

超伝導 **Bi-2223** 銀シーステープ多芯線材に  
おけるピンポテンシャルの評価

98232015

岡村涼平

平成14年1月

電子情報工学科

# 目次

第 1 章	序論	1
1.1	はじめに . . . . .	1
1.2	超伝導体の電磁現象 . . . . .	2
1.2.1	超伝導現象の条件 . . . . .	2
1.2.2	Maxwell 方程式 . . . . .	3
1.2.3	臨界状態モデル . . . . .	4
1.2.4	磁束フロー . . . . .	4
1.2.5	磁束クリープ . . . . .	5
1.2.6	磁束クリープ理論 . . . . .	8
1.2.7	不可逆磁界 $B_i$ . . . . .	10
1.2.8	ピンの分布を考慮した磁束クリープ・フローモデル . . . . .	12
1.2.9	熱活性化による磁束線のフロー状態 . . . . .	15
1.3	高温超伝導体における問題 . . . . .	15
1.4	研究の目的 . . . . .	16
第 2 章	実験	17
2.1	試料 . . . . .	17
2.1.1	Bi-2223 . . . . .	17
2.1.2	PIT(Powder In Tube) 法 . . . . .	17
2.2	実験方法 . . . . .	18
2.2.1	四端子法 . . . . .	18
2.2.2	SQUID 磁力計 . . . . .	19
2.2.3	SQUID 磁力計による磁化法 . . . . .	20
第 3 章	結果及び検討	23
3.1	実験結果 . . . . .	23

3.1.1	磁化緩和法による測定結果 . . . . .	23
3.1.2	四端子法による測定結果 . . . . .	26
3.1.3	広い電界領域における $E$ - $J$ 特性 . . . . .	28
3.2	検討 . . . . .	32
3.2.1	各評価法によるピンポテンシャル $U_0$ . . . . .	32
3.2.2	. . . . .	38
<b>第 4 章</b>	<b>結論</b>	<b>39</b>
4.1	まとめ . . . . .	39
4.2	今後の課題 . . . . .	39
<b>第 5 章</b>	<b>付録</b>	<b>40</b>
5.1	本評価法とは異なるピンポテンシャル $U_0$ の評価法 . . . . .	40
5.1.1	四端子法を用いた TAFF 領域における $U_0$ の評価 . . .	40
5.1.2	広い電界領域にわたる $E$ - $J$ 特性の解析による $U_0$ の評価	40
5.1.3	不可逆磁界 $B_i$ の実測値の解析による $U_0$ の評価 . . .	41
	参考文献	<b>43</b>

## 図目次

1.1	電流が流れている状態で磁束バンドルが感じるエネルギー (縦軸) と位置 (横軸) の関係 . . . . .	7
1.2	活性化エネルギーの電流密度依存性 . . . . .	7
1.3	磁束線の変位に対するピン力密度の変化 . . . . .	9
1.4	温度 - 磁界平面上の相境界 $B_{c2}(T)$ と不可逆曲線 $B_i(T)$ 。 . . . .	11
2.1	四端子法 . . . . .	19
2.2	直方体状の超伝導体 . . . . .	20
2.3	$xy$ 平面に平行な平面中の電流の経路 . . . . .	21
3.1	50.0 K、850 mT における実験値 (symbol) と理論値 (line) との $E-J$ 曲線の比較 . . . . .	24
3.2	60.0 K、350 mT における実験値 (symbol) と理論値 (line) との $E-J$ 曲線の比較 . . . . .	24
3.3	70.0 K、180 mT における実験値 (symbol) と理論値 (line) との $E-J$ 曲線の比較 . . . . .	25
3.4	50.0 K、6 T における $E-J$ 曲線 . . . . .	26
3.5	60.0 K、6 T における $E-J$ 曲線 . . . . .	27
3.6	70.0 K、6 T における $E-J$ 曲線 . . . . .	27
3.7	50.0 K における $E-J$ 曲線 . . . . .	29
3.8	60.0 K における $E-J$ 曲線 . . . . .	30
3.9	70.0 K における $E-J$ 曲線 . . . . .	31
3.10	40.0 K におけるピンポテンシャル $U_0$ の比較 . . . . .	33
3.11	50.0 K におけるピンポテンシャル $U_0$ の比較 . . . . .	34
3.12	60.0 K におけるピンポテンシャル $U_0$ の比較 . . . . .	35
3.13	70.0 K におけるピンポテンシャル $U_0$ の比較 . . . . .	36
3.14	80.0 K におけるピンポテンシャル $U_0$ の比較 . . . . .	37
3.15	70.0 K におけるピンポテンシャル $U_0$ の比較 . . . . .	38

# 第 1 章 序論

## 1.1 はじめに

1908年にヘリウムの液化に成功したオランダのカメリン・オネス (Kamerlingh Onnes) は、当時最も純度の高い金属であった水銀で実験を行い、4 Kの温度付近で電気抵抗が急激に0になることを発見し、これを超伝導と名付け、1911年4月に発表した。以来鉛 (Pb)、スズ (Sn)、インジウム (In)、亜鉛 (Zn)、ニオブ (Nb) なども超伝導体が発見されてきた。当初は金属や合金の超伝導体が開発され、超伝導の発現機構に関する研究が進められてきた。1957年に超伝導発現機構を説明するBCS理論が登場し、超伝導体が超伝導状態から常伝導状態へと移行する温度、すなわち臨界温度は30 Kを越えことが出来ないだろうと考えられていた。ところが、1986年、酸化物系物質 (La-Ba-Cu-O) が35 K付近で超伝導状態になることをベドノルツ (Johannes G. Bednorz) とミュラー (Karl Alex Muller) が論文で発表した。このことはそれまでの超伝導研究の転機となり、より高い臨界温度の酸化物超伝導体の研究に多くの研究者が取り組み始めた。

その後、液体窒素の沸点 (77 K) を大きく越えた臨界温度を持つ Y-Ba-Cu-O や Bi-Sr-Ca-Cu-O などの酸化物超伝導体が発見された。また、ビスマス (Bi) やタリウム (Tl) などを用いて、臨界温度が100 Kを越す酸化物超伝導体が続々と発見され、高温超伝導に大きな期待が寄せられることとなった。特に、高温超伝導体の臨界温度が液体窒素の沸点よりも高いことから、冷凍コストの低減が見込まれ、様々な応用が期待されるようになった。しかしながら、数年を経た今日、高温超伝導体の応用の難しさが理解され、単なる臨界温度の高い超伝導体の探査やそれらの構造解析だけでなく、超伝導機器としての応用のための特性改善が求められている。

超伝導応用機器を設計するにあたり、重要な特性の一つとなるのが臨界電流特性である。とくに多くの場合、高磁界環境や液体窒素温度などの

高温環境での超伝導体の使用が望まれており、超伝導材料の開発の分野では高温、高磁界での臨界電流密度特性の改善が重要な課題となっている。こうした臨界電流密度をもたらす機構は超伝導体材料中の常伝導析出物等の欠陥により量子化磁束(以下、それを単に磁束線という)の動きを止める働き、つまりピンニングであり、当然ながらより強いピンの導入が望まれる。また、欠陥からピンニングされる磁束線の性質もまた臨界電流密度の決定に大きく関与している。さらに現実には高温超伝導体の臨界電流密度を決定するものとして、結晶界面での弱結合特性や磁束線の熱活性化運動(磁束クリープ)の影響を見逃すことはできないであろう。

上述したように応用分野を考える際、必要となってくるのは高温超伝導体の輸送特性(電流-電圧特性)の定量的記述であるが、超伝導体の  $E$ - $J$  特性は磁束線の運動に密接に関係している。元来、金属系超伝導体においては単一の値として臨界電流密度を定義できており、電流輸送特性の定量的記述が行なわれてきた。しかしながら、高温超伝導体においては、金属系とは大きく異なった立ち上がりになだらかな輸送特性を示し、基準とする電界によって臨界電流密度が大きく異なるので従来の輸送特性とは大きく異なる。特に、高温領域では磁束クリープによる超伝導体の臨界電流特性の劣化が大きな問題として取り上げられている。したがって、高温超伝導体の臨界電流特性の改善のために、まず磁束ピンニング特性の解明が必要であり、そのための解析理論や輸送特性の測定方法が必要となってくる。その一つとして、より広い電界領域、特に低電界領域での輸送特性の解明は超伝導体におけるピン分布とその電界発生の機構を明らかにするために重要である。

このような輸送特性などの電磁特性は、それをもたらす磁束線の運動に伴う電磁現象に密接に関連している。ここでは、そうした超伝導体についての電磁現象を簡単に説明し、いくつかの問題点に触れておく。

## 1.2 超伝導体の電磁現象

### 1.2.1 超伝導現象の条件

超伝導現象の中で電気抵抗がなくなるのは、臨界温度  $T_c$  以下、臨界磁界  $H_c$  以下、臨界電流密度  $J_c$  以下の条件のもとで起こる現象であり、この中のひとつでも条件が満たされなければ超伝導体としての特徴を失う。超伝導

体は、第1種超伝導体と第2種超伝導体の2種類に大きく分けられる。前者はマイスナー状態において外部磁界が臨界磁界をこえると反磁性を示さなくなり、一度に磁束が侵入して常伝導体に転移するものである。後者は、マイスナー状態が壊れる下部臨界磁界  $B_{c1}$  以上の外部磁界をかけても超伝導状態を保つことができる。このとき、磁束は超伝導体内に少しずつ侵入する（混合状態）が、同時に超伝導状態も少しずつ壊れていく。超伝導状態が完全に壊れるときの磁界を上部臨界磁場 ( $B_{c2}$ ) といい、これをこえると常伝導状態に転移する。現在応用が叫ばれているのは、高磁界まで超伝導状態が磁界と共存出来る第2種超伝導体である。

### 1.2.2 Maxwell方程式

超伝導体の電磁現象は、基本的にはMaxwell方程式により記述される。超伝導体は一般的には磁性を持たないので、磁界  $\vec{H}$  と磁束密度  $\vec{B}$  の間には真空における関係  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$  が成立する。ここで  $\mu_0$  は真空の透磁率である。したがって、以下、 $\vec{B}$  を磁界と呼ぶことにする。基本的なMaxwell方程式は電磁誘導に関する

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.1)$$

および電流に関する

$$\vec{J} = \frac{1}{\mu_0} \text{rot } \vec{B} \quad (1.2)$$

である。ここで  $\vec{E}$  は電界の強さ、 $\vec{J}$  は電流密度である。物理量は  $B$  と  $E$  と  $J$  なので、電磁現象を記述するためには上の二つの式以外に  $E$  と  $J$  を関係づける式、すなわち電流-電圧特性があればよい。ここに超伝導体の最大の特徴が現れる。

なお、(1.1)式は磁束分布が時間的に変化する場合に電界が生じることを表しているが、そうした変化は磁束線の運動と密接に関係している。磁束線の速度を  $\vec{v}$  とすると、磁束分布の変化と

$$\text{rot}(\vec{B} \times \vec{v}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.3)$$

の関係があり、これを磁束線の連続の式という。(1.1)式と(1.3)式を比べると

$$\vec{E} = \vec{B} \times \vec{v} \quad (1.4)$$

の関係があることが分かる (数学的にはこれ以外にあるスカラー関数の grad が付加され得るが、それがゼロであることが示される)。これを Josephson の式という。

### 1.2.3 臨界状態モデル

金属系超伝導体では  $\vec{E} - \vec{J}$  特性の根拠を与えるものが臨界状態モデルであった。このモデルでは磁束線に働く Lorentz 力とその運動を止めようとするピン力との釣合を考える。ピンの働きをするものは常伝導析出物などの欠陥であり、磁束線がその近くを通過しようとしたときにエネルギー変化を感じ、その変化率がピン力を与える。単位体積の磁束線に働く Lorentz 力は  $\vec{J} \times \vec{B}$  で与えられる。一方、ピン力密度はこれと反対方向に向くので、Lorentz 力の方向の単位ベクトルを  $\vec{\delta} = \vec{v}/|\vec{v}|$  とすると、静的釣合が取れる場合は

$$\vec{J} \times \vec{B} - \vec{\delta} F_p = 0 \quad (1.5)$$

となる。ただし  $F_p$  はピン力密度の大きさを表す。これから  $J_c = F_p/B$  として

$$J = |\vec{J}| = J_c \quad (1.6)$$

が得られる。 $J_c$  は静的 ( $\vec{v} = 0$ ) 状態で、すなわち電界の発生しない状態で超伝導体に流せる最大電流密度であり、これを臨界電流密度という。またこの状態を臨界状態という。

### 1.2.4 磁束フロー

前節で述べたような臨界状態は、ピンニング力で磁束密度の勾配をぎりぎり支えている限界状態であり、電流密度が  $J_c$  を越えると磁場勾配が増加して力の釣合が保てなくなり、臨界状態は崩れ、磁束線がいっせいに運動する。これは、磁束フロー状態と呼ばれる。このとき、大きさが速度  $\vec{v}$  に比例し、磁束線の運動を拘束しようとする力が働き、これを粘性力という。すなわち、この場合の力の釣り合いは

$$\vec{J} \times \vec{B} - \vec{\delta} F_p - \frac{B}{\phi_0} \eta \vec{v} = 0 \quad (1.7)$$



