超伝導Bi-2223極細多芯テープの履歴損失

Hysteresis Loss in a Superconducting Bi-2223 Tape with Fine Filaments

九州工業大学 情報工学部 電子情報工学科
小田部 荘司, 松下 照男
住友電工 基盤技術研究所
藤上 純, 大松一也

Department of Computer Science and Electronics,
Kyushu Institute of Technology
Edmund Soji Otabe, Teruo Matsushita
Basic High Technology Laboratories,
Sumitomo Electric Industries
J. Fujikami, K. Ohmatsu

Abstract— The energy loss density was measured for a Bi-2223 tape with superconducting filaments of average thickness 2.5 μm to confirm the reduction of energy loss density due to the reversible fluxoid motion. The energy loss density is compared with a theoretical estimation using the irreversible modified Kim model. The observed value is lower than the theoretical value at AC field amplitudes below the penetration field at temperatures above 77 K. The slope of the minor magnetization curve is less than unity and the estimated AC penetration depth is longer than the average filament thickness this temperature region. These results show that the reduction of the energy loss density is due to the reversible fluxoid motion.

1. はじめに

Bi-2223銀シーステープ線は長尺化が容易であるということから電力ケーブルや変圧器の試作に使われてきており[1]、商用周波数における交流損失の低減が電力応用における鍵となっている。金属系の極細多芯線では損失エネルギー密度は量子化磁束の可逆運動によって臨界状態モデルの予想よりも劇的に減少させることができるということが知られている[2,3]。これまでに、61芯のフィラメントでその平均の厚さが10 μmであるBi-2223銀シース多芯線の履歴損失密度について調べた[4]。その結果、損失エネルギー密度は100 K以上の温度において量子化磁束の可逆運動のために臨界状態モデルの予想よりも小さかった。しかし77.3 Kでの損失の低減は達成されなかったので、77.3 Kにおいても損失エネルギー密度が低減されることが望まれる。

超伝導体の有効サイズ d が Campbell によって定義された交流磁界の侵入深さ λ_0'[5] よりも大きいときには、ピンニングによる履歴型の損失エネルギー密度は臨界状態モデルによってよく記述することができる。この損失は主に量子化磁束がピンニング・ポテンシャルに落ち込むときと飛び出すときに生じる。したがって、この現象は量子化磁束の運動がピンニング・ポテンシャル内に制限されているときにはほとんど可逆であると期待できる。この条件は d が λ_0' に比べて同程度か小さく、また交流磁界振幅が $2\sqrt{3}(2\lambda_0'/d)^2 B_\mathrm{p} = \widehat{B}_\mathrm{p}$ よりも小さいときに成り立つ。上で $B_\mathrm{p} = \mu_0 J_\mathrm{c} d/2$ は中心到達磁界であり、J_c は臨界電流密度である。交流磁界の侵入深さは理論的に

$$\lambda_0' = \left(\frac{B a_\mathrm{f}}{\mu_0 J_\mathrm{c} \zeta}\right)^{1/2} \tag{1}$$

で表される。ここで a_f は量子化磁束の間隔、ζ はピン止め中心の種類に依存する定数でだいたい 2π である[2]。(1) 式によれば、λ_0' は温度や磁界が減少して J_c が増加すると減少する。したがって、Bi-2223 多芯テープ線では 77.3 K において損失エネルギー密度の減少を達成するためにはフィラメントの厚さを 77.3 K, 0.01 T での λ_0' の値である 2 μm 程度まで減少させる必要がある[4]。

本研究では、損失エネルギー密度と交流磁界の侵入深さを、平均のフィラメントの厚さが 2.5 μm である Bi-2223 テープ線においてさまざまな温度で測定した。測定された結果は前回の結果また修正 Kim モデルとも比較し、量子化磁束の可逆運動による損失エネルギー密度の減少について議論する。

2. 実験

試料は Bi-2223 多芯テープであり、試料の諸元を Table I に示す。直流磁化測定を SQUID 磁力計 (MPMS-7) を用いて行った。測定温度は 10–100 K の範囲であった。磁界は試料表面に平行に、かつフィラメントの長手方向に垂直に印加した。磁界の振幅は 1 mT から 1.0 T の範囲で変化させた。この条件で、磁界は c 軸に垂直であり、遮蔽電流は主にフィラメントの長手方向に流れる。また超伝導体の有効サイズ d はフィラメントの厚さで与えられる。ここでは簡単のためにフィラメントの厚さの分布は無視して平均値 $d = 2.5$ μm を用いることとする。

