超伝導 Bi 系 2223 銀シーステープ線材の電流 - 電圧特性

Current - Voltage Characteristics in Superconducting Bi-2223 Silver-sheathed Tape Wires

九州工業大学情報工学部電子情報工学科
野口和輝、木内勝、松下照男

Department of Computer Science and Electronics,
Kyushu Institute of Technology
Kazuki Noguchi, Masaru Kiuchi and Teruo Matsushita

The current-voltage curves are measured for two Bi-2223 tape wire specimens at various temperatures under the magnetic field parallel to the c-axis. It is found that the current-voltage characteristics are scaled on two master curves by normalizing as predicted in the vortex glass-liquid transition theory. The obtained dynamic critical index, z, increases and the static one, ν, decreases with increasing magnetic field. The transition line shifts to higher temperature with increasing critical current density of the wire. These experimental results are compared with the flux creep-flow theory in which the effects of distributed flux pinning strength and the flux flow are taken into account. It is found that the scaling behavior, the critical indices and the transition line are well describable by the flux creep-flow theory.

1. はじめに

酸化物超伝導体の電流 - 電圧曲線をガラス - 液体転移 (glass-liquid transition) の機構[1)]で予言された適当な温度の関数で規格化することにより、ある温度を境に二つの曲線にスケーリングすることが知られているが、このことから磁束線のガラス状態と液体状態の間の転移が起こっていると考えられている。その機構によると、転移温度 $T_{\rm g}$ 付近の磁束線系の特徴的な弾性相関距離及び時定数はそれぞれ $\xi_{\rm g} \sim |T - T_{\rm g}|^{-\nu}$, $\tau \sim \xi_{\rm g}^{z}$ のように変化すると仮定される。ここで ν は静的臨界指数、z は動的臨界指数である。

一方で、電流-電圧特性の同様なスケーリングは磁束クリープの機構[2, 3]を用いても得ることができるが、ピンニングの強さを一様であると仮定した磁束クリープ・モデルによる予想では、臨界指数zが実験値よりかなり大きくなってしまうことが知られている。本研究ではBi-2223銀シーステープ線材の電流-電圧特性のスケーリングを調べ、磁束クリープ・モデルにピンニングの強さの分布と磁束フローの影響を考慮した解析結果と比較検討を行った。

2. 実験

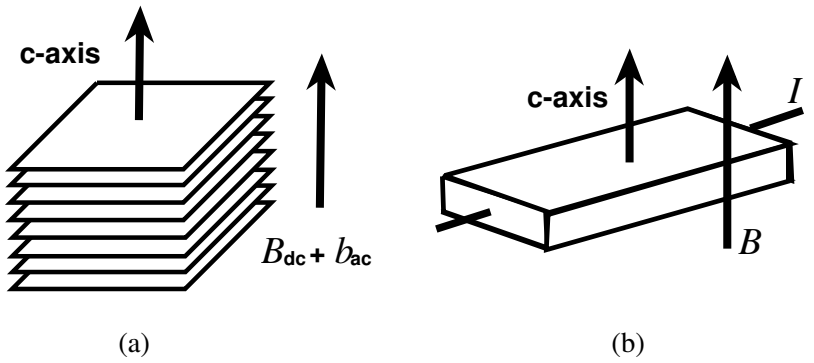
試料はパウダーインチューブ法により作製した2つの超伝導Bi系2223テープ線材である。超伝導層の幅と厚さはそれぞれ、約3.4 mm, 50 μm程度である。また77.3 K, 0 Tでの、臨界温度T_c及び臨界電流密度J_cは試料1で110.0 Kおよび1.7×10^8 A/m^2、試料2で108.3 Kおよび0.67×10^8A/m^{2}であった。測定は全てc軸に平行な磁界中で行った。電流-電圧特性の測定は四端子法を用いて行い、電圧端子間1cmに生じる電圧を測定した。尚、電流リードでのジュール熱の影響を減らすため、試料には3秒間のパルス電流を通電した。また、超伝導体のみの電流-電圧特性を調べる上で試料の電流-電圧特性を測定後、試料の超伝導層の結晶構造を壊して、銀シースの抵抗のみを測定した。温度は34 ~ 86 Kの範囲で変化させ、磁界は0.3 ~ 3.0 Tの範囲で変化させた。尚、通電による温度の揺らぎは低電流密度の場合で$\pm$0.1 K、高電流密度の場合でも$\pm$0.5 K以下程度だった。