となる。ここで  $\phi_0$  は量子磁束 ( $h/2e = 2.07 \times 10^{-15}$  Wb,  $h$  は Planck の定数で  $6.63 \times 10^{-34}$  J·s,  $e$  は電荷素量で  $1.60 \times 10^{-19}$  C) であり、 $\eta$  は粘性係数である。これを (1.4)、(1.5)、(1.6) 式を用いて電流密度について書くと

$$J = J_c + \frac{E}{\rho_f} \quad (1.8)$$

となる。ここで  $\rho_f = B\phi_0/\eta$  はフロー比抵抗である。このように磁束線に働く力の釣合が超伝導体における  $E$ - $J$  特性の根拠を与えている。こうした磁束フロー状態ではすべての磁束線が連続的に運動していると考えられる。

### 1.2.5 磁束クリープ

一般に超伝導体では、電流密度がピンニングの強さで決まる臨界値  $J_c$  以下であっても、有限温度環境下であるため、ピンに捕まった磁束線でも、熱活性化運動によりピンから外れ、動きだすことがある。これを磁束クリープという。磁束クリープは離散的かつ不連続的な磁束線の運動で、上で述べた磁束フローとは異なる。磁束クリープの際に一緒に運動する磁束線の集団を磁束バンドルという。例えば図 1.1 は磁束バンドルの位置によって変化するエネルギーの様子で、ピンに捕まった磁束バンドルを模式的に表している (右下がりになっているのはこの方向へ働く Lorentz 力による仕事を考慮しているためであり、したがってこの傾きは電流密度  $J$  に比例する)。熱活性化運動がなければ、この状態で安定であるが、熱活性化運動のため、磁束バンドルはある確率をもってこのピンから外れる。単位時間内に熱じょう乱を受けて磁束バンドルがエネルギー障壁を越えようとする跳躍の回数を  $\nu_0$  とする<sup>3)</sup>。図 1.1 においては  $U$  は活性化エネルギーを表し、1 回の跳躍でこのエネルギー障壁を飛び越える確率は  $\exp(-U/k_B T)$  で与えられる。ここで  $k_B$  は Boltzmann 定数である。1 度の跳躍で磁束バンドルが移動する距離は大体、磁束線格子間隔  $a_f$  程度と予想される。したがって磁束線の平均の速度は  $a_f \nu_0 \exp(-U/k_B T)$  となり、(1.4) 式より発生する電界は

$$E = B a_f \nu_0 \left[ \exp\left(-\frac{U}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{U'}{k_B T}\right) \right] \quad (1.9)$$

で与えられる。ただし、 $U'$  は磁束バンドルが Lorentz 力と反対側に動く場合の活性化エネルギーである。なお、電流を流さない状態で、図 1.1 が水平になったときの活性化エネルギー  $U$  がピン・ポテンシャル  $U_0$  に等しい。

ここで磁束クリープによってピンニングによる超伝導電流が時間とともにどのように変化するかを考えてみよう。簡単のために十分に広い超伝導平板 ( $0 \leq x \leq 2d$ ) に対して十分高い磁界  $B_e$  を  $z$  軸方向に加えたとする。対称性から半分  $0 \leq x \leq d$  のみを取り扱えばよい。磁界を増加させる場合を考えれば、電流は  $y$  軸の正方向に流れ、磁束線は  $x$  軸の正方向に Lorentz 力を受けて磁束クリープにより移動する。Bean-London モデルを用いて電流密度を  $J$  とすると平板内の磁束分布は  $B = B_e - \mu_0 Jx$  となり、この平均は  $\langle B \rangle = B_e - \mu_0 Jd/2$  である。一方、観測される電界、すなわち超伝導体表面  $x = 0$  に発生する電界は

$$E = \frac{\partial d \langle B \rangle}{\partial t} = -\frac{\mu_0 d^2}{2} \cdot \frac{\partial J}{\partial t} \quad (1.10)$$

となる。したがって (1.9) 式の指数関数の係数  $B a_f \nu_0$  を外部磁界  $B_e$  のときに対応した一定値と見なし (例えば  $B \simeq B_e$ )、 $U$  を電流密度  $J$  の関数として表せば、(1.10) 式を解くことができる。今、熱じょう乱の影響がない、仮想的な臨界状態を考えると、これは図 1.1 で  $U = 0$  の状態であり、そこまで  $J$  を増加させても磁束線は Lorentz 力で流されない。このときの臨界電流密度の値を  $J_{c0}$  とする。熱じょう乱の影響が少ない低温では、これに近い状態でも磁束フローのような定常的な運動状態にはないと予想される。この場合、 $U \ll U'$  で、(1.9) 式の第 2 項は無視できる。

ここで  $U$  は電流密度  $J$  の増加と共に減少する。また、 $U = 0$  のとき電流密度が臨界電流密度  $J_{c0}$  であるから、これを

$$U(J) = U_0^* \left( 1 - \frac{J}{J_{c0}} \right) \quad (1.11)$$

と展開できる。 $U_0^*$  はこの展開近似を  $J \rightarrow 0$  の極限まで延長したもので、図 1.2 に示すように  $J = 0$  の場合の活性化エネルギーである真のピン・ポテンシャル  $U_0$  とは必ずしも同一ではない。このため  $U_0^*$  を見かけのピン・ポテンシャルという。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。(1.10)、(1.11) 式を (1.9) 式に代入すれば、 $J$  のみに関する方程式

$$\frac{\partial J}{\partial t} = -\frac{2B a_f \nu_0}{\mu_0 d^2} \exp \left[ -\frac{U_0^*}{k_B T} \left( 1 - \frac{J}{J_{c0}} \right) \right] \quad (1.12)$$

が得られる。上に述べたように右辺の指数関数の前の係数が一定と見なせれば、この式は  $t = 0$  で  $J = J_{c0}$  という初期条件の下で容易に解けて

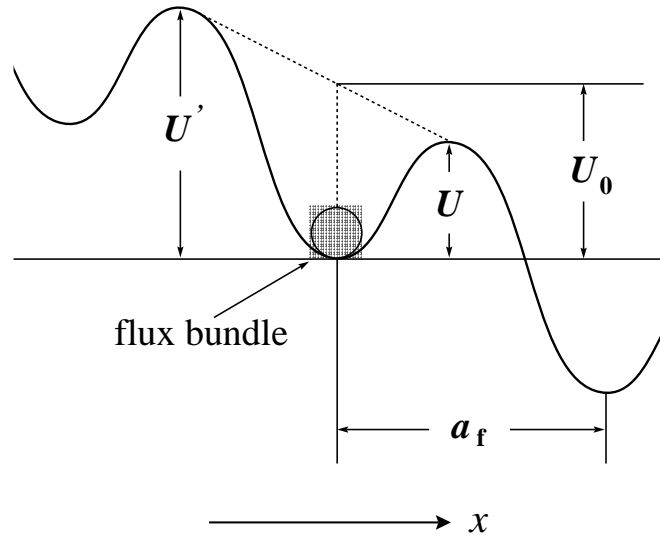


図 1.1. 電流が流れている状態で磁束バンドルが感じるエネルギー (縦軸) と位置 (横軸) の関係

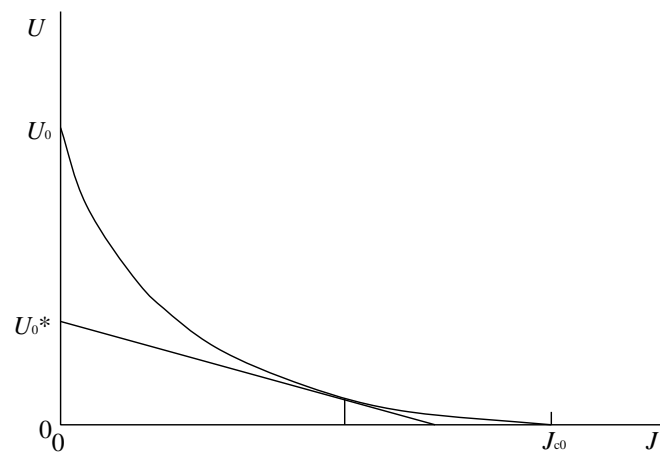


図 1.2. 活性化エネルギーの電流密度依存性

$$\frac{J}{J_{c0}} = 1 - \frac{k_B T}{U_0^*} \log \left( \frac{t}{\tau} + 1 \right) \quad (1.13)$$

となる。ただし  $\tau$  は  $\tau = \mu_0 d^2 J_{c0} k_B T / 2 B a_f \nu_0 U_0^*$  で与えられる時定数である。 $t \gg \tau$  であるような十分時間が経った後では (1.13) 式の括弧の中の 1 は無視でき、よく知られたように時間とともに対数的に減少する電流密度が導かれる。また電流密度の対数減衰率

$$-\frac{d}{d \log t} \left( \frac{J}{J_{c0}} \right) = \frac{k_B T}{U_0^*} \quad (1.14)$$

から  $U_0^*$  が得られる。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、 $J/J_{c0} \rightarrow M/M_0$  と対応させることができる。

### 1.2.6 磁束クリープ理論

磁束クリープ現象が熱活性化運動により磁束バンドルがピンから外れ、ある確率を持ってエネルギー障壁を飛びこえる現象であることは前にも述べたが、この現象で重要なパラメータとなっているピンポテンシャル  $U_0$  を理論的に見積もってみる。

今、磁束線の変位  $u$  に対するピン力密度の変化を考えたとき、それを表した図は経験的に図 1.3 のように  $-J_c B$  から  $J_c B$  へと変化する。図をみてわかるように初期状態からの変位量  $u$  が十分小さい領域では、ピン力密度は  $u$  とともに変化率  $\alpha_L$  をもってほぼ線形的に変化し、現象は可逆である。 $\alpha_L$  はを Labusch パラメータといい、ピンニングの強さを表している。 $u$  が大きくなるにつれて、局所的にはピンポテンシャルから飛び出す磁束線が現れはじめ、ピン力密度-変位特性は線形から非線形へと移行する。変位がさらに大きくなるとピン力密度は  $J_c B$  の値に漸近し、現象は完全に不可逆な臨界状態モデルで記述されるようになる。また図 1.3 において  $\alpha_L d_i = J_c B$  の関係がある。ここで  $d_i$  は、平均化されたピンポテンシャルの半径を表す量であり、相互作用距離と呼ばれる。ただし、ここで注意しなければならない事は、クリープの影響を受けない図 1.1 のポテンシャルを、実験結果である図 1.3 から求まるポテンシャルを用いて表す事はできないということである。すなわち、実験結果にはクリープの影響があり、電流密度と同様にそのときのポテンシャルの値はクリープの影響がないとしたときの値よりも小さくなる。そこで、こうした仮想的な場合でも図 1.3 のような関係が成

り立つと仮定し  $J_c \rightarrow J_{c0}$  とする。したがって、 $\alpha_L d_i = J_{c0} B$  という関係が導かれる。

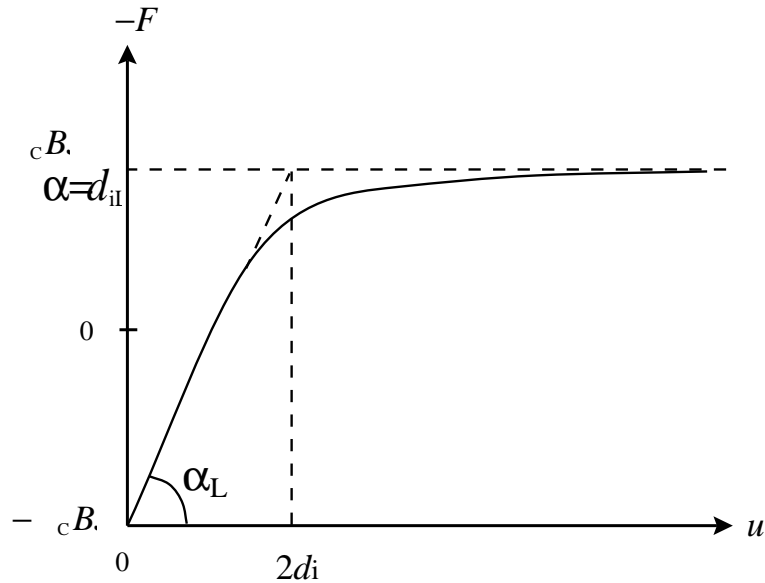


図 1.3. 磁束線の変位に対するピン力密度の変化

図 1.3において変位  $u$  が 0 から  $d_i$  まで、ピン力密度に逆らって磁束線を動かしたときの仕事密度、すなわち磁束線の単位体積当りの平均化したピン・ポテンシャル  $\hat{U}_0$  は

$$\hat{U}_0 = \frac{\alpha_L d_i^2}{2} \quad (1.15)$$

のように求まる。また、相互作用距離  $d_i$  は前述の  $\zeta$  を用いて磁束線格子間隔  $a_f$  と

$$d_i = \frac{a_f}{\zeta} \quad (1.16)$$

の関係があることが経験的に知られている。ここで  $\zeta$  はピンの種類によって決まるパラメータで、本研究では点状欠陥についての値  $\zeta=2\pi$  を用いている。

$\hat{U}_0$  と磁束バンドルの体積  $V$  との積から、クリープがないとした時の磁束バンドルが感じるピン・ポテンシャルは

$$U_0 = \hat{U}_0 V \quad (1.17)$$

のように求まる。一般的に磁束バンドルについては、外部磁界に対して平行な方向（縦方向サイズ  $L$ ）と垂直な方向（横方向サイズ  $R$ ）とは互いに異なる。縦方向サイズは

