

T.
(043)53
2020
R 865

TESIS CARRERA DE DOCTORADO EN FÍSICA

**EFEECTO DEL DESORDEN EN LA TRANSICIÓN DE
PRIMER ORDEN Y LAS PROPIEDADES
ESTRUCTURALES DE LA MATERIA DE VÓRTICES.**

Gonzalo A. Rumi
Doctorando

Dr. Y. Fasano
Director

Miembros del Jurado
Dr. V. F. Correa (Instituto Balseiro)
Dr. D. Dominguez (Instituto Balseiro)
Dr. S. A. Grigera (Univ. Nac. de La Plata)

27 de Julio de 2020

Bajas Temperaturas – Centro Atómico Bariloche

Instituto Balseiro
Universidad Nacional de Cuyo
Comisión Nacional de Energía Atómica
Argentina

INVENTARIO: 24129
11.06.2021
Biblioteca Leo Falicov

Índice de contenidos

Índice de contenidos	iii
Resumen	vii
Abstract	ix
1. Introducción	1
1.1. Superconductividad	1
1.2. Diagrama de fases de la materia de vórtices en superconductores de alta temperatura crítica	5
1.3. Materia de vórtices con desorden puntual: vidrio de Bragg	6
1.4. Materia de vórtices con desorden correlacionado (Bose Glass)	9
1.5. Fases de vórtices desordenadas	10
1.6. El superconductor de alta temperatura crítica $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$	11
1.7. Objetivo de este trabajo	12
2. Técnicas experimentales	15
2.1. Magnetometría Hall local	15
2.1.1. Principio de funcionamiento	15
2.1.2. Montaje experimental de las sondas	16
2.1.3. Magnetometría Hall dc	18
2.1.4. Magnetometría Hall ac	20
2.1.5. Estimación de propiedades termodinámicas de la transición mediante magnetización Hall ac	22
2.1.6. Mediciones de no localidad con dos bobinas	23
2.1.7. Mediciones en función del ángulo	25
2.1.8. Magnetometría con campos de <i>dithering</i>	25
2.2. Decoración magnética	26
2.3. Muestras de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ con diferentes tipos de desorden	28
3. La materia de vórtices en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ con defectos puntuales	31
3.1. Transición de primer orden en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ prístino	31

3.1.1.	La transición a altas temperaturas: ¿fusión o desacople?	31
3.1.2.	Detección de la transición de fusión a campos bajos en las muestras prístinas estudiadas en esta tesis	32
3.1.3.	Transición de primer orden a bajas temperaturas en muestras prístinas: efecto segundo pico	34
3.2.	Línea de irreversibilidad	36
3.3.	Diagrama de fases de la materia de vórtices en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ prístino	38
3.4.	Segundo apantallamiento y efectos de no localidad en muestras prístinas	41
3.4.1.	Segundo apantallamiento en mediciones de transmitividad	41
3.4.2.	Mediciones no locales	46
3.5.	Muestras con defectos puntuales fuertes	52
3.6.	Conclusiones	55
4.	Propiedades termodinámicas y magnéticas de la materia de vórtices en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ con desorden correlacionado diluido	57
4.1.	Transición de fusión en muestras con defectos columnares	58
4.2.	Efecto segundo pico en muestras con defectos columnares	66
4.3.	Diagrama de fases de la materia de vórtices con baja densidad de columnares	71
4.4.	Segundo apantallamiento en muestras con defectos columnares	75
4.5.	Dependencia angular de la transmitividad en muestras con columnares inclinados	81
4.6.	Conclusiones	85
5.	Propiedades estructurales de la materia de vórtices	89
5.1.	Densidad y factor de estructura: definiciones preliminares	89
5.2.	Hiperuniformidad	91
5.3.	Factor de estructura 2D de la materia de vórtices	94
5.3.1.	Obtención del factor de estructura 2D	94
5.3.2.	Efectos de la ventana	98
5.3.3.	Resultados	99
5.4.	Ajustes del factor de estructura promediado angularmente e hiperuniformidad de las fases de vórtices	102
5.5.	Discusión	106
5.6.	Conclusiones	109
6.	Conclusiones generales	111
	Bibliografía	113

Publicaciones asociadas	119
-------------------------	-----

Agradecimientos	121
-----------------	-----

Resumen

El presente trabajo es un estudio experimental de la transición de primer orden en la materia de vórtices nucleada en cristales de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ con diferentes densidades de desorden inducido mediante irradiación con iones pesados y con electrones. El objetivo del mismo es explorar sistemáticamente el efecto del desorden sobre la transición, poniendo especial énfasis en el caso particular de bajas densidades de defectos columnares. Para llevarlo a cabo se recurrió a técnicas de magnetometría local con sondas Hall micrométricas. Las experiencias de magnetometría fueron complementadas con decoraciones magnéticas, que nos permiten extraer información de la estructura de la materia de vórtices.

De los resultados obtenidos a partir de las experiencias reportadas en esta tesis se puede concluir que la transición de primer orden persiste en las muestras estudiadas ante la inclusión de una densidad de defectos columnares de hasta al menos un campo de conmensurabilidad $B_\Phi = 40 \text{ Gauss}$. No se observaron corrimientos sistemáticos de la temperatura de transición con la densidad de desorden introducido ni se detectó la aparición de puntos críticos en muestras con defectos hasta dicho campo de conmensurabilidad. Para densidades de defectos mayores se observa una fenomenología distinta y la persistencia de la transición o ausencia de puntos críticos nuevos en estas muestras no pueden ser confirmados inequívocamente a partir de los datos reportados en este trabajo.

Mediciones de transmitividad en función de la temperatura revelaron en muestras prístinas y con defectos la presencia de un apantallamiento en dos etapas a campos altos que no había sido reportado previamente en la literatura. Llevamos a cabo una experiencia para dilucidar la naturaleza del mismo y esbozamos una interpretación de este fenómeno como un cambio en el mecanismo dominante en el apantallamiento.

El estudio de las propiedades estructurales que exponemos en este trabajo condujo a identificar la presencia de hiperuniformidad en los patrones bidimensionales que resultan de decoraciones magnéticas. La persistencia de la transición de primer orden en muestras con defectos columnares, que presentan redes de vórtices espacialmente desordenadas, parece indicar que la pérdida del orden posicional de la estructura de vórtices no sería necesaria para la transición. Sugerimos la posibilidad de considerar la hiperuniformidad de los patrones bidimensionales para distinguir entre fases y ca-

racterizar la transición en función de la presencia y tipo de hiperuniformidad de los mismos.

Palabras clave: MATERIA DE VÓRTICES, TRANSICIONES DE FASE, DESORDEN

Abstract

This work is an experimental study of the first order transition in vortex matter nucleated in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ crystals with different kinds and densities of induced disorder. Its aim is to explore systematically the effect of disorder on the transition, focusing on the particular case of low densities of columnar defects. To accomplish this, we performed local magnetometric measurements with micrometric Hall sensors. These measurements were complemented by magnetic decorations, providing structural information about vortex matter.

From the results reported in this thesis it is possible to conclude that the first order transition persists in the studied samples with columnar defects up to at least a defect density of $B_\Phi = 40$ Gauss. A systematic shift of the transition temperature or the emergence of critical points with increasing disorder was not detected up to this matching field. For higher defect densities the phenomenology observed is different and the presence of the transition or the existence of critical points in these samples can not be confirmed from the results reported in this thesis.

Transmittivity measurements as a function of temperature in both pristine samples and samples with columnar defects revealed a two-step screening, not reported previously in the literature. We carried out an experiment to clarify its nature and sketched an interpretation of this phenomenon as a crossover between two mechanisms dominating the screening.

The study of structural properties reported in this work lead to identify the presence of hyperuniformity in the 2D patterns resulting from magnetic decorations. The persistence of the first-order transition in samples with columnar defects, which present spatially disordered vortex structures, seems to indicate that the loss of positional order is not a necessary condition for the transition to occur. We suggest the possibility of considering the hyperuniformity of two-dimensional vortex patterns to distinguish between phases and to characterize the transition using the presence and type of hyperuniformity of these patterns.

Keywords: VORTEX MATTER, PHASE TRANSITIONS, DISORDER

Capítulo 1

Introducción

El descubrimiento de cupratos superconductores con una temperatura crítica superior a la del nitrógeno líquido (77 K) despertó promesas de múltiples aplicaciones y nueva física por entender. Grupos de investigación de todo el mundo se abocaron inmediatamente a esta nueva temática con una actividad febril. Las publicaciones se sucedían con ritmo frenético y el área floreció con una expansión desmesurada. Hoy, treinta años después, muchas de las aplicaciones que los nuevos cupratos prometían se siguen haciendo esperar. Esto se debe en gran parte a la presencia y el comportamiento de *vórtices*, responsables de la disipación de potencia cuando se hace circular por el superconductor una corriente superior a un valor umbral. A pesar de la vastísima cantidad de literatura publicada al respecto, la física que rige el comportamiento de los vórtices en superconductores de alta temperatura crítica sigue planteando problemas no resueltos.

Además del interés que los vórtices presentan desde el punto de vista de limitar las aplicaciones, las redes de vórtices superconductores permiten abordar temas más generales de física básica, particularmente en el terreno de la materia condensada. La transición de desanclaje (*depinning*), medios elásticos desordenados, redes de skyrmiones, fenómenos de reptación (*creep*) y envejecimiento (*ageing*), y muchos problemas más, presentan analogías con sistemas de vórtices en superconductores. Explotar estas analogías de manera inteligente permite explorar problemas diversos estudiando un sistema particular. Antes de abocarnos de lleno al estudio de la materia de vórtices, es necesario introducir algunos conceptos básicos sobre superconductividad.

1.1. Superconductividad

El laboratorio de Kamerlingh Onnes en Leiden, Países Bajos, logró licuar Helio en 1908, accediendo de esta forma a investigar un rango de temperaturas inexplorado hasta entonces. La necesidad de medir la temperatura en ese nuevo rango, motivó el

estudio de la resistividad de metales puros a bajas temperaturas. El resultado que se obtuvo al estudiar el mercurio fue extraordinariamente sorprendente: la resistencia repentinamente se anulaba por debajo de los límites medibles para temperaturas menores a 4 K. Kamerlingh Onnes y colaboradores habían descubierto, casi por casualidad, un nuevo fenómeno que recibió el nombre de *superconductividad*. Pronto se descubrió que varios metales, tales como indio, plomo y aluminio, presentan superconductividad a bajas temperaturas.

La posibilidad de mantener una corriente eléctrica circulando sin disipación de potencia fue confirmada por el propio Kamerlingh Onnes: una corriente de 0,6 A no presentó un decaimiento detectable en un lapso de una hora [1]. Esto sugirió la idea de utilizar superconductores para fabricar electroimanes muy potentes, una de las principales aplicaciones que la superconductividad tiene hoy en día. Sin embargo, los primeros intentos en esta dirección no resultaron tan auspiciosos. Los materiales conocidos en esa época perdían la superconductividad al aplicar una corriente mayor a un valor umbral [2], es decir, tenían corrientes críticas pequeñas comparadas con las de algunos materiales modernos.

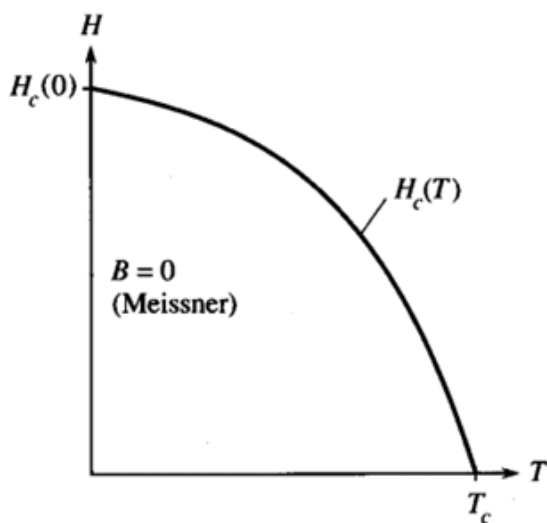


Figura 1.1: Diagrama de fases para un superconductor Tipo I. Para campos magnéticos menores a un valor crítico H_c , dependiente de la temperatura, la fase superconductora es termodinámicamente estable.

Los primeros fracasos en construir un imán superconductor potente no son simplemente anecdóticos. Son ilustrativos de una propiedad característica de la superconductividad: la fase superconductora es termodinámicamente estable no sólo por debajo de cierta temperatura (la temperatura crítica T_c), sino también por debajo de cierto campo magnético aplicado. La Fig. 1.1 muestra un diagrama de fases esquemático en las variables campo-temperatura para un superconductor de Tipo I. Por encima de la línea de transición $H_c(T)$ el material es normal, mientras que por debajo de esta línea es superconductor. En 1933 Meissner y Ochsenfeld [3] reportaron un fenómeno que caracteriza a esta fase a bajas tempera-

turas y bajos campos. Este efecto, conocido como *efecto Meissner*, pone de manifiesto que la fase superconductora es, desde el punto de vista termodinámico, una fase nueva. El experimento que reportaron consistió en aplicar, a temperatura superior a T_c (cuando el metal es normal), un campo magnético homogéneo de 5 Gauss paralelo al eje de cilindros de plomo y de zinc. Bajando la temperatura notaron que “al atravesar

por debajo del punto de transición se modifica la distribución de líneas de fuerza en el entorno del superconductor de manera tal que casi sería de esperar una permeabilidad 0, es decir, una susceptibilidad diamagnética de $-\frac{1}{4\pi}$ para el superconductor” [3]. Por lo tanto, encontraron que el superconductor se comporta como un diamagneto perfecto, expulsando completamente de su interior al campo magnético aplicado. Esto es distinto a que el superconductor sea sólo un conductor perfecto, es decir, un material sin resistencia. Un metal cuya resistencia se vuelve nula *retiene*, gracias a que las corrientes de apantallamiento circulan sin disipación, la configuración de campo interno al momento en que se anulan las corrientes, sea este campo nulo o no. El efecto Meissner es por lo tanto específico del estado superconductor.

El campo magnético en el seno de un material no magnético, despreciando efectos geométricos que pueden aproximarse por un factor desmagnetizante, almacena una energía por unidad de volumen igual a $B^2/(8\pi)$. Para la supresión de campos magnéticos en el estado superconductor, el material debe realizar ese mismo trabajo por unidad de volumen. Por lo tanto, la transición a la fase superconductora debe venir acompañada de una disminución de la energía libre por unidad de volumen que permita realizar este trabajo y que la fase superconductora sea estable. La diferencia de energías libres entre la fase superconductora y la normal, sin campos aplicados, recibe el nombre de energía de condensación. Se denomina campo crítico termodinámico al campo H_c que satisface que $H_c^2/8\pi$ es igual a la energía de condensación.

En un gran número de superconductores, conocidos como del *Tipo II*, aún dentro de la fase superconductora la expulsión completa del campo magnético no es energéticamente favorable en cierto rango de campos. En este rango, comprendido entre los campos críticos H_{c1} y H_{c2} , el flujo magnético está cuantizado en unidades de $\Phi_0 = hc/(2e) \approx 2,07 \times 10^{-7}$ Gauss.cm², donde h es la constante de Planck, e la carga elemental y c la velocidad de la luz en el vacío. Para $H < H_{c1}$, la fase estable es la fase Meissner que presenta diamagnetismo perfecto. Para $H > H_{c2}$ el material se encuentra en el estado normal. Para campos aplicados $H_{c1} < H < H_{c2}$ la fase de equilibrio termodinámico predicha por teorías de campo medio es una red de vórtices hexagonal (red de Abrikosov)¹, en la que cada vórtice concatena un cuanto de flujo magnético Φ_0 . Cuanto mayor sea el campo magnético aplicado, mayor será la densidad de vórtices, y por lo tanto será menor el parámetro de red a en la red triangular, $a = (4/3)^{1/4} \sqrt{\Phi_0/B}$.

Cada vórtice consiste en una región con forma de filamento que atraviesa de lado a lado la muestra. Cada filamento posee un núcleo de un ancho caracterizado por la magnitud ξ (longitud de coherencia), en el cual la superconductividad está suprimida. Este núcleo está rodeado de lazos de corrientes superconductoras cuya intensidad decae

¹Esta fase no debe confundirse con el estado intermedio, que designa la penetración de flujo magnético en superconductores de tipo I debido a efectos geométricos. En el estado intermedio el flujo no se presenta en forma de vórtices, sino en una coexistencia de dominios normales y superconductores.

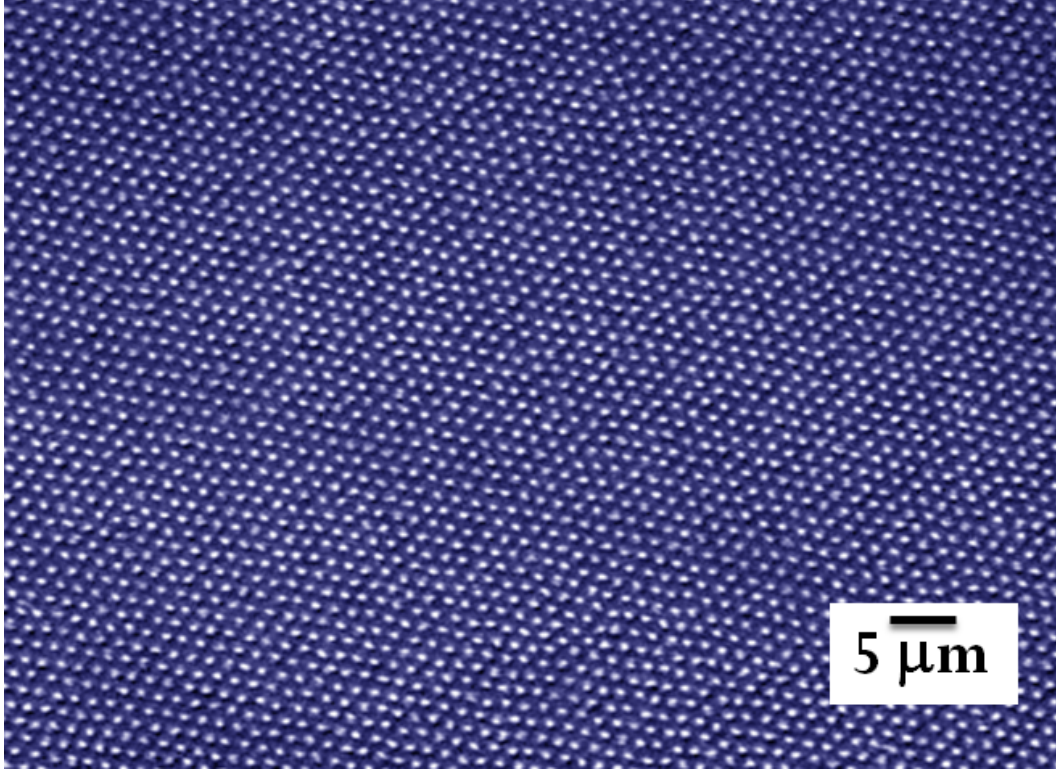


Figura 1.2: Decoración magnética de la red de vórtices nucleada en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Los puntos blancos son cúmulos de hierro depositados en la superficie del material que decoran las posiciones de los vórtices. El campo aplicado, perpendicular a la superficie decorada, es de 36 Oe.[4]

en una distancia característica λ (longitud de penetración). Tanto λ como ξ dependen de la temperatura y divergen en T_c . El cociente entre ambos, $\kappa = \lambda/\xi$, determina si el superconductor es de tipo I ($\kappa < 1/\sqrt{2}$) o tipo II ($\kappa > 1/\sqrt{2}$). La Fig. 1.2 muestra el resultado de un experimento de decoración magnética (ver Sección 2.2) en el material superconductor $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, que permite observar la red de Abrikosov en la superficie de la muestra. El orden hexagonal que se aprecia en la figura es el resultado de la interacción repulsiva entre vórtices, que conduce a maximizar las distancias entre ellos. El desorden cristalino del material produce que el arreglo hexagonal perfecto se vea deteriorado y los vórtices se desplacen de las posiciones de una red perfecta.

Al aplicar una corriente, la interacción entre la corriente aplicada y las que circulan alrededor de los vórtices genera una fuerza sobre ellos.² Si esta fuerza no es compensada, los vórtices se desplazan produciendo disipación. Es decir que en este caso, el superconductor ya no superconduce. Por lo tanto, el problema de sujetar o *anclar* a los vórtices para impedir su desplazamiento tiene una importancia tecnológica importante.

Crear un vórtice implica destruir localmente la superconductividad, lo que trae aparejado un costo de energía. Es por eso que resulta energéticamente favorable tener

²Se conoce a esta fuerza como fuerza de Lorentz en analogía a la fuerza que los campos electromagnéticos ejercen sobre una carga. Sin embargo, el origen de esta fuerza es diferente, pueden consultarse los detalles en el capítulo 5 de la referencia [5].

un “tramo” del vórtice en una región en la cual la superconductividad se encuentre localmente suprimida, por ejemplo en un defecto cristalino. Esta preferencia de los vórtices por los defectos implica que estos pueden actuar como centros de anclaje (*pinning*) de vórtices. En un superconductor con defectos se podría entonces hacer circular sin disipación una corriente lo suficientemente pequeña, menor que un valor crítico J_c . En el Cap. 3 estudiaremos la materia de vórtices nucleada en muestras con defectos puntuales, mientras que en el Cap. 4 trataremos el efecto debido a un tipo particular de defectos muy efectivos para el anclaje, conocidos como defectos columnares. Estos defectos columnares poseen una forma lineal que atraviesa la muestra de lado a lado. La naturaleza lineal de estos defectos permite anclar los vórtices de manera mucho más eficiente que con defectos puntuales.

1.2. Diagrama de fases de la materia de vórtices en superconductores de alta temperatura crítica

En los cupratos superconductores, la relevancia de las fluctuaciones térmicas, la anisotropía y la pequeña longitud de coherencia ξ (10–30 Å a temperatura cero) conspiran para invalidar los resultados de campo medio en una gran región del diagrama de fases. Además, para entender la física observada en sistemas reales, es necesario considerar defectos cristalinos que actúan como centros de anclaje, lo que introduce desorden en la red de vórtices. Esto conduce a una nueva fenomenología en la que la simple red de Abrikosov se transforma en una amplia variedad de fases posibles que compiten de acuerdo a los diferentes parámetros que caracterizan al sistema: temperatura, campo magnético (densidad de vórtices) y desorden.

Variando alguno de estos parámetros es posible pasar de una fase a otra, es decir, atravesar una transición de fase. A mediados de los años '90 quedó establecida la existencia de una transición de primer orden asociada a la fusión y “desordenamiento” de la red de vórtices en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ [6]. Esta transición se caracteriza por separar una fase “sólida” cuasicristalina en la cual el módulo de corte es no nulo, y una fase tipo “líquido” o “gas” de vórtices, con módulo de corte despreciable [7]. La fase líquida presenta una mayor densidad de vórtices por unidad de área, lo que implica que la transición viene acompañada de un salto en B . La diferencia en los módulos elásticos entre estas dos fases resulta en diferentes propiedades de transporte eléctrico. Anclar algunos vórtices en la fase sólida puede ser suficiente para anclar la red entera y reducir la disipación, pero no es así en la fase líquida: los vórtices que no están anclados pueden fluir entre los vórtices anclados y escaparse, resultando en una resistividad alta. La Fig. 1.3 muestra un diagrama de fases esquemático para la materia de vórtices en estos materiales.

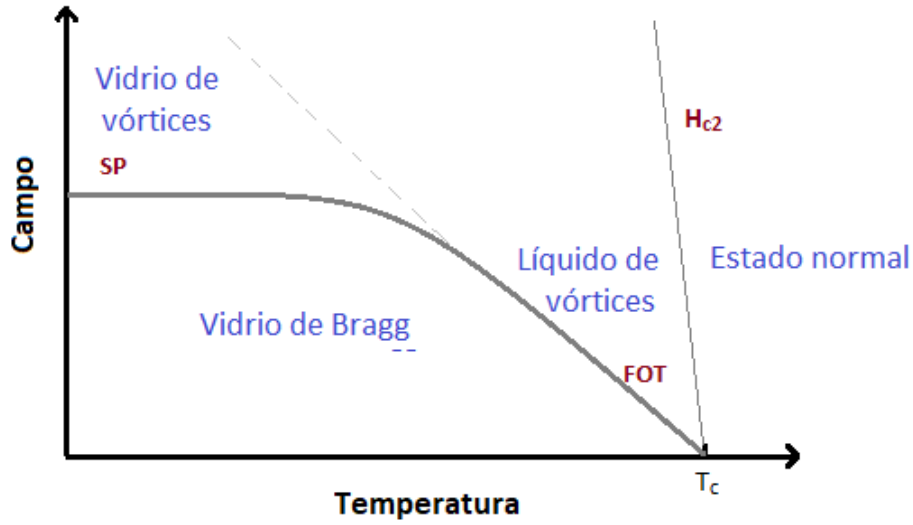


Figura 1.3: Diagrama de fases esquemático para la materia de vórtices nucleada en muestras prístinas de cupratos de alta temperatura crítica. Una transición de primer orden (FOT) separa el líquido de vórtices de una fase sólida cristalina, identificada como vidrio de Bragg. A temperaturas más bajas la transición separa el vidrio de Bragg de otra fase vidriosa, el vidrio de vórtices, estable para campos $H > H_{SP}$

En algunas muestras de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ se ha reportado la existencia de una “fusión inversa” [8] en la cual es posible atravesar la transición desde el líquido hacia el sólido aumentando la temperatura. Esto es posible debido a la presencia de una “cúspide” en la línea de transición. Un ejemplo de este caso puede verse en la Fig. 1.4, que muestra el diagrama de fases obtenido experimentalmente para la materia de vórtices en una muestra prístina de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ óptimamente dopada.

La fase cuasicristalina de vórtices que está presente a bajas temperaturas y bajos campos se conoce como vidrio de Bragg. Ésta se caracteriza por presentar picos divergentes en el factor de estructura de la red de vórtices. Para campos $H > H_{SP}$, con H_{SP} un campo de transición de primer orden, la fase estable es el vidrio de vórtices, que se caracteriza por una pérdida del orden posicional de cuasi-largo alcance presente en el vidrio de Bragg. Experimentalmente, esta transición de fase, entre dos vidrios de vórtices con propiedades estructurales y dinámicas distintas, se manifiesta en ciclos de magnetización a través del llamado efecto “segundo pico”, que describiremos en detalle en la sección 3.1.3 del Cap. 3.

