

Bi-2223超電導線の臨界電流の温度依存性

田 中 光 雄*

Temperature Dependence of Critical Current in Bi-2223 Oxide Superconductor

Mitsuo Tanaka

Studies have been made on dependency of critical current on temperature of a silver-sheathed $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (Bi-2223) tape which is typical high temperature superconductor.

Critical current decreases linearly with temperature increase and reaches zero at critical temperature. This result agrees well with tendencies observed in Nb-Ti and YBCO which were formerly reported in several papers.

To explain the experimental results, temperature dependence of pinning force applied to flux quantum line by material defects has been studied. It has become clear that pinning force decreases linearly with temperature above $T/T_c = 0.6$. So, tendencies of temperature dependence of critical current can be explained well by that of pinning force.

1. 序論

1986年に高温酸化物超電導体が発見されてから14年が経過するが、この間、多くの研究者の努力により、超電導体の特性（臨界温度、臨界電流等）も大きく向上し、工学的な応用にも大きな期待が持たれるようになってきた。例えば、超電導マグネットのパワーリード線などは実用化されているし、電力ケーブル、マグネット、電動機などの試作も進んでいる。このような高温超電導体の応用を考えていく場合、その基本的な特性を十分解明・把握しておくことが必要不可欠である。

前報（福井工業大学研究紀要、第29号¹⁾）では、代表的な高温酸化物超電導体であるBi-2223 テープ線材を用いて、その基本特性として、臨界温度、臨界電流の外部磁界依存性および曲げ歪み依存性などについて報告したが、本報では、同線材における臨界電流の温度

*電気工学科

依存性について報告したい。

超電導マグネットなどの応用を考える場合、臨界電流の磁界依存性は、重要な基礎データであるが、その温度依存性は必ずしもそれ程重要視されていない。そのため、前者については多くの報告データがあるが、後者については報告例はそれ程多くはない。しかし、臨界電流の起源となるピン止め力の性質を考察する上では、臨界電流の温度依存性を検討しておくことは重要な意味がある。

2. 臨界電流の温度依存性について

2. 1 臨界電流

よく知られたように、超電導体の臨界電流は、磁束量子線に働くローレンツ力とピン止め力のバランスによって規定される。

実用超電導体の大半を占める第二種超電導体の中では、磁束は量子化されており、その磁束量子線は規則正しく配列している。実際の超電導体では、種々の析出物や格子不整が内部に存在するため、物理的性質が場所により違ってくるので、磁束量子線が存在しやすいところと存在しにくいところができる。そのため、電流を加えた場合に電流密度と磁束密度の積で与えられるローレンツ力によって磁束量子線が動こうとすると、磁束線はあちこちで引っかかりを生じ、運動が妨げられる。この効果をピン止め効果と呼び、ローレンツ力に逆らって磁束線の運動を妨げる力をピン止め力という。図1は、超電導体の薄板状試料に電流を加えた場合の電流－電圧特性を観測した例である。電流を加えても、磁束線に働くローレンツ力がピン止め力より小さい間は、磁束線は動くことができず、電圧は発生しない。電流が増加して、ローレンツ力がピン止め力に打ち勝つと、磁束線（磁束）は動きだし、その運動速度に相応した電圧が発生する。この電圧が発生する直前の限界の電流値を臨界電流という。

このように、臨界電流の大きさは、超電導物質の不均質部での磁束量子線のピン止め力の強さによって決まる。ピン止め力の強さは、ピンニングポテンシャルの高さに比例すると考えられるが、これは、超電導状態と常電導状態の自由エネルギーの差に関係する量であるから、温度が高いほど（臨界温度に近づくほど）小さくなると考えられる。したがって、臨界電流も温度が高くなるほど小さくなることは予想される。