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

で与えられる。ここで  $C_{44}$  は曲げに対する磁束線の弾性定数で

$$C_{44} = \frac{B^2}{\mu_0} \quad (1.19)$$

である。一方、横方向磁束バンドルサイズ  $R$  は

$$R = \left( \frac{C_{66}}{\alpha_L} \right)^{1/2} \quad (1.20)$$

で与えられる。 $C_{66}$  は磁束線格子の剪断定数である。ここで、超伝導体のピンが極端に弱い場合をのぞいて  $R$  は磁束線格子間隔  $a_f$  程度か、その数倍程度と予想されることから

$$R = ga_f \quad (1.21)$$

のように表される。ここで、 $g^2$  は磁束バンドル内の磁束線の数を表す。本研究では超伝導体試料が  $L$ 、 $R$  より大きいので、磁束バンドルの体積  $V$  は

$$V = LR^2 \quad (1.22)$$

で表される。以上より、ピンニングポテンシャル  $U_0$  は、

$$U_0 = \frac{0.835g^2k_B J_{c0}^{1/2}}{\zeta^{3/2} B^{1/4}} \quad (1.23)$$

となる。

### 1.2.7 不可逆磁界 $B_i$

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磁界の変化に対して可逆となり、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観測される。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

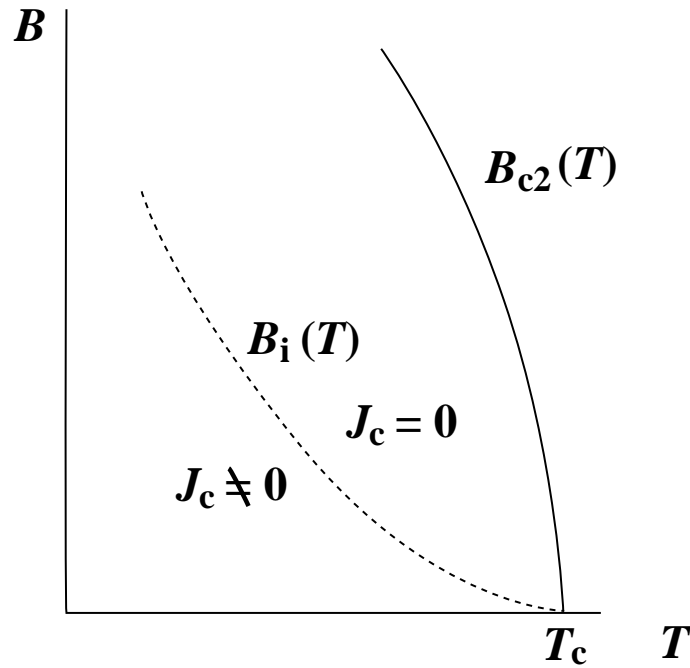


図 1.4. 温度 - 磁界平面上の相境界  $B_{c2}(T)$  と不可逆曲線  $B_i(T)$ 。

線と呼ぶ (図 1.4 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  $B_{c2}$  よりずっと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。

上述のような不可逆磁界は、ピン力などの分布がない場合には、 $E-J$  曲線を計算してからではなく、ピンニングポテンシャル  $U_0$  を用いて直接近似的に評価することもできる。ピンニングによりもたらされる超伝導電流は磁束クリープのために時間とともに減衰する。またこうした減衰に伴って磁束分布が変化し、それにより (1.9) 式にしたがって電界が生じるので、臨界電流密度は仮想的な値  $J_{c0}$  より小さな値になる。電界基準  $E_c$  (たとえば  $1.0 \times 10^{-4}$  V/m) を用いて臨界電流密度を定義する場合

$$E_c = Ba_f \nu_0 \exp \left[ -\frac{U(J_c)}{k_B T} \right] \quad (1.24)$$

が臨界電流密度  $J_c$  を決定する式となる。また磁束クリープがさらに激しく

なると、わずかな電流密度に対しても基準を超える電界となり、臨界電流密度がゼロとなる。図 1.2 より、 $J = J_c = 0$  のときに活性化エネルギーがピン・ポテンシャルに等しくなることに注意すれば、不可逆磁界  $B_i(T)$  は

$$E_c = Ba_f \nu_0 \exp \left[ -\frac{U_0(B_i, T)}{k_B T} \right] \quad (1.25)$$

から決定される。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

$$J_{c0} = A \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^m B^{\gamma-1} \left( 1 - \frac{B}{B_{c2}} \right)^\delta \quad (1.26)$$

と仮定する。ここで、 $A$ 、 $m$ 、 $\gamma$  と  $\delta$  はピンニングパラメーターである。

ここで  $L$  が  $d$  より小さい場合のピンニングポテンシャル  $U_0$  を用いて不可逆磁界  $B_i$  を近似的に評価してみる。簡単のためピン力の分布を考えなければ、(1.23)、(1.25)、(1.26) 式を用いて

$$B_i^{(3-2\gamma)/2} = \left( \frac{K_1}{T} \right)^2 \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^m \quad (1.27)$$

のように表される。ただし  $K_1$  はピン力密度に依存した量で、

$$K_1 = \frac{0.835 g^2 A^{1/2}}{\zeta \ln(B_i a_f \nu_0 / E_c)} \quad (1.28)$$

であり、 $B_i$  は  $B_{c2}$  より十分小さいという仮定を用いた。 $K_1$  は  $B_i$  に依存するが、その依存性は小さいため、ここでは近似的に  $K_1$  を定数と見なす。

### 1.2.8 ピンの分布を考慮した磁束クリープ・フローモデル

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・フローモデルを考える。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。前節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。一般に電界にはこの二つの成分がある。



図1.1におけるような磁束バンドルの位置とエネルギーの関係をポテンシャル  $F(x)$  を近似的に正弦波状のもので仮定し、

$$F(x) = \frac{U_0}{2} \sin kx - f_L x \quad (1.29)$$

のように表現する。ここで  $U_0/2$  はポテンシャルの振幅、 $k = 2\pi/a_f$  はポテンシャルの空間的な周期の逆数、すなわち波数であり、 $f_L = JBV$  は磁束バンドルに働くローレンツ力を表している。ここで  $V$  は磁束バンドルの体積である。

エネルギーを微分すると力  $f(x)$  が求まることから、(1.29) 式で表されるポテンシャル場中で磁束バンドルが感じる力は

$$f(x) = -\frac{dF(x)}{dx} = -\frac{U_0 k}{2} \cos kx + f_L \quad (1.30)$$

となる。また、この式において  $f(x) = 0$  として平衡位置を求めると

$$x = -\frac{1}{k} \cos^{-1} \frac{2f_L}{U_0 k} \equiv -x_0 \quad (1.31)$$

を得る。一方、 $F(x)$  は  $x = x_0$  で極大となっており、これからエネルギーバリアー  $U = F(x_0) - F(-x_0)$  が計算でき

$$\frac{U}{U_0} = \left[ 1 - \left( \frac{2f_L}{U_0 k} \right)^2 \right]^{1/2} - \frac{2f_L}{U_0 k} \cos^{-1} \left( \frac{2f_L}{U_0 k} \right) \quad (1.32)$$

と表される。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できるはずである。この場合、 $x_0 = 0$  となるので(1.31) 式より  $2f_L/(U_0 k) = 1$  とならなければならない。このとき  $J = J_{c0}$  となることから、一般に

$$\frac{2f_L}{U_0 k} = \frac{J}{J_{c0}} \equiv j \quad (1.33)$$

の関係が得られる。これより(1.32) 式は規格化された電流密度  $j$  を変数に用いて

$$\frac{U(j)}{U_0} = (1 - j^2)^{1/2} - j \cos^{-1} j \quad (1.34)$$

と表される。

一方、 $U' = U + f_L a_f$  となるが、 $k = 2\pi/a_f$  及び(1.33) 式より

$$U'(j) = U(j) + jU_0\pi \quad (1.35)$$

となる。この関係を用いて (1.9) 式を整理すると、磁束クリープによる電界は

$$E_{cr} = Ba_f \nu_0 \exp \left[ -\frac{U(j)}{k_B T} \right] \left[ 1 - \exp \left( -\frac{\pi U_0 j}{k_B T} \right) \right]; \quad j < 1 \quad (1.36)$$

と表される。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。

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らず、ある程度の影響が残る。ここでは

$$E_{cr} = Ba_f \nu_0 \left[ 1 - \exp \left( -\frac{\pi U_0}{k_B T} \right) \right]; \quad j > 1 \quad (1.37)$$

と近似する。

また、磁束フローによって発生する電界  $E_{ff}$  は

$$\begin{aligned} E_{ff} &= 0; & j \leq 1, \\ &= \rho_f (J - J_{c0}); & j > 1 \end{aligned} \quad (1.38)$$

で与えられると考えられる。二つの寄与からなる電界  $E$  が

$$E = (E_{cr}^2 + E_{ff}^2)^{1/2} \quad (1.39)$$

により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 (1.26) 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。

$$p(A) = K \exp \left[ -\frac{(\log A - \log A_m)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (1.40)$$

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

$$E(J) = \int_0^\infty E p(A) dA \quad (1.41)$$

で与えられ、パラメータを与えることにより、 $E$ - $J$  曲線を評価できる。

### 1.2.9 熱活性化による磁束線のフロー状態

磁束クリープ環境下で電流密度  $J$  が十分小さな領域では  $U \rightarrow U_0$  となることと、(1.35) 式を用いて (1.9) を

$$E \simeq \frac{\pi B a_f \nu_0 U_0 J}{J_{c0} k_B T} \exp\left(-\frac{U_0}{k_B T}\right) \quad (1.42)$$

のようにマクローリン展開近似できる。上式から、線形な電流-電圧特性となっていることがわかる。これを熱活性化による磁束線のフロー状態、すなわち TAFF (Thermally Activated Flux Flow) 状態という。さらに、抵抗率は

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{U_0}{k_B T}\right) \quad (1.43)$$

となる。ただし、 $\rho_0 = \pi B a_f \nu_0 U_0 / J_{c0} k_B T$  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  $U$  のバリエーション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。

### 1.3 高温超伝導体における問題

磁束クリープは高温超伝導体に固有の現象ではなく、金属系超伝導体でも起こる。しかしながら、高温超伝導体において、とくにその影響が大きいことが問題点の1つである。これは高温超伝導体の環境温度が高いことから熱エネルギーが高いことと、ピンニングが弱いことに起因している。

次に、高温超伝導体の臨界電流密度が広く分布していることがもう1つの問題点である。すなわち局所的な臨界電流密度が広く分布する場合、電流-電圧 ( $E$ - $J$ ) 特性の立ち上がりが緩慢となり、

$$E \propto J^n \quad (1.44)$$

と表したときの  $n$  値が小さい。したがって、通常用いられる電界基準  $E_c = 1.0 \times 10^{-4}$  V/m で定義された臨界電流密度が実質的に役に立たない場合がある。また、この他の理由としてはいろいろな欠陥がピンとして作用していることからピン力の分布が広いこと、傾角が大きい結晶界面では弱結合

となり、電流が一様に流れないこと、試料の超伝導フィラメントと銀マトリックスの硬度の違いより、圧延加工の際にソーセージングが起こることが挙げられる。

#### 1.4 研究の目的

前述したように、様々な機器への応用が期待される高温超伝導材料については、従来の金属系超伝導体と異なった、なだらかな  $E$ - $J$  特性を決定する複雑な機構を理解することが重要である。この他にも不可逆磁界などの高温超伝導体の基礎特性を決定する重要なパラメータはピンポテンシャル  $U_0$  である。しかし、現在のところ  $U_0$  の定量的な評価法は少なく、方法としては四端子法を用いた抵抗率の解析による  $U_0$  と、広い  $E$ - $J$  特性の解析による実測値と理論値である (1.23) 式との比較から求まる  $U_0$  と、電界基準  $E_c$  と  $E$ - $J$  曲線から求まる不可逆磁界  $B_i$  を用いて (1.25) 式の解析による  $U_0$  が行われているのみである。これら評価法の詳細については付録にて後述しておく。そこで本研究では、新たに SQUID 磁力計を用いた磁化緩和法により、Bi-2223 銀シーステープ多芯線材の超低電界領域 ( $10^{-11} \sim 10^{-9}$  V/m) である TAFF 領域の線形的な  $E$ - $J$  特性を測定し、磁束クリープ理論との比較から  $U_0$  を定量的に評価し、他の方法と比較する。

## 第 2 章 実験

### 2.1 試料

本研究で用いられた試料は 59 芯 Bi-2223 銀シーステープ多芯線材である。Vacuumschmelze 社で PIT 法によって製作されている。試料中の超伝導フィラメント数  $f$  は 59 であり、フィラメントの平均の幅  $w$  は  $320 \mu\text{m}$ 、平均の厚さ  $d$  は  $11 \mu\text{m}$  である。臨界温度  $T_c$  は 110 K である。

#### 2.1.1 Bi-2223

Bi-2223 は  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  のような組成を持つ高温酸化物系超伝導体である。Bi 系超伝導体は 2 次元的な結晶構造のために、圧延や熔融凝固などの極めて単純な機械的処理により容易に配向し、Y 系に比べて結晶粒間の電流密度が小さくなるという不都合が生じにくい、すなわち弱結合の問題が小さいという利点がある。このような利点は線材化を行うにあたって圧倒的に有利なことであり、近年ではその線材を用いて超伝導マグネットや超伝導トランスなどが製作されている。しかし、現在の Bi 系超伝導線材の特性が十分なものであるというわけではなく、実際に応用するためには、さらなる特性改善が必要であり、改善点としては高温・高磁界での臨界電流密度が低い、高温での不可逆磁界が低い、弱結合が完全には除去されていない、交流磁界や交流電流による損失が十分小さくなっていないなどが挙げられる。上記の利点に加え、コスト面でも応用に適している Bi 系は、当面は線材開発の主流であるであろうから、先程の特性改善が大いに期待される材料である。

