.11: Bi-2212 超伝導体と Y-123 超伝導体のピンニングポテンシャルの比較 [17]。

1.3 不可逆磁界

超伝導体のピンニングポテンシャルの比較を図 1.11 に示す [17]。もしパンケーキ磁束モデルで予想するように磁束線が CuO_2 面で制限されるならば Bi-2212 超伝導体のピンニングポテンシャルは極端に小さくなるが、この結果は 3 次元的な Y-123 のピンニングポテンシャルと同程度であることがわかる。したがって磁束線はパンケーキ磁束モデルのような磁束線構造にはなっておらず、厚さ方向つまり c 軸方向にある距離にわたって強く結合していることを示唆している。

1.3.3 グラス - 液体転移モデル

酸化物超伝導体は金属超伝導体と異なり、揺らぎの影響を顕著に受けることから平均場近似理論で予想される上部臨界磁界に於いて明確な超 - 常転移が起こっていないことが指摘されている。一方で、電流密度を限りなくゼロに近付けた場合に抵抗率が真にゼロか、それとも非常に小さいが有限な値を持つかという「真の超伝導状態の存在」が議論されている。従来から磁化の緩和等の現象をよく記述すると考えられてきた磁束クリープモデル [4] は、(1.19) 式で示したように有限の温度下では必ず有限の抵抗を持つことを予言している。一方で、グラス - 液体転移モデル [10] はピンが存在する現実の超伝導体に於いて抵抗ゼロの真の超伝導状態の存在を予想する。

Fisher ら [10] は磁束線のグラス状態を熱力学的な相と仮定し、グラス状態から液体状態への相転移についてスケーリング理論を展開した。この理論ではその転移を 2 次の相転移と考え、転移温度 T_g に於いてグラス状態の相関距離が静的臨界指数 ν を用いて

$$\xi_g \sim |T - T_g|^{-\nu} \quad (1.20)$$

と発散し、この系の緩和時間が

$$\tau \sim \xi_g^z \quad (1.21)$$

のように発散すると仮定した。ここで z は動的臨界指数である。この ξ_g は磁束線格子の特性から決まる量で超伝導体に固有な距離であると考えられる。この場合、磁束線の次元性を D とすると、電流 - 電圧特性は

1.3 不可逆磁界

$$E(J) \simeq J \xi_g^{D-2-z} f_{\pm}(x) \quad (1.22)$$

となる。ここで $f_{\pm}(x)$ は T_g 以上 (+) 及び T_g 以下 (-) の異なるスケール関数である。また、 $x = J/J_0$ で

$$J_0 = \frac{k_B T}{\phi_0 \xi_g^{D-1}} \quad (1.23)$$

で与えられ、 ϕ_0 は磁束量子である。この J_0 は $T < T_g$ の温度領域のグラス状態で臨界電流密度に相当する量で、 $T = T_g$ に於いてゼロとなる。一方、 $T > T_g$ の磁束線の液体状態では $J \rightarrow 0$ の極限で抵抗率 ρ が有限の値を持ち

$$\rho \sim (T - T_g)^{\nu(z+2-D)} \quad (1.24)$$

と表される。また、Fisher ら [11] は、グラス転移温度 T_g 以下の電流 - 電圧特性を

$$E \propto \exp \left[- \left(\frac{J_T}{J} \right)^{\mu} \right] \quad (1.25)$$

と仮定した。ここで J_T は温度に依存する特性電流密度で、 $\mu \leq 1$ である。つまり磁束線が凍結したグラス状態 ($T < T_g$) では抵抗率 ρ は消失する。

一方、(1.22) 式は $E(J) \simeq x^{(D-2-z)/(D-1)} f_{\pm}(x)$ と表すことができる。したがって $T = T_g$ に於いて有限の E と J に対して $x \rightarrow 0$ となることから、 $f_{\pm}(x) \sim x^{-(D-2-z)/(D-1)}$ が導かれる。よって $T = T_g$ 上の電流 - 電圧特性は

$$E \propto J^{(z+1)/(D-1)} \quad (1.26)$$

となり、電流 - 電圧特性はべき乗則に従う。

この理論の検証が Y-123 エピタキシャル薄膜の電流 - 電圧特性を用いて Koch ら [18] によって行なわれた。図 1.12 に磁界を c 軸に平行に $B = 4$ T を加えた場合に於ける電流 - 電圧特性の測定例を示す。この結果から温度上昇に伴って電流 - 電圧曲線がある転移温度を境に上に凸から下に凸へと変化していることがわかる。この転移温度 T_g を用いた温度の

1.3 不可逆磁界

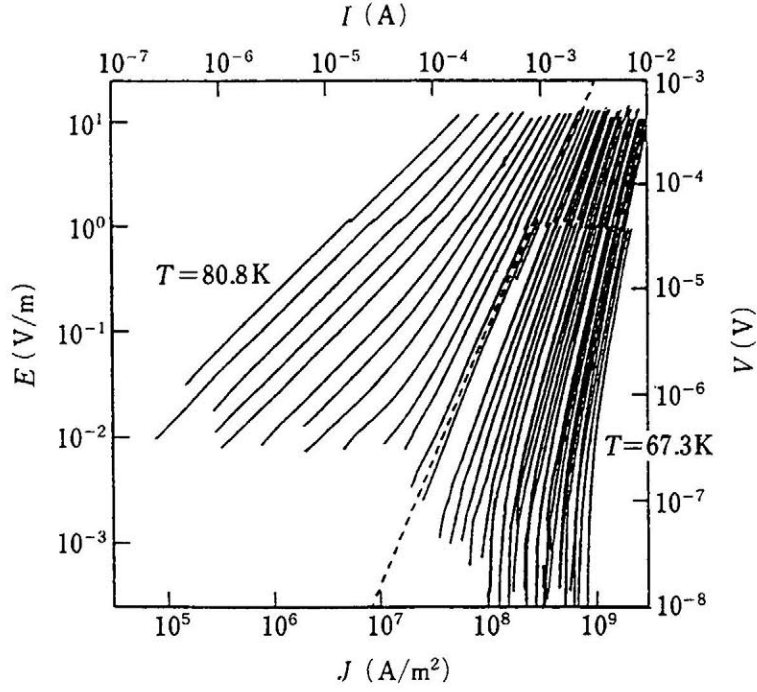


図 1.12: 磁界を c 軸に平行に $B = 4$ T 加えた場合の Y-123 エピタキシャル薄膜の電流 - 電圧特性 [18]。

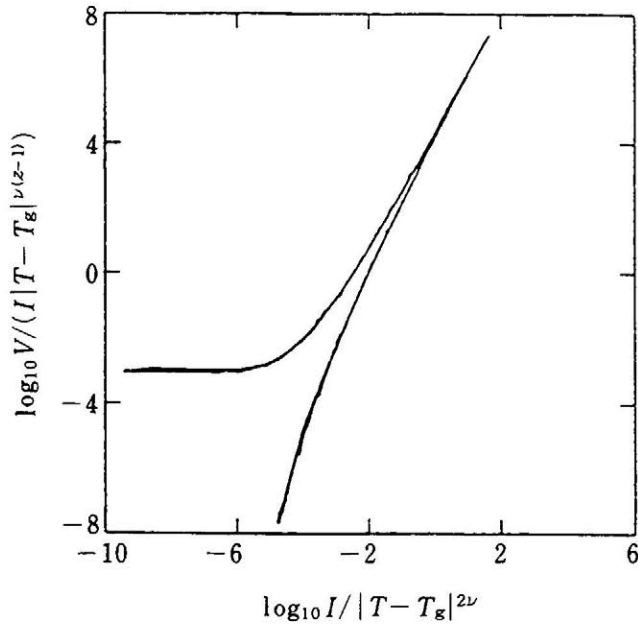


図 1.13: グラス - 液体転移モデルを用いて電流 - 電圧特性をスケーリングさせた結果 [18]。

1.3 不可逆磁界

関数で規格した抵抗率 $(E/J)|T - T_g|^{\nu(z+2-D)}$ と電流密度 $J/|T - T_g|^{\nu(D-1)}$ の関係を両対数プロットすると図 1.13 のような 2 つのマスター曲線にスケールすることが示された。ここで Koch らは Y-123 超伝導体の磁束線格子は 3 次元であるとして $D = 3$ を用いて解析を行っている [18]。この測定結果から得られる臨界指数と理論的に予想される臨界指数 $\nu \simeq 1.7$ 、 $z \simeq 4.8$ が一致することから転移温度 T_g に於ける相転移の存在を明らかにした。したがって転移温度 T_g でガラス状態から液体状態へ 2 次の相転移が起こるとされる。つまりガラス状態では磁束線は凍結された状態となり、電流密度をずっと小さくして行くと抵抗率が限りなく小さくなって行くことから、有限の臨界電流密度が得られると考えられる。一方で液体状態では有限の抵抗率を持つことから臨界電流密度がゼロとなる。以上のことから、この境界の転移温度が不可逆温度であると主張している。

しかし、磁束クリープの機構から導いた理論解析から得られる電流-電圧特性からでもガラス-液体転移モデルと同様のスケーリングを得られることが示された [19, 20, 21]。さらにガラス-液体転移が相転移だとするとスケーリングから得られる臨界指数は材料固有のパラメーターとなることが予想されるが、その臨界指数が磁界で変化することも報告されている [22]。また、直流 4 端子法と VSM(振動試料型磁力計) の磁化測定を併用して $E = 10^1 \sim 10^{-8}$ V/m の広い電界領域の E - J 曲線の測定が報告されている [23]。これによると $E = 10^1 \sim 10^{-4}$ V/m の領域で評価した転移温度以下の温度領域でも、さらに低電界領域で E - J 曲線が下に凸になることが指摘されている。つまりこの結果は電界の範囲によって転移曲線が変化することを示唆している。したがってガラス-液体転移モデルが予想するように転移温度上で磁束線系に固有の相転移が本当に起こっているのかが疑問となる。

1.3.4 磁束クリープ理論

1.3.1 節で述べたように磁束クリープは磁束線の熱活性運動で、これにより磁化が時間に関して対数的に緩和すること等の現象が起こる。

1.3 不可逆磁界

ここでは磁束クリープ現象に於いて最も重要なパラメーターであるピンニングポテンシャル U_0 を理論的に見積もる。

図 1.14 に平均化されたピン力密度と磁束線の変位との関係を示す。磁束線の変位 u が十分小さい領域では、ピン力密度はほぼ線形的に増加し、この範囲では可逆である。そして u が相互作用距離 d_i に達するにしたがって特性は非線形で不可逆となり、ピン力密度は $J_{c0}B$ に飽和していく。磁束線の単位体積当りに平均化したピンニングポテンシャル・エネルギー \hat{U}_0 は、この可逆領域のピン力密度 - 変位特性から見積もられる。ここでピンニングの強さを表す Labusch パラメータ α_L と相互作用距離 d_i を用いて

$$\hat{U}_0 = \frac{\alpha_L d_i^2}{2} \quad (1.27)$$

と表せる。ここで α_L と d_i は磁束クリープがない場合の仮想的な臨界電流密度 J_{c0} と

$$J_{c0}B = \alpha_L d_i \quad (1.28)$$

の関係がある。一方で d_i は 前述の ζ を用いて磁束線格子間隔 a_f と

$$d_i = \frac{a_f}{\zeta} \quad (1.29)$$

の関係がある [7]。また磁束バンドルの体積を V としたとき、磁束バンドルが感じるピンニングポテンシャルは

$$U_0 = \hat{U}_0 V \quad (1.30)$$

と表せる。また、一般的に磁束バンドルの縦方向サイズ L 及び横方向サイズ R はそれぞれ

$$L = \left(\frac{C_{44}}{\alpha_L} \right)^{1/2}, \quad (1.31)$$

$$R = \left(\frac{C_{66}}{\alpha_L} \right)^{1/2} \quad (1.32)$$

1.3 不可逆磁界

で与えられる (図 1.15 (a) 参照)。ここで C_{44} は曲げに対する磁束線格子の弾性定数で

$$C_{44} = \frac{B^2}{\mu_0} \quad (1.33)$$

である。一方 C_{66} は磁束線格子の剪断定数であり、磁束線格子の状態に大きく依存する。完全な 3 次元的な三角格子の場合は

$$C_{66}^0 = \frac{B_c^2 B}{4\mu_0 B_{c2}} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}}\right)^2 \quad (1.34)$$

で与えられ [24]、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。

超伝導体のピンが極端に弱い場合を除いて、横方向の磁束バンドルサイズ R は磁束線格子間隔 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磁束バンドルサイズ R は磁束線格子間隔 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、その相関距離を

$$R = ga_f \quad (1.35)$$

のように表す。ここで g^2 は横方向の磁束バンドルの大きさを表す磁束バンドル中の磁束数である。したがって g^2 は (1.32) 式と (1.35) 式から

$$g^2 = \frac{C_{66}}{\zeta J_{c0} B a_f} \quad (1.36)$$

と表せる [25]。また、完全な 3 次元的な三角格子の場合は

$$g_e^2 = \frac{C_{66}^0}{\zeta J_{c0} B a_f} \quad (1.37)$$

となり、 g^2 の最大値を与える。

上に述べたように C_{66} は磁束線格子の状態によって変化し、 C_{66}^0 からゼロまでの値を取り得るが、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 の値は磁束クリープ下で臨界電流密度が最大となるように決定される」という仮定が提出された [26]。ここではこの仮定から横方向のバンドルサイズを求める。磁束クリープ下での臨界電流密度は

1.3 不可逆磁界

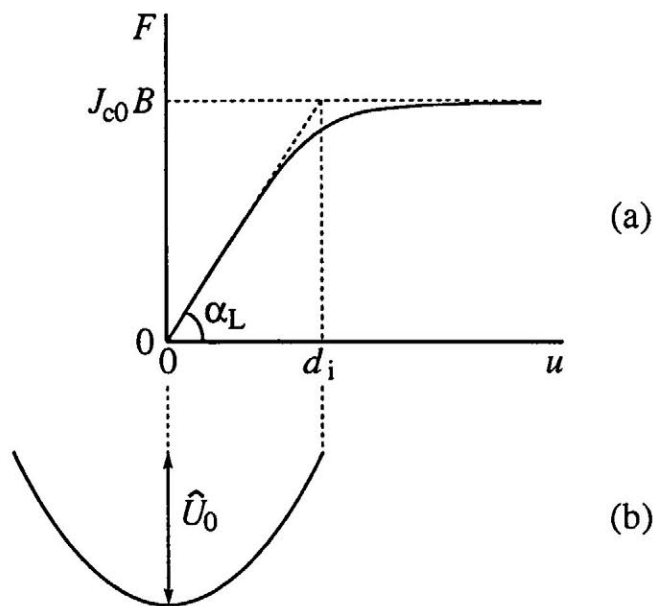


図 1.14: (a) 平均化されたピン力密度と磁束線の変位との関係。(b) 磁束線の単位体積当りのピンニングポテンシャル \hat{U}_0 。

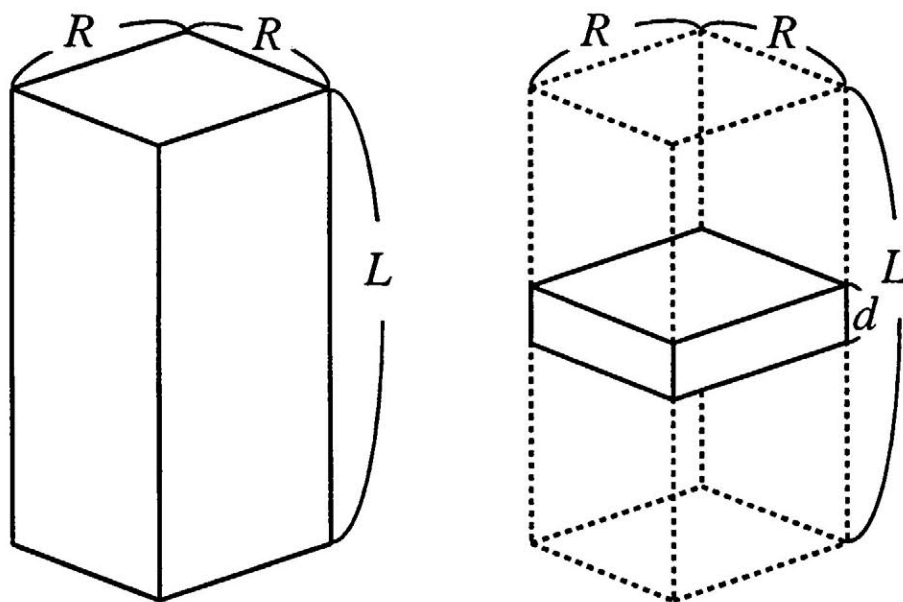


図 1.15: 磁束バンドルの体積 V 。(a) は縦方向の磁束バンドルサイズ L が超伝導体の厚さ d より小さい場合。(b) は縦方向の磁束バンドルサイズ L が超伝導体の厚さ d より大きい場合。

$$J_c = J_{c0} \left[1 - \frac{k_B T}{U_0^*} \ln \left(\frac{B a_f \nu_0}{E_c} \right) \right] \quad (1.38)$$

で表される。不可逆磁界上では $J = J_c = 0$ となり、見掛けのピンニングポテンシャル U_0^* は真のピンニングポテンシャル U_0 に等しくなる。ここで g の値が (1.37) 式で与えられる g_e に対して

$$g = y g_e \quad (1.39)$$

のように $y (< 1)$ 倍になったとする。ただし、磁束線の長さ方向のバンドルの大きさは不変とする。これは磁束線格子の曲げの定数 C_{44} は磁界のエネルギーのみに依存し、磁束線格子の欠陥の存在によって殆ど変化しないと考えられるからである。したがって、相関のある領域の体積は (1.31) 式と (1.35) 式から、 y^2 倍となる。このため、磁束クリープがない場合の臨界電流密度 J_{c0} は $g = g_e$ のときの値 J_{ce} の y^{-2} 倍となる。また、後に述べるようにピンニングポテンシャル U_0 は (1.44) 式で与えられ、 $g = g_e$ のときの値 U_{0e} の $y^{3/2}$ 倍となる。したがって、臨界電流密度は

$$J_c = \frac{J_{ce}}{y} \left[1 - \frac{k_B T}{U_{0e} y^{3/2}} \ln \left(\frac{B a_f \nu_0}{E_c} \right) \right] \quad (1.40)$$

で与えられる。これを y について微分して、最大となる条件

$$y = \left[\frac{5 k_B T}{2 U_{0e}} \ln \left(\frac{B a_f \nu_0}{E_c} \right) \right]^{2/3} \quad (1.41)$$

が得られる。以上の結果に基づいて g^2 と g_e^2 を調べる。ここで低温での J_{ce} は近似的に J_{c0} で与えられると仮定すると、(1.37) 式の関係から $g_e^2 \propto J_{c0}^{-1}$ が得られる。一方で、 $U_{0e} \propto g_e$ の関係から

$$g^2 \propto g_e^{2/3} \quad (1.42)$$

が得られる。図 1.16 にこの関係を示す。尚、後に述べるように g^2 の値は不可逆磁界の実験値から求めることができるが、(1.42) 式は得られた結果を定性的に説明できる。

超伝導体が L 、 R より大きいバルクの場合の磁束バンドルの体積は

1.3 不可逆磁界

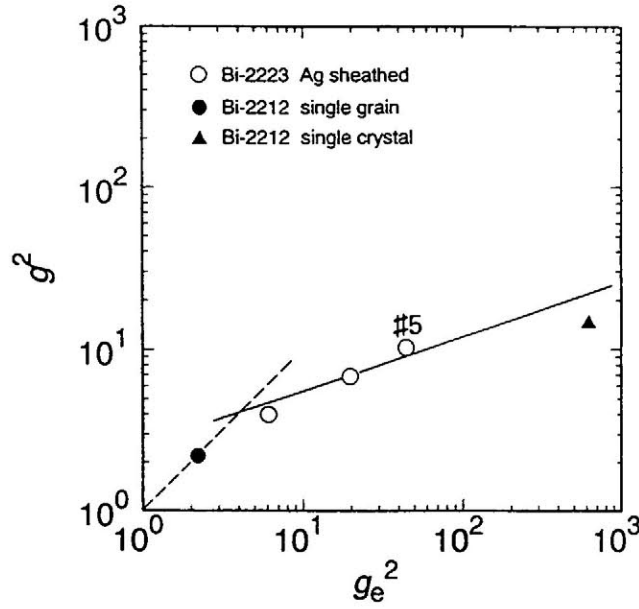


図 1.16: 実験結果から予想される g^2 と弾性理論から予想される g_e^2 の関係 [26]。直線は (1.42) 式の関係を示す。

$$V = LR^2 \quad (1.43)$$

で与えられ、ピンニングポテンシャルは

$$U_0 = \frac{0.835g^2k_B J_{c0}^{1/2}}{\zeta^{3/2}B^{1/4}} \quad (1.44)$$

となる。一方で、図 1.15 (b) のように縦方向の磁束バンドルサイズ L に比べて超伝導体の厚さ d が小さい場合、磁束バンドルの体積は $V = dR^2$ となり、ピンニングポテンシャルは

$$U_0 = \frac{4.23g^2k_B J_{c0}d}{\zeta B^{1/2}} \quad (1.45)$$

となる。

この理論的に評価したピンニングポテンシャルを与えて (1.15) 式から電流 - 電圧曲線を解析し、不可逆磁界を評価した結果が図 1.17 (a) であり、図 1.17 (b) が測定結果である [16]。ここで▲は熔融法で作製された Y-123 超伝導体、●は Bi-2223 銀シーステープ線材、□は熔融法で作

1.3 不可逆磁界

製された Bi-2212 超伝導体、■は TSFZ 法で作製された Bi-2212 単結晶である。解析結果と測定結果の一致はよく、この温度領域の不可逆磁界を磁束クリープ・モデルに基づく理論で定量的にもよく説明できることがわかる。また、この結果から磁束クリープ・モデルが酸化物超伝導体の臨界電流特性を記述できる一般的な理論で、結晶構造の異なる Y-123、Bi-2223 及び Bi-2212 超伝導体の不可逆磁界を定性的及び定量的に説明できることがわかる。

また、超伝導体の厚さを考慮したピンニングポテンシャルを用いて解析を行なった Bi-2223 超伝導体の不可逆磁界の結果が図 1.10 である [16]。●がテープ線材で厚さが $50\ \mu\text{m}$ 、■が厚さが $0.45\ \mu\text{m}$ の薄膜である。この結果は定量的にもよく一致しており、磁束クリープ理論で不可逆磁界の厚さ依存性が説明できる。

また、1.3.3 節で述べた電流-電圧曲線のスケーリングがこのピンニングポテンシャルを考慮した磁束クリープ・モデルの同様の解析を用いて議論されている [20]。図 1.18 に解析結果を示す。この結果は磁束クリープの機構から評価した電流-電圧曲線でも 2 つのマスター曲線にスケーリングし、定性的に一致していることがわかる。しかしこのスケーリングから得られる動的臨界指数は $z = 20$ 、静的臨界指数は $\nu = 0.5$ 程度と Koch ら [18] の結果と大きく異なっている。この臨界指数の違いはピン力の不均一さによるものであると考えられ、この不均一さを考慮した解析から臨界指数が定性的に説明できることが報告されているが [21]、定量的にはまだ明らかにされていない。一方で磁束フローのパークレーション遷移モデルを用いた解析からでも同様なスケーリングが得られている [27]。

以上のように E - J 曲線を計算してからではなく、ピンニングポテンシャル U_0 を用いて不可逆磁界を直接近似的に評価することもできる。まず (1.15) 式の第 2 項を無視する。不可逆磁界は $E = E_c$ の電界基準で定められた臨界電流密度が $J_c = 0$ となる磁界として定義され、この時の活性化エネルギーは $U = U_0$ となることから

1.3 不可逆磁界

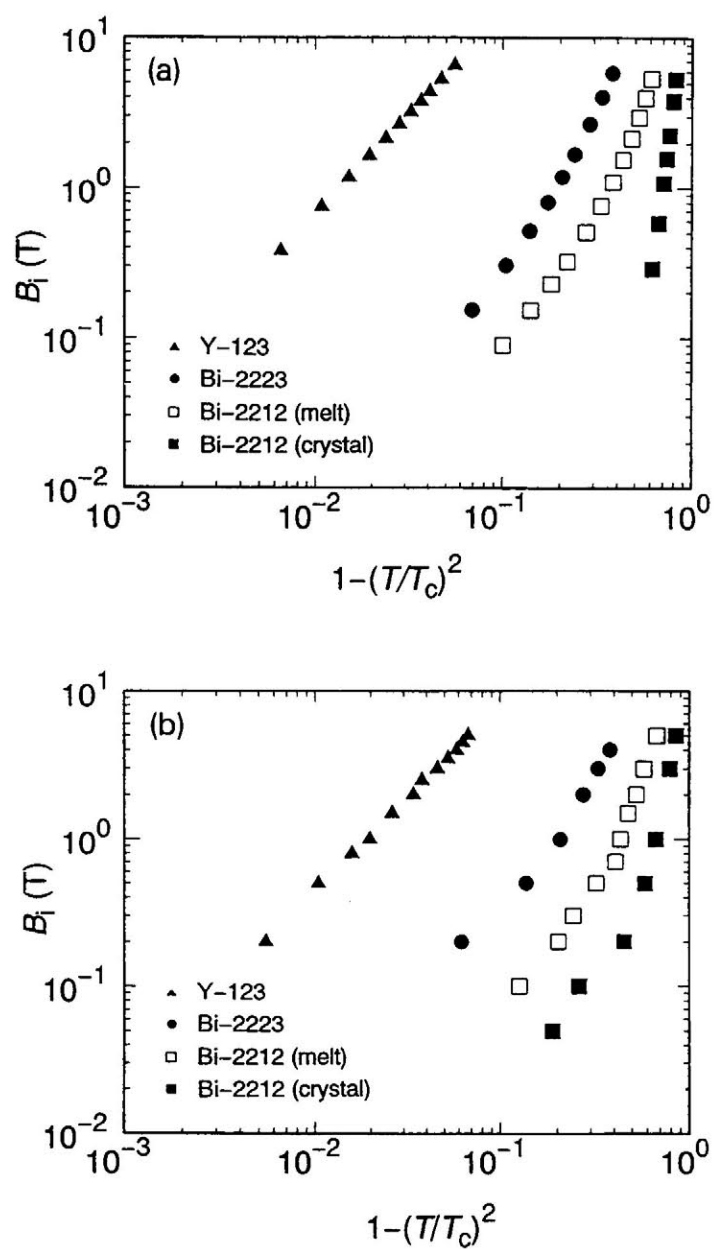


図 1.17: c 軸に対して垂直に磁界を加えた様々に超伝導体の不可逆磁界の温度依存性。(a) が磁束クリープ・モデルに基づく解析結果及び (b) が測定結果。▲ は熔融法で作製された Y-123 超伝導体、● は Bi-2223 銀シーステープ線材、□ は熔融法で作製された Bi-2212 超伝導体、■ は TSFZ 法で作製された Bi-2212 単結晶 [16]。

1.3 不可逆磁界

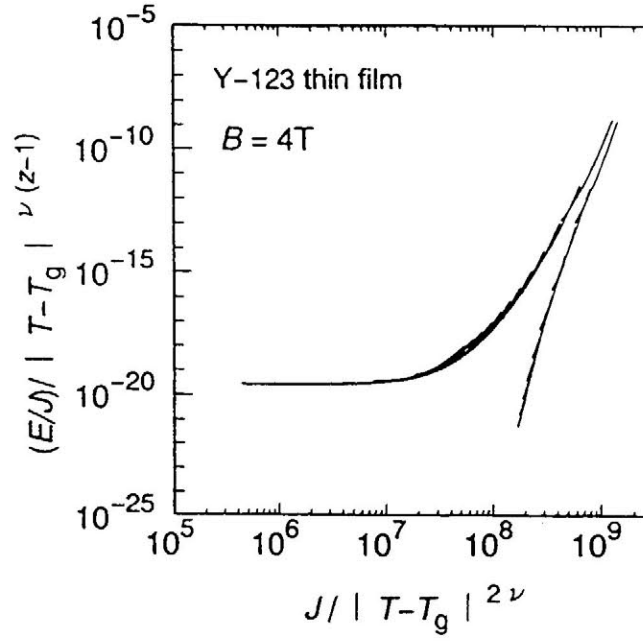


図 1.18: 磁束クリープ・モデルから得られた電流 - 電圧曲線のスケールリング [20]。

$$E_c = Ba_f \nu_0 \exp \left(-\frac{U_0(T_i)}{k_B T} \right) \quad (1.46)$$

と表せる。また、クリープがない仮想的な臨界電流密度 J_{c0} の温度及び磁界依存性を

$$J_{c0} = A \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^m B^{\gamma-1} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}} \right)^\delta \quad (1.47)$$

と仮定する。ここで、 A 、 m 、 γ と δ はピンニングパラメーターである。よって、超伝導体の厚さ d が L より大きい場合、(1.44) 式を用いて不可逆磁界 B_i は T_c 近傍で

$$B_i^{(3-2\gamma)/2} = \left(\frac{K}{T_c} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^m \left(1 - \frac{B_i}{B_{c2}} \right)^\delta \quad (1.48)$$

のように表される。ただし K はピン力密度に依存した定数で

$$K = \frac{0.835 g^2 A^{1/2}}{\zeta \ln(Ba_f \nu_0 / E_c)} \quad (1.49)$$

1.3 不可逆磁界

である。高温超伝導体では、通常不可逆磁界 B_i は上部臨界磁界 B_{c2} に比べてはるかに小さく、(1.48) 式の $(1 - B_i/B_{c2})^\delta$ は殆ど 1 である。よって容易に B_i を求めることができる。またこの結果から (1.48) 式と (1.49) 式及び観測した不可逆磁界の値から不可逆曲線上での g^2 を評価することもできる。