Table I: Specification of Bi-2223 multifilamentary tape.

cross section (mm)	3.0×0.22
volume fraction of superconductor (%)	14
number of filaments	1369
average filament thickness (μm)	2.5
critical temperature (K)	109.5

3. 結果及び検討

Fig. 1は77.3 Kで測定された磁化曲線を示す。磁化履歴の幅は磁界を増加させるにつれて急激に減少する。これはこの温度では高磁界での磁束クリープの効果が大きいためと考えられる。また臨界電流密度が比較的小さくフィラメントが薄いので反磁性の効果が顕著であり、磁化曲線が上下に対して非対称になっている。

量子化磁束の可逆運動の影響は、外部磁界のスイープを反転させたときの直流磁化のマイナー曲線の勾配Sにも見られる。Beanの臨界状態モデルによれば、$S=1$と予想されている。しかしながらSは量子化磁束の可逆運動の影響が顕著な際に1よりも小さくなる。理論的にはSはλ_0'にのみ依存していて、

$$S=1-\frac{2\lambda_0'}{d}\tanh\frac{d}{2\lambda_0'} \tag{2}$$

のように与えられる。したがって、λ_0'は測定されたSの値から評価することができる[3)]。さまざまな温度におけるSの磁界依存性をFig. 2に示す。低い温度、低い磁界のところでSは1に近く、量子化磁束の運動がほぼ不可逆であるということがわかる。しかしながら、Sは高い温度において磁界を増加させることにより急激に減少する。この結果は(1)式および(2)式により説明できる。つまり温度及び磁界を増加させるとJ_cは減少し、λ_0'が増大するためである。今回のSの値は前回のおよそ10 μmのフィラメント厚さを持つ試料に比べて小さい。これは今回の試料においてフィラメント厚さが小さいことから量子化磁束の可逆運動がより顕著であることを意味する。したがって、損失エネルギー密度の低減がより低温において期待できる。

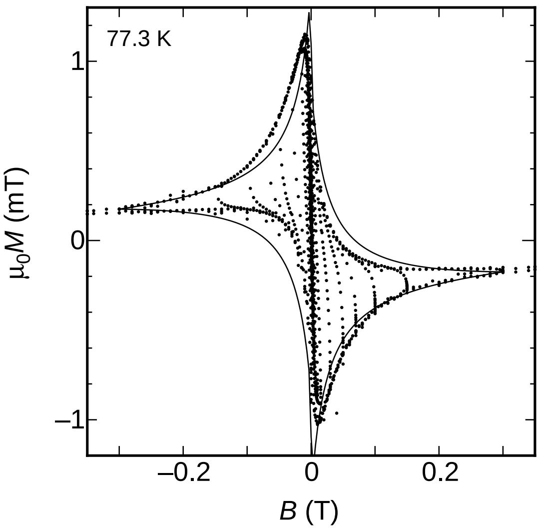

Fig. 1: Magnetization curves in Bi-2223 multifilamentary tape at 77.3 K. Solid line represents the theoretical prediction from the modified Kim model in which the effect of diamagnetism is taken into account. Used parameters are given in Table II.

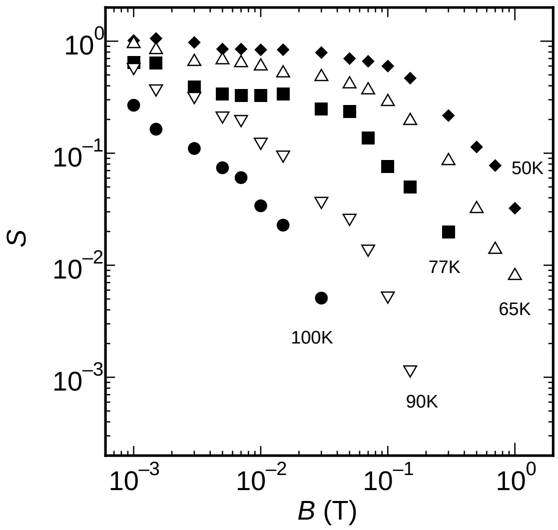

Fig. 2: Slope of minor magnetization curve vs. magnetic field at various temperatures.