また磁束クリープ・モデルに基づいた理論的解析を行う上で、十分低温における臨界電流密度は最も重要なパラメータの一つである。この測定には微小交流磁界重畳法(AC法)を用い、磁界がc軸に対して平行な場合はテープ面に磁界が垂直になり、超伝導体の形状による反磁界の影響が顕著になる為に、テープ線材を積み重ねることによりその影響を小さくした。

それぞれの測定における磁界の方向、及び試料の形状をFig. 1に示す。

3. 結果及び検討

Fig. 2に一定磁界1.0 Tの下の試料2の電流-電圧特性をスケーリング理論を用いてスケーリングさせた結果を示す。これによれば3次元の磁束系と仮定して転移温度T_gは52 K、動的臨界指数zは6.8、静的臨界指数νは1.0となった。またFig. 3は2つの試料の転移曲線を示す。また、Fig. 4、Fig. 5はそれぞれ静的臨界指数ν、動的臨界指数zである。これによると低磁界では2つの臨界指数はほぼ一定であるが、高磁界ではzの値は増加し、一方でνの値は減少している。この傾向は馬渡らのBi-2223テー



(a) (b)

Fig. 1: Arrangements of specimen and magnetic field for (a) AC method for measurement of J_c and (b) four probes method for measurement of current-voltage curves.

プ線材の結果[4]と同様である。このように臨界指数が磁界によって変化することから、不可逆磁界近傍でガラス-液体転移で予想されるような電流-電圧特性の変化が磁束線系の相転移ではなく、単に熱活性による磁束クリープにより生じている可能性がある。

次にピンニングの強さの分布と磁束フローの影響を考慮した磁束クリープ・モデルによる解析を行い、この結果と実験結果の比較検討を行う。正弦波的なwashboardポテンシャルを仮定した磁束クリープ・モデルによると、熱的に活性化された磁束運動

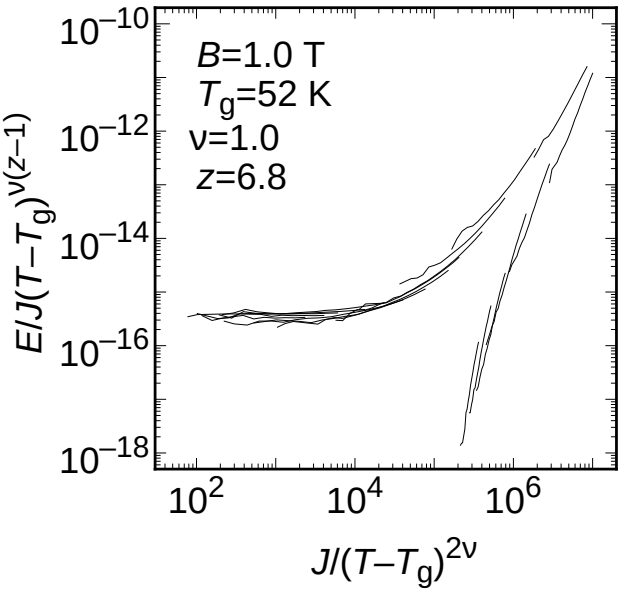


Fig. 2: Scaled characteristics of specimen 2 at $B = 1.0$T.

