TESIS
CARRERA DE DOCTORADO EN FÍSICA

Propiedades de la estructura de vórtices en el superconductor $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ a bajos campos y temperaturas

Víctor Félix Correa

Dra. Gladys L. Nieva
DIRECTOR

Dr. Francisco de la Cruz
ASESOR CIENTIFICO

Víctor Félix Correa
DOCTORANDO

S.C. de Bariloche, Julio 2002

Resumen

El compuesto $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ es el más anisotrópico de todos los superconductores de alta temperatura crítica. Este hecho imprime características especiales a su rico diagrama de fases campo magnético vs. temperatura ($H - T$) como así también a las propiedades dinámicas de la estructura de vórtices, la cual puede suponerse formada de vórtices bidimensionales denominados "panqueques", situados en los planos superconductores y débilmente acoplados entre sí.

Esta tesis está dedicada al estudio de las propiedades elásticas y de anclaje de la estructura de vórtices a bajos campos y suficientemente bajas temperaturas, donde las energías térmicas son despreciables.

En una primera parte se estudian las modificaciones al diagrama de fases debidas a la introducción de portadores adicionales en el sistema. Los cambios inducidos en las características propias del acople entre vórtices panqueque inciden directamente sobre la transición entre la estructura ordenada de bajos campos y la estructura desordenada de campos altos.

Una segunda parte está dedicada al estudio detallado de las características del anclaje a bajos campos empleando susceptibilidad magnética alterna en el límite lineal. Se muestran en detalle los diferentes regímenes de anclaje y las transiciones entre ellos. Las propiedades intrínsecas y dinámicas de la mencionada transición orden-desorden, cuya manifestación más conocida es el efecto *segundo pico* en la corriente crítica, son estudiadas en detalle.

Una última parte está dedicada al estudio del anclaje cuando las corrientes sobre la muestra son muy grandes como para inducir desplazamientos no lineales de la estructura de vórtices.

Abstract

$Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ is the most anisotropic compound among the high temperature superconductors. As a consequence its very rich magnetic field vs. temperature ($H - T$) phase diagram as well as the dynamic properties of the vortex structure have some unique properties. Instead of being composed by rectilinear objects, the vortex structure is made up of bidimensional pancake vortices weakly coupled between them.

This thesis is a study of the elastic and pinning properties of the vortex structure at low magnetic fields and low enough temperatures where thermal effects can be disregarded.

In the first part, the changes in the phase diagram induced by an overdoping of the samples are shown. The transition from the ordered phase at low fields and the disordered phase at high fields is modified by the changes in the kind and strength of the pancakes coupling due to overdoping.

The next part is a detailed study of the pinning properties at low fields using ac magnetic susceptibility in the linear response limit. The different pinning regimes and the transitions between them are shown. The order-disorder transition, characterized by the second peak effect in the critical current, is specially considered.

At last, the non linear pinning response, induced by large currents flowing in the sample, is studied.

Trabajos publicados

- *Onset of the 0-dimensional vortex pinning behavior in the optimally doped and overdoped $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ system.* V. F. Correa, J. A. Herbsommer, E. E. Kaul, F. de la Cruz y G. Nieva, Physica C **341-348**, 1285 (2000).

- *Order-disorder transition and the zero-dimensional vortex pinning regime in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$.* V. F. Correa, J. A. Herbsommer, E. E. Kaul, F. de la Cruz y G. Nieva, Phys. Rev. B **63**, 092502 (2001).

- *Overdoping effects in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$: From electromagnetic to Josephson interlayer coupling.* V. F. Correa, E. E. Kaul y G. L. Nieva, Phys. Rev. B **63**, 172505 (2001).

- *Vortex softening: Origin of the second peak effect in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$.* V. F. Correa, G. Nieva y F. de la Cruz, Phys. Rev. Lett. **87**, 057003 (2001).

- *Vortex dynamics in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ single crystals with planar defects.* J. A. Herbsommer, V. F. Correa, G. Nieva, Hernán Pastoriza y J. Luzuriaga, Solid State Commun. **120**, 59 (2001) .

- *Non-linear ac response of vortex structure in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$.* V. F. Correa, G. Nieva y F. de la Cruz. En preparación.

Agradecimientos

Esta tesis no podría haberse realizado sin la conjunción de tres instituciones: CONICET, CNEA y el Instituto Balseiro. La primera puso la plata, la de mi beca. La segunda ofreció el lugar de trabajo, que de alguna forma es poner plata también. Y el Instituto Balseiro aceptó que yo realizara mi doctorado aquí en Bariloche.

También va mi sincero reconocimiento y agradecimiento a todos y cada uno de los miembros del Laboratorio de Bajas Temperaturas donde he pasado buena parte del día en estos casi cinco años. En particular, y por una cuestión de justicia, agradezco a Julián Azcárate que hizo un par de dibujos incluidos en esta tesis.

Dentro del laboratorio, dos personas merecen una mención muy especial: Gladys Nieva y Francisco de la Cruz. De algo estoy seguro y es que sin la dirección, aporte de ideas y conocimiento y tiempo, y sin los consejos de ambos esta tesis no hubiera llegado a buen término.

Extra profesionalmente, por supuesto, agradezco y quiero dedicar este trabajo a los míos: mi flamante familia y la familia que me crió.

Por último, aunque debiera ser lo primero, agradezco a Nuestro Señor Jesucristo y a su Santísima Madre, incluso por la injusticia que me prodigaron, dándome mucho más de lo que puedo retribuirles.

Índice General

1 Introducción **1**

1.1 Superconductores de alta temperatura crítica 3

2 Portadores y acople entre planos **6**

2.1 El compuesto $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ 7

2.1.1 Estructura 7

2.1.2 Portadores y anisotropía 7

2.1.3 Propiedades superconductoras y diagrama $H-T$ 9

2.2 Sobredopado con oxígeno 10

2.2.1 Cambios en el diagrama $H-T$ 11

2.2.2 Del acople mágnético al Josephson 14

2.3 Conclusiones 18

3 Estructura de vórtices a bajos campos y temperaturas **22**

3.1 Susceptibilidad magnética alterna 23

3.2 La estructura de vórtices 25

3.2.1 Régimen de respuesta lineal 25

3.2.2 Anclaje colectivo 29

3.2.3 Constantes elásticas 31

3.3 Configuración experimental 33

3.3.1 Equipo de medición 35

3.3.2 Experimento FC 37

3.4 Anclaje individual: regímenes 0D y 1D 38

3.5 Efecto *segundo pico* 43

3.6 Conclusiones 49

4 Respuesta no lineal **54**

4.1 Descripción de los experimentos 54

4.2 Régimen reversible 57

4.2.1 Desplazamiento lineal 61

4.3 Estado crítico y régimen irreversible 63

4.3.1 Relajación y efecto memoria 66

4.3.2 Coherencia de fase y excitación alterna 69

4.4 Conclusiones 72

5 Conclusiones Generales **74**

Capítulo 1

Introducción

Los superconductores son materiales que no ofrecen resistencia al paso de una corriente eléctrica por debajo de cierta temperatura crítica T_c. Este fenómeno, que implica transporte de corriente sin disipación, fue descubierto en 1911 por Kamerlingh Onnes [1]. Además de disipación nula, termodinámicamente el estado superconductor está caracterizado por la expulsión del campo magnético del interior del material, efecto descubierto por Meissner [2] en 1933. El *efecto Meissner* sugiere que la superconductividad puede destruirse por la aplicación de un campo magnético suficientemente alto. Para campos mayores que H_c, la inducción B penetra el material relajando la presión magnética. Energéticamente, el superconductor gana energía magnética a costa de la energía de condensación de la fase superconductora.

Dos longitudes características son relevantes en la descripción de las propiedades superconductoras. La longitud de penetración λ es la distancia típica en que varía el campo magnético dentro del material, o sea, la longitud característica en que las corrientes superconductoras apantallan un campo aplicado. La longitud de coherencia ξ es la distancia característica en que varía la densidad de portadores

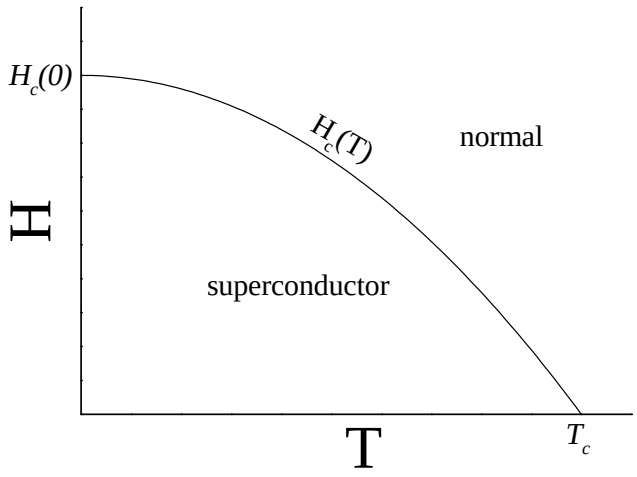

Figura 1.1: Diagrama de fases característico de un superconductor Tipo I.

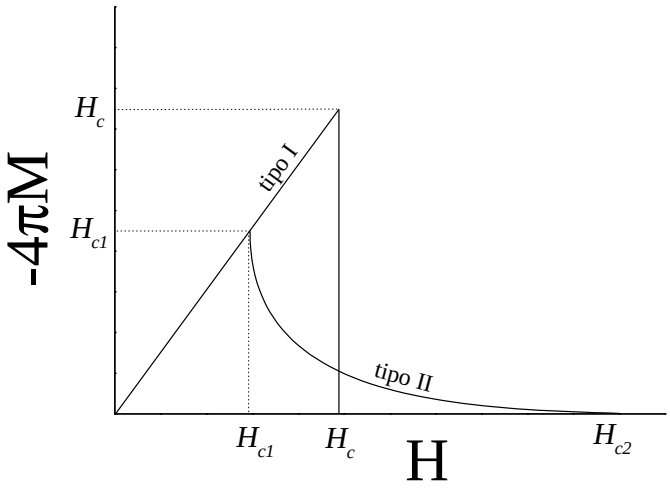

Figura 1.2: Magnetización en función del campo para superconductores tipo I y tipo II.

superconductores n_s.

El parámetro $\kappa = \lambda/\xi$ define el signo de la energía superficial asociada a una interfase entre material superconductor y material normal. Si $\kappa < 1/\sqrt{2}$ esta energía es positiva, el sistema trata de evitar la formación de interfases y la superconductividad desaparece discontinuamente en $H_c(T)$. Son los denominados *superconductores tipo I*, cuyo diagrama de fases campo vs. temperatura $(H - T)$ se observa en la figura 1.1. Por otro lado, cuando $\kappa > 1/\sqrt{2}$ la energía de superficie es negativa, lo cual favorece la formación de pequeños dominios en estado normal separados por zonas en estado superconductor. En estos *superconductores tipo II* la expulsión de la inducción magnética B es total (estado Meissner) mientras H sea menor que $H_{c1}(T)$. Por encima de este valor, B penetra continuamente en forma de tubos de flujo denominados vórtices, cada uno de los cuales tiene asociado un cuanto de flujo Φ_0. Estos vórtices poseen un núcleo normal de radio ξ, alrededor del cual circulan las corrientes extendidas en λ encargadas de generar el flujo. Conforme aumenta el campo la densidad de vórtices crece hasta que en $H = H_{c2}(T)$ los núcleos comienzan a tocarse y el material transiciona en forma continua al estado normal donde $B = H$ (ver figura 1.2). Este estado de penetración parcial de flujo se denomina *estado mixto*. La figura 1.3 muestra esquemáticamente el diagrama de fases $H - T$ para un superconductor tipo II.

Producto de la interacción repulsiva entre vórtices, estos se ordenan formando una red cristalina de simetría triangular conocida como *red de Abrikosov* [3]. Una corriente eléctrica circulando por un superconductor ejerce una fuerza sobre los vórtices. El movimiento de los mismos (y el flujo magnético asociado) genera una *fem* en la dirección de la corriente y, por lo tanto, un régimen dinámico que es disipativo. Propiamente hablando, a pesar de encontrarse en estado mixto, el material no es superconductor porque tiene una resistencia finita.

Afortunadamente la naturaleza juega a nuestro favor. Los materiales siempre

presentan defectos en su estructura cristalina y es de esperar que la superconductividad se resienta en los mismos. Energéticamente el sistema gana energía ubicando los vórtices sobre estos defectos, los cuales actúan como centros de anclaje impidiendo el movimiento de los vórtices. Redundancia mediante, el superconductor es un verdadero superconductor con resistencia nula mientras los vórtices permanezcan inmóviles y perfectamente anclados a los defectos.

La estructura anclada de vórtices permanece como una red cuasi-cristalina mientras la densidad de defectos sea suficientemente baja. Las propiedades estáticas y dinámicas de esta estructura de vórtices también dependen de la naturaleza y topología de los defectos. Así, ciertas vacancias actúan como defectos puntuales, o fallas de crecimiento tales como las maclas se comportan como defectos extendidos. También es posible generar defectos artificialmente, por ejemplo irradiando el material con iones pesados de alta energía generando lo que se conoce como defectos columnares.

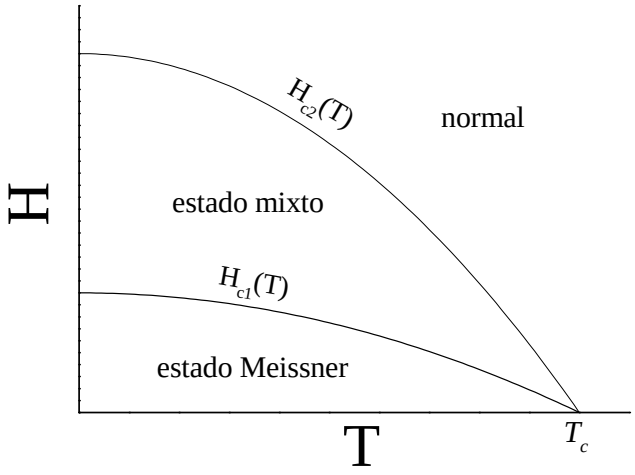

Figura 1.3: Diagrama de fases característico de un superconductor Tipo II.

1.1 Superconductores de alta temperatura crítica

La temperatura crítica de los superconductores convencionales ronda los 10 K. En 1986, J. Bednorz y K. Müller [4] descubrieron la superconductividad de alta temperatura en cupratos cuyas T_c rondan los 100 K.

Estos compuestos se caracterizan por un valor de $\kappa \gg 1$ y son, por lo tanto, extremadamente tipo II. Esto hace que gran parte de su rico y complejo diagrama de fases $H - T$ sea ocupado por el estado mixto.

A las ya mencionadas interacciones vórtice - vórtice y vórtice - defectos, una nueva escala de energías cobra relevancia en la descripción de las propiedades superconductoras de estos cupratos: la energía térmica. Así, los efectos entrópicos, despreciables en los superconductores de baja temperatura, dominan la región de altas temperaturas en el diagrama $H - T$. Por ejemplo, a una temperatura $T_m(H)$

el sólido cuasi-cristalino de vórtices observado en superconductores limpios (baja densidad de defectos) se fusiona en un líquido de vórtices sin orden espacial de largo alcance. Este estado líquido está caracterizado por una resistencia finita y, por lo tanto, tiene un comportamiento disipativo al paso de una corriente.

Por otra parte, la red de vórtices se desordena a campos altos a causa del desorden generado por los defectos sumado a la elevada anisotropía que caracteriza a estos superconductores de alta temperatura (SAT). A diferencia del estado líquido, esta estructura desordenada es un estado no disipativo mientras la corriente no supere el valor crítico J_c. En la figura 1.4 se observa un diagrama de fases $H-T$ esquemático de los SAT.

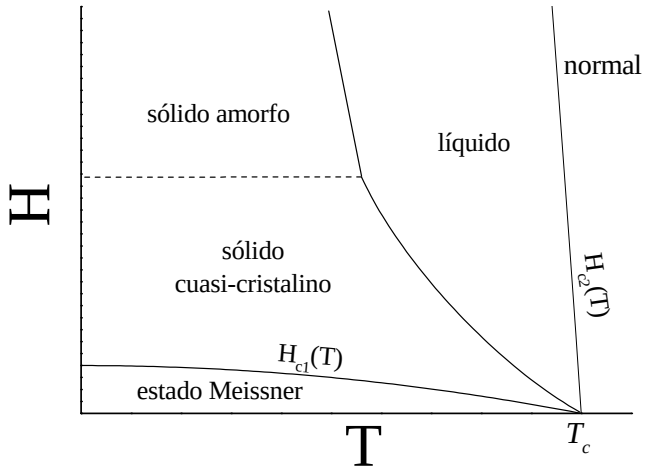

Figura 1.4: Diagrama de fases cualitativo de un superconductor de alta temperatura crítica.

Dentro de la gran familia de los SAT, el $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ (Bi2212) es el compuesto más anisotrópico. Tal es así, que puede considerarse formado de planos superconductores paralelos separados por regiones con características aislantes. Cuando un campo magnético se aplica perpendicularmente a estos planos, los vórtices pueden suponerse como espiritas de corriente (vórtices *panqueque*) ubicadas en los planos superconductores y débilmente acopladas entre sí. El diagrama $H-T$ depende fuertemente de la anisotropía que, a su vez, está determinada por él número de portadores y la estructura electrónica del material.

Esta tesis está dedicada al estudio intensivo de las propiedades superconductoras de monocristales de Bi2212 empleando diversas técnicas experimentales. En el capítulo **2** se analizan los efectos del dopaje con oxígeno sobre la magnitud y tipo de acople entre los planos superconductores. En los capítulos posteriores se estudian las propiedades de la estructura de vórtices a bajos campos y temperaturas, haciendo uso de una excelente herramienta para el estudio de tales sistemas, la *susceptibilidad magnética alterna*.

Referencias

[1] H. Kamerlingh Onnes, Leiden Comm. **120b**, **122b**, **124c** (1911).

[2] W. Meissner y R. Ochsenfeld, Naturwissenschaften **21**, 787 (1933).

[3] A. A. Abrikosov, Sov. Phys. JETP **5**, 1174 (1957).

[4] G. Bednorz y K. A. Müller, Z. Phys. B **64**, 189 (1986).

Capítulo 2

Portadores y acople entre planos

La característica más representativa de toda la familia de los SAT es su estructura tipo perovskita que alterna planos de CuO_2 de fuerte carácter metálico con planos prácticamente aislantes. Las propiedades superconductoras de estos cupratos se manifiestan sobre todo en los planos de CuO_2, mientras que las capas aislantes actúan a modo de *reservorios de carga* transfiriendo portadores hacia estos planos superconductores.

La superposición de planos conductores y aislantes sugiere que las propiedades eléctricas y, por lo tanto, superconductoras de estos cupratos revistan cierto carácter anisotrópico que puede caracterizarse por el así llamado *factor de anisotropía* γ, definido como la raíz cuadrada ldel cociente entre la resistividad eléctrica perpendicular a los planos de CuO_2 (eje c del cristal) y paralela a los mismos (plano ab) en el estado normal.

Dentro de la aproximación de electrones casi libres, la resistividad se relaciona con la masa efectiva de los portadores (electrones o huecos). A su vez, a partir del modelo de London [1] anisotrópico, la longitud de penetración puede estimarse como

$$\lambda_L^i = \left(\frac{m_i \, c^2}{4 \, \pi \, n_s \, e^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \tag{2.1}$$

donde λ_L^i es la longitud de penetración de London para corrientes que fluyen en la dirección $\imath$; m_i, la masa efectiva electrónica en la dirección $\imath$; n_s, la densidad de portadores superconductores y e, la carga electrónica. Teniendo en cuenta (2.1), el factor de anisotropía puede expresarse indistintamente como

$$\gamma = \left(\frac{\rho_c}{\rho_{ab}} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{m_c}{m_{ab}} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{\lambda_L^c}{\lambda_L^{ab}} \approx \frac{\xi_{ab}}{\xi_c} \tag{2.2}$$

donde ρ_i y ξ_i son la resistividad y la longitud de penetración superconductora en la dirección $\imath$, respectivamente. La última igualdad en (2.2) puede obtenerse a partir de la estimación de Bardeen-Stephen [2] para la disipación debida al movimiento de vórtices en ausencia de centros de anclaje, régimen conocido como *flux flow* donde $\rho_{ff} \sim \rho_n (B/H_{c2})$.

El compuesto más anisotrópico dentro de los SAT es el $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ (Bi2212). En este sistema, γ varía típicamente entre 100 y 200 dependiendo de la densidad de portadores, o sea, del nivel de dopaje. En este capítulo se verá cómo es posible modificar la anisotropía de cristales de Bi2212 mediante el dopado con oxígeno, y la incidencia de este proceso sobre propiedades normales y superconductoras, así como sobre propiedades estructurales.

2.1 El compuesto $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$

2.1.1 Estructura

La estructura cristalina del Bi2212 tiene simetría tetragonal ($a = b \approx 3.9$ Å, $c \approx 30.8$ Å). En la figura 2.1 se representa esquématicamente la estructura que consiste en un apilamiento de planos de CuO_2, Ca, BiO y SrO. Existen dos planos de CuO_2 por celda unidad separados por una distancia $s = c/2$. Cada uno de los cuales tiene a su vez un par de capas donde Cu y O se ordenan regularmente, separadas por una tercera capa de Ca. La sucesión de planos SrO - BiO - BiO - SrO constituye el bloque de características aislantes que actúa como *reservorio de carga*.

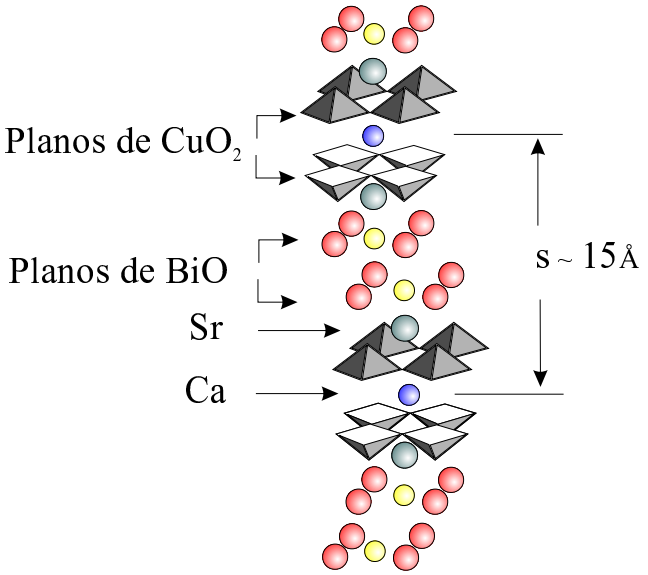

Figura 2.1: Estructura cristalina esquemática del Bi2212.

2.1.2 Portadores y anisotropía

Como todos los SAT el Bi2212 no es, propiamente hablando, un metal convencional sino un aislante dopado, que en el límite de dopaje nulo (ausencia de portadores) se ordena magnéticamente [3]. En este estado aislante la configuración electrónica corresponde a un cristal iónico. Conforme aumenta la densidad de portadores (huecos) por efecto del dopado, el enlace adquirie características covalentes. Es a través de este progresivo solapamiento de orbitales atómicos que el cristal comienza a adquirir propiedades conductoras.

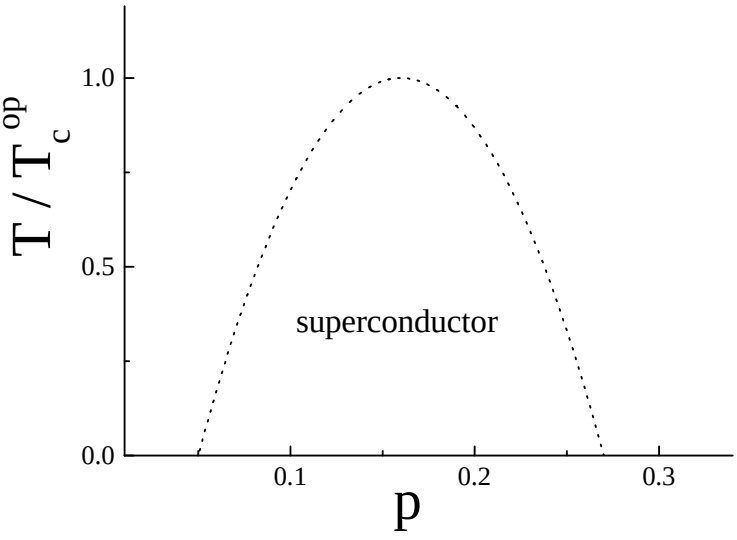

Figura 2.2: Dependencia *universal* de T_c con el número de portadores por ión de Cu dada por la expresión [2.3].

Los huecos que se generan en las capas de BiO por efecto del dopado provocan una continua metalización de las capas aislantes [4]. Por otra lado, la creciente hibridización de los orbitales con el dopaje produce también una transferencia parcial de cargas desde las capas aislantes hacia los planos de CuO_2, razón por la cual aquellas se denominan *reservorios de carga* [3].

Conforme aumenta la densidad de portadores el sistema adquiere propiedades superconductoras hasta alcanzar un grado de *dopaje óptimo* para el cual la T_c es máxima [5, 6, 7]. Si el compuesto es sobredopado, a pesar de seguir teniendo características metálicas, la T_c disminuye nuevamente hasta anularse como se observa en la figura 2.2. Este comportamiento es general a todos los SAT y es descrito universalmente por una función parabólica empírica sugerida por Presland *et al.* [5],

$$\frac{T_c}{T_c^{op}} = 1 - 82.6\,(p - 0.16)^2 \tag{2.3}$$

donde T_c^{op} es la temperatura crítica en el estado de dopaje óptimo ($\sim$ 92 K para Bi2212) y p es el número de huecos por ión de Cu. El sobredopado y subdopado (referidos al dopaje óptimo) del Bi2212 se logra cambiando el contenido de oxígeno [8, 9] o mediante sustitución catiónica, por ejemplo reemplazando Bi por Pb [10], Ca por Y [11, 12], Ca por Gd [13], etc.

El factor de anisotropía γ depende de la naturaleza electrónica de los bloques aislantes (capas de BiO - SrO) y del grado de transferencia de carga hacia los planos de CuO_2. En Bi2212, γ decrece monótonamente al aumentar el número de portadores [4] tal cual se observa en otros SAT [14, 15].

Los valores de ρ_{ab} y ρ_c disminuyen al aumentar la concentración de portadores. Sin embargo, la disminución de ρ_c es siempre mayor [10] produciendo la consiguiente disminución de γ. ρ_{ab} tiene un comportamiento metálico, mientras que la dependen-

cia con temperatura de ρ_c es típica de un semiconductor, que cambia progresivamente hacia uno tipo metálico en el límite fuertemente sobredopado [16].

2.1.3 Propiedades superconductoras y diagrama $H-T$

La elevada T_c del Bi2212 se traduce en una longitud de coherencia $\xi \propto 1/T_c$ pequeña, 20 - 30 Å[17]. Por otro lado, de acuerdo a [2.1], la baja densidad de portadores resulta en una longitud de penetración λ_L bastante grande, 2000 - 2500 Å. Esto hace del Bi2212 un superconductor extremadamente tipo II, con gran parte de su diagrama $H-T$ dominado por el estado mixto. En efecto a $T=0$, $H_{c1} \approx \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \ln\kappa \sim 150$ Oe, y $H_{c2} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi^2} \sim 7{\cdot}10^5$ Oe.

A diferencia de otros SAT menos anisotrópicos como el $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($\gamma \sim 7$), donde una descripción en términos de las teorías de London [1] o Ginzburg-Landau [18] para medios continuos anisotrópicos es aplicable, en el caso del Bi2212 la discretitud de la estructura se torna relevante y una descripción en términos de planos superconductores débilmente acoplados es más apropiada [17]. Tal descripción es provista por el modelo discreto de Lawrence-Doniach [19].

En un superconductor laminar la descripción de los vórtices cambia sustancialmente respecto a un medio continuo. En lugar de ser objetos rectílineos continuos (vórtice Abrikosov), estás compuestos de los así llamados vórtices *panqueque* [20] ubicados en los planos de CuO_2 y orientados según el eje c del cristal. Estos panqueques están acoplados o *unidos* entre sí mediante vórtices Josephson (cuyos ejes son paralelos a los planos de CuO_2) e interacciones magnéticas [21, 22, 23, 24].

El diagrama de fases $H-T$ del Bi2212, cuando el campo H es paralelo al eje c, posee diversas características fuertemente determinadas por el débil acople entre los planos superconductores:

- La estructura ordenada de vórtices existente a temperaturas y campos bajos ($H < 400$ Oe para muestras óptimamente dopadas), se sublima mediante una transición de primer orden [25, 26] en un líquido de vórtices panqueque sin correlación en ninguna dirección, o sea, ρ_{ab} y ρ_c son finitas [27, 28].

- La estructura ordenada de vórtices desaparece a campos altos [29]. Esta transición orden-desorden ocurre en $H_{sp} \sim 400$ Oe (independiente de temperatura), donde la magnetización irreversible muestra un pico característico conocido como *efecto segundo pico* [30, 31] (ver figura 2.4). El segundo pico está seguido por la aparición de disipación en la dirección de los vórtices, $\rho_c \neq 0$ [28]. Este efecto será estudiado con mayor detalle en el próximo capítulo.