1.3. Materia de vórtices con desorden puntual: vidrio de Bragg

La depresión local del parámetro de orden superconductor que tiene lugar en los defectos cristalinos hace que éstos sean centros de anclaje para los vórtices. Se es-

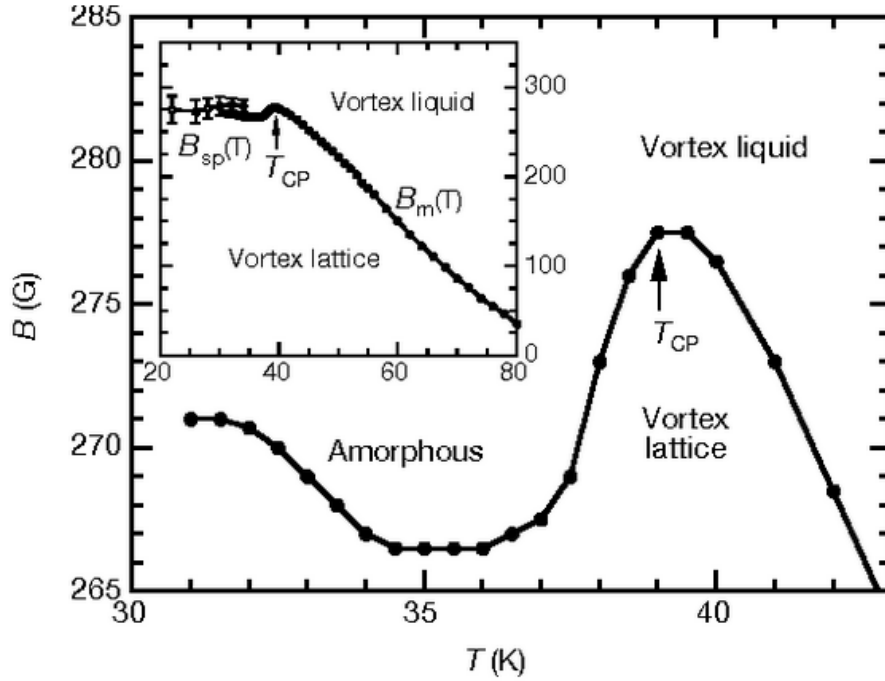


Figura 1.4: Diagrama de fases mostrando la posibilidad de fusión inversa en la red de vórtices nucleada en muestras de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Por debajo de la temperatura indicada como T_{CP} es posible pasar de la fase líquida al sólido aumentando la temperatura y manteniendo el campo constante. Figura extraída de la referencia [8].

tablece entonces una competencia entre la tendencia de los vórtices a maximizar el aprovechamiento de los defectos y la energía que requiere deformar la red y doblar los vórtices para alcanzar dicha configuración. Es posible imaginar un escenario donde el orden de la red de Abrikosov se pierda debido a la presencia de los defectos. Larkin y Ovchinnikov [9] cuantificaron esta idea proponiendo la existencia de un volumen de correlación que caracteriza la escala en la que la red es deformada. Dentro del volumen de correlación es aceptable despreciar las deformaciones de la red. Es posible hallar el tamaño del volumen de correlación en función de las constantes elásticas de la red c_{44} y c_{66} , y la densidad y fuerza de los centros de anclaje. Los resultados confirman el panorama de volúmenes de correlación más pequeños para redes más blandas o anclaje más intenso. Es esperable que experimentalmente se pierda el orden de la red para distancias mayores al volumen de correlación de Larkin y Ovchinnikov. Ejemplos de decoraciones magnéticas ilustrando la pérdida del orden en una variedad de redes de vórtices nucleadas en diferentes compuestos pueden verse en la Fig. 1.5.

Sin embargo, existen resultados de difracción de neutrones en $(\text{K},\text{Ba})\text{BiO}_3$ [12] y $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ [13] y factores de estructura bidimensionales obtenidos a partir de decoración magnética, como el que muestra la Fig. 5.5, en los que es posible observar picos de Bragg. Estas muestras no están libres de defectos, sino que tienen un desorden natural resultante del proceso de crecimiento. Este tipo de desorden es en general espa-

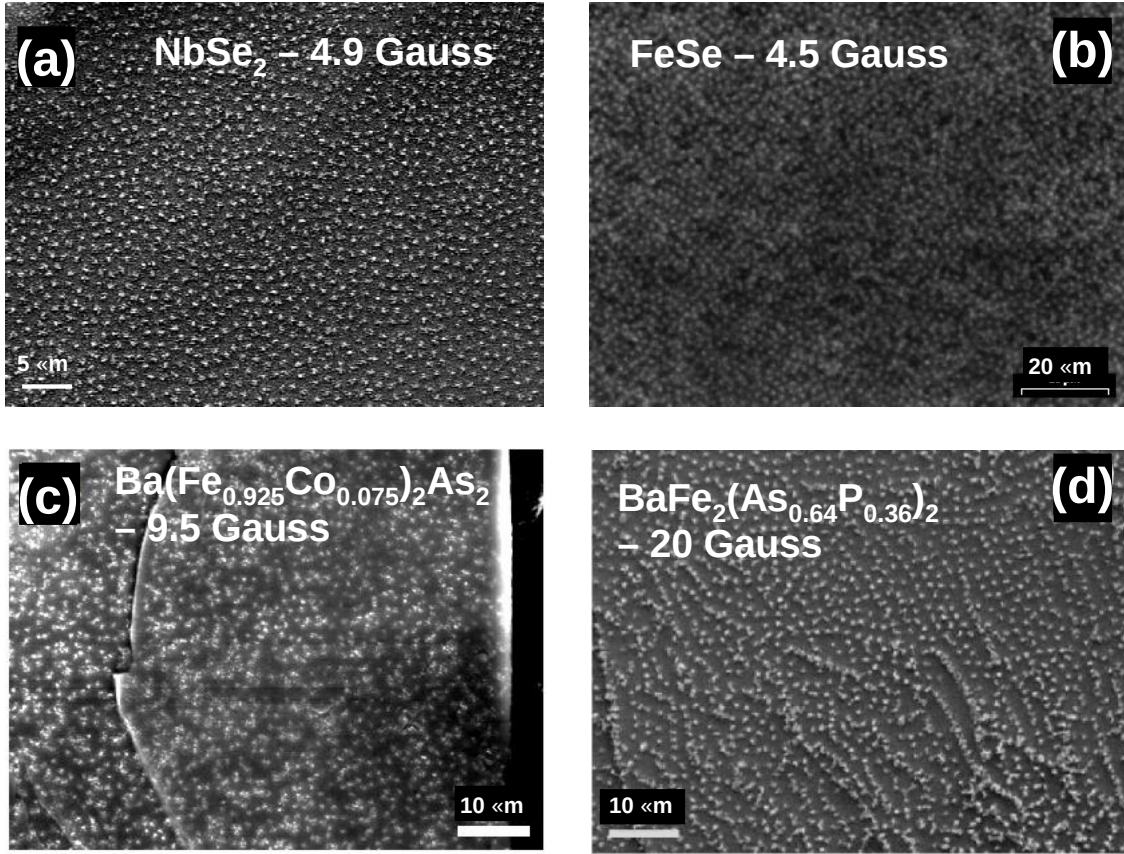


Figura 1.5: Decoraciones magnéticas de redes de vórtices generadas a partir de procesos *field cooling* en diferentes superconductores. En todos estos casos el desorden ha dado lugar a la pérdida del orden de largo alcance de la red de Abrikosov. (a) NbSe₂ (R. C. Maldonado y Y. Fasano), (b) FeSe (R. C. Maldonado, J. A. Sánchez y Y. Fasano), (c) Ba(Fe_{0.925}Co_{0.075})₂As₂ (Dermidiş *et al.* [10]), (d) BaFe₂(As_{0.64}P_{0.36})₂ (C. J. van der Beek *et al.* [11]).

cialmente descorrelacionado³. La presencia de picos de Bragg en el factor de estructura indica que en estos casos el orden de largo alcance no es destruido por la presencia de dicho desorden. Esto es consistente con la descripción de la fase conocida como vidrio de Bragg propuesta teóricamente por Giamarchi y Le Doussal [14]. En esta fase, la diferencia cuadrática media de desplazamientos⁴ entre vórtices separados una distancia r , definida como $\mathcal{B}(r) = \langle (u(r) - u(0))^2 \rangle$, crece logarítmicamente a distancias grandes. Esto contrasta con el crecimiento algebraico que se espera para un régimen de *random manifold* o Larkin-Ovchinnikov. Es esperable que el régimen de desplazamientos que caracteriza al vidrio de Bragg describa el comportamiento a escalas mayores a R_a , una distancia característica en la cual $\mathcal{B}(R_a) \simeq a_0$ (es decir, la distancia a partir de la cual el desplazamiento acumulado por los vórtices alcanza el valor de un parámetro de

³Si bien la existencia de maclas es común en varios cupratos, la presencia de las mismas suele ser fácilmente reconocible en una decoración magnética, y podemos limitarnos a estudiar las propiedades estructurales de la materia de vórtices en el caso sin maclas.

⁴Entendidos como desplazamientos con respecto a la posición que ocuparían en la red hexagonal perfecta.

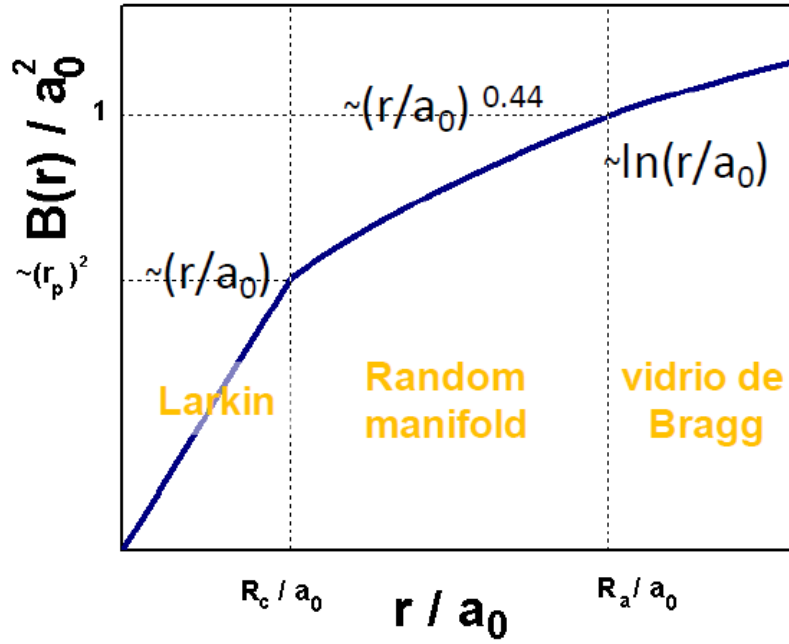


Figura 1.6: Diagrama esquemático del comportamiento esperado para el correlador de desplazamientos $\mathcal{B}(r) = \langle (u(r) - u(0))^2 \rangle$ en función de la distancia, donde $u(r)$ es el desplazamiento con respecto al sitio en una red perfecta. Para distancias menores a R_c , para la cual las deformaciones acumuladas de la red alcanzan el rango de acción del desorden (del orden de ξ y por lo tanto muy pequeño) vale el modelo de Larkin-Ovchinnikov. El crecimiento logarítmico a distancias grandes permite conservar el orden de cuasi-largo alcance que se perdería en caso de continuar el comportamiento a distancias menores. Extraído de Ref. [16].

red). Para distancias menores habrá un $\mathcal{B}(r)$ con crecimiento algebraico [14, 12, 15]. La Fig. 1.6 muestra un esquema de la evolución esperada para la función de correlación de desplazamientos $\mathcal{B}(r)$ en los distintos regímenes de la fase del vidrio de Bragg.

1.4. Materia de vórtices con desorden correlacionado (Bose Glass)

El carácter correlacionado del desorden producido por los defectos columnares resulta en propiedades de anclaje distintas al caso de defectos puntuales descorrelacionados. En particular, Nelson y Vinokur postularon que la presencia de defectos correlacionados a lo largo de una dirección puede conducir a la existencia de una fase particular llamada vidrio de Bose (Bose Glass) [17]. Esta propuesta teórica se nutre de una analogía entre el sistema de vórtices en tres dimensiones y un gas bidimensional de bosones débilmente interactuantes. La variable espacial z definida por la dirección del campo pasa a ser el tiempo imaginario, y los defectos columnares orientados según la dirección z se convierten en desorden puntual para el sistema 2D. Al igual que la fase del vidrio de Bragg, el vidrio de Bose se caracteriza por una resistividad lineal nula, es

decir, $\lim_{j \rightarrow 0} V/j = 0$, donde j es la densidad de corriente y V el voltaje. La principal diferencia con el vidrio de Bragg es que para el vidrio de Bose se espera un módulo elástico de torsión divergente cuando el campo está alineado con los defectos columnares. La transición desde el líquido de vórtices hacia el vidrio de Bose es de segundo orden [18]. Para el caso particular en que el número de vórtices iguale el número de defectos columnares se tiene una fase conocida como aislante de Mott, en analogía con el caso electrónico.

1.5. Fases de vórtices desordenadas

Como ya hemos notado, el orden posicional de la red de vórtices se ve afectado por la presencia de defectos cristalinos, ya sea naturales o inducidos. Un ejemplo de este efecto se muestra en la Fig. 1.5, donde se presentan decoraciones magnéticas realizadas sobre distintos materiales superconductores. En todos estos casos el desorden cristalino destruye el orden de largo alcance que se espera para un vidrio de Bragg.

Sin embargo, la ruptura de este orden resulta en fases desordenadas de apariencia bastante diversa. Por ejemplo, mientras que el panel (a) de la Fig. 1.5 muestra una densidad promedio de vórtices bastante homogénea, en el panel (d) se observan vórtices agrupados en filamentos densos y zonas con densidad de vórtices mucho menor. Cabe preguntarse si habrá algún tipo de clasificación posible que nos permita distinguir entre diferentes tipos de fases desordenadas y, más importante aún, que nos aporte información relevante sobre la física de sistemas de vórtices con desorden.

En este trabajo estudiaremos este problema mediante la caracterización de una propiedad particular introducida y descrita por S. Torquato en 2003 [19] que podría ser relevante para este fin. Esta propiedad se conoce como hiperuniformidad y consiste en la supresión de los modos de longitud de onda asintóticamente grandes en las fluctuaciones de la densidad. Los detalles al respecto se tratarán en el Capítulo 5. Por el momento, basta aclarar que algunas estructuras desordenadas pueden presentar hiperuniformidad, que ha despertado interés en la comunidad científica debido a la enorme variedad de sistemas en los que esta propiedad aparece. Estos sistemas incluyen la distribución de los fotoreceptores en la retina de aves, las fluctuaciones de densidad en el universo primitivo, medios granulares, entre otros [20, 21]. Además, el desarrollo de materiales con distribuciones hiperuniformes desordenadas de sus componentes presenta interés para aplicaciones tecnológicas, como el diseño de band gaps fotónicos [22]. Intentaremos caracterizar la presencia de esta propiedad en distintas fases de vórtices, y evaluar si esta puede jugar un rol importante en el mecanismo que genera la transición de primer orden.

1.6. El superconductor de alta temperatura crítica $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$

El material $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ fue sintetizado en el marco de la explosión de los superconductores de alta temperatura crítica que a fines de los '80 propulsó la búsqueda y síntesis de nuevos compuestos superconductores. Fue descubierto por Maeda *et al.* en 1988 [23], y “promocionado” como el primero de los cupratos de alta temperatura crítica que no poseían en su estructura cristalina elementos pertenecientes a la serie de las tierras raras. Su estructura cristalina, emparentada con las perovskitas, se muestra en la Fig 1.7. La misma tiene una celda unidad ortorrómbica con $a = 5,414 \text{ \AA}$, $b = 5,418 \text{ \AA}$, $c = 30,89 \text{ \AA}$ y una modulación no conmensurada de la estructura en la dirección b [24]. La celda unidad posee pares de planos de CuO_2 separados unos $15 \text{ \AA}$. La superconductividad se establece en estos planos de CuO_2 , y el espacio entre planos está ocupado por elementos de metales de transición que actúan como reservorios de carga.

En el $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, como en la mayoría de los cupratos superconductores, la temperatura crítica del material depende fuertemente de la concentración de oxígeno en la muestra. Existe una concentración δ óptima para la cual la temperatura crítica es máxima [25]. Las muestras que poseen esta concentración de oxígeno reciben el nombre de óptimamente dopadas y presentan una temperatura crítica cercana a 94 K . El campo H_{c2} ha sido medido en muestras policristalinas resultando 200 T a temperatura de helio líquido [26]. Por lo tanto, en este material la fase superconductora se extiende en un rango muy amplio de campo y temperatura.

Las propiedades electrónicas en el estado normal son fuertemente dependientes de la dirección cristalina. El cociente de masas efectivas de los portadores en las direcciones perpendicular y paralela a los planos de CuO_2 (plano ab) se considera un buen

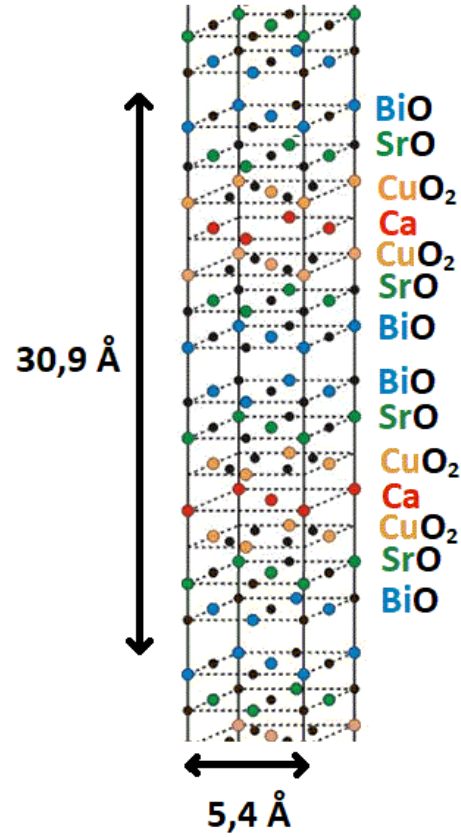


Figura 1.7: Celda unidad correspondiente al $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. En los pares de planos de CuO_2 , espaciados unos $15 \text{ \AA}$, tiene lugar la superconductividad. Entre planos hay capas aislantes de óxidos de bismuto y estroncio.

indicador para cuantificar la anisotropía a través del parámetro $\gamma = \sqrt{m_c/m_{ab}}$. Para el $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ óptimamente dopado $\gamma \simeq 150$, lo que lo convierte en uno de los superconductores más anisotrópicos que se conocen. Para contrastar diremos que el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, otro de los cupratos de alta temperatura crítica, presenta una anisotropía $\gamma \simeq 7$.

1.7. Objetivo de este trabajo

Un amplio corpus de literatura científica se ha enfocado en el estudio de la transición de primer orden de la materia de vórtices. El efecto que la presencia de defectos columnares tiene sobre esta transición en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ también ha sido abordado desde varios puntos de vista y con diferentes técnicas. Sin embargo, un consenso unívoco sobre el mecanismo que subyace a la transición aún no se ha alcanzado. La transición entendida como una fusión de líneas debido a fluctuaciones térmicas es sólo uno de los escenarios posibles. La notable anisotropía que caracteriza al $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sugiere la posibilidad de otro mecanismo subyacente a transición en la materia de vórtices: el desacople de un vórtice en una multitud de vórtices bidimensionales (*panqueques*), cada uno de ellos limitado a un plano de CuO_2 . Es decir, la posibilidad de que un vórtice se *desarme* en un gas de panqueques desacoplados. Tampoco existe una visión cerrada con respecto al efecto que la presencia de densidades progresivamente mayores de defectos tiene sobre la transición. Una reseña de los resultados que han sido publicados sobre la transición en presencia de defectos columnares puede encontrarse en la Sección 4.3.

Para recabar información que pueda resultar valiosa a la hora de aclarar estas cuestiones, en esta tesis estudiaremos experimentalmente la transición de primer orden de la materia de vórtices en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ con diferente tipo y grado de desorden. Para ello recurriremos a una versión *ac* de la técnica de magnetometría Hall local, descrita en la Sección 2.1.4. Esta técnica *ac* ha sido empleada para el estudio de la transición en muestras prístinas y con altas dosis de defectos columnares, pero hasta el momento no había sido empleada en su versión *ac* para llevar a cabo un estudio sistemático de la transición en presencia de bajas densidades de defectos columnares. Es posible que el carácter correlacionado de los defectos columnares afecte la transición de maneras distintas si se trata de un desacople o de una fusión ordinaria.

Exploraremos las posibles conexiones entre la transición de primer orden en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ y propiedades estructurales asociadas a la hiperuniformidad en las redes de vórtices nucleadas en muestras con diferentes tipos de desorden inducido. También nos ocuparemos en aclarar la naturaleza del *segundo apantallamiento* que observamos en mediciones de transmitividad, tanto en muestras prístinas como en muestras con defectos. Intentaremos establecer su relación con la transición de primer orden en muestras prístinas

e indagar qué información aporta su presencia en muestras con defectos columnares sobre la naturaleza de la transición en estas muestras.

El Capítulo 2 está dedicado a describir las técnicas experimentales que emplearemos a lo largo de la tesis. Comenzamos describiendo el principio de funcionamiento y el montaje experimental correspondiente a las experiencias de magnetometría Hall local en sus versiones *ac* y *dc*, y presentamos ejemplos de resultados propios que ilustran la interpretación de los mismos y la información que se puede extraer de ellos. Las secciones siguientes explican variantes poco frecuentes de estas técnicas que utilizamos durante el desarrollo de esta tesis: mediciones de transmitividad en configuración cruzada para caracterizar comportamiento no local, mediciones de transmitividad como función de la dirección del campo magnético, y magnetometría con campos de *dithering*. El capítulo continúa detallando la técnica de decoración magnética utilizada para obtener información estructural de la red de vórtices. Por último, describimos las muestras de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ utilizadas, detallamos los proveedores de las mismas y describimos someramente los procesos mediante los cuales se introdujeron defectos en las muestras.

Los resultados obtenidos con técnicas de magnetometría en muestras prístinas y con defectos puntuales constituyen la temática del Capítulo 3. Comenzamos describiendo la transición de primer orden, el efecto segundo pico y la línea de irreversibilidad en muestras prístinas, continuando con una síntesis del diagrama de fases en estas muestras. Si bien la mayor parte de estos resultados son ya conocidos, lo expuesto en estas primeras secciones brindará al lector un contexto a partir del cual interpretar los resultados del capítulo siguiente, e ilustra con datos propios que la fenomenología observada en nuestras muestras replica lo esperado para muestras prístinas. El capítulo continúa exponiendo resultados de transmitividad en los cuales se ve un apantallamiento en dos etapas, y se reportan e interpretan los resultados de transmitividad en configuración cruzada. Concluimos con un reporte del diagrama de fases de la materia de vórtices en muestras con desorden puntual fuerte, introducido por irradiación con electrones.

El capítulo 4 comienza presentando mediciones de transmitividad en muestras con densidades bajas (entre $B_\Phi=10$ y 90 Gauss) defectos columnares, tanto en función de temperatura como de campo con distintas frecuencias y amplitudes de excitación, realizadas con la intención de detectar la presencia y las características de la transición de primer orden en estas muestras. Continuamos reportando el efecto segundo pico en estas muestras, visible en ciclos de magnetización *dc*, y exponiendo lo que es posible concluir con respecto al diagrama de fases en estas muestras. Reportamos el segundo apantallamiento en las mismas, y finalmente presentamos los resultados de transmitividad angular (es decir, en función de la dirección del campo externo aplicado) para muestras con columnares inclinados 45deg con respecto al eje *c*.

El capítulo 5 está abocado a las propiedades estructurales de la materia de vórtices

en muestras con distinto grado y tipo de desorden inducido. Comenzamos con algunas definiciones preliminares, continuando con una sección dedicada a definir y comentar el concepto de hiperuniformidad. A continuación exponemos algunos detalles específicos que fue necesario tener en cuenta a la hora de obtener y examinar los factores de estructura bidimensionales de la red de vórtices, y reportamos los resultados obtenidos. La siguiente sección está dedicada a reportar los factores de estructura promediados angularmente y a la pregunta por la presencia o no de hiperuniformidad en los patrones bidimensionales asociados a distintas fases de vórtices. Continuamos con una discusión de estos resultados a la luz de los resultados de una teoría hidrodinámica de las redes de vórtices.

El trabajo concluye con un breve resumen de lo tratado a lo largo de los capítulos precedentes, señalando la información nueva que nuestro trabajo aporta a la problemática planteada y enmarcándola desde una óptica más general, donde también mencionamos posibles caminos abiertos para transitar en futuros trabajos.

Capítulo 2

Técnicas experimentales

2.1. Magnetometría Hall local

2.1.1. Principio de funcionamiento

La transición de primer orden que se observa en la materia de vórtices viene acompañada de un pequeño aumento en la densidad de vórtices (por unidad de área transversal) al pasar del sólido al líquido de vórtices. Como cada vórtice concatena a un cuanto de flujo magnético, la medición precisa del campo disperso en la superficie de la muestra es un buen indicador de la densidad local de vórtices. La técnica de magnetometría Hall es sensible a esta magnitud, y por lo tanto nos permite estudiar este problema.

