研 究

単結晶 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ の複素帯磁率 (I)

防衛大学校物理 間崎 啓匡, 安岡 宏
 (財)生産開発科学研究所 山本 和貫, 平田 和人, 飯島 賢二
 京都大学化学研究所 寺嶋 孝仁, 坂東 尚周

Hiromasa Mazaki, Hiroshi Yasuoka, Kazunuki Yamamoto, Kazuto Hirata, Kenji Iijima, Takahito Terashima, Yoshichika Bando: Complex Susceptibility of Single Crystal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (I).

Superconducting transitions of single-crystal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, thin films (100–6000 Å) and bulk specimen (1 x 1 x 0.5 mm³), were investigated in terms of complex susceptibility. Thin films measured in a magnetic field perpendicular to the film plane exhibited a characteristic field-amplitude dependence, i.e., for higher amplitude, the transition curve shifts to lower temperatures. The bulk specimen showed different features for a magnetic field parallel and perpendicular to the c planes. Some qualitative discussion is given.
 (Received June 9, 1989)

I. 緒言

一般に交流弱磁場中における $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO) 単結晶と焼結体の応答の基本的な相違は、試料中のジョセフソンの弱結合の有無に依って現れてくる。即ち、焼結体 YBCO の場合、不可避免的に包含される試料中の弱結合部分を横切る磁束により、複素帯磁率の実部、虚部が共に磁場振幅に大きく依存する。¹⁾ この事は逆に、単結晶 YBCO の X を測定し、磁場振幅依存性の有無を調べる事により、結晶性の良し悪しを知る手がかりともなる。

我々は、活性化反応蒸着法²⁾によって作成した単結晶薄膜 (001) (100–6000 Å) 及びフラックス法³⁾によって作成したバルク単結晶 (1 x 1 x 0.5 mm³) の超伝導転移を複素帯磁率 $X = X' - iX''$ によって調べた。その結果、垂直磁場中の薄膜単結晶 YBCO の場合、X の磁場振幅依存性が従来の YBCO 試料では見られなかった特異のものであることが明らかになった。また、バルク単結晶 YBCO の場合、結晶軸と印加磁場の方向により、X による超伝導転移曲線が著しく異なる事を見いだした。これらの実験結果に付いて報告する。

II. 実験及び結果

測定には、Hartshorn bridge 型複素帯磁率測定系を用いた。測定系の詳細は既に発表されているので、ここでは簡単に触れる。⁴⁾ 測定温度領域は概ね 100–50 K であるが、測定開始は常に室温から始めた。これは測定条件を均一に保つためであり、データの再現性を保証するためである。関数発生器により三角関数形の電流を 1 次コイルに流し、試料に対して $h(t) = h_0 \sin 2\pi f t$ の磁場を印加する。ここで、 h_0 は磁場振幅であり、 f は周波数である。周波数に対するコイル特性そのものの依存性を調べた結果、本研究では 132 Hz を用いた。磁場振幅は 10–1980 mOe の範

図で変化させた。

図1に典型的な結果を示す。試料は単結晶薄膜 ($6000\text{\AA}$) YBCOであり、印加磁場に対して垂直に置かれている。即ち、この場合c面に対して垂直に磁場が印加されている。因みに、磁場に対して水平に試料を置いた場合は出力信号が極めて小さく、信頼できるデータが得られなかったため、ここでは薄膜試料に対する磁場は全てc面に対して垂直に印加されている。図を見ても明らかなごとく、転移曲線が焼結体試料のようにバルク相と弱結合相に分かれることなく、 X の実部と虚部が同時に立ち上がっている様子がよくわかる。この転移曲線は、僅かに不均一相を含む様な試料について成り立つMaxwell-Stronginモデル⁵⁾によって予測されるものと非常によく似ている。

図2、3に同じ試料の転移曲線の磁場振幅 h_0 に対する依存性を示す。図2に見られるように、 h_0 が十分に小さいと X' のonset は90 Kを越えている。しかし、この場合でもonset 温度は抵抗測定による零抵抗温度より低くなる。⁶⁾ この実験事実を理解する目的で、 h_0 を30 mOeから1000 mOe迄変化させて測定を行った。その結果、 h_0 が増加するにしたがって、 X' は殆どその曲線の形を変える事なく、低温側へシフトしていくことが明らかとなった。同様に X'' のピークも、弱結合の場合と異なりピーク幅を大きく変えることなく、低温側へシフトしていく。

このような特異な実験結果に対しては、いくつかの問題を検討しなければならない。即ち、本実験では、試料を外磁場に対して垂直に置いているため、極端に大きな反磁場係数を持ち、試料にかかる

Fig. 1 Real and imaginary components of X for a $6000\text{-}\text{\AA}$ thin film of YBCO. Magnetic field is perpendicular to the film plane, where $h_0 = 1\text{ Oe}$, $f = 132\text{ Hz}$.

