

**FLUCTUACIONES EN LA MAGNETOCONDUCTIVIDAD DE BAJO CAMPO
EN SUPERCONDUCTORES TEXTURIZADOS DE $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$**

[*]J. Roa-Rojas y D. A. Landínez Téllez

Grupo de Física de Nuevos Materiales, Departamento de Física, Universidad Nacional de Colombia, A.A. 146001, Bogotá, DC

RESUMEN

En este reporte se presentan mediciones sistemáticas de las fluctuaciones en la conductividad eléctrica de muestras texturizadas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. El análisis es efectuado a través del concepto de *derivada logarítmica* de la conductividad con respecto a la temperatura. En la fase normal se observan dos regímenes de fluctuaciones Gaussianas descritas en espacios con geometrías 3D y 2D, respectivamente, y un régimen característico de fluctuaciones genuinamente críticas descrito mediante el modelo 3D-XY estático, con variación del exponente crítico dinámico z .

INTRODUCCIÓN

Comparados con los superconductores convencionales de baja temperatura, los superconductores de alta temperatura (HTSC) se caracterizan por tener una longitud de coherencia pequeña, una transición extendida y un gran factor de anisotropía. La transición entre los estados normal y superconductor es de segundo orden y, como tal, es fuertemente influenciada por fluctuaciones termodinámicas del parámetro de orden [1] como pares de Cooper fuera del equilibrio en intervalos de temperatura por encima de la temperatura crítica T_c [2]. Este efecto directo de las fluctuaciones térmicas se conoce como *paraconductividad* [3] y ha sido bastante estudiado en diversos HTSC policristalinos [4], monocristalinos [5] y en películas delgadas [6]. Sin embargo, en materiales de características estructurales intermedias como los texturizados no se han analizado las contribuciones de las fluctuaciones térmicas a la conductividad eléctrica. En el presente trabajo se muestran resultados experimentales y análisis de las fluctuaciones termodinámicas en la magnetoconductividad de muestras superconductoras texturizadas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ bajo la aplicación de campos magnéticos hasta 500 Oe .

PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL

Las muestras fueron preparadas mediante la técnica de crecimiento por fusión texturizada [7]. La resistividad eléctrica se midió utilizando un sistema *ac* de alta resolución, en la cual un amplificador lock in se empleó como detector de cero. La temperatura se midió a través de un *Pt-500* corregido para efectos de magnetoresistencia [4].

ANÁLISIS DE RESULTADOS Y CONCLUSIONES

El análisis de los resultados se efectuó obteniendo el exceso de conductividad (contribución de las fluctuaciones a la conductividad) por medio de la relación: $\Delta\sigma = \sigma - \sigma_R$, donde σ es el inverso de la resistividad medida, $1/\rho$, y σ_R es el inverso de la resistividad regular, el cual

[*] Autor corresponsal: J. Roa-Rojas, Grupo de Física de Nuevos Materiales, Universidad Nacional de Colombia, A.A. 146001, Bogotá, DC, e-mail: jairorr@ciencias.unal.edu.co, jroa@multi.net.co

se determina mediante la extrapolación del comportamiento lineal de la resistividad en altas temperaturas, conforme se observa en la figura 1.