- La estructura desordenada (sólido amorfo), aunque anclada ($J_c^{ab} \neq 0$) de campos altos, está separada del líquido de vórtices por la así llamada *línea de irreversibilidad*, H_{il}. El líquido ocupa una porción importante del diagrama de fases, de las más extensas entre los SAT.

2.2 Sobredopado con oxígeno

Los cristales de Bi2212 empleados en este estudio fueron crecidos por el método de *auto flujo* [9, 32]. La geometría típica de los monocristales es de una lámina delgada con el eje c perpendicular a la misma y dimensiones características 1 $\times$ 1 $\times$ (0.02-0.1) mm^3. Previo al tratamiento con oxígeno, todas las muestras son sometidas a un recocido de 20 horas a 500 ^{o}C en atmósfera de Ar para estabilizar y homogeneizar el dopaje en su estado óptimo. El sobredopado se realiza en un horno de alta presión parcial de oxígeno (PO_2) manteniendo fija la PO_2 en algún valor entre 1 y 190 bar. El tratamiento se realiza también a 500 ^{o}C durante 20 h.

Los mejores parámetros para caracterizar los efectos del proceso de dopado sobre los cristales son la densidad de portadores o la concentración de O_2. Estas variables son difíciles de estimar. Sin embargo, por lo visto anteriormente, la temperatura crítica T_c ha probado tener una excelente correlación con ambos parámetros [9].

Las modificaciones estructurales inducidas por el oxigenado pueden ser inferidas a partir del estudio de los parámetros de red cristalinos. Estos se extraen de los espectros de difracción de RX. Los resultados para el eje cristalográfico c se observan en la figura 2.3. Es notoria la disminución sistemática de c a medida que decrece T_c (PO_2 creciente, por lo tanto, aumento del contenido de O). Esto es compatible con la ubicación del oxígeno en vacancias de las capas aislantes o en el plano de Ca (entre los planos de CuO_2, figura 2.1), porque el anión O acerca los cationes circundantes [16]. El comportamiento decreciente parece saturarse para $T_c < 78$ K. Por otro lado, se conoce que los ejes a y b no se modifican por el proceso de sobredopado [33].

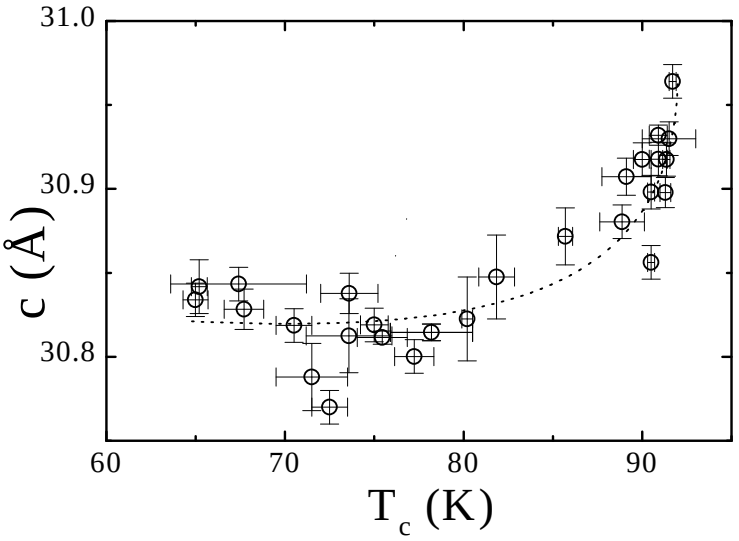

Figura 2.3: Parámetro de red c en función de la temperatura crítica superconductora. La curva de trazos es una guía para el ojo.

2.2.1 Cambios en el diagrama $H - T$

Dos efectos principales son de esperar que produzca el sobredopado en la estructura de vórtices:

- El aumento del contenido de oxígeno introduce desorden en el sistema. Esto produce un aumento en la densidad de defectos que pueden actuar como centros de anclaje de vórtices.
- Los portadores adicionales metalizan las zonas aislantes produciendo una disminución de γ y, por lo tanto, disminuyen el carácter bidimensional de la estructura de vórtices .

Ambos efectos deben traducirse en una reducción de la región ocupada por el líquido decorrelacionado de vórtices con el consiguiente corrimiento hacia temperaturas y campos más altos de la línea de irreversibilidad. Por otro lado, el aumento del desorden y la disminución de γ tienen efectos contrarios sobre la transición orden-desorden. Mientras el primero tiende a reducir H_{sp}, el segundo produce un aumento de la correlación superconductora en la dirección de los vórtices que desplazaría el límite del sólido ordenado hacia campos más altos.

Tanto H_{il} como H_{sp} pueden extraerse a partir de mediciones de magnetización dc, de los así llamos ciclos de histéresis. El experimento consiste en enfriar la muestra sin campo aplicado (ZFC) desde una temperatura superior a T_c hasta una dada T. Una vez estabilizada la temperatura, se hace un barrido cíclico de campo H y se mide la magnetización punto a punto. El equipo usado es un *magnetómetro de SQUID* Quantum Design MPMS5, cuyos detalles de funcionamiento pueden verse en la referencia [34].

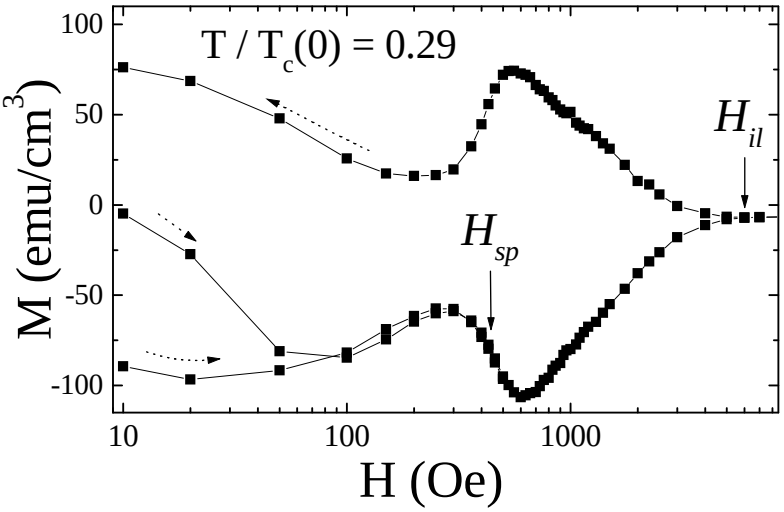

Figura 2.4: Un ciclo de magnetización característico donde pueden observarse el campo de irreversibilidad H_{il} y el campo del segundo pico H_{sp}.

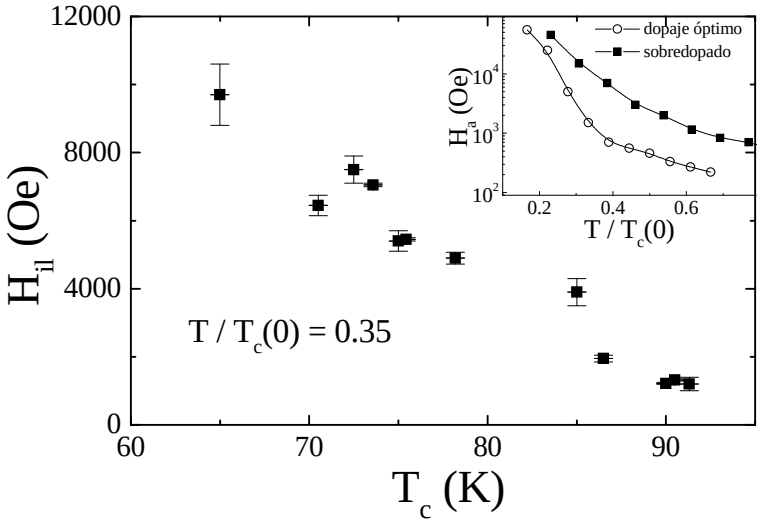

Figura 2.5: H_{il} (0.35) como función de T_c. En el recuadro se compara la línea de irreversibilidad para una muestra óptimamente dopada y otra sobredopada a $PO_2 = 190$ bar.

En la figura 2.4 se observa un ciclo de magnetización típico para una temperatura reducida $t = T/T_c = 0.29$, y campo aplicado a lo largo del eje c del cristal. Para campos bajos la expulsión de flujo es total (estado Meissner) y la magnetización M puede relacionarse con el campo aplicado H_a usando las siguientes relaciones[1]

$$\boldsymbol{B} = \boldsymbol{B_i} + 4\pi \boldsymbol{M}$$

y aproximando la muestra por un elipsoide

$$\boldsymbol{H_i} = \boldsymbol{H_a} - 4\pi D \boldsymbol{M}$$

donde D es el factor demagnetizante. En el estado Meissner $B = 0$,

$$M = -\frac{H_a}{4\,\pi\,(1-D)} \tag{2.4}$$

Esta última expresión permite calcular D a partir de la pendiente Meissner de los ciclos de magnetización.

Conforme aumenta el campo comienzan a entrar vórtices, pero la magnetización no sigue la curva descrita en la figura 1.2. Esto se debe a que los vórtices que penetran por la superficie son "frenados" por los centros de anclaje. Cuando la presión magnética es tal que permite vencer la fuerza crítica de anclaje, los vórtices

[1] De ahora en más distinguiremos el campo aplicado H_a del campo interno H_i y de la inducción B en el material.

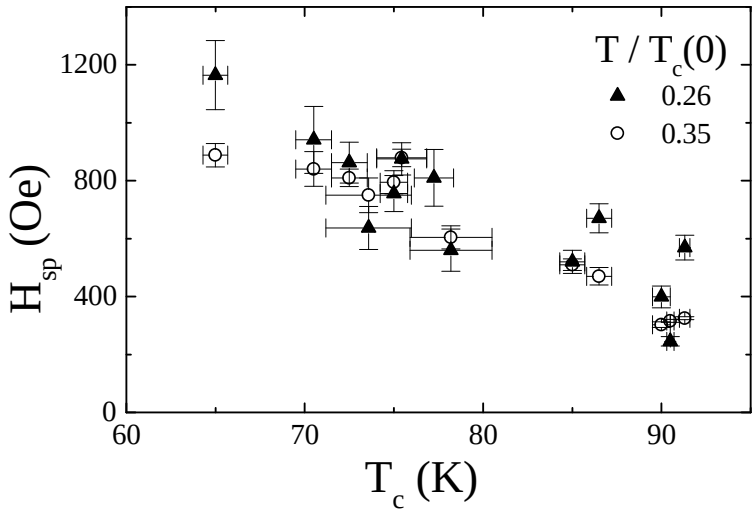

Figura 2.6: H_{sp} (T) versus T_c para dos temperaturas reducidas diferentes.

se mueven hacia el interior del material. Se genera una distribución no homogénea de vórtices que dá lugar a un gradiente de campo cuyo valor está determinado por la máxima corriente que puede sustentar la estructura de vórtices sin disipar, J_c. Del mismo modo, cuando el campo disminuye los vórtices no son libres de escapar del material. Se genera ahora un gradiente de campo inverso (más vórtices en el centro de la muestra) dando lugar al comportamiento irreversible observado en la figura 2.4. Las ramas de abajo corresponden al barrido ascendente en campo y la de arriba al barrido desdendente. Un modelo sencillo debido a C. Bean [35] permite relacionar la diferencia de magnetización entre las dos ramas ΔM con J_c.

Este comportamiento irreversible subsiste mientras el anclaje sea efectivo. El campo por encima del cual la magnetización es reversible (y que corresponde al valor de equilibrio, ver figura 1.2) determina la línea de irreversibilidad H_{il}, tal como se muestra en la figura 2.4. En la misma figura se muestra el *segundo pico*, H_{sp}. El mismo experimento se realiza a distintas temperaturas y se obtienen las curvas $H_{il}(T)$ y $H_{sp}(T)$.

En la figura 2.5 se muestra H_{il} versus T_c para muestras con distinto contenido de oxígeno. Es evidente el aumento lineal a medida que disminuye T_c (mayor sobredopado). El hecho de que los resultados se muestren para una dada temperatura reducida T/T_c y no para una temperatura absoluta permite confirmar la disminución progresiva del área ocupada por el estado líquido conforme aumenta el dopaje.

El incremento de H_{il} con el sobredopado depende de temperatura. En el recuadro de la figura 2.5 se observa $H_{il}(T)$ en un diagrama campo vs. temperatura reducida $(H - T/T_c)$ para una muestra en el estado óptimo de dopaje y otra con el máximo grado de dopado accesible (190 bar). La diferencia normalizada entre las dos curvas tiene un máximo alrededor de $T/T_c = 0.4$. H_{sp} también exhibe una dependencia lineal con T_c. Al igual que H_{il} aumenta con el contenido de oxígeno, pero este incremento es independiente de la temperatura, figura 2.6. Al contrario de lo que

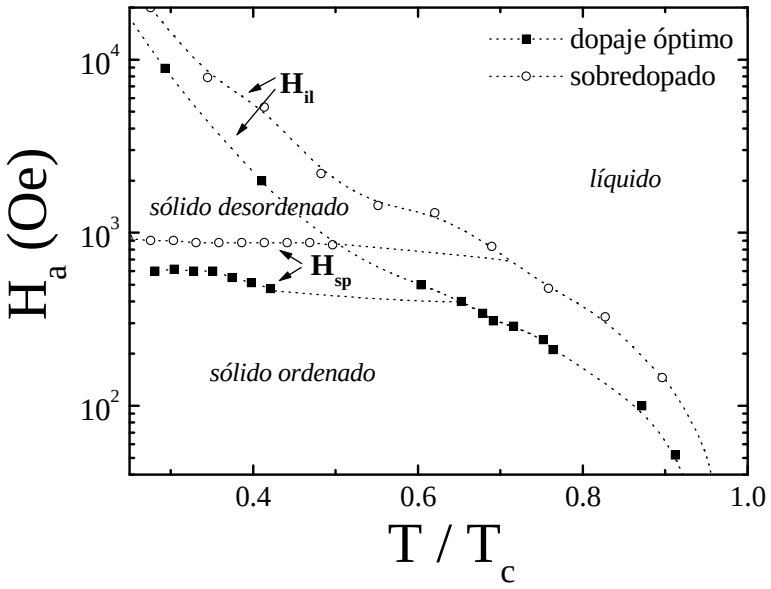

Figura 2.7: Diagrama de fases para una muestra en estado de dopaje óptimo y otra dopada a 100 bar. Se observa una disminución de la zona correspondiente al estado líquido.

ocurre con el parámetro de red c, ni H_{il} ni H_{sp} muestran una saturación para bajas T_c en el rango estudiado.

Ambos resultados, la dependencia con el contenido de oxígeno de H_{il} y H_{sp}, son compatibles con un aumento del acople entre planos [23, 24, 36] producto de la metalización de las capas aislantes de BiO y SrO. En el caso particular de la transición orden-desorden (manifestada por H_{sp}), este aumento del acople predomina notoriamente sobre la proliferación de defectos capaces de actuar como centros de anclaje efectivo de vórtices.

El corrimiento de esta transición hacia campos más altos es compatible con lo observado en superconductores menos anisotrópicos. Por ejemplo, en $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ el campo H_{sp} es del orden de varios Tesla [37], y puede reducirse notoriamente con un proceso de desoxigenación que implica un aumento de γ. Conforme disminuye la anisotropía, la transición H_{sp} es inducida no solamente por desorden sino también por temperatura, lo que se traduce en un notoria dependencia del *segundo pico* con temperatura [37]. Este efecto no es observado en las muestra menos anisotrópicas de este trabajo, muy probablemente debido a que el valor de γ es aún muy elevado.

El pequeño cambio observado en el parámetro de red c ($\sim 0.3\%$) no es suficiente para explicar el marcado descenso en el carácter anisotrópico de las muestras [16]. Los cambios en el diagrama de fases $H - T$ producto del sobredopado se muestran en la figura 2.7.

2.2.2 Del acople mágnético al Josephson

Una interfase superconductor-aislante-superconductor lo suficientemente delgada puede sustentar una corriente superconductora, fenómeno que se conoce como *efecto*

Josephson [38]. Esta corriente es proporcional a la diferencia de fase del parámetro de orden entre ambas capas superconductoras.

En los superconductores laminares el acople entre los planos superconductores, separados por capas prácticamente aislantes, proviene de interacciones electromagnéticas y corrientes Josephson que pueden tunelear los bloques reservorio y mantienen acoplados a los vórtices panqueque correspondientes a distintos planos de CuO_2 [22]. La relación entre las energías de interacción Josephson (E_J) y magnética (E_M) por unidad de área es

$$\frac{E_J}{E_M} \approx \left(\frac{\lambda_{ab}}{\gamma\, s}\right)^2 \tag{2.5}$$

donde s es la distancia entre planos superconductores. Si $\gamma\, s < \lambda_{ab}$ entonces $E_J > E_M$ y el acople entre panqueques está gobernado principalmente por las interacciones Josephson. Caso contrario, cuando $E_M > E_J$, las interacciones magnéticas dominan.

En el caso particular del Bi2212, $\gamma\, s \sim \lambda_{ab} \sim$ 2000 - 2500 Å, y no se obedece ninguno de los dos comportamientos extremos. Sin embargo, cambiando el número de portadores es posible modificar el tipo de acople relevante, ya que tanto γ como λ_{ab} dependen fuertemente del dopaje. Mientras γ decrece monótonamente con la concentración de portadores [4], λ_{ab} muestra una inflexión [11, 39, 40, 41, 42]. Partiendo de la región subdopada, λ_{ab} decrece con el aumento de portadores alcanzando un mínimo en la zona ligeramente sobredopada, para aumentar nuevamente con el subsecuente incremento del dopaje. Este comportamiento fue adjudicado a una ruptura de pares superconductores a pesar de que la densidad de portadores aumenta continuamente [40, 43]. Esta ruptura produce una disminución en n_s y, por lo tanto, un aumento en λ_{ab} de acuerdo con la expresión [2.1]. Ante este panorama es de esperar que mediante los recocidos en oxígeno se pueda pasar de un acople tipo Josephson a uno tipo magnético.

Un vórtice compuesto por un apilamiento de panqueques minimiza su energía ajustando la posición de cada panqueque a su mínimo local en cada plano superconductor. Esto produce un desplazamiento relativo r_w de panqueques entre planos vecinos. Esta distancia está determinada por el balance de la energía de anclaje y la energía elástica que hay que pagar por "inclinar" el vórtice [22]. La energía de inclinación, o energía necesaria para producir desplazamientos relativos de vórtices panqueque pertenecientes a planos consecutivos, depende del grado y tipo de acople entre estos planos.

El cambio local de energía por panqueque causado por un desplazamiento relativo r de panqueques entre planos sucesivos incluye la ganancia de energía de anclaje ε_p y la pérdida de energía de acople ε_a por desplazar los panqueques (inclinar el vórtice). La energía de acople tiene dos contribuciones

$$\varepsilon_a(r) = \frac{\pi}{2}\, E_J\, r^2\, \ln\frac{\gamma\, s}{r} + E_M\, r^2\, \ln\frac{\lambda_{ab}}{r} \tag{2.6}$$

El primer término se debe a las interacciones Josephson y el segundo a las magnéticas. Mientras la pérdida en energía Josephson está relacionada a la inte-

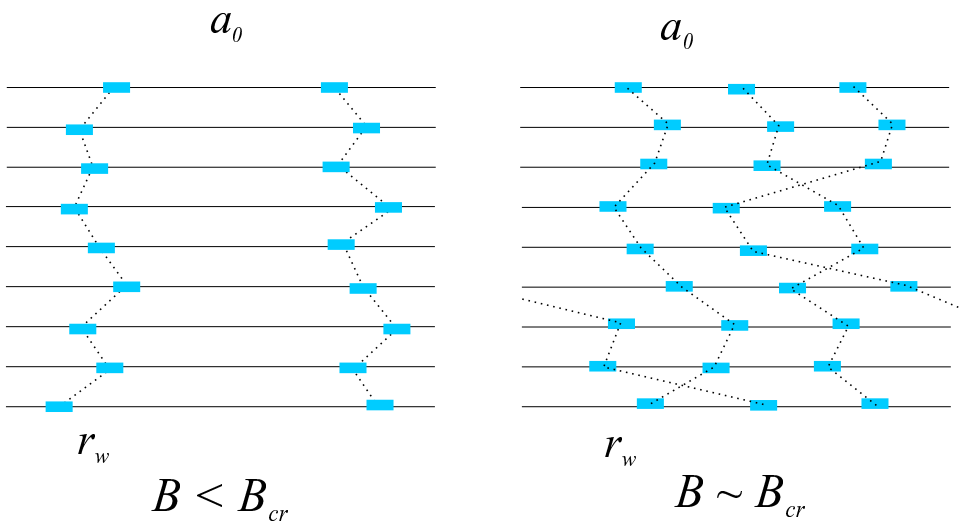

Figura 2.8: Representación esquemática de la transición orden-desorden. Cuando a_0 es comparable a r_w ($B \sim B_{cr}$), la red de vórtices existente a campos bajos ($B < B_{cr}$) se desordena porque la energía de interacción entre panqueques en un mismo plano comienza a prevalecer sobre la energía de acople.

racción de un dado vórtice panqueque con los panqueques de planos adyacentes, la energía magnética está determinada por la interacción promedio con panqueques pertenecientes a un gran número (λ_{ab}/s) de planos vecinos [24], lo que evidencia el carácter colectivo de la configuración de mínima energía del vórtice.

La energía de anclaje viene dada por

$$\varepsilon_p(r) = -U_p \ln^{1/2}\left(\frac{r^2}{2\sqrt{\pi}\, r_p^2}\right) \tag{2.7}$$

donde U_p es la escala típica del potencial de anclaje y r_p es el rango característico de fuerza de anclaje. El desplazamiento típico r_w que se obtiene de minimizar $\varepsilon_a(r) + \varepsilon_p(r)$ tiene una expresión bastante compleja que se simplifica en los casos límites. En efecto, si el acople Josephson es dominante ($\gamma s < \lambda_{ab}$) la escala natural que determina r_w es la distancia típica de la interacción Josephson, γs. Por el contrario, si las interacciones magnéticas son las dominantes ($\gamma s > \lambda_{ab}$) r_w está determinado por λ_{ab} [22, 24].

Al aumentar el campo, la distancia entre vórtices a_0 disminuye. Cuando esta separación es del orden de r_w la energía que paga un panqueque por estar acoplado a un segundo en otro plano es comparable con la estar acoplado a un vecino de este último. Por otro lado, la interacción entre panqueques pertenecientes a un mismo plano comienza a dominar sobre la interacción entre planos. En la práctica este predominio de las fuerzas dentro de un mismo plano respecto a la fuerza entre planos y la indeterminación ante las distintas opciones de acople producen una bidimensionalización de la red ordenada de vórtices observada a campos bajos que se traduce en la pérdida del orden cuasi-cristalino [22, 24, 29, 44] a la par de un progresivo desacople entre planos a medida que aumenta B [45, 46], tal cual se

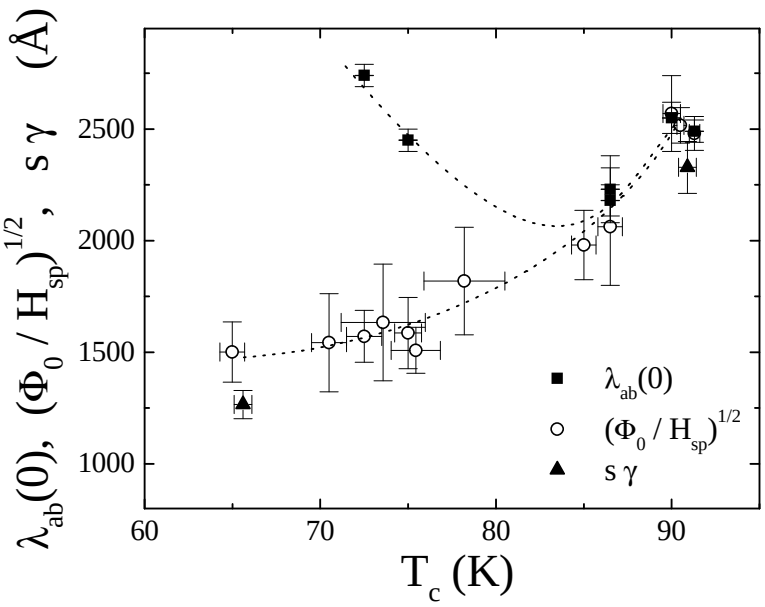

Figura 2.9: Dependencia con T_c de λ_{ab}, $\sqrt{\Phi_0/H_{sp}}$ y γs. A medida que crece el sobredopado el acople Josephson se vuelve dominante.

esquematiza en la figura 2.8.

El campo característico B_{cr} de la transición depende del tipo de acople que sea relevante. Si la interacción Josephson domina, cuando $a_0 \approx \sqrt{\Phi_0/B}$ es comparable a γs la red de vórtices se desordena y $B_{cr} \approx \Phi_0/(\gamma s)^2$. Con idéntico razonamiento, si predomina la interacción magnética $B_{cr} \approx \Phi_0/\lambda_{ab}^2$ [11, 44]. El segundo pico en la magnetización irreversible es una manifestación dinámica de esta transición orden-desorden.

En la figura 2.9 se compara la dependencia con T_c de $\lambda_{ab}(0)$, $\sqrt{\Phi_0/H_{sp}}$ y γs para muestras con distinto contenido de oxígeno. La longitud de penetración es extraída de la parte reversible de los ciclos de magnetización suponiendo un modelo de *dos fluidos* ($\lambda_{ab}(T) = \lambda_{ab}(0)\sqrt{1/[1-(T/T_c)^4]}$) y la expresión para $M(H)$ dada por la teoría de Ginzburg-Landau válida para $H_{c1} \ll H \ll H_{c2}$

$$M \approx \frac{\Phi_0}{(4\pi\lambda_{ab})^2 \ln \kappa} \ln\left(\frac{H_{c2}}{H}\right) \tag{2.8}$$

El factor de anisotropía $\gamma = (\rho_c/\rho_{ab})^{1/2}$ (calculado a $T = 100$ K) se extrae a partir mediciones de tranporte usando una configuración de ocho contactos [47] realizadas en la misma muestra óptimamente dopada y posteriormente sobredopada a 190 bar. Por otro lado, debido al elevado factor demagnetizante (0.9 - 0.99) $B_{sp} \simeq H_{sp}$.

Como se observa en la figura 2.9, la dependencia lineal de H_{sp} con $1/\lambda_{ab}^2(0)$ es válida solamente en la región cercana al dopaje óptimo. Para niveles más altos de dopado, H_{sp} está relacionado con $1/(\gamma s)^2$. Las características de los experimentos de transporte y el hecho de que los mismos se hacen en la misma muestra antes y después del tratamiento con oxígeno, aseguran que la única medición de γ en la

región sobredopada sea una muy buena estimación.

El hecho que $\sqrt{\Phi_0/H_{sp}}$ esté determinado por $\lambda_{ab}(0)$ cerca del dopaje óptimo implica que el acople electromagnético es dominante en esta región. Para dopajes mayores $\sqrt{\Phi_0/H_{sp}}$ no ajusta con $\lambda_{ab}(0)$ indicando que el acople Josephson cobra relevancia y, por lo tanto, H_{sp} debería estar progresivamente determinado por γ, tal cual muestra el excelente acuerdo entre $\sqrt{\Phi_0/H_{sp}}$ y γs. La transición entre el límite Josephson y el magnético ocurre en $\gamma s = \lambda_{ab}(0) \sim 2200$ Å. Valores de γs mayores que este no escalean con H_{sp} tal cual se observa en muestras subdopadas [11]. En cambio se ha observado [44] un muy buen ajuste entre $\sqrt{\Phi_0/H_{sp}}$ y $\lambda_{ab}(0)$ en una amplia zona del rango subdopado.

2.3 Conclusiones

En este capítulo se han estudiado las consecuencias del dopado en muestras de Bi2212. Se ha visto que T_c es un excelente parámetro para caracterizar los efectos del recocido en oxígeno. Esto se debe a la alta correlación entre la concentración de portadores y T_c. El parámetro de red c sufre una ligera pero monótona reducción a medida que la concentración de oxígeno crece. Esta reducción, al igual que el aumento de la densidad de portadores, incrementa el acople entre planos superconductores y, por lo tanto, reduce la anisotropía. Con el sobredopado, la línea de irreversibilidad y la transición orden-desorden se desplazan hacia campos más altos en el diagrama $H - T$ producto de la mejora en el acople y en buen acuerdo con lo observado en superconductores menos anisotrópicos.

El estudio de la dependencia con T_c del efecto *segundo pico* ha permitido establecer las características del acople entre planos superconductores en el rango sobredopado. H_{sp} está determinado por Φ_0/λ_{ab}^2 en la región cercana al dopaje óptimo indicando que los vórtices panqueque están acoplados a través de interacciones electromagnéticas. Sin embargo, para muestras sobredopadas H_{sp} se aparta de este comportamiento indicando que el acople progresivamente pasa a estar dominado por las interacciones Josephson.

