日本応用磁気学会誌 21, 397-400 (1997)

パルス磁場を用いた Bi 系酸化物超伝導体における磁束の粘性力の測定

Measurement of Viscous Force of Magnetic Flux in Bi-Based Superconducting Oxide by Applying a Pulsed Magnetic Field

K. Kobayashi, Y. Nozaki, H. Miyajima, Y. Ishikawa,* and S. Yoshizawa* Faculty of Science & Technology, Keio University, 3–14–1 Hiyoshi, Kohoku-ku, Yokohama 223 *Central Research Laboratory, Dowa Mining Co., Ltd., 277–1 Tobuki, Hachioji, Tokyo 192

The viscous force acting on the magnetic flux in a high- T_c Bi₂Sr₂Ca₂Cu₃O₁₀ superconductor was evaluated by applying a pulsed magnetic field. It was found that the magnetic flux intruding into the superconductor moves at a speed of about 50 m/s. The viscous force and the pinning force in a Bi-based high- T_c superconductor are discussed in the framework of the critical state model. The viscosity (η/ϕ_0) of the magnetic flux was estimated to be about 1×10^5 A·s/m³.

Key words: pulsed magnetic field, flux motion, viscous force, pinning force, critical state model

1. はじめに

超伝導体に侵入した磁束が運動する時に働く抵抗力として, ピニング力と粘性力がある.粘性力は,磁束線の運動によって 誘導された電場に起因する常伝導電子による損失から生じ る¹⁾.粘性力を評価する方法として,超伝導体に外部輸送電流を 流すことにより磁束運動(磁束フロー)を誘起し,それによっ て生じる比抵抗を測定する方法がよく知られている.しかし, この方法では,輸送電流による発熱などの問題から,誘起でき る磁束の運動速度には限界がある.

酸化物高温超伝導体では、その2次元的な結晶構造に起因す る異方性によって生じる静的な磁束ピニング機構に関しては多 く議論されているが、強いローレンツ力が働き、高速で運動す る磁束に働く粘性力の挙動を調べた例は少ない.

本研究では,Bi 系銅酸化物(2223 相)超伝導体に侵入し,高 速で運動する磁束に働く粘性力を新たな方法で評価した.これ は試料端にパルス磁場を印加して,超伝導体内部に高速な磁束 運動を誘起し,試料表面各部における磁化信号を検出コイルで 観測する方法である.この方法で求めた磁束に働く粘性力につ いて,臨界状態モデルを適用し,理論的に考察した.

2. 実験方法

2.1 試 料

試料は $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ を主相とする多結晶体で,焼結法に より作成した. 形状は $15 \text{ mm} \times 5 \text{ mm} \times 2.2 \text{ mm}$ の直方体であ る. 結晶粒の c 軸は配向しており, c 軸方向が励磁コイル(後 述)の中心軸と平行になるようにホルダーに固定した.

また, 直流磁化測定を行い, Bean モデルを用いてヒステリ

日本応用磁気学会誌 Vol. 21, No. 4-2, 1997

シス幅から臨界電流密度を見積もったところ、T=77Kにおいて $J_c=1.5 \times 10^7$ A/m²となった.

2.2 測定方法

実験装置の構成を Fig. 1 に示す. 同一の中心軸をもつ内径 3 mm のソレノイドコイル—対を対向させ, 励磁コイルとした. 空隙の間隔は 3 mm で, その中心付近には幅が 290 μ s, ピーク 強度 $\mu_0 H_{\text{peak}}$ が最大で 0.7 T のパルス磁場を発生させることが できる. この磁場強度波形は Fig. 2 のようになり, 次式で表す ことができる.

 $H(t) = H_0 e^{-(t/\tau_0)} \sin \omega_0 t$ (0 $\leq t \leq \pi/\omega_0$) (1) ここで、 $\tau_0 = 153.6 \,\mu s, \,\omega_0 = 1.085 \times 10^{-2} \,\mu s^{-1}, H(t)$ のピーク強 度 H_{peak} は 0.462 H_0 である.また、空隙の中心から外側へ離れ るに従い、磁場強度は Fig. 3 のように減衰する.

試料は励磁コイルの空隙に挿入し, Fig. 1 のように, 試料端 が励磁コイルの中心軸に一致するように固定した.