La magnetometría Hall permite conocer el campo magnético midiendo una diferencia de potencial eléctrico gracias al efecto Hall. Las primeras evidencias experimentales de este efecto fueron reportadas en 1879 por Edwin Hall. Intentando clarificar el efecto de campos magnéticos sobre una corriente que circula por una placa conductora, Hall armó un dispositivo experimental como el que se muestra en la Fig. 2.1. Hall hizo circular una corriente entre dos lados opuestos de una lámina de oro y midió la diferencia de potencial entre los otros dos lados, en la dirección perpendicular a la corriente, con la ayuda de un galvanómetro. Además aplicó un campo magnético perpendicular al plano de la lámina. Hall admite que “los experimentos fueron hechos apresuradamente”, pero esto no le impide concluir de sus datos que “es posible hablar de la acción del campo magnético como generador de una nueva fuerza electromotriz sobre la lámina de oro perpendicular a la fuerza electromotriz primaria” [27]. El artículo concluye afirmando que esta nueva fuerza electromotriz transversal E' satisface la relación $E' \propto IH/A$, donde H es la intensidad del campo magnético, I la corriente que circula por la lámina de oro y A el área de la sección transversal. Este efecto se conoce como efecto Hall clásico y consiste en la aparición de una diferencia de potencial, proporcional a la magnitud del campo magnético, en la dirección perpendicular a la corriente. Es posible

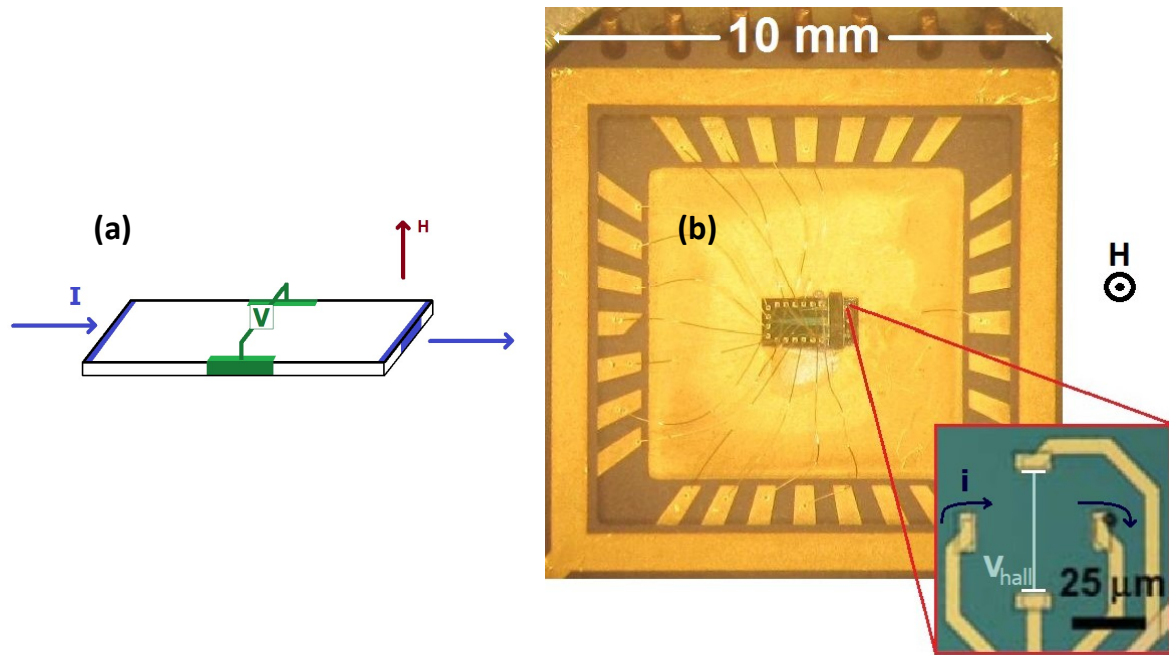


Figura 2.1: (a) Esquema del arreglo experimental para la medición del efecto Hall. Se aplica corriente a una lámina conductora en una dirección dada del plano definido por la lámina y en presencia de un campo magnético normal a ésta. Se llama efecto Hall a la aparición de un voltaje en la dirección perpendicular a la corriente. (b) Detalle de un conjunto de sondas Hall utilizadas durante el desarrollo de este trabajo. Una muestra de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ se encuentra posicionada sobre dos de las cuatro sondas disponibles en esta configuración.

aprovechar este efecto para conocer la componente del campo magnético perpendicular a la placa conductora midiendo el voltaje inducido en la dirección perpendicular a la corriente aplicada.

El estudio de gases bidimensionales de electrones en heteroestructuras semiconductoras condujo al descubrimiento del efecto Hall cuántico y del efecto Hall cuántico fraccionario. Estos consisten en la aparición de mesetas de resistencia Hall E'/I en fracciones de la constante de von Klitzing $K = h/e^2$ a campos altos. Las sondas Hall que utilizamos en este trabajo son gases bidimensionales de electrones utilizados en la región de bajos campos, donde los saltos de resistividad Hall no son observados y la resistencia Hall es lineal con el campo magnético. Estas sondas fueron fabricadas por V. Mosser y M. Konczykowski, presentan un área activa de centenas de micrómetros cuadrados. El coeficiente que relaciona la resistencia Hall con el campo magnético es del orden de $100 \text{ m}\Omega/\text{Gauss}$.

2.1.2. Montaje experimental de las sondas

El panel (b) de la Fig. 2.1 muestra una fotografía del chip en el cual se fabricaron cuatro sondas Hall micrométricas (rectángulo oscuro central), y una muestra de material superconductor cubriendo dos de las mismas. El chip está adherido a un zócalo (parte dorada) mediante un epoxy con buena conductividad térmica. Alambres de oro

de $100\text{ }\mu\text{m}$ de diámetro conectan las terminales de las sondas a contactos eléctricos en el zócalo, a los cuales fueron soldados mediante la técnica de *wire bonding*. La figura muestra también un detalle de una de las sondas, donde están indicadas las terminales de corriente y de voltaje que permiten medir la resistencia Hall en la zona activa de la sonda, de $16 \times 16\text{ }\mu\text{m}^2$ en este caso.

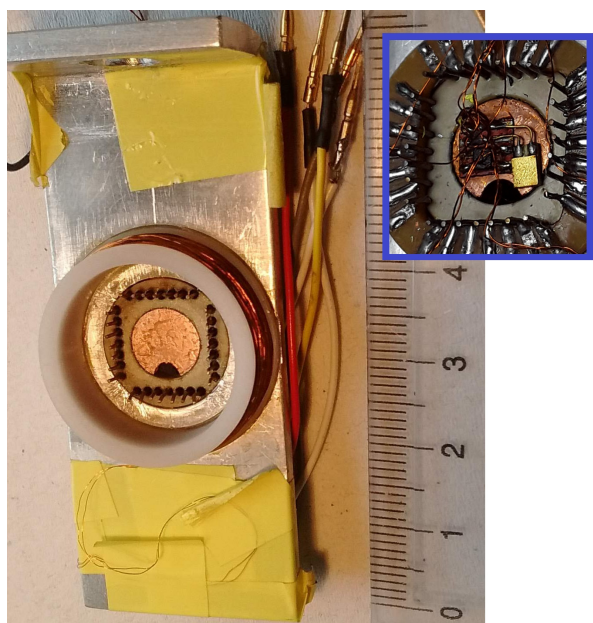


Figura 2.2: Fotografía del portamuestras sobre el cual se monta el chip que contiene las sondas Hall a utilizar (no mostradas en esta foto). La bobina es utilizada para generar un campo *ac* de excitación (ver Sec. 2.1.4). En el centro de la misma, en contacto con los pines de Cu-Be, se monta un chip como el que se observa en el panel (b) de la Fig. 2.1. Los cables que se observan al costado están soldados a los pines de Cu-Be en la parte posterior del portamuestras, en las pistas que se muestran en el detalle, garantizando contacto eléctrico con cada uno de los pines. Un termómetro Cernox se encuentra en el lado posterior del disco de cobre central para medir la temperatura. La parte posterior del portamuestras, donde son visibles el termómetro y los pines de Cu-Be, se muestra en el detalle (recuadro azul).

El zócalo se encuentra montado sobre un portamuestras dotado de un termómetro para la lectura de la temperatura y de una bobina para generar campos perpendiculares al plano de las sondas, ver Fig. 2.2. Los contactos eléctricos en el zócalo están en contacto con pines pasantes de Cu-Be. Del lado posterior del portamuestras, a los pines pasantes se les sueldan cables de cobre, terminados en pines de oro que se conectan en la bornera anclada al dedo frío del criogenerador. El zócalo está además en contacto a través de su cara posterior, con un disco de cobre, ver Fig. 2.2 que garantiza el contacto térmico con el termómetro, ubicado en la parte posterior (mostrado en el detalle de la Fig. 2.2). Este disco de cobre está adherido a un anillo del aislante eléctrico Arlan (anillo blanco en la Fig. 2.2) que contiene a los pasantes eléctricos. El conjunto está pegado a un portamuestras de aluminio, que se monta en el extremo inferior del dedo frío del criogenerador mediante un tornillo.

A menos que se indique lo contrario, todas las mediciones utilizando sondas Hall presentadas en este trabajo fueron realizadas enfriando con un criogenerador del tipo Gifford-McMahon [28]. El campo externo es generado mediante un electroimán con piezas polares ferromagnéticas y medido por una sonda Hall Toshiba adecuadamente calibrada y adherida a una de estas piezas polares. Las sondas Hall usadas para medir fueron alimentadas con una corriente no superior a $100\text{ }\mu\text{A}$ (usualmente $30\text{ }\mu\text{A}$), y se registró un voltaje en las terminales de tensión que es proporcional al campo magnético local. La constante de proporcionalidad entre ambos, el coeficiente Hall, es

levemente dependiente de temperatura, variando algunas décimas de $\text{m}\Omega/\text{Gauss}$ por grado.

2.1.3. Magnetometría Hall *dc*

Disponiendo de este método para medir campo magnético, es posible obtener la magnetización restando el campo externo H (en nuestro caso aplicado en la dirección z) al valor del campo B_{Hall} medido con la sonda Hall sobre la superficie de la muestra, o campo disperso de la muestra. Estrictamente, el valor de M obtenido de esta manera difiere del valor real en un factor multiplicativo asociado a la geometría de la muestra, y a la distancia entre la muestra y la sonda. Podemos estimar este factor presuponiendo que el campo interno $\vec{H}_i$ se relaciona con el externo $\vec{H}$ y la magnetización $\vec{M}$ de la muestra a través de la expresión $\vec{H}_i = \vec{H} - 4\pi D\vec{M}$, donde D es el factor desmagnetizante¹ [29]. El campo B_{Hall} medido por la sonda Hall, considerando $\vec{M}$ paralela al campo aplicado, viene dado por:

$$B_{\text{Hall}} = B_i = H_i + 4\pi M = (H - 4\pi DM) = H + 4\pi M(1 - D) \quad (2.1)$$

donde B_i es el valor de la componente del campo local normal a la superficie en el interior de la muestra, que es igual a B_{Hall} por conservación de las componentes normales del campo magnético a través de la superficie. Debemos notar que la estimación de la Ec. 2.1 presupone una magnetización homogénea y la existencia de un factor desmagnetizante para la forma particular de la muestra. Pero ninguno de estos requisitos se cumple estrictamente, por lo que la expresión debe ser interpretada únicamente como una aproximación. De ahora en adelante, a menos que se explicita lo contrario, cuando nos refiramos a la magnetización lo haremos pensando en un factor desmagnetizante nulo, es decir que definimos $4\pi M = B - H$, y debe sobreentenderse que la magnetización difiere de este valor por un factor multiplicativo.

La magnetometría con sondas Hall micrométricas nos permite tener acceso a valores locales de la magnetización que suele ser espacialmente inhomogénea. Esto difiere de la información que podría obtenerse a partir de mediciones “de bulto”. El carácter local de la medición permite detectar con buena resolución la transición al momento en que la nucleación de la nueva fase ocurre bajo el área activa del sensor Hall. Por ejemplo, un arreglo de sondas separadas en distancias micrométricas puede usarse para ir siguiendo el crecimiento de una fase sobre la otra dentro de la muestra. Sin embargo, el estudio realizado en esta tesis no recurre a este tipo de mediciones.

La magnetometría Hall permite obtener ciclos de magnetización como el que se

¹Esta convención para el factor desmagnetizante corresponde a $D=0$ para un cilindro infinito alineado con el campo y $D=1$ para una placa infinita perpendicular al mismo. Esto difiere de la elección en la referencia [29].

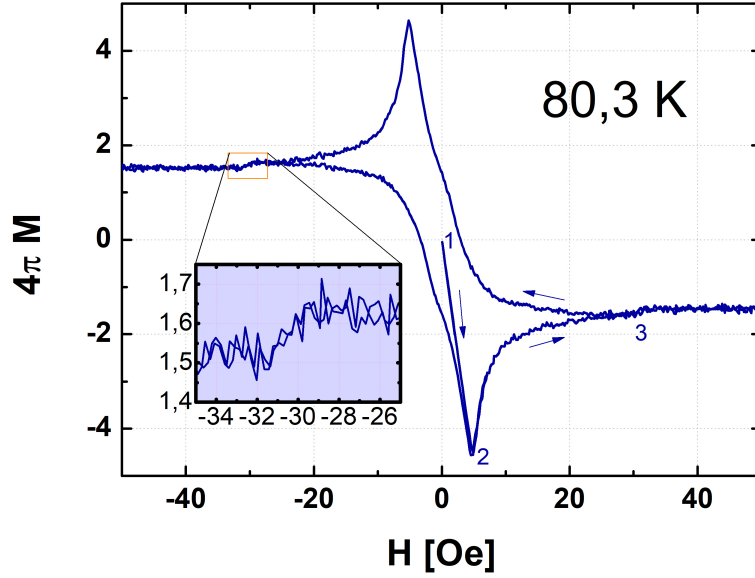


Figura 2.3: Ciclo de histéresis registrado con una sonda Hall en una muestra prístina de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. La muestra es enfriada a campo cero (1) hasta la temperatura deseada (en este caso 80,3 K). Al comenzar el barrido en campo, la ausencia de vórtices en la muestra resulta en un apantallamiento Meissner ($4\pi M = -H$), hasta el campo en el cual comienzan a penetrar los vórtices en la muestra (2). El barrido resulta en un comportamiento histerético y la transición de primer orden es visible como un salto en la magnetización reversible (3).

muestra en la Fig. 2.3. El protocolo para realizar este ciclo consiste en enfriar la muestra sin campo aplicado desde una temperatura superior a T_c hasta una temperatura final por debajo de T_c (80,3 K en el ejemplo de la Fig. 2.3). Una vez alcanzada y estabilizada la temperatura deseada, se comienza a aumentar el campo aplicado hasta llegar a un campo máximo, a partir del cual se disminuye el campo. Un primer tramo del ciclo, entre los puntos 1 y 2 en la Fig. 2.3, corresponde a la expulsión completa del campo, debida al efecto Meissner. Para este tramo $B=0$, y por lo tanto $M = -H/(4\pi)$. Al aumentar el campo por encima del punto 2, los vórtices comienzan a penetrar en la muestra y la magnetización ya no es lineal con H . La magnetización de la muestra presenta una respuesta histerética debido al anclaje [30, 31] de los vórtices en defectos cristalinos del superconductor y a las barreras para la penetración de los mismos en la muestra [32, 33, 34]. A campos más altos hay una región de respuesta reversible. En esta zona es posible observar un modesto salto de la magnetización (en este caso de sólo 0.08 Gauss) que señala la transición de fusión de la materia de vórtices [6]. En la Fig. 2.3, este salto aparece marcado como 3 en las ramas de campos positivos, y se muestra un detalle del mismo para las ramas negativas.

Aunque en algunos casos logramos detectar el salto en la magnetización que acompaña a la transición, no siempre es posible detectarlo en mediciones de magnetometría *dc*. Para seguir detectando la FOT en estos casos, aplicamos una técnica más sensible

a discontinuidades en B , la magnetometría Hall ac que describimos a continuación.

2.1.4. Magnetometría Hall ac

El pequeño salto en la magnetización que se aprecia en la Fig. 2.3 puede identificarse de manera más notoria si en lugar de la magnetización pudiéramos registrar su derivada con respecto al campo aplicado, ya que un escalón en la señal original puede apreciarse como un pico en la derivada. La magnetización de un sistema frente a una perturbación H_{ac} superpuesta al campo aplicado H puede aproximarse, presuponiendo reversibilidad, como:

$$M(H + H_{ac}) \approx M(H) + \frac{\partial M}{\partial H} H_{ac} + \mathcal{O}(H_{ac}^2). \quad (2.2)$$

Si la perturbación H_{ac} que aplicamos es un campo sinusoidal de frecuencia y amplitud conocidas, podemos medir la componente de Fourier de M a la frecuencia de la perturbación y extraer un valor que, presuponiendo un régimen reversible y H_{ac} pequeño, es proporcional a la derivada de la magnetización con el campo aplicado.

En este trabajo aplicamos campos de excitación con frecuencias en el rango de algunos Hz o decenas de Hz y amplitudes desde fracciones del Oe hasta $\sim 1,5$ Oe. En nuestro caso, la excitación es generada a partir de la salida de referencia de voltaje de un amplificador *lock-in*, convertida en corriente con circuito externo basado en un amplificador operacional. Esta corriente alimenta una bobina montada en el porta-muestras, generando un campo orientado en la dirección del eje c de la muestra (ver montaje en Fig. 2.2). Por otro lado, el voltaje generado en la sonda Hall, alimentada con una corriente constante de $30 \mu\text{A}$, es filtrado, preamplificado y provisto como entrada al mismo *lock-in*. La Fig. 2.4 muestra un esquema del arreglo experimental que utilizamos para las mediciones de magnetometría Hall ac .

En nuestros experimentos, son registradas simultáneamente la magnitud y la fase (relativa a la excitación) de la componente espectral de la tensión Hall a la frecuencia de excitación y su tercer armónico. Realizamos estas mediciones barriendo campo o temperatura. La componente a la frecuencia de excitación brinda información sobre el apantallamiento, mientras que el tercer armónico da información sobre la no linealidad.

Realizamos mediciones ac en función de la temperatura, habiendo aplicado un campo H fijo a $T > T_c$ y enfriando lentamente con el campo aplicado (*field cooling*). Es usual normalizar la señal obtenida de manera tal que los valores de saturación a alta y baja temperatura sean 1 (apantallamiento nulo) y 0 (apantallamiento máximo) respectivamente. Esta normalización da como resultado la transmitividad T' :

$$T' = \frac{B'(T) - B'(T \ll T_c)}{B'(T_c) - B'(T \ll T_c)} \quad (2.3)$$

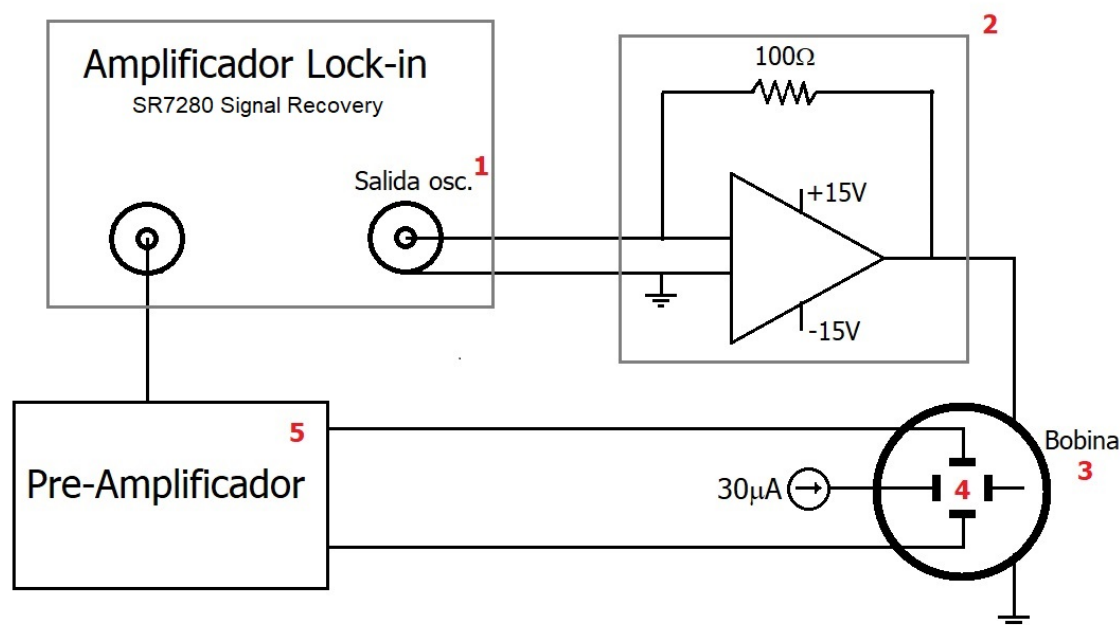


Figura 2.4: Esquema del arreglo experimental utilizado en las mediciones de magnetometría Hall ac. Una señal sinusoidal de voltaje generada por el oscilador de un amplificador lock-in (1) es transformada en una corriente alterna mediante un conversor construido *ad hoc* (2). Se alimenta la bobina (3) con esta señal para generar el campo alterno sobre la muestra. La respuesta magnética de la muestra ante la excitación es registrada por la sonda Hall (4) en forma de una diferencia de potencial. Esta señal es filtrada y preamplificada (5) antes de ingresar a la entrada del lock-in, donde la componente a la frecuencia de excitación y su tercer armónico pueden ser medidos.

donde B' es la componente en fase de la señal Hall a la frecuencia de excitación. Las mediciones en función de campo se normalizan análogamente.

Un gráfico de la respuesta medida en función de campo, adecuadamente normalizada, se muestra en la Fig. 2.5(a). A campos bajos se aprecia un apantallamiento de la señal (transmitividad nula), mientras que a campos más altos la señal no es apantallada (transmitividad unitaria). Es evidente también la presencia de un pico, indicado con flechas rojas en la figura, que denominaremos *pico paramagnético* y que se detecta al campo y temperatura de la transición de primer orden de la materia de vórtices[35] debido al salto en B producido en la misma. El pico paramagnético no sólo nos permite detectar la transición, sino que es posible extraer de él propiedades termodinámicas, tales como el salto de entropía en la transición. La Fig. 2.5 (b) muestra mediciones de la transmitividad en función de la temperatura.

Un valor no nulo de cualquier armónico está asociado a no linealidades. Teniendo en cuenta que un modelo de Bean predice únicamente la aparición de armónicos impares en la disipación [31], el tercer armónico es el múltiplo más bajo de la frecuencia

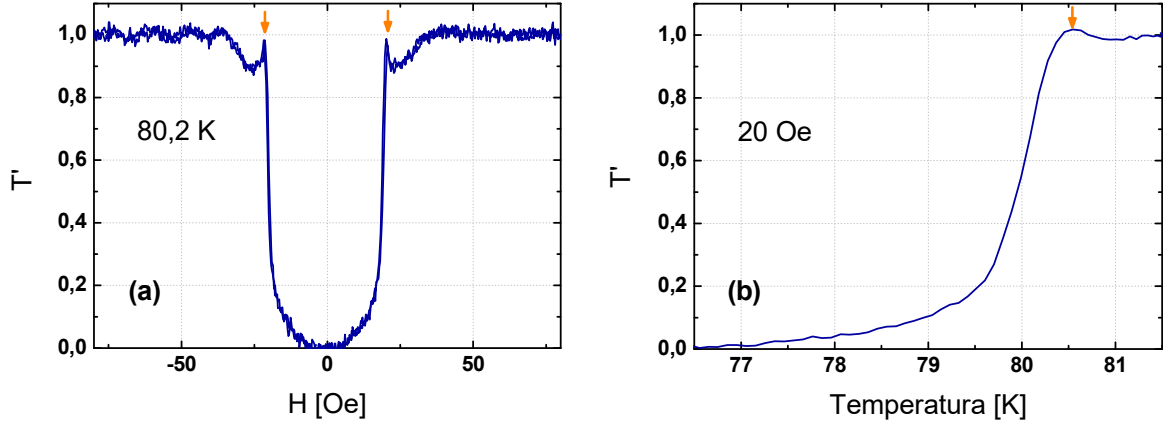


Figura 2.5: (a) Curva de transmitividad en función del campo aplicado para una muestra de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ con defectos columnares ($B_\Phi = 40$ Gauss) obtenida a una temperatura de 80,2 K. Se observa un pico paramagnético a $H \sim \pm 21$ Oe (flechas rojas). (b) Curva de transmitividad en función de temperatura para la misma muestra para un campo aplicado de 20 Oe. Se detecta un pico paramagnético a una temperatura $T \simeq 80,5$ K. Los picos observados en ambos paneles representan (casi) el mismo punto en el diagrama de fases, siendo la línea de transición atravesada en dos direcciones distintas (temperatura y campo constantes, respectivamente).

fundamental que aparece ante un comportamiento no lineal. Estas no linealidades suelen deberse a irreversibilidad, así que tomaremos la aparición de una señal no nula en el tercer armónico como la línea de irreversibilidad. Normalizamos la señal del tercer armónico por la diferencia de los valores de la fundamental a alta y baja temperatura, obteniendo una cantidad que llamaremos T_{h3} .