Referencias

[1] F. London y H. London, Proc. Roy. Soc. (London) **A149**, 71 (1935).

[2] J. Bardeen y M. J. Stephen, Phys. Rev. **140**, A1197 (1965).

[3] G. Burns, *High-Temperature Superconductivity*, Academic Press (1992).

[4] K. Kishio, en *Coherence in High Temperature Superconductors* ed. por G. Deutscher y A. Revcolevschi (World Scientific, Singapur, 1996), p. 212.

[5] M. R. Presland, J. L. Tallon, R. G. Buckley, R. S. Liu y N. E. Flower, Physica C **176**, 95 (1991).

[6] S. D. Obertelli, J. R. Cooper y J. L. Tallon, Phys. Rev. B **46**, 14928 (1992).

[7] J. Shimoyama, K. Kishio, Y. Kotaka, K. Kitazawa y K. Yamafuji en *Proc. 6th US-Japan Workshop on High-Tc Superconductors*, Houston, 1993, ed. por K. Salma, C. W. Chu y W. K. Chu (World Scientific, Singapur, 1994), p. 245.

[8] S. Ooi, T. Shibauchi y T. Tamegai, Physica C **302**, 339 (1998).

[9] E. E. Kaul y G. Nieva, Physica C **341-348**, 1343 (2000).

[10] T. Motohashi, Y. Nakayama, T. Fujita, K. Kitazawa, J. Shimoyama y K. Kishio, Phys. Rev. B **59**, 14080 (1999).

[11] G. Villard, D. Pelloquin and A. Maignan, Phys. Rev. B **58**, 15231 (1998).

[12] A. Wahl, D. Thopart, G. Villard, A. Maignan, Ch. Simon, J. C. Soret, L. Ammor y A. Ruyter, Phys. Rev. B **60**, 12495 (1999).

[13] X. -G. Li, X. Zhao, X. J. Fan, X. F. Sun, W. B. Wu y H. Zhang, Appl. Phys. Lett. **76**, 3088 (2000).

[14] M. Suzuki y M. Hikita, Phys. Rev. B **44**, 249 (1991).

[15] T. R. Chien, W. R. Datars, B. W. Veal, A. P. Paulikas, P. Kostic, C. Gu y Y. Giang, Physica C **229**, 273 (1994).

[16] E. E. Kaul, Tesis de Licenciatura, Instituto Balseiro, UNCuyo, (1998).

[17] G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin y V. M. Vinokur, Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).

[18] V. L. Ginzburg y L. D. Landau, Zh. Eksperim. i. Teor. Fiz. **20**, 1064 (1950).

[19] W. E. Lawrence y S. Doniach en *Proc. 12th International Conference on Low Temperature Physics*, Kyoto, Japan, ed. por E. Kanda (Keigaku, Tokyo, 1971), p. 361.

[20] P. H. Kes, J. Aarts, V. M. Vinokur y C. van der Beek, Phys. Rev. Lett. **64**, 1063 (1990).

[21] L. I. Glazman y A. E. Koshelev, Phys. Rev. B **43**, 2835 (1991).

[22] A. E. Koshelev, L. I. Glazman y A. I. Larkin, Phys. Rev. B **53**, 2786 (1996).

[23] G. Blatter, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin y H. Nordborg, Phys. Rev. B **54**, 72 (1996).

[24] A. E. Koshelev y V. M. Vinokur, Phys. Rev. B **57**, 8026 (1998).

[25] H. Pastoriza, M. Goffman, A. Arribére y F. de la Cruz, Phys. Rev. Lett. **72**, 2951 (1994).

[26] E. Zeldov, D. Majer, M. Konczkowski, V. B. Geshkenbein, V. M. Vinokur y H. Shtrikman, Nature (London) **375**, 373 (1995).

[27] D. T. Fuchs, R. A. Doyle, E. Zeldov, D. Majer, W. S. Seow, R. J. Drost, T. Tamegai, S. Ooi, M. Konczkowski y P. H. Kes, Phys. Rev. B **55**, R6156 (1997).

[28] M. F. Goffman, J. A. Herbsommer, F. de la Cruz, T. W. Li y P. H. Kes, Phys. Rev. B **57**, 3663 (1998).

[29] R. Cubitt, E. M. Forgan, G. Yang, S. L. Lee, D. Mck. Paul, H. A. Mook, M. Yethiraj, P. H. Kes, T. W. Li, A. A. Menovsky, Z. Tarnawski y K.Mortensen, Nature **365**, 407 (1993).

[30] E. Zeldov, D. Majer, M. Konczykowski, A. I. Larkin, V. M. Vinokur, V. B. Geshkenbein, N. Chikumoto y H. Shtrikman, Europhys. Lett. **30**, 367 (1995).

[31] B. Khaykovich, E. Zeldov, D. Mayer, T. W. Li, P. H. Kes y M. Konczykowski, Phys. Rev. Lett. **76**, 2555 (1996).

[32] V. F. Correa, E. E. Kaul y G. Nieva, Phys. Rev. B **63**, 172505 (2001).

[33] D. B. Mitzi, L. W. Lombardo, A. Kapitulnik, S. S. Laderman y R. D. Jacowitz, Phys. Rev. B **41**, 6564 (1990).

[34] A. V. Silhanek, Tesis Doctoral, Instituto Balseiro, UNCuyo, (2001).

[35] C. P. Bean, Rev. Mod. Phys. **36**, 31 (1964).

[36] L. L. Daemen, L. N. Bulaevskii, M. P. Maley y J. Y. Coulter, Phys. Rev. Lett. **70**, 1167 (1993).

[37] D. Giller, A. Shaulov, Y. Yeshurum y J. Giapintzakis, Phys. Rev. B **60**, 106 (1999).

[38] B. D. Josephson, Phys. Lett. **1**, 251 (1962).

[39] Y. J. Uemura, G. M. Luke, B. J. Sternlieb, J. H. Brewer, J. F. Carolan, W. N. Hardy, R. Kadono, J. R. Kempton, R. F. Kiefl, S. R. Kreitzman, P. Mulhern, T. M. Riseman, D. Ll. Williams, B. X. Yang, S. Uchida, H. Takagi, J. Gopalakrishnan, A. W. Sleight, M. A. Subramanian, C. L. Chien, M. Z. Cieplak, G. Xiao, V. Y. Lee, B. W. Statt, C. E. Stronach, W. J. Kossler y X. H. Yu, Phys. Rev. Lett. **62**, 2317 (1989).

[40] Ch. Niedermayer, C. Bernhard, U. Binninger, H. Glückler, J. L. Tallon, E. J. Ansaldo y J. I. Budnick, Phys. Rev. Lett. **71**, 1764 (1993).

[41] C. Bernhard, Ch. Niedermayer, U. Binninger, A. Hofer, J. L. Tallon, G. V. M. Williams, E. J. Ansaldo y J. I. Budnick, Physica C **226**, 250 (1994).

[42] X. Zhao, X. Sun, X. Fan, W. Wu, X. Li, S. Guo y Z. Zhao, Physica C **307**, 265 (1998).

[43] J. L. Tallon, C. Bernhard, U. Binninger, A. Hofer, G. V. M. Williams, E. J. Ansaldo, J. I. Budnick y Ch. Niedermayer, Phys. Rev. Lett. **74**, 1008 (1995).

[44] C. M. Aegerter, S. L. Lee, H. Keller, E. M. Forgan y S. H. Lloyd, Phys. Rev. B **54**, R15661 (1996).

[45] B. Horovitz, Phys. Rev. B **60**, R9939 (1999).

[46] M. B. Gaifullin, Y. Matsuda, N. Chikumoto, J. Shimoyama y K. Kishio, Phys. Rev. Lett. **84**, 2945 (2000).

[47] F. de la Cruz, D. López y G. Nieva, Philos. Mag. B **70**, 773 (1994).

Capítulo 3

Estructura de vórtices a bajos campos y temperaturas

El Bi2212 es el más anisotrópico de todos los SAT. Su estructura de carácter laminar sumado al amplio rango de temperaturas dominado por el estado mixto se traduce en un rico y complejo diagrama de fase $H-T$, tal cual se vió en el capítulo anterior y se profundizará en los siguientes. No sólo el diagrama $H-T$ muestra una diversidad de fases, también las propiedades dinámicas de la estructura de vórtices ofrecen un amplio espectro.

Tres escalas de energía compiten en el estado mixto:

- La *energía de anclaje*. Proviene de la interacción de los vórtices panqueque con los defectos del material que pueden actuar como centro de anclaje. En general, para el Bi2212 se trata de defectos puntuales producidos por vacancias de oxígeno.

- La *energía de interacción* entre vórtices. Al igual que las interacciones entre los átomos de cualquier sólido, la interacción entre panqueques puede representarse mediante un matriz de contantes elásticas que tiene en cuenta el costo de energía para deformar la estructura de vórtices.

- La *energía térmica*. A diferencia de los superconductores convencionales donde era despreciada, en los SAT cobra particular relevancia y, como se vió, es la responsable de la fusión de la red de vórtices a temperaturas cercanas a T_c.

Así en la región de bajos campos y temperaturas dominada por el sólido ordenado de vórtices, la energía elástica (interacción entre vórtices) es relevante. A temperaturas más elevadas la energía térmica es comparable a la elástica y la estructura transiciona hacia el líquido de vórtices. En el otro extremo, a medida que disminuye la temperatura la energía de anclaje se torna comparable (aunque menor) a la energía elástica. Si el desorden debido a los centros de anclaje no es excesivo, la estructura permanece cuasi-ordenada y fuertemente anclada.

La débil interacción entre panqueques pertenecientes a planos vecinos de CuO_2 se traduce en un debilitamiento de las propiedades elásticas de los vórtices, lo que

otorga aún mayor relevancia a los efectos del desorden. Así, al aumentar el campo magnético y por efecto de las interacciones entre vórtices, la estructura cuasicristalina transiciona hacia una fase desordenada aunque anclada. Esta transición se manifiesta en el efecto *segundo pico* en la corriente crítica J_c [1].

En este capítulo se estudiarán las propiedades elásticas y de anclaje de la estructura de vórtices a bajos campos ($H_a < 1500$ Oe) y bajas temperaturas ($T < 40$ K), donde es de esperar la energía de anclaje domine sobre la energía elástica y a su vez, ambas sean notoriamente mayores a la energía térmica. En particular, se hará hincapié en el estudio de la transición hacia la fase desordenada, tratando de discernir entre una posible explicación termodinámica o dinámica del efecto *segundo pico*. También se interpretará la probable ausencia de esta transición a muy bajas temperaturas, donde el anclaje domina completamente sobre la interacción entre panqueques.

Para este estudio se empleará una técnica experimental que ha probado ser una poderosa herramienta para el estudio de los distintos regímenes de anclaje de la estructura de vórtices [2], la *susceptibilidad magnética alterna*.

3.1 Susceptibilidad magnética alterna

La idea básica de la susceptibilidad alterna es medir la respuesta de un dado sistema ante la aplicación de un pequeño campo magnético h_{ac} de frecuencia ω, mientras dicho sistema es sometido a un campo magnético constante H_a bajo la condición $h_{ac} \ll H_a$. En la disposición más simple, la muestra a estudiar se ubica dentro de un sistema de bobinas concéntricas, una de las cuales actúa como primario y la otra como secundario, como se observa en la figura 3.1. Una pequeña corriente $I = I_0 \cos \omega t$ fluye por el primario generando la excitación $h_{ac} = h_0 \cos \omega t$ la cual induce una fuerza electromotriz en la bobina secundaria. Esta *fem* depende de la inductancia mutua entre ambas bobinas y, por lo tanto, de las propiedades magnéticas de la muestra en su interior.

La excitación alterna genera corrientes de apantallamiento en la muestra cuyo efecto macroscópico puede ser descrito por una magnetización $\mathbf{M_{ac}}$

$$\boldsymbol{M_{ac}} = \frac{1}{V} \int_V \frac{\boldsymbol{r} \times \boldsymbol{J_{ac}}}{2c} dV$$

donde $\mathbf{J_{ac}}$ es la densidad de corriente inducida por h_{ac}. En el caso más general la magnetización puede expresarse como una combinación de componentes en fase y en cuadratura con h_{ac}

$$M_{ac} = \frac{h_0}{4\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \chi_n^{'} \cos n\omega t + \chi_n^{''} \sin n\omega t$$

donde

$$\chi_n^{'} = \frac{\omega}{\pi\, h_0} \int_0^{2\pi} M_{ac} \cos n\omega t \; dt$$

$$\chi_n^{''} = \frac{\omega}{\pi\, h_0} \int_0^{2\pi} M_{ac} \sin n\omega t \; dt$$

definen la susceptibilidad magnética alterna en fase y fuera de fase con la excitación alterna h_{ac}, también conocidas como parte real e imaginaria de la susceptibilidad, respectivamente. Esta susceptibilidad no es sólo una propiedad del material, sino también de la particular geometría de la muestra en cuestión ya que M_{ac} proviene de integrar las corrientes inducidas en la misma.

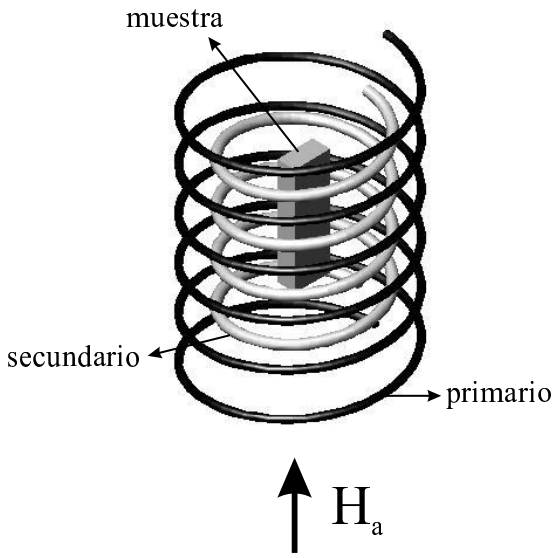

Figura 3.1: Arreglo experimental para la medición de susceptibilidad magnética alterna. La muestra se coloca en el interior de un sistema de inductancia mutua y sometida a un campo constante H_a.

El voltaje medido en el secundario es $V_{ac} = \frac{1}{c}\partial\phi/\partial t$. El flujo magnético ϕ puede escribirse como $A\,\overline{b}$, siendo A la sección de la bobina secundaria y $\overline{b}$ el valor medio de la inducción magnética debida a la excitación alterna a través de esta sección. Para una muestra que ocupa completamente el espacio interior al secundario y no posee factor demagnetizante, $\overline{b} = h_{ac} + 4\pi M_{ac}$. Entonces, la señal en el secundario es

$$V_{ac} = \frac{A\,\omega\, h_0}{c}\left[-(\chi_1^{'}+1)\sin\omega t \; + \; \chi_1^{''}\cos\omega t \; + \sum_{n=2}^{\infty} -n\chi_n^{'}\sin n\omega t \; + \; n\chi_n^{''}\cos n\omega t\right] \tag{3.1}$$

Por lo tanto, el voltaje que se mide en fase con la excitación es proporcional a la parte imaginaria de la susceptibilidad χ'', mientras el voltaje en fase es proporcional a la parte real χ'.

Cuando la respuesta del sistema es lineal la susceptibilidad no depende del campo h_{ac} lo que implica que únicamente son distintas de cero las componentes de M_{ac} de igual frecuencia que la excitación. [1] Se puede definir entonces una susceptibilidad compleja $\chi = \chi_1' + i\,\chi_1''$, de tal forma que $M_{ac} = \chi\, h_{ac}$.

Una gran ventaja de la susceptibilidad respecto a otras técnicas de respuesta alterna es que la dirección de h_{ac} puede elegirse en forma independiente de la dirección de H_a, lo que es sumamente útil en sistemas de elevada anisotropía como el Bi2212 tal cual se verá en este capítulo.

De la expresión [3.1] pueden también verse las limitaciones inherentes de esta técnica. Como V_{ac} es proporcional a la frecuencia de excitación, a frecuencias bajas la señal de respuesta del sistema estará eclipsada por ruido electromagnético. En el próximo capítulo se verá cómo haciendo uso de un SQUID se puede extender el rango de aplicación a frecuencias bajas. Por otro lado, la impedancia del primario es proporcional a la frecuencia. Esto implica que a medida que aumenta la frecuencia se hace necesario aumentar la tensión de alimentación del primario para mantener constante la corriente sobre el mismo y, por lo tanto, h_{ac}. Esta técnica es asimismo muy sensible a las vibraciones mecánicas ya que las mismas se traducen en fluctuaciones del flujo magnético que atraviesa el secundario y, por lo tanto, en una señal ruidosa que crece conforme aumenta H_a.

3.2 La estructura de vórtices

3.2.1 Régimen de respuesta lineal

Como vimos en la sección precedente, cuando la respuesta del material es lineal, magnetización y excitación están relacionados por $M_{ac} = \chi\, h_{ac}$, donde $\chi = \chi_1' + i\,\chi_1''$ es la susceptibilidad alterna compleja. Equivalentemente, $\overline{b} = h_{ac} + 4\pi M_{ac} = \mu\, h_{ac}$ donde μ se define como la permeabilidad magnética alterna y, de acuerdo con [3.1], $\mu = \chi + 1$.

Al igual que en un oscilador armónico con roce o un circuito eléctrico donde intervienen resistencias finitas, si la respuesta de un sistema (en nuestro caso la magnetización) no está en fase con la excitación (el campo alterno), entonces esta excitación externa entrega en forma continua e irreversible energía al sistema que es disipada hacia el baño térmico en forma de calor. El trabajo por ciclo involucrado en magnetizar la muestra es [3]

$$W = V \int h_{ac}\, dM_{ac} = V \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} h_{ac}\, \frac{dM_{ac}}{dt}\, dt = \frac{1}{4}\,\chi''\, h_0^2\, V$$

[1] Si la susceptibilidad no es lineal en el campo h_{ac}, entonces la magnetización puede escribirse como $M_{ac} = \chi_\alpha h_{ac} + \chi_\beta h_{ac}^2 + \ldots$. Si se reemplaza una excitación de la forma $h_{ac} = h_0 \cos\omega t$ en este desarrollo, inevitablemente aparecerán componentes de la magnetización en armónicos superiores de ω.

donde V es el volumen de la muestra. La parte imaginaria de la susceptibilidad χ'' es entonces una medida de la energía que continuamente se acumula en la muestra. Esta energía que ciclo a ciclo se entrega a la muestra es disipada en forma de calor. El mecanismo microscópico responsable de este fenómeno disipativo es el movimiento de los vórtices debido a las corrientes de apantallamiento.

Por otro lado, la energía magnética media localizada en la muestra en un ciclo es

$$\overline{\varepsilon} = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} \frac{V}{8\pi} h_{ac}\, \overline{b}\, dt = \frac{1}{16\pi} (\chi' + 1)\, h_0^2\, V = \frac{1}{16\pi} \mu' h_0^2\, V$$

La parte real de la susceptibilidad χ' es una medida de la capacidad de apantallamiento de las corrientes inducidas. Si la muestra se comporta como un verdadero superconductor, entonces $\overline{b} \approx 0$ y, por lo tanto, $\chi' \approx -1$ o equivalentemente $\mu' \approx 0$. Si la muestra es transparente al campo, entonces $\overline{b} \approx h_{ac}$ y $\chi' \approx 0$ ($\mu' \approx 1$).

La aplicación del campo alterno sobre la superficie de la muestra resulta en un campo eléctrico en el interior de la misma. Este origina corrientes de apantallamiento, las que a su vez ejercen fuerzas sobre los vórtices. El desplazamiento de los vórtices respecto a su posición de equilibrio modifica el campo $\mathbf{B}$ y la densidad de corriente $\mathbf{J}$ en la muestra. Estas variaciones en la inducción magnética $\delta\mathbf{B}$ y en el potencial vectorial $\delta\mathbf{A}$ debidas al movimiento de los vórtices están conectadas al campo de desplazamiento de los mismos $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ por la relación [4, 5]

$$\delta \boldsymbol{A} = -\frac{4\pi\lambda_L^2}{c} \boldsymbol{J} + \boldsymbol{u} \times \boldsymbol{B} \tag{3.2}$$

donde $\delta B = \nabla \times \delta A$. Cuando $\mathbf{u} = 0$ el la ecuación [3.2] se reduce a la ecuación de London para la descripción del estado Meissner. Tiene en cuenta que cuando el anclaje es muy fuerte o la frecuencia extremadamente alta, $\mathbf{u} = 0$ y las corrientes circulan en λ_L.

La expresión [3.2] para la variación del potencial vectorial debido a la corrientes alternas inducidas debe ser consistente con el resultado que se obtiene de resolver el problema electromagnético. Las ecuaciones de Maxwell[2]

$$\nabla \times \delta \boldsymbol{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial\, \delta \boldsymbol{B}}{\partial t} \tag{3.3}$$

$$\nabla \times \delta \boldsymbol{B} = \frac{4\pi}{c} \boldsymbol{J} \tag{3.4}$$

deben combinarse con una relación constitutiva entre el campo eléctrico y la densidad de corriente, característica del material. Esta relación puede escribirse simplemente como una *ley de Ohm* generalizada

$$\boldsymbol{E} = \rho(\omega, \boldsymbol{B}, T)\, \boldsymbol{J} \tag{3.5}$$

[2]Las ecuaciones escritas en esta forma corresponden a la aproximación cuasiestática.

donde $\rho(\omega, \mathbf{B}, T)$ es la resistividad compleja que, en el límite de respuesta lineal, es independiente de la corriente. A partir de [3.3], [3.4] y [3.5] se obtiene

$$\delta \boldsymbol{A} = -\frac{4\pi\lambda_{ac}^2}{c}\,\boldsymbol{J} \tag{3.6}$$

donde λ_{ac} es la la longitud de penetración alterna definida como

$$\lambda_{ac} = \left(\frac{i\,c^2\rho}{4\pi\omega}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{3.7}$$

Esta longitud de penetración es en general una función compleja.

Para terminar de resolver el problema es necesario aún saber como está relacionado el campo de desplazamiento de la estructura de vórtices $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ con la densidad de corriente. Esta relación se obtiene de resolver la ecuación de movimiento para la estructura de vórtices. Cuando la amplitud de la excitación es muy pequeña los vórtices realizan pequeñas oscilaciones respecto a su posición de equilibrio. En este caso el potencial de anclaje efectivo (resultado de la interacción vórtice-defectos y vórtice-vórtice) puede considerarse parabólico y, por lo tanto, la ecuación de movimiento es lineal. Esta ecuación por unidad de longitud se escribe como [5, 6]

$$-\,\eta\,\dot{\boldsymbol{u}} - \alpha_L\,\boldsymbol{u} + \frac{1}{c}\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{z}\phi_0 + F_T(t) = 0 \tag{3.8}$$

El primer término da cuenta de la disipación debida al movimiento de los vórtices descrita en término de una fuerza viscosa (η es la viscosidad). El segundo término es la fuerza de anclaje, donde α_L es la curvatura del pozo de potencial efectivo conocida como constante de Labusch [7]. El tercer término es la fuerza que ejercen las corrientes sobre los vórtices (la dirección de los vórtices es $\mathbf{z}$) y el último término es una fuerza térmica que da cuenta de los saltos térmicamente activados que pueden experimentar los vórtices.

Asumiendo que $\mathbf{u}(t) = \mathbf{u}_0\,e^{i\omega t}$ y despreciando F_T (bajas temperaturas), la solución de [3.8] es

$$\boldsymbol{u}(t) = \frac{1}{c}\,\frac{\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{z}\phi_0}{i\omega\eta + \alpha_L}\,e^{i\omega t} \tag{3.9}$$

La solución del problema queda así determinada a partir de [3.2], [3.6] y [3.9].

Dependiendo del peso relativo de las distintas fuerzas en la ecuación de movimiento es posible encontrar diferentes regímenes dinámicos. En el caso particular de que tanto el campo aplicado $\mathbf{H}_a$ como la excitación $\mathbf{h}_{ac}$ son paralelos a la superficie del material, $\mathbf{J}\perp\mathbf{B}$ y el problema es unidimenional.

Cuando los vórtices están perfectamente anclados ($\alpha_L \to \infty$) o la frecuencia de excitación es muy grande, $u \sim 0$ y teniendo en cuenta [3.2] y [3.6], $\lambda_{ac} = \lambda_L$ (estado *Meissner*).

Si la fuerza de anclaje no es infinita pero domina sobre la viscosa ($\alpha_L \gg \omega\eta$), entonces

$$\lambda_{ac}^2 = \lambda_L^2 + \frac{B\,\phi_0}{4\pi\,\alpha_L} \tag{3.10}$$

La longitud de penetración es real e independiente de frecuencia. Este régimen no disipativo es conocido como *régimen de Campbell* [8, 9] y $\lambda_C^2 = B\phi_0/4\pi\alpha_L$ es la longitud de penetración de Campbell.

En el otro extremo, cuando la fuerza viscosa domina completamente sobre la fuerza de anclaje ($\alpha_L \ll \omega\eta$), la longitud de penetración alterna toma la forma

$$\lambda_{ac}^2 = \lambda_L^2 + i\,\frac{B\,\phi_0}{4\pi\,\omega\,\eta} \tag{3.11}$$

donde $\lambda_{ff}^2 = B\phi_0/4\pi\omega\eta$ es la longitud de penetración del régimen puramente disipativo conocido como *flux-flow*. Si $\lambda_{ff} \gg \lambda_L$, la longitud de penetración alterna es imaginaria pura y a partir de la expresión [3.7] se puede definir la resistividad del régimen *flux-flow* como $\rho_{ff} = B\phi_0/c^2\eta$. Es un estado óhmico y la respuesta del sistema es completamente análoga a la del efecto *skin*, con una penetración δ dada por λ_{ff}.

El mecanismo de disipación también puede deberse a saltos de vórtices por activación térmica hacia otros estados metaestables. Esta situación puede describirse en términos de una fuerza térmica F_T lineal considerando una resistividad real de la forma $\rho_0\,e^{-U/kT}$. Así, bajo este movimiento activado térmicamente la estructura de vórtices está caracterizada por una velocidad media dada por

$$\dot{u}_{taff} = \left(\frac{c\,J}{B}\right)\,\rho_0\,e^{-\frac{U}{kT}}$$

donde U es la altura de la barrera de potencial. Debido a la naturaleza activada del movimiento del vórtice, este régimen es conocido como *thermally-activated flux-flow* (taff) [6]. A partir de la resistividad $\rho_{taff} = \rho_0\,e^{-U/kT}$ la longitud de penetración queda expresada como

$$\lambda_{ac}^2 = \lambda_L^2 + \frac{i\,c^2\,\rho_{taff}}{4\pi\,\omega} \tag{3.12}$$

Nuevamente la respuesta es semejante a la obtenida en el efecto *skin*.

Una expresión general [10] para λ_{ac} considerado los cuatro regímenes descritos (Meissner, Campbell, flux-flow y taff) puede obtenerse agregando $\dot{u}_{taff}$ a la derivada temporal de la ecuación [3.9]

$$\lambda_{ac}^2 = \lambda_L^2 + \lambda_C^2\left(i\omega\tau_0 + \frac{1}{1 - i/\omega\tau_1}\right)^{-1} \tag{3.13}$$

donde se han definido dos tiempos característicos $\tau_0 = \eta/\alpha_L$ y $\tau_1 = B\phi_0/\alpha_L\rho_{taff}$.

Para una frecuencia dada es de esperar que a bajas temperaturas y campos (sólido ordenado en figura 2.7) los mecanismos disipativos sean despreciables y la respuesta esté caracterizada por un comportamiento tipo Campbell. En el otro extremo, a temperaturas altas bien por encima de la línea de irreversibilidad (líquido de vórtices en diagrama 2.7) las barreras de potencial son nulas y la respuesta debería corresponder a un régimen tipo *flux-flow*. En el rango intermedio de temperaturas, alrededor de la línea de irreversibilidad donde las potenciales de anclaje son finitos pero muy pequeños, es de esperar la respuesta lineal esté caracterizada por un comportamiento térmicamente activado. Por otro lado, un comportamiento disipativo también puede inducirse aumentando el rango de exploración del vórtice en su potencial efectivo, esto es, aumentando la amplitud de h_{ac}. Así, partiendo de un régimen lineal no disipativo, al aumentar la amplitud de la excitación pueden inducirse estados disipativos no lineales (*flux-creep*, estado crítico) cuando la probabilidad de escape del vórtice de su potencial efectivo sea apreciable. De seguir aumentando la amplitud es posible establecer el régimen lineal de *flux-flow* [11].

3.2.2 Anclaje colectivo

La relación corriente crítica a corriente de desapareamiento (definida como la máxima corriente que puede tranportar el material sin producir la ruptura de los pares superconductores) J_c/J_o es un excelente parámetro fenomenológico para describir la intensidad de los defectos que actúan como centros de anclaje o, dicho de otro modo, la intensidad del desorden que introducen estos defectos en la red de vórtices. Si J_c/J_o es pequeño, el desorden es moderado y los conceptos de la *teoría de anclaje colectivo débil* [12] pueden aplicarse.

