

§ 3-6 磁束ガラス-液体転移モデルに基づく解釈

§ 3.6.1 実験結果の定性的総括

前節まで述べてきた実験結果は次のようにまとめられる。

YBCO 単結晶薄膜の  $T_c$  近傍の伝導率は3次元の超伝導揺らぎとして理解できる。試料を多結晶にすると電気抵抗転移が2段になる。1段目は個々の超伝導体結晶粒の超伝導転移に対応しており、2段目は結晶粒をつなぐ粒界の部分の超伝導転移に相当すると考えられる。2段転移は BSCCO-2223 多結晶厚膜でも観測された。BSCCO-2223 銀シーズ線材については銀の存在のため  $T_c^{00}$  近傍の転移の様子は観測できないが、ゼロ磁場の転移は極めてシャープで  $T_c^{00}$  付近でテールは存在しないようにみえる。磁場をかけたときの broadening は YBCO 多結晶より大きく、特に、テープ面に垂直な磁場（ほぼ  $c$  軸に平行）に対する通電性能の低下が著しいというこれまでの報告と符合する。

YBCO 単結晶薄膜の電流-電圧特性を温度の関数として測定すると、高温側で線形である特性が温度の低下とともに非線形になる。このとき、低電流領域では線形抵抗を示すが、その値は温度の低下とともに急激に減少し、ある温度  $T_g$  で消失するようにみえる。この温度付近では電流-電圧特性がベキ乗則になる。 $T_g$  以下の温度では両対数表示の電流-電圧特性が負曲率の上に凸のカーブになる。このような振る舞いは磁束ガラス-液体転移理論の予言と符合し、これに基づく解析を進めると、 $T > T_g$  と  $T < T_g$  のすべてのカーブがそれぞれ単一のマスターカーブ上にスケールすることがわかった。

次に、2種類の YBCO 多結晶試料と2種類の BSCCO-2223 試料についても電流-電圧特性を測定すると、YBCO 単結晶薄膜と定性的に同様の振る舞いが見られ、やはり、磁束ガラス-液体転移で期待されるスケール則によってすべてのカーブが2本のマスターカーブ上にスケールされることがわかった。ここで電気抵抗転移のデータと照らし合わせると、スケールが現れる温度・磁場の領域はすべて2段転移の低温側の転移領域、すなわち、粒界の超伝導転移に関する性質であることがわかる。

以上から、非常に異なる微細構造をもつ試料がすべて電流-電圧特性のスケールリングを示すことが分かった。この振る舞いは少なくとも高温超伝導体試料の共通の性質と考えることができる。

§ 3.6.2 臨界指数

2次の相転移では、相転移点近傍で発散する長さのスケールと時間のスケールに関して2つの臨界指数  $\nu$ （静的臨界指数）、 $z$ （動的臨界指数）が定義さ

れ、すでに、各試料の電流-電圧特性のスケールリング解析から値を求めた（表 3-2~6）。これらを YBCO 試料について横軸に磁場をとり図 3-40 に示す。試料によって  $\nu$ 、 $z$  の値が著しく異なっていることがわかる。

ここで観測している現象が同一の相転移を観測しているとすれば、臨界指数  $\nu$ 、 $z$  や電流-電圧特性をスケールして得られるスケール関数は試料や磁場の大きさによって変化することのない普遍的なものでなければならない。このような性質は universality とよばれ、ここでいう相転移が同一であるかどうかは、相転移に関与している実体やその相互作用の詳細などにはよらず、空間の次元、オーダーパラメーターの成分数、空間的・時間的対称性、など、極少数の基本的なことからよって決められる[119]。このような観点から分類された群を universality class とよぶ。同じ universality class に属する相転移は同一の臨界指数、スケール関数をもつことになる[119]。

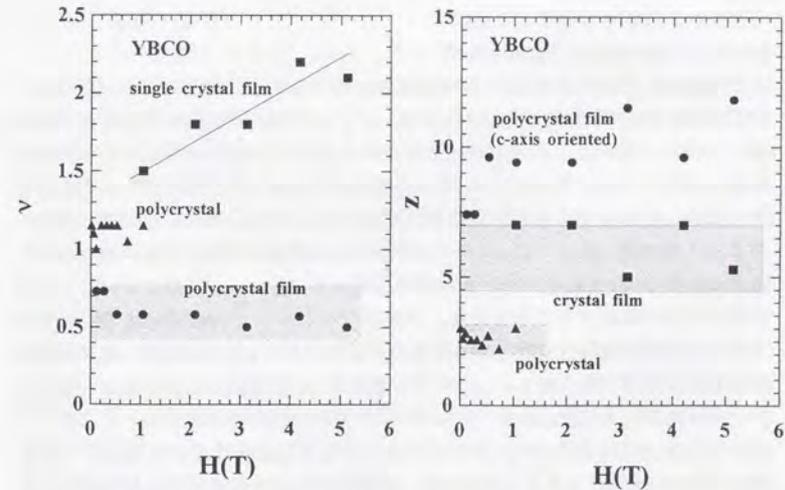


図 3-40 YBCO の3種類の試料について、電流-電圧特性のスケールリングから得た静的臨界指数 ( $\nu$ ) と動的臨界指数 ( $z$ )。

理論的には、磁束ガラス-液体転移は超伝導オーダーパラメータが長距離秩序を形成する相転移であるから、成分数が2のベクトルがその方向に関する秩序を形成する相転移、すなわち、3次元のXYスピンの問題ととらえることができる。しかし、現時点では相転移温度やその近傍での系の振る舞いを特徴づける臨界指数を決定することができていない。スピン系に関するこれまでの研究との類推から $\nu=1\sim 2$ 、 $z=4\sim 7$ というおおまかな値が目安として与えられている[52]にすぎない。Dorsey-Huang-Fisher は平均場近似を用いて、上部臨界次元 $d=6$ で臨界指数を評価し、 $\nu=0.5$ 、 $z=4.0$ を得ている[120]。

本研究で行った実験では、すべての試料で電流-電圧特性にスケールリングが観測されるが、臨界指数は試料によって大きく異なることが明らかとなった。従って、これまで、電流-電圧特性がスケールされることを根拠に磁束ガラス-液体転移をもとにデータの解釈がなされてきたが、相転移の universality の観点からは磁束ガラス-液体転移が存在するかどうか疑問がもたれる。以下に、さらに詳細な議論を行うため、これまで報告されているデータを総括して比較を行うとともに、試料が多結晶である場合に磁束線がガラスの状態と液体の状態を転移するという概念が同様に成立するかどうかなどについて議論する。

### § 3.6.3 これまでの研究との比較

#### (a) YBCO 単結晶薄膜と多結晶薄膜

これまでの研究は YBCO の単結晶薄膜に関するものが主流であり[55~63]、試料はレーザーアブレーションやスパッタリングなどの手法の差や基板材料の違いがある。しかし、若干のバラツキがあるものの、スケールリングから得られる臨界指数は $\nu=1.5\sim 2.2$ 、 $z=4.5\sim 7.0$ の範囲に収まっている。ほとんどの報告では磁場を変化させても臨界指数は顕著に変化しないことを主張しているが、図3-18で示したように、 $\nu$ や $z$ の値は $\pm 0.5$ 程度の誤差で評価可能であると考えられるので、上記のバラツキの範囲をもって universal になっているとみなせるかどうか微妙なところである。本測定では、 $\nu$ 、 $z$ の値が磁場を変化させると上記の値の範囲内で変化する結果が得られている。Ando 等は、薄膜の幅を磁場侵入長程度(最小 $5.4\ \mu\text{m}$ )にすると $z$ が10程度まで大きくなる(幅が広い場合は $z=5\sim 6$ 程度)ことを示した[59]。また、Roberts 等は $a_0 > \lambda$ となるような低磁場ではやはり $z$ が8程度に大きくなる(高磁場では $z=6$ 程度)ことを報告している[61]。これらの報告で、 $z$ が増大するときは同時に $\nu$ が小さくなる傾向がある。この傾向は、本研究の $c$ 軸配向多結晶薄膜の結果と一致する。多結晶薄膜を用いた研究は本研究が唯一で、他には例がない。

なお、ここでの議論では、空間次元は $d=3$ と仮定されている。YBCO の異方

性パラメータは $\gamma=5\sim 8$ であることが報告されており、また、§ 3.2.1 でみたように $T_c$ 近傍での超伝導揺らぎも3次元的事実であることから $d=3$ とするのが妥当であると考えられる。

#### (b) YBCO 多結晶

多結晶についてもいくつかのデータが報告されている。先駆的な仕事が Worthington 等によってなされており、彼らは平均粒径の異なる2種類の試料に対し電流-電圧特性がスケールされることを示し、 $\nu=1.1\pm 0.2$ 、 $z=4.6\pm 0.2$ を得て、 $\nu$ が若干小さいが単結晶薄膜と同等の値であるとした[121]。しかし、本研究を含むその後の研究では $z$ の値が Worthington 等の値の $1/2\sim 2/3$ と小さい。 $(\nu, z)$ の値について、本研究では $(1.0\sim 1.2, 2.2\sim 3.0)$ 、Tiernan 等は $(1.3\sim 1.6, 2.6\sim 3.4)$ [122]、Zhao 等は $\text{SiO}_2$ をドープした試料を用いて $(1.0\sim 1.2, 2.0\sim 2.6)$ [123]を報告しており、これらはすべて非常に近い値である。一方、Li 等は $(1.1\pm 0.1, 4.0\pm 0.4)$ と Worthington 等の値に近いデータを得ている[124]。しかし、総体的には YBCO 多結晶では $\nu$ 、 $z$ とも単結晶薄膜の値より小さい結果となっている。

#### (c) YBCO 単結晶試料

バルクの単結晶については、Koch 等の仕事に続いて Gammel 等が SQUID を応用した電圧計で高感度の電流-電圧特性の測定を行った[64]。彼らの測定は $T_g$ 以上の液体状態に限られているが、線形抵抗と線形領域・非線形領域をわける電流密度の温度依存性から $(\nu, z) = (2\pm 1, 3.4\pm 1.5)$ を得ている。Yeh 等は電流-電圧特性を広い温度範囲で測定することでスケールリングを得て $(0.65\pm 0.05, 3.0\pm 0.2)$ を報告している[66]。これらの値は、単結晶薄膜の値とは異なっており、多結晶の値に近いといえる。

#### (d) BSCCO-2223 系

BSCCO-2223 系については、Li 等の銀シース線材に関する研究が最初で、 $(\nu, z) = (1.25\pm 0.15, 8.5\pm 1.5)$ を報告している[125]。彼らは YBCO 同様 $d=3$ を仮定している。続いて Yamasaki 等は CVD 法で作製した単結晶薄膜について電流-電圧特性のスケールリングを示し、 $d=3$ でデータを解析すると $z\sim 12$ が得られ、理論的な目安である $z=4\sim 7$ に比べ極めて大きいことから、解析では $d=2$ を用いるべきであると考えた[68]。 $d=2$ を仮定すると $(\nu, z) = (1.2\sim 1.9, 5.4\sim 5.8)$ となり、YBCO 単結晶薄膜の値と矛盾しない。Mawatari 等は銀シース線材について同様の議論を行い、 $d=2$ として $(1.6\sim 2.6, 4.8\sim 5.4)$ を報告

している[126]。次元性の問題は後に議論する。本研究で得られた値は  $d=3$  とし (2.0~2.4, 7.5~8.5) となり、Yamasaki 等の  $d=2$  に基づけば (4.0~4.8, 3.2~3.8) となっており、いずれにしても上記の数値とは異なっているといえる。

本研究で調査した多結晶薄膜については、比較できる研究がこれまでにない。臨界指数は測定に使用した磁場の範囲内で変化せず ( $\nu, z$ ) = (1.4, 2.4) が得られ、同じ材料でありながら上述の銀シース線材や薄膜とは著しく異なる値である。さらに、これらの臨界指数は YBCO の多結晶とほぼ同一であることが分かる。このことは、 $\nu, z$  の値は材料の種類よりも、試料中の超伝導体粒の集合状態に依存することを示唆する。

(e) その他の物質

その他、Tl 系に関する報告がある。Yu 等は Tl-2223 系の多結晶について ( $\nu, z$ ) = (1.0, 2.7) を得ており[127]、上述の YBCO、Bi-2223 系の多結晶とほぼ同一の値をもつ。この結果はミクロにみた材料の集合状態が  $\nu, z$  の値と密接な関係があるという推測を支持するものである。Hyun 等は Tl-1223 系と Tl-2223 系の薄膜について、それぞれ、( $\nu, z$ ) = (1.1~1.4, 7~8)、(0.97~0.98, 6.7~6.8) を報告している[70]。これらの値は本研究の多結晶薄膜や Bi-2223 系銀シース線に近い。

(f) 臨界指数に関する総括

以上述べた本研究で得られた臨界指数とこれまでの研究で報告されている臨界指数を総合的にみると、臨界指数が universal であるとはいえず、少なくとも、これらすべてのケースを同一の相転移とみなすのは困難であるように思われる。また、すでに指摘したように、臨界指数は同じ材料でも試料のミクロな構造によって異なる。むしろ、特に多結晶試料でそうであったように、試料のミクロな構造が類似していると臨界指数の値が同一になる傾向がある。

これらの特徴を示すために、臨界指数の値を  $\nu$  対  $z$  のプロットで図 3-4-1 に示す。YBCO 単結晶薄膜は  $\nu=1.5\sim 2.0$ 、 $z=4.5\sim 7.0$  の値をとる。多結晶試料では、材料の種類が違っても  $\nu=1.0\sim 1.4$ 、 $z=2.2\sim 3.4$  に集中している。一方、YBCO の微小幅試料・多結晶薄膜、Bi-2223 薄膜・銀シース線は  $\nu=0.5\sim 0.7$ 、 $z=7\sim 12$  と、 $\nu$  が小さく  $z$  が大きいのが特徴である。

§ 3.6.4 多結晶超伝導体の理論的取扱い

前節までの議論で、電流-電圧特性をスケールさせるのに使用するパラメーター  $\nu, z$  の値は、試料によって異なることがほぼ確実であることが分かった。

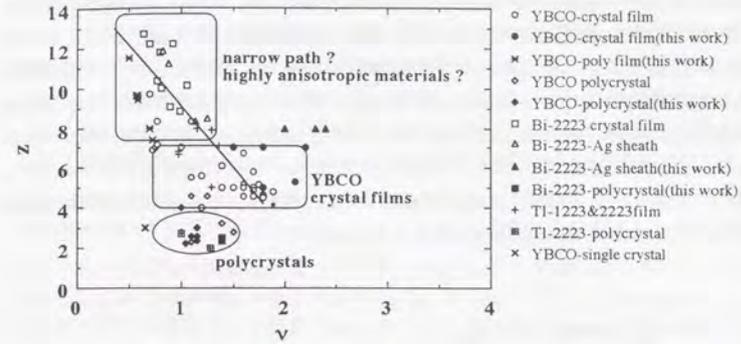


図 3-4-1 本研究の結果と本文中で取り上げたこれまでの報告について、臨界指数を  $\nu$  対  $z$  でプロットしたもの。

このことから高温超伝導体試料の混合状態について2つの可能性を検討する必要がある。

- 可能性①：電流-電圧特性がスケールを示すのは磁束系に相転移が起こっているからであり、磁場が極端に低い、試料のサイズが小さい、試料が多結晶であるなど微細構造が異なる、などのために universality class が変化する。
- 可能性②：電流-電圧特性のスケールリングは熱力学的な相転移ではなく、他のメカニズムによって生じる。パラメーター  $\nu, z$  はそのメカニズムに基づき試料ごとに異なった値をとることができる。

ここでは可能性①について検討し、可能性②については § 3.7 で検討する。多結晶超伝導体を最初に理論的に扱ったのは Shih-Ebner-Stroud である[128]。彼らのモデルでは多結晶超伝導体を Josephson 接合でリンクしている多数の超伝導粒で表す。転移温度以下にある超伝導粒にはそれぞれオーダーパラメーターが定義できるが、Josephson 接合がなければ異なる粒のオーダーパラメーターの位相の間に相関はない。温度が十分低下し、超伝導粒間に Josephson

接合が形成されると位相をそろえようとする。超伝導オーダーパラメーターは成分2のベクトル(XYスピン)とみなすことができ、Josephson接合はこれらのスピンの向きを同じ方向に揃えようとする強磁性相互作用とみることができ、熱揺らぎに打ち勝ってスピンの強磁性的に揃った状態は、サンプル全体がバルクな超伝導体となった状態に対応する。次に、このような系に外部から磁場を加えた場合を考える。磁場はベクトルポテンシャルの形でオーダーパラメーターの位相と結合するため、一般的には系にフラストレーションが導入され、XYスピングラスと類似した状況になる。Shih-Ebner-Stroudはこのような状況を表現する次のHamiltonianを考えた[128]。

$$\begin{aligned}
 H &= - \sum_{\langle i,j \rangle} J_{ij} \cos(\theta_i - \theta_j - A_{ij}) \\
 J_{ij} &= \frac{\hbar}{2e} J_{ij}^0, \quad I_{ij} = I_{ij}^0 \sin(\theta_i - \theta_j - A_{ij}) : \text{Josephson臨界電流} \\
 A_{ij} &= \left( \frac{2\pi}{\Phi_0} \right) \int_i^j \vec{A} \cdot d\vec{r} \\
 \sum_{loop} \left( \frac{A_{ij}}{2\pi} \right) &= \frac{\Phi^{loop}}{\Phi_0}, \quad \Phi^{loop} : \text{loopに含まれる磁束}
 \end{aligned} \tag{3-15}$$

実際の多結晶超伝導体では、粒径や接合の面積が異なることによる乱雑さがあるが、それは $J_{ij}$ の乱雑さとして考慮される。XYスピングラスは、 $A_{ij}=0$ で $J_{ij}$ が符号まで含めてランダムであるとするか、あるいは同等のことであるが、 $J_{ij}$ をランダムな正数とし $A_{ij}$ にはランダムに0か $\pi$ を割り当てることで得られる。

乱雑さを含む多結晶超伝導体を表現するモデル(3-15)はゲージグラスと呼ばれている。(3-15)式で表されるHamiltonianについて、Shih-Ebner-Stroudや、その後多くの研究者が行ったように、Monte Carloシミュレーションを用いて解析するのが一般的な手法である。この際 $J_{ij}$ と $A_{ij}$ を両方ランダムに分布させるかわりに、たとえば、 $J_{ij}=J$ 一定値として、 $A_{ij}$ のみをランダムにするだけで同じ状況を実現できると考えられ、実際、何種類かの乱雑さの与え方に対して結果が同じになることが示されている[129-131]。

ここで最も興味があるのは、はたして上記のようなモデルが有限温度で位相の長距離秩序をもつ固体(グラス)状態に相転移を起こすかどうかということである。この問題のアプローチとしては、反周期境界条件を導入することによる周期境界条件解に対するエネルギーの増分 $\Delta E$ を系のサイズ $L$ の関数として

計算する手法がとられる。 $\Delta E \sim L^\theta$ としたとき、 $\theta > 0$ であれば有限温度で秩序状態に相転移し、 $\theta < 0$ であれば有限温度では秩序状態への転移がない。空間次元が2次元以下ではXYスピングラス、ゲージグラスとも相転移が起こらず、有限温度では秩序状態にならないと考えられている[129-134]。一方、3次元ではゲージグラスでは相転移が存在するが、XYスピングラスでは相転移がないとの結論が主流である[129-131]。XYスピングラスとゲージグラスは、数学的には $A_{ij}$ が連続変数か0と $\pi$ しかとらない離散的な変数かという違いだけであり、非常に類似しているが、対称性に大きな違いがある。まず、XYスピングラスは時間反転に対して対称であるが、ゲージグラスは任意の値をとりうる $A_{ij}$ の存在のため時間反転の対称性を破っている。Gingrasはこの違いが3次元での振る舞いの違いの原因であると考えている[131]。また、各サイトごとに位相を計る基準を変更する局所ゲージ変換に対して、ゲージグラスでは $A_{ij}$ にも対応する変換を施すことでHamiltonianを不変に保てるが、XYスピングラスは局所ゲージ変換に対して不変ではない。Cieplakは、局所ゲージ変換に対する不変性が3次元の有限温度における秩序化の存在にとって本質的な役割を果たしていると主張している[130]。この問題は完全には解明されていないが、ランダムな多結晶超伝導体の表現である3次元ゲージグラスモデルは、有限温度で位相の秩序状態へ相転移を起こすと考えられている。

ここで考えたゲージグラスの位相の秩序化は、Fisherの提唱した磁束グラス-液体転移と同一の相転移であると考えられる。これらのモデルでは超伝導オーダーパラメーターの位相と磁束線というお互いに強く関連した対象が現れるが、ゲージグラスは位相の相関に着目したものであり、一方、磁束グラスは磁束線の相関に焦点を当てたものである。特定のループを考え、ループに沿って一周したときHamiltonian(3-15)式の位相因子の合計が $2\pi \times$ (ループ内の磁束線の本数)となるが、位相が凍結された状態を磁束線が凍結された状態に対応させることができる。すなわち、2つの状況は数学的に等価であり、相転移の定性的性質は同一である。Hyman等は2次元でゲージグラスと磁束グラスのHamiltonianについてMonte Carloシミュレーションを行い、同一の結果が得られることを示している[134]。

### §3.6.5 XYスピン系、ゲージグラスモデルの臨界指数

XYスピン系やゲージグラスについて、これまでの研究から臨界指数に関する結果をまとめて述べ、実験結果と比較する。

2次元では、XYスピン、ゲージグラスとも有限温度では秩序状態への相転移は生じず、一方3次元では、両者とも有限温度で相転移をもつと考えられて

いる[129-134]。従って、これらのモデルでは下部臨界次元は  $dc=2$  であることになる。ただし、3次元での相転移をもつ傾向は弱いもので、拡張した意味での下部臨界次元は3に近い可能性が指摘されている[130,131,133]。

3次元でのごく一般的なXYスピンの場合は  $\nu=2/3$ 、 $z=2$  が得られている[135]。これは、disorderのない3次元超伝導体の超伝導転移に相当する。disorderが存在する場合であるXYスピングラスとゲージグラスについては、Houghton-Mooreが6- $\epsilon$ 展開を用いた一般的な議論を行い、ゲージグラスはいかなるXYスピングラスともuniversality classが異なることを示した[136]。また、ここで考えているオーダーパラメータの成分数が2の場合に静的臨界指数について次の表式を得た：

$$\nu = 1/2 + 5\epsilon/18 \quad (\text{XYスピングラス})$$

$$\nu = 1/2 + 5\epsilon/24 \quad (\text{ゲージグラス})$$

$\epsilon=3$  として、2成分XYスピングラスでは  $\nu=1.33$ 、ゲージグラスでは  $\nu=1.13$  となる。このゲージグラスに対して得られた値は多結晶試料の実験結果と極めてよく一致している。

一方、動的臨界指数  $z$  については、 $\nu$  に比べて評価が難しく、あまり精度の高い理論的な予測はない。6- $\epsilon$ 展開から評価すると、 $z > 4$  と平均場近似の値より大きくなるのが分かる。この結果からは、多結晶で得られている小さな  $z$  の値はゲージグラスと矛盾することになる。disorderのある系では一般的な系に比べて  $\nu$ 、 $z$  とも2倍以上大きく、相転移の性質がかなり異なることを示唆する。ゲージグラスについては、Reger等がMonte Carloシミュレーションによって、有限サイズスケリングから  $\nu$  を、仮想的に与えた擾乱の緩和時間から  $z$  を評価し、 $\nu=1.3 \pm 0.4$ 、 $z=4.7 \pm 0.7$  を報告している[133]。これらの値はYBCO単結晶薄膜の値に近い。

現状では、このレベルの比較が限界であり、どの試料の臨界指数が理論的な予測にマッチしているか判断するのは困難である。

### § 3.6.6 臨界指数の変化する可能性

ランダムなピン止めポテンシャルのもとで相互作用する磁束系やゲージグラスにおいて、何らかの理由で臨界指数が変化する可能性、すなわち、universality classが変わるケースが理論的にありうるだろうか。

前節で考えたゲージグラスでは、超伝導電流のために磁束間の相互作用が遮蔽される効果が考慮されていない。このことは以前から指摘されており、遮蔽効果を考慮すると universality class が変わる可能性があると考えられていた[40,134]。

最近 Bokil-Young はゲージグラスにおける遮蔽の効果を検討した[137]。遮蔽の効果は磁束間の相互作用が磁場侵入長さで与えられる長さのスケールで減衰する形で与えられる。遮蔽の効果を見捨てたモデルは、 $\lambda$  が無限大になっていることに相当する。すでに述べたように、以前の研究では3次元ゲージグラスは有限温度で相転移をもつことが報告されていたが、境界壁エネルギーのサイズ依存性を表すパラメータ  $\theta$  はゼロに近く、3次元は下部臨界次元近傍に位置していると考えられる。Bokil-Young は有限の  $\lambda$  では常に  $\theta < 0$  であり、 $\lambda$  が短いほど  $\theta$  の絶対値が大きくなることを見いだした[137]。すなわち、磁束間相互作用の遮蔽効果があるゲージグラスでは転移温度は0Kであり、有限温度での位相のオーダーは実現しないことになる。

実験的に臨界指数の変化を報告しているケースでは、いずれも  $\lambda$  が関与しているように見える。Ando等は超伝導体の幅が  $\lambda$  程度になると  $\nu$  が小さく、 $z$  が大きくなることを報告しており[59]、また、Roberts等は磁束間距離が  $\lambda$  より大きくなるような低磁場でやはり  $\nu$  が小さく、 $z$  が大きくなることを見いだした[61]。これらの実験結果は  $\lambda$  が有限である効果と直接的には結びつかないが、磁束間の相互作用の強さ、あるいは、1本の磁束が他の磁束から受ける相互作用の強さが弱くなると、臨界指数が  $\nu$  が小さく、 $z$  が大きくなる方向に変化する傾向を示していると見る事ができる。これらの理論的帰結と実験結果の関連は現在のところ明かではない。

本研究のYBCO多結晶薄膜の結果では、 $\nu$ 、 $z$  の値はAndo等の細線の場合に近い[59]。YBCOの多結晶薄膜における粒界での結晶粒のつながりがどのようになっているかは不明であるが、2つの実験結果から得られた電流-電圧特性の振る舞いとその解析から得られるパラメータが一致することから、次のような推測ができる。YBCO多結晶薄膜では、粒界部分に結晶粒内と同等の強い結合部分が微小幅のパスとして残っており、粒界において隣接する結晶粒の  $a \cdot b$  軸が何度傾いているかによってそのトータルの断面積、すなわち、粒間の臨界電流が決定される。この状況はAndo等の細線の実験と同等になっていると理解できる可能性がある。

### § 3.6.7 次元性の影響

§ 2.2.5 で述べた磁束グラス-液体転移のスケール則 (2-29, 30) 式には空間次元  $d$  が含まれており、これまでの議論では2次元以下の次元では相転移が起こらないことから  $d=3$  が前提とされていた。(2-29, 30) 式において、たとえば、 $d=3$  でスケール則が得られ、 $\nu = \nu^{(3)}$ 、 $z = z^{(3)}$  となったとき、他の次元  $d'$  に対して  $\nu' (d'-1) = 2\nu^{(3)}$ 、 $\nu' (z'-d'+2) = \nu^{(3)} (z^{(3)} -$

1) から  $\nu$ 、 $z$  を決定すればやはりスケーリングを得ることができ、 $d$  自体はもともと不定のパラメーターである。

Yamasaki 等は、Bi-2223 系単結晶薄膜の  $d=3$  の臨界指数が  $(\nu, z) \sim (0.7, 12)$  となり、YBCO 単結晶薄膜の値と比較して、著しく  $\nu$  が小さく  $z$  が大きいことを見いだした[68]。特に  $z$  の値はスピン系の相転移で期待される上限値 7[52]より優位に大きい。Bi-2223 系は YBCO に比べて異方性が大きく、2次元性の強い物質である。そこで Yamasaki 等は、この物質については  $d=2$  を使用するのが適当であり、この場合  $(\nu, z) \sim (1.4, 5.5)$  が得られ YBCO 単結晶薄膜の値と近いものになると主張した。しかし、これまで見てきたように、2次元では磁束ガラス-液体転移は有限温度で生じないので、ここでいう2次元は純粋なものではなく、 $c$  軸方向にもある程度相関があるが、転移温度  $T_g$  で発散せず有限の値にとどまる、いわば擬2次元というべき状況を考えることになる。Hyun 等は Tl-1223、2223 系の薄膜で  $d=2.5$  とする考え方を提案し、臨界指数の値が YBCO 単結晶薄膜と同程度にできることを報告した[70]。この場合には、2次元性のために相転移温度に向かって  $c$  軸方向の相関距離の発散のスピードが  $a-b$  面内の  $1/2$  であると考えられる。

