

Tesis de Posgrado

Granularidad en el superconductor LaSrCuO policristalino

Levy, Pablo Eduardo

1993

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Levy, Pablo Eduardo. (1993). Granularidad en el superconductor LaSrCuO policristalino. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2612_Levy.pdf

Cita tipo Chicago:

Levy, Pablo Eduardo. "Granularidad en el superconductor LaSrCuO policristalino". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1993.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2612_Levy.pdf

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

Granularidad en el superconductor LaSrCuO policristalino.

Pablo E. Levy

Director de Tesis

Dr. Francisco de la Cruz

Lugar de Trabajo

Dto. de Física, Div. Física del Sólido, C.N.E.A.

Lab. Bajas Temperaturas, F.C.E.y N., U.B.A.

Tesis presentada para optar al título de Doctor en Ciencias Físicas.

Diciembre de 1993

Tesis
N° - 2612
52



A Lau

Indice

Agradecimientos	iv
Resumen	v
Abstract	vi
Publicaciones	vii
1 Superconductores granulares	1
1.1 Introducción	1
1.2 Superconductividad	3
1.3 Modelo de estado crítico	4
1.4 Granularidad	7
1.5 Susceptibilidad Alterna	11
1.6 Aspectos experimentales	13
2 Mediciones en función de Temperatura	17
2.1 Resistividad en $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-\delta}$	18
2.2 Susceptibilidad alterna en $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-\delta}$	20
2.2.1 Aplicación en $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-y-\delta}Cl_y$.	25
3 Efectos de Fluctuaciones	29
3.1 Criterio de Guinzburg	30
3.2 Paraconductividad	31
3.3 Paracoherencia	33
4 Efectos del Campo Local	39
4.1 Configuraciones magnéticas	40
4.2 Histéresis termomagnética	41
4.3 Modelo de Evetts y Glowacki	45
4.4 Modelo de Kim	49
4.5 Configuraciones ZFC a 4.2 K	52
4.5.1 Mediciones ZFCV	52
4.5.2 Irreversibilidades en ZFCR	54
4.6 Configuraciones ZFC a otras Temperaturas	56
4.7 Configuraciones FCV y FCR	56
4.8 Campo local intergranular	58
4.8.1 Determinación de H_j^{eff} en la configuración ZFCV	58
4.8.2 Calibración de H_j^{eff} en la configuración FCR	62
4.9 Características de $\chi_{AC}(FCR)$	63
4.10 Efectos de relajación	65
4.11 Efecto del tamaño de grano	68

Indice

5	Efectos del Ciclado del Campo Magnético	70
5.1	Anclaje intragranular e intergranular.	71
5.2	Mediciones ciclado el campo magnético aplicado. . .	72
5.3	Algunos cálculos.	74
5.4	Otros ciclados	80
5.4.1	Ciclados entre $\pm H_a^{DC}(MAX)$	81
5.4.2	Ciclados desde configuraciones FC.	82
5.4.3	Ciclados ZFC a otras temperaturas.	83
6	Discusión de los resultados	86
	Referencias	91

Agradecimientos

Los resultados que se presentan en este trabajo son fruto del esfuerzo de muchas personas. Quiero agradecer a cada una de ellas por la ayuda, colaboración y aliento que he recibido a lo largo de la realización de este trabajo.

Empiezo por el *grupo de medición y elaboración de datos*, con quienes fue para mí un gusto y un lujo compartir las distintas etapas de este proyecto:

a *Charly*, quien me enseñó que las técnicas experimentales son sólo un medio para descubrir la física que siempre anda dando vueltas por allí, y me transmitió su conocimiento sobre ambas;

a *Vicky*, que me abrió las puertas del LBT, en donde se realizó la totalidad de las mediciones presentadas en este trabajo, con quien hemos compartido tantas mediciones, resultados y proyectos;

a *Hernán*, con quien medimos, graficamos, discutimos, estudiamos;

en el *grupo de química*, a *Griselda* y *Gabriela*, por la provisión de muestras y la confianza depositada en que éstas reciban un buen trato; a *Mary*, *Estela* e *Hilda*, por su presencia y estímulo;

en el *grupo de apoyo técnico*, a *Diego*, quien descubre y nos señala la física detrás de cada ferracho; a *Dante*, *Eduardo*, *Carlos*, *Claudio* por su apoyo constante;

a *Gabriel*, con quien compartimos mediciones y proyectos;

a *Gabriela*, con quien calculamos y discutimos;

a *Laura*, *Javier*, *Rubén*, *Daniel*;

a toda la gente de la División Física del Sólido;

a los responsables del Plan de Doctorado del Departamento de Física, que me permitió encarar este proyecto de colaboración, el que implicó que muchas veces estuviera *más allá que acá*;

a mi Director, y a todo el grupo de gente del LBT de Bariloche, por el estímulo y la hospitalidad, por la ayuda y los consejos;

a los que estuvieron cerca y hoy no están;

a mi familia, que me apoyó en todo momento;

a *Francisco*, con quien empezamos, transitamos, sufrimos y disfrutamos este paso por la cotidianeidad en la investigación básica;

a *Lau*, con quien compartimos el paso por la vida.

Resumen

Hemos realizado mediciones de susceptibilidad alterna χ_{AC} en el compuesto superconductor de alta temperatura crítica $La_{2-x}Sr_xCuO_{4-\delta}$ policristalino, en presencia de un campo magnético continuo. Los resultados muestran que la granularidad juega un rol fundamental en las características de apantallamiento al campo alterno. El comportamiento granular es debido a la presencia de granos superconductores acoplados a través de juntas débiles, las que limitan la corriente crítica del conjunto. Estudiamos distintos regímenes de acoplamiento entre granos, variando la temperatura y el campo aplicado. Mostramos que la respuesta magnética del conjunto está determinada por la interrelación de propiedades intragranulares e intergranulares; el alto anclaje intragranular de flujo magnético produce histéresis termomagnética, la que es estudiada en distintas configuraciones. Encontramos que en algunas de ellas, en las juntas se produce una compensación entre el campo aplicado y el atrapado en los granos superconductores lo que provoca un incremento en la capacidad de apantallamiento. Se analiza la respuesta del sistema en el marco del modelo de estado crítico aplicado tanto a los granos superconductores aislados, como a la totalidad de la muestra y aplicamos el modelo propuesto por Evetts y Glowacki para dar cuenta de la compensación del campo. A baja temperatura, la dependencia de χ_{AC} como función del campo continuo, es descrita por un modelo de estado crítico intergranular en que la corriente crítica es inversamente proporcional al campo. Obtenemos una dependencia lineal entre el campo local y el aplicado, para bajos valores de campo. Del análisis de la respuesta del sistema a distintas amplitudes de campo alterno y frecuencias de excitación en función de la temperatura obtenemos evidencia del estado crítico intergranular en un amplio rango de temperatura. Se estima la corriente crítica intragranular y se interpreta el comportamiento histerético al realizar distintos ciclados del campo magnético continuo, en base al modelo de estado crítico intragranular. A partir de mediciones de transporte eléctrico en la transición resistiva normal - superconductor se discute la disipación producida por fluctuaciones térmicamente inducidas y se determina un exponente crítico de la transición.

Abstract

Abstract

We have performed AC susceptibility measurements χ_{AC} on the polycrystalline high critical temperature superconductor $La_{2-x}Sr_xCuO_{4-\delta}$ in the presence of a superimposed DC magnetic field. Results show that granularity plays a fundamental role on the screening capability of the system. The granular behaviour is due to the presence of superconducting grains coupled through weak junctions, which limits the critical current of the system. We study the coupling regime, by varying temperature and applied field. We show that the interplay of intragranular and intergranular properties determines the magnetic response of the system. Thermomagnetic hysteresis related to intragranular pinning of flux is studied in different magnetic configurations. We find in some of them a compensation between intragranular and applied field in the intergranular region, which enhances screening capability. We analyze the magnetic response within the framework of intragranular and intergranular critical state models, and we apply a model proposed by Evetts and Glowacki to account for the field compensation. At low temperature the χ_{AC} dependence as a function of applied field is described as an intergranular critical state model with critical current inversely proportional to field. We find that local field is linear with low applied field. From the response to different AC amplitudes and frequencies, we obtain further evidence of the intergranular critical state model, in a wide temperature range, and we estimate critical current values. We describe hysteretic behaviour obtained cycling magnetic field within the framework of an intragranular critical state model, and we find good agreement with experimental results. From transport measurements in the normal - superconductor resistive transition, we discuss dissipation due to thermally induced fluctuations, and we obtain a critical exponent of the transition.

Publicaciones producidas durante el transcurso de esta Tesis:

- "Superconducting properties of $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ obtained from binary oxides".
G.Leyva, C.Acha, P.Levy, G.Polla and M.A.R. de Benyacar.
Progress in High Temperature Superconductivity, Vol.25, Editor R.Nicolosky.
World Scientific, Singapore, 1990, pag. 626-630.
- "Synthesis and superconducting properties of $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ obtained from binary oxides".
G.Leyva, C.Acha, P.Levy, G.Polla and M.A.R. de Benyacar.
Solid State Commun. **78** (1991) 887-891.
- "Paracoherence in polycrystalline $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_4$ ".
P.Levy, C.Acha and V.Bekeris.
Solid State Commun. **80** (1991) 849-853.
- "Low dead time, wide temperature range a.c. susceptometer".
H.Ferrari, G.Codner, D.Rodriguez Melgarejo, P.Levy, C.Acha and V.Bekeris.
Cryogenics **33** (1993).
- "AC susceptibility an local intergranular magnetic field in high Tc superconductors".
P.Levy, H.Ferrari, V.Bekeris and C.Acha.
Physica C **214** (1993) 111-118.
- "Irreversibility effects in polycrystalline high Tc superconductors studied by AC susceptibility".
P.Levy, H.Ferrari, C.Acha and V.Bekeris.
Physica C, aceptado.

1 Superconductores granulares

1.1 Introducción

En 1986 el mundo de la superconductividad recibió un impulso notable debido al descubrimiento de los óxidos superconductores de alta temperatura crítica (SAT) por J.G.Bernoz y K.A.Müller [1].

Sin embargo, desde el descubrimiento del primer superconductor en 1911, mucho camino ya había sido recorrido. En 1908 K.Onnes consiguió licuar Helio ($T=4.2$ K a presión atmosférica [2]), e inició la medición sistemática de resistividad eléctrica en metales hasta esa temperatura. La resistividad de un metal desciende gradualmente al descender la temperatura, debido a que la red de iones vibra cada vez menos, y los electrones tienen menor oposición para moverse ante la presencia de una diferencia de potencial. Para K.Onnes era de esperar que, al seguir enfriando, este gas de electrones se condensara, dejando al metal sin portadores y por lo tanto convirtiéndolo en aislante. Para su sorpresa, obtuvo ausencia de resistividad por debajo de cierta temperatura crítica T_c [3].

El hecho de que los SAT sean materiales cerámicos, con resistividades a temperatura ambiente mucho mayores que las de los metales, fué también una sorpresa: hasta ese momento se sabía que eran superconductores más de 25 elementos metálicos, así como cientos de compuestos y aleaciones metálicas [4].

Asimismo, el marco de referencia dado por la teoría microscópica BCS [5,6] era sólido, y no dejaba puertas abiertas para la superconductividad por arriba de 25 K. El descubrimiento de materiales con temperaturas críticas por arriba de 30 K amplió el campo de investigación, tanto desde un punto de vista básico (modelos microscópicos y fenomenológicos) como aplicado (componentes para microcircuitos y cables). Se suele designar como SAT a los compuestos cuyas T_c son mayores que 30 K; el récord hasta la fecha corresponde al compuesto $Y_1Hg_2Cu_1O_8$, cuya T_c es de 153 K [7] en alta presión. Además de los recientemente descubiertos *mercurios* [8], las familias de SAT más importantes son las de los *talios* ($Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_8$, $T_c \approx 125K$ [9]), *bismutos* ($Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_8$, $T_c \approx 110K$ [10] y $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_8$, $T_c = 80K$ [11]), *itrios* ($Y_1Ba_2Cu_3O_7$, $T_c \approx 90K$ [12]), y *lantanos* ($(La_{2-x}Sr_x)CuO_4$, $T_c = 40K$ [13]). Aunque cada uno de estos nuevos materiales tiene sus características individuales, comparten entre sí una cantidad de aspectos composicionales y fenomenológicos.

A pesar de que la capacidad de transporte de corriente eléctrica en los

SAT a temperaturas altas no alcanza los valores de los superconductores tradicionales a baja temperatura, ya existen desarrollos tecnológicos utilizando SAT a temperaturas del orden de la del aire líquido ($\approx 90K$) [14]. A la fecha, el record en densidad de corriente crítica fué obtenido por Sato et al. [15] en "cintas de bismuto", un compuesto en base a cristales de $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_8$ con Ag.

En esta Tesis se estudian aspectos del estado superconductor (SC) del compuesto $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ policristalino, relativos a su capacidad de apantallamiento frente a un campo magnético alterno en diferentes configuraciones magnéticas y al régimen de fluctuaciones que se produce cerca de la temperatura crítica. En general, se estudia su comportamiento desde el punto de vista de un SC granular, se presentan evidencias del acoplamiento intergranular y una descripción del estado crítico del sistema. En particular, se desarrolla un estudio del efecto del campo local intergranular, tanto en la descripción del estado crítico intergranular como en el estudio de irreversibilidades termomagnéticas; se muestra que la susceptibilidad alterna aplicada a sistemas SC granulares inhomogéneos permite obtener información detallada y precisa del estado del campo local intergranular promedio en la muestra analizada.

En lo que sigue del Capítulo 1 se exponen algunas generalidades sobre superconductividad y sistemas granulares, se comentan aspectos de la susceptibilidad alterna como técnica de caracterización y estudio de materiales SC, y se describe el equipo experimental utilizado.

En el Capítulo 2 se presentan mediciones de resistividad y susceptibilidad alterna en función de la temperatura, analizando los distintos aspectos de las curvas obtenidas en el marco del modelo granular.

En el Capítulo 3 se aborda el tema de las fluctuaciones en sistemas SC, y en particular se discuten los efectos de fluctuaciones en sistemas granulares, comparando resultados experimentales con predicciones teóricas.

El Capítulo 4 aborda de lleno el tema del campo local intergranular en SC granulares; se presentan mediciones en función de campo magnético continuo, su análisis e interpretación.

En el Capítulo 5 se estudia en detalle el efecto del ciclado de campo magnético en la capacidad de apantallamiento.

Finalmente en el Capítulo 6 se presenta una discusión general de los resultados obtenidos, las conclusiones de este trabajo, y se mencionan algunas de las posibles líneas de investigación futura.

1.2 Superconductividad

Las características esenciales de la superconductividad [5,6,16] son la ausencia de resistencia eléctrica y la expulsión de campo magnético (efecto Meissner). Los portadores superconductores, n_s , pueden circular sin disipar energía; al aplicar una corriente externa al material, no se observa diferencia de potencial sobre el mismo hasta cierto valor de densidad de corriente crítica, J_c , en el que al sistema ya no le resulta energéticamente favorable permanecer en el estado SC, y pasa al estado normal.

En presencia de un campo magnético externo, dentro del SC circulan corrientes de apantallamiento que tienden a disminuir dicho campo. El apantallamiento es eficiente a partir de la longitud característica $\lambda(T)$. Otra distancia importante en un superconductor, es la longitud de coherencia $\xi(T)$, que caracteriza la restitución del parámetro de orden superconductor, si éste es anulado [5,6].

En los superconductores de tipo II [5,6,17], por arriba de cierto valor de campo aplicado, H_{c1} , resulta energéticamente favorable relajar la condición de expulsión total de campo magnético, permitiendo la entrada de campo al interior del material. Pero no de cualquier manera. El flujo magnético en el interior de un superconductor está cuantificado en unidades de ϕ_0 (el cuanto de flujo magnético), y recibe el nombre de *vórtice*, debido a la estructura de las corrientes que lo generan; el flujo cuantificado está alineado con el campo aplicado. La presencia de un vórtice deprime el parámetro de orden superconductor, anulándolo en una región de sección transversal de área $\approx \pi\xi^2$. Los vórtices interactúan entre sí, rechazándose; en equilibrio se ordenan en una estructura hexagonal de parámetro de red a , conocida como red de Abrikosov.

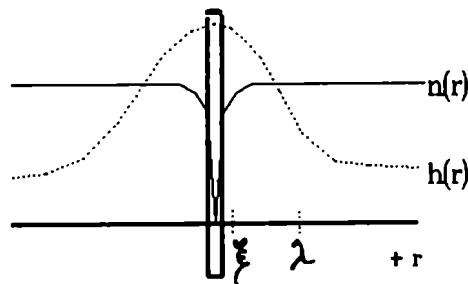


Figura 1: Esquema un vórtice, con sus distancias características.

Si se continúa aumentando el campo aplicado, los vórtices se acercan, disminuyendo a . Cuando $H = H_{c2}$ la zona central de los vórtices se superpone, y el parámetro de orden es nulo en todo el sistema, el que transiciona al

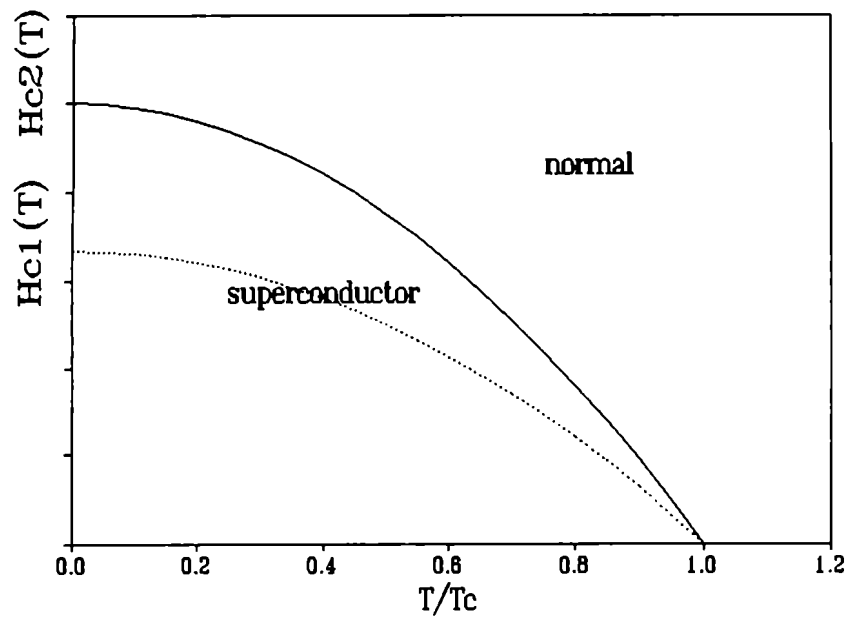


Figura 2: Esquema del plano H-T en un superconductor de tipo II.

estado normal. En la figura 2 se muestra un diagrama de fases esquemático de un superconductor de tipo II.

1.3 Modelo de estado crítico

En principio, en un superconductor de tipo II ideal los vórtices pueden moverse libremente dentro del material si hay una fuerza motora que provea la energía necesaria para que se produzca dicho desplazamiento. En presencia de una corriente de transporte que se inyecta al sistema J_T , sobre cada vórtice actuará una fuerza elemental

$$\mathbf{F} \propto \mathbf{J}_T \times \phi_0, \quad (1)$$

la fuerza de Lorentz [5,18] por unidad de longitud del vórtice. Por efecto de esta fuerza, las líneas de flujo tienden a moverse en una dirección perpendicular a la corriente y a los vórtices. Si se mueven con una velocidad v ,

inducen un campo eléctrico [5,17,18]

$$\mathbf{E} \propto \mathbf{B} \times \mathbf{v}, \quad (2)$$

paralelo a J_T , lo que constituye un voltaje resistivo, de manera que se disipa energía.

Por lo tanto, un superconductor de tipo II en presencia de un campo aplicado $H_a > H_{c1}$ disipará si se le aplica una corriente perpendicular a los vórtices, a menos que exista algún mecanismo capaz de anclarlos, y evitar que se muevan por efecto de la fuerza de Lorentz. Dicho mecanismo es llamado *anclaje* de vórtices [5,6,17], ya que los fija en posiciones determinadas del material e inhibe su movimiento disipativo. En general las inhomogeneidades espaciales (defectos, maclas) constituyen centros de anclaje, y permiten una disminución global de la energía si el vórtice se sitúa sobre ellos [19], ya que al coincidir dos zonas normales (el centro del vórtice y el defecto) el superconductor pierde menos energía de condensación que en el caso en que esto no sucediera.

El modelo de estado crítico [20] (MEC) fué desarrollado para dar cuenta de situaciones en las que el anclaje es suficientemente fuerte como para evitar el movimiento de vórtices. Aunque la fuerza de anclaje actúa sobre cada vórtice individualmente, su interacción mutua provoca el movimiento en conjunto [19]. Es por ello que se adopta una descripción macroscópica [20]. El modelo asume un único valor posible de corriente, la crítica, y que cualquier fuerza electromotriz inducirá a esta corriente J_c a circular localmente:

- al aplicar H_a , cuando el campo externo supera el valor crítico H_{c1} , penetran vórtices por la superficie y se van anclando, formando un gradiente de campo magnético lineal dentro de la muestra;
- la corriente de apantallamiento puede ser J_c , $-J_c$ ó 0 dependiendo de la secuencia en que se aumente y disminuya el campo aplicado: al descenderlo desde un valor positivo, se invierte la dirección de la corriente de apantallamiento en forma progresiva desde el borde y hacia el centro de la muestra. En la figura 3 se muestran perfiles de campo así obtenidos (por simplicidad se ha asumido que H_{c1} y las barreras de superficie son nulas).

La primera hipótesis implica que la dependencia de la corriente crítica con campo es nula. Si bien esta hipótesis no es en principio realista, se cumple aproximadamente bajo ciertas condiciones, y permitió una primera formalización del problema. Si el gradiente de campo es menor que el crítico, el flujo queda anclado firmemente, y no se producen reajustes; si el gradiente es mayor que el crítico, se producirá un movimiento de los vórtices hasta que los gradientes relajen al valor compatible con la máxima corriente

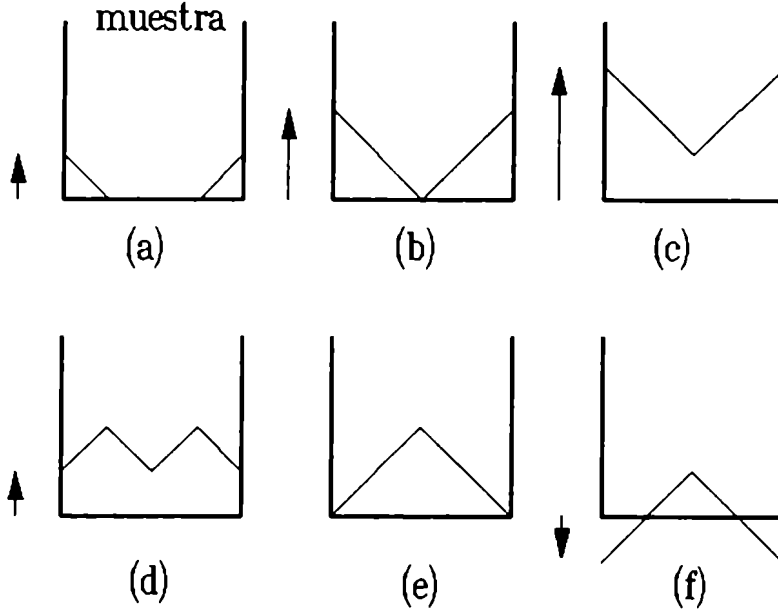


Figura 3: Perfiles de campo en un sistema homogéneo usando el modelo de Bean; las flechas representan el campo aplicado.

crítica del material. El modelo da cuenta del flujo atrapado, cuando se apaga el campo externo. Con estos ingredientes, se obtiene

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{x}, t) = \pm \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_c(\mathbf{x}, t) \quad (3)$$

conocida como ecuación del estado crítico en unidades CGS. En este trabajo se utilizan las unidades *prácticas*, introducidas por Bean, y en las cuales las distancias se miden en cm, la densidad de corriente en A/cm^2 y la intensidad de campo magnético en gauss. Para relacionar [22] las unidades CGS con las *prácticas*, basta con reemplazar la velocidad de la luz c por 10.

Recientemente se ha presentado [23] una derivación alternativa de la ecuación 3, en la cual se propone como única hipótesis la minimización del flujo en la muestra, con las condiciones de contorno correspondientes. Para una placa alineada en la dirección del campo aplicado, cuyo ancho es $2d$, cuando

$$H_a = H_p = \frac{4\pi}{10} J_c d, \quad (4)$$

el campo externo llega al centro de la muestra; H_p es llamado campo de penetración total, y su expresión depende de la geometría del sistema. En

general, en el estudio de la respuesta de un sistema en estado crítico, cuando el campo aplicado llega al centro de la muestra, se produce un cambio de régimen: por ejemplo, la inducción magnética deja de crecer cuadráticamente con H_a para hacerlo linealmente, o satura el campo remanente en el caso de realizarse ciclados de campo.

Pese a la simplicidad del modelo, éste permite describir el comportamiento magnético de los SAT en una gran variedad de situaciones, desde un punto de vista macroscópico. En trabajos posteriores se ha generalizado el modelo, incluyendo la dependencia de J_c con B en distintas formas funcionales [21,24], teniendo en cuenta la presencia de barreras superficiales que se oponen a la entrada de flujo [25], extendiendo su aplicación a sistemas granulares [26-33] e incluso deduciendo el MEC a partir de hipótesis más generales [23] que las originalmente usadas por C.P.Bean [20].

1.4 Granularidad

Lo arriba mencionado sobre superconductividad corresponde a un medio homogéneo. Sin embargo los SAT poseen una tendencia intrínseca [34,35] hacia la granularidad: zonas donde la superconductividad está bien desarrollada (islas o granos SC) rodeadas por regiones donde está deprimida (junturas).

En los SAT la longitud de coherencia $\xi = 0.2\hbar v_F/kT_c$ es muy pequeña ($\approx 10\text{Å}$), debido a la baja concentración de portadores y la alta T_c [34]. El valor bajo de ξ implica que los SAT son mucho más sensibles a imperfecciones estructurales o químicas que los superconductores tradicionales (para los cuales $\xi \approx 10^2 - 10^4\text{Å}$ [17]). Es por esto que la granularidad está asociada a inhomogeneidades en escalas del orden o menores que un micrón, y no al proceso de sinterizado que se realiza habitualmente en muestras cerámicas. En otras palabras, las islas SC se encuentran dentro de los granos cerámicos. Las características granulares de los SAT se hicieron evidentes desde su presentación [1,36], y con argumentos generales se mostró [36] que éstas no eran debidas al proceso del sinterizado.

El bajo valor de ξ implica también que, al ser pequeño el volumen de coherencia, contendrá un número bajo de portadores superconductores, y los efectos debidos a fluctuaciones serán importantes. Los sistemas superconductores granulares estudiados antes del descubrimiento de los SAT, eran en general artificiales, de dos tipos:

- pequeñas partículas superconductoras suspendidas en una resina aislante;

- partículas de aluminio o niobio con una fina capa de óxido aislante alrededor de cada grano.

La razón del interés en este tipo de materiales es que variando el tamaño de las partículas y la calidad del acoplamiento entre ellas, es posible obtener un amplio rango de sistemas con propiedades físicas interesantes [37,38]. En particular, es posible obtener un cambio de régimen entre distintas dimensionalidades en función de la temperatura [37,38,39]. Asimismo, los sistemas granulares son una realización física [37] de los modelos teóricos usados por Wilson y otros para describir el comportamiento en las proximidades de una transición de fase en términos de índices críticos (ver por ejemplo [16]).

Los superconductores granulares presentan una transición resistiva en dos etapas al descender la temperatura [34]. Para el valor de comienzo de la transición, T_{co} , la resistencia comienza a disminuir debido a la transición de las islas SC. Al seguir disminuyendo la temperatura, la resistencia decrece continuamente a medida que la energía de acoplamiento entre islas crece frente a la energía térmica disponible; el acoplamiento entre islas introduce una correlación entre el parámetro de orden de islas vecinas. Por debajo de T_c , la temperatura de percolación resistiva, dicha correlación implica una coherencia de largo alcance [39].

De hecho, T_c separa dos regímenes bien diferenciados [34]: por arriba de T_c , las excitaciones de baja energía corresponden a la presencia de vórtices que se mueven disipando si circula una corriente de transporte. Por debajo de T_c , en ausencia de campo magnético aplicado, se ligan pares vórtice-antivórtice, y no disipan al circular corriente [34,40,41]; el número de vórtices libres (y por lo tanto la resistencia) tienden a cero de una manera continua. Esta descripción de una transición resistiva en superconductores granulares tradicionales es también aplicable a los SAT [34]. La energía de acoplamiento E_j entre islas superconductoras puede ser estimada a partir de $kT_c \approx E_j$ [34].

Hay dos casos límite de comportamiento granular, según la importancia del acoplamiento entre granos vecinos con respecto a la energía de condensación al estado SC de cada grano, $\epsilon = E_j/E_g$. En el caso de acoplamiento fuerte ($\epsilon \gg 1$), la descripción se asemeja a la de un sistema homogéneo [35], mientras que cuando el acoplamiento es débil ($\epsilon \ll 1$), los efectos de la granularidad son pronunciados, y la capacidad de transporte de corriente y el comportamiento magnético están dominados por las características de las juntas débiles [34,35].