La idea del anclaje colectivo puede ilustrarse fácilmente en el caso de un vórtice aislado (régimen individual, $B \ll B_{c2}$) sujeto a desorden débil. El vórtice es un objeto elástico y, por lo tanto, puede deformarse suavemente para optimizar el anclaje. Sin embargo, como vimos en el capítulo anterior, esta ganancia de energía de anclaje no es gratuita porque se realiza a costa de la energía elástica asociada a la deformación del vórtice. Es este balance entre energía de anclaje y energía elástica el que determina el campo de deformaciones y, por lo tanto, el estado de equilibrio de la estructura de vórtices.

Los centros de anclaje puntual que actúan sobre el vórtice compiten entre ellos. Los defectos que pueden actuar efectivamente son aquellos cuya distancia al vórtice es menor que el rango típico de la fuerza de anclaje, r_p. Como el anclaje se debe principalmente a la interacción del núcleo del vórtice con los defectos, en el límite individual $r_p \sim \xi$ [13]. El tamaño de los defectos puede ser menor que ξ, pero el vórtice no puede resolver longitudes menores a esta.

Las fuerzas de anclaje que actúan sobre el vórtice se adicionan aleatoriamente, o sea, sólo las fluctuaciones en la densidad e intensidad de defectos contribuyen al anclaje en su posición definitiva. Suponiendo una densidad n_i de centros de anclaje cada uno actuando con una fuerza f_i sobre el objeto elástico, la fuerza total acumulada a lo largo de un segmento de longitud L es

$$F_p(L) \simeq (f_p^2\, n_i\, r_p^2\, L)^{\frac{1}{2}} \tag{3.14}$$

La fuerza total de anclaje del segmento es proporcional a $n_i^{1/2}$, ya que proviene de considerar las fluctuaciones de la energía de anclaje $\langle \varepsilon_p^2(L)\rangle^{1/2}$ y no el valor medio de la energía $\langle \varepsilon_p(L)\rangle$ que es nulo. Esto marca una diferencia fundamental respecto del régimen de anclaje fuerte. En este caso las fuerzas individuales se suman algebraicamente y $F_p \simeq f_p n_i r_p^2 L \propto n_i$.

Al aplicar una corriente, esta ejerce una fuerza $F_J = J\phi_0 L/c$ sobre el segmento de vórtice, que compite con la fuerza de anclaje [3.14]. F_J crece linealmente con L, mientras $F_p \propto \sqrt{L}$ debido a la contribución aleatoria de las fuerzas de anclaje individuales. Por lo tanto, $F_J > F_p$ para longitudes suficientemente grandes y un vórtice rígido (no elástico) siempre permanecerá desanclado (no sucede lo mismo cuando el anclaje es fuerte porque entonces $F_p \propto L$). Sin embargo, debido a su elasticidad, el vórtice puede "deformarse" para optimizar la energía de anclaje. En el límite elástico, la extensión lateral de tales deformaciones no puede exceder r_p. Si se toma un punto cualquiera del vórtice como origen y se considera L la distancia a la cual el desplazamiento lateral es r_p, la energía elástica asociada a tal deformación vale

$$\varepsilon_e \simeq \epsilon_0 \left(\frac{r_p}{L}\right)^2 L \tag{3.15}$$

donde $\epsilon_0 = (\phi_0/4\pi\lambda)^2$ es la energía de línea asociada al vórtice.

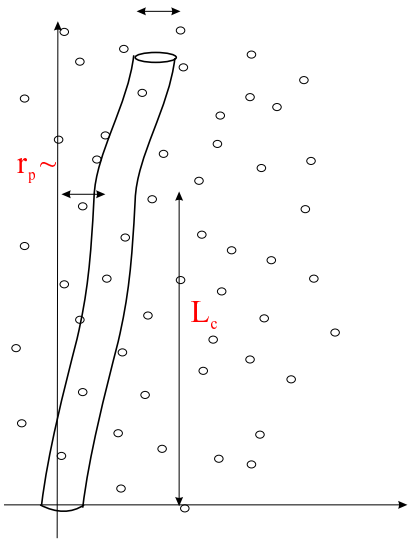

Figura 3.2: Núcleo de un vórtice aislado anclado colectivamente por la acción de defectos puntuales. Las deformaciones laterales son del orden de ξ para una distancia longitudinal L_c.

Esta energía elástica compite con la energía de anclaje $\varepsilon_p(L) \simeq F_p(L) r_p$. A distancias $L > L_c$, donde L_c es la *longitud elástica de Larkin* [12] en el límite de anclaje individual definida por la igualdad $\varepsilon_p(L_c) = \varepsilon_e(L_c)$, la energía elástica domina sobre la de anclaje. El vórtice puede suponerse entonces formado por segmentos de longitud L_c anclados elásticamente en forma independiente unos de otros, como se representa en la figura 3.2.

Cada uno de estos segmentos compite también en forma independiente con la fuerza $F_J(L_c)$. La corriente crítica J_c se define a partir de la igualdad $F_J(L_c) \simeq F_p(L_c)$. Entonces, L_c puede escribirse en función de J_c como

$$L_c \simeq \xi \left(\frac{J_o}{J_c}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{3.16}$$

donde se ha tomado $r_p \approx \xi$. Por otro lado, la energía de anclaje colectivo que fija la escala de las barreras de potencial en la aproximación colectiva es [14]

$$U_c = \varepsilon_p(L_c) \simeq H_c^2 \xi^3 \left(\frac{J_c}{J_o}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{3.17}$$

La expresión [3.16] confirma un razonamiento intuitivo: cuando más elástico ("blando") sea el vórtice, menor es L_c y mejor puede aprovechar el desorden, lo que se traduce en una mayor J_c.

En muestras limpias de Bi2212, $J_c/J_o < 10^{-2}$. Por otro lado, es conocido [15] que la principal fuente de centros de anclaje son las vacancias de oxígeno, lo que efectivamente confirma que se trata de desorden puntual aleatorio. Esto hace de este compuesto un excelente candidato para ser descrito por este modelo colectivo, en el rango de bajos campos y temperaturas.

La generalización de estos resultados al caso anisotrópico con $\mathbf{H}_a \parallel c$ es [14]

$$L_c^c \simeq \frac{\xi}{\gamma} \left(\frac{J_o}{J_c^c}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{3.18}$$

$$U_c^c \simeq \frac{H_c^2 \xi^3}{\gamma} \left(\frac{J_c^c}{J_o}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{3.19}$$

3.2.3 Constantes elásticas

Al igual que un sólido cristalino, las deformaciones y los esfuerzos en la red de vórtices están relacionados por un tensor de constantes elásticas. Para una red de simetría triangular y el campo en la dirección $\mathbf{z}$, la posición de equilibrio de los vórtices es $\mathbf{R}_{ij} = [i\sqrt{3}a_0/2\ \mathbf{x} + (2j+i)a_0/2\ \mathbf{y}]$ con i,j enteros. Con esta elección de ejes coordenados el tensor de elasticidad de la red de vórtices, representado en forma matricial, es

$$C_{ij} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{22} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} \end{pmatrix} \tag{3.20}$$

donde los subíndices 44, 55, 66 se refieren a deformaciones en los planos YZ, ZX, XY, respectivamente. Como la red es isotrópica en el plano XY, $c_{44} = c_{55}$ y $c_{11} = c_{22}$. Además $2c_{66} = c_{11} - c_{12}$, por lo tanto sólo tres constantes son independientes.

Si el anclaje es suficientemente débil, los defectos no alteran sustancialmente la posición de equilibrio de los vórtices en la red triangular perfecta. En esta situación las deformaciones son homogéneas (vector de onda $\mathbf{k}$ nulo en el espacio de Fourier) y las constante elásticas pueden obtenerse a partir de simples consideraciones termodinámicas [16]

$$c_{11} = \frac{B\,\phi_0}{4\,\pi} \tag{3.21}$$

$$c_{44} = \frac{H\,\phi_0}{4\,\pi} \tag{3.22}$$

$$c_{66} = \begin{cases} \sqrt{\frac{\pi\,\lambda}{6\,a_0}}\,\frac{\epsilon_0\,a_0^2}{\lambda^2}\,e^{-\frac{a_0}{\lambda}} & \lambda < a_0 \\ \\ \frac{\epsilon_0}{4} & \lambda > a_0 \end{cases} \tag{3.23}$$

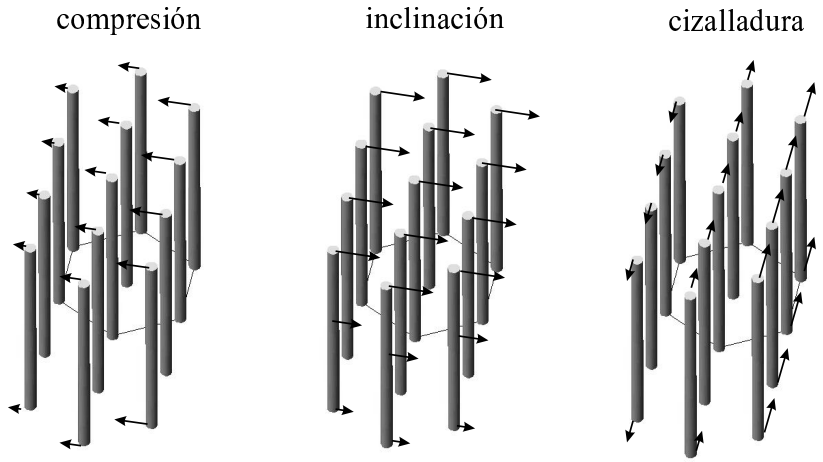

Figura 3.3: Representación del campo de deformaciones asociado a los esfuerzos de compresión (c_{11}), inclinación (c_{44}) y cizalladura (c_{66}).

La constante c_{11} está asociada a esfuerzos de compresión, mientras c_{44} y c_{66} a esfuerzos de inclinación y cizalladura, respectivamente, (ver figura 3.3). Este último, por lo tanto, debe anularse en el estado líquido.

En el límite de desorden fuerte las deformaciones de la red son no homogéneas y las constantes elásticas c_{11} y c_{44} se vuelven dispersivas (dependen del vector $\mathbf{k}$ asociado a una dada deformación) [14]. Esto produce un ablandamiento adicional de la red que se acentúa para deformaciones de longitud pequeña ($\mathbf{k}$ grande).

A partir de la aproximación no local para medios continuos anisotrópicos, las constantes elásticas ($B \parallel z$) adquieren una expresion mucho más compleja. La forma dispersiva de $c_{44}(\mathbf{k})$ consiste de un término volumétrico $c_{44}^{o}(\mathbf{k})$ y otro debido a un vórtice aislado $c_{44}^{c}(k_z)$, de tal manera que $c_{44}(\mathbf{k}) = c_{44}^{o}(\mathbf{k}) + c_{44}^{c}(k_z)$, donde [14, 17]

$$c_{44}^{o}(\boldsymbol{k}) \;=\; \frac{B\,\phi_0}{4\,\pi}\,\frac{1}{1+\gamma^2\,\lambda^2\,K^2+\lambda^2\,k_z^2} \tag{3.24}$$

$$\begin{aligned} c_{44}^{c}(\boldsymbol{k}\to 0) \;&=\; \frac{\phi_0(H-B)}{4\,\pi} \\ c_{44}^{c}(k_z) \;&\simeq\; \frac{1}{2}\Big(\frac{\phi_0^2}{4\,\pi\,\lambda}\Big)^2\left[\gamma^2\,\ln\frac{\gamma\,\kappa}{1+\gamma^2\lambda^2\,K_{ZB}^2+\lambda^2\,k_z^2}\right. \\ &\quad\left.+\frac{1}{\lambda^2\,k_z^2}\,\ln\frac{1+\lambda^2\,K_{ZB}^2+\lambda^2\,k_z^2}{1+\lambda^2\,K_{ZB}^2}\right] \end{aligned} \tag{3.25}$$

K_{ZB} es el vector de onda del límite de la zona de Brillouin, K y k_z son los vectores de onda en el plano ab y en la dirección $\mathbf{z}$, respectivamente. El primer término de c_{44}^{c} representa la contribución del acople Josephson y es ligeramente dispersivo, mientras el segundo es la contribución debida a las interacciones electromagnéticas y es fuertemente dispersivo. Sólo la contribución Josephson depende de γ y, en el límite $\gamma \to 0$ (estructura desacoplada), se anula. Por otro lado la contribución magnética permanece finita aún en el límite $\gamma \to 0$.

Mientras la constante de cizalladura c_{66} es no dispersiva y conserva la forma de la ecuación [3.23], la constante de compresión c_{11} en el límite dispersivo se escribe

$$c_{11}(\boldsymbol{k}) \;=\; \frac{1+\gamma^2\,\lambda^2\,k^2}{1+\lambda^2\,k^2}\,c_{44}^{o}(\boldsymbol{k}) \tag{3.26}$$

Es interesante notar que en el límite $\mathbf{k} \to 0$ c_{11} y c_{44} recuperan el comportamiento no dispersivo (ecuaciones [3.21] y [3.22]) obtenido a partir de consideraciones termodinámicas.

3.3 Configuración experimental

En la configuración usualmente empleada en los experimentos de susceptibilidad alterna H_a y h_{ac} son paralelos y, en el caso particular de los SAT, perpendiculares

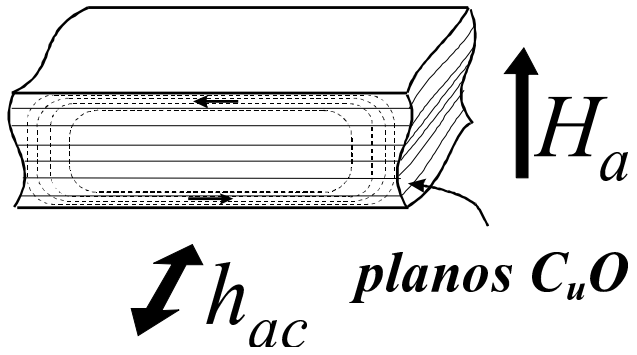

Figura 3.4: Susceptibilidad alterna transversal. El campo H_a perpendicular a los planos de CuO_2 y la excitación h_{ac} a lo largo de los mismos. Las corrientes de apantallamiento fluyen tanto en los planos como a lo largo del eje c.

a los planos de CuO_2 [11]. De esta forma, las corrientes de apantallamiento debidas a la excitación h_{ac} fluyen siempre a lo largo de los planos superconductores. Sin embargo, debido a la estructura extremadamente laminar del Bi2212, las características estáticas y dinámicas de la estructura de vórtices dependen fuertemente de las propiedades del eje c. Por eso, en lugar de usar la configuración longitudinal usual, se empleará una configuración transversal [18] en la cual el campo H_a está a lo largo del eje c del cristal, y perpendicular a este, en la dirección de los planos superconductores, la excitación h_{ac}, tal cual se muestra en la figura 3.4.
De esta forma, las corrientes fluyen tanto a lo largo de los planos superconductores como perpendicularmente a los mismos, en la dirección del eje c. Cuando los vórtices panqueque están desacoplados (por ejemplo, en el sólido desordenado) la resistencia en el eje c es finita y el campo alterno penetra por las caras laterales paralelas a este eje. Sin embargo, cuando los panqueques están correlacionados ($\rho_c = 0$), las corrientes en el eje c se encuentran en una configuración libre de fuerzas ($\mathbf{J} \perp \mathbf{B}$) y el campo H_{ac} es apantallado en longitud de penetración de London. La situación es diferente para las corrientes a lo largo de los planos, ya que permanentemente ejercen una fuerza sobre los vórtices que tratan de "inclinarlos" respecto del campo H_a y, por lo tanto, circulan en una extensión espacial λ_{ac} (ver figura 3.5 b).

Cuando se resolvió la ecuación de movimiento en la sección anterior para el caso en que el campo H_a estuviese aplicada paralelamente a la superficie de la muestra (configuración longitudinal), se obtuvo una expresión para la longitud de penetración de *Campbell* dada por $\lambda_C^2 = B\phi_0/4\pi\alpha_L$. Teniendo en cuenta la expresión para la constante elástica c_{11} dada por [3.21], es interesante notar que λ_C^2 puede escribirse como c_{11}/α_L. En efecto, si se analiza el tipo de deformación que sufre la estructura de vórtices en esta configuración longitudinal a través de las ecuaciones [3.4] y [3.8], es fácil observar que se trata de una compresión, figura 3.5 a.

Por consideraciones análogas a las empleadas en deducir [3.10], para la configuración transversal se obtiene $\lambda_C^2 = H\phi_0/4\pi\alpha_L$ [10]. Nuevamente, y a partir de [3.22], el cuadrado de esta longitud de penetración puede escribirse como c_{44}/α_L. Como vimos, efectivamente el campo de deformaciones en esta configuración corresponde

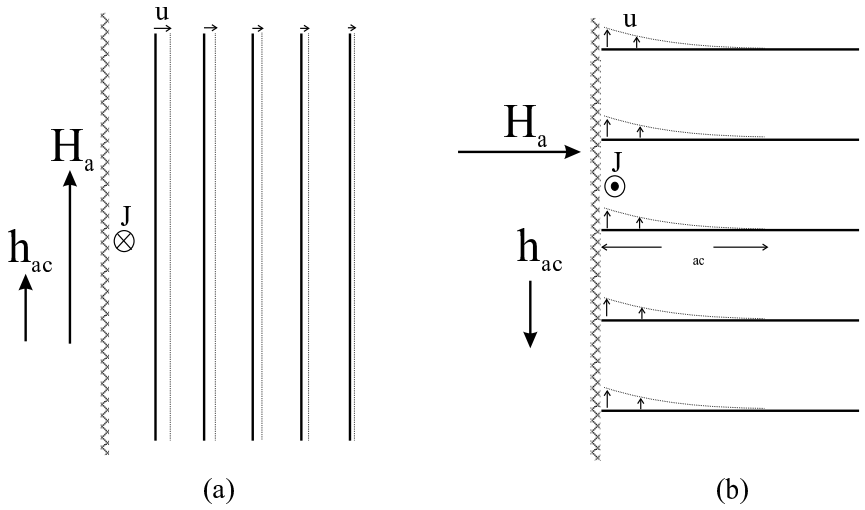

Figura 3.5: Deformación homogénea de la red de vórtices para dos configuraciones distintas: (a) H_a paralelo a la superficie, la red se "comprime"; (b) H_a perpendicular a la superficie, la red se "inclina".

a un esfuerzo de inclinación, (ver figura 3.5 b).

En general, entonces, la longitud de Campbell puede escribirse como el cociente de una constante elástica y el parámetro de Labusch. Es un resultado sumamente intuitivo ya que cuando mayor sea α_L, mayor será la capacidad de apantallamiento de las corrientes. Asimismo, cuando más "blanda" sea la estructura de vórtices, más fácil le resultara deformarse para optimizar el anclaje y disminuir la profundidad de penetración de las corrientes.

Para las dimensiones típicas de nuestras muestras ($1 \times 1 \times 0.02 mm^3$) y en la configuración transversal, las mismas pueden considerarse como láminas infinitas de espesor d. Entonces la susceptibilidad alterna puede escribirse como [10]

$$\mu = \chi + 1 = \frac{2\,\lambda_{ac}}{d}\,\tanh\frac{d}{2\,\lambda_{ac}} \tag{3.27}$$

3.3.1 Equipo de medición

El secundario consiste en un par de bobinas idénticas y consecutivas devanadas en sentido contrario. Las señal de una se compensa con la de la otra y en ausencia de muestra el voltaje medido es prácticamente cero. Cuando se coloca la muestra en una de ellas, la señal es proporcional únicamente al "momento magnético" medio de la misma lo que permite optimizar la sensibilidad del instrumento de lectura. Directamente sobre el secundario y co-axial al mismo está devanado el primario. De un radio $\sqrt{2}$ veces el radio del primario, se encuentra un segundo primario con la mitad del número de vueltas y en oposición. A pesar de disminuir el campo de excitación sobre la muestra aproximadamente a la mitad, este segundo primario

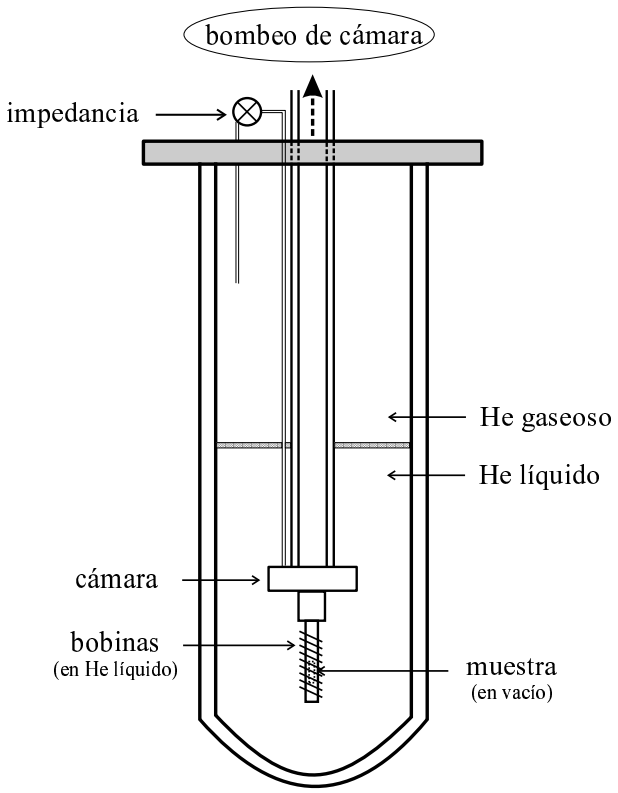

Figura 3.6: Crióstato de flujo continuo de He usado para los experimentos de susceptibilidad alterna.

permite compensar el campo del primario interno lejos de todo el conjunto y evitar efectos magnéticos espúreos. El primario es excitado con el oscilador interno de un amplificador *Lock-in* (PAR 5302) a través de una resistencia limitadora de corriente. La señal proveniente del secundario en fase y contrafase con la excitación se detecta con el mismo Lock-in.

El equipo usado es un crióstato de flujo continuo de He, esquemeatizado en la figura 3.6. He gaseoso es bombeado a través de una impedancia desde un baño de He líquido hacia una cámara en excelente contacto térmico con el zafiro portamuestras. En esta cámara se encuentran también el termómetro y el calefactor. Para evitar variaciones en las impedancias debidas a cambios de temperatura, el sistema de bobinitas se encuentra sumergido en He líquido. Juntamente con la muestra a estudiar se coloca una muestra de Nb ($T_c \approx 9$ K) cuya señal permite enfasar el voltaje medido. Mayores detalles experimentales de diseño pueden encontrarse en la ref. [19].

Las características propias del equipo definen el rango las distintas variables: h_{ac}, 0.01 - 1 Oe; ω, 0.3 - 50 kHz; T, 5 - 120 K: H_a, 0 - 10000 Oe.

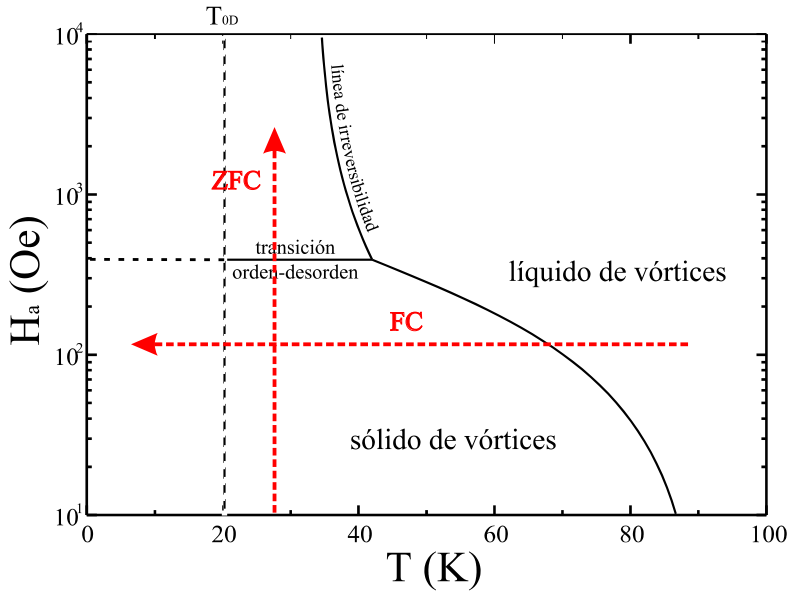

Figura 3.7: Dos experimentos diferentes: la muestra se enfría en un campo aplicado (FC), o la muestra se enfría en campo cero (ZFC) hasta una temperatura T y luego se aplica el campo.

3.3.2 Experimento FC

Para minimizar los gradientes internos de campo magnético (variación en la densidad de vórtices), los experimentos se realizan enfriando la muestra desde una temperatura superior a la línea de irreversibilidad en presencia de un campo aplicado (experimento FC en la figura 3.7).

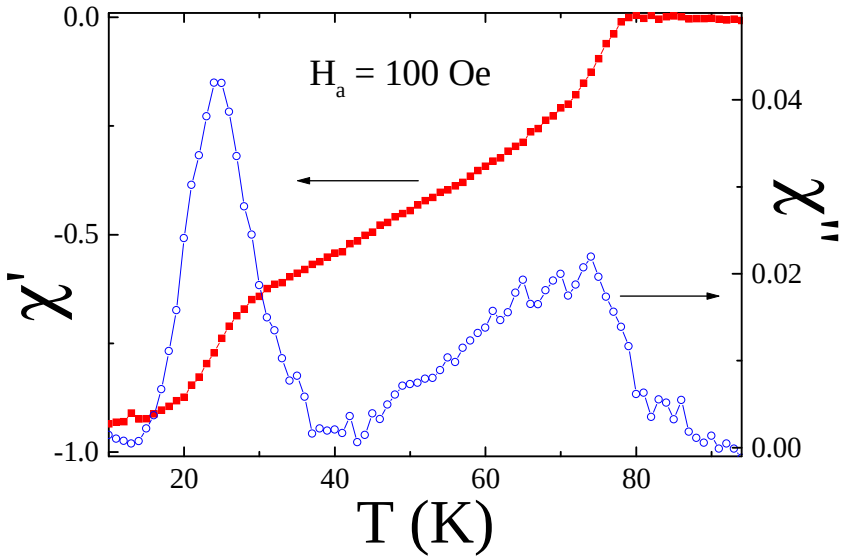

Figura 3.8: Parte real (χ') e imaginaria (χ'') de la susceptibilidad en un experimento FC. La frecuencia de excitación es 916 Hz.

Un resultado típico puede observarse en la figura 3.8. En la misma se muestran la parte real ($\chi^{'}$) e imaginaria ($\chi^{''}$) de la susceptibilidad en función de la temperatura para un campo aplicado $H_a = 100$ Oe. La frecuencia de excitación es 916 Hz y el campo alterno de 0.1 Oe. La temperatura crítica T_c de la muestra es 86 K.

A temperaturas altas, por encima de la línea de irreversibilidad, h_{ac} penetra totalmente en la muestra, por lo tanto $\chi^{'}$ es cero. $\chi^{''}$ también se anula porque no hay corrientes en la muestra. A temperaturas muy bajas la estructura de vórtices está perfectamente anclada y h_{ac} no puede penetrar. La muestra se comporta como un perfecto diamagneto (estado Meissner) y $\chi^{'} \to -1$. El sistema es un verdadero superconductor por lo tanto la disipación $\chi^{''}$ es cero. Entre ambos extremos, y a medida que dismimuye la temperatura, λ_{ac} varía entre una longitud mucho mayor que las dimensiones de la muestra y λ_L. Cuando esta longitud de penetración alterna es del orden de alguna dimensión característica de la muestra se observa un pico en la disipación y un correspondiente salto en el apantallamiento.

3.4 Anclaje individual: regímenes 0D y 1D

Experimentos como el de la figura 3.8 se realizaron para distintos valores de H_a en el rango 0 - 1500 Oe. En la figura 3.9 se observa la dependencia en temperatura de la permeabilidad alterna real $\mu^{'} = \chi^{'} + 1$ para distintos campos y los mismos parámetros que la figura anterior. La escala vertical ahora es logarítmica para enfatizar el brusco aumento del apantallamiento que se observa alrededor de la temperatura reducida $t = T/T_c(0) \sim 0.25$. $\mu^{'}$ pasa de un valor 0.4 a un apantallamiento casi total en menos de 10 K. Este salto en la parte real o inductiva se corresponde con el pico observado en la parte imaginaria o disipativa a la misma temperatura T_{0D} como se observa en la figura 3.8.

Una característica importante de las curvas de la figura 3.8 es la baja disipación. En efecto, a bajos campos la altura de los picos en la parte imaginaria es siempre menor a 0.04. Esta disipación aumenta abruptamente cuando $H_a > 600 - 700$ Oe (ver figura 3.10), efecto asociado a la pérdida de coherencia de fase a lo largo del eje c por encima del *segundo pico* [2, 20, 21]. Simulaciones en distintas configuraciones [22] muestran que la disipación en el régimen *flux-flow* es muy alta y fluctúa entre 0.37 y 0.44 dependiendo de la geometría de la muestra.