Yamasaki 等はこの考え方をさらに発展させ、Ando 等の細いストリップの実験で  $z$  が大きくなる結果を説明することを試みた[68]。すなわち、試料の幅方向の相関距離の発散が試料幅で抑えられてしまうため、この系は擬2次元系とみなすことができ、 $d=2$  として解析すると  $(\nu, z) \sim (1.8, 4.4)$  となって通常の YBCO 単結晶薄膜の値になるというものである。

系の  $c$  軸方向の相関の強さやサイズによる制限によって、実効的な次元性が変化しているとする上記の考え方により、臨界指数の universality については一応解決できそうである。しかし、スケーリングに現れる空間次元をこのように解釈してよいものか、疑問が残る。ここで考える擬2次元の場合には、弱いながらも  $c$  軸方向に相互作用があり、このような場合、相転移点からある程度離れた温度域で系が2次元的に振る舞うことがあっても、相転移点では必ず3次元的になっているはずである。また試料の空間的な大きさの問題については、いわゆる有限サイズスケーリングが適用されるはずであり、空間次元や臨界指数が変化するということは考えにくい。

また、実効的な系の次元を変化させる考え方では、多結晶試料や YBCO 単結晶のデータを説明できないという大きな問題がある。

### §3.6.8 まとめ

本研究で5種類の試料について得られた電流-電圧特性は、すべて磁束グラ

ス-液体転移で期待されるスケーリングを示すことがわかり、従って、このような特性は材料の種類、ミクロな構造によらず観測される共通の性質であると考えられる。しかし、スケーリングから得られる臨界指数は試料ごとに異なる値を示し、すべてを同一の熱力学的な相転移とみなすのは困難であることがわかった。臨界指数の値は試料のミクロな構造に依存している可能性がある。多結晶試料では材料によらず臨界指数が類似の値を示す。また、YBCO の  $c$  軸配向多結晶薄膜では単結晶薄膜を使用して行われた微小幅ストリップの結果と類似の臨界指数を示し、多結晶薄膜の結晶粒の接合は、多結晶試料の弱結合と異なり、結晶内の特性と同等の微小幅パスによるものであることが推測される。

## § 3-7 磁束ピン止めに基づくパーコレーション転移

前節の議論で、電流-電圧特性のスケーリングを熱力学的相転移に起源をもとめるのは難しいことを指摘した。§ 2.2.6 で見たように、スケーリングを導くだけなら古典的な磁束クリープと磁束フローのクロスオーバーの立場でも可能であり[73,75]、ピン止めエネルギーの分布を考えることによって $z$ の値をコントロールできる[75]。しかしながら、古典的な磁束クリープでは温度が有限である限り低電流極限の線形抵抗は有限であるから、電圧測定の感度を向上すれば、電流-電圧特性には必ず低電流側で線形領域が現れる。このため、電圧の感度を向上するほどクロスオーバー点である $T_g$ を低くとる必要が生じる。また、スケーリングプロットを作ったときに実験で得られるほどきれいなスケーリングにならない[73,75]。

最近、Yamafuji-Kiss はランダムなピン止めにつかまった磁束バンドルが局所的に定義された臨界電流密度でピン止めからはずれることをベースに、 $T_g$ での変化をパーコレーション転移ととらえる理論を展開した[138]。本節ではこのモデルの内容を検討するとともに、以降の節を含めて、本研究で行った実験結果がどのように解釈されるか考察することにする。

## § 3.7.1 ランダムなピン止めの影響を受ける磁束系の2つの特徴的長さ

Yamafuji-Kiss モデルは、基本的にはピン止めをベースにしたものである。従って、相転移の立場のように熱揺らぎが磁束系の多体としての状態を根本的に変化させてしまうのではなく、Larkin-Ovchinnikov 型の古典的な集団的ピン止めをもとに考える。

一般的に、ピン止めの影響を受ける磁束系には2種類の相関距離が存在すると考えられる[45,138,139]。1つは、磁束線間の相互作用と熱揺らぎから生じる相関距離 $\ell_{th}$ で、ピン止めにはほとんど無関係であり、熱力学的な相転移は $\ell_{th}$ の発散を伴うと考えられる。Fisher の磁束ガラス-液体転移は点状の欠陥にピン止めされた磁束系を考え、この状況で磁束間の相関を扱って得られたものといえる。もう一つは、§ 2.1.4 の集団的ピン止め理論から導かれる $\ell_{44}$ や $\ell_{66}$ の相関距離に相当する長さ( $\ell_p$ )で、磁束線とピン止めポテンシャルから決まるものである。距離 $r$ 離れた2つの磁束線の相関関数 $g(r)$ は、

$$g(r) \sim a \exp\left(-\frac{\ell_{th}}{r}\right) + b \exp\left(-\frac{\ell_p}{r}\right) \quad (3-16)$$

の形をもつ[138]。では、 $\ell_p$ の発散に伴うような状態遷移を考えることができるだろうか。

§ 3.7.2  $\ell_p$ の発散に伴うパーコレーション転移

$\ell_p$ はピン止めによってもたらされた特徴的な長さであり、ピン止めの影響のない磁束格子では無限大になっている。従って、単純に磁束がピン止めからはずれれば、そのようなバンドルにわたって磁束格子の秩序が回復して $\ell_p$ は大きくなり、超伝導体全体にわたって磁束がピン止めからはずれた領域がパーコレーティブにつながることであれば、形の上で $\ell_p$ が発散することになる。磁束がピン止めされているかないかは臨界電流密度と結びつけることができると予想される。Yamafuji-Kiss に従い、以下にこの考え方をモデル化する[138]。

## (a) 加算問題と局所的臨界電流密度

上述のように、Larkin-Ovchinnikov の理論によれば、ピン止めの導入により磁束格子の長距離秩序は失われ、磁束格子はバンドルを形成し有限の弾性相関距離 $\ell_p$ を有する。このバンドルはおのおの定まった巨視的ピン力密度 $F_p$ によってピン止めされ、 $J_{cL} = F_p / B$ で決まる局所的臨界電流密度をもつ。この $J_{cL}$ は局所的に決まっている量であり、超伝導体全体の臨界電流密度 $J_c$ とはただちに結びつかない。実際の系では磁束のピン止めに寄与するピンニングエネルギーは分布をもつ量となろう。従って、局所的にみた臨界電流密度 $J_{cL}$ も分布をもつ量と考えられる。これは、要素的ピン力 $f_p$ が統計的に分布をもつ、たとえば典型的な Gaussian 分布に従うとき、巨視的ピン力 $F_p$ または、局所的臨界電流密度 $J_{cL}$ がどのような分布をもつことになるかという加算問題を考えることに相当する。Kiss 等はこの問題を Monte Carlo シミュレーションで扱い、 $F_p$ は $f_p$ よりも低値側でピークをもつ Weibull 関数

$$P(J_{cL}) = \frac{m}{\Delta J_{cL}} \left( \frac{J_{cL} - J_{cL}^{\min}}{\Delta J_{cL}} \right)^{m-1} \exp\left(-\left( \frac{J_{cL} - J_{cL}^{\min}}{\Delta J_{cL}} \right)^m\right) \quad (3-17)$$

によりよく表現されることを示した[140]。 $J_{cL}^{\min}$ は局所的臨界電流密度の最小値、 $\Delta J_{cL}$ は分布の幅を表す。 $m$ は分布の形を決めるパラメーターである。結果を図3-42に示す。 $m$ の値はピン止め点と磁束線の相互作用と磁束線間に対する弾性相互作用の強さの比 $\alpha$ によって決まり、 $\alpha$ が大きいほど、つまり、磁束線間の相関強度が相対的に大きくなるほど、分布はブロードになり、ピーク位置

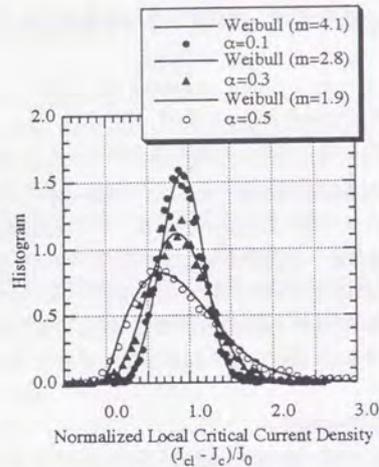


図3-42 ガウス分布を持つ要素的ピン力に対し加算問題を実行した結果 [140]。(Monte Carlo シミュレーション)

も低値側にシフトする。これは、弱い部分でピン止めがはずれたときに、磁束線間の相関が強いためこれに引き込まれる磁束が多いことによる。

(b)熱揺らぎの効果

次に、高温超伝導体の特徴である大きな熱揺らぎの効果がどのように関係してくるかを考える。上でみたように、ランダムなピン止めにさらされた磁束格子は、Weibull分布に従う分布をもった局所的臨界電流密度  $J_{cL}$  で表現される。温度が  $T_c$  に近づけばこの分布は全体的に  $J_{cL}$  の小さな方にシフトする。 $f_p > 0$  である限り  $J_{cL} > 0$  が補償されているので、 $T_c$  以下での分布の最小値は常に正である。しかし、Yamafuji-Kiss は、高温超伝導体では熱揺らぎの影響で  $T < T_c$  においても弱いピンは効かなくなり、実質的に  $f_p = 0$  となると考えた。従って、温度を上昇していくと  $J_{cL} = 0$  となるバンドルが形成されはじめ、ある温度でこのようなバンドルが超伝導体全体に広がる。この状態では超伝導体の臨界電流密度がはじめて  $J_c = 0$  となって、これ以上の温度では  $J_c = 0$  のままである(図3-43)。この特別な意味をもつ温度を  $T_p$  とすると、これを電流-電圧特性のスケールリングで得られた  $T_g$  に対応させることができることを以下にみる。 $T_p$  で生じる現象はパーコレーション転移であり、熱力学的な相転移ではない。

(c)電流-電圧特性

分布をもった局所的臨界電流密度  $J_{cL}$  をもつ磁束のバンドルで形成される超伝導体を考え、電流-電圧特性がどのようなになるか考察する。そのために、 $J_{cL}$  と超伝導体全体の臨界電流密度  $J_c$  を結びつける必要がある。Yamafuji-Kiss は、超伝導体の一端からもう一つの端にいたるまでの様々なパスを考え、与えられた電流に対して電気抵抗が最小になるような電流の分布を探す問題は、磁束のバンドルが1次的に整列しており、 $n$  番目のバンドルがもつ臨界電流密度  $J_{c(n)}$  が確率的に分布しているとして扱えるとした(図3-44)。 $J_{c(n)}$  の最小値と最大値を  $J_{cmin}$ 、 $J_{cmax}$  とし、 $j_c = J_c / \Delta J_c$  ( $\Delta J_c = J_{cmax} - J_{cmin}$ ) を変数に確率密度関数  $P(j_c)$  を考える。Yamafuji-Kiss は  $P(j_c)$  に(3-16)式のWeibull分布を用いた。確率分布関数  $S(j_c)$

$$S(j_c) = \int_{-\infty}^{j_c} P(j_c) dj_c \quad (3-17)$$

を用いて、この系に電流  $J$  を通電したときの発生電場  $E(J)$  は

$$E(J) = \rho_f \int_0^J S(j_c) dj_c \quad (3-18)$$

とかくことができる。 $\rho_f$  はフラックスフロー抵抗率である。 $J_{cmin}$  は  $T < T_p$  で正、 $T = T_p$  でゼロ、 $T > T_p$  で負となる。この様子を図3-45に示す。 $T > T_p$  では  $J = 0$  でもピン止めからはずれたバンドルが存在するため、線形抵抗が有限である。

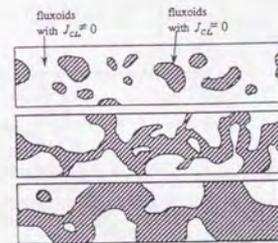


図3-43 ピン止めからはずれた磁束領域のパーコレーション転移の概念図[138]。

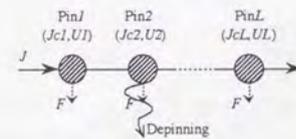


図3-44 局所的な臨界電流密度をもつ磁束バンドルの1次元列。

(d) 電流-電圧特性のスケールリング

(3-18)式から電流-電圧特性を導くのに、(3-16)式を(3-17)式に代入して得られる

$$S(j_c) = 1 - \exp[-(j_c - j_c^{\min})^m] \quad (3-19)$$

を使用する。Weibull分布は信頼性工学において故障計算などに広く使用されており、外部から故障要因を与えたとき、その強さに応じてどの程度の確率で故障が発生するかを与えるものである。Weibull分布に従う現象は数多くあり、電力の分野では絶縁体の劣化の考え方などに適用されている。超伝導体の臨界電流近傍での電流-電圧特性が、電流という外部要因によって磁束がピン止めからはずれるという“故障”によって決まると考えることは直感的にもっともらしい。Irieらによってこの考え方でE-J特性がよく記述できることが報告されている[141]。S(jc)をjcの関数としてかくと図3-46の太線の様になり、jc<sup>max</sup>近傍で飽和する傾向を示す。これはE-J特性が線形になることに相当する。実際のE-J特性の測定ではこのような飽和の特性が生じるよりも小さな電流密度の領域が重要であり、このときS(jc)を次のように近似できる。

$$S(j_c) = \begin{cases} 0 & ; j_c < j_c^{\min} \\ (j_c - j_c^{\min})^m g(j_c) & ; j_c > j_c^{\min} \end{cases} \quad (3-20)$$

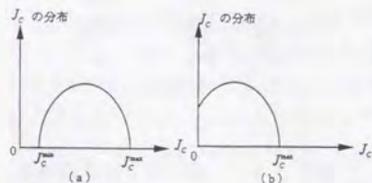


図3-45 臨界電流密度の分布の温度変化。(a)低温領域、(b)高温領域。

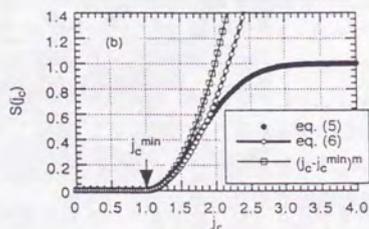


図3-46 Weibull関数とその近似式。

g(jc)は、近似の精度をより大きなjc値まであげるために導入した抑制因子で、2つのパラメータs(0 < s < 1/2)、q(>0)を含む関数である：

$$g(j_c) = \left[ \frac{j_c^{2(1-s)}(j_c^s - j_c^{\min})^2 + (j_c^{\min})^2}{j_c^2 + (j_c^{\min})^2} \right]^{(m+1-s)q} \quad (3-21)$$

Tp近傍でJc<sup>min</sup>の符号が変わることから

$$|J_c^{\min}| = A_m |T - T_p|^{2\nu} \quad (3-22)$$

とかけると仮定すると、(3-18、20、21)式からE(J)特性が得られる：

$$E(J) = A_0 (J - J_c^{\min})^{\frac{z+1}{2}} \left[ \frac{J^{2(1-s)}(J^s - |J_c^{\min}|)^2 + (J_c^{\min})^2}{J^2 + (J_c^{\min})^2} \right]^{\frac{z+1}{2}q} \quad ; T < T_p$$

$$= A_0 J^{\frac{z+1}{2}} \quad ; T = T_p$$

$$= A_0 \left\{ \frac{z+1}{2} |J_c^{\min}|^{\frac{z-1}{2}} J \right. \\ \left. + (J + |J_c^{\min}|)^{\frac{z+1}{2}} \left[ \frac{J^{2(1-s)}(J^s + |J_c^{\min}|)^2 + (J_c^{\min})^2}{J^2 + (J_c^{\min})^2} \right]^{\frac{z+1}{2}q} - |J_c^{\min}|^{\frac{z+1}{2}} \right\} \quad ; T > T_p \quad (3-23)$$

ここでzはz=2m+1で定義されるパラメータ、A<sub>0</sub>=ρ<sub>f</sub>ΔJ<sub>c</sub><sup>z-1</sup>/(z+1)である。このE-J特性は実験で観測される特性の特徴をすべて備えている。ここでJ、Eをスケール変数

$$Y = \ln \left[ E/J |T - T_p|^{\nu(z-1)} \right] \quad (3-24)$$

$$X = \ln \left[ J / |T - T_p|^{2\nu} \right]$$

に取り直すと、(3-23)のE-J特性は次のスケール関数に集約されることがわかる：

$$\begin{aligned}
 Y &= Y_0 + \frac{z-1}{2}X + \frac{z+1}{2} \ln \left\{ (1 - e^{-(X-X_m)}) \left[ \frac{(1 - e^{-\alpha(X-X_m)})^2 + e^{-2(X-X_m)}}{1 + e^{-2(X-X_m)}} \right]^{\frac{z+1}{2}} \right\} ; T < T_p \\
 &= Y_0 + \frac{z-1}{2}X ; T = T_p \\
 &= Y_0 + \frac{z-1}{2}X_m + \ln \left\{ \frac{z+1}{2} - e^{-(X-X_m)} + \right. \\
 &\quad \left. e^{-(X-X_m)}(1 + e^{X-X_m})^{\frac{z+1}{2}} \left[ \frac{(1 + e^{-\alpha(X-X_m)})^2 + e^{-2(X-X_m)}}{1 + e^{-2(X-X_m)}} \right]^{\frac{z+1}{2}} \right\} ; T > T_p
 \end{aligned}$$

(3-25)

このE-J特性は、 $T=T_p$ でベキ乗則になっており、 $T < T_p$ では上に凸、 $T > T_p$ では下に凸のカーブを示す。また、 $T_p$ の上下のカーブはJの大きい極限で $T_p$ のベキ乗則に漸近することがわかり、磁束ガラス-液体転移のスケール関数の性質をもつ。

### §3.7.3 スケールパラメータの意味

これまでの議論で、ピン止めからはずれた磁束バンドルのパーコレーション遷移によって電流-電圧特性のスケールリングが説明でき、パラメーターを適当に選べばスケールプロットが再現されることがわかった。このモデルでは熱力学的な相転移を考えていないので、 $\nu$ 、 $z$ はユニバーサルでなくてもよいことになる。そこで、このモデルではこれらの指数がどのように決まっているか考えることにする。

$z$ はWeibull関数の形状を決定するパラメーター $m$ によって $z=2m+1$ の関係から決められる。スケールリング則を導くのに使用した近似式(3-20)と図3-46から分かる通り、 $m$ は $J_{cmin}$ 近傍での $S(jc)$ の立ち上がり方の急峻さを表す。すなわち、 $m$ が大きいほど $Jc$ の分布が狭く、 $z$ の値も大きくなる。

一方 $\nu$ については、(5-8)からわかるように $J_{cmin}$ の $T_p$ 近傍における温度変化に対する変化の速さで決まる。 $J_{cmin}$ は輸送特性に関わる超伝導体全体の臨界電流密度の最小値であるから、単一のピン止めポテンシャルによって決められる臨界電流密度 $J_{cE}$ と同一の温度依存性を示すと考えてよいであろう。その

表式については、たとえば、

$$J_{cE} = \frac{B_{c2}(T)}{2\mu_0 L} \left[ \frac{B}{B_{c2}(T)} \right]^{\gamma-1} \left[ 1 - \frac{B}{B_m(T)} \right]^{\delta} \quad (3-26)$$

が実験を説明するために使われている[138,142]。ここで $B_m(T)$ は不可逆磁場を表す。YKモデルの $J_{cmin}$ においては、 $B_m(T)$ は $T_p(B)$ から逆に決まる $B_p(T)$ に相当するから、

$$J_{cmin} = \frac{B_{c2}(T)}{2\mu_0 L} \left[ \frac{B}{B_{c2}(T)} \right]^{\gamma-1} \left[ 1 - \frac{B}{B_p(T)} \right]^{\delta} \quad (3-27)$$

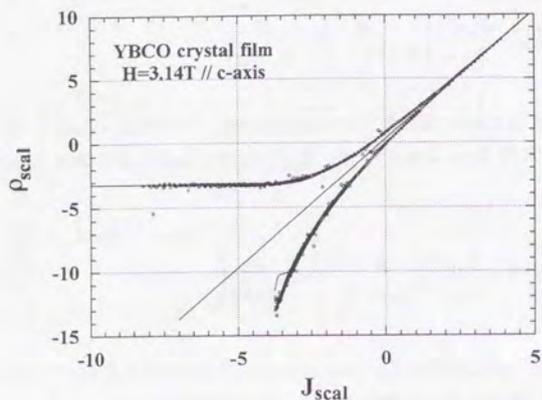
とかけられる[138]。温度が $T_p(B)$ に近づくとき $J_{cmin}$ はゼロに近づくから、 $B_p(T)$ が外部磁場 $B$ に近づくものと考えられる。 $T_p$ 近傍では

$$1 - \frac{B}{B_p(T)} = 1 - \frac{T}{T_p(B)} \quad (3-28)$$

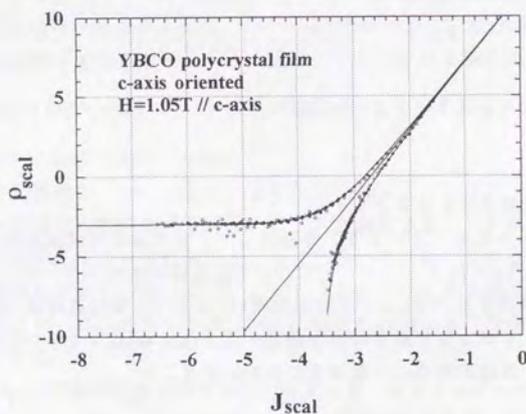
と考えられるから、(3-22)と比較して $\delta=2\nu$ の関係があることがわかる[138]。

### §3.7.4 実験結果のフィッティング

次に、スケール関数(3-25)を使用して、第3章の実験結果のフィッティングを行う。 $T_p=T_g$ とし、 $\nu$ 、 $z$ についても実験結果のスケールリングから得られた数値を使用する。YBCOの単結晶薄膜( $H=3.14T$ )、多結晶薄膜( $H=1.05T$ )について、フィッティング結果の例を図3-47(a)、(b)に示す。いずれの場合も実験結果と計算結果が良く一致することがわかる。



(a)



(b)

図3-47 YKモデルのスケール関数(3-25)式による実験結果のフィッティング。(a)YBCO単結晶薄膜、(b)YBCO多結晶薄膜。Tp=Tg、 $\nu$ 、 $z$ は実験で得られた値を使用。その他のパラメータの値は以下の通り。

(a)Yo=0.3, T<TpでXm=-3.8, s=0.25, q=1.3, T>TpでXm=-2.15, s=0.25, q=0.65

(b)Yo=11.3, T<TpでXm=-3.55, s=0.4, q=0.1, T>TpでXm=-3.65, s=0.4, q=0.1

§3.8 温度-磁場相図

これまでの節では、電流-電圧特性のスケールリングと臨界指数に主眼をおいて考察を進めてきたが、本節では、電流-電圧特性の2つのスケールリング関数を分ける温度Tg(Tp)-H相図について述べる。

図3-48にYBCOの単結晶薄膜、c軸配向多結晶薄膜、ならびに、多結晶について、電流-電圧特性のスケールリングから得られたTg(Tp)をT-H平面上にプロットしたものを示す。比較のためにKoch等のデータ[54]も示した。詳細な議論は次節で行うが、次のような特徴をあげることができる。

- ①本研究で使用したYBCO単結晶薄膜は同一の磁場に対してKoch等の結果より高いTgを示す。
- ②多結晶薄膜では低磁場側(高温側)でKoch等のデータより低いTgを示すが、高磁場側(低温側)ではKoch等のTg-H曲線にクロスオーバーするようになる。
- ③多結晶では、薄膜にくらべて著しく低温・低磁場側にシフトしたTg-H曲線となる。

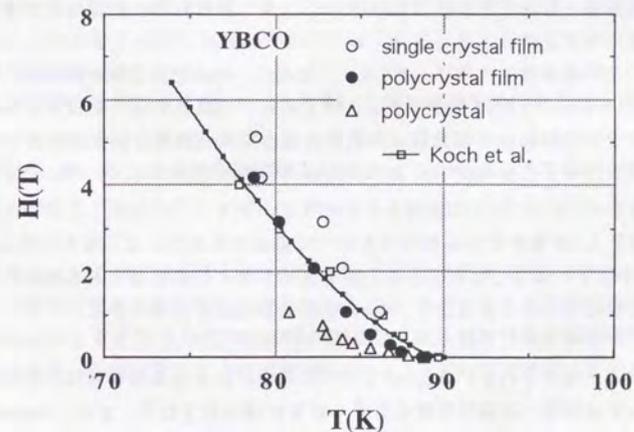


図3-48 YBCO試料のT-H相図

## § 3. 9 総合的議論

前節で述べた温度-磁場相図の特徴やこれまで述べてきた臨界指数の特徴が、磁束ガラス-液体転移理論、Yamafuji-Kiss (YK) 理論のそれぞれで、どのように解釈できるか考察する。

磁束ガラス-液体転移理論では、 $T_g$  がどのように決まっているかについては明らかにされていない[52]。電流-電圧特性のスケージングや臨界指数は、相転移が存在する前提で導入される。§ 3.6.4 で述べたように、多結晶超伝導体のモデルであるゲージグラスモデルは、バルク超伝導体の磁束ガラス-液体転移と相転移のグローバルな性質が同一であると考えられる。ゲージグラスモデルについては Monte Carlo シミュレーションによって相転移の有無が議論されているが、3次元では相転移が存在すると考えられている (§ 3.6.4)。ゲージグラスにおける典型的なエネルギーのスケールは、超伝導粒の Josephson 結合の強度 (Hamiltonian (3-15) 式の  $J_J$ ) であり、従って、転移温度は  $J_J$  によって決まると考えられる。単結晶超伝導体の磁束ガラス-液体転移は、ゲージグラスにおいて結晶粒間のカップリングが強い極限で、結晶粒内の超伝導と同等のオーダーパラメーターが粒間にも存在している場合であると考えられるから、転移温度は試料によらず同じになると推測される。本研究の単結晶薄膜と Koch 等の単結晶薄膜は超伝導臨界温度  $T_c$  がほぼ同一であるが、 $T_g(H)$  には明確な差がある結果となっている。これは磁束ガラス-液体転移の範囲内では考えにくい結果である。

②の多結晶薄膜の結果は、§ 3.6.6 で考えた、結晶粒間で微小幅の強い結合が残っているという推測を支持するものである。低磁場では、磁束量子は結晶粒間の結合が弱い部分に優先的に形成されると考えられる。磁束線の平均間隔が平均結晶粒径である  $d_g \sim 0.1 \mu\text{m}$  となる磁場を求めると、 $B_g \sim \Phi_0/d_g^2 \sim 0.2\text{T}$  となるから、0.2T 以上の磁場から徐々にクロスオーバーが生じ、クロスオーバーが終わる 2T 程度で結晶粒内にも均一に磁束が形成されると考えられる。従って、2T 以下の磁場では粒間を結ぶ結合領域が個々の結晶粒よりも相対的に強い磁場を受けていることになり、 $T_g$  が低下するものと推測できる。

③の多結晶試料では、ランダムな結晶配向のため  $J_J$  が小さく、 $T_g$  が大きく低下すると考えられる。§ 3.6.3 で述べたように、多結晶超伝導体は材料の種類によらずほぼ同一の臨界指数を有する結果が得られており、また、Houghton-Moore がゲージグラスに対して理論的に評価した  $\nu$  の値が実験値に近い[136]ことから、多結晶試料ではゲージグラスのような相転移が起こっている可能性があると考えられるものの、 $z$  の値は理論の予測  $z > 4$  をみたくおらず、試料

による臨界指数の不一致と相まって、熱力学的相転移に基づくシナリオは困難であるといわざるをえない。

一方、YK 理論では、 $T_g = T_p$  はパーコレーション転移によって超伝導体全体の臨界電流密度がゼロになる温度であるから、それはピン止めの強度や温度依存性によって決まっている。従って、異なる試料で  $T_p$  が異なるのはむしろ当然であるといえる。①の  $T_g$  の相違は、膜厚の違いや基板の違い (本研究では  $\text{MgO}$ 、Koch 等は  $\text{SrTiO}_3$ ) などによるピン止めに寄与する欠陥の種類や密度の違いに起因すると考えられる。特に、複数のピン止め点に関与していると、ピン止めポテンシャルの温度依存性や磁場依存性が異なるため、本研究の単結晶薄膜で見られるような臨界指数や  $T_g$  の不規則な変化が生じうると考えられる。

多結晶薄膜については、基本的に上述の考え方が適用できると考えられる。ここで、微小幅の試料で  $z$  が大きくなる傾向について YK モデルをもとに考察する。§ 3.7.2 で述べたシミュレーションの結果、磁束とピン止め間相互作用の効果が磁束間の相互作用の効果より強くなると、加算問題を解いた結果得られる巨視的ピン力密度の分布幅が狭く、 $z$  が大きくなることがわかっている[140]。超伝導体の幅が狭くなると Ando 等が指摘したように集団的ピン止めの効果が減り[59]、磁束線単独のピン止め相互作用、すなわち、線形和の性格が強くなることが推測される。従って、 $z$  の値が大きくなることが理解できる。Roberts 等の低磁場での  $z$  の増大[61]も同様に考えることができる。また、Bi 系など  $c$  軸方向の磁束線の相関が弱い物質では、 $\text{CuO}$  面内での磁束線のピン止めの効果が強く現れ、磁束線の相関の影響が相対的に低下すると考えられるため、やはり  $z$  の増大が期待される。

