NbTi超伝導極細多芯線の不可逆磁界

Irreversibility Field in Multifilamentary NbTi Wires with Fine Filaments

九工大・情報工　○松岡浩史, 小田部荘司, 浦敬次, 松下照男
都城高専　濱田次男
Kyushu Inst. Tech.; H. Matsuoka, E. S. Otabe, K. Ura, T. Matsushita
Miyakonojo College of Tech.; T. Hamada

1. はじめに　臨界電流密度がゼロとなる不可逆磁界はピンニングの強さに依存するが、一方で超伝導体のサイズにも依存することが知られている。これは、一般に不可逆磁界を決定するピンポテンシャルが磁束バンドルの体積に比例し、小さい超伝導体では磁束バンドルの大きさが超伝導体のサイズで制限されるため、磁束クリープの影響を受けやすいことに起因している。実際に垂直磁界下での高温超伝導薄膜において、膜厚 d が磁束線の弾性相関距離 l_{44} より薄い場合に不可逆磁界の値が小さくなることが観測されている。一方、金属系超伝導多芯線でも $B_{\rm i}$ が $B_{\rm c2}$ に比べて低くなることが報告されている [1]。この理由として上述のように極細多芯線では同様に小さいフィラメント径によって磁束バンドルの大きさが制限されるためであると考えられる。そこで本研究ではNbTi超伝導極細多芯線について不可逆磁界と上部臨界磁界の温度依存性を調べ、その結果を磁束クリープ理論 [2] と比較し、検討を行う。

2. 実験　試料は異なるフィラメント径を持つCuマトリックスNbTi極細多芯線であり、その諸元を表1に示す。2つの試料は長さが150 mmと71.6 mmの2種類の多芯線を各々コイル状に巻いたものであり、磁界は試料に対し垂直方向に印加した。不可逆磁界は、直流磁化のヒステリシス ΔM から臨界電流密度を評価し、それがある基準値 $\Delta J_{\rm c} = 1.0 \times 10^7$ A/m^2 になる磁界で評価した。また、一定磁界下において磁界中冷却(FC)、ゼロ磁界中冷却(ZFC)で直流磁化を測定し、それらの磁化の差が現れる温度 $T_{\rm i}$ を不可逆温度とし、これからも不可逆曲線を評価した。なおこの場合の基準値は $\Delta J_{\rm c} = 1 \times 10^5$ A/m^2 程度である。

3. 結果及び検討　2つの試料 #1, #2 の臨界電流密度 $J_{\rm c}$ は $T = 4.5$ K, $B = 1$ T のとき、それぞれ 8.43×10^9 A/m^2, 7.27×10^9 A/m^2 であった。2つの試料の不可逆磁界 $B_{\rm i}$、上部臨界磁界 $B_{\rm c2}$ の温度依存性を図1 (a), (b) に示す。低温において $B_{\rm i}$ と $B_{\rm c2}$ の差は小さいが、高温になるにしたがって両者の差は著しく広がる。これに対し厚さが l_{44} よりも大きいバルク超伝導体では、磁束バンドルの大きさは厚さに依存せず、$B_{\rm i}$ と $B_{\rm c2}$ の差が小さいことが観測されている [3]。試料2はフィラメント径が約2倍大きいため、実験で得られた $B_{\rm i}$ はやや大きい値となり、これは(2)式のピンポテンシャルから定性的に説明できる。また、2つの方法から得られた $B_{\rm i}$ は多少の違いはあるが大体同様な結果となっている。

ここで、磁束クリープ理論との比較を行う。解析には磁束クリープのない仮想的な臨界電流密度 $J_{\rm c0}$ が必要であるが、これを $B_{\rm i}$ と $B_{\rm c2}$ が一致している約7 K以下の温度の $J_{\rm c}$ の磁界依存性から推測する。すなわち $J_{\rm c0}$ を次のような温度と磁界の関係に仮定する。

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

ここで A、m、γ、δ はピンニングパラメータであり、これらを調整して7 K以下の $J_{\rm c}$ に一致させる。得られたパラメータの値を表2に示す。磁束クリープ理論によれば $d_{\rm f} > l_{44}$ の場合、ピンポテンシャルは $J_{\rm c0}$ と $d_{\rm f}$ の関数として

$$U_0 = \frac{4.23 g^2 k_{\rm B} J_{\rm c0} d_{\rm f}}{\zeta B^{1/2}} \quad (2)$$

で表される [2]。ここで g^2 は磁束バンドル中の量子化磁束の数であり ζ はピンに依存する定数で

ある。また、不可逆磁界上では $J = J_c = \Delta J_c$ となるから washboard 型のポテンシャルを仮定すると、ΔJ_c が小さいとき $U \simeq U_0(1 - \pi\Delta J_c/2J_{c0})$ となる。よって

$$U_0\left(1 - \frac{\pi}{2}\frac{\Delta J_c}{J_{c0}}\right) = k_B T \log\left(\frac{Ba_f\nu_0}{E}\right) \tag{3}$$