Las juntas SC - aislante - SC reciben el nombre de juntas Josephson (JJ) [5,6]. Entre muchas características interesantes [42] la dependencia de la corriente crítica con el campo magnético para una JJ resulta

$$J_c = J_0 \frac{\text{sen}(\phi/\phi_0)}{(\phi/\phi_0)} \quad (5)$$

donde ϕ es el flujo en el área de la junta; la forma funcional de esta dependencia con ϕ , coincide con la del patrón de difracción de Fraunhofer para una ranura. El primer mínimo corresponde a la presencia de un cuanto de flujo en la junta. El campo magnético dentro de una JJ está cuantificado, y recibe el nombre de *vórtice Josephson*; de hecho, el comportamiento global de una JJ es análogo al de un sistema SC [43]. Así, se definen λ_j y H_{c1j} , y el significado es el mismo que el correspondiente a un SC en volumen. De la misma manera, para las islas o granos SC, las magnitudes correspondientes se denotan como λ_g y H_{c1g} .

Una posible forma de modelizar un superconductor granular es considerarlo como una red de islas superconductoras acopladas débilmente por juntas tipo Josephson [34,35]. Para el caso en que las variaciones espaciales de campo magnético se producen en una escala mayor que la del tamaño de las islas SC, es posible estudiar al sistema como homogéneo. Este enfoque (modelo de campo medio), permite obtener la dependencia de la longitud de apantallamiento λ_c y del campo crítico inferior H_{c1c} , correspondientes al conjunto de granos SC; la validez de esta aproximación se mantiene mientras λ_c sea mucho mayor que el tamaño típico de los granos. En este caso, el campo magnético está cuantificado y recibe el nombre de *fluxón*. Sus características son similares a las de los vórtices intragranulares (un cuanto de flujo ϕ_0 ocupa un área $\approx \pi\lambda_c^2$), pero:

- el campo de corrientes que los genera corresponde a corrientes intergranulares exclusivamente;
- no poseen en su centro una zona en que el parámetro de orden se anula ("core" normal) siempre que $\epsilon = E_j/E_g \ll 1$.

Dependiendo del rango de campos y temperaturas involucradas, hablaremos de *vórtices de Abrikosov*, *vórtices Josephson* o de *fluxones*.

La dependencia de la corriente crítica con el campo H de un conjunto de JJ, J_{cj} , es la envolvente de la expresión correspondiente a una única junta, ecuación 5, en la que la estructura fina se ha desdibujado debido a la distribución de tamaños de junta, orientaciones con respecto al campo aplicado y densidades de corriente en campo nulo. Se han propuesto [44,45] diversas distribuciones para promediar la dependencia tipo Fraunhofer; el resultado general es que J_{cj} decrece aproximadamente como $1/B$.

Para temperaturas bien por debajo de la de acoplamiento entre islas ($T \ll T_c$), un campo magnético pequeño inducirá corrientes de apantallamiento en la superficie exterior de la muestra; como consecuencia del débil acoplamiento intergranular, las longitudes de penetración λ_j y λ_c resultan

ser mucho mayores que λ_g . Para calcular λ_c es necesario saber λ_g . En el caso en que $R_g > \lambda_g$, donde R_g es el radio de los granos SC (la expulsión es observable), J.R.Clem [35] realizó el cálculo para una red cuadrada de granos cilíndricos, asumiendo que el material intergranular es no magnético. La inducción magnética resulta $\mathbf{B} = \mu_{eff}\mathbf{H}$, donde $\mu_{eff} = f_n + f_s(1 - \mathcal{P}(R_g/\lambda_g))$ es la permeabilidad efectiva, f_n y f_s son las fracciones de volumen normal y superconductor respectivamente, y $\mathcal{P}(R_g/\lambda_g)$ denota la fracción de flujo que no es expulsado de las islas por efecto de la longitud de penetración. Si R_g/λ_g tiende a cero, entonces $\mu_{eff} = f_n$; si $R_g/\lambda_g \ll 1$ no se observará la expulsión de campo, ya que $\mu_{eff} = f_n + f_s = 1$.

La diferencia de fase entre los parámetros de orden de granos vecinos a y b , acoplados a través de una JJ, es definido en forma invariante de medida [35] como

$$\Delta\gamma = \gamma_a - \gamma_b - \frac{2\pi}{\phi_0} \int_a^b \mathbf{A} dl \quad (6)$$

en donde la integración se realiza atravesando la juntura, y en cada grano $\mathbf{A} = -(\frac{\phi_0}{2\pi})\nabla\gamma - (\frac{4\pi\lambda_L^2}{c})\mathbf{J}$. La densidad de corriente crítica a través de la JJ está relacionada con la diferencia de fase del parámetro de orden de cada lado de la JJ por $J_{cj} = J_0 \text{sen}(\Delta\gamma)$. Calculando la circulación del potencial vector \mathbf{A} entre los centros de cuatro islas vecinas [35], se obtiene $d^2\mathbf{H}/dx^2 = (1/\lambda_c^2)\mathbf{H}$, en donde

$$(\lambda_c)^2 = \frac{\phi_0}{2\pi J_{cj} \mu_{eff} R_g}. \quad (7)$$

Para el caso de geometrías de granos distintas a la considerada, sólo se reemplaza la expresión de $\mathcal{P}(R_g/\lambda_g)$ en μ_{eff} [35].

Por lo tanto, para campos suficientemente bajos, que no afecten el acoplamiento intergranular, el sistema se comporta como un superconductor homogéneo, en que el campo se anula en una distancia λ_c . El campo intergranular total corresponde a la superposición del campo generado por varios fluxones, cuya entrada en la región intergranular es frenada por la presencia de centros de anclaje, formándose gradientes de campo magnético. Al seguir aumentando el campo externo, crece el campo en las junturas, y penetra en las islas cuando $H = H_{c1g}$, formando gradientes de campo intragranulares, muy pronunciados (en comparación con los que se producen en las junturas) debido al alto valor de J_{cg} . Los MEC [20,21,46] describen los gradientes de campo en superconductores homogéneos con alta densidad de centros de anclaje. En el caso de los SAT policristalinos se aplica este tipo de modelo tanto a la región intergranular, como a cada isla superconductora [27,28,32,33]. La

descripción precedente asume que no hay vórtices o fluxones anclados al comenzar a incrementar el campo magnético. Su presencia da lugar a distinto tipo de irreversibilidades, dependiendo de la historia termomagnética del sistema, las que serán analizadas en detalle en los capítulos siguientes.

Es así que en un SC granular en que $\epsilon(T) \ll 1$, a bajas temperaturas y campos superiores al crítico inferior de las juntas, la descripción de propiedades eléctricas y magnéticas debe realizarse en dos niveles, el intergranular y el intragranular. Es más, la descripción en términos de un estado crítico también se realiza en estos dos niveles. A su vez, el agregado de granos SC lleva a la formación de grupos que se comportan como unidades en rangos acotados de campo, ya que éste destruye dicho acoplamiento. La presencia de diferentes tamaños y formas de granos cerámicos abre más aún el espectro de componentes en la muestra. Encontramos que los sistemas granulares presentan una variedad de posibles comportamientos y riqueza en los diagramas de fases. En este trabajo el enfoque se limitará al estudio del grano SC *promedio*, de la junta *promedio*, y a ciertos aspectos de la interacción entre ambos.

1.5 Susceptibilidad Alterna

La susceptibilidad magnética de una sustancia es definida [47,48] como la relación entre la intensidad de magnetización que ésta adquiere en presencia de un campo magnético externo, y la intensidad de dicho campo, en ausencia de campos demagnetizantes. Al aplicar un campo $\mathbf{H}_a(t) = \mathbf{H}_a^{DC} + \mathbf{H}_a^m \cos(\omega t)$, en el que distinguimos una componente continua y una componente alterna, la respuesta del medio puede ser evaluada a partir de la inducción magnética $\mathbf{B}(t)$, ó de la magnetización $\mathbf{M}(t)$ [49]. A partir del desarrollo en serie de Fourier de $\mathbf{B}(t)$,

$$\mathbf{B}(t)/\mu_0 = \mu_{DC} \mathbf{H}_{DC} + \mathbf{H}_a^m \sum_{n=1}^{\infty} (\mu'_n \cos(n\omega t) + \mu''_n \sin(n\omega t)), \quad (8)$$

es posible identificar las distintas componentes de la susceptibilidad: $\mu_{DC} = 1 + \chi_{DC}$, $\mu'_1 = 1 + \chi'_1$ y $\mu'_n = \chi'_n$ para $n > 1$, mientras que $\mu''_n = \chi''_n$. Es posible definir una susceptibilidad compleja,

$$\chi_{AC} = \mu_{AC} - 1 = \chi' + i\chi''. \quad (9)$$

La componente χ' está en contrafase con la excitación alterna, y se la suele llamar *componente magnética, inductiva, o real* indistintamente. La componente que se encuentra en fase con la excitación, χ'' , recibe el nombre de

disipativa, resistiva o real. El voltaje inducido en un arrollamiento secundario de N_2 vueltas, que contiene una muestra cuya susceptibilidad alterna es χ_{AC} , inmerso en un arrollamiento primario que genera una excitación alterna $H_a^m(T)$ resulta

$$|V| \propto \frac{\partial(N_2 A_2 \mu_{AC} H_a^m)}{\partial t} = \frac{\partial(N_2 A_2 (1 + \chi_{AC} i(t) n_1))}{\partial t} \quad (10)$$

en donde A_2 es el área del secundario, $i(t)$ y n_1 la corriente y el número de vueltas por unidad de longitud del arrollamiento primario. La constante de proporcionalidad de la ecuación 10 está relacionada con la fracción de llenado del secundario y con el acoplamiento entre los arrollamientos primario y secundario. Por lo tanto, aplicando una corriente alterna de frecuencia conocida, es posible obtener una respuesta proporcional a la susceptibilidad alterna de la muestra.

La señal de susceptibilidad alterna χ_{AC} de un superconductor homogéneo posee distintas dependencias según el rango de campo y temperatura en que se la analice. Por otra parte, un metal normal en presencia de un campo alterno oscilante producirá una señal de χ_{AC} debido al apantallamiento al campo en su interior, y que bajo ciertas circunstancias puede interpretarse como la respuesta de un material SC. En particular, las dependencias con la amplitud de campo alterno y con frecuencia permiten identificar el régimen en que se encuentra el sistema bajo estudio. En la literatura [50,51,52] pueden encontrarse discusiones al respecto. Aquí sólo se señalan esquemáticamente algunas de las dependencias y diferencias entre los distintos comportamientos, así como las longitudes características de penetración del campo, que serán discutidas más adelante, y utilizadas para el análisis de resultados experimentales.

Tabla I: Resumen de resultados principales para los tres mecanismos de disipación en superconductores de tipo II

Mecanismo	Metal Normal	Flujo de Vórtices (Flux Flow)	Anclaje Fuerte MEC
Longitud característica	δ	δ_{ff}	$L_p \sim H_p / J_c$
$\chi''_{MAX} / \chi' _{MAX}$	0.38	0.38	0.212
Depende χ_{AC} de H_a^{DC} ?	SI	SI	SI
ω ?	SI	SI	NO
H_a^m ?	NO	NO	SI

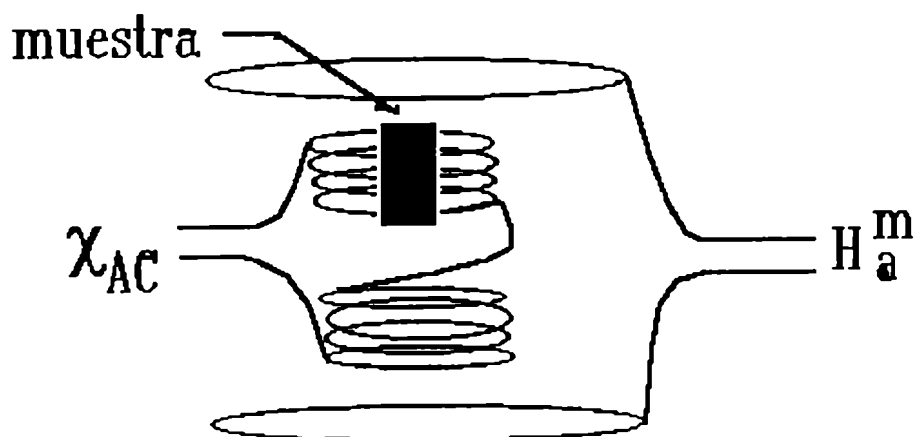


Figura 4: Esquema de la disposición del sistema de bobinas.

1.6 Aspectos experimentales

Las mediciones de susceptibilidad alterna que aquí se presentan fueron realizadas en un crióstato estanco, conectado a una fuente fría a través de una resistencia térmica; por medio de un calefactor se regula la temperatura del portamuestras. La muestra se encuentra dentro de un sistema de bobinas coaxiales compuesto por un bobinado primario que genera el campo magnético alterno y un par de arrollamientos secundarios en contrafase para mejorar la relación señal - ruido; el conjunto se halla en contacto térmico con el portamuestras. El campo continuo es provisto por una bobina superconductora externa al crióstato, y coaxial con el sistema de bobinas. La señal del secundario resulta proporcional a la susceptibilidad alterna de la muestra; al ser procesada por un amplificador lock-in se obtiene la primera armónica del desarrollo presentado en la ecuación 8. En la figura 4 se presenta un esquema del arreglo experimental utilizado. Las mediciones de resistividad fueron realizadas por el método de las cuatro terminales, con contactos de pintura de plata.

La totalidad de las mediciones de susceptibilidad y resistividad aquí pre-

sentadas fueron realizadas en el Laboratorio de Bajas Temperaturas del Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires.

Las muestras utilizadas en este trabajo fueron provistas por G.Polla; su síntesis y caracterización [53,54,55] fué realizada en el Laboratorio de Química de la División Física del Sólido, Departamento de Física, Comisión Nacional de Energía Atómica.

La fabricación de las muestras es un tema de estudio en sí mismo, y merecería una discusión aparte, debido a la diversidad de factores y variables que influyen en el resultado final. En este trabajo, el análisis se centrará en las propiedades de apantallamiento de las muestras por lo cual no profundizaremos en detalles inherentes a la síntesis y caracterización de las mismas. Sin embargo es importante recalcar que en los SAT, la baja longitud de coherencia provoca que la microestructura y la presencia de defectos, impurezas y zonas de distinta estequiometría, jueguen un rol determinante en las propiedades eléctricas del estado superconductor. Es por ello que una muestra bien caracterizada y confiable es imprescindible para poder obtener información intrínseca (confiable y repetible) del sistema bajo estudio.

Para finalizar este Capítulo, se presenta una fotografía obtenida por microscopía electrónica de barrido (SEM) del superconductor $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_4$ policristalino, posteriormente al proceso de sinterizado; en particular esta muestra corresponde a la síntesis número 12 sobre la cual se ha realizado la mayor parte del trabajo aquí presentado. El tamaño típico de estas muestras es de $10 \times 2 \times 0.5 \text{ mm}^3$, y se ubican con su parte más larga paralela a la dirección del campo aplicado. Se observa una gran irregularidad en la forma y tamaño de los granos sinterizados; el diámetro promedio de los granos es de $\approx 10 \mu\text{m}$.

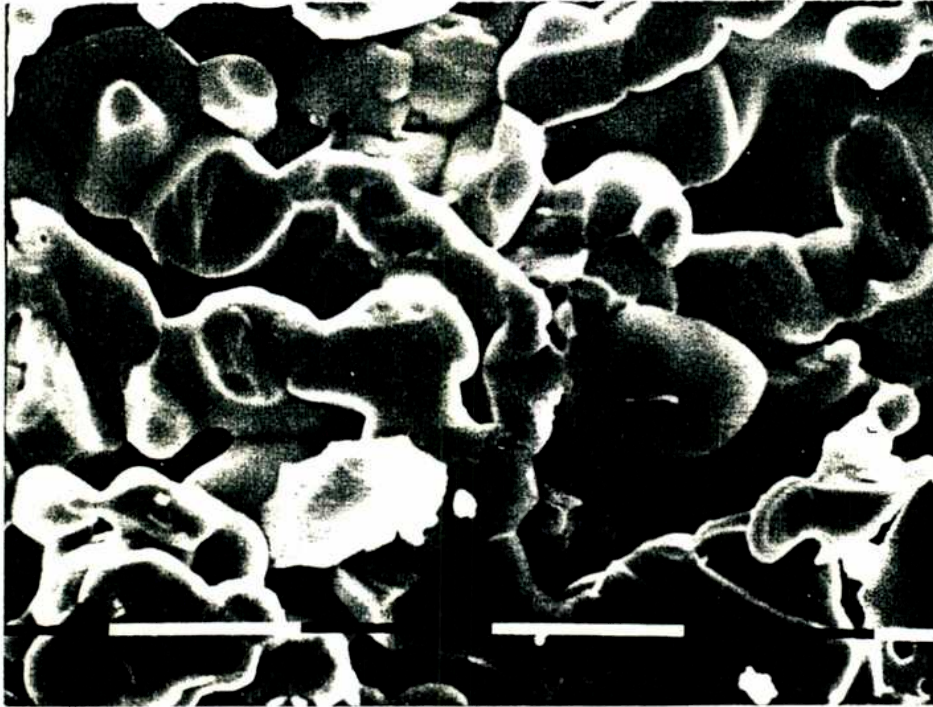


Figura 5: Fotografía tomada con un microscopio electrónico de barrido, de una muestra de la síntesis numero 12; las divisiones de la escala inferior son de $10\mu m$.

2 Mediciones en función de Temperatura

En esta sección se comienza con el análisis de la respuesta magnética de un superconductor granular en presencia de un campo magnético alterno. En particular analizaremos aquí el efecto de la amplitud de dicho campo en función de la temperatura, en ausencia de un campo continuo.

2.1 Resistividad en $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-\delta}$.

Comenzando con el análisis de las mediciones realizadas, en la figura 6 se presentan resultados experimentales de la transición resistiva al estado superconductor en función de la temperatura, en una muestra policristalina de $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-\delta}$.

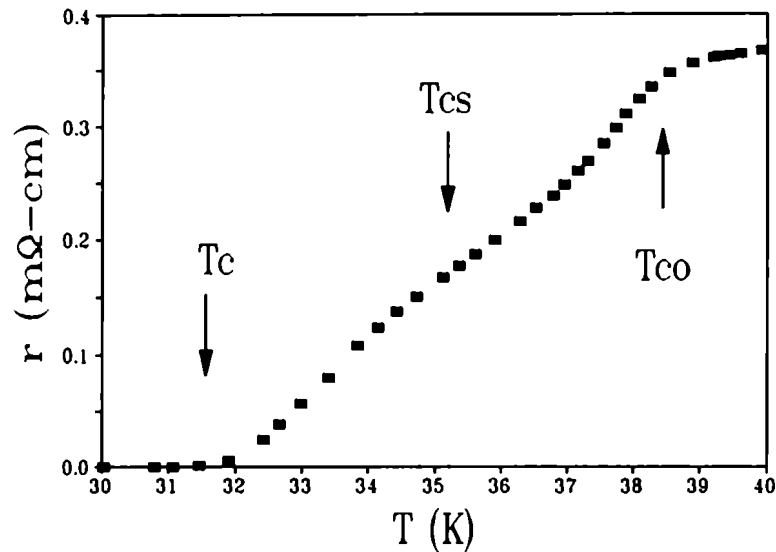


Figura 6: Transición resistiva en $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-\delta}$ policristalino.

La resistividad del estado normal es de tipo metálico (desciende al disminuir la temperatura), aunque su valor absoluto es $1 \times 10^{-3} / 0.2 \times 10^{-6} = 5000$ veces mayor que el correspondiente al cobre a 77 K. Es importante señalar que las propiedades del estado normal [56,57] en los óxidos superconductores corresponden a un tema de investigación en sí mismo, donde las correlaciones entre electrones juegan un rol importante pero aún no claramente determinado [57,58].

Para el caso de la transición resistiva se señalan con flechas las posiciones de las temperaturas:

- T_{co} , de comienzo de la transición en las islas,
- T_{cs} , de comienzo del acoplamiento intergranular,

- T_c , de percolación resistiva.

El ancho total de la transición $\Delta T = T_{co} - T_c$ no supera los 8 K, y se observan claramente dos etapas, correspondientes a las transiciones intra e inter granulares. Este tipo de mediciones es útil para caracterizar un compuesto, pero la información que provee está limitada a temperaturas superiores a T_c . Asimismo, es una técnica *unidimensional*, en el sentido de que solo la formación del primer camino percolativo es detectada, anulándose la resistividad. Es por ello que en general realizamos estas mediciones para varios valores de densidad de corriente inyectada en la muestra, J_T : en el caso de que existan solamente filamentos superconductores, su capacidad de transporte de corriente es baja, y se ensancha la transición para los valores más altos de J_T .

En los superconductores tradicionales homogéneos, ΔT es del orden de las centésimas de Kelvin y en los superconductores tradicionales granulares estos valores son un poco más altos, dependiendo del acoplamiento entre granos SC. Una posible explicación del ancho de transición obtenido involucra la presencia de distintas fases superconductoras, con una distribución de valores de T_{co} en la misma muestra. En efecto, aún cuando un diagrama de rayos X no presenta evidencias de varias fases o segregaciones, es posible que éstas se encuentren en cantidades menores que el 5 %. Por otra parte, es posible justificar un ancho de transición de algunos grados [34,35] por el efecto de fluctuaciones térmicamente inducidas, las que provocan la presencia de un voltaje no nulo a través de las juntas, aún en el caso de que las islas sean superconductoras. Este régimen será descrito en detalle en el Capítulo 3. Estimaciones en base a las teorías de campo medio [34,35] permiten estimar un ancho de transición de 5 K utilizando valores típicos [59] para el sistema $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-\delta}$.

Sin embargo, esta justificación del ancho de la transición no excluye la posibilidad de que la muestra considerada sea multifásica. Para establecer un criterio que permita seleccionar muestras monofásicas, estudiamos el efecto de un campo magnético continuo en la transición resistiva. La zona que corresponde a la transición de las islas SC no es afectada por valores bajos de H_a^{DC} ; por el contrario, el acoplamiento entre islas es muy sensible al campo magnético [44], y puede llegar a inhibir la transición resistiva a una temperatura fija. Por lo tanto, *la presencia de una sola zona afectada por el H_a^{DC} es tomada como criterio de determinar si una muestra es monofásica.*

En la figura 7 se observa una transición resistiva en $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-\delta}$ policristalino, en presencia de H_a^{DC} hasta 45 Oe; todas las variaciones con respecto a la curva de campo nulo suceden por debajo de T_{cs} : de hecho,

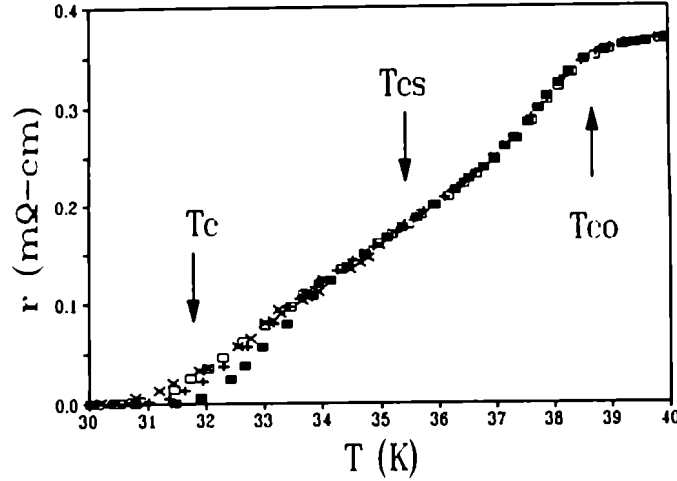


Figura 7: $\rho(T)$ en $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-\delta}$ en presencia de H_a^{DC} : (■) 0, (+) 10, (□) 20, y (x) 45 Oe.

fué este el método seguido para su determinación. Aún para campos más altos, hasta 1000 Oe, T_{cs} marca la temperatura de separación de las curvas con y sin H_a^{DC} . En muestras provenientes de distintas síntesis, la estructura de la transición resistiva puede ser diferente, a veces más suave que la de la figura 6; sin embargo, estas características pueden corresponder también a una multifase, cuya transición resistiva se afecta por campo magnético en etapas no contiguas en temperatura, señalando la transición de varios subsistemas de granos y juntas que se van acoplando al descender la temperatura.

2.2 Susceptibilidad alterna en $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-\delta}$.

La técnica de susceptibilidad alterna mide la respuesta en fase (χ'') y en contrafase (χ') del sistema bajo estudio en presencia de un campo alterno H_a^m ; el estudio aquí presentado corresponde a la primera armónica del desarrollo de Fourier (ecuación 8):

$|\chi'|$ da cuenta de la capacidad de apantallamiento al H_a^m : es nula en ausencia de corrientes de apantallamiento, y máxima cuando éstas lo son; su valor es negativo, ya que las corrientes de apantallamiento generan una magnetización que se opone al campo exterior;

χ'' corresponde a la disipación que provocan dichas corrientes, siendo nula cuando no hay corrientes (y el campo penetra toda la muestra), o cuando éstas se han desarrollado totalmente y circulan por la superficie exterior de la muestra (campo nulo en el interior). Es posible demostrar que se obtendrá un máximo en χ'' cuando el campo penetra hasta el centro de muestra; dicho valor es conocido en la literatura como campo de penetración total H_p [47,48].

La susceptibilidad alterna es una técnica *bidimensional* [48], en el sentido de que se requiere sólo una capa superficial de corriente para un apantallamiento total: el interior del material puede mantenerse en estado normal ó tener una T_c más baja, y no será detectado. En este sentido, las mediciones de magnetización y de calor específico son *tridimensionales*, ya que permiten obtener información de la totalidad de la muestra, y la resistividad es *unidimensional* ya que por la presencia de un único filamento percolativo se obtendrá resistencia nula.

El estado normal ($T > T_{co}$) de los SAT no presenta comportamiento magnético. Sin embargo, por el hecho de tratarse de sistemas conductores, podría observarse apantallamiento frente a un campo alterno por el efecto de la longitud de pelicular (efecto *skin* [18]). En efecto, un conductor apantalla un campo magnético externo alterno, el que puede penetrar sólo hasta una distancia característica $\delta \propto (\rho/\omega)^{1/2}$. Algunos aspectos de esta situación son similares a los generados por el apantallamiento de campo alterno por un superconductor, aunque las dependencias con la amplitud del campo y la frecuencia son distintas.

Veamos en qué casos pueden llegar a confundirse. Usando un valor típico de resistividad en el estado normal ($1m\Omega - cm$) para calcular δ , y usando la fórmula

$$\delta = 5030\sqrt{\rho/f} \quad (11)$$

en donde las unidades de δ , ρ y f son centímetros, $m\Omega - cm$ y $1/seg$, resulta $\delta \gg 2d$ para $d \approx 1mm$ y $f \approx 1kHz$. Por lo tanto, mientras la muestra esté en el estado normal, no se observará respuesta frente a un campo magnético alterno si la frecuencia de trabajo no es superior a 10 kHz, para el tamaño típico de las muestras utilizadas.

Sin embargo, en la transición superconductor a la resistividad descende varios órdenes de magnitud, y δ se hace comparable e inclusive menor que el tamaño de la muestra, por lo que podría observarse una transición en χ_{AC} sólo por la disminución de ρ , y no por el efecto de las corrientes de apantallamiento del superconductor. Encontramos por lo tanto que la susceptibilidad alterna es un buen método para la detección de resistencias pequeñas que

tienden a anularse. En este caso el pico de la componente χ'' también corresponde al cambio de régimen que se produce cuando el campo externo llega hasta el centro de la muestra.

Para el caso de un metal normal, la teoría electromagnética predice respuestas lineales: δ no depende de H_a^m . Por lo tanto al realizar mediciones con distintas amplitudes H_a^m en función de temperatura, T_p , la posición del pico de χ'' no debe variar si se trata del efecto de la disminución de ρ . Por el contrario, si T_p es función de H_a^m , descendiendo al aumentar la excitación, significa que el sistema posee corrientes de apantallamiento que dependen del campo aplicado, lo que corresponde a la presencia de una corriente crítica no nula. Asimismo, variando la frecuencia de trabajo, es posible estudiar la respuesta del sistema. En la figura 8 se presentan mediciones de susceptibilidad que corresponden a dos amplitudes de campo alterno, y difieren en un factor 17. La normalización con que se presentan los datos corresponde a asignar $\chi' = -1$ a la señal de saturación a 4.2 K, obtenida con el menor campo alterno usado. No se han realizado correcciones por factor demagnetizante de la muestra.

Al disminuir la temperatura, la componente de apantallamiento $|\chi'|$ comienza a crecer a partir de T_{co} , mientras que $\chi'' \approx 0$ hasta T_c aproximadamente. La zona entre T_c y T_{co} corresponde al apantallamiento de islas desacopladas (rango en que la resistividad es no nula), y no depende del campo alterno (para el rango de campos usados); en las islas el campo crítico crece rápidamente al disminuir la temperatura, producto de su superconductividad bien desarrollada. No se ha observado un pico en χ'' que corresponda a los granos SC, probablemente debido a que la densidad de la muestra no supera el 70 % y la señal correspondiente resulta muy baja [48,60]. Al seguir disminuyendo la temperatura, los granos se acoplan a través de las junturas, y las corrientes de apantallamiento circulan por toda la muestra; $|\chi'|$ crece fuertemente, y el campo es expulsado de la muestra, observándose el pico de la disipación intergranular.