多結晶試料の場合には、YK モデルで扱われている局所的な臨界電流密度  $J_c$  を個々の粒間結合の臨界電流に置き換えて考えればよい。多結晶試料で  $z$  が小さい値をとることは粒間臨界電流の分布幅が広いためであると解釈でき、 $c$  軸方向まで含めて結晶粒がランダムに結合している状況を考えればもっともらしい。

現時点でどちらの立場が正しいか結論を下すことはできない。しかし、臨界指数の問題からすると相転移の立場は難しく、YK モデルの方が試料ごとの指数をもっともらしく説明できる。本研究の結果は、熱力学的な相転移ですべての試料の振る舞いを説明することは困難であり、YK モデルを支持するものであるといえる。

## 第4章 交流損失

本研究の背景にあるパワー応用では、超伝導を交流で使用するのが一般的である。そこで、本章では、第2種超伝導体の交流特性について理論的な検討を行うとともに、いくつかの高温超伝導線材について臨界電流密度と並んで実用上重要な交流損失の実験的な評価、Beanモデルベースの理論的な表式との比較、交流損失の振る舞いの特徴について述べる。

前章で解明されたように、高温超伝導体試料では電流-電圧特性はベキ乗に近い特性を示すことがわかった。このような導体で交流損失がどうなるか考察するとともに、交流損失の観点から臨界電流をどのように定義したらよいかについて議論した。

## §4.1 臨界状態モデルに従う第2種超伝導体の交流特性と交流損失

交流損失を考える場合2つのケースがある。1つは超伝導線に外部磁場が加わる場合であり、超伝導マグネットなどの状況に対応する。もう一つは、超伝導線に交流電流を通電する時に自己磁場によって損失（自己磁場損失）が発生する場合で、電力ケーブルなどの応用で問題になる。

ピン止めが十分に強い理想的な第2種超伝導体では、臨界電流密度  $J_c$  以下の電流密度に対して直流電気抵抗がゼロとなる。しかし、交流電流に対しては実効的な電気抵抗が発生し、損失を発生する[18,19]。これは、交流電流の通電により同じ位相で時間変化する交流磁場が発生するが、超伝導体内部ではピン止めの効果で局所的な磁束密度の変化が位相遅れを生じるためである。あるいは、ピン止めをもつ第2種超伝導体はヒステリシスを伴う磁化曲線を示すのであるから、磁場をある振幅で振動させれば、1周期あたり磁化曲線の取り囲む面積に相当するエネルギー損失を伴うことになると考えても同じことである。従って、交流損失を実験的に評価する方法としては、4端子通電法によって発生電圧の抵抗性成分を測定する方法と、試料に交流磁場をかけて磁化曲線を測定する方法が考えられる。後者の場合については、しばしば例として使用される無限平板超伝導体のヒステリシス損失を§2.1.5で簡単に述べた。ここでは、臨界状態モデルで記述される円柱形状の第2種超伝導体の自己磁場交流損失と外部磁場交流損失を考え、解析的な議論によってどのような種類の電気抵抗が発生するかを調べるとともに、交流損失の定量的な表式を与える。

## §4.1.1 自己磁場損失

図4-1に対象とする円筒超伝導体を示す。ここでの議論では下部臨界磁場、および、表面バリアは無視する。外部から通電電流  $I = I_0 \cos \omega t$  を与えた場合、超伝導体表面での磁場は周方向成分  $B_\phi = \mu_0 I / 2\pi R$  のみとなり、円筒座標系でのMaxwellの方程式は、

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial r} &= \frac{\partial B_\phi}{\partial t} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\phi) &= \mu_0 J_z \end{aligned} \quad (4-1)$$

となる。Beanモデルは、

$$J_z = -\text{sign} \left( \frac{\partial B_\phi}{\partial r} \right) J_c \quad (4-2)$$

で表現され、磁束の空間的な変化が生じている場所では電流密度が常に  $J_c$  になっており、磁束の存在しない場所では電流がゼロであることを示す。通常の電磁気の問題では、導電率を与えることで電流と電場の対応をつける式が使用されるが、超伝導体の問題では、このように電流密度そのものに拘束をかける形となる。§2.1.5で述べたように、Beanモデルの特徴は表面の磁場の強さに応

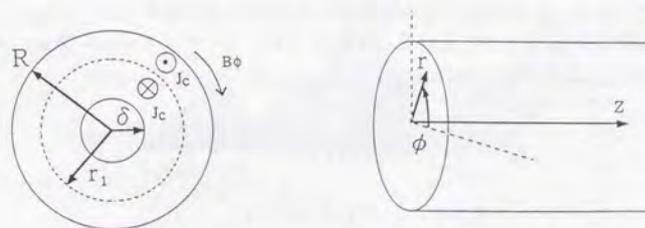


図4-1 解析の対象とする円筒超伝導体。円柱座標を定義する。

じて磁場が侵入する深さが決定され、平板の場合には  $B/\mu_0 J_c$  で与えられるが、円筒の場合には内部に進むほど円の周長が短くなるため若干表式が複雑となり、磁束が侵入するフロントの半径が、

$$\delta = R\sqrt{1-\Gamma}, \quad \Gamma \equiv J_0 / (\pi R^2 J_c) \quad (4-3)$$

で与えられる。通電電流を臨界電流に等しくすると  $\delta=0$  となり、超伝導体の中心まで磁束が侵入することが分かる。以上をもとに、超伝導体内部の任意の場所、時間  $(r, t)$  における電場  $E_z = E_{hys}(r, t)$  を求める。この問題は解析的な解が得られ、超伝導体表面の電場は、 $f$  を周波数として

$$E_{hys}(R, t) = \mu_0 f J_0 \cdot \ln(r_1 / R) \cdot \sin \omega t$$

$$r_1 = R \left[ 1 - \frac{\Gamma}{2} (1 - (\text{sgn}) \cos \omega t) \right]^{1/2} \quad (4-4)$$

$$(\text{sgn}) = \begin{cases} +1 & 2n\pi \leq \omega t \leq (2n+1)\pi \\ -1 & (2n-1)\pi \leq \omega t \leq 2n\pi \end{cases}$$

となる[143~145]。この表式をみると、基本的には磁場の時間微分から電場が得られることを反映して、時間依存性を表す項が  $\sin \omega t$  で誘導性になっているが、対数項のために正弦波から歪んだ波形となる[144,145]。図4-2に(4-4)式で与えられる超伝導体表面の電場の波形と空間的な分布を示す。電場の波形は正弦波のピークを遅らせたような歪みをもち、半周期毎に特異点をもつ。これは、磁場がピーク値を経て減少または増加に反転するときに、 $J_c$  の方向が変化する境界位置を与えるパラメーター  $r_1$  が  $r_1=\delta$  から  $r_1=R$  に不連続にジャンプすることによる。この波形の歪みは磁気ヒステリシスの効果によって生じ、実効的に抵抗成分  $E_R$  をもつ。これをみるには(4-4)式を Fourier 級数に展開したときの  $\cos \omega t$  の係数を調べればよく[144,145]、実効値ベースで

$$E_R = \frac{\omega}{\sqrt{2\pi}} \mu_0 f J_0 \frac{2}{\Gamma^2} F(\Gamma) \quad (4-5)$$

$$F(\Gamma) = \Gamma - \frac{\Gamma^2}{2} + (1-\Gamma) \ln(1-\Gamma)$$

が得られる。従って、単位時間・単位表面積あたりのヒステリシス損失は

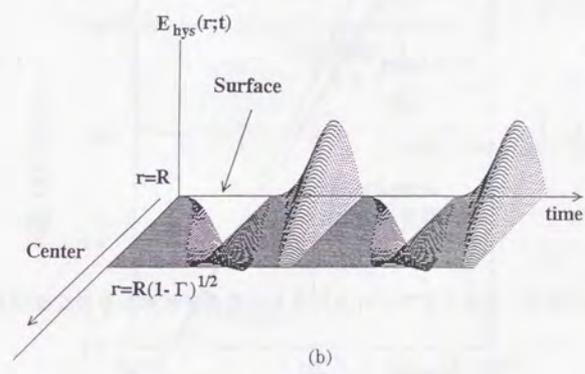
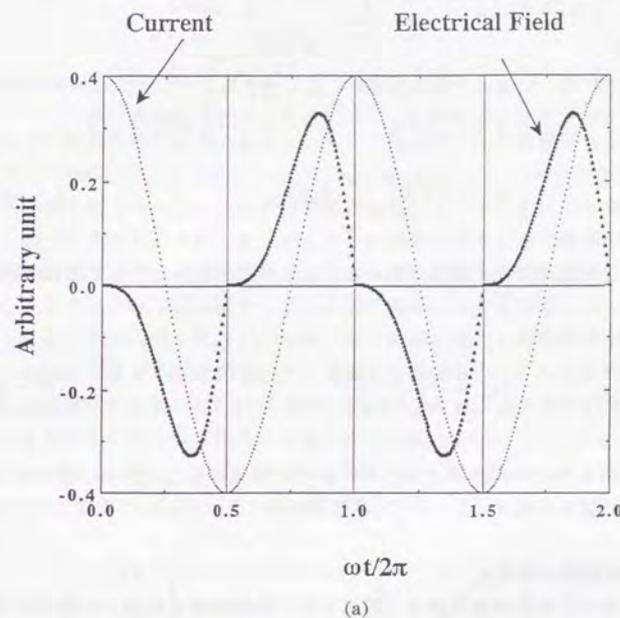


図4-2 磁気ヒステリシスによって誘起される電場。(a)超伝導体表面、(b)空間分布。

$$W_{\text{loss}} = \left[ \frac{1}{\mu_0(2\pi R)} \int_{\text{surface}} (E_{\text{loss}} \times B_{\phi}) dS \right]_{\text{cycle}} = E_R \times \frac{I_0}{\sqrt{2}} \times \frac{1}{(2\pi R)} \quad (4-6)$$

となり、上で計算した電場の抵抗性成分に対し通常のオーミックな導体の Joule 損失と同じ式になることが分かる。この式は (4-5) 式を用いて、

$$W_{\text{loss}} = \frac{\mu_0 f (\pi R^2 J_c)^2}{2\pi^2 R} F(\Gamma) \quad (4-7)$$

とかける。通電電流が超伝導体の臨界電流より十分小さいとして  $F(\Gamma)$  を展開すると、

$$W_{\text{loss}} = \frac{2\mu_0 f}{3J_c} \left( \frac{I_0}{2\pi R} \right)^3 \quad (4-8)$$

となって、括弧内が試料表面での磁場の強さに相当することから、無限超伝導板の外部磁場損失の表式 (2-17) 式に周波数  $f$  をかけたものになっている。

#### § 4.1.2 外部磁場交流損失

次に、図 4-1 の円柱超伝導体の軸に平行に外部磁場を印加した場合の交流損失について調べる。外部から  $B_z = B_0 \cos \omega t$  の磁場をかけ、Bean モデル

$$J_{\phi} = -\text{sign} \left( \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) J_c \quad (4-9)$$

を境界条件に、Maxwell 方程式

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_{\phi}) = -\frac{\partial B_z}{\partial t} \quad (4-10)$$

を解くことになる。前節と同様の計算により単位表面積あたりの交流損失は、

$$W_{\text{loss}} = \begin{cases} \frac{2\mu_0 f H_0^3}{3J_c} \left( 1 - \frac{H_0}{2RJ_c} \right) & H_0 < H_p \\ \frac{2\mu_0 f R^2 J_c}{3} \left( H_0 - \frac{RJ_c}{2} \right) & H_0 > H_p \end{cases} \quad (4-11)$$

となる。外部磁場が十分小さければ、

$$W_{\text{loss}} = \frac{2\mu_0 f H_0^3}{3J_c} \quad (4-12)$$

となり、無限平板の場合、および、自己磁場損失の低磁場極限 (4-8) 式に一致している。

図 4-3 に (4-7) 式の自己磁場損失と (4-11) 式の外部磁場損失を同一のパラメーターに対してプロットした結果を示す。自己磁場の場合については、通電電流が作る自己磁場の値を外部磁場の場合の印加磁場に対応させている。両者は低磁場の極限で一致するが、磁場が大きくなるに従って自己磁場損失の値の方が大きくなる。これは、自己磁場の場合、磁場の値が表面で増すとき内部での磁束の変化領域が外部磁場の場合より大きくなるため、磁場が中心に到達するときの自己磁場の値は  $H_p/2$  となる。自己磁場損失と外部磁場損失を比較するときはこの点に注意を払う必要がある。

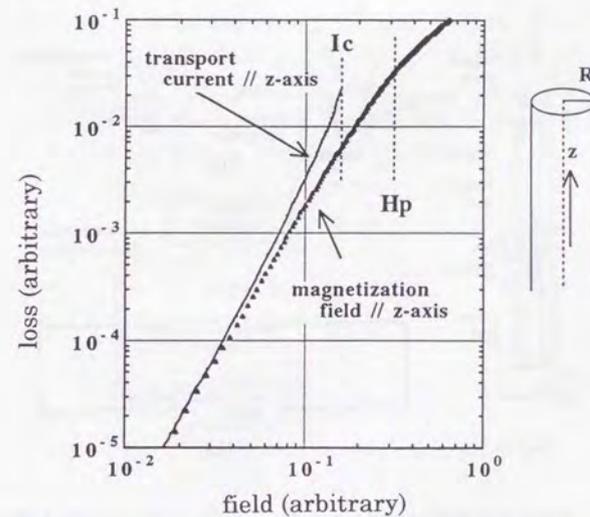


図 4-3 円筒超伝導体の自己磁場損失と外部磁場損失の比較。

§ 4. 2 実験方法

§ 4. 1 で述べたように、交流損失を定量的に評価する代表的な方法は、試料に外部交流磁場を印加して磁化曲線を測定するもの（磁化法）と、交流電流を通電して4端子法により抵抗性電圧を測定するもの（交流電圧法）である。

図4-4に2種類の測定系の概要を示す。図4-4の(a)、(b)が磁化法に用いた装置（東京工業（株）製、交流損失測定装置）であり、試料層中央部にとりつけられた長さ1cmのメインサーチコイル内に試料を設置し、外部コイルから交流磁場を印加する。この際、サーチコイルに発生する電圧は試料の磁化の寄与と試料とサーチコイルの隙間を通る外部磁場の寄与を含む。必要なのは前者だけであるので、後者のシグナルを打ち消すために試料ホルダーの上下に計3つのキャンセルコイルがとりつけられており、これらをメインサーチコイルと直列に接続する構成をとっている。出力電圧は積分器に導入され、試料の磁化が磁場の瞬時値に応じて時系列的に出力される。こうして得られる磁化曲線を1周期積分すれば交流損失が得られる。

図4-4(c)に交流電圧法の測定系の概略を示す。測定には2位相型ロックインアンプ（EG&G社製—モデル5302、または、NF回路製—モデル5610B）を

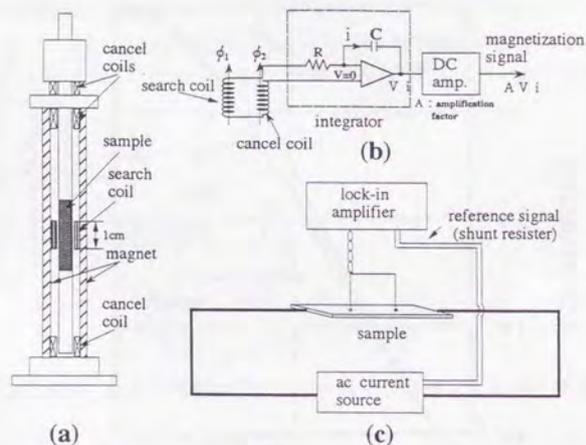


図4-4 交流損失の測定に使用した装置。(a)、(b)は磁化法の検出部分と計測系、(c)は通電法の測定回路。

使用し、試料の発生電圧を電流と同位相の抵抗性成分と90度位相のずれた誘導性成分に分離した。リファレンスには、電源に直列に無誘導同軸シャント抵抗（日本レム（株）製、LEM50/2）を接続し、電圧端子から取り出したシグナルを電流と同じ位相をもつシグナルとみなして、ロックインアンプに導入した。標準抵抗を用いた予備測定で、計測された電気抵抗値の標準抵抗公称値からのずれが0.2%以下であったことから、シャント抵抗での位相ずれは0.12度以下であると評価される。交流損失は抵抗性電圧と通電電流の積で計算する。

なお、本章で述べる測定は、すべて、試料を液体窒素中に直接浸した状態で実施した。

測定に用いたのは、Bi-2223系銀シース線、YBCO多結晶薄膜、YBCO多結晶体を中心に、Bi-2223系多結晶体、熔融凝固法で作製したYBCOファイバー状結晶（磁化法のみ）である。諸元については、関連する各節のなかで述べる。

§ 4. 3 Bi-2223 系銀シース線の交流特性と交流損失

Bi-2223 系銀シース線は、電力ケーブルなどへの実適用が期待されており、交流損失に関する研究が国内外で精力的に進められている。ここでは、直流特性の測定に用いた試料を含む5種類の試料をとりあげている。これらには、交流損失の低減に効果が期待される多芯の試料が3種類含まれており、製造条件のコントロールによって臨界電流密度の値をかえてある。1  $\mu\text{V}/\text{cm}$  で決定した試料の臨界電流密度は  $4.4 \times 10^3 \sim 3.6 \times 10^4 \text{ A}/\text{cm}^2$  の範囲であり、サイズなどとともに試料の諸元を表4-1にまとめて示す。また、図4-5に単芯線、多芯線の典型的な断面写真を示す。試料の外観はテープ状であるが、写真からわかるように、中の超伝導体コアの断面は方形ではなくアスペクト比の大きな楕円に近い。これは、銀シース線を製造する工程で、もともと丸線であったものを圧延によってテープ状に加工しているためである。多芯線についても外層部の超伝導体フィラメントの包絡線が楕円形状になっていることがわかる。

表4-1 測定に使用した試料の諸元

sample	type	whole dimension(mm <sup>2</sup> ) (width×thickness)	SC-fraction***	I <sub>c</sub> (A)	J <sub>c</sub> (A/cm <sup>2</sup> )	filament width(mm)	filament thickness(μm)
1	SF*	3.4×0.19	20%	27.5	20,000	~2.0	~65
2	SF	3.3×0.16	46%	40.0	16,000	~3.0	~100
3	61-MF**	2.5×0.22	25%	4.8	4,400	0.1~0.3	5~15
4	61-MF	3.1×0.22	20%	25.8	23,000	0.1~0.3	5~15
5	61-MF	2.9×0.22	21%	36.0	36,000	0.1~0.3	5~15

\*SF=single filamentary wire    \*\*61-MF=61-multi-filamentary wire    \*\*\*SC-fraction=volume fraction of superconductor

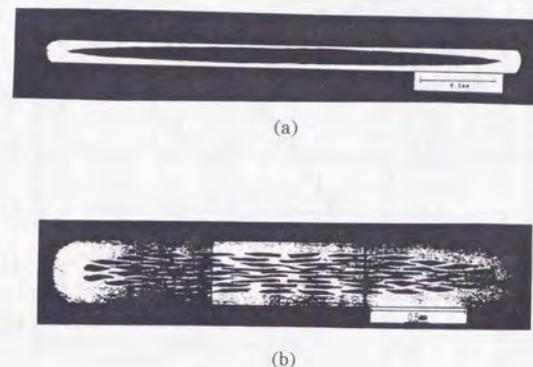


図4-5 銀シース線の典型的な断面形状。(a)単芯線、(b)多芯線(61芯)。

§ 4.3.1 磁化法により評価した単芯 Bi-2223 系銀シース線の交流損失

図4-6に10Hz~500Hzの代表的周波数に対して測定した  $I_c=27.5\text{ A}$  の単芯 Bi-2223 系銀シース線の交流損失(1周期・試料1mあたり)の磁場ピーク値依存性を示す。10mT以下の低磁場領域では、交流損失はおおよそ磁場の3乗に比例して増加し、高磁場側ではほぼ1乗に比例して増加する振る舞いが観測され、Beanモデルで記述されるヒステリシス損失の振る舞いと定性的に一致する。測定した磁場領域内では、交流損失は周波数に対して正の関数となっており、これは銀の渦電流損失の寄与のためであると予想される。試料が同一サイズの銀である場合の損失、すなわち、渦電流損失を次式(4-13)により計算すると図4-6の実線が得られる(周波数50Hz)。

$$W_{ed} = \frac{\pi^2 f B_0^2 t^2}{6\rho} (w't') \quad (4-13)$$

ここで  $f$  は周波数、 $B_0$  は印加磁場のピーク値、 $w'$  と  $t'$  は銀テープの幅と厚さ、 $\rho$  は液体窒素温度における銀の抵抗率で  $3 \times 10^{-9} \Omega\text{ m}$  である。(4-13)式は試料全体が銀であると仮定しているため、渦電流損失を若干過大評価すること

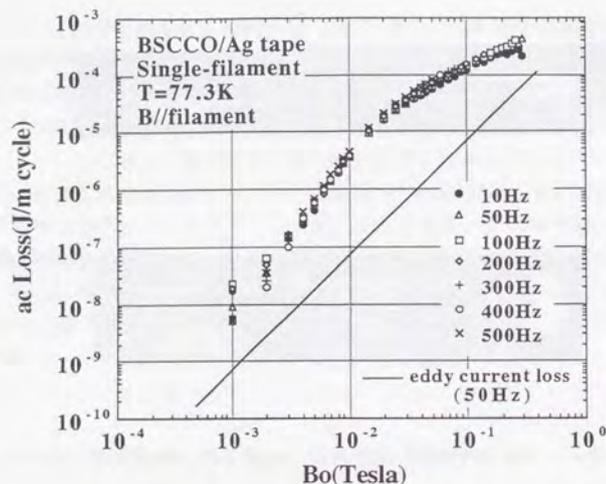


図4-6 Bi-2223 銀シース単芯線の交流損失の外部磁場ピーク値依存性。磁場は試料の長さ方向にかけている。

となるが、損失全体に占める銀の渦電流損失の割合は 10%程度以下で、交流損失の主要な成分は超伝導体部分からであることが推測される。図4-6の試料全体の損失から(4-13)式により計算した銀の渦電流損失を差し引くことによってヒステリシス損失を評価し、SQUIDを用いて同一試料について評価したヒステリシス損失とともに図4-7に示す。その結果、損失の周波数依存性はほとんど見られなくなり、ヒステリシス的な特徴がはっきりしてくる。また、両者の大小関係は10mT付近を境に逆転しており、低磁場領域ではSQUIDの結果が若干大きな損失を与え、一方、高磁場領域ではSQUIDの結果の方がかなり小さいことが分かる。臨界状態モデルに従えば、SQUIDの測定の方が実効的に小さな臨界電流密度に伴う磁気ヒステリシスを観測していることになる。このことは、磁束クリープによって理解できる。§2.1.6、および、§2.2.3で述べたように、臨界状態は非平衡状態であるため、熱エネルギーの効果で磁化の絶対値が時間に対し対数的に減衰する。交流測定では磁化測定の時間スケールが1msec~100msecであるのに対し、SQUIDの測定では100secと3桁以上後者が

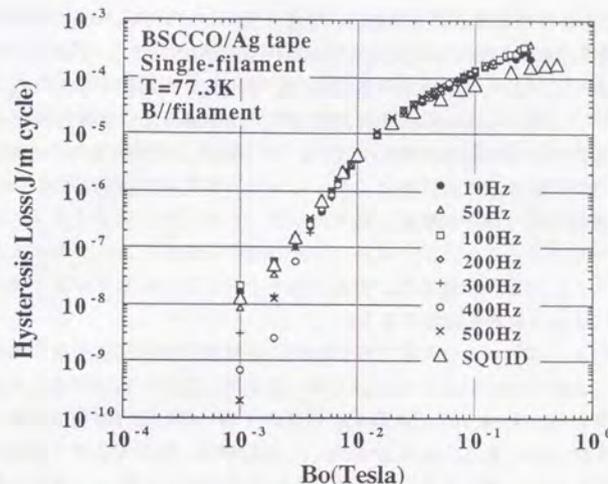


図4-7 図4-6のデータから(4-13)式を用いて銀の渦電流損失の寄与を差し引いた結果とSQUIDで測定した同一試料のヒステリシス損失。

大きい。従って、SQUIDの測定の時間スケールでは、磁束のクリープが進み、磁化を与える電流密度が低下した状況を観測することになる。

試料の超伝導体部分が薄い板状の場合、試料の長さ方向に磁場を印加した時の試料単位長あたりのヒステリシス損失  $W_{hys}$  の表式は、Beanモデルを用いて、

$$W_{hys}^o = \frac{2\mu_0 H_o^2 w t}{3H_p} \quad (H_o < H_p) \quad (4-14)$$

$$W_{hys}^o = 2\mu_0 H_p^2 \left[ 1 - \frac{2H_o}{3H_p} \right] w t \quad (H_o > H_p) \quad (4-15)$$

$$W_{hys} = p \cdot W_{hys}^o \quad (4-16)$$

となる。ここで、 $H_o$ は印加した交流磁場のピーク値、 $w$ と $t$ は超伝導体コアの幅と厚さを表す。 $H_p$ は中心到達磁場  $H_p = J_c \cdot t/2$  であり、表4-1に示した数値を用いて見積ると

$$B_p = \mu_0 H_p \sim 8.2mT$$

が得られ、図4-7で交流測定とSQUID測定の大小が逆転する磁場とほぼ一致する。ここで扱う試料は、Bi系2223相の結晶のab面がほぼテープ面に平行に配向しているが、図4-5から分かるとおり、もともと円形断面であったものを加工してテープ状にしていることを反映して、超伝導コアの断面は板状よりも非常にアスペクト比の大きい楕円に近い。この場合、ab面はテープ面に平行というよりは、銀との界面に平行になっていると考えられる。このため、ヒステリシス損失は同じ厚みの板状の場合より若干小さくなるはずであり、ヒステリシス損失を(4-14)、(4-15)の通常の表式にファクターpをかけた(4-16)式から計算する。臨界状態を形成している磁束分布を幾何学的に解析すればpの範囲を評価できる。

図4-8に3つのケースの磁束分布を示す。(a)は正方形の底面をもつ超伝導柱に対して、2組の向かい合う側面のうち一組の面に垂直に磁束が侵入するケースを示している。(b)は(a)の正方形柱に内接する円柱状超伝導体に当局的に磁束が侵入するケース、また、(c)は(b)と同一の超伝導柱に特定の方向からのみ磁束が侵入するケースに対応する。実際の銀シース線では、これらを磁束の侵入方向に押しつぶした状況を考えることになるが、磁化(図4-8の磁束分布の体積に相当)の比は図4-8(a)、(b)、(c)における磁化の比 $1/2 : \pi/12 : 1/3$ と同一に保たれる。式(4-14、15)は(a)の場合に相当し、また、実際の磁束分布は(b)と(c)の間に位置すると考えられるから $\pi/6 < p < 2/3$ となる。試料中の超伝導体コアの両端ではある角度をなした2つのab面が接しているような形となっているはずで、超伝導部のアスペクト比が非常に大きいことを考える

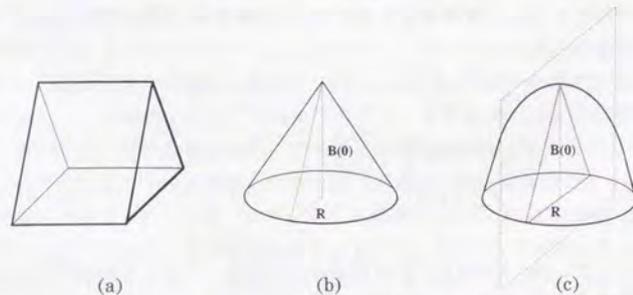


図4-8 臨界状態による磁束分布の模式図。(a)方形断面の超伝導体に一方向からのみ磁束が侵入するケース。(b)、(c)は円(楕円)断面の超伝導体に、それぞれ磁束が、コンセントリックに侵入するケースと一方向からのみ侵入するケースを表す。

と図4-8(c)の場合、つまり、 $p=2/3$ が現実に近いと考えられる。図4-9に表4-1の $J_c$ と試料サイズを用いて $p=2/3$ として計算した50Hzの交流損失を図4-6の実験結果とともに示す。両者は非常によく一致しており、商用周波数における銀シース単芯線の交流損失は、直流通電測定により $1 \mu V/cm$ で定義した $J_c$ で決定されるヒステリシス損失と銀の渦電流損失の和で定量的に評価できることがわかった。