検出コイルとして、内径が共に 1.8 mm で、逆向きに接続し た二つの1巻きコイル S₁, S₂を用いた。検出コイルを1巻きと したのは、コイルと試料表面の密着性を良くし、試料表面を貫 く磁束を正確に検出するためである。検出コイル S₁を励磁コ イルの中心軸から距離 L だけ離れた試料面上に固定し、試料表



Fig. 1 Schematic diagram of the coil system and the superconductor $(Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}).$

397



Fig. 2 Time variation of the pulsed magnetic field.



Fig. 3 Spatial distribution of the magnetic field produced by the exciting coils.

面における磁東密度の時間変化を検出した.検出コイル S_2 は, 励磁コイルの中心軸に関して S_1 とは対称な位置に固定し,外 部印加磁場の時間変化を検出した. $S_1 \ge S_2$ は互いに逆向きに 巻かれているので,全体の信号電圧 V_{out} はそれぞれの検出コイ ルに発生する誘導起電力の差となる²⁾.したがって,信号電圧 V_{out} の時間変化から, S_1 の位置における磁化成分を知ることが できる. V_{out} を増幅したあと,時間変化をデジタル型波形レ コーダで測定した.

測定手順は以下のとおりである.まず、検出コイル S₁ と S₂ をそれぞれ固定し、試料をホルダーに取り付けた.次に試料ホルダー全体を液体窒素中にゆっくりと浸漬し、T=77 Kまで無磁場中冷却した.続いてパルス磁場 (Fig. 2)を印加して、 V_{out} の時間変化をパルス磁場発生中に測定した.その後、ホルダーを液体窒素デュアーからゆっくりと引き抜き、 $T>T_c$ となるまで昇温した.上述の実験を検出コイル位置Lまたはパルス磁場 強度 $\mu_0 H_{peak}$ を変えながら繰り返した.

試料ホルダー全体を同一温度に保つ必要性があり,さらに温 度が変化すると励磁コイルの直流抵抗が変化し,パルス磁場の 波形が変わってしまうので,実験は T=77 K においてのみ 行った.



Fig. 4 Profile of the pick-up coil signal (V_{out}) for the pulsed magnetic field strength $(\mu_0 H_{peak})$ and the distance (L) between the exciting coils and the pick-up coil.

3. 実験結果

信号電圧 V_{out} の時間変化の一例を Fig. 4 に示す. 磁場上昇 中 ($0 < t < 100 \mu$ s) では,二つのピーク A, B が現れた. A はパ ルス磁場の立ち上がり時刻 (t=0) 直後の負側への鋭いピークで あり,B はその後に現れる正側への比較的緩やかなピークであ る.

試料が反磁性の状態にある時や,試料端から侵入した磁束が 検出コイル S₁ に到達していない時は,検出コイル S₂ だけに磁 束が入るから, V_{out} は負の値を示す.次に,侵入した磁束が S₁ に到達すると, S₁ における磁束密度の増加率が S₂ における磁 束密度の増加率より大きくなるので, V_{out} は正の値を示すよう になる.以上のことから,A は試料の反磁性に起因するピー ク,B は侵入磁束に起因するピークであると考えられる.

 V_{out} が負から正へと転じる時刻 $t=t_M$ は, S₁ における磁化の 極小点であるから, 試料端から侵入した磁束が S₁ が置かれた 位置 (*L*) に到達した時刻に対応する. この侵入磁束到達時刻 t_M の検出コイル位置 *L* 依存性(走時曲線)を調べた. その結果を Fig. 5 に示す. 傾き $\Delta L/\Delta t_M$ は侵入速度に相当し, (0.4~1)× 10² m/s の値が得られている.

4. 議 論

4.1 臨界状態モデルによる計算

侵入磁束到達時刻 t_M について、ピニング力と粘性力を考慮した臨界状態モデルを用いて計算した.

いま,系は1次元とし,Fig.6のように $x \ge 0$ の領域を超伝 導体が占めているとする.また,超伝導体中の巨視的な磁束密 度分布を B(x, t),磁束線の速度分布を v(x, t) とする.運動する 磁束線にはローレンツ力,ピニング力,粘性力が働く.それぞ れの体積密度を F_{L} , F_{p} , F_{v} とすると,臨界状態モデルでは $F_{L}+F_{p}+F_{v}=0$,すなわち

日本応用磁気学会誌 Vol. 21, No. 4-2, 1997



Fig. 5 Relationship between the distance (*L*) and the flux-running time ($t_{\rm M}$), where $\mu_0 H_{\rm peak} = 0.16 \,\text{T}$ (solid rectangles), 0.20 T (open rectangles), 0.40 T (solid circles), and 0.70 T (open circles). The solid lines show the curves calculated from eq. (13).

$$-\frac{B}{\mu_0}\frac{\partial B}{\partial x} - \alpha_c B - \frac{\eta}{\phi_0}Bv = 0$$
⁽²⁾

となる³⁾. ここで, ピニング力は Bean モデルによる表式 F_{p} = $-\alpha_{c}B$ を用いた. また, 磁束の連続性から, $B \ge v$ の間には次 の関係が成り立つ.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(B v \right) + \frac{\partial B}{\partial t} = 0 \tag{3}$$

試料端 x=0 における磁束密度 B(0,t) は,励磁コイルがつくる 磁束密度 $\mu_0 H(t)$ (式 (1)) に等しいとみなし,境界条件を次のよ うに設定する.

