

極限超強磁場下の高精度電気伝導度計測技術の開発

—銅酸化物高温超伝導体研究に新たな一歩—

国際超強磁場科学研究施設 中村 大輔

100 テスラを超える極限超強磁場は「一巻きコイル法」(300 テスラ)や「電磁濃縮法」(1000 テスラ)といったマグネットコイルの破壊を伴う特殊な手法によって発生することができ、物性研究所では 1970 年代より物性研究応用に向けた開発に取り組んでいる。しかし、数マイクロ秒という短い磁場発生時間、磁場発生に伴う電磁ノイズ、ボア径数 mm という空間的制約、といった技術的困難から、物性測定的手法は限定されてしまう。現在、研究の主力となっているのは電磁ノイズの影響を受けにくい磁気光学測定や、磁場の挿引速度が早いことを利用した誘導法による磁化測定である。これらの手法により、電子スピン物性を中心とした研究が超強磁場下で展開されている。

一方で、超強磁場中での輸送現象に関する研究はその重要性に着目されてはいたものの、研究の進みは遅かった。金属的物質に対する研究の基本となる 4 端子電気伝導度測定では、試料付近のリード線にループができるためにノイズや磁束変化に起因する誘導起電力が発生し、試料からの信号を覆い隠してしまう。そのため、高周波の電磁波を用いた非接触型の電気伝導度測定法が有用である。物性研究所では、測定試料を 1 対のコイルで挟んで透過した電磁波の強度をモニターする「透過型」の手法が榊原らによって開発され[1]、銅酸化物高温超伝導体 YBCO の上部臨界磁場が関谷らによって測定された[2]。現在では、松田(康)研究室によって同手法での物性研究がコバルト酸化物の金属-絶縁体転移に関して行われている[3]。

しかし、超強磁場領域における金属的物質の物性研究には、まだいくつかの課題があった。すなわち、①透過型配置では信号強度が測定試料の表皮深さによって決まるため、電気伝導度の大きい試料に対しては試料厚みを極端に小さくしなければならず、物質によっては困難である。さらに、クライオスタットを含めたプローブ周りのサイズをあまり小さくすることができず、電磁濃縮法では最大磁場に到達する前に測定プローブの破壊が起こってしまう[2]。②プローブコイルを 1 つしか用いない「反射型」配置では測定プローブ全体を小さくでき、電気伝導度の大きい物質に対しても感度を有するが、電気伝導度の絶対値の算出が難しく、半定量的な物性研究にとどまっている[4]。

こうした現状を打開するため、超強磁場領域で電気伝導度の絶対値が感度良く算出できる反射型測定システムの開発に着手した。100 テスラ以下の非破壊型マグネットにおいては、測定プローブの伝送特性に共振構造を持たせることによって、感度の高い非接触電気伝導度測定が行われている。代表例としてはトンネルダイオードのような負性抵抗を利用した発振型のプローブが挙げられる。最近、「自己共振コイル」を用いた新しい電気伝導度測定法が米国強磁場研究所の Altarawneh 博士により提案された[5]。プローブの共振特性を外部素子により形成するのではなく、プローブコイル自身のインダクタンスと抵抗および浮遊容量によって LCR 共振回路を形成する。そして、共振周波数付近で入射した電磁波の反射強度からプローブコイル上の試料の電気伝導特性を調べるといった手法である。

超強磁場下でこの手法を応用するには、共振周波数の選定が重要となる。コンデンサの放電に伴う電磁ノイズは 200MHz 程度までの広い周波数帯域にあるため、測定信号とノイズを分離するために、500-1000MHz の共振周波数を持つ直径 1mm のプローブコイルを設計した。試料とプローブコイルとの電磁気的カップリングを良くするため、かつ熱サイクルや磁場発生時の衝撃波による変形を防ぐために、コイルを空芯ソレノイド構造ではなく平面渦巻き構造(図 1)にするという工夫をした(ここが一番苦労した)。

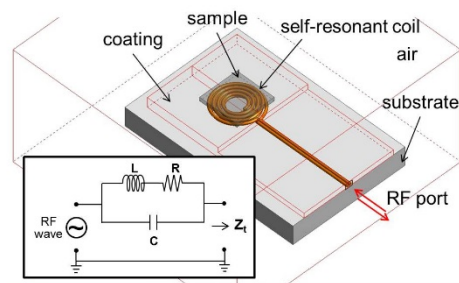


図 1: 開発した測定プローブ(自己共振コイル)の模式図。

開発した測定装置を用いて、銅酸化物高温超伝導体 $\text{La}_{1.84}\text{Sr}_{0.16}\text{CuO}_4(\text{LSCO})$ の上部臨界磁場(B_{c2})測定を試みた。この物質は超伝導転移温度 $T_c \sim 37\text{K}$ を有し、 CuO_2 面(ab 面)が電気伝導を担う 2 次元超伝導体である。 B_{c2} の大きさ