ここで不可逆磁界とピン力の関係を調べてみよう。(1.37) 式から $g_e^2 \propto J_{c0}^{-1}$ の関係がある。一方で、 $g^2 = g_e^2$ の場合のピンニングポテンシャルは $U_{0e} \propto g_e^2 J_{c0}^{1/2}$ であり、したがって $U_{0e} \propto J_{c0}^{-1/2}$ となる。また、(1.39) 式と (1.41) 式から $g^2 \propto g_e^2 (U_{0e}^{-1})^{4/3}$ の関係があり、 $g^2 \propto J_{c0}^{-1/3}$ が得られる。したがって不可逆磁界とピン力密度の関係は最も一般的な $\gamma = 0.5$ の場合は (1.48) 式と (1.49) 式から

$$B_i \propto J_{c0}^{1/3} \quad (1.50)$$

となる。図 1.19 に 磁界を c 軸に垂直に加えた場合の様々な超伝導体の $t = T/T_c = 0.75$ の不可逆磁界と $T = 4.2$ K、 $B = 1$ T のピン力密度 $F_{p0} = J_{c0}B$ の関係を示す [16]。ここで実線は (1.50) 式の関係で、測定結果とよく一致している。また、この理論直線が材料で異なっていることがわかる。これは超伝導体の結晶構造の違いによるもので、同じピン力密度でも 3 次元的な Y-123 超伝導体の方が不可逆磁界が大きく、図 1.3 の結果と一致する。したがって磁束クリープ理論から結晶構造に起因した不可逆磁界の異方性を説明できる。

1.3 不可逆磁界

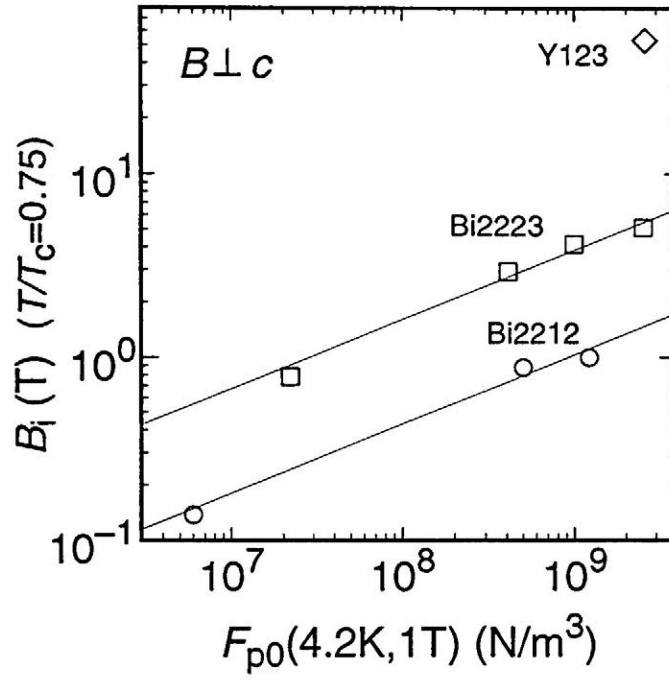


図 1.19: 磁界を c 軸に垂直に加えた場合の様々な超伝導体の $t = T/T_c = 0.75$ の不可逆磁界と $T = 4.2$ K、 $B = 1$ T のピン力密度の依存性 [16]。実線は (1.50) 式の関係を表す。

1.4 本研究の目的及び論文の内容

現在、酸化物超伝導体は臨界温度及び臨界磁界が高いことから様々な応用が期待されるが、その応用を可能にするような臨界電流特性は得られておらず、さらなる改善が求められている。この悪い特性となる主な原因はピン力がまだ弱く、臨界電流特性を決定する磁束ピンニング特性が酸化物超伝導体特有の結晶構造に起因して熱的な揺らぎをより顕著に受けるためである。酸化物超伝導体の応用を可能にするためにはまず臨界電流特性の決定要因を明らかにする必要がある、本研究では以下を目的とした。

1. 酸化物超伝導体の臨界電流特性を決定しているピンニングポテンシャルを正しく評価するために、超伝導体内の磁束線の振る舞いを明らかし、磁束バンドルサイズを正しく評価する。
2. この磁束バンドルサイズを用いて磁束クリープ理論により高温領域の臨界電流特性を評価し、実験結果と比較する。これによりこの領域のピンニング特性を決定する機構を理解する。また、応用が期待される Bi-2223 銀シーステープ線材の高温領域の特性改善の可能性を議論する。
3. 現在、不可逆磁界近傍の電流 - 電圧特性を記述するグラス - 液体転移モデルが提案されているが、どのような機構により転移が起こっているかが明らかにされていない。ここでは磁束ピンニング特性からこの転移を調べて、その決定要因を明らかにする。

この目的の下で行った本研究の結果をまとめた本論文は本章を含めて5章から構成される。

第2章において酸化物超伝導体の次元性が磁束線の振る舞いに与える影響を調べる。はじめに磁束線の長さ方向の磁束バンドルの大きさを評価するために Campbell 法を用いて、その長さ方向の磁束バンドルサイズに対応すると考えられる弾性相関距離を測定する。また、Bi-2212

超伝導体の磁化が磁界及び温度に依存しないピークを持つことから磁束線の3次元-2次元転移が提案されている。このためにピーク磁界近傍の相関距離も調べる。これらの結果と磁束ピンニングに基づく理論から予想される値を比較し長さ方向の磁束バンドルの大きさの決定要因を明らかにする。さらに横方向のバンドルの大きさも同様な立場から評価する。以上の結果から正しい磁束バンドルの大きさを評価し、超伝導体の次元性がどのように影響を与えるかを明らかにする。

第3章では臨界温度 T_c が高いことから $T = 77.3\text{ K}$ での応用への期待が大きい Bi-2223 超伝導体について、ピン力が異なるテープ線材の高温領域の臨界電流特性と不可逆磁界を測定する。この結果に第2章で評価した磁束バンドルを考慮した磁束クリープ理論を用いて臨界電流特性と不可逆磁界を評価し、この領域でのピンニング特性を調べる。また、この線材の特性改善の可能性について議論する。

第4章では、電流-電圧特性のスケーリングから予想されている不可逆磁界近傍のガラス-液体転移がどのような機構により生じるかを明らかにするために、ピン力の分布を考慮した磁束クリープ・フローモデルを用いて電流-電圧特性を評価して転移曲線及び臨界指数を求め、測定結果と比較する。これによりガラス-液体転移を磁束クリープ理論から説明することを試みる。

第5章では以上の章で得られた結果をまとめ、酸化物超伝導体内の磁束線の振る舞いと、その結果生じる臨界電流特性について総括する。そして今後の課題について述べる。

参考文献

- [1] 小沼 稔、松本 要: 「超伝導材料と線材化技術」 (工学図書株式会社) p. 34.
- [2] 原 筑志、石井英雄: 応用物理 **65** (1996) p. 401.
- [3] K. Kishio, J. Shimoyama, K. Kitazawa, K. Yamafuji: Proc. 1994 Topical International Cryogenic Materials Conference (World Scientific, Singapore) p. 32.
- [4] P. W. Anderson, Y. B. Kim: Rev. Mod. Phys. **36** (1964) p. 39.
- [5] D. O. Welch: IEEE Trans. Magn. **27** (1991) p. 1133.
- [6] K. Yamafuji, T. Fujiyoshi, K. Toko and T. Matsushita: Physica C **159** (1989) p. 743.
- [7] A. M. Campbell, H. Kupfer, R. Meier-Hirmer: Proc. Int. Symp. on Flux Pinning and Electromagnetic Properties in Superconductors, Fukuoka (1985) p. 54.
- [8] T. Matsushita: Jpn. J. Appl. Phys. **20** (1981) p. 1995.
- [9] J. Bardeen, M. J. Stephen: Phys. Rev. **140** (1965) p. A1197.
- [10] D. S. Fisher, M. P. A. Fisher and D. A. Huse: Phys. Rev. B **43** (1991) p. 130.
- [11] M. P. A. Fisher: Phys. Rev. Lett. **62** (1989) p. 1415.
- [12] John R. Clem: Phys. Rev. B **43** (1991) p. 7837.

- [13] R. Cubitt, E. M. Forgan, G. Yang, S. L. Lee, D. McK. Paul, H. A. Mook, M. Yethiraj, P. H. Kes, T. W. Li, A. A. Menovsky, Z. Tarnawski and K. Mortenes: *Nature* **365** (1993) p. 407.
- [14] T. Tamegai, Y. Iye, I. Oguro and K. Kishio: *Physica C* **213** (1993) p. 33.
- [15] K. Kishio, J. Shimoyama, Y. Kotaka, K. Yamafuji: *Proc. 7th Int. Workshop on Critical Currents in Superconductors* (World Scientific, Singapore) p. 339.
- [16] N. Ihara, T. Matsushita: *Physica C* **257** (1996) P. 223.
- [17] S. Hayashi, K. Shibutani, T. Egi, I. Shigaki, R. Ogawa, Y. Kawate, V. Bouchiat, K. Kitahama and S. Kawai: *Adv. Supercond. IV* (Springer, Tokyo, 1992) p. 369.
- [18] R. H. Koch, V. Foglietti, W. J. Gallagher, G. Koern, A. Gupta and M. P. A. Fisher: *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) p. 1511.
- [19] S. N. Coppersmith, M. Inui and P. B. Littlewood: *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) p. 2585.
- [20] T. Matsushita, N. Ihara: *Proceedings 7th International Workshop on Critical Current in Superconductors* (World Scientific, Singarapore, 1994) p. 169.
- [21] T. Matsushita, T. Tohdoh and N. Ihara: *Physica C* **259** (1996) p. 321.
- [22] Y. Mawatari, H. Yamasaki, S. Kosaka: *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **5** (1995) p. 1305.
- [23] Hai-hu Wen, Xi-xian Yao, Rui-lan Wang, Hong-cheng Li, Shu-quan Guo, Zhong-xian Zhao: *Physica C* **281–287** (1997) p. 351.

1.4 本研究の目的及び論文の内容

- [24] E. H. Brandt: Phys. Rev. B **34** (1986) p. 6514.
- [25] T. Matsushita, T. Fujiyoshi, K. Toko, K. Yamafuji: Appl. Phys. Lett. **56** (1990) P. 2039.
- [26] T. Matsushita: Physica C **217** (1993) p. 461.
- [27] K. Yamafuji and T. Kiss: Physica C **258** (1996) p. 197.

第2章 超伝導体の次元性による磁束バンドルの形状

高温領域での酸化物超伝導体の臨界電流特性は金属系の特性と大きく異なるが、そうした特性をもたらす機構を理解するためには、まず超伝導体内の磁束線の正しい振る舞いを理解する必要がある。特に前章で述べたように酸化物超伝導体特有の層状結晶構造により不可逆磁界の値そのものが影響を受けることが経験的に知られている [1]。

現在この結晶構造による異方性を説明するモデルとして、1.3.2 節で述べたようなパンケーキ磁束モデルが提案されている。しかしこのモデルから予想される c 軸方向の磁束バンドルサイズは CuO_2 面間距離で与えられるためにピンニングポテンシャルが極端に小さくなり、磁束クリープの影響を顕著に受けて不可逆磁界が著しく小さくなると予想される [2]。これが正しいければピン力を大きくしても磁界を c 軸方向に加えた場合の臨界電流特性は磁束バンドルサイズが CuO_2 面間距離で制限されるために改善がかなり困難になる。一方で前章で述べたように不可逆磁界が c 軸方向の厚さに依存することが報告されており [3]、長さ方向の磁束バンドルサイズはパンケーキ磁束モデルが予想するように極端に短くはなっていない可能性がある。

このために本章では c 軸方向の磁束バンドルサイズを与えると考えられる相関距離を交流磁界重畳法を用いて直接測定し、磁束線がどのように振る舞っているかを明らかにする。またその結果を現在提案されているパンケーキ磁束モデルの予想と比較する。さらに磁化の対数緩和率から評価した見掛けのピンニングポテンシャルと測定から得ら

れた臨界電流密度を用いて横方向の相関距離の評価を行う。これらの結果から臨界電流特性を決めている磁束バンドルの正しい大きさを評価する。

2.1 縦方向の磁束バンドルの大きさ

磁束バンドルの大きさに対応する長さとして磁束線格子の弾性相関距離がある。この弾性相関距離とは磁束線格子のある部位に変位または変形を与えると、それがどの程度まで遠くに及ぶかを示すものである。一方、磁束バンドルは絶えず熱揺動力を受け、ピンニングポテンシャル内で振動可能な周波数 ν_0 で振動している。このとき磁束バンドルが感じるピンニングの強さは J_{c0} に対応しており、そのときの相関距離が磁束バンドルの大きさを与えると考えられる。そして一般に観測される弾性相関距離は磁束クリープが起こって ν_0^{-1} に比べて十分長い時間をかけて現実の臨界電流密度が決定された後に定義される長さである。すなわち磁束バンドルの大きさと弾性相関距離は磁束クリープの影響がない低温度でのみ等しい距離で、高温領域では異なる長さとなる。

本節では低温度領域に於いてほぼ等しくなると考えられる弾性相関距離 l_{44} をCampbell法を用いて直接測定することにより磁束線の長さ方向の磁束バンドルサイズ L を求める。その結果を磁束ピンニングに基づく理論的な予想と比較し、磁束バンドルの大きさの決定機構を確かめる。特にBi系超伝導体の高温領域での低い臨界電流特性を説明するために提案されているパンケーキ磁束モデルの予想値と比較し、異方性による影響を明らかにする。また、1.3.2節で述べたようにBi-2212超伝導体ではピーク効果近傍に於いて磁束線格子の3次元-2次元転移が予想されているが、この領域での磁束線のピン力密度-変位特性を同様のCampbell法を用いて測定し、磁束線の振る舞いを明らかにしてピーク効果の機構を調べる。

2.1 縦方向の磁束バンドルの大きさ

表 2.1: 磁束線の長さ方向の弾性相関距離の測定に用いた試料の諸元。

	1	2
材料	Bi-2212(単結晶)	Y-123(バルク材)
厚み [mm]	0.10	0.065
サイズ 幅 [mm]	1.50	1.58
長さ [mm]	5.0	5.08
作製法	TSFZ 法	QMG 法
臨界温度 T_c [K]	91.0	90.6
ピーク効果	磁界に依存しないピーク効果あり。	ピーク効果なし。

2.1.1 測定に用いた試料

測定に用いた試料は結晶構造に起因した異方性が最も大きい Bi-2212 超伝導体と最も小さい Y-123 超伝導体である。その試料の諸元を表 2.1 に示す。Bi-2212 単結晶試料(試料 1)は大型単結晶が容易に作製できる TSFZ(溶媒移動浮遊帯域熔融)法で作製された試料である。結晶の c 軸は広い面に対して垂直に配向している。

試料 1 の c 軸に平行に磁界を加え、 $T = 20 \sim 30$ K の温度領域で SQUID 磁束計を用いて測定した直流磁化曲線を図 2.1 に示す。この測定結果より 1.3.2 節で述べたようなピーク効果が現れていることがわかる。このピーク効果は $T = 20$ K を超えた領域に於いて $B = 50 \sim 70$ mT 程度の磁界で現れ、 $T = 23$ K 近傍でピーク効果が一番大きくなり、 $T = 30$ K では殆ど現れなくなる。

一方、Y-123 のバルク試料(試料 2)には焼結法試料等で問題となる弱結合を含まない QMG(Quench and Melt Growth)法によって作製したものをを用いた。尚、臨界温度 T_c は SQUID 磁束計を用いて直流磁化率から

2.1 縦方向の磁束バンドルの大きさ

評価し、Bi-2212 単結晶試料は $T_c = 91.0$ K、Y-123 試料は $T_c = 90.6$ K である。

2.1.2 Campbell 法を用いた c 軸方向の磁束線の弾性相関距離の測定

c 軸方向の弾性相関距離の測定には Campbell 法 [5] を用いた。図 2.2 に示すように直流磁界を c 軸と平行に加え、その磁束線に曲がり変形を加えるために c 軸に垂直、つまり広い面に平行に微小交流磁界を加える。直流磁界のみを加えたときの遮蔽電流は図 2.3 (a) のように流れるが、交流磁界を加えた場合、この遮蔽電流が交流磁界の 1 周期ごとに流れ方を変え、直流磁界に対する遮蔽から交流磁界に対する遮蔽へと変化していく。最終的に遮蔽電流は図 2.3 (b) のように流れ、直流磁界は超伝導体に完全に侵入する [6]。したがってこの測定に於ける微小交流磁界に対応した磁束線の変位は広い平面内のみとなり、試料端部の形状効果を受けない。この磁束線の変形の侵入の深さ λ' はピックアップコイルとキャンセルコイルを用いて交流磁界振幅 b_0 の関数として測定する。その侵入深さ λ' は超伝導体に侵入する交流磁束量の振幅を Φ とすると

$$\lambda' = \frac{1}{s} \frac{\partial \Phi}{\partial b_0} \quad (2.1)$$

で与えられる。ここで s は試料表面の周辺の長さで、試料の幅 w が厚さ t に比べて十分大きい場合は近似的に $2w$ で与えられる。また、測定はガスヘリウム雰囲気中で行い、温度はヘリウム流量の調節とヒータの加熱によりコントロールし、 $T = 4.2 \sim 95$ K の範囲で変化させた。

図 2.4 に Bi-2212 単結晶試料の $T = 18$ K に於ける様々な磁界下での $\lambda'-b_0$ 曲線を示す。また、 $B = 0.4$ T に於いて交流磁界 b_0 のゼロ近傍での $\lambda'-b_0$ 曲線を図 2.5 に示す。この結果から交流磁界 b_0 がゼロの極限に於いて λ' がゼロでない一定の値を持っていることが分かる。この一定の侵入深さが一般に知られる Campbell の交流磁界侵入長である。

ここではこの λ' と弾性相関距離の関係について述べる。いま磁束線は z 軸方向に伸びているとし、磁束線格子はピン止めによって歪んでい

2.1 縦方向の磁束バンドルの大きさ

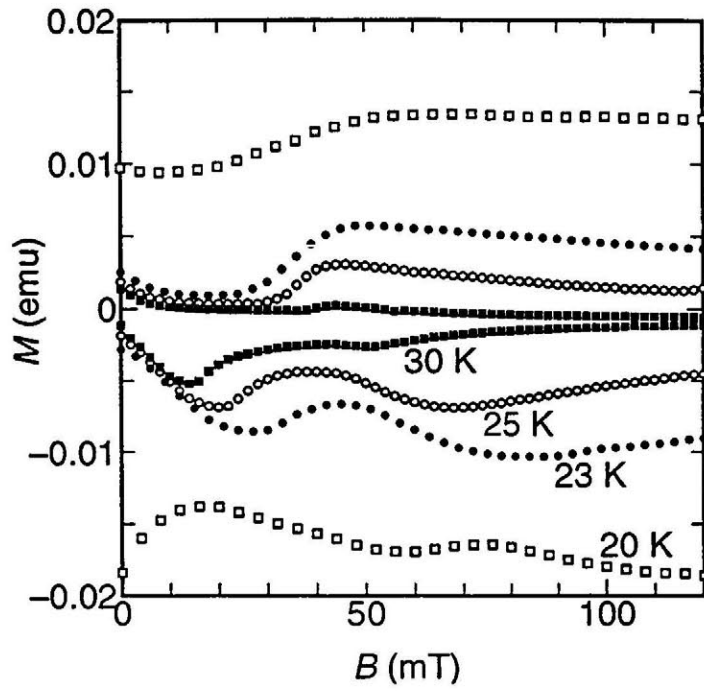


図 2.1: 試料 1 の $T = 20 \sim 30$ K での直流磁化曲線。

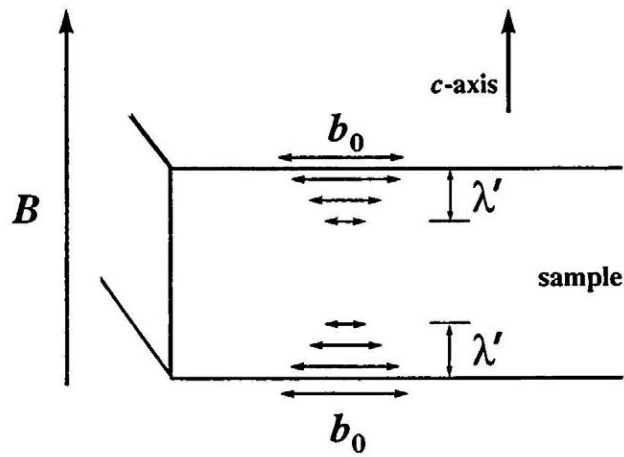
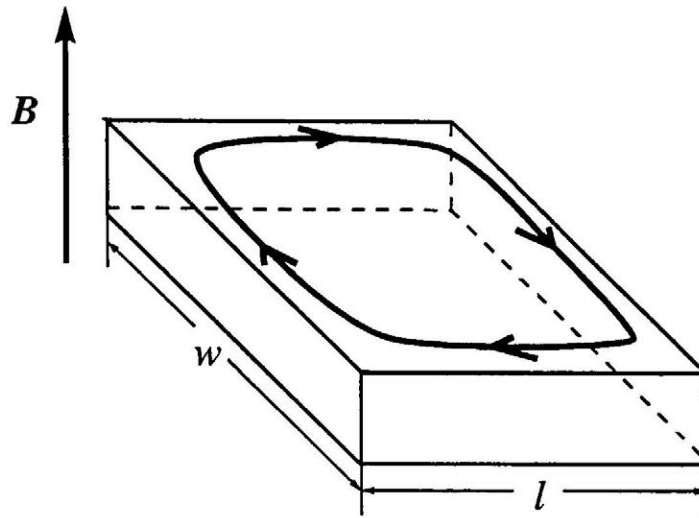
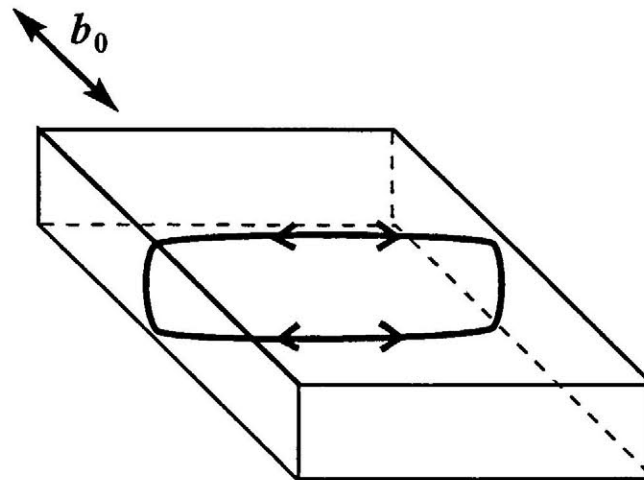


図 2.2: 試料形状及び印加磁界の方向: c 軸に対して平行に直流磁界 B を加え、磁束線に曲がり変形を加えるために試料表面に平行に交流磁界 b_0 を加えた。

2.1 縦方向の磁束バンドルの大きさ



(a)



(b)

図 2.3: それぞれの磁界に対する遮蔽電流の分布: (a) c 軸方向に直流磁界を加えた場合の遮蔽電流分布。(b) 広い面に平行に交流磁界を加えた場合の遮蔽電流。 w は試料の幅で l は長さ方向を表す。

2.1 縦方向の磁束バンドルの大きさ

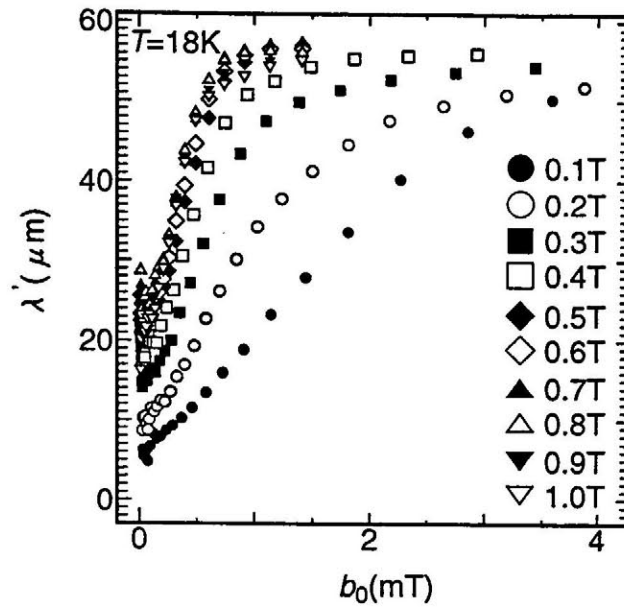


図 2.4: 試料 1 の $T = 18\text{ K}$ に於ける様々な磁界下での λ' - b_0 曲線。

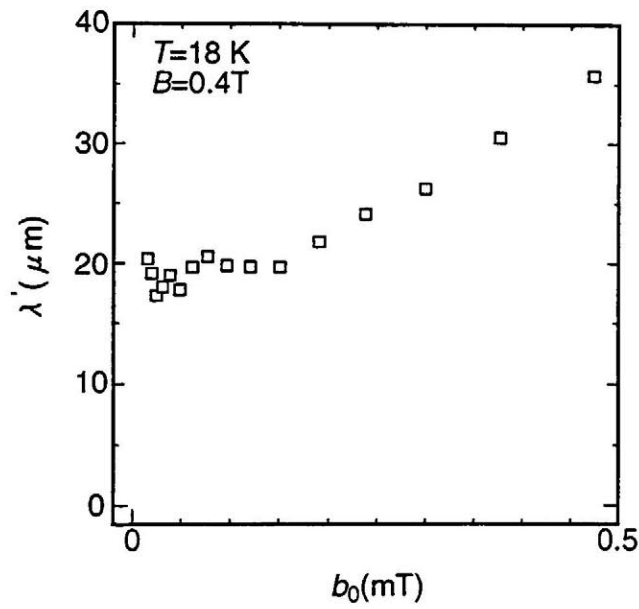


図 2.5: 試料 1 の $T = 18\text{ K}$ 、 $B = 0.4\text{ T}$ での交流磁界 b_0 のゼロ近傍に於ける λ' - b_0 曲線。

るが、交流磁界が十分小さいことからそれによる磁束線の変形は弾性領域にあるとする。交流磁界により x - y 平面内で磁束線が x 方向に僅かにずれた場合を考える。このときの磁束線の変位を u とすると、力の釣り合いは

$$C_{44} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \alpha_L u = 0 \quad (2.2)$$

で表される。ここで第1項は単位体積当たりの磁束線に働くローレンツ力で第2項はピン力密度である。この微分方程式は容易に解け

$$u(z) = u(0) \exp\left(-\frac{z}{l_{44}}\right) \quad (2.3)$$

となる。ここで $u(0)$ は試料表面 $z = 0$ での変位で、 l_{44} は (1.31) 式で与えられる弾性相関距離である。また、 $b(z)$ を磁束密度の x 軸成分の僅かな変化とすると、磁束の連続の式

$$\frac{b}{B} = -\frac{\partial u}{\partial z} \quad (2.4)$$

により b に関する (2.2) 式と同様の方程式が得られる。よって交流磁界の大きさは表面での交流磁界の振幅 b_0 を用いて

$$b(z) = b_0 \exp\left(-\frac{z}{l_{44}}\right) \quad (2.5)$$

で与えられる。

この領域での表面での磁束線の変位の振幅は磁束の連続の式から $u(0) = (b_0/B)l_{44}$ で与えられる。 $T = 18$ K、 $B = 0.5$ T に於ける交流振幅の最小値は $b_0 = 1.5 \times 10^{-5}$ T であり、 $l_{44} = 20$ μm の測定値からこのときの表面での変位の振幅は $u(0) = 0.6$ nm と評価される。また $T = 0$ K に於ける Bi-2212 超伝導体の a - b 面内のコヒーレンス長は $\xi_{ab}(0) = 3.1$ nm と見積もられる。このコヒーレンス長は $\xi_{ab}(T) = [1 - (T/T_c)^2]^{-1/2}$ のように温度に依存するので、 $T = 18$ K では $\xi_{ab}(18) = 3.2$ nm である。したがって磁束線の変位の振幅は磁束線の常伝導コアの半径よりも小さい。さらに平均のピンニングポテンシャルの半径は (1.29) 式で与えられ、 $\zeta = 2\pi$ を用いると 11.0 nm となる。したがって弾性相関距離 l_{44} を求めたときの磁束線の変形は弾性領域にあると考えられる。

2.1 縦方向の磁束バンドルの大きさ

また、 λ' は交流磁界の増加と共に線形に増加し、試料中心に到達して飽和する。この線形部分の勾配が $1/\mu_0 J_c$ を与え、これより臨界電流密度 J_c を評価することができる。この勾配から評価される臨界電流密度の磁界及び温度依存性の結果を図 2.6 に示す。

一般に縦方向の磁束バンドルサイズ L は前で述べたように磁束クリープがない仮想的なピンニングの状態に於ける弾性相関距離で与えられると考えられ、 l_{44} の式中の J_c に仮想的な臨界電流密度 J_{c0} を代入して与えられる。したがって磁束クリープの影響が小さい低温度領域に於いては $J_{c0} \simeq J_c$ から $L \simeq l_{44}$ が成り立つ。一方で高温領域では $J_{c0} \gg J_c$ となり $L < l_{44}$ となる。不可逆曲線上では $J_c = 0$ となるので弾性相関距離 l_{44} は発散するが、磁束バンドルサイズ L は発散しない。