さまざまな温度で測定された損失エネルギー密度 W と交流磁界振幅 B_m の関係を Fig. 3(a) に示す。低温度においては W の温度依存性は臨界状態モデルの予想と一致している。つまり温度を上昇させることにより B_p が減少し、W は高い B_m において減少し、低い B_m においては増大している。しかしながら高温度においては W は温度の上昇にしたがって低磁界振幅領域でも減少しており、臨界状態モデルの予想からはずれている。これは典型的な量子化磁束の可逆運動の効果である。Fig. 3(b) において、前回のフィラメントが厚い試料の結果 [4] との比較を 77 K と 100 K について行っている。両方の温度において、W はすべての交流磁界振幅領域において減少している。これも臨界状態モデルの予想とは矛盾している。したがって結論として、温度が 77 K よりも高いところで交流損失は量子化磁束の可逆運動により減少しているといえる。

次に損失エネルギー密度の修正 Kim モデルによる予想値との比較を行う。Fig. 3(b) の中で、一点鎖線は超伝導体の反磁性を考慮した修正 Kim モデルに基づく理論計算の結果である [4]。ここで J_c の磁界依存性は局所的な磁界を B_l として

$$J_\mathrm{c}(B_\mathrm{l}) = \frac{\alpha_0}{|B_\mathrm{l}| + B_0}\left(1 - \frac{|B_\mathrm{l}|}{B_\mathrm{i}}\right) \tag{3}$$

のように仮定されている。ここで α_0 と B_0 はパラメータ、B_i は不可逆磁界である。反磁性の効果は表面での外部磁界 B と超伝導体表面の磁界 $B(0)$ の違いを導入することにより近似的に表現することができる。

$$B(0) = B + B_\mathrm{s} \tag{4}$$

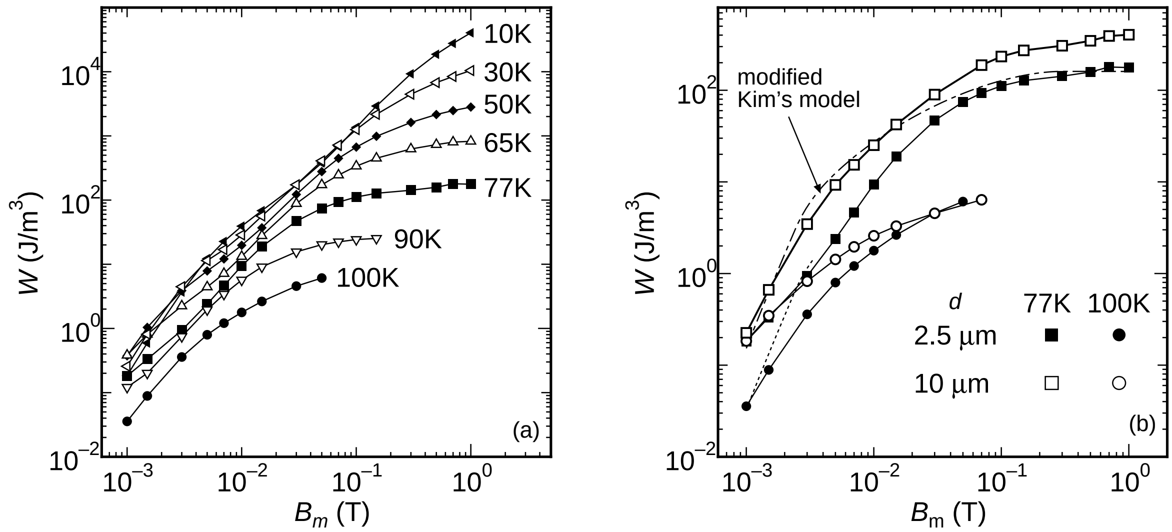

Fig. 3: (a) Energy loss density vs. AC field amplitude at various temperatures. (b) Comparison with previous result on specimen of $d = 10\ \mu$m [4] at 77 K and 100 K. Chained line and dotted line represent prediction from the modified Kim model and its correction multiplied by $(d/2\lambda_0')^4/4$ at 77 K, respectively.

