



27. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ 接合系の超伝導特性

Superconducting properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ double layers

千葉大学 理学部

野島 勉

Kamerling Onnes Laboratory, Leiden Univ. S. Freisem, J Aarts

はじめに

超伝導体と他の物質を組み合わせた超伝導多層膜は、高温超伝導体が層状構造を有することにも起因して、これまで多くの研究対象となっている。その中でも特に超伝導体(S)と磁性体(M)の組み合わせに関しては、隣接する磁性層による顕著なクーパー対破壊効果とそれに伴う臨界温度 T_c の急激な減少、磁性層膜厚依存性における T_c の振動といった興味深い現象が[1]、これまで、V や Nb といった従来型超伝導体に Fe や Ni、Cr といった磁性金属を組み合わせた系を用いて研究がなされてきた[2-4]。これらと同様な現象を高温超伝導体を用いた系において調べることは、単なる S/M 系の理解だけに止まらず、高温超伝導体の超伝導性や近接効果の性質を理解する上で重要であると考えられる。本研究では $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO) に適する組み合わせとして、格子定数が近く ($a \sim 0.386$ nm)、約 200K 付近で絶縁体-金属移を伴う強磁性転移を起こす Mn 酸化物 $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LCMO) を取り上げ、両者を接合させた 2 層膜を作成し、この系の対破壊効果を調べた。

実験方法

試料は DC スパッタ法により作成した。YBCO、LCMO とも高圧酸素(3mbar)中でスパッタすることにより約 1 nm/min という遅い膜成長速度を実現することができる(基板温度 840°C)。この方法を用いて、 $\text{SrTiO}_3(100)$ 基板上に b 軸配向した LCMO をエピタキシャル成長させ、その上に c 軸配向した YBCO を成長させた。図 1 に作成した試料の YBCO/LCMO 界面付近での高分解能電子顕微鏡(HREM)像(YBCO の ac 面に相当)を示す。界面付近での像の乱れはほとんどなく、両者は連続的に成長していることがわかる。このことは試料の示す性質は界面での roughness の影響をほとんど受けないことを示す。今回は LSCO の膜厚を 8 nm、23nm に固定し、YBCO の膜厚を 5nm~50nm に変化させた試料について、零磁場および磁場中での電気抵抗転移 $R(T)$ を測定した。

結果と考察

図 2a に YBCO 単層膜と YBCO/LCMO 膜の両者における T_c の超伝導膜厚 d_s 依存性を示す。ここで T_c は電気抵抗転移の midpoint によって定義した。Terashima らによって以前から報告があるように[5]、両者とも d_s の減少とともに T_c は下降する。ここで注目したいのは膜厚の大きいところでは単層膜とほぼ一致して一定値を示していた YBCO/LCMO 膜の依存性が、膜厚の小さい領域

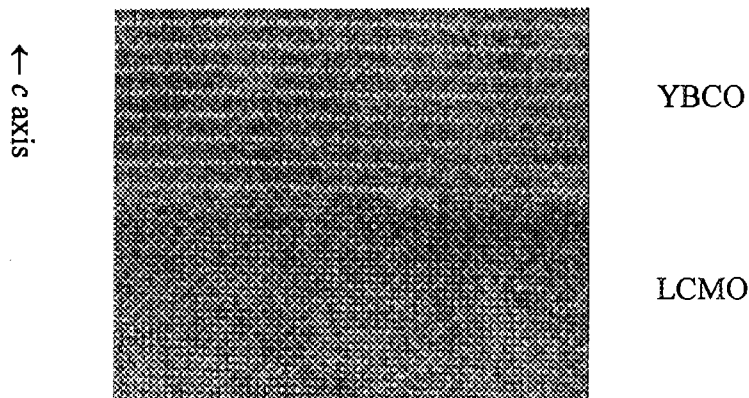


図 1. YBCO/LCMO 膜における界面付近の HREM 像.