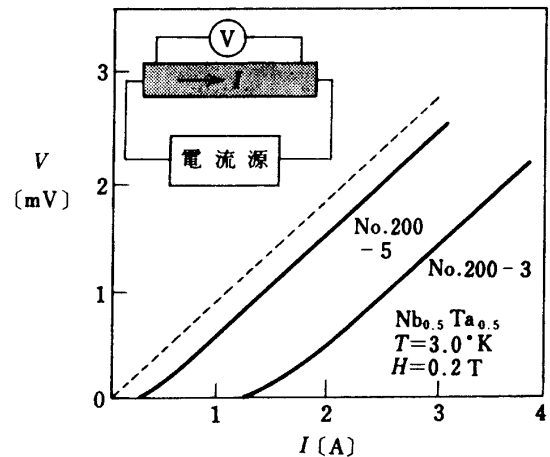


図1. 磁束流による電圧発生

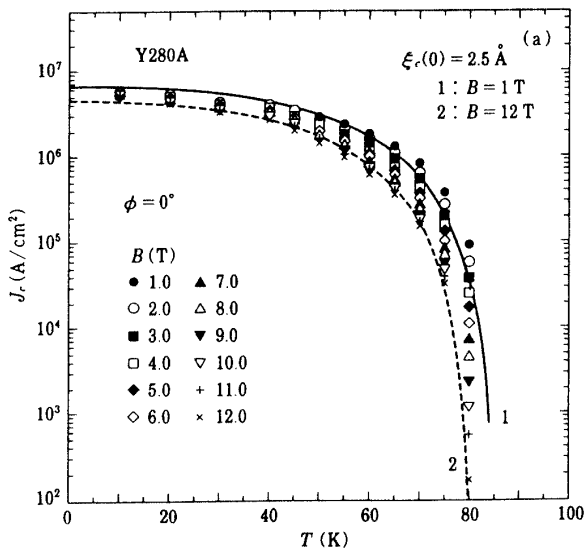
2. 2 臨界電流の温度依存性の例

図2は、よく知られた Nb-Ti 合金の臨界電流密度の温度依存特性を示したものである²⁾。パラメータとしては、印加磁界強度をゼロから 10 T まで変化させている。図から明らかなように、何れの磁界においても、臨界電流密度は温度の増加と共に直線的に減少しているのが分かる。Nb-Ti の臨界温度は、9.5 K 付近であるから、磁界ゼロのときの臨界電流は、臨界温度に向かって直線的に減少していることが明らかである。これを数式で表すと、

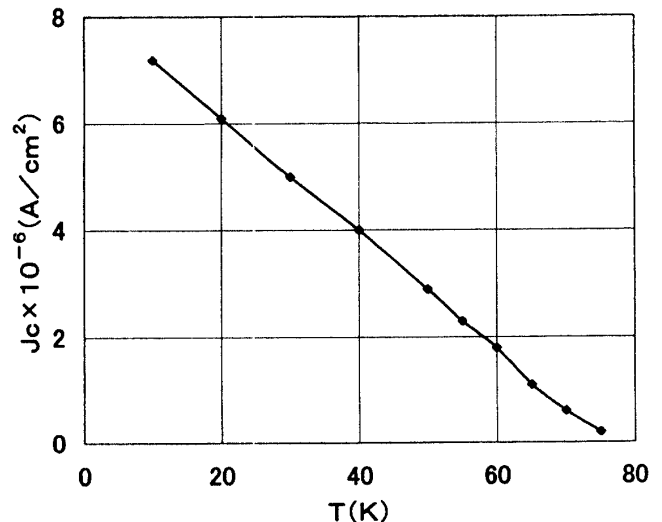
$$J_c = J_{c0} \left(\frac{T_c - T}{T_c - T_b} \right) \quad (1)$$

となる。ここに、 J_{c0} は液体ヘリウム温度での臨界電流密度、 T_c は臨界温度、 T_b は液体ヘリウム温度を示す。

一方、図3 (a) は、代表的な高温酸化物超電導体である $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) の臨界電流密度の温度依存特性を示したものである³⁾。



(a) オリジナルデータ³⁾



(b) リニア目盛りに置き換えたもの

図3. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ の臨界電流の温度依存性

この場合も外部磁界を1～12 Tの範囲で変化させている。この図は、片対数表示されているので、臨界電流の温度依存性は分かりにくいので、この中で $B = 1$ Tの値を取り出してリニア目盛りに書き換えたものが図3 (b)である。この場合も臨界電流は、温度の上昇と共に直線的に減少しているのが明らかである。

以上のように従来のデータでは、何れも臨界電流は温度に対して直線的に減少していることが示されている。われわれは、今ひとつの代表的な高温酸化物超電導体である $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (Bi-2223)について、その臨界電流の温度依存性について検討した。

3. Bi-2223 酸化物超電導線の臨界電流の温度依存性実験

3. 1 試料および実験方法

実験に用いた試料は、図4に断面写真を示すように幅3.46 mm、厚さ0.25 mmの $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (Bi-2223) 銀シーステープ線材である。テープはBi-2223 超電導フィラメント61本が銀母材中に埋め込まれたものであり、Powder-in-tube (PIT)法によって製作されたものである。