Por otro lado, variando la intensidad de la excitación se comprobó que la respuesta es perfectamente lineal. Este hecho, sumado a la baja disipación y despreciable dependencia en frecuencia observada a bajos campos y temperaturas, tal cual se observa en la figura 3.11, sugieren que la respuesta alterna corresponde a un régimen de Campbell, esto es, vórtices moviéndose en el fondo del pozo de potencial efectivo con amplitudes muy pequeñas. Esta pequeña disipación está asociada a la oscilación del núcleo de los vórtices dentro del potencial efectivo.

A bajas temperaturas y campos el régimen de anclaje debería ser individual, esto es, la interacción vórtice-defectos domina completamente sobre la interacción vórtice-vórtice. Cada vórtice responde individualmente, pero interaccionando en forma colectiva con los defectos. El anclaje individual implica que J_c, U_c y α_L son independientes de la densidad de vórtices, o sea de B. En nuestra particular

geometría laminar y teniendo en cuenta que la estructura de vórtices en el experimento FC corresponde a una estructura congelada a temperaturas altas, resulta $H_a \sim B$. En una descripción no dispersiva de las constantes elásticas, c_{44} está dada por la expresión [3.22]. En el límite individual de Campbell α_L no depende de H_a y $\lambda_{ac}^2 \approx \lambda_C^2 = c_{44}/\alpha_L \propto H_a$.

A partir de las curvas de μ es posible obtener λ_{ac} invirtiendo la expresión [3.27]. La dependencia en campo de λ_{ac} se consigue haciendo cortes a temperatura constante de las curvas λ_{ac} vs. T. En la figura 3.12 se puede observar un resultado característico para temperaturas bajas $T < T_{0D}$. La dependencia lineal de λ_{ac}^2 (normalizada por el espesor de la muestra d) prueba la existencia del límite de anclaje individual en todo el rango de campos estudiado.

A temperaturas superiores a T_{0D}, λ_{ac}^2 también muestra una dependencia lineal a campos bajos seguido de un comportamiento no monótono (ver figura 3.13). El área sombreada corresponde al rango de campos por encima del cual la disipación es alta (ver figura 3.10) consecuencia de la pérdida de coherencia de fase en el eje c. Esta situación invalida dos supuestos básicos en el análisis de los datos: la interpretación en términos del régimen de Campbell (baja disipación) y la geometría laminar puesto que la penetración de h_{ac} por los bordes laterales de la muestra comienza a ser relevante.

Sin embargo, aún en el rango de validez existen dos comportamientos cualitativamente diferentes. El tramo lineal en H_a muestra que el anclaje es individual a bajos campos aún en este rango de temperaturas. El apartamiento del comportamiento lineal hacia uno sublineal, dentro del régimen de Campbell, implica un aumento del anclaje y corresponde a un ablandamiento de las propiedades elásticas

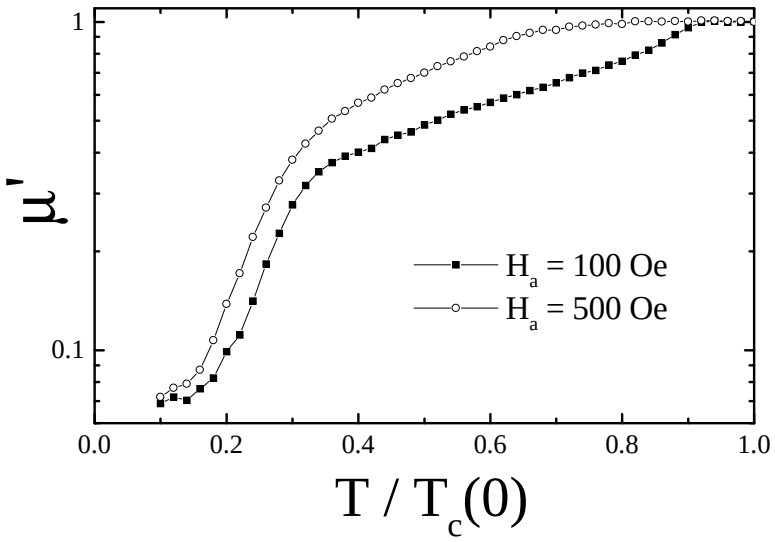

Figura 3.9: Parte real de la permeabilidad alterna en función de la temperatura reducida. Se observa un pronunciado aumento del apantallamiento a $t \sim 0.25$. La frecuencia de excitación es 916 Hz.

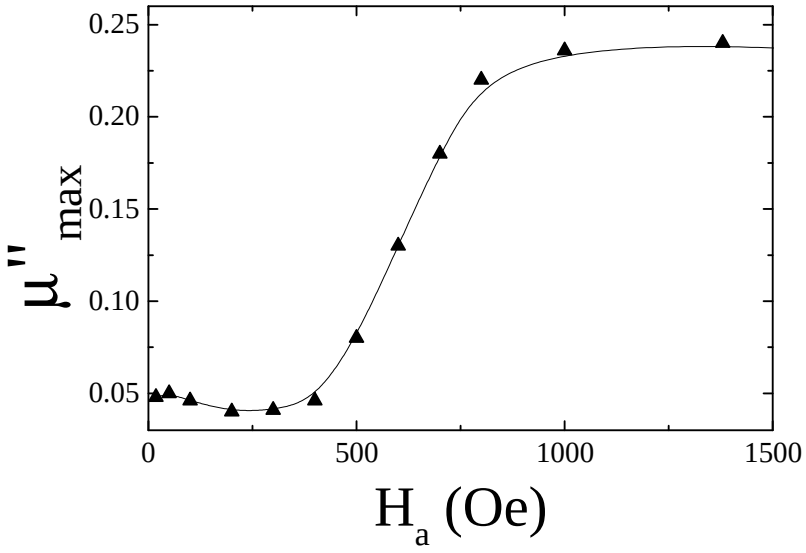

Figura 3.10: Valor máximo de la parte imaginaria de la permeabilidad correspodiente al pico de disipación. La frecuencia de excitación es 916 Hz.

(c_{44}) inducido por el desorden y es una manifestación del efecto *segundo pico* en la corriente crítica, como veremos en la próxima sección.

Resta dar una interpretación a la temperatura T_{0D}, ya que separa el rango de temperaturas en dos comportamientos cualitativamente bien diferenciados.

Asumiendo un modelo de Bean [23] para el estado crítico, la corriente crítica J_c puede estimarse a partir de los ciclos de magnetización

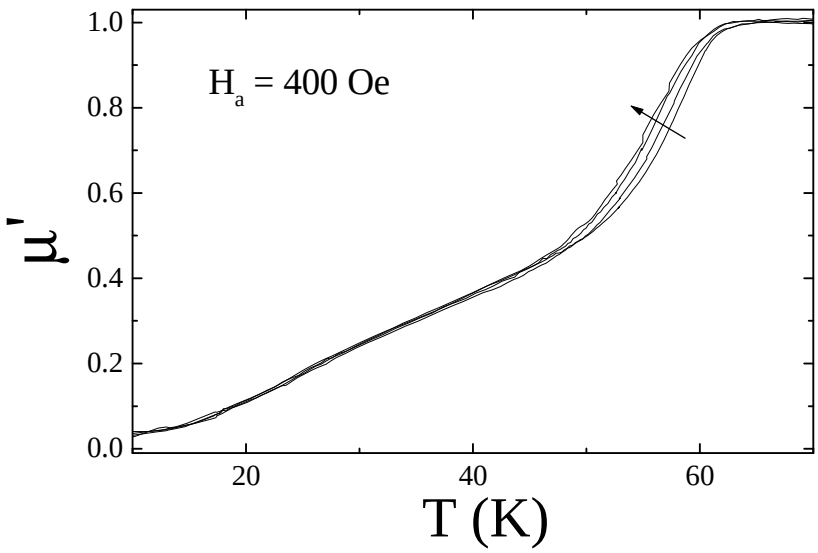

Figura 3.11: Parte real de la permeabilidad alterna en función de la temperatura para distintas frecuencias de excitación. En el sentido de la flecha: 6525, 2318, 916, 476 Hz.

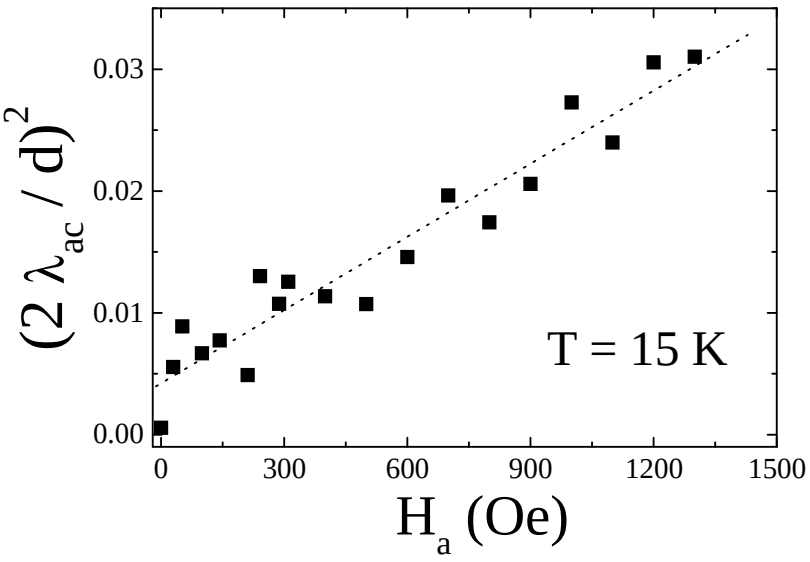

Figura 3.12: Dependencia típica en campo de λ_{ac}^2, normalizada por el espesor de la muestra, para $T < T_{0D}$.

$$J_c = \frac{3}{2}\frac{c\,\Delta M}{R} \tag{3.28}$$

donde c es la velocidad de la luz, R el radio de una muestra cilíndrica equivalente y ΔM es la diferencia entre las dos ramas de la magnetización irreversible. En la figura 3.14 se muestra la dependencia en temperatura de J_c en el límite de anclaje individual ($H_a \to 0$). Se observa un rápido incremento de J_c a medida que la temperatura reducida decrece por debajo de $t_{0D} \sim 0.25$.

Usando los resultados de la teoría de anclaje colectivo para el caso anisotrópico se puede estimar la longitud elástica de Larkin, expresión [3.18]. Tomando $\xi = 25$ Å, $J_0 = 10^8$ A/cm^2 [24], $\gamma = 100$ [25] y $J_c(t_{0D})$, se obtiene $L_c^c \sim s \approx 15$ Å, donde s es la distancia entre planos superconductores. Esto implica que cada panqueque está anclado independiente del resto por debajo de T_{0D} (sin perder la estructura la correlación de fase en ninguna dirección), en lo que se conoce como régimen de anclaje 0-dimensional (0D) [24].

De la pendiente de las rectas en las figuras 3.12 y 3.13 se puede obtener α_L para distintas temperaturas. Los resultados se muestran en la figura 3.15. Se puede observar nítidamente un salto bastante pronunciado de α_L para la temperatura t_{0D} determinada a partir de J_c.

Por debajo de t_{0D} la dependencia lineal de λ_{ac}^2 con H_a corresponde a un régimen donde cada panqueque está anclado individualmente ($L_c^c \leq s$), mientras que por arriba de t_{0D} cada vórtice está anclado individualmente ($L_c^c > s$), en lo que se conoce como régimen 1-dimensional (1D). Por lo tanto, el cambio brusco de α_L en t_{0D} determinado a partir μ indica un cambio de régimen de anclaje 1D a 0D [26].

A pesar de los cinco órdenes de magnitud en el tiempo característico de medición

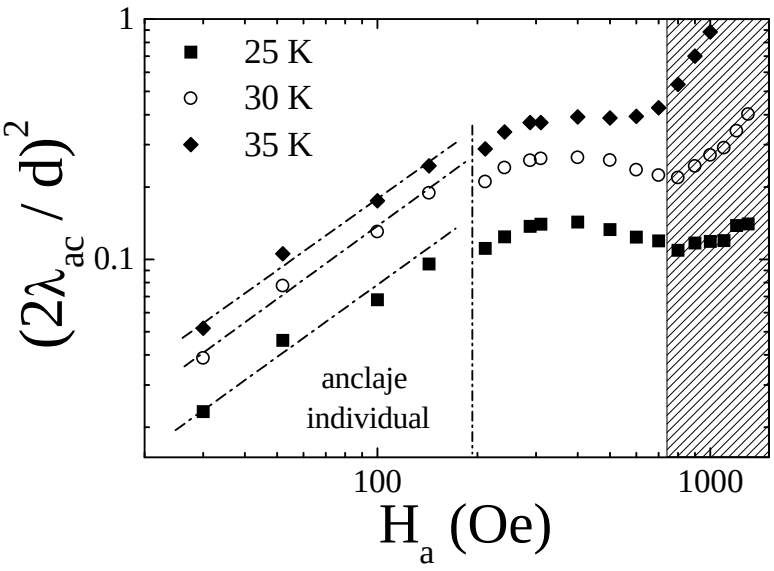

Figura 3.13: Dependencia en campo de λ_{ac}^2 para $T > T_{0D} \sim 20$ K. El área sombreada corresponde al régimen disipativo. Las rectas tienen pendiente 1 indicando un límite de anclaje individual.

involucrado en los experimentos de J_c ($\sim 10^2$ s) y μ ($\sim 10^{-3}$ s), la transición es claramente detectada por ambas técnicas. Esto no es sorprendente ya que ambas propiedades dependen tanto del potencial de anclaje como de las propiedades de la estructura de vórtices. Sin embargo, mientras que las mediciones de J_c implican una relación no lineal entre corriente y voltaje, μ en el régimen lineal está relacionada con la respuesta de la estructura de vórtices a fuerzas que producen un desplazamiento de la misma en el fondo del pozo de potencial. O sea, mientras J_c mide el borde del pozo, μ mide el fondo.

Si el pozo de potencial fuese armónico, la constante efectiva de Labusch calculada a partir de J_c y μ deberían coincidir. La corriente crítica está usualmente relacionada a la constante efectiva de Labusch α_L^* a través de

$$\alpha_L^* \, r_p = \frac{1}{c} \, J_c \, \phi_0 \tag{3.29}$$

que no es otra cosa que la ecuación de movimiento considerando sólo la fuerza de anclaje y la fuerza debida a la corriente J_c. Tomando $r_p \sim \xi$ y $J_c(t = 0.2)$ se obtiene $\alpha_L^*(t = 0.2) \sim 6 \cdot 10^3$ dyn/cm^2. Este valor es aproximadamente un orden de magnitud más grande que α_L obtenido a partir de μ (ver figura 3.15). Este hecho, sumado al brusco salto α_L observado en la transición comparado con el suave cambio de pendiente en J_c, indican que la relación entre ambas magnitudes no es trivial y muy probablemente sea no lineal como veremos en el próximo capítulo.

Otro punto interesante es la ausencia del *segundo pico* a bajas temperaturas. La relación lineal entre λ_{ac}^2 y H_a para $t < t_{0D}$ y la correspondiente dependencia lineal a bajos campos para $t > t_{0D}$ dejan en claro que, a pesar en ambos casos la

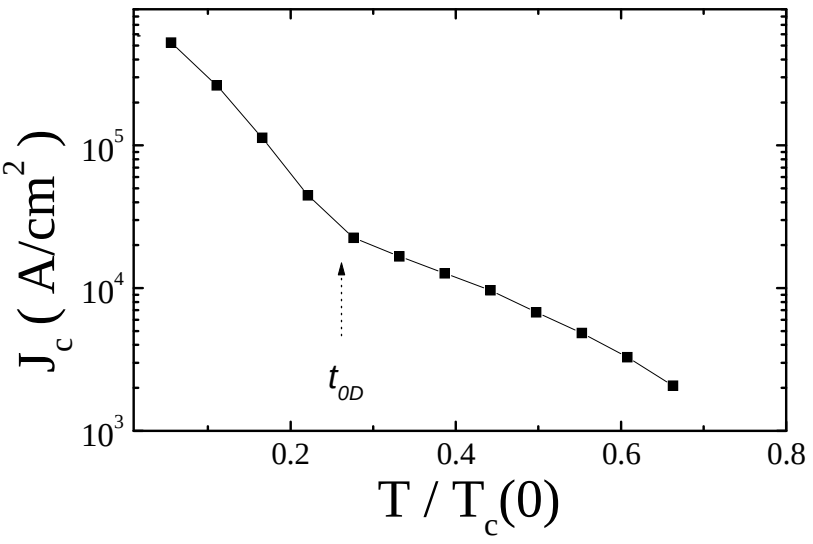

Figura 3.14: Corriente crítica en función de la temperatura en el límite de anclaje individual.

dinámica de la estructura de vórtices corresponde al régimen de anclaje individual, la inestabilidad de la red se detecta únicamente cuando L_c^c excede la separación entre panqueques. Por lo tanto, el régimen de anclaje 0D inactiva la inestabilidad de la red y la coherencia de fase se mantiene tanto a lo largo como a través de los planos superconductores.

Este resultado es compatible con la descripción propuesta por Horovitz [27] donde sugiere que la transición orden-desorden ocurre únicamente cuando los panqueques pueden sufrir desplazamientos elásticos en ambas fases. Dentro del modelo colectivo, el límite 0D implica que los panqueques no pueden tener desplazamientos relativos elásticos lo que impide un mayor aprovechamiento del anclaje y el consecuente aumento en J_c. Sin embargo, mediciones de acople entre planos emplando *resonancia de plasma Josephson* [20, 21] dan cuenta de una abrupta disminución del acople entre vórtices panqueque en H_{sp} hasta temperaturas del orden de 4 K.

3.5 Efecto *segundo pico*

La característica más relevante del efecto pico, tanto en los SAT como en los superconductores convencionales, es la presencia de un máximo en la dependencia de la corriente crítica con campo. El modo más usual de detectarlo es a través de ciclos de magnetización que, como vimos, consisten en barridos de campo a temperatura fija. La estimación de J_c empleando esta técnica implica la existencia de un estado crítico [23] y, por lo tanto, la medición del efecto pico a través de este tipo de experimentos está influenciada por efectos dinámicos con una fuerte dependencia temporal. Así, se ha sugerido [24] que una posible explicación para el *segundo pico* son los diferentes tiempos característicos de relajación de la distribución in-

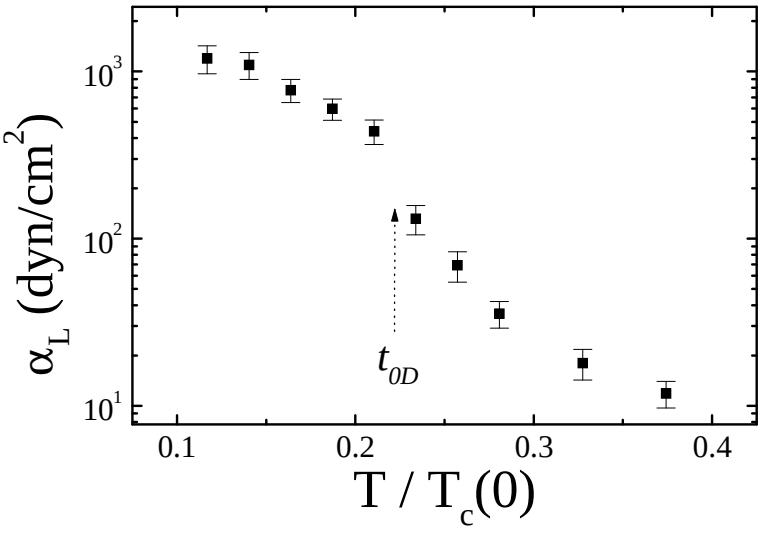

Figura 3.15: Dependencia en temperatura del parámetro de Labusch en el régimen de anclaje individual.

homogénea de vórtices inducida por el estado crítico. Otra explicación basada en el origen dinámico del fenómeno está fundamentada en mediciones de magnetización local en escalas de tiempo extremadamente cortas [28]. Estas interpretaciones contrastan con otras realizadas también en Bi2212, donde se sugiere que el *segundo pico* es una manifestación de la transición de fase termodinámica entre la red ordenada de vórtices a bajos campos y la estructura desordenada de campos altos [1, 21, 27, 29, 30]. Por eso, el interrogante latente es sobre el origen termodinámico o no del efecto pico.

La susceptibilidad alterna es una excelente herramienta para discernir sobre este problema ya que, al contrario de los experimentos de magnetización donde la muestra es preparada en un estado ZFC (figura 3.7), la estructura de vórtices que se obtiene al enfriar la muestra en un campo aplicado (FC) a través de la transición sólido-líquido es esencialmente una configuración libre de fuerzas. El campo interno B es uniforme y los vórtices están en una situación muy cercana al equilibrio termodinámico para un dado B y T, tal cual se representa en la figura 3.16. Por lo tanto, no hay corrientes circulando en la muestra y la relajación magnética es prácticamente nula comparada con la existente en un experimento ZFC, tal cual se ve en la figura 3.17.

Por otro lado, imágenes de la estructura de vórtices empleando *decoración magnética de Bitter* [31] en un experimento FC muestran una red triangular casi perfecta donde no es posible observar gradientes de campo dentro de la resolución experimental como se observa en la figura 3.18.

Cabe recordar asimismo, que la respuesta dinámica en el límite de Campbell está determinada por la curvatura del pozo de potencial efectivo, por lo tanto la fuerza electromagnética inducida por el campo alterno es mucho menor que la fuerza crítica necesaria para remover a los vórtices de los centros de anclaje.

Con susceptibilidad alterna se mide la penetración de las corrientes de apantallamiento. Experimentalmente se observa que cuando mayor es el anclaje, que corresponde a un parámetro de Labusch más grande, menor es la penetración de las corrientes alternas. En este sentido, $J_c \propto \alpha_L$. Por lo tanto, mediciones de J_c extraídas de los ciclos de magnetización y mediciones de α_L extraídas de λ_{ac} en el límite de Campbell para la misma muestra, permiten comparar la respuesta de la estructura de vórtices cuando la muestra se encuentra en estado crítico y cuando está libre de efectos dinámicos, respectivamente. El parámetro de Labusch se obtiene a partir de la ecuación [3.10] como

$$\alpha_L = \frac{H_a \phi_0}{4\pi} \left[\lambda_{ac}^2(H_a, T) - \lambda_L^2(T)\right]^{-1}$$

En la figura 3.19 se pueden observar los resultados. La diferencia es notoria. Mientras α_L es independiente de campo en todo el rango estudiado, J_c muestra una clara dependencia con campo. De la comparación entre ambos resultados es evidente que la disminución de J_c conforme aumenta el campo no puede asociarse a efectos colectivos (interacción vórtice-vórtice relevante), sino que por el contrario es un efecto de la relajación inherente a los ciclos de magnetización.

Se observan resultados equivalentes a temperaturas más altas en el rango donde se detecta el pico en J_c (ver figura 3.20). Nuevamente la disminución en J_c no se corresponde con una disminución en α_L. Por el contrario, α_L permanece constante (anclaje individual) hasta un dado H_a donde comienza a crecer. En este mismo valor de campo, J_c muestra un punto de inflexión (marcado en la figura con una flecha) que indica una mejora en el anclaje y desencadena en el efecto pico. La relajación magnética, responsable de las asimetrías entre α_L y esta aproximación de

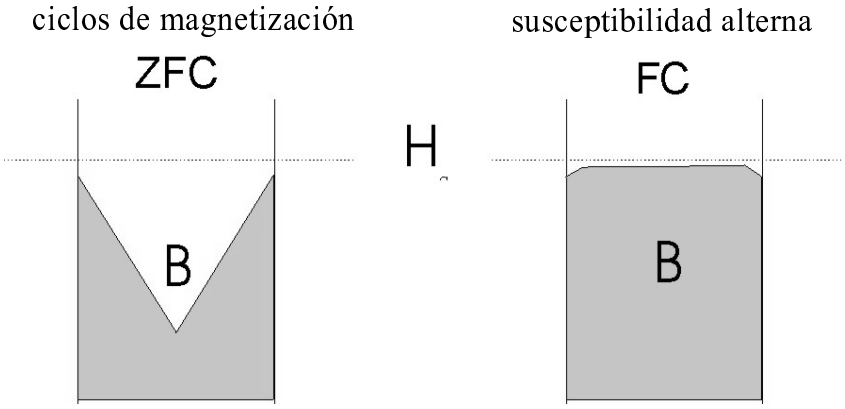

Figura 3.16: Perfil de campo dentro de la muestra en un experimento ZFC y FC. En este último la distribución de vórtices es mucho más uniforme.

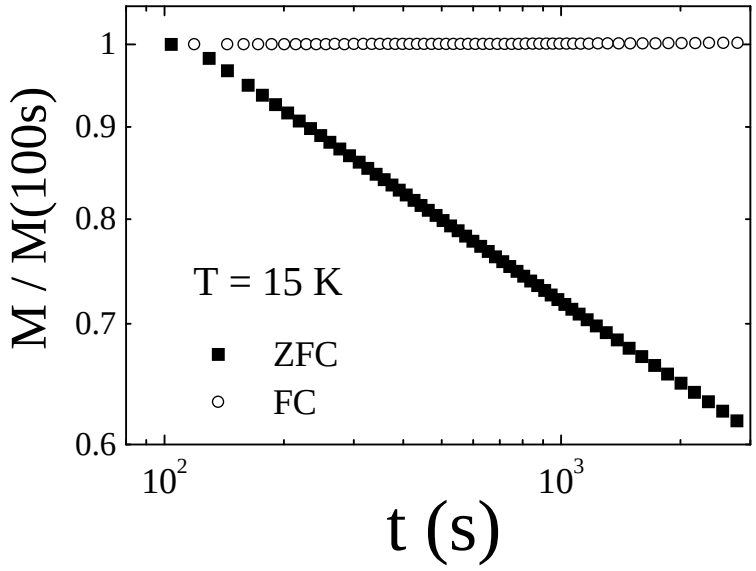

Figura 3.17: Relajación magnética en un experimento ZFC y uno FC.

J_c, se hace más notoria a medida que la temperatura aumenta como puede verse en la figura 3.20 b. A 35 K prácticamente no se observan ni un pico ni una región independiente de campo en J_c, a pesar del marcado incremento se observa en α_L. Es también interesante notar que no se detecta ninguna disminución en α_L antes de su evidente aumento, indicando que el *segundo pico* se desarrolla dentro del régimen

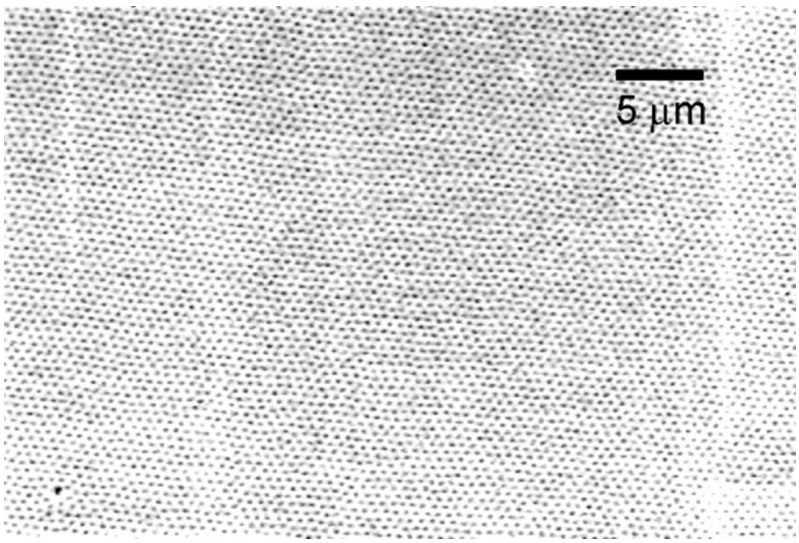

Figura 3.18: Imagen de una red de vórtices obtenida empleando decoración magnética de Bitter en un experimento FC a $H_a = 36$ Oe. La estructura de simetría triangular es casi perfecta y no se observan gradientes de campo apreciables. (Gentileza de M. Menghini).

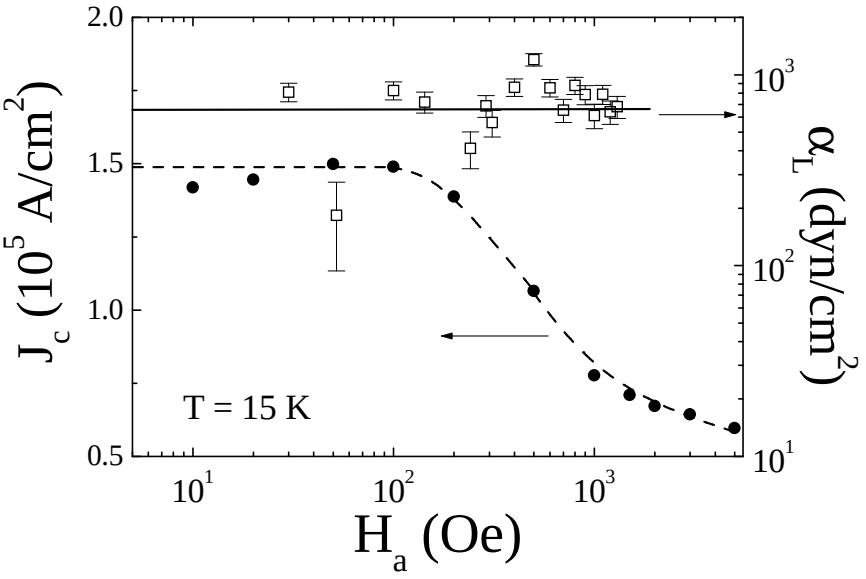

Figura 3.19: El parámetro de Labusch y la corriente crítica (extraída de los ciclos de magnetización) en función del campo para $T < T_{0D}$. La dependencia de J_c con H_a es un efecto de la relajación magnética.

de anclaje individual.