#### 2.1.2 PIT(Powder In Tube) 法

本研究で用いたような Bi 系試料の線材化ではその形成プロセスに、主として Powder In Tube(以下 PIT 法) 法が用いられる。この技術の特徴から

銀 (Ag) シース法とも呼ばれている。この PIT 法は、量産性があり、実用化に必須な長尺化が容易で、銀シースによる安定化基準を満たす設計が容易であるなどの利点がある。また、銀を用いる理由としては、銅 (Cu) などに比べ加工しやすく、金 (Au) などに比べコスト面が良いことである。さらに応用上では、試料の超伝導部分が発熱等で一部壊れても銀が電流のバイパスの役目を果たし、試料の安定化につながる。試料作成の概要としては、出発原料である酸化物の仮焼粉末を銀パイプに充填し、押し出し・伸線、平圧延加工によってリボン状に仕上げ、生成熱処理を行うもので、多芯線テープ線材を作成するときは、ある程度加工した丸線を多数本さらに銀パイプに詰め加工し、この工程を繰り返す。

さて銀シース法を用いるのは、導体形状を組み上げる際に予測される曲げ歪みを繰り返し加えても、銀が歪みを吸収する保強剤として働くため、電流特性の低下はほとんど無い。しかし、通電した抵抗法による測定の場合、超伝導体の抵抗が銀の抵抗に近付くと、超伝導体を流れていた電流は銀シースの方へ流れ出す。この銀シースへの分流が起こると、正しく  $E$ - $J$  特性を評価できなくなる。すなわちこの場合、真に超伝導領域に流れる電流は与えた電流よりも小さくなる。この影響を取り除く方法として、銀と超伝導体の並列回路を用いた簡単なモデルが提案されている。しかし、銀シース法においては、銀と超伝導体の界面抵抗のために銀から超伝導領域への電流の流れ込みがスムーズにいかないことがあり、その場合、真に超伝導領域に流れる電流が把握できていないという問題がある。

## 2.2 実験方法

本研究では、実験として SQUID 磁力計を用いた磁化法による測定を行った。また、TAFV 領域の従来の測定法である四端子法を用いて測定を行った。それぞれの測定の詳細を以下に示す。

### 2.2.1 四端子法

実験として、Bi-2223 銀シーステープ線材の  $E$ - $J$  特性を評価するために、通電法である四端子法（抵抗法）を用いた。この四端子法では高電界領域 ( $10^{-5} \sim 10^{-2}$  V/m) の評価を行った。測定はヘリウムガス雰囲気中で 50 K から 90 K までの温度範囲で行ない、印加磁界は 1 T から 7 mT までの範囲

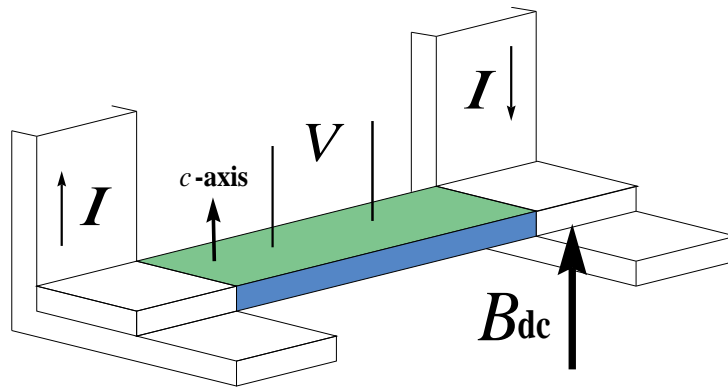


図 2.1. 四端子法

であった。

図 2.1 のように試料に電流端子と電圧端子をそれぞれ取り付け、 $c$  軸に平行な一定磁界  $B$ 、一定温度  $T$  の下で 1 秒のパルス電流  $I$  を通電し、電圧端子間距離  $L = 10$  mm に生じる電圧  $V$  を測定した。 $E$ - $J$  特性は以下の解析式を用いて評価した。

$$J = \frac{I}{wdf} \quad (2.1)$$

$$E = \frac{V}{L} \quad (2.2)$$

パルス通電としたのは通電時の発熱により試料の温度が上昇するのを抑えるためである。また試料と電流端子をはんだ付けする際に接触面積を大きくすることにより、できるだけ電流が試料に一様に流れるようにした。測定はヘリウム・ガス雰囲気中でヘリウム流量とヒータにより温度をコントロールして行なった。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。通電による温度の揺らぎは低電流密度の場合で、 $\pm 0.1$  K、高電流密度の場合でも  $\pm 0.8$  K 以下程度であった。

### 2.2.2 SQUID 磁力計

実験として、SQUID(Superconducting Quantum Interference Device、超伝導量子干渉素子)を用いた MPMS(Magnetic Property Measurement System) システムを使って緩和測定を行った。SQUID は、超伝導現象を利用して実現できる高性能な磁気センサである。MPMS システムは、内部に超伝導マグネットを備えており、自動制御により磁気モーメントを測定できる。

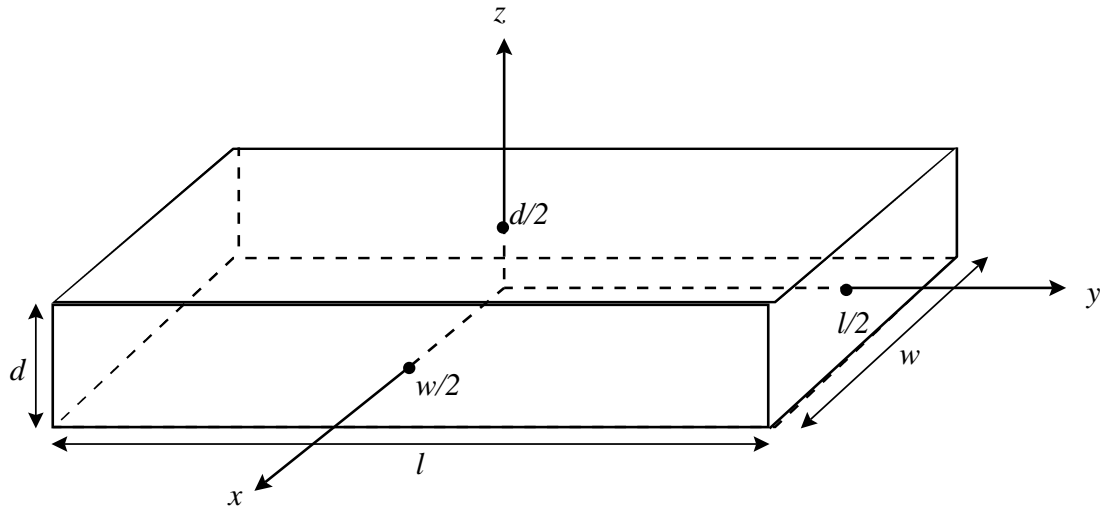


図 2.2. 直方体状の超伝導体

このシステムで使用する通常の測定過程では試料移動装置を用いて検出コイルより下の移動の下限の位置に置き、次いで試料をコイル中で上方へある距離連続的に移動させ、SQUID からの出力電圧を読み取ることによって測定される。

磁気モーメントは、MPMS システムに組み込まれた Full Length DC Scan により一定の数のデータを二乗の和の平方根として計算される。この過程は試料の体積変化による誤差を減少させる。

### 2.2.3 SQUID 磁力計による磁化法

本研究では、Bi-2223 銀シーステープ線材の  $E$ - $J$  特性を評価するために、SQUID 磁力計による磁化法を用いた。この磁化法では超低電界領域 ( $10^{-11} \sim 10^{-9}$  V/m) の評価を行った。測定はヘリウムガス雰囲気中で 40 K から 77.3 K までの温度範囲で行ない、印加磁界は 5 mT から 900 mT までの範囲であった。また、テープは長さ  $l = 4.2$  mm に切断して用いた。

今、試料中のフィラメントを一つとして  $E$ - $J$  特性を考える。図 2.2 のように幅  $w$ 、長さ  $l (\gg w)$ 、厚さ  $d$  の直方体の超伝導体で幅方向を  $x$  軸に、長さ方向を  $y$  軸に、厚さ方向を  $z$  軸にとり、 $z$  軸方向に一樣な外部磁界  $B_e$  をかける。仮定として、超伝導体内が臨界状態で、超伝導体内を流れる遮蔽電流に Bean モデルを用いる。SQUID 磁力計から測定された磁気モーメント  $m$  の時間 (対数) 緩和から電流密度  $J$  を、 $m$  の時間変化分から  $E$  を導出



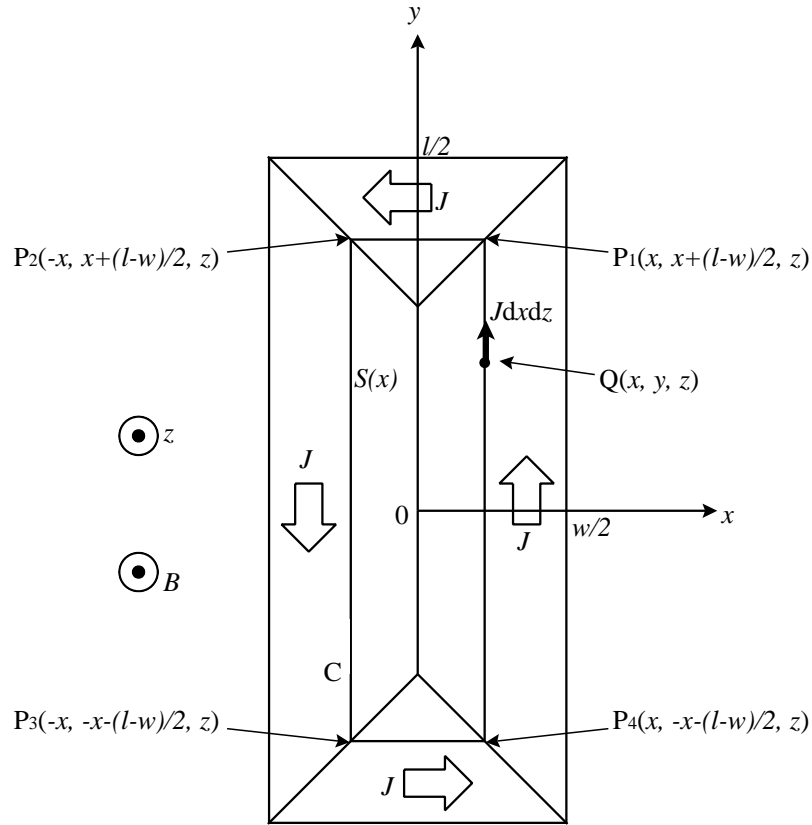


図 2.3.  $xy$  平面に平行な平面中の電流の経路

する。以降にその解析式の導出手順を示す。

超伝導体内の電流は  $z = \text{一定}$  の面 ( $x$ - $y$  面に平行) の上を流れる。点  $Q(x, y, z)$  を通る電流を図 2.3 の矢印で示す。同図のように点  $Q$  を通る電流は、点  $P_1(x, x + (l - w)/2, z)$ 、 $P_2(-x, x + (l - w)/2, z)$ 、 $P_3(-x, -x - (l - w)/2, z)$ 、及び  $P_4(x, -x - (l - w)/2, z)$  を頂点とする長方形の閉路  $C$  を通る。

## $J$ の導出

閉路  $C$  が作る面積を  $S(x)$  とすると、環状の電流要素  $dI = Jdx dz$  が作る磁気モーメントは  $dm = dIS$  の関係を用いる。また、この超伝導体が  $n_f$  個あるので試料全体の磁気モーメントは、

$$m = n_f \int_0^d \int_0^{\frac{w}{2}} S(x) J dx dz \quad (2.3)$$

ここで、 $S(x) = (2x) \cdot 2[x + (l - w)/2]$  から、

$$m = n_f \int_0^d \left[ \frac{4}{3}x^3 + x^2(l - w) \right]_0^{\frac{w}{2}} J dz = \frac{n_f w^2 d (3l - w) J}{12} \quad (2.4)$$

よって、

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

## $E$ の導出

$x = \frac{w}{2}$  のときの閉路  $C$  を  $C_1$  とすると、 $C_1$  を貫く磁束は、

$$\Phi = (B_e + \mu_0 M) S \quad (2.6)$$

ここでの  $M$  はフィラメント一本の磁化、 $S$  は閉路  $C_1$  で囲まれる面積で  $S = wl$  である。また、フィラメント一本の体積を  $V = wld$  とすると、

$$M = \frac{m/n_f}{V} = \frac{m}{n_f wld} \quad (2.7)$$

したがって、

$$\Phi = (B_e + \mu_0 M) S = B_e wl + \frac{\mu_0 m}{n_f d} \quad (2.8)$$

とする。ここで、電磁誘導の法則、

$$\oint_{C_1} E ds = - \frac{d\Phi}{dx}$$

より

$$(2w + 2l)E = - \frac{d}{dt} \left( B_e wl + \frac{\mu_0 m}{n_f d} \right)$$

が得られる。これから電界は

$$E = - \frac{\mu_0}{2n_f(w + l)d} \cdot \frac{dm}{dt} \quad (2.9)$$

で与えられる。

## 第 3 章 結果及び検討

この章では、まず始めに SQUID 磁力計を用いた磁化緩和法による高電界領域を測定した結果と、従来の測定法である四端子法による超低電界領域を測定した結果を示す。その実験結果である広い電界領域にわたる  $E$ - $J$  特性と、磁束クリープ・フローモデルを用いた理論値と比較し、これにより  $J_{c0}$  を抽出する。また、上記の TAFF 領域におけるオーミックな  $E$ - $J$  特性と磁束クリープ理論との比較から求める定量的な  $U_0$  を評価し、従来の  $U_0$  の評価法と比較および検討する。