2.1.5. Estimación de propiedades termodinámicas de la transición mediante magnetización Hall ac

Disponer de un conjunto completo de mediciones de transmitividad y ciclos de magnetización nos permite crear un diagrama de fases de la materia de vórtices en muestras superconductoras. Para esto basta consignar en un diagrama el campo y la temperatura a la que aparece cada uno de los indicadores de la transición observados en nuestras mediciones (picos paramagnéticos, saltos en B , segundos picos). La pendiente de la curva de transición de primer orden dH_{FOT}/dT_{FOT} está relacionada con el salto de entropía por unidad de volumen en la transición de primer orden ΔS mediante la relación de Clausius-Clapeyron:

$$\Delta S = -\Delta M \frac{dH_{FOT}}{dT_{FOT}} \quad (2.4)$$

donde ΔM representa el salto en la magnetización. Notando que hay $N = VB/(s\Phi_0)$ vórtices *panqueque* en un volumen V para un dado campo B perpendicular al eje c ($s=1,5$ nm es la distancia entre panqueques adyacentes a lo largo del eje c), y considerando la relación constitutiva $\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M}$, podemos escribir el salto de entropía por

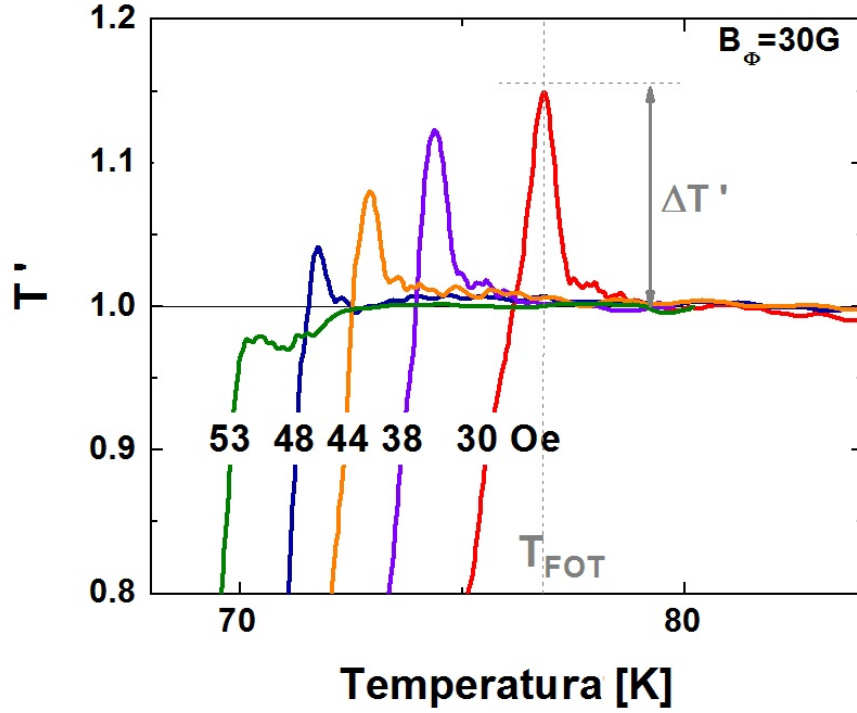


Figura 2.6: Mediciones de transmitividad en función de temperatura para distintos campos aplicados. $\Delta T'$ indica la altura del pico paramagnético para la determinación del salto de entropía en la transición de primer orden.

vórtice panqueque Δs [35, 36, 37] como

$$\Delta s = -\frac{s\Phi_0}{4\pi} \frac{\Delta B}{B} \frac{dH_{FOT}}{dT_{FOT}}. \quad (2.5)$$

El salto ΔB en la transición de primer orden puede ser estimado a partir de la altura del pico paramagnético en mediciones de transmitividad [35, 36, 37, 38],

$$\Delta B = \frac{\pi H_{ac}}{2} \Delta T' \quad (2.6)$$

donde $\Delta T'$ es la altura del pico paramagnético. La Fig. 2.6 muestra un ejemplo de medición de transmitividad en función de la temperatura para distintos campos aplicados en una muestra de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ con defectos columnares. Se indican las magnitudes $\Delta T'$ y T_{FOT} mencionadas más arriba.

2.1.6. Mediciones de no localidad con dos bobinas

En lo descripto anteriormente, el campo alterno utilizado en los experimentos *ac* es producido mediante una bobina de dimensiones mucho mayores que la muestra (la bobina posee unos 200 mm de diámetro y las muestras típicas 1 mm o menos de lado).

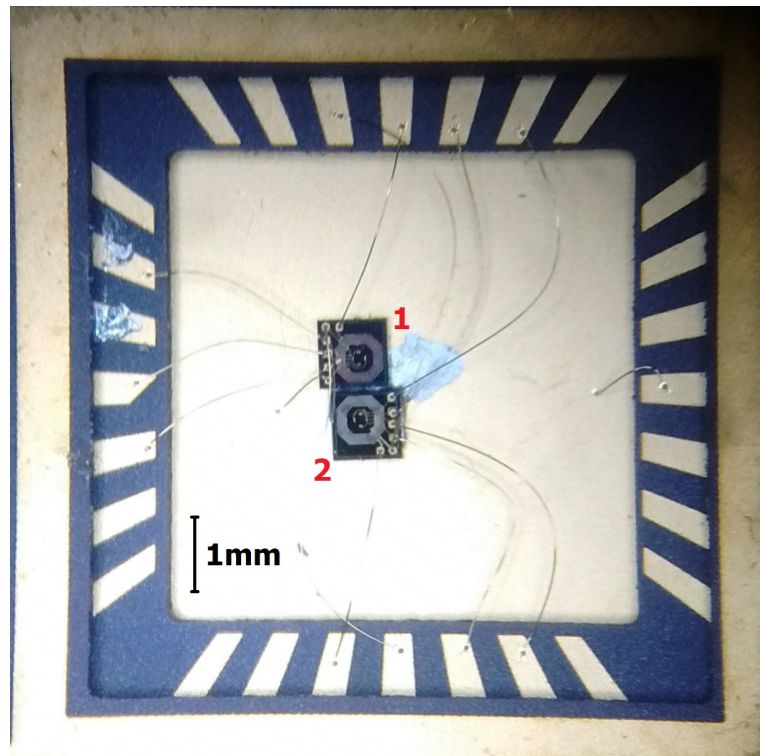


Figura 2.7: Par de sondas Hall utilizadas para las mediciones de no localidad. Cada una de ellas está rodeada de una pequeña bobina con la cual se generará la excitación *ac* localmente.

Debido a la no localidad de la respuesta magnética de los superconductores, existe la posibilidad de que la respuesta del sistema de vórtices no sea idéntica si la excitación *ac* es producida en una región pequeña, de dimensiones menores a la del tamaño de la muestra. Por lo tanto, queremos estudiar la respuesta del sistema a una excitación más localizada, tanto en el lugar de la excitación como en otra región de la muestra. La motivación para estas experiencias surge de efectos observados en mediciones *ac*, tanto en muestras prístinas como con defectos, que serán descritos en las Secs. 3.4 y 4.4, respectivamente. Para eso se realizó un conjunto de mediciones en una muestra prístina montada sobre dos sondas Hall independientes, cada una de las cuales está rodeada de una bobina milimétrica impresa en el chip. Esta disposición puede verse en la Fig. 2.7.

Con esta configuración es posible contrastar tres tipos de mediciones distintas:

- excitación *ac* global: H_{ac} generado con la bobina externa;
- excitación *ac* local: H_{ac} generado con la bobina micrométrica del chip y medición con la sonda en el lugar de la excitación;
- configuración *cruzada*: H_{ac} generado con la bobina micrométrica del chip y medición con la sonda en el lugar alejado de la excitación.

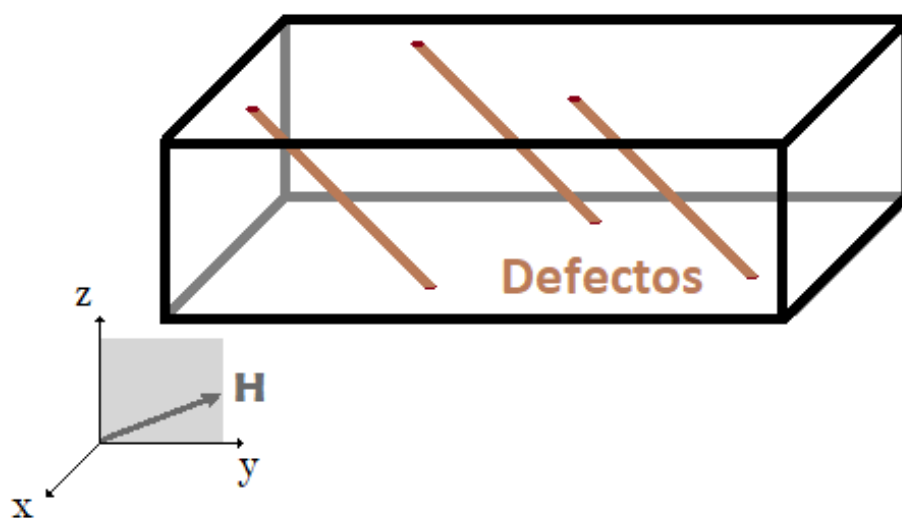


Figura 2.8: Diagrama esquemático de la orientación de la muestra, el campo magnético y los defectos columnares en las mediciones de transmitividad angular. El eje c de la muestra está en la dirección z . Los defectos columnares están a 45° del eje z en la dirección del eje largo de la muestra, es decir, contenidos en el plano $y - z$. El campo magnético externo es aplicado en el plano $y - z$ a un ángulo variable con respecto al eje z .

Contrastando los resultados al aplicar estos protocolos de medición esperamos reconocer efectos de no localidad y cambios de régimen en el apantallamiento de la señal *ac*.

2.1.7. Mediciones en función del ángulo

Para estudiar el comportamiento de los vórtices en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ con campos inclinados y columnares orientados oblicuamente, se realizaron mediciones de transmitividad en función de la dirección del campo aplicado. La muestra es enfriada con un campo aplicado (*field-cooled*) hasta una temperatura fija. El imán que genera el campo está montado de manera tal que puede girar controladamente, generando un campo siempre contenido en un mismo plano (horizontal) pero variando la dirección en el plano. Montando la muestra adecuadamente, podremos hacer barridos de la dirección del campo, pasando sucesivamente desde la dirección del eje c a la dirección de los columnares y a una dirección paralela al plano ab , y contenida en el plano definido por los columnares y el eje c (ver detalles en la Sec. 4.5). Vale la pena aclarar que estas mediciones fueron realizadas en un set de muestras y con un equipamiento levemente distinto al de las demás mediciones presentadas en este trabajo.

2.1.8. Magnetometría con campos de *dithering*

La histéresis que se observa en el ciclo de magnetización de la Fig. 2.3 implica que la respuesta magnética del sistema de vórtices depende de la historia magnética y

térmica del sistema. Esto significa que las magnitudes a las que tenemos acceso para caracterizar la materia de vórtices que estamos estudiando están siendo afectadas por procesos que ocurren fuera del equilibrio termodinámico. Vale aclarar, sin embargo, que la transición de fusión es una verdadera transición termodinámica, al menos en el caso sin desorden.

Avraham *et al.* [8] recurrieron a un método de medición que en principio ayudaría a aproximar la materia de vórtices a un estado de equilibrio termodinámico. El método consiste en la aplicación de un campo alterno paralelo al plano cristalino ab de la muestra. La presencia de este campo no cambia la densidad de vórtices *panqueque* en la muestra, pero genera vórtices Josephson que interactúan con éstos. La alternancia del campo “agita” a los vórtices *panqueque*, de ahí el nombre de *dithering* con el que haremos referencia a esta técnica. Este efecto de agitación produce un borrado de las irreversibilidades debidas al potencial de anclaje de bulk [8].

Para implementar esta técnica se construyó una bobina que puede ser montada sobre la camisa del criogenerador que rodea al portamuestras. Ésta genera un campo axial que, dada la configuración en la que está montada la muestra, está contenido en el plano ab . Para la mayoría de nuestras experiencias con *dithering*, dicha bobina fue alimentada con un tren de pulsos de corriente en dirección alternante, de 3 ms de duración, separados por intervalos de 7 ms sin corriente aplicada. Se ensayaron varias corrientes y frecuencias posibles, siendo el limitante principal el calentamiento que produce la corriente que circula en la bobina y que se transmite a la muestra. También se utilizaron señales sinusoidales generadas por un generador de señales para alimentar a la bobina de *dithering*.

2.2. Decoración magnética

La técnica que emplearemos para extraer información sobre las propiedades estructurales de la materia de vórtices en la superficie de la muestra es la decoración magnética. Un ejemplo de imágenes obtenidas con esta técnica puede verse en la Fig. 1.2. Se trata de una fotografía tomada con un microscopio electrónico de barrido (SEM) de la superficie de una muestra sometida al proceso de decoración magnética. Se observan cúmulos de hierro (puntos blancos) localizados sobre la superficie del superconductor marcando las posiciones en las cuales los vórtices se encontraban al momento de realizar la decoración. Estos cúmulos de hierro son el resultado de la deposición de partículas de hierro que sufren una fuerza debida a los gradientes en el campo disperso asociados a la presencia de vórtices en el superconductor. Si consideramos únicamente el momento dipolar magnético de estas partículas ferromagnéticas, la fuerza que éstas sienten es debida al gradiente local de campo $\vec{B}$ y el momento dipolar magnético $\vec{m}$, es decir $\vec{F} = (\vec{m} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B}$. Además el torque $\vec{\tau} = \vec{m} \times \vec{B}$ alinea las partículas en la dirección

local del campo. En las regiones de campo intenso esta dirección está bien definida y las partículas tienden a depositarse en las regiones con mayor gradiente de campo.

El proceso para obtener estas imágenes es el siguiente. En un experimento de decoración la muestra superconductora se coloca en una cámara de decoración como la esquematizada en la Fig. 2.9. La cámara es evacuada a temperatura ambiente y se introduce helio gaseoso hasta una presión de ~ 20 Torr. El equipo de decoración está dotado de una bobina para generar el campo magnético y dentro de la cámara se encuentra un filamento de tungsteno alrededor del cual se ha arrollado hierro. El conjunto es sumergido en

un baño de nitrógeno líquido para preenfriar el equipo antes de sumergirlo en el baño de helio líquido. Este paso intermedio por nitrógeno se realiza para minimizar la evaporación de helio, que tiene un calor latente de evaporación bajo ($84,5$ J/mol, la tercera parte del valor esperable para un líquido clásico), es un recurso costoso, y debe ser recuperado para volver a licuarse. Por lo general trabajaremos a una temperatura de decoración de $4,2$ K a menos que se requiera una temperatura menor (obtenida disminuyendo la presión de vapor de helio en el termo). Una vez que el equipo se encuentra sumergido en el baño de helio, se hace circular una corriente en el filamento de tungsteno, que evapora al hierro arrollado en el filamento. Una pantalla de cobre minimiza la transferencia de calor por radiación desde el filamento hacia la muestra. La presión de gas en la cámara se mantiene constante a un valor que dependerá del campo al cual se quiera decorar, del orden de los 300 mTorr.

La presión del gas de intercambio permite controlar el camino libre medio de las partículas de hierro dentro de la cámara, que a su vez determina el tamaño de los agregados en los que se aglomeran las partículas de hierro. Estos agregados son atraídos hacia las regiones de mayor gradiente de campo, y por lo tanto se depositan sobre la superficie de la muestra “decorando” las posiciones de los vórtices. Una vez depositado el hierro sobre la muestra, el mismo permanece adherido a la superficie por fuerzas de van der Waals. Luego se retira la muestra de la cámara de decoración y se la lleva a un SEM, previa una instancia de dorado para garantizar la conductividad eléctrica de la muestra requerida por el microscopio. Las fotografías obtenidas revelan si el hierro se depositó de manera tal que permita la resolución de las posiciones individuales de

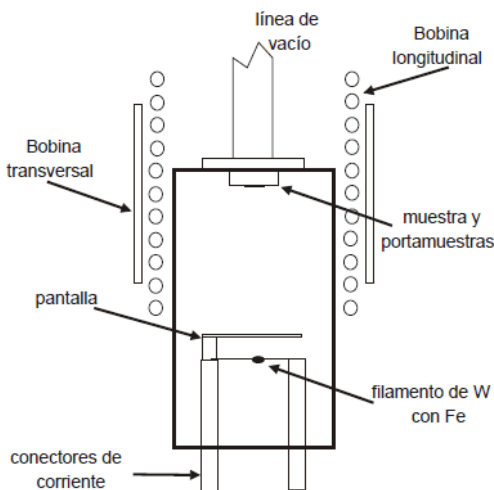


Figura 2.9: Esquema de la cámara de decoración. En el interior se encuentra la muestra, una pantalla metálica y un filamento de tungsteno sobre el que se encuentra el hierro a ser evaporado. Extraído de [39]

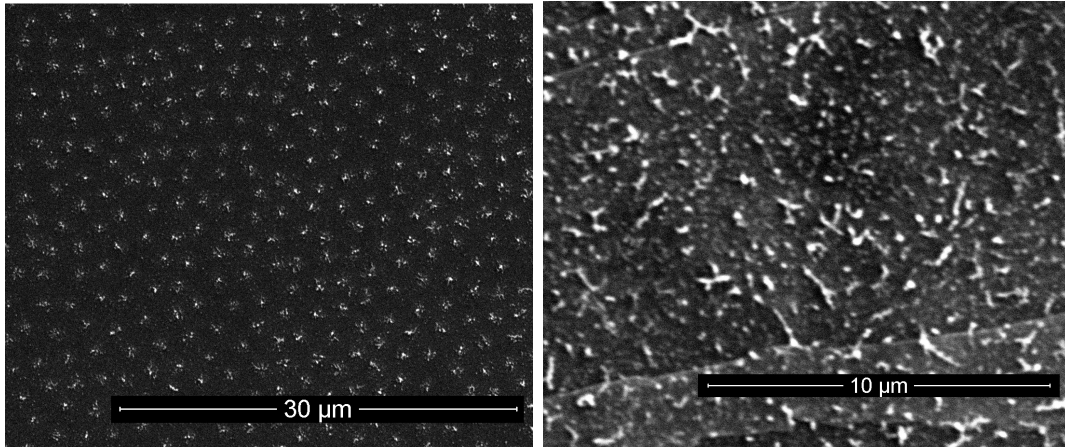


Figura 2.10: Comparación entre una decoración exitosa (izquierda, en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ con defectos columnares $B_\Phi = 90$ Gauss, *field cooling* a 5 Oe) y una pasada (derecha, Bi_2Pd prístino, *field cooling* a 2 Oe)

los vórtices. A modo de ejemplo en la Fig. 2.10 se muestra una comparación entre una decoración exitosa y otra que llamamos *pasada*. En esta última, el hierro no sólo se depositó sobre los vórtices, sino también entre ellos, formando algunos filamentos. Las posiciones de los vórtices pueden ser digitalizadas a partir de las fotografías SEM, lo que permite obtener información sobre las propiedades estructurales de la red de vórtices.

La historia magnética de la muestra en los experimentos presentados en este trabajo corresponde a un protocolo *field cooling*, es decir, se aplica el campo antes de enfriar (i.e. con la muestra en el estado normal). Como resultado de esta historia, la dinámica vidriosa de una fase de vórtices rápidamente congelada no permite acceder a la configuración de equilibrio a la temperatura de decoración (ca. 4 K), sino que guarda memoria de un estado a temperatura mayor. A medida que se disminuye la temperatura, se va *congelando* la red a escalas cada vez más pequeñas. En particular, a escalas del parámetro de red la estructura se congela a una temperatura cercana a la de irreversibilidad. Esto será importante a la hora de discutir la presencia de hiperuniformidad en las redes de vórtices en el Cap. 5.

2.3. Muestras de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ con diferentes tipos de desorden

Las muestras estudiadas en este trabajo, tanto prístinas como irradiadas con electrones o iones pesados, son monocristales de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ provistos por Ming Li (laboratorio Kamerlingh Onnes, Leiden) y Gladys Nieva (laboratorio de Bajas Temperaturas, Bariloche). Ambos grupos de muestras fueron crecidos por el método de *traveling solvent floating zone* y recocidas en atmósferas de oxígeno para garantizar un

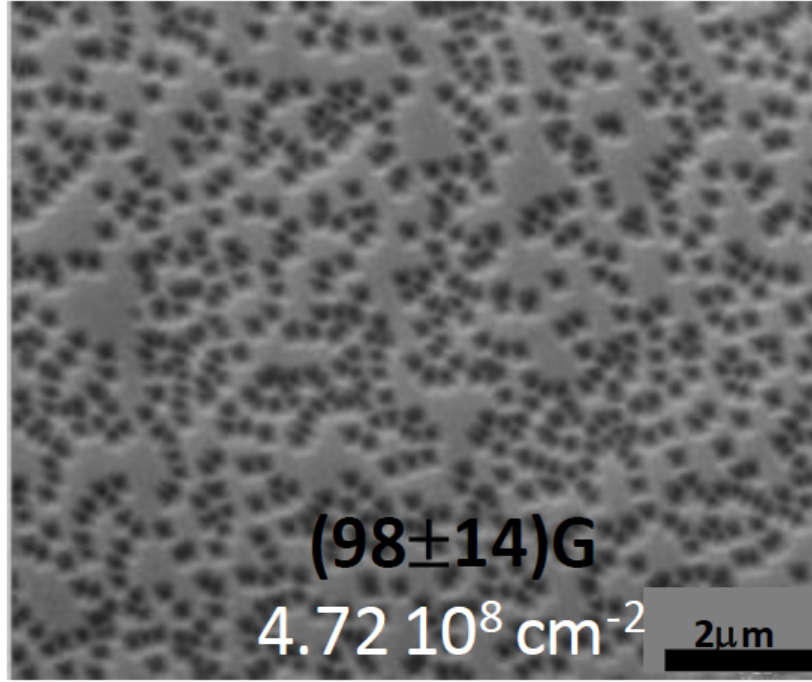


Figura 2.11: Distribución de defectos columnares en la superficie de una muestra de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ con $B_\Phi = 100$ Gauss. Extraído de la Tesis de Doctorado de N. R. Cejas Bolecek [16].

dopaje cercano al óptimo ($T_c \simeq 88$ K). Un grupo de muestras crecido por Ming Li fue sometido a irradiación con iones de Xe acelerados a una energía de 1 GeV en GANIL (Grand Accélérateur National d’Ions Lourds), Francia. Al someter a una muestra a este tipo de irradiación, los iones atraviesan la muestra de lado a lado y crean a su paso caminos lineales de defectos (generados a partir de desplazamientos atómicos mediados por procesos electrónicos [40]), que resultan ser efectivos centros de anclaje para los vórtices. Este tipo de defectos son conocidos como defectos columnares [41]. El campo de conmensurabilidad B_Φ es el campo que generaría una densidad de vórtices igual a la densidad de defectos. Esta magnitud permite expresar la densidad de defectos por unidad de área en unidades de campo magnético, $B_\Phi = n_d \Phi_0$, con n_d la densidad de defectos por unidad de área transversal y Φ_0 el cuanto de flujo magnético.

Las dosis nominales de las muestras con defectos columnares paralelos al eje c que hemos estudiado son $B_\Phi = 10, 30, 40, 60$ y 90 Gauss. Para el caso de muestras con columnares orientados a 45° del eje c , discutido en la Sec. 4.5, estudiamos muestras con $B_\Phi = 50, 500$ y 2000 Gauss. Como la incidencia de los iones sobre la muestra es un proceso aleatorio de eventos independientes para los cuales sólo está definida una densidad media, el número de defectos por unidad de área transversal de la muestra sigue una distribución poissoniana. La distribución de defectos columnares en una muestra con $B_\Phi = 100$ Gauss puede verse en la Fig. 2.11, en la que se ha “revelado” la posición de los defectos mediante un proceso de comido (*etching*) químico.

Para el estudio de propiedades estructurales de la materia de vórtices (hiperunifor-

midad) y la naturaleza de la transición orden-desorden (un estudio no incluido como parte de esta tesis [13]) también estudiamos muestras con desorden puntual importante generado mediante irradiación con electrones. Estas muestras fueron irradiadas con electrones con una energía de 2,3 MeV a una temperatura de 20 K en un acelerador van de Graaf en Palaiseau, Francia. La irradiación se realiza a bajas temperaturas para desalentar la migración de vacancias y propiciar la formación de “cúmulos” de defectos. Estas muestras fueron provistas por Marcin Konczykowski.

La muestra prístina para la experiencia de no localidad realizada con la doble bobina fue creada por Ming Li en el Laboratorio Kamerlingh Onnes de Leiden. Para el estudio de hiperuniformidad y fuerzas de interacción se recurrió a muestras creadas por Gladys Nieva en el Laboratorio de Bajas Temperaturas del Centro Atómico Bariloche.

Capítulo 3

La materia de vórtices en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ con defectos puntuales

3.1. Transición de primer orden en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ prístino

3.1.1. La transición a altas temperaturas: ¿fusión o desacople?

Los resultados de una teoría de campo medio simple como Ginzburg-Landau dejan de ser válidos en los superconductores de alta temperatura crítica, donde las fluctuaciones térmicas se vuelven importantes en un rango extendido del diagrama de fases. La región en la cual el efecto de las fluctuaciones térmicas tiene relevancia puede ser estimada a partir del número de Ginzburg $G = [(\gamma k_B T_c)/(H_c^2(0)\xi^3(0))]^2/2$ [42] donde γ es el factor de anisotropía, ξ y H_c son la longitud de coherencia y el campo crítico termodinámico [5]. Teóricamente se propuso que la red de vórtices puede convertirse en un líquido de vórtices *enmarañado*, o no, [43] dependiendo del espesor de la muestra. La existencia de una transición de fusión en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ prístino fue sustentada mediante mediciones de magnetización local [44, 6]. Esta transición coincide con la aparición de disipación resistiva [45] y separa una fase sólida a baja temperatura, con módulo de cizalladura distinto de cero, de una fase líquida con módulo de cizalladura nulo [7]. Mediante métodos magneto-ópticos se ha observado el crecimiento de la fase sólida a partir del líquido, revelando coexistencia de fases, un proceso de nucleación facilitado por la presencia de defectos y la posibilidad de sobreenfriamiento [46]. Todo esto sustenta la idea de que la transición es efectivamente de primer orden en muestras prístinas de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. La densidad de vórtices en la fase líquida es mayor a la de la fase sólida. Además, al atravesar la transición se produce un salto en la

densidad de flujo magnético B , lo que da cuenta del carácter discontinuo de la misma. Este salto en densidad y el salto de entropía asociado fue detectado [6] mediante una técnica de magnetometría local similar a la que utilizamos aquí, ver Sec. 2.1.3. La transición de primer orden fue detectada por métodos calorimétricos en otro cuprato de alta temperatura crítica, el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [47].