Por debajo de T_c la señal depende del campo alterno, ya que el débil acople intergranular es muy afectado aun por bajo campo magnético: la presencia de fluxones que se mueven en la región intergranular disminuye la capacidad de apantallamiento. Con respecto al pico de disipación, observamos un ensanchamiento, y una disminución en la temperatura del máximo, T_p . La temperatura de comienzo del pico se mantiene sin alterar. Como fue mencionado antes, el pico de disipación corresponde al apantallamiento del campo externo justo hasta el centro de la muestra, por lo cual para apantallar un campo más alto, se debe bajar la temperatura para que crezca la corriente crítica intergranular.

De estos resultados se concluye que la señal obtenida corresponde a un sistema con corriente crítica no nula, aunque baja; la dependencia con la am-

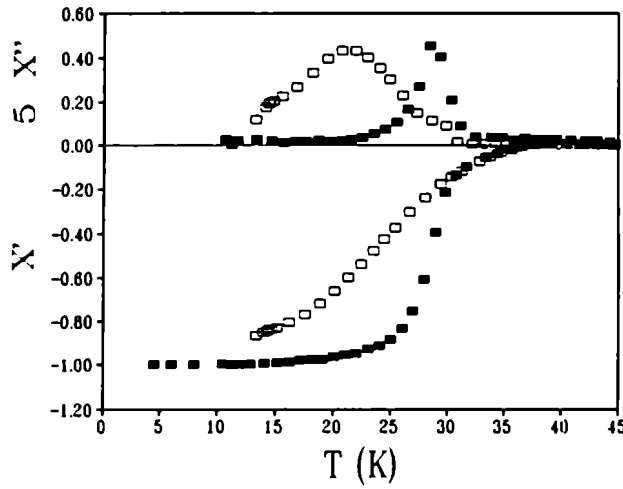


Figura 8: (a) $\chi'(T)$ y $\chi''(T)$ usando $H_a^m = 0.06$ Oe (■) y $H_a^m = 1.02$ Oe (□).

plitud del campo alterno no corresponde a la de un conductor normal. Este resultado fue confirmado realizando mediciones con distintas frecuencias, obteniendo la misma respuesta entre 1.7 y 66 kHz. En principio, también queda descartado que para temperaturas suficientemente cercanas a T_c el sistema se encuentre en un régimen de *movimiento de flujo*, en que las dependencias de la señal de χ_{AC} son similares a las que se obtienen para un metal normal (ver Tabla I).

El MEC puede dar cuenta de las características de la dependencia en temperatura de χ_{AC} [48] sin introducir otros mecanismos que la histéresis magnética, y puede ser usado para describir el comportamiento del acople intergranular en sistemas policristalinos. Para temperaturas suficientemente bajas, el H_a^m induce corrientes de apantallamiento por debajo de la crítica, que circulan en una cáscara externa de la muestra sin disipación; para temperaturas cercanas a T_c , J_{cj} y H_{clj} han decrecido y las corrientes circulan en toda la muestra, produciéndose disipación relacionada con el área del ciclo de histéresis que se forma en el plano M-H; a medida que la temperatura es más próxima a T_c , J_{cj} se aproxima a 0 y el ciclo del plano M-H colapsa, anulándose la disipación. Cuando el campo alterno no ha llegado al centro de la muestra, $H_a^m < H_p$, es posible obtener la expresión

$$\chi' = -1 + \frac{H_a^m}{2J_{cj}d} \quad (12)$$

que relaciona la componente real de χ_{AC} con la corriente crítica de una

muestra plana de espesor $2d$, en el marco del modelo de Bean. Para otras geometrías no se producen cambios cualitativos [48]. Aún cuando el campo alterno supera a H_p , es posible obtener expresiones analíticas, en las que se mantiene la relación inversa entre la capacidad de apantallamiento χ' y la corriente crítica intergranular J_{c_j} [48].

El MEC es aplicable también a las islas, y en el proceso de expulsión del campo al descender la temperatura, la condición $H_a^m = J_{c_j} R_g$ debe ser satisfecha en algún momento; sin embargo, en los resultados experimentales no se ha observado un pico de disipación intragranular en χ'' .

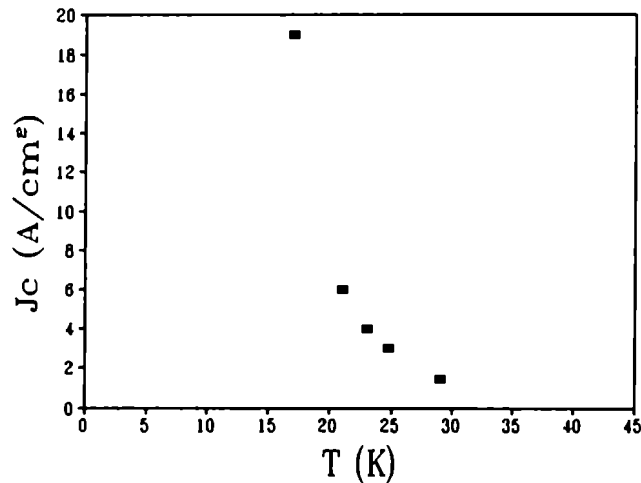


Figura 9: $J_c(T)$ a partir de mediciones de χ_{AC} en $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-\delta}$.

En la figura 9 se comparan valores de corriente crítica obtenida a partir de la condición $H_a^m = (4\pi/10)J_{c_j}(T)d$ aplicada al máximo de disipación intergranular. Observamos que corresponde a valores bajos de J_{c_j} , producto del débil acoplamiento intergranular. El comienzo de la curva es difícil de determinar, ya que es necesario disminuir la amplitud de H_a^m con la consiguiente disminución de señal. De los resultados de χ' de la figura 8 y de la ecuación 12 podemos inferir que para temperaturas por debajo de 20 K, $J_{c_j}(T)$ satura en $\approx 20 A/cm^2$.

En lo que respecta al volumen superconductor, esto es, el volumen real de los granos SC, el acoplamiento intergranular que se produce para bajos campos y temperaturas provoca que éste resulte apantallado por las corrientes diamagnéticas que circulan en el contorno de la muestra, a través de las

junturas débiles. Una manera de estimar la fracción superconductoras f_s es pulverizando la muestra, de manera de obtener granos cerámicos cada vez más pequeños, e inhibir su acoplamiento. Sin embargo, las islas superconductoras están incluidas en los granos cerámicos, por lo cual se obtendría sólo una cota superior de la f_s .

Otra manera de desacoplar las islas superconductoras es aplicando un campo magnético continuo. En el Capítulo 4 seguiremos este procedimiento para obtener la fracción efectiva ocupada por los granos SC; a bajas temperaturas, ésta corresponde a un 60% de la señal obtenida sin campo continuo. Dicho de otro modo, la fracción intergranular de la normalización efectuada en χ' es del 40 %. Este valor nos permite obtener otro parámetro del sistema. En el marco de un MEC la relación entre la amplitud del pico en χ'' y la máxima señal de χ' es 0.212 (ver Tabla I). La amplitud experimental de dicho pico es de aproximadamente el 10% de la máxima señal de χ' obtenida con campos alternos bajos. Pero si tomamos en cuenta el valor arriba mencionado, la relación debe calcularse con respecto a un número menor, obteniendo $\frac{\chi''_{MAX}}{|\chi'|_{MAX}} \approx 0.25$, en acuerdo con el MEC.

2.2.1 Aplicación en $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-y-\delta}Cl_y$.

En esta sección se describen brevemente los resultados obtenidos en una muestra con acoplamiento entre granos SC mucho más débiles que en el caso anterior, solamente a los efectos de comparar distintas tendencias. El compuesto $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-y-\delta}Cl_y$ es un derivado halogenado del $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_4$ y forma parte de un estudio sistemático [53-56] desarrollado por nuestro grupo.

En la figura 10 se considera el caso de una muestra con $y = 0.2$ en que la transición de los granos y el acoplamiento a través de las junturas están muy separados en temperatura. La transición resistiva presenta la primer caída en T_{co} , y un *plateau* de aproximadamente 15 K, en que la resistividad depende poco de la temperatura; debajo de 20 K se produce el acoplamiento, y $T_c \approx 17K$. Al aplicar un campo continuo, el ensanchamiento de la curva se produce por debajo de 23 K aproximadamente, indicando que se trata de una muestra monofásica en que sólo por debajo de esta temperatura comienza el acople a través de las junturas débiles.

Analicemos la señal de susceptibilidad alterna de esta muestra (figura 11) al descender la temperatura. La componente χ' comienza a crecer cuando prácticamente ha terminado la transición intragranular resistiva, y su dependencia con temperatura es suave; χ'' en este rango es nula. Esta descripción corresponde a granos SC desacoplados, ya que no se observa percolación

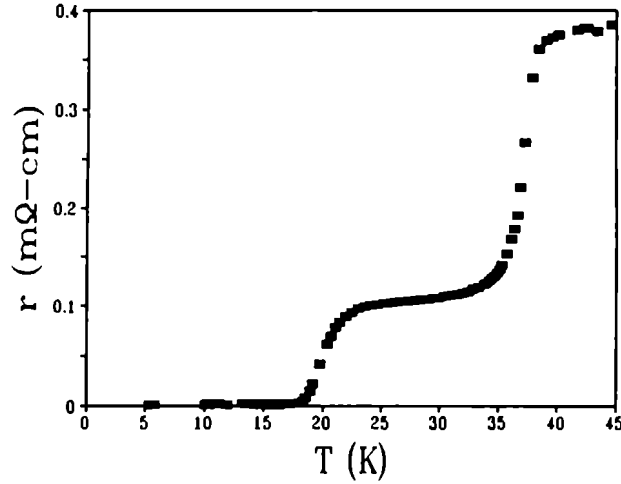


Figura 10: Transición resistiva como función de la temperatura en $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-y-\delta}Cl_y$ policristalino para $y=0.2$.

resistiva, y la variación en χ' es debida sólo al cambio de la longitud de penetración λ_g de los granos. Por debajo de T_c , χ' crece fuertemente para H_a^m pequeños, ya que comienzan a circular corrientes de apantallamiento en toda la muestra. El acoplamiento intergranular resulta muy débil, y es alterado por el incremento de H_a^m . Para $H_a^m=5.8$ Oe se inhibe el acoplamiento hasta 11 K; de hecho, esta parece ser la curva "límite" en que se obtiene sólo apantallamiento de las islas SC en todo el rango de temperaturas.

En la figura 12 se presentan los valores de corriente crítica para el compuesto $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-0.2-\delta}Cl_{0.2}$; vemos que en comparación con la figura 9 la curva se ha corrido hacia bajas temperaturas, y la corriente crítica ha disminuido. El amplio rango en temperaturas (30-15 K) en que se obtiene la respuesta de islas aisladas sugiere que las juntas en este compuesto son del tipo SC metal SC, ya que el *plateau* obtenido en la curva de resistividad puede ser descrito por un acoplamiento de ese tipo. A los efectos de la comparación con la muestra de $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-\delta}$, este sistema nos permite *separar* en temperatura las distintas etapas de la transición. Resumiendo, la temperatura de anulación de la resistividad T_c está relacionada con el comienzo del acoplamiento intergranular, el que depende de la calidad de las juntas, y la señal de susceptibilidad por debajo de T_c es fuertemente dependiente del campo alterno de excitación. La temperatura de la disminución inicial de la resistividad T_{co} , corresponde a la temperatura crítica del material en volumen, y está determinada por las islas superconductoras, cuya señal de susceptibilidad no depende de la amplitud H_a^m .

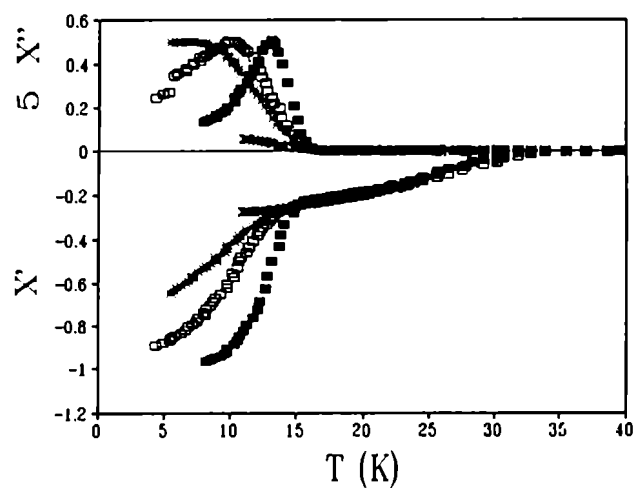


Figura 11: $\chi'(T)$ y $\chi''(T)$ usando $H_a^m = 0.06$ Oe (\blacksquare), 0.1 (\square), 0.7 ($*$) y 5.8 Oe (\times) en $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-0.2-\delta}Cl_{0.2}$ policristalino.

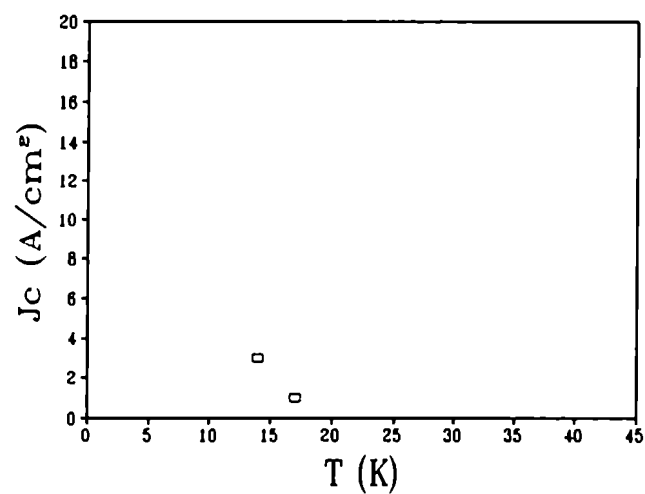


Figura 12: $J_c(T)$ a partir de mediciones de χ_{AC} en $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-0.2-\delta}Cl_{0.2}$.

En este Capítulo se ha mostrado la importancia y utilidad del uso de las técnicas de resistividad y susceptibilidad alterna en cerámicos superconductores. De hecho, nuestro grupo las ha utilizado para caracterizar [61] y hallar el camino de la reacción [62] del compuesto $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ policristalino, realizando mediciones en distintas etapas del proceso de síntesis. Se ha comparado la respuesta de dos sistemas en que el acoplamiento intergranular es débil, $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-\delta}$ y $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-0.2-\delta}Cl_{0.2}$, y se han presentado determinaciones de la corriente crítica intergranular a partir del modelo de Bean. Para el primer compuesto mencionado, se ha realizado un estudio en función de la frecuencia y la amplitud del campo alterno aplicado, y se ha determinado que, dentro de la precisión experimental de este trabajo, el sistema se encuentra en estado crítico intergranular en un amplio rango de temperaturas, hasta aproximadamente 32 K.

3 Efectos de Fluctuaciones

Las fluctuaciones termodinámicas usualmente juegan un rol importante cerca de las transiciones de fase de segundo orden. Sus efectos en superconductores tradicionales, tanto homogéneos como granulares han sido estudiados en detalle. En los superconductores de alta temperatura crítica sus efectos aparecen amplificadas. En este Capítulo se presenta una breve revisión sobre fluctuaciones, y los resultados de un ajuste realizado en la transición resistiva del $\text{La}_{1.8}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_{4-\delta}$ policristalino.

3.1 Criterio de Guinzburg

Los aspectos generalmente estudiados de las fluctuaciones en la transición resistiva al estado SC en un sistema granular son:

- las fluctuaciones del módulo del parámetro de orden SC, y
- las fluctuaciones de la fase del parámetro de orden SC entre granos vecinos.

La primera es conocida con el nombre de paraconductividad y sus características comenzaron a ser estudiados en superconductores tradicionales homogéneos[63]. Me referiré brevemente a este tipo de fluctuaciones, señalando las dificultades que se encuentran al calcular sus efectos en los SAT. El segundo tipo de fluctuaciones mencionada, la paracoherencia, comenzó a ser estudiada en superconductores tradicionales granulares [37,38,64], y actualmente es motivo de estudio en los SAT [65,66,67].

¿Qué son las fluctuaciones ? Por arriba de la temperatura crítica de una transición de fase, en principio el valor del parámetro de orden que la describe es nulo. Sin embargo, hay una probabilidad no nula de hallar al sistema en equilibrio térmico por arriba de T_c en una configuración que corresponde a $T < T_c$, o sea, si bien $|\psi| = 0$, no necesariamente $\langle |\psi|^2 \rangle = 0$, en donde $\langle \rangle$ corresponde al promedio termodinámico.

La teoría de Guinzburg-Landau (GL) ha tenido mucho éxito en describir las propiedades de superconductores tradicionales [5,16]. Esto es debido a que en dicha teoría no se toma en cuenta la existencia de fluctuaciones, una aproximación adecuada en esos sistemas. Aún si se agrega esta posibilidad [63], se asume que las fluctuaciones son pequeñas, y su tratamiento es aproximado [68]. GL es una teoría de campo medio, lo cual significa que en la descripción no se toman en cuenta correlaciones entre pares, sino el efecto de todo el entorno sobre un dado par.

Como se mencionó anteriormente, los bajos valores de la longitud de coherencia y densidad de portadores en los SAT anticipan que los efectos de las fluctuaciones serán significativos, por la presencia de pocos pares de Cooper en un volumen de coherencia [16]. Si bien todos los electrones participan del estado superconductor, sólo una fracción $\frac{T_c}{T_F}$, donde T_F es la temperatura de Fermi, pueden llevar corriente; o sea que $n_s = n_e \frac{T_c}{T_F} \approx 10^{19}$, y estimando la distancia entre pares

$$d = (n_s)^{-1/3} \approx 10 \text{ \AA} \quad (13)$$

obtenemos que resulta del orden del tamaño del par, ξ_0 . En los SC tradicionales resulta $d \ll \xi_0$, y el volúmen de coherencia contiene un gran número de pares, con lo cual el efecto de las fluctuaciones es notorio solamente en un entorno muy pequeño de T_c : unos cuantos miliKelvin.

El Criterio de Guinzburg [69] permite establecer el rango de temperaturas en que no es posible describir el régimen de fluctuaciones en el marco de una teoría de campo medio, porque éstas dejan de ser pequeñas, en comparación con el propio valor del parámetro de orden; así es posible obtener [68,69]:

$$\frac{T - T_c}{T_c} < \frac{k_B T_c}{2H_c^2(0)\xi^3(0)} \quad (14)$$

donde $H_c(0)$ es el campo crítico termodinámico y $\xi(0)$ la longitud de coherencia, ambos a $T=0$ K. Para temperaturas dentro de este intervalo (*intervalo crítico*) no se puede aplicar la teoría de GL y la dependencia en temperatura de las distintas variables es caracterizada por exponentes críticos [69].

Las propiedades termodinámicas de un superconductor dentro de la zona crítica son las de un modelo XY tridimensional [68] (una red 3D con spines planos), lo cual significa que los exponentes críticos de ambos sistemas coinciden. Tomando valores típicos para SC tipo II y para SAT, el ancho de la zona crítica resulta de $10^{-3}K$ en el primer caso, y entre 1 y $10^{-2}K$ en los SAT. Es éste el motivo de que la teoría de GL tenga tan buen comportamiento en los SC tradicionales, aún cerca de T_c . Vemos que los SAT abren la posibilidad de estudiar fenómenos críticos en escalas térmicas más accesibles.

3.2 Paraconductividad

Es posible calcular la conductividad eléctrica adicional a la del estado normal que se produce por fluctuaciones termodinámicas del módulo del parámetro de orden superconductor, a partir del valor del tiempo de vida medio correspondiente a la relajación de una fluctuación superconductor. Dicho cálculo fué realizada por Aslamazov y Larkin [70] a partir de la analogía con la conductividad eléctrica de un metal normal, obteniendo distintas dependencias del exceso de conductividad con la temperatura reducida según la dimensionalidad del sistema. De dichas expresiones resulta que los sistemas de menor dimensionalidad experimentarán mayor efecto de las fluctuaciones [63].

La relación entre la conductividad adicional introducida por este tipo de fluctuaciones y la conductividad del estado normal para sistemas tridimensionales resulta [63]

$$\frac{\Delta\sigma_S}{\sigma_n} \propto \frac{1}{\xi(0)} \left(\frac{T - T_c}{T_c}\right)^{-1/2} \quad (15)$$

la cual permite obtener una medida experimental del efecto de las fluctuaciones en la conductividad. En un superconductor tradicional tridimensional este efecto es muy difícil de observar debido a que $\Delta\sigma_S/\sigma_n$ es del orden de 10^{-6} ; en los SAT la relación resulta más alta, debido a la longitud de coherencia pequeña; esto permite que el efecto sea más fácilmente observable [71].

Ahora bien, para poder evaluar de datos experimentales el exceso de conductividad por fluctuaciones, es necesario conocer la resistividad del estado normal. Este ha sido el principal inconveniente en la determinación del comportamiento crítico de los SAT por arriba de T_{co} , ya que las características del estado normal son anómalas [72], y la dependencia lineal de la resistividad, típica en todas las familias de SAT, no es aún bien comprendida [57,72].

Se señalan a continuación los principales fuentes de incerteza en la determinación de exponentes críticos en esta zona [73]:

- En principio sería razonable asumir que $\rho_n(T)$ en ausencia de fluctuaciones es lineal hasta T_{co} , similar al comportamiento de los metales cuando el scattering de los portadores de carga se produce mayoritariamente con fonones; sin embargo,
 1. el valor de la resistividad es entre 2 y 4 órdenes de magnitud mayor en cerámicos que en metales;
 2. no hay evidencia de que la resistividad sature por arriba de temperatura ambiente, cuando el libre camino medio de los portadores se hace menor que las distancias interatómicas;
 3. mediciones de efecto Hall muestran que el número de portadores en el estado normal no es constante [57] como función de la temperatura;
 4. el scattering de portadores podría no ser debido a fonones [72].

Una descripción precisa de $\rho_n(T)$ en óxidos superconductores debe dar cuenta de todas estas características; en este contexto, la descripción de las propiedades del estado normal siguiendo el modelo de Drude resulta sólo una primera aproximación a la parametrización del problema.

- Dado el ancho de la transición resistiva, es necesario tomar un criterio para fijar T_{co} , que puede ser el del punto medio de la transición, su comienzo, o bien establecerlo en base al efecto del campo magnético (ver sección 2.1). En los dos primeros casos, la determinación resulta claramente arbitraria.
- Cuando se grafican los resultados del exceso de conductividad por fluctuaciones del módulo del parámetro de orden en función de la temperatura, no se obtienen zonas en que resulte trivial la determinación del exponente crítico correspondiente, sino que se obtienen cambios graduales de curvatura que llevaron a algunos autores a hablar de exponentes locales [66,74].

En principio, experimentalmente, se podrían inhibir las fluctuaciones superconductoras en el estado normal aplicando un campo magnético suficientemente intenso, medir las características de $\rho_n(T)$, y luego realizar mediciones comparativas; sin embargo los valores de campo necesarios resultan muy altos, y prácticamente imposibilitan el método. Por lo tanto, si bien en los SAT la zona crítica de fluctuaciones del módulo del parámetro de orden superconductor es más accesible que en SC tradicionales, no resulta inmediata la obtención de índices críticos debido a las numerosas hipótesis involucradas en su determinación.

3.3 Paracoherencia

En el caso de la paracoherencia es posible determinar algunos exponentes críticos con criterios más firmes que en el caso de la paraconductividad. Esto es debido a que en este caso se estudia el acoplamiento entre islas SC, y la resistividad tiende a cero. Pero como veremos a continuación, tampoco es una determinación libre de ambigüedades.

Entre T_{co} y T_c , el módulo del parámetro de orden alcanza su valor de saturación en cada grano SC. La fase relativa del parámetro de orden entre granos vecinos fluctúa en el rango de temperaturas entre T_{cs} y T_c , produciendo disipación: el gradiente espacial de la fase lleva asociada una corriente, y su variación temporal genera una diferencia de potencial a través de la juntura intergranular: este régimen es conocido como paracoherencia [64,75]. Debajo de T_c las fases quedan fijas, produciéndose un orden de largo alcance, sin disipación, conocido como régimen coherente. A la temperatura en que la resistividad se anula, se produce en el sistema una transición de fase entre el estado paracoherente y el coherente [65]. La analogía formal entre la transición paracoherente - coherente en superconductores granulares y la transición

paramagnética - ferromagnética del modelo XY para ferromagnetos [75] provee una base cuantitativa para estudiar el efecto de fluctuaciones de fase térmicamente activadas cerca de la temperatura de la transición. En este contexto [65,75], el exceso de conductividad por arriba de la conductividad de las juntas intergranulares debido al acoplamiento entre granos vecinos, en el límite de corriente de medición baja, debe tener comportamiento crítico cerca de T_c , y por lo tanto,

$$\sigma_S \propto \left(\frac{T - T_c}{T_c}\right)^{-\gamma} \quad (16)$$

en donde el exceso de conductividad es $\sigma_S(T) = \rho(T)^{-1} - \rho_b^{-1}$, $\rho(T)$ es la resistividad de la muestra a temperatura T , cuyo valor en T_{cs} es $\rho(T_{cs}) = \rho_b$, la contribución a la resistividad debido sólo a barreras. γ es el exponente crítico de la transición considerada. T_c , T_{cs} y ρ_b son parámetros dependientes de la muestra, y si estamos en presencia de un régimen paracoherente, γ debería ajustarse a una dependencia lineal entre σ_S^{-1} vs $\tau = (T - T_c)/T_c$ para valores bajos de τ .

En un trabajo reciente, Roseblatt et al. [65] usaron $\gamma = 2.7$ para evaluar el régimen de paracoherencia de tres muestras de $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ policristalino, con comportamiento lineal de σ_S^{-1} vs τ válido hasta $\tau = 0.018, 0.025$ y 0.15 en muestras en que la granularidad había sido incrementada, por medio de ataques químicos a la zona intergranular. Es bien sabido que en sistemas granulares la aplicación de campo magnético implica el aumento de la disipación, por debajo de T_{cs} , pero no es obvio que una descripción del régimen de paracoherencia a campo nulo sea válida también en presencia de campo magnético.

En lo que sigue, se analizan las curvas experimentales presentadas en la figura 7, en las que el campo fué aplicado bien por debajo de T_c . En el rango de trabajo, las mediciones de resistividad no son alteradas si se varia la dirección del campo con respecto a la de la corriente de transporte.

Los parámetros de la ecuación 16 son T_c , ρ_b y γ . Los dos primeros son obtenidos de los datos experimentales:

- T_c es la temperatura de percolación resistiva, determinable dentro del un margen de error de 0.2 K;
- ρ_b es asignado naturalmente al valor de resistividad más bajo no afectado por el campo magnético ($\rho_b = \rho(36.5K)$).

El exponente crítico γ es el valor que optimiza un ajuste lineal de σ_S^{-1} vs τ , para bajos τ . El valor obtenido en el compuesto $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-\delta}$ resulta $\gamma = 2.0 \pm 0.1$, coincidente con los valores obtenidos en otras tres muestras del mismo compuesto, pero sintetizadas con óxidos de distintas marcas y en estados de oxigenación diferentes. El rango del régimen lineal de τ es entre 0 y 0.08. Esos resultados no se modifican ante variaciones entre límites razo-

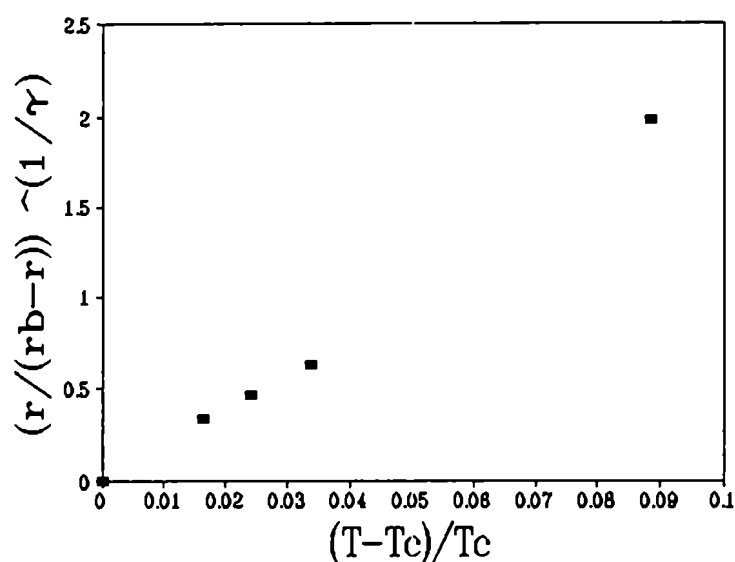


Figura 13: Exceso de conductividad en $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-\delta}$ policristalino.

nables en los parámetros; tampoco varían con el número de puntos utilizados para la evaluación del ajuste lineal, dando asidero al resultado obtenido, y mostrando que es independiente del modo de su evaluación. Es importante notar que el rango lineal del exceso de conductividad como función de τ da cuenta de la estructura de baja temperatura de la transición resistiva (ver figura 6).

La figura 14 presenta σ_S^{-1} como función de τ , en presencia de campo magnético continuo, usando $\gamma=2$ y $T_{c3}=36.5$ K, y el valor de T_c correspondiente en cada caso. Es claro que el régimen lineal está presente. Es más, el incremento en el rango lineal en que es válido el ajuste cuando se incrementa H_a^{DC} es sólo debido a la disminución de T_c . A modo de verificación se realizó el ajuste lineal correspondiente a estos datos dejando el parámetro γ libre, reobteniéndose $\gamma = 2.0 \pm 0.1$.