### 3.1 実験結果

#### 3.1.1 磁化緩和法による測定結果

$T = 40$  K,  $50$  K,  $60$  K,  $70$  K,  $80$  K において測定した結果をそれぞれ図 3.1、3.2、3.3 にプロットで示す。ただし、ここでは  $E$ - $J$  特性の線形性を示すことが目的なので、 $T = 50$  K,  $60$  K,  $70$  K における結果を示す。

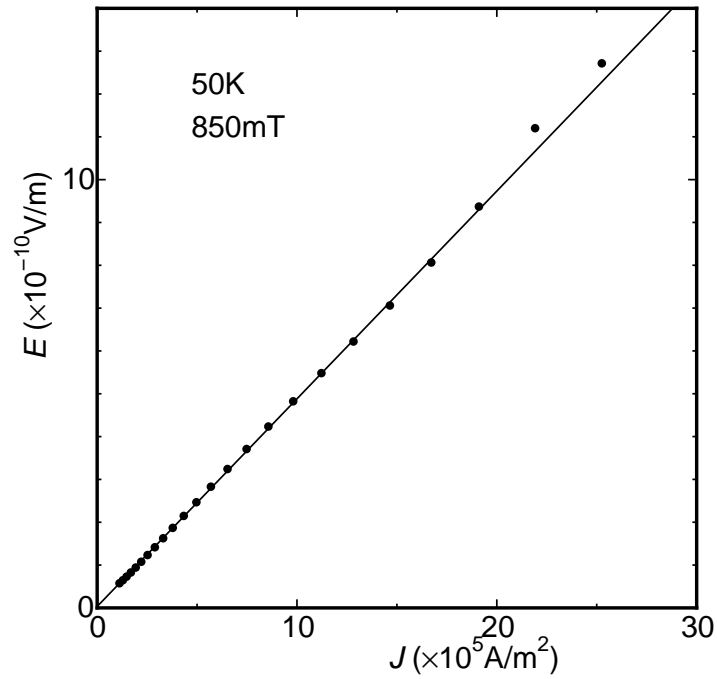


図 3.1. 50.0 K、850 mT における実験値 (symbol) と理論値 (line) との  $E$ - $J$  曲線の比較

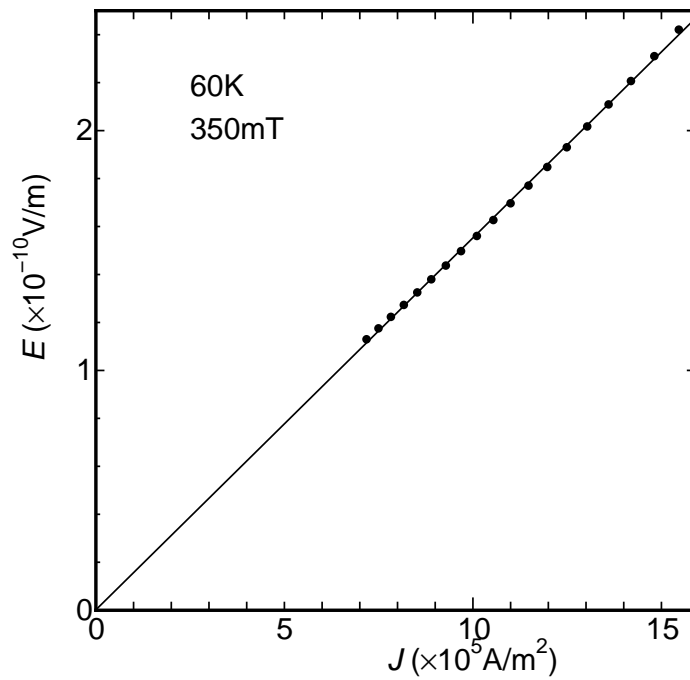


図 3.2. 60.0 K、350 mT における実験値 (symbol) と理論値 (line) との  $E$ - $J$  曲線の比較

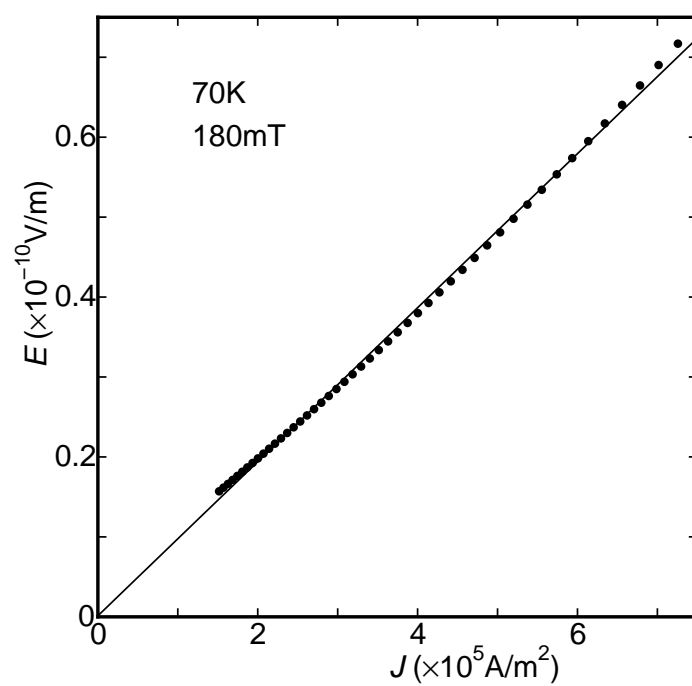


図 3.3. 70.0 K、180 mT における実験値 (symbol) と理論値 (line) との  $E$ - $J$  曲線の比較

### 3.1.2 四端子法による測定結果

$T = 50 \text{ K}$ ,  $60 \text{ K}$ ,  $70 \text{ K}$ ,  $80 \text{ K}$ ,  $90 \text{ K}$ において測定した結果をそれぞれ図 3.4、3.5、3.6にプロットで示す。ただし、同様に  $T = 50 \text{ K}$ ,  $60 \text{ K}$ ,  $70 \text{ K}$ のときの結果を示す。

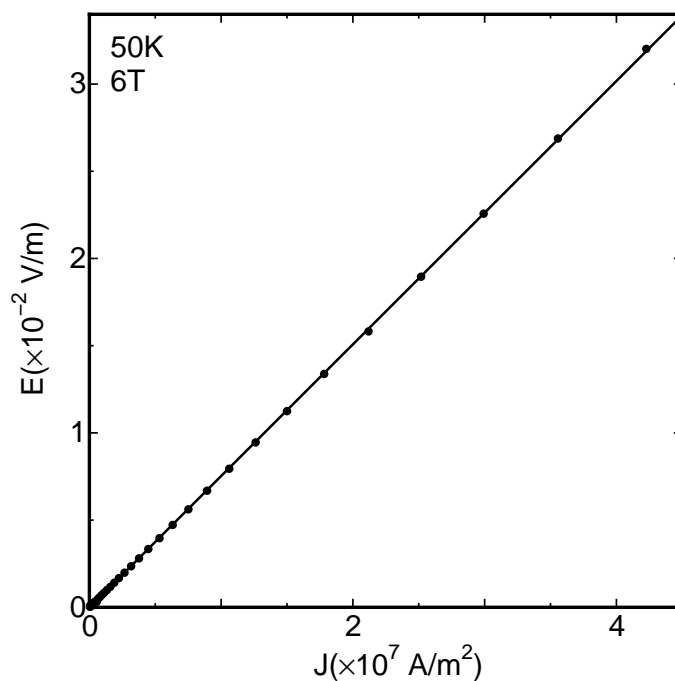


図 3.4. 50.0 K、6 Tにおける  $E$ - $J$  曲線

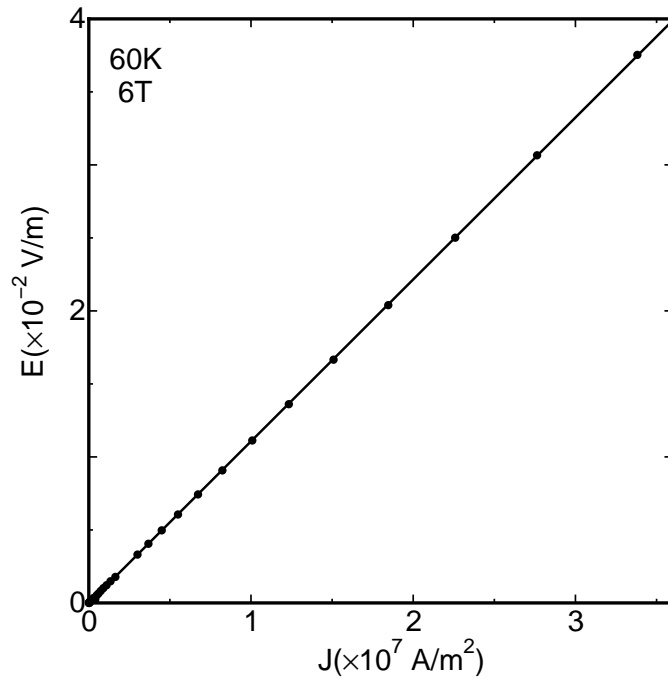


図 3.5. 60.0 K、6 T における  $E$ - $J$  曲線

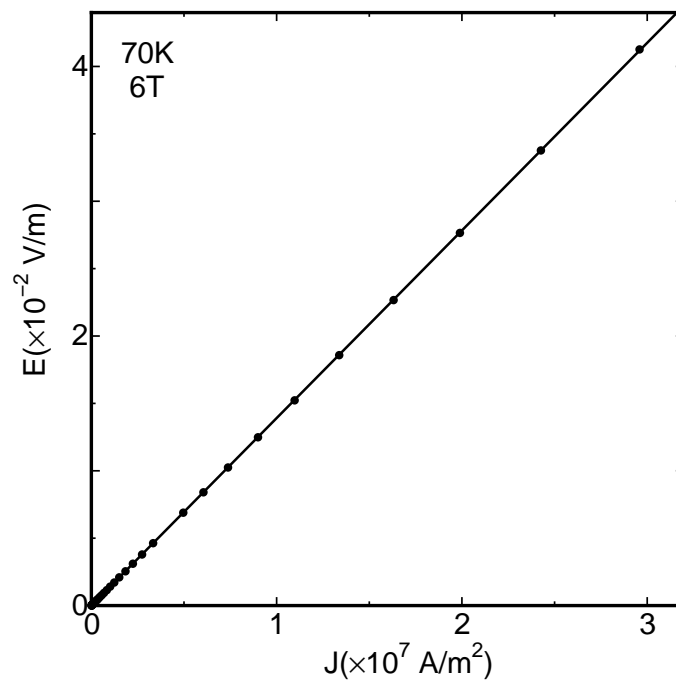


図 3.6. 70.0 K、6 T における  $E$ - $J$  曲線

### 3.1.3 広い電界領域における $E$ - $J$ 特性

$T = 50$  K,  $60$  K,  $70$  K において、上記二つの測定法における実験結果をまとめたものを以下に図 3.7、3.8、3.9 として示す。また、その際に同試料で以前より報告のあった  $E$ - $J$  曲線を参考までに示す。この測定結果から、ピンポテンシャル  $U_0$  を求めるのに重要なパラメータとなる  $J_{c0}$  を抽出する。そのときの解析法を以下に示しておく。

#### 測定結果から $J_{c0}$ の抽出

1.2.7 節でピンポテンシャル  $U_0$  を求めるのに重要なパラメータとなるクリープがないとしたときの仮想的な臨界電流密度  $J_{c0}$  は、(1.26) 式に（本研究では計算の簡単のため） $A$  の最頻値に対応する  $A_m$  を用いて、

$$J_{c0} = A_m \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^m B^{\gamma-1} \quad (3.1)$$

のように記述できることを述べた。ただし、測定が低磁界側で上部臨界磁界  $B_{c2}$  に対して十分小さいことが考慮されている。一方で、以前より本試料に対して測定された広い電界領域にわたる  $E$ - $J$  特性と磁束クリープ・フローモデルによる理論的な  $E$ - $J$  特性との比較により、(5.1) 式中のピンニングパラメータ  $A_m$ 、 $m$ 、 $\gamma$  の値が以下のように報告されており<sup>?)</sup>、本研究でもこのピンパラメータを用いる。以上の流れから、 $J_{c0}$  を抽出した。