は、超伝導体中に侵入した磁束周りの電子の軌道効果とパウリ常磁性の効果により決まる。磁場が CuO_2 面に平行な配置($B//ab$)においては、磁束が CuO_2 面間の絶縁層に侵入し安定化するため、軌道による対破壊効果が抑制されてパウリ常磁性により超伝導が破れると考えられている。

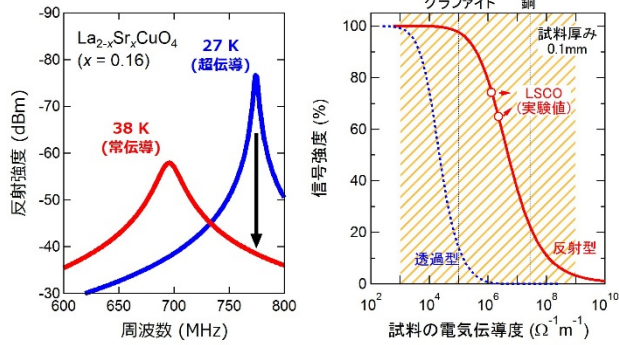


図 2: (左)高温超伝導体 LSCO の反射スペクトルの温度依存性。(右)信号強度から試料の電気伝導度への変換曲線。

図 2 左に T_c 付近での反射スペクトルの温度変化を示す。LSCO 試料が超伝導から常伝導になると、電気伝導度の変化により共振周波数が大きく減少している。磁場下での測定では、測定信号の周波数を超伝導状態における共振周波数に固定する。試料が B_{c2} 以上で常伝導状態に戻ると、信号の反射強度がゼロ磁場での常伝導状態の値付近にまで変化すると予測される(図 2 左の黒矢印)。

電気伝導度を算出するために、有限要素法によりプローブコイルの電磁界解析を行い、反射信号強度から試料の電気伝導度への変換のマスターカーブを算出した。ゼロ磁場での反射信号強度の温度依存性ととの比較により、反射型配置での変換曲線を得た(図 2 右実線)。相補的手法である透過型配置[1]での変換曲線(測定信号 500MHz を仮定、破線)と併せると、実に 6 桁もの広い電気伝導度の範囲で測定感度を有する。これは図 2 右に示すように反金属から金属まで殆どの物質群が持つ電気伝導度の領域をカバーする。

図 3 は一巻きコイル法によって発生した 103T までの磁場下での、LSCO 単結晶の電気伝導度の磁場依存性である。

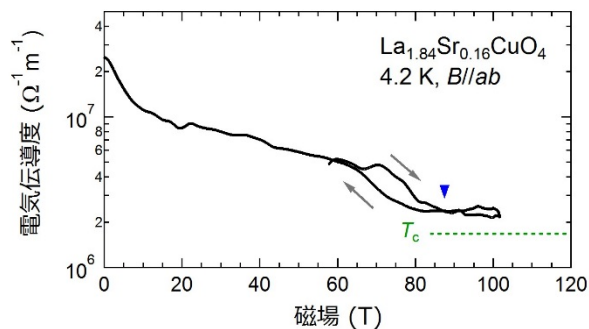


図 3: LSCO 単結晶の電気伝導度の磁場依存性。

点線はゼロ磁場での T_c 直上における電気伝導度の値を示している。磁場の増加とともに LSCO 試料の電気伝導度が減少し、ヒステリシスを伴って 85T において飽和している。この時の電気伝導度の値はほぼゼロ磁場での常伝導状態の値であることから、 B_{c2} に到達したと判断できる。

高温超伝導体の低温での B_{c2} は、通常 T_c 付近の値の外挿によって求められる。しかし、スピン軌道相互作用などのパラメータの大きさによっては、高温からの単純な外挿は必ずしも適切ではない。また、FFLO 状態のような新奇相や、磁場誘起超伝導相のような、既存の理論の枠組みを超えた現象がある場合には、強磁場下で直接測定することが必須である。本研究で、極限強磁場下での電気伝導度計測技術は完成した。今後の進展により、高温超伝導体を初めとする強相関物質の電子物性の解明に一石を投じたい。

謝辞 LSCO 試料は東北大学の小池洋二氏、上智大学の足立匡氏に提供頂いた。本研究は、ヨルダン Mu'tah 大学の M. M. Altarawneh 博士と物性研究所の嶽山正二郎氏との共同研究である。

参考文献

[1] T. Sakakibara *et al.*, Rev. Sci. Instr. **60**, 444 (1989).
 [2] T. Sekitani *et al.*, Rev. Sci. Instr. **346-347**, 319 (2004).
 [3] S. Lee *et al.*, JPS Conf. Proc. **3**, 013009 (2014).
 [4] Yu B. Kudasov *et al.*, JETP Lett. **68**, 350 (1998).
 [5] M. M. Altarawneh, Rev. Sci. Instr. **83**, 096102 (2012).
 [6] D. Nakamura *et al.*, Meas. Sci. Technol. **29**, 035901 (2018).