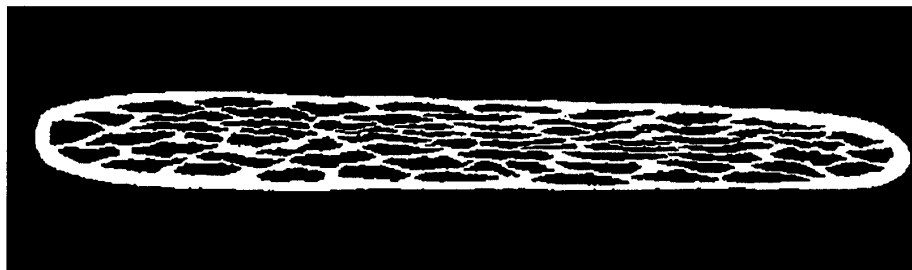


図4. Bi-2223 超電導テープの断面写真

試料テープ10 cmを用い、4端子測定法のための電流リード線ならびに電圧リード線(電圧リード線間隔は4 cmとした)を接続し、試料テープの周囲にマンガンヒータ線(約20 Ω)を均等に巻き付け、その外側に繊維補強エポキシ断熱層を設けた。温度コントロールはマンガンヒータ線に供給する電流を変化させることによって行い、温度測定は試料テープに近接して置いた銅-コンスタンタン熱電対を用いて行った。銅-コンスタンタン熱電対の冷接点は、液体窒素温度(77.3 K)としたが、この時の熱起電力 V [mV]と温度 T [K]の関係は、

$$T = -2.833 V^2 + 50.37 V + 77.3 \quad (2)$$

で表される。

実験は、試料を液体窒素に浸漬して行った。試料温度を種々に変えて、試料テープの電流－電圧特性を測定し、有限の電圧が出現した電流値を以て臨界電流と定めた。

3. 2 実験結果

図 5 に、試料温度を液体窒素温度（77.3 K）から試料線材の公称の臨界温度（107 K）の近傍まで種々の値にしたときの試料の電流－電圧特性を示す。試料線材に有限の電圧が発生する直前の電流値を以て臨界電流とした。

図 6 は、試料線材に 0.5 A の微小電流を印加しておいて、温度を変化させたときの、電圧の出現状態を観測したものである。これは、温度コントロールの困難さから、臨界温度のごく近傍での電流－電圧特性は測定しにくいために、このような方法を使ったものである。すなわち、図 6 で、電圧の出現する温度での臨界電流が 0.5 A であると考えて良い。また、0.5 A という微小な電流からして、この温度がほぼ臨界温度であると考えられる。

以上の結果をまとめて、臨界電流の温度依存性を示したものが図 7 である。図から明らかなように、臨界電流は、温度の増加とともに直線的に減少し、公称の臨界温度 107 K でゼロとなっているのが分かる。これは、先に例示した Nb-Ti や YBCO とよく一致した結果である。