表 3.1 ピンパラメータの値

$A_m$	$m$	$\gamma$
$9.0 \times 10^8$	2.0	0.51



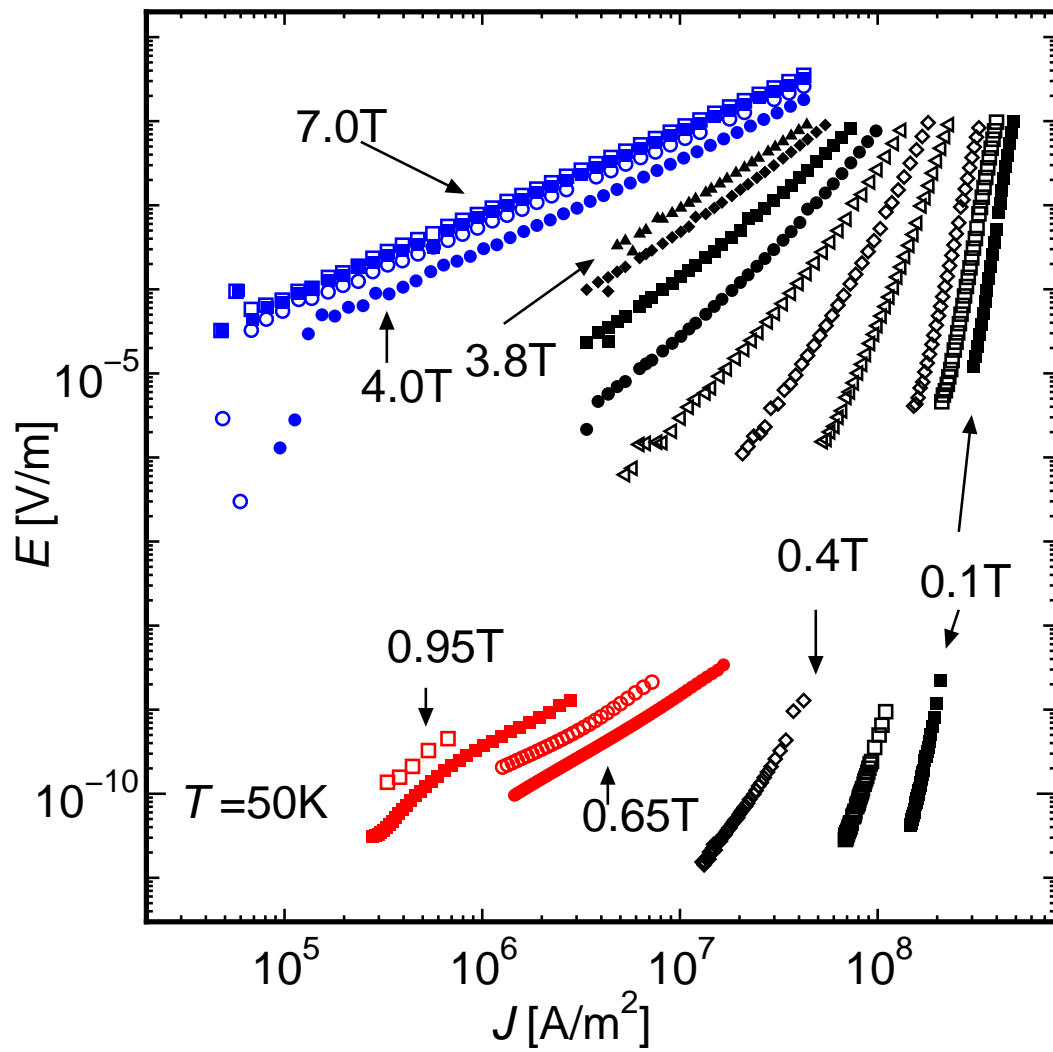


図 3.7. 50.0 K における  $E$ - $J$  曲線

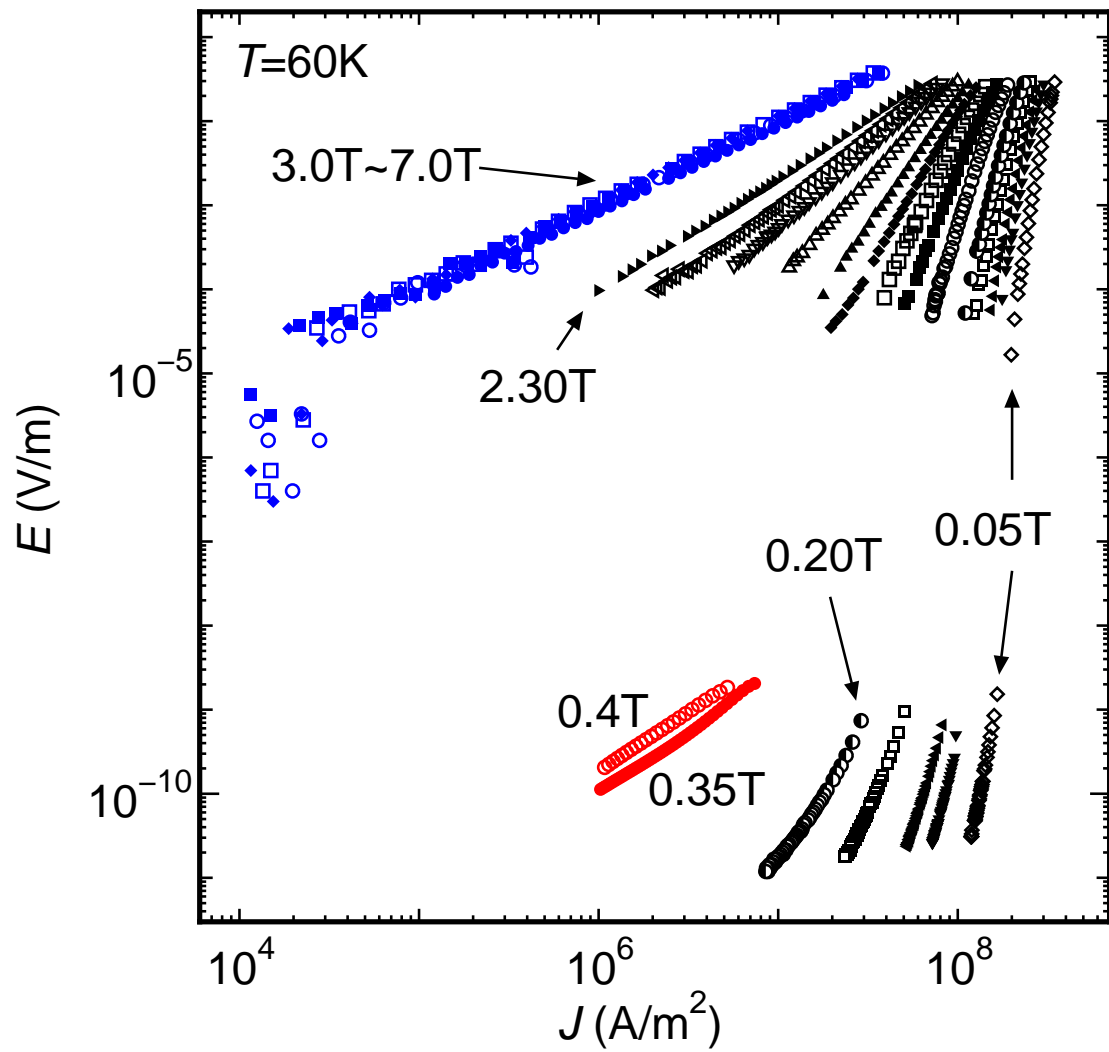


図 3.8. 60.0 K における  $E$ - $J$  曲線

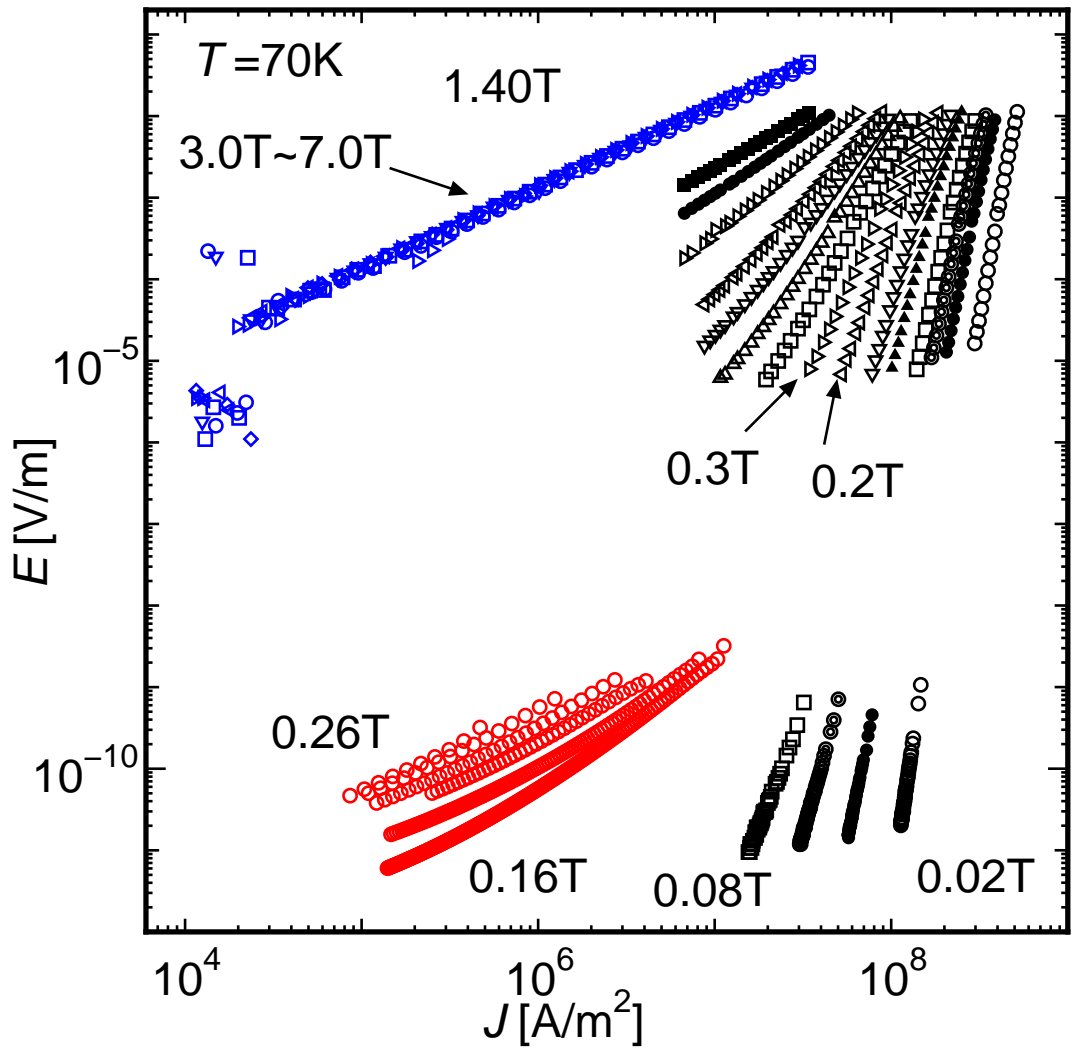


図 3.9. 70.0 K における  $E$ - $J$  曲線

## 3.2 検討

### 3.2.1 各評価法によるピンポテンシャル $U_0$

まず始めに、本研究におけるピンポテンシャル  $U_0$  の評価法についてその導出過程を述べ、その後  $U_0$  の評価の従来法である「広い電界領域にわたる  $E$ - $J$  特性の解析による  $U_0$  の評価」（実線）、と「不可逆磁界  $B_i$  の実測値の解析による  $U_0$  の評価」（白丸）を本研究の評価法（黒丸）と比較したものを、各温度  $T = 50$  K, 60 K, 70 K, 80 K ごとに図 3.10、3.11、3.12、3.13、3.14 として以下に示す。また、他の評価法における  $U_0$  の求め方については、五章付録でその詳細を述べておく。

#### 磁化緩和法を用いた TAFF 領域における $U_0$ の解析法

磁束クリープ理論では序章 1.2.9 節で述べたように、磁束クリープ環境下で電流密度  $J$  が十分小さな領域では、クリープ電界の式を用いて (1.42) 式のように表される。測定結果である  $E$ - $J$  曲線と理論値との比較から、 $J_{c0}$  は既に導出されているので、(1.42) 式を用いてピンポテンシャル  $U_0$  を評価する。

#### 各評価法によるピンポテンシャル $U_0$ の評価とその考察

図 3.10 から図 3.14 より、各温度において広い電界領域にわたると  $E$ - $J$  特性の解析による評価法と本研究の評価法の  $U_0$  の間には多少のずれがみられるが、これは広い電界領域からの解析法で  $U_0$  を求める際に、 $J_{c0}$  の最頻値を用いていることが大きく影響していると考えられる。つまり、 $J_{c0}$  を測定値との比較から決定するとき、重要なパラメータであるピンニングパラメータ  $A$  は本来は分布を持つが、本研究では簡単のため最頻値  $A_m$  を用いているため分布の影響を考慮しておらず、このような影響から  $U_0$  を図のような過大評価ぎみにしていると考察される。また、磁束バンドル中の磁束数である  $g^2$  は、本研究では簡単のため 1 としたが、現実には温度、磁界に対して依存性を持ち、値は変動する。このような理由から、 $g^2$  等の影響を考慮すれば、この評価法の解析は困難となる。しかしながら、本評価法が TAFF 領域という非常に小さな範囲で評価するのに対し、広い温度、磁界の範囲で評価が可能というメリットがある。

次に、不可逆磁界  $B_i$  からの解析法と本研究の解析法とでは、図を考察

する限りでは大きなずれはないが、不可逆磁界からの解析には実測値より  $B_i$  を求める過程上で電界基準  $E_c$  を用いるため、この決定基準により  $B_i$  が左右されるという問題がある。また、 $B_i$  の導出過程において