Campbell 法を用いて得られた試料 1 の弾性相関距離の様々な温度での磁界依存性を図 2.7 に示す。この結果から相関距離は温度及び磁界に依存することがわかる。もし磁束線がパンケーキ状になっていれば、相関距離は温度及び磁界に依存しない CuO_2 間 (数 nm) 程度の値になることが予想されるが、そのような結果になっていない。また、さらに低い磁界のピーク効果が生じる領域での弾性相関距離を図 2.8 に示す。ピーク磁界近傍に於いても弾性相関距離は数 μm のオーダーで磁界及び温度に依存する。よってピーク効果が現れる磁界前後で磁束線格子の 3 次元-2 次元転移による磁束線の長さ方向の弾性相関距離の急激な減少は起こらないと結論される。

一方で、Bi-2212 超伝導体に比べて 3 次元的な結晶構造を持つ Y-123 超伝導体の試料 2 について $T = 85 \sim 89 \text{ K}$ の温度領域で測定した弾性相関距離の磁界依存性を図 2.9 に示す。この場合も弾性相関距離は磁界及び温度に依存し、その傾向は Bi-2212 超伝導体と同様な結果となる。また、同じ温度領域での比較ではないが、もし同じ温度領域で比較した場合、Y-123 超伝導体の方が Bi-2212 超伝導体の相関距離に比べて短い相関距離となっている。これは一般的に言われている 2 次元的な結晶構造による 2 次元磁束線構造とは逆の結果となっている。

2.1 縦方向の磁束バンドルの大きさ

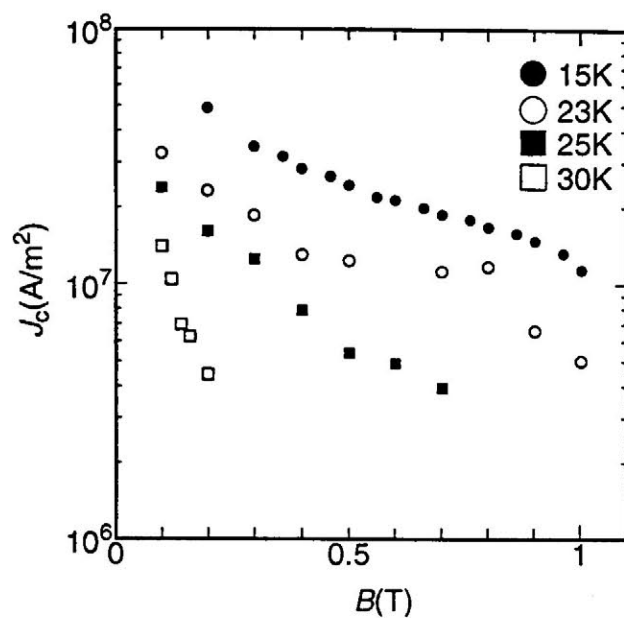


図 2.6: 試料 1 の $\lambda'-b_0$ 曲線の勾配から評価した 15 ~ 30 K での臨界電流密度。

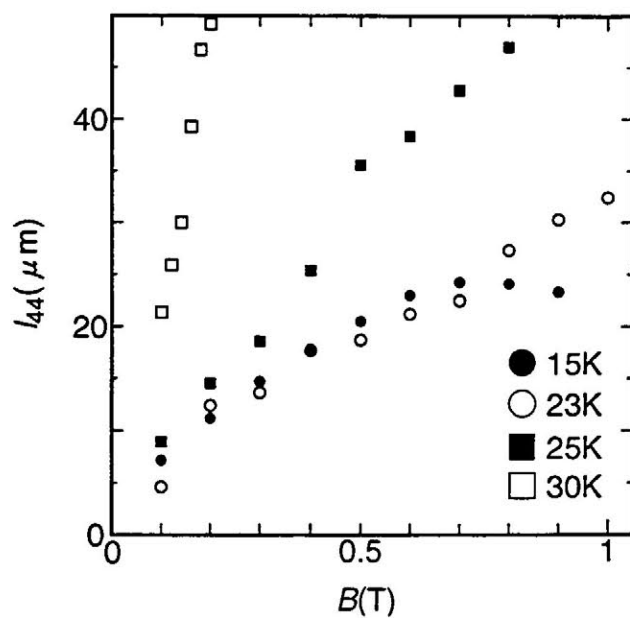


図 2.7: 試料 1 の c 軸方向の弾性相関距離の様々な温度での磁界依存性。

2.1 縦方向の磁束バンドルの大きさ

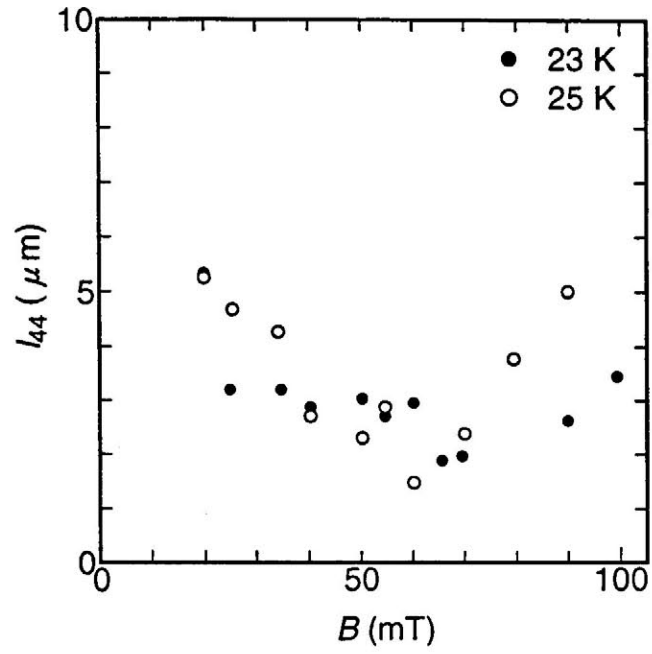


図 2.8: 試料 1 のピーク磁界近傍の 23、25 K での弾性相関距離の磁界依存性。

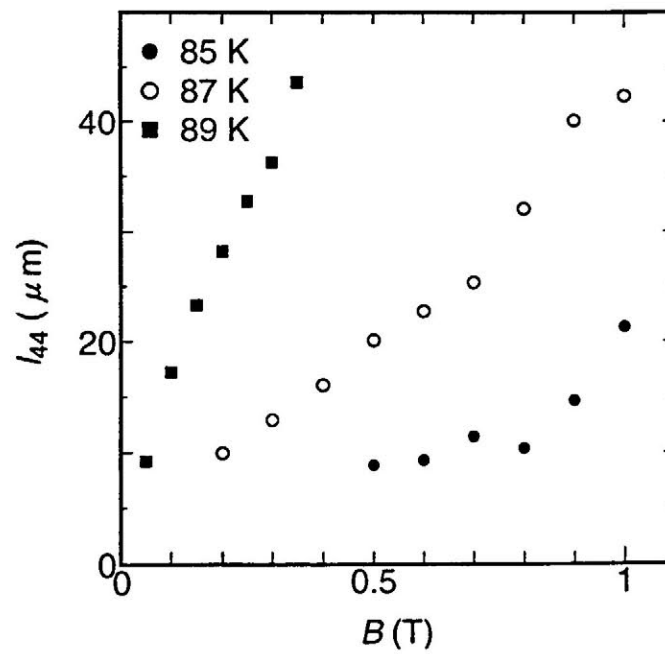


図 2.9: 試料 2 の様々な温度での弾性相関距離の磁界依存性。

2.1.3 ピンニング相関距離

ここでは相関距離の定量的な議論を行う。磁束クリープの影響が顕著でない低温度領域では上に述べたように、測定された臨界電流密度 J_c と磁束クリープがない仮想的臨界電流密度 J_{c0} はほぼ等しく、(1.28)、(1.31)、(1.33) 式より縦方向の磁束バンドルサイズ L は

$$L \simeq l_{44} = \left(\frac{Ba_f}{2\pi\mu_0 J_c} \right)^{1/2} \quad (2.6)$$

となる。ここで ζ には 2π を用いた。図 2.10 に試料 1 の測定された臨界電流密度 J_c を用いて (2.6) 式から得られた弾性相関距離 l_{44} の磁界依存性を示す。この結果は図 2.6 の結果と定性的及び定量的にも一致している。この結果から磁束線の長さ方向の弾性相関距離はピンニングの強さによって決定されており (2.6) 式で与えられる。

また、Y-123 バルク試料の弾性相関距離について同様の解析を行った結果を図 2.11 に示す。この結果も実験から得られた結果と定性的及び定量的に一致する。しかし、Y-123 超伝導体の場合は測定を行った温度領域が高温度領域のために $J_c \simeq J_{c0}$ が成り立たず、 $L \neq l_{44}$ となる。したがってここで磁束クリープの影響が小さな低温度領域の臨界電流密度 J_c の測定結果から近似的に J_{c0} を評価する。 J_{c0} の温度及び磁界依存性を (1.47) 式のように仮定すると、 $A = 5.14 \times 10^9$ 、 $m = 1.85$ 、 $\gamma = 0.75$ が得られる (このピンニングパラメーターを求める解析の詳細は 3 章を参照)。また $\delta = 2.0$ と仮定する。このようにして評価した縦方向の磁束バンドルサイズ L の結果を図 2.12 に示す。この結果は図 2.11 と定性的に一致しているが定量的には多少異なる。これは弾性相関距離 l_{44} の測定を行なった高温度領域では磁束クリープの影響が顕著になるために、臨界電流密度 J_c が仮想的な値 J_{c0} から大きく減少するためである。

2.1.4 ピン力密度 - 変位特性

Bi-2212 超伝導体のピーク効果近傍のピンニング特性の詳細を調べるために、ここでは磁束線の変位に対するピン力密度特性を Campbell 法

2.1 縦方向の磁束バンドルの大きさ

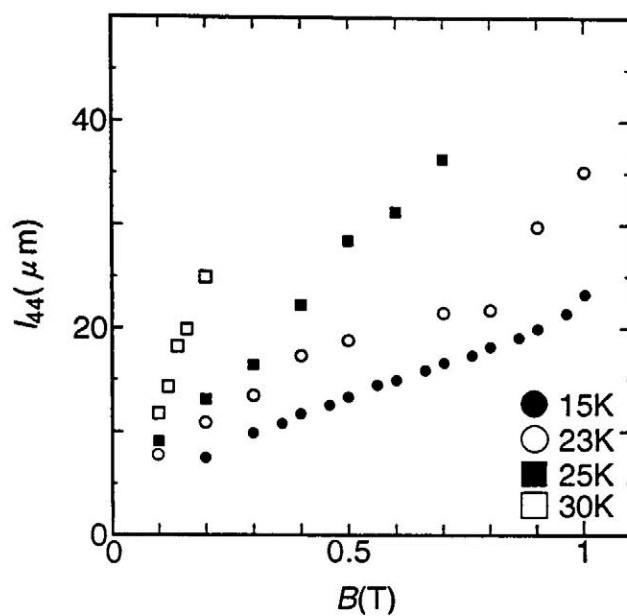


図 2.10: 試料 1 の臨界電流密度の測定値を用いて理論的に評価した弾性相関距離。

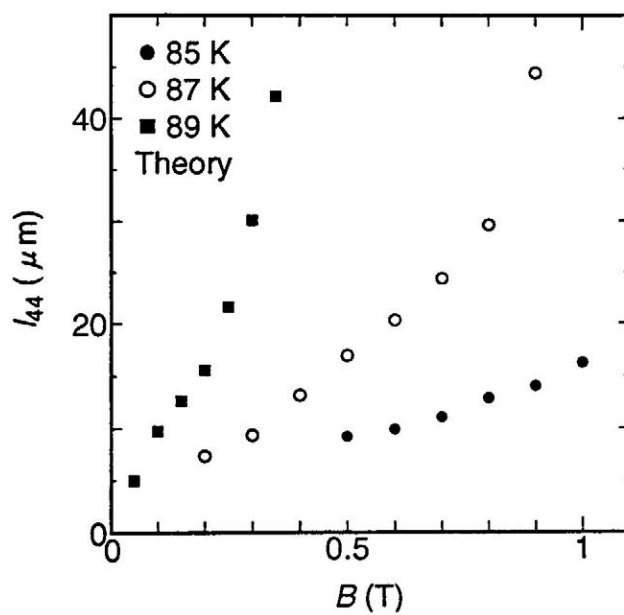


図 2.11: 試料 2 の臨界電流密度の測定値を用いて理論的に評価した弾性相関距離。

2.1 縦方向の磁束バンドルの大きさ

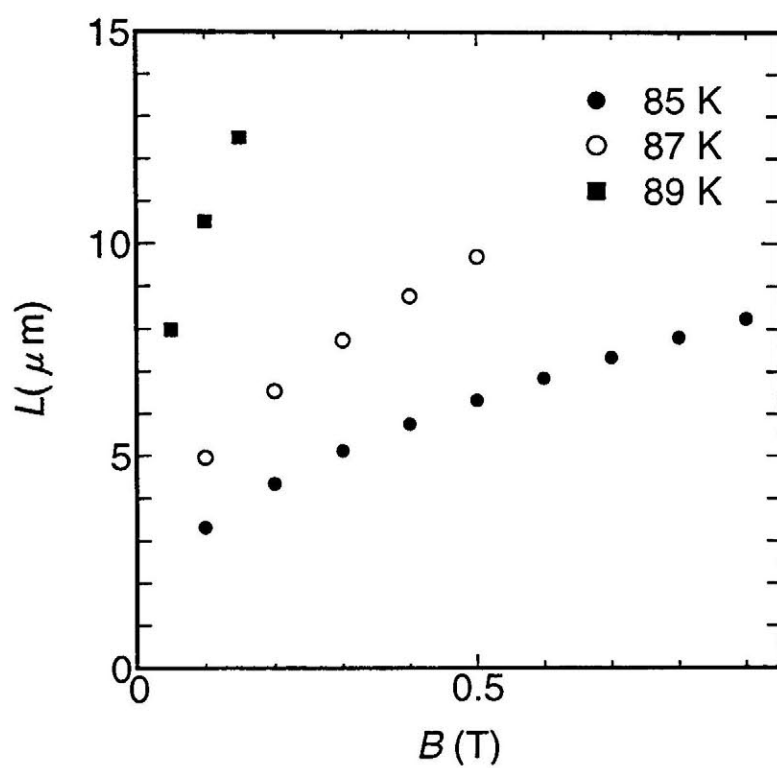


図 2.12: 試料 2 の低温領域の臨界電流密度から評価した J_{c0} を用いて求めた磁束線の長さ方向の磁束バンドルサイズ L 。

を用いて評価する。

磁束の連続の式から、表面での磁束線の変位 $u(0)$ は

$$u(0) = \frac{\Phi}{Bw} \quad (2.7)$$

で与えられ、 $u(0)$ は Φ の測定値から評価することができる。一方で、磁束線に働くピン力密度はローレンツ力との釣り合いから

$$F = \frac{2Bb_0}{\mu_0\lambda'} \quad (2.8)$$

と書ける。よって各振幅 b_0 に対する Φ と λ' の測定結果からそれぞれ F と $u(0)$ を求め、これらを直接プロットすることによりピン力密度 - 変位特性を評価することができる [5]。

図 2.13 に $T = 23$ K、 $B = 20$ mT に於けるピン力密度 - 変位特性の測定結果を示す。変位が小さい領域に於いてピン力密度の変化は線形であるが、変位が大きくなると線形な特性からはずれ、反対の臨界状態の $2J_c B$ に漸近して行く。線形部分の原点からの接線の勾配がピン力密度の強さを表す Labusch パラメーター α_L を与える。また、その接線が反対の臨界状態に達する変位量の半分は相互作用距離 d_i と呼ばれ、平均化されたピンニングポテンシャルの半径を表す。この測定結果から得られる Labusch パラメーター α_L 及び相互作用距離 d_i はそれぞれ 9.9×10^{13} N/m⁴ と 8.2 nm である。

ここで、ピーク磁界近傍の Labusch パラメーター α_L と相互作用距離 d_i の磁界依存性を調べる。測定を行った磁界領域で有効として働くピンとしては点欠陥のようなものが考えられる。この場合、 d_i は (1.29) 式のように磁束線格子間隔に比例することが理論的に導かれており [7]、 $d_i \propto B^{-1/2}$ となる。またピーク効果がない仮想的な場合を考えると、臨界電流密度が磁界に依存しないとしてよいであろう。これは、実際にピーク効果が現われない Bi-2212 テープ線材の同様な領域に於ける臨界電流密度の磁界依存性の結果からも支持される。こうした d_i と臨界電流密度 J_c の関係から (1.28) 式を用いて $\alpha_L \propto B^{3/2}$ の関係が得られる。この磁界依存性を図 2.14 と図 2.15 に示す。 α_L は磁界と共に緩やかに

2.1 縦方向の磁束バンドルの大きさ

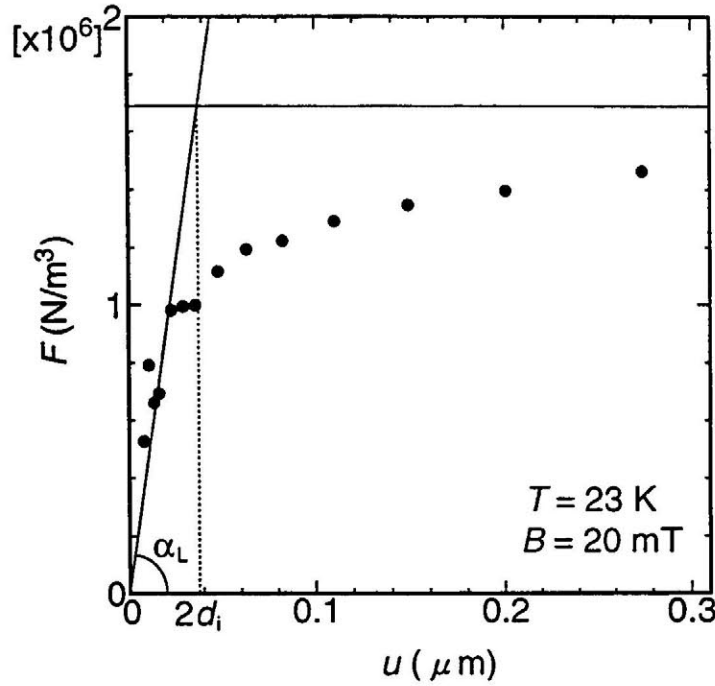


図 2.13: 試料 1 の $T = 23$ K、 $B = 20$ mT に於けるピン力密度 - 変位特性。

増加しており、上記の簡単な近似で α_L の磁界依存性が説明できていることがわかる。さらにピーク効果が現われる $B = 50$ mT に於いても α_L の異常は見られない。したがって、この領域に於けるピンニング機構はピーク磁界の前後で変化がないことがわかる。一方で、 d_i の磁界依存性も上の仮定のように磁界の増加と共に減少しているが、ピーク効果が顕著に現れる $B = 50$ mT 近傍で d_i にピークが現れる。この d_i のピークはピンニングポテンシャル内の磁束線の可逆運動領域が広がることを示し、ランダムに存在するピンに捕まって磁束線が外れにくくなることを意味している。このためにピンニング効率が向上し、ピン力密度つまり臨界電流密度がピークを持つことがわかる。したがって Bi-2212 超伝導体のピーク効果は磁束線の変化に起因すると考えられる。

この相互作用距離 d_i の増加は磁束線の変形に対するフレキシビリティが増加したことを意味する。この磁束線の変形とは内部の常伝導核

2.1 縦方向の磁束バンドルの大きさ

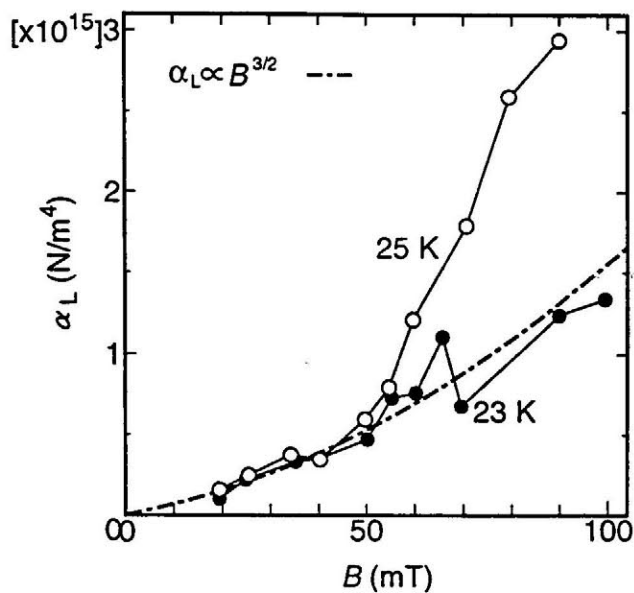


図 2.14: 試料 1 のピーク効果近傍の α_L の磁界依存性。鎖線は点欠陥によるピンニングの理論予想 ($\alpha_L \propto B^{3/2}$) で、シンボルは実験結果を示す。

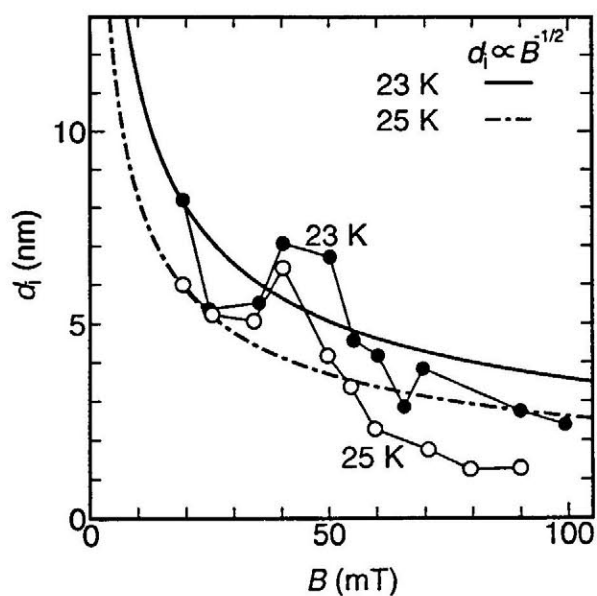


図 2.15: 試料 1 のピーク効果近傍の d_i の磁界依存性。鎖線及び実線は 25 K 及び 23 K の $d_i \propto B^{-1/2}$ の関係で、シンボルは実験結果を示す。

2.2 横方向の磁束バンドルの大きさ

の変形を意味し、こうした磁束線の軟化の原因は磁束線の3次元-2次元転移に関係していると考えられる。さらにこの後の2.2節で述べるようにBi-2212超伝導体の場合は横方向の磁束バンドルサイズは磁束線格子間隔程度、つまり1本となることから、この磁束線の変形の自由度は縦方向に沿ったものでしかないことになる。このために磁束線は縦方向に変形しspaghetti状になる。

したがってピーク効果は磁束線の常伝導核の長さ方向に変形することによるピンニング効率の増加のために生じると結論される。こうした常伝導核の長さ方向の変形は磁束線系のいわゆる3次元-2次元転移に関係したものであると考えられる。一般に集合的ピンニングを仮定した場合に臨界電流密度は縦方向の変形の特性長 l_c の1/2乗に逆比例すると予想される。したがって J_c の増加率を2倍程度とすると特性長 l_c はピーク磁界で1/4程度減少することになるが、この変化はピーク磁界より上で磁束線が真の2次元状態になるとするには小さすぎる。すなわち磁束線は完全なパンケーキ磁束になってはいないと言える。

図2.16に $T = 23\text{ K}$ に於ける測定された α_L を用いて(1.31)式から評価される弾性相関距離 l_{44} と実験値の比較を示す。実験値と理論値は定量的にも殆ど一致しており、ピンニングの強さを表すパラメーター α_L で弾性相関距離を説明できることがわかる。したがって臨界電流密度がピークを示す領域に於いても、磁束線は長さ方向に強く結合しており、その長さはピン力の強さによって決定していることがわかる。磁束線が完全な2次元状態になり得ないのはこうした強い磁氣的な結合によるものであると考えられる。

2.2 横方向の磁束バンドルの大きさ

磁束バンドルの体積を決定するもう一つのパラメーターは横方向の大きさであり、これは不可逆磁界上では1.3.4節で述べた熱力学的な仮定から評価することができる。そして J_{c0} が決定されれば、上で求め

2.2 横方向の磁束バンドルの大きさ

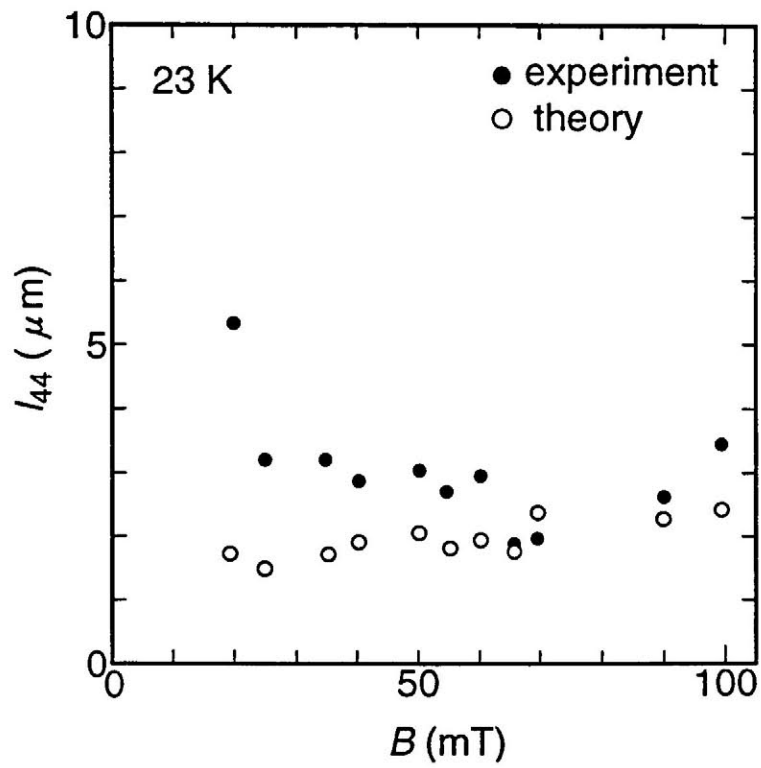


図 2.16: 試料 1 の $T = 23$ K に於ける弾性相関距離 l_{44} の実験値 (●) と解析値 (○) の比較。

た g^2 を用いてピンニング特性を決定するピンニングポテンシャル U_0 が (1.44) 式により求まる。したがって逆にピンニングポテンシャル U_0 を測定すれば横方向の磁束バンドルを与える熱力学的法則が正しいかどうか分かり、超伝導体の次元性が及ぼす影響を明らかにすることができる。

このピンニングポテンシャル U_0 を求める方法は二つあり、一つは不可逆磁界から評価することであり、もう一つは磁束クリープの磁化の緩和率から評価することである。ここでは後者の場合について実験を行なう。ただし、磁化の時間対数緩和率から直接得られるのは U_0 ではなく、見掛けのピンポテンシャル U_0^* である。この見掛けのピンニングポテンシャルと真のピンニングポテンシャルの関係は Welch[8] によって調べられ、(1.8) 式で与えられる。したがってここでは J_{c0} と g^2 を与えることによりピンニングポテンシャル U_0 を求め、見掛けのピンニングポテンシャルを評価する。一方で測定された見掛けのピンニングポテンシャル U_0^* と J_{c0} を与えることにより解析的に磁束バンドルの横方向の大きさを表す磁束バンドル中の磁束数 g^2 を評価することもできる。

この磁化の対数緩和率の測定には SQUID 磁束計を用いた。ここで初期磁化 M_0 は $t = 230 \sim 600$ s の測定結果から $t = 1$ s に外挿して求めた。図 2.17 に試料 1 の磁化の時間対数緩和測定の例を示す。この測定から磁化の対数緩和率の傾きが温度の増加に伴って大きくなることが得られる。これは温度上昇に伴って磁束クリープの影響が顕著になっているためである。この対数緩和率の傾きから評価した $B = 0.4$ T での見掛けのピンニングポテンシャルの温度依存性を図 2.18 に示す。

得られた見掛けのピンニングポテンシャルは数十 meV の大きさであり、熔融法で測定された $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ の見掛けのピンニングポテンシャル [8] の 1/10 の程度で、パンケーキ磁束モデルから予想されるような極端に小さい値になっていないことがわかる。

ここでは磁化の対数緩和率から評価した見掛けのピンニングポテンシャルについて実験値と磁束クリープ理論から予想される値を比較する。まず 1.3.4 節で述べた手法を用いて g^2 を評価する。 $T = 18$ K、

