

超伝導体における磁束格子のダイナミクス

— 密度揺らぎと速度揺らぎ —

* 東京大学大学院 総合文化研究科, †CREST

戸川 欣彦^{*1}, 阿比留 竜一^{*}, 北野 晴久^{*†}, 前田 京剛^{*†}

1 緒言

超伝導体における磁束ダイナミクスは、密度波・ウィグナー結晶・ジョセフソン格子の位相・ドメイン壁の運動と同様、多自由度系の運動に共通する現象・概念を探る上でのモデルとして注目を集めている。さらに、高温酸化物超伝導体においては、大きな熱揺らぎのため、磁束固体相のみならず磁束流体相などの多様な静的状態をとることが知られており¹⁾、動的相転移などの新たな概念が観測される可能性があり興味深い。

ここ数年、特に注目されている概念として、ランダムなピンニング力のもとでの磁束の再秩序化が挙げられる。磁束系のような2次元の運動では、駆動力が大きくなると、ピン止めから外れた磁束がピン止めされた磁束領域間を流れるというプラスチックフローが発生することが知られている。さらに駆動力を大きくすると、理論的には磁束は再秩序化すると考えられている。再秩序化相として、格子状に再秩序化した Moving-Bragg-glass 相や、進行方向と垂直にのみ相関が発達した Moving-transverse-glass 相が提唱されている²⁻⁴⁾が、未だ見解は一致していない。特に、Moving-Bragg-glass 相が存在すれば、磁束格子がランダムピンにより周期的な変調を受けながら並進運動をするため、ノイズスペクトルに特徴的なピーク構造が出現することが予想される。このノイズ構造はワッシュボードノイズと呼ばれ、密度波ではよく観測されているが⁵⁾、ランダムピン中の磁束では観測されていなかった⁶⁾。

本研究では、高温酸化物超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ において、磁束の運動に伴い発生する電圧の揺らぎと磁束密度の揺らぎに着目してノイズ測定を行い、磁束ダイナミクスに関する知見を得ることを目指した。その結果、ワッシュボードノイズの観測に成功し、ランダムなピンニング中を磁束が再秩序化してコヒーレントに運動している様子を見出した⁷⁾。また、電圧の揺らぎと磁束密度の揺らぎの同時測定にも成功し、超伝導体のダイナミクスにおいて、密度揺らぎと速度揺らぎの区別が重要であることを明らかとした。