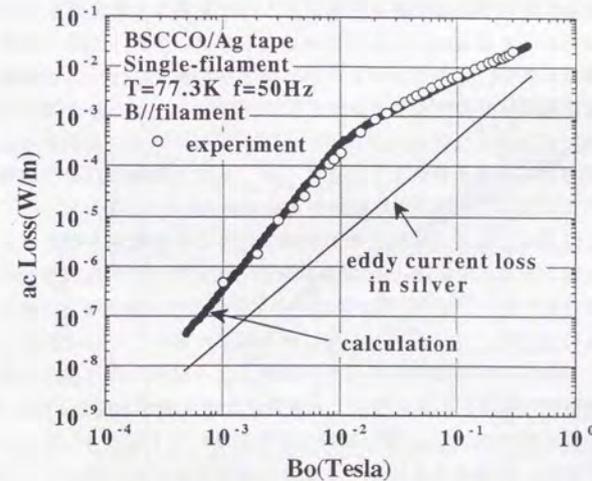


図4-9 単芯の銀シース線について $f=50Hz$ における交流損失の実測値と計算値の比較。実線は銀の渦電流損失の計算値。

§ 4.3.2 磁化法により評価した多芯線の交流損失

次に多芯線の交流損失に関する結果について述べる。

50Hzで評価した交流損失の磁界依存性を図4-10に示す。比較のために、図4-6の単芯線のデータ、および、(1)式により $I_c=36.0A$ の試料サイズを用いて見積もった銀の渦電流損失も示してある。まず、銀の損失との比較から損失は超伝導体の寄与が支配的であり、単芯線ほど明確ではないが、低磁場領域から高磁場領域へと磁場依存性の指数が小さくなることから、超伝導コアのヒステリシス損失が支配的になっていると考えられる。実際 $I_c=25.8A$ の試料と $I_c=36.0A$ の試料の損失の振る舞いを比較すると、5mT付近を境に損失の大小関係が逆転し、中心到達磁場 $H_p$ の前後で損失が $1/I_c$ に比例する依存性から $J_c$ に比例する依存性に変化することに対応していると考えられる。多芯線では単芯線で見られる $H^3$ の振る舞いよりも指数が小さく、 $H_p$ の位置もはっきりしない。これは、多芯線ではフィラメントの厚さにばらつきがあることや、また後述するようにフィラメント表面の局所的な磁場が場所によって異なっている可能性などのためであると考えられる。 $I_c=4.8A$ の試料では10mT以下の低磁場領域で損失がなだらかに変化する領域が見られる。これは§4.3で述べるYBCOの焼結体に見られるようなweak linkに特徴的な振る舞い[147,148]に相当するものであると考えられる。 $I_c$ のほぼ等しい単芯線と多芯線( $I_c=25.8A$ の試料)を比較すると高磁場領域での交流損失が多芯線の方が低く、 $I_c$ と $J_c$ が同一であれば、この領域でヒステリシス損失が単一フィラメントの厚さに比例することを反映した結果であると考えられる。このように、高磁場領域では同じ臨界電流であれば多芯化によって交流損失の低減が可能である。

このことを定量的に見るために、各フィラメントに外部磁場と同じ大きさの磁場が加わったと仮定して、 $I_c=36.0A$ の試料の50Hzにおける交流損失の磁場ピーク値依存性を(4-14~16)式に従って計算した(単芯線と同様 $p=2/3$ とした)。この仮定は、フィラメント間に結合電流が流れていなければ、近似的に正しい。厳密には渦電流による遮蔽の効果により試料内部ほどフィラメントに加わる局所的な磁界が小さくなることを考慮する必要があるが、77K、50Hzにおける銀の表皮厚さが7.8mmで、試料の厚さに比べて十分大きいため、この効果は無視できる。計算結果を図4-10の実験結果とともに図4-11に示す。実験結果の方が中心到達磁場が高く、高磁場領域の損失が大きい。この結果は、超伝導フィラメント間に電磁的な結合が生じていて、実効的にフィラメントが厚くなっていると考えたと説明可能である。最近の有限要素法を用いた電磁場解析の結果から、本実験に対応する状況を再現するとフィラメント間には結合電流が流れ、その密度は局所的な渦電流密度の10倍以上になることが

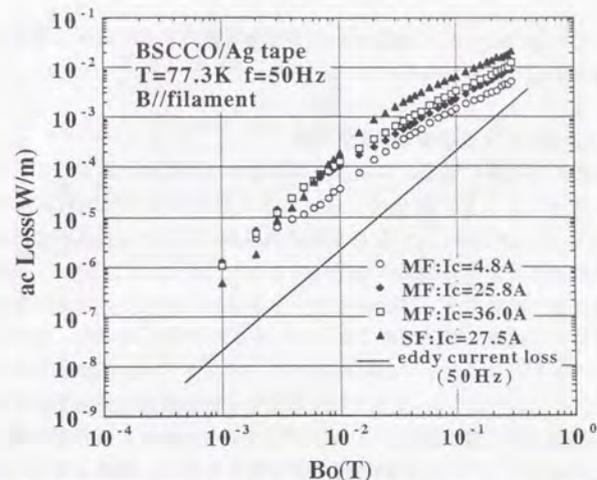


図4-10 臨界電流密度が異なる3種類の多芯線と図4-6の単芯線の交流損失の外部磁場ピーク値依存性。磁場は試料の長さ方向にかけている。

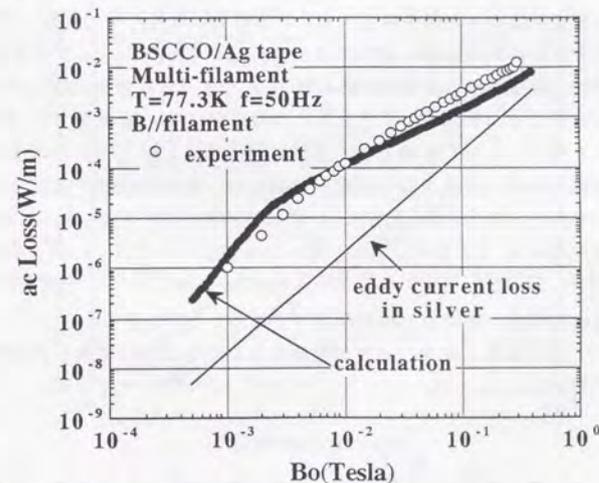


図4-11 多芯銀シース線の $f=50Hz$ における交流損失の実測値と計算値の比較。実線は銀の渦電流損失の計算値。

示唆されている[149]。この電流が超伝導電流と同じように磁場を遮蔽し、交流損失に寄与すると考えられる。

§4.3.3 通電法により評価した交流損失

実際の応用を考えた場合、交流損失の評価は交流電流を通電して行うのが望ましい。図4-12に、磁化法に使用した3種類の多芯線試料、ならびに、 $I_c=40.0A$ の単芯線試料について交流電流通電時に発生する電圧の抵抗性成分の通電電流依存性を直流の電流-電圧特性とともに示す。ここでは、発生電圧の電流と同位相の基本フーリエ成分をピーク値相当で示した。図から明らかなように、各試料の電流-電圧特性において、ある電流値  $I_k$  を境に、直流カーブと交流カーブのクロスオーバーが観測される。 $I_k$  以下では、交流通電のほうが発生電圧が大きく、一方、 $I_k$  以上では交流通電と直流通電で発生電圧に差がなくなるように見える。実際には、 $I_k$  以上で交流通電の場合の方が若干電圧が小さくなっているが、これは、直流の特性から分かる通り、電流の増大とともに非線形に抵抗が増大しており、交流通電時の抵抗発生波形への寄与は正弦波よりも尖った形をしているため、発生している電圧波形のピーク値は同一になっていると考えられる。この領域では、直流と交流に差がないことからフラックスフローによって電圧が発生していることが推測される。一方、 $I_k$  以下の領域では、常に交流の方が損失電圧が高く、交流でのみ存在する現象、すなわち、磁気ヒステリシス的な現象に起因する電圧成分が支配的となっていると考えられる。実際、損失電圧の通電電流の振幅  $I_p$  に対する依存性はほぼ  $I_p^2$  で、ヒステリシス損失とコンシステントである。より厳密には、 $I_k$  近傍では、臨界状態がフラックスクリープに影響される領域に対応する。従って、この状態からより高電流側のフラックスフロー状態への遷移は、測定周波数に依存するクロスオーバーであると考えられる[150]。いずれの試料においても、 $I_k$  は  $1 \mu V/cm$  定義で決定した  $I_c$  より若干大きい。銀への分流については、 $I_c=4.8A$ の多芯線 (sample 3) の銀の断面積から銀の抵抗  $R_{Ag}=5.7m \Omega$  が得られ、 $I_c=4.8A$ の試料の高電流域を除き、影響が10%程度以下であることがわかる。

図4-12の結果を次式により単位時間あたりの損失に変換した結果を図4-13に示す。

$$W = \frac{V_R^p \cdot I_p}{2} \quad (4-17)$$

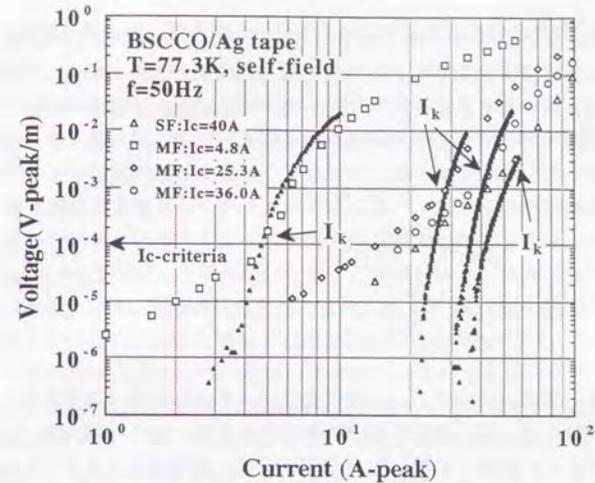


図4-12 交流通電法によって測定した銀シース単芯、ならびに、多芯線の抵抗性電圧の電流ピーク値依存性。

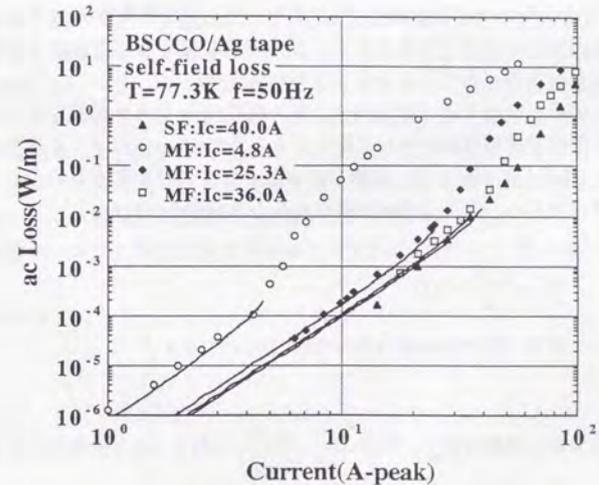


図4-13 図4-12の損失電圧のデータから(4-17)式によって自己磁場損失に変換したもの。実線は(4-18)式から評価した理論値を表す。

ここで、 $V_R^P$ は電圧の抵抗性基本波成分のピーク相当値、 $I_p$ は通電電流のピーク値である。同じ通電電流値に対しては、臨界電流値が大きい線ほど損失が小さい。定量的な議論をするために、§4.1.1で考えた Bean の臨界状態モデルに従うような円柱状超伝導体の自己磁場損失を考える。式(4-5)と(4-7)から

$$W_{hs} = \frac{\mu_0 f_c^2}{\pi} \cdot F(\Gamma) \quad (4-18)$$

$$F(z) = \Gamma - \frac{\Gamma^2}{2} + (1-\Gamma)\ln(1-\Gamma), \quad \Gamma = \frac{I_p}{I_c}$$

が得られる。図4-13に、この表式を用いて各試料の自己磁場損失を計算した結果を実線で示した。実験結果と計算結果が非常によく一致していることがわかる。ここで、計算に使用した  $I_c$  は表4-1に掲載する  $1 \mu V / cm$  定義で決定した値である。

ここで2つの問題がある。1つは、式(4-18)が円柱状超伝導体について導かれたものであり、本研究で使用したテープ状の超伝導体についても適用可能かどうかである。もう1点は、式(4-18)には臨界電流  $I_c$  が入っており、これを  $1 \mu V / cm$  で決めることに何ら根拠がないことである。この2点目については、§4.5で詳しく述べることにする。

上述の1点目については、式(4-18)が同一  $I_c$  をもつ任意のアスペクト比の楕円柱形状の超伝導線に対して成立することが Norris によって証明されている[151]。さらに、Norris は、薄膜状のストリップについても自己磁場損失を同様の手法で計算し、以下の表式が得られることを示した[151]:

$$W_{hs} = \frac{\mu_0 f_c^2}{\pi} \cdot G(\Gamma) \quad (4-19)$$

$$G(\Gamma) = (1+\Gamma)\ln(1+\Gamma) + (1-\Gamma)\ln(1-\Gamma) - \Gamma^2, \quad \Gamma = \frac{I_p}{I_0}$$

この式は低電流の極限で  $W_{hs} = \frac{\mu_0 f_c^2}{\pi} \frac{\Gamma^4}{24} = \frac{\mu_0 f_p^4}{24\pi I_c^2}$  となり、損失が電流の4乗に比

例することを示す。また、同一の  $I_c$  をもつ超伝導線にある一定の交流電流を通電した時に発生するヒステリシス損失は、ストリップ形状の方が楕円柱形状よりも小さいことが分かる。明らかに、式(4-19)のストリップに対する表

式では図4-13の結果を説明できない。このことは試料中の電流分布が楕円の対称性を持つことと示唆している。単芯線の超伝導コア内の電流分布がストリップよりは楕円に近いことは図4-5の断面写真からも推察される。上記の実験結果は、単芯線のみならず多芯線においても式(4-18)が成立し、電流分布が単一コアの楕円断面と類似していることを示唆すると考えられる。すなわち、通電電流の振幅を増大させていくと外層フィラメントから臨界状態が形成されながら内層フィラメントへと通電領域が拡大していき、電流の分布はフィラメントの位置によって不均一となる。この場合、単芯線と同様に、単位長の通電交流損失は  $J_c$ 、断面積、アスペクト比によらず  $I_c$  と  $I_c$  の何%の電流を通電しているか ( $=\Gamma$ ) のみによって決定されると考えられる。

なお、銀の渦電流損失については、超伝導フィラメントのペリメータ(多芯線の場合は外層フィラメントの包絡線長)  $L$ 、銀シースの厚さ  $d$ 、通電電流のピーク値  $I_0$ 、角周波数  $\omega$ 、銀の抵抗率  $\rho$  を用いて  $W_{edd} \sim (1/2)(\mu_0 \omega I_0)^2 \rho^{-1} (r^{13}/L)$  (W/m) と近似され、50Hz の場合  $W_{edd} \sim 2 \times 10^{-9} I_0^2$  (W/m) となるのでヒステリシス損失に比べて無視できることがわかる。

#### §4.3.4 Bi-2223系銀シース線の交流損失のまとめ

これまで述べてきた実験結果から、高温超伝導線を多芯化することによって、外部から磁場を印加する場合の交流損失は中心到達磁場以上の高磁場領域で低減され得るが、一方、交流電流を通電した場合に生じる自己磁場損失については多芯化の効果がなく、交流損失は線の臨界電流値  $I_c$  と臨界電流に対して何%の電流を通電しているか ( $\Gamma = I_p/I_c$ ) のみによって定量的に決定されることがわかった。マグネットなど、超伝導線をコイル状にする場合は前者の状況が実現し、電力ケーブルなどの応用では後者の状況が問題となる。

交流損失、特に、自己磁場損失低減の可能性については、第5章で述べる。

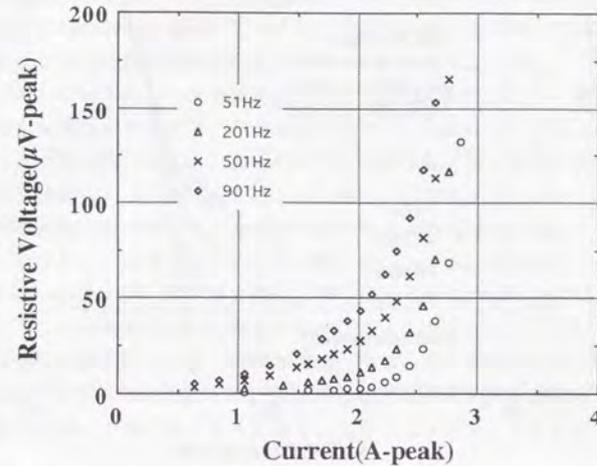
§ 4. 4 YBCO 多結晶薄膜の自己磁場損失と Bi-2223 系銀シース線との比較

§ 4.4.1 YBCO 多結晶薄膜試料の諸元と測定方法

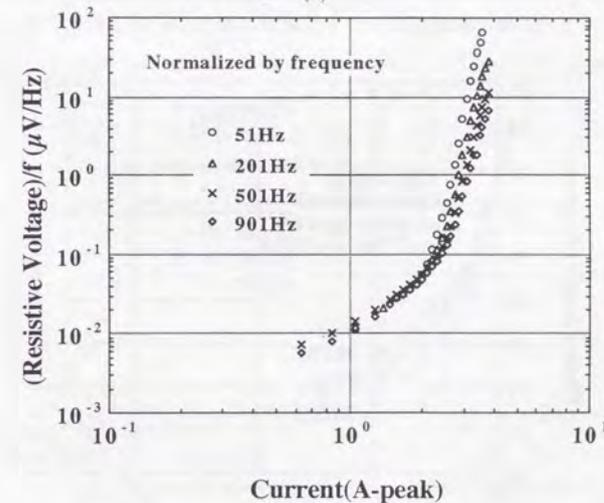
自己磁場交流損失の測定に用いた YBCO 多結晶薄膜試料は、基本的には直流通電測定に使用したものと同一で、ハステロイ基板上に Y S Z バッファー層を介して成膜した c 軸配向膜である。測定は液体窒素中で前節で述べた銀シース線と同様の方法で行い、直流測定で行ったような試料のパターニング(図 3-3)は施さず、図 2-27 の線材の形状をそのまま使用した。しかし、臨界電流が 5A 以上の試料では発熱の影響が大きく測定が困難であったので、比較的臨界電流の低い a b 軸無配向膜について実施した。試料の長さは約 10cm、電圧端子間隔を 8.0cm にとった。直流通電測定で評価した臨界電流は  $2.3A(1 \mu V/cm)$ 、対応する臨界電流密度は  $2.2 \times 10^4 A/cm^2$  であった。

§ 4.4.2 自己磁場損失の測定結果と Bi-2223 系銀シース線との比較

図 4-14 に抵抗性電圧の電流ピーク値依存性とそれを周波数で規格化したものを示す。周波数は 51、201、501、901Hz について測定した。直流の臨界電流値以下でも、電流値、周波数とともに増大する抵抗性電圧が観測され、その電圧成分は周波数に比例していることがわかる。これから臨界電流値以下で観測される損失はヒステリシス損失が支配的になっていることがわかる。臨界電流値以上の領域では磁束フロー的な、ほとんど周波数によらない損失となり、臨界電流近傍で 2 つの異なる損失機構の領域のクロスオーバーが生じることが銀シース線の振る舞いと対応から予想される。このことを見るために、図 4-15 により高い電圧領域までカバーするように対数プロットしたデータを示す。比較のために直流特性もプロットした。なお、§ 4.3.3 で述べたように、臨界電流以上の領域で、電流-電圧特性の非線形性のためロックインアンプで測定された抵抗性電圧は一般に直流で測定した発生電圧より低く、単純な比較はできない。そこで、交流電流を通電した時に直流の電流-電圧特性で定まる電圧波形をもとにロックインアンプで計測した場合に期待される電圧値を計算し(波形の基本波 Fourier 成分を計算する)、これをもって直流の電圧-電流特性として示してある。予想通り、臨界電流近傍で交流発生電圧が直流電圧にクロスオーバーし、それ以上の電流値に対して交流抵抗性電圧と直流発生電圧がほぼ等しいことがわかる。このことは、図 4-16 に示した位相角の電流値依存性にも現れている。すなわち、臨界電流値近傍まで位相角は周波数依存性がなく、臨界電流以上では大きな周波数依存性を示す。位相角は抵抗性電圧と誘



(a)



(b)

図 4-14 (a) c 軸配向 YBCO 多結晶薄膜線の抵抗性電圧の電流ピーク値依存性、(b) それを周波数で規格化し、両対数で示したもの。

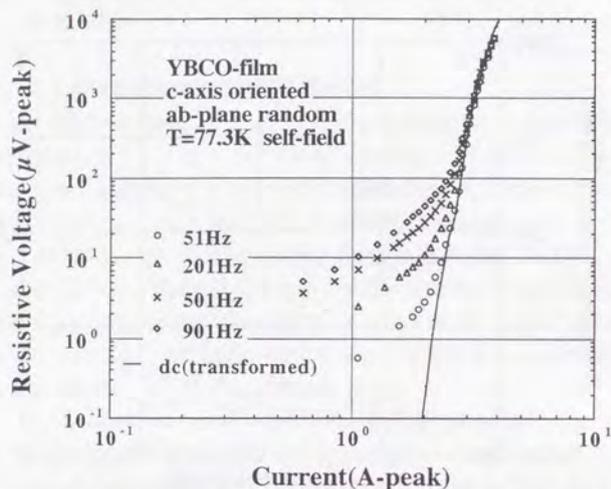


図4-15 c軸配向YBCO多結晶薄膜線の抵抗性電圧の電流ピーク値依存性。(両対数表示)

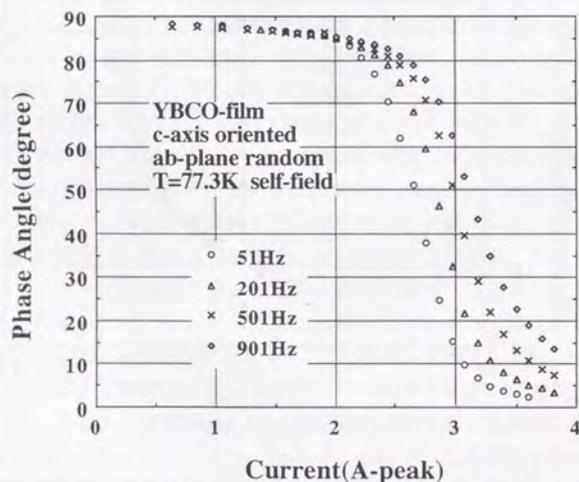


図4-16 位相角の電流ピーク値依存性。

導性電圧の比で決定されるが、後者は常に周波数に比例するので、上記の振る舞いは臨界電流を境にして抵抗性電圧成分が周波数に比例する特性から周波数に対して鈍感な特性に変化していることを示す。また、このことは、測定自体がうまくいっていることの傍証でもある。

ただし、クロスオーバー電流値は周波数によって若干変化し、周波数が高いほど高電流側にシフトする。臨界電流近傍では、磁束がピン止めされて臨界状態に従って振る舞う状態と、磁束がピン止めからはずれて自由に動ける状態の中間的な状態にあると考えられる。この場合、周波数が高く磁束を移動させようとする駆動力の時間スケールが短い状況では、磁束はピン止めされているように、すなわち、臨界状態に近い振る舞いをし、一方、周波数が低い時間スケールが長い状況では、磁束が拡散的に振る舞って磁束フロー的な特性が現れるであろう。クロスオーバー近傍の状況はこのような考察によって定性的に理解できる。別の見方をすれば、磁束が電流と熱揺らぎの影響でピン止めからはずれかかっているような状況では、周波数によって臨界電流の役割をする電流の値が変化すると考えることもできる。このことは§4.5において定量化される。

以上の測定結果から評価した交流損失の電流ピーク値依存性を図4-17に示す。ここで興味があるのは臨界電流以下での交流損失(ヒステリシス損失)

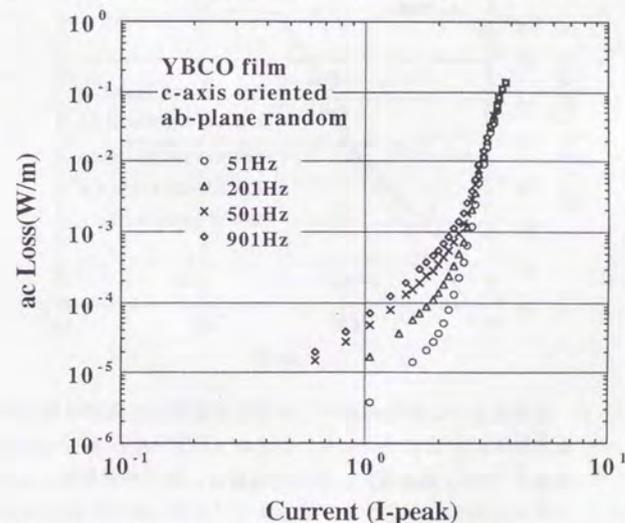


図4-17 c軸配向YBCO多結晶薄膜線の交流損失の電流ピーク値依存性。

の電流依存性の指数である。前節の銀シース線では指数の値は3に近く、(4-18)式の楕円断面の表式が定量的によく成立した。また、このことは、断面の幾何学的形状とも矛盾しないものであった。ここで対象としている薄膜線の場合には断面は非常に薄い方形であるから、(4-19)式のストリップの表式が成立することが期待される。いずれの表式でも、臨界電流の2乗で規格化した損失を臨界電流で規格化した電流値の関数と考えれば、試料毎の臨界電流値の相違を消し去ることができる。図4-18に銀シース線のデータも含めてそのようなプロットを実施した結果を示す。図から明らかなように、臨界電流値以下では試料の違いに関わらずすべてのデータが同一の曲線の上にスケールされ、しかも、その曲線は(4-18)式の楕円断面の表式と一致する。また、ストリップの表式(4-19)は、あきらかに実験結果と異なることがわかる。このことは上述の予想と食い違いが、実際の薄膜では薄いながらも有限の厚さがあり、断面の両端の方が中央部より膜厚が小さい可能性や特性が悪い可能性などが原因として考えられる。

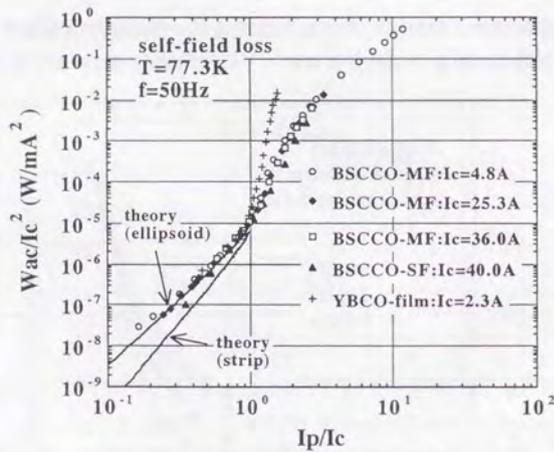


図4-18 臨界電流の2乗で規格化した自己磁場損失を臨界電流で規格化した電流値に対してプロットしたもの(単芯・多芯Bi-2223系銀シース線とYBCO薄膜線)。2つの実線は、楕円の対称性に期待されるスケール関数(4-18)式とストリップの場合に期待されるスケール関数(4-19)式。

§4.4.3 自己磁場損失に関するまとめ

以上の結果から、現在までに開発されている主要な高温超伝導線であるBi-2223系銀シース線(単芯と多芯)とYBCO薄膜線においては、直流の電流-電圧特性から臨界電流値を決定し、これを用いて(4-18)式を適用すれば自己磁場損失が定量的に求められる。すなわち、これらの高温超伝導線においてBeanモデルがよい近似になっており、断面の構造、特に超伝導体が多芯化されているかいないかに関わらず、電流の分布が楕円の対称性を保ちつつ、外部の超伝導部分から臨界状態が形成されることが推察される。

§ 4. 5 YBCO 多結晶試料の交流損失

§ 4.5.1 通電特性

通電法による評価に用いた試料は、外径 8.2mm、内径 3.8mm、長さ 269mm の中空円筒型試料である。電圧端子間隔は 170mm とした。4 端子直流通電で測定した臨界電流値は 88A ( $1 \mu\text{V}/\text{cm}$  基準) であり、対応する臨界電流密度は  $212\text{A}/\text{cm}^2$  であった。Tc 直上の電気抵抗率は  $350 \mu\Omega\text{cm}$  であった。

図 4-19 に 2 位相ロックインアンプで得られた交流発生電圧の電流と同相成分 (損失電圧) を通電電流のピーク値の関数として測定した結果を示す。電圧はピーク値相当である。発生電圧はほぼ測定周波数に比例しており、ヒステリシス損失を示唆する。