 $B(0,t) = \mu_0 H_0 e^{-(t/\tau_0)} \sin \omega_0 t \quad (0 \le t \le \pi/\omega_0)$ (4) 式 (2) を x で偏微分し,式 (3) を用いて v を消去すると,

$$\frac{\partial^2 B^2}{\partial x^2} + 2\mu_0 \alpha_c \frac{\partial B}{\partial x} = 2\mu_0 \frac{\eta}{\phi_0} \frac{\partial B}{\partial t}$$
(5)

が得られる⁴⁾. これは非線形方程式であり,境界条件(4)のもと で一般的な解析解を得るのはむずかしいので,(i)粘性力 F_v が 十分に小さい場合,(ii)磁束線の速度分布 v(x, t)が一定の場合, について磁束密度分布 B(x, t)を求めた.

(i) 粘性力 F_v が十分に小さい場合

粘性力 F_v がピニング力 F_pより十分に小さい場合, すなわち

$$\frac{\eta}{\phi_0} v \ll \alpha_c \tag{6}$$

を考える. この時ローレンツ力とピニング力のみが寄与する系 $F_L+F_p=0$ に対し,弱い粘性力 F_v を摂動と考えて磁束密度分 布 B(x, t)を次のように求めた.

まず,粘性力 $F_v=0$ の時の磁束密度分布を $B_0(x, t)$ を求める. B_0 を与える微分方程式は次のようになる.

$$-\frac{B_0}{\mu_0}\frac{\partial B_0}{\partial x} - \alpha_c B_0 = 0 \tag{7}$$

これを境界条件(4)のもとで解くと、

 $B_0(x, t) = \mu_0 \alpha_c(x_{b0}(t) - x) \quad (0 \le x \le x_{b0}(t))$ (8) が得られる. ここで $x_{b0}(t)$ は,

$$x_{\rm b0}(t) = \frac{H_0 {\rm e}^{-(t/\tau_0)} \sin \omega_0 t}{\alpha_c}$$
(9)

日本応用磁気学会誌 Vol. 21, No. 4-2, 1997



Fig. 6 Flux distribution based on the critical state model.

である. $x \ge x_{b0}(t)$ の領域では $B_0(x, t) = 0$ となるから, $x = x_{b0}(t)$ は x = 0 から侵入した磁束が到達した最も遠い点である. これ を侵入磁束到達点と呼ぶことにする. 式 (8) を磁束の連続の式 (3) に代入し, 粘性力 F_v を考慮しない場合の磁束線の速度分布 v(x, t)を求めると,

$$v(x, t) = -\frac{1}{B_0} \int_{x_{b0}}^x \frac{\partial B_0}{\partial t} dx = \frac{d}{dt} x_{b0}(t)$$
(10)

となる.

次に, $F_L+F_p=0$ の系に対し, 弱い粘性力 F_v が摂動として働いた時の磁束密度分布 B(x, t)を上述の結果を用いて近似的に求める. B(x, t)は,式(10)のv(x, t)を元の微分方程式(2)に代入し, $B(0, t)=B_0(0, t)$ を用いることにより,次のように求められる.

$$B(x, t) = B_0(x, t) - \frac{\eta}{\phi_0} \frac{\mu_0 H_0}{\alpha_c}$$
$$\times \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) \left(\omega_0 \cos \omega_0 t - \frac{1}{\tau_0} \sin \omega_0 t\right) x$$
$$(0 \le x \le x_b(t))$$

この時,侵入磁束到達点 xь(t) は次のように与えられる.

$$x_{b}(t) = \frac{H_{0}e^{-(t/\tau_{0})}\sin\omega_{0}t}{\alpha_{c} + \frac{\eta}{\phi_{0}}\frac{H_{0}}{\alpha_{c}}e^{-(t/\tau_{0})}\left(\omega_{0}\cos\omega_{0}t - \frac{1}{\tau_{0}}\sin\omega_{0}t\right)}$$
(12)

侵入磁束到達時刻 t_M と検出コイル位置 L の関係は,式 (12) の $x_b(t)$ の時間依存性に対応するので,

$$L = x_{\rm b}(t_{\rm M}) \tag{13}$$

となる.