Para el material $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ que estudiamos en esta tesis, la forma de la línea de transición de primer orden y el salto de entropía asociado dependen de qué tipo de acople domina la interacción entre vórtices panqueque de planos adyacentes [48]. Como se discutió, estas interacciones pueden ser de tipo electromagnética o Josephson. Para muestras óptimamente dopadas en oxígeno, mediciones del salto de entropía detectado mediante magnetometría Hall local indican que la componente electromagnética domina sobre la Josephson [36]. Por otro lado, trabajos previos basados en mediciones de Josephson Plasma resonance en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ reportan un salto abrupto en la magnitud del acople entre panqueques de planos adyacentes coincidente con la transición de fusión [49, 50]. Los autores de este trabajo interpretan estos resultados sugiriendo que se podría producir un desacople de los panqueques a lo largo del eje c en la transición de fusión. Este escenario propone una transición de primer orden que consiste en pasar de un estado de vórtices acoplados en la fase sólida a un gas desacoplado de panqueques independientes en la fase líquida. Mediciones de resistividad con multiterminales en la configuración del pseudo-transformador de flujo apoyan este escenario [51]. Sin embargo, el acople en la fase líquida reportado en los trabajos de Josephson plasma resonance no es despreciable [49]. Por lo tanto, el papel que juega el desacople entre planos de los vórtices panqueques en la transición de primer orden observada en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ está aún en discusión.

3.1.2. Detección de la transición de fusión a campos bajos en las muestras prístinas estudiadas en esta tesis

Independientemente del mecanismo asociado a la transición de fusión, como se discutió en la Sec. 2.1.4, la misma se manifiesta como un pico paramagnético en la transmitividad ac . Para las dos muestras de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ prístinas estudiadas en esta tesis, seguimos este procedimiento para localizar la línea de transición de fusión en el diagrama de fases. Las dos muestras estudiadas están levemente sobredopadas en oxígeno y tienen una temperatura crítica $T_{c \sim 85}$ K. La Fig. 3.1 muestra curvas de T' en función de temperatura para distintos campos aplicados en el caso de una de las muestras estudiadas. A altas temperaturas $T' = 1$ en la fase normal y al disminuir temperatura T' disminuye como consecuencia del apantallamiento producido en la fase superconductora. En el flanco superior del apantallamiento se detecta un pico paramagnético con una altura del orden de 10 % de la señal. Al aumentar el campo aplicado

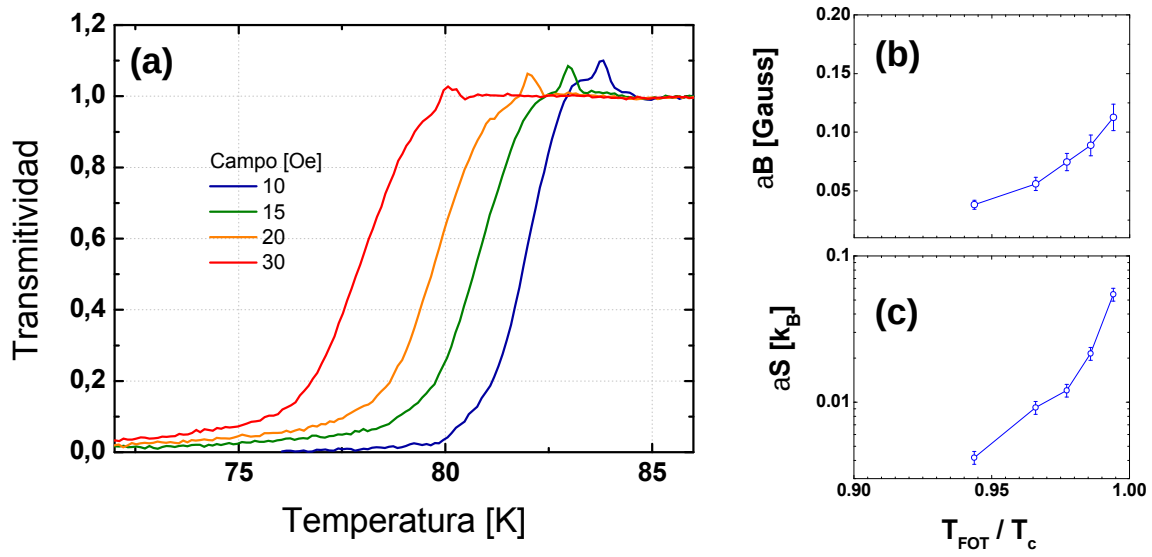


Figura 3.1: (a) Curvas de transmitividad de una de las muestras prístinas estudiadas en esta tesis con $T_c = 85$ K para distintos campos aplicados. Se observa que los picos paramagnéticos se detectan a una temperatura de fusión T_{FOT} que disminuye con el campo aplicado. Mediciones realizadas con un campo de excitación alterno de frecuencia 17,1 Hz y amplitud 0,4 Gauss RMS. (b) Salto en la densidad de vórtices ΔB obtenido a partir de las mediciones de transmitividad. (c) Salto de entropía asociado a la transición de fusión de primer orden.

tanto el apantallamiento como el pico se corren a menor temperatura. La magnitud del pico disminuye con H , parcialmente porque el pico se va metiendo cada vez más en la evolución abrupta de T' asociada al apantallamiento. Para un dado valor de campo que depende de cada muestra, el pico no puede ya distinguirse del apantallamiento. En la próxima sección discutiremos más en detalle este efecto.

Para la muestra cuyos resultados presentamos en la Fig. 3.1 el campo máximo al que se detecta el pico paramagnético es ~ 40 Oe. En contraste, en otra muestra prístina el pico se detecta aún hasta campos mayores a 100 Oe [36]. Esta fenomenología podría deberse a diferencias en el grado de homogeneidad y/o relevancia de barreras de superficie para la penetración de vórtices en cada muestra. Sin embargo, a campos suficientemente bajos la transición de fusión se detecta a una temperatura T_{FOT} identificada como aquella a la que se produce el máximo del pico paramagnético.

En régimen reversible y considerando un ancho de transición en campo menor a la amplitud del campo ac de la excitación, es posible calcular la forma y amplitud esperadas para el pico [35]. El incremento de la componente en fase de la señal Hall ac a la frecuencia de la excitación B' depende linealmente con el salto en B en la transición, siendo independiente de la amplitud de la excitación utilizada. La normalización para obtener la transmitividad conduce a la Ec. 2.6 que relaciona la altura del pico paramagnético con el salto en B en la transición. El panel (b) de la Fig. 3.1 muestra los resultados de ΔB y ΔS obtenidos a partir de las curvas de transmitividad mostradas en el panel (a) más otra curva medida a 5 Oe. Ambas magnitudes aumentan con la

temperatura de fusión de primer orden T_{FOT} , tal como se reportó en la literatura para otras muestras prístinas [36].

3.1.3. Transición de primer orden a bajas temperaturas en muestras prístinas: efecto segundo pico

Como se discutió, la transición de primer orden continúa en el rango de bajas temperaturas como una transición de orden-desorden entre el vidrio de Bragg y el vidrio de vórtices estable a altos campos. En esta región del diagrama de fases la línea de transición tiene una pendiente mucho menor que en la zona de la fusión a altas temperaturas y típicamente se la detecta en mediciones de magnetización y transmitividad en función de campo [36]. Los ciclos de histéresis magnética a temperaturas bajas (≤ 30 K) muestran el efecto llamado *segundo pico* que se identifica como un incremento local en el ancho del lazo. Se lo conoce como segundo pico porque en un modelo de Bean este incremento en el ancho del lazo puede asociarse a un pico en la corriente crítica [36]. Este efecto puede verse en el panel superior de la Fig. 3.2 en el rango de temperaturas menor a 40 K para el caso ilustrativo de una de las muestras prístinas estudiadas en la tesis. Este efecto se observa de forma más marcada en los ciclos de la Fig. 3.17 de la última sección de este capítulo, obtenidos en el caso de muestras con desorden puntual fuerte introducido por irradiación con electrones.

Es importante notar que la “joroba” observada a bajas temperaturas en las ramas ascendente y descendente del ciclo de magnetización no suceden a un mismo H aplicado, ver panel de la izquierda de la Fig. 3.3. Sin embargo, el panel de la derecha de la misma figura muestra el mismo ciclo de histéresis graficado en función del campo B local, que es una magnitud accesible experimentalmente. Vemos que en este caso las jorobas en ambas ramas se registran al mismo B . Esto da a entender que la densidad local de vórtices es la variable que controla el efecto segundo pico. Siguiendo la convención utilizada en la literatura, cuando observamos el efecto segundo pico consideramos el campo de transición de primer orden al valor H_{SP} indicado en la figura con una flecha, correspondiente al onset del efecto.

Al aumentar la temperatura, el efecto segundo pico deja de observarse en las muestras prístinas que estudiamos aquí y en otras muestras reportadas en la literatura en general [36]. Sin embargo, los ciclos de histéresis medidos a altas temperaturas en nuestras muestras prístinas presentan otro efecto: el ciclo tiende a angostarse antes de cerrarse completamente, ver detalle en el detalle del panel superior de la Fig. 3.2. En algunas muestras prístinas este angostamiento no resulta tan fácil de discernir debido a que las barreras geométricas que dominan la penetración de vórtices determinan la forma del ciclo de histéresis (ciclo desarrollado en dos cuadrantes). Este efecto de angostamiento fue observado también, y en forma más notable, en muestras de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$

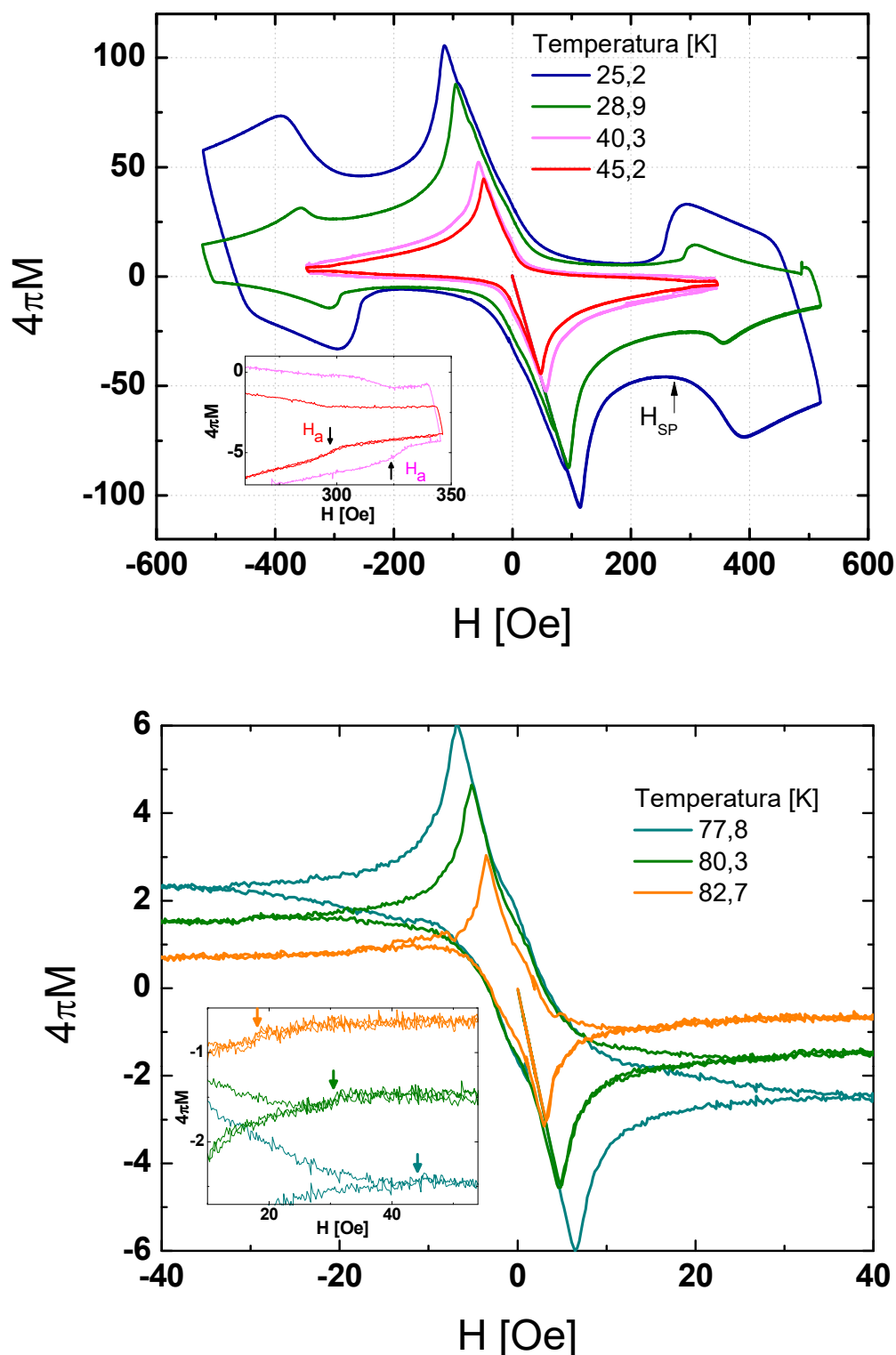


Figura 3.2: Ciclos de histéresis en una de las muestras prístinas estudiadas en esta tesis. El panel superior muestra el efecto segundo pico detectado a bajas temperaturas ($T < 30$ K) y el efecto de angostamiento detectado a temperaturas intermedias, ver en mayor magnificación en el detalle. Los campos de onset de los efectos segundo pico y angostamiento se indican como H_{SP} y H_a respectivamente. El panel inferior muestra datos de magnetización dc en la región de temperaturas altas. Para las curvas medidas a mayor temperatura se observa el salto en la densidad de vórtices $\Delta B \sim 0,1$ asociado a la transición de fusión de primer orden. El detalle muestra este salto en una región de campos más acotada.

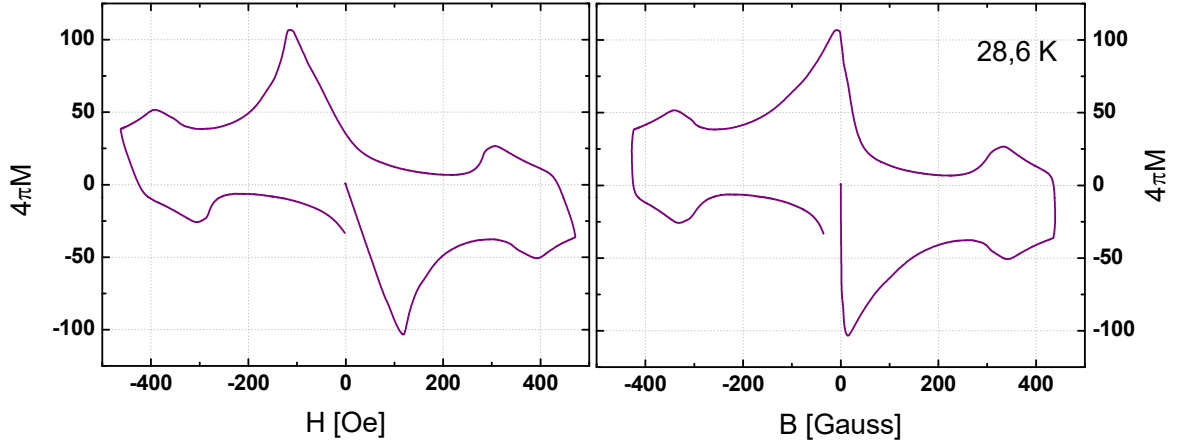


Figura 3.3: Ciclo de histéresis para una muestra prístina a una temperatura de 28,6 K en función del campo aplicado H (izquierda) y de la densidad de flujo magnético B (derecha). El barrido de campo aplicado llega hasta 500 Oe. El campo B mostrado en el eje x de la derecha es el campo local medido por la sonda Hall, proporcional a la densidad de vórtices en la muestra. El efecto segundo pico se observa al mismo campo B para las ramas ascendente y descendente.

con desorden puntual generado por irradiación con electrones [52, 53]. El campo característico al que se produce el onset del angostamiento es indicado en el detalle del panel superior de la Fig. 3.2 como H_a .

La relación entre los efectos de segundo pico y angostamiento con la transición de primer orden a T bajas fue discutido en la literatura en el caso de muestras irradiadas con electrones. Se propuso que la observación de ambos efectos tiene asociado un cambio en el régimen de relajación al aumentar el campo por encima y por debajo de H_{SP} y H_a [52, 53, 54]. Si se pone en contexto esta evidencia con resultados de difracción de neutrones de bajo ángulo [55, 13], puede afirmarse que esta fenomenología está asociada a una transición del tipo orden-desorden. Basados en esta evidencia, en este trabajo proponemos que debido a que tendrían el mismo origen, ambos efectos son manifestaciones de la transición de primer orden en rangos de temperatura diferentes. Por lo tanto, utilizamos la ubicación en temperatura de los campos H_{SP} y H_a para determinar la línea de transición de primer orden a temperaturas bajas e intermedias a partir de mediciones de magnetometría Hall dc .

3.2. Línea de irreversibilidad

En mediciones de ciclos de magnetización dc a temperatura fija puede observarse que a partir de un valor del campo aplicado existe una región con magnetización reversible, a campos altos, y una región donde el comportamiento es irreversible (histérico). Por ejemplo, el ciclo de la Fig. 3.2 medido a 80,3 K muestra comportamiento irreversible para campos menores a 25 Oe. A partir de ciclos de magnetización medidos a distintas temperaturas puede construirse en el diagrama de fases una línea llamada de

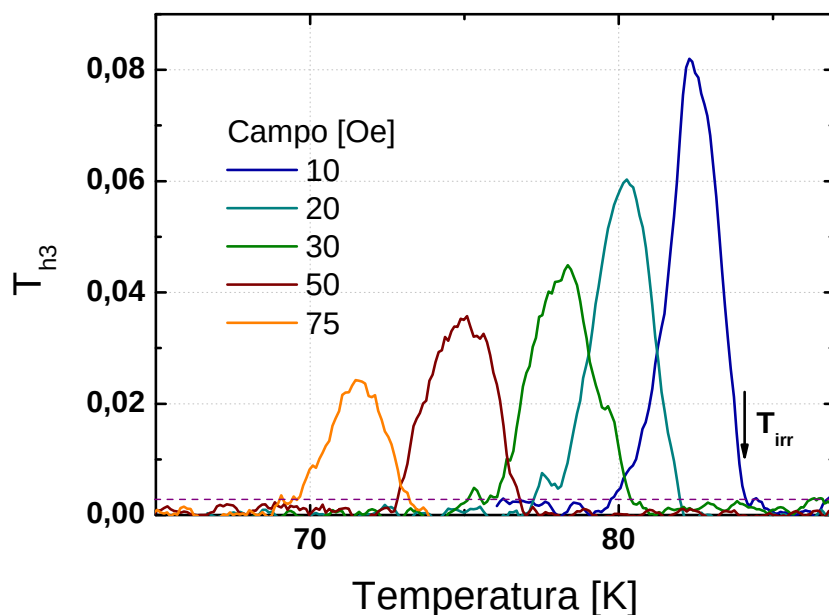


Figura 3.4: Módulo del tercer armónico normalizado T_{h3} para una de las muestras prístinas estudiadas en la tesis, medido en función de la temperatura a varios campos aplicados. La línea punteada horizontal indica el nivel de ruido en las mediciones. Se indica el valor de temperatura a partir de la cual la respuesta magnética es irreversible por encima de la resolución experimental, T_{irr} , para el caso particular de la curva medida a 10 Oe. Las mediciones fueron realizadas con una amplitud de excitación de 0,4 Gauss RMS y la frecuencia es de 17,1 Hz.

irreversibilidad que indica a partir de qué valor de campo los ciclos de magnetización entran en la zona reversible. La interpretación de la irreversibilidad en la respuesta magnética considerando únicamente un comportamiento basado en modelos de estado crítico de Bean [30] motivó la idea de que la línea de irreversibilidad indica a qué campo el anclaje de volumen es efectivo [31]. Sin embargo, esta interpretación de la línea de irreversibilidad no toma en cuenta barreras para la penetración de los vórtices de carácter geométrico [32, 33] ni de superficie [34] que también producen irreversibilidad incluso en la ausencia de anclaje [56]. Reduciendo estos efectos geométricos se ha demostrado que la coincidencia que a veces se postulaba [44] entre la línea de irreversibilidad y la transición de primer orden es fortuita [57].

Otra forma de detectar el umbral de irreversibilidad es mediante mediciones de magnetometría *ac* [36]. La aparición de armónicos de la excitación en la señal Hall *ac* da cuenta de la existencia de no linealidades. Siendo la irreversibilidad una forma particular de no linealidad, la aparición abrupta de un tercer armónico se ha usado en la literatura como criterio para definir la línea de irreversibilidad [36]. A lo largo de este trabajo utilizaremos este criterio. La Fig. 3.4 muestra un conjunto de curvas del módulo del tercer armónico normalizado, T_{h3} , como función de la temperatura para cinco campos aplicados distintos. Las mediciones corresponden a una de las muestras

prístinas estudiadas (la segunda muestra da resultados similares). En el caso de los resultados a 10 Oe, se indica con una flecha roja la temperatura de irreversibilidad T_{irr} a partir de la cual la señal supera el umbral del ruido en la medición. Las mediciones presentadas en la Fig. 3.4 fueron realizadas con un campo de excitación con frecuencia de 17,1 Hz. Se realizaron mediciones de T_{h3} para distintas frecuencias de excitación y se obtiene que en las muestras estudiadas T_{irr} aumenta con la frecuencia, tal como ha sido reportado en la literatura [36].

3.3. Diagrama de fases de la materia de vórtices en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ prístino

A partir de la medición de los campos y temperaturas característicos presentados en las secciones precedentes, se construyó el diagrama de fases de la materia de vórtices en las muestras de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ prístino estudiadas. Ambas muestras presentan un diagrama de fases similar. En la Fig. 3.5 se muestra el diagrama de fases para el caso de la muestra prístina que será utilizada para realizar los experimentos de no localidad que se discuten en la próxima sección.

A altas temperaturas las mediciones de transmitividad ac presentan picos paramagnéticos (ver panel (a) de la Fig. 3.1) que se muestran en el diagrama de fases con puntos cuadrados negros. Además, se distingue un salto en B en ciclos de magnetización dc para temperaturas entre 65 y 85 K, ver panel inferior de la Fig. 3.2. Se observa que en la región de temperatura en que logran detectarse tanto el pico paramagnético como el salto en B (triángulos azules), ambos indicadores de la transición coinciden en la posición del diagrama de fases dentro de las barras de error. A bajas temperaturas, en los ciclos de magnetización dc se observan el efecto segundo pico a H_{SP} y de angostamiento a H_{a} , ver cuadrados y círculos azules respectivamente. En el diagrama de fases se asocian estos campos a la transición de primer orden $H_{\text{ord-dis}}$ detectada a temperaturas menores a 50 K.

Para detectar la transición de primer orden a temperaturas intermedias (40-80 K) se aplicó la técnica de *dithering* descrita en Sec. 2.1.8. Para estos experimentos en particular, se aplicaron pulsos de campo paralelos al plano ab de la muestra, de 3 ms de duración y de amplitud ± 30 Oe alternada, separados 7 ms entre ellos. La aplicación del campo de dithering en el plano ab produce vórtices Josephson que interactúan con los vórtices panqueque [58, 59]. La alternancia de este campo genera una *agitación* de la red de vórtices panqueque que ayuda al sistema a relajar. Como consecuencia, se obtienen ciclos de magnetización más reversibles, y probablemente más próximos a un estado de equilibrio termodinámico [8]. La Fig. 3.6 muestra la comparación de curvas de magnetización dc con (curvas rojas) y sin (curvas negras) dithering aplicado. Se observa

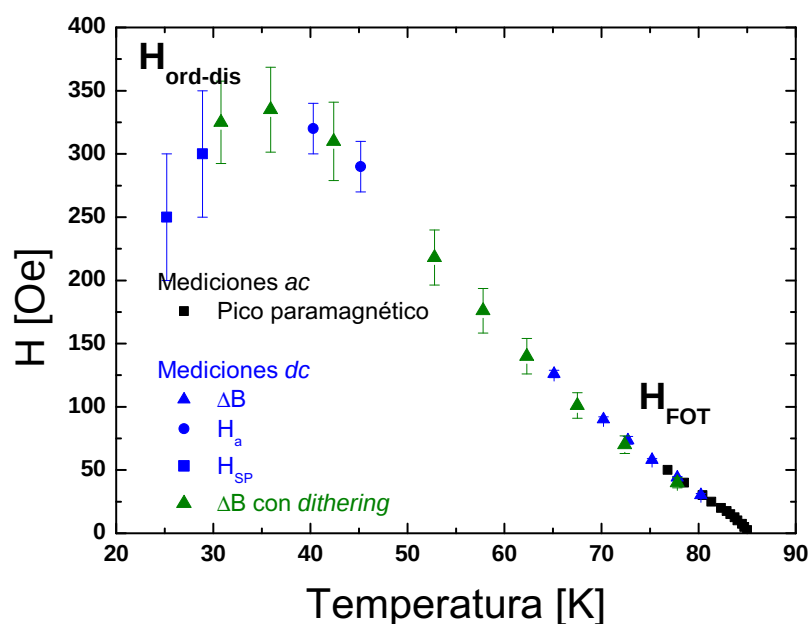


Figura 3.5: Diagrama de fases de la materia de vórtices en muestras prístinas de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ obtenido a partir de mediciones de magnetización local *dc* (puntos azules) y *ac* (puntos negros). El campo asociado a la transición de fusión a altas temperaturas, H_{FOT} , fue detectado mediante mediciones *ac* del pico paramagnético y *dc* del salto en B que coinciden dentro del error experimental. La continuación de la transición a bajas temperaturas, el campo de orden-desorden $H_{\text{ord-dis}}$, fue detectado en mediciones *dc* a partir de los efectos segundo pico (cuadrados azules) y angostamiento (círculos azules). Se indica con triángulos verdes la posición en el diagrama de fases del salto ΔB detectado en ciclos de magnetización *dc* con dithering.