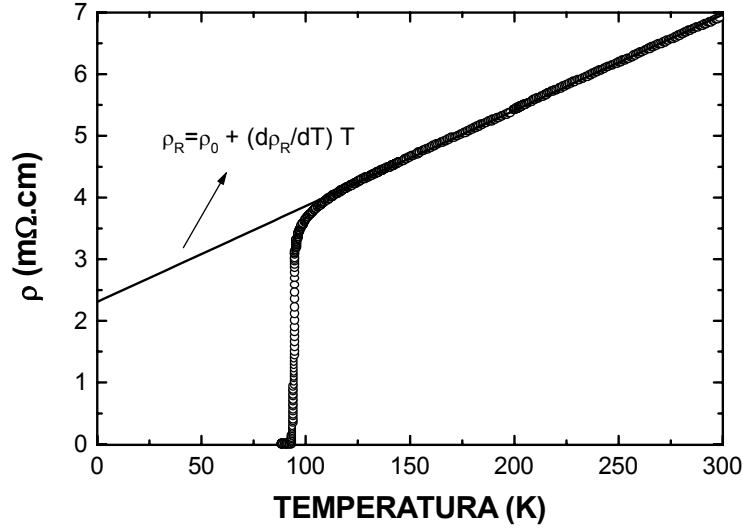


Figura 1: Extrapolación del comportamiento lineal de la resistividad como una función de la temperatura para una muestra texturizada de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Suponiendo que $\Delta\sigma$ diverge siguiendo una ley de potencias, de acuerdo con la teoría de Aslamazov-Larkin (A-L) [3], $\Delta\sigma = A\varepsilon^{-\lambda}$, donde $\varepsilon = (T - T_c)/T_c$ se define como la temperatura reducida, A es una constante y λ representa el exponente crítico. Para efectos de análisis definimos la derivada logarítmica [4], $\chi_\sigma = -\frac{d}{dT} \ln(\Delta\sigma) = -\frac{1}{\Delta\sigma} \frac{d(\Delta\sigma)}{dT}$, de donde

se tiene que $\frac{1}{\chi_\sigma} = \frac{1}{\lambda}(T - T_c)$. Así, la simple identificación de comportamientos lineales en

gráficos χ_σ^{-1} en función de T , permite la determinación simultánea de λ y de T_c del régimen de fluctuaciones. Fueron identificados dos regímenes en ley de potencia, dominados por fluctuaciones Gaussianas [2], caracterizados por $\lambda_{G3} \cong 0,49 \pm 0,02$ y $\lambda_{G2} \cong 1,02 \pm 0,03$, conforme se observa en la figura 2. De acuerdo con la teoría A-L [3], los exponentes relevantes de tipo Gaussiano se relacionan con la dimensionalidad d del espectro de fluctuaciones mediante $\lambda = 2 - d/2$.

La región Gaussiana más próxima de T_c , caracterizada por el exponente λ_{G3} , corresponde a un régimen homogéneo de fluctuaciones desarrollándose en un espacio con geometría tridimensional (3D), puesto que $d = 2(2 - \lambda_{G3}) \cong 3$. En T ligeramente mayores, el exponente λ_{G2} caracteriza fluctuaciones definidas en un espacio bidimensional (2D), ya que

$d = 2(2 - \lambda_{G2}) \cong 2$. Este régimen está relacionado con el establecimiento de las fluctuaciones en los planos de CuO_2 de la celda cristalográfica unitaria del sistema YBCO.

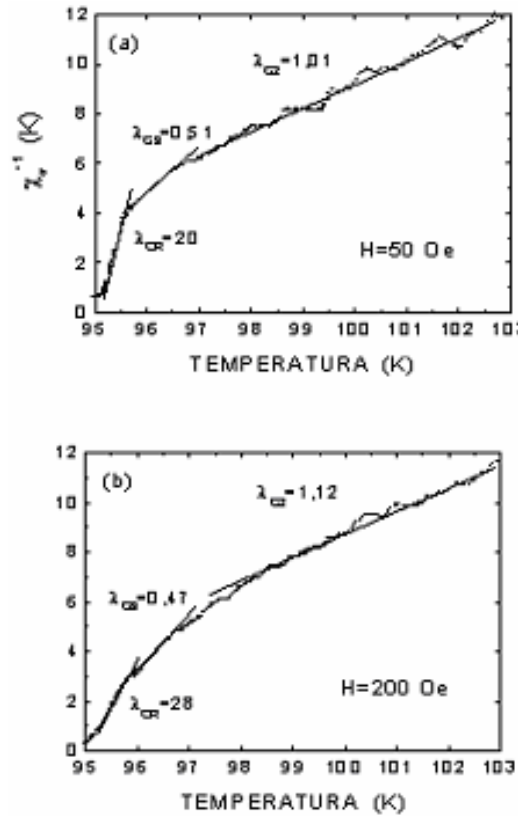


Figura 2: Regímenes característicos de fluctuaciones identificados bajo la aplicación de campos magnéticos (a) $H=50$ Oe y (b) $H=200$ Oe.