¹ E-mail: ytogawa@maeda1.c.u-tokyo.ac.jp

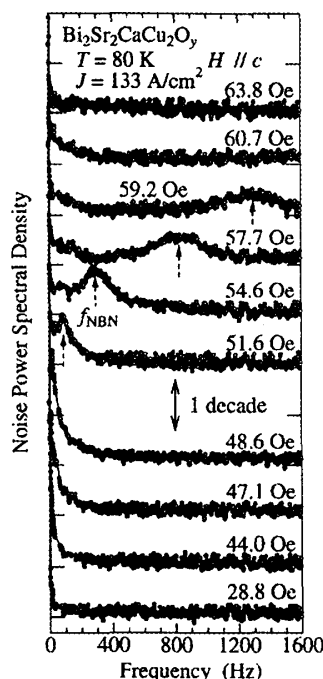


図 1: 伝導ノイズスペクトル

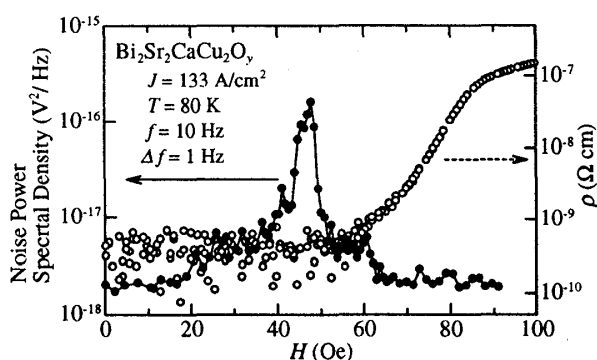


図 2: 伝導ノイズ BBN 強度と抵抗率の磁場依存性

2 実験

Floating Zone 法により育成した $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ 単結晶棒を大気中で $800^\circ\text{C} \cdot 72$ 時間アニールした後、試料を切り出した。板状試料の典型的な大きさは、 ab 面内に $1.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$ 、 c 軸方向に 0.015 mm であった。電流・電圧端子用のパッドを金蒸着により形成し、さらに大気中で $800^\circ\text{C} \cdot 24$ 時間アニールを行い、試料を最適ドープ状態にした。零磁場下での四端子法による ab 面内の直流抵抗率測定と c 軸平行磁場下での微少ホール素子アレイを用いた局所磁化測定により試料の特性を評価した。ノイズ測定には、急峻な超伝導転移を示し、超伝導転移温度 T_c 直上の残留抵抗率が $500 \mu\Omega\text{cm}$ 以下であり、磁化可逆領域で磁束格子の一次相転移による局所磁化の跳びが観測される試料のみを用いた。 c 軸平行に磁場を印加し、直流電流を ab 面内に流し、駆動された磁束が示す二種類の揺らぎ (電圧の揺らぎと局所磁化の揺らぎ) のスペクトルを FFT アナライザー (HP-35670A) に用いて測定した。以下では、前者の測定を伝導ノイズ、後者の測定を局所磁化ノイズと呼ぶ。

3 結果・考察

図 1 に示すのは、 $T_c = 92.2 \text{ K}$ の試料の $80 \text{ K} \cdot 133 \text{ A/cm}^2$ での伝導ノイズスペクトルである。この温度での磁束格子の一次相転移磁場は 70 Oe であった。磁場を増加すると、低周波領域に広がるいわゆる broad-band noise (BBN) が観測される。さらに高磁場では、ピーク構造をもった narrow-band noise (NBN) が出現し、磁場の上昇と共に急速に高周波側へシフトしていく。さ

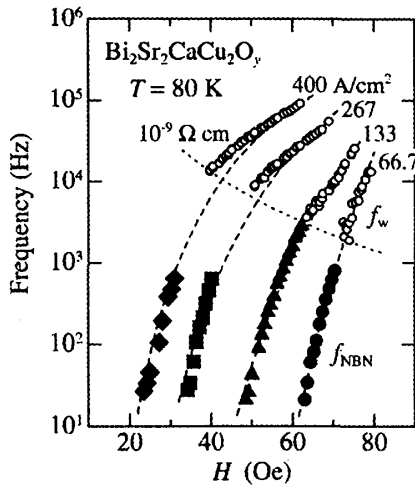


図 3: f_{NBN} と抵抗率から見積もられる f_w

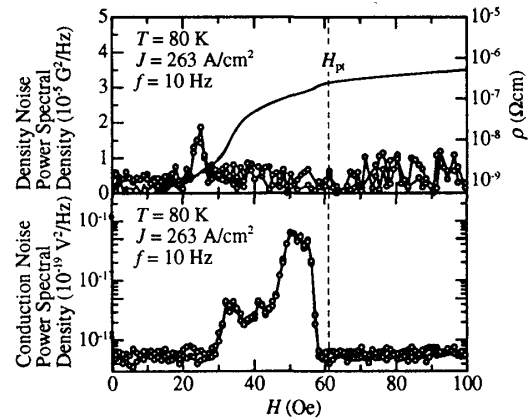


図 4: 同時測定による局所磁化ノイズ BBN 強度と伝導ノイズ BBN 強度、および抵抗率の磁場依存性

らに磁場が増加すると、特徴的なノイズ構造は観測されなくなる。伝導ノイズの BBN と NBN はいずれも磁束固体相で観測された。

図 2 に示すのは 10 Hz の伝導ノイズパワースペクトル密度を示したものであり、BBN の磁場依存性に相当する。大きな BBN が磁束固体状態で発生し、抵抗が現れる直前に最大値をとり、磁場が上昇すると急激に BBN が減衰する様子がわかる。この振る舞いは、局所磁化ノイズにおいて観測されている BBN と同様である⁸⁾。局所磁化ノイズの BBN の起源は局所バルクピンによるプラスチックフローであることが明らかになっている。また、数値計算による結果⁹⁾によると、プラスチックフローの発生する領域で伝導ノイズに大きな BBN が発生することがわかっている。以上のことから、この試料で観測された大きな BBN の起源は局所バルクピンによるプラスチックフローであることが強く示唆される。