Fig. 2 h_0 dependence of X' for a $6000\text{-}\text{\AA}$ YBCO film. Field is perpendicular to the film plane.

Fig. 3 h_0 dependence of X'' for a $6000\text{-}\text{\AA}$ YBCO film. Field is perpendicular to the film plane.

有効磁場が容易に H_{c1} を越えてしまう事が予想される。また磁束の試料中への侵入に関しては、それを阻止しようとする効果の存在、superheating効果^{7,8)} とpinning 効果、を考慮する事が必要である。これらについては、本巻記載の論文 (I I) において論ずる予定である。

図4、5にバルク単結晶試料を用いて測定した $X-T$ 曲線の典型的な結果を示す。試料は非常に小さい ($1 \times 1 \times 0.5 \text{ mm}^3$) が広い平面が c 面となっている。図4はこの c 面が印加磁場に対して垂直になっている場合、図5は平行になっている場合の結果である。この2つの図より我々は下記の事に気付く。

- (1) X' , X'' のonset は、いずれの場合も同時に起こっている。
- (2) 超伝導転移幅は磁場が c 面に垂直に印加された方が小さく、 X' の立ち上がりも比較的鋭い。
- (3) この事は、図4に示された X'' のピーク位置が図5に示されたものより高温側にあり、且つ鋭いということと対応している。
- (4) いずれの場合も X'' は複数の複雑なピークを形成しており、我々のバルク単結晶試料が理想的な物ではないことを示唆している。

上で述べた2つの結果の相違を説明するには、2つの可能性が考えられる。1つは、YBCOの異方性の問題である。即ち、印加磁場が c 面に垂直か平行かによって、試料中の遮へい電流はそれぞれ c 面内か c 面に垂直に流れる事になる。このことは当然の結果として、遮へい効果の現れ方の相違となって観測される筈である。一方、図4、5の X'' に見られるように、用いたバルク試料は、僅かに

Fig. 4 X for a bulk single-crystal YBCO. Magnetic field is perpendicular to c planes, where $h_0 = 1000 \text{ mOe}$ and $f = 132 \text{ Hz}$.

Fig. 5 X for a bulk single-crystal YBCO. Magnetic field is parallel to c planes, where $h_0 = 1000 \text{ mOe}$ and $f = 132 \text{ Hz}$.

異なった超伝導特性を持つ単結晶の集まりと考える事ができる。この場合、どのような状態でその境界が形成されているかによってX”のピーク位置の相違は説明が可能ではある。

薄膜及びバルク単結晶YBCOの複素帯磁率による超伝導転移の測定は、いくつかの興味ある結果を与えてくれた。しかし残念ながら、現時点では我々はその起源を特定するだけの十分なデータを持っていない。これらを解明するためには更に一歩進んだ測定とデータの解析が必要である。その為に複素帯磁率の高調波成分の挙動を調べている。

References

- 1) T. Ishida and H. Mazaki: J. Appl. Phys., 11 (1981) 6798.
- 2) T. Terashima, K. Iijima, K. Yamamoto, Y. Bando and H. Mazaki: Jpn. J. Appl. Phys., 27, (1988) L91.
- 3) S. Shamoto, S. Hosoya and M. Sato: Solid State Commun., 66, (1988) 195.
- 4) H. Mazaki, M. Takano, R. Kanno and Y. Takeda: Jpn. J. Appl. Phys., 26 (1987) L780.
- 5) E. Maxwell and M. Strongin: Phys. Rev. Lett., 10 (1963) 212.
- 6) H. Mazaki, T. Terashima and Y. Bando: Synthetic Metals, 29 (1989) F679.
- 7) C. P. Bean and J. D. Livingston: Phys. Rev. Lett., 12 (1964) 14.
- 8) P. G. de Gennes: Solid State Commun., 3 (1965) 127.