Estas diferencias se observan en todo el rango de temperatura donde se detecta el efecto pico, indicando que mientras la disminución de J_c (estimada a partir de los ciclos de magnetización) anterior al pico es un efecto dinámico, su incremento está asociado con un ablandamiento de las propiedades elásticas de equilibrio de la estructura de vórtices, representadas por α_L [32].

El comportamiento dispersivo de c_{44}, responsable de este ablandamiento, es una consecuencia del elevado valor de $\kappa \simeq \lambda/\xi \sim 100$ y la anisotropía del Bi2212. La gran diferencia entre el tamaño del núcleo del vórtice y la longitud de penetración permite la deformación del primero para optimizar el anclaje sin afectar la distribución de corrientes y, por lo tanto, sin costo de energía asociada a las mismas. Este efecto sumado a la elevada anisotropía (permite desplazamientos relativos importantes de panqueques como vimos en el capítulo anterior) se traduce en la proliferación de deformaciones de elevado vector de onda $\mathbf{k}$ en el núcleo con el consecuente ablandamiento (según ecuación [3.25]) de la red de vórtices en la región del efecto pico [27].

Es interesante destacar las diferencias y semejanzas entre el efecto pico cercano a H_{c2} en los superconductores convencionales (SC) [12, 33], y el *segundo pico* en Bi2212 a bajas temperaturas y campos. En los SC, J_c decrece con campo hasta un mínimo en H_{on}, donde el anclaje comienza a crecer para alcanzar un máximo en H_p. H_{on} está situado en el rango de campos [33] donde el anclaje colectivo es descrito por un volumen de Larkin tridimensional. Para $H_a > H_{on}$ este volumen de correlación elástico disminuye hasta que ocurre un cambio de régimen de anclaje colectivo hacia uno individual en H_p. Esta descripción implica que $\alpha_L(H_a, T)$ decrece hasta alcanzar

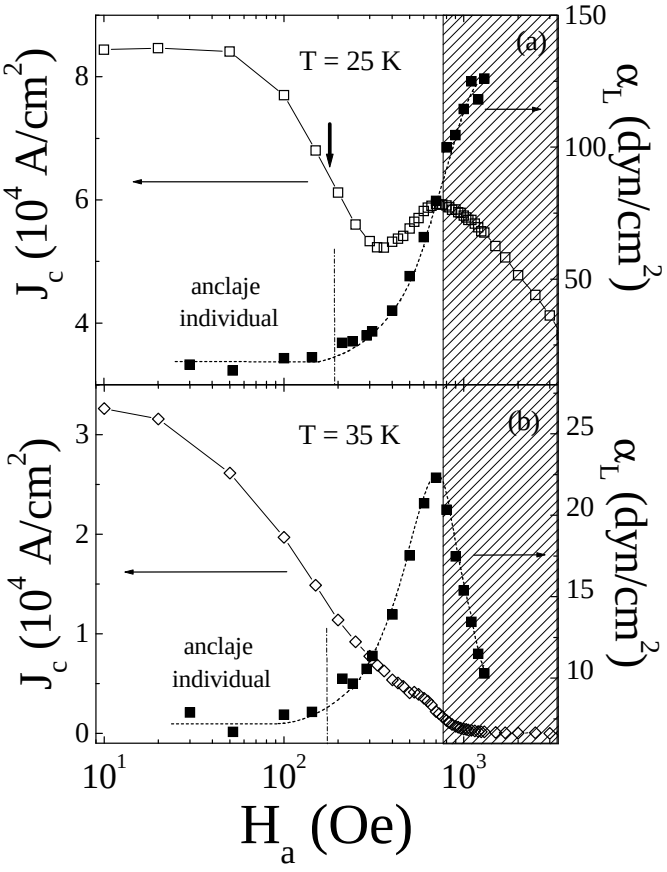

Figura 3.20: El parámetro de Labusch y la corriente crítica (extraída de los ciclos de magnetización) en función del campo en el rango de temperatura donde se detecta el segunco pico.

un mínimo en H_{on}. El aumento de $\alpha_L(H_a, T)$ para $H_a > H_{on}$ implica una reducción del volumen de correlación de Larkin inducido por un ablandamiento de la estructura de vórtices. Se encuentra un buen acuerdo entre teoría y experimento [33] cuando los volumenes de correlación se calculan teniendo en cuenta el carácter dispersivo de $c_{44}(\mathbf{k})$, el cual se torna importante cerca de H_{c2} donde la distancia típica de interacción entre vórtices es comparable a las deformaciones elásticas relevantes de vector de onda $\mathbf{k}$.

En el Bi2212, el anclaje también muestra un incremento con campo en las inmediaciones del segundo pico. Sin embargo, en este caso $\alpha_L(H_a, T)$ no muestra previamente ningún mínimo; comienza a crecer desde una región donde es independiente de H_a. Esto implica que la reducción del volumen elástico comienza dentro del límite de anclaje individual caracterizado por la longitud de correlación unidimensional L_c^c dada por la expresión [3.18].

En la sección anterior se vió como J_c (extraída de los ciclos de magnetización)

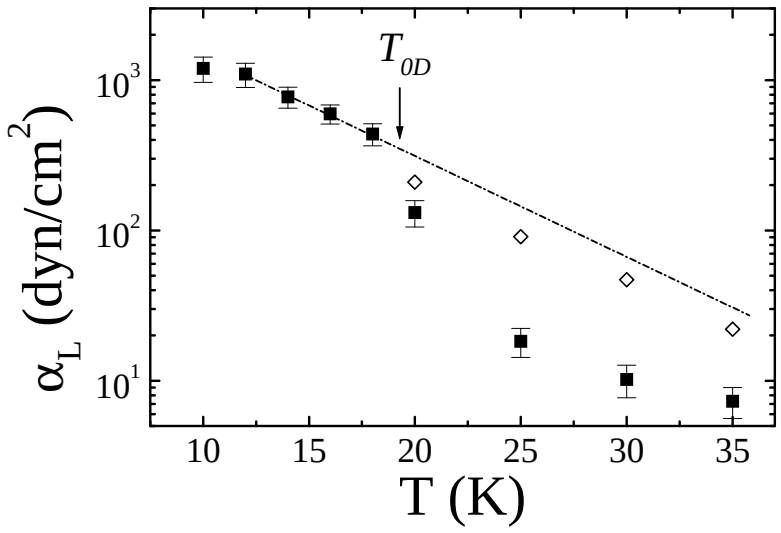

Figura 3.21: El parámetro de Labusch en función de la temperatura en el límite individual (símbolos llenos)y el valor máximo de $\alpha_L(H_a, T)$ antes del aumento brusco de la disipación (símbolos vacíos). La línea de trazos es una extrapolación lineal (en esta escala logarítmica) de los datos a bajas temperaturas.

y $\alpha_L(H_a, T)$ (extraída de la susceptibilidad alterna) muestran una transición desde un régimen de anclaje 1D hacia uno 0D en $T_{0D} \sim 20$ K cuando L_c^c es comparable a la distancia entre planos superconductores.

En la figura 3.21 se observa la dependencia de $\alpha_L(H_a, T)$ con temperatura en el límite de anclaje individual, resultado similar al de la figura 3.15. En T_{0D} se alcanza el mínimo volumen de correlación, o sea, el máximo valor de $\alpha_L(H_a, T)$ para una dada temperatura compatible con la teoría de anclaje colectivo. Para $T > T_{0D}$ el anclaje es 1D con $L_c^c > s$. Por lo tanto, el aumento de $\alpha_L(H_a, T)$ con campo sería una consecuencia de la disminución de L_c^c inducida por un ablandamiento de las propiedades elásticas de la estructura de vórtices.

Acorde con esta interpretación, el máximo valor que $\alpha_L(H_a, T)$ puede tener es aquel que corresponde a $L_c^c = s$. En la figura 3.21 también se muestra el máximo valor de $\alpha_L(H_a, T)$ (símbolos vacíos) dentro del límite de Campbell para cada temperatura (o sea, el máximo valor antes del área sombreada en la figura 3.20). La extrapolación lineal (línea de trazos) de los datos de $T < 20$ K hacia temperaturas más altas es siempre una cota superior para los valores máximos de $\alpha_L(H_a, T)$ obtenidos de los experimentos, lo que confirma la interpretación propuesta en términos del modelo colectivo.

3.6 Conclusiones

La susceptibilidad magnética alterna es una poderosa herramienta para el estudio de las propiedades elásticas y de anclaje de la red de vórtices. A bajos campos y

temperaturas, y cuando la excitación alterna es muy pequeña es posible medir la curvatura del pozo de potencial efectivo (límite de Campbell). De esta forma se pudo distinguir entre diferentes regímenes de anclaje individual descritos en términos de la teoría de anclaje colectivo.

A temperaturas suficientemente bajas ($T < 20$ K) la longitud de correlación L_c^c es del orden de la distancia entre planos superconductores indicando que cada panqueque está anclado individualmente y que la magnitud de este anclaje es el máximo posible para cada temperatura. Para $T > 20$ K, $L_c^c > s$ y el anclaje se vuelve 1D.

También para $T > 20$ K y a medida que aumenta H_a se observa un brusco incremento en $\alpha_L(H_a, T)$ asociado con el segundo pico. Este aumento de α_L y el correspondiente aumento de J_c en el segundo pico se debe a un ablandamiento de las propiedades elásticas de equilibrio de la estructura de vórtices en una región de campos donde la integridad de los vórtices en la dirección del campo se verifica: límite de anclaje individual en el régimen de Campbell. Cuando H_a aumenta más allá de este campo característico, J_c y α_L muestran un rápido decaimiento. Sin embargo, el abrupto aumento de la disipación en las mediciones de susceptibilidad indican una transición hacia un estado de no equilibrio. Esta elevada disipación

c indicando una pérdida de

preludiando una transición

ausencia del segundo pico

a en el estado más "blando"

ores deformaciones elásticas

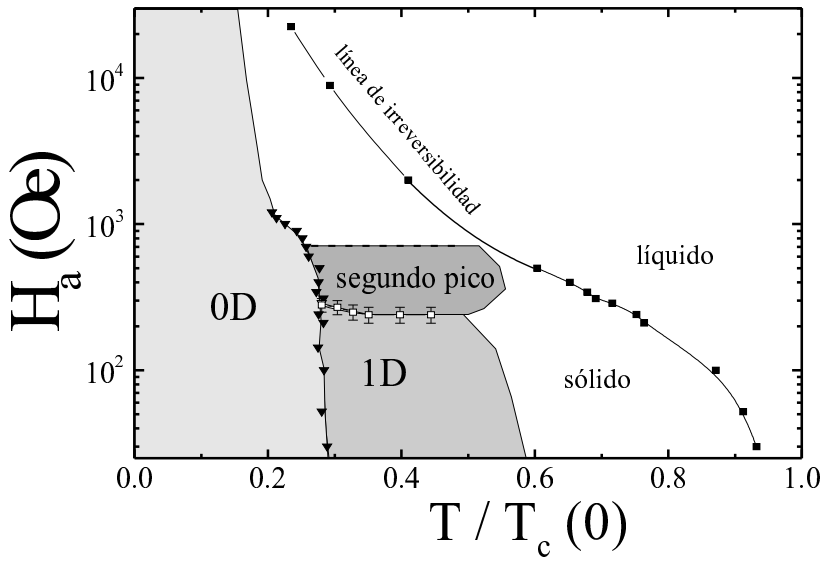

Figura 3.22: Diagrama de fase experimental mostrando los diferentes regímenes de anclaje. 0D y 1D corresponden a los regímenes 0-dimensional y 1-dimensional,respectivamente.

que redunden en un aumento de J_c.

En el diagrama de fases experimental de la figura 3.22 pueden verse los distintos regímenes estudiados.

Referencias

[1] E. Zeldov, D. Majer, M. Konczykowski, A. I. Larkin, V. M. Vinokur, V. B. Geshkenbein, N. Chikumoto y H. Shtrikman, Europhys. Lett. **30**, 367 (1995).

[2] M. F. Goffman, J. A. Herbsommer, F. de la Cruz, T. W. Li y P. H. Kes, Phys. Rev. B **57**, 3663 (1998).

[3] L. D. Landau y E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of Continous Media*, Addison-Wesley (1960).

[4] B. D. Josephson, Phys. Rev. **152**, 211 (1966).

[5] C. J. Van der Beek, V. B. Geshkenbein y V. M. Vinokur, Phys. Rev. B **48**, 3393 (1993).

[6] M. W. Coffey y J. R. Clem, Phys. Rev. B **45**, 9872 (1992).

[7] R. Labusch, Crys. Lattice Defects **1**, 1 (1969).

[8] A. M. Campbell, J. Phys. C **2**, 1492 (1969).

[9] A. M. Campbell, J. Phys. C **4**, 3186 (1971).

[10] E. H. Brandt, Phys. Rev. Lett. **67**, 2219 (1991).

[11] G. Pasquini, L. Civale, H. Lanza y G. Nieva, Phys. Rev. B **59**, 9627 (1999).

[12] A. I. Larkin y Yu. N. Ovchinnikov, J. Low Temp. Phys. **34**, 409 (1979).

[13] E. H. Brandt, Phys. Rev. Lett. **57**, 1347 (1986).

[14] G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin y V. M. Vinokur, Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).

[15] M. Tinkham, Helv. Phys. Acta **61**, 443 (1988).

[16] A. M. Campbell y J. E. Evetts, Adv. Phys. **21**, 199 (1972).

[17] G. Blatter, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin y H. Nordborg, Phys. Rev. B **54**, 72 (1996).

[18] A. Arribére, H. Pastoriza, M. F. Goffman, F. de la Cruz, D. B. Mitzi y A. Kapitulnik, Phys. Rev. B **48**, 7486 (1993).

[19] M. F. Goffman, Tesis Doctoral, Instituto Balseiro, UNCuyo, (1997).

[20] T. Shibauchi, T. Nakano, M. Sato, T. Kisu, N. Kameda, N. Okuda, S. Ooi y T. Tamegai, Phys. Rev. Lett. **83**, 1010 (1999).

[21] M. B. Gaifullin, Y. Matsuda, N. Chikumoto, J. Shimoyama y K. Kishio, Phys. Rev. Lett. **84**, 2945 (2000).

[22] E. H. Brandt, Phys. Rev. B **50**, 4034 (1994).

[23] C. P. Bean, Rev. Mod. Phys. **36**, 31 (1964).

[24] M. Nideröst, A. Suter, P. Visani, A. C. Mota y G. Blatter, Phys. Rev. B **53**, 9286 (1996).

[25] E. E. Kaul, Tesis de Licenciatura, Instituto Balseiro, UNCuyo, (1998).

[26] V. F. Correa, J. A. Herbsommer, E. E. Kaul, F. de la Cruz y G. Nieva, Phys. Rev. B **63**, 092502 (2001).

[27] B. Horovitz, Phys. Rev. B **60**, R9939 (1999).

[28] M. Baziljevich, D. Giller, M. McElfresh, Y. Abulafia, Y. Radzyner, J. Schneck, T. H. Johansen y Y. Yeshurun, Phys. Rev. B **62**, 4058 (2000).

[29] T. Giamarchi y P. Le Doussal, Phys. Rev. B **52**, 1242 (1995).

[30] L. L. Daemen, L. N. Bulaevskii, M. P. Maley y J. Y. Coulter, Phys. Rev. Lett. **70**, 1167 (1993).

[31] F. Bitter, Phys. Rev. **38**, 1903 (1931).

[32] V. F. Correa, G. Nieva y F. de la Cruz, Phys. Rev. Lett. **87**, 057003 (2001).

[33] L. A. Angurel, F. Amin, M. Polichetti, J. Aarts y P. H. Kes, Phys. Rev. B **56**, 3425 (1997).

Capítulo 4

Respuesta no lineal

Como se vió en el capítulo anterior el estado ordenado de vórtices que se obtiene de un experimento FC en Bi2212 está caracterizado por la ausencia de corrientes en la muestra, tal como lo demuestran experimentos de decoración magnética y la inexistencia de efectos dinámicos. La interacción de la estructura de vórtices FC con el anclaje puede representarse como un potencial armónico efectivo en cuyo fondo se encuentra la red de vórtices. Este potencial es el resultado de la interacción colectiva elástica entre vórtices y centros de anclaje. Por lo tanto, el estado FC es muy cercano al estado de equilibrio termodinámico donde la inducción B y la temperatura T son las variables termodinámicas relevantes.

El parámetro de Labusch estimado a partir de la corriente crítica extraída de los ciclos de magnetización (usando la expresión [3.29]) difiere en un orden de magnitud con el valor extraído de los experimentos de susceptibilidad. Puesto este resultado en otra forma, si relacionamos los valores medidos de α_L y J_c a través de [3.29] se obtiene un valor para el rango de potencial $r_p \gg \xi$. Esto sugiere que para desplazamientos grandes de la estructura de vórtices respecto de la posición de equilibrio en el pozo de potencial, la aproximación armónica deja de ser válida y la relación entre α_L y J_c se vuelve no trivial.

En este capítulo se estudiará con mayor detalle el potencial de anclaje, desplazando lo sufiente la red de vórtices como para entrar en la región no parabólica que se traduce en una respuesta no lineal en los experimentos de susceptibilidad alterna.

4.1 Descripción de los experimentos

Dos tipos de experimentos (empleando susceptibilidad alterna) pueden usarse para estudiar el potencial de anclaje bajo fuerzas que producen desplazamientos más allá de la región parabólica. En un caso se estudia la respuesta en función de la amplitud de la excitación [1, 2, 3] para una dada temperatura T y campo H_a (ver figura 4.1 a). A partir de una amplitud crítica la susceptibilidad se vuelve no lineal, es decir, dependiente de h_{ac}. El otro experimento consiste en inducir desplazamientos grandes a través de una fuerza constante y sensar la respuesta con una excitación muy pequeña [4] (ver figura 4.1 b). En este caso la fuerza mínima para detectar no linealidades ocurre cuando la curvatura del potencial para una

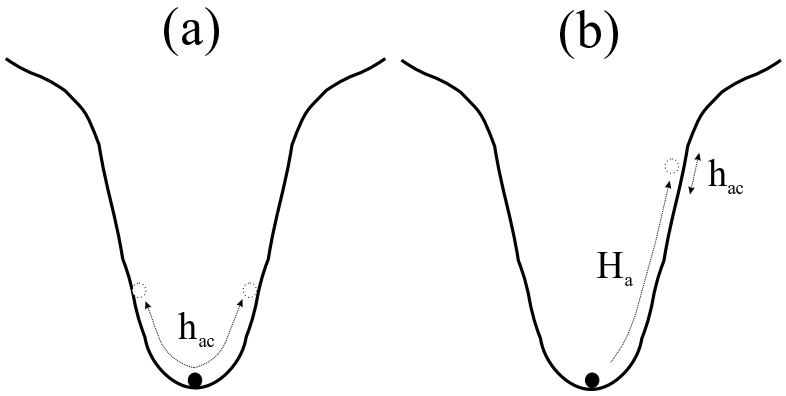

Figura 4.1: Dos tipos de experimentos para estudiar el potencial efectivo de anclaje: (a) aumentando la amplitud de excitación, (b) aplicando un fuerza constante con un excitación pequeña.

dada temperatura T y campo H_a se torna dependiente de la fuerza aplicada. En este capítulo veremos resultados de ambos tipos de experimentos.

La fuerza constante necesaria para desplazar el sistema de vórtices puede inducirse de diversas maneras. Una es a través de una corriente de transporte. Esta ejerce una fuerza $\mathbf{J} \times \mathbf{z}\phi_0/c$ sobre los vórtices que los desplaza del fondo del pozo.

La manera usada en nuestro experimento es distinta. Después de enfriar la muestra en un experimento FC hasta una temperatura T, usualmente por debajo de T_{0D}, se aumenta la intensidad del campo aplicado en ΔH_a. Si este aumento no es excesivo se inducen corrientes en la superficie de la muestra en una profundidad λ_{ef} previniendo la entrada de vórtices extra y, por lo tanto, la formación de un estado crítico. A pesar que las corrientes fluyen en toda la superficie del cristal, la densidad máxima está concentrada en los bordes laterales. El efecto neto de estas corrientes es ejercer una fuerza sobre la red de vórtices dentro de λ_{ef}. Si esta fuerza es menor que la fuerza crítica, las corrientes circulan en un estado no disipativo y la estructura de vórtices permanece dentro del pozo de potencial. La susceptibilidad alterna permite detectar los cambios en la curvatura del potencial más allá del límite armónico. Dentro de este rango de fuerzas (menor que la crítica) la respuesta de la estructura de vórtices es reversible, o sea, si retiramos el campo extra ΔH_a, las curvas de susceptibilidad recuperan la forma FC para el campo aplicado H_a.

Por detalles experimentales relacionados con la normalización de las curvas y con el sistema de detección acoplado a las bobinas secundarias, en lugar de cambiar gradualmente ΔH_a a una T fija, el experimento se realiza calentando nuevamente la muestra (después de aplicar ΔH_a) hasta una temperatura superior a la línea de irreversibilidad (figura 4.2), midiendo la respuesta con un h_{ac} muy pequeño.

La configuración experimental es similar a la descrita en el capítulo anterior, o sea, el campo H_a a lo largo del eje cristalográfico c y perpendicular al mismo la excitación h_{ac}. Con el objeto de realizar mediciones a bajas frecuencias ($\omega < 100$ Hz) se acopla al secundario un SQUID. De esta forma la sensibilidad del sistema de inductuancias mutuas se vuelve indendiente de la frecuencia de excitación.

El secundario (dos bobinitas en oposición dentro de una de las cuales se coloca

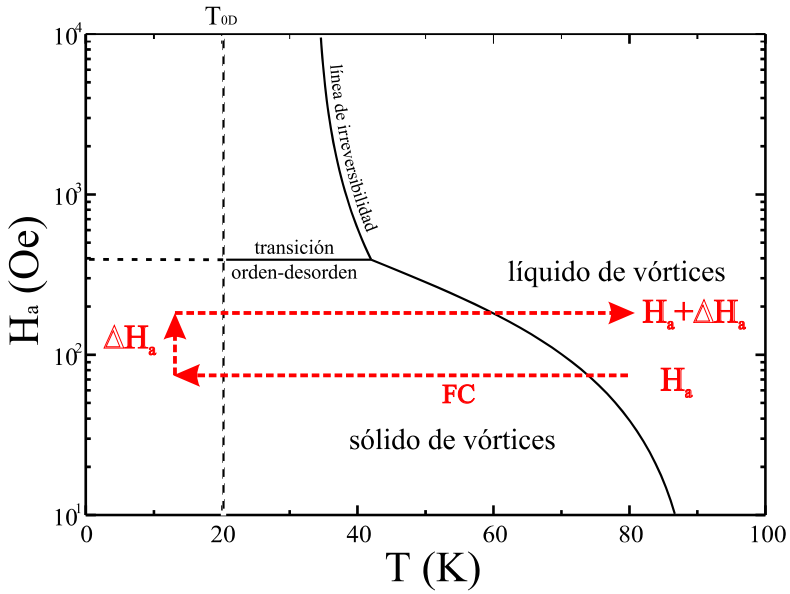

Figura 4.2: Descripción del experimento. La muestra se enfría en un campo H_a (FC) hasta temperaturas bajas. Allí se aumenta el campo en ΔH_a y se mide subiendo la temperatura.

la muestra) forma parte de un mismo circuito superconductor junto a otra bobina que se encuentra acoplada al SQUID, tal cual se muestra en la figura 4.3.
Las variaciones de flujo sobre el secundario superconductor inducen una corriente permanente en el mismo. Esta corriente genera un campo magnético en la bobina situada junto al SQUID y que forma parte del mismo circuito secundario. Estas variaciones de flujo modifican las caraterísticas de la ligadura débil en el SQUID para mantener constante el flujo que lo atraviesa. Las variaciones de corriente en

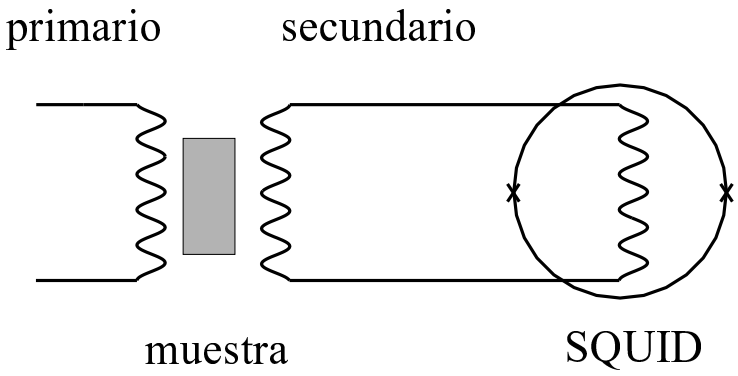

Figura 4.3: Circuito equivalente esquemático del sistema de inductancias mutuas. El SQUID permite medir a frecuencias muy bajas.

el circuito del SQUID son entonces una medida de las propiedades magnéticas de la muestra. El conjunto secundario superconductor - SQUID permite realizar mediciones DC. El límite inferior de frecuencia en nuestro experimento (10^{-3} Hz) viene dado por la electrónica del Lock-In. Mayores detalles sobre el sistema de detección empleando el SQUID pueden consultarse en la referencia [5].

El equipo de enfriamiento consiste en un crióstato de evaporación continua. A diferencia del crióstato de flujo continuo, la impedancia que conecta la cámara (en contacto térmico con la muestra) y el baño se encuentra sumergida en He líquido. Esta impedancia se abre a temperaturas bajas ($\sim$ 50 K) permitiendo la entrada de pequeñas cantidades de He líquido a la cámara. El bombeo continuo de la cámara permite llegar a $T \sim 1.5$ K. El portamuestras tiene adosado un calefactor que permite controlar la temperatura.

4.2 Régimen reversible

El experimento FC se realiza con campos $H_a < H_{sp}$. El campo h_{ac} es menor a 0.01 Oe y la respuesta FC es lineal. La frecuencia de excitación es de 17 Hz.

En la figura 4.4 se muestran los resultados para $H_a = 95$ Oe y $\Delta H_a = 30$ Oe. Después de aplicar ΔH_a la parte real de la susceptibilidad evidencia un apartamiento de la curva FC. Al llegar a la temperatura T_e, χ' disminuye abruptamente y la medición se vuelve norotiamente ruidosa. Después de pasar por un máximo χ' tiende progresivamente a la curva FC correspondiente a un campo igual a $H_a + \Delta H_a =$

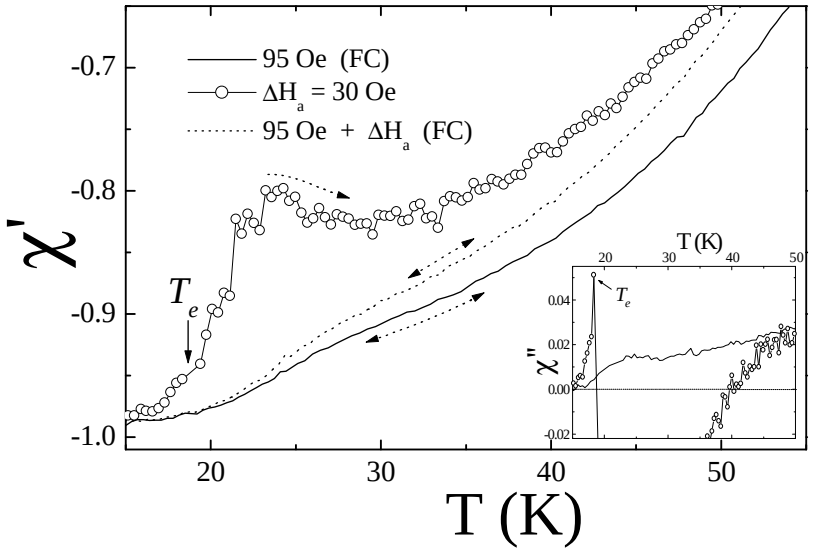

Figura 4.4: Parte real de la susceptibilidad: FC de $H_a = 95$ Oe y $H_a = 125$ Oe (curva continua y de trazos, respectivamente) junto a la curva que se obtiene subiendo T después de aplicar $\Delta H_a = 30$ Oe. T_e marca la temperatura donde se detecta la inestabilidad, tal cual se evidencia en la parte imaginaria (recuadro de la figura).

125 Oe (curva de trazos en la figura). El cambio de comportamiento en χ'' a la temperatura T_e es aún más drástico: la susceptibilidad imaginaria pasa súbitamente a un valor negativo, tal cual se vé en el recuadro de la figura 4.4.