§ 4.5.2 外部磁場損失

YBCO の多結晶試料について、液体窒素中で磁化法を用いて測定した交流損失の外部磁場ピーク値依存性を図 4-20 に示す。試料は通電法で使用したものを  $2.73 \times 1.46 \times 8.9\text{mm}^3$  に切り出したものである。外部磁場の周波数は 50Hz で、サイズの一番長い辺に平行に磁場をかけ極力反磁場効果の影響を受けないようにしている。Bean モデルで期待される振る舞いは (2-17) 式に見るように、 $H_p = J_c \cdot d/2$  ( $d$ : 試料の厚さ) で定義される中心到達磁場を境に、低磁場側では磁場ピーク値の 3 乗に比例し、高磁場側では磁場に線形に変化するものであり、実験結果でその振る舞いが観測されている。しかし、図 4-20 中に示した  $H_i$  と  $H_f$  の間で交流損失が緩やかに変化する平坦領域が現れ、これは均一な第 2 種超伝導体ではみられない振る舞いである。後述するように、円筒形状の同一試料について直流通電で評価した臨界電流値に等しい電流が試料を流れている場合を作る自己磁場の大きさがほぼ  $H_i$  に等しく、 $H_i$  は多結晶試料の通電臨界電流と密接な関係をもつことが示唆される。§ 4.3.2 でふれたように、 $J_c$  の低い BSCCO-2223 系銀シース線でもこのような傾向が見られる。以上から、この平坦領域は交流損失を与えている超伝導電流のクロスオーバーであると考えることができ、以下のことが推察される。

領域① ( $H \leq H_i$ ): 結晶粒間の超伝導結合が保たれており、試料全体が 1 つの超伝導体として振る舞う。超伝導電流は試料全体を流れている。

領域② ( $H_i \leq H \leq H_f$ ): 磁場の効果により、結晶粒間の結合が弱いものから徐々に切り離されていく領域。

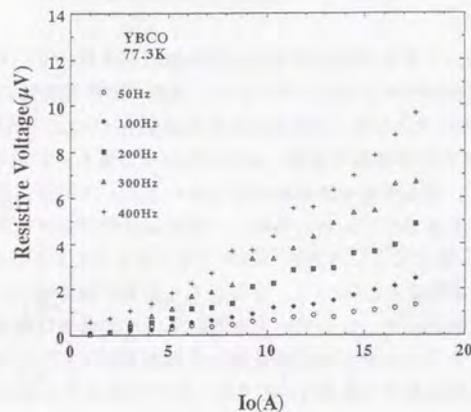


図 4-19 YBCO 多結晶円筒試料について交流通電法で観測された抵抗性電圧の通電電流ピーク値依存性。

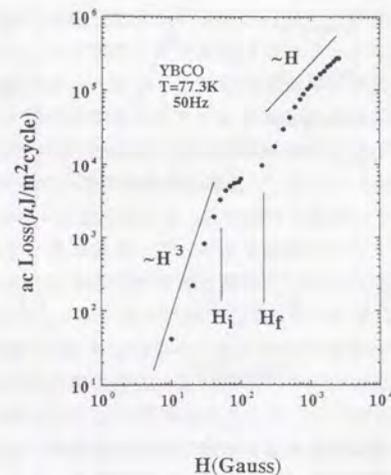


図 4-20  $f = 50\text{Hz}$  で測定した YBCO 多結晶の交流損失の磁場ピーク値依存性。

領域③ ( $H_f \leq H$ ) : 結晶粒間の超伝導結合は磁場によって resistive になっており、個々の結晶粒が独立に振る舞う。

既に述べたように、通電特性の測定には円筒型試料を用いているので、通電電流の作る自己磁場を評価することができる。直流の臨界電流値 88A に相当する自己磁場は 43 ガウスとなり、平坦領域の開始磁場  $H_i$  にほぼ一致する。このことにより、 $H_i$  以下の磁場領域では焼結体試料の個々の結晶粒がお互いの超伝導結合を保っており、超伝導電流が試料全体を流れることができるという上記の描像が正しいことを裏付けている。同時に、焼結体試料の臨界電流は自己磁場が切断磁場  $H_i$  と一致するという条件で決まっていることが示唆される。Bean モデルに基づいて考えると、 $H_i$  以下、すなわち、通電の臨界電流以下では、磁場は試料の中心に到達していないはずであるから、交流損失は磁場の 3 乗に比例するが、図 4-20 で実際にその振る舞いが観測される。以上から粒界への磁場の侵入も臨界状態モデルをもとに考えることができることがわかる。

#### § 4.5.3 自己磁場損失と外部磁場損失の比較

本測定では、自己磁場損失の測定に円筒型の試料を使用しており、結晶粒の集合状態はランダムでとくに配向性がないため、試料はマクロには軸対称であると考えられる。この場合、単純に電流による自己磁場を試料が経験する磁場であると考えることによって、外部磁場損失と比較することができる。§ 4.1 で述べたように、試料の単位表面積あたりの損失を考えれば、低磁場の損失が試料のサイズに依存せず  $J_c$  のみによって決まるため比較しやすい。図 4-21 に試料の単位表面積あたりの損失を示す。通電法のデータについては、通電電流を自己磁場に変換している。2 種類の測定で評価した交流損失が  $H_i$  以下の低磁場でよく一致していることがわかる。さらに、図 4-21 には式 (4-7) から計算した Bean モデルの理論値も示した。実験結果の方が若干電流依存性が小さいが定量的一致はよい。この電流依存性の指数の大きさについては、次節で議論するように、電流-電圧特性に起因すると考えられる。

以上から、 $H_i$  以下の領域は試料が単一の超伝導体として振る舞い、外部から強制的に電流を流す通電の場合と磁場によって超伝導電流を誘導する場合で本質的に同一の状況が実現していることがわかる。 $H_f$  以上の領域では、粒界部分を介して試料全体に流れる臨界電流密度では間に合わなくなり、各結晶粒の中にはより大きな臨界電流密度のループ電流が誘導される状況になると考えられる。同時に磁場の増加に伴って結晶粒界の抵抗が増大するため、粒界を介して流れる電流の密度は低下する。その結果、電流のパスは各結晶粒内に閉じこめ

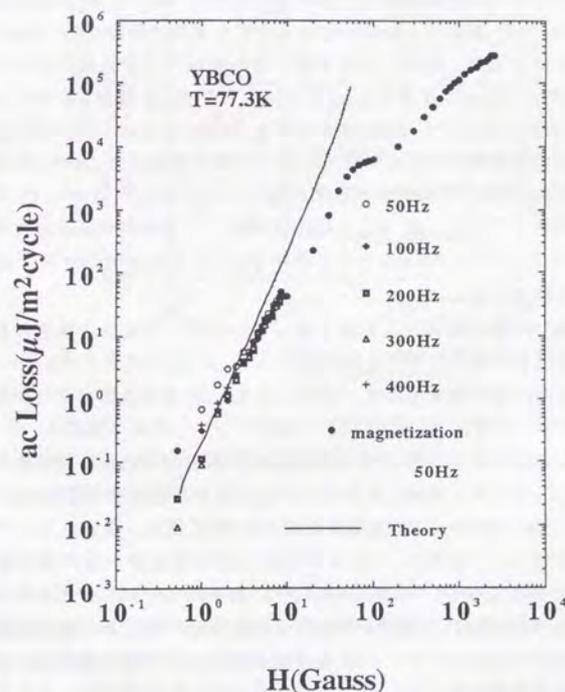


図 4-21 YBCO 多結晶試料の自己磁場損失と外部磁場損失の比較。実線は (4-7) 式から計算した Bean モデルの理論値。

られた状況となり、その電流密度が損失の振る舞いを支配すると考えられる。

§ 4.5.4 他の試料との比較

次に、YBCO 多結晶試料の交流損失の振る舞いと比較するため、Bi-2223 多結晶試料と熔融凝固法で作製した YBCO ファイバー試料の外部磁場交流損失について述べる。測定は細長い試料形状に平行に交流磁場を加え、周波数 50Hz で行った。

Bi-2223 の多結晶は、径 1.1mm φ、長さ 25.4mm の円筒状試料であり、通電測定で評価した液体窒素中の臨界電流密度は~950A/cm<sup>2</sup>であった。一方、YBCO ファイバー試料は、組織中に熔融プロセスに特徴的な Y<sub>2</sub>BaCuO<sub>5</sub> (211 相) を含んでいるが、粒界は存在せず、その意味では単結晶的になっている。サイズは径 245 μm、長さ 3.4mm である。試料の ab 面がファイバーの軸に平行になっており、従って、本測定では c 軸に垂直に磁場をかけていることに相当する。この配置では、は c 軸に平行方向の臨界電流密度  $J_c^{||c}$  と ab 面に平行方向の臨界電流密度  $J_c^{||ab}$  の両方が磁化に寄与するが[153]、後者が 10 倍程度大きいことが分かっており、従って、磁化はほぼ  $J_c^{||c}$  で決められると考えられる。この試料については直流磁化から低磁場で  $J_c^{||c} \sim 3 \times 10^4 \text{A/cm}^2$  が見積もられている (液体窒素温度) [153]。

試料が単一の超伝導体として振る舞っていれば、単位表面積あたりの交流損失 (ヒステリシス損失) がサイズにはよらず、 $1/J_c$  に比例する。

図 4-2 2 に測定結果を示す。図中には YBCO 多結晶体のデータもプロットしてある。

まず、Bi-2223 多結晶では YBCO 多結晶体で見られた平坦領域が存在しない。しかし、データを詳細に見ると、1000e 以下の低磁場で損失は  $H^3$  に比例して増大し、100~5000e の中間磁場領域では  $H^2$  に従い、5000e 以上では  $H^{1/2}$  のように振る舞う。一般的に、Bi 系では結晶粒内と粒界の臨界電流密度の差が YBCO ほど大きくなく、この点で線材化には有利な材料であると考えられている。YBCO で観測された損失の平坦領域は粒界臨界電流から粒内臨界電流へのクロスオーバーであったから、Bi 系多結晶体ではこの振る舞いはブロードになって現れると予想され、上記の中間磁場領域がこれにあたる考えられる。高磁場側で損失が  $H^{1/2}$  のように変化するのは、5000e~30000e 程度の比較的低磁場でも結晶粒内部の臨界電流密度の磁場による低下が著しいためであると考えられる。臨界電流密度が磁場によって変化しない Bean モデルでは高磁場側のヒステリシス損失は磁場の 1 乗に比例するから、Bi 系多結晶体の粒内臨界電流密度は  $J_c \propto H^{-1/2}$  のように変化すると考えられる。

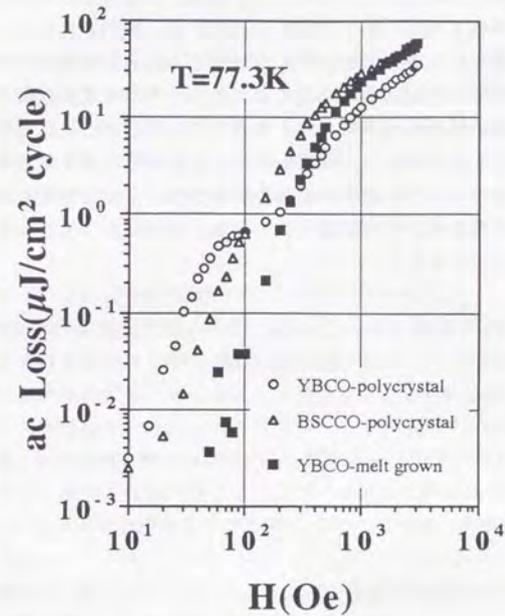


図 4-2 2 3 種類の試料について測定した外部磁場交流損失の磁場ピーク値依存性。いずれの試料でも最も長いディメンションに平行に磁場をかけている。

YBCO ファイバー結晶では Bean モデルから期待される振る舞いが観測される。低磁場側のデータは試料の質量が小さいため誤差が大きいが、3つの試料の低磁場におけるヒステリシス損失を比較すると

$$W_{\text{loss}}(\text{YBCO多結晶}) : W_{\text{loss}}(\text{Bi系多結晶}) : W_{\text{loss}}(\text{YBCOファイバー}) \sim 100 : 20 : 1$$

となり、対応する臨界電流密度の逆数の比

$$1/220 : 1/950 : 1/30000 \sim 100 : 23 : 0.73$$

と良く一致することが分かる。

## § 4.5.5 まとめ

多結晶試料の交流損失（ヒステリシス損失）の磁場依存性から、多結晶体においても十分低磁場では結晶粒が結合しており、試料全体が単一の超伝導体のように振る舞う。この領域では臨界状態モデルから予想される通り、単位表面積あたりの交流損失は直流の輸送特性で評価した臨界電流密度の逆数に比例する。結晶粒界の現象にも通常の第2種超伝導体と同様の取り扱いが可能であることが明らかとなった。より高磁場では、結晶粒界の臨界電流密度では臨界状態を形成できなくなり、個々の結晶粒の振る舞いが支配的になる領域へのクロスオーバーが起きる。その磁場の目安は臨界電流に相当する電流が流れたときの自己磁場程度である。

## § 4.6 電流-電圧特性を考慮した場合の交流損失と臨界電流を定義する一方法

前節まで議論してきたように、高温超伝導線の交流損失は臨界状態モデルで定量的に説明できるかのようにみえる。しかし、臨界状態は臨界電流密度  $J_c$  に基づいて定式化されているのであるから、各超伝導線に対して  $J_c$  を決定する考え方を明確にしておく必要がある。 $J_c$  の決定に関しては第3章で詳細に議論したように単純な問題ではない。この問題を考察するにあたり、少なくとも次のことが分かっている。

- ・電気抵抗がゼロになるのは電流がゼロの極限だけである。
- ・しかし、有限の電流密度でも、温度、磁場が十分低い領域では電気抵抗はゼロと見なせるほど小さくなり、実用上は電気抵抗ゼロと有限の境目の目安を与える臨界電流密度を考えることは意味があると考えられる。
- ・電流-電圧特性は温度の変化に対してスケールリングを示す。特に  $T_g$  の近傍では、限られた電流、電圧の範囲内で、電流-電圧特性はベキ乗則でよく近似できる。温度・磁場が低下するほどベキ乗の指数は大きくなる。
- ・この意味で、我々が超伝導体として認識していたものは、非線形導体であるといえる。
- ・交流の通電では、磁気ヒステリシスのために、直流では観測されない抵抗性の電圧が発生する。この成分が交流損失を与える。

これらの事実を総合的に考えると、実用的な臨界電流や臨界電流密度の決定については応用の特徴に応じて定義を選定することが必要になると考えられる。

たとえば、超伝導の代表的な応用として永久電流モードのマグネットに適用する場合を考えてみる。この場合には運転点（温度と経験磁場）における磁束クリープの大きさがマグネットの性能を決めると考えられる。電流-電圧特性が低電流側に線形のテールを持つかどうか設計上極めて重要なことで、本研究で詳細に調べてきた“ $T_g$ ”で生じている現象の本質が何であるか調べる意義は大きい。もし、磁束ガラス-液体相転移が生じているか、もしくは、Y-Kモデルのような現象で、 $T_g$  以下の領域が集団的ピン止めで支配されて電流ゼロの極限に向かって線形抵抗がゼロになる状況にあれば、線形抵抗を持つ場合に比べてH-T平面上で運転点として使用できる領域が広がる。

電力機器のような交流で使用するパワー応用の場合には、交流損失による発生電圧があるため直流の場合のように単純な議論ができない。実用的な見地に

立てば、考えている応用において許容可能な交流損失の大きさそのものを線材の性能基準に使用すればよいと考えられるが、交流損失の測定は電極やタップの取り方について注意が必要であり、簡単にはできないためあまり実用的でない。

そこで、本節では、直流通電で評価できる電流-電圧特性をもとにして、交流損失の観点から線材や導体の臨界電流を定義する方法について検討し、すでに報告されている実験結果との対比を行った。具体的には、電流-電圧特性がベキ乗則である場合、交流損失がどのような表式で与えられるかを考察し、それをもとに実用的な臨界電流密度の定義を構築した。その考え方を適用して、中空超伝導体の自己磁場交流損失の実験結果を解析した。

#### §4.6.1 ベキ乗の電流-電圧特性をもつ非線形導体の取り扱い

本節では、以下のベキ乗則で表される非線形な電流-電圧特性をもつ導体の交流特性を考察する。

$$E = E_0 \left( \frac{J}{J_0} \right)^n \quad (4-20)$$

問題の本質的な面のみを明確にするため、最も単純なケースを考える。3次元空間で(4-20)式の特有をもつ導体が $z > 0$ の空間を占めており、外部磁場

$$\vec{B}_{\text{ext}} = (0, B_0 \sin \omega t, 0) \quad (4-21)$$

をかける。§4-1でみたように、外部から磁場をかけて誘導された電流の分布を調べることと、通電電流を与えて自己磁場のもと電流の分布を決定することは同等である。この場合、磁束密度、電場、電流密度の各ベクトルは、

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = (0, B(z), 0), \quad \vec{E}(\vec{r}, t) = (E(z), 0, 0), \quad \vec{J} = (J(z), 0, 0)$$

となる。Maxwellの方程式

$$\text{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{J}, \quad \text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (4-22)$$

と電流-電圧特性(4-20)式から磁場に関する次の方程式が得られる。

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{E_0}{(\mu_0 J_0)^n} \frac{\partial}{\partial z} \left[ \text{sign} \left( \frac{\partial B}{\partial t} \right) \left| \frac{\partial B}{\partial z} \right|^n \right] \quad (4-23)$$

$B(z)$ が計算されれば、 $J(z)$ 、 $E(z)$ は(4-22)の第1式と(4-20)式によって得ることができる。方程式(4-23)を境界条件(4-21)のもとに解くことになるが、一般には非線形性のため解析的な解がない。

$n=1$ の場合はオーミックな通常の導体を表し、表皮効果の問題となる。また、 $n$ が無限大の極限では、 $1/(\mu_0 J_0) \partial B / \partial z = 1$ が要求され、これはBeanの臨界状態の方程式そのものである。この場合、 $J_0 = J_c$ である。(4-23)式はこれらの特殊場合を含む一般的な表現になっている。その他の $n$ の値については数値計算を行う必要があり、Rhynerによって扱われている[154]。

(4-23)式を数値的に解くにあたり、変数の無次元化を行うと見通しがよくなる：

$$\begin{aligned} \Psi &= B / B_0 \\ \tau &= \omega t \\ \delta &= z / z_0 \quad z_0 = \frac{B_0}{\mu_0 J_0} \left( \frac{E_0 \mu_0 J_0}{\omega B_0^2} \right)^{\frac{1}{1+n}} \end{aligned} \quad (4-24)$$

これにより(4-23)式は

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial \delta} \left[ \text{sign} \left( \frac{\partial \Psi}{\partial \delta} \right) \left| \frac{\partial \Psi}{\partial \delta} \right|^n \right] \quad (4-25)$$

となり、これを次の境界条件のもとで解く：

$$\begin{aligned} \Psi(0, \tau) &= \sin \tau \\ \Psi(\infty, \tau) &= 0 \\ \Psi(\delta, \tau + 2m\pi) &= \Psi(\delta, \tau) \end{aligned} \quad (4-26)$$

図4-23に、 $n=1, 2, 8, \infty$ に対して計算した $\Psi(\delta, \pi)$ を示す。注目すべきことは、 $n=8$ において、すでに、磁束の侵入パターンは $n=\infty$ の臨界状態にきわめて類似しており、ただ侵入の深さが1.5倍程度になっているにすぎない。このことは、 $J_c$ を1/1.5に取り直せば臨界状態モデルが交流損失などの関連する量

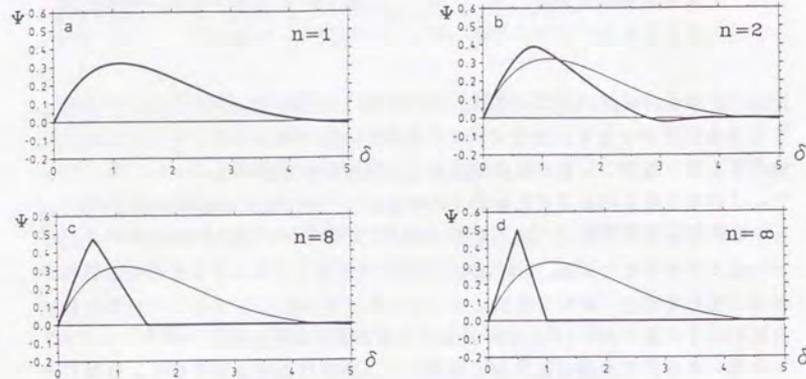


図4-23 ベキ乗則の電流-電圧特性をもつ非線形半無限導体の表皮効果 [154]。外部から交流磁場をかけた定常状態で、外部磁場がゼロになったときの磁束のプロファイルを示す。n = ∞が臨界状態モデルに対応する。

を定量的に与えることを示唆している。銀シース線をはじめ高温超伝導体試料で、交流損失の振る舞いが臨界状態モデルでよく説明されるのは、上述の理由によるものと理解できる。

§ 4.6.2 交流損失

次に、前節で考えたモデルの交流損失がどのような表式で表されるか考察する。

交流損失  $W_{ac}$  は次式を用いて計算することができる。

$$W_{ac} = \int_{\text{cycle}} dt \int dV (\vec{J} \cdot \vec{E}) \quad (4-27)$$

これに電流-電圧特性 (4-20) 式と Maxwell 方程式 (4-22) の第1式を代入すると、次式が得られる。

$$\frac{W_{ac}}{S} = \frac{B_0^2}{\mu_0} z_0 \int_0^{2\pi} d\tau \int_0^\infty d\delta \left| \frac{\partial \Psi}{\partial \delta} \right|^{(1+n)} \quad (4-28)$$

ここで S は積分領域の z=0 面上の面積を表し、交流損失を単位表面積あたりで考えていることを示す。さらに、もとの微分方程式 (4-25)、および、境界条件 (4-26) を使用すると (4-28) 式の積分項は次のように書き換えることができる。

$$\int_0^{2\pi} d\tau \int_0^\infty d\delta \left| \frac{\partial \Psi}{\partial \delta} \right|^{(1+n)} = \int_0^{2\pi} d\tau \Psi(0, \tau) \int_0^\infty d\delta \frac{\partial \Psi}{\partial \tau} \quad (4-29)$$

従って、単位表面積あたりの交流損失は

$$\frac{W_{ac}}{S} = \frac{B_0^2}{\mu_0} z_0 \zeta(n) \quad (4-30)$$

ここで  $\zeta(n)$  は、

$$\zeta(n) = 4 \int_0^{2\pi} d\tau \Psi(0, \tau) \int_0^\infty d\delta \frac{\partial \Psi}{\partial \tau} \quad (4-31)$$

この項について Rhyner が計算した結果を図4-24に示す [154]。解析的な解がある n=1、∞ の2つのケースについては、 $\zeta(1) = \sqrt{2}\pi = 4.44$ 、 $\zeta(\infty) = 4/3 = 1.33$  となる。この関数は、

$$\zeta(n) = 133 + 311n^{-0.55} \quad (4-32)$$

でよく近似される。以上から、一般の n について、単位表面積あたりの交流損失は、

$$\frac{W_{ac}}{S} = \frac{B_0^3}{2\mu_0^2 J_0} \left( \frac{E_0 J_0 \mu_0}{\omega B_0^2} \right)^{\frac{1}{1+n}} (133 + 311n^{-0.55}) \quad (4-33)$$

と表わすことができる。n = ∞ の場合、

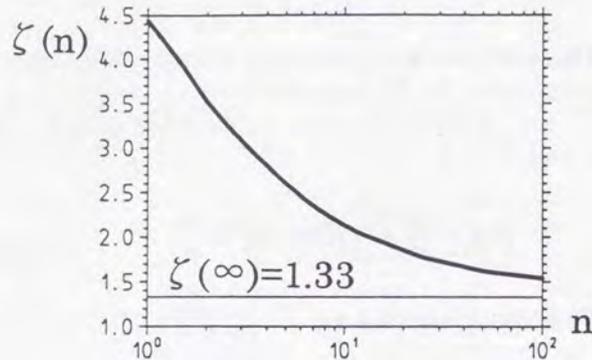


図4-24 (4-31)式で定義される関数 $\zeta(n)$  [154]。

$$\frac{W_{ac}(n=\infty)}{S} = \frac{2B_0^3}{3\mu_0^2 J_0} \quad (4-34)$$

となり、臨界状態モデルを直接解いた式(2-17)、ならびに、式(4-8)と一致していることが分かる。

#### §4.6.3 交流損失に基づいた臨界電流密度の評価方法

次に、これまで検討してきたモデルに基づいて臨界電流密度を評価することについて考察する。ここで、実効的な臨界電流密度 $\bar{J}_c$ を以下のように定義することを考える。

$$\bar{J}_c = J_0 \frac{4}{3\zeta(n)} \left( \frac{\omega B_0^2}{\mu_0 J_0 E_0} \right)^{\frac{1}{1+n}} \quad (4-35)$$

すると、交流損失の表式が次式のように(4-34)式のBeanモデルの結果と等価になる。

$$\frac{W_{ac}}{S} = \frac{2B_0^3}{3\mu_0^2 \bar{J}_c} \quad (4-36)$$

そこで、(4-35)式で定義される $\bar{J}_c$ を超伝導体の臨界電流密度と定義すれば、交流損失がBeanモデルの表式に一致し、実用的である。

#### §4.6.4 中空高温超伝導体の交流損失測定結果の解析

前節で考えた臨界電流密度の定義が実際に実験結果の解析に使用できるかを検討する。

ここで考えたモデルは平面表面の半無限超伝導体に表面に平行に磁場をかける場合を想定した議論であった。このモデルを線材の自己磁場損失や円筒状の試料に外部磁場をかけた場合の損失と対比させる場合には注意を要する。§4.1.1、§4.1.2で調べたように、いずれの場合でも十分低電流の場合や十分低磁場の場合には半無限超伝導体の表式が近似的に成立するが、臨界電流値近傍や中心到達磁場近傍では半無限超伝導体の表式から大きくはずれてくることがわかる。上記の2つの実験についても同様の議論によって(4-35)式の実効的な臨界電流密度に相当する量を定義することができるはずで、前節の考え方は一般性を持ったものであるが、大部分の問題では半無限超伝導体の場合ほど解析的には議論が進められず、数値計算が必要になる。

以上から、前節の議論を検証するには十分低電流、もしくは、十分低磁場での損失の測定が必要になるが、本研究で使用した試料単体では測定感度的に困難である。そこで、このような実験条件が実現していると考えられる一例として、電力応用などへの応用で研究が進められている中空高温超伝導体を取りあげて議論することにする。

図4-25に典型的な高温超伝導体の構造を示す模式図を示す。Bi-2223系銀シース線を適当な径のフォーマーに隙間無く巻き付ける。導体をフレキシブルにするためにフォーマーにはフレキシブルな部材を使用するとともに、導体を曲げたときにすべての線に同じ歪み加わるように巻付けはスパイラル状に行う。フォーマー内部は冷媒である液体窒素の流路に使用される。必要な電流容量を確保するために、スパイラル巻の方向を隣接層間で交互として多層構造にする。単純に銀シース線を多層構造にすると交流電流を通過したときに層間に渦電流が流れ、交流損失を増大させてしまうことが報告されている[155]。そこで、通常銀シース線の各層間および第1層とフォーマーの間に絶縁テープを巻く構造がとられている。

解析を行う導体の諸元は以下の通りである。フォーマーはアルミニウム製で、

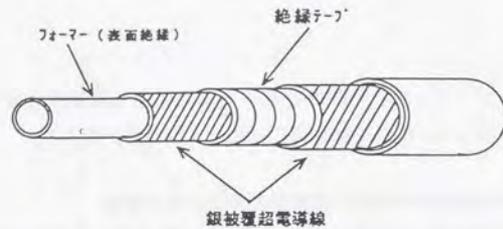


図4-25 典型的な高温超伝導体の構造。

外径 19.0mm である。銀シース線の仕様は幅 3.7mm、厚さ 0.28mm で、各層に 15~17 本使用し、全部で 63 本の線材を 4 層構造で巻き付けてある。層間の絶縁は厚さ 30 μm で、導体の最外径は 21.5mm である。

導体の自己磁場損失を考えるにあたって、まず § 4.6.2、3 の議論を適用することが妥当であるかどうかを検討する。導体は内径 (=フォーマー外径) 19mm に対して肉厚が 2.5mm と十分小さいため、導体を 1 本の丸棒超伝導体と考えたとき § 4.1.1 の低電流極限の表式 (4-8) 式がよい近似となる。既に指摘したように、この表式は半無限超伝導体に外部磁場をかけたときの交流損失の表式と同一であり、定性的には、肉厚の十分薄い円筒は軸に平行に切り開いて板状にできるため交流損失を決める磁場の侵入の仕方が近似的に同一となるからである。次に、銀シース線は 100% 超伝導体ではないことや導体に集合したときに線と線の隙間が存在することの影響を考察する。§ 4.3.3 で多芯の銀シース線の自己磁場損失が Bean モデルの表式でよく記述でき、これは、超伝導体を多芯に分割してもそれらはあたかも単一の超伝導体のように振る舞い、電流が変化するとき臨界状態モデルに従って外層のフィラメントから磁束分布の変化が生じるためであると考えられることを既に述べた。線材を導体に集合しても基本的に同じことが起こると考えられる。すなわち、通電電流の振幅を大きくすると、導体はあたかも 1 本の超伝導円筒のごとく、臨界状態に従って外層から電流が流れるような振る舞いをすると予想される。この時、損失は (4-18) 式で計算されるが、 $I_c$  は中空の導体が仮想的に中実であった場合の実効的な臨界電流値  $I_{co}$ 、

$$I_{co} = I_c \cdot \frac{D_{OD}^2}{D_{OD}^2 - D_{ID}^2} \quad (4-37)$$

$D_{OD}$  : 導体外径       $D_{ID}$  : 導体内径

を使用することになる。従って、直流の電流-電圧特性から決まる  $I_c$  を用いて、上式から単純に幾何学的に  $I_{co}$  を求めれば、超伝導体が占めるのは全体積の一部分であることや線と線の隙間があることなどが繰り込まれた数値になる。臨界状態に従って電流が配分されるのは超伝導体部分だけであるので、このように評価した実効的臨界電流値を用いて (4-18) 式から損失を評価することは妥当であると考えられる。