図 3 に示すのは伝導ノイズの NBN のピーク位置 f_{NBN} の磁場依存性である。ノイズスペクトルの特徴的なピーク構造の起源として、最も有力なのはワッシュボードノイズである。磁束系においてワッシュボード周波数は $f_w = v/a = (\sqrt{3}/2)^{1/2} \rho j / (B \Phi_0)^{1/2}$ と表される。ここで、 v は平均速度、 a は格子間隔、 ρ は抵抗率、 j は電流密度、 B は磁場、 Φ_0 は磁束量子である。図 3 には、測定感度 ($10^{-9} \Omega \text{cm}$) 以上の抵抗率測定の実験データを用いて f_w を併せてプロットしている。NBN は抵抗が発生する直前の磁束クリープ領域でのみ観測されたため、同一領域での f_{NBN} と f_w の直接的な比較はできないが、両者が極めて自然かつスムーズにつながる様子が見出される。このことは、伝導ノイズで観測された NBN がワッシュボードノイズであり、磁束が再秩序化してコヒーレントに運動している様子を示している。進行方向に相関が発達した相として現在提唱されている動的状態は Moving-Bragg-glass 相のみであり、今回のワッシュボードノイズの観測は高温酸化物超伝導体で初めてその存在を明らかにするものである⁷⁾。また、駆動力を上げる

につれ、伝導ノイズの BBN から NBN が順に発生する過程は、磁束の動的状態がプラスチックフローからコヒーレントフローに変化する様子に対応しており、動的相図の探求の意味で重要な情報を含んでいる。

伝導ノイズで測定される量は磁束速度揺らぎ δv と磁束密度揺らぎ δn の重ねあわせとなる。一方、局所磁化ノイズでは磁束密度の揺らぎ δn を観測する。従って、同一の試料で伝導ノイズと局所磁化ノイズを同時に測定することで、 δv と δn を評価することができる。その結果を、図 4 に示す。これは $T_c = 91.1$ K の試料の同時測定による伝導ノイズと局所磁化ノイズの結果である。抵抗の発生する直前にまず局所磁化ノイズが発生し、それが減衰すると同時に伝導ノイズが発生する様子が見出された。局所磁化ノイズ測定から見積もられる δn を伝導ノイズに変換すると、ノイズフロアより四桁程低く、伝導ノイズへの寄与は極めて小さい。従って、伝導ノイズで観測されている揺らぎ量は速度揺らぎ δv によるものである。この結果は、磁束系ダイナミクスを理論的・数値的に考慮する際、密度揺らぎと速度揺らぎを別個の物理量として区別することが重要であることを強く提案する。

4 まとめ

酸化物超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ において、磁束の運動に伴い発生する電圧の揺らぎと磁束密度の揺らぎに着目してノイズ測定を行い、伝導ノイズ測定において、ワッシュボードノイズの観測に成功した。このことはランダムなピンニング中を磁束が再秩序化してコヒーレントに運動している様子を示している。また、伝導ノイズと局所磁化ノイズの同時測定に成功し、超伝導体のダイナミクスにおいて、密度揺らぎと速度揺らぎの区別が重要であることを明らかとした。

参考文献

- [1] G. W. Crabtree and D. R. Nelson, *Phys. Today* **50** (4), 38 (1997);
- [2] K. Moon, R. T. Scalettar and G. T. Zimányi, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2778 (1996).
- [3] P. Le Doussal and T. Giamarchi, *Phys. Rev. B* **57**, 11356 (1998).
- [4] L. Balents, M. C. Marchetti and L. Radzihovsky, *Phys. Rev. B* **57**, 7705 (1998).
- [5] G. Grüner, *Rev. Mod. Phys.* **60**, 1129 (1988).
- [6] P. Martinoli *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 382 (1976).
- [7] Y. Togawa *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3716 (2000).
- [8] T. Tsuboi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4550 (1998).
- [9] C. J. Olson *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3757 (1998).