ここで B_s (<0) は反磁性磁化である。また B_s は簡単に次のように仮定した。

$$\begin{aligned} B_\mathrm{s} &= \frac{-B_\mathrm{c1}}{B^*-B_\mathrm{c1}}(B^*-B); \quad B>B_\mathrm{c1} \\ &= -B; \qquad\qquad\qquad\quad B_\mathrm{c1}>B>-B_\mathrm{c1} \\ &= \frac{B_\mathrm{c1}}{B^*-B_\mathrm{c1}}(B^*+B); \quad -B_\mathrm{c1}>B \end{aligned} \tag{5}$$

上式で B_c1 は下部臨界磁界であり、B^* は反磁性が無視できるように減少する磁界の目安である。これらのパラメータは磁化履歴曲線の実験と理論結果がよい一致をするように求められた。この結果を Fig. 1に、また 77.3 K でのパラメータの値を Talbe II に示す。W の計算結果は高い交流磁界振幅において実験結果と一致するものの、低い交流磁界振幅においては実験結果よりも大きい。この結果は損失の低減が量子化磁束の可逆運動によるものであるということ裏付けている。

一方、W は 100 K を除いて B_m の減少に伴って単純に減少はしていない。これは一部はフィラメントのブリッジングの影響があるものとみられる。現実の応用においてはフィラメントのブリッジングは厳しい問題である。しかし、もし将来において製法技術が発展してフィラメント間のブリッジングが完全に除去されれば、今回の報告のように交流損失は減少させることができる。低い交流磁界振幅のおける W の増加に関する他の可能性については後述する。

最後に交流磁界の侵入距離について議論を行う。Fig. 4に S と (2) 式から評価したさまざまな温度での交流磁界の侵入距離の磁界依存性を示す。温度または磁界を増加させることにより λ_0' は増大する。実線は (1) 式による理論計算結果である。ここで J_c は磁化履歴より Bean モデルを用いて評価している。理論と実験の比較的良い一致を得ることができている。低い温度において若干のずれがあるが、それは S が 1 に近くなり、(1) 式の誤差が大きくなったためである。したがって (1) 式を用いて S が 1 に近いところを除いて λ_0' を評価することができる。

量子化磁束の可逆運動は $d/2\lambda_0' \lesssim 1$ のところで顕著である。前回の $d = 10\ \mu\mathrm{m}$ の試料においてはこの条件は 100 K 以上でしか満たされなかった。一方、今回の $d = 2.5\ \mu\mathrm{m}$ の試料では 77.3 K 以上でこの条件が満たされている。これは Fig. 3の結果と一致している。

Campbell モデル [7)] を用いて量子化磁束の可逆運動を考慮した Takács と Campbell による理論計算によると、$d/2\lambda_0' \ll 1$ のとき損失エネルギー密度は $(d/2\lambda_0')^4/4$ 倍ほど

Table II: Parameters used for the modified Kim model at 77.3 K.

α_0 (N/m^3)	B_0 (T)	B_i (T)	B_c1 (T)	B^* (T)
3.0×10^{7}	2.5×10^{-2}	3.0×10^{-1}	2.5×10^{-4}	1.0

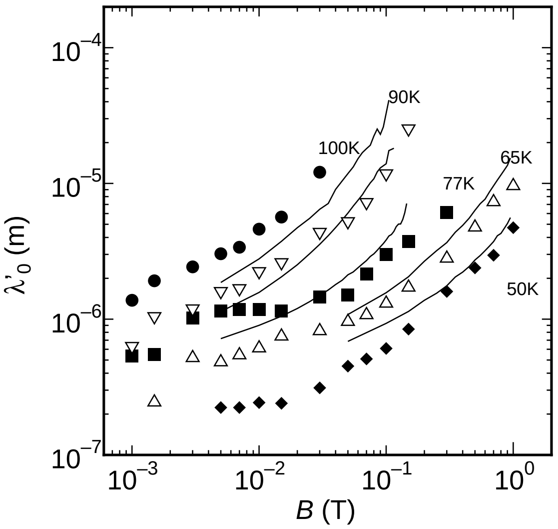

Fig. 4: Magnetic field dependence of AC penetration depth at various temperatures. Solid lines are theoretical values of Eq. (1) with J_c estimated from magnetization hysteresis.