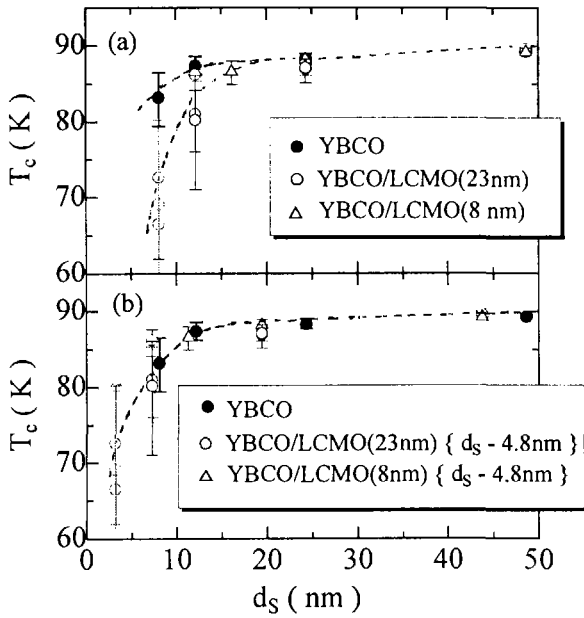


図2. (a) T_c の YBCO 膜厚 d_s 依存性. (b)double layer に関して T_c vs. ($d_s - 4.8$ nm) をプロット.

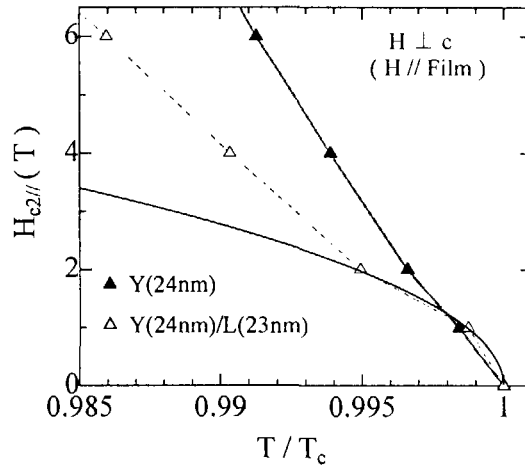


図3. 膜面と平行($H \perp c$)での上部臨界磁場の温度依存性.

で高膜厚側にシフトしていることである。実際、このデータに対し YBCO/LCMO 膜の d_s から 4.8 nm(4 ユニットセル)だけ差し引いて単層膜のデータと同時にプロットすると両者の依存性は、ほぼ同一曲線上にのる (図 2b)。この結果は YBCO/LCMO 膜における超伝導の有効膜厚 d_{eff} が単層膜にくらべ約 4 ユニットセル分だけ減少していることを示す。図 1 に示すよう、LCMO との界面で YBCO の結晶性に異常はない。よって、この減少は LCMO の磁性による対破壊の効果といえる。

同様な変化は磁場中での転移にもみられた。例として図 3 に 24nm の YBCO における膜面平行な上部臨界磁場の温度依存性 $H_{c2//}(T)$ の比較を示す(H_{c2} は転移の midpoint で定義)。 T_c のごく近傍において、 $H_{c2//}(T)$ が単層膜では 3 次元的 (直線的) なのに対し、YBCO/LCMO 膜では 2 次元的振る舞いがみられる ($T/T_c < 0.995$ で 3 次元にクロスオーバー)。このことは YBCO/LCMO 膜において d_{eff} がやはり減少したことを意味する。実際、2 次元超伝導体に対する Tinkham の式、

$$H_{c2//}(T) = \alpha \phi_0 / \xi_{//}(T) d_{eff}, \quad (\phi_0 : \text{量子磁束}, \alpha = \sqrt{12})$$

をデータに当てはめると (図 3 実線) $d_{eff} \cong 20$ nm となり、 T_c における d_{eff} の変化とほぼ一致する。(ここで $\xi_{//}(T)$ は膜面と垂直な臨界磁場 $H_{c2\perp}(T)$ より算出した。) 同様な結果は他の厚さにおいても得られた。

以上の結果より YBCO/LCMO 系における臨界超伝導膜厚 d_{cr} は 4~5 nm ということになる。この値は従来型超伝導多層膜 V/Fe 等の値 ($d_{cr} \cong 25$ nm) と比べるとかなり小さく感じるが、YBCO の c 軸方向のコヒーレンス長 ~ 0.4 nm を従来からの理論 ($d_{cr} < 6\xi$) にあてはめるとむしろ大き過ぎるくらいになる。このような大きな変化がなぜ起きるかについて調べるのが今後の課題である。

参考文献

[1]Z. Radovic et al., Phys. Rev. B 38, 2388 (1988); Z. Radvic et al, Phys. Rev. B 44, 759 (1991).
 [2]P. Koorevaar et al., Phys. Rev. B 49 441 (1994).
 [3]T. Nojima et al., Physica C 226, 293 (1994).
 [4]J. Aarts et al., Phys. Rev. B 56, 2779 (1997).
 [5]T. Terashima et al., Phys. Rev. Lett. 67, 1362 (1991).