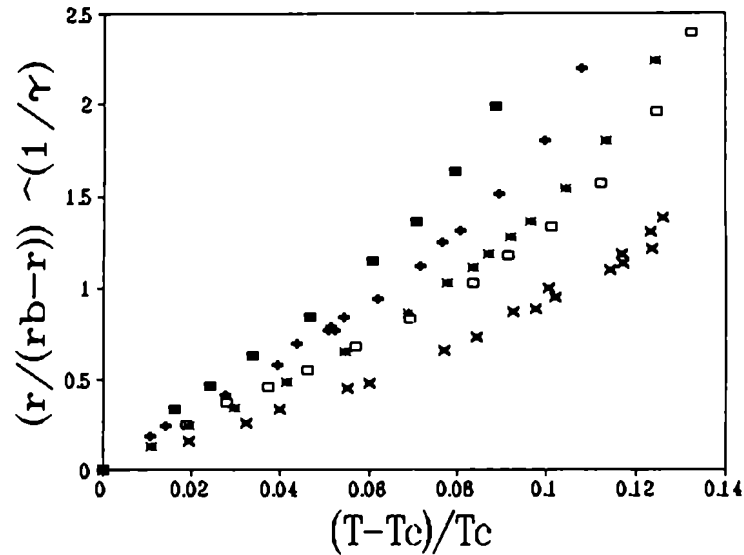


Figura 14: Exceso de conductividad en $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-\delta}$ para distintos valores del campo aplicado: $H=0$ Oe (■); $H=5$ Oe (+); $H=10$ Oe (*); $H=22$ Oe (□); $H=45$ Oe (x).

De estos resultados, obtenidos en el compuesto $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-\delta}$, y de los previamente reportados en $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ policristalino [65], vemos que la transición resistiva en SAT cerámicos es bien descrita como un régimen paracoherente. El valor obtenido del exponente crítico γ difiere del reportado [65]; este desacuerdo puede ser debido al distinto estado de desorden [76], el que afecta fuertemente a este exponente. En este contexto, las muestras analizadas en este trabajo resultan más ordenadas que las de $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ previamente mencionadas.

El hecho de que la descripción del régimen de paracoherencia se mantiene válido en presencia de campo magnético aplicado, con el mismo exponente crítico que a campo nulo, indica [77] que el campo magnético no afecta el régimen de fluctuaciones cerca de T_c y para valores bajos de campo magnético. El incremento en el rango de la dependencia lineal de σ_S^{-1} como función de τ y la disminución de su pendiente al aumentar el campo magnético, son similares a los resultados obtenidos por Roseblatt et al. [65] en muestras con granularidad incrementada. Se describe este comportamiento como un incremento de las características granulares con campo aplicado. Si se considera que el grado de granularidad viene determinado por el parámetro $\epsilon = E_j/E_g$, y E_j está en relación directa con J_{cj} , se ve que el efecto del campo al disminuir la corriente crítica intergranular es incrementar la importancia del comportamiento granular [35]. Más aun, los resultados sugieren que el

efecto dominante para $T > T_c$, al disminuir el acoplamiento entre granos, es incrementar el rango térmico en que la disipación es debida principalmente a las fluctuaciones de la fase del parámetro de orden.

Teniendo en cuenta que $|T_{cs} - T_c|$ es el rango de temperaturas en que se obtiene el régimen paracoherente, parece razonable estudiar los datos de la figura 14 como función de $(T - T_c)/(T_{cs} - T_c)$. Al realizar este proceso, se obtiene una única curva para todos los valores de campo utilizados (ver figura 15). Este resultado enfatiza el hecho de que la disipación inducida por el proceso de fluctuaciones en el rango paracoherente presenta características similares en campo aplicado nulo y para valores bajos de H_a^{DC} .

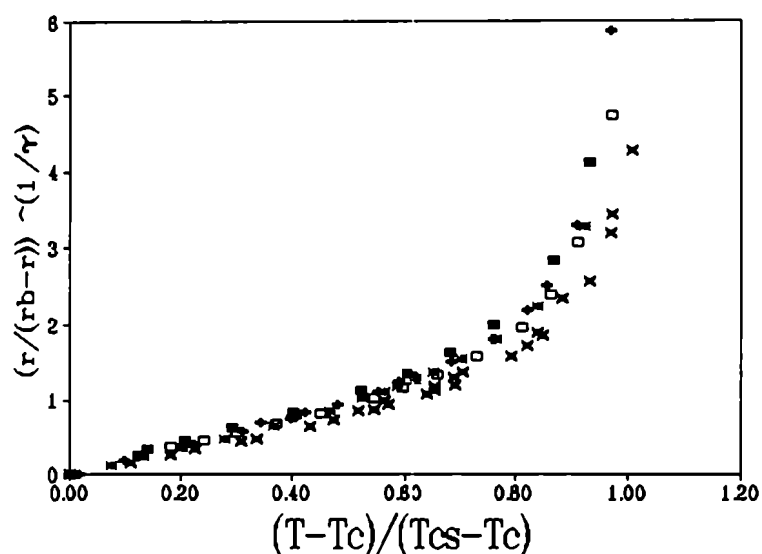


Figura 15: Exceso de conductividad en $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-\delta}$ policristalino para distintos valores del campo aplicado (mismos símbolos que en la figura 14), en función de $\frac{T-T_c}{T_{cs}-T_c}$.

Recientemente se ha cuestionado [67] la manera arriba descrita para determinar γ , y se ha sugerido que éste método permite obtener pendientes lineales, para un amplio rango de valores de γ , llevando a una determinación errónea del valor del índice crítico considerado. Asimismo, estos autores han sugerido [67] que la vía legítima para la obtención de γ es por medio de gráficos en escala doble logarítmica. Realizando este tipo de gráfico (ver figura 16), de la pendiente se obtiene el valor del exponente γ : los ajustes lineales que se muestran para los distintos valores de campo aplicado tienen pendientes que varían entre 1.9 y 2.0, convalidando la sistemática de resultados antes expuesta.

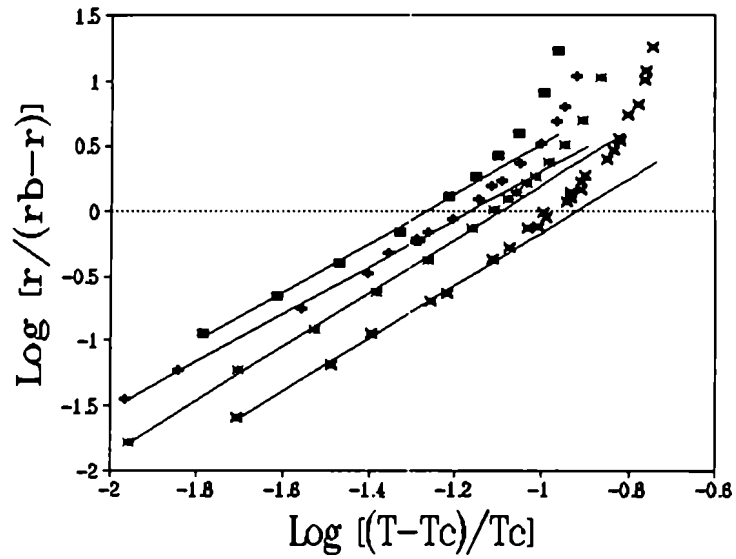


Figura 16: Exceso de conductividad en $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-\delta}$ policristalino para distintos valores del campo aplicado (mismos símbolos que en la figura 14), en función de $\frac{T-T_c}{T_c}$ en escalas log - log.

En definitiva, se ha mostrado que para temperaturas cercanas a T_c , la transición resistiva es razonablemente descrita por un modelo en que la disipación se produce por fluctuaciones térmicamente inducidas de la diferencia de fase del parámetro de orden de granos vecinos, acoplados a través de juntas débiles. Se ha obtenido un exponente crítico del modelo, aunque se ha tenido que asumir (con criterios razonablemente justificados) el valor de la resistividad de las juntas $\rho(T_{cs}) = \rho_b$.

4 Efectos del Campo Local

En este capítulo se estudia en detalle el efecto de un campo magnético continuo en el superconductor granular $La_{2-x}Sr_xCuO_{4-\delta}$ policristalino; en particular se analizan las diferentes configuraciones magnéticas que se obtienen por las irreversibilidades intragranulares en función de temperatura y de campo aplicado. Se calibra el campo intergranular en función del aplicado, lo cual permite relacionar los resultados experimentales con cálculos obtenidos usando el modelo de estado crítico.

4.1 Configuraciones magnéticas

El efecto Meissner-Oschenfeld descubierto en 1933 consiste en que, no sólo el flujo magnético es expulsado de un superconductor que ya se encuentra por debajo de T_c cuando se aplica un campo externo (esto se cumple en un conductor con $\rho = 0$), sino que también es expulsado si la muestra es enfriada en presencia de campo (en el caso de un conductor perfecto el flujo dentro de la muestra debería mantenerse constante). Por lo tanto el diamagnetismo perfecto corresponde a un estado de mínima energía, termodinámicamente estable, que puede ser obtenido descendiendo T y aplicando H en cualquier orden.

Los SC de tipo II ideales en presencia de $H_a > H_{c1}$ permiten la entrada y salida de vórtices de Abrikosov de manera reversible. La presencia de mínimos locales de energía (debidos a defectos), provoca que quede flujo atrapado en la muestra cuando se apaga el campo, dando lugar a estados magnéticos metaestables. El anclaje de vórtices es necesario en materiales capaces de transportar altas densidades de corriente sin disipación: de lo contrario los vórtices generados por el autocampo de la corriente se moverían por efecto de la fuerza de Lorentz, $\mathbf{F} \propto \mathbf{J} \times \mathbf{B}$, produciendo disipación.

En los SAT, el bajo valor de ξ ($\approx 10\text{\AA}$ a baja temperatura), provoca que las imperfecciones en la escala de longitud de los Angstrom provean centros de anclaje intrínsecos; éstos resultan altamente eficientes, y generan comportamientos histeréticos. Para explorar este tipo de irreversibilidades, estudiaremos distintas configuraciones magnéticas; la designación V (virgen) corresponde a campo que no ha sido disminuido desde su aplicación:

- ZFCV: (del inglés: *zero field cooled*) se enfría la muestra, y se aplica H_a^{DC} hasta $H_a^{DC}(MAX)$;
- ZFCR: se reduce el campo desde $H_a^{DC}(MAX)$, obtenido a partir de una configuración ZFCV;
- FCV: (del inglés: *field cooled*) se enfría la muestra en presencia de campo H_a^{DC} ;
- FCR: se reduce el campo desde una configuración FCV.

Si bien en este trabajo no son estudiadas en forma sistemática, por completitud señalamos las configuraciones remanentes, que corresponden al flujo atrapado en campo nulo, y pueden ser obtenidas a partir de configuraciones ZFC (luego de realizar un ciclado) ó FC (luego de anular el campo).

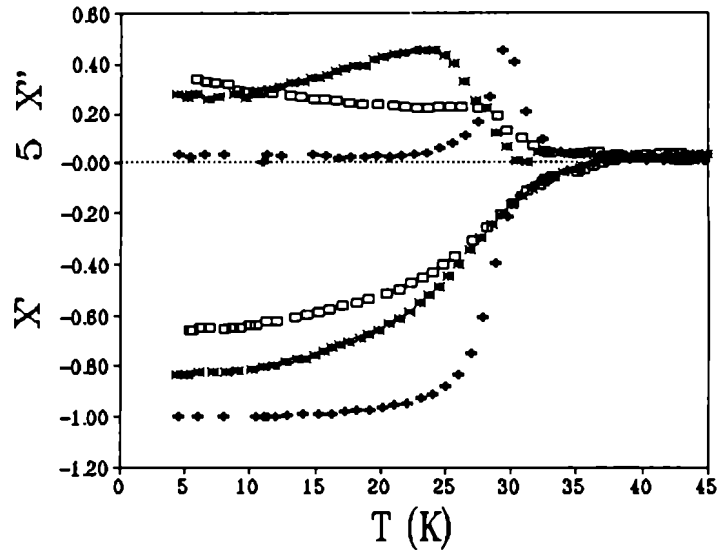


Figura 17: (a) $\chi'(T)$ y (b) $\chi''(T)$ con $H_a^m = 0.06$ Oe y $H_a^{DC} = 0$ (+) y configuraciones FC(80 Oe) (*) y ZFC(80 Oe) (□) con $H_a^m = 0.06$ Oe.

4.2 Histéresis termomagnética

La capacidad de apantallamiento en los SAT es función de su historia termomagnética. En la figura 17 se presentan resultados de mediciones de $\chi_{AC}(T)$ en configuraciones ZFCV(80 Oe) y FCV(80 Oe), usando $H_a^m = 0.06$ Oe. Como referencia se presenta también la curva obtenida sin H_a^{DC} . Vemos que, χ' es mayor (en módulo) en el caso FC que en el ZFC, debido a que en el primer caso la distribución de campo es homogénea a través de la muestra, mientras que en el segundo el campo continuo se concentra en la región intergranular disminuyendo la corriente crítica intergranular, y por lo tanto la capacidad de apantallamiento del conjunto. Este resultado puntualiza la diferencia entre mediciones de χ_{AC} (capacidad de apantallamiento) y las de χ_{DC} (flujo magnético total expulsado por la muestra). Las mediciones de magnetización y susceptibilidad continua se realizan con un SQUID (Superconducting QUantum Interferometer Device, ver por ejemplo [5]); en ellas, se obtiene mayor expulsión de flujo para la configuración ZFC que para la FC [26,59,78,79]. La diferencia entre los resultados obtenidos por las técnicas alterna y continua, y que a primera vista puede parecer paradójico, es interpretado teniendo en cuenta los efectos de campo local, y precisando las diferencias entre ambos métodos.

Analicemos el comportamiento del campo continuo:

- en el caso ZFC, H_a^{DC} se aplica a baja temperatura, y se comienza a aumentar; para valores bajos, estará excluido de toda la muestra, y al superar H_{c1j} penetrará en las juntas en forma de fluxones, rodeando las islas que permanecen en estado Meissner. Este diamagnetismo intragranular provoca un aumento del campo local intergranular con respecto al H_a^{DC} , disminuyendo J_{c_j} fuertemente; sin embargo, el flujo total expulsado sigue siendo alto;
- por el contrario, en el caso FCV quedan anclados vórtices en las islas y en las juntas en una configuración más homogénea, provocando que el flujo total expulsado sea menor que en el caso ZFC, y que el campo neto en las juntas sea también menor, con lo cual la capacidad de apantallamiento resulta mayor.

Es así que, para $T \ll T_c$ el flujo expulsado en una configuración ZFC es mayor que el del FC correspondiente (aquel que se realiza para el mismo valor de H_a^{DC}), mientras que la capacidad de apantallamiento es mayor en el caso FC que en el ZFC correspondiente. El hecho de que la corriente crítica intergranular sea muy sensible al campo magnético local, y la alta corriente crítica intragranular, posibilitan que χ_{AC} sea sensible selectivamente al flujo magnético presente en las juntas. Por lo tanto ambas técnicas resultan complementarias para el estudio del campo atrapado en SAT policristalinos.

Las características arriba mencionadas sobre χ_{AC} en presencia de un campo continuo en configuraciones FC y ZFC en sistemas SC granulares, fueron también observadas [80] utilizando otra técnica de apantallamiento, la resistencia superficial obtenida por medio de microondas. La resistencia superficial R_s es proporcional al flujo magnético presente, e inversamente proporcional a la viscosidad de los vórtices; el alto anclaje intragranular provoca una también alta viscosidad al movimiento de vórtices dentro de los granos, órdenes de magnitud mayor que en las juntas. Por lo tanto la disipación por movimiento de flujo está localizada principalmente en regiones intergranulares, y la técnica resulta extremadamente sensible al campo local en las juntas [80]. Otra manera en que se observa la mayor disipación en configuraciones ZFC que en las FC correspondientes, es por mediciones de transporte eléctrico a temperatura constante, a través del estudio de las características I-V del sistema granular, las que pueden ser realizadas con corriente continua [81]. Vemos que el fenómeno se manifiesta en un amplio rango de frecuencias.

La figura 17 sugiere la presencia de una zona en que la señal ZFC coincide con la FC. En esta región el sistema tiene comportamiento reversible. Este fenómeno fue observado por primera vez en el sistema LaBaCuO [36] en

mediciones de magnetización. Realizando mediciones para diferentes H_a^{DC} , Müller, Takashige y Bednorz [36] obtuvieron que la línea que separa los comportamientos reversible del irreversible en el diagrama de fases H-T (línea de irreversibilidad) tiene la forma

$$(1 - t) \propto H_{irr}^{2/3}, \quad (17)$$

en donde $t = T/T_c$. La línea $H_{irr}(T)$ corresponde a aquellos puntos para los cuales $J_c = 0$. Por arriba de dicha línea (valores más altos de campo y temperatura) el sistema es aún superconductor, pero en un régimen en que la presencia de vórtices no anclados genera disipación si se hace circular una corriente de transporte, por pequeña que sea ésta. Si asignamos una resistividad efectiva ρ_{eff} al régimen de movimiento de vórtices [5], es posible analizar la respuesta a un campo alterno dentro del marco de la electrodinámica clásica de un conductor normal, empleando la ecuación de difusión magnética [49,82,83] $\partial B(\mathbf{r})/\partial t = (\rho_{eff}/\mu_0)\nabla^2 B(\mathbf{r})$. De este modo, en el régimen reversible la respuesta a un campo alterno presenta las mismas características que un metal normal (ver sección 1.5).

Para las mediciones de transporte eléctrico, la definición de la línea de irreversibilidad $H_{irr}(T)$ implica fijar un criterio para determinar $J_c = 0$. En el caso de las mediciones de χ_{AC} en monocristales, es frecuente encontrar en la literatura [84,85] su posición dada por la del máximo del pico de χ'' , T_p . Sin embargo, considerando el modelo de Bean de estado crítico, para este punto corresponde $J_c(T_p) = (10/4\pi)H_a^m/d$, o sea corriente crítica no nula. Recientemente se ha sugerido [51] considerar el comienzo del pico de χ'' como método (independiente de la amplitud de campo alterno) para determinar $H_{irr}(T)$ en films delgados. Para monocristales se ha mostrado [85] que determinaciones de $H_{irr}(T)$ a partir de mediciones realizadas con campo continuo superpuesto al alterno tienen buen acuerdo con las determinadas a partir de mediciones con campo continuo (SQUID).

En la figura 17 vemos que la señal de $\chi''(\text{ZFC})$ se ha deformado más que la correspondiente a $\chi''(\text{FC})$; esto es debido a los efectos del campo local intergranular [85], que serán analizados en detalle más adelante. Para obtener información sobre la línea de irreversibilidad en SC granulares utilizando χ_{AC} es preferible utilizar configuraciones FCV, para evitar las deformaciones que introduce el campo local. En este caso, en que los efectos del campo local son menos importantes que en el ZFC, podemos interpretar la disminución de la T_p : como hay una disminución de la corriente crítica por el campo de 80 Oe, la condición de penetración hasta el centro de la muestra se obtiene para una temperatura más baja.

Realizando la misma sistemática de la figura 17 pero con un campo aplicado de 280 Oe (ver figura 18), se obtiene una menor capacidad de apanta-

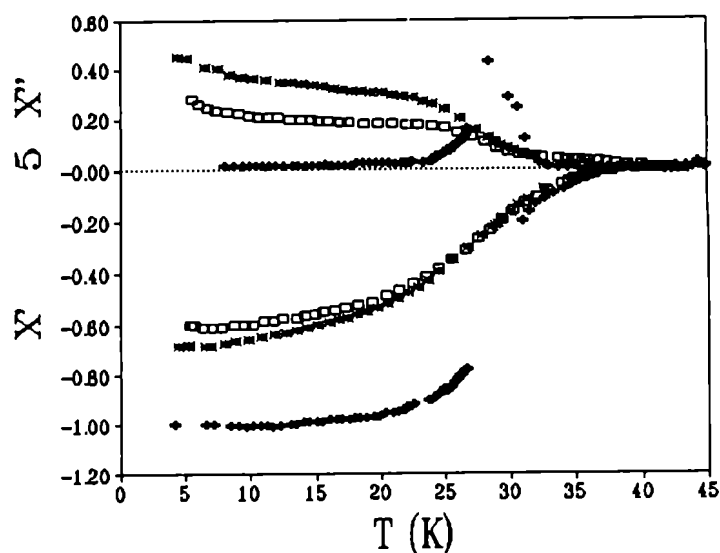


Figura 18: (a) $\chi'(T)$ y (b) $\chi''(T)$ con $H_a^m = 0.06$ Oe y $H_a^{DC} = 0$ (+) y configuraciones FC(280 Oe) (*) y ZFC(280 Oe) (□) con $H_a^m = 0.06$ Oe.

llamamiento para las dos configuraciones. Además, aún a 4.2 K los valores de χ' son muy próximos, a diferencia del caso de la figura 17. Aquí, el valor del campo aplicado provoca que aún en la configuración FC(280 Oe) en que éste se distribuye homogéneamente en la muestra, el campo local en las juntas disminuye χ' hasta su valor de saturación. Distinto es el caso de la componente χ'' , en que las señales de las dos configuraciones aparecen invertidas, si se las compara con las correspondientes a la condición FC(80 Oe). Este comportamiento será estudiado en detalle más adelante, pero ya permite inferir que el estado del campo local juega un rol importante en la determinación de la corriente crítica.

4.3 Modelo de Evetts y Glowacki

Como fue mencionado antes, la capacidad de apantallamiento en superconductores granulares está limitada por la corriente crítica de las regiones intergranulares, la cual depende fuertemente del campo magnético local. Es por ello que iniciamos aquí el estudio detallado del campo local en la región intergranular.

En general J_{c_j} decrece aproximadamente como $1/B$ [44]. El campo local en la región intergranular H_j es el que limita J_{c_j} . Dicho campo está determinado por la presencia del campo externo aplicado H_a , así como también por la respuesta magnética de las islas en la red de juntas.

Evetts y Glowacki (EG) propusieron un modelo cualitativo [86] que permite explicar el efecto del flujo atrapado en los granos SC sobre las juntas, y describe las irreversibilidades observadas [86,87,88] en J_{c_j} al ciclar H_a^{DC} hasta un valor máximo $H_a^{DC}(MAX)$, disminuirlo hasta anularlo y luego invertir su dirección. Las irreversibilidades producen un corrimiento de la curva inicial (virgen) de Franhauser promediada $J_{c_j}(ZFCV)$, de manera que el máximo se obtiene para un valor positivo de campo aplicado, en vez de encontrarse para campo nulo, como sucede para la curva inicial. Dicho modelo fué generalizado [88,89] para incluir el caso FCR.

La idea básica del modelo EG [86] es describir los gradientes de campo en una isla SC usando el modelo de Bean, y a partir de la forma de los gradientes intragranulares determinar el campo dipolar que genera la isla en la región intergranular que la rodea. Consideremos una isla SC rodeada de un medio no magnético. Al incrementar H_a desde cero (configuración ZFCV), las corrientes intragranulares se oponen a la entrada de flujo externo, provocando una compresión de líneas de campo alrededor de la isla. Si consideramos a la isla como un dipolo magnético, resulta claro que fuera de ella el sentido de las líneas de campo aplicado y del dipolo coinciden. Si no han penetrado vórtices, al disminuir H_a las corrientes intragranulares Meissner, se anulan de manera reversible, ya que el perfil de campo que se había formado en los granos se encontraba dentro de λ_g , la longitud de penetración de los granos.

En el caso de que H_{c1g} haya sido alcanzado, la situación es muy distinta: al empezar a disminuir H_a (configuración ZFCR), el sentido de la corriente se invierte en una cáscara exterior de la isla: interpretando este efecto como un dipolo de sentido opuesto al diamagnético antes mencionado, un dipolo paramagnético, sus líneas de campo se oponen a las de H_a en la región externa. Como los gradientes de campo son alterados desde la superficie hacia el centro de la muestra, en la configuración habrá una combinación de los efectos producidos por ambos tipos de dipolo.

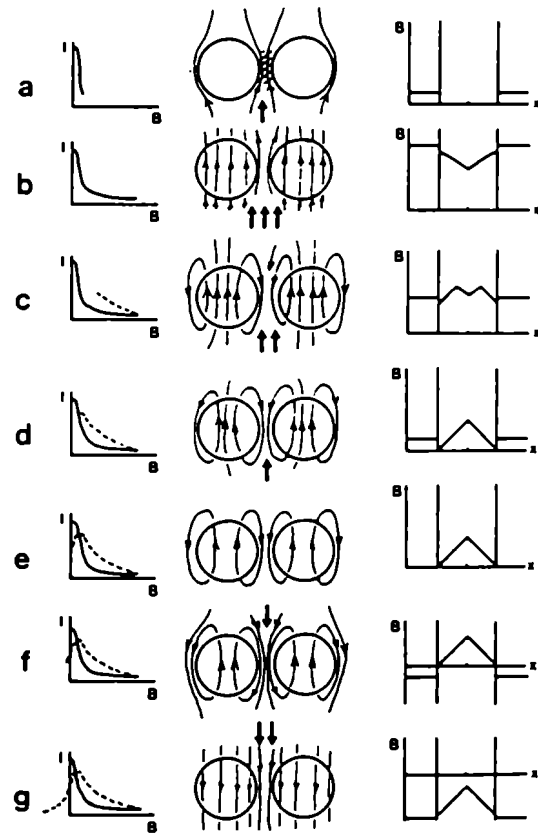


Figura 19: Modelo EG para el efecto en la región intergranular de las corrientes intragranulares.

Al anular H_a , en las juntas hay un campo no nulo de sentido opuesto al aplicado inicialmente, generado por los dipolos paramagnéticos; durante el proceso de disminución del campo, habrá algún valor para el cual se produzca una compensación del campo intergranular. Este sencillo modelo describe todas las características observadas de J_{cj} como función del campo externo para configuraciones ZFC: el máximo de $J_{cj}(H_a)$ se produce cuando se compensan de manera más eficiente el campo aplicado y el dipolar intragranular.

Consideremos el caso FCV, en que no hay gradiente de campo, ya que para $T > T_c$ no hay comportamiento magnético, y al enfriar en presencia de H_a el flujo cuantificado se distribuye homogéneamente en islas y juntas. Por lo tanto en esta configuración el campo local intergranular es aproximadamente igual al aplicado:

$$H_j = H_a \quad \text{configuración FCV.} \quad (18)$$

Esta condición es fundamental en lo que sigue, ya que constituye un “punto fijo” a partir del cual se calculará el campo local en otras configuraciones. Veamos sus límites de validez: la proposición es estrictamente válida en el caso en que los granos SC tengan magnetización nula en un proceso FCV, lo cual está relacionado directamente con la eficiencia de los centros de anclaje, ya que si éste es muy alto, todo el campo presente en los granos para $T > T_c$ permanecerá anclado al descender la temperatura. Por lo tanto, los vórtices no salen de los granos y el campo local no es afectado por su entorno. A su vez, a temperaturas suficientemente bajas el fenómeno del desanclaje por activación térmica [34] es despreciable.

Si bien en este contexto la ecuación 18 constituye una hipótesis de trabajo, que es comúnmente aceptada [88-91] en el estudio de propiedades magnéticas en los SAT.

Al disminuir H_a (configuración FCR), el gradiente de campo generado coincide con el del dipolo paramagnético, oponiéndose al campo aplicado en la región intergranular de manera semejante al caso ZFCR. Mc Henry et al. han realizado una sistemática de mediciones a partir de distintas configuraciones FCV, y han mostrado que:

- el valor del máximo de J_{cj} decrece cuando la condición FCV se obtiene a partir de valores de campo crecientes;
- la posición del pico de J_{cj} se aleja del valor FCV cuando se aumenta dicho valor inicial, aunque la dependencia es débil [87].

En base a este último resultado, han argumentado [87] que el modelo EG no es válido para la descripción de configuraciones FC, ya que éste se basa en

la suma vectorial de los campos aplicado y dipolar (proporcional a la magnetización de los granos).

Otros autores[23,30,88] consideran apropiada la descripción tanto desde un punto de vista cualitativo como cuantitativo. En este trabajo el modelo de EG es considerado como cualitativamente válido para la descripción de configuraciones FCV y FCR, dejando abierta la posibilidad de que el modelo tenga en cuenta la distribución de vórtices intragranulares como función de H_a , ó un análisis de los perfiles de campo que incluya una distribución de forma y tamaño de las islas SC .

Hasta aquí se ha descrito el modelo de EG a partir de los gradientes de campo intragranulares; sin embargo los argumentos expuestos son generales, y pueden considerarse también [86] los gradientes de campo correspondientes a la red de juntas.

4.4 Modelo de Kim

En esta Sección se analiza un modelo de estado crítico más realista que el de Bean, que permitirá realizar una descripción de los resultados experimentales. Sin embargo, no se introducen modificaciones conceptuales en lo que respecta a la interpretación de perfiles de campo magnético en el marco de un modelo de estado crítico. Una vez asumida una forma funcional para la corriente crítica, la ecuación de estado crítico determina los perfiles de campo en la muestra, como función del valor del campo aplicado en el contorno de la muestra. En este contexto y en toda esta Sección, el *campo aplicado* debe interpretarse como la condición de contorno impuesta para la resolución de la ecuación diferencial 3. En las secciones siguientes se relacionarán los valores correspondientes a los campos en el contorno de la muestra y el aplicado.