2.2 横方向の磁束バンドルの大きさ

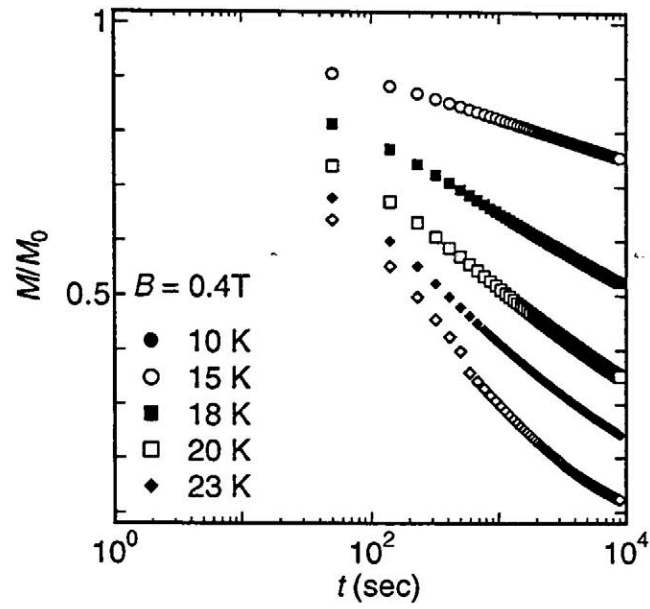


図 2.17: 試料 1 の磁化の対数緩和測定の結果。

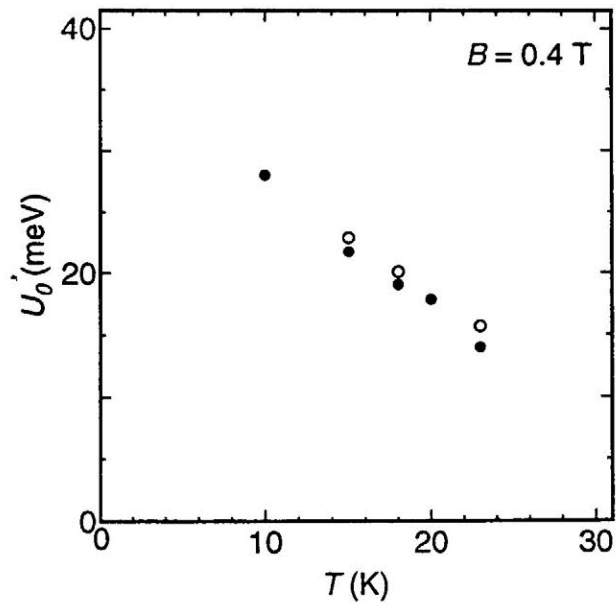


図 2.18: 試料 1 の磁化の対数緩和率から評価した見掛けのピンニングポテンシャル (●) と磁束クリープ理論の解析結果 (○)。

$B = 0.4 \text{ T}$ に於ける g_e^2 は上部臨界磁界 $B_{c2}(0) = 34.5 \text{ T}$ と熱力学的臨界磁界 $B_c(0) = 1.0 \text{ T}$ を仮定すると 349 となり、(1.41) 式より g^2 は 0.27 となる。しかし、 g^2 の最小値が 1.0 であることよりここでは $g^2 = 1.0$ を用いる。また十分低温であるために $J_{c0} \simeq J_c = 1.90 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ と $L \simeq l_{44} = 19.5 \times 10^{-6} \text{ m}$ とし、(1.44) 式及び (1.8) 式を用いると見掛けのピンニングポテンシャルは $U_0^* = 20.1 \text{ meV}$ となる。他の温度を含めたこの理論結果を図 2.18 に示す。この結果は定性的及び定量的に良く一致している。したがって $g^2 = 1.0$ より Bi-2212 超伝導体の横方向の磁束バンドルの大きさは磁束線格子間隔程度となり、各々の磁束線は一本ずつ独立に動くことがわかる。

ここで、Bi-2212 超伝導体に比べると結晶構造が 3 次元的である Bi-2223 銀シーステープ線材 (このテープ線材は試料 4 で詳細は 3.1.1 節を参照) について同様の解析を行なった。磁化の対数緩和率から評価した見掛けのピンニングポテンシャルは図 2.19 に見られるように $T = 20 \text{ K}$ に於いてピークを示している。また、図 2.20 に十分低温で測定された Campbell 法から測定した臨界電流密度を用いて評価した縦方向の弾性相関距離の温度及び磁界依存性を示す。この結果は Bi-2212 超伝導試料の縦方向の磁束バンドルサイズよりも 1 桁程度短い長さである。これはこの領域での臨界電流密度が Bi-2223 銀シーステープ線材では Bi-2212 超伝導体に比べて 1 桁以上大きいためである。尚、この場合も測定が低温度領域であるため弾性相関距離 l_{44} が近似的に磁束バンドルサイズ L を与えるものと考えられる。この結果に対して Bi-2212 超伝導体の場合と同様の解析を行なった。測定を行なった磁界及び温度領域で g^2 は 1 以下となった。したがって g^2 には最小値である 1.0 を用いる。これらの結果を用いてピンニングポテンシャルを評価し見掛けのピンニングポテンシャルを求めた結果を図 2.21 に示す。この結果は定量的には測定結果と一致したが、多少温度及び磁界依存性が異なる。このために測定された見掛けのピンニングポテンシャルから逆に g^2 の値の評価を行なってみると図 2.22 の結果となった。この結果は Bi-2212 超伝導体の横方向の磁束バンドルサイズに比べると僅かに大きい 1 ~ 2 程度であ

2.2 横方向の磁束バンドルの大きさ

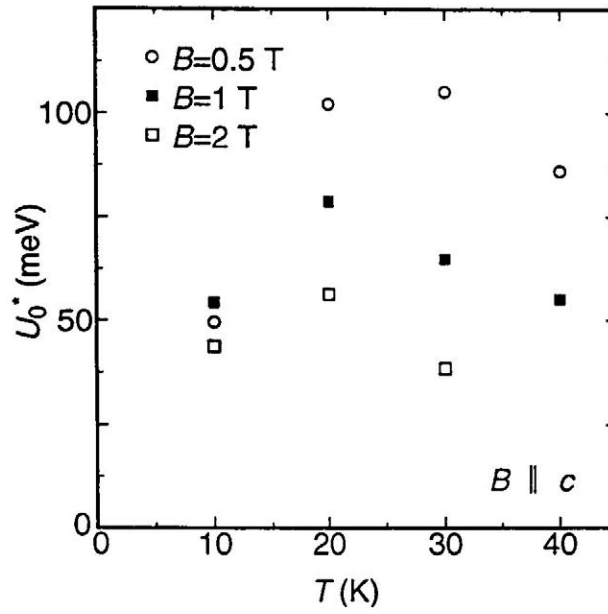


図 2.19: Bi-2223 銀シーステープ線材の磁化の緩和率から評価した見掛けのピンニングポテンシャルの温度依存性。

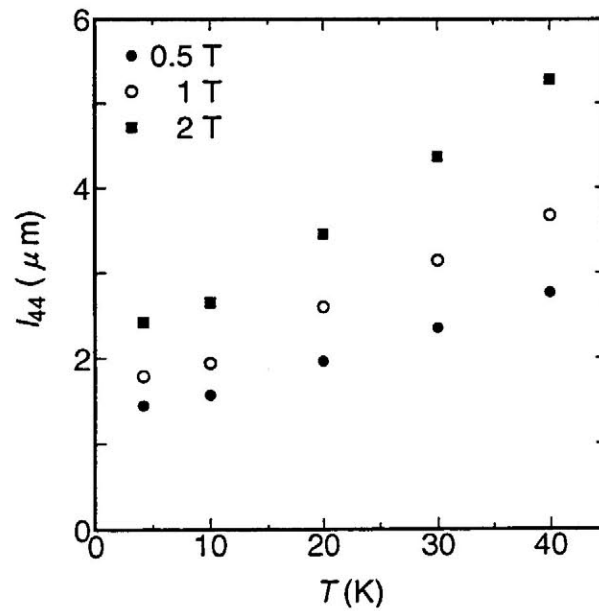


図 2.20: Bi-2223 銀シーステープ線材の低磁界の臨界電流密度から評価した縦方向の弾性相関距離の温度及び磁界依存性。

2.2 横方向の磁束バンドルの大きさ

ることを示している。このようになったのは Bi-2212 超伝導体に比べて結晶構造がより 3 次元であるためである。

さらに最も 3 次元である Y-123 超伝導体について同様に横方向の磁束バンドルを調べる。ここでは磁化の対数緩和測定から U_0^* を求めて U_0 を求め、一方で十分低温で評価した J_{c0} を用いて磁束バンドルサイズ L を求め、これらの結果から g^2 を評価した。こうして得られた結果を図 2.23 に示す。この結果から測定された温度及び磁界領域で g^2 の値は 3 ~ 20 の範囲にあり、Bi-2212 及び Bi-2223 超伝導体に比べてかなり大きな数となる。また $T = 85$ K、 $B = 0.80$ T に於ける熱力学的な仮定から評価した g^2 は 4.9 となり図 2.23 の結果 2.2 と定量的に大体一致することがわかる。

これらの結果から経験的に超伝導体の結晶の次元性が大きくなるにしたがって、横方向の磁束バンドルサイズが大きくなるということが言える。この結果は結晶構造が 2 次元的な Bi-2212 超伝導体の場合は c 軸方向の磁束バンドルサイズは CuO_2 面間で制限されて短く、 a - b 面内には長距離にわたるオーダーがあるとするパンケーキ磁束モデルの予想と対称的な結果である。

ここで、このような磁束バンドルの形状となる理由を考える。一般的に CuO_2 面間の絶縁層では超伝導オーダーパラメーターが殆どゼロであるために、磁束線格子に剪断が生じてこの部分ではエネルギーの増加はない。したがって、結晶構造が 2 次元的になるつれて剪断変形によりエネルギーが増加する領域の割合が減少し、磁束線の剪断定数 C_{66} が減少する。このために横方向の磁束バンドルが小さくなることが説明できる。このような理由で Bi-2212 超伝導体の場合は横方向の磁束バンドルが小さく、磁束クリープの影響を顕著に受けると考えられる。

ここで結晶構造の次元性による違いを明確にするために Bi-2212、Bi-2223 及び Y-123 超伝導体で臨界電流密度が同一の場合を考えてみよう。前章で述べたように、縦方向の磁束バンドルの大きさはピンニングの強さのみで決定されるので 3 つの試料で同様となる。一方、 g^2 は超伝導体の次元性が大きくなるにしたがって横方向に大きくなる。そ

2.2 横方向の磁束バンドルの大きさ

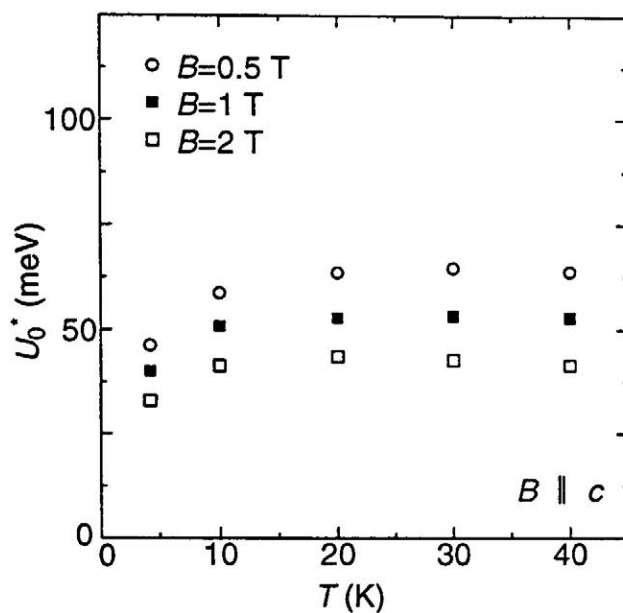


図 2.21: g^2 と J_{c0} より評価した Bi-2223 銀シーステープ線材の見掛けのピンニングポテンシャル。

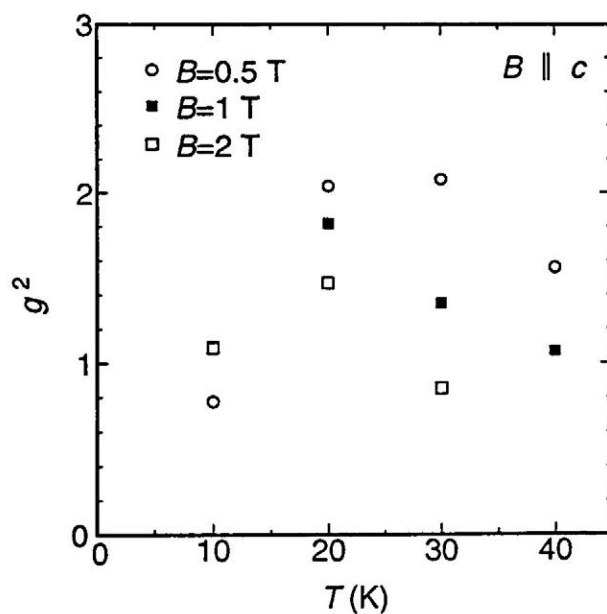


図 2.22: Bi-2223 銀シーステープ線材について見掛けのピンニングポテンシャルの測定結果から評価した g^2 。

2.2 横方向の磁束バンドルの大きさ

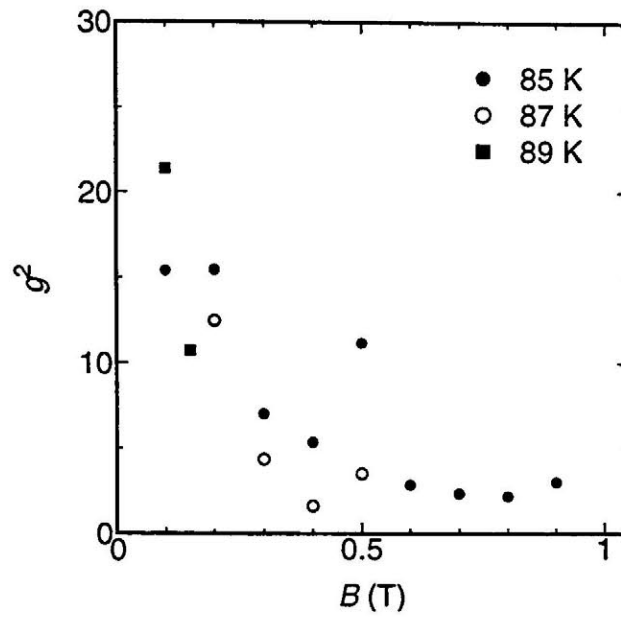


図 2.23: 試料 2 の U_0^* と J_{c0} を用いて L を求め、ピンニングポテンシャルから評価した磁束バンドル中の磁束数。

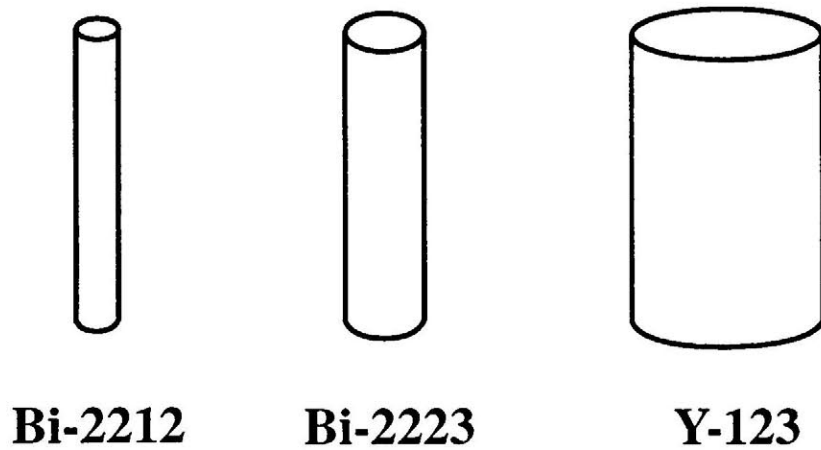


図 2.24: Bi-2212、Bi-2223 及び Y-123 超伝導体で臨界電流密度が同一の場合の磁束バンドルの形状。

の様子を図 2.24 に示す。このために結晶構造の次元性が高い Y-123 超伝導体では同じピンニングの強さでもピンニングポテンシャルが大きく、磁束クリープの影響を受けにくい。

2.3 まとめ

本章では、超伝導体の次元性が磁束バンドルの形状にどのように影響を与えるかを調べた。磁束バンドルサイズは低温度領域では弾性相関距離にほぼ等しくなると考えられ、この縦方向の弾性相関距離を Campbell 法を用いて直接測定し、ピンニングの相関距離と比較した。Y-123 試料では測定が高温で行われたので磁束バンドルサイズは弾性相関距離より短いと予想され、磁束クリープがない仮想的な臨界電流密度 J_{c0} を用いて磁束バンドルサイズを評価した。また、横方向の磁束バンドルサイズは磁化の対数緩和率から得られた見掛けのピンニングポテンシャルと仮想的な臨界電流密度 J_{c0} を用いて評価した。以下のような結果が得られた。

1. Campbell 法を用いて測定された縦方向の磁束バンドルサイズは 2 次元的な Bi-2212 超伝導体に於いても数～数十 μm のオーダーであり、その長さ方向で強く結合していることがわかる。また、Y-123 超伝導体についても同様な結果が得られた。さらに測定された臨界電流密度を用いて理論的に求めた値と一致しており、この結果からその長さはピン力の強さと磁界のエネルギーのみで決定していると結論される。したがって縦方向の磁束バンドルサイズはパンケーキ磁束モデルが予想するように CuO_2 面間で制限されるのではなく、また直接は結晶構造の影響を受けない。
2. 磁束線格子の 3 次元-2 次元転移が起こるとされるピーク効果近傍に於いても磁束線の長さ方向の弾性相関距離は数 μm のオーダーであり、パンケーキ磁束モデルが予想するような極端な磁束線の転移でない。このピークは磁束線の変形に対する柔軟性の向上によるもの

2.3 まとめ

で、磁束線の常伝導核が長さ方向に変形することによりもたらされる。このような常伝導核の長さ方向の変形は磁束線の3次元-2次元転移に基づくものであると考えられるが、その磁束線の変形はパンケーキ磁束モデルが予想するほど大きなものではない。

3. 横方向の磁束バンドルの大きさを表す磁束バンドル中の磁束数 g^2 は2次元的な結晶構造を持つ Bi-2212 超伝導体の場合は $g^2 = 1.0$ であり、次元性の増加と共に大きくなることが実験から明らかになった。また結晶構造が3次元的である Y-123 超伝導体の場合は g^2 は3以上となった。したがって超伝導体の次元性の影響は横方向の磁束バンドルの大きさに現われ、次元性が高くなると大きくなる。特に Bi-2212 超伝導体が磁束クリープの影響を受けやすいのは $g^2 = 1.0$ と磁束バンドルが小さいためである。

参考文献

- [1] K. Kishio, J. Shimoyama, K. Kitazawa, K. Yamafuji: Proc. 1994 Topical International Cryogenic Materials Conference (World Scientific, Singapore) p. 32.
- [2] John R. Clem: Phys. Rev. B **43** (1991) p. 7837.
- [3] N. Ihara, T. Matsushita: Physica C **257** (1996) p. 223.
- [4] M. Murakami, M. Morita, K. Doi, K. Miyamoto and H. Hamada: Jpn. J. Appl. Phys. **28** (1989) p. L399.
- [5] A. M. Campbell: J. Phys. C **4** (1971) p. 3186.
- [6] 松下照男: 「磁束ピンニングと電磁現象」 (産業図書、1994) p. 103.
- [7] A. M. Campbell, H. K pfer, R. Meier-Hirmer: Proc. Int. Symp. on Flux Pinning and Electromagnetic Properties in Superconductors, Fukuoka (1985) p. 54.
- [8] D. O. Welch: IEEE Trans. Magn. **27** (1991) p. 1133.

第3章 ピンニング特性

前章では磁束バンドルの縦方向の大きさは、パンケーキ磁束モデルが予想するような酸化物の結晶構造の影響を直接受けなく、ピン力の強さのみによって決定されることがわかった。一方で、磁化の対数緩和率から求まる見掛けのピンニングポテンシャルと臨界電流密度から評価された磁束バンドルの横方向の大きさは、結晶構造による異方性が大きい Bi-2212 超伝導体の場合は磁束線格子間隔程度となり、次元性が大きくなるにしたがって大きくなることがわかった。このようにして評価される磁束バンドルの体積と磁束線の単位体積当たりのピンニングエネルギーからピンニングポテンシャルを求めることができ、これから高温領域の臨界電流特性や不可逆磁界等を求めることができる。

本章ではその例として臨界温度 T_c が 110 K 程度と高く、すでに線材化されてコイル等への応用が期待される Bi-2223 超伝導体に注目し、高温領域のピンニング特性及び不可逆磁界を調べる。また、ピン力の異なる Bi-2223 銀シーステープ線材を用いてピンニングの強さの違いが臨界電流特性にどのように影響を与えるかを明らかにし、この領域のピンニング特性を調べる。さらにこの Bi-2223 超伝導体の特性改善の可能性について議論する。

はじめに本章ではピン力の異なる Bi-2223 銀シーステープ線材の磁界を c 軸に平行及び垂直に加えた場合の高温領域での臨界電流特性及び不可逆磁界を測定する。その結果を前章で求めた磁束バンドルを考慮した磁束クリープ理論に基づく理論解析と比較し、高温領域でのピンニング特性を明らかにする。

3.1 試料及び測定

3.1.1 試料

試料はパウダーインチューブ法 [1, 2, 3] によって作製された Bi-2223 銀シーステープ線材で、臨界電流密度の異なる 3 つの試料を用いた。

3 ～ 4 N の純度の Bi_2O_3 、 PbO 、 SrCO_3 、 CaCO_3 、 CuO の粉体をモル比計算で $\text{Bi} : \text{Pb} : \text{Sr} : \text{Ca} : \text{Cu} = 1.6 : 0.4 : 2 : 2 : 3$ に混合し、750 ～ 860 °C の空气中で 8 ～ 200 h 仮焼きし、パウダーリングを行う。その粉体を銀の筒に充填し線引き、ロール圧延を行ない線材に加工する。本焼きは 820 ～ 860 °C の空气中で 8 ～ 800 h 行なう。また、高 T_c 及び結晶成長のためにロール圧延、本焼きを 2 回繰り返す。以上の行程で作製された試料は (株) 住友電工によって提供されたものである。

用いた試料の $T = 77.3 \text{ K}$ 、 $B = 0 \text{ T}$ に於ける臨界電流密度 J_c と臨界温度 T_c を表 3.1 に示す。試料の断面積はおよそ $3.4 \text{ mm} \times 0.17 \text{ mm}$ で、銀シースを除く超伝導層の厚さは $50 \mu\text{m}$ 程度である。また、試料の c 軸は試料表面に垂直方向に配向している。

3.1.2 測定

ここでは 3 つのテープ線材の臨界電流密度及び不可逆磁界を求めるために以下の測定を行った。

表 3.1: $T = 77.3 \text{ K}$, $B = 0 \text{ T}$ での臨界電流密度と臨界温度。

試料	$J_c [\text{A/m}^2]$ (77.3 K, 0 T)	$T_c [\text{K}]$
3	2.7×10^8	108.5
4	1.7×10^8	110.0
5	0.67×10^8	108.3

- (1) $T = 4.2 \sim 70$ K の低温での臨界電流密度の測定には Campbell 法を用いた [4, 5]。Campbell 法は交流磁界を超伝導体に加えることにより遮蔽電流を誘起させ、超伝導体を出入りする磁束の応答より臨界電流密度を求める方法で、4 端子法のような大電流電源を必要とせず、特に電流が大きくなる低温度領域で問題となる電流端子部分による発熱の影響もない。
- (2) しかし Bi-2223 銀シーステープ線材の場合は単結晶試料などの表面に比べて銀と超伝導体の界面が粗い。そのために中心到達距離にばらつきが生じて、2.1 節で述べた $\lambda'-b_0$ の線形部分が緩やかな曲線になり、臨界電流密度が明確に決まらない。特に銀シーステープ線材の場合、臨界電流密度が大きく減少する高温領域で AC 法を用いて臨界電流密度を評価すると誤差が生じる可能性がある。このために $T = 70$ K 以上の領域での臨界電流密度の測定には 4 端子法を用いた。磁界は c 軸に対して垂直方向と平行方向に加えた。 c 軸に対して平行に磁界を加えた場合、形状による反磁界の影響が顕著になることが予想される。このため図 3.1 (b) のように重ねることによってその影響を減らした。臨界電流密度は 1 cm の電圧端子間に $1 \mu\text{V}$ の電圧が生じる点から off-set 法によって定義した。また、不可逆磁界は臨界電流密度の磁界依存性を $J_c \propto B^{\gamma'-1}(B_i - B)^{\delta'}$ と近似して、 J_c がゼロとなる磁界 B の値から評価した [6]。

以上の測定はガスヘリウム雰囲気中で行い、温度はヘリウム流量とヒータの加熱のコントロールにより所定の値になるように調節した。試料の温度測定は熱電対を試料表面に直接付けて行なった。電流通電時の発熱による温度の揺らぎは、低電流密度の場合で ± 0.1 K、高電流密度の場合では ± 0.5 K 程度だった。また測定は全て増磁過程で行なった。尚、増磁過程と減磁過程で臨界電流密度の値が異なる履歴効果は、低温度領域でも殆ど観測されなかった。 $T = 77.3$ K、 $B = 0$ T に於ける両測定から得られた臨界電流密度は異なる測定法を用いているが殆ど一致している。

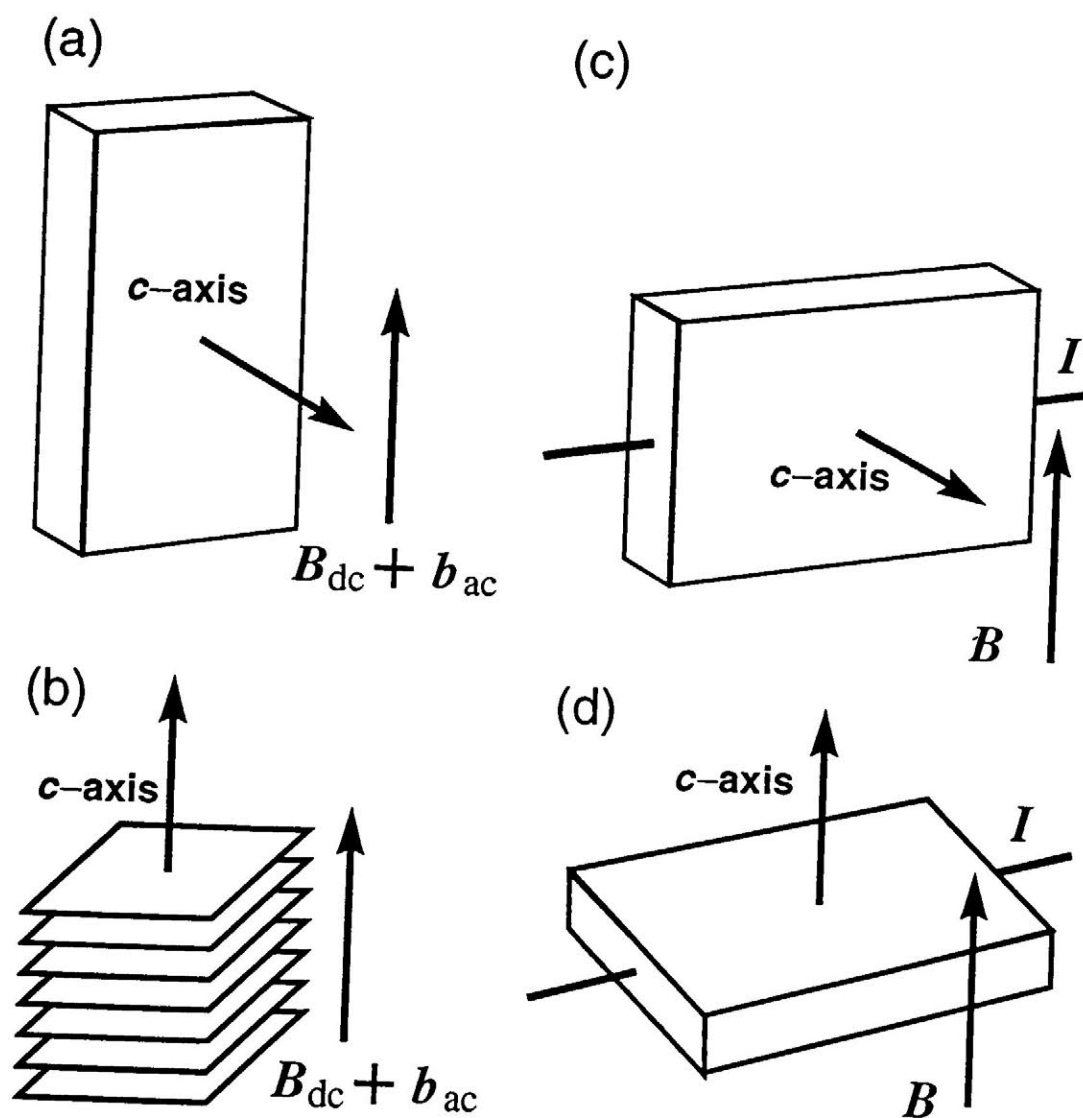


図 3.1: 試料形状及び印加磁界の方向: (a)、(b) は Campbell 法による測定。(c)、(d) は 4 端子法による測定。

3.2 臨界電流密度

磁界を c 軸に対して垂直及び平行に加えた $T = 4.2 \sim 70$ K での試料 4 の臨界電流密度 J_c の磁界依存性を図 3.2 と図 3.3 に示す。この結果から十分低温領域での臨界電流密度は $B = 2$ T 以上の高磁界で殆ど磁界に依存していないことがわかる。しかし、温度上昇に伴い臨界電流密度は大きく減少する。この温度変化の傾向は磁界を c 軸に対して平行に加えた場合がより顕著に現れ、中温領域の $T = 50$ K に於いて、 $B = 2$ T での臨界電流密度は垂直方向に比べて 1 桁近く減少している。この温度上昇に伴う臨界電流密度の減少は、ピン力が弱く、かつ超伝導体の 2 次元性のために磁束クリープの影響を顕著に受けていることに起因している。

ここでは低温及び低磁界で得られるピンニングパラメーターについて議論を行う。磁束クリープがない仮想的な臨界電流密度 J_{c0} の温度及び磁界依存性を (1.47) 式のように仮定する。試料 4 の一定磁界下 ($B = 0.2$ T) に於ける臨界電流密度の温度依存性を図 3.4 に示す。(1.47) 式からわかるように臨界電流密度と温度関数 $[1 - (T/T_c)^2]$ を両対数プロットしたときの曲線の傾きより温度依存性を表すパラメーター m が得られる。また、試料 4 の臨界電流密度の磁界依存性を図 3.5 に示す。温度依存性と同様に一定温度下 ($T = 20$ K) で磁界依存性を表すパラメーター γ が得られる。このように十分低温、低磁界で得られたピンニングパラメーターは磁束クリープの影響をあまり受けないと考えられ、これより純粋なピン力密度の評価を行うことができよう。得られた各試料のピンニングパラメーターを表 3.2 に示す。この結果から、各試料のピンニングパラメーターはピン力の定量的な違いはあるが殆ど同程度であり、両磁界方向でもほぼ等しくなっていることがわかる。この結果より十分低温、低磁界に於けるピンニング機構が各試料及び両磁界方向で同じであると考えられる。つまり、酸化物特有の層状結晶構造に起因した異方性はピンニング機構には影響を与えないことがわかる。また、印加磁界方向による臨界電流密度の異方性は $T = 4.2$ K、 $B = 1$ T