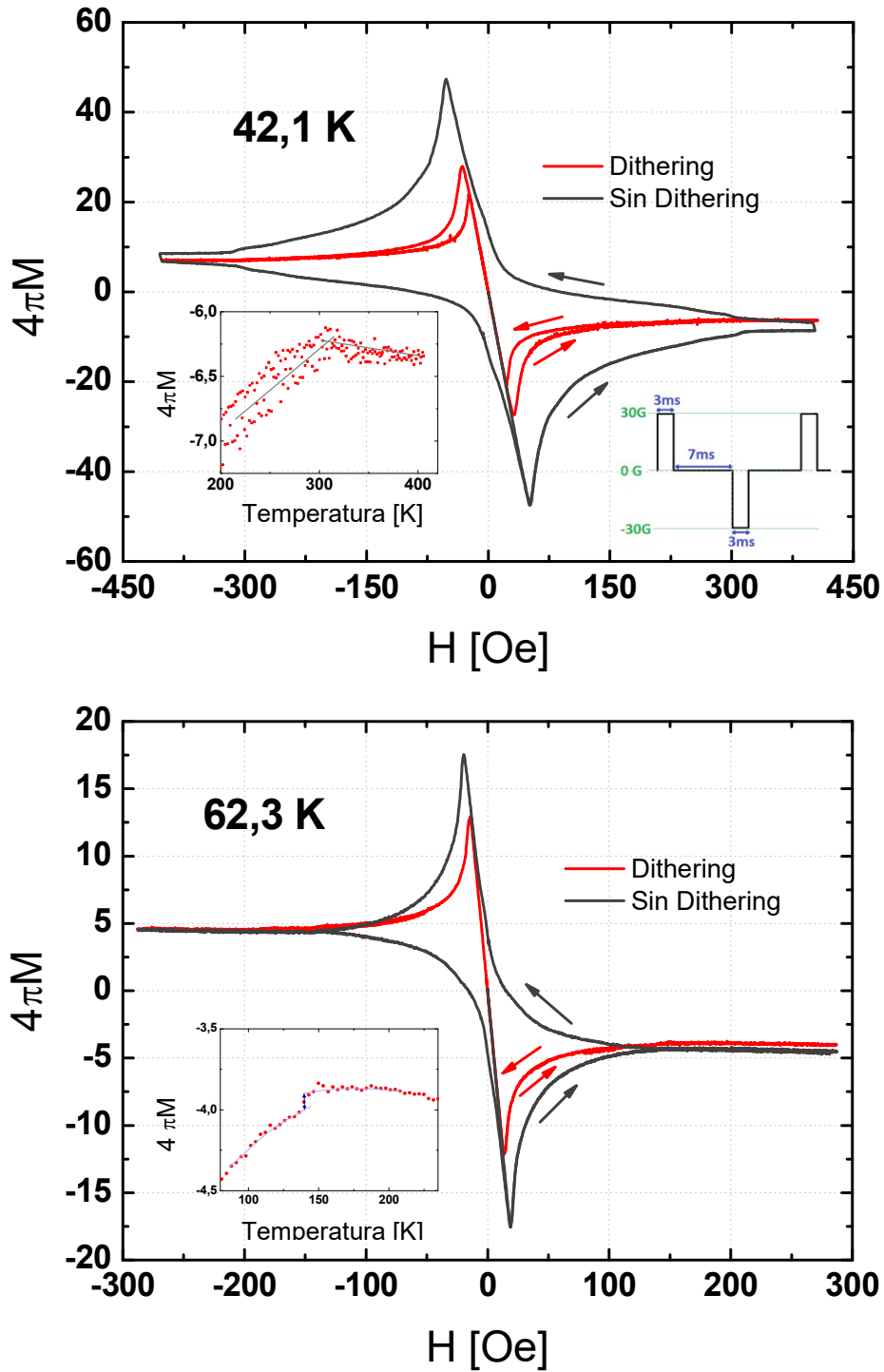


Figura 3.6: Ciclos de magnetización con campos de dithering aplicado. En este caso, el dithering consiste en un tren de pulsos alternados de campo paralelo al plano ab de la muestra de ± 30 Gauss de amplitud y 3 ms de duración, separados por 7 ms de espera sin campo. La histéresis que se observa en los ciclos sin dithering (curvas grises) se reduce al aplicar dithering dando lugar a las curvas rojas. Panel superior: a temperaturas $T < 60\text{ K}$ el ciclo no se cierra completamente y se detecta un quiebre en la magnetización asociado a la transición de primer orden (detalle). Panel inferior: a temperaturas $T > 60\text{ K}$ el ciclo se cierra completamente y se detecta el salto en la inducción magnética ΔB asociado a la fusión (detalle).

que al aplicar campos de dithering a temperaturas altas, $T \geq 60$ K (panel inferior), la histéresis del ciclo es suprimida completamente. Para temperaturas menores (ver por ejemplo panel superior) no se alcanza la supresión total de la histéresis, aunque la irreversibilidad es ampliamente reducida. En los ciclos medidos con *dithering* a $T > 60$ K se distingue claramente el salto en B , ver por ejemplo el detalle en el panel inferior de la Fig. 3.6. A temperaturas menores, donde no se ha suprimido completamente la irreversibilidad, se observa un quiebre en ambas ramas en lugar del salto, ver el detalle en el panel superior de la misma figura. Los puntos donde se detectan el salto y el quiebre en B a partir de ciclos de magnetización con campo de *dithering* se muestran en el diagrama de fases de la Fig. 3.5 con puntos verdes. Estos puntos cubren el rango de temperaturas entre 30 y 80 K y así permiten trazar la línea de transición de fase de primer orden en todo el rango de temperatura de la fase superconductora.

3.4. Segundo apantallamiento y efectos de no localidad en muestras prístinas

3.4.1. Segundo apantallamiento en mediciones de transmitividad

En esta sección describiremos un efecto presente en el apantallamiento de la excitación *ac* en muestras prístinas. El mismo efecto, como se discutirá en el próximo capítulo, se observa en muestras con defectos columnares. Los resultados mostrados en esta sección corresponden a mediciones en una muestra prístina lo suficientemente grande (de dimensiones aproximadas de $3 \times 0,5 \text{ mm}^2$) como para poder ser montada en el arreglo de doble sonda con doble bobina que se muestra en la Fig. 3.7. Mediciones de transmitividad en función de la temperatura muestran a campos cercanos a 200 Oe un *segundo apantallamiento*. A estos campos en general no se detecta el pico paramagnético que asociamos a la transición, y se espera observar únicamente una caída monótona de la transmitividad al bajar la temperatura. Sin embargo, observamos que a veces el apantallamiento ocurre en dos etapas, presentando una caída principal a temperaturas más altas, un *plateau* a temperaturas intermedias, y se completa el apantallamiento llegando al valor de saturación a temperaturas bajas. Este fenómeno de apantallamiento en dos etapas no ha sido reportado en la literatura. La Fig. 3.8 muestra varias curvas de transmitividad medidas a distintos campos que presentan el efecto de segundo apantallamiento. Para cada campo se muestran las curvas medidas calentando y enfriando.

Una posible explicación para la aparición de este fenómeno es un cambio de régimen de apantallamiento, pasando de un régimen dominado por barreras de superfi-

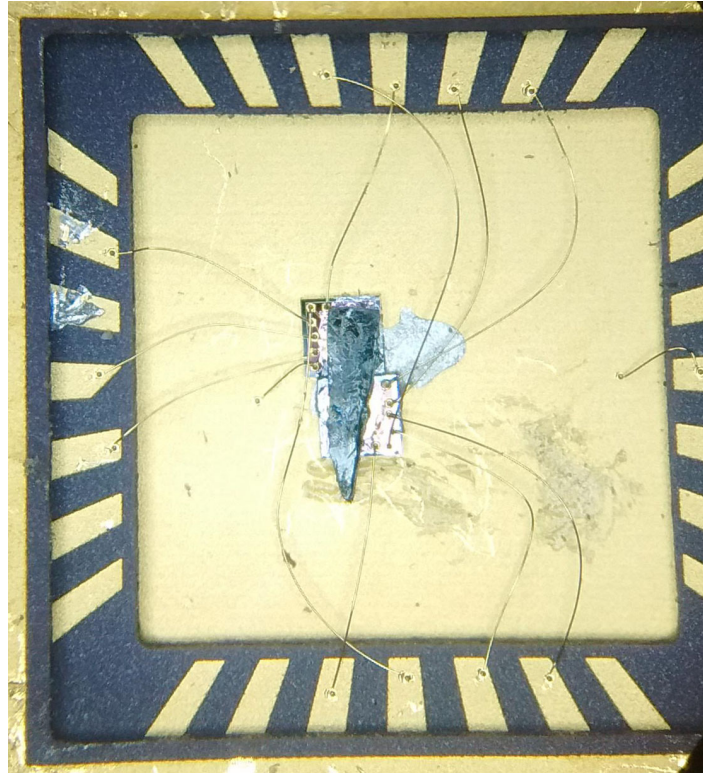


Figura 3.7: Muestra prístina estudia en esta sección montada sobre el arreglo de doble sonda y doble bobina que se observa en la Fig. 2.7. El par de bobinas y de sondas sobre los que la muestra fue montada permite generar localmente un campo de excitación *ac* y medir la respuesta en la zona de excitación y/o en otra región de la muestra.

cie (geométricas [32, 33] y de Bean-Livingston [34]) a otro dominado por anclaje de vórtices. El apantallamiento por barreras superficiales actúa manteniendo constante el número de vórtices en la muestra, pero no impide una redistribución de los vórtices que ya entraron a la muestra. Por el contrario, el anclaje actúa dificultando el movimiento de los vórtices y una redistribución de los mismos está penalizada incluso si se mantiene su número constante. Para determinar si el segundo apantallamiento está asociado a este cambio de régimen decidimos realizar una experiencia con una excitación *ac* local (actuando en una parte micrométrica de la muestra) y medir la respuesta magnética en esa y en otra región de la muestra, aplicando el protocolo experimental que se detalla en la Sec. 2.1.6. Ante la aparición de apantallamiento debido a barreras superficiales esperamos ver una anticorrelación entre la respuesta magnética medida en el lugar de la excitación (configuración directa) y en otro lugar de la muestra (configuración cruzada). La aparición de apantallamiento por anclaje de volumen reduciría la señal en ambas configuraciones.

El segundo apantallamiento que se observa en la Fig. 3.8 fue detectado a una determinada velocidad de barrido de la temperatura, y a una dada frecuencia y amplitud de la excitación *ac* aplicada para medir. Es necesario caracterizar los cambios en el efecto ante la variación de estos parámetros. De este modo será posible determinar un

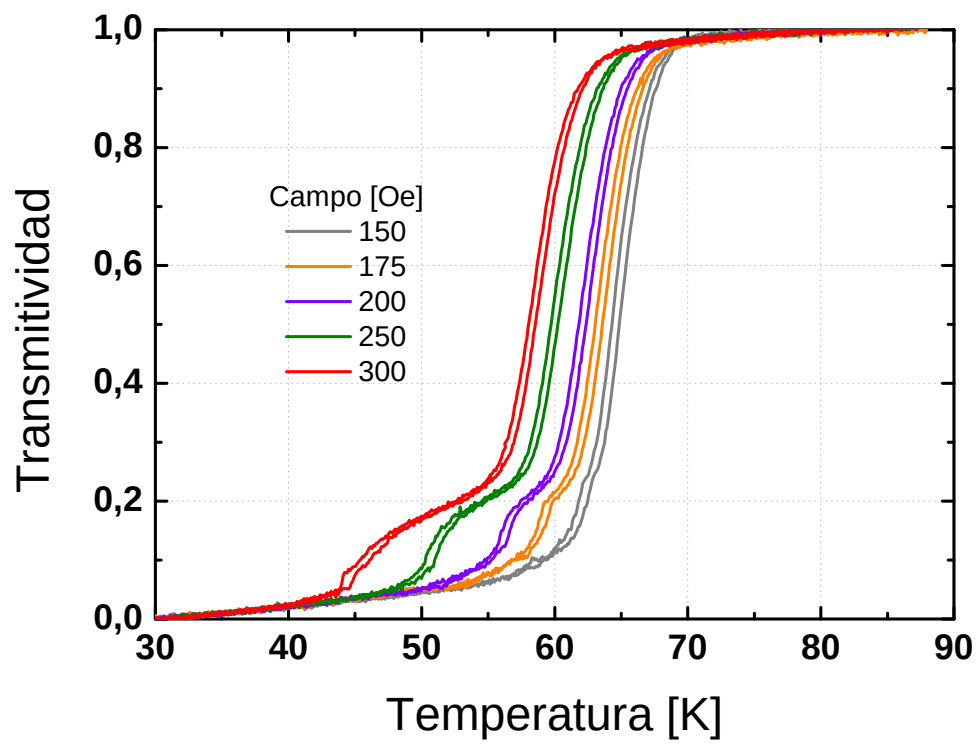


Figura 3.8: Curvas de transmitividad en función de temperatura para la muestra prístina a distintos campos aplicados. En este rango de campos se observa el efecto de segundo apantallamiento que se corre a temperaturas menores al incrementar el campo aplicado.

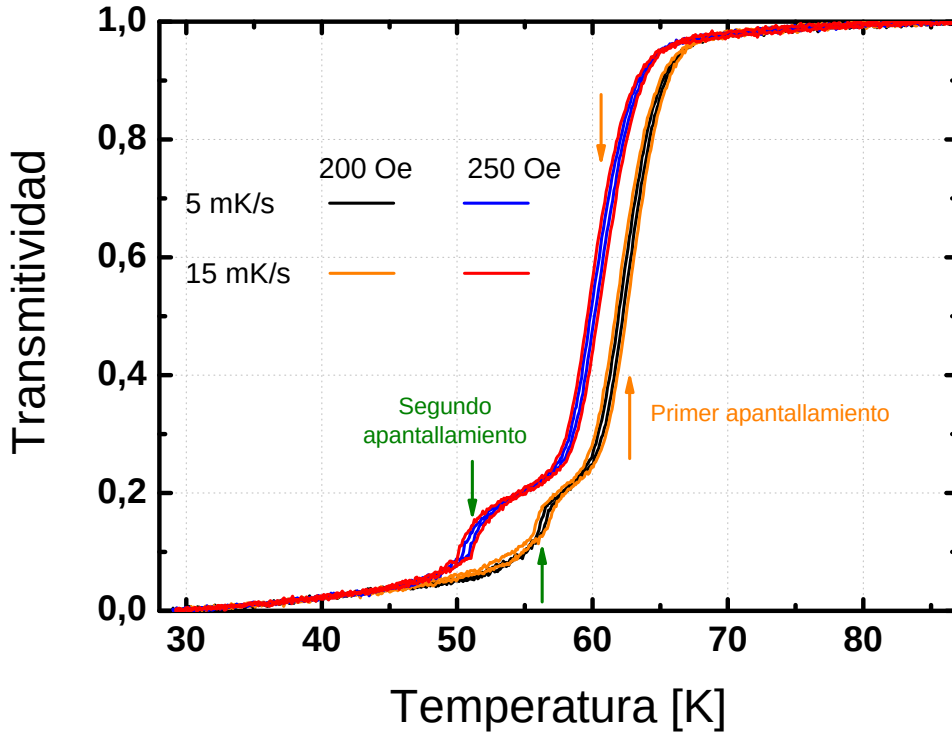


Figura 3.9: Resultados de transmitividad en función de temperatura para campos aplicados de 200 y 250 Oe obtenidos para dos velocidades de barrido de la temperatura, 5 y 15 mK/s. Se muestran las curvas obtenidas en mediciones enfriando y calentando la muestra. Se indican con flechas las temperaturas características del apantallamiento usual o primer apantallamiento (naranja) y del segundo apantallamiento (verde). La temperatura del primer apantallamiento es definida a partir del pico en el tercer armónico en la señal de T_{h3} (ver Fig. 3.12). La detección del segundo apantallamiento y su temperatura característica no dependen de la velocidad de barrido en el rango de velocidades estudiado.

criterio robusto para definir el efecto y comenzar a tener una idea del fenómeno físico subyacente al mismo.

La variación en las curvas de transmitividad con la velocidad de barrido en el rango de mediciones lentas se muestra en la Fig. 3.9. Se muestra para dos campos distintos la curva de transmitividad enfriando con campo aplicado (field cooling) y el subsiguiente calentamiento. Las curvas de transmitividad obtenidas presentan una pequeña diferencia debida al desanclaje térmico entre el termómetro y la muestra. El único efecto que notamos al cambiar la velocidad de barrido es el resultante de obtener una mejor termalización al medir más lentamente, pero no se aprecian cambios en el segundo apantallamiento: no se modifica significativamente la forma de la curva de transmitividad ni la temperatura característica a la que aparece el efecto (indicada con una flecha en la Fig. 3.9). En lo que sigue mostraremos únicamente curvas de enfriamiento para simplificar la presentación de los datos.

También es necesario evaluar la dependencia del efecto al cambiar la frecuencia de

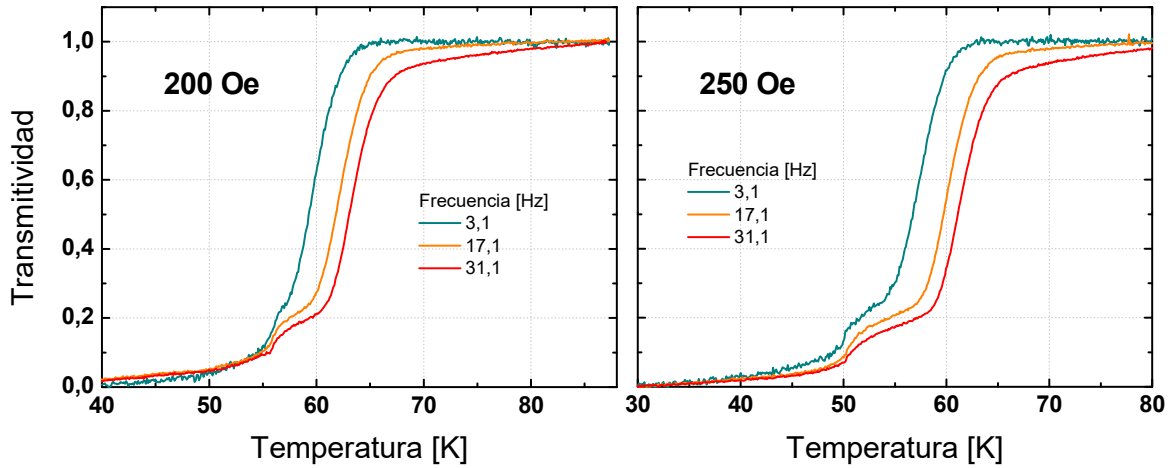


Figura 3.10: Dependencia de las curvas de transmitividad con la frecuencia de excitación para campos aplicados de 200 y 250 Oe en los que se detecta el segundo apantallamiento. La posición en temperatura de la segunda caída de la transmitividad es robusta frente a estos cambios en frecuencia, mientras que el apantallamiento inicial (a temperaturas más altas) se corre a temperaturas menores al bajar la frecuencia.

excitación, lo cual podría revelar la existencia de alguna escala de tiempo característico de este fenómeno y evidenciar el rol que juega la dinámica en el mismo. La influencia de la frecuencia de excitación se reporta en la Fig. 3.10 para los campos de 200 y 250 Oe en que se mostró el efecto de la velocidad de barrido en temperatura. Puede verse que el apantallamiento usual, el que ocurre a temperaturas más elevadas, depende de la frecuencia utilizada: al aumentar la frecuencia, el apantallamiento usual comienza sistemáticamente a temperaturas más altas. En contraste, el segundo apantallamiento es más robusto ante cambios en frecuencia. Después del apantallamiento inicial y de una meseta cuya extensión en temperatura se achica al disminuir la frecuencia de excitación, vemos una caída en la transmitividad que aparece casi a la misma temperatura independientemente de la frecuencia utilizada (55–57 K a 200 Oe y 49–51 K a 250 Oe en la Fig. 3.10). Esto indica que la caída en transmitividad es lo que define unívocamente al efecto de segundo apantallamiento, y no la meseta anterior. Por lo tanto, consideraremos esta temperatura característica a la que se produce la segunda caída de la transmitividad, indicada con flechas en la Fig. 3.9, para ubicar en el diagrama de fases al efecto segundo apantallamiento.

Un comportamiento similar al descrito arriba se observa al cambiar la amplitud de la excitación *ac*. La Fig. 3.11 muestra curvas de transmitividad medidas a 200 Oe con campos de excitación con amplitudes entre 0.2 y 0.8 Gauss. En este caso, el primer apantallamiento se corre a temperaturas más bajas al aumentar la amplitud de la excitación. Sin embargo, la caída abrupta correspondiente al segundo apantallamiento se observa en las curvas de la Fig. 3.11 alrededor de los 57 K independientemente de la magnitud de la amplitud de excitación.

El efecto de segundo apantallamiento se ve reflejado también, aunque más tímida-

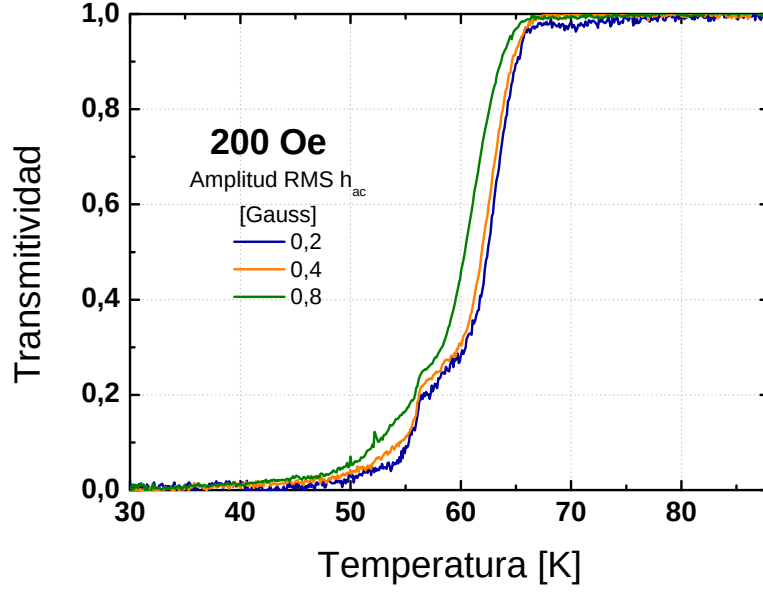


Figura 3.11: Transmitividad en función de temperatura para un campo aplicado de 200 Oe y distintas magnitudes de campo de excitación alterno. Además del apantallamiento inicial, que se corre a temperaturas más bajas al aumentar la amplitud, se distingue una caída adicional de la señal cercana a 65 K, el segundo apantallamiento. La temperatura a la que se produce esta segunda caída, ~ 57 K, es independiente de la magnitud de la amplitud de la excitación ac .

mente, en la magnitud de la señal del tercer armónico T_{h3} . La Fig. 3.12 muestra un ejemplo de la evolución de T_{h3} en función de la temperatura para un campo aplicado de 300 Oe. La respuesta es lineal ($T_{h3}=0$) excepto en algunos rangos acotados de temperaturas. Entre los 55 y 63 K aproximadamente la curva de T_{h3} presenta un pico muy marcado (indicado como 1^{er} apantallamiento en la figura), asociado al apantallamiento usual en mediciones de transmitividad. A menores temperaturas se adivina un ancho y bajo pico satélite. Además, en la figura se indica con una flecha verde la temperatura característica del segundo apantallamiento obtenida de mediciones de transmitividad. En las cercanías de esta temperatura característica de 45 K se ubica el ancho pico satélite. La fenomenología es similar para curvas de T_{h3} medidas en muestras prístinas en el rango de campos aplicados entre 150 y 300 Oe. Como se discutirá en el próximo capítulo, en muestras con defectos columnares se registra un incremento en la amplitud de este pico satélite cuya posición aparece cerca de la temperatura característica del segundo apantallamiento.

3.4.2. Mediciones no locales

Las mediciones resultantes de los tres protocolos descritos en la Sección 2.1.6, es decir aplicando una excitación externa global, una excitación local y una medición de

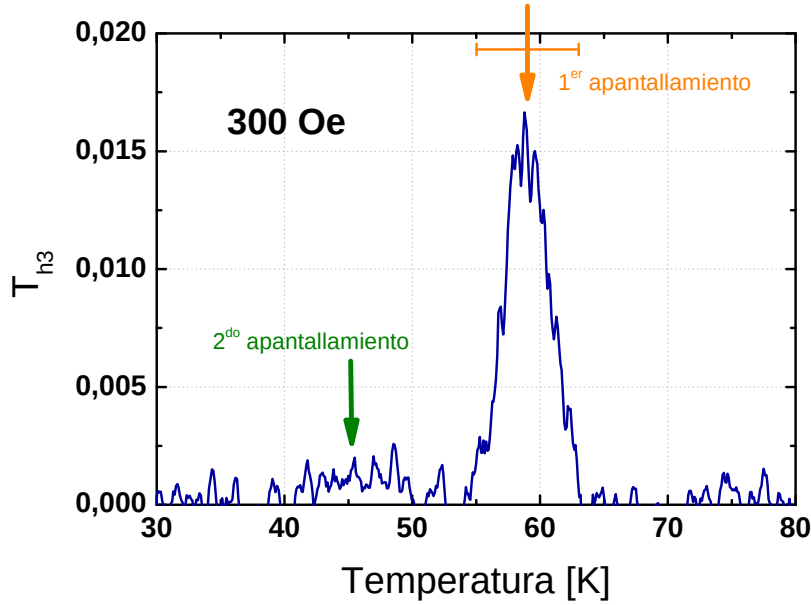


Figura 3.12: Magnitud del tercer armónico normalizada, T_{h3} , en función de la temperatura para un campo aplicado de 300 Oe. T_{h3} es no nula en un intervalo de temperaturas que coincide con el apantallamiento principal en curvas de transmitividad, y tal vez en un ancho y tenue pico satélite a temperaturas más bajas. Las flechas indican las temperaturas asociadas al apantallamiento usual y el segundo apantallamiento obtenidas de curvas de transmitividad como las mostradas en la Fig. 3.8.

transmitividad cruzada (aplicando una excitación local en una región y midiendo en otra), dan como resultado componentes en fase de diferente magnitud, tal como puede observarse en la Fig. 3.13. En los paneles superiores se muestran resultados en la región de campos bajos (20 y 30 Oe) en la que es visible un pico paramagnético en las mediciones usuales realizadas con una bobina externa presentadas anteriormente. En los paneles inferiores se ilustran ejemplos a campos altos (200 y 250 Oe) donde es notorio el segundo apantallamiento. El valor absoluto de la señal resulta de etapas de preamplificación (descriptas en el Capítulo 2), y para la discusión que daremos aquí sólo tiene importancia la amplitud relativa entre las curvas. La amplitud de la excitación *ac* utilizada para medir las curvas obtenidas en cada una de las tres configuraciones es la misma. Para todos los campos es notorio que la configuración cruzada (curvas verdes) resulta en una señal respuesta fuertemente atenuada con respecto a la configuración directa (curvas indicadas como bobina local y bobina externa en la Fig. 3.13). Es interesante notar que la configuración directa con excitación local (curvas naranjas) presenta una señal que es casi la mitad de la obtenida con la excitación global (curvas azules), siendo las etapas de pre-amplificación y filtrado las mismas en ambos casos.