完全に不可逆なBeanモデルの予想よりも小さい。これは交流磁界振幅がB_pよりも小さいときに成り立つ。厳密にはWに対するこの修正因子$(d/2\lambda'_0)^4/4$はBeanモデルにのみ有効であるが、他の臨界状態モデルたとえばIrie-Yamafujiモデルでも近似的に使えることが知られている[3]。もしこの修正因子を今回の場合について用いると、77.3 KにおけるWはFig. 3(b)の破線のように減少すると予測される。ここで修正Kimモデルは一点鎖線で示している。Wの傾向はこの修正因子により説明できることがわかる。したがって、上述の修正因子は交流損失の近似的な評価には有効であると思われる。これは測定から分かるようにλ'_0の磁界依存性がB_p以下で小さいことが原因であると考えられる。上では$\lambda'_0 = 1.3\ \mu$mを仮定した。この値はFig. 4の3.5 mT ($= B_p$)における測定値1.0 μmにくらべてやや長い。したがってWが低いB_mにおいて増加するのはλ'_0の減少が部分的に起因していると考えられる。つまり実際にはλ'_0が減少するので量子化磁束の可逆運動の影響が小さくなり、Wが増加すると考えられる。

交流損失をより正確に評価するためにはより正確な理論解析が必要である。このような理論にはJ_cとλ'_0の磁界依存性の導入が必要である。また低交流振幅で損失が増大するのが、ブリッジングの影響なのか、量子化磁束の可逆運動が抑制されているためなのかを明らかにする必要がある。

4. まとめ

本報告では、Bi-2223多芯テープ線の損失エネルギー密度を測定して、量子化磁束の可逆運動により損失が低減する可能性について、マイナー磁化曲線の傾きから評価した交流磁界の侵入距離を用いて議論を行った。以下のように得られた結果をま

とめることができる。

- 77.3 K 以上での損失エネルギー密度は、平均のフィラメントの厚さを $d = 2.5\ \mu\mathrm{m}$ に減少させることにより、低交流振幅領域において修正 Kim モデルの予想よりも低減した。
- マイナー磁化曲線の傾き S は高温において 1 よりも小さく、これより評価した λ_0' はフィラメント厚さ d と同程度か長かった。この温度は損失エネルギー密度が臨界状態モデルの予想からはずれる温度領域と一致する。
- 結論として、77.3 K 以上の温度領域において、量子化磁束の可逆運動により交流損失の低減を図ることができることがわかった。

参考文献

1) K. Sato, K. Hayashi, K. Ohkura, K. Ohmatsu, T. Hikata, T. Kaneko, T. Kato, M. Ueyama, J. Fujikami, M. Ito, S. Kobayashi, N. Saga, S. Hahakura, T. Shibata, T. Masuda and S. Isojima, "Bismuth-Based HTS Wires and Their Application Progress", Proc. of ICEC 16/ICMC (Kitakyushu, 1996) pp. 1347–1350.

2) F. Sumiyoshi, M. Matsuyama, M. Noda, T. Matsushita, K. Funaki, M. Iwakuma and K. Yamafuji, "Anomalous Magnetic Behavior due to Reversible Fluxoid Motion in Superconducting Multifilamentary Wires with Very Fine Filaments," *Jpn. J. Appl. Phys.* , vol. 25, pp. L148–L150 1986.

3) T. Matsushita, E.S. Otabe, M. Iwakuma, K. Funaki, K. Yamafuji, O. Miura, K. Matsumoto and Y. Tanaka, "Measurement of AC Penetration Depth in Superconducting Wires with Fine Filaments," *Adv. in Cryo. Eng.*, vol. 40, pp. 551–558, 1994.

4) E.S. Otabe, H. Matsuoka, T. Matsushita, J. Fujikami and K. Ohmatsu, "Possibility of Reduction in Hysteresis Loss Due to Reversible Fluxoid Motion in a Superconducting Bi-2223 Multifilamentary Wire," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 37, L382–L385, 1998.

5) A.M. Campbell, "The Response of Pinned Flux Vortices to Low-Frequency Fields," *J. Phys. C*, vol. 2, pp. 1492–1501, 1969.

6) S. Takacs and A.M. Campbell, "Hysteresis Losses in Superconductors with Very Fne Filaments," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 1, pp. 53–56, 1988.

7) A.M. Campbell, "The Interaction Distance between Flux Lines and Pinning Cetntres," *J. Phys. C*, vol. 4, pp. 3186–3198, 1971.