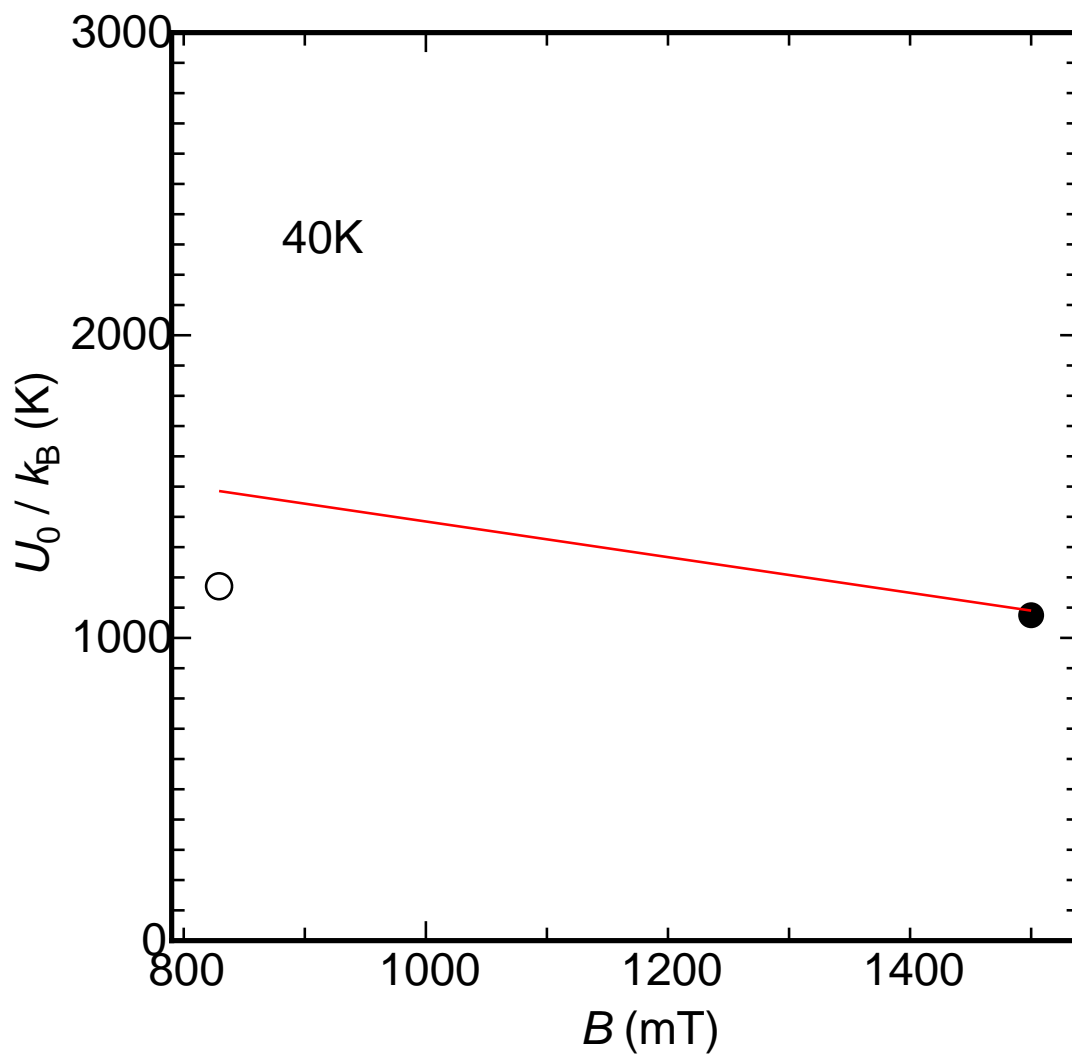


図 3.10. 40.0 K におけるピンポテンシャル  $U_0$  の比較

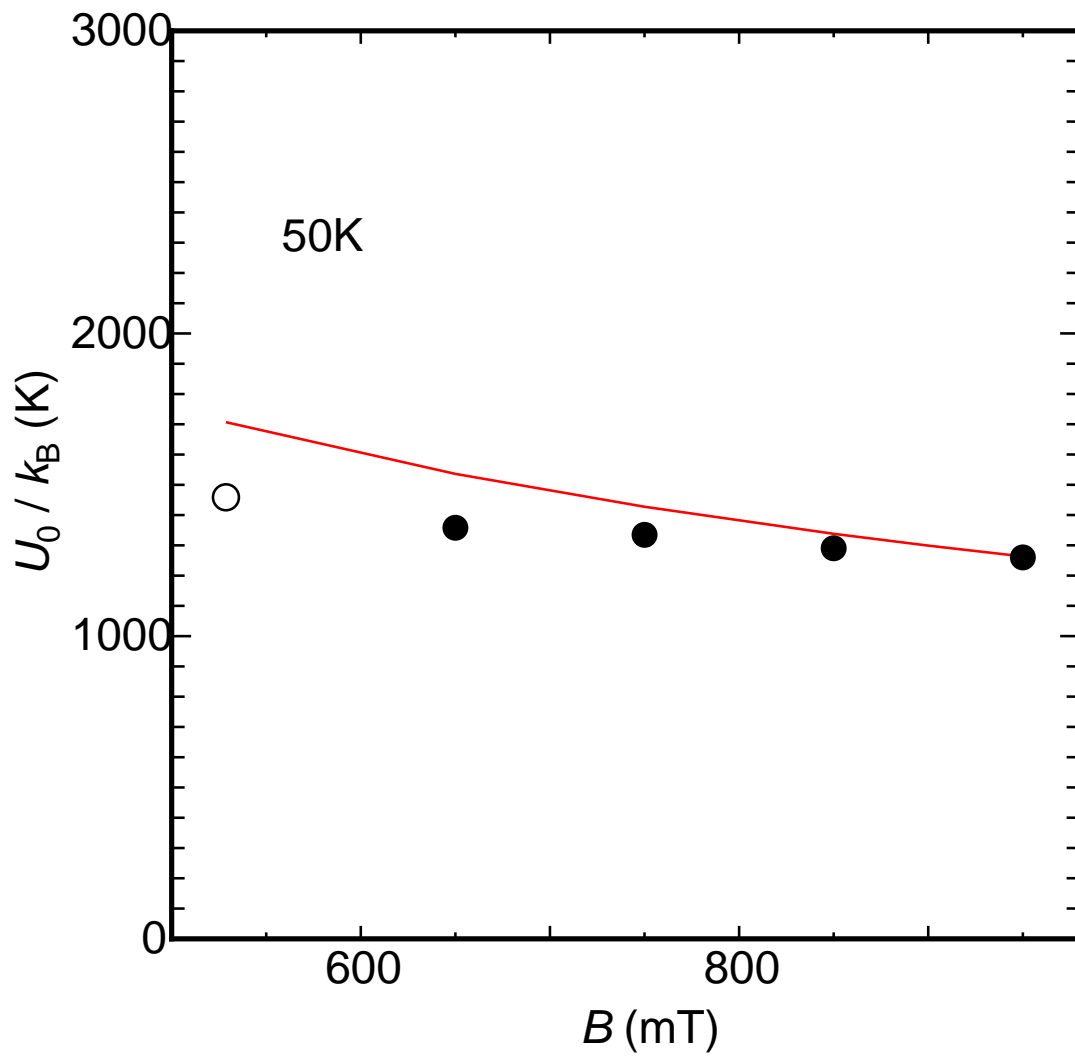


図 3.11. 50.0 K におけるピンポテンシャル  $U_0$  の比較

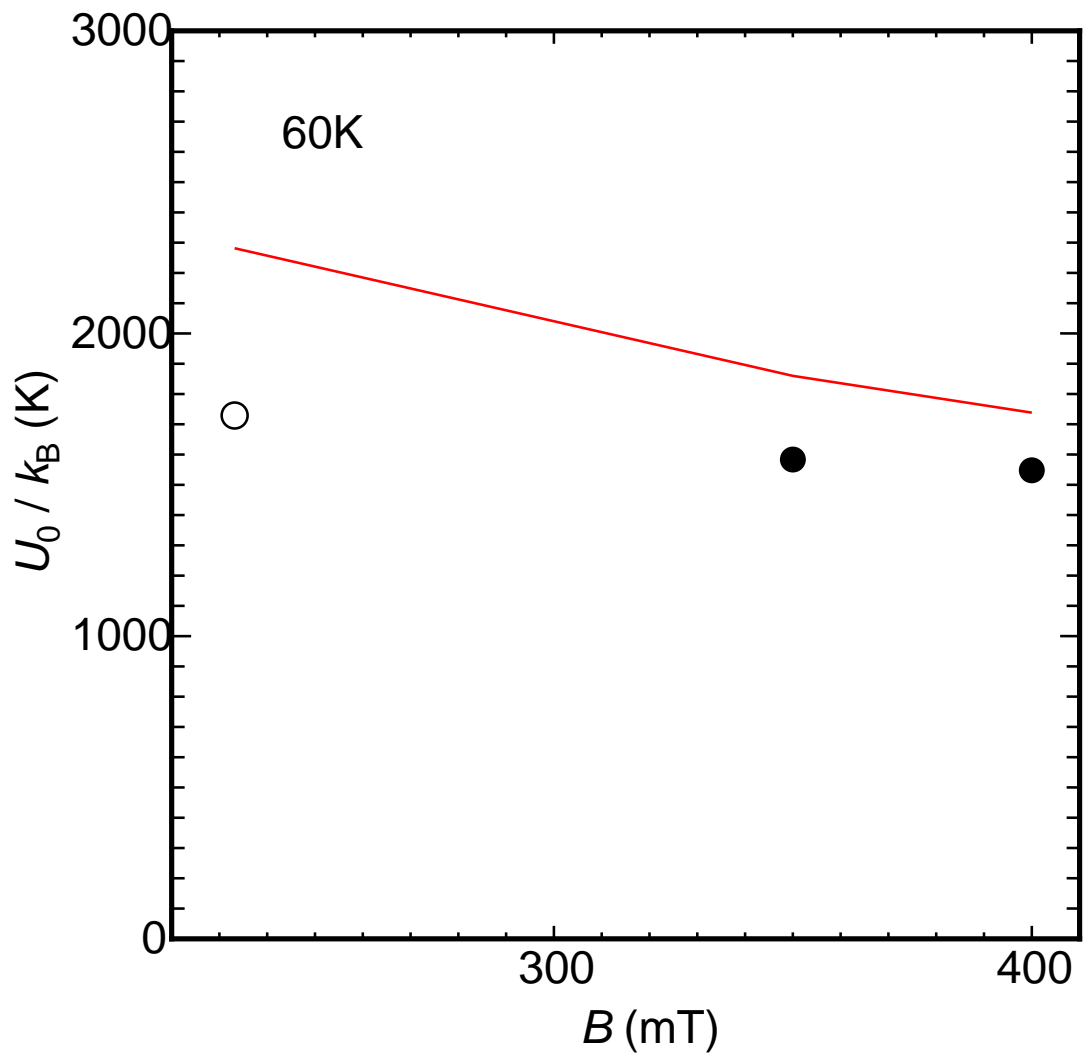


図 3.12. 60.0 K におけるピンポテンシャル  $U_0$  の比較

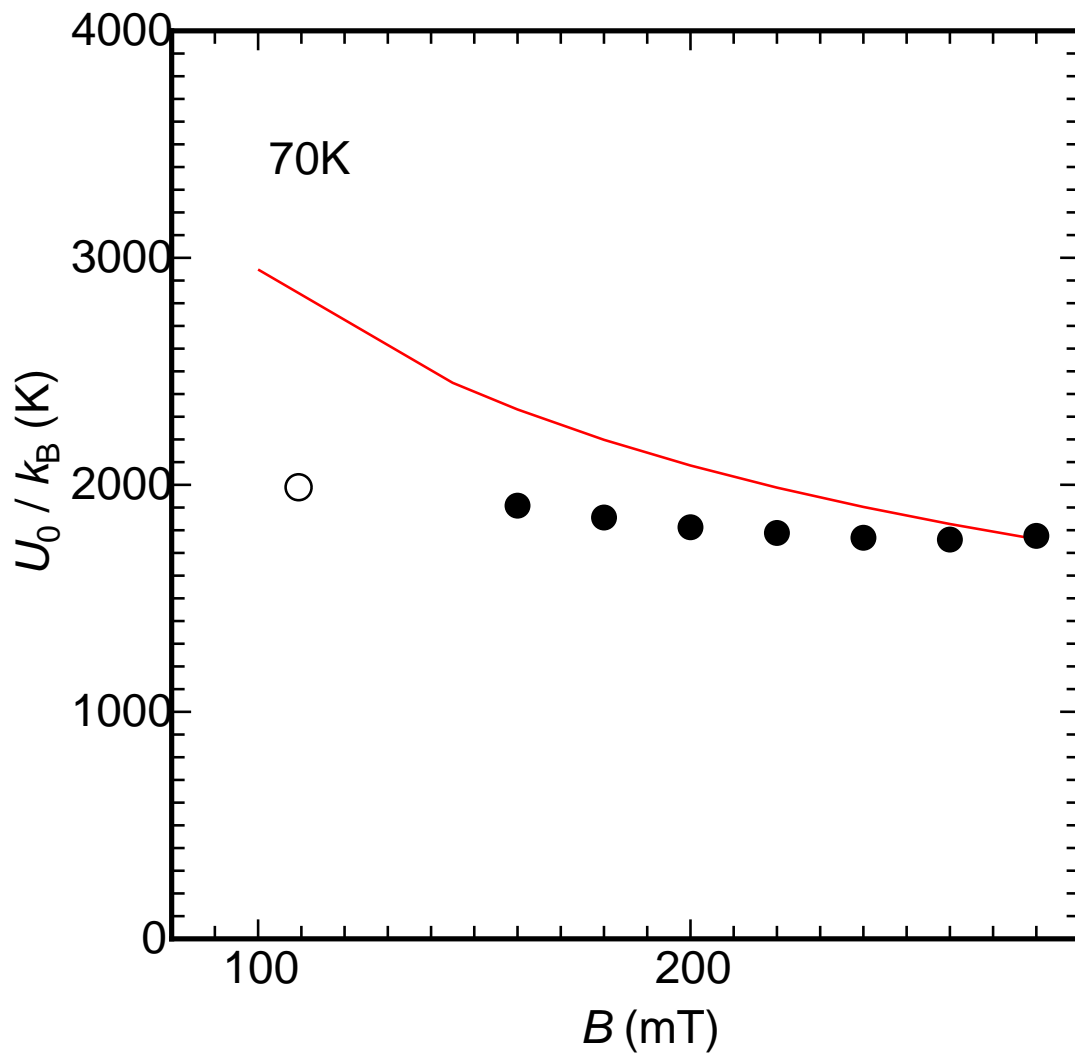


図 3.13. 70.0 K におけるピンポテンシャル  $U_0$  の比較



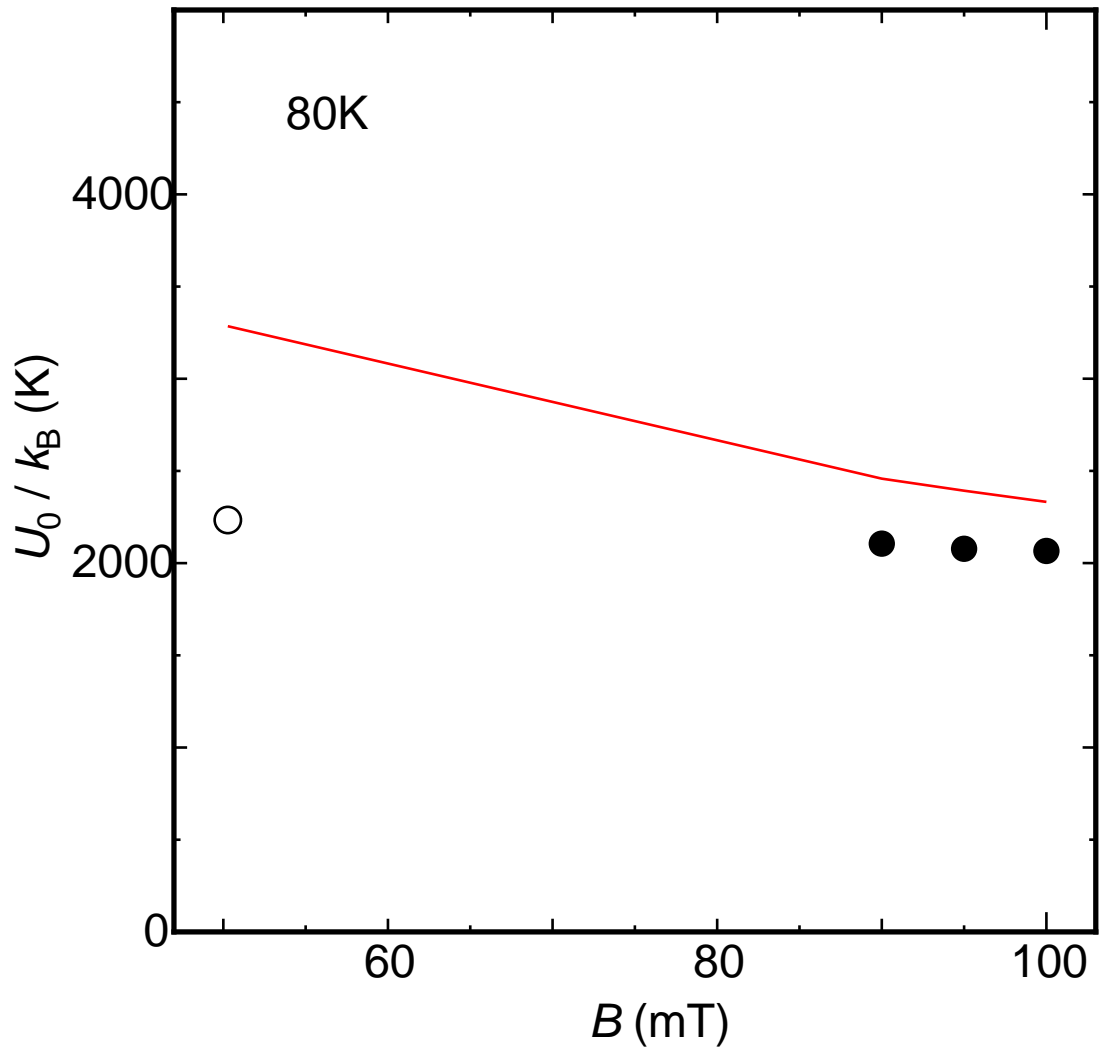


図 3.14. 80.0 K におけるピンポテンシャル  $U_0$  の比較

### 3.2.2

本研究では、参考として TAFF 領域から

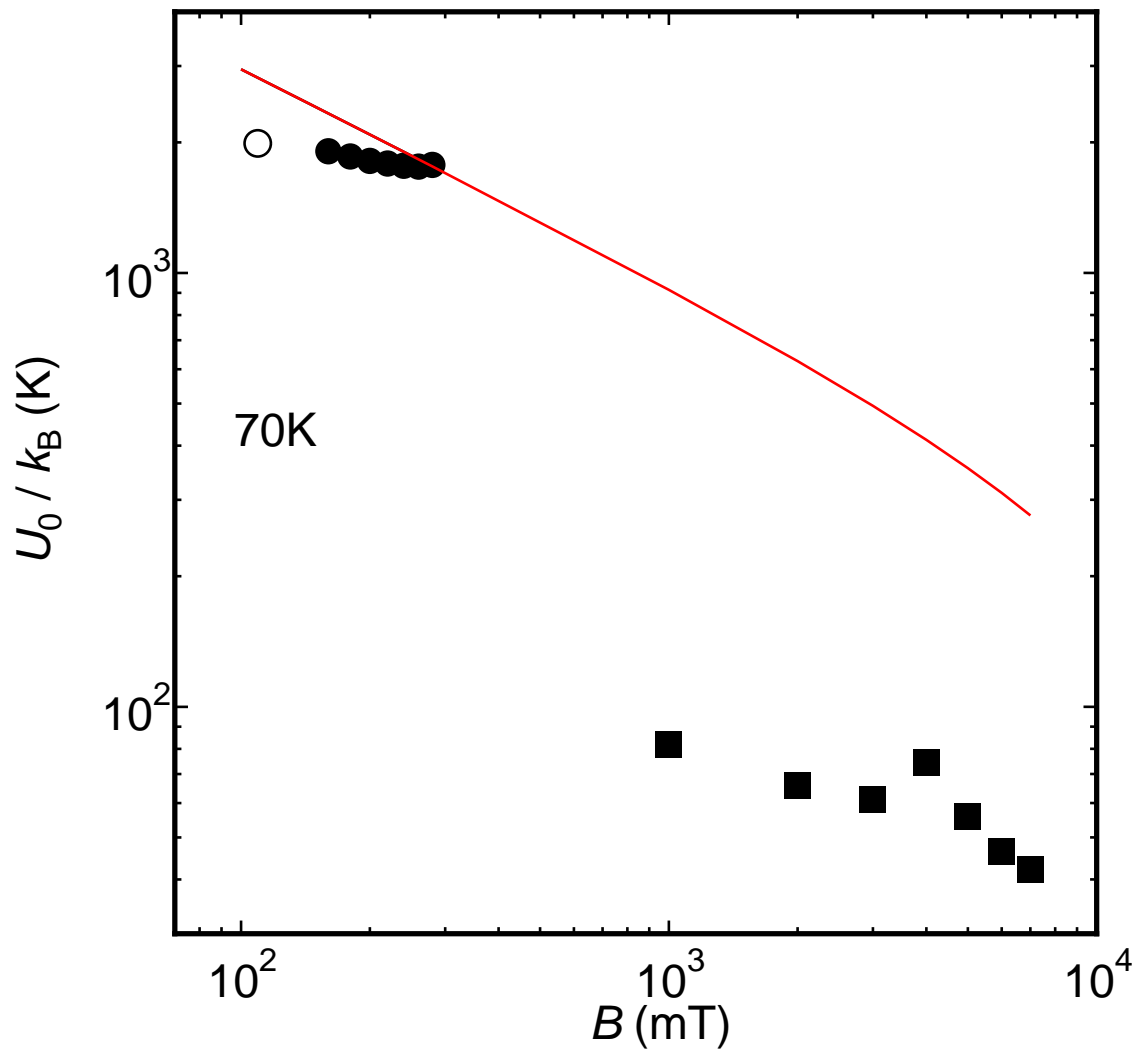


図 3.15. 70.0 K におけるピンポテンシャル  $U_0$  の比較

## 第 4 章 結論

### 4.1 まとめ

### 4.2 今後の課題

# 第 5 章 付録

## 5.1 本評価法とは異なるピンポテンシャル $U_0$ の評価法

本研究では、本研究の評価法と比較する対象として「四端子法を用いた TAFF 領域における  $U_0$  の評価」と、「広い電界領域にわたる  $E$ - $J$  特性の解析による評価」と、「不可逆磁界  $B_i$  の実測値の解析による評価」を挙げている。それぞれの評価法の詳細について以下に記述しておく。

### 5.1.1 四端子法を用いた TAFF 領域における $U_0$ の評価

1.2.9 節で述べたように、TAFF 領域では (1.42) 式で示したような線形的な  $E$ - $J$  特性となる。また、これと同時に抵抗率  $\rho$  の式 (1.43) を示した。そこで、四端子法を用いた TAFF 領域における  $U_0$  の解析法には、実験より得られた線形的な  $E$ - $J$  特性の勾配から抵抗率  $\rho$  を求め、その抵抗率  $\rho$  の対数である  $\log \rho$  を  $1/T$  に対してプロットすることにより、その勾配から  $U_0$  を求めることができる。

### 5.1.2 広い電界領域にわたる $E$ - $J$ 特性の解析による $U_0$ の評価

1.2.6 節で述べたように、磁束クリープ理論によりピンポテンシャル  $U_0$  は (1.23) 式のように記述できる。(1.23) 式中の  $J_{c0}$  は (1.26) 式に、簡単のため  $A$  の最頻値に対応する  $A_m$  を用いると、

$$J_{c0} = A_m \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^m B^{\gamma-1} \quad (5.1)$$

のように記述できる。ただし、測定が低磁界側で上部臨界磁界  $B_{c2}$  に対して十分小さいことが考慮されている。一方で本試料に対して測定された広い電界領域にわたる  $E$ - $J$  特性と磁束クリープ・フローモデルによる理論的な  $E$ - $J$  特性との比較により (5.1) 式中のピンニングパラメータ  $A_m$ 、 $m$ 、 $\gamma$  の値が報告されている<sup>?)</sup>。ここで、本研究では簡単のため磁束バンドル中