§ 4.6.3 の結果に従って、導体の交流損失を以下の手順で評価する。まず、直流の電流-電圧特性をベキ乗則で表し、(4-35) 式から  $\bar{J}_c$  を求める。このとき、式中の  $B_0$  には電流の作る自己磁場を使用すればよい。超伝導体の断面積とかけあわせて臨界電流  $I_c$  とし、(4-37) 式から  $I_{co}$  を計算して (4-18) 式から損失を計算する。計算結果を実測結果とともに図 4-26 に示す。

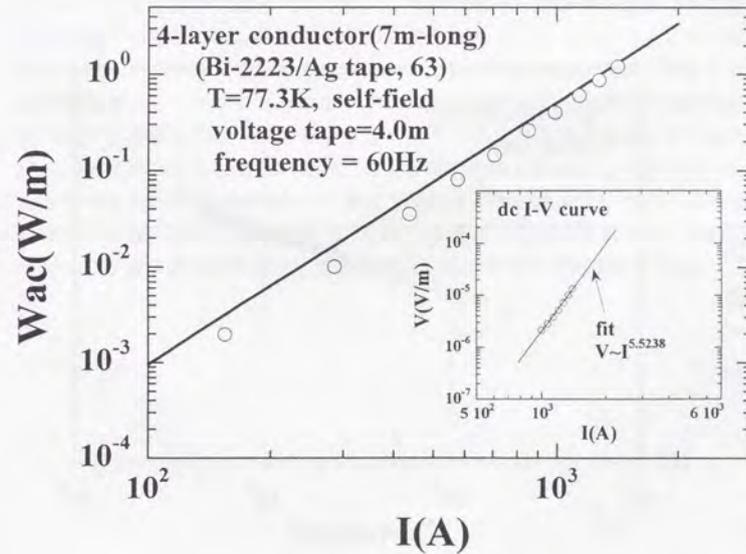


図4-26 ベキ乗則の電流-電圧特性をもとに理論的に評価した4層層間絶縁導体の交流損失(実線)と実験値(白丸)の比較。

挿入図に電流-電圧特性を示すが、これは以下のようなベキ乗則で表される：

$$E(J) = E_0 \cdot \left(\frac{J}{J_0}\right)^{5.5238} = 10^{-4} \left(\frac{J}{1356 \times 10^8 (A/m^2)}\right)^{5.5238} (V/m) \quad (4-38)$$

損失の計算結果は実験結果と定量的に良く一致することがわかる。低電流領域では計算結果の方が若干大きな損失を与えるが、第3章で詳しく調べた電流-電圧特性の測定結果から、 $T_g$  以下では、電流-電圧特性は完全なベキ乗則ではなく負の曲率を持っているため、低電流側では若干ベキが大きくなっていると考えられるから、実際には(5-28)式から定義した $\bar{J}_c$ はもう少し大きく、従って、損失が小さい可能性がある。

図4-27に $I_c$ が通電電流に対してどのように変化するか示した。通電電流が増大して自己磁場が大きくなるに伴い、 $I_c$ が増大していることが分かる。この導体の直流臨界電流を標準的な定義である  $10^{-13} \Omega m$  基準で評価すると約1500Aとなり、だいたいその近傍で $I_c$ と一致していることが分かる。

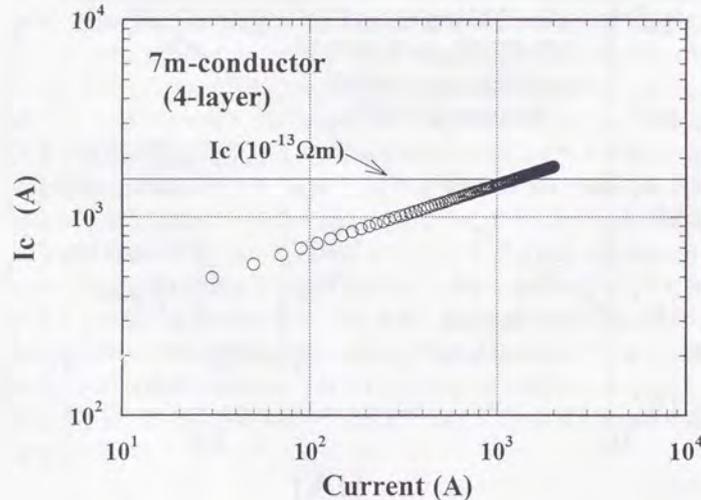


図4-27  $I_c$ の通電電流値依存性。

§4.6.5 まとめ

銀シース線を集合して作製した高温超伝導体の交流損失は、電流-電圧特性がベキ乗則になっていることを考慮して計算した結果とよく一致することがわかった。高温超伝導線の電流-電圧特性がブロードであることは、第3章で議論したように、磁束ガラス-液体転移の立場に立てば物質に本質的な性質であり、YK理論のような磁束のピン止めに基づく解釈ではピン止めエネルギーが分布を持ち、局所的な臨界電流密度がある幅をもつ量であると理解される。いずれにしても、特定の高温超伝導線の臨界電流密度をある単一の値で定義するのは困難である。1本の超伝導線の臨界電流近傍などの一般的な場合には数値計算が必要となるが、交流に応用する場合には本節で述べた臨界電流密度の定義方法が有効であると考えられる。さらに、第3章で述べたスケールリングを用いれば、ある特定の温度・磁場における交流損失の解析結果から、別の温度や磁場における交流損失を評価することが可能であると考えられる。

なお、本モデルについて、以下に述べる問題点がある。まず、一般の  $n$  の値に対しては、磁場の侵入するフロントが多層導体の中空部分に到達することになるが、このことは考慮されていない。その意味で、超伝導体部分からの損失は若干過大評価されていることになると考えられるが、一方、フォーマーに発生すると考えられる渦電流損失は考慮されていない。次に、実際の導体では、超伝導線はスパイラルに巻かれており、電流が流れる方向は導体の軸方向に一致しない。このことは、周方向のインダクタンスを減少させるとともに軸方向にインダクタンスを生じる。電流分布を正確に求めるには、この効果を取り込む必要がある。ここで対象とした導体では巻きピッチが大きいので、顕著な影響が見られないものと考えられる。逆に、多層導体を構成するときに各層の巻きピッチを層ごとに変えれば、電流分布を変化させられる可能性がある。

## § 4. 7 結合損失について

従来型の超伝導線では、交流損失成分としてヒステリシス損失とともに結合損失が重要である[19]。結合損失は、超伝導体が多芯フィラメントの形で常伝導金属の中に存在することに起因して生じる。このような多芯線に磁場が加わると、隣接する超伝導フィラメント間に常伝導金属を介して減衰時定数の長い電流が流れ、常伝導金属に Joule 損失を発生するとともに、電流の遮蔽の効果でフィラメント間の磁場が弱められ、複数のフィラメントがあたかも単一の超伝導体のように振る舞う。後者の効果は、超伝導マグネットなど高磁場の応用でヒステリシス損失を増大させる。結合損失そのものは前者の Joule 損失を意味する用語であるが、現象としては上述の双方の効果を考える必要がある。

前節までの議論では、多芯線や多層導体について結合損失の影響は考慮せず、ヒステリシス損失に基づく解析で実験結果が定量的に説明できた。詳細は定量的な評価が必要であるが、現状の高温超伝導線や導体では結合損失は存在するにしても、ほぼ無視できるレベルであると考えられる。これは、ヒステリシス損失が従来型超伝導線に比べて大きいこと（主として  $J_c$  が低いこと、構造がヒステリシス損失低減に適さないことによる）、液体窒素温度では液体ヘリウム温度と比べて常伝導金属の抵抗率が1桁程度大きいこと、などのためであると考えられる。唯一銀シース多芯線の外部磁場損失で、フィラメント間結合の影響と推測される振る舞いがみられた。線の横方向から磁場をかける配置で測定すれば、結合損失の影響はより強くなると考えられる。

今後、高温超伝導線や導体において、臨界電流密度の向上や構造の工夫によってヒステリシス損失の大きさが小さくなると期待されるが、その場合には結合損失の重要性が相対的に増し、結合損失低減の方策を検討することが必要となるだろう。

## 第5章 実適用への展望

本章では、前章までの結果を踏まえ、高温超伝導の実適用について展望する。

電力分野での超伝導応用としては、電力ケーブルの他、発電機、変圧器、限流器、エネルギー貯蔵装置などが考えられる。電力ケーブルは局所的な機器でなく、冷却を伴う超伝導の応用としては難しい面があるが、超伝導体が経験する磁場は最大でも0.2T程度であり、磁場に弱い高温超伝導体の応用としてはむしろ適していると考えられる。上記他の応用では超伝導体の経験磁場は数Tと高く、高温超伝導を適用するには線材の高磁場性能の向上が必須である。

ここでは、電力ケーブルへの適用を題材に、前章まで述べてきた高温超伝導線の性質が実用上どのような意味を持つか、将来的に実用可能なのかどうか、実用の要件を満たすにはどのような量がどの程度の値になればよいか、といった事項について考察する。

## § 5. 1 高温超伝導ケーブルの概要

## § 5.1.1 高温超伝導ケーブルの特徴とニーズ[95,96]

本節では、高温超伝導体を使用した交流電力ケーブルについて、その特徴、ニーズ面からの要求仕様について述べる。なお、電力ケーブルとしては直流ケーブルも考えられるが、その用途は限定的なものであること、また、開発项目的にはほぼ交流ケーブルに包含されると考えられることから、よりニーズが広く汎用的な交流ケーブルに限定して議論することとする。

現在、東京をはじめとする大都市の電力送電は、電力ケーブルを使用した地中送電が主流である。今後架空送電線の建設が非常に困難であること、電力需要が着実に増大していることを考慮すると、地中送電線を拡充する必要があるのは明らかである。現在は、油浸紙で導体を絶縁するOF (oil filled) ケーブルや架橋ポリエチレンを絶縁に用いたCVケーブルが使用されており、電圧階級に応じて、洞道、あるいは、管路に敷設されている。洞道は巡視などの作業員が内部を歩くことができる小型トンネルであり、275kVケーブルと154kVケーブルの一部が敷設されている。一方、管路は内径が150mm (一部250mm) のパイプであり、66kVケーブルと154kVケーブルの一部が収納されている。当面は、洞道・管路の空き部分を使用してケーブルを増設可能であるが、中長期的には新たに洞道の新設が必要となる。しかし、都心の地下空間は稠密化しており、洞道を新たに設けるのは技術的にも費用的にも非常に困難であることが予想される。そこで、高温超伝導を用いて小型で大容量のケーブルを実現できれば、

既設の洞道・管路を有効に活用して送電電力量の増大が可能となり、土木費が多くを占める地中送電設備建設のコストダウンが期待できる。

図5-1に1000MVAの電力を送電するための様々なケーブルの断面を比較して示す。(a)に示す現用のOFケーブルの場合(CVケーブルの場合でも議論はほぼ同様)導体部分に銅が使用されており、送電可能容量は電流通電時の発熱による温度上昇で制限される。従って、現在地中送電ケーブルで使用されている最大の電圧275kVを使用して極力電流値を小さく抑えるようにし、1回線あたり約500MVAの電力を送電できる。1000MVA送電には2回線が必要で、そのサイズから当然洞道敷設となる。

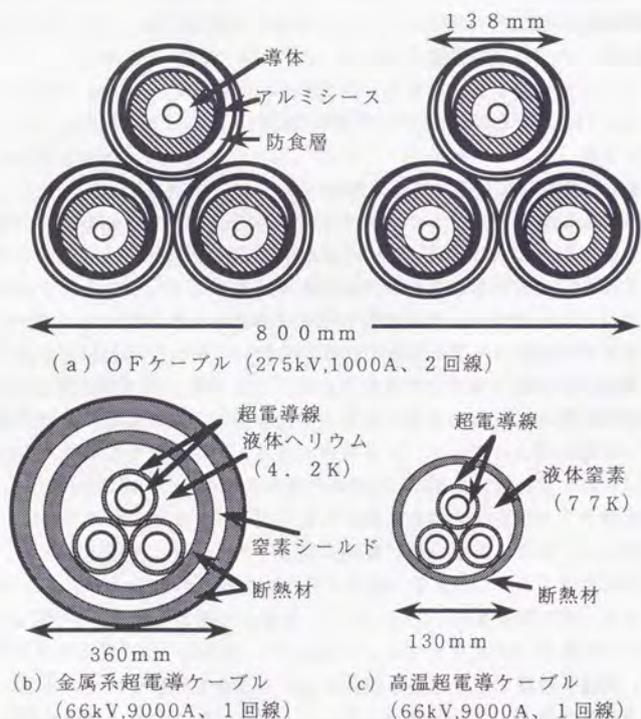


図5-1 1000MVA送電のための各種ケーブルの断面形状

次に、超伝導ケーブルの場合について考える。ここでは、比較のために、液体ヘリウム冷却の従来型超伝導ケーブルにも言及する。超伝導ケーブルについては、対応する現実のハードウェアがないので、概念設計に基づいた図5-1(b)、(c)を記載している。ケーブル外径は絶縁と冷却の兼ね合いで決まる。絶縁厚の観点からは電圧をできるだけ低くする方がケーブル外径を小さくできるのは明白であるが、電圧を低くすると、一定の送電容量を確保するために電流を大きくする必要があり、交流損失が増大して断熱管をある程度太くしなければならない。以上の議論からケーブル外径を最小にする電圧が存在することになり、1000MVAでは送電電圧(相间)66kVでケーブル外径が最小となる。液体窒素冷却の高温超伝導ケーブルと液体ヘリウム冷却の従来型超伝導ケーブルの最も大きな差は、液体ヘリウム冷凍機の効率が液体窒素の場合の数十分の1と低いいため、前者の場合にはある程度の交流損失を許容できるが、後者の場合、事実上交流損失がほとんど発生しない状態で使用しなければならない点である。従って、高温超伝導体の場合には臨界状態(混合状態)での使用を想定することができ、導体外径を小さくすることが可能である。一方、従来型超伝導ケーブルでは、ヒステリシス損失が発生しない表面電流状態(表面の磁場が $H_{c1}$ 以下で、超伝導体がMeissner状態にある)でケーブルを設計する必要があり、導体外径は高温超伝導の場合より大きくなってしまふ。

高温超伝導ケーブルの場合、臨界電流密度が $10^5\text{A/cm}^2$ 程度あり、かつ、交流損失のレベルが1回線あたり5W/m程度以下であれば、図5-1(c)のように外径を130mm程度とすることができ、管路に収納可能なケーブルを実現できる。一方、従来型超伝導ケーブルの場合には、上述の通り導体外径が大きくなることに加え、外部からの熱侵入量を極力下げるために液体窒素のシールドを伴う4層熱絶縁構造とする必要があり、外径は360mm程度で管路に敷設するのは困難である。なお、この設計では、超伝導体として $\text{Nb}_3\text{Sn}$ を想定し、表面電流密度を $750\text{A/cm}$ に設定している。

以上の議論では、ケーブルの送電容量を1000MVAとしたが、もう少し小容量の場合(1/4~1/3)でもほぼ同じことがいえる。それは、超伝導ケーブルの場合、超伝導線自体の占める面積はほぼ無視できるほど小さく、ケーブル外径にはほとんど効かないからである。特に、従来型超伝導ケーブルの場合には、断熱管を通した外部からの熱侵入が損失の支配的要因であるため、ケーブル外径と送電容量の相関は一層弱くなる。

本節の結論として、250~1000MVA級の送電容量を持ち、送電用管路に収納可能となるのは高温超伝導ケーブルのみで、現用ケーブルや従来型超伝導ケーブルでは大きなブレークスルーがない限りその可能性はないといえる。

§ 5.1.2 高温超伝導ケーブルの設計の考え方

本節では、高温超伝導ケーブルの設計の考え方について述べ、超伝導線に対して要求される仕様、特に、必要な臨界電流密度の大きさ、許容できる交流損失のレベルについて定量的な議論を行う。

図5-2に高温超伝導ケーブルの典型的な断面構造を示す。電力の送電に必要な3相分のコアが断熱管に収納されている。ここでコアとは、中空のフォーマーに通電導体となる超伝導線（BSCCO銀シーステープ線を想定）を必要量巻き、電気絶縁、磁気遮蔽層を施したものである。電気絶縁には、かつて液体窒素冷却極低温ケーブル（超伝導ではなく銅ケーブル）の研究の中で開発された半合成絶縁紙の使用を考えるのが一般的である。現在までに蓄積されたデータによると、送電電圧66kVでは5mm程度の絶縁厚となる。磁気遮蔽層には、導体に使用されているものと同容量の超伝導線を使用する。3相分の磁気遮蔽層をケーブル両端で短絡することにより、各遮蔽層には導体通電時に同じ大きさの電流が逆向きに誘導され、各ケーブルコアは完全遮蔽状態になる。この構造は、磁場により他相の超伝導体の臨界電流が低下することや、断熱管などの金属部材に渦電流が誘起され損失が増大することを防止し、500MVA以上の大容量の高温超伝導ケーブルを実現するためには不可欠である[156]。断熱管内径とケーブルコア外径の比をJAM ratioとよぶ。簡単な幾何学的計算により

$$(1+2/3^{1/2}) \sim 2.15 < \text{JAM ratio} < 2.8$$

でなければならないことがわかる。

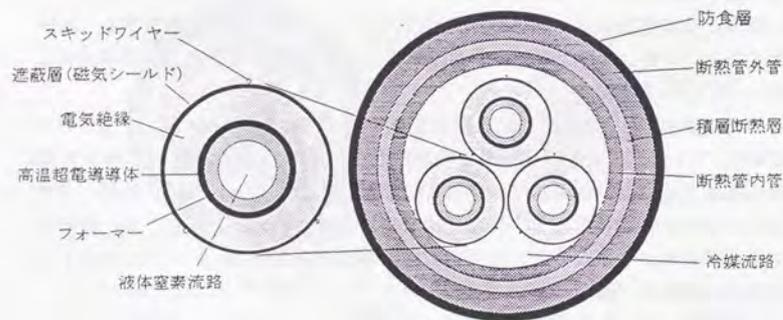


図5-2 高温超伝導ケーブルの典型的な断面構造

フォーマーのサイズとJAM ratioを与えれば、その他のサイズは一意的に決めることができる。ケーブル設計にあたっては、まず、フォーマーサイズとJAM ratioに小さめの値を与え、定格送電容量から決まる定格電流を通電したときに発生する交流損失、断熱管の熱侵入量、電気絶縁から発生する誘電損失を評価する。断熱管の熱侵入量は内部の熱伝導率を与えることで断熱管のサイズで決定でき、誘電損失は誘電体の誘電率と誘電正接をもとに電圧から決定できる。交流損失については、これを定量的に評価する手法そのものが現在の研究対象であるので、当面現状の導体で得られている値（1導体あたり1W/m、§4.6.4参照）を使用する。シールド層については導体部分に比べて径が大きい分磁場が低くなるので、交流損失は導体部分の1/2であるとする。液体窒素をある量流すことを考え、液体窒素が冷凍機出口からケーブルを通して冷凍機入り口に戻るまでに吸収しなければならない熱量を冷却長と上記の各損失から計算する。これをもとに、液体窒素の温度上昇を計算できる。液体窒素を流すと粘性損失と呼ばれる一種の摩擦損失が生じるので、この損失も温度上昇の計算で考慮する。電気絶縁の観点から液体窒素は過冷却状態にし、沸騰による泡の発生がない領域を使用する。一般に、冷媒をある距離輸送すると圧力が低下し、その度合いを圧力損失と呼ぶ。液体窒素の状態が沸騰状態に最も近づくのは冷凍機に戻った所であり、その状態の温度・圧力が過冷却状態をみたくすように、マージンを考慮して決定した基準を満たしているかを判定する。この条件が満たされれば、最初に与えたパラメータによってシステム設計が可能であると結論され、条件が満たされない場合には液体窒素の流量を増大させ計算を繰り返す。粘性損失は液体窒素の流速の3乗に比例するので、冷却に必要な流速が大きすぎると粘性損失が過剰になり、液体窒素の温度上昇が制限を越えて解なしとなる。この場合にはJAM ratioやフォーマー径を大きくして、最終的に液体窒素の条件が満たされる解を得るまで上記のルーチンを繰り返す。以上の設計の考え方のフローチャートと、各損失の計算式を図5-3に示す。

ケーブルの送電容量として500MVAと1000MVAの場合の設計結果を表5-1に示す。臨界電流密度としては、近い将来の達成が期待されている $10^4 \text{A/cm}^2$ を使用している。ここで、交流損失の値が定格電流通電時に導体1相あたり1W/mの程度であれば、いずれの容量の場合にもケーブルの外径を管路内径（150mm）以下にできることがわかる。仮に臨界電流密度として半分の値 $5 \times 10^4 \text{A/cm}^2$ をとったとすると導体部分の断面積は2倍必要になるが、これはもともとケーブル断面の中で小さな割合しか持たないため、交流損失の値が同じであれば外径が若干大きくなる程度であることがわかる。結果を表5-2に示す。

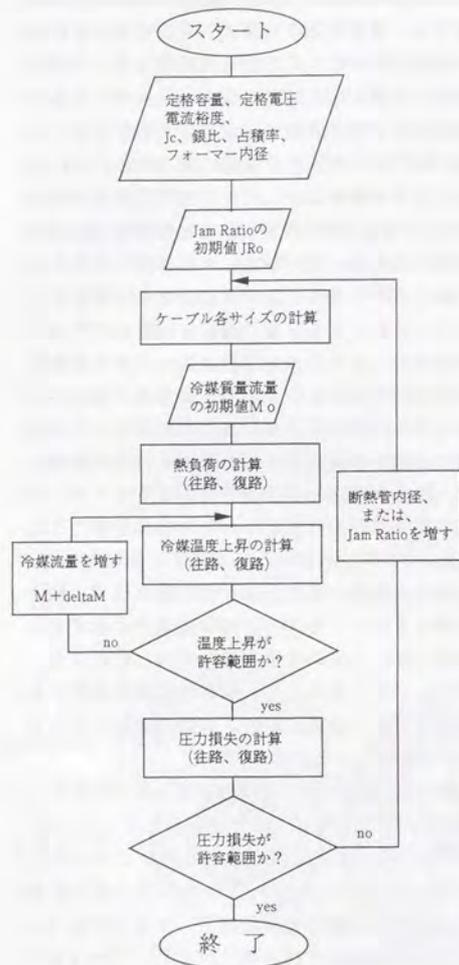


図5-3 高温超伝導ケーブルの設計のフローチャートと各損失の計算式。

●断熱管熱侵入

$$W_{in} = \frac{2\pi\lambda \cdot \Delta T}{\ln(D_{out}/D_{in})} \quad (W/m)$$

$\lambda$ : 断熱管内部熱伝導率 (W/m·K)  
 $\Delta T$ : 内外温度差 (K)  
 $D_{out}$ : 断熱管外径 (m)  
 $D_{in}$ : 断熱管内径 (m)

●絶縁体誘電損失

$$W_{DE} = \frac{2\pi \cdot f \cdot C \cdot V^2}{3 \times 10^{-3} \times \tan \delta} \quad (W/m)$$

$f$ : 周波数 (Hz)  
 $C$ : 静電容量 (nF/m)  
 $\tan \delta$ : 誘電正接  
 $V$ : 定格電圧 (kV)

●液体窒素粘性損失

$$W_F = \frac{\rho \cdot S \cdot F \cdot v^3}{D} \quad (W/m)$$

$F = 0.0014 + 0.125 Re^{-0.32}$   
 $Re = \frac{m \cdot D}{3S \cdot \nu}$   
 $\rho$ : 液体窒素密度 (kg/m<sup>3</sup>)  
 $F$ : 摩擦係数  $Re$ : Reynolds 数  
 $\nu$ : 液体窒素 (m/sec)  
 $\nu$ : 粘性係数 (Pa·sec)  
 $S$ : 冷媒通路等価断面積 (m<sup>2</sup>)  
 $D$ : 冷媒通路等価直径 (m)

●液体窒素圧力損失

$$\Delta P = \frac{32F(m/3)^2 L}{\pi^2 D^5 \rho} \quad (Pa)$$

$L$ : 冷却距離 (m)

表5-1 高温超伝導ケーブルの概念設計例。送電容量として500MVAと1000MVAを考え(送電電圧は66kV)、臨界電流密度を $1 \times 10^5 A/cm^2$ とした。交流損失(導体のヒステリシス損失)は現状の導体の値(定格電流通電時に1導体あたり1W/m)を仮に採用し、シールド層のヒステリシス損失は導体損失の1/2であるとした。液体窒素の冷却区間は2.5km。

定格送電容量 (MVA)	500	1000
定格電流 (Arms)	4375	8750
フォーマー内径 (mm)	19	19
導体外径 (mm)	25.1	26.2
ケーブルコア外径 (mm)	38.9	40.7
JAM ratio	2.4	2.4
断熱管内径 (mm)	93.4	97.7
ケーブル最外径 (mm)	134.6	139.5
-----		
導体表面磁場 (Tesla)	0.10	0.19
導体交流損失 (W/m・相)	1.0	1.0
シールド交流損失 (W/m・相)	0.5	0.5
熱侵入 (W/m)	1.0	1.04
液体窒素温度上昇 (K)	14.8	14.9
液体窒素圧力降下 (atm)	13.2	11.6
必要液体窒素流量 (kg/sec)	0.47	0.47

\*計算に使用した定数は以下の通り。

液体窒素密度=833kg/m<sup>3</sup>      断熱管内部熱伝導率=1.3×10<sup>-4</sup>W/m·K  
 液体窒素比熱=2035J/kg·K      絶縁体誘電率=2.3、 $\tan \delta = 10^{-5}$   
 液体窒素粘性係数=1.97×10<sup>-4</sup>Pa·sec

\*\*その他の条件は以下の通り。

電流裕度(定格電流に対する臨界電流の大きさ)=1.5  
 超伝導線(銀シース線を想定)中の超伝導体占積率=25%  
 導体部分の超伝導線占有率=85%  
 液体窒素冷凍機出口圧力、温度=20atm、66K  
 液体窒素冷凍機入口圧力下限、温度上限=6atm、81K

表5-2 高温超伝導ケーブルの概念設計例。送電容量として500MVAと1000MVAを考え(送電電圧は66kV)、臨界電流密度を $5 \times 10^4 \text{A/cm}^2$ とした。その他の条件はすべて表5-1と同一である。

定格送電容量 (MVA)	500	1000
定格電流 (Arms)	4375	8750
フォーマー内径 (mm)	19	19
導体外径 (mm)	26.2	28.3
ケーブルコア外径 (mm)	40.7	44.1
JAM ratio	2.4	2.4
断熱管内径 (mm)	97.7	105.7
ケーブル最外径 (mm)	139.5	148.5
.....		
導体表面磁場 (Tesla)	0.09	0.175
導体交流損失 (W/m・相)	1.0	1.0
シールド交流損失 (W/m・相)	0.5	0.5
熱侵入 (W/m)	1.04	1.12
液体窒素温度上昇 (K)	14.9	15.0
液体窒素圧力降下 (atm)	11.6	9.5
必要液体窒素流量 (kg/sec)	0.47	0.47

以上から、電力ケーブルへの応用という観点からは、鍵となるのは交流損失であり、その定量的な値としては1導体あたり1W/mが目安となることがわかる。極端に言えば、交流損失を十分に小さくできるのであれば、臨界電流密度としては $10^5 \text{A/cm}^2$ は必要なく、液体窒素の流路を確保できる程度に導体が小さくできるレベルであれば十分であることになる。ただ、後に述べるように、一般的に臨界電流密度が高ければほぼこれに反比例して交流損失が低減されると考えられるので、この議論はそれほど単純ではないことを念頭に置いておく必要がある。