という条件式が成立する。この場合、ΔM 測定では B_i を想定して $\Delta J_c = 1.0 \times 10^7 \mathrm{A/m^2}$ とした。ここで、E は電界、ν_0 は磁束バンドルの振動周波数、a_f は磁束格子間距離である。よって不可逆磁界は (2) 及び (3) 式から

$$B_i^{1/2} \log\left(\frac{B_i a_f \nu_0}{E}\right) = \frac{4.23 g^2 k_B J_{c0} d_f}{\zeta T}\left(1 - \frac{\pi\Delta J_c}{2J_{c0}}\right) \tag{4}$$

で与えられる。解析の結果、ΔM の評価基準を用いて計算した B_i を図 1 (a), (b) に実線で示す。FC, ZFC による B_i の理論曲線もまた、ほぼ同位置である。また、十分厚いバルク材のそれを点線で示す。これにより、バルク材に比べ線材は B_i が低いことがわかる。これはピンポテンシャルがフィラメント径により制限されているからである。また高温領域において理論値に対し実験値がさらに著しく低下する原因として、超伝導体の臨界温度、フィラメント径、磁束ピンニング力などの不均一性が考えられる。

謝辞　試料を提供していただいた古河電工 (株) の松本要 氏に深く感謝致します。

表 1 : 各試料の諸元

sample	#1	#2
線径 D_w(mm)	0.144	0.299
フィラメント径 $d_f(\mu m)$	1.26	2.62
フィラメント間隔 $d_n(\mu m)$	0.31	0.64
フィラメント数 N_f	4152	4152
ツイストピッチ l_p(mm)	1.46	5.35
臨界温度 T_c(K)	9.12	9.02

表 2 : 超伝導パラメータ

sample	#1	#2
A	1.72×10^{10}	1.48×10^{10}
$B_{c2}(0)$[T]	12.5	12.6
m	2.19	2.08
γ	0.48	0.45
δ	1.00	1.00

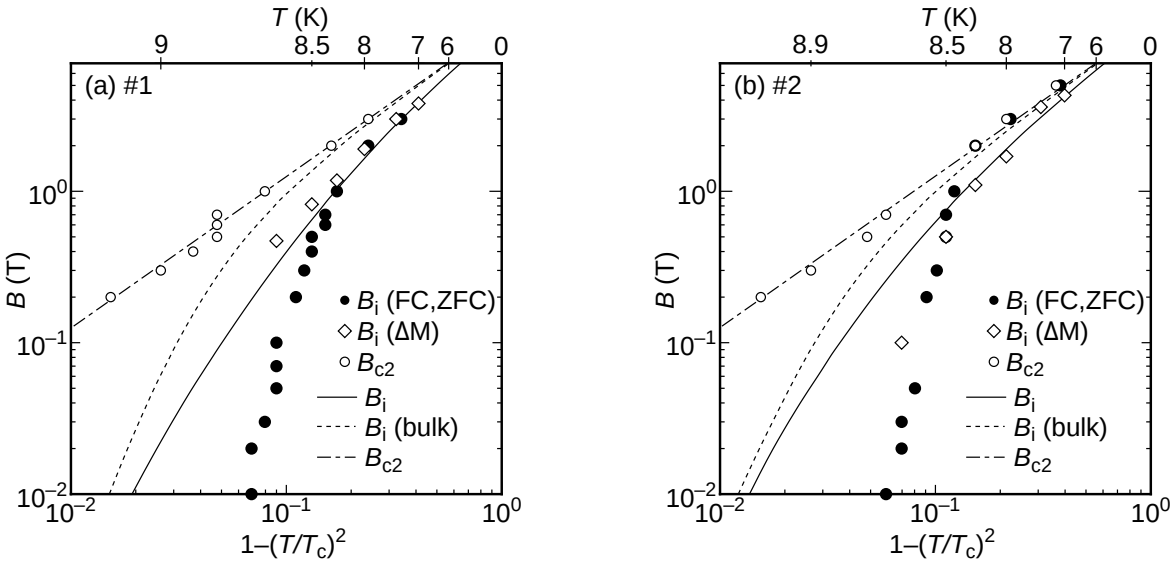

図 1. (a)# 1、(b)#2 における B_i、B_{c2} の温度依存性

【参考文献】

1) M. Suenaga *et al.*: Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 1777.
2) N. Ihara, T. Matsushita: Physica C 257 (1996) 223-231
3) T. Hamada *et al.*: Proc. of 1994 Topical ICMC (1995) 245.