La Fig. 3.14 muestra la transmitividad correspondiente a las mediciones de la Fig. 3.13, es decir, la respuesta normalizada. Esta representación de los datos nos permite observar la correlación que existe entre las tres formas de excitación y detección. En

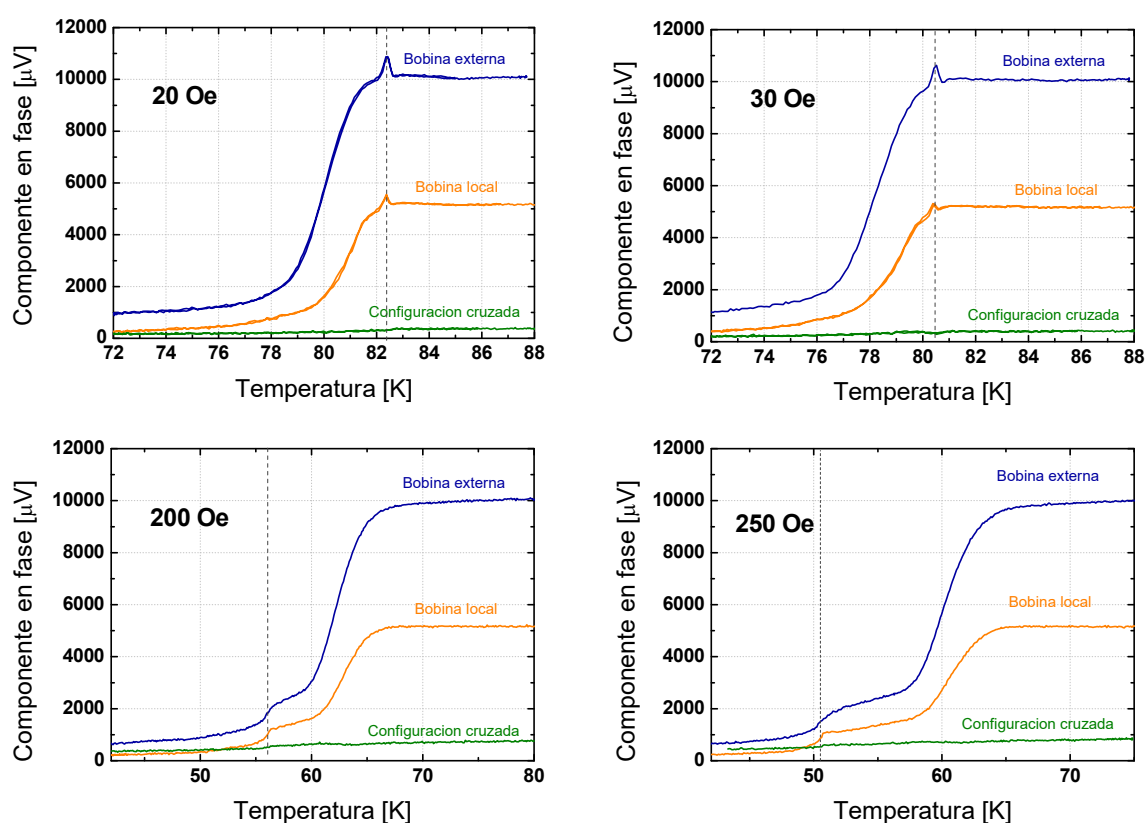


Figura 3.13: Componente en fase de la señal Hall *ac* medida con una excitación con bobina externa (azul), local (naranja) y en configuración cruzada (verde). Los paneles superiores corresponden a campos externos de 20 y 30 Oe, mientras que los inferiores muestran curvas a campos de 200 y 250 Oe. Las líneas punteadas indican la temperatura a la que se detecta el pico paramagnético (paneles superiores) y el segundo apantallamiento (paneles inferiores). Todas las mediciones fueron realizadas con campos de excitación con amplitud 0,4 Gauss RMS y frecuencia 17,1 Hz.

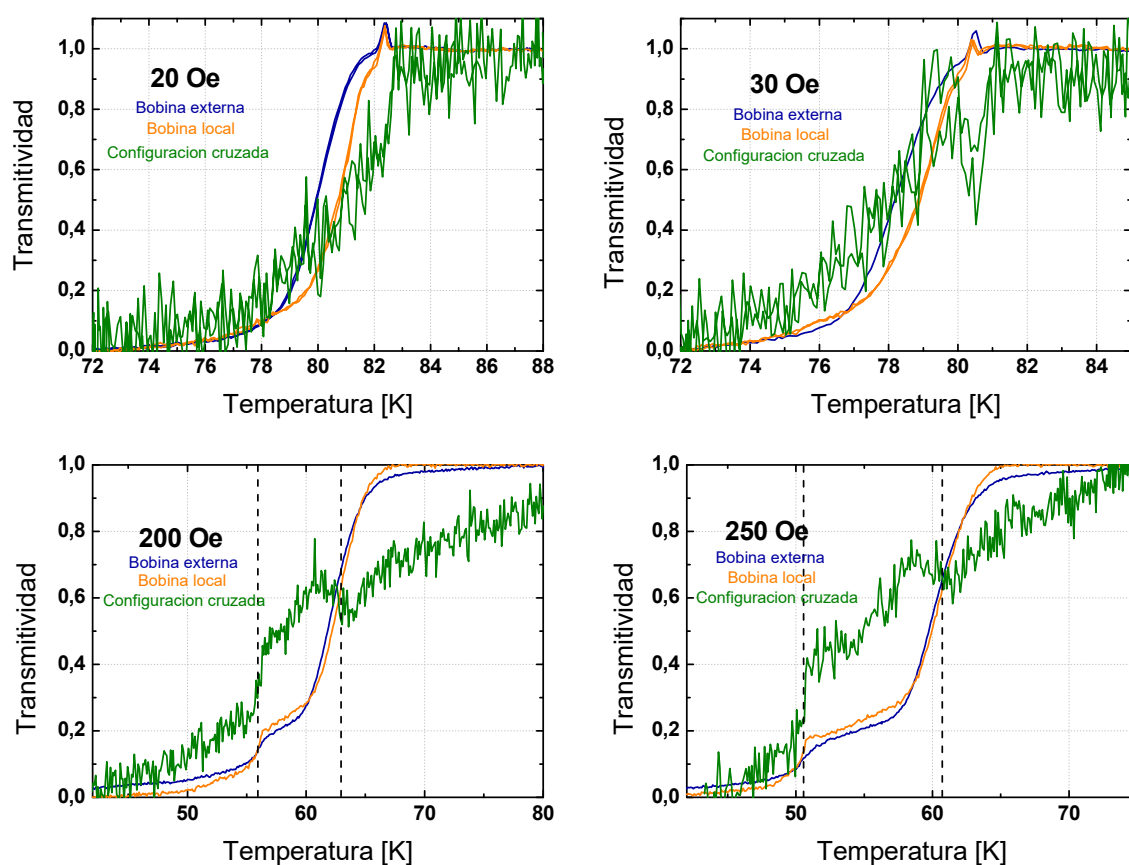


Figura 3.14: Transmitividades correspondientes a las curvas de la Fig. 3.13. Para las temperaturas en que se detectan los picos paramagnéticos a campos bajos se observa una depresión local en la señal de la medición en configuración cruzada. A campos altos en los que se detecta un segundo apantallamiento la señal en configuración cruzada se ve reforzada en el rango de temperaturas entre las líneas punteadas.

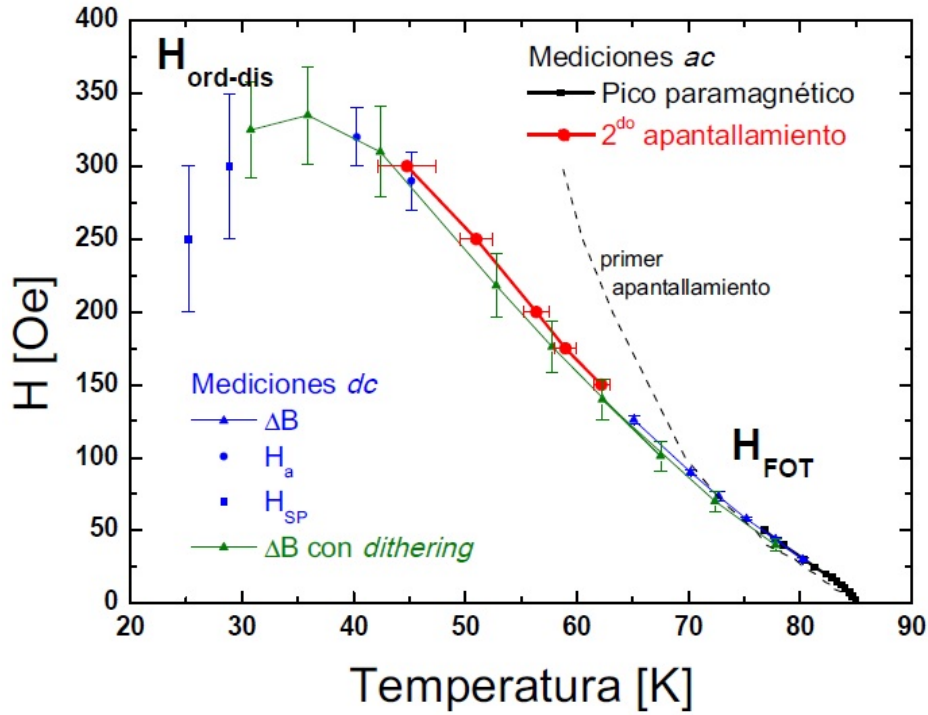


Figura 3.15: Diagrama de fases para la muestra prístina utilizada en las experiencias de no localidad con dos bobinas. Se muestran los efectos indicadores de la transición de primer orden ya presentados en la Fig. 3.5 y se agregan los datos correspondientes al segundo apantallamiento (puntos rojos) medidos tanto en protocolos locales como no locales.

las curvas a campo bajo, mostradas en los paneles superiores, vemos que el pico paramagnético aparece en las curvas donde la excitación se aplica globalmente (bobina externa) y en configuración local directa (bobina local). Los picos se detectan a la misma temperatura en ambos tipos de mediciones, lo que refuerza la idea de que el pico no es el resultado de una forma particular de excitación, sino que hay un mecanismo intrínseco al sistema (la transición de primer orden) que lo genera. La posición del pico en estas curvas coincide con una depresión local en las curvas medidas en la configuración cruzada. Una posible explicación de este fenómeno es que en el rango de temperatura cercana a la fusión en que puede haber coexistencia de fases, ante cambios locales en el campo, el sistema puede responder transformando zonas de una fase en otra. En este caso de medición en configuración cruzada, la excitación generada en un punto de la muestra no logra propagarse mediante deformaciones elásticas de la red hasta el punto de detección.

Los paneles inferiores muestran curvas a campos altos, donde el segundo apantallamiento es visible tanto en las curvas obtenidas con excitación global generada por una bobina externa como con excitación local directa. La señal correspondiente a la configuración cruzada se ve reforzada en el rango de temperaturas entre las líneas punteadas, comprendido entre el apantallamiento usual y el segundo apantallamiento. Esta señal presenta una caída brusca a la temperatura del segundo apantallamiento (línea

punteada de la izquierda). La observación de esta caída en los tres tipos de mediciones motiva a considerar la segunda caída de la transmitividad como el indicio relevante para describir el efecto del segundo apantallamiento.

La caída de la señal medida en la configuración cruzada no varía su posición en temperatura con la amplitud y frecuencia de la excitación *ac* utilizada, como puede verse en la Fig. 3.16. Sin embargo, mayores amplitudes de excitación resultan en un refuerzo más marcado de la señal cruzada (en el rango de temperaturas entre 56 y 63 K en el panel superior de la Fig. 3.16). Para la amplitud más pequeña este efecto es casi imperceptible, y únicamente se distingue una disminución de la señal cruzada al llegar al segundo apantallamiento. A mayor amplitud de excitación el refuerzo de la señal se vuelve más notorio. La frecuencia del campo de excitación no parece producir grandes cambios en la forma general de la curva de señal cruzada.

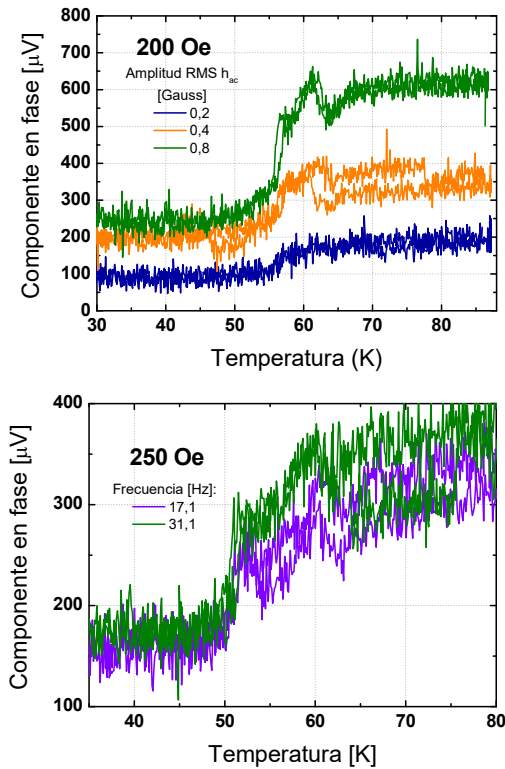


Figura 3.16: Magnitud de la componente en fase medida en la configuración cruzada para campos aplicados de 200 y 250 Oe para distintas amplitudes (panel superior) y frecuencias (panel inferior) de excitación. El refuerzo de la señal cruzada en el rango de temperaturas intermedias al primer y segundo apantallamiento es más marcado a amplitudes mayores. La variación de la frecuencia de excitación no resulta en cambios notorios en la señal (panel inferior)

La caída de la señal de la excitación cruzada, tanto en la transición de primer orden como en el segundo apantallamiento, sugiere que ambos fenómenos pueden estar relacionados. La Fig. 3.15 muestra el diagrama de fases mostrado en la Fig. 3.5 más los puntos correspondientes a la posición de la caída de transmitividad en el segundo apantallamiento. Esta figura muestra la coincidencia de las líneas definidas por el pico paramagnético, por los saltos en B observados en las mediciones *dc* con y sin *dithering*, por el segundo apantallamiento, y por el efecto segundo pico, dentro de las barras de error. Por lo tanto, el efecto de segundo apantallamiento es también un indicador de la ocurrencia de la transición de primer orden en la materia de vórtices en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ prístino. Es importante destacar que si bien dentro de las barras de error todos estos indicadores coinciden, los saltos en B obtenidos a partir de ciclos de magnetización con *dithering* aparecen sistemáticamente un poco más abajo en temperatura y campo del resto de los indicadores de la transición. Pro-

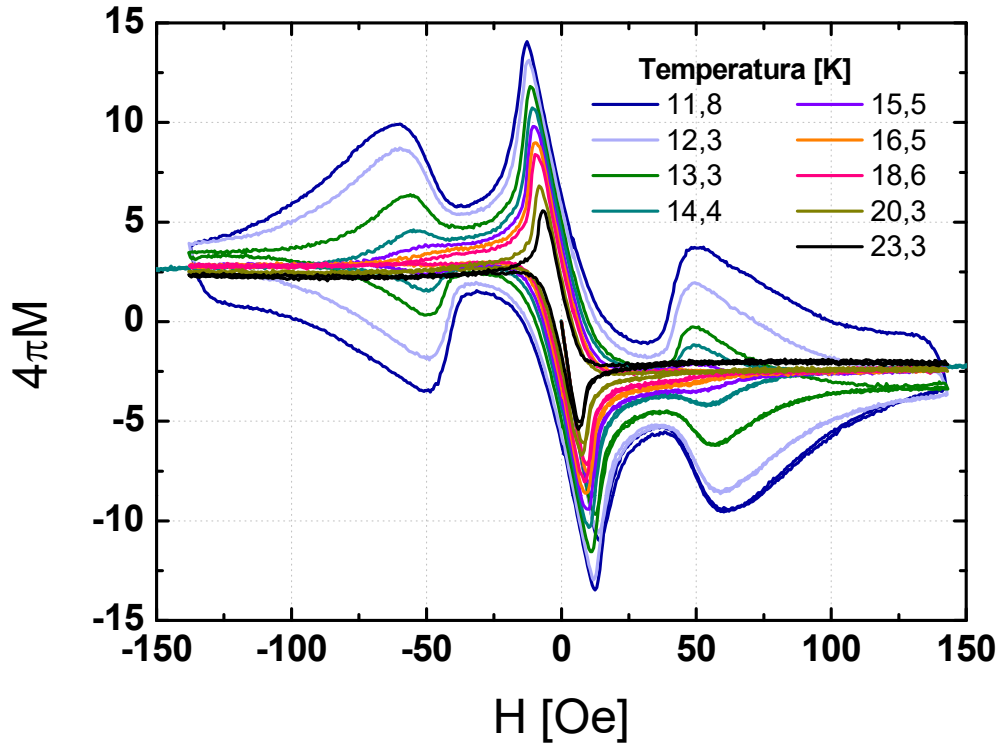


Figura 3.17: Ciclos de magnetización dc para la muestra con defectos generados por irradiación con electrones ($7,4 \times 10^{19} \text{ e/cm}^2$). El efecto segundo pico es claramente visible en el rango de temperaturas entre 11,8 y 15,5 K.

bablemente esto se deba a que la temperatura está levemente subestimada en las mediciones con dithering como consecuencia del calentamiento producido por la bobina de dithering y el desanclaje térmico entre la muestra y el portamuestras.

3.5. Muestras con defectos puntuales fuertes

Para concluir el capítulo reportaremos la fenomenología que observamos en muestras con un mayor grado de desorden puntual que en el caso de muestras prístinas. Se trata de muestras que han sido irradiadas con electrones siguiendo el proceso descrito en la Sección 2.3, lo que produce una distribución aleatoria de defectos puntuales. La temperatura crítica de estas muestras se ve reducida significativamente por la irradiación con electrones. Esto contrasta con la irradiación con iones pesados que produce defectos columnares pero no tiene una gran repercusión en la temperatura crítica de la muestra. La muestra que se estudió en esta sección posee una densidad de irradiación nominal de $7,4 \times 10^{19} \text{ e/cm}^2$ y una temperatura crítica de 37 K.

La Fig. 3.17 muestra ciclos de magnetización dc en los que se observa claramente un efecto segundo pico, prominente a temperaturas bajas, en el rango entre 11,8 y 15,5 K. Por encima de los 15,5 K el ensanchamiento del segundo pico da lugar a un

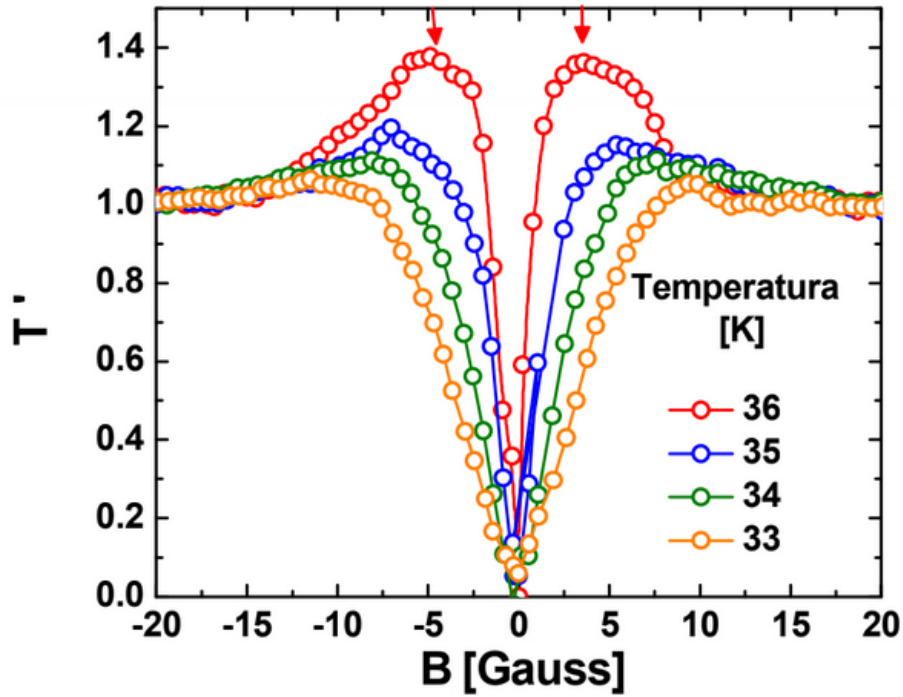


Figura 3.18: Curvas de transmitividad en función de campo para la muestra con defectos puntuales producidos por irradiación con electrones. Se observan picos anchos que podrían deberse a una transición de primer orden.

angostamiento de las ramas. A temperaturas mayores a 20 K el comportamiento es casi reversible, excepto para campos muy bajos, a los que se observa una irreversibilidad atribuible a barreras de superficie. Esta fenomenología es similar a la descrita en muestras prístinas pero desplazada hacia temperaturas más bajas ya que la T_c ahora es menor.

Las mediciones de transmitividad en función de la temperatura presentan un apantallamiento al bajar la temperatura, pero no muestran picos paramagnéticos prominentes que permitan ubicar la transición de primer orden en el diagrama de fases. Por otro lado, la Fig. 3.18 muestra curvas de transmitividad en función del campo que presentan picos anchos que podrían ser indicadores de una transición de primer orden.

Las mediciones del tercer armónico muestran el comportamiento usual de linealidad a altas temperaturas y la aparición de una señal no nula al cruzar la línea de irreversibilidad. Los resultados de mediciones de T_{h3} para distintos campos aplicados se muestran en la Fig. 3.19. Finalmente, la Fig. 3.20 presenta un diagrama de fases comparando datos medidos en la muestra con defectos puntuales estudiada en esta sección y otras dos muestras. Los puntos negros corresponden a datos de la transición de primer orden y la línea de irreversibilidad (curva negra punteada) medidas en una muestra prístina óptimamente dopada [13]. Los puntos azules oscuros corresponden a una muestra irradiada con una dosis de $1,7 \times 10^{19} \text{ e/cm}^2$, menor a la dosis de irradiación de la muestra estudiada en esta sección. De esta figura se concluye que al aumentar

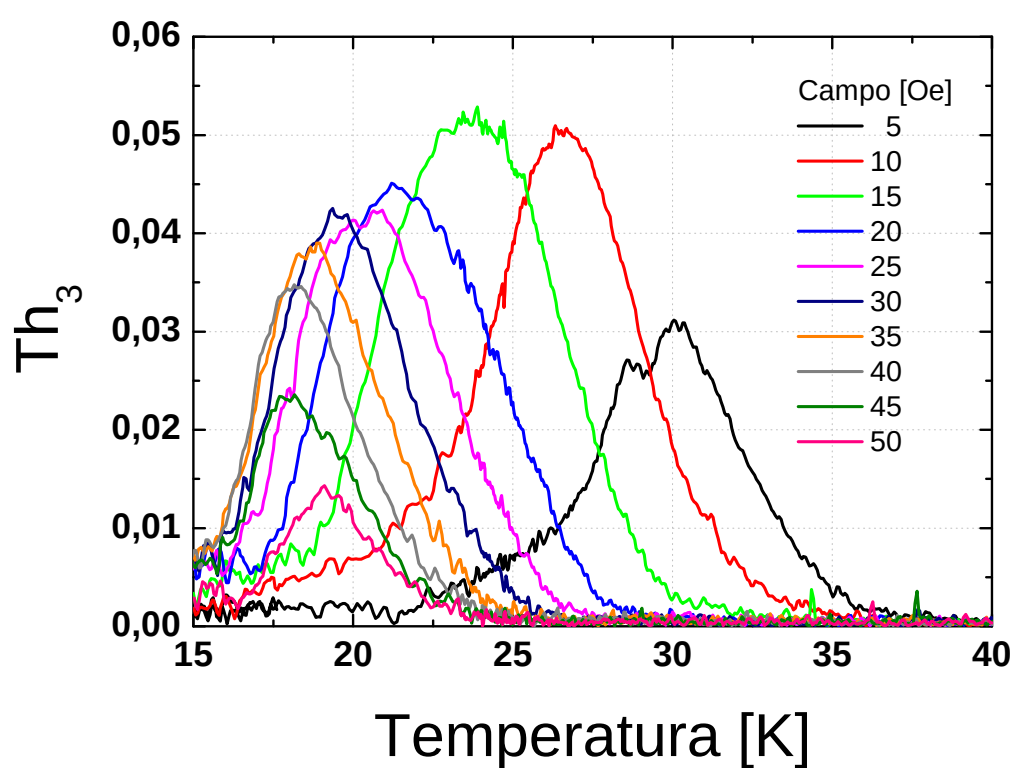


Figura 3.19: Curvas de magnitud del tercer armónico normalizado para la muestra irradiada con electrones. A temperaturas altas el comportamiento es lineal y $T_{h3}=0$. A temperaturas más bajas la señal del tercer armónico se hace no nula, definiendo la temperatura de irreversibilidad.