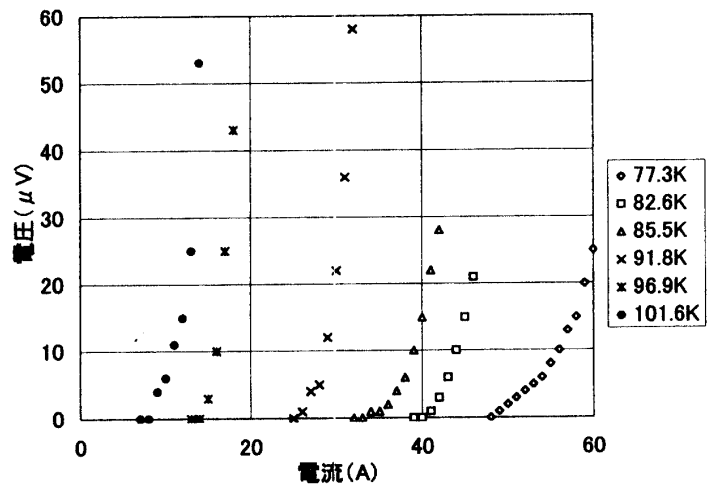


図 5. 温度による I－V 特性の変化

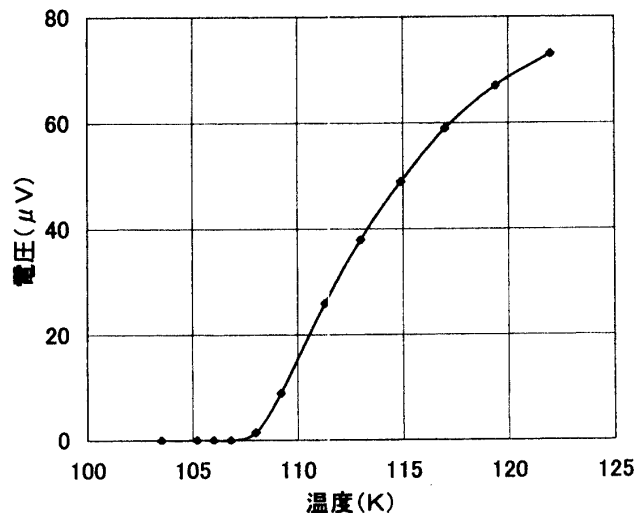


図 6. 温度による電圧の変化
(試料電流 = 0.5 A)

4. 考察

先にも述べたように、臨界電流は、不均質点（ピン止め点）での磁束量子線のピン止め力に密接に関連している。今、臨界電流密度を J_c 、これと垂直な方向の磁束密度を B 、1個のピン止め点のピン止め力を f_p 、単位体積当たりのピン止め点の数を N とすると、

$$J_c \times B = N f_p \quad (3)$$

となる。ここで、左辺は、単位体積当たりのローレンツ力を、右辺は、単位体積当たりのピン止め力を表す。磁束量子線1本の磁束量を ϕ_0 ($\phi_0 = 2.07 \times 10^{-15} \text{ Wb}$)、 $B/\phi_0 = n$ とすると、

$$J_c \times \phi_0 = (N/n) f_p \quad (4)$$

となり、臨界電流密度 J_c は個々のピン止め点のピン止め力に比例することが分かる。したがって、臨界電流が温度に対して直線的に減少するということは、ピン止め力 f_p が温度に対して直線的に減少することを意味していると考えられる。

ここで、ピン止め力について若干の考察を試みる。図8 (b) に示すような長さ d の常電導介在物がある場合を考える。純粋な超伝導体内部 (図8 (a)) では、磁束量子線が動いても、エネルギーの変化がないため、力が働けば磁束は自由に動くことができる。しかし (b) のように常電導部分があると、その部分は、もともと超伝導ではないため、磁束量子線が来てもエネルギーの上昇がない。しかし、この部分から磁束量子線がはずれる際には、周囲の超伝導を壊す必要があるため、余分なエネルギーが必要となる。このため、磁束量子線は常電導部分から動きにくい。これがピン止め力を生む。図8 (b) のような長

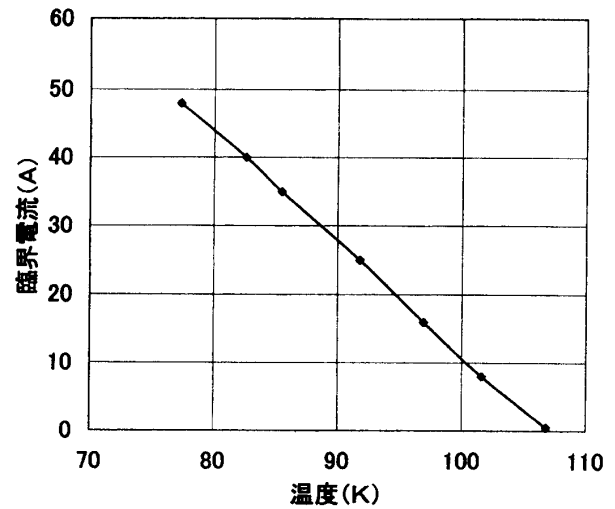


図7. 臨界電流の温度依存特性

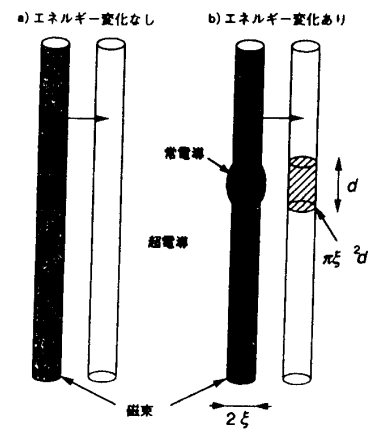


図8. ピン止め力の起源

さ d の常電導介在物の場合、このピンニングエネルギー U_p は、単位体積当たりの凝集エネルギー $(1/2) \mu_0 H_c^2$ に交差部分の体積 $\pi \xi^2 d$ をかけて、