Una característica sobresaliente de las curvas es el comportamiento reversibile que exhiben para $T < T_e$, es decir, si antes que la temperatura supere T_e se invierte el barrido (disminuyendo la temperatura) se obtiene la misma curva que por otro lado, no muy lejos de T_e, es claramente diferente del FC. Esta reversibilidad es un indicio de que el campo ΔH_a es apantallado en λ_{ef} impidiendo la entrada de vórtices. Por otra parte, el apartamiento respecto del FC para $T < T_e$ indica que la respuesta es no lineal. El campo ΔH_a desplaza la estructura de vórtices del fondo del potencial hasta una distancia en que la curvatura se torna dependiente del desplazamiento.

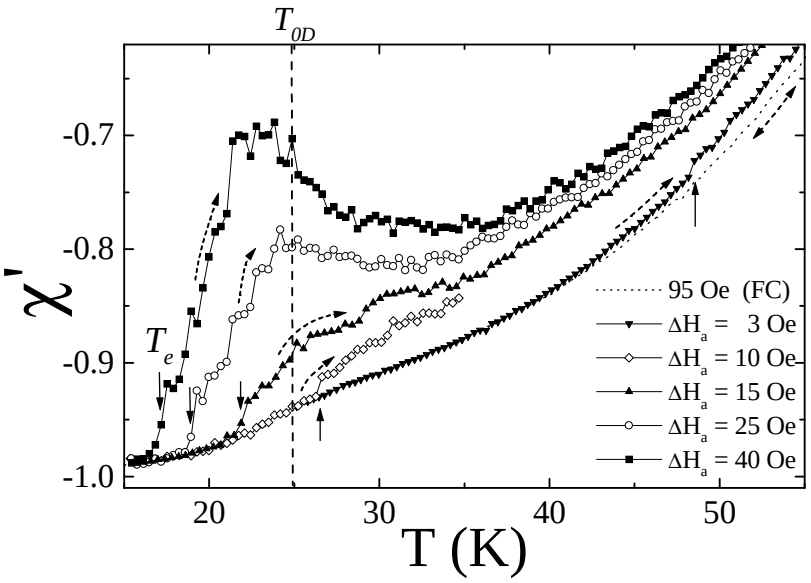

Figura 4.5: Parte real de la susceptibilidad para distintos valores de ΔH_a. Para $\Delta H_a > 10$ Oe se observa un apartamiento respecto de la curva FC antes de la temperatura de inestabilidad T_e (señalada con una flecha en cada caso).

Resultados similares a los de la figura 4.4 se obtienen para distintos valores de ΔH_a, tal cual se observa en la figura 4.5. La inestabilidad de la estructura de vórtices ocurre a una temperatura T_e cada vez menor conforme aumenta ΔH_a.

Para ΔH_a suficientemente pequeño, las corrientes se inducen en una longitud λ_{ef} apantallando dicho campo y, por lo tanto, no modifican la estructura ordenada de vórtices (del experimento FC) en una situación semejante al estado *Meissner*. Al aumentar la temperatura la capacidad de apantallamiento de las corrientes disminuye. En T_e estas corrientes no pueden sostener la presión magnética externa (ΔH_a) lo que inestabiliza esta suerte de estado *Meissner* con la consecuente penetración de vórtices.

¿Cuál es el valor y la distribución de las corrientes asociadas a ΔH_a que circulan en la muestra previo a la penetración de vórtices? Esta es una cuestión sumamente difícil de resolver dada la geometría (factor demagnetizante $D \sim 1$ a lo largo del

eje c) y la elevada magnetización de la muestra. En una aproximación sencilla se puede asociar la muestra a un elipsoide y los campos H_a y ΔH_a a lo largo de un eje principal como se observa en la figura 4.6. El campo ΔH_a es totalmente apantallado en $T < T_e$, por lo tanto la magnetización efectiva está dada por [2.4]

$$M = -\frac{\Delta H_a}{4\,\pi\,(1-D)}$$

La densidad superficial de corriente es $\mathbf{j} = c\,\mathbf{M}\times\mathbf{n}$, donde $\mathbf{n}$ es el vector perpendicular a la superficie. Esta corriente, que es máxima en el ecuador ($\mathbf{M} \perp \mathbf{n}$) y nula en los polos ($\mathbf{M} \parallel \mathbf{n}$) se distribuye en λ_{ef}. Si el estado previo a $T < T_e$ fuera efectivamente un estado Meissner ($B = 0$), $\lambda_{ef} \approx \lambda_L$. Pero debido a la densidad uniforme de vórtices resultante del experimento FC, λ_{ef} coincide con λ_{ac} que, en el límite lineal y para el rango de campos y temperaturas considerados, corresponde a la longitud de Campbell λ_C y puede obtenerse a partir de χ' (FC) empleando la expresión [3.27]. A partir de estas consideraciones, la corriente de inestabilidad (relacionada con la penetración de vórtices) puede estimarse como $J \simeq j/\lambda_{ac}$ justo antes de T_e. La penetración de vórtices ocurrirá seguramente donde la presión magnética sea mayor (corriente de apantallamiento es más grande), esto es, en el ecuador de la muestra.

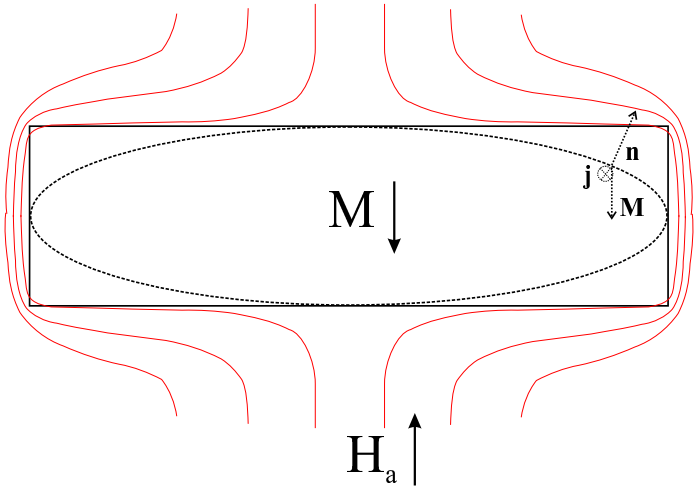

Figura 4.6: Deformación del campo ΔH_a cerca de la muestra antes de T_e. La muestra puede aproximarse a un elipsoide, entonces la magnetización efectiva es uniforme y las corrientes que apantallan ΔH_a son máximas en el ecuador.

En la figura 4.7 se comparan la dependencia en temperatura de la corriente crítica, extraída de los ciclos de magnetización empleando el modelo de Bean, y la corriente que apantalla el campo ΔH_a justo antes de la temperatura de inestabilidad T_e, tomando $D \simeq 0.965$ (extraído de la pendiente Meissner de los ciclos de magnetización). La longitud λ_{ac} se extrae de la curva FC ($H_a = 95$ Oe).

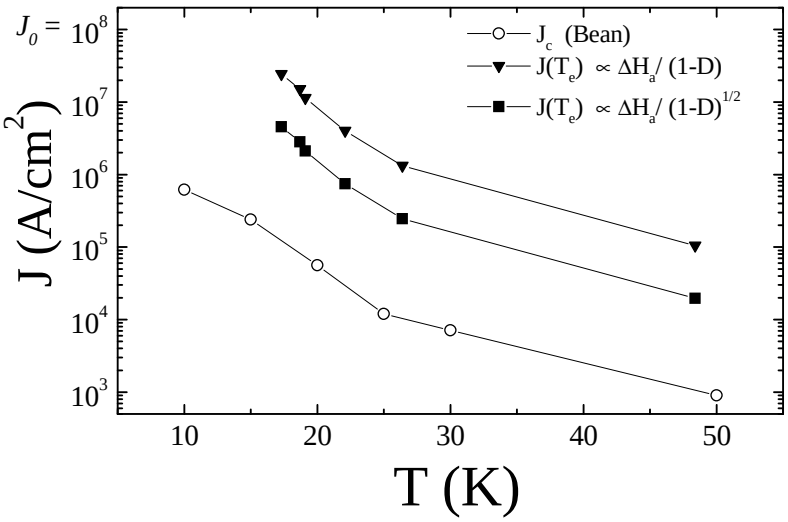

Figura 4.7: Corriente crítica en el plano J_c^{ab} calculada a partir del modelo de Bean junto a la corriente de apantallamiento en el ecuador (suponiendo un elipsoide) a la temperatura de inestabilidad T_e. También se muestra el valor de esta última corriente si se considera una geometría rectangular donde el campo en el borde lateral es $\Delta H_a/(1-D)^{1/2}$ según referencia [6].

Es notoria la semejanza cualitativa de ambas curvas, lo que en cierta forma confirma que la penetración de vórtices está relacionada con la corriente crítica en los planos J_c^{ab}. Sin embargo, la corriente de inestabilidad es dos órdenes de magnitud mayor que J_c.

Existen diversos factores que pueden ser responsables de esta diferencia. Primero hay que notar que los experimentos son diferentes. J_c se extrae de los ciclos de magnetización suponiendo penetración de vórtices en toda la muestra (modelo de Bean). La corriente de inestabilidad se calcula como la máxima corriente de apantallamiento (distribuida en λ_{ef}) que puede sustentar el sistema. No es claro que ambas corrientes, a pesar de estar relacionadas con la penetración de vórtices, deban ser las mismas. Asimismo, los tiempos característicos son muy diferentes. Mientras cada punto de magnetización se toma aproximadamente un minuto después de aplicar el campo, la frecuencia del experimento de susceptibilidad ($\omega = 17$ Hz) se traduce en un tiempo característico de medicion $\tau \sim 10^{-1}s$. Como vimos en el capítulo anterior los efectos de relajación son mucho mayores en los experimentos de magnetización, por lo que $J_c(10^{-1}s)$ es considerablemente mayor que la corriente crítica de la figura 4.7. Una estimación simple realizando una extrapolación lineal en la figura 3.17 resulta en $J_c(10^{-1}s)/J_c(10^2s) \sim 10$.

Se puede tomar una aproximación más realista para la geometría de la muestra: un disco circular de espesor uniforme. En este caso el campo debido a ΔH_a en el borde lateral y a la mitad del espesor vale $\Delta H_a/(1-D)^{1/2}$ [6]. Teniendo en cuenta este resultado la corriente de inestabilidad se reduce considerablemente como se observa en la figura 4.7.

Por último, cabe notar que la corriente de inestabilidad se calculó considerando una longitud de penetración λ_{ac} extraída del experimento FC, o sea, en un régimen lineal donde no depende de la corriente. Sin embargo, a través de la figuras 4.4 y 4.5 puede verse que este no es el caso para temperaturas cercanas a T_e y ΔH_a suficientemente altos. Con la pequeña excitación h_{ac} superpuesta al campo ΔH_a se está sensando la curvatura local del potencial de anclaje, α. Si este potencial deja de ser armónico conforme la estructura de vórtices se desplaza del fondo del pozo, α se vuelve dependiente de J y, teniendo en cuenta la ecuacion [3.10], sucede lo mismo con λ_{ac}. En las figuras 4.4 y 4.5 se observa que λ_{ac} aumenta en la región no lineal (α disminuye) y, por lo tanto, la densidad de corriente debe disminuir. La distribución inhomogénea de corrientes de apantallamiento de ΔH_a (debido al elevado factor demagnetizante) sumado a los efectos no lineales hacen sumamente difícil una estimación de λ_{ef}, teniendo en cuenta que la sencilla expresión [3.27] no es válida para campos perpendiculares.

4.2.1 Desplazamiento lineal

Como vimos, el otro tipo de experimento que permite estudiar el perfil del potencial de anclaje consiste en aumentar gradualmente la excitación h_{ac}. A pesar que no se puede estudiar la curvatura punto a punto porque la señal que se mide es un promedio en el espacio recorrido por el vórtice, este experimento tiene la ventaja que en la particular geometría transversal empleada, la distribución de corrientes es homogénea en toda la muestra (asociada a una lámina de espesor d).

En la figura 4.8 se observa la parte real de la susceptibilidad para distintos valores de h_{ac} entre 0.006 y 0.6 Oe. La curva correspondiente a la excitación más

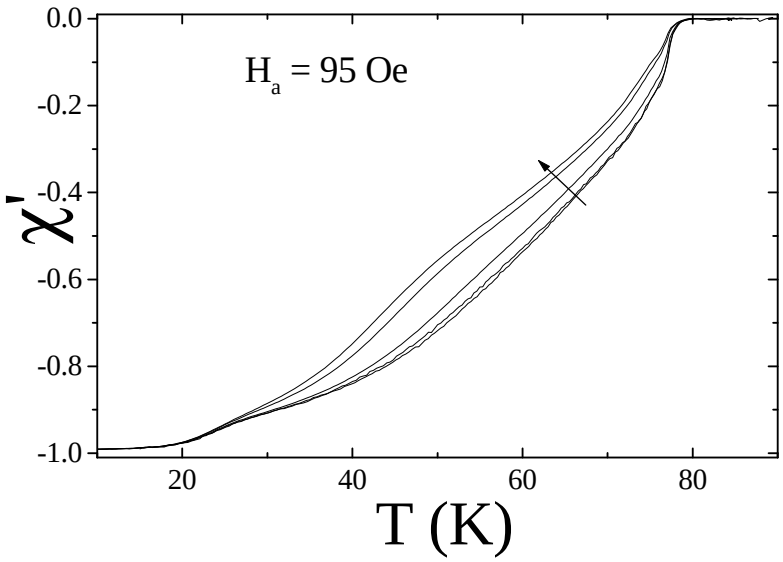

Figura 4.8: Parte real de la susceptibilidad alterna para distintos valores de excitación. En el sentido de la flecha h_{ac} = 0.006, 0.05, 0.1, 0.4, 0.6 Oe. La frecuencia de excitación es 17 Hz.

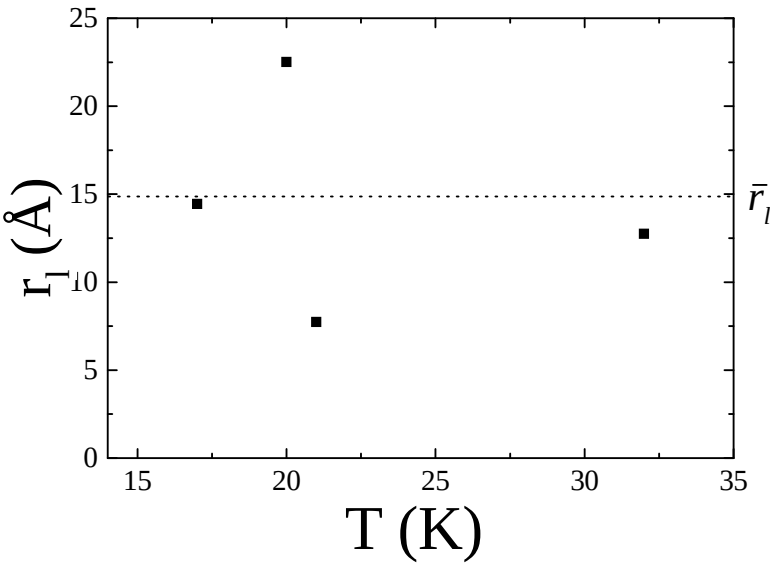

Figura 4.9: Rango de comportamiento lineal para distintas temperaturas correspondientes a distintos valores de h_{ac}.

pequeña (0.006 Oe) todavía se encuentra en el régimen lineal en todo el rango de temperaturas. Se puede distinguir claramente un comportamiento no lineal hasta temperaturas no inferiores a T_{0D}. A temperaturas menores el anclaje se vuelve muy fuerte y con la magnitud de h_{ac} accesible experimentalmente no es posible desplazar la estructura de vórtices hasta el rango no lineal. Las no linealidades que se observan son muchos mayores que las obtenidas en el experimento ΔH_a, lo cual está relacionado a la distribución uniforme de las corrientes en el presente experimento.

Se puede calcular el rango de desplazamiento lineal r_l a partir de la ecuación de movimiento en el régimen de Campbell

$$\alpha_L \, r_l = \frac{1}{c} J \, \phi_0 \tag{4.1}$$

considerando α_L y J a la temperatura donde empieza a distinguirse un comportamiento no lineal. A partir de la ecuación [4.1] y las expresiones $\lambda_{ac}^2 \simeq \lambda_C^2 = H\phi_0/4\pi\alpha_L$ y $J \simeq c\, h_{ac}/4\pi\lambda_{ac}$ para la longitud de penetración alterna y la densidad de corriente respectivamente, el rango de linealidad es

$$r_l \approx \frac{\lambda_{ac}\, h_{ac}}{H_a} \tag{4.2}$$

En la figura 4.9 se observan los resultados para distintas temperaturas correspondientes a distintos valores de la excitación alterna. El valor medio $\bar{r}_l \approx 15$ Å es sorprendentemente muy cercano al valor esperado para el rango de fuerza dentro de la teoría de anclaje colectivo, $r_p \sim \xi \approx 20$ - 30 Å.

Esto plantea un interesante punto. Como se vió en el capítulo anterior, si se estima r_p a partir de J_c, se obtiene un valor que es por lo menos diez veces más grande que ξ (si la estimación se hace considerando la corriente de inestabilidad el valor es mucho más grande aún). Pero de los resultados mostrados vemos que cerca de J_c la respuesta del sistema es fuertemente no lineal, por lo tanto la teoría de anclaje colectivo no es aplicable ya que se trata de una teoría elástica. Sorprendentemente el desplazamiento r_l que se obtiene en el límite del comportamiento lineal es similar al desplazamiento máximo esperado dentro de la teoría colectiva y que correspondería a una corriente igual a J_c. Esto deja abierta la pregunta de si en el caso de respuesta no lineal r_p debe ser comparable a ξ o no.

4.3 Estado crítico y régimen irreversible

El brusco cambio del apantallamiento en T_e está asociado a la penetración de vórtices en la muestra. Como esta penetración se realiza en presencia de centros de anclaje, es de esperar la formación de alguna especie de estado crítico.

La pregunta que surge es ¿por qué esta entrada de vórtices es detectada como una brusca disminución en el apantallamiento?

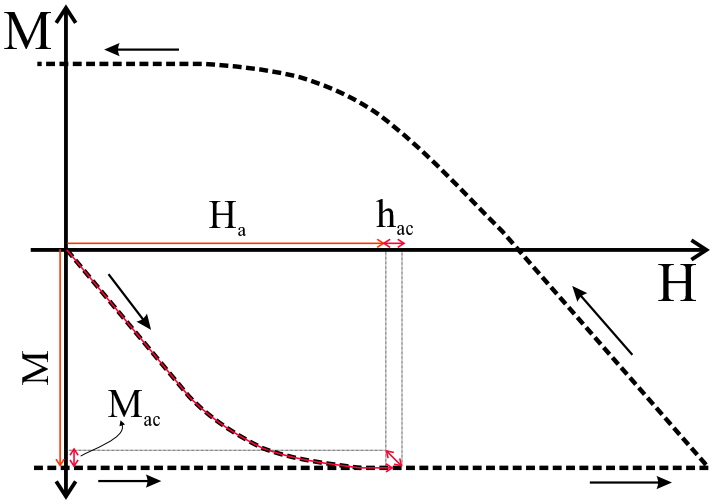

Figura 4.10: Ciclo de magnetización acorde al modelo de Bean. La magnetización M_{ac} debida al campo alterno h_{ac} es similar a la correspondiente al estado Meissner.

Un estado crítico tipo Bean, o sea penetración de vórtices tridimensionales (con coherencia de fase a lo largo de los mismos) en toda la muestra [7], no puede detectarse con un experimento de susceptibilidad alterna. El pequeño campo de excitación $h_{ac} \ll \Delta H_a$ es perfectamente apantallado, del mismo modo que cuando se invierte la dirección del campo en un ciclo de magnetización la curva de magnetización es inicialmente paralela a la parte Meissner (ver figura 4.10). Otro debe ser el fenómeno

responsable del marcado cambio en el apantallamiento cuando se produce la penetración de vórtices.

La causa debe buscarse en la estructura extremadamente laminar del Bi2212. Realizando experimentos ZFC en monocristales de Bi2212 con campos altos ($H_a \gg H_{sp}$) y empleando susceptibilidad alterna transversal, Rodríguez *et al.* [4] mostraron que simúltaneamente al establecimiento de un estado crítico en los planos superconductores por la penetración de vórtices panqueque (cuyo gradiente es la corriente crítica J_c^{ab} que circula en los planos), se induce un estado disipativo a lo largo del eje c. Este efecto se detecta como una disminución en la capacidad de apantallamiento en la geometría transversal y está asociado con un sorprendente incremento de la corriente crítica en el eje c (J_c^c) conforme aumenta la temperatura [4, 8].

La disminución en el apantallamiento es una consecuencia del débil acoplamiento entre planos y el elevado factor demagnetizante que presenta la muestra cuando el campo está en la dirección del eje c. En nuestro caso, esto produce una penetración del campo ΔH_a muy inhomogénea en la dirección c [9] que resulta en un desplazamiento relativo considerable entre vórtices panqueque en planos consecutivos. Estos desplazamientos generan vórtices Josephson y, por lo tanto, corrientes que pueden ser bastante elevadas (alcanzan J_c^c) circulan entre los planos superconductores induciendo un estado disipativo no homogéneo a lo largo de la dirección c. Entonces, la penetración inhomogénea de vórtices panqueque en T_e (asociada principalmente a la corriente crítica en los planos J_c^{ab}) produce un estado disipativo en el eje c y en consecuencia h_{ac} penetra abruptamente por los bordes laterales de la muestra a medida que aumenta la temperatura (figura 4.11). El volumen efectivo apantallado de la muestra se reduce y χ' disminuye rápidamente.

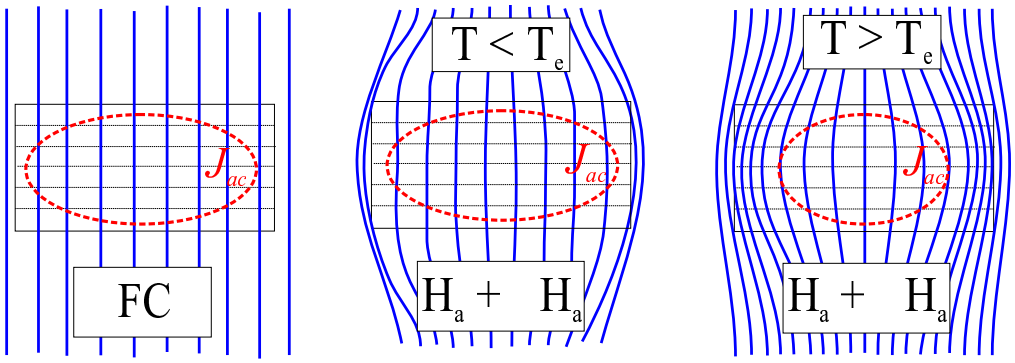

Figura 4.11: Líneas de inducción magnética B en el experimento FC (izquierda) y después de aplicar ΔH_a (centro y derecha). Antes de la temperatura de inestabilidad T_e el campo ΔH_a es apantallado. En T_e se produce la penetración de los vórtices panqueque con la consecuente caída del apantallamiento.

Este estado disipativo que se genera en el eje c en alguna forma es también un estado crítico. Sin embargo, no es un estado crítico tipo Bean donde el gradiente en la densidad de vórtices es la corriente crítica. Por el contrario, este estado disipativo no homogéneo se genera porque se inducen corrientes Josephson muy grandes

que superan el valor crítico que produce el desacople de los vórtices panqueque y la pérdida de coherencia de fase en la dirección perpendicular a los planos superconductores. Las corrientes alternas transversales tratan de evitar esta zona disipativa y se internan en la muestra.

A pesar que la penetración de vórtices panqueque está asociada con la corriente crítica en los planos J_c^{ab}, el estado de no equilibrio que se forma para $T > T_e$ no es un estado crítico de Bean, ya que no existe coherencia de fase en la dirección c. Según Mikitik *et al.* [9] la distribución no uniforme de B (distribución inhomogénea de panqueques) en la dirección c tiende a disminuir conforme aumenta el campo. Cuando el campo penetra hasta el centro de la muestra la estructura de vórtices puede considerarse como formada por vórtices tridimensionales (B uniforme en la dirección c) en un estado crítico tipo Bean donde la corriente crítica puede estimarse según [3.28]. Este valor de campo donde se forma el estado de Bean corresponde al punto en un ciclo de magnetización donde se juntan la rama que cierra el ciclo y la rama que parte de $H_a = 0$ después del ZFC, esto es, H_B en la figura 4.12.

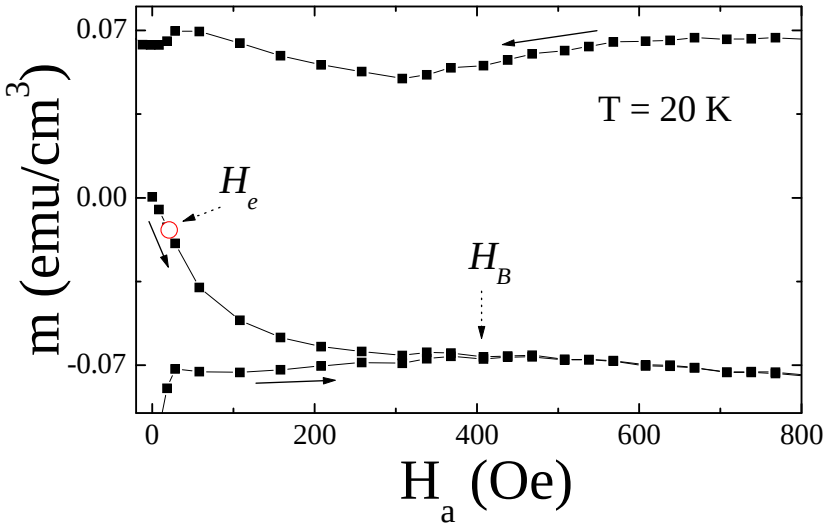

Figura 4.12: Ciclo de magnetización a 20 K, juntamente con $H_e(T_e = 20K)$ extraído de los experimentos de susceptibilidad alterna. Entre H_e y H_B la penetración de campo no llega al centro de la muestra y la distribución de vórtices panqueque es no homogénea en la dirección c.

En la misma figura también se muestra el valor de ΔH_a que resultaría de una temperatura de inestabilidad $T_e = 20$ K. Este campo H_e se obtiene por interpolación de la corriente de inestabilidad $J = \Delta H_a/(1 - D)$ en la figura 4.7. H_e marca el comienzo de la penetración de vórtices, o sea, del apartamiento de la recta correspondiente al estado Meissner (con la salvedad que H_e está obtenido de valores de ΔH_a sobre un FC de 95 Oe). El rango de campos entre H_e y H_B por la rama que proviene de la pendiente Meissner determina, entonces, la región de distribución no homogénea de vórtices panqueque en el eje c y la consecuente pérdida de correlación

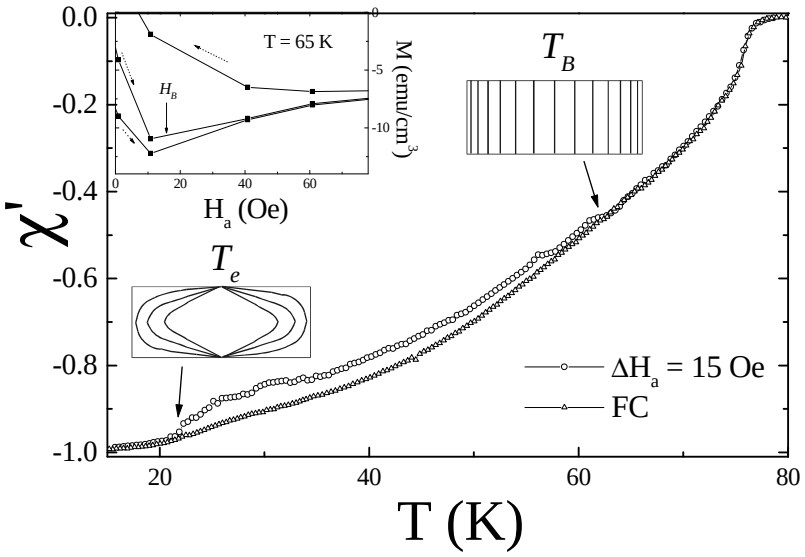

Figura 4.13: Experimento ΔH_a y FC, donde se distingue claramente la temperatura de inestabilidad T_e y la temperatura donde se restablece la coherencia de fase en el eje c, T_B. El recuadro muestra un ciclo de magnetización a $T = 65$ K $\simeq T_B$.

de fase en esta dirección, que se recupera en H_B.

El experimento de susceptibilidad alterna consiste en barridos de temperatura para un campo ΔH_a fijo. Pero de estos resultados se pueden distinguir claramente dos temperaturas: una asociada a la penetración de vórtices T_e (ΔH_a), y otra asociada al restablecimiento de la coherencia de fase en el eje c, T_B (ΔH_a), como se muestra en la figura 4.13. Esta última corresponde a la temperatura donde la curva ΔH_a converge a la curva FC nuevamente. Por lo tanto, el hecho de que ambas curvas se junten no significa que la distribución de vórtices es uniforme (como en el experimento FC), sino que se ha restablecido la correlación de fase en la dirección c y el perfil de campo muy probablemente consiste en un estado crítico tipo Bean.