3.2 臨界電流密度

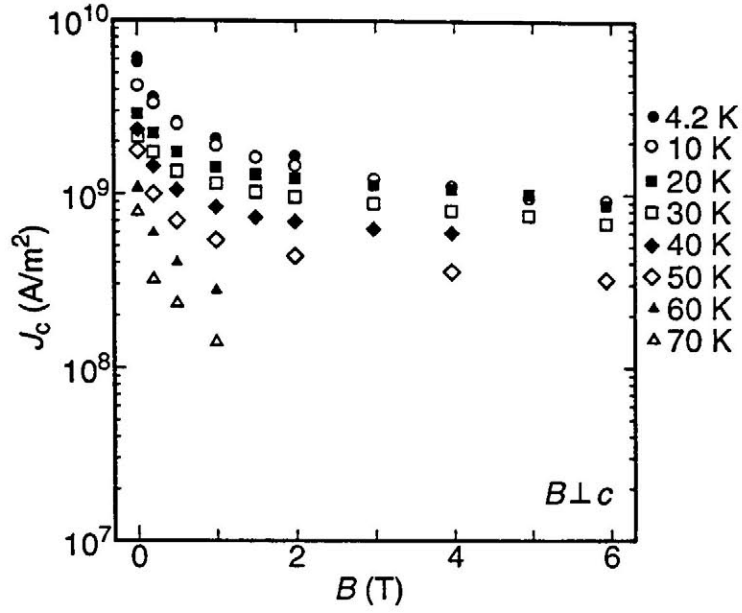


図 3.2: 磁界を c 軸に垂直に加えた場合の試料 4 の $T = 4.2 \sim 70$ K の臨界電流密度の磁界依存性。

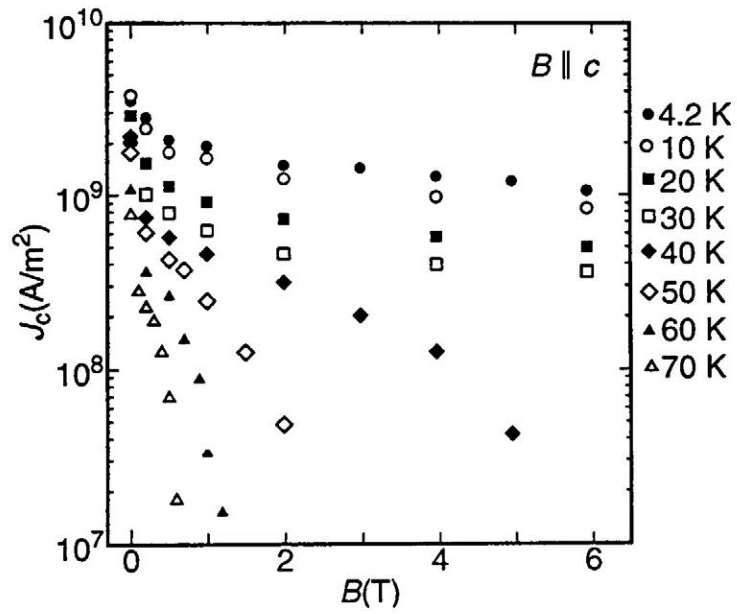


図 3.3: 磁界を c 軸に平行に加えた場合の試料 4 の $T = 4.2 \sim 70$ K の臨界電流密度の磁界依存性。

3.2 臨界電流密度

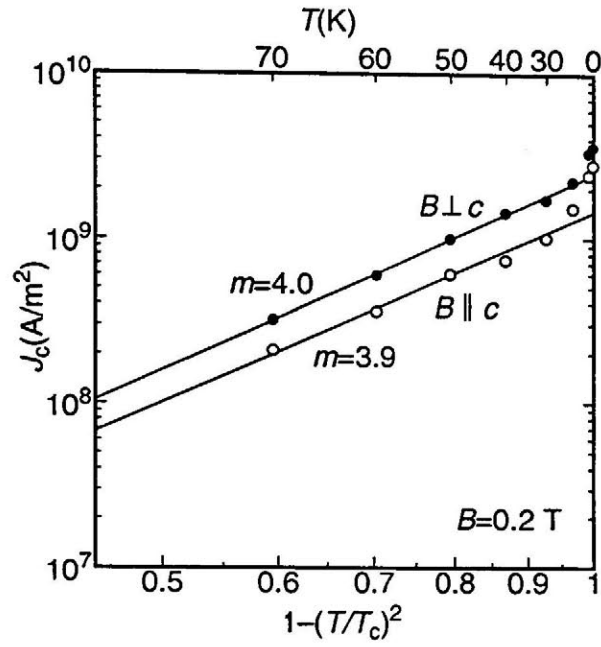


図 3.4: 磁界を c 軸に垂直及び平行に加えた場合の試料 4 の臨界電流密度の温度依存性。

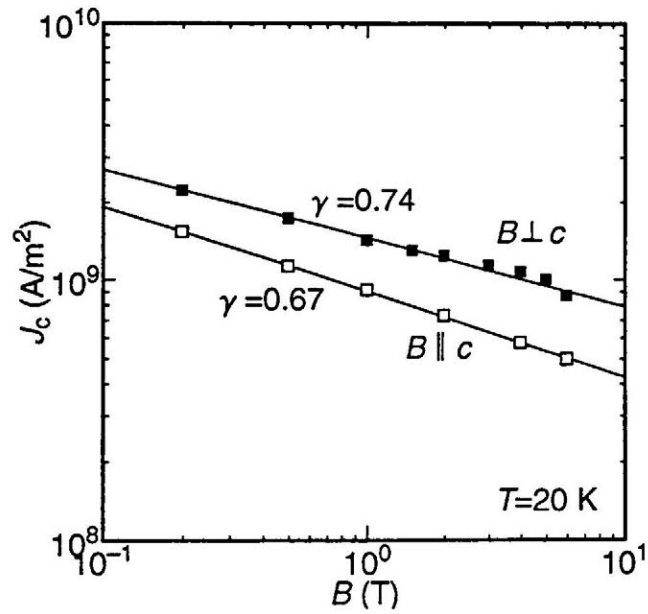


図 3.5: 磁界を c 軸に垂直及び平行に加えた場合の試料 4 の臨界電流密度の磁界依存性。

3.3 不可逆磁界

表 3.2: 各試料のピンニングパラメーター。

試料	$B \perp c$			$B \parallel c$		
	A	m	γ	A	m	γ
3	2.38×10^9	3.7	0.70	—	—	—
4	2.10×10^9	4.0	0.74	1.90×10^9	3.9	0.68
5	0.96×10^9	3.9	0.69	0.81×10^9	3.3	0.62

に於いては殆ど測定されていない。

3.3 不可逆磁界

磁界を c 軸に対して平行方向及び垂直方向に加えた場合の不可逆磁界を図 3.6 に示す。この結果より臨界電流密度の大きい試料ほど不可逆磁界が高いことがわかる。また、各試料の不可逆磁界の異方性因子は $T = 80$ K で 4.3 ～ 6.9 程度で、臨界電流密度が大きいほど不可逆磁界の異方性が大きくなった。

ここで、不可逆磁界の温度依存性について議論を行う。一般的に不可逆磁界の温度依存性は

$$B_i \propto \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^n \quad (3.1)$$

と表せる。図 3.7 に試料 4 の不可逆磁界を (3.1) 式の規格化温度の関数に対してプロットした結果を示す。この結果から $T = 80$ K を堺に不可逆磁界の温度依存性が異なっていることがわかる。各温度領域の不可逆磁界の温度依存性は $T = 100 \sim 80$ K で $n_{\perp} = 2.4$ 及び $n_{\parallel} = 2.5$ 、 $T = 80$ K 以下の温度領域で $n_{\perp} = 5.5$ 及び $n_{\parallel} = 4.6$ となる。このように低温度と高温度で不可逆磁界の温度依存性が変化するの主要となるピンが各温度領域で異なっているためである。また各々の磁界方向の不可逆磁界の温度依存性は定性的に同じ傾向を示す。各試料の不可逆磁

3.3 不可逆磁界

界の温度依存性を表 3.3 に示す。各試料の不可逆磁界の温度依存性は殆ど同じで、この領域のピンニング機構が同様であることがわかる。

磁束クリープ理論によれば不可逆磁界が上部臨界磁界に比べて十分小さい場合、不可逆磁界の温度依存性は

$$n = \frac{2m}{3 - 2\gamma} \quad (3.2)$$

と表せる [7]。例えば、試料 4 のピンニングパラメーターを用いると両磁界方向の不可逆磁界の温度依存性は $n_{\perp} = 5.3$ 及び $n_{\parallel} = 4.8$ となり、 $T = 80$ K 以下の温度領域の実験結果と殆ど一致した結果が得られた。これより磁束クリープ理論でこの領域の不可逆磁界の温度依存性が説明できる。

一方で、測定に用いたテープ線材の組織観察から Ca-Cu-O、Ca-Pb-O や Sr-Ca-Cu-O 等の非超伝導 Bi 欠損相の粒子の存在が確認されている [8]。これらの粒子が熔融法で作製された Y 系超伝導体に於ける非超伝導の 211 相粒子と同様にピン止めとして作用する可能性がある。これは低温度で主要となると考えられる点欠陥等のピンによる m の値がほぼ 4 に近く、温度の上昇と共に急速に減少するのに対して大きな非超伝導粒子による凝縮エネルギー相互作用の場合、 m は 1.5 で温度上昇による劣化が緩やかであるためである。このため、低温度領域ではピンとして働かないが、高温度になると有効なピンとして働く可能性がある。この場合、理論的には $m = 1.5$ 、 $\gamma = 0.5$ より $n = 1.5$ となり、実際に同様なテープ線材に於いて $T = 95$ K 以上で $n \simeq 1.5$ の温度依存性が得られている [9]。しかし、 $T = 100 \sim 80$ K の温度領域で得られた不可

表 3.3: 不可逆磁界の温度依存性を示すパラメーター n 。

試料	$B \perp c$	$B \parallel c$
3	2.2	2.7
4	2.4	2.5
5	2.2	3.0

3.3 不可逆磁界

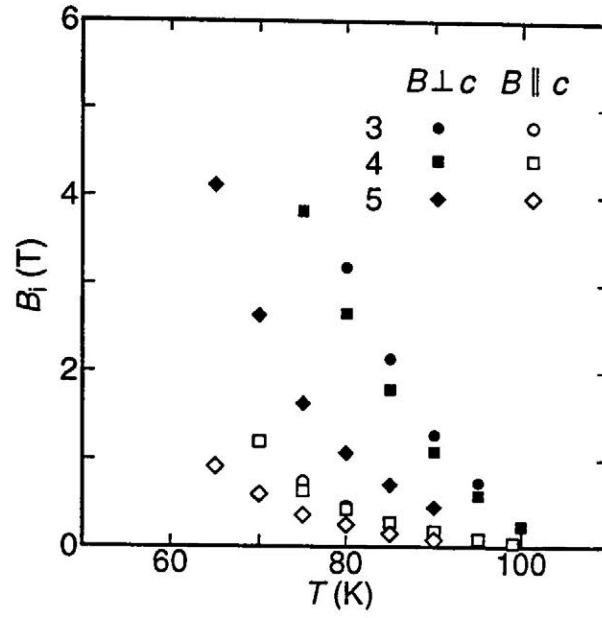


図 3.6: 磁界を c 軸に垂直及び平行に加えた場合の各試料の不可逆磁界。

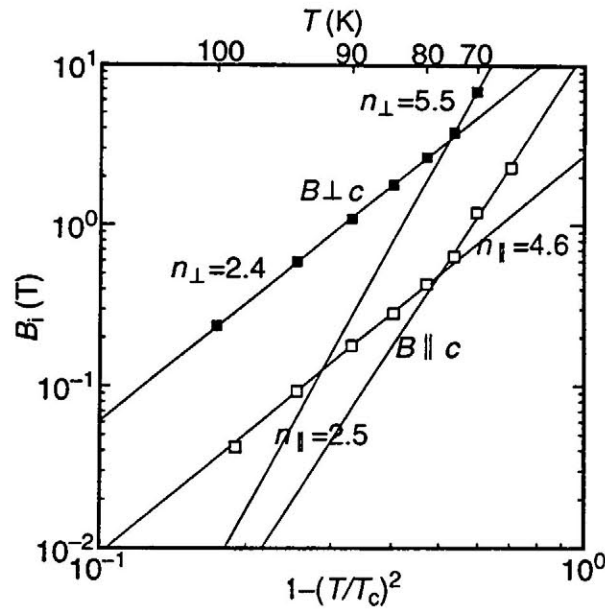


図 3.7: 磁界を c 軸に垂直及び平行に加えた場合の試料 4 の不可逆磁界の温度依存性。

逆磁界の温度依存性はおよそ2～3であって、この結果は上の予想と多少異なる。これは今回の試料では相対的に低温で有効な点欠陥等と非超伝導粒子が同程度に有効に働いていることによる可能性がある。このため、もっと高温領域での正確な測定が必要であると思われる。

両磁界方向とも得られた不可逆磁界はピン力の増加と共に高温領域に移行しており、不可逆磁界がピン力に依存していることがわかる。またピンニング特性を反映する不可逆磁界の温度依存性は両磁界方向で同一であり、この結果もピンニング機構には結晶構造に起因する異方性がないことを示唆している。

3.4 ピン力密度の温度スケール則

ピン力密度の温度スケール則はピンニング機構の解明といった基本的な面だけでなく、測定不可能な磁界、温度領域でのピン力密度特性の推定といった実用的な面でも重要である。ここでは、不可逆磁界近傍のピン力密度の温度スケール則について考察を行う。

ピン力密度 F_p をピン力密度の最大値 $F_{p(\max)}$ で規格化し、磁界 B を不可逆磁界 B_i で規格化したときの関係を図3.8と図3.9に示す。この結果から $T = 70 \sim 90$ Kの温度範囲でピン力特性の一つの曲線にスケールリングすることがわかる。また、こうしたスケールリングが両磁界方向で同様であることもまた、この温度領域でピンニング機構が同一であることを示唆している。この結論は低温でのピン力密度の磁界及び温度依存性、ならびに不可逆磁界から推量されていた結論と矛盾しない。また、スケールリングについては3つの試料で同様の結果が得られた。

金属超伝導体の温度スケール則ではピン力密度の温度依存性が上部臨界磁界 B_{c2} を用いて表されるが、酸化物超伝導体の場合、不可逆磁界 B_i を用いて

$$F_{p(\max)} \propto B_i^{m'} \quad (3.3)$$

と表せることが経験的に知られている。ここで、 m' はパラメーターで

3.4 ピン力密度の温度スケール則

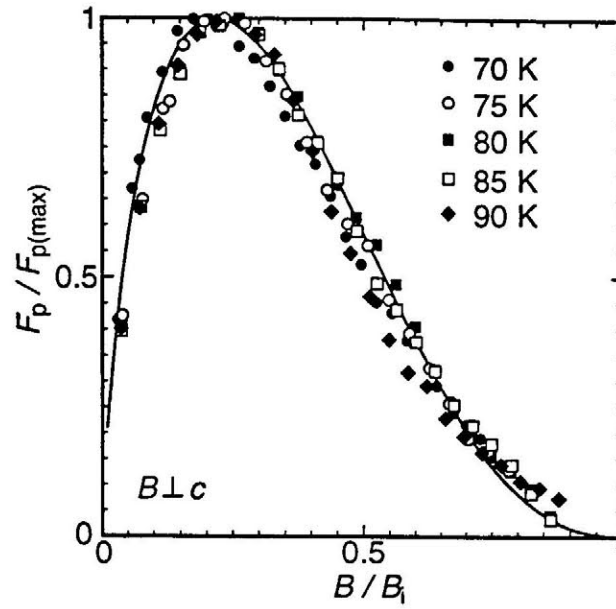


図 3.8: 磁界を c 軸に垂直に加えた場合の試料 4 のピン力密度の磁界依存性。実線は (3.5) 式のスケール則を示す。

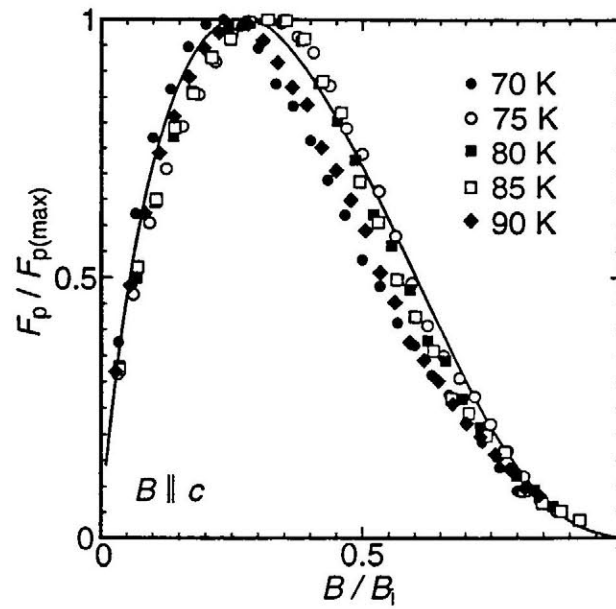


図 3.9: 磁界を c 軸に平行に加えた場合の試料 4 のピン力密度の磁界依存性。実線は (3.5) 式のスケール則を示す。

3.4 ピン力密度の温度スケール則

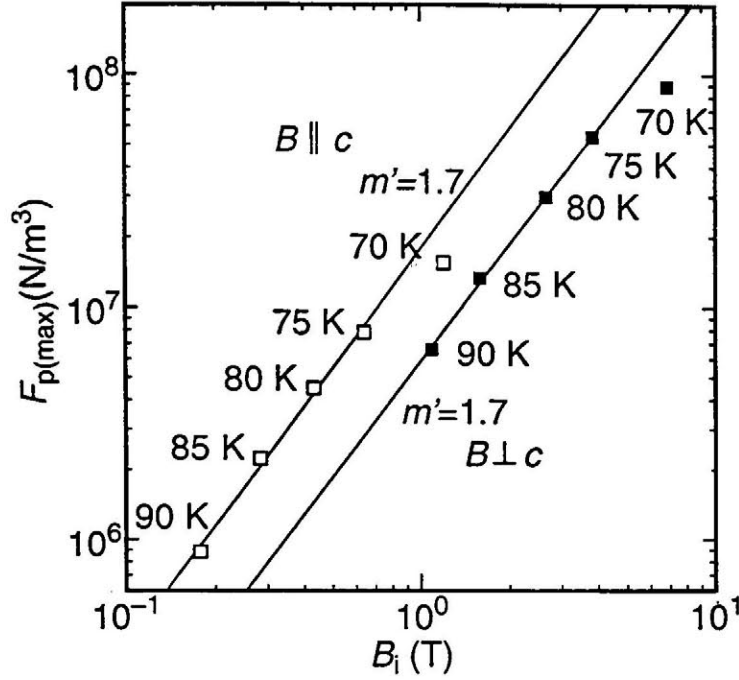


図 3.10: 磁界を c 軸に垂直及び平行に加えた場合の試料 4 のピン力密度の最大値と不可逆磁界の関係。

ある。実際に図 3.10 に示すように (3.3) 式の形になることがわかる。こうした結果から得られる各試料のパラメーター m' を表 3.4 に示す。 m' の値は両磁界方向ではほぼ同じであり、ピン力が大きい試料ほど m' が小さくなっている。ここでピン力密度の最大値 $F_{p(\max)}$ の温度依存性を

$$F_{p(\max)} \propto \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^k \quad (3.4)$$

と表すと、図 3.11 に示すようにピン力密度の最大値 $F_{p(\max)}$ の温度依存性 k を評価できる。各々の試料のパラメーターを表 3.5 に示す。一方で、この k は (3.1) 式と (3.3) 式から $k = nm'$ の関係が得られる。実際に試料 4 の場合に n と k の値から両磁界とも $m' = 1.9$ となり、実験から得られる値 $m' = 1.7$ と大体一致する。一方で (1.47) 式から評価された低温領域でのピン力密度の温度依存性 m はピン力の強さ及び結晶の異方性

3.4 ピン力密度の温度スケール則

表 3.4: ピン力密度の温度スケール則より得られるピンニングパラメーター。

試料	$B \perp c$			$B \parallel c$		
	m'	γ'	δ'	m'	γ'	δ'
3	1.8	0.7	3.3	1.4	0.7	2.1
4	1.7	0.7	2.5	1.7	0.8	2.2
5	1.9	0.7	2.2	1.8	0.8	2.5

表 3.5: ピン力密度の最大値の温度依存性を示すパラメーター k 。

試料	$B \perp c$	$B \parallel c$
3	4.0	4.1
4	4.5	4.8
5	5.3	5.9

に殆ど依存しないが、高温領域の温度依存性 k は表 3.5 からわかるようにピン力が小さい試料ほど温度依存性 k が大きく、さらに磁界を c 軸に平行に加えた場合の方が温度に大きく依存していることがわかる。したがって、低温領域でのピン力特性は磁束クリープの影響を殆ど受けないが、高温領域ではピン力が弱いほど磁束クリープの影響が大きく現われていることがわかる。以上の結果をまとめて、スケール則は

$$F_p = A' B_i^{m'} b_i^{\gamma'} (1 - b_i)^{\delta'} \quad (3.5)$$

と表すことができる。ここで、 A' 、 γ' 、 δ' はパラメーターであり、 $b_i = B/B_i$ である。測定結果から得られる各々のパラメーターを表 3.4 に示す。この結果から試料 3 に磁界を c 軸に垂直に加えた場合を除いて、各試料の δ' は殆ど同じであることがわかる。また、(3.5) 式と (1.47) 式を対比させたとき、形式的に m' は $m + \gamma$ に対応するが、測定結果では m'

3.5 磁束クリープ理論による解析

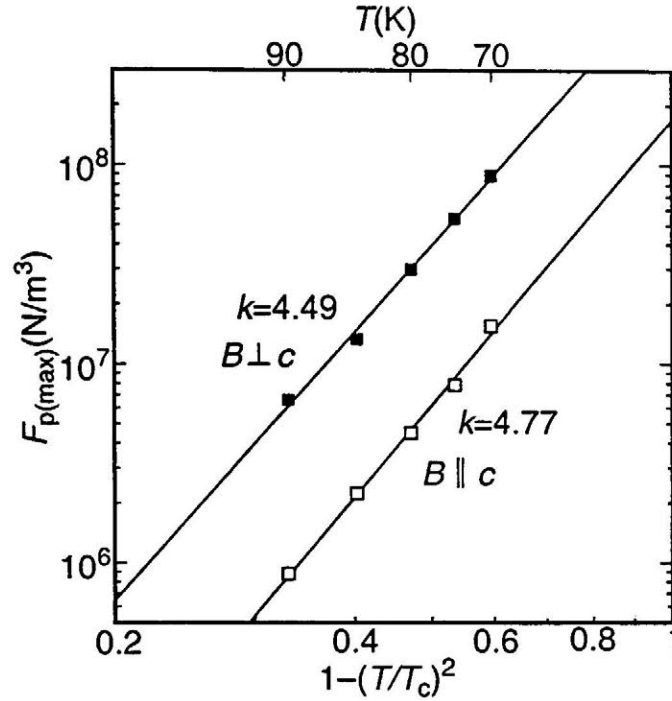


図 3.11: 磁界を c 軸に垂直及び平行に加えた場合の試料 4 のピン力密度の最大値の温度依存性。

と $m + \gamma$ は大きく異なった結果となっている。これは一つには (3.1) 式からわかるように不可逆磁界 B_i の温度依存性が上部臨界磁界 B_{c2} の温度依存性と異なるからである。

3.5 磁束クリープ理論による解析

3.5.1 不可逆磁界

磁束クリープ理論 [7] によれば、磁束クリープ下での臨界電流特性は磁束クリープがない仮想的な臨界電流密度 J_{c0} の関数として評価することができる。しかし、Bi-2223 超伝導体の場合、主なピンの実体が不明確なために、 J_{c0} は理論的に求めることができない。そこで、クリープ

の影響が少ない十分低温、低磁界で得られた臨界電流密度の実験結果から推量した値を近似的に用いる。また上で述べたように高温領域に於いて非超伝導粒子がピン止めとして働くことが予想される。この非超伝導粒子が有効的に作用する場合の仮想的なピン力密度は理論的に

$$J_{c0} = \frac{\pi B_c^2 f \xi}{4\mu_0 a_f D B} \left(1 - \frac{B}{B_{c2}}\right)^\delta \quad (3.6)$$

で表される [10]。ここで B_c は熱力学的臨界磁界、 a_f は磁束線格子間隔、 D と f は非超伝導粒子の粒径及び体積率、 ξ は電流方向のコヒーレンス長である。ここでは非超伝導粒子の粒径が $10 \mu\text{m}$ 、体積率が 5% と仮定する。

高磁界依存性を表すパラメーター δ には一般に直接和より $\delta = 1$ が用いられるが、ここでは $\delta = 2$ を用いる。これは金属超伝導体に於いてピンニングが十分に強くない場合、ピンの種類やピン濃度を变化させた場合でも高磁界領域のピン力密度が変化しない飽和現象が観測されるが、このときの特性と同じである。酸化物超伝導体の場合はコヒーレンス長 ξ が短くなるために個々のピンの強さを表す要素的ピン力 f_p が小さくなり、ピン力密度が小さくなり、飽和現象を示す傾向にあると考えられる [11]。したがって、ここでもこの依存性を仮定する。

以上を考慮して、ピンニングポテンシャルに対する低温で有効なピンからの寄与を U_{01} 、非超伝導粒子からの寄与を U_{02} とし、全体のピンニングポテンシャルを集合的ピンニングの理論に基づき

$$U_0 = (U_{01}^2 + U_{02}^2)^{1/2} \quad (3.7)$$

と仮定した [12]。こうして求めたピンニングポテンシャルと磁束クリープ・モデルを用いて E - J 特性を数値的に求めた。臨界電流密度は一般に用いられる電界基準 $E_c = 1.0 \times 10^{-4} \text{ V/m}$ の点より off-set 法によって定義した。また、不可逆磁界は実験と同様に臨界電流密度の磁界依存性を $J_c \propto B'^{-1}(B_i - B)^{\delta'}$ と近似して、 J_c がゼロとなる磁界の値から評価した [6]。ここでは、試料 4 に注目して数値解析を行った。用いたパラ

表 3.6: 数値解析に用いた試料 4 の超伝導及びピンニングパラメーター。
 どちらの磁界方向も上段は低温で有効なピンからの寄与、下
 段は非超伝導粒子からの寄与である。

	T_c [K]	B_{c2} [T]	$\rho_n(T_c)$ [$\mu\Omega\text{m}$]	A	m	γ	δ	ζ	g^2
$B \perp c$	110.0	1000	100	2.10×10^9	4.0	0.76	2.0	2π	1.8
				1.64×10^8	1.5	0.5	2.0	4	1.5
$B \parallel c$		50	100	1.90×10^9	3.9	0.68	2.0	2π	1.1
				1.58×10^8	1.5	0.5	2.0	4	1.0

メーターを表 3.6 に示す。以上のパラメーターを用いて得られた結果が図 3.12 である。この結果は実験値を定性的及び定量的に説明でき、また両磁界方向の不可逆磁界とも良く一致している。

3.5.2 ピン力密度の温度スケール則

ピン力密度の温度スケール則についても磁束クリープ・モデルを用いて数値解析を行った。測定結果と同様にピン力の最大値 $F_{p(\max)}$ と不可逆磁界 B_i で規格化した結果を図 3.13 と図 3.14 に示す。また、ピン力密度の最大値と不可逆磁界の関係を図 3.15 に示す。解析によって得られたピン力密度の温度スケール則とそのピン力密度の最大値と不可逆磁界の関係は実験結果と定性的及び定量的に殆ど一致した結果であるが、実験のピン力密度の温度スケール則の方が磁界に対してシャープになっている (この違いはピン力の強さの分布によるものと考えられ、4.4 節で詳しく議論する)。また、 $T = 80 \text{ K}$ に於けるピン力密度 F_p の実験値、数値的に求めた解析値及び磁束クリープがないときの仮想的な値 F_{p0} の関係を図 3.16 に示す。この結果よりピン力密度の実験値、数値的に求めた解析値は良く一致している。また、 $T = 80 \text{ K}$ に於ける不可逆磁界は上部臨界磁界の 0.7 % 程度しかなく、磁束クリープの影響がかな