En las proximidades inmediatas de T_c se identificó un exponente crítico λ_{cr} , caracterizado por una variación sistemática en función del campo magnético aplicado. Este régimen es caracterizado por una alta pendiente en el comportamiento de χ_{σ}^{-1} en función de T . En este intervalo de temperaturas tan próximo de T_c no tiene validez la teoría de campo medio para la descripción de las fluctuaciones en la conductividad eléctrica. El exponente más elevado, $\lambda_{cr}=0,33\pm 0,01$, es el previsto en la región de fluctuaciones genuinamente críticas [4]. Las teorías de escalamiento dinámico y estático permiten la obtención del exponente crítico $\lambda = \nu(2 + z - d) = 0,33$, donde $\nu=2/3$ es el exponente crítico de la longitud de coherencia, $z=3/2$ representa el exponente crítico dinámico y $d=3$ es la dimensionalidad del sistema. Este resultado es compatible con el modelo 3D-XY, donde el parámetro de orden complejo de G-L tiene dos componentes y sugiere que la simetría del parámetro de orden sea de tipo s-

puro o *d*-puro [8]. Los exponentes críticos con valores menores no tienen un origen teórico muy claro. Se han observado exponentes $\lambda_{cr}=0,25$ y $\lambda_{cr}=0,17$ [9] en monocristales de YBCO [5], $\lambda_{cr}=0,12$ en películas delgadas de YBCO/Au [10] y $\lambda_{cr}=0,14$ en muestras texturizadas de $GdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [11].

Nosotros consideramos estos intervalos *super-críticos* como precursores de una transición débilmente de primer orden [9]. En una transición tal $\lambda_{cr}=0$. Los exponentes hallados sugieren la tendencia a una transición discontinua, dentro del modelo 3D-XY cuasi estático (estático con evolución continua en su dinámica) tal que z puede asumir valores dados por $z=1+3/2m$, $m=3, 4, 5, \dots$. Por tanto, $m=3$ produce $z=3/2$ y $\lambda_{cr}=1/3=0,33$; $m=4$, origina un $z=11/8$ y un $\lambda_{cr}=1/4=0,25$; etc. A través de este mecanismo se recuperan los valores de los exponentes críticos determinados experimentalmente.

REFERENCIAS

- [1]. H.E. Stanley, *Introduction to Phase Transitions and Critical Phenomena*, Oxford: Clarendon Press, 1971, p. 180
- [2]. A.A. Varlamov, M. Ausloos, *Fluctuation Phenomena in High Temperature Superconductors*, Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1977, p. 3-41
- [3]. L.G. Aslamazov, A.I. Larkin, *Soviet Physics Solid State* 19, 875 (1968)
- [4]. P. Pureur, R.M. Costa, P. Rodrigues Jr., J. Schaf, J.V. Kunzler, *Phys. Rev. B* 47, 11420 (1993)
- [5]. R. Menegotto Costa, P. Pureur, L. Ghivelder, J.A. Campá, I. Rasines, *Phys. Rev. B* 56, 10836 (1997)
- [6]. J. Roa-Rojas, P. Prieto, P. Pureur, aceptado en *Mod. Phys. Lett. B*
- [7]. P.J. McGinn, W. Chen, N. Zhu, *J. Met.* 43, 26 (1991)
- [8]. J. Roa-Rojas, R. Menegotto Costa, P. Pureur, P. Prieto, *Phys. Rev. B* 61, 12457 (2000)
- [9]. J. Roa-Rojas, A.R. Jurelo, R. Menegotto Costa, L. Mendonça, P. Pureur, M.T.D. Orlando, P. Prieto, G. Nieva, *Physica C* 341-348, 1911 (2000)
- [10]. E.J. Cukauskas, L.H. Allen, *J. of Appl. Phys.* 84, 6187 (1998)
- [11]. R. Menegotto Costa, P. Pureur, M. Gusmão, S. Senoussi, K. Behnia, *Solid State Commun.* 113, 23 (1999)