En el modelo de Bean descrito en 1.3 se asume la hipótesis de que la corriente crítica no depende del campo magnético para simplificar los cálculos, y así tener un primer esquema para interpretar resultados. De hecho, este modelo permite formar una representación acabada sobre los perfiles de campo, tanto en los granos SC como en la muestra. Sin embargo, la corriente crítica depende del campo magnético. Una dependencia razonable, y en acuerdo con resultados experimentales [27,28,29] es que $J_{cj}(ZFC)$ decrezca con H_j con la dependencia

$$J_{cj}(x, t) = \frac{4\pi\alpha(T)}{\mu_{eff}(T)} \frac{1}{|H_j(x, t)| + H_0} \quad (19)$$

propuesta por Kim [21] para superconductores tradicionales y aplicada a los SAT por varios autores. En esta ecuación α es la densidad de fuerzas de anclaje y H_0 una constante que define la corriente crítica en ausencia de campo. Como ya se ha señalado, esta dependencia de la corriente crítica con campo es esperable en un sistema granular compuesto por JJ, ya que corresponde a la envolvente de la corriente crítica de una única JJ [44]. Siguiendo el planteo propuesto por K.-H.Müller [28], a partir del cálculo de los perfiles de campo en una muestra granular, se obtiene la inducción magnética como función del tiempo $\langle B \rangle(t)$, y usando

$$\chi' = \frac{\omega}{\pi H_a^m} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} \langle B \rangle(t) \cos(\omega t) dt - 1 \quad (20)$$

y

$$\chi'' = \frac{\omega}{\pi H_a^m} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} \langle B \rangle(t) \sin(\omega t) dt \quad (21)$$

se calcula la respuesta al campo alterno. En estas expresiones ω es la frecuencia angular del campo alterno y $H_a^m(t) = H_a^m \cos(\omega t)$. Las ecuaciones 20 y 21

corresponden a la primera armónica del desarrollo presentado en la ecuación 8. La densidad de flujo total es descompuesta en $\langle B_j \rangle + \langle B_g \rangle$. La contribución intragranular requiere de un promedio sobre la sección transversal de cada grano (para tomar en cuenta el efecto de la longitud de penetración λ_g) y de otro promedio en toda la muestra, donde el campo no es uniforme. En este contexto, se considera que los granos no poseen factor demagnetizante. Para campos y temperaturas bajas, la contribución intragranular puede ser tenida en cuenta solamente a través de la permeabilidad efectiva μ_{eff} , debido a que los granos están en estado Meissner o en estado crítico con altas densidades de corriente. De esta manera se introduce una simplificación importante [26], ya que se incluye el carácter inhomogéneo del sistema a través de un único parámetro. Por lo tanto resulta

$$\langle B \rangle = \langle B_j \rangle (t) = \frac{\mu_{eff}}{2d} \int_{-d}^d H_j(x, t) dx \quad (22)$$

donde la integración se realiza a lo largo de toda la muestra, asumiendo una geometría de placa infinita. A partir de la inclusión del μ_{eff} , se ha reducido el problema original al de un sistema homogéneo equivalente. Integrando la ecuación de estado crítico (ecuación 3) con la forma funcional propuesta por Kim para la corriente crítica, ecuación 19, es posible obtener $\chi'(H_a)$ y $\chi''(H_a)$ usando las ecuaciones ?? y ??; aquí $H_a = H_a^m + H_a^{DC}$ es el campo aplicado en la superficie de la muestra, el cual determina la totalidad del perfil de campo en su interior, $H_j(x)$, para α y H_0 fijos. Los cálculos fueron realizados por H. Ferrari, para el caso en que $H_a^m \ll H_a^{DC}$, considerando tanto el régimen en que el campo no alcanza el centro de la muestra, como cuando éste es superado; los detalles del cálculo pueden encontrarse en la referencia [92]. En la figura 20 se muestran los resultados obtenidos, como función de H_a^{DC} , usando α y H_0 de manera de tener una penetración total para $H_a^m = 0.06$ Oe cuando $H_a^{DC} = 20$ Oe, y $\mu_{eff} = 1$. Vemos que χ' crece linealmente y luego tiende a saturar a un valor independiente de H_a^m , mientras que χ'' crece linealmente y tiene un máximo. El valor de campo para el cual H_a^m llega al centro de la muestra, H^* , es aquél para el cual χ'' se aparta de la linealidad, justo antes de llegar al máximo; está dado por

$$H^* = \frac{4\pi\alpha d}{10\mu_{eff}H_a^m} - H_0 \quad (23)$$

Para $H_a^{DC} < H^*$, χ'' crece linealmente con H_a^{DC} (pendiente positiva) y el campo alterno no llega al centro de la muestra. Para $H_a^{DC} > H^*$, χ'' es aproximadamente lineal con pendiente negativa, y el campo H_a^m alcanza el centro de la muestra. Es interesante señalar que el valor de H_a^m que se obtiene despejando de la ecuación 23, corresponde a la condición de Bean de llegada al centro de la muestra, ecuación 4, si se incluye la dependencia con

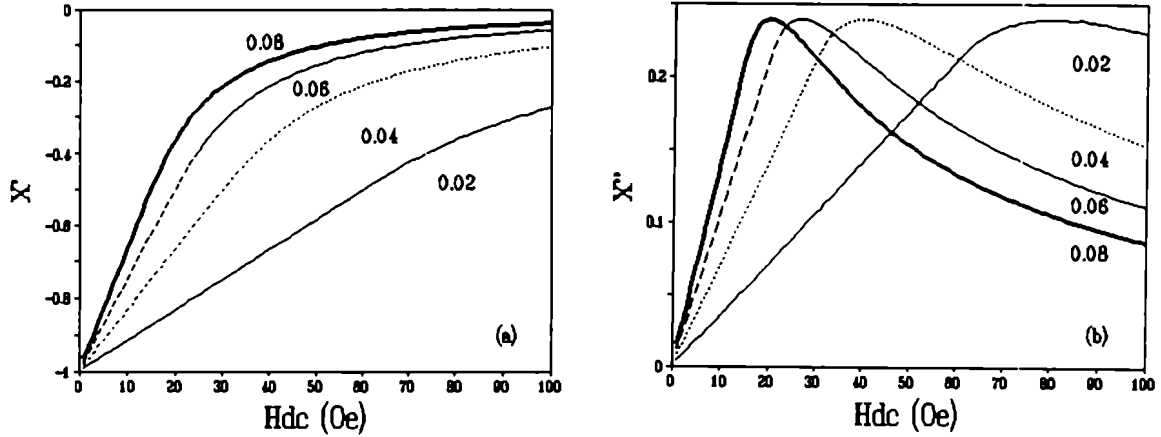


Figura 20: (a) $\chi'(H)$ y (b) $\chi''(H)$ calculadas; $H_a^m = 0.02\text{Oe}$ (—), $H_a^m = 0.04\text{Oe}$ (···) $H_a^m = 0.06\text{Oe}$ (---), $H_a^m = 0.08\text{Oe}$ (—)

campo de la corriente crítica.

El hecho de haber tomado $\mu_{eff}=1$ en la figura 20 corresponde a considerar la totalidad del apantallamiento como intergranular; por lo tanto, del valor de saturación de los resultados experimentales será posible obtener μ_{eff} . La fuerte dependencia de χ_{AC} con el campo alterno es debida a que los perfiles de campo magnético son muy poco pronunciados, lo que corresponde a una corriente crítica intergranular baja; se ha considerado este rango de valores, ya que es el que corresponde a los resultados experimentales que se presentan en la próxima Sección. El valor para el cual el campo continuo llega al centro de la muestra,

$$H^* = \sqrt{(H_0)^2 + \frac{4\pi\alpha d}{10\mu_{eff}}} - H_a^m - H_0 \quad (24)$$

es menor que H^* en el caso aquí considerado ($H_a^m \ll H_a^{DC}$) y para el análisis de la respuesta al campo alterno no es una magnitud relevante. En este esquema el campo continuo fija la corriente crítica, y el campo alterno genera la dinámica del cambio de perfiles.

Considerando el modelo EG, el campo continuo en las ecuaciones previas

no es el aplicado, porque debe ser corregido tomando en cuenta la contribución del campo dipolar diamagnético o paramagnético de las islas SC. En un experimento ZFCV, H_j será más alto que el aplicado; en la configuración FCV el campo es homogéneo en toda la muestra; si es reducido (FCR), se produce una situación interesante, debido a la posible compensación local entre los campos aplicado y local. Se analizarán estas situaciones en lo que resta del Capítulo. Es claro que el campo local intergranular depende fuertemente del entorno cercano, y de la posición con respecto al borde de la muestra en que se lo evalúe; designaremos con H_j^{eff} al campo local intergranular efectivo, que representa un promedio espacial de los distintos valores de H_j . En definitiva, la descripción corresponde a un MEC intergranular donde el rol de las islas SC es fijar μ_{eff} y la relación entre el campo aplicado y el interno.

4.5 Configuraciones ZFC a 4.2 K

4.5.1 Mediciones ZFCV

En la figura 21 se presentan χ' y χ'' como función de H_a^{DC} para $T=4.2$ K en una muestra policristalina del sistema $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-\delta}$, en la configuración ZFCV, utilizando distintos valores de H_a^m . Para valores bajos de H_a^{DC} χ' resulta lineal, y la pendiente crece al aumentar H_a^m . Para campos continuos más altos, todas las curvas tienden al mismo valor de saturación. La componente χ'' tiene un pico, y a su máximo le corresponden valores de campo continuo más bajos a medida que crece H_a^m . Asimismo, el valor de la disipación en campo continuo nulo crece con H_a^m . Para esta configuración el campo local en las juntas está comprimido por efecto del diamagnetismo de las islas SC.

El efecto de H_a^{DC} es disminuir la corriente crítica, mientras que H_a^m permite evaluar la respuesta del sistema. Los resultados obtenidos están en acuerdo cualitativo con los cálculos realizados usando el MEC intergranular con la dependencia funcional para J_c propuesta por Kim (ver figuras 20 y 21). Sin embargo los valores de campo utilizados en cada gráfico son bien distintos: en el caso del cálculo corresponde a la condición de contorno en $x = \pm d$ mientras que en la curva experimental es el campo aplicado, sin considerar efectos del campo local.

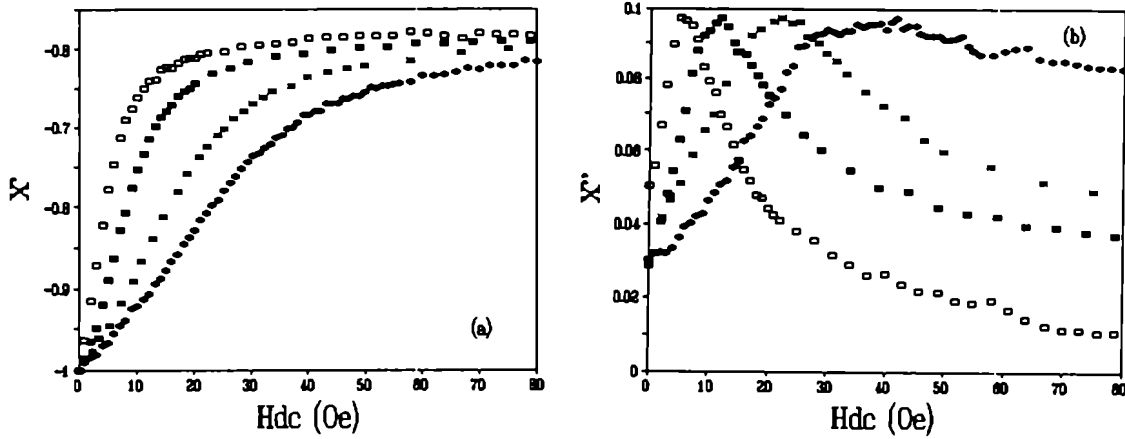


Figura 21: (a) $\chi'(H_a^{DC})$ y (b) $\chi''(H_a^{DC})$ usando $H_a^m = 0.06$ Oe (+), $H_a^m = 0.1$ Oe (*), $H_a^m = 0.3$ Oe (■) y $H_a^m = 0.6$ Oe (□) con $T = 4.2$ K.

Aún antes de conocer el campo local podemos determinar $\mu_{eff}(4.2K) \approx 0.4$ del valor de saturación de χ' . Este valor está en acuerdo con valores determinados en el mismo tipo de muestras [26,59] por mediciones de magnetización.

Este valor es una propiedad intrínseca del material, ya que para valores altos de H_a^{DC} los valores de χ' en las configuraciones ZFC y FCV tienden a coincidir (ver figura 18), y fija una cota superior a la fracción de volumen normal f_n ya que en la condición más desfavorable ($\lambda_g \gg R_g$) será $\mu_{eff} = f_n + f_s = 0.4$, y si fuera $\lambda_g \ll R_g$ resulta $f_n = 0.4$.

A partir de la relación entre la densidad medida y la calculada con los datos de la estructura cristalina,

$$\frac{\delta_{medida}}{\delta_{calculada}} \approx 0.7 \quad (25)$$

se determina que más del 30 por ciento de la muestra son huecos, en buen acuerdo con el valor obtenido de μ_{eff} . La llegada de H_a^m al centro de la muestra permite evaluar α y H_0 , pero sólo después de calibrar el campo aplicado.

Cuando $H_j^{eff} > H_{c1g}$ entran vórtices en las islas SC. En la configuración ZFCV no se observarán cambios cuando esto suceda, ya que si bien disminuye

la presión magnética alrededor de las islas [93], en este caso no es suficiente como para que se recupere J_{cj} y aumente la capacidad de apantallamiento. En efecto, el régimen de saturación de χ' se extiende hasta valores hasta 5 veces mayores que el H_{c1g} determinado [59] en el mismo compuesto.

La presencia de vórtices en las islas SC es evidente en este tipo de mediciones de χ_{AC} recién cuando se observa un segundo escalón en χ' vs H_a^{DC} [94]. En la configuración que aquí se describe esto no sucede, por lo cual concluimos que se cumple la hipótesis sobre el rol de los granos, en el sentido de que fijan el μ_{eff} y el campo local intergranular. Como en general la J_{cg} a bajas temperaturas es al menos 3 órdenes de magnitud superior a la de las juntas, es necesario alcanzar valores altos de H_a^{DC} en el caso ZFCV para detectar la presencia de vórtices. Es claro que en esta configuración no es posible estimar H_{c1g} .

4.5.2 Irreversibilidades en ZFCR

Sin embargo, es sencillo estudiar el régimen de entrada de vórtices en los granos por el efecto de las irreversibilidades, en las configuraciones ZFCR y FCR. En la figura 22 se presentan tres casos en que H_a se ha incrementado hasta $H_a^{DC}(MAX)$, y luego ha sido disminuido hasta anularlo. A posteriori de cada ciclado se "limpió" la configuración magnética presente en la muestra, subiendo la temperatura por arriba de la crítica; luego se vuelve a descender la temperatura y se realiza otro ciclado. Cuando $H_a^{DC}(MAX)=60$ Oe, no hemos encontrado irreversibilidades. Para $H_a^{DC}(MAX)=300$ Oe han penetrado vórtices en las islas, que permanecen anclados al anular el campo aplicado. Se observa una primera etapa reversible, entre 200 y 300 Oe; esto es debido a la saturación de las corrientes de apantallamiento intergranulares en ese rango. Al continuar disminuyendo el campo, se observa una clara separación entre las señales de ida y regreso, con la presencia de un ancho máximo en $\chi'(ZFCR)$, que recuerda a las curvas de $J_{cj}(H)$ medidas por técnicas de transporte eléctrico [86,87,88]. Dicho pico proviene de la compensación local entre el campo aplicado y el dipolar paramagnético. Vemos que la curva $\chi'(H_a^{DC})$ proporciona los aspectos relevantes de $J_{cj}(H_a^{DC})$, aunque la corriente inducida por el campo alterno es siempre la misma. Análogamente, para el caso de las técnicas de transporte se ha sugerido [86] el uso de curvas $V(H_a^{DC})$ obtenidas con un valor de corriente de transporte constante, para obtener la forma de la curva de corriente crítica intergranular.

El caso de $H_a^{DC}(MAX)=160$ Oe es interesante, ya que se observan irreversibilidades, pero el apantallamiento a campo nulo coincide con el de la

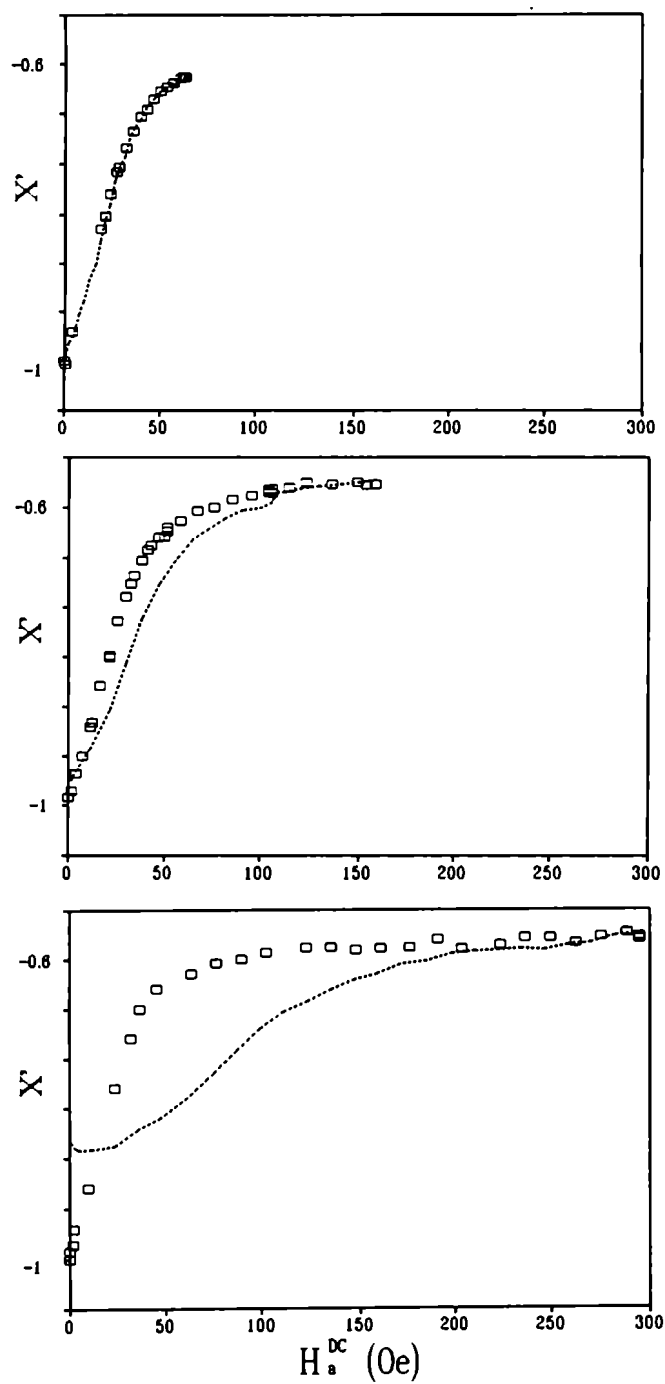


Figura 22: Ciclado del campo hasta 60, 160 y 300 Oe respectivamente.

configuración ZFCV; esto sugiere la presencia de vórtices pero en cantidades o disposiciones que no son eficientes para compensar el campo local. En el Capítulo 5 se presenta un estudio detallado sobre ciclados del campo aplicado.

4.6 Configuraciones ZFC a otras Temperaturas

Al aumentar la temperatura, disminuye $J_{c2}(T)$; por lo tanto la capacidad de acoplamiento intergranular es menor, y mayor será el efecto del campo continuo al ser incrementado en configuraciones ZFC. Esto se puede ver en la figura 23, donde se comparan los casos de 4.2, 21 y 26 K. La pendiente de χ' para campos bajos crece con la temperatura, y cambia su valor de saturación; asimismo, el pico de la componente disipativa se desplaza hacia campos más bajos.

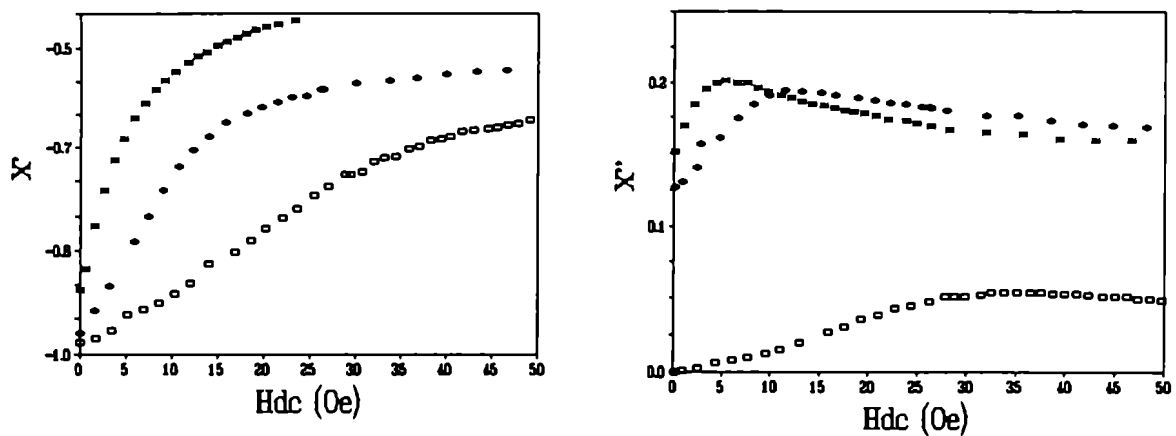


Figura 23: Configuraciones ZFCV a 4.2 (\square), 21 (+) y 26 K (*), usando $H_a^m = 0.06$ Oe.

4.7 Configuraciones FCV y FCR

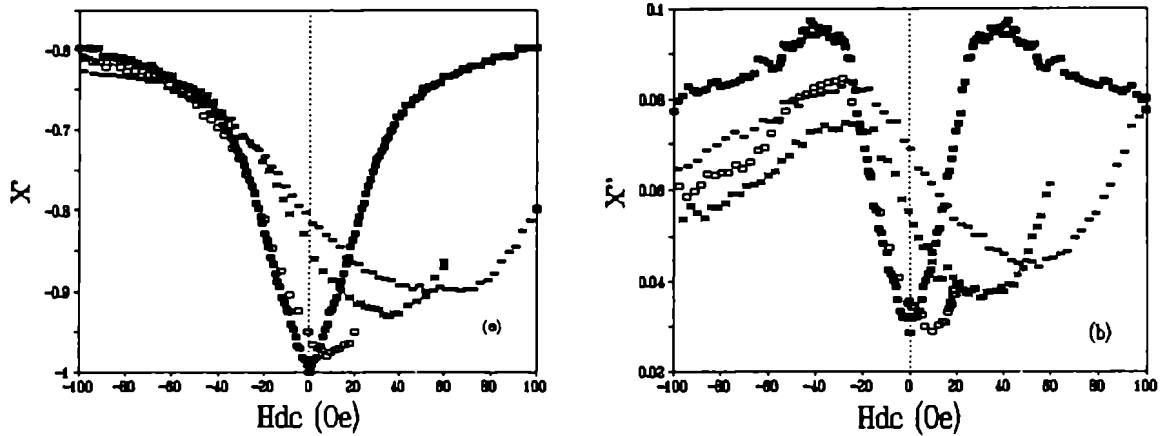


Figura 24: FCR con $H_a^m=0.06$ Oe a 4.2 K: (a) χ' y (b) χ'' .

En esta sección se presentan resultados obtenidos en configuraciones FCV y FCR a 4.2 K; para poder comparar con los resultados ZFCV de la sección 4.5, algunos de los resultados allí obtenidos se muestran también aquí.

Los valores de $\chi_{AC}(FCV)$ para distintos H_a^{DC} están dados por el primer punto a la derecha de las curvas $\chi_{AC}(FCR)$, que se muestran en las figuras 24 y 25 para dos H_a^m distintos, que difieren en un factor 10. En general, los valores de $\chi_{AC}(FCV)$ muestran una mayor capacidad de apantallamiento que los resultados correspondientes obtenidos en configuraciones ZFCV, donde el efecto de la compresión de campo en las juntas aumenta el campo local, disminuyendo J_{cj} .

χ' presenta un máximo de apantallamiento para un valor de campo próximo a la mitad del FCV aplicado. El valor de dicho máximo disminuye para experimentos con un campo inicial FCV más alto (ver figuras 24a y 25a). Cuando se invierte la dirección del campo aplicado (valores negativos de H_a^{DC}), todas las curvas tienden al mismo valor de saturación.

χ'' como función de H_a^{DC} presenta dos regímenes: puede presentar un mínimo (el caso de $H_a^m=0.06$ Oe, figura 24b) o un máximo (el caso de $H_a^m=0.6$ Oe, figura 25b). En el primer caso, cuando se invierte la dirección de H_a^{DC} , presenta un máximo. Todas estas características se discuten en la siguiente sección, y se usan para determinar cuantitativamente el valor del campo efectivo local H_j^{eff} .

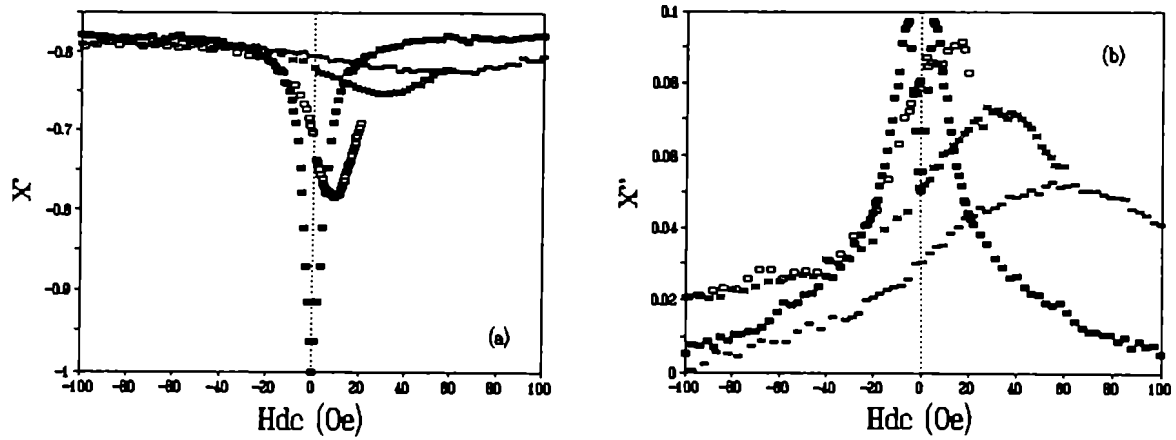


Figura 25: Caso FCR con $H_a^m = 0.6$ Oe a 4.2 K: (a) χ' y (b) χ'' .

4.8 Campo local intergranular

A partir de la calibración del campo local como función del campo aplicado, utilizando la condición 18, se analizan y discuten los resultados de $\chi_{AC}(H_a^{DC})$. Como primer paso se calibra el campo en la condición ZFCV, y usando estos resultados se calibra la configuración FCR.

4.8.1 Determinación de H_j^{eff} en la configuración ZFCV

En la configuración FCV, el campo local H_j es igual al campo aplicado H_a^{DC} [88-91]. Para H_a^m y temperatura fijas, χ_{AC} está determinada, en el marco del modelo de Kim, por α , H_0 y el valor de campo aplicado; por lo tanto, configuraciones FCV y ZFCV que resulten en el mismo valor de χ_{AC} corresponden al mismo valor de campo intergranular efectivo H_j^{eff} , aún para valores distintos de campo aplicado. Así, de la figura 24 podemos calcular el campo local efectivo para la configuración ZFCV como función de H_a^{DC} , asignando a cada valor de campo de la curva ZFCV el valor correspondiente

del experimento FCV que haya resultado en un mismo nivel de apantallamiento χ' . Estos resultados se muestran en la figura 26. El procedimiento es chequeado presentando valores evaluados a partir de la componente disipativa χ'' y de las sistemáticas obtenidas con otras amplitudes del campo alterno.

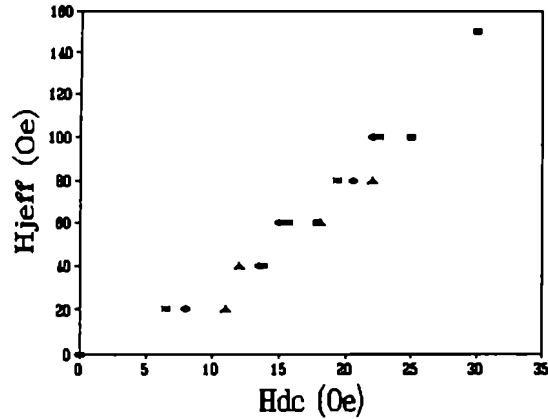


Figura 26: Campo local intergranular (caso ZFCV).

La relación entre H_j^{eff} y H_a^{DC} resulta

$$H_j^{eff} \approx 4H_a^{DC} + cte. \quad (26)$$

Como era esperable, H_j^{eff} es mayor que el campo aplicado debido a la compresión de líneas de campo en las junturas, y además no depende de la amplitud de H_a^m . La presencia del término constante señala que para valores bajos de H_a^{DC} esta relación no es lineal.

La figura 27 muestra la curva transformada de χ' vs H_j^{eff} . Como el campo local intergranular es el relevante en la determinación de la respuesta al campo alterno, los resultados obtenidos en diferentes configuraciones magnéticas deben ser idénticos cuando se grafican como función de H_j^{eff} . La relación entre el campo local y el efectivo depende también de la temperatura, y de la forma y distribución de tamaños de grano [89].