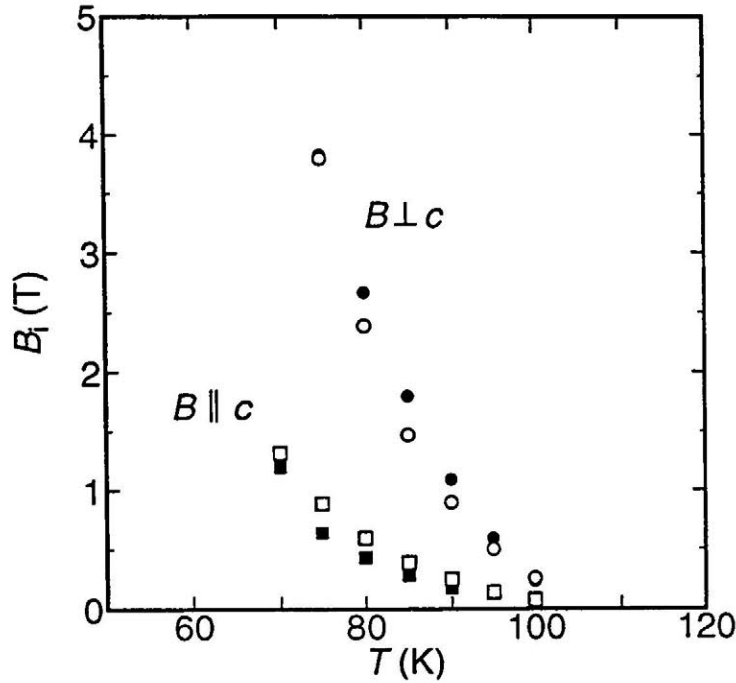


図 3.12: 試料 4 の不可逆磁界。磁界を c 軸に垂直 (●) 及び平行 (■) に加えた場合の実験結果及び磁界を c 軸に垂直 (○) 及び平行 (□) に加えた場合の解析結果。

り大きいことがわかる。これは測定されたピン力密度の温度スケール則の形からも理解される。つまり金属超伝導体の場合のような材料固有の形になっていない。実際に数値解析 [12] から求まる Y 系超伝導体のピン力密度の温度スケール則の結果とも似た結果となっている。この結果から磁束バンドルサイズをきちんと取り入れた磁束クリープ理論から高温領域での臨界電流特性を説明できることがわかる。

3.5.3 非超伝導粒子によるピンニングの可能性

ここでは将来、試料作製方法が改善された場合の Bi-2223 超伝導体の特性改善の可能性を議論する。不可逆磁界の温度依存性から非超伝導粒子の存在は知れるが、熔融法で作製された Y 系超伝導体のように高温領域でまだ有効的にピン止めとして作用していない。一方、最

3.5 磁束クリープ理論による解析

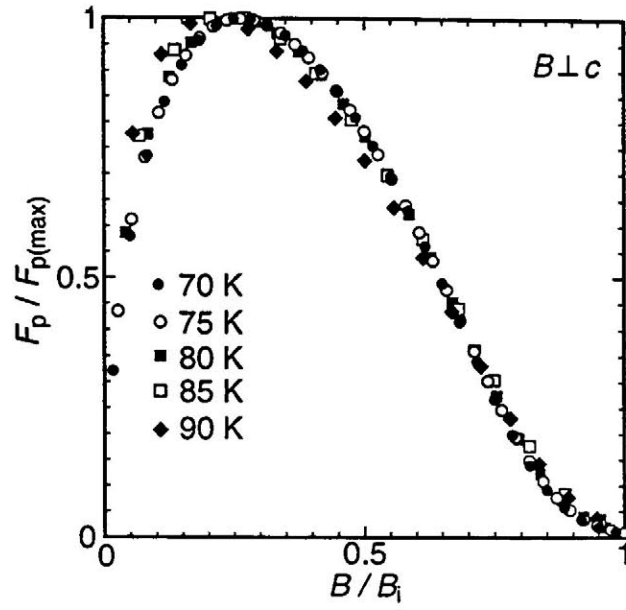


図 3.13: 磁束クリープ・モデルから予想される磁界を c 軸に垂直に加えた場合のピン力密度の磁界依存性。

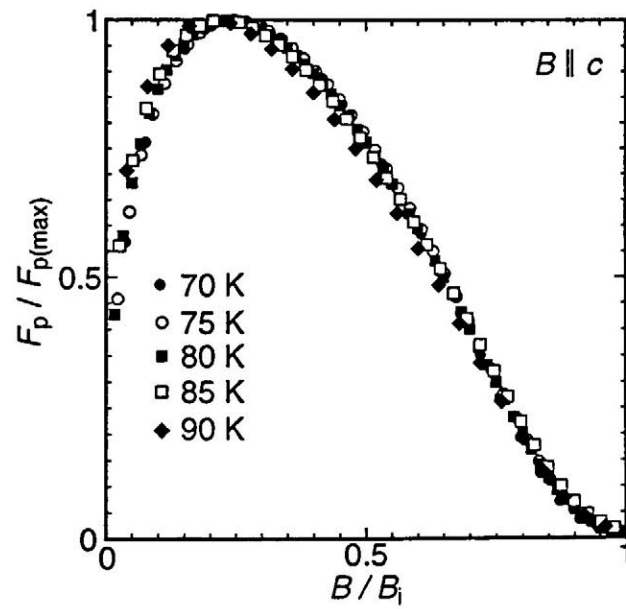


図 3.14: 磁束クリープ・モデルから予想される磁界を c 軸に平行に加えた場合のピン力密度の磁界依存性。

3.5 磁束クリープ理論による解析

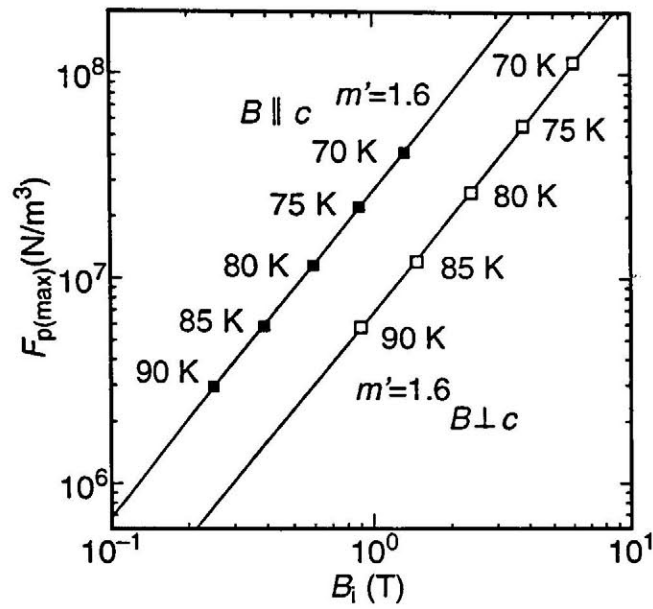


図 3.15: 磁束クリープ・モデルから予想される磁界を c 軸に垂直及び平行に加えた場合のピン力密度の最大値と不可逆磁界の関係。

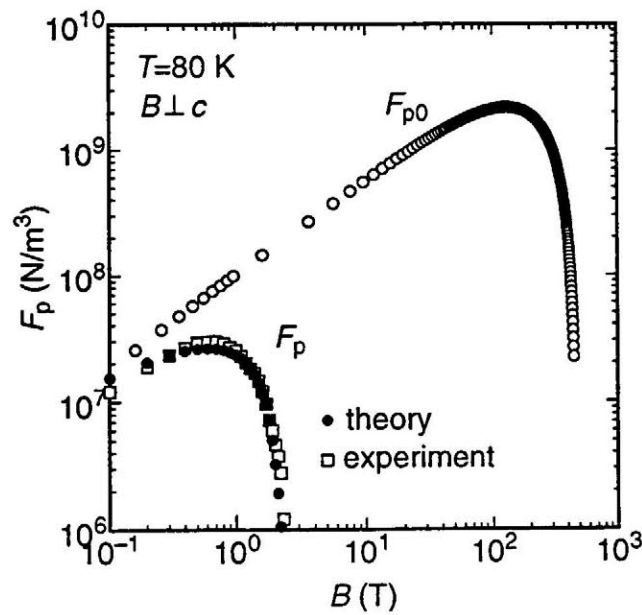


図 3.16: 仮想的なピン力密度 F_{p0} と磁束クリープ・モデルから予想されるピン力密度 F_p の比較。

近 1 GeV 程度の重イオンをテープ面に垂直に照射することにより直径が 5 ~ 10 nm の円筒形の欠陥ができ、不可逆磁界が $T = 50$ K に於いて 2 倍近く大きくなるという報告がなされている [13]。これも非超伝導粒子と同様な機構によるものだと考えられ、有効的にピンを導入することにより特性改善の可能性は大きいと思われる。尚、ピン止めとして作用するのは、非超伝導粒子そのものではなく非超伝導粒子の超伝導体の界面である。このような非超伝導粒子と磁束線の相互作用は凝縮エネルギー相互作用によるもので、実用化されている Nb-Ti に於ける常伝導の α -Ti 相析出物と同様である。

もし、大きい非超伝導粒子を多く導入したとしても相対的にピンニングに有効な表面粒は小さく、効率が悪い。さらにそうした粒子は結晶構造を破壊し、電流路を遮断してしまう。したがって、有効的にピン止めとして働くためには表面積が大きくなるように小粒径で体積率がある程度高いことが望ましい。またそうした粒子は電流路を遮断しないと予想される。ここでは、非超伝導粒子の平均粒径 D が $0.5 \mu\text{m}$ 、体積率 f が 20 % で微細分散され、うまくピン止めとして働いた場合を仮定し、(3.6) 式より仮想的なピン力を理論的に求めた。計算に用いた他のパラメーターを表 3.7 に示す。以上のパラメーターを用いて磁束クリープモデルから不可逆磁界を評価した。数値解析を行った結果を図 3.17 に示す。

この不可逆磁界の解析の結果は応用を十分に可能にする値であり、

表 3.7: 非超伝導粒子が有効的にピンとして働いたときに理論的に予想されるピンニングパラメーター。

	T_c [K]	B_{c2} [T]	$\rho_n(T_c)$ [$\mu\Omega\text{m}$]	A	m	γ	δ	ζ	g_e^2	g_e^2
$B \perp c$	110.0	1000	100	1.31×10^{10}	1.5	0.5	2.0	4	1.1	1.1
$B \parallel c$		50	100	1.28×10^{10}	1.5	0.5	2.0	4	11.5	1.0

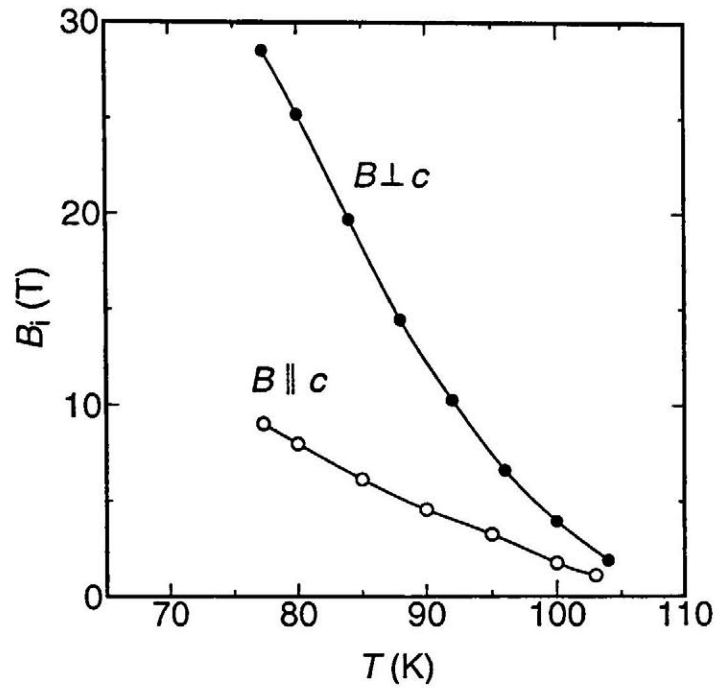


図 3.17: 試料作製が改善され、非超伝導粒子が有効に働いた場合の予想される不可逆磁界。●が磁界を c 軸に垂直に加えた場合。○が磁界を c 軸に平行に加えた場合。

磁界を c 軸に平行方向に加えた場合でも 77.3 K に於いて 9 T に達している。したがって Bi-2223 超伝導体は 77.3 K に於いて有効に利用できる十分なポテンシャルを持った材料である。

3.6 まとめ

本章ではピン力の異なる Bi-2223 銀シーステープ線材について磁界を c 軸に平行及び垂直に加えた場合の高温領域での臨界電流密度及び不可逆磁界を測定し、それらに対するピン力の強さ及び結晶構造による影響を調べた。その結果を前章で求めた磁束バンドルサイズを取り入れて磁束クリープ理論に基づき理論解析を行ない、その結果と比

較し、高温領域でのピンニング特性を明らかにした。それにより以下のような結果が得られた。

1. 両磁界方向ともピン力が強く臨界電流密度 J_c が大きい方が不可逆磁界 B_i の値が大きくなっており、これは磁束クリープ理論の結果と定性的に一致した。また不可逆磁界 B_i の温度依存性は両磁界方向で殆ど同一であるが、その値は磁界が c 軸に対して垂直の場合が平行の場合に比べてかなり大きく、異方性の大きさは5～7程度となる。磁束クリープ理論によれば、その温度依存性はピンニング機構を表すパラメーターを用いて表すことが出来るので、以上の結果よりピンニング機構は同一であると考えられる。
2. 高温領域でのピン力密度を最大値で規格化し、一方磁界を不可逆磁界で規格化したとき、実験結果が大まかに一つの曲線にスケーリングした。また最大ピン力密度の温度依存性は不可逆磁界のべき乗の形に表すことができた。これらのスケール則の形は両磁界方向で殆ど同じになることがわかった。よって、この温度領域でのピンニング機構は同一であることが示唆され、先に述べた不可逆磁界 B_i の温度依存性の結果からの考察と一致する。ただし、主要なピンとそのピンニング機構そのものについてはまだ明らかになっていない。
3. この測定結果と磁束クリープモデルによる解析との比較を行なった。低温領域で主要となるピンがわからないため、低温での測定値を用いて解析を行った。また、高温領域で主要なピンとして、不可逆磁界の温度依存性から電子顕微鏡で存在が確認されている非超伝導粒子が予想される。そのためその寄与を理論的に評価し考慮した。解析の結果は実験結果と定量的にも一致し、磁束クリープモデルで実験結果が説明できることがわかった。また、ピン力密度の温度スケール則も実験値と同様の結果が得られた。
4. Bi系超伝導体は c 軸方向のコヒーレンス長が極端に短いことより2次元的であり、磁界を c 軸に対して垂直に加えた場合と c 軸方向に

3.6 まとめ

磁界を加えた場合ではピンニング特性が異なるとされている。しかし、低温、低磁界での臨界電流密度特性は殆ど同一で、不可逆磁界の温度依存性からもピンニング特性は殆ど一致した結果が得られた。

5. 以上の結果を基に、磁束クリープ理論を用いて Bi 系超伝導試料の製作方法が改善された場合の特性について議論を行った。金属系の実用材で知られている非超伝導粒子がピンとしてうまく導入された場合を予想し、数値的に解析を行なった。それによれば c 軸方向でも不可逆磁界 B_i は 77.3 K で 9 T となり、実用的なレベルに達しうると結論される。

参考文献

- [1] T. Hikata, K. Sato, H. Hitotsuyanagi: Jpn. J. Appl. Phys. **28** (1989) p. 82.
- [2] T. Hikata, T. Nisihikawa, H. Mukai, K. Sato, H. Hitotsuyanagi: Jpn. J. Appl. Phys. **28** (1989) p. 1204.
- [3] M. Ueyama, T. Hikata, T. Kato, K. Sato: Jpn. J. Appl. Phys. **30** (1989) p. 1384.
- [4] A. M. Campbell: J. Phys. C **4** (1971) p. 3186.
- [5] 松下照男: 「磁束ピンニングと電磁現象」 (産業図書、1994) p. 103.
- [6] E. J. Kramer: J. Appl. Phys. **44** (1973) p. 1360.
- [7] T. Matsushita, T. Fujiyoshi, K. Toko and K. Yamafuji: Appl. Phys. Lett. **56** (1990) p. 2039.
- [8] T. Matsushita, E. S. Otabe, B. Ni, T. Hikata, K. Sato: Cryogenics **31** (1991) p. 949.
- [9] T. Matsushita, E. S. Otabe, M. Kiuchi, B. Ni, T. Hikata and K. Sato: Physica C **201** (1992) p. 151.
- [10] T. Matsushita, E. S. Otabe, B. Ni, K. Kimura, M. Morita, M. Tanaka, M. Kimura, K. Miyamoto, K. Sawano: Jpn. J. Appl. Phys **30** (1991) p. L342.
- [11] 松下照男: 「磁束ピンニングと電磁現象」 (産業図書、1994) p. 320.

3.6 まとめ

- [12] T. Matsushita, N. Ihara: Adv. In Superconductivity VI (Springer-Verlag, Tokyo, 1994) p. 507.
- [13] L. Civale, A. D. Marwick, R. Wheeler IV, M. A. Kirk, W. L. Carter, G. N. Riley Jr, A. P. Malozemoff: Physica C **208** (1993) p. 137.

第4章 電流 - 電圧特性のスケーリング

前節で述べてきたようにピンニングポテンシャルはピンニングの強さ及び超伝導体の次元性で決定され、そのピンニングポテンシャルを用いた磁束クリープ理論によって高温領域での臨界電流特性を説明できることを示した。一方、不可逆磁界近傍の電流 - 電圧特性を決定する機構として、磁束線系のガラス - 液体転移を取り上げるモデルが提案されている [1, 2]。このモデルでは電流 - 電圧特性が上に凸な曲線から下に凸な曲線に変わる温度と磁界で磁束線のガラス状態から液体状態への相転移が起こるとしており、この根拠として1.3.3節で述べた電流 - 電圧特性のスケーリングがある。そしてこの転移点を温度 - 磁界平面に表したときの転移曲線が工学的応用で重要なパラメータである不可逆曲線と同様であることから、これが真の不可逆曲線であるという主張がなされている。

一般的に不可逆曲線は電界基準や抵抗率基準等を用いて便宜的に定義された臨界電流密度があるレベルへ減少するときの磁界と温度として定義される。したがって基準の取り方でかなり変わる不可逆曲線とスケーリングからきちんと求まる転移曲線は同一のものではない。前者は工学的応用に関係した便宜的なものであり、後者は物理的な定義によるものである。しかし、電流 - 電圧曲線を $V \propto I^n$ と表したときの n 値は金属超伝導体の場合は $n = 50$ 程度となるが、酸化物超伝導体の不可逆曲線近傍では $n = 4$ 以下とかなり小さくなることから、場合によっては応用の上限を与えるとされる不可逆磁界の信頼性に問題が生じる。その場合は応用の上限として転移曲線の方がより信頼性が高いと言えよう。

4.0. 電流 - 電圧特性のスケーリング

またガラス - 液体転移モデルによれば、転移温度で磁束線系の相関距離 ξ_g が発散し、これに伴って系の固有の緩和時間もまた発散する。2つの量の発散のしかたを表す2つの臨界指数を用いて電流 - 電圧曲線が2つの曲線にスケーリングすることが示され、実際に実験結果がスケーリングすることから磁束線系のガラス - 液体転移の存在を主張している。しかし1.3.4節で述べたように磁束クリープ・フロー [3, 4, 5] 及び磁束フローのパールコレーション転移モデル [6] の立場から得られる電流 - 電圧特性でもスケーリングすることは知られている。この場合に対応する相関距離とは第2章で述べたのと同様なピンニング相関距離である。したがって転移曲線を含めたあらゆる量がピンニングに関係することになる。その1つである動的臨界指数 z は転移点上で上述の n 値と $z = 2n - 1$ の関係にある。この n 値は一般的に超伝導体内の不均一に関係し、特に酸化物超伝導体の低い n 値は超伝導体の不均一によるものである。したがって2つの曲線は超伝導体内の不均一さに影響を受け、特に物理的に定義される転移曲線がこの不均一の影響を受けるのはこのスケーリングが磁束線系についての純粋な相転移ではない可能性を示唆している。したがってこの領域での電流 - 電圧特性を決定している正しい機構を明らかにする必要がある。

ここではコイル等への応用が期待されている Bi 系のテープ線材の不可逆磁界近傍の電流 - 電圧特性を調べる。まず電流 - 電圧特性のスケーリングのピン力依存性を調べるためにピン力の異なる2つの Bi-2223 銀シーステープ線材を、また超伝導体内の不均一さによるスケーリングへの影響を明らかにするために作製方法が異なる2つの Bi-2212 テープ線材を用いる。この結果に対して、上に述べたように超伝導体内の不均一さつまりピン力の不均一さの分布と磁束フローを考慮した磁束クリープ理論を用いて電流 - 電圧特性を計算してスケーリングさせ、転移曲線及び臨界指数を求め、これらについて実験との比較を行なう。また、ピン力の分布は信頼性工学で知られたワイブル分布関数を用いて表すことができる。ここでは磁束クリープ理論に用いたピン力の分布関数とワイブル分布関数を比較し、従来から用いられている分布関数の妥当

4.1 電流 - 電圧特性の評価

性を調べる。これらの結果からいわゆるガラス - 液体転移が磁束クリープ理論から説明できることを示す。

4.1 電流 - 電圧特性の評価

4.1.1 試料

電流 - 電圧特性の測定に用いた試料は既に線材化されており、応用の期待が高い Bi 系テープ線材である。その一つは第 3 章で用いた試料と同様なパウダーインチューブ法で作製された Bi-2223 銀シーステープ線材である。特にピン力の強さに対する電流 - 電圧特性のスケーリングの依存性を調べるために、ピン力が異なる 2 つのテープ線材を用いた。 $T = 77.3 \text{ K}$ 、 $B = 0 \text{ K}$ に於ける臨界電流密度 J_c と臨界温度 T_c を表 4.1 に示す。

また試料の作製方法の違いが電流 - 電圧特性のスケーリングや臨界指数にどのように影響を与えるかを調べるために作製方法の異なる Bi-2212 超伝導試料を用いた。その 1 つは Bi-2212 Ag-Mg 合金シース多層テープ線材 (試料 8) であり [7, 8]、まず適当な量の Bi_2O_3 、 SrCO_3 、 CaCO_3 、 CuO の粉体を $\text{Bi} : \text{Sr} : \text{Ca} : \text{Cu} = 2 : 2 : 1 : 3$ の割合で混合する。この粉体を有機溶媒や有機バインダーと混合してスラリー状にし、厚さ $20 \mu\text{m}$ 、幅 3 mm 、長さ 150 m の銀テープにコーティングする。その

表 4.1: Bi-2223 銀シーステープ線材の $T = 77.3 \text{ K}$ 、 $B = 0 \text{ T}$ に於ける臨界電流密度と臨界温度。

試料	$J_c [\text{A/m}^2]$ (77.3 K, 0 T)	$T_c [\text{K}]$
6	1.70×10^8	110.0
7	0.67×10^8	108.3

4.1 電流 - 電圧特性の評価

コーティングされたテープを3枚積み重ね、厚さ 25 μm の Ag-Mg 合金ホイールで包む。この線材の熱処理は部分熔融や徐冷処理ができるような温度勾配を持つ長い電気炉を用いて行われる。電気炉の最高温度は 890 $^{\circ}\text{C}$ で電気炉の出口では 820 $^{\circ}\text{C}$ である。また、試料の移動速度は 200 ~ 500 mm/h になるようにコントロールされる。電気炉の内部では 890 $^{\circ}\text{C}$ まで 300 $^{\circ}\text{C}/\text{h}$ で温度を上げ、それから 10 $^{\circ}\text{C}/\text{h}$ で 820 $^{\circ}\text{C}$ まで徐冷され、その熱処理後に線材はスプールの周りに巻き付けられる。また、超伝導層の幅及び厚さは約 4.4 mm、5 μm 程度であり、SQUID 磁束計を用いた直流磁化率から評価される臨界温度 T_c は 86 K 程度である。

一方、作製法が異なる Bi-2212 テープ線材試料(試料 9)としてディップコート法で作製されたものを用いた [9, 10]。試料の作製方法は上記のスラリーの一部にマスキングを施したテープ状の銀箔をスラリー中に侵漬し、引き上げ乾燥させる。このテープを空気中で 500 $^{\circ}\text{C}$ まで徐々に加熱し、脱媒する。その後 855 $^{\circ}\text{C}$ まで加熱し Bi-2212 相を部分熔融させ、徐冷する。また、臨界温度 T_c は上述と同様な測定から 93 K 程度である。尚、臨界温度 T_c 測定の遷移幅 ΔT_c が Ag-Mg 合金シース多層テープ線材に比べて広いことから、ディップコート法によって作製されたテープ線材の方が超伝導体内が不均一であると考えられる。

4.1.2 測定

電流 - 電圧曲線の測定には図 4.1 に示すように 4 端子法を用いた。テープの長さ方向に 3 s の幅のパルス電流を流した。これは通電により発生するジュール熱の影響を減少するために行った。また電圧端子間は 1 cm とし、この電圧端子間に生じる電圧を測定した。この測定はガスヘリウム雰囲気中で行い、試料の温度はガスヘリウムの流量とヒータの加熱によって変化させた。試料の温度はテープ表面に熱電対を直接真空グリースで付けることにより測定した。電流通電による熱の揺らぎは高電流密度の場合でも ± 0.5 K 程度である。磁界は広い面に対して垂直つまり c 軸に対して平行に加えた。

4.1 電流 - 電圧特性の評価

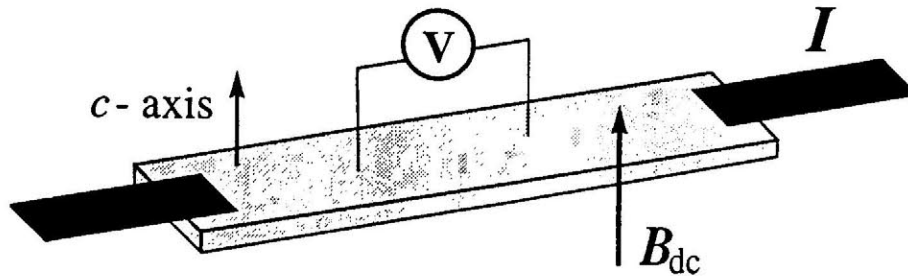


図 4.1: 四端子法による試料の配置と印加磁界の方向。

4.1.3 電流 - 電圧特性

図 4.2 に一定磁界 $B = 0.7 \text{ T}$ 下で $46 \sim 80 \text{ K}$ の温度範囲で変化させた場合の試料 7 の Bi-2223 銀シーステープ線材の電流 - 電圧特性を示す。この結果から、温度の低下と共に電流 - 電圧曲線の曲率が下に凸から上に凸に変化している。さらに温度が臨界温度 T_c に近づくにしたがって電流 - 電圧特性が温度にあまり依存しなくなり、 $J \propto E$ の常伝導的な挙動を示すようになる。これは温度上昇に伴って臨界電流密度の低下によって電流が超伝導体から銀シースの方に流れやすくなっているためである。

このような銀シースの影響を削除するために、テープ線材の電流 - 電圧特性を測定後、超伝導体の結晶構造を壊して銀のみの電流 - 電圧特性を測定した。ここでは超伝導体と銀との簡単な平行モデルを仮定し、解析的に電流 - 電圧特性を評価した。このようにして求めた試料 7 の Bi-2223 銀シーステープ線材の電流 - 電圧特性の結果を図 4.3 に示す。この結果から低温度領域では殆ど電流 - 電圧特性は変化しないが温度増加と共に上方に移動し、温度に依存することがわかる。この簡単なモデルによって、おおまかに銀の影響は削除できたものと考えられる。

4.1 電流 - 電圧特性の評価

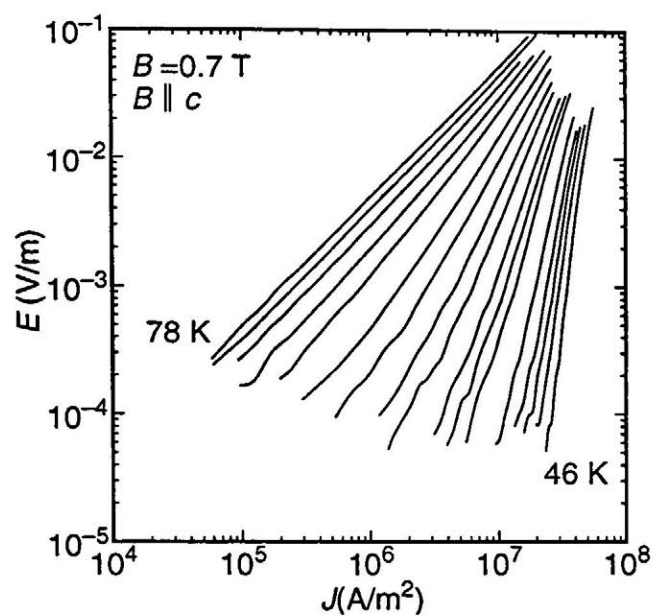


図 4.2: $B = 0.7$ T、 $T = 46 \sim 78$ Kでの Bi-2223 銀シーステープ線材の電流 - 電圧曲線。

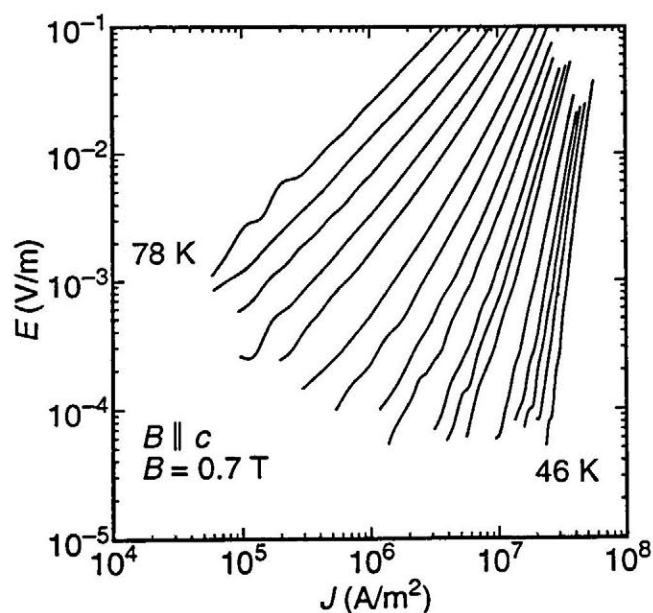


図 4.3: $B = 0.7$ T、 $T = 46 \sim 78$ Kでの銀の影響を削除した電流 - 電圧曲線。

4.1.4 電流 - 電圧曲線のスケーリング

ここでは磁束線のガラス状態と液体状態との境を与える転移温度 T_g と動的臨界指数 z 、静的臨界指数 ν を決定するために、ガラス - 液体転移モデル [2] と同じ解析方法を用いる。この理論によれば温度 $T = T_g$ に於いて、 E と J の関係は (1.26) 式のようなべき乗則となる。したがって、この温度上で動的臨界指数 z と静的臨界指数 ν を調節して $(E/J)|T - T_g|^{\nu(z-1+D)}$ 対 $(E/J)|T - T_g|^{\nu(D-1)}$ の曲線が 2 つのマスター曲線にスケーリングするように調節する。 D は磁束線の次元性を表す。特に Bi 系超伝導体の場合は結晶構造による 2 次元性の影響のために 1.3.2 節で述べたように磁束線がパンケーキ状になって c 軸方向の相関距離はスケーリングせず、 a - b 平面内の相関距離のみがスケーリングすることから $D = 2$ が提案されている [11, 12, 13, 14]。しかし、2.1 節で述べたように Bi 系超伝導体に於いても c 軸方向の磁束線の相関距離は数 ~ 数十 μm のオーダーでありその長さ方向で強く結合している。そのためにここでは $D = 3$ を用いる。