$$U_p = (1/2) \mu_0 H_c^2 \pi \xi^2 d \quad (5)$$

と表される。ここで H_c は熱力学的臨界磁場を表す。

ピン止め力 f_p は、ピンニングエネルギーの距離微分で与えられるので、磁束量子線をピン止め点から外すのに、磁束量子線の半径 (ξ) 分だけ動く必要があると考えると、

$$f_p = U_p / \xi = (1/2) \mu_0 H_c^2 \pi \xi d \quad (6)$$

で与えられることになる。

ここで、個々のピン止め力 f_p の温度依存性を考えてみると、式 (6) からして、 H_c と ξ の温度依存性が問題となることが分かる。

H_c は、経験的に

$$H_c(T) = H_{c0} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (7)$$

で与えられることが知られている⁴⁾。ここに、 H_{c0} は $T=0$ での熱力学的臨界磁場である。

一方、Ginzburg-Landau の理論⁵⁾によれば、 T_c 近傍では

$$\xi(T) = 0.739 \xi_0 \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^{-1/2} \quad (8)$$

で与えられる。

(6) 式に (7)、(8) 式を代入すると、ピン止め力 f_p は、

$$f_p = f_{p0} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^2 \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^{-1/2} \quad (9)$$

で表すことができる。この f_p の温度依存性を計算して、グラフに表したものが図 9 である。図から明らかなように、 f_p の温度に対する減少傾向は、 (T/T_c) が 0.6 以上では可成り良い近似で線形であるといえる。先の実験結果は、液体窒素温度 77.3 K から臨界温度の 107 K まで測定したものであるが、これは、 $T/T_c = 0.72$ から 1 までの測定値になるから、理論的な f_p の温度依存性の線形性からよく説明される結果といえる。

5. まとめ

(Bi,Pb)₂Sr₂Ca₂Cu₃O_x (Bi-2223) 超電導テープを用いて、その臨界電流の温度依存特性を実験的に検討した。

臨界電流は、温度の上昇とともに直線的に減少し、臨界温度においてゼロとなる。この結果は、文献で報告されている代表的な超電導体である Nb-Ti や高温酸化物超電導体の YBCO などの実験結果とよく一致するものである。

この結果を説明するために、磁束量子線の不均質点でのピン止め力の温度依存性について検討した。ピン止め力は、

$T/T_c = 0.6$ 以上において、温度に対して線形に減少することが分かった。このことは、ピン止め力に比例する臨界電流も、温度に対して直線的に減少するという実験結果をよく説明している。

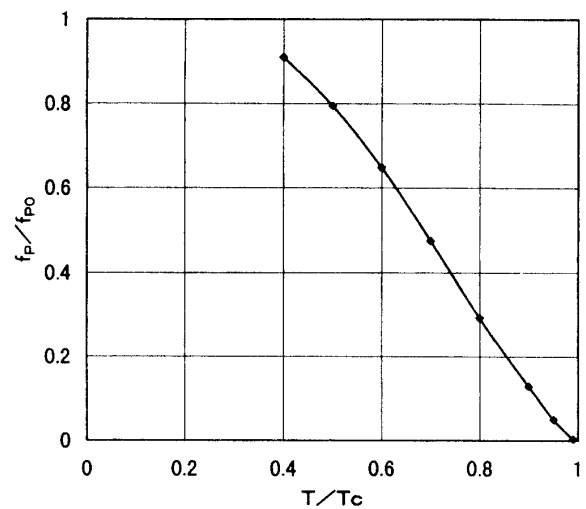


図9. ピン止め力 f_p の温度依存性

参考文献

- 1) 田中光雄、本田将之：福井工業大学研究紀要 第29号 (1999) p 67
- 2) 山村昌ほか：超電導工学 電気学会 (1990) p 94
- 3) 立木昌、藤田敏三：高温超伝導の科学 裳華房 (1999) p 327
- 4) 松葉博則：超電導工学 東京電機大学出版局 (1997) p 12
- 5) V.L.Ginzburg and L.D.Landau : Zh. Eksp. Teor. Fiz. 20 (1950) p 1064
(平成12年12月6日受理)