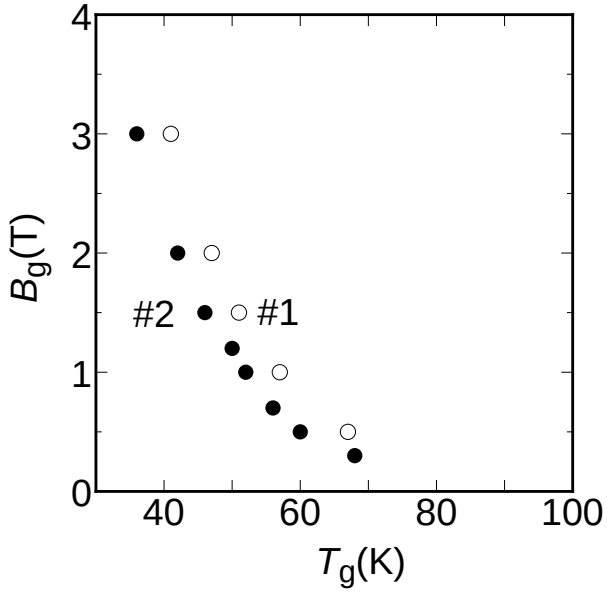


Fig. 3: Transition line of two specimens.

によって生じる電界は[5]、

$$E_{\rm cr} = Ba_{\rm f}\nu \exp\left[-\frac{U(j)}{k_{\rm B}T}\right]\left[1-\exp\left(-\frac{\pi U_0 j}{k_{\rm B}T}\right)\right]; \quad j \le 1$$

$$= Ba_{\rm f}\nu\left[1-\exp\left(-\frac{\pi U_0}{k_{\rm B}T}\right)\right]; \qquad j > 1 \tag{1}$$

となる。ここで、$j = J/J_{\rm c0}$ は磁束クリープがない場合の仮想的な臨界電流密度 $J_{\rm c0}$ によって規格化された電流密度、$a_{\rm f}$ は量子化磁束格子の格子間隔、ν は磁束バンドルの振動周波数、U は活性化エネルギー、U_0 はピンポテンシャルである。

一方、磁束フローからの寄与は

$$E_{\rm ff} = 0; \qquad j \le 1$$

$$= \rho_{\rm f}(J - J_{\rm c0}); \qquad j > 1 \tag{2}$$

である。ここで、$\rho_{\rm f}$ はフロー比抵抗である。また全電界を $E = (E_{\rm cr}^2 + E_{\rm ff}^2)^{\frac{1}{2}}$ のように近似して表すと、これは $j < 1$ に対して $E = E_{\rm cr}$ 、$j \gg 1$ に対して $E \simeq E_{\rm ff}$ となる。また仮想的な臨界電流密度 $J_{\rm c0}$ の温度及び磁界依存性を以下のように仮定する。

$$J_{\rm c0} = A\left[1-\left(\frac{T}{T_{\rm c}}\right)^2\right]^m B^{\gamma-1}\left(1-\frac{B}{B_{\rm c2}}\right)^{\delta} \tag{3}$$

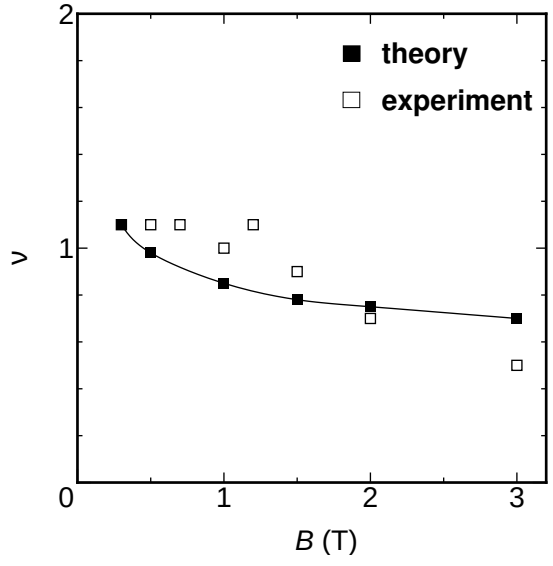


Fig. 4: Magnetic field dependence of static critical index, ν. Solid and open symbols represent theoretical and experimental results, respectively.

