

高周波電磁応答をプローブとした 銅酸化物高温超伝導体の 混合状態における電子状態の研究

東京大学大学院総合文化研究科広域科学専攻

土屋 良重

1 研究目的

銅酸化物高温超伝導体の混合状態の物理は、これまではその磁束格子の多体系としての物理が注目され、様々な現象が研究されているが、それと共に、混合状態でのミクロな電子状態も興味深い。高周波電磁応答は、そのような混合状態の電子状態を探るプローブになりうる。そこで本研究では、高周波電磁応答を通じて高温超伝導体の混合状態の電子状態の性質を明らかにすることを旨とし、具体的には以下の2つの視点から研究を行った。

1. 磁束コアの電子状態の研究
2. 磁束格子相転移と電子状態との相関に関する研究

1. の研究目標について、銅酸化物高温超伝導体は磁束のコアの大きさの目安であるコヒーレンス長が非常に短く、また、超伝導ギャップの対称性が d 波的でギャップにノードがあるということが言われている。そのような特殊な超伝導体の中に現れる磁束のコアの周りの電子構造も従来と異なったものになり、コアの運動による散逸のメカニズムもまだ不明な点が多い。

銅酸化物高温超伝導体のようなピニングの強い系では、その散逸的な振る舞いを調べるためには高周波で調べる必要がある。そこで銅酸化物高温超伝導体 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ および $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ の混合状態でのマイクロ波表面インピーダンスを測定し、磁束ダイナミクスの理論との比較から、磁束の運動による粘性散逸を求め、コアの電子状態との関連性を検証する。また、従来超伝導体の測定結果と比べることにより、高温超伝導体の特殊性を明らかにすることも目的とする。

2. については、本研究の初期の段階で $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ のマイクロ波測定の結果から考えられている磁束格子の1次相転移に伴う超流体密度の減少という磁束格子の構造と電子状態の関連を示唆する報告に基づき、この現象の解明に向けて、キャリア濃度の異なる $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ や、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ で磁束格子相転移をまたいだマイクロ波表面インピーダンスの測定を行い、普遍性を検証する。

2 実験方法

本研究で用いた非双晶 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 単結晶試料は東北大学金属材料研究所の小林研究室より提供していただいた。 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ 単結晶は当研究室においてFZ法により作製した。また1.の従来超伝導体は NbSe_2 、および $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ の単結晶を東京大学大学院工学系研究科北沢研究室より提供していただいた。

マイクロ波応答の測定には空洞共振器摂動法を用いた。空洞共振器摂動法は、金属の壁に囲まれたマイクロ波の共振器である空洞共振器に微小試料を挿入し、共振特性としての Q 値の変化 $\Delta(1/2Q)$ と共振周波数の変化 $\Delta f/f$ から挿入した試料の表面インピーダンス Z_s などの情報を得る手段である。

空洞共振中の交流磁場の強い領域に金属または超伝導体試料を挿入した場合には、表面インピーダンスが測定され、実部の表面抵抗 R_s 、及び虚部の表面リアクタンス X_s は、測定量 $\Delta(1/2Q)$ 、 $\Delta f/f$ と以下のように結び付けられる。

$$R_s = G\Delta\left(\frac{1}{2Q}\right) \quad (1)$$

$$X_s = -G\left(\frac{\Delta f}{f}\right) + C \quad (2)$$

ここで G は幾何学因子、 C はメタリックシフトと呼ばれる。本研究では、この原理を用いて、低温磁場中で測定可能なシステムを構築した。測定周波数は 19.1, 31.7, 40.8, 43.7 96.3 GHz である。特に $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ については、初めて 15T の高磁場までの表面インピーダンスの測定を行った。

3 結果と考察

図1(a)には、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ の 31.7 GHz における Z_s の磁場依存性の結果を示す。この結果から計算された複素抵抗率 $\tilde{\rho} = Z_s^2/i\mu_0\omega$ は磁場に比例した振る舞いになり、これは d 波の理論とも矛盾しない。

解析のため、 Z_s の実部である表面抵抗 R_s を横軸、虚部である表面リアクタンス X_s を縦軸にとった平面にプロットしたものが図1(b)である。おなじ図の中に引いてある実線は、Coffey と Clem による磁束ダイナミクスの平均場での計算から求められた直線で、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ の結果が理論と非常によく一致することがわかる。この平面上ではそれぞれのラインが、磁束に働くピンング力の強さの定数 κ_p と磁束の粘性係数 η の比で表されるピンング周波数 $\omega_p = \kappa_p/\eta$ で規格化した周波数 r を与える。この得られた r をもちいて、データを η を含むパラメーターで Z_s の磁場依存性の式にフィットすることで粘性係数を求める。