## §5.2 高温超伝導線の直流・交流特性と実適用に向けた展望

ここでは、第3章、ならびに、第4章で述べてきた高温超伝導線の直流特性、交流特性に基づいて、電力ケーブルへの適用を中心とした今後の展望について述べる。

まず、前節までの議論ではっきりしたように、少なくとも電力ケーブルへの適用を考えた場合には交流損失が最重要量であり、極端に言えば臨界電流はあまり意味をもたない。すなわち、送電ケーブルの送電電力量から決まる交流電流を流したときにどれだけの交流損失が発生するかがすべてであり、もともと定義できるかどうか微妙であるような臨界電流という概念を無理に持ち出す必要はないといえる。この場合には、第4章で述べたように、高温超伝導体を非線形導体であると理解し、実際の適用に対応する条件下での電流-電圧特性から交流損失を導くプロセスが極めて現実的である。もともと、電気抵抗がゼロというのが超伝導の最大の特長であるという認識のために、高温超伝導体は非線形導体であるなどという非常に悲観的な印象があるが、交流応用ではもともと交流損失が発生する宿命にあり、損失の起源は別として、仮に直流抵抗が残っていても交流損失の観点から問題なければ実用上はあまり重要なことではない。一方、たとえば、永久電流モードの直流マグネットへの適用などの場合には、§4.6の冒頭でも述べたように直流の電気抵抗が重要な意味をもつ。本節では、超伝導ケーブル応用をターゲットに交流損失を定量的に評価し、前節で述べた設計からの要請と照らし合わせて、高温超伝導体の適用の可能性を展望する。

### §5.2.1 多層高温超伝導導体の交流損失

§4.6の結果から、現在ケーブル用の導体として考えられている銀シース線の多層導体の交流損失は、(4-20)、(4-35)、(4-36)式で定量的に計算できることが分かっている。この議論では、超伝導導体を均一な円筒型超伝導体とみなす近似をしている。このモデルに従って、前節ではパラメータ扱いしていた交流損失の定量的な評価を行う。

(4-36)式は導体単位表面積あたりの損失の表式となっているが、ケーブルを考えると導体単位長さあたりの損失を考える方が利便性が高い。また、自己磁場については通電電流に換算し、以下の式が得られる。

$$W_{\text{loss}} = \frac{\mu_0 J_{c0}^2}{\pi} F(I_p/I_{c0}) = \frac{\mu_0 J_p^2}{6\pi I_{c0}} \quad (5-1)$$

$$I_{c0} = \pi R^2 \bar{J}_c \quad R: \text{導体部分外径}$$

この表式を用いて、表5-1の送電容量1000MVAのケース、すなわち、定格電流8750A、導体内径24mmについて導体1本あたりの交流損失を計算する。なお、ここでの議論では $\bar{J}_c$ を臨界電流密度とみなす。実際、§4.6の結果からもわかるとおり、電流-電圧特性のベキが十分大きければ何らかの基準によって定義した臨界電流密度は $\bar{J}_c$ とほぼ等しくなる。交流損失と関連するパラメータをいくつかの $J_c$ 値に対して計算した結果を表5-3に示す。 $J_c$ が高くなればほぼそれに比例して交流損失が低下していることがわかるが、 $J_c=10^5 \text{A/cm}^2$ でも交流損失は6.5W/mとなり、目標値である1W/mを大きく越えてしまう。超伝導線性能の当面のターゲットである $J_c=10^5 \text{A/cm}^2$ の場合には、58.3W/mと実用レベルからほど遠い数字になってしまう。この結果は、現在の多層導体をそのまま実適用するのは困難であり、今後材料特性が向上してもこの問題は解消されないことを示している。

表5-3 いくつかの $J_c$ 値に対して(5-1)をもとに計算した交流損失と関連する量。(JAM ratio=2.4、フォーマー内径24mm。)

$J_c$ (A/cm <sup>2</sup> )	$5 \times 10^4$	$7.5 \times 10^4$	$10^5$	$5 \times 10^5$	$10^6$
導体磁場 (Tesla)	0.175	0.184	0.19	0.2	0.2
導体損失 (W/m)	104.7	74.8	58.3	12.8	6.5
導体外径 (mm)	28.3	26.9	26.2	24.5	24.2
コア外径 (mm)	44.0	41.9	40.7	37.8	37.4
最外径 (mm)	149	143	140	132	131

§5.2.2 自己磁場損失低減の可能性について

次に、この交流損失の問題を解決する方策を検討する。多層導体の交流損失が大きくなってしまふのは、せっかく各層が分離されているにも関わらず、§4.3で調べた多芯超伝導線の自己磁場損失の場合と同様に、全体があたかも単一の超伝導体のように振る舞ってしまうためである。

通電電流が外層部から流れてしまうのは、電流の自己磁場による磁気エネルギーが最小になるような状態が実現するからである。すなわち、通常の導体の表皮効果と同様、外層部の方がインダクタンスが小さいため電流が外層に偏って流れることになる。このような現象は極めて一般的なものであり、超伝導線を集合して導体を形成した場合、導体の電流分布についても同じことがいえる。

では、超伝導線や導体の自己磁場損失は(4-18)式や(5-1)式で決まる値以下にはできないであろうか。

まず、仮に、各フィラメントに均等に電流を流すことができれば多芯超伝導線の自己磁場損失低減が期待できることをみる。n本の等価なフィラメントがあり、その1本あたりの臨界電流を $I_c/n$ とする。従って、線全体の臨界電流は $I_c$ となる。フィラメント1本の自己磁場損失を(4-18)式で計算すると $\{\mu_0(I_c/n)^2/\pi\} F(z) \times n$ となり、従って、線全体に(4-18)式を適用した場合の損失 $\{\mu_0 I_c^2/\pi\} F(z)$ に対して $1/n$ になることが分かる。実際には、他のフィラメントが作る磁場の影響があるため単純ではないが、損失の低減には有効であると考えられる。電流分布の均一化を実現する手法としては、交流用従来型超伝導線において結合損失低減のために行われている、フィラメントを転位するとともにフィラメントを絶縁する手法が考えられる。このような超伝導線の中では各フィラメントのインピーダンスが等価となり、絶縁によって線間の電流の乗り移りを防ぐことができるため原理的には各フィラメントに均一に電流が流れ自己磁場損失低減に寄与することが予想される。

次に、多層導体の場合を考察する。上述の多芯線の議論の類推から、多層導体の電流の瞬時値を各層で均一にすることができれば自己磁場損失が低減されることが期待できる。簡単のために臨界状態モデルに従って定量的な評価を行う。図5-4に多層導体(厚さdの超伝導線がn層存在、超伝導線の占める部分の厚さは $t = n \cdot d$ )の磁化過程を示す。導体には丁度臨界電流値に相当する電流が流れており、その電流の作る自己磁場を $H_0$ とする。一般に、導体の厚み $t$ はフォーマーの外径 $R_f$ に比べて十分小さく、この場合には図5-4のように板状の超伝導体の一方の面から外部磁場 $H_0$ を印加した場合と同等になる。通常、多層導体では全体が単一の超伝導体のように振る舞うため、通電電流の変化に応じて図5-4の左側のような磁束分布の変化を示す。仮に何らかの方法に

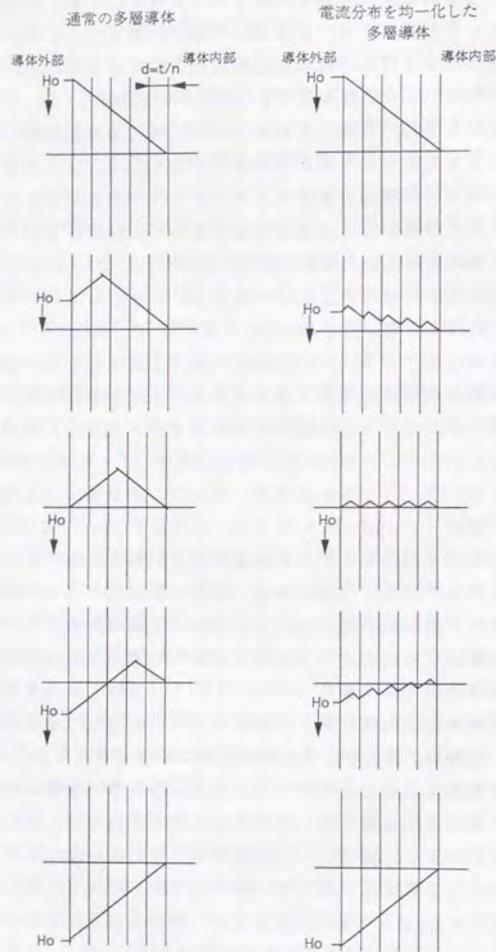


図5-4 多層高温超伝導導体の磁化過程 (Beanモデルを仮定) の模式図。  
左側: 通常多層導体、右側: 電流を各層で均一にした多層導体。

よって、導体の各層に均一な電流を流すことができたとすれば、磁束密度の変化は図5-4の右側のように考えられる。このような磁化過程に対してヒステリシス損失を計算すると導体単位長さあたりの損失として次の表式が得られる。

$$\text{第}k\text{層の単位体積あたりの損失: } P_k = \frac{2(2k-1)\mu_0 f J_c^2 d^2}{3} \quad (W/m^3) \quad (5-2)$$

$$\text{全体の損失: } W_{eq} = \sum_{k=1}^n (2\pi R_f) d \cdot P_k = \frac{2\mu_0 f \cdot 2\pi (J_c t)^2 R_f t}{3n} \quad (W/m)$$

ここで、 $I_{c0} = \pi R_f J_c$ 、 $I_c = 2\pi R_f t J_c$  などを用いて、

$$W_{eq} = \frac{2\mu_0 I_c I_{c0}}{3\pi t} \left(\frac{t}{R_f}\right)^2 \quad (5-3)$$

と書き直すことができる。(5-1)式で表される通常多層導体の損失との比をとると

$$\frac{W_{eq}}{W_{hs}} = \frac{4}{n} \left(\frac{I_{c0}}{I_c}\right)^2 \left(\frac{t}{R_f}\right)^2 = \frac{1}{n} \quad (5-4)$$

$$\left(\frac{I_{c0}}{I_c}\right) = \frac{R_f^2}{(R_f + t)^2 - R_f^2} = \frac{R_f}{2t}$$

となり、損失が層数分の1程度に低減されることがわかる。

実際の導体で図5-4の右図の状況を実現するには2つの方策が考えられる。一つは、この現象の根元である各層のインピーダンスのアンバランスを層毎に抵抗やインダクタンスを直列に接続することで解消してしまう方法である。実際に10層導体を用いてこのような実験が行われ、導体の交流損失が低下することが確認されている[157]。もう一つの考え方は、超伝導線を導体に集合するとき超伝導線間を絶縁するとともに転移を施し、各超伝導線が幾何学的に等価になるようにしてやる方法である。これは、多芯線においてフィラメントを転移し、かつ、絶縁するのと同じ考え方である。この場合には、超伝導線が丸い形状をしていることが必要であると考えられる。前者においては、各層毎にインダクタンス(原理的には抵抗でもよいが、常時の損失を考えるとインダクタ

ンスにする必要がある)を接続する構造がシステムとして許容されるかなどが、また後者では、円形断面の高特性超伝導線を作製できるかが、それぞれ課題となるが、いずれも将来性があり、現在検討が進められている。

### § 5. 3 総括と将来展望

第3章での検討から、高温超伝導線は臨界電流値でゼロ抵抗状態と有限抵抗状態がある程度明確に分けられる従来型の超伝導体と異なり、非線形導体として理解されるべきであることを既に述べた。しかしながら、電力分野のような交流応用では交流損失による一種の抵抗が付加的に発生するため、これを含めた総合的な損失を考えるべきであることを強調してきた。高温超伝導ケーブルを題材にした検討により、システム面から許容される交流損失のレベルは導体1本あたり1W/mの程度であり、現在開発が進められている多層導体ではその実現が難しいことを示した。この問題を解決するために、前節で2つの方向性を示した。この観点から将来展望を行う。

第4章、第5章の議論から、実用上重要なのは交流損失であり、交流損失は臨界電流密度などの素材特性と関連しているもののそのみでは決まらず、超伝導線や導体などの構造と大きく相関する量である。そして、単純な多芯超伝導線や多層導体では全体があたかも単一の超伝導体であるかのように振る舞い、交流損失もそのようなものと同じになってしまうことを示した。さらに、この問題を解決するために多芯線や導体の電流分布を均一にすることで交流損失のレベルが $1/n$  ( $n$ :フィラメント数、または、超伝導層数)程度に低減されることを示した。ケーブル用導体で電流の均一化を実現するには、各層毎に端部にインダクタンスを接続し各層のインピーダンスをそろえる方法と、絶縁された超伝導線に転移を加えて集合する方法が考えられることを述べた。

いずれの方法をとるにしても、超伝導層数や超伝導線の本数が多い方が損失低減の効果が大きい。多層導体のインピーダンスバランスの方法ではできるだけ薄い線材を多層に集合させることが望ましい。線の厚みを低減することは臨界電流密度の向上にもプラスに作用すると考えられ、現在の延長線で実用に耐える超伝導線が作製されるものと思われる。この方法の問題は層の数ある程度多くする必要があることで、それだけインピーダンスを付加する端部の構造が複雑になる。一方、超伝導線を転移させた導体構造をとる場合には付加的な設備が不要になる。しかし、超伝導線は円形断面である必要があり、テープ形状で $a$   $b$ 面をできるだけ配向させて臨界電流密度を向上させるというこれまでの方向を根本的に転換する必要がある。以上の検討は現在始められたばかりであるが、高温超伝導ケーブルが実現されるためには必須の要素技術であるといえよう。

最近、Bi-2223系銀シース線で $J_c=10^8$ A/cm<sup>2</sup>が達成されたようである。薄膜で確認されていた材料の潜在能力が実用線材の形でみごとに引き出されたわけ

だが、 $J_c$  向上とともに交流損失低減の重要性に対する認識が急速に広まっておりこの方面での技術の進歩を大いに期待したい。

## 第6章 終章

### § 6. 1 本研究の結論

本研究では、将来電力機器などに実適用が期待される代表的な高温超伝導線である YBCO 薄膜線や Bi-2223 系銀シー線を含む様々な高温超伝導試料について、磁場下の電気抵抗の温度依存性、ならびに、電流-電圧特性の2つの基本的な直流輸送特性を詳細に調べるとともに、実用上臨界電流とならんで重要である交流損失について定量的な評価を行い、その基本的な振る舞いの調査、交流損失に基づいた実用的な臨界電流の定義方法の考察を行った。また、これに基づいて実用化の展望を述べた。

まず、直流輸送特性の測定結果から、近年磁束ガラス-液体転移の実験的証拠とされてきた電流-電圧特性のスケールリングをはじめとする諸性質が、すべての試料で観測されることを明らかにした。従って、この種の振る舞いは試料のミクロな状態によらない高温超伝導体の一般的な性質であると考えられる。一方、電流-電圧特性のスケールリングから得られる臨界指数は試料ごとに著しく異なる値をとり、すべての試料の性質を同一の相転移から説明するのは困難であることを明らかにした。相転移以外の可能性として、最近提案された、磁束の depinning によるパーコレーション転移で電流-電圧特性のスケールリングを説明する Yamafuji-Kiss (YK) モデルについて詳細に検討を行った。電流-電圧特性のスケールカーブは YK モデルのスケール関数でよくフィットできることを明らかにした。また、このモデルに従って考察すると、微小幅の試料や2次元性が強い試料で  $z$  が大きくなるのが自然に理解できること、また、本研究で用いた YBCO  $c$  軸配向多結晶薄膜の粒間の接合が微小幅の強い結合で支配されていると考えられることを明らかにした。さらに、多結晶試料については、ランダムに配向した結晶粒が形成する Josephson 接合の接合エネルギーの分布がスケールカーブを決定し、その分布の形は物質によらないためスケールパラメータが共通になり、分布がブロードであるため  $z$  が小さくなるという考え方ができることを示した。

一方、交流損失では、外部磁場損失、自己磁場損失とも臨界状態モデルが定量的によく成立していることを明らかにした。一般に、高温超伝導線の電流-電圧特性はブロードであり、臨界電流は定義の仕方によって変化してしまうため、この結果は不思議である。そこで、高温超伝導線を電流-電圧特性がベキ乗則に従う非線形な導体であるとしてその表皮効果を一般的に扱くと、ベキがさほど小さくなくても電流や磁場分布が臨界状態の場合と近いこと、従って、

交流損失がほぼ臨界状態モデルの結果に従って振る舞うことを議論した。この結果を半解析的な取り扱いが可能な半無限超伝導体の状況が近似的に成立していると見なせる高温超伝導体の交流損失に適用し、実験結果がよく説明できることを示した。このモデルをベースに、実用的に有用である臨界電流の定義方法を提案した。

実用化の展望として、現在精力的に研究開発が進められている高温超伝導ケーブルをとりあげ議論した。本研究の結果を適用して現在の多層導体の交流損失を定量的に評価すると、実用レベルの電流容量では許容値を大きく越えてしまうことがわかった。この原因は多層導体があたかも単一の超伝導体であるかのように振る舞うため、電流分布を各線、あるいは、各層で均一化すれば交流損失が有効に低減され得ることを示した。将来的には交流損失低減を視野に入れた線材構造、たとえば、転移型導体に適した円形断面の超伝導線を開発することが重要であることを指摘した。

## § 6. 2 今後の展望

高温超伝導体の混合状態の性質については今後も活発に研究が展開されると考えられるが、本研究の結果は理論的なモデルの可否を判断する材料として有効であると考えられる。第4章で見たように、交流応用を前提とした実用的な観点からは、交流損失の存在のため計測できないほど小さな電圧レベルでの振る舞いは重要ではなく、交流損失という視点から超伝導線の性能を決めることが重要であることを再度強調したい。本研究によって、実験室レベルの試料では、交流損失の発生機構とその定量的な評価方法について、ほぼ全容が明らかとなったと考える。今後は、具体的なアプリケーションに対して、システム設計の基礎となるであろう。また、交流損失の低減は非常に重要な課題であり、本研究の中でテープ状の線材ではなく丸線の開発が望まれることを述べた。この例に限らず、交流損失低減に向けて本研究の結果が役立つことを期待する。

## 謝辞

本研究を行うにあたり、大学院時代にその基礎を養っていただきました、田中昭二東京大学名誉教授、北澤宏一東京大学工学部教授、内田慎一東京大学工学部教授、高木英典物性研究所助教授に深く感謝いたします。特に、内田慎一教授には、本論文をまとめるにあたり終始総括的なご指導を賜りました。

永長直人東京大学工学部助教授、木須隆暢九州大学工学部助教授には、実験データの解析にあたり理論的な面から貴重な議論をしていただきました。また、スイスのABB社研究所のJacob Rhyner博士には、交流損失の理論的取り扱いについて、豊橋技科大の太田昭男教授、福永哲也助手には交流損失の実験結果について、有益な議論をしていただきました。皆様に深謝する次第です。

本研究は、筆者が東京電力(株)技術研究所電力研究室、ならびに、同電力技術研究所絶縁・機器研究室において行ったものです。研究の機会を与えて下さいました、桜井武一フェロー(前技術研究所、電力技術研究所長)、森貞夫電力技術研究所長、山本隆彦豊島電力所長(前電力研究室長)、森下真夫電力技術研究所副所長(前電力研究室、絶縁・機器研究室長)、財満英一絶縁・機器研究室長、原築志主管研究員、岩田良浩主管研究員に感謝いたします。とりわけ、原主管研究員には終始激励していただくとともに、筆者とは異なる観点から多くの議論をしていただきました。電力研究室、絶縁・機器研究室の研究員の方々には日頃の議論から多くのヒントを与えていただきました。皆様に感謝いたします。

本研究を進める過程で、マサチューセッツ工科大学のDepartment of Materials Science & Engineeringに客員研究員として滞在する機会をいただきました。東京電力(株)に感謝いたします。滞在した研究室のMerton C. Flemings教授、Michael J. Cima教授、Harold D. Brody教授、John S. Haggerty博士には材料科学の醍醐味を味わせていただきました。また、研究室に大学院の学生として在籍したAnacreto M. Figueredo博士、Peter F. Grasty氏には実験のサポートをしていただきました。皆様に感謝いたします。

本研究で実施した実験ならびにデータの解析は膨大であり、筆者一人では到底なしえぬものでありました。共同研究者として多大な協力をいただいた(株)関電工発変電部の星野晴彦氏、平野聖一氏、新郷征二氏、東電学園から社内留学で電力技術研究所に在籍した福島孝行氏、原田慎一郎氏に感謝いたします。

本研究で測定の対象とした試料は、筆者の能力では作製することは不可能であり、世界の第一線で活躍される大変多くの方々にご協力を賜りました。YBCOの薄膜、Bi系銀シース線などをご提供いただき、また、交流損失の研究に関して共同研究を通じてお世話になりました住友電気工業(株)大阪研究所超電導応用研究部の佐藤謙一郎部長、葎田典之主査、向井英仁主査、藤上純氏に深く感謝いたします。特に、葎田主査には薄膜の加工などで細かな相談にのっていただき、向井主査にはエックス線極点図の作製、薄膜の基板近傍の構造の調査でたいへんお世話になりました。YBCOやBSCCOの多結晶試料はアルゴンヌ国立研究所のRoger B. Poeppel博士に提供していただきました。厚くお礼申し上げます。

最後に、日頃の生活を支えてくれた両親、ならびに、家族に感謝します。

## 参考文献

- [1] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity* (McGraw-Hill, New York) (1975)
- [2] P. -G. de Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys* (Addison-Wesley, Reading, MA) (1986)
- [3] A.C. Rose-Innes, and E. H. Rhoderick, *Introduction to Superconductivity* (Pergamon Press Ltd.) (1978) chapter 7
- [4] J. Bardeen, and M. J. Stephen, *Phys. Rev.* **140**, A1197 (1965)
- [5] 松下照男, 「磁束ピンニングと電磁現象」 (産業図書) (1994); 小沼稔, 松本要, 「超伝導材料と線材化技術」 (工学図書) (1995)
- [6] R. Labusch, *Phys. Status Solidi* **19**, 715 (1967); *Phys. Status Solidi* **32**, 439 (1969)
- [7] J. Lowell, *J. Phys.* **F2**, 547 (1972)
- [8] K. Yamafuji, and F. Irie, *Phys. Lett.* **25A**, 387 (1967)
- [9] A. I. Larkin, and Yu. N. Ovchinnikov, *J. Low. Temp. Phys.* **34**, 409 (1979)
- [10] A. I. Larkin, *Sov. Phys. JETP* **31**, 784 (1970)
- [11] C. P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 250 (1962)
- [12] C. P. Bean, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 31 (1964)
- [13] Y. B. Kim, C. F. Hempstead and A. R. Stnad : *Phys. Rev.* **129**, 528 (1963); P. W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 309 (1962)
- [14] J. Silcox, and R. W. Rllins, *Appl. Phys. Lett.* **2**, 231 (1963)
- [15] K. Yasukochi, T. Ogasawara, N. Usui, and S. Ushio, *J. Phys. Soc. Jpn.* **21**, 89 (1964)
- [16] F. Irie and K. Yamafuji, *J. Phys. Soc. Jpn.* **23**, 255 (1967)
- [17] G. R. Love, *Phil. Mag.* **21**, 1003 (1970)
- [18] M.N. Wilson, *Superconducting Magnets* (Clarendon Pless, Oxford) (1983)
- [19] 舟木和夫, 住吉文夫, 「多芯線と導体」 (産業図書) (1995)
- [20] P. W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 309 (1962)
- [21] P. W. Anderson, and Y.B. Kim, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 39 (1964)
- [22] P. H. Kes, J. Aarts, J. van den Berg, C. J. van der Beek, and J. A. Mydosh, *Supercond. Sci. Technol.* **1**, 242 (1989)
- [23] D. Dew-Hughes, *Cryogenics* **28**, 674 (1988)
- [24] M. R. Beasley, R. Labusch, and W. W. Webb, *Phys. Rev.* **181**, 682 (1969)
- [25] T. Ito et al., *Nature* **350**, 596 (1991)
- [26] Y. Iye, T. Tamegai, H. Takeya, and H. Takei, *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2* **26**, L1057 (1987)
- [27] D. E. Farrel, C. M. Williams, S. A. Wolf, N. P. Bansal, and V. G. Kogan, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2805 (1988)
- [28] Q. Li, H. J. Wiesmann, M. Suenaga, L. Motowidlow, and P. Haldar, unpublished

- [29] D. E. Farrel, J. P. Rice, D. M. Ginsberg and J. Z. Li, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1573 (1990)
- [30] K. Okuda, S. Kuwamata, S. Noguchi, N. Itoh, and K. Kadowaki, *Physica C* **185-189** (1987)
- [31] K. A. Muller, M. Takashige, and J. G. Bednorz, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1143 (1987)
- [32] Y. Yeshurun, and A. P. Malozemoff, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2202 (1988)
- [33] T. T. M. Palstra, B. Batlogg, R. B. van Dover, L. F. Schneemeyer, and J. W. Waszczak, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 763 (1988)
- [34] P. England, A. Inam, X. D. Wu, M. S. Hegde, B. Dutta, and T. Venkatesan, *Phys. Rev.* **B41**, 4834 (1990)
- [35] J. D. Hettinger, A. G. Swanson, W. J. Skocpol, S. Brooks, J. M. Graybeal, P. M. Mankiewich, R. E. Howard, B. L. Straughn, and E. G. Burkhardt, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2044 (1989)
- [36] J. Z. Sun, K. Char, M. R. Hahn, T. H. Geballe, and A. Kapitulnik, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 663 (1989)
- [37] T. T. M. Palstra, B. Batlogg, L. F. Schneemeyer, and J. V. Waszczak, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1662 (1988)
- [38] A. P. Malozemoff, T. K. Worthington, E. Zeldov, N. C. Yeh, M. W. McElfresh, and F. Holtzberg, in *Strong Correlation and Superconductivity*, Springer Series in Solid-State Sciences No. 89, edited by H. Fukuyama, S. Maekawa, and A. P. Malozemoff (Springer, Berlin), 267 (1989)
- [39] Palstra, B. Batlogg, L. F. Schneemeyer, R. B. van Dover, and J. V. Waszczak, *Phys. Rev.* **B38**, 5102 (1988)
- [40] G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994)
- [41] D. R. Nelson, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1973 (1988)
- [42] D. R. Nelson, and H. S. Seung, *Phys. Rev.* **B39**, 9153 (1989)
- [43] A. Houghton, R. A. Pelcovits, and A. Sudbø, *Phys. Rev.* **B40**, 6763 (1989)
- [44] E. H. Brandt, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1106 (1989)
- [45] L. I. Glazman, and A. E. Koshelev, *Phys. Rev.* **B43**, 2835 (1991)
- [46] D. E. Farrel, J. P. Rice, and D. M. Ginsberg, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1165 (1991)
- [47] H. Safar, P. L. Gammel, D. A. Huse, D. J. Bishop, J. P. Rice, and D. M. Ginsberg, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 824 (1992)
- [48] T. Nishizaki, Y. Onodera, N. Kobayashi, H. Asaoka, and H. Takei, *Phys. Rev.* **B53**, 82, (1996)
- [49] R. Liang, D. A. Bonn, and W. N. Hardy, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 835 (1996)
- [50] E. Zeldov, D. Majer, M. Konczykowski, V. B. Geshkenbein, V. M. Vinokur, and H. Shtrikman, *Nature* **375**, 373 (1995)

- [51] M. P. A. Fisher, Phys. Rev. Lett. 62, 1415 (1989)  
 [52] D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, and D. A. Huse, Phys. Rev. B43, 130 (1991)  
 [53] A. P. Malozemoff, and M. P. A. Fisher, Phys. Rev. B42, 6784 (1990)  
 [54] R. H. Koch, V. Foglietti, W. J. Gallagher, G. Koren, A. Gupta, and M. P. A. Fisher, Phys. Rev. Lett. 63, 1511 (1989)  
 [55] H. K. Olsson, R. H. Koch, W. Eidelloth, and R. P. Robertazzi, Phys. Rev. Lett. 66, 2661 (1991)  
 [56] C. Dekker, W. Eidelloth, and R. H. Koch, Phys. Rev. Lett. 68, 3347 (1992)  
 [57] P. J. M. Woltgens, C. Dekker, and H. J. de Wijn, Phys. Rev. Lett. 71, 3858 (1993)  
 [58] R. M. Silver, A. L. de Lozanne, and M. Thompson, IEEE Trans. Appl. Supercond. 3, 1394 (1993)  
 [59] Y. Ando, H. Kubota, and S. Tanaka, Phys. Rev. Lett. 69, 2851 (1992)  
 [60] D. G. Xenikos, J. -T. Kim, and T. R. Lemberger, Phys. Rev. B48, 7742 (1993)  
 [61] J. M. Roberts, B. Brown, B. A. Hermann, and Tate, Phys. Rev. B49, 6890 (1994)  
 [62] P. J. M. Woltgens, C. Dekker, J. Swuste, and H. J. de Wijn, Phys. Rev. B48, 16826 (1993)  
 [63] C. Y. Chang, C. -S. Lue, and Y. C. Chou, Phys. Rev. B49, 1488 (1994)  
 [64] P. L. Gammel, L. F. Schneemeyer, and D. J. Bishop, Phys. Rev. Lett. 66, 953 (1991)  
 [65] L. Gao, Y. Y. Xue, P. H. Hor, and C. W. Chu, Phys. Rev. B46, 14325 (1992)  
 [66] N.-C. Yeh, W. Jiang, D. S. Reed, U. Kriplani, and F. Holtzberg, Phys. Rev. B47, 6146 (1993)  
 [67] J. Kotzler, M. Kaufmann, G. Nakielski, R. Behr, and W. Assmus, Phys. Rev. Lett. 72, 2081, (1994)  
 [68] H. Yamasaki, K. Endo, S. Kosaka, M. Umeda, S. Yoshida, and K. Kajimura, Phys. Rev. B50, 12959 (1994)  
 [69] P. Wagner, U. Frey, F. Hillmer, and H. Adrian, Phys. Rev. B51, 1206 (1995)  
 [70] O. B. Hyun, T. Nabatame, S. Koike, H. Suhara, and I. Hirabayashi, Phys. Rev. B52, 15454 (1995)  
 [71] R. Griessen, Phys. Rev. Lett. 64, 1674 (1990)  
 [72] E. Zeldov, N. M. Amer, G. Koren, A. Gupta, and M. W. McElfresy, Appl. Phys. Lett. 56, 680 (1990)  
 [73] S. N. Coppersmith, M. Inui, and P. B. Littlewood, Phys. Rev. Lett. 64, 2585 (1990)  
 [74] R. H. Koch, V. Foglietti, and M. P. A. Fisher, Phys. Rev. Lett. 64, 2586 (1990)  
 [75] T. Matsushita, M. Kikuchi, and K. Noguchi, preprint  
 [76] 松下照男, 「磁束ピンニングと電磁現象」(産業図書)第9章(1994)  
 [77] Y. Shiohara, in *Adv. in Superconductivity VI*, Proc. of 6th International Conference on Superconductivity (ISS'93) (Springer-Verlag, Tokyo) 9 (1994)