図 4.3 に示すように一定磁界 $B = 0.7 \text{ T}$ の場合は転移温度 $T_g = 56 \text{ K}$ 推定され、これにより動的臨界指数 z と静的臨界指数 ν を適当に調節すると図 4.4 のように全ての電流 - 電圧曲線が 2 つの曲線にほぼスケーリングする。この場合の臨界指数は $z = 6.0$ と $\nu = 1.1$ となる。また、各磁界で得られた z と ν の磁界依存性を図 4.5 と図 4.6 にそれぞれ示す。この結果から z は磁界の増加と共に大きくなり、 ν は磁界の増加に対して減少している。このような傾向は同様な Bi-2223 銀シーステープ線材についても報告されている [13, 14]。この磁束線系の相転移を記述するパラメーターが磁界と共に変化するの、このようなスケーリングが単純な磁束線系の相転移の機構で決まっていな可能性を示している。

また作製方法が異なる 2 つの Bi-2212 テープ線材のスケーリングから得られた動的及び静的臨界指数の磁界依存性を図 4.7、図 4.8 にそれぞれ示す。Bi 系超伝導体の動的臨界指数 z は磁束線の次元性を $D = 3$ とすると 12 程度の値となることが報告されている [13, 14]。しかし測定か

4.1 電流 - 電圧特性の評価

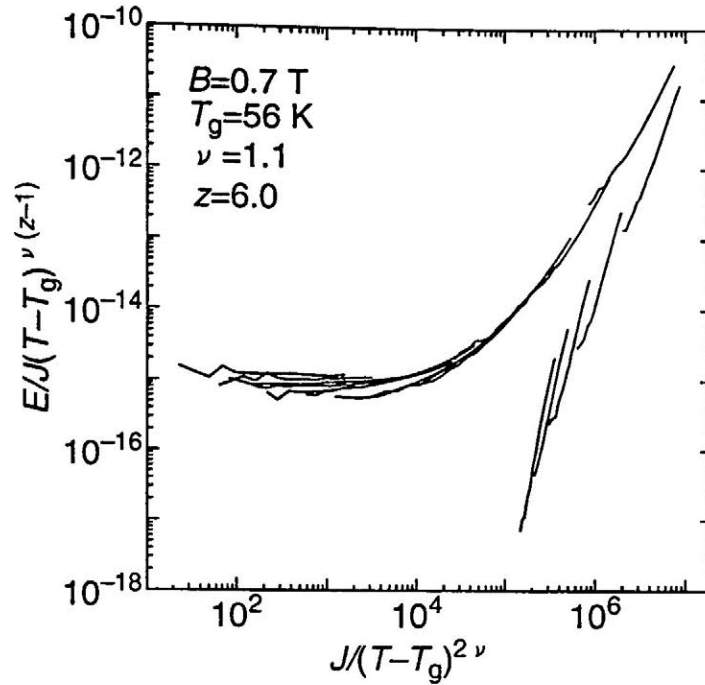


図 4.4: $B = 0.7 \text{ T}$ に於ける電流 - 電圧特性のスケーリング曲線。

ら得られた Ag-Mg 合金シース多層テープ線材の z は磁界の増加と共に増加し、 $B = 3.0 \text{ T}$ に於いては 16 程度まで増加する。一方でディップコート法で作製されたテープ線材の z は多層テープ線材に比べて磁界依存性はあまり大きくなく、 z の値も 3 ~ 3.5 程度となる。同様に静的臨界指数 ν も試料によって大きく変わっている。このように z や ν が超伝導体に固有な量でないことからグラス-液体転移モデルで予想されているような磁束線系固有の相転移ではないことを示唆している。

更に、ピン力の強さが異なる Bi-2223 銀シーステープ線材の転移曲線 $B_g(T)$ を図 4.9 示す。この結果はピン力が強い試料 6 の転移曲線がより高温領域にあり、転移曲線がピン力の強さに依存していることを示している。したがって転移曲線がグラス-液体転移モデルで予想するような磁束線系の相転移を示す曲線ではなく、磁束ピンニング機構によって決定されている可能性がある。

図 4.10 は、試料 7 の Bi-2223 銀シーステープ線材の転移曲線 $B_g(T)$ と

4.1 電流 - 電圧特性の評価

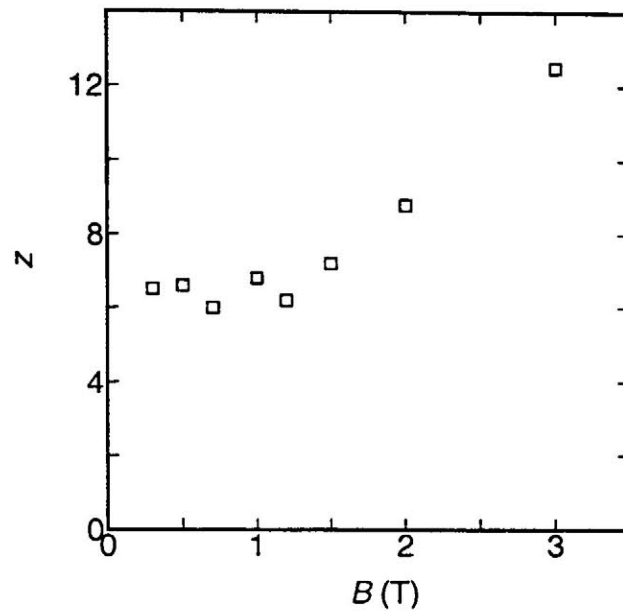


図 4.5: Bi-2223 銀シーステープ線材の動的臨界指数 z の磁界依存性。

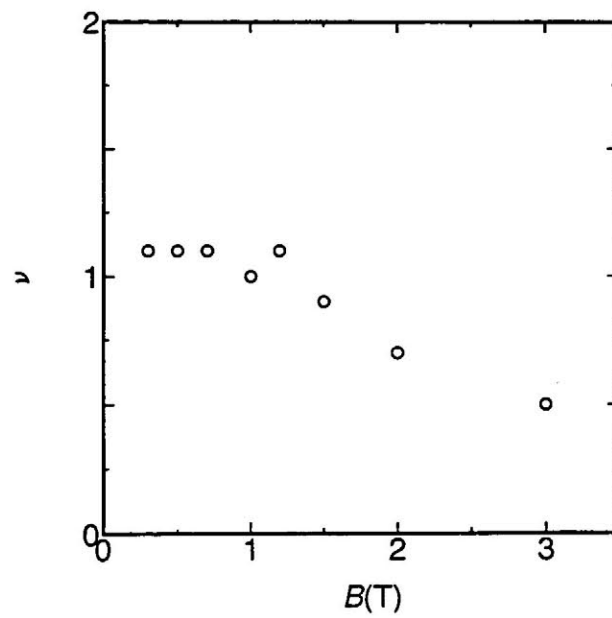


図 4.6: Bi-2223 銀シーステープ線材の静的臨界指数 ν の磁界依存性。

4.1 電流 - 電圧特性の評価

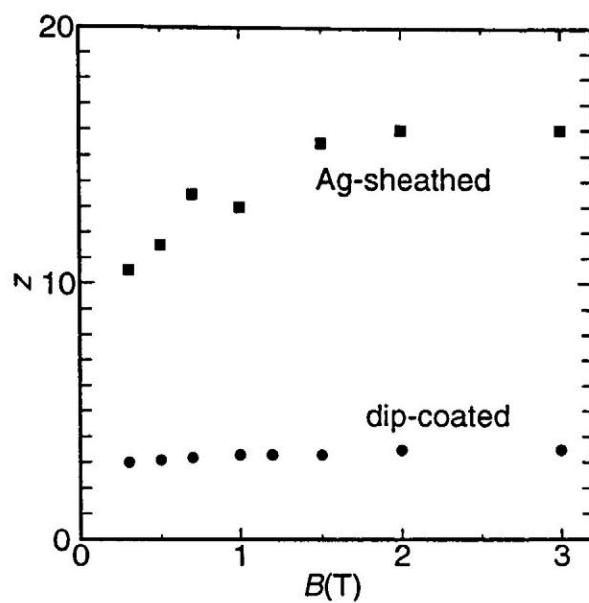


図 4.7: 作製方法が異なる Bi-2212 テープ線材の動的臨界指数 n の磁界依存性。

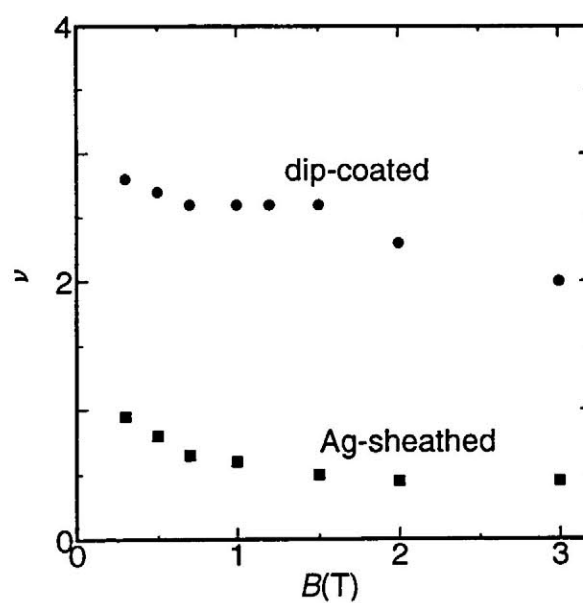


図 4.8: 作製方法が異なる Bi-2212 テープ線材の静的臨界指数 ν の磁界依存性。

4.1 電流 - 電圧特性の評価

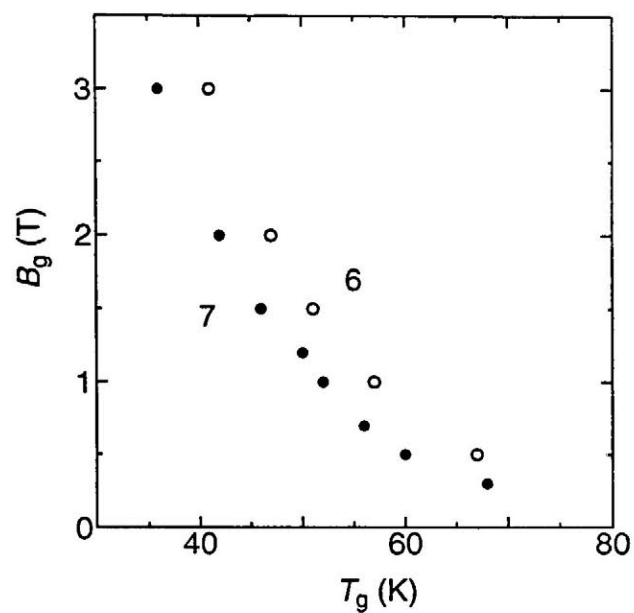


図 4.9: ピン力の異なる Bi-2223 銀シーステープ線材の転移曲線 $B_g(T)$ 。

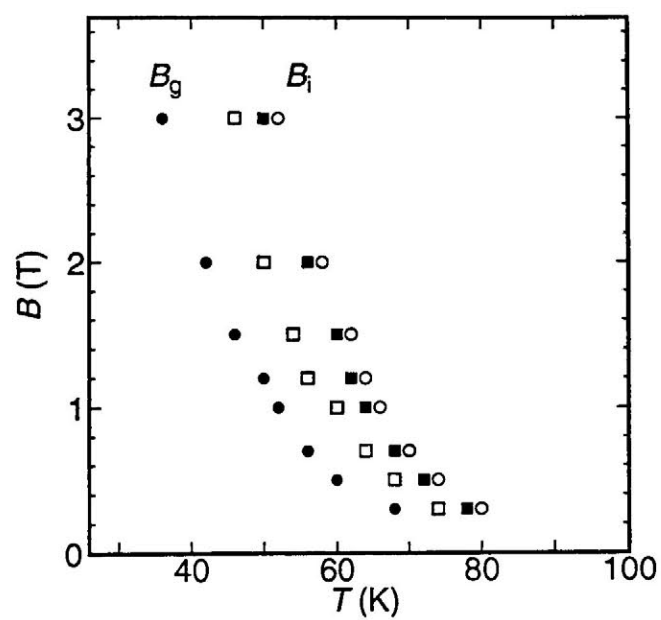


図 4.10: 転移曲線 $B_g(T)$ と定義を変化させた場合の不可逆曲線 $B_i(T)$ の関係。

定義を変えた場合の不可逆曲線 $B_i(T)$ との関係を示したものである。○は銀シースを含めた電流 - 電圧特性から電界基準 1.0×10^{-4} V/m を用いて定義した不可逆曲線 $B_i(T)$ 、■は銀の影響を削除した場合に電界基準 1.0×10^{-4} V/m を用いて定義した不可逆曲線 $B_i(T)$ 、□は銀の影響を削除した場合に電界基準 1.0×10^{-5} V/m を用いて決めた不可逆曲線 $B_i(T)$ で、いずれも臨界電流密度が 1.0×10^5 A/m² となる磁界で定義している。また●は転移曲線 $B_g(T)$ である。これらの結果より、銀の影響を削除すると、不可逆曲線 $B_i(T)$ が低温度側にシフトしていき、電界基準を下げると、より低温度側にシフトすることがわかる。よって、基準を厳しくしていくことにより、不可逆曲線 $B_i(T)$ が低温度側にシフトしていき、転移曲線 $B_g(T)$ に近付いていくことがわかる。したがって、転移曲線 $B_g(T)$ と同程度の高 n 値で定義する場合は不可逆曲線 $B_i(T)$ の定義をより厳しいものにすればよいことがわかる。

4.2 ピン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

ここでは理論的に電流 - 電圧曲線を評価するためにピン力密度の分布と磁束フローを考慮した磁束クリープ・フローモデルを用いる。またこの結果とスケーリング理論から予想される結果と比較し、この領域での酸化物超伝導体の電流 - 電圧特性を決めている機構を明らかにする。

4.2.1 ピンの分布を考慮した磁束クリープ・フローモデル

超伝導体に発生する電界は磁束線の動き、すなわち磁束クリープと磁束フローによるものである。第1章で述べたように臨界電流密度以下の状態でも磁束クリープのために磁束線はピンから外れて有限の電界が生じる。したがってこの領域の電界は磁束クリープの電界が支配的になる。一方で、局所的なピンニングが弱く臨界電流密度が小さい領域では与えられた電流密度は容易にその臨界電流密度を超え、磁束フ

ロー状態が起こる。そして電流密度が大きくなるとこの領域では磁束フローによる電界が支配的になる。一般にこの二つの成分がある。

磁束クリープによる電界は $J \leq J_{c0}$ の場合には (1.15) 式で与えられる。一方、 $J > J_{c0}$ となっても磁束クリープの影響は完全にはなくなり、ある程度の影響が残る。ここでは

$$\begin{aligned} E_{cr} &= Ba_f \nu_0 \exp \left[-\frac{U(j)}{k_B T} \right] \left[1 - \exp \left(-\frac{\pi U_0 j}{k_B T} \right) \right]; \quad j \leq 1, \\ &= Ba_f \nu_0 \left[1 - \exp \left(-\frac{\pi U_0}{k_B T} \right) \right]; \quad j > 1 \end{aligned} \quad (4.1)$$

と近似する [4, 5]。

また、磁束フローによって発生する電界 E_{ff} は

$$\begin{aligned} E_{ff} &= 0; \quad j \leq 1, \\ &= \rho_f (J - J_{c0}); \quad j > 1 \end{aligned} \quad (4.2)$$

で与えられると考えられる。ここで ρ_f は (1.17) 式で与えられるフロー比抵抗である。二つの寄与からなる電界 E が

$$E = (E_{cr}^2 + E_{ff}^2)^{1/2} \quad (4.3)$$

により近似的に与えられると近似する。したがって $j \leq 1$ の場合は E はクリープ電界 E_{cr} のみとなり、さらに $j \gg 1$ の場合フロー電界 E_{ff} が支配的になり、考えられる条件を満たす。

一般に酸化物超伝導体は結晶構造及び結晶粒界等のために金属超伝導体と異なり、超伝導体内の不均一さが著しくピン力密度が広く分布することが予想される。ここでは簡単に (1.47) 式の A のみが以下の式のような簡単な分布を持っていると仮定する。

$$f(A) = K \exp \left[-\frac{(\log A - \log A_m)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (4.4)$$

ここで A_m は最頻値、 K は規格定数、 σ^2 はばらつきの程度を示すパラメーターである。よって超伝導体全体の電界 E は

$$E(J) = \int_0^{\infty} E f(A) dA \quad (4.5)$$

で与えられ、パラメーターを与えることにより、 E - J 曲線を評価できる。ピンニングパラメーター及び σ^2 は臨界電流密度 J_c の実験結果と解析結果が一致するように決定した。図 4.11 に電界基準 $E_c = 1.0 \times 10^{-4}$ V/m で決定した臨界電流密度の 40 ~ 60 K の磁界依存性を示す。シンボルが実験結果で曲線が実験結果である。この解析に用いたパラメーターを表 4.2 に示す。ここで g^2 は一般には温度及び磁界の関数であるが、簡単のために不可逆磁界上の $T = 70$ K、 $B = 0.6$ T で評価した結果は $g^2 = 0.98$ となったので、 $g^2 = 1.0$ を用いた [15]。図 4.11 に示すように実験結果と解析結果は良く一致している。したがって、表 4.2 に示すパラメーターを用いて E - J 特性を評価した。

図 4.12 の解析に用いた $\sigma^2 = 0.18$ の分布関数を示す。この分布は金属超伝導体の分布の幅に対してかなり広いことがわかる。この広い分布関数についてここで考察する。Bi-2223 銀シーステープ線材の超伝導領域の組織は単結晶と焼結体の中間的なものであると予想され、このために結晶粒間の弱結合の影響を受ける。しかし、その影響は低温度及び低磁界に於いて顕著に現われるが、磁界及び温度の増加と共に弱結合部分の結合が切れ、結合が強い部分のみの特性が現れていることが予想される。今回測定を行った磁界は十分高く、弱結合の影響を殆ど受けていないと考えられる。この仮定はテープ線材の電流 - 電圧特性が弱結合が殆どない Bi-2223 エピタキシャル薄膜の電流 - 電圧特性と同様な結果となることから支持される [11, 12]。

しかし、現実には Bi-2223 銀シーステープ線材ではテープ端部と中央部で結晶の配向度が異なり、また銀シースと超伝導体の界面部分で特に配向度が高い。こうしたことから試料内部でピン力が分布することが予想される。しかも磁界及び温度の増加によって弱い結合が切れて、強く結合している部分に電流が percolative に流れているため、単なる材料の不均一さが原因となる金属超伝導体に比べて広い分布関数となる。この広い分布幅の妥当性は 4.3 節で議論する。

4.2 ピン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

図 4.13 に $B = 0.7 \text{ T}$ の電流 - 電圧特性の結果を示す。また、この電流 - 電圧特性をスケーリング理論の手法を用いてスケーリングさせた結果が図 4.14 である。実験結果と定量的にもよく一致していることがわかる。

転移曲線については実験結果と解析結果とでよい一致が得られた。一方で臨界指数の z と ν は低温度領域に於いて殆ど一致しているが、磁界の増加と共に動的臨界指数 z は増加し、静的臨界指数 ν は減少する。このような臨界指数の変化は磁束ピンニングの強さの分布によるものだと考えられる。一般にピン力のばらつきが減少するにつれて z は増加し ν は減少することが知られている [5]。

ここではこの臨界指数について議論する。ここで臨界温度 T_c にばらつきがあると仮定する。一般に単結晶に比べて、テープ線材の場合は超伝導転移幅が広いことから臨界温度 T_c がばらついていることが示される。したがって (1.47) 式で与えられる臨界電流密度 J_c の温度依存性を用いると、臨界温度のばらつき ΔT_c と J_c の相対的なばらつきとの関係は

$$\frac{\Delta J_c}{J_c} \propto \frac{2m}{[(T_c/T)^2 - 1]} \frac{\Delta T_c}{T_c} \quad (4.6)$$

で与えられ、低温度になるにしたがってその影響は小さくなることがわかる。したがって転移曲線に沿って高磁界へ移って行くと低温へ移って行くことになり、上の議論から相対的にばらつきの影響が小さくなって z が大きくなることになり、実験結果が説明される。

表 4.2: 数値解析に用いた試料 7 の Bi-2223 銀シーステープ線材のパラメーター。

T_c	$B_{c2 }(0)$	$\rho_n(T_c)$	A_m	m	γ	δ	ζ	g^2	σ^2
[K]	[T]	[$\mu\Omega\text{m}$]							
108.3	50	100	3.0×10^9	4.0	0.87	2.0	2π	1.0	0.18

4.2 ピン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

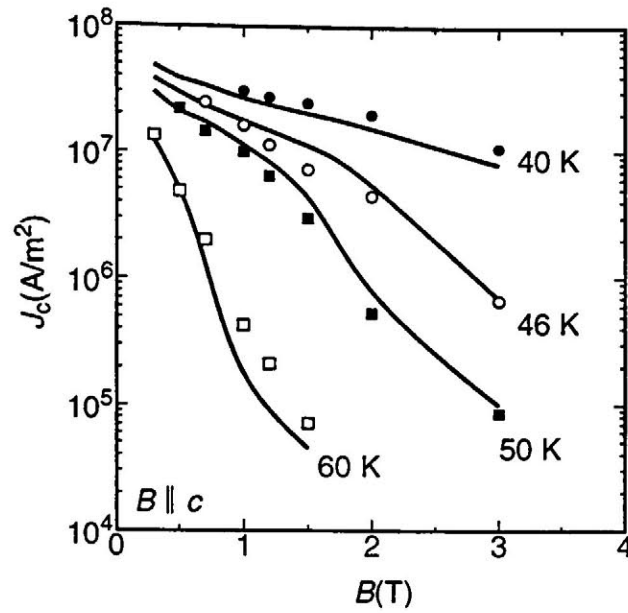


図 4.11: $T = 40 \sim 60$ K に於ける臨界電流密度の磁界依存性。記号が実験結果で、曲線が解析結果。

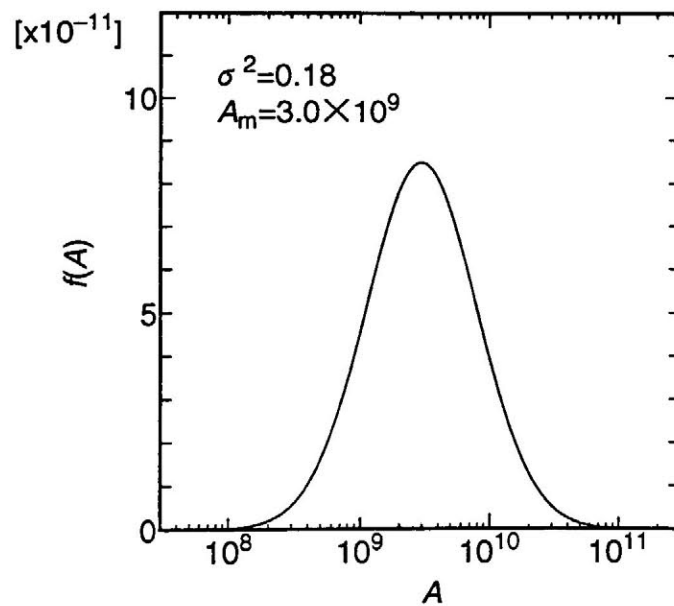


図 4.12: 磁束クリープ・フローモデルで仮定した A の分布。

4.2 ピン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

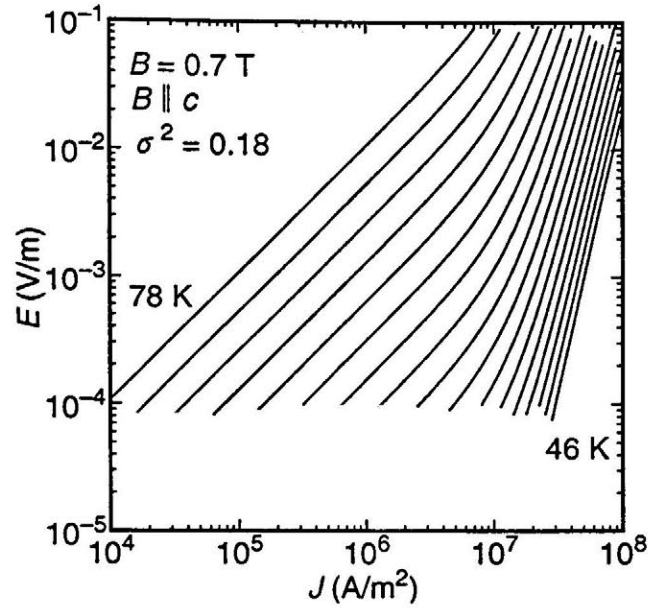


図 4.13: $B = 0.7$ T に於ける電流 - 電圧特性の解析結果。

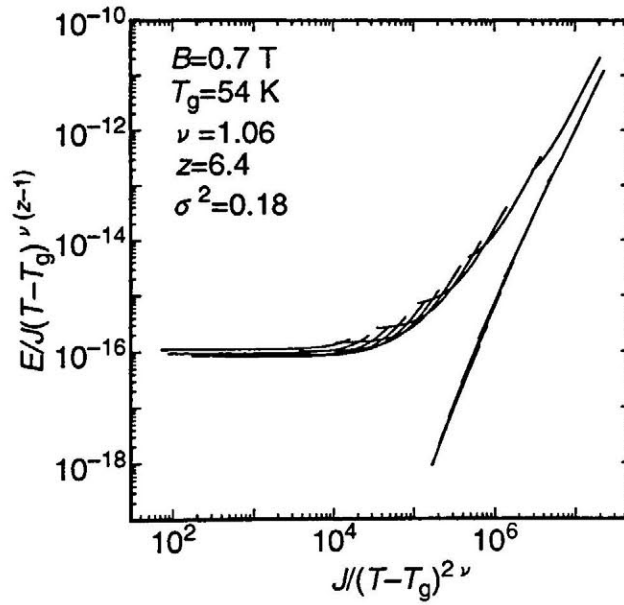


図 4.14: $B = 0.7$ T に於ける電流 - 電圧特性の解析結果のスケーリング。

4.2 ピン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

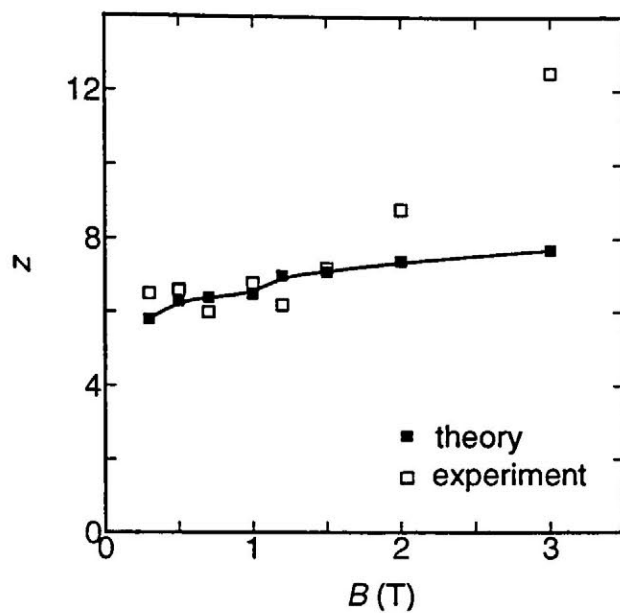


図 4.15: 動的臨界指数 z の磁界依存性の比較。

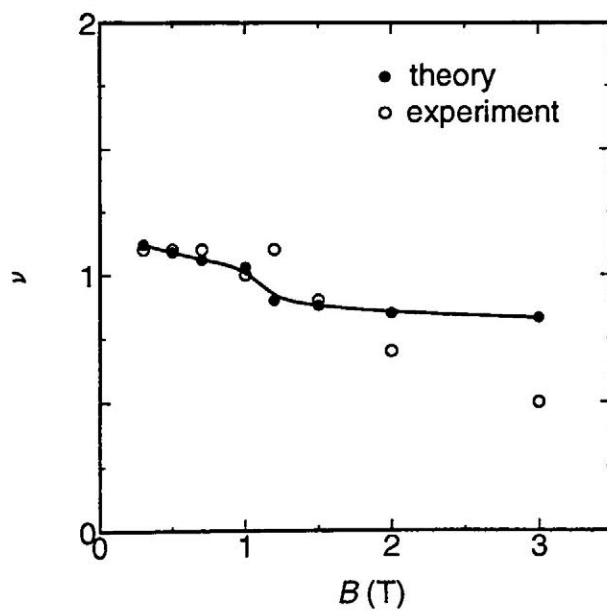


図 4.16: 静的臨界指数 ν の磁界依存性の比較。

4.2 ピン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

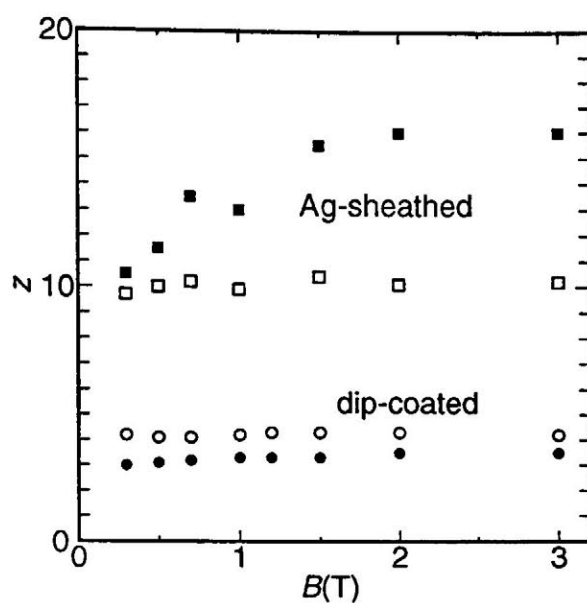


図 4.17: 作製方法が異なる Bi-2212 テープ線材の動的臨界指数 n の解析結果。

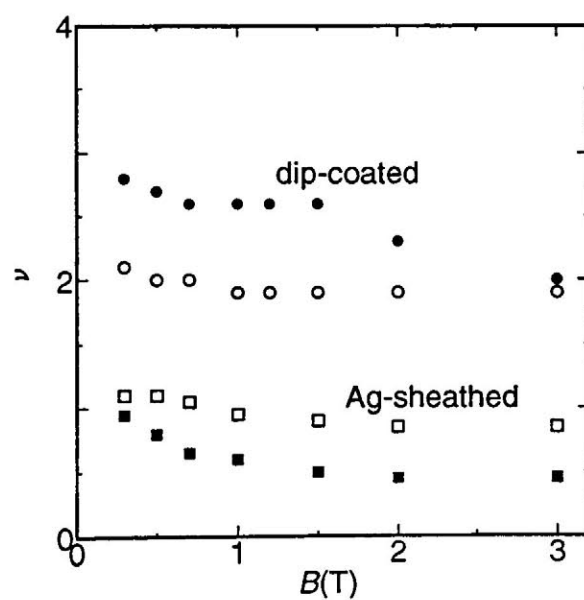


図 4.18: 作製方法が異なる Bi-2212 テープ線材の静的臨界指数 ν の解析結果。

上述の磁束クリープ・フローモデルを用いた解析を Bi-2212 超伝導テープ線材にも行った。ピン力の分布を表す σ^2 は Ag-Mg 合金シース多層テープ線材の場合は $\sigma^2 = 0.10$ 、またディップコート法線材の場合は $\sigma^2 = 0.70$ を仮定した。この解析結果を図 4.17 と図 4.18 に示す。この結果の磁界依存性は実験結果と多少異なるが、ピン力の強さの分布を考慮することにより臨界指数が定量的に説明できることがわかる。またディップコート法の場合は Ag-Mg 合金シース多層テープ線材に比べて広い分布となるが、直流磁化率から測定された超伝導転移幅がディップコート法の方が広いこともこの σ^2 の仮定を支持している。以上より動的臨界指数 z 及び静的臨界指数 ν がピン力の分布によって大きく影響を受けると結論される。