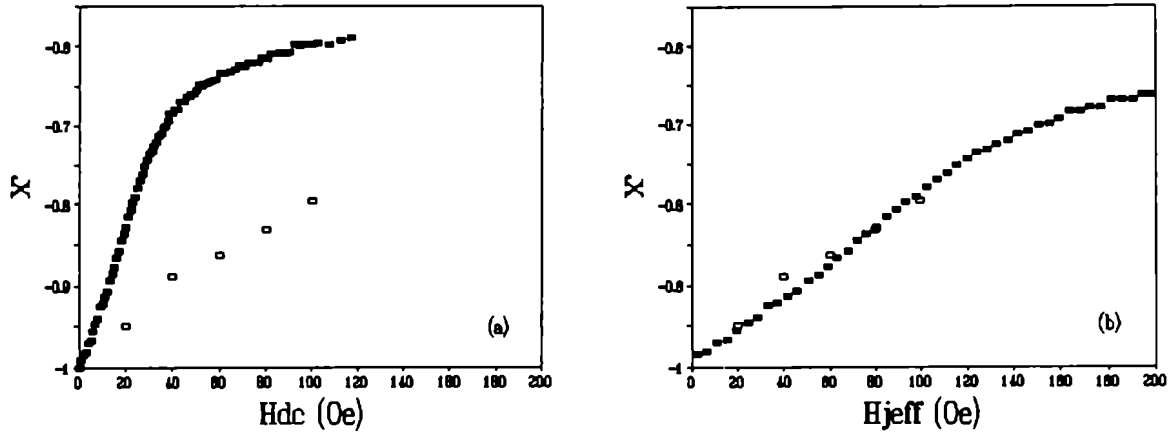


Figura 27: Proceso de calibración del campo local: χ' vs (a) H_a^{DC} , y (b) H_j^{eff} con $H_a^m=0.06$ Oe a $T=4.2$ K.

En base a estos resultados se han estimado $\alpha(4.2K)=2.5$ OeG/cm y $H_0=8$ Oe, usando la ecuación 23 donde H^* corresponde a un valor de campo ya transformado (figura 26). Es posible realizar un ajuste de toda la curva χ' vs H_j^{eff} : sin embargo, los resultados así obtenidos tienen una dispersión más alta que los determinados por el método antes mencionado. El valor de la densidad de fuerzas de anclaje obtenido es bajo, si se lo compara con los obtenidos en otros sistemas [28,29]; esto coincide con los valores bajos de corriente crítica (figura 9) correspondientes a esta misma muestra. Teniendo la relación entre el campo aplicado y el efectivo, graficamos en la figura 28 la corriente crítica intergranular como función de este último; la extrapolación a campo nulo coincide con el valor previamente obtenido de las mediciones en función de temperatura.

Veamos algunas limitaciones del método. Si bien el acuerdo entre la dependencia de $\chi_{AC}(H_a^m)$ como función de H_j calculada y medida es bueno, existen algunas discrepancias cuantitativas. Por ejemplo, el valor de la pendiente para valores bajos de campo debe cumplir, para $H_a^m \ll H_p$, la condición

$$\frac{1}{H_a^m} \frac{\partial \chi'}{\partial H_a^{DC}} \propto \frac{1}{2J_c H_0}, \quad (27)$$

que puede ser obtenida tanto en el marco del modelo de Kim, como en el de

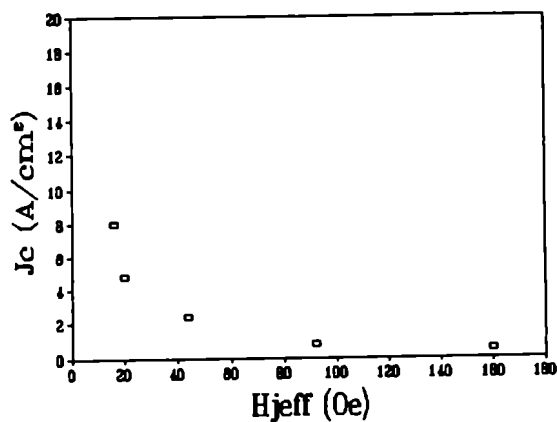


Figura 28: J_c vs H_j^{eff} a $T=4.2$ K

Sean si se reemplaza J_c por su dependencia con campo luego de realizar los cálculos (en los que se considera que ésta no depende de H).

Tabla II: Resultados experimentales

H_a^m	0.06	0.1	0.3	0.6	1
$(d\chi'/dH_a^{DC})$	0.0087	0.012	0.0254	0.0402	0.05
$(1/H_a^m)(d\chi'/dH_a^{DC})$	0.145	0.129	0.084	0.067	0.05

En la Tabla I vemos que para los valores más bajos de H_a^m utilizados, la relación se cumple aproximadamente, apartándose de ella para valores crecientes de H_a^m . En realidad, en términos generales no se espera que un modelo

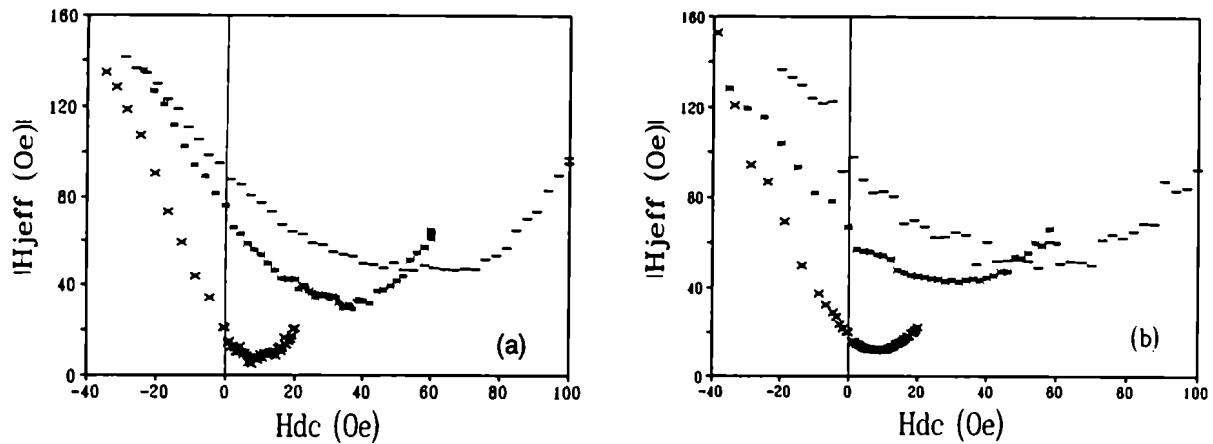


Figura 29: Campo local (caso FCR) (a) $H_a^m=0.06$ Oe (b) $H_a^m=0.6$ Oe.

de estado crítico en que no se ha incluido la presencia de la longitud de penetración (régimen reversible de entrada y salida de campo), ni de un campo crítico inferior, pueda dar cuenta de estos detalles precisos; en particular, cerca de $H_a^{DC} \approx 0$ estos dos aspectos juegan roles determinantes en una descripción más detallada. Por otra parte, el método expuesto es insensible en la región de saturación de la señal χ' , por lo cual debe usarse la componente χ'' , que en general es más ruidosa. Luego, para una calibración eficiente es mejor usar bajas amplitudes de campo alterno. Esta falta de acuerdo con los cálculos no será considerada como relevante en lo que sigue, ya que no afecta las conclusiones que extraeremos de los resultados experimentales.

4.8.2 Calibración de H_j^{eff} en la configuración FCR

Una vez conocido el valor de H_j^{eff} para la condición ZFCV, puede ser usado para determinar H_j^{eff} como función del campo aplicado para la configuración FCR, siguiendo el mismo procedimiento. La figura 29 muestra $|H_j^{eff}|$ como función de H_a^{DC} para dos valores de H_a^m y distintas configuraciones iniciales de partida; al igual que en el caso ZFCV, la calibración no depende de la amplitud del campo alterno. El mínimo indica que el campo intergranular, a medida que se reduce H_a^{DC} , es compensado por el campo dipolar paramagnético generado por el flujo atrapado en las islas; pero esta

compensación no se produce de manera completa en todas las juntas. Al enfriar la muestra en campos aplicados más bajos, la compensación es más eficiente debido a que una parte más pequeña de la muestra está involucrada en la respuesta al campo alterno, por la menor disminución de J_{cj} . A la vez, se produce una menor dispersión en la dirección de las líneas de campo. Por lo tanto una disminución monótona del campo aplicado genera una disminución y posterior aumento del *modulo* del campo local efectivo $|H_j^{eff}|$, que es el que afecta la capacidad de apantallamiento χ_{AC} . Al invertir el sentido de H_a^{DC} , éste se suma al campo paramagnético en la región intergranular, aumentando más aún $|H_j^{eff}|$. Resulta claro que la señal de χ_{AC} para cada configuración, corresponde a un barrido distinto de una única curva universal obtenida al graficar χ_{AC} como función del campo local efectivo H_j^{eff} , como se ha mostrado en la figura 27b.

4.9 Características de $\chi_{AC}(FCR)$

A primera vista, en la configuración FCR la dependencia de χ' o χ'' como función del campo aplicado parece complicada, debido a que una disminución sistemática del campo H_a^{DC} representa una excursión en el módulo del campo local que disminuye desde el valor de campo aplicado hasta aproximadamente la mitad, y luego se incrementa. El campo relevante para la capacidad de apantallamiento es el campo local, por lo tanto es posible entender la evolución de χ_{AC} siguiendo la curva calculada 20, la que está graficada en función del campo local:

χ' es una función monótona del campo continuo (ver figura 20a) y por lo tanto cuando el campo local disminuya y aumente, χ' presentará un máximo en la capacidad de apantallamiento;

χ'' no es una función monótona del campo aplicado (ver figura 20b). Habrá casos en que $\chi''(FCR)$ presentará mínimos (24b) o máximos (25b) como función del campo aplicado, según el rango de las excursiones del campo local al disminuir el campo aplicado. Incluso será posible encontrar situaciones en las que la señal pasa por un mínimo y a continuación por un máximo.

Por ejemplo, para una configuración FCR(100 Oe) el campo local se reduce desde 100 Oe hasta 50, y luego comienza a crecer, como se muestra en la figura 29. Como se dijo más arriba, los valores de χ_{AC} así obtenidos pueden ser relacionados con los de otras configuraciones si se los expresa en función del campo local. Veamos las características de $\chi''(FCR)$. En la figura 30 se

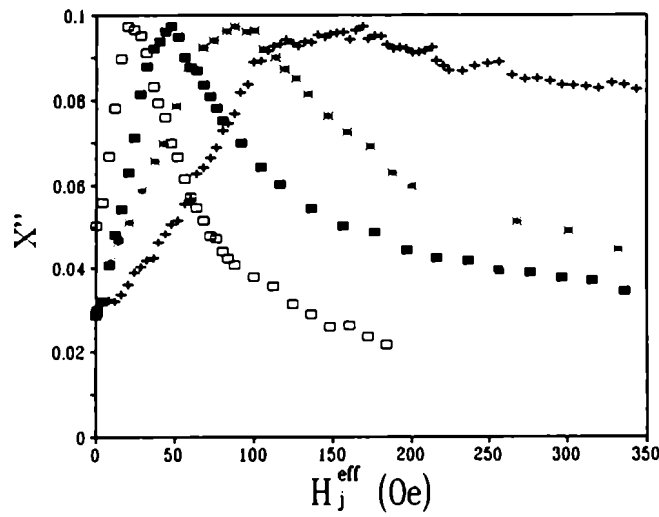


Figura 30: χ'' como función de H_j^{eff} para los distintos valores de H_a^m (con los mismos símbolos que en la figura 21).

presenta χ'' vs H_j^{eff} :

Para $H_a^m=0.06$ Oe el campo alterno no alcanza el centro de la muestra; por lo tanto χ'' presenta un mínimo como función de H_a^{DC} .

Cuando $H_a^m=0.6$ Oe el campo alterno llega hasta el centro de la muestra en toda la excursión del campo local, y por lo tanto χ'' presenta un máximo (figura 25).

Para el caso $H_a^m=0.3$ Oe y, reduciendo H_a^{DC} desde distintos valores FCV, se ha obtenido un cambio de régimen entre las dos situaciones antes mencionadas, como se muestra en la figura 31. Como puede verse para la configuración FCR(30 Oe) el pico de χ'' se obtiene dos veces cuando se reduce el campo aplicado monótonamente, dado que al decrecer el campo local pasa por el valor que determina la máxima disipación, y al aumentar vuelve a pasar por la misma condición.

Vemos por lo tanto que un análisis en términos del campo local intergranular permite interpretar los resultados obtenidos en las configuraciones en que éste es fuertemente afectado por la contribución intragranular, y predecir el comportamiento en los distintos regímenes. En particular, para mostrar que χ'' presenta distintos comportamientos según el campo alterno haya alcanzado o no el centro de la muestra, se ha realizado el análisis desde dos

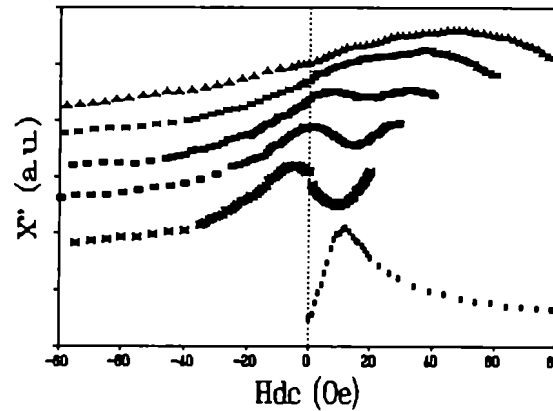


Figura 31: Cambio de régimen en χ'' al cambiar el valor de FCV, usando $H_a^m = 0.3$ Oe

posibles enfoques de esa situación:

- manteniendo la excursión en campo local y variando la amplitud del campo alterno (es el caso de las figuras 24b y 25b);
- manteniendo el campo alterno y variando la excursión del campo local (caso de la figura 31).

4.10 Efectos de relajación

En la sección 4.2 se presentaron algunas mediciones de χ_{AC} como función de la temperatura, en distintas configuraciones magnéticas, y se mostró que la historia termomagnética determina el estado de apantallamiento en SC granulares. En esta sección se estudia con mayor detalle el efecto del campo continuo aplicado en configuraciones ZFC, al aumentar la temperatura; en particular, se compara la manera en que se desdibuja el pico de la componente χ'' para distintos valores de campo.

En la figura 32 se muestra la señal $\chi''(T)$ para configuraciones ZFC y FC con $H_a^{DC} = 15$ Oe; allí, se evidencian aspectos interesantes, si se compara con las figuras 17 y 18:

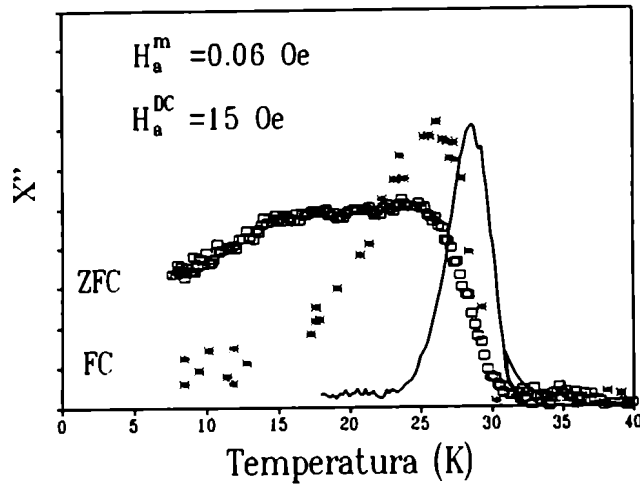


Figura 32: $\chi''(T)$ en configuraciones ZFC (\square) y FC ($*$) para $H_a^{DC}=15$ Oe y $H_a^m=0.06$ Oe.

- el pico de $\chi''(FC, 15Oe)$ aparece bastante simétrico, relativamente angosto y bien definido, y con una amplitud similar a la obtenida sin H_a^{DC} ;
- el pico de $\chi''(ZFC, 15Oe)$ por el contrario, es fuertemente asimétrico, ancho y con cierta estructura interna; su amplitud se ha reducido aproximadamente a la mitad.

Esta comparación reafirma la imagen desarrollada previamente, en el sentido de que la configuración FCV presenta una distribución de campos más homogénea que la ZFC correspondiente, en la que los efectos de campo local se ven amplificados.

Para clarificar la tendencia de este comportamiento, realizamos mediciones ZFC para valores bajos de H_a^{DC} , utilizando $H_a^m=0.06$ Oe (figura 33). Observamos que para los valores de $H_a^{DC}=15$ Oe y 10 Oe, para bajas temperaturas χ'' crece al aumentar la temperatura. Por el contrario, para valores superiores a 50 Oe χ'' decrece suavemente hasta aproximadamente 25 K (figura 17). Para 20 Oe observamos un ancho *plateau*, producido por el cambio gradual entre ambos regímenes. Para temperaturas entre 25 y 32 K observamos en todas las curvas un pico cercano a la posición del pico obtenido en ausencia de campo continuo, de amplitud fuertemente dependiente de H_a^{DC} . Dicho pico corresponde a la penetración del campo alterno hasta el centro de la muestra, y resulta más definido en ausencia de campo continuo, ya que

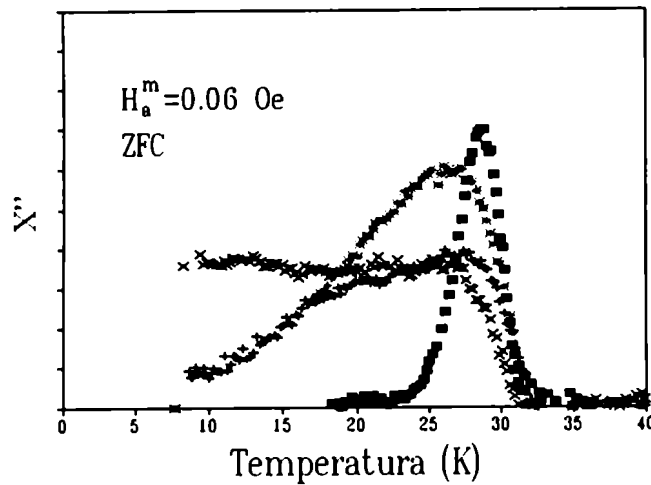


Figura 33: $\chi''(T)$ en configuraciones ZFC usando $H_a^{DC} = 0$ (■), 10 (*), 15 (+) y 20 (x) Oe con $H_a^m = 0.06$ Oe.

$J_{c,j}$ es más alta y el fenómeno se produce en un angosto rango de temperatura.

De estos resultados experimentales, podemos obtener las siguientes conclusiones:

- para temperaturas menores que 20 K las características de $\chi''(T)$ corresponden a las de un MEC intergranular en que el efecto de las islas SC es introducir un μ_{eff} y aumentar el campo local intergranular por sobre el aplicado;
- para temperaturas por arriba de 25 K se produce un proceso de relajación del campo local, por la entrada de campo en los granos SC, y que puede provocar un pequeño aumento en la corriente crítica intergranular, que posibilita que se vea un pico de llegada del campo alterno al centro de la muestra.

Para confirmar esta imagen, realizamos las mismas experiencias ZFC pero con un valor de campo alterno mayor; dentro del MEC intergranular esperamos cambios cuantitativos pero no cualitativos; en lo que respecta al pico de llegada del campo al centro de la muestra, el ensanchamiento que produce un campo alterno mayor podría permitir observar el efecto en un rango más amplio de temperaturas. En la figura 34 se presentan los casos en que $H_a^{DC} = 5$ y 10 Oe, en los que reobtenemos la deformación con campos crecientes,

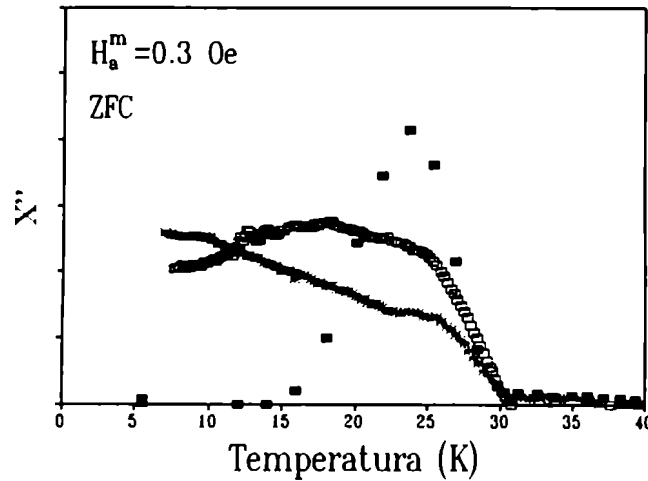


Figura 34: $\chi''(T)$ en configuraciones ZFC usando $H_a^{DC}=0$ (■), 5 (□) y 10 (*) Oe con $H_a^m=0.3$ Oe.

aunque el cambio de régimen en la pendiente de $\chi''(T)$ se produce para campos menores (comparar con los valores de la figura 33); asimismo, el pico de altas temperaturas aparece más definido.

4.11 Efecto del tamaño de grano

En principio las islas SC se hallan dentro de los granos cerámicos, lo cual establece una jerarquía en la granularidad del sistema. Es claro que la morfología del compuesto tendrá relevancia en la deformación local del campo magnético. A su vez, la calidad del acople intergranular resulta muy diferente entre muestras sintetizadas en las mismas condiciones. Aquí se presenta el caso de otra muestra simplemente como comparación de la validez de los resultados arriba presentados.

En la figura 35 vemos las características de una muestra cuyo tamaño de grano cerámico es menor que el correspondiente a la muestra hasta ahora considerada; si bien a grandes rasgos los resultados son similares, el detalle de la curva FCR es bien distinto. Esto está en acuerdo con lo observado por Yang et. al.[89], quien comparó muestras de tamaño de grano diferente obteniendo que el efecto del campo local es más importante en los sistemas de grano cerámico grande. El hecho de que el campo remanente obtenido

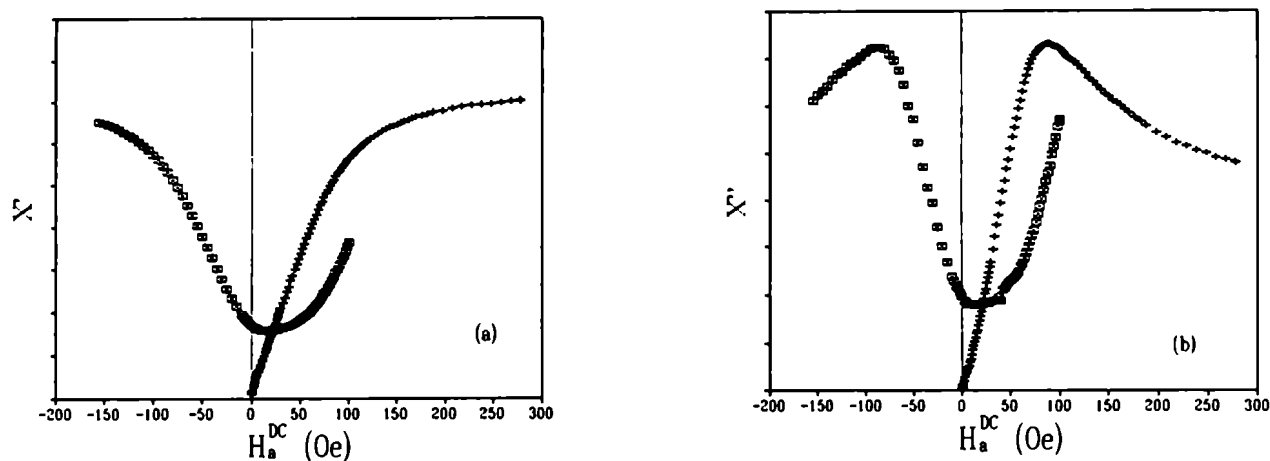


Figura 35: Configuraciones ZFCV, FCV y FCR a 4.2 K con $H_a^m = 0.06$ Oe en una muestra con granos pequeños.

desde una configuración FCV de 120 Oe sea menor que el valor a 120 Oe, es debido a una menor capacidad de anclaje de flujo intragranular (y por tanto una menor corriente crítica de los granos), o a la presencia de junturas más débiles que las del caso analizado previamente.

A modo de resumen de este Capítulo, señalemos que se ha podido interpretar el comportamiento de la respuesta de un sistema granular a un campo alterno en términos de las características intergranulares, atribuyéndole a los granos SC el efecto del incremento del campo intergranular en configuraciones ZFC. Como la disposición de la muestra con respecto al sistema de bobinas se realiza de manera de minimizar el efecto del factor demagnetizante de la muestra, vemos que el agregado de granos SC tiene como efecto el incrementar el factor demagnetizante del conjunto, visto macroscópicamente.

5 Efectos del Ciclado del Campo Magnético

En este Capítulo se estudian en mayor detalle las irreversibilidades que se producen al ciclar el campo H_a^{DC} a partir de configuraciones ZFC y FC, y se comparan los resultados experimentales obtenidos con cálculos realizados utilizando un modelo sencillo para los perfiles de campo dentro de los granos SC.

5.1 Anclaje intragranular e intergranular.

Como se mostró en la sección 4.5.2 (Irreversibilidades en configuraciones ZFCR), al aumentar el H_a^{DC} por arriba de cierto umbral en una configuración ZFC se provoca la entrada de vórtices de Abrikosov en los granos SC. Debido al fuerte anclaje intragranular, éstos quedan atrapados al disminuir el campo aplicado, y la respuesta magnética del conjunto depende del valor máximo de campo continuo que se haya alcanzado (ver figura 22). La entrada de fluxones en las juntas también se produce de manera irreversible, debido a la presencia de centros de anclaje intergranulares, en donde quedan atrapados los fluxones. Sin embargo, la eficiencia de estos centros de anclaje es órdenes de magnitud menor que la de los centros intragranulares. Asimismo, la relación entre los valores del campo crítico inferior intra e intergranular es aproximadamente 10^3 [59,95] en $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ oxigenado y a bajas temperaturas. En general en los SAT H_{c1j} es menor que 1 Oe a 4.2 K, por lo cual para poder realizar mediciones precisas de este valor es necesario contar con un apantallamiento del campo magnético terrestre.

En un *sistema homogéneo* en estado crítico, un ciclado en H_a^{DC} no puede ser detectado por la técnica de susceptibilidad AC debido a que las irreversibilidades introducidas (en la muestra homogénea habrá un perfil de campo atrapado) son detectadas sólo durante el primer ciclo del campo alterno, el que después *limpia* la configuración. Sin embargo, las irreversibilidades deben resultar evidentes al ser sensadas por una técnica magnética DC, que detecta la presencia de campo atrapado. También, en mediciones de resistencia superficial por microondas en *sistemas homogéneos* en estado crítico, el efecto del campo atrapado es detectable [32].

Como se ha mostrado en el Capítulo anterior, el efecto de los granos SC en configuraciones ZFC es introducir una permeabilidad μ_{eff} a bajas temperaturas, al menos en el rango de campos utilizados en este trabajo [94]. Por lo tanto la descripción en términos de un MEC intergranular se refiere a un medio homogéneo, y la distribución de perfiles de campo DC sensados por el campo alterno en este tipo de cálculos no permite obtener fenómenos histeréticos. Para poder describir las compensaciones de campo local obtenidas en configuraciones FC fué necesario introducir explícitamente el efecto paramagnético de los granos SC.

Los resultados dependientes del ciclado analizados previamente y los que se presentan a continuación son debidos a la presencia de una segunda componente en la muestra, los granos SC, que no puede ser descripta por medio de un μ_{eff} solamente; su efecto sobre la región intergranular es fuertemente no lineal y dependiente de la historia termomagnética del sistema. El detalle de los perfiles de campo intragranulares debe ser tenido en cuenta para poder

realizar un descripción del campo local intergranular.

En el análisis que sigue, el énfasis es puesto en el anclaje de flujo dentro de los granos. Sin embargo, es importante tener en claro que los centros de anclaje de las juntas son esenciales para la presencia de un estado crítico intergranular. Si bien se ha argumentado [96] sobre la naturaleza topológica de este anclaje, en este trabajo no entraremos en detalles respecto de su origen.

5.2 Mediciones ciclando el campo magnético aplicado.

En esta sección y en la 5.4 se presentarán resultados de algunas mediciones realizadas ciclando el H_a^{DC} . Para facilitar la comparación entre ellas, todos los resultados experimentales presentados en esta sección corresponden a un campo alterno de $H_a^m = 0.06$ Oe, una frecuencia de 4 kHz y una temperatura constante de 4.2 K. Todas las mediciones comienzan a partir de una configuración ZFC, salvo las que se presentarán en la figura 43, que fueron realizadas a partir de configuraciones FC.

En la figura 36 se presenta el caso en que H_a^{DC} es ciclado hasta 300 Oe dos veces consecutivas, sin limpiar la configuración magnética presente al final del primer ciclo. Distinguiremos entre ambas configuraciones llamándolas *caso I* y *caso II* respectivamente. La curva de ida (ZFC I \equiv ZFCV) corresponde al estado crítico de toda la muestra, y el campo local en las juntas está comprimido por efecto del diamagnetismo de los granos. La curva de regreso (ZFCR I) presenta una primera etapa reversible, y luego mayor apantallamiento que en la curva de ida debido a la compensación del campo local, evidenciando un máximo de apantallamiento para campos bajos, y finalmente un valor remanente de χ' . Al volver a incrementar H_a^{DC} (ZFC II) se incrementa la capacidad de apantallamiento para campos bajos, más que en el caso ZFCR I, para luego confundirse con la curva inicial ZFC I. La curva de regreso ZFCR II coincide con la ZFCR I.