この方法で各データから求めた各温度での η が図1(c)である。この試料についてはほかに 19.1GHz, 40.8 GHz での測定を行ったが、各測定から得られた η の値はほとんど一致している(図1(c))。

温度 10 K における $\eta \sim 4 \times 10^{-7} \text{Ns/m}^2$ の値はコアの散逸を表すパラメーター $\omega_0\tau \sim 0.3$ を与える。ここで τ はコア内準粒子散乱時間で ω_0 はコア内の準位間隔を表す周波数である。この値は $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ のコアがほぼクリーンであることを示している。

一方 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ での測定結果は、Coffey-Clem 理論に従わないという結果を得た。これは、次に述べる磁束格子相転移付近の異常と対応していると考えられる。また、従来超伝導体では、最もクリーン

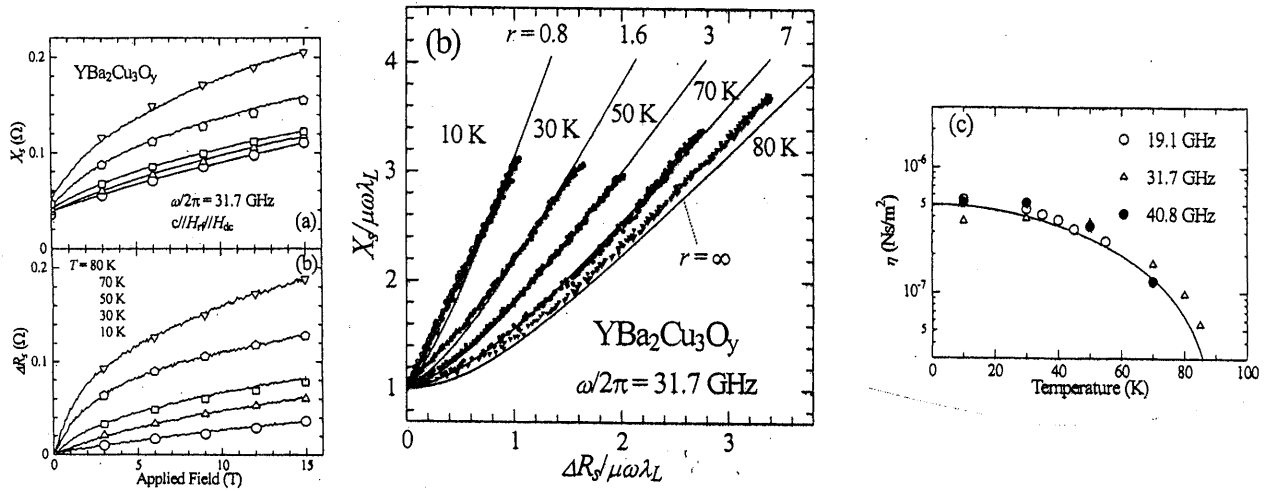


図 1: (a) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ の 31.7 GHz における Z_s の磁場依存性, (b) インピーダンス平面, (c) η の温度依存性

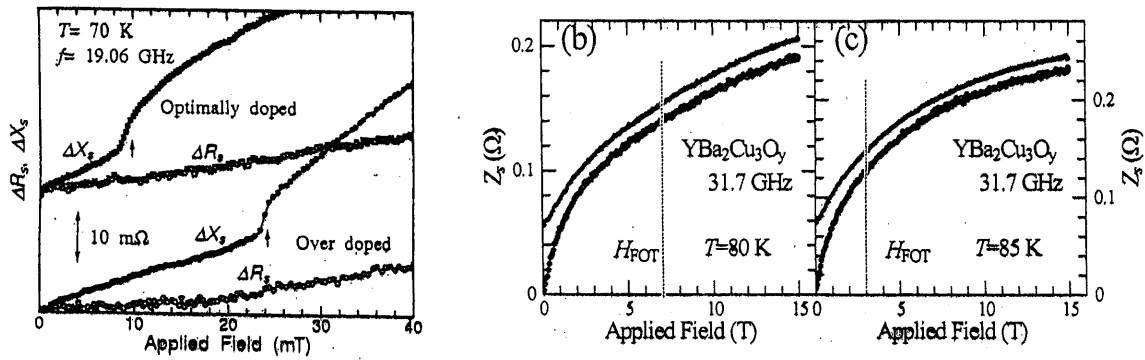


図 2: 磁束格子相転移付近の Z_s の振る舞い: (a) $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ の最適ドーピング ($T_c = 91$ K) と過剰ドーピング ($T_c = 83$ K), (b) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$