しかし、実際に電流 - 電圧曲線がスケーリングすることから、転移温度近傍である相関距離が発散していることが考えられる。ここでは磁束ピンニング機構から静的臨界指数 ν を説明する。

ガラス - 液体転移モデルによればその相関距離は $\xi \propto |T_g - T|^{-\nu}$ と仮定されている。一方、ピンニング機構によればこの長さに対応する相関距離は磁束線を駆動するローレンツ力の伝達距離

$$l_{11} = (C_{11}/\alpha_L)^{1/2} \quad (4.7)$$

で与えられ、 $C_{11} \simeq B^2/\mu_0$ は一軸圧縮の弾性定数である。この相関距離は磁束線の状態に関係なく、一般的に磁気的な圧力の相関距離として存在するため、この相関距離を取り上げるのが妥当であると考えられる。Labusch パラメーター α_L は臨界電流密度 J_c と $J_c B = \alpha_L a_f/2\pi$ の関係があるので、 $l_{11} \propto J_c^{-1/2}$ が得られる。ここで転移曲線近傍の臨界電流密度 J_c の温度依存性を $J_c \propto (T_g - T)^{-\delta'}$ とすると、相関距離は

$$l_{11} \propto (T_g - T)^{-\delta'/2} \quad (4.8)$$

となり、転移温度で l_{11} が発散する。したがって $\delta'/2$ が静的臨界指数 ν に対応することがわかる。図 4.19 に $B = 0.7$ T に於ける臨界電流密度 J_c の温度依存性を示す。ここで、 $\delta' = 2.2$ は臨界電流密度 J_c が小さい

4.2 ピン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

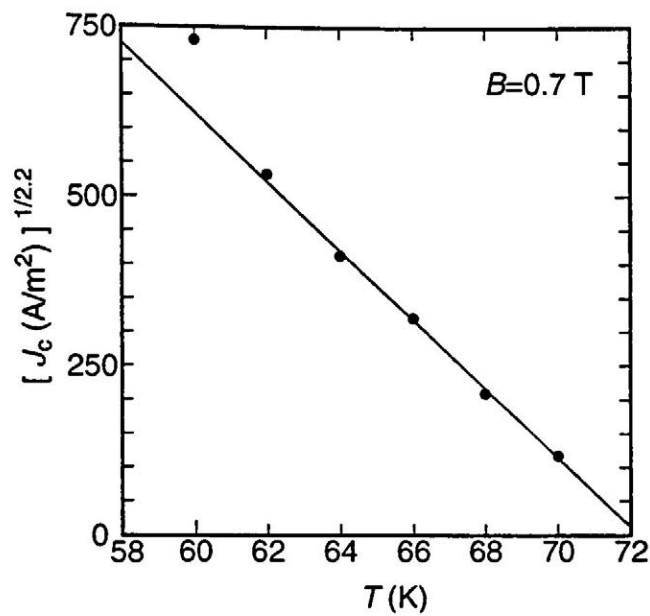


図 4.19: $B = 0.7 \text{ T}$ に於ける Bi-2223 銀シーステープ線材の臨界電流密度 J_c の温度依存性。

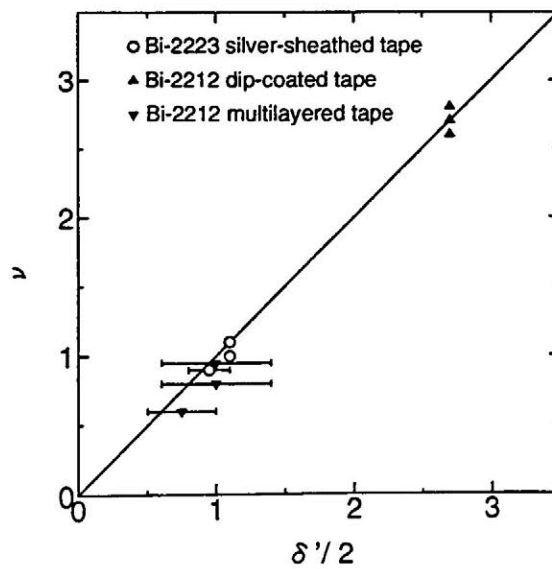


図 4.20: いろいろな試料の ν と $\delta'/2$ の比較。

4.3 ピン力の分布

領域で $J_c^{1/\delta'}$ - T 特性が直線になるように決定した。また、 $B = 0.7$ T の場合の 静的臨界指数 ν の値は 1.1 であり、この結果から $\delta'/2$ と 静的臨界指数 ν は一致することがわかる。図 4.20 に様々な試料で同様の解析を行なって得られた $\delta'/2$ と ν の関係を示す。Bi-2212 Ag-Mg 合金シース多層テープ線材 (▼) 及び Bi-2212 ディップコートテープ線材 (▲) でも同様な結果が得られており、静的臨界指数 ν がピン力の温度依存性から説明できることがわかる。もし電流-電圧曲線のスケーリングがガラス-液体転移モデルで予想するような磁束線系固有の相転移だとすると、臨界温度等の超伝導パラメーターのように転移曲線及び臨界指数もまた材料固有のものとなる。しかし、スケーリングの相関距離 ξ_g が材料固有の特性でないピンニングの相関距離 l_{11} で表せることから、電流-電圧曲線のスケーリングは磁束線系の相転移ではなく、磁束ピンニング機構で決定されている相転移的な特性の変化であることがわかる。

4.3 ピン力の分布

前述のように簡単なピン力の分布を仮定することにより不可逆磁界近傍の電流-電圧特性を評価でき、ガラス-液体転移モデルから予想される転移曲線及び臨界指数を説明できることがわかった。一方でこのピン力の分布は信頼性工学で知られたワイブル分布関数を用いて評価できることが知られている [16, 17]。ここでは磁束クリープ理論に用いた簡単な分布関数とワイブル分布関数から予想される関数を比較し、解析に用いた分布関数の妥当性を議論する。

4.3.1 測定及び解析

ワイブル分布関数を用いてピン力の分布を評価するために測定した試料は 3 章で述べたパウダーインチューブ法で作製された Bi-2223 銀シーステープ線材 (試料 10) で、臨界温度は $T_c = 108.1$ K である。また測定は 4.1.2 節と同じ 4 端子法を用いて電流パルス幅 1 s で行ない、主と

4.3 ピン力の分布

して高電界側の電流 - 電圧特性を評価した。

この Bi-2223 銀シーステープ線材の電流 - 電圧特性に対しても 4.2 節と同様の解析を行なった。解析に用いたパラメーターを表 4.3 に示す。ここで、この解析に用いた分布の広がりを表すパラメーターは $\sigma^2 = 0.10$ で、超伝導パラメーターは Bi-2223 銀シーステープ線材の試料 7 と殆ど同じである。このように Bi-2223 銀シーステープ線材の電流 - 電圧特性を説明するためにはピン力の分布の幅が 2 ～ 3 桁程度の広い分布が必要であることがわかる。この解析に用いた分布関数とワイブル分布関数の比較を行なう。

4.3.2 ワイブル分布関数

一般的に摩耗を表現するためにしばしば用いられる関数にワイブル分布関数がある。これはこの分布が実際の故障データに比較的良く一致し、しかもワイブル確率紙によってパラメータが容易に決定できるからであり、信頼性データの解析に広く用いられる [18]。この関数は最弱リングモデルに基づいて機器の故障確率や金属の弾性限界等の寿命の推定に用いられる。例えばいくつかの輪でできている鎖を引っ張ると、輪に均等に力が加わる。力を大きくすると一番弱い輪が切れ、弱い部分から徐々に切れて行く。この故障を磁束線がピンから外れるデ・ピンニングに対応せることにより、超伝導体の電流 - 電圧特性からピン力の分布を評価できる [16, 17]。ここでも (1.47) 式の A のみが分布していると仮定すると、このモデルによるピン力の分布は

表 4.3: 数値解析に用いた試料 10 の Bi-2223 銀シーステープ線材のパラメーター。

T_c	$B_{c2 }(0)$	$\rho_n(T_c)$	A_m	m	γ	δ	ζ	g^2	σ^2
[K]	[T]	[$\mu\Omega m$]							
108.1	50	100	1.08×10^9	3.9	0.70	2.0	2π	1.0	0.10

4.3 ピン力の分布

$$f'(A) = \frac{\Sigma}{\Delta} \left(\frac{A - A_0}{\Delta} \right)^{\Sigma-1} \exp \left[- \left(\frac{A - A_0}{\Delta} \right)^{\Sigma} \right] \quad (4.9)$$

で表される。ここで A_0 は A の最小値, Δ は分布の幅で Σ は分布の形状を表すパラメーターである。

図 4.21 に Bi-2223 銀シーステープ線材の電流 - 電圧曲線にワイブル分布関数を一致させた例を示す。この結果から得られるパラメーターは $A_0 = 5.2 \times 10^7$ 、 $\Delta = 7.0 \times 10^8$ と $\Sigma = 1.7$ である。このようにして得られた $B = 0.2$ T に於けるパラメーターを表 4.4 に示す。

このようにして得られたワイブル分布関数に対して磁束クリープ理論に用いた簡単な分布関数で $\sigma^2 = 0.092$ とすることによって両者は殆ど一致した結果となる (図 4.22 参照)。また同じ $B = 0.2$ T の一定磁界に於いて同様な解析を行って $T = 46$ K で $\sigma^2 = 0.093$ 及び $T = 60$ K で $\sigma^2 = 0.095$ が得られた。これらの結果は初めに仮定した $\sigma^2 = 0.10$ と殆ど同じである。したがってその仮定が正しかったことがここで証明されたことになる。尚、電流 - 電圧特性のスケーリングからは σ^2 の値を正確に求めることは容易でなく、その目的のためにはワイブル分布関数によるフィッティングが有効である。以上の結果より酸化物超伝導体の電流 - 電圧特性を説明するためには上に示したようなピン力の広い分布が必要であることがわかる。また、ワイブル分布関数を用いてピン力の分布を表現する場合には (4.9) 式で与えられる 3 つのパラメーターと磁束

表 4.4: Bi-2223 銀シーステープ線材の $B = 0.2$ T、 $T = 46 \sim 60$ K の電流 - 電圧特性から得られるワイブルパラメーター。

	Σ	A_0	Δ
46 K	1.4	6.5×10^7	1.0×10^8
54 K	1.7	5.2×10^7	7.0×10^7
60 K	1.8	4.7×10^7	6.6×10^7

4.3 ピンカの分布

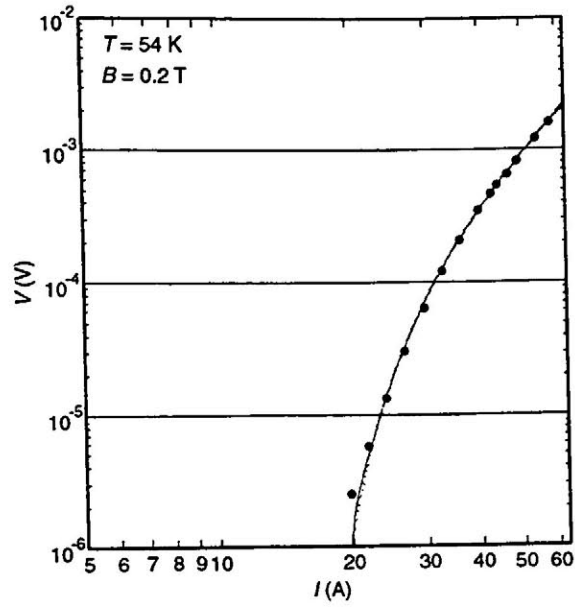


図 4.21: Bi-2223 銀シーステープ線材の $T = 54 \text{ K}$ 、 $B = 0.2 \text{ T}$ に於ける電流 - 電圧特性にワイブル分布関数を一致させた例。● が実験結果で実線がワイブル分布関数。

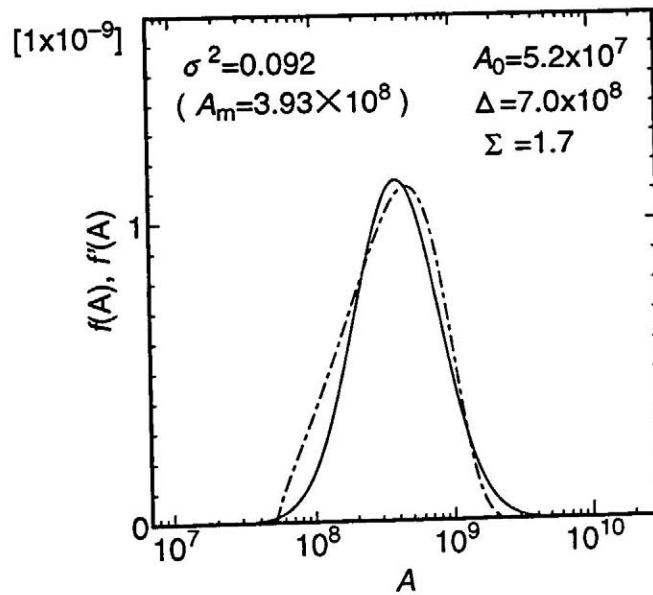


図 4.22: 2つの分布関数の比較。実線が磁束クリープ理論から予想される分布関数、点線がワイブル分布関数を表す。

フロー比抵抗 ρ_{wf} を加えた4つのパラメーターを用いる必要がある。しかし磁束クリープ理論に用いた分布関数のフィッティングパラメーターは A_m と σ^2 であり、ワイブル分布関数に比べて容易にパラメーターが決定でき、解析が容易になることがわかる。

4.4 ピン力密度の温度スケール則

ここでは前章で行った解析を用いて不可逆磁界近傍のピン力密度の温度スケール則を評価した。実験結果と解析の結果を図4.23と図4.24に示す。ここでピン力密度 F_p と磁界 B はピン力密度の最大値 $F_{p(max)}$ と不可逆磁界 B_i で規格化している。尚、不可逆磁界の定義は3章と同様の方法で評価した。実験結果と解析結果の一致は3章で行った解析よりも良く、 $b_i = 0.5$ 前後のピン力密度の磁界依存性がより良く説明されていることがわかる。この結果からピン力の分布と磁束フローを考慮することにより現象が良く記述されることがわかる。また、3章の解析結果では殆ど見られない不可逆磁界付近のピン力密度のテールが現われており、このテールがピン力の分布と磁束フローによるものであることがわかる。

4.4 ピン力密度の温度スケール則

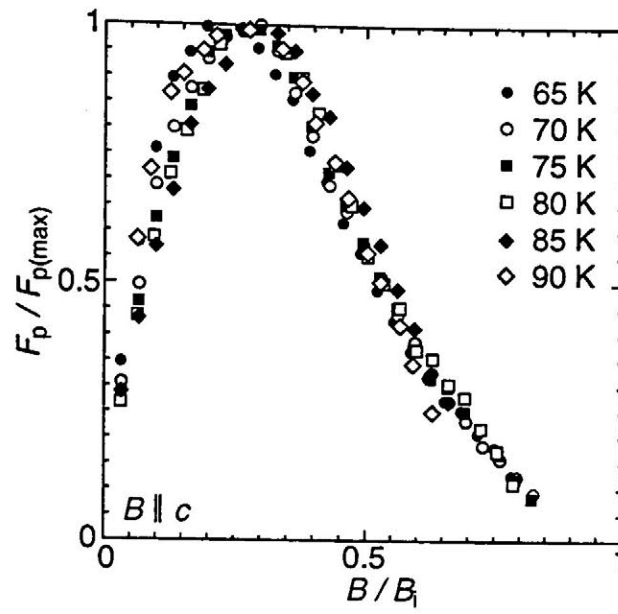


図 4.23: ピン力密度の温度スケール則の実験結果。

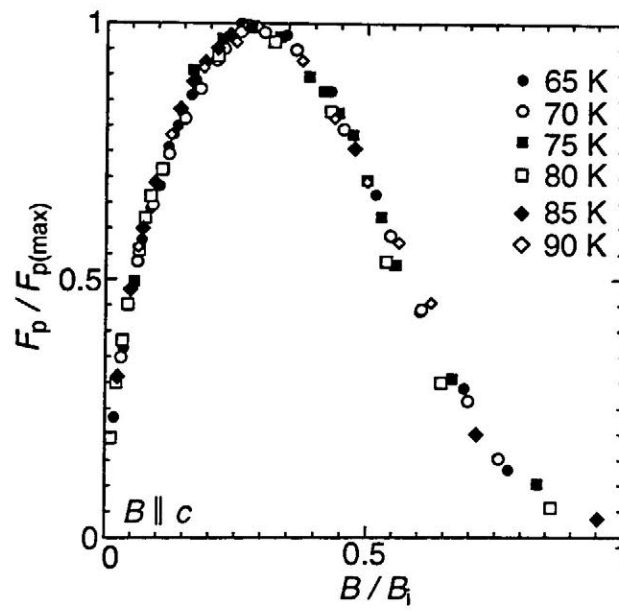


図 4.24: ピン力の分布を考慮した磁束クリープ・フローモデルによる解析結果。

4.5 まとめ

この章では応用が期待される Bi 系超伝導テープ線材の不可逆磁界近傍の電流 - 電圧特性を測定し、ガラス - 液体転移モデルから予想される磁束線の振る舞いを調べた。またこの理論に基づく解析法から得られるスケーリング曲線及び臨界指数をピン力の分布を考慮した磁束クリープ・フローモデルから予想される値と比較し、以下のような結果が得られた。

1. 測定された電流 - 電圧特性について抵抗率と電流密度をそれぞれ適当な温度の関数で規格化することにより実験結果が2つのマスター曲線にスケールした。また、ピン力が強い試料の転移曲線はより高温度及び高磁界領域にあり、転移曲線が不可逆曲線と同様にピン力に依存することがわかった。一方でスケーリングから得られる2つの臨界指数が磁界と共に変化し、また Bi-2212 超伝導体の臨界指数が作製法の違いによって大きく異なることがわかった。2つの臨界指数はピン力の分布の広さに関係しており、さらに静的臨界指数 ν は臨界電流密度の温度依存性から説明できる。この結果は臨界指数が超伝導体や結晶構造の次元性等によって決定されていないことを示唆している。
2. これらの結果をピン力の強さの分布を考慮した磁束クリープ・フローの機構からでも十分説明できることがわかった。また転移曲線近傍のピン力密度のスケーリングもピン力の分布を考慮することにより、さらによく説明でき、ピン力の分布が実際の特性に大きく作用していることがわかった。
3. ガラス - 液体転移モデルで言ういわゆるガラス状態とはピンニングの相関距離が有限でピンニングが有効な状態であり、いわゆる液体状態とは磁束クリープによってピンから外れた磁束線の融解状態であると結論される。

4.5 まとめ

4. 磁束クリープ理論に用いた分布関数は、信頼性工学で用いられるワイブル分布関数から評価された分布関数とほぼ一致し、(4.4)式で与えられる簡単な分布関数が酸化物超伝導体の場合には有効であることが示された。尚、Bi系テープ線材の電流-電圧曲線を説明するためには2～3桁の広い分布幅を考慮する必要がある。この広い分布は、磁界及び温度の増加によって弱い結合が切れて、強く結合している部分にのみ電流がpercolativeに流れているためである。

参考文献

- [1] M. P. A. Fisher: Phys. Rev. Lett. **62** (1989) p. 1415.
- [2] D. S. Fisher, M. P. A. Fisher and D. A. Huse: Phys. Rev. B **43** (1991) p. 130.
- [3] S. N. Coppersmith, M. Inui and P. B. Littlewood: Phys. Rev. Lett. **64** (1990) p. 2585.
- [4] T. Matsushita and N. Ihara: Proc. 7th Int. Workshop on Critical Currents in Superconductors (World Scientific, Singapore, 1994) p. 169.
- [5] T. Matsushita, T. Tohdoh and N. Ihara: Physica C **259** (1996) p. 321.
- [6] K. Yamafuji and T. Kiss: Physica C **258** (1996) p. 197.
- [7] T. Hasegawa, Y. Hikichi, T. Koizumi, A. Imai, H. Kumakura, H. Kitaguchi and K. Togano: IEEE Trans. Appl. Supercond. **7** (1997) p. 1703.
- [8] T. Hasegawa, Y. Hikichi, H. Kumakura, H. Kitaguchi and K. Togano: Jpn. J. Appl. Phys. **34** (1995) p. 1638.
- [9] J. Kase, N. Irisawa, T. Morimoto, K. Togano, H. Kumakura, D. R. Dietderich, and H. Maeda: Appl. Phys. Lett. **56** (1990) p. 970.
- [10] J. Kase, K. Togano, H. Kumakura, D. R. Dietderich, N. Irisawa, T. Morimoto, and Maeda: J. Appl. Phys. **29** (1990) p. 1096.

- [11] H. Yamasaki, K. Endo, S. Kosaka, M. Umeda, S. Yoshida and K. Kajimura: Phys. Rev. B **50** (1994) p. 12959.
- [12] H. Yamasaki, K. Endo, Y. Mawatari, S. Kosaka, M. Umeda, S. Yoshida and Kajimura: IEEE Trans. Appl. Supercond. **5** (1995) p. 1888.
- [13] Y. Mawatari, H. Yamasaki, S. Kosaka and M. Umeda: Cryogenics **35** (1995) p. 161.
- [14] Y. Mawatari, H. Yamasaki and S. Kosaka: IEEE Trans. Appl. Supercond. **5** (1995) p. 1305.
- [15] T. Matsushita: Physica C **217** (1993) p. 461.
- [16] F. Irie, Y. Tsujioka, T. Chiba: Supercond. Sci. Technol. **5** (1992) p. S375.
- [17] T. Kiss, T. Nakamura, H. Takeo, K. Kuroda, Y. Matsumoto and F. Irie: IEEE Trans. Appl. Supercond. **5** (1995) p. 1363.
- [18] 原田耕介、二宮 保：信頼性工学 (養賢堂、1987).

第5章 総括

酸化物超伝導体は臨界温度及び臨界磁界が高いことから様々な応用が期待されるが、その応用を可能にするような臨界電流特性は得られておらず、さらなる改善が求められている。この悪い特性となる主な原因はピン力がまだ弱く、臨界電流特性を決定する磁束ピンニング特性が酸化物特有の結晶構造の影響のために熱的な揺らぎをより顕著に受けるためである。そこで本研究では酸化物超伝導体の臨界電流特性の決定要因を調べ、以下のような結果が得られた。

1. 磁束バンドルの大きさを決定している縦方向の磁束バンドルサイズは、結晶構造に起因した異方性が最も大きい Bi-2212 超伝導体においても数～数十 μm の大きさであり、磁束線はその長さ方向で強く結合している。またその長さはピン力と磁界のエネルギーのみで決定しており、直接には結晶構造の影響は受けない。一方、横方向の磁束バンドルサイズは結晶構造の影響を受け、2次元的になるにしたがって磁束バンドルは細くなり、Bi-2212 超伝導体の場合はその横方向の大きさは磁束線格子間隔程度となることが明らかになった。
2. この磁束バンドルサイズを考慮した磁束クリープ理論を用いて Bi-2223 銀シーステープ線材の高温領域の臨界電流特性を説明できることを明らかにした。また、この磁束クリープ理論を用いて Bi 系超伝導試料の製作方法が改善された場合の特性について議論を行った結果、 c 軸方向でも不可逆磁界 B_i は 77.3 K で 9 T となり、実用的なレベルに達しうると結論される。

3. 不可逆磁界近傍の電流 - 電圧特性のスケーリングはピン力の強さの分布を考慮した磁束クリープ・フローの機構からでも十分説明できることがわかった。この結果からガラス - 液体転移モデルで言ういわゆるガラス状態とはピンニングの相関距離が有効でピンニングが有効な状態であり、いわゆる液体状態とは磁束クリープによってピンから外れた磁束線の融解状態であると結論される。

したがって応用が期待される Bi 系超伝導体の臨界電流特性は超伝導体の次元性の影響を受けるが、磁束ピンニング機構に支配されており、磁束クリープ理論により正しく記述されていると結論される。よって金属超伝導体同様にピン力を向上させることによって高温領域の特性改善は可能であると予想される。

このように大筋においては機構が明らかとなったが、細部に於いて検討しなければならないことがある。その主なものは以下の事項である。

1. 磁束バンドルの横方向の大きさは磁束クリープの影響を顕著に受けるために決定論的に評価することができない。このために熱力学的な方法を用いて「 g^2 の値は磁束クリープ下で臨界電流密度が最大となるように決定される」という仮定が提案され、本論文ではこの仮定に基づき磁束バンドルを評価した。しかし、Bi-2223 超伝導体の場合は多少実験と異なった結果が得られるなど、問題が残されている。したがってこの仮定の妥当性を含めて詳細な議論が必要である。
2. ガラス - 液体転移モデルのスケーリングパラメーターである臨界指数が磁界に依存することを示した。これは超伝導体のピン力の分布が磁界及び温度に依存するためである。したがって磁束クリープ理論から予想される臨界指数と実験値の定量的な一致を得るために、ワイブル分布関数を用いてピン力の分布の磁界及び温度依存性を調べ、この依存性を考慮した解析が必要である。

謝辞

本研究を進めるに当り、終止懇切丁寧な御指導を頂いた九州工業大学情報工学部電子情報工学科・松下照男教授に心から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九州工業大学情報工学部電子情報工学科・宮里達郎教授、九州工業大学情報工学部電子情報工学科・高野脩三教授、九州工業大学情報工学部制御システム工学科・平城直治教授に御礼を申し上げます。

本研究に必要な試料を提供して頂いた、New South Wales 大学の G. Gu 氏、新日本製鉄株式会社・森田 充氏、木村圭一氏、住友電気工業株式会社・藤上 純氏、加藤武志氏、日方 威氏、佐藤謙一氏、昭和電線株式会社・長谷川隆代氏に感謝します。

実験環境及び論文製作にあたっての色々な助言を頂いた九州工業大学情報工学部電子情報工学科・小田部荘司助手に深く御礼を申し上げます。また、日頃常に温かいご支援と協力を頂いた、九州工業大学情報工学部電子情報工学科・松下照男教授研究室の方々に厚く御礼を申し上げます。

最後に、今日まで私を励ましてくれた父、母に感謝します。