の磁束数  $g^2 = 1$  とする。以上により広い電界領域にわたる  $E$ - $J$  特性の解析により  $U_0$  の評価を行うことができる。

### 5.1.3 不可逆磁界 $B_i$ の実測値の解析による $U_0$ の評価

不可逆磁界  $B_i$  が、ピンニングポテンシャル  $U_0$  を用いて直接近似的に求まることは 1.2.7 節で述べた。このことから、この評価法では、不可逆磁界  $B_i$  を実験的に求めることにより、同節の (1.25) 式を用いてピンニングポテンシャル  $U_0$  を評価する。不可逆磁界の実測値の解析方法については以下に説明しておく。

実際の測定より求めた  $E$ - $J$  特性から電界基準  $E_c$  を決定し（本研究では四端子法による  $E_c = 10^{-4}$  V/m、SQUID 磁力計を用いた磁化緩和法による  $E_c = 10^{-10}$  V/m）、そのときの  $J$  を  $J_c$  とする。次に  $J_c$ - $B$  曲線に対して臨界電流密度の閾値  $\Delta J_c (= 1.0 \times 10^7$  A/m<sup>2</sup>) をとり、そのときの各温度による磁界を不可逆磁界  $B_i$  とする。以上の流れから各温度における不可逆磁界  $B_i$  を求める。

## 謝辞

本研究を行うにあたり、多大な御指導、御助言を頂いた松下照男教授に深く感謝します。また実験等に協力していただいた他、いろいろと助言や指導をして頂いた、小田部荘司助手、児玉武士さん、また松下研究室の皆さんに深く感謝します。

## 参考文献

- 1) 岩熊成卓他: 低温工学 **29**, 140 (1994).
- 2) 木須隆暢他: 低温工学 **34**, 322 (1999).
- 3) T. Matsushita: "On the Flux Bundle Size in Weakly Pinned Superconductors", *Physica C* **217** (1993) 461.
- 4) M. P. A. Fisher: *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 1511.
- 5) M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin and V. M. Vinokur: *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 2303.
- 6) 松下照男: 「磁束ピンニングと電磁現象」 (産業図書), p. 397.
- 7) J. Bardeen and M. J. Stephen: "Theory of Motion of Vortices in Superconductors", *Phys. Rev.* **140** (1965) A1197.
- 8) D. S. Fisher, M. P. A. Fisher and D. A. Huse: *Phys. Rev. B* **43** (1991) 130.