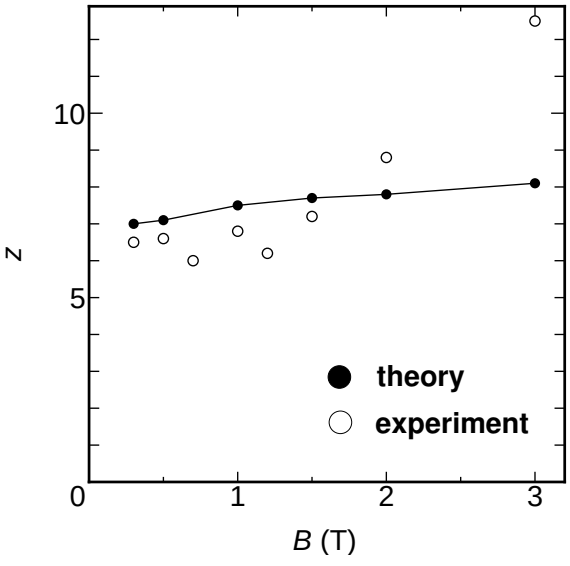


Fig. 5: Magnetic field dependence of dynamic critical index, z. Solid and open symbols represent theoretical and experimental results, respectively.

Table I: The parameters used in numerical calculation for specimen 2. Numbers with * are experimental results.

$T_{\rm c}$	108.3 K *	γ	0.62 *
$B_{\rm c2\|\|}(0)$	50.0 T	δ	2.0
$\rho_{\rm n}(T_{\rm c})$	$100\mu\Omega$m	ζ	2π
A	0.81×10^9 *	g^2	2.0 (70 K,0.60T)
m	3.3 *		

ここで A, m, γ 及び δ はピンニングパラメーターである。

Bi-2223テープ線材の場合において、支配的なピンニングセンターはまだよくわかっていない。それゆえ、磁束クリープの影響がほとんどない、十分に低い温度領域で臨界電流密度は測定される。これから A, m 及び γ を評価することができる。

実際の超伝導体では、磁束ピンニングの強さは分布していると考えられる。簡単にEq. (3) 中の A のみが以下の式のような分布を持っていると仮定する。

$$f(A) = K\exp\left[-\frac{(\log A - \log A_{\rm m})^2}{2\sigma^2}\right] \tag{4}$$

ここで $A_{\rm m}$ は最頻値、K は規格化条件によって決定される定数、σ はばらつきの程度を示す定数である。このとき電界は以下のように示される。

$$E(J) = \int_0^\infty E f(A)\mathrm{d}A \tag{5}$$

数値解析は試料2に対して行った。この数値解析で使われるパラメーターはTable Iに示す。この表中の * は実験結果から得られた値である。

Fig. 6は磁束クリープ・モデルを用いたスケーリングの解析結果である。これとFig. 2の実験結果を比較すると定性的及び定量的にも良く一致していることがわかる。この解析結果から得られる臨界指数は、$T_{\rm g} = 48$ K, $z = 7.5$, $\nu = 0.85$ である。これらは実験値にほぼ一致しているといえる。しかし、実験結果の得られる2つの臨界指数が磁界とともに少し変化する傾向があることは注目する必要がある。すなわち、臨界指数が変化することはFig. 2に得られるスケーリングが磁束線の相転移ではないことを示唆している。一方、これが磁束クリープ・フローの機構からもたらされるという我々の立場から見れば、こうした指数の変化は磁束ピンニングの強さの分布の変化によるものと考えられる。すなわち、一般に磁束ピンニングの強さのばらつきが大きいほど z は小さく、ν は大きくなる[6]。転移曲線近傍の領域において磁界が増加する

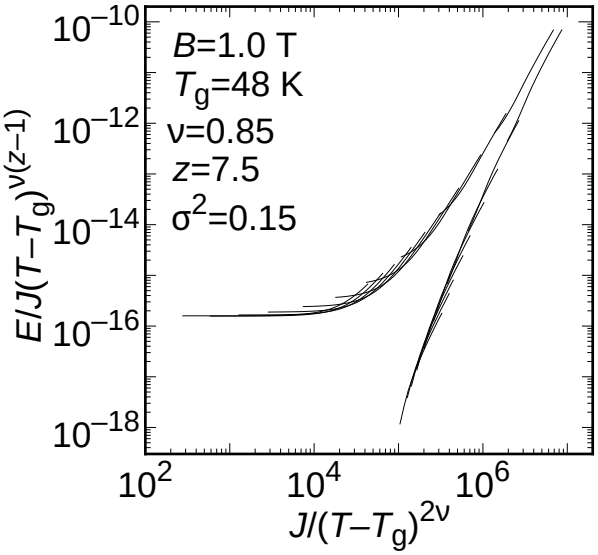


Fig. 6: Calculated scaled characteristics of specimen 2 at B=1.0 T.