En la figura 37 se presenta el efecto de la historia magnética en χ' al ciclar la muestra desde una configuración ZFCV hasta distintos $H_a^{DC}(MAX)$, y luego disminuir el campo hasta anularlo. La primera etapa de la curva es común a todos los casos, y corresponde al estado crítico intergranular previamente analizado. Al disminuir el H_a^{DC} desde $H_a^{DC}(MAX)$, se observan distintos caminos según el $H_a^{DC}(MAX)$ alcanzado. El valor remanente de χ' evidencia la presencia de vórtices intragranulares anclados. El ancho máximo en la capacidad de apantallamiento (H_{casoI}^{pico}) corresponde a la compensación

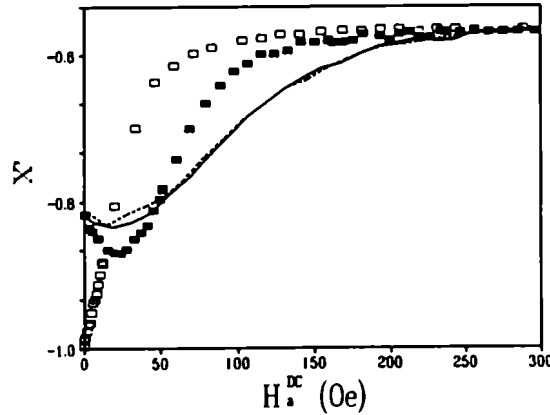


Figura 36: χ' en una configuración ZFC para los casos I (\square y $-\cdot-$) y II (\blacksquare y $-$) a 4.2 K como función de H_a^{DC} , con $H_a^m = 0.06$ Oe y $f = 4$ kHz.

entre el campo aplicado y el campo paramagnético que se produce en los granos SC por efecto de los gradientes de campo, de manera análoga a la descrita al analizar los casos FCR (ver 4.7). Sin embargo, la configuración de vórtices intragranulares difiere en los casos ZFCR y FCR. Notamos que al aumentar el $H_a^{DC}(MAX)$, el valor remanente de χ' disminuye en valor absoluto, al igual que el máximo de apantallamiento, el que a su vez se corre hacia campos más altos. Esta tendencia es análoga a la previamente hallada en configuraciones FCR obtenidas desde distintos campos iniciales; de hecho se están produciendo los mismos gradientes de campo en la zona externa de la muestra, que es la involucrada en el apantallamiento del campo alterno. Por lo tanto, encontramos nuevamente que el valor del campo local es el determinante de las propiedades de apantallamiento del campo alterno.

Así, la corriente crítica intergranular puede aumentarse realizando un proceso de ciclado del H_a^{DC} a partir de configuraciones ZFC: en la figura 37 resulta claro que el apantallamiento para $H_a^{DC} > 40$ Oe es mayor en todas las curvas ZFCR que en las correspondientes a la configuración ZFCV. Resultados similares fueron hallados por mediciones de transporte eléctrico [30,87,88].

En la figura 38 se muestran resultados de χ' en el caso II para distintos valores de $H_a^{DC}(MAX)$, obtenidos al incrementar H_a^{DC} desde cero luego de haberlo ciclado una vez hasta $H_a^{DC}(MAX)$ a partir de una configuración ZFC. Observamos que cuando $H_a^{DC}(MAX)$ es mayor que 250 Oe, los máximos de apantallamiento resultan más definidos que en el caso de la figura 37; asimismo, las tendencias presentes en el valor del máximo de apantallamiento y en el valor de campo en que se produce (H_{casoII}^{pico}) coinciden con las presentadas en el caso I, esto es, menor capacidad de apantallamiento y

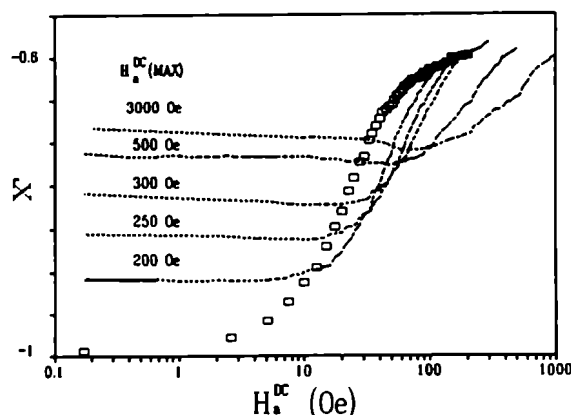


Figura 37: χ' en el caso ZFCR I, desde 200,250,300 y 500 Oe (—); el caso ZFCV se muestra como referencia (\square).

desplazamiento del punto de compensación óptima hacia campos más altos al incrementar H_a^{DC} .

5.3 Algunos cálculos.

Hasta ahora se ha mostrado que si bien macroscópicamente se debe cumplir que la intensidad del campo magnético aplicado es igual al campo interno (debido a que la muestra se halla paralela al campo y se debe cumplir la conservación de la componente tangencial del campo magnético), si asumimos que esta condición es válida para el caso FCV, obtenemos efectos de compresión de campo interno importantes.

Recientemente se ha propuesto un modelo [30] para dar cuenta de la histéresis de J_{c_j} con H_a^{DC} , basado en el factor demagnetizante de los granos SC. El efecto demagnetizante causa que el campo local en los contornos del grano sea dependiente de la magnetización de los propios granos, la cual es fuertemente dependiente de la historia magnética debido al alto anclaje intragranular, y por ésto provoca que la corriente crítica intergranular también lo sea. La magnetización intragranular es calculada en base al modelo de Bean. El modelo explica cuantitativamente el corrimiento observado del máximo de la J_{c_j} hacia campos positivos al disminuir el campo aplicado desde $H_a^{DC}(MAX)$, así como el ensanchamiento y reducción del valor del máximo de la J_{c_j} al aumentar $H_a^{DC}(MAX)$. Utilizando una distribución triangular

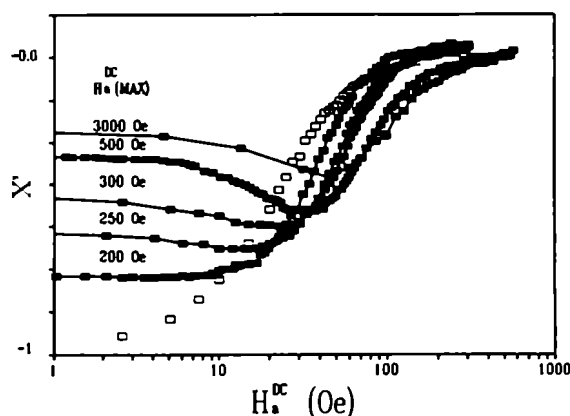


Figura 38: χ' en el caso II hasta 200,250,300 y 500 Oe (■); se muestra la curva ZFCV como referencia (□).

de factores demagnetizantes [30] y el valor del tamaño de las juntas fijo, K.H. Müller et al. obtienen un buen acuerdo con mediciones de transporte eléctrico realizadas en $YBa_2Cu_3O_7$ policristalino.

Otra aproximación al problema fue presentada por el grupo de G.Deutscher [31]. En base a la hipótesis de la conservación del flujo magnético antes y después de la transición al estado superconductor, Mocaer et al.[31] obtienen el valor del campo local en el contorno de un grano superconductor en función del campo aplicado. Para ello analizan una muestra de espesor finito *perpendicular* al campo, formada por un arreglo ordenado de granos y juntas; resuelven el estado crítico de un grano y relacionan el campo en el contorno del mismo con el campo en la junta a través de la ecuación de conservación de flujo:

$$\mu_0 H_a^{DC} = \frac{1}{S} \int_S B(\mathbf{r}) ds \quad (28)$$

en donde $S = S_g + S_j$ es la superficie de un grano y de una junta, perpendiculares a la dirección del campo aplicado. Esta condición es aproximadamente válida cuando la muestra se halla con su dimensión más extensa perpendicular al campo aplicado, y éste supera al menos al campo crítico inferior de las juntas.

Los dos enfoque mencionados para resolver el problema del campo local,

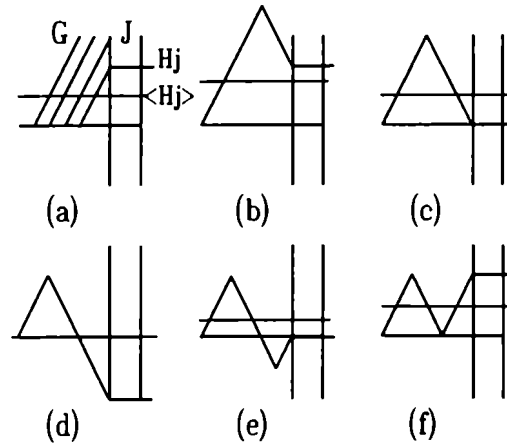


Figura 39: Perfiles de campo intragranular utilizando el modelo de Bean: (-) corresponde a H_j , mientras que la línea punteada corresponde a $\langle H_j \rangle$.

el de la ecuación de conservación del flujo y el del factor demagnetizante de los granos, son modelos extremadamente sencillos con la misma idea subyacente: evidenciar el campo dipolar diamagnético y paramagnético de los granos SC en la región intergranular. Ambos permiten realizar algunas estimaciones. Sin embargo, todo ajuste cuantitativo implica fijar alguna distribución para los granos SC, y una distribución espacial dentro de la muestra para el valor del campo en cada juntura.

Para la configuración de muestra y bobinas utilizada en este trabajo, en que la dimensión más extensa de la muestra se halla paralela al campo aplicado (ver figura 4), la muestra se puede considerar como infinita en primera aproximación, en lo que respecta a las correcciones por el efecto del factor demagnetizante. Para analizar su comportamiento, definimos un campo promedio $\langle H_j \rangle$ en la escala del grano SC, y que varía suavemente en la muestra:

$$\mu_0 \langle H_j \rangle = \frac{1}{S} \int_S B(\mathbf{r}) ds \quad (29)$$

en donde el significado de S , S_g y S_j es el mismo que en la ecuación 28. A partir de este planteo, es posible obtener una relación entre el campo local H_j y el campo promedio $\langle H_j \rangle$; éste último resulta proporcional al valor del campo aplicado, y su relación es monótona, por lo cual es posible obtener una idea cualitativa del comportamiento de H_j en los ciclados del campo externo.

Resolviendo la ecuación que define a $\langle H_j \rangle$ en un grano SC y una junta adyacente en la geometría de placa infinita paralela al campo, para las distintas etapas del ciclado, ver esquema en la figura 39, obtenemos el gráfico de la figura 40, en el caso en que $H_j < H_p$. Aquí $\langle H_j \rangle$ es el promedio del campo en la escala de los granos SC, y, para el caso en que la corriente crítica intergranular es suficientemente baja, cuando H_a^{DC} aumenta o disminuye, $\langle H_j \rangle$ aumenta o disminuye respectivamente. En particular, cuando $H_a^{DC} = H_a^{DC}(MAX)$ es $\langle H_j \rangle = \langle H_j^{MAX} \rangle$. Al disminuir $\langle H_j \rangle$ después de haber alcanzado $\langle H_j^{MAX} \rangle$, obtenemos una configuración en que H_j es nulo para el valor de campo positivo

$$\langle H_{casoI}^{pico} \rangle = \frac{(\langle H_j^{MAX} \rangle)^2}{4H_p} \left(\frac{S_g}{S} \right) \approx \frac{(\langle H_j^{MAX} \rangle)^2}{4H_p}, \quad (30)$$

en donde se ha utilizado el hecho de que $S_j \ll S_g \approx S$; en lo que sigue haremos siempre esta aproximación ya que los granos miden algunos micrones mientras que las juntas miden unas pocas decenas de Amstrongs. Al producirse esta compensación del campo intergranular, J_{cj} presenta un máximo, y por lo tanto la capacidad de apantallamiento es también máxima; éste es el efecto que se ha mostrado en la figura 36 para el caso I, y en la figura 37.

En caso de volver a aumentar $\langle H_j \rangle$ sin limpiar la configuración magnética presente, H_j volverá a anularse, y obtendremos otro máximo de la capacidad de apantallamiento. Usando el mismo esquema de cálculo, esto sucede cuando

$$\langle H_{casoII}^{pico} \rangle \approx \frac{1}{6} \frac{(\langle H_j^{MAX} \rangle)^2}{4H_p} \quad (31)$$

Por lo tanto esperamos obtener otro máximo en J_{cj} y en $|\chi'|$ para esta configuración. La dependencia con el cuadrado del campo máximo obtenidas en las ecuaciones 30 y 31 está relacionada con la manera en que crece el campo atrapado cuando $H_j < H_p$ en el modelo de Bean.

Cuando $H_j \gg 2H_p$ es razonable esperar un régimen de saturación para los valores de compensación del campo intergranular, debido a que el flujo intragranular atrapado alcanza su máximo valor cuando $H_j = 2H_p$ y se mantiene constante para valores mayores de H_j . Aplicando el mismo tipo de cálculo hemos obtenido

$$\langle H_{casoI}^{pico} \rangle \approx \frac{H_p}{2}, \quad (32)$$

para el caso I, y

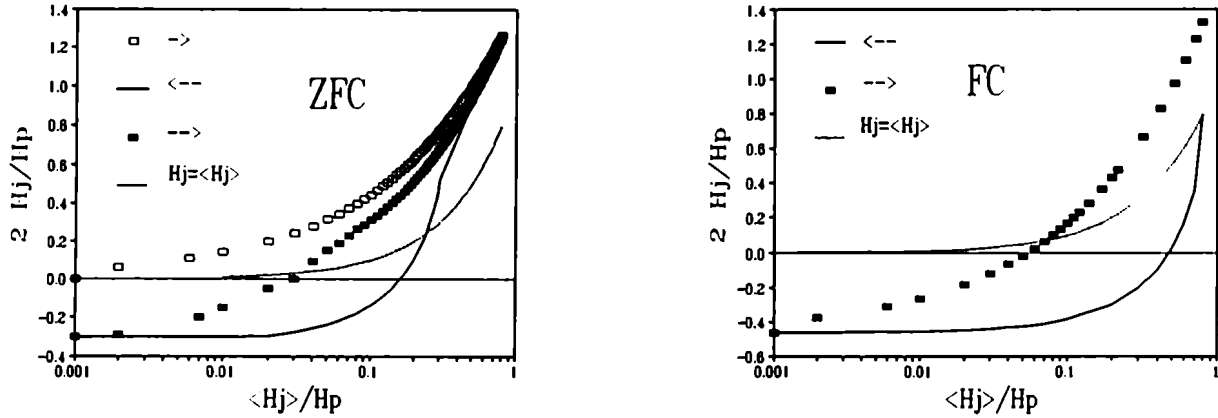


Figura 40: Campo local en una juntura, para el caso en que $H_a^{DC}(MAX) < H_p$ a partir de una configuración ZFC (a) y de una FC (b).

$$\langle H_{ca3011}^{pico} \rangle \approx \frac{1}{8} \frac{H_p}{2}, \quad (33)$$

para el caso II, independiente de $\langle H_j^{MAX} \rangle$ en ambos casos. Para valores de H_j entre $2H_p$ y H_p se obtiene un cambio gradual entre el régimen parabólico de las ecuaciones 30 y 31, y la saturación (ecuaciones 32 y 33). Estos resultados están en acuerdo con los resultados descriptos por Mocaer et al.[31] y con los cálculos reportados por L.Ji et al. [32]. En la figura 39 se muestran los perfiles intragranulares; los casos (c) y (e) corresponden a la situación en que $H_j = 0$ en los casos I y II respectivamente.

En realidad, el valor del campo local depende de la posición que se considere dentro de la muestra; en otras palabras, debido a la presencia de una corriente crítica intergranular habrá un gradiente del H_j no nulo. En la aproximación utilizada aquí, consideramos que no existe tal gradiente, lo cual corresponde a asignar al campo local intergranular un valor promedio en toda la muestra. Claramente ésta es sólo una aproximación al problema real, sustentada en que $J_{cg} \gg J_{cj}$ y válida en este caso, en que el interés está centrado en el gradiente intragranular. Otro aspecto no tenido en cuenta es la presencia de una distribución en las formas y tamaños de los granos SC, así como en la calidad de los acoplamientos intergranulares. Por lo tanto, no se espera que este tipo de modelos provea un acuerdo cuantitativo con los

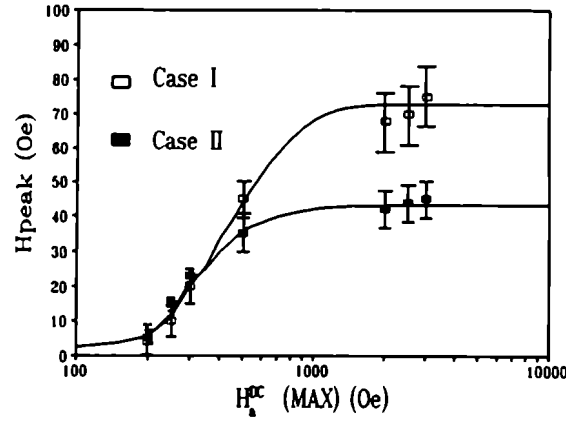


Figura 41: $\langle H_{casoI}^{pico} \rangle$ y $\langle H_{casoII}^{pico} \rangle$ como función de $H_a^{DC}(MAX)$ para los casos I (\square) y II (\blacksquare).

resultados experimentales.

En la figura 41 se comparan los valores obtenidos de H_{casoI}^{pico} y H_{casoII}^{pico} : vemos que la tendencia predicha por las ecuaciones 30 y 31 y el cambio de régimen se cumplen para campos bajos, aunque no se observa una diferencia en la posición de los picos para los casos I y II. Las barras de error que se muestran en la figura son debidas a que los máximos de apantallamiento son poco pronunciados. Para campos por arriba de 500 Oe se observan dos diferencias importantes con respecto al régimen de campos bajos: una tendencia a la saturación del valor del campo de compensación en los dos casos, y una clara separación entre los valores obtenidos en los casos I y II.

Se observa que el acuerdo general es razonable; la tendencia a la saturación del valor de compensación permite obtener un valor estimativo de H_p , y a partir de éste evaluar

$$J_{cg}(4.2K) \approx \frac{10H_p}{4\pi d} \approx \frac{10 \cdot 140Oe}{4\pi 10^{-4}cm} \approx 10^6 \frac{A}{cm^2}, \quad (34)$$

en buen acuerdo con mediciones realizadas en monocristales de SAT a baja temperatura [34]. La relación entre los valores predichos por las ecuaciones 32 y 33 no se obtiene en la figura 41. En particular, la relación experimental resulta del orden de $\frac{75}{45} \approx 1.6$, mientras que la predicha es 8.

El método de la ecuación de conservación de flujo también es usado por el grupo de M.Tinkham [32] para describir la compensación de campo intergranular en $YBa_2Cu_3O_7$ policristalino y en una red artificial de granos SC de Nb y juntas de Cu. En dicho trabajo, L.Ji et al.[32] presentan sus resultados sobre el valor de H_{casol}^{pico} para los distintos valores de $H_a^{DC}(MAX)$ utilizando un tratamiento análogo al aquí descrito, y extienden el modelo para el caso en que el sistema de granos y juntas es desordenado. El desorden es introducido por la formación de agregados de granos que actúan colectivamente, de manera que se renormaliza el tamaño del grano SC. Esta hipótesis permite a L.Ji et al. obtener distintos regímenes de saturación de H_{casol}^{pico} como función del campo, y realizar un mejor ajuste de los datos experimentales.

L.Ji et al.[32] realizan mediciones de resistencia superficial (método de pérdidas por microondas) a una frecuencia de 15 MHz. En sistemas SC granulares, esta técnica es sensible a la densidad de flujo intergranular [32]; así, obtienen irreversibilidades termomagnéticas [80], y el régimen de compensación óptima del campo local intergranular a partir de configuraciones ZFCR y FCR [32]. Estos resultados son analizados en un marco análogo al aquí expuesto, dentro de las hipótesis del MEC, tanto para el caso intergranular como para el intragranular. La alta frecuencia de la excitación permite analizar el movimiento de flujo como si no existiera anclaje[32,80], ya que la amplitud de su desplazamiento es muy pequeña. En la imagen del flujo anclado en un pozo de potencial, estos desplazamientos lo mantienen siempre muy próximos al mínimo de energía.

En las mediciones de resistencia superficial por microondas la forma de las curvas experimentales, como función de la temperatura[80] y del campo aplicado[32] en las distintas configuraciones coincide con las que presenta la componente χ' . Dicho resultado es debido a que la viscosidad de los vórtices intragranulares es algunos órdenes de magnitud mayor que la del flujo intergranular. Luego, ambas técnicas son extremadamente sensibles al estado de las juntas, y están sensando básicamente la misma propiedad, esto es la capacidad del sistema intergranular para apantallar un campo alterno.

5.4 Otros ciclados

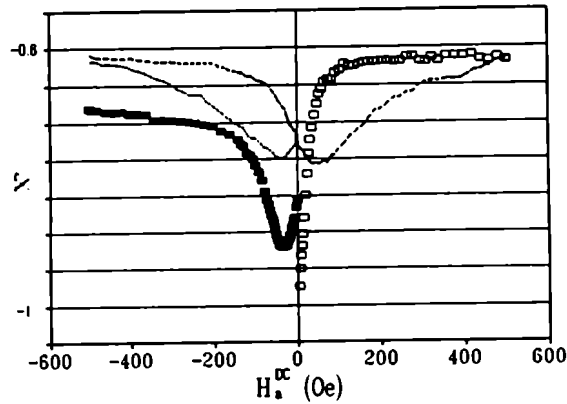


Figura 42: χ' obtenida ciclando H_a^{DC} entre ± 500 Oe a partir de una configuración ZFC con $H_a^m = 0.06$ Oe y $f = 4$ kHz a $T = 4.2$ K; el ciclado adicional obtenido cuando H_a^{DC} es llevado nuevamente a -500 Oe está desplazado hacia abajo para mayor claridad (■).

5.4.1 Ciclados entre $\pm H_a^{DC}(MAX)$.

En la figura 42 se presenta el caso de un ciclado entre $\pm H_a^{DC}(MAX) = \pm 500$ Oe a partir de una configuración ZFC. Luego de descender desde $H_a^{DC}(MAX)$, al invertir la dirección del campo, el apantallamiento continúa disminuyendo hasta la saturación. Al incrementar el campo desde $-H_a^{DC}(MAX) = -500$ Oe, se obtiene un máximo de apantallamiento para valores negativos de H_a^{DC} , similar en forma y posición al previamente obtenido en el caso I. Al llegar al cero, se vuelve a incrementar H_a^{DC} sin limpiar la configuración magnética presente en la muestra, y volvemos a obtener un pico similar al obtenido en el caso II, esto es, angosto y con mayor capacidad de apantallamiento que en el caso I. En la figura 42 esta última porción del ciclo se ha desplazado hacia abajo.

Luego del análisis de la figura 42 queda claro que la configuración del caso II estudiada previamente en detalle, presenta características de compensación del campo local bien distintas de las correspondientes al caso I, e incluso de las del ciclado entre $\pm H_a^{DC}(MAX)$. Los perfiles intragranulares correspondientes al punto en que $H_j = 0$ difieren, y en la figura 40 se puede observar que la manera en que el campo local se anula en cada caso

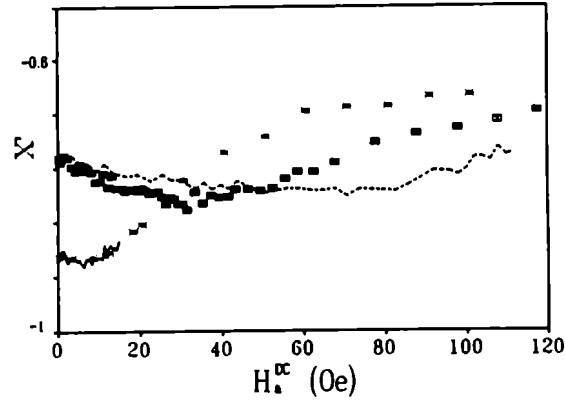


Figura 43: χ' obtenida ciclando H_a^{DC} a partir de una configuración FCV con $H_a^m = 0.06$ Oe y $f = 4$ kHz a $T = 4.2$ K: FCR (—) y FC incrementado desde $H_a^{DC} = 0$ (■)

es bien distinta. Sin embargo, como se ha mostrado antes, las características microestructurales de cada muestra determinan que este efecto sea más o menos significativo.

5.4.2 Ciclados desde configuraciones FC.

Siguiendo el esquema de los cálculos presentados para las configuraciones ZFC, obtenemos los siguientes resultados para configuraciones FC: cuando $H_j < H_p$ es

$$\langle H_{casoFC}^{pico} \rangle \approx H_j^{FCV} \left(1 - \frac{H_j^{FCV}}{2H_p} \right) \quad (35)$$

para el caso I (o sea FCR I), y

$$\langle H_{\text{casoII}FC}^{\text{pico}} \rangle \approx \frac{H_j^{\text{FCV}}}{4} \left(1 - \sqrt{\frac{2H_p}{H_j^{\text{FCV}}}} \right) \quad (36)$$

para el caso II (o sea FC incrementado desde 0). En la figura 40b se grafica H_j como función de $\langle H_j \rangle$ para esta condición. Notar que para la configuración FCV es $\langle H_j \rangle = H_j$. En los casos en que $H_j \gg H_p$ los resultados para las configuraciones FC coinciden con los obtenidos para las configuraciones ZFC (ecuaciones 32 y 33), ya que al disminuir el campo desde H_j^{FCV} se limpia la historia magnética.

Se han estudiado los efectos del ciclado en campo efectuado a partir de configuraciones FC; en la figura 43 se presenta una configuración que parte de un FC110 Oe en que se incrementa el campo a continuación del proceso FCR. En ambos casos los picos de compensación son anchos, y presentan aproximadamente el mismo nivel de apantallamiento. El pico obtenido al aumentar el campo se encuentra para un valor más bajo que el correspondiente al obtenido siguiendo el camino FCR; la relación entre estos dos campos de compensación ($\frac{60}{30} \approx 2$) es más alta que la obtenida en cualquiera de los ciclados a partir de configuraciones ZFC. Esto es probablemente debido a que en la configuración FC el perfil de campo intragranular es prácticamente nulo, por lo cual al descender H^{DC} el rango espacial involucrado en el apantallamiento será mayor que en el caso ZFCR. Teniendo en cuenta la estimación realizada sobre el valor de H_p del caso ZFC, vemos que este caso se encuentra en la zona de cambio de régimen, previa a la saturación de H^{pico} como función del campo aplicado.

5.4.3 Ciclados ZFC a otras temperaturas.

En esta sección se presentan resultados con el máximo valor de amplitud alterna disponible, 1 Oe, a distintas temperaturas, con la idea de ver cambios con respecto al comportamiento hasta ahora descrito. Los ciclados a partir de configuraciones ZFC para temperaturas relativamente bajas presentan las mismas características que los casos estudiados a 4.2 K. Sin embargo, para un valor de temperatura cercano a T_c , se ha obtenido una situación cualitativamente distinta. En la figura 44 se comparan los ciclados a 4.2 y 29 K obtenidos con un campo alterno de 1 Oe. Para 4.2 K se repite la situación estudiada para campos alternos más bajos, aunque la zona de interés se ha reducido por el aumento del campo alterno. Sin embargo, resulta claro que la curva de regreso (ZFCR) va por debajo de la correspondiente al ZFCV, salvo para campos próximos al cero en que se obtiene el valor remanente de apantallamiento. Para 29 K la situación es bien distinta: la curva de regreso se

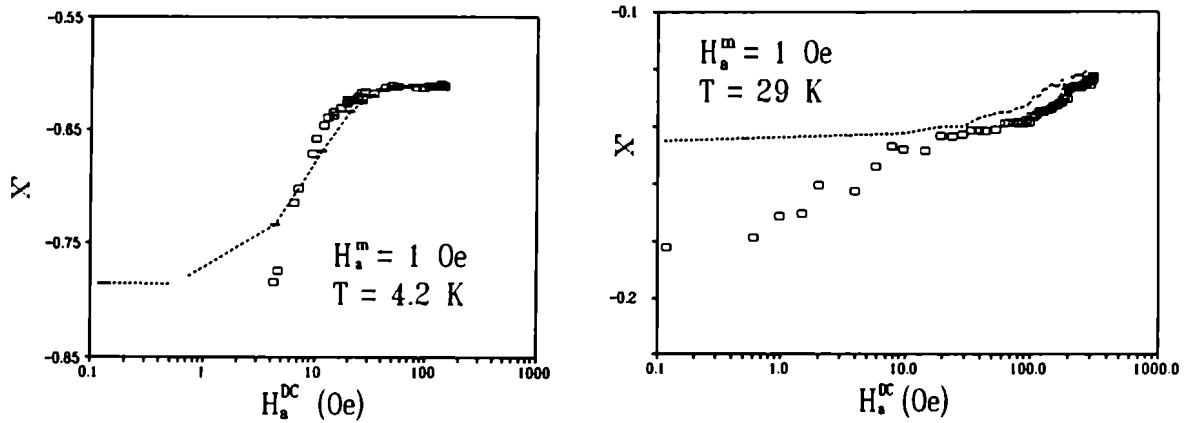


Figura 44: χ' obtenida ciclando H_a^{DC} a partir de configuraciones ZFC con $H_a^m = 1$ Oe y $f=4$ kHz a $T=4.2$ K, y a 29 K.

halla claramente por arriba de la ZFCV, en todo el rango de campo. Luego, el campo intergranular a posteriori del ciclado resulta *mayor* que cuando es incrementado. Desde el punto de vista de un sistema homogéneo, es razonable obtener campo atrapado luego de un ciclado, aunque la técnica alterna no detecte su presencia. Pero para un sistema granular, este efecto representa un cambio de régimen en el anclaje intragranular, de manera que los perfiles de campo ya no son descriptos por el modelo de estado crítico y pierde su validez el modelo de Evetts y Glowacki. En realidad esto no es extraño, ya que a temperaturas cercanas a T_c comienzan a manifestarse el desanclaje térmicamente activado, en que la energía térmica es suficiente como para desanclar vórtices y el régimen es descripto por la teoría de movimiento de flujo térmicamente activado. En este contexto, este régimen se presenta sólo para evidenciar la pérdida de validez de los modelos de anclaje fuerte al subir la temperatura.