- [78] D. Dew-Hughes, IEEE Trans. Magn. MAG-23, 1172 (1987)  
 [79] D. Dimos, P. Chaudhari, J. Mannhart, and F. K. LeGoues, Phys. Rev. Lett. 61, 219 (1988)  
 [80] D. Dimos, P. Chaudhari, and J. Mannhart, Phys. Rev. B41, 4038 (1990)  
 [81] T. Nabatame, S. Koike, O. B. Hyun, and I. Hirabayashi, Appl. Phys. Lett. 65, 776 (1994)  
 [82] S. Jin, T. H. Tiefel, R. C. Sherwood, M. E. Davis, R. B. van Dover, G. W. Kammlott, R. A. Fastnacht, and H. D. Keith, Appl. Phys. Lett. 52, 2074 (1988)  
 [83] M. Murakami, M. Morita, and N. Koyama, Jpn. J. Appl. Phys. 28, L1125 (1989)  
 [84] K. Salama, V. Selvamanickam, L. Gao, and K. Sun, Appl. Phys. Lett. 54, 2352 (1989)  
 [85] R. L. Meng, C. Kinalidis, Y. Y. Sun, L. Gao, Y. K. Tao, P. H. Hor, and C. W. Chu, Nature (London) 345, 326 (1990)  
 [86] H. Higasa, N. Kawauchi, S. Nakamura, and N. Ito, in *Adv. in Superconductivity VI*, Proc. of 6th International Conference on Superconductivity (ISS'93), Springer-Verlag, Tokyo, 1231 (1994)  
 [87] T. Suzuki, H. Suzuki, M. Endo, Y. Yasaka, H. Morimoto, H. Takaichi, and M. Murakami, *ibid.*, 1237 (1994)  
 [88] K. Fujino, N. Yoshida, S. Takano, S. Okuda, T. Hara, and H. Ishii, in *Adv. in Superconductivity V*, Proc. of 5th International Conference on Superconductivity (ISS'92), Springer-Verlag, Tokyo, 673 (1993)  
 [89] Y. Iijima, N. Tanabe, O. Kohno, and Y. Ikeno, Appl. Phys. Lett. 60, 769 (1992)  
 [90] X. D. Wu, S. R. Foylton, P. Arendt, P. Townsend, C. Adams, I. H. Campbell, P. Tiwari, Y. Coulter, and D. E. Peterson, Appl. Phys. Lett. 65, 1941 (1994)  
 [91] 藤野剛三、葭田典之、佐藤謙一、原築志、大熊武、石井英雄、第53回低温工学超電導学会講演概要集、260 (1995)  
 [92] H. Safar, P. L. Gammel, D. J. Bishop, D. B. Mitzi, and A. Kapitulnik, Phys. Rev. Lett. 68, 2672 (1992)  
 [93] H. Mukai, K. Ohkura, N. Shibuta, T. Hikata, M. Ueyama, T. Kato, J. Fujikami, K. Muranaka and K. Sato, in *Adv. in Superconductivity V*, Proc. of 5th International Conference on Superconductivity (ISS'92), Springer-Verlag, Tokyo, 679 (1993)  
 [94] K. Sato, K. Ohkura, K. Hayashi, T. Hikata, T. Kaneko, T. Kato, M. Ueyama, J. Fujikami, K. Muranaka, S. Kobayashi and N. Saga : in *Ext. Abstr. Int. Workshop on Superconductivity*, 234 (1995)  
 [95] 原築志、石井英雄、平成7年電気学会全国大会講演予稿集、S.20-37 (1995)  
 [96] 原築志、石井英雄、応用物理 65, 401 (1996)  
 [97] T. Nakamura, H. Inada, N. Ohtake, M. Saitoh, M. Iiyama, N. Hayashi, S. Okuda,

- and S. Takano, in *Proc. of International Cryogenic Materials Conference '90* (ICMC'90) 267 (1991)
- [98] 内野倉國光、前田京剛、寺崎一郎、「高温超伝導体の物性」(培風館)(1995)
- [99] 鯉沼秀臣、吉本護、応用物理 60, 433 (1991)
- [100] C. Gerber et al., *Nature* 350, 279 (1991)
- [101] K. Endo, H. Yamasaki, S. Misawa, S. Yoshida, and K. Kajimura, *Nature* 355, 327 (1992)
- [102] M. Satou, Y. Yamada, S. Murase, T. Kitamura, and S. Kamisada, *Appl. Phys. Lett.* 64, 640 (1994)
- [103] T. Freltoft, Z. Han, L. Overgaard, K. Brodersen and H.A.Hjuler : in *Ext. Abstr. Int. Workshop on Superconductivity*, 164 (1994)
- [104] J. E. Tkaczyk, R. H. Arendt, M. F. Garbauskas, H. R. Hart, K. W. Lay, and F. E. Luborsky, *Phys. Rev.* B45, 12506 (1992)
- [105] B. Hensel, J. -C. Grivel, A. Jeremie, A. Perin, A. Pollini, and R. Flukigre, *Physica C* 205, 329 (1993)
- [106] K. Shibusani, Q. Li, R. L. Sabatini, M. Suenaga, L. Motowidlo, and P. Halder, *Appl. Phys. Lett.* 63, 3515 (1993)
- [107] K. Shibusani, H. J. Wiesmann, R. L. Sabatini, M. Suenaga, S. Hayashi, R. Ogawa, Y. Kawata, L. Motowidlo, and P. Halder, *Appl. Phys. Lett.* 64, 924 (1994)
- [108] T. K. Worthington, F. H. Holtzberg, and C. A. Feild, *Cryogenics* 30, 417 (1990)
- [109] W. K. Kwok, J. Fendrich, S. Fleshler, U. Welp, J. Downey, and G. W. Crabtree, *Phys. Rev. Lett.* 72, 1092 (1994)
- [110] J. A. Fendrich, W. K. Kwok, J. Giapintzakis, C. J. van der Beek, V. M. Vinokur, S. Fleshler, U. Welp, H. K. Viswanathan, and G. W. Crabtree, *Phys. Rev. Lett.* 74, 1210 (1995)
- [111] T. Tsuneto, *J. Phys. Soc. Jpn.* 57, 3499 (1988)
- [112] R. Ikeda, T. Ohmi, and T. Tsuneto, *J. Phys. Soc. Jpn.* 58, 1377 (1989)
- [113] S. Ullah, and A. T. Dorsey, *Phys. Rev.* B44, 262 (1991)
- [114] U. Welp, S. Fleshler, W. K. Kwok, R. A. Klemm, V. M. Vinokur, J. Downey, B. Veal, and G. W. Crabtree, *Phys. Rev. Lett.* 67, 3180 (1991)
- [115] W. K. Kwok, U. Welp, G. W. Crabtree, K. G. Vandervoort, R. Hulscher, and J. Z. Liu, *Phys. Rev. Lett.* 64, 966 (1990)
- [116] S. Fleshler, W. K. Kwok, U. Welp, V. M. Vinokur, M. K. Smith, J. Downey, and G. W. Crabtree, *Phys. Rev.* B47, 14448 (1993)
- [117] M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* 63, 2303 (1989)
- [118] T. Nattermann, *Phys. Rev. Lett.* 64, 2454 (1990)

- [119] W. Gebhardt, and U. Krey, 吉村滋洋訳、「相転移と臨界現象」(吉岡書店)(1992)
- [120] A.T. Dorsey, M. Huang, and M. P. A. Fisher, *Phys. Rev.* B45, 523 (1992)
- [121] T. K. Worthington, E. Olsson, C. S. Nichols, T. M. Shaw, and D. R. Clarke, *Phys. Rev.* B43, 10538 (1991)
- [122] W. M. Tiernan, R. Joshi, and R. B. Hallock, *Phys. Rev.* B48, 3423 (1993)
- [123] Y. Zhao, X. B. Zuge, J. M. Xu, L. Cao, *Phys. Rev.* B49, 6985 (1994)
- [124] S. L. M. Li, J. Deak, P. Metcalf, and M. McElfresh, *Phys. Rev.* B52, R747 (1995)
- [125] Q. Li, H. J. Wiesmann, M. Suenaga, L. Motowidlo, and P. Halder, *Phys. Rev.* B50, 4256 (1994)
- [126] Y. Mawatari, H. Yamasaki, S. Kosaka, and M. Umeda, *Cryogenics* 35, 161 (1995)
- [127] Z. Q. Yu, L. K. Yu, W. J. Yeh, Y. Xin, and K. W. Wong, *Physica C* 231, 191 (1994)
- [128] W. Y. Shih, C. Ebner, and D. Stroud, *Phys. Rev.* B30, 134 (1984)
- [129] M. Cieplak, J. R. Banavar, and A. Khurana, *J. Phys.* A24, L145 (1991)
- [130] M. Cieplak, J. R. Banavar, M. S. Li, and A. Khurana, *Phys. Rev.* B45, 786 (1992)
- [131] M. J. P. Gingras, *Phys. Rev.* B45, 7547 (1992)
- [132] D. A. Huse, and H. S. Seung, *Phys. Rev.* B42, 1059 (1990)
- [133] J. D. Reger, T. A. Tokuyasu, A. P. Young, and M. P. A. Fisher, *Phys. Rev.* B44, 7147 (1991)
- [134] R. A. Hyman, M. Wallin, M. P. A. Fisher, S. M. Girvin, A. P. Young, *Phys. Rev.* B51, 15304 (1995)
- [135] S.-K. Ma, *Modern Theory of Critical Phenomena* (Benjamin, London, 1976)
- [136] A. Houghton, and M. A. Moore, *Phys. Rev.* B38, 5045 (1988)
- [137] H. S. Bokil, and A. P. Young, *Phys. Rev. Lett.* 74, 3021 (1995)
- [138] K. Yamafuji, and T. Kiss, *Physica C* 258, 197 (1996)
- [139] K. Yamafuji, T. Wakuda, T. Fujiyoshi, and K. Funaki, *Physica C* 242, 251 (1995)
- [140] 木須、他、第54回低温工学・超電導学会講演概要集、220 (1995)
- [141] T. Kiss, T. Nakamura, F. Irie, M. Takeo, and K. Yamafuji, to be published in *Adv. in Superconductivity VIII*, Proc. of 8th International Conference on Superconductivity (ISS'95), Springer-Verlag, Tokyo
- [142] T. Matsushita, A. Matsuda, and K. Yamagi, *Physica C* 213, 477 (1993)
- [143] W.J. Carr, Jr., *AC Losses and Macroscopic Theory of Superconductors* (Gordon and Breach, New York) (1983)
- [144] H. Ishii, S. Hirano, T. Hara and T. Yamamoto, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 3, 1417 (1993)
- [145] 石井英雄、原築志、山本隆彦、平野聖一、平成4年電気学会全国大会講演予稿集、8-96 (1992)
- [146] M. Polak, F. Hanic, I. Hlasnik, M. Majoros, F. Chovanec, I. Horvath, L. Krempsky,

- P. Kottman, M. Kedrova and L. Galikova, *Physica C* 156, 79 (1988)
- [147] J. Orehotsky, M. Garber, Y. Xu, Y.L. Wang and M. Suenaga, *J. Appl. Phys.* 67, 1433 (1990)
- [148] K.-H. Muller, and A.J. Pauza, *Physica C* 161, 319 (1989)
- [149] 中出 雅彦、石井 英雄、原 築志、藤岡 琢志: *低温工学* 31, 66 (1996)
- [150] T. Kiss, T. Nakamura, S. Nagano, Y. Matsumoto, F. Irie and M. Takeo, in *Adv. in Superconductivity VII*, Proc. of 7th International Conference on Superconductivity (ISS'92), Springer-Verlag, Tokyo, 555 (1995)
- [151] W. T. Norris, *J. Phys. D3*, 489 (1970)
- [152] J. Fujikami, N. Saga, K. Ohmatsu, T. Shibata, S. Isojima, K. Sato, H. Ishii, and T. Hara, to be published in *Adv. in Superconductivity VIII*, Proc. of 8th International Conference on Superconductivity (ISS'95), Springer-Verlag, Tokyo
- [153] H. Ishii, T. Hara, S. Hirano, A.M. Figueredo and M.J. Cima, *Physica C* 225, 91 (1994)
- [154] J. Rhyner, *Physica C* 212, 292 (1993)
- [155] J. Fujikami, N. Shibuta, K. Sato, H. Ishii and T. Hara, in *Adv. in Superconductivity VII*, Proc. of 7th International Conference on Superconductivity (ISS'94), Springer-Verlag, Tokyo, 1195 (1995)
- [156] D. W. Von Dollen, N. G. Hingorani and R. W. Sann, in *Adv. in Superconductivity VI*, Proc. of 6th International Conference on Superconductivity (ISS'93), Springer-Verlag, Tokyo, 1243 (1994)
- [157] S. Mukoyama, K. Miyoshi, H. Tsubouti, M. Mimura, N. Uno, Y. Tanaka, N. Ichianagi, H. Ishii, S. Honjo and T. Hara, To be published in Proc. of ICEC16/ICMC, May 20-24, 1996, Kitakyushu, Japan

## 発表論文リスト

## 主要論文

- [1] "Estimation of ac Losses of Polycrystalline YBCO by two different Methods"  
H. Ishii, S. Hirano, T. Hara, and T. Yamamoto : *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 3, 1417 (1993)
- [2] "AC Losses in BSCCO Silver Sheathed Wires"  
H. Ishii, S. Hirano, T. Hara, J. Fujikami, N. Shibuta, and K. Sato : *Adv. in Superconductivity VII*, Proc. of 7th International Conference on Superconductivity (ISS'94), Springer-Verlag, Tokyo, 733 (1995)
- [3] "Bi 系銀シース超電導線の交流損失特性"  
石井英雄、平野聖一、原築志、藤上純、佐藤謙一 : *低温工学* 31, 24 (1996)
- [4] "AC Losses in (Bi,Pb)<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>Ca<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>x</sub> Silver-Sheathed Superconducting Wires"  
H. Ishii, S. Hirano, T. Hara, J. Fujikami, and K. Sato : *Cryogenics* 36, 697 (1996)
- [5] "Current-Voltage Characteristics of c-Axis Oriented Polycrystalline YBCO Films"  
H. Ishii, S. Hirano, N. Yoshida, K. Fujino, K. Sato, and T. Hara : To be published in *Adv. in Superconductivity VIII*, Proc. of 8th International Conference on Superconductivity (ISS'95), Springer-Verlag, Tokyo, (1996)
- [6] "Self Field AC Transport Properties and Losses in High-Tc Superconducting Wires"  
H. Ishii, J. Fujikami, S. Hirano, N. Yoshida, K. Sato, and T. Hara : To be published in Proceedings of 16th International Cryogenic Engineering Conference and International Cryogenic Materials Conference, May 20-24, 1996, Kitakyushu, Japan
- [7] "Scaling Behavior of Current-Voltage Characteristics in Single- and Poly-crystalline YBCO Films"  
H. Ishii, S. Singo, S. Harada, S. Hirano, N. Yoshida, K. Fujino, K. Sato, and T. Hara : To be published in Proceedings of 16th International Cryogenic Engineering Conference and International Cryogenic Materials Conference, May 20-24, 1996, Kitakyushu, Japan
- [8] "Universal Behavior in Scaling Property of Current-Voltage Characteristics of Polycrystalline High-Tc Superconductors"  
H. Ishii, S. Singo, S. Harada, and T. Hara : To be published in Proceedings of 8th International

Workshop on Critical Currents, May 27-29, 1996, Kitakyushu, Japan

参考論文

- [9] "Magnetization Behavior and Critical Current Density along the c-axis in Melt Grown YBCO Fiber Crystal"  
H. Ishii, T. Hara, S. Hirano, A.M. Figueredo and M.J. Cima : Physica C **225**, 91 (1994)
- [10] "AC response and losses in high-Tc superconductors at power frequency"  
H. Ishii, S. Hirano, N. Fukuyama, and T. Hara : Physica C **235-240**, 3219 (1994)
- [11] "高温酸化物超伝導交流ケーブルのニーズと開発"  
原築志、石井英雄 : 応用物理 **65**, No.4, 401 (1996)
- [12] "Research and Development of Compact High-Tc Superconducting Cables"  
T. Hara, H. Ishii, and S. Honjo : To be published in Proceedings of 16th International Cryogenics Engineering Conference and International Cryogenic Materials Conference, May 20-24, 1996, Kitakyushu, Japan

その他論文

- [13] "Transport Properties of  $(La_{1-x}A_x)_2CuO_4$ "  
S. Uchida, H. Takagi, H. Ishii, H. Eisaki, T. Yabe, S. Tajima, and S. Tanaka : Jpn. J. Appl. Phys. **26**, L440 (1987)
- [14] "Bulk Superconductivity of Y-Ba-Cu-O and Er-Ba-Cu-O"  
H. Takagi, S. Uchida, H. Sato, H. Ishii, K. Kishio, K. Kitazawa, K. Fueki, and S. Tanaka : Jpn. J. Appl. Phys. **26**, L166 (1987)
- [15] "Specific Heat and Physical Properties  $YBa_2Cu_3O_y$ "  
K. Kitazawa, T. Atake, H. Ishii, H. Sato, H. Takagi, S. Uchida, K. Kitazawa, K. Fueki, and S. Tanaka : Jpn. J. Appl. Phys. **26**, L748 (1987)
- [16] "Transport Properties of High-Tc Superconducting Oxides"  
H. Ishii, H. Sato, N. Kanazawa, H. Takagi, S. Uchida, K. Kitazawa, K. Kishio, K. Fueki, and

S. Tanaka : Physica B **148**, 419 (1987)

- [17] "Investigation of Electronic and Phonon States of the High-Tc Cu-Oxide Superconductors"  
S. Tajima, A. Masaki, I. Rittaporn, H. Sato, H. Ishii, H. Takagi, S. Uchida, and S. Tanaka : Physica B **148**, 423 (1987)
- [18] "Optical Reflectivity Study on the Single Crystalline  $(La_{1-x}Sr_x)_2CuO_4$ "  
S. Tajima, S. Uchida, H. Ishii, H. Takagi, S. Tanaka, U. Kawabe, H. Hasegawa, and T. Ishiba : Mod. Phys. Lett. B1, 353 (1988)
- [19] "Vacuum-Ultraviolet Spectra and Band Structure of  $BaPb_{1-x}Bi_xO_3$ "  
S. Tajima, H. Ishii, I. Rittaporn, S. Uchida, S. Tanaka, K. Kitazawa, M. Seki, and S. Suga : Phys. Rev. B **38**, 1143 (1988)
- [20] "Optical Properties of High-Tc Copper Oxides"  
H. Ishii, I. Rittaporn, H. Takagi, S. Tajima, S. Uchida, S. Tanaka, M. Suzuki, T. Murakami, M. Seki, and S. Suga : Physica C **153-155**, 655 (1988)
- [21] "Comparative Studies between Ag-sheathed YBCO Wires and Sintered YBCO"  
H. Ishii, H. Hoshino, T. Hara, M. Nakamura, and T. Yamamoto : Jpn. J. Appl. Phys. **28**, L1793 (1989)
- [22] "Superconducting Properties and Microstructure of Ag-Sheathed YBCO and Sintered YBCO"  
T. Hara, H. Hoshino, T. Yamamoto, H. Ishii, and M. Nakamura : Adv. in Superconductivity II, Proc. of 2nd International Conference on Superconductivity (ISS'89), Springer-Verlag, Tokyo, 409 (1990)
- [23] "ac Transport Properties of High-Tc Superconductive wires"  
H. Ishii, H. Hoshino, T. Hara, T. Yamamoto, S. Hirano, and K. Maemawa : Adv. in Superconductivity IV, Proc. of 4th International Conference on Superconductivity (ISS'91), Springer-Verlag, Tokyo, 635 (1992)
- [24] "Superconducting YBCO Tapes Fabricated by Excimer Laser Deposition"  
N. Yoshida, K. Fujino, M. Kubota, S. Takano, M. Nagata, T. Hara, H. Ishii, T. Yamamoto, and K. Maekawa : Adv. in Superconductivity IV, Proc. of 4th International Conference on Superconductivity (ISS'91), Springer-Verlag, Tokyo, 529 (1992)

- [25] "Preparation of Multi-Layered Conductors Using Bi-Based Superconducting Tapes"  
H. Kikuchi, N. Uno, S. Tanaka, T. Hara, H. Ishii, T. Yamamoto, K. Maekawa : Adv. in Superconductivity IV, Proc. of 4th International Conference on Superconductivity (ISS'91), Springer-Verlag, Tokyo, 577 (1992)
- [26] "Characterization of YBCO Thin Films on Metallic Substrates Using Co-Evaporation Technique"  
K. Satoh, M. Yoshihara, M. Nakajima, T. Hara, H. Ishii, and T. Yamamoto : Jpn. J. Appl. Phys. **30**, L1363(1991)
- [27] "Directional Solidification of HTSC Oxides"  
M.J. Cima, P.F. Grasty, H. Ishii, X.P. Jiang, A.M. Figueredo, H.D. Brody, J.S. Haggerty, and M.C. Flemings : Proc. of 3rd ISTEC International Workshop on Superconductivity, Kumamoto, Japan, May 13-15, 1991, p47, (1991)
- [28] "Semisolid Solidification of High Temperature Superconducting Oxides"  
M.J. Cima, M.C. Flemings, A.M. Figueredo, M. Nakade, H. Ishii, H.D. Brody, and J.S. Haggerty : J. Appl. Phys. **72**, 179 (1992)
- [29] "Grain Decoupling Phenomena and ac Losses in Polycrystalline YBCO"  
H. Ishii, S. Hirano, T. Hara, T. Yamamoto : Adv. in Superconductivity V, Proc. of 5th International Conference on Superconductivity (ISS'92), Springer-Verlag, Tokyo, 767 (1993)
- [30] "5m/2kA High-Tc Cable Conductor"  
J. Fujikami, H. Mukai, K. Sato, T. Hara, H. Ishii, and T. Yamamoto : Adv. in Superconductivity V, Proc. of 5th International Conference on Superconductivity (ISS'92), Springer-Verlag, Tokyo, 1251 (1993)
- [31] "Preparation of Power Conductors Using Bi-Based Superconducting Tapes"  
H. Kikuchi, N. Uno, S. Tanaka, T. Hara, H. Ishii, and T. Yamamoto : Adv. in Superconductivity V, Proc. of 5th International Conference on Superconductivity (ISS'92), Springer-Verlag, Tokyo, 713 (1993)
- [32] "Fabrication of Superconducting YBCO Tapes by Eximer Laser Ablation"  
K. Fujino, N. Yoshida, S. Takano, S. Okuda, T. Hara, H. Ishii, and T. Yamamoto : Adv. in

- Superconductivity V, Proc. of 5th International Conference on Superconductivity (ISS'92), Springer-Verlag, Tokyo, 673 (1993)
- [33] "Magnetically Estimated ac Losses in High-Tc Superconductors"  
H. Ishii, S. Hirano, and T. Hara : Adv. in Superconductivity VI, Proc. of 6th International Conference on Superconductivity (ISS'93), Springer-Verlag, Tokyo, 649 (1994)
- [34] "Flexible High-Tc Cable Conductor and its ac Characteristic"  
J. Fujikami, N. Shibuta, K. Sato, H. Ishii, and T. Hara : Adv. in Superconductivity VI, Proc. of 6th International Conference on Superconductivity (ISS'93), Springer-Verlag, Tokyo, 1257 (1994)
- [35] "Flexible Cable Carrying Superconducting Current over 500A at 77K"  
H. Kikuchi, K. Nemoto, S. Tanaka, Y. Tanaka, M. Suetsugu, T. Maeda, M. Yoshihara, H. Ishii, and T. Hara : Adv. in Superconductivity VI, Proc. of 6th International Conference on Superconductivity (ISS'93), Springer-Verlag, Tokyo, 739 (1994)
- [36] "Fabrication of a high current superconductor in Y-system by excimer laser ablation"  
K. Fujino, N. Yoshida, N. Hayashi, S. Okuda, T. Hara, and H. Ishii : Adv. in Superconductivity VI, Proc. of 6th International Conference on Superconductivity (ISS'93), Springer-Verlag, Tokyo, 763 (1994)
- [37] "AC Characteristics of high-Tc Superconductors"  
H. Ishii : Proc. of 6th ISTEC International Workshop on Superconductivity, Kyoto, Japan, June 6-9, 1994, p123, (1994)
- [38] "Characteristics of the Flexible High-Tc Cable Conductors"  
J. Fujikami, N. Shibuta, K. Sato, H. Ishii, and T. Hara : Appl. Supercond. **2**, 181 (1994)
- [39] "Properties of Ba<sub>2</sub>YCu<sub>3</sub>O<sub>7-y</sub> Filaments Directionally Solidified by Laser-Heated Floating Zone Technique"  
A.M. Figueredo, M.J. Cima, M.C. Flemings, J.S. Haggerty, T. Ohkuma, H. Ishii, T. Hara, and S. Hirano : Physica C **241**, 92 (1995)
- [40] "One meter long thin film tape with Jc more than 10<sup>5</sup>A/cm<sup>2</sup> fabricated by pulsed laser deposition"

発表論文リスト

- K. Fujino, N. Yoshida, S. Okuda, T. Hara, T. Ohkuma, and H. Ishii : Adv. in Superconductivity VII, Proc. of 7th International Conference on Superconductivity (ISS'94), Springer-Verlag, Tokyo, 629 (1995)
- [41] "Effective Reduction of AC Loss in HTSC Cable Conductor"  
J. Fujikami, N. Shibuta, K. Sato, H. Ishii, and T. Hara : Adv. in Superconductivity VII, Proc. of 7th International Conference on Superconductivity (ISS'94), Springer-Verlag, Tokyo, 1195 (1995)
- [42] "DC and AC Characteristics of 3kA Class Flexible Oxide Superconductor at 77K"  
H. Kikuchi, K. Kosugi, Y. Tanaka, S. Tanaka, M. Suetsugu, H. Ishii, and T. Hara : Adv. in Superconductivity VII, Proc. of 7th International Conference on Superconductivity (ISS'94), Springer-Verlag, Tokyo, 1199 (1995)
- [43] "66kV Class Model Cable"  
Y. Tanaka, M. Mimura, K. Kosugi, O. Miura, T. Hara, and H. Ishii : Proc. of 1995 ISTE/MRS International Workshop on Superconductivity, Maui, Hawaii, USA, June 18-21, 1995, (1995)
- [44] "高温超電導多芯銀シース線の電流・磁場分布と交流損失解析"  
中出雅彦、石井英雄、藤岡琢志、原築志 : 低温工学 31、66 (1996)
- [45] "3-D analysis of current distribution and ac loss induced by external ac magnetic field in multi-filamentary superconducting wires"  
T. Fujioka, M. Nakade, and H. Ishii : To be published in Proc. COMPUMAG, Berlin, Germany, July 10-13, 1995
- [46] "AC Losses in BSCCO/Silver Composite Tapes"  
H. Ishii, S. Hirano, J. Fujikami, K. Sato, and T. Hara : To be published in Adv. in Superconductivity VIII, Proc. of 8th International Conference on Superconductivity (ISS'95), Springer-Verlag, Tokyo, (1996)
- [47] "66kV-2kA peak load test of high-Tc superconducting cable"  
O. Miura, S. Tanaka, K. Miyoshi, N. Ichiyangi, Y. Tanaka, H. Ishii, and T. Hara : Cryogenics 36, 589 (1996)