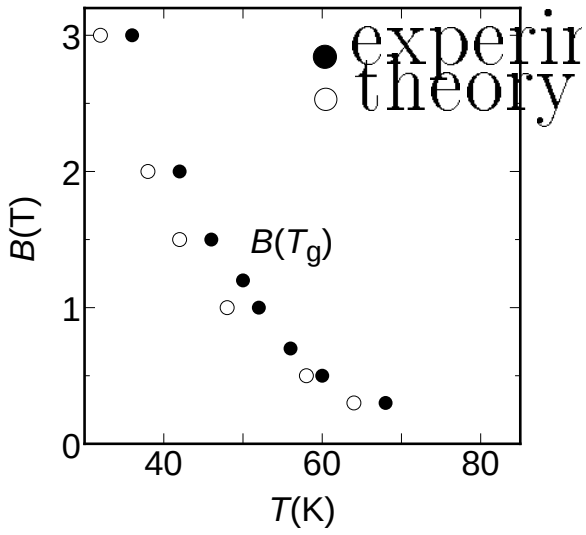


Fig. 7: Experimental (solid symbols) and theoretical results (open symbols) of transition line.

ということは、温度が減少するということと等価であり、もしより低温になれば、磁束ピンニングの強さのばらつきがより小さくなっていくと考えられるので、Fig. 4及びFig. 5での実験結果の傾向は説明することができる。例えば臨界温度T_cのばらつきがあるとすると、臨界電流密度J_cの温度依存性は

$$J_c \propto \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right]^m \tag{6}$$

で与えられ、これからJ_cの相対的なばらつきは

$$\frac{\Delta J_c}{J_c} \propto \frac{2m}{[(T_c/T)^2 - 1]T_c}\Delta T_c \tag{7}$$

となって低温になればなるほど小さくなることがわかる。それゆえ上記の議論は自然であるように思える。

Fig. 7は試料2の転移曲線$B(T_g)$について実験結果と解析結果との比較である。実験結果は解析結果より少し高温側にあるが、ほぼ定性的に一致している。以上から電流-電圧特性は磁束クリープ・モデルの機構で説明できることがわかる。

4. 結論

Bi-2223テープ線材について電流-電圧特性のスケーリングを調べた。以下に得られた結果を示す。

1. 磁束クリープ・フローのモデルを用いた解析によっても電流-電圧特性がスケールする結果が得られ、2つの臨界指数や転移曲線について実験結果と大体一致した。

2. 磁界の増加とともに静的臨界指数νは減少し、一方で動的臨界指数zは増加する。このように臨界指数が磁界によって変化することから、不可逆磁界近傍でガラス-液体転移で予想されるような電流-電圧特性の変化が磁束線系の相転移ではない可能性がある。

3. 試料のピンニング力が増加するとともに転移曲線は高温側に移行していく。このこともスケーリングがガラス-液体転移によるものではないことを示唆している。

4. 以上の点から電流-電圧特性が磁束クリープ理論の機構によって決っているものと考えられる。

参考文献

1) Fisher MPA (1989) Phys. Rev. Lett. **62**: 1415.
2) Coppersmith SN, Inui M and Littlewood PB (1990) Phys. Rev. Lett. **64**: 2585.
3) Matsushita T and Ihara N (1994) Critical current in Superconductors (World scientific, Singapore): 169.
4) Y. Mawatari, H. Yamasaki and S. Kosaka, *IEEE Trans. Appl. Supercond.,* vol.5, No.2, pp.1305-1308(1995).
5) Anderson PW, Kim YB (1964) Rev. Mod. Phys. **36**: 39.
6) Matsushita T, Tohdoh T and Ihara N, to be published.