En definitiva, las mediciones realizadas ciclando el campo magnético continuo en distintas configuraciones han permitido tener una imagen más precisa del rol desempeñado por los granos SC en la compensación del campo efectivo intergranular. En particular algunas tendencias pudieron ser delineadas en base a modelos muy sencillos, y se obtuvo un buen acuerdo cualitativo para configuraciones ZFC. El estudio de otros tipos de ciclados puede aportar más información sobre la microestructura del sistema considerado, aunque aquí no es estudiado en detalle. Para temperaturas cercanas a T_c dejan de ser válidas todas las hipótesis utilizadas sobre estado crítico. Aún en este

caso, la técnica de susceptibilidad alterna utilizada resulta eficiente para la detección de fenómenos magnéticos.

6 **Discusión de los resultados**

En los Capítulos 2, 4 y 5 se ha presentado un conjunto de resultados que muestran claramente que la susceptibilidad alterna en presencia de un campo continuo es una técnica poderosa, que permite estudiar el detalle del estado del campo local intergranular en SC granulares. Las distintas configuraciones, rangos de campo continuo, alterno y temperaturas de trabajo permiten *preparar* estados magnéticos determinados, tanto intragranulares como intergranulares. Se ha determinado que la respuesta del compuesto superconductor de alta temperatura crítica $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_{4-\delta}$ policristalino a 4.2 K corresponde a un estado crítico intergranular en que la dependencia de la corriente crítica con el campo es proporcional a $1/(|H| + H_0)$ para campos bajos. Se han focalizado distintos aspectos de la técnica, y en particular se han utilizado dos parámetros experimentales de control, la frecuencia y la amplitud del campo alterno aplicado, para determinar el régimen de respuesta lineal del sistema. Dentro de los rangos estudiados, hemos obtenido una respuesta lineal en frecuencia y no lineal en amplitud para temperaturas entre 4.2 y 32 K, lo que corresponde a la dependencia esperada para un sistema en estado crítico. Asimismo, la amplitud del pico de disipación está en acuerdo con el valor esperado para el estado crítico intergranular. Para realizar la normalización correctamente fué necesario tomar en cuenta la amplitud total de la componente intergranular de χ' , obtenida a 4.2 K. Cabe señalar que, para el rango de temperaturas en que la resistencia eléctrica se acerca a cero, es de esperar la presencia de un régimen en que el apantallamiento tenga las características de un sistema óhmico. Esto es debido a que, para una frecuencia de trabajo fija, la longitud pelicular se hace comparable y menor que el tamaño de la muestra cuando ρ tiende a anularse. En el rango de frecuencias utilizados (hasta 66 kHz) no hemos encontrado un régimen de tipo metálico o de flujo de vórtices en las características del apantallamiento. Por otra parte, a partir de ciclados del campo magnético se ha estudiado el efecto de vórtices intragranulares en juntas débiles, y en particular, el cambio en la capacidad de apantallamiento del sistema. Se ha mostrado que la capacidad intragranular de anclaje de vórtices tiene un importante efecto en la región intergranular, aumentando o disminuyendo el campo local, según las configuraciones. Si bien se han realizado algunos ajustes de parámetros, el estudio aquí presentado encara aspectos cualitativos más que cuantitativos, manteniendo un punto de vista macroscópico. En este trabajo se estudia un único compuesto, aunque se enfatiza el hecho de que las propiedades magnéticas macroscópicas estudiadas aquí son comunes a los diversos sistemas policristalinos de superconductores de alta temperatura crítica, e inherentes al sistema granular compuesto por granos en que la superconductividad se halla bien desarrollada, acoplados a través de juntas débiles.

Las irreversibilidades observadas en la capacidad intergranular de apan-

tallamiento, según se enfríe en presencia de campo o bien si éste es aplicado a baja temperatura, son bien descriptas en base al comportamiento de las corrientes intragranulares, esto es, a partir de los campos dipolares diamagnético y paramagnético del modelo de Evetts y Glowacki. Se ha mostrado que es posible interpretar los resultados obtenidos en distintas configuraciones magnéticas a partir del valor real del campo local; este valor es el relevante en la determinación de la capacidad de apantallamiento, y es posible obtener su relación con el campo aplicado construyendo la curva de calibración correspondiente para cada configuración. Utilizando la sistemática descrita en los Capítulos 4 y 5 es posible encontrar el valor de campo que optimiza la capacidad de apantallamiento en un superconductor granular, tanto enfriando en presencia de campo, como ciclándolo a temperaturas bien por debajo de la crítica.

Se ha mostrado que, a 4.2 K, en la configuración ZFCV el campo local efectivo tiene una dependencia lineal con el campo aplicado, en el rango de bajos valores de campo. Esta relación no depende de la amplitud del campo alterno. Así, la respuesta observada está en acuerdo con las predicciones del MEC intergranular en que la corriente crítica depende inversamente del valor de campo local, mientras que el rol de los granos SC aparece via el μ_{eff} . De este resultado se concluye que todo análisis de parámetros obtenidos en la configuración ZFCV permite obtener resultados con dependencias cualitativas correctas, pero que pueden diferir en los aspectos cuantitativos con los obtenidos por medio de otras técnicas, si no se realiza la corrección del campo local. Hemos realizado tal corrección, y a partir de esto se ha estimado la corriente crítica intergranular y se han predicho cambios de régimen en la respuesta alterna del sistema bajo estudio. Hemos obtenido un buen acuerdo entre los resultados experimentales y los cálculos de χ_{AC} obtenidos utilizando la mencionada dependencia de corriente crítica con campo.

En la configuración ZFCV y para un valor de campo alterno fijo, existe un valor de campo continuo, H^* , en que se obtiene una penetración del campo alterno hasta el centro de la muestra (ver ecuación 23). Por debajo de este valor de campo continuo, χ' y χ'' son lineales como función del H_a^{DC} . Es importante recalcar que en el marco del MEC se realizan una serie de hipótesis, como lo son el asumir un campo crítico inferior nulo, o la ausencia de una longitud de penetración del campo finita en que éste penetra reversiblemente, que no se cumplen en los sistemas bajo estudio. Por este motivo, es razonable esperar que los resultados experimentales presenten desviaciones con respecto a los cálculos. En la sección 4.8.1 hemos mostrado que las pendientes de χ' vs H_a^{DC} para distintos campos alternos no son constantes, como sería de esperar si la respuesta fuera totalmente descrita por el modelo intergranular mencionado. Cuando el campo aplicado supera el valor de llegada al centro de la muestra, se lleva al estado crítico intergranular a un régimen de saturación; en estas condiciones, los granos superconductores se encuentran aislados. La señal χ' satura porque el perfil de campo intergranu-

lar tiene una baja pendiente, y el campo alterno no llega a producir cambios apreciables en el campo total expulsado por la muestra. Por otra parte, χ'' alcanza un máximo y decrece continuamente hasta anularse, para valores de H_a^{DC} más altos. Al incrementar el campo alterno, el régimen de saturación se obtiene para valores de campo continuo más bajos debido a la disminución de la corriente crítica. La posición del pico de disipación permite obtener una estimación de la dependencia de la corriente crítica intergranular con campo a 4.2 K. En la condición de saturación de χ' , la totalidad de la señal obtenida es debida al apantallamiento de granos SC aislados, y de este valor hemos obtenido μ_{eff} . Si el campo aplicado continúa aumentando, comienza la entrada de vórtices en los granos, aunque no se obtienen cambios en χ_{AC} , porque la capacidad de apantallamiento intragranular no se ve afectada en este rango. En otras palabras, hay disponibilidad de corrientes Meissner en presencia de vórtices. Para el rango de campo continuo en que los perfiles del campo en los granos llegan al centro de los mismos, se debe producir una respuesta similar a la observada a campos bajos para el sistema intergranular, o sea un pico en la componente disipativa y un cambio en el nivel de saturación de la capacidad de apantallamiento.

En las distintas configuraciones de campo estudiadas, siempre es el *módulo* del campo local el que determina la capacidad de apantallamiento del sistema de juntas débiles; como éste viene determinado por el campo externo y por la contribución de corrientes intragranulares, cuando las contribuciones sean de signo opuesto se obtendrán compensaciones parciales del campo local; esto sucede en las configuraciones en que se disminuye el campo aplicado. Cuando tengan el mismo sentido, su efecto se verá aumentado, como en el caso de la configuración ZFCV en que se suman los efectos del campo aplicado y del diamagnético intragranular. Para la calibración del campo local, se ha utilizado la hipótesis de que en una configuración FCV el campo local y el aplicado coinciden.

En la configuración FCR la relación entre el campo aplicado y el módulo del campo local no es lineal ni monótono, por lo cual la dependencia observada en χ_{AC} difiere de la calculada usando el MEC intergranular. Sin embargo, a partir del análisis en términos del campo local intergranular, se ha interpretado su comportamiento, y se ha predicho un cambio de régimen producto del barrido en distintos rangos del campo local; en particular, esto se ha mostrado con dos sistemáticas complementarias que presentan un comportamiento diferente según el campo alterno haya alcanzado o no el centro de la muestra. Para el caso de un campo alterno de 0.3 Oe, en la figura 31 se han mostrado los casos en que se obtiene un máximo o un mínimo en la componente disipativa, según el valor del FCV inicial.

Con respecto a los ciclados de campo magnético continuo, hemos mostrado la presencia de un valor umbral por arriba del cual los vórtices anclados afectan la capacidad de apantallamiento. Dicho valor resulta mayor

que el campo crítico inferior de los granos obtenido por mediciones de flujo magnético continuo. Al realizar ciclados hasta campos más intensos, hemos obtenido un incremento del campo intragranular remanente, evidenciado por una disminución monótona de la capacidad de apantallamiento. Hemos mostrado la compensación entre el campo aplicado y el debido a flujo intragranular atrapado, obtenido a partir de distintas configuraciones. Las tendencias obtenidas experimentalmente para los valores de compensación del campo local intergranular pueden ser descritas por un esquema sencillo en que se calcula el campo atrapado en un grano superconductor utilizando el modelo de Bean. En este tipo de cálculos resulta difícil relacionar el campo aplicado y el local; es por eso que estos se realizan en función de un campo promedio, que resulta proporcional al campo aplicado. Dichas tendencias pueden también ser obtenidas encarando el cálculo desde otro punto de vista, a partir del factor demagnetizante de los granos. El resultado obtenido es que el campo en que se produce la compensación intergranular crece con el campo aplicado y luego tiende a saturar, debido a la saturación del flujo atrapado en los granos. A su vez, hemos mostrado que el detalle de los perfiles intragranulares de campo es el que determina una compensación del campo más o menos eficiente; para ello realizamos distintos ciclados a partir de configuraciones ZFC y FC, mostrando que la distribución espacial de vórtices intragranulares determina el campo paramagnético intragranular.

Se ha mencionado la importancia de la microestructura de la muestra como parámetro que determina la respuesta intergranular. La densidad, conectividad y tamaño de los granos cerámicos influye en la respuesta del material, la que queda totalmente determinada por la interrelación de las propiedades intra e intergranulares. La contribución del estado crítico intragranular en χ_{AC} disminuye con el tamaño de grano. A medida que el grano es más pequeño, su visibilidad magnética es gradualmente reducida por la penetración reversible de flujo en λ_g . En el caso de granos grandes, en principio se produce una mayor compresión del campo en las juntas que se evidencia en una mayor pendiente de la curva de χ' como función de H_a^{DC} en una configuración ZFCV, para una amplitud alterna fija. La configuración FCV no es afectada por el tamaño de grano, ya que el campo externo determina el campo local. En configuraciones FCR y ZFCR el campo paramagnético crece con el tamaño del grano, y por lo tanto el efecto de la histéresis magnética será más notable en muestras con tamaño de grano cerámico grande.

Los resultados obtenidos a partir de mediciones de susceptibilidad alterna pudieron ser comparados con los obtenidos por otras técnicas en el mismo tipo de sistemas. En particular, se ha señalado la relación complementaria con las mediciones de susceptibilidad continua, y la similitud con aspectos de la información obtenida por mediciones de resistencia superficial por microondas, y por mediciones de transporte eléctrico. Dicha relación es debida a las particularidades del tipo de sistemas granulares considerados. Asimismo, hemos mostrado que la técnica permite estudiar distintos aspectos de siste-

mas granulares superconductores, como ser la determinación de la corriente crítica intergranular a partir de las mediciones con distintas amplitudes de campo alterno en función de la temperatura, efectos de relajación del campo en función de la temperatura, o el cambio de régimen en los ciclados de campo para temperaturas cercanas a T_c .

Los efectos de la granularidad también se manifiestan en el régimen de fluctuaciones del sistema. La disipación a bajas corrientes, cuando la resistencia tiende a anularse, ha sido descrita como un régimen de paracoherencia, obteniendo un exponente crítico de la transición, y una tendencia similar a la obtenida en otros compuestos al incrementar el carácter granular. Se han enfatizado las hipótesis utilizadas y se ha mostrado que el resultado obtenido no depende del método utilizado para su evaluación. Sin embargo, se han señalado las limitaciones del método, así como las dificultades que se encuentran para realizar determinaciones en el régimen de paraconductividad. Para obtener exponentes críticos en este tipo de sistemas, un método preciso suele ser la determinación de curvas características tensión corriente en distintos puntos de la transición resistiva.

A modo de conclusión se señala que, utilizando técnicas experimentales relativamente sencillas, como lo son la medición de resistividad y susceptibilidad alterna en presencia de un campo magnético continuo, se ha realizado un estudio de propiedades granulares en un compuesto superconductor policristalino de alta temperatura crítica. Dicho enfoque no pretende ser completo ni acabado, sino que debe complementarse con estudios que se realicen por otras técnicas. Quedan para el futuro un gran número de temáticas a estudiar, entre ellas los efectos en presencia de campos magnéticos más altos que los aquí presentados, el estudio preciso del rango de campos magnéticos por debajo del terrestre, la profundización y uso de la metodología descrita para la caracterización y estudio de propiedades microestructurales, la determinación de procesos de relajación temporal, la formulación de cálculos que incluyan distribuciones de tamaño y forma de los granos.

Referencias

- [1] J.G.Bednorz and K.A.Müller, *Z.Phys.* **B64** (1986) 189.
- [2] H.Kammerlingh-Onnes, "The Liquefaction of Helium" in *Communications from the Physical Laboratory at the University of Leiden* (Leiden, 1908) N108, pag. 18. Una breve síntesis se puede hallar en la referencia [16], pag. 450.
- [3] H.Kammerlingh-Onnes, *Leiden Communications* 120b, 122b, 124c (1911).
- [4] B.W.Roberts, *Progr.Cryog.* 4 (1964) 161; *American Society Handbook*.
- [5] M.Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, McGraw-Hill, New York, 1975.
- [6] P.G. de Gennes, "Superconductivity in Metals and Alloys", W.A.Benjamin Inc., New York, 1966.
- [7] C.W.Chu, L.Gao, F.Chen, Z.J.Huang, R.L.Meng and Y.Y.Xue, *Nature* **365** (1993) 323.
- [8] A.Schilling, M.Cantoni, J.D.Guo and H.R.Ott, *Nature* **363** (1993) 56.
- [9] R.M.Hazen, L.W.Finger, R.J.Angel, C.T.Prewitt, N.L.Ross, C.G. Hadjidiacos, P.J.Heaney, D.R.Veblen, Z.Z.Sheng, A.El Ali and A.M.Hermann, *Phys.Rev.Lett.* 60 (1988) 1657.
- [10] J.M.Tarascon, Y.Le Page, P.Barboux, B.G.Bagley, L.H.Greene, W.R.McKinnon, G.W.Hull, M.Giroud and D.M.Hwang, *Phys.Rev.B* **37** (1988) 9382.
- [11] M.A.Subramanian, C.C.Torardi, J.C.Calabrese, J.Gopalakrishnan, K.J.Morrisey, T.R.Askew, R.B.Flippen, U.Chowdhri and A.W.Sleight, *Science* **239** (1988) 1015.
- [12] M.K.Wu, J.R.Ashburn, C.J.Torng, P.H.Horn, R.L.Meng, L.Gao, Z.J.Huang, Y.Q.Wang and C.W.Chu, *Phys.Rev.Lett* 58 (1987) 908.

- [13] R.J.Cava, R.B.van Dover, B.Batlogg and E.A.Rietman, *Phys.Rev.Lett* **58** (1987) 408.
- [14] Superconductor Industry, Vol.2 Fall 1989, pag. 19.
- [15] K.Sato,T.Hikata, H.Mukai, M.Ueyama, N.Shibuta, T.Kato, T.Masuba, M.Nagata, K.Iwata, and T.Mitsui, *IEEE Trans. Magn.* **27** (1991) 1231.
- [16] D.L.Goodstein, "States of Matter", Prentice Hall, 1975.
- [17] D.Saint-James, G.Varma and E.J.Thomas, "Type II Superconductivity", Pergamon Press, New York, 1969.
- [18] J.D.Jackson, *Classical Electrodynamics*, John Wiley & Sons Inc, 1975.
- [19] R.M.White and T.H.Geballe, "Long Range Order in Solids". Academic Press New York 1979, pag. 333.
- [20] C.P.Bean, *Phys.Rev.Lett.* **8** (1962) 250; *ibid.*, *Rev.Mod.Phys.* **36** (1964) 31.
- [21] Y.B.Kim, C.F.Hempstead and A.R.Strnad, *Phys.Rev.Lett.* **9** (1962) 306; P.W.Anderson and Y.B.Kim, *Rev.Mod.Phys.* **36** (1964) 39.
- [22] S.Senoussi, C.Aguillon and P.Manuel, *Physica C* **175** (1991) 202-214; S.Senoussi, C.Aguillon and S.Hadjoui, *Physica C* **175** (1991) 215-225.
- [23] P.Chaddah, Recent Developments of the Critical State Model, in *Studies of High Temperature Superconductors*, Editor A.V.Navlikav, Vol.14, Nova Science, 1993.
- [24] Ravi Kumar and P.Chaddah, *Phys.Rev.B* **39** (1989) 4704.
- [25] J.R.Clem, *J.Appl.Phys.* **50** (1979) 3518.
- [26] L.Civale, H.Safar, F. de la Cruz, D.A.Esparza and C.D'Ovidio, *Solid State Commun.* **65** (1988) 129.
- [27] D.X.Chen, A.Sanchez, T.Puig, L.M.Martinez and J.S.Muñoz, *Physica C* **168** (1990) 652-667.

- [28] K.H. Müller, *Physica C* **159** (1989) 717-726.
- [29] K.H. Müller, J.C.MacFarlane and R.Driver, *Physica C* **158** (1989) 69-75.
- [30] K.H. Müller and D.N.Matthews, *Physica C* **206** (1993) 275-284.
- [31] P.Mocaer, L.Tessler, M.Laguess, F.Lacour, C.Lacour, U.Dai, N.Hess and G.Deutscher, *Physica C* **185-189** (1991) 2505.
- [32] L.Ji, M.S.Rzchowski, N.Amand and M.Tinkham, *Phys.Rev.B* **47** (1993) 470.
- [33] P.Levy, H.Ferrari, V.Bekeris and C.Acha, *Physica C* **214** (1993) 111-118.
- [34] M.Tinkham and C.J.Lobb, *Solid State Physics* **42** (1989) 91.
- [35] J.R.Clem, *Physica C* **153-155** (1988) 50.
- [36] K.A.Müller, M.Takashige and J.G.Bednorz, *Phys.Rev.Lett.* **58** (1987) 1143.
- [37] G.Deutscher, Y.Imry and L.Gunther, *Phys.Rev.B* **10** (1974) 4598.
- [38] L.Gunther, G.Deutscher and Y.Imry, *Phys.Rev.B* **7** (1973) 3393.
- [39] R.M.White and T.H.Geballe en referencia [19], pag. 388.
- [40] R.M.White and T.H.Geballe en referencia [19], pag. 348.
- [41] J.M.Kosterlitz and D.J.Thouless, *J.Phys. C* **6** (1973) 1181.
- [42] B.D.Josephson, *Phys.Lett.* **1** (1962) 251; A.Barone and G.Paterno, "Physics and Applications of the Josephson Effect", Wiley, New York 1982; I.R.Walker, *Am.J.Phys* **53** (1985) 445.
- [43] B.D.Josephson, "Weakly Coupled Superconductors", in "Superconductivity" Vol.1 Cap.9, Editor R.D.Parks, Marcel Dekker Inc., New York, 1969;
- [44] R.L.Peterson and J.W.Ekin, *Phys.Rev.B* **37** (1988) 9848; *ibid.*, *Physica C* **157** (1989) 325; *ibid.*, *Phys.Rev.B* **42** (1990) 8014.

- [45] A.R.R.Papa and E.Altshuler, *Solid State Commun.* **76** (1990) 1.
- [46] P.Chaddah, K.V.Bhagwat and G.Ravikumar, *Physica C* **159** (1989) 570.
- [47] "Magnetic Susceptibility of Superconductors and Other Spin Systems", Editores R.A.Hein, T.L.Francavilla and D.H.Leibenberg, Plenum, New York, 1992.
- [48] R.B.Goldfarb, M.Lelental and C.A.Thompson en referencia [47].
- [49] Q.Y.Chen en referencia [47].
- [50] J.R.Clem, en referencia [47].
- [51] L.Civale, T.K.Worthington and A.Gupta, *Phys.Rev.B* **43**(1991) 5425.
- [52] L.Civale, T.K.Worthington, L.K.Krusin-Elbaum and F.Holtzberg, en referencia [47].
- [53] G.Polla, C.Acha, C.Duran, R.Baggio and M.A.R. de Benyacar, *Solid State Commun.* **74** (1990) 487.
- [54] C.Acha, G.Polla, M.A.R. de Benyacar and R.Baggio, en "Progress in High Temperature Superconductivity", Editor R.Nicolosky, World Scientific, Singapore, 1990, Vol.25, pag. 626-630.
- [55] G.Polla, C.Acha, A.G.Leyva and M.A.R. de Benyacar, *Solid State Commun.* **76** (1990) 1253.
- [56] C.Acha, Tesis de Doctorado, Departamento de Física, F.C.E. y N., U.B.A., 1993.
- [57] B.Batlogg, *Physics Today* **44** (6)(1991) 44-50.
- [58] G.Burns, "High Temperature Superconductivity, An Introduction", Academic Press, 1992.
- [59] L.Civale, Tesis de Doctorado, Instituto Balseiro, Universidad Nacional de Cuyo, 1989.

- [60] H.Küpfer, I.Apfelstead, R.Flükiger, C.Keller, R.Meier-Hirmer, B.Runtsch, A.Turowski, U.Wiech and T.Wolf, *Cryogenics* **28** (1988) 650.
- [61] G.Leyva, C.Acha, P.Levy, G.Polla and M.A.R. de Benyacar, "Progress in High Temperature Superconductivity", Vol.25, Editor R.Nicolisky, World Scientific, Singapore, 1990, Vol.25, pag. 626-630.
- [62] G.Leyva, C.Acha, P.Levy, G.Polla and M.A.R. de Benyacar. *Solid State Commun.* **78** (1991)887-891.
- [63] W.J.Skocpol and M.Tinkham, *Rep.Prog.Phys.* **38** (1975) 1049.
- [64] A. Rabotou, J.Roseblatt and P.Peyral, *Phys.Rev.Lett.***45** (1980) 1035.
- [65] J.Roseblatt, A.Raboutou, P.Peyral and C.Lebeau, *Revue Phys. Appl.* **25** (1990) 73.
- [66] N.Sudhakar, M.K.Pillai, A.Banerjee, A.Das, K.P.Gupta, S.V. Sharma and A.K.Majumdar, *Solid State Commun.* **77** (1991) 529-533.
- [67] H.Krishnan, V.Sankaranarayanan and R.Srinivasan, *Physica C* **194** (1992) 163-170.
- [68] C.J.Lobb, *Phys.Rev.B* **36** (1987) 3930.
- [69] R.M.White and T.H.Geballe en referencia [19], pag. 75.
- [70] L.G.Aslamasov and A.I.Larkin, *Physics Letters* **26A** (1968) 238.
- [71] P.P.Freitas, C.C.Tsuei and T.S.Plaskett, *Phys.Rev.B* **36**(1987) 833.
- [72] N.P.Ong, *APS News* **2**(3) March 1993, pag.42.
- [73] Extraído de "Fluctuaciones en cerámicos superconductores de alta temperatura crítica", monografía por C.Acha y P.Levy presentada en el Curso de Postgrado "Tópicos en Transiciones de Fase", dictado por el Dr. H.Ceva, Segundo Cuatrimestre de 1991, F.C.E. y N. (U.B.A.).
- [74] J.A.Veira, J.Maza and F.Vidal, *Physics Letters A* **131** (1988) 310.

- [75] C.Lebeau, J.Rosenblatt, A.Raboutou and P.Peyral, *Europhys.Lett.* **1** (6)(1986) 313; J.Rosenblatt, A.Raboutou and P.Pellan in *Low Temperature Physics LT14*, Editores M.Krusius and M.Vuorio, American Elsevier, New York, Vol 2, pag. 361.
- [76] J.Rosenblatt, A.Raboutou, C.Lebeau and P.Peyral in *Proceedings of the Latin American Conference on High Tc Superconductors*, Editores R.Nicolisky, R.Barrio, O.F. de Lima and R.Escudero, World Scientific, Singapore, 1988, pag.225.
- [77] P. Levy, C. Acha and V.Bekeris, *Solid State Commun.* **80** (1991) 849-853.
- [78] L.Civale, H.Safar and F. de la Cruz, *Mod.Phys.Lett* **B 3**, 173 (1989).
- [79] F.de la Cruz, L.Civale and H.Safar, en "Proceedings of the Conference on Oxygen Effects in High Tc Superconductors", Trieste 1989, Editores J.L.Moran Lopez e I.Schuller (Plenum, New York,1990); F. de la Cruz en "Progress in High Temperature Superconductivity", Vol.25, Editor R.Nicolisky, World Scientific, Singapore, 1990.
- [80] L.Ji, M.S.Rzchowski and M.Tinkham, *Phys.Rev.B* **42** (1990) 4838.
- [81] D.López and F. de la Cruz, *Phys.Rev.B* **43** (1991) 11478.
- [82] D.L.Landau y E.M.Lifshitz, "Electrodinámica de los Medios Continuos", Editorial Reverté, 1981, pag. 231.
- [83] V.B.Geshkenbein, V.M.Vinokur and R.Fehrenbacher, *Phys.Rev.B* **43**(1991) 3748; C.J.van der Beek, V.B.Geshkenbein and V.M.Vinokur, *Phys.Rev.B* **48**(1993) 3393.
- [84] A.P.Malozemoff, T.K.Worthington, Y.Yeshurun, F.Holtzberg and P.H.Kes, *Phys.Rev.B* **38** (1988) 7203.
- [85] R.B.Flippen,*Phys.Rev.B* **45** (1992) 12498.
- [86] J.E.Evetts and B.A.Glowacki, *Cryogenics* **28** (1988) 641.
- [87] M.E.McHenry, M.P.Maley and J.O.Willis, *Phys.Rev.B* **40** (1989) 2666.

- [88] Y.Yang, C.Beduz and S.P.Ashworth, *Cryogenics* **30** (1990) 618.
- [89] Y.Yang, C.Beduz, Z.Yi and R.G.Scurlock, *Physica C* **201** (1992) 325.
- [90] Shailendra Kumar, S.B.Roy, P.Chaddah, Ram Prasad and N.C.Soni, *PhysicaC* **191** (1992) 450.
- [91] S.B.Roy, Shailendra Kumar, P.Chaddah, Ram Prasad and N.C.Soni, *PhysicaC* **198** (1992) 383.
- [92] H.Ferrari, Trabajo de Seminario, Departamento de Física, F.C.E. y N., U.B.A., 1993.
- [93] D.López, F. de la Cruz, P.Stastny, N.Leyarovska and F.C.Matacotta, *Phys.Rev.B* **46** (1992) 11160.
- [94] L.A.Angurel, F.Lera, C.Rillo and R.Navarro, *Cryogenics* **33** (1993) 416.
- [95] S.Senoussi, M.Ousena, M.Ribault and G.Collin, *Phys.Rev. B* **36**(1987) 4003.
- [96] D.Lopez, R.Decca and F. de la Cruz, *Solid State Commun.* **79** (1991) 959.
- [97] K.Watanabe, K.Noto, K.Morita, H.Fujimori, K.Mizuno, T.Anomine, B.Ni, T.Matsushita, K.Yamafuji and Y.Muto, *Cryogenics* **19** (1989) 263.
- [98] F.Perez, X. Obradors, J.Fontcuberta, M.Vallet, J.Gonzales-Calbet, *Physica C* **185-189** (1991) 1893.
- [99] D.Sen, A.Mitra and S.K.Ghatak, *Supercond.Sci.Technol.* **5** (1992) 467.