El recuadro de la figura 4.13 muestra un ciclo de magnetización a $T = 65$ K $\simeq T_B$. Se observa claramente que a pesar de los diferentes tiempos de magnetización involucrados en ambos experimentos (susceptibilidad y magnetización), que redundan en diferentes estados de relajación, y de la baja densidad de puntos experimentales, el campo $H_B \sim \Delta H_a = 15$ Oe.

4.3.1 Relajación y efecto memoria

Por arriba de T_e la respuesta de la estructura de vórtices es fuertemente no lineal en campo, tal cual se espera para un estado crítico. Como la distribución de vórtices es muy inhomogénea con elevadas corrientes macroscópicas circulando en la muestra, la relajación magnética debe ser considerable. Efectivamente es lo que se desprende de la figura 4.14. Se observa una medición indirecta de la relajación: χ' medida a diferentes velocidades de barrido de temperatura. El experimento FC se

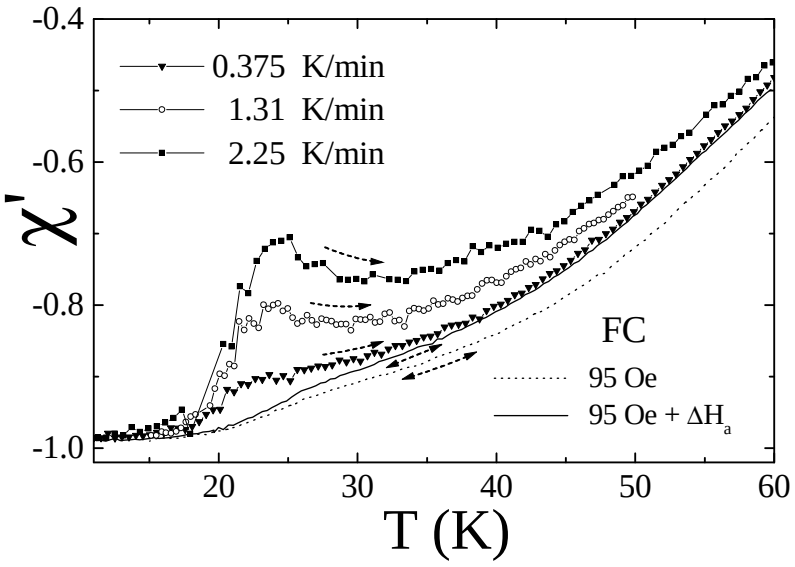

Figura 4.14: Parte real de la susceptibilidad para diferentes velocidades de barrido de temperatura ($\Delta H_a = 30$ Oe).

realizó a 95 Oe y $\Delta H_a = 30$ Oe.

Para velocidades de barrido pequeñas, la caída en el apantallamiento por encima de T_e es menor indicando que la relajación de esta suerte de estado crítico que forman los vórtices panqueque reduce la corriente remanente en la dirección de los planos superconductores. Esto produce un cierto realineamiento de los vórtices y, por lo tanto, las corrientes transversales alternas se reconcentran cerca de la superficie. En cierto momento estas corrientes alternas en la dirección c circulan nuevamente en una configuración libre de fuerzas (como en el FC o antes de T_e) implicando un restablecimiento de la coherencia de fase superconductora en el eje c.

Con este tipo de experimento claramente se observa que T_B depende de la velocidad de barrido de temperatura confirmando que dos efectos contribuyen al restablecimiento de la correlación de fase: la relajación magnética en los vórtices panqueque y la disminución de J_c^{ab} con temperatura que permiten el realineamiento de estos panqueques.

¿Por qué no se mide la relajación directamente, es decir, registrando $\chi^{'}$ en función del tiempo? La respuesta a esta pregunta da lugar a otro interesante fenómeno observado. Al tratar de regular la temperatura en un valor constante por encima de T_e (después de aplicar ΔH_a) se observa que el valor de apantallamiento $\chi^{'}$ corresponde prácticamente al del experimento FC. Por lo tanto, es imposible medir la relajación de χ' desde el estado disipativo.

La razón de este singular comportamiento puede entenderse a partir del experimento de la figura 4.15: después de aplicar ΔH_a y subir por encima de T_e, la muestra se enfría nuevamente. En el recuadro de la figura 4.15 puede observarse como el comportamiento de $\chi^{'}$ se vuelve irreversible por encima de T_e. Cuando el barrido de temperatura se invierte (T disminuye) la densidad de corriente remanen-

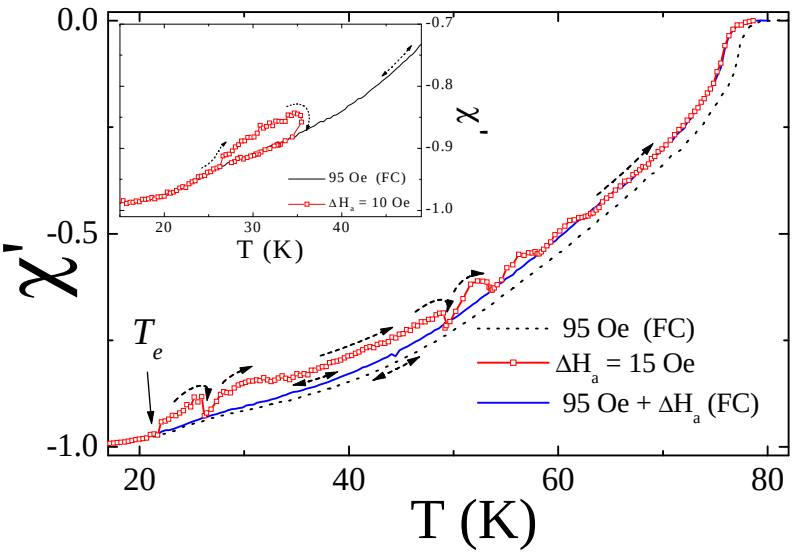

Figura 4.15: Parte real de la susceptibilidad midiendo subiendo y disminuyendo temperatura después de aplicar ΔH_a. Se observa claramente un comportamiento irreversible por encima de T_e. En el recuadro se muestra el fenómeno con mayor detalle a bajas temperaturas.

te se torna menor que la corriente crítica (puesto que J_c aumenta a medida que T disminuye). Al mismo tiempo se restablece la correlación de fase en el eje c y las corrientes de apantallamiento circulan en la misma extensión espacial λ_{ef} del estado FC. También se vé en la misma figura que el efecto es casi instantáneo en temperatura: con sólo revertir T unas décimas de grado el apantallamiento aumenta hacia el correspondiente al FC.

Esa es la razón por la cual no podemos medir directamente la relajación magnética. Con las fluctuaciones previas a la regulación de temperatura en algún valor fijo, se producen mínimas disminuciones de T que producen esta súbita recuperación de la capacidad de apantallamiento.

En el cuadro principal de la figura 4.15 se observa el mismo tipo de experimento, donde después que la temperatura es levemente disminuida se revierte nuevamente el barrido y se aumenta T. La corriente remanente vuelve a coincidir con la crítica a la misma temperatura donde se invirtió el barrido originalmente (o una T ligeramente superior debido a los efectos de relajación), y se induce nuevamente el estado disipativo dando lugar a un interesante efecto memoria. Por último, cabe notar en la misma figura, que cuando se invierte el barrido (bajando T) a temperaturas suficientemente altas χ' corresponde al FC de $H_a + \Delta H_a$ en lugar de H_a, confirmando la penetración de campo.

Hay un detalle experimental que debe tenerse en cuenta en el análisis de las curvas para temperaturas mayores que T_e y es el hecho que la medición de susceptibilidad se está haciendo a través de un SQUID. Este dispositivo entrega un voltaje que es proporcional a la cantidad de flujo magnético que lo atraviesa. En los experimentos

mostrados se emplea este sensor para medir las variaciones de flujo sobre la muestra debido al campo alterno.

Sin embargo. a la temperatura T_e comienzan a entrar vórtices en la muestra lo que trae aparejado un abrupto cambio de flujo sobre la misma. Como la muestra está colocada perpendicularmente a la bobina de detección acoplada al SQUID, en principio esta variación de flujo no debería ser detectada. Sin embargo, un pequeño desalineamiento de la muestra daría una componente de la magnetización detectable por el SQUID.

Por otro lado, la lectura de la señal entregada por el SQUID se hace con un Lock-In a una frecuencia igual a la frecuencia de excitación (17 Hz en nuestro caso). Esto implica que una señal DC (o de muy baja frecuencia ya que la mayor entrada de vórtices en la muestra se produce entre 20 y 50 K [10], que para nuestros tiempos de medición corresponde a 30 min aproximadamente) en principio no debería detectarse debido al sistema de lectura o, en todo caso, sólo debería detectarse la componente de Fourier a 17 Hz.

De esta forma, considerando la sensibilidad del SQUID (100 ϕ_0 / Voltio), el factor de eficiencia de la bobina secundaria, el flujo que atravesaría la misma debido a un desalineamiento de la muestra de unos cuantos grados y suponiendo que la magnetización varía linealmente con el tiempo (durante 30 min), la señal que se detectaría a 17 Hz es del orden del voltaje que se está detectando con el Lock-In. Esto implica que un análisis cuantitativo más exhaustivo de las curvas para $T > T_e$ debería tener en cuenta esta posible señal espúrea y descontar su contribución a la susceptibilidad.

4.3.2 Coherencia de fase y excitación alterna

En todos los experimentos mostrados en las secciones precedentes la excitación h_{ac} superpuesta a ΔH_a era muy pequeña. En efecto, este campo de prueba es tal que la respuesta en el FC es perfectamente lineal.

Diversos experimentos de susceptibilidad alterna longitudinal y transporte [11, 12, 13] realizados en monocristales de $YBa_2Cu_3O_7$ muestran que un campo h_{ac} relativamente alto no sólo actúan como una excitación de prueba, sino que además produce efectos irreversibles sobre el estado de la estructura de vórtices. Así, se han observado diferencias en χ entre un experimento FC y un experimento donde después de enfriar la muestra con campo aplicado y sin excitación, se mide subiendo la temperatura [11]. En este último caso, el apantallamiento es mayor y la disipación es menor para una dada temperatura. El efecto fue atribuido a un ordenamiento de la estructura de vórtices por efecto de las vibraciones debidas a h_{ac} que se traduce en una disminución de la corriente crítica y, por lo tanto, en un apantallamiento menor cuando la muestra es previamente tratada con la excitación. Efectos de histéresis y ordenamiento de la estructura de vórtices también se observan [12] cuando el sistema es excitado con campos h_{ac} de distintos perfiles de onda temporales.

En nuestro caso, el estado de la red de vórtices después de aplicar ΔH_a y por encima de T_e es fuertemente desordenado. ¿ Podría este estado desordenado, caracterizado por una distribución inhomogénea de panqueques y un estado disipativo en

la dirección c, ser afectado por la excitación alterna?

En la figura 4.16 se muestra la parte real de la susceptibilidad χ' en dos experimentos diferentes: aplicando h_{ac} en todo momento; y subiendo temperatura después de aplicar ΔH_a pero activando el campo h_{ac} recién en $T = 24$ K. La diferencia entre ambas curvas es pequeña pero evidente. El hecho de que el apantallamiento sea menor cuando la excitación se "enciende" más tarde indica que las vibraciones de la estructura de vórtices debido a las corrientes de apantallamiento ayudan al realineamiento parcial de los panqueques que se evidencia en la restauración también parcial de la coherencia de fase en el eje c.

Una diferencia fundamental, sin embargo, existe entre este resultado y los de Valenzuela *et al.* [11, 12, 13]. En nuestro experimento el ordenamiento producido por la excitación se traduce en un aumento del apantallamiento, efecto contrario al observado en las referencias [11, 12, 13]. Sin embargo, en estas últimas las diferencias observadas correspondían todas a mediciones FC. En nuestro caso el reordenamiento parcial de la estructura de vórtices se da después de aplicar un campo ΔH_a que implica penetración inhomogénea de vórtices panqueque. En un caso, las vibraciones optimizan el orden de la red de vórtices (densidad homogénea de vórtices), mientras en el otro reordenan y alinean los panqueques promoviendo el restablecimiento de la coherencia de fase de un estado de por sí disipativo.

En el cuadro superior de la figura 4.17 se observa que el apantallamiento para $T > T_e$ aumenta conforme aumenta la magnitud de la excitación h_{ac}. Este resultado representa otra prueba de que el campo alterno efectivamente favorece la recuperación de la coherencia de fase en el eje c. En el límite de excitaciones muy grandes,

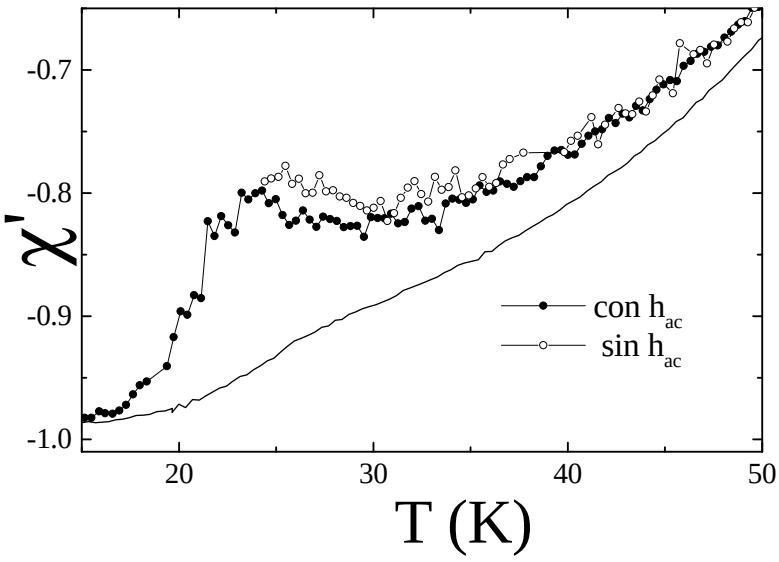

Figura 4.16: Parte real de la susceptibilidad midiendo en un caso con la excitación siempre aplicada y, en el otro caso, subiendo temperatura después de aplicar ΔH_a pero activando el campo h_{ac} recién en $T = 24$ K. En ambos casos $H_a = 95$ Oe y $\Delta H_a = 30$ Oe. También se observa el FC en el límite lineal.

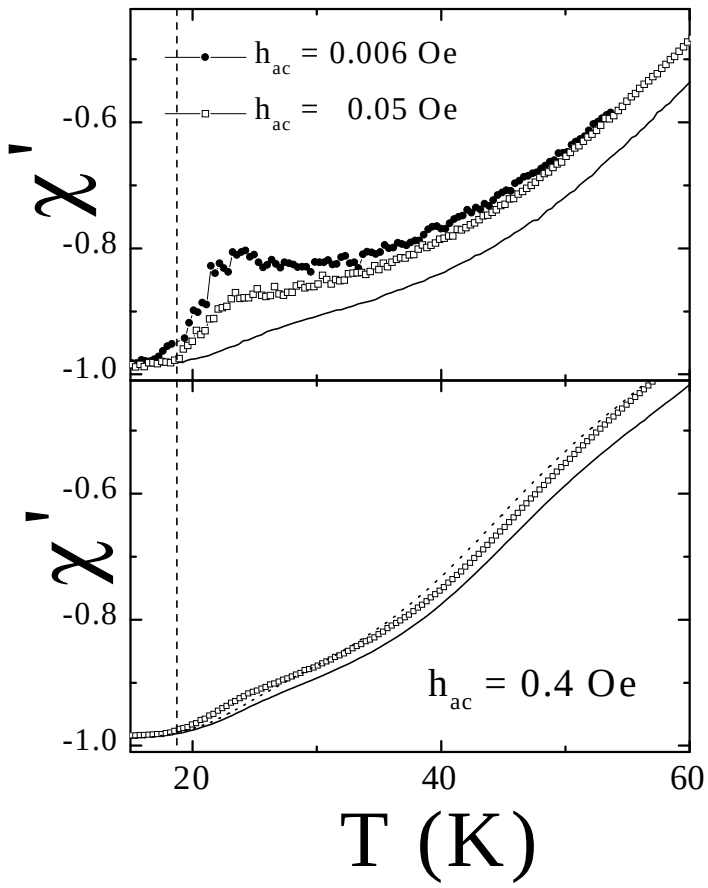

Figura 4.17: Cuadro superior: Parte real de la susceptibilidad para dos valores diferentes de h_{ac} después de aplicar ΔH_a. También se observa el FC en el límite lineal. Cuadro inferior: Parte real de la susceptibilidad para un h_{ac} muy grande junto con los FC de H_a (curva continua) y $H_a + \Delta H_a$ (curva de trazos). En ambos cuadros $H_a = 95$ Oe y $\Delta H_a = 30$ Oe.

el brusco descenso del apantallamiento para $T > T_e$ prácticamente desaparece (al igual que el ruido), tal cual se observa en el cuadro inferior de la misma figura donde la magnitud de h_{ac} es cincuenta veces mayor que el límite de respuesta lineal en el FC.

Un análisis detallado del cuadro inferior de la figura 4.17 muestra que la curva ΔH_a cruza a la curva FC de $H_a + \Delta H_a$ en $T \approx 30$ K y tiende a la misma por abajo hasta alcanzarla en $T \approx 60$ K. En $T \approx 30$ K las corrientes de apantallamiento han restablecido la coherencia de fase en toda la muestra, lo que no implica hayan uniformizado el campo B. El apantallamiento se vuelve menor que el correspondiente FC porque todavía el campo ΔH_a no ha penetrado en todo el borde de la muestra surcado por las corrientes alternas y, por lo tanto, la densidad de vórtices es menor a la correspondiente a un estado tipo Bean, el cual se alcanza en $T \approx 60$ K.

4.4 Conclusiones

Empleando susceptibilidad alterna transversal, pero en dos experimentos distinos y complementarios, se estudió con mayor detalle las características del potencial de anclaje.

Sorprendentemente se ha encontrado que el rango lineal de la fuerza de anclaje r_l (potencial armónico) coincide prácticamente con la longitud de coherencia superconductora $\xi \approx 20$ Å. Sin embargo, y contrariamente a lo esperado a partir de la teoría de anclaje colectivo, el rango de fuerza de anclaje r_p es notoriamente mayor que ξ y, por lo tanto, un amplio rango de desplazamientos separa la región de comportamiento lineal del desplazamiento correspondiente a la fuerza crítica ($\mathbf{J}_c \times \mathbf{z}\phi_0/c$) necesaria para sacar al vórtice de su pozo de potencial, fenómeno ya observado en los superconductores convencionales [1].

Por otro lado, se ha visto que la penetración inicial de vórtices panqueque en Bi2212 con el campo H_a perpendicular a los planos superconductores, induce un estado fuertemente disipativo en el eje c producto de la penetración inhomogénea de campo. Aumentando el campo aplicado o la temperatura se produce un progresivo restablecimiento de la coherencia de fase superconductora en la dirección c, dando lugar muy probablemente a un estado crítico tipo Bean.

La relajación magnética al igual que la excitación alterna favorecen el realineamiento de los vórtices panqueque y consecuentemente también promueven el restablecimiento de la correlación superconductora en el eje c.

Referencias

[1] A. M. Campbell, J. Phys. C **4**, 3186 (1971).

[2] C. J. Van der Beek, M. V. Indenbom, G. D'Anna y W. Benoit, Physica C **258**, 105 (1996).

[3] G. Pasquini, L. Civale, H. Lanza y G. Nieva, Phys. Rev. B **59**, 9627 (1999).

[4] E. Rodríguez, M. F. Goffman, A. Arribére y F. de la Cruz, Phys. Rev. Lett. **71**, 3375 (1993).

[5] M. F. Goffman, Tesis Doctoral, Instituto Balseiro, UNCuyo, (1997).

[6] J. Provost, E. Paumier y A. Fortini, J. Phys. F: Metal Phys. **4**, 439 (1974).

[7] C. P. Bean, Rev. Mod. Phys. **36**, 31 (1964).

[8] J. H. Cho, M. P. Maley, S. Fleshler, A. Lacerda y L. N. Bulaevskii, Phys. Rev. B **50**, 6493 (1994).

[9] G. P. Mikitik y E. H. Brandt, Phys. Rev. B **62**, 6800 (2000).

[10] H. Pastoriza, F. de la Cruz, D. B. Mitzi y A. Kapitulnik, Phys. Rev. B **46**, 9278 (1992).

[11] S. O. Valenzuela y V. Bekeris, Phys. Rev. Lett. **84**, 4200 (2000).

[12] S. O. Valenzuela y V. Bekeris, Phys. Rev. Lett. **86**, 504 (2001).

[13] S. O. Valenzuela, B. Maiorov, E. Osquiguil y V. Bekeris, Phys. Rev. B **65**, 060504(R) (2002).

Capítulo 5

Conclusiones Generales

Tres diferentes escalas de energía de la estructura de vórtices son relevantes en el estado mixto de los superconductores de alta temperatura crítica:

- la energía de anclaje, producto del desorden en la estructura atómica.
- la energía elástica, asociada a la interacción entre vórtices.
- la energía térmica.

En el caso particular del $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ (Bi2212) la competencia de estas tres energías sumado a la elevada anisotropía resultan en un diagrama $H-T$ (con el campo H aplicado en la dirección cristalográfica c) muy rico en fases y regímenes.

Una amplia región del diagrama (temperaturas altas) se encuentra ocupada por el *líquido* de vórtices: un estado disipativo donde no hay coherencia de fase superconductora en ninguna dirección. A temperaturas y campos bajos la estructura de vórtices es ordenada (simetría triangular). A suficientemente bajas temperaturas esta red cuasicristalina de vórtices se encuentra anclada y, por lo tanto, es un estado no disipativo caracterizado por una corriente crítica finita.

La estructura extremadamente laminar del Bi2212 influye decisivamente en la red de vórtices imprimiéndole un carácter marcadamente bidimensional: vórtices panqueque en los planos superconductores débilmente acoplados entre sí a través de interacciones magnéticas y corrientes Josephson. El incremento del campo magnético produce un aumento de la interacción entre vórtices panqueque en un mismo plano en desmedro de la interacción entre aquellos pertenecientes a planos consecutivos. El resultado es una transición de la red de vórtices hacia un estado desordenado que, si bien tiene corriente crítica finita en la dirección de los planos superconductores, no tiene correlación de fase en la dirección de los vórtices. La manifestación más notoria de esta transición es el así llamado *efecto segundo pico* en la magnetización irreversible caracterizada por el campo H_{sp}.

Las características de esta transición orden-desorden dependen del tipo e intensidad del acople entre planos superconductores y, por lo tanto, de la densidad de portadores en la región interplanar. En un material de anisotropía extrema las corrientes Josephson son despreciables y todo el acople es producto de las interacciones

magnéticas. A medida que aumenta la densidad de portadores la anisotropía disminuye y las interacciones Josephson se vuelven relevantes. En el Bi2212 con nivel óptimo de portadores (máxima T_c) la relación de la energía de acople magnética a la Josephson es $E_M/E_J \approx (\gamma s/\lambda_{ab})^2 \sim 1$. Esto indica que ambos acoples son relevantes y la transición hacia el estado desordenado H_{sp} está gobernada por ambos efectos.

Sin embargo, modificando el número de portadores (o sea, el factor de anisotropía γ) es posible alterar el tipo de acople dominante. Se vió en este trabajo que el aumento en la densidad de portadores sobredopando los cristales de Bi2212 con oxígeno modifica el tipo de acople relevante. Así, en la región de dopaje óptimo y ligeramente sobredopado, el acople es predominantemente magnético y H_{sp} está regido por la longitud típica de interacción magnética, λ_{ab}. A medida que aumenta el número de portadores la anisotropía disminuye (por la metalización de las zonas interplanares) y el acople via interacciones Josephson se vuelve dominante. En este caso, H_{sp} está gobernado por la longitud típica Josephson, γs. De igual modo, todas las modificaciones observadas en el diagrama $H-T$ por efecto del sobredopado son consistentes con un aumento del acople entre planos superconductores.

Las propiedades elásticas y de anclaje de la estructura de vórtices dominan ampliamente sobre los efectos térmicos en la región de bajos campos y temperaturas. Esta región ofrece la posibilidad única de estudiar las características del potencial de anclaje en ausencia de efectos dinámicos relacionados con la evolución hacia el estado de equilibrio a causa de las fluctuaciones térmicas.

Empleando susceptibilidad alterna transversal en el límite lineal de excitaciones muy pequeñas se pudo obtener información sobre la curvatura en el fondo del potencial de anclaje, conocida como parámetro de Labusch α_L, que guarda una relación directa con la corriente crítica.

A partir de experimentos FC, donde la densidad de vórtices es uniforme, sin corrientes circulando en la muestra, por lo tanto, sin fuerzas actuando sobre los vórtices y donde la magnetización tiene un valor muy cercano al de equilibrio, se pudo establecer que el efecto *segundo pico* es realmente una propiedad termodinámica de la estructura de vórtices asociada a un ablandamiento de las propiedades elásticas debido a efectos no locales. Esto aporta información sumamente útil a la discusión sobre el origen de este efecto y contrasta notoriamente con la interpretación puramente dinámica de esta anomalía en la corriente crítica.

Otro hecho que refuerza esta interpretación, tal cual se vió, es la prácticamente nula relajación magnética observada en los experimentos FC en comparación con experimentos ZFC (característicos de los ciclos de magnetización a partir de los cuales se extrae J_c).

Mediante susceptibilidad alterna y mediciones de corriente crítica extraídas de ciclos de magnetización se ha podido establecer que la longitud elástica de Larkin L_c^c es del orden del espaciado entre planos superconductores para temperaturas menores a $T_{0D} \simeq 20K$. Esto inhibe las deformaciones elásticas de la estructura de vórtices y, por lo tanto, limita el aumento de la corriente crítica dentro de la teoría de anclaje colectivo. Se ha invocado en esta tesis a este resultado como una posible explicación para la ausencia del efecto *segundo pico* por debajo de T_{0D}.

Para $T < T_{0D}$, α_L no depende del campo magnético indicando que el régimen de anclaje es individual y, ya que $L_c^c < s$, cada vórtice panqueque se encuentra anclado en forma independiente en lo que se conoce como régimen de anclaje 0-dimensional (0D). Por encima de T_{0D} y a bajos campos, el anclaje sigue siendo individual pero $L_c^c > s$. Cada vórtice (compuesto de un apilamiento de panqueques) está anclado independientemente y el régimen de anclaje es 1-dimensional (1D). La transición entre el régimen 0D y 1D es detectada tanto en J_c como en α_L. Pero mientras en el primero sólo se observa un cambio de pendiente en la dependicia con temperatura, α_L muestra un cambio abrupto en T_{0D} dejando abierta la posibilidad sobre un origen termodinámico de este efecto.

También se ha mostrado que α_L no depende de campo hasta que se desarrolla el segundo pico. Esto induce a pensar que este fenómeno ocurre dentro del régimen de anclaje individual y puede ser interpretado, tal cual se vió, dentro de una teoría elástica de anclaje colectivo. De este modo, la dependencia con campo de J_c previa al efecto pico es sólo es ficticia y es un efecto puramente dinámico relacionado a la relajación magnética.

En el límite lineal el potencial de anclaje es armónico. Con el objeto de estudiar apartamientos de este tipo de comportamiento se han realizado experimentos de susceptibilidad alterna donde se inducen desplazamientos grandes de la estructura de vórtices respecto del fondo del potencial. Esto se hace de dos maneras: aumentando la amplitud de la excitación o bien superponiendo a la excitación una fuerza constante. Con ambos tipos de experimentos se ha podido establecer que para desplazamientos r del orden de ξ el potencial deja de ser parabólico. Sin embargo, a partir de estimaciones de J_c se pudo establecer que un amplio rango de desplazamientos no lineales separa todavía esta región lineal y el rango característico de fuerza r_p, por encima del cual la estructura de vórtices escapa del potencial de anclaje, fenómeno ya observado en superconductores convencionales. Esto plantea un interrogante sobre la verdadera naturaleza del potencial de anclaje y deja abierto el camino para ulteriores estudios sobre las propiedades del mismo que escapan a la teoría colectiva por tratarse la misma de una teoría elástica.

Asimismo se ha observado que la aplicación de un campo en la dirección del eje c a bajas temperaturas produce una penetración muy inhomogénea de vórtices panqueque, la cual resulta en un estado disipativo con pérdida de coherencia de fase superconductora en la dirección c. El aumentar el campo externo o la temperatura, tanto como la relajación magnética y el mismo campo de excitación, favorecen el restablecimiento de la correlación de fase.

En suma, se han aportado en este trabajo importantes resultados concernientes a las propiedades de la red de vórtices a bajos campos y temperaturas como la posible naturaleza termodinámica de las transiciones H_{sp} y T_{0D}, las características del potencial de anclaje y la naturaleza del acople entre planos superconductores en monocristales de Bi2212.