(ii) 磁束線の速度分布 v(x, t) が一定の場合

微分方程式 (2) において定数 $\alpha_c + \eta v \phi_0$ を新たな定数 α_c とみ なし、さらに $F_v=0$ として同式を解けばよい. 結果的にはB(x, t)と $x_b(t)$ は、それぞれ式 (11) および式 (12) と全く同じ形とな り、これらは厳密解となる.

4.2 実験結果との比較と検討

係数 $\alpha_c \geq \eta/\phi_0$ を求めるために,速度 $v = \Delta L/\Delta t_M$ が最も小 さく (条件 (i)),ほぼ一定とみなせる (条件 (ii))場合,すなわ ち $\mu_0 H_{\text{peak}} = 0.12, 0.16, 0.20 \text{ T}$ の三つの場合について,Fig. 5 の実験結果に式 (13)を適合させた.適合には最小自乗法を用 い, $\alpha_c \geq \eta H_0/\phi_0 \alpha_c$ を独立なパラメータとして決定し,既知の

399

(11)



Fig. 7 Critical current density (a) and viscous force (b) of $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ at 77 K. The broken lines in (a) and (b) indicate the critical current density evaluated from the magnetization measurement and the viscous force obtained by Pradhan *et al.*⁵ with flux-flow resistivity measurement, respectively.

 H_0 を用いて係数 $\alpha_c \ge \eta/\phi_0$ を求めた.その結果を Fig. 7 に示 す. 横軸は測定に用いたパルス磁場の強度である.誤差棒は α_c $\ge \eta H_0/\phi_0 \alpha_c$ に生じた標準偏差から $\alpha_c \ge \eta/\phi_0$ の誤差を評価し たものである.

Bean モデルでは、 α_c は臨界電流密度 J_c に相応する. 直流磁 化測定の結果から見積もった試料の臨界電流密度はT=77 K において J_c =1.5×10⁷ A/m² であるから、両者はほぼ一致して いる. 一方、Pradhan らは Bi₂Sr₂Ca₂Cu₃O₁₀ 焼結体における磁 束フロー比抵抗を測定した⁵. この結果を使い、T=77 K にお ける粘性係数を見積もると η/ϕ_0 =8×10⁴A·s/m³ となったが、 この結果は本実験の測定値とオーダー的に一致している.

パルス磁場強度 $\mu_0 H_{\text{peak}}$ が変化するに伴い, $\alpha_c \geq \eta/\phi_0$ も変 化している. この原因に関しては,式 (13) の適用条件 (i), (ii) の 範囲や, $\alpha_c や \eta/\phi_0$ の速度 v 依存性などの観点から引き続き検 討が必要である.

5. ま と め

液体窒素温度 T=77 K において $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ 焼結体試 料の一端に単パルス磁場を印加し、試料表面各部における磁化 信号を検出コイルを用いて観測した.

ピニング力と粘性力を考慮した臨界状態モデルを用いて磁束 侵入過程を予想し、実験結果と比較することにより、超伝導体 中を運動する磁束に働くピニング力、粘性力を評価した.その 結果、直流磁化測定や磁束フロー比抵抗測定など、従来の静的 測定による値とほぼ一致した.

本研究の方法は,発熱を伴う磁束フロー比抵抗測定とは異な り,広範囲な速度領域にわたる粘性力の測定が原理的に可能で ある.特に高速で運動する磁束に働く粘性力の振舞いを調べる 手段として有用であることがわかった.

謝 辞 本研究の一部は慶応義塾大学大型研究助成制度の援助を受けて行われた.

文 献

- 松下照男:磁東ピンニングと電磁現象, p. 45 (産業図書, 東京, 1994).
- H. Yasuoka, H. Mazaki, and S. Tochihara: J. Appl. Phys., 74, 6759 (1993).
- Y. B. Kim, C. F. Hempstead, and A. R. Strnad: *Phys. Rev.*, 139, A1163 (1965).
- 4) F. Irie and K. Yamafuji: J. Phys. Soc. Jpn., 23, 255 (1967).
- A. K. Pradhan, C. Chen, and B. M. Wanklyn: *Physica C*, 251, 405 (1995).

1996年10月14日受理, 1997年1月16日採録