な試料においても $\omega_0 T \sim 0.1$ 程度であり、これらのことを考え合わせると高温超伝導体の磁束コアは特殊であると言える。

図 2(b) には $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ のキャリア濃度が異なる試料での Z_s を、磁束格子の 1 次相転移線 (図中の矢印) をまたいで測定した結果を示す。散逸が支配的な R_s の方には異常がないのに対し、 X_s のほうに大きな異常が現れている。これは磁束ダイナミクスの観点から、1 次相転移に伴うデビニングの振る舞いでは説明できない振る舞いであり、格子の相転移に伴って超流体密度が減少していることを示す。また、Bi 系試料のキャリア濃度の違いによる異方性の差異には依存しない現象である。

これにたいして同様の測定を Bi 系に比べて異方性が圧倒的に小さい $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ を用いて行った結果が図 2(b) であり、こちらでは相転移近傍 (図の点線) で何の異常も観測されなかった。これらのことより、この現象は 2 次元的な磁束系でのみ起こるということが示唆される。しかし、面間のカップリングの変化による電流分布の変化の影響と考えるだけでは R_s にシグナルがほとんど現れないということは説明されない。したがって、やはり電子状態と関連する現象の存在があるのではないかと考えられる。

4 結論

本研究では複素表面インピーダンスの測定を通じて銅酸化物高温超伝導体の混合状態の電子状態の解明を試みたそして以下の2つの目的に対して次のような結論を得た。

1. 磁束コアの電子状態の研究

- まず、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ の混合状態での複素表面インピーダンス Z_s の測定結果を磁束ダイナミクスの平均場理論と比較し、よい一致を得た。これはすなわち、磁場に依存しない粘性係数とピン止め力を仮定したモデルで妥当ということである。また、それに伴って評価される vortex resistivity は磁場に比例した振る舞いを示すが、この磁場に比例する振る舞いは d 波超伝導体の磁束フローの理論から導かれており矛盾しない。
- 解析により得られた粘性係数の値からは、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ の $\omega_0\tau$ は、0.3 - 0.5 程度と見積もられる。この値は、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ の磁束コアはスパークリーンというよりはモデレートクリーン領域になっているということを意味する。マイクロ波領域で、ピンングと磁場依存性を考慮し、良質の非双晶単結晶を用いて、15 T の高磁場までの測定から低温での $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ の粘性係数を評価したというのは初めてである。
- $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ の測定結果は、平均場のダイナミクスとかなり異なり、それは、Bi2212 では低磁場でのリアクタンスの増大が観測されることに起因する。高磁場領域での粘性係数を荒い近似で見積もると 10^{-8} Ms/m² 程度の値が得られた。
- 従来超伝導体 NbSe_2 、および $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ の表面インピーダンスの測定を行い、高温超伝導体の結果との比較を試みた。とくにこの2つの物質に関してはクリーンな試料とダーティな試料との差についても考慮した。 NbSe_2 の結果は非常によく従来超伝導体の磁束フローの様子を再現する。これに対して $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ は逸脱する振る舞いを見せ、これは異方的ギャップの効果ではないかと考えている。従来超伝導体の磁束フロー抵抗から見積もった $\omega_0\tau$ は、それぞれの最もクリーンな試料でも 0.1 程度となり、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ の値と比べると、高温超伝導体は特殊なコアを持つことがわかる。

2. 磁束格子相転移と電子状態との相関に関する研究

- 本研究の初期の段階での報告による $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ の磁束格子融解転移に伴う対破壊効果について、測定周波数依存性を調べた結果、対破壊効果の考え方と矛盾しない結果を得た。
- さまざまなキャリア濃度をもつ $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ 試料での測定を行った結果、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ の中での異方性の差の中では普遍的である事がわかったまた、キャリア制御などの影響により磁化のとびが観測されないような試料では、この現象は見られないことから、やはり1次相転移に特徴的な現象であるといえる。
- 同じように1次相転移が観測される $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 試料においても測定を試みた。そして、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ の磁束格子1次相転移近傍では、マイクロ波の応答に何のも異常も観測されないということが明らかになった。
- この2つの試料における異なった振る舞いから考えられることはまず1つは異方性の大きな違いがこの現象とかがわっているということである。。ただ、面間のカップリングが変わることによる電流分布の変化などの影響は、散逸をあらわす R_s に信号がないことから考えにくく、電子状態と関連する現象の存在があるのではないかと考えられる。