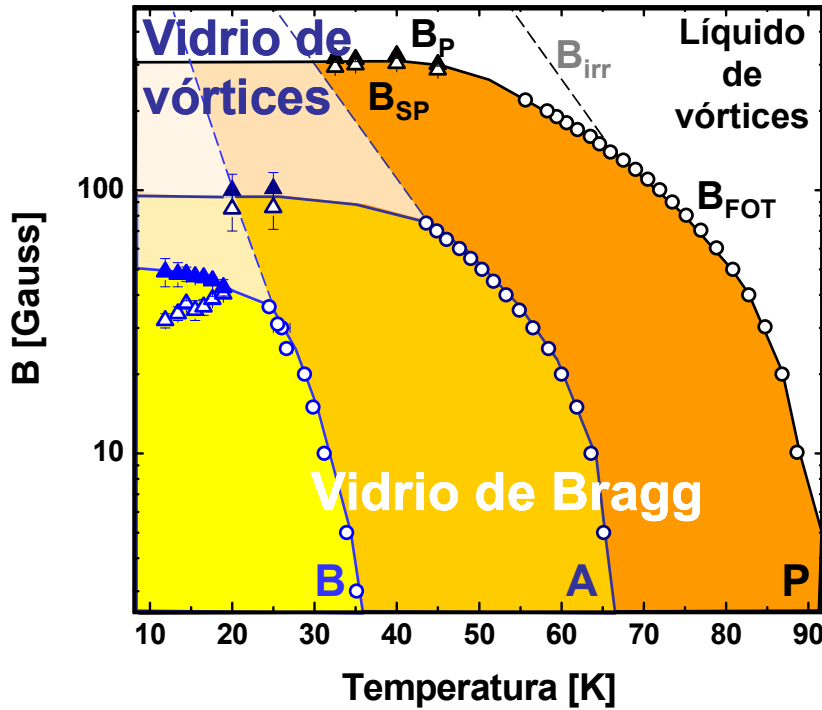


Figura 3.20: Diagrama de fases de la materia de vórtices nucleados en muestras de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ prístina (P) e irradiadas con electrones (A) y (B). La muestra (A) fue irradiada con $1,7 \times 10^{19} \text{ e/cm}^2$ y su diagrama de fases fue caracterizado por colaboradores [13]. La muestra (B) irradiada con $7,4 \times 10^{19} \text{ e/cm}^2$ es la estudiada en esta sección. Los puntos correspondientes a la transición de fusión se indican como B_{FOT} y la continuación de la transición a bajas temperaturas se indica con los puntos B_{SP} y B_P correspondientes al onset y la ubicación del segundo pico. La línea de irreversibilidad de cada muestra se indica con líneas punteadas.

la densidad de defectos puntuales producidos por irradiación con electrones la fase del vidrio de Bragg se retrae a una región más pequeña en campo y temperatura comparado con el diagrama de fases para muestras prístinas. Esta retracción se debe tanto a una disminución en T_c como en el campo de transición de primer orden a temperaturas bajas al aumentar la densidad de defectos puntuales.

La detección de la disminución del campo de transición orden-desorden al aumentar la dosis de irradiación con electrones permitió plantearse la posibilidad de estudiar estas muestras particulares con la técnica de decoración magnética para tener acceso directo a las propiedades estructurales de la fase del vidrio de vórtices. Esta información no estaba disponible en la literatura. En un trabajo de investigación asociado a la tesis y publicado recientemente se presentan los resultados de este estudio [13].

3.6. Conclusiones

El conjunto de mediciones que hemos presentado a lo largo de este capítulo nos permite sacar una serie de conclusiones sobre la materia de vórtices en muestras prístinas y con defectos puntuales añadidos por irradiación con electrones. Primeramente, hemos

verificado que la implementación de las técnicas de magnetometría Hall local *dc* y *ac* brinda resultados que reproducen la fenomenología ya descrita en la literatura para muestras prístinas, lo cual nos habilita a intentar aplicarlas en muestras con otro tipo de defectos introducidos artificialmente. En segundo lugar, las mediciones de transmitividad en función de temperatura a campos altos revelan un apantallamiento en dos etapas que no había sido reportado previamente en la literatura. El comportamiento de este segundo apantallamiento y su localización en el diagrama de fases en relación a los demás indicadores de la transición de primer orden sugieren que este efecto observado en la transmitividad es la manifestación de la transición de primer orden en un rango de campos en el cual no es posible detectar el pico paramagnético.

La comparación entre mediciones de transmitividad en función de la temperatura en las configuraciones directa y cruzada (medición no local) sugiere que en el mecanismo por el cual se produce el apantallamiento de la señal *ac* en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ intervienen dos factores determinantes que dominan en diferentes rangos de temperatura. Uno de estos factores es el cambio en las propiedades elásticas de la red de vórtices causada por el paso de la fase líquida a la sólida, y el otro son las barreras de Bean-Livingston y geométricas para la penetración del flujo magnético. La solidificación de la red de vórtices conduce a una fase más rígida y por lo tanto muy efectiva para apantallar la señal *ac* tanto en las configuraciones directa y cruzada, mientras que las barreras de superficie causan un apantallamiento en la señal directa pero resultan en un aumento de la señal cruzada. Interpretamos las curvas de transmitividad a campos altos que presentan segundo apantallamiento como un apantallamiento en dos etapas, donde el primero es dominado por barreras de superficie y el segundo por el paso a la fase sólida. Este es el responsable del segundo apantallamiento.

La introducción de desorden puntual por irradiación con electrones reduce el campo al cual aparece el efecto de segundo pico [52], lo que concuerda con los resultados expuestos en la Fig. 3.17 y el diagrama de fases de la Fig. 3.20. Es posible que la transición de primer orden en muestras prístinas persista incluso en muestras con densidades de defectos puntuales tan alta como la estudiada en este capítulo. La caracterización del diagrama de fases en la muestra estudiada en esta tesis permitió obtener el dato de que a campos $H \sim 60 \text{ Oe}$ la fase estable es el vidrio de vórtices. Como consecuencia, dentro del grupo de trabajo se realizaron experimentos de decoración magnética que brindaron las primeras imágenes en espacio real y en campos de visión extendidos de la fase del vidrio de vórtices [13].

Capítulo 4

Propiedades termodinámicas y magnéticas de la materia de vórtices en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ con desorden correlacionado diluido

Como se discutió en los capítulos anteriores, la materia de vórtices nucleada en muestras prístinas de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ presenta una transición de fase de primer orden entre un líquido y un sólido de vórtices, que continúa como una transición de orden-desorden a bajas temperaturas. El efecto que tiene sobre esta transición la adición de defectos columnares ha sido estudiado por varios autores con técnicas diversas. El panorama que emerge de los reportes previos en la literatura científica no es del todo claro, ver discusión en la Sec. 4.3. Es esperable que a densidades muy bajas de defectos columnares, el diagrama de fases de la materia de vórtices sea similar a una muestra prístina. A medida que aumenta la densidad de defectos, la transición puede cambiar su naturaleza de alguna manera, y el mecanismo por el cual esto sucede puede ayudarnos a comprender cuestiones asociadas no sólo a la materia de vórtices, sino también a la termodinámica de sistemas con desorden. Entre los reportes que hemos encontrado en la literatura para bajas densidades de defectos columnares, ninguno aborda el problema con la técnica de magnetometría *ac* descrita en la sección 2.1.4. La precisión de esta técnica para la detección de la transición nos motiva a aplicarla para estudiar muestras con campos de conmensurabilidad B_Φ menores a 100 Gauss, en el rango de campos en que se detecta la transición de fusión en muestras prístinas. En este rango de parámetros la densidad de vórtices resulta comparable a la de defectos. Es en este sentido que decimos que en este capítulo presentamos resultados sobre la física de la materia de vórtices nucleada en muestras con desorden correlacionado diluido.

En este capítulo caracterizaremos de la manera más completa posible el diagra-

ma de fases de la materia de vórtices en Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ} con densidades de defectos columnares comprendidos entre campos de conmensurabilidad B_Φ de 10 a 90 Gauss. Todas las muestras estudiadas pertenecen al mismo batch de muestras y los defectos columnares fueron producidos por irradiación con iones de Xe con una energía de 1 GeV. Para mayores detalles sobre las muestras y los defectos columnares puede consultarse la Sec. 2.3. Para construir el diagrama de fases se recurrió a la magnetometría Hall local en sus versiones *ac* y *dc*. Se estudiaron los indicadores de la transición presentados en el capítulo precedente para el caso de muestras prístinas. Se encuentran algunas diferencias en la detección de tales indicadores al comparar los casos de muestras prístinas con aquellas con defectos columnares. Discutimos las implicancias respecto al diagrama de fases de la materia de vórtices nucleada en muestras con desorden correlacionado diluido.

4.1. Transición de fusión en muestras con defectos columnares

La transición de primer orden observada en muestras prístinas de Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ} persiste, al menos a campos suficientemente bajos, al incluir una baja densidad de defectos columnares, aunque es posible que se produzca un cambio de orden a partir de cierto campo crítico [60, 61]. Cuando la densidad de vórtices supera a la de defectos, $B > B_\Phi$, la estructura de vórtices es policristalina [62] y cada cristalito está enmarcado por vórtices muy anclados. La transición en este sistema es comparable a la que ocurre en el material que reside en los poros de una matriz inerte. Se detectaron cambios en la ubicación de la línea de transición en el diagrama de fases al variar la densidad de desorden y también fueron reportados puntos críticos en los cuales la transición cambia de orden [61]. Este panorama, que aún se encuentra en discusión, fue propuesto utilizando la técnica de magneto óptica diferencial [61, 62] y de magnetometría *dc* [60] en muestras irradiadas con iones de Pb con $B_\Phi = 5, 10, 20, 50, 100$ Gauss, provenientes de distintos batches de crecimiento y aún con distintos niveles de dopaje.

En este capítulo estudiamos muestras todas provenientes del mismo batch e irradiadas con iones de Xe con campos de conmensurabilidad $B_\Phi = 10, 30, 40, 60$ y 90 Gauss. Realizamos este estudio sistemático aplicando la técnica de magnetometría Hall *ac*. Las ventajas que la transmitividad presenta con respecto a las técnicas magneto ópticas y magnetometría Hall *dc* son la detección de la transición como un pico paramagnético y la capacidad de detectar saltos en densidad con una precisión de hasta 0.02 Gauss, teniendo también la posibilidad de extraer cantidades termodinámicas a partir de esta información y realizar mediciones a escala local.

En todas las muestras medidas se detectaron picos paramagnéticos en curvas de

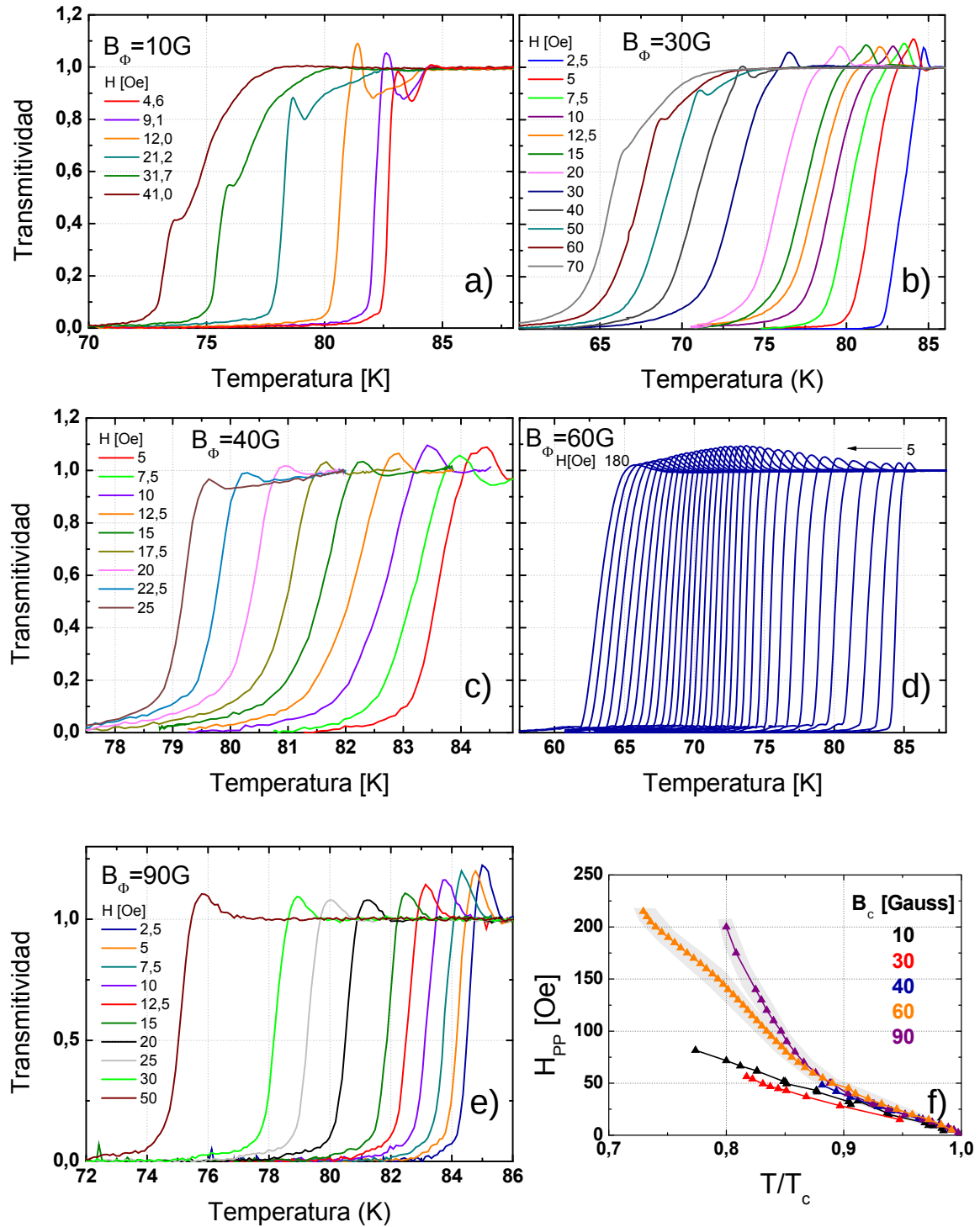


Figura 4.1: Curvas de transmitividad en función de la temperatura para muestras de Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ} con defectos columnares generados con un campo de conmensurabilidad de $B_\Phi =$ (a) 10, (b) 30, (c) 40, (d) 60 y (e) 90 Gauss. Los datos correspondientes a la muestra con $B_\Phi = 10$ Gauss fueron medidos en colaboración con Lucas J. Albornoz en el contexto de su trabajo de Maestría en Física [63]. (f) Evolución con temperatura del campo al que se detecta el pico paramagnético, H_{pp} , para las cinco densidades de columnares estudiadas (triángulos llenos) y las muestras prístinas estudiadas en el capítulo precedente (línea verde). Los errores en la detección del pico son menores al tamaño de los puntos. La temperatura a la que se detectan los picos paramagnéticos en las muestras con $B_\Phi = 60$ y 90 Gauss depende levemente de la frecuencia y amplitud del campo de excitación ac , pero en este gráfico estas variaciones se encuentran dentro del tamaño de los puntos.

transmitividad hasta campos máximos que dependen de cuán abrupto es el apantallamiento en cada muestra. Por ejemplo, la Fig. 4.1 presenta mediciones de transmitividad en función de la temperatura para cada una de las muestras estudiadas con campos de conmensurabilidad de $B_\Phi =$ (a) 10, (b) 30, (c) 40, (d) 60 y (e) 90 Gauss. En estas mediciones los campos de excitación h_{ac} aplicados tienen una frecuencia de 7.1 (paneles (c), (d) y (e)) y 13.1 Hz (paneles (a) y (b)) Hz y una amplitud de 0.4 (paneles (a), (c) y (e)), 0.56 (panel (b)) y 1.1 (panel (d)). Estos son ejemplos pero los picos paramagnéticos se detectaron en un amplio rango de frecuencias y amplitudes de excitación. Todas las curvas presentadas en esta figura muestran un comportamiento en común: transmitividad unitaria a altas temperaturas, apantallamiento de la señal a temperaturas intermedias y saturación a bajas temperaturas (transmitividad nula). Montado sobre este fondo se observa la presencia de un pico en la transmitividad. Para todas las muestras, el pico se detecta a temperaturas más bajas al aumentar el campo, siguiendo el comportamiento esperado para la transición de primer orden.

La ubicación de los picos paramagnéticos en el fondo de la evolución de la transmitividad y el campo máximo de detección presenta características diferenciadas para dos grupos de muestras. Para el caso de muestras con $B_\Phi = 10, 30$, y 40 Gauss el pico se detecta hasta campos aplicados entre 50 y 70 Oe. A bajos campos el pico se detecta en las cercanías del flanco superior del primer apantallamiento y al aumentar campo se desarrolla dentro del escalón del primer apantallamiento. En contraste, para las muestras con $B_\Phi = 60$ y 90 Gauss, el pico paramagnético se detecta hasta campos del orden de 200 Oe. Llamativamente, en estas muestras el pico se detecta siempre en las cercanías del flanco superior del primer apantallamiento. Para cuantificar esta fenomenología, el panel (f) de la Fig. 4.1 muestra la variación con temperatura reducida del campo al que se detecta el pico paramagnético, H_{pp} , para las cinco muestras con defectos columnares estudiadas. Se observa que la pendiente de las curvas de H_{pp} vs. T es similar para todas las muestras hasta campos de $H \sim 50$ Oe, pero las muestras con $B_\Phi \geq 60$ Gauss tienen un quiebre resultando en pendientes notablemente mayores (en valor absoluto) a las otras curvas en la región de campos más altos. Por lo tanto, hay un comportamiento diferenciado en dos grupos de muestras; discutiremos en más detalle en los próximos párrafos.

Los picos paramagnéticos también se detectan en curvas de transmitividad como función del campo aplicado. En estas mediciones se realiza un barrido de campo partiendo de campo nulo y a una temperatura constante, alcanzada después de haber enfriado a campo nulo (*zero field cooling*). Las figuras 4.2 y 4.3 muestran barridos de transmitividad en función de campo para las muestras con $B_\Phi = 30$ y 40 G respectivamente. En ambos casos, a temperaturas altas es posible distinguir un pico paramagnético que corresponde a la transición de primer orden. Por ejemplo, los picos pueden observarse en las curvas a 80,4 y 74,1 K de la Fig. 4.2 y en el panel superior de la Fig. 4.3.

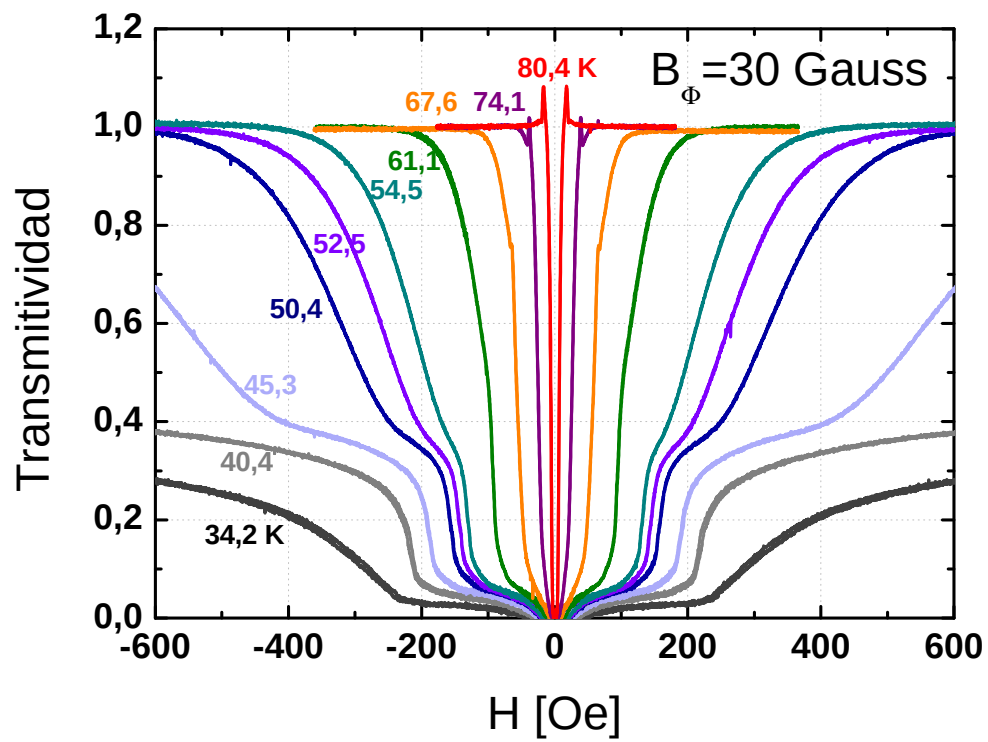


Figura 4.2: Transmitividad en función del campo aplicado para la muestra con defectos columnares con un campo de commensurabilidad $B_\phi = 30$ Gauss. Mediciones realizadas en el rango de temperatura entre 34,2 y 80,4 K. La excitación *ac* utilizada tiene una amplitud de 0,56 Oe RMS y una frecuencia de 13,1 Hz.

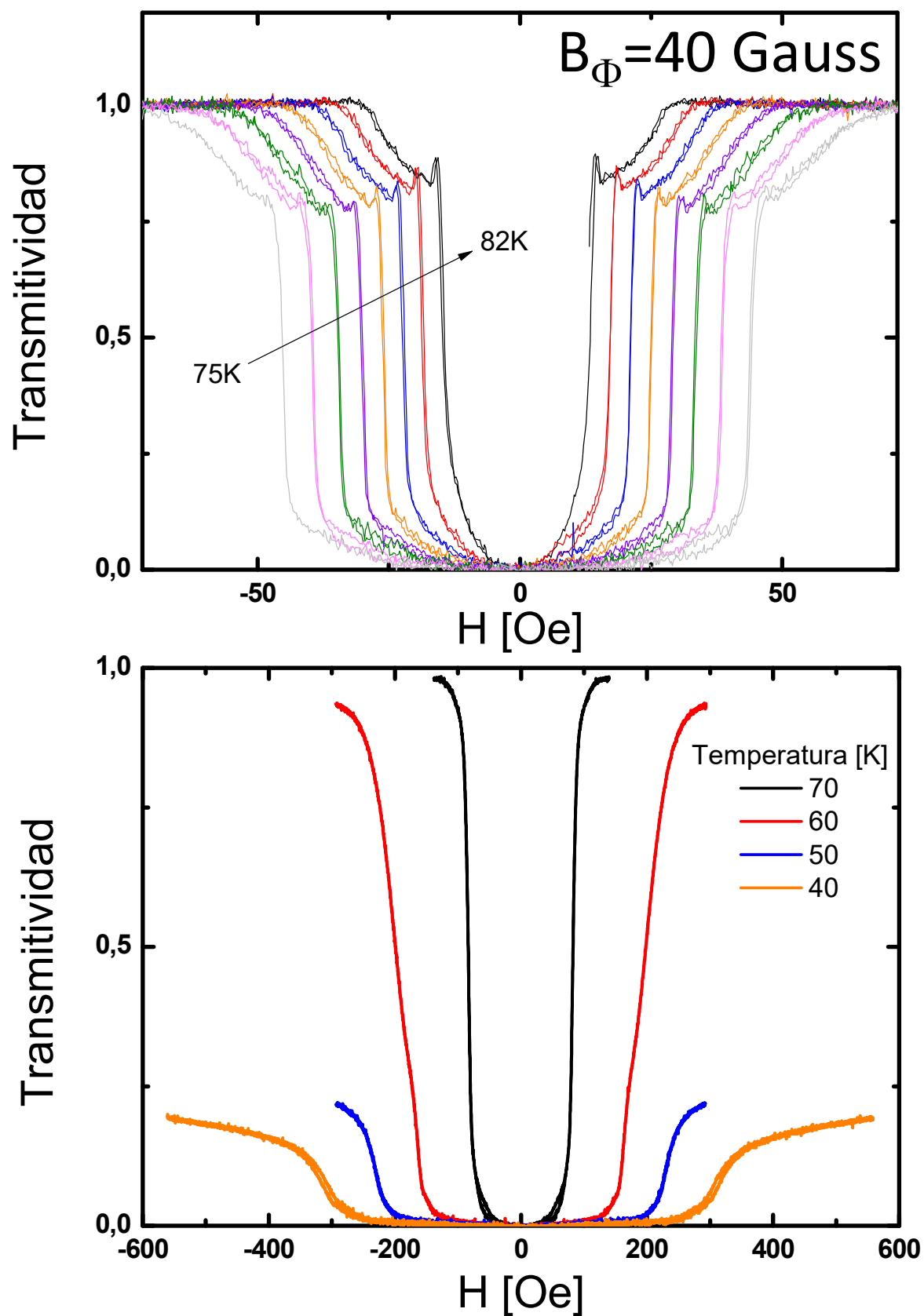


Figura 4.3: Transmitividad en función del campo aplicado para la muestra con defectos columnares con una densidad de $B_\Phi = 40$ Gauss. Panel superior: mediciones en el rango de temperaturas entre 75 y 82 K en que se detecta el pico paramagnético. Panel inferior: mediciones en el rango de temperaturas bajas e intermedias entre 40 y 70 K. La frecuencia del campo de excitación es de 13,1 Hz mientras que la amplitud es de 0,2 Oe RMS para las curvas del panel superior y 0,6 Oe RMS para las del panel inferior.

Pusimos a prueba la robustez de la posición en el diagrama de fases $H - T$ del pico paramagnético realizando mediciones de transmitividad ac variando la frecuencia y la amplitud de la excitación aplicada. La Fig. 4.4 muestra un conjunto de curvas de transmitividad en función de la temperatura para el caso de la muestra con $B_\Phi = 10$ Gauss. Se muestran resultados para dos campos aplicados: 10 Oe en los paneles de la izquierda y 60 Oe en los de la derecha. Los paneles superiores presentan curvas obtenidas a varias frecuencias pero una misma amplitud de excitación ac de 0,5 Oe RMS. El rango de frecuencias estudiado abarca dos órdenes de magnitud, entre 0,71 y 71 Hz. El apantallamiento se corre a temperaturas más bajas al disminuir la frecuencia de excitación. El pico paramagnético se observa claramente en la curva de 71 Hz y al disminuir la frecuencia se desarrolla un segundo pico a temperaturas menores. Este segundo pico es el más notorio en la curva de 0,71 Hz. Sin embargo, incluso a la frecuencia más baja, sigue notándose un resabio del pico detectado a 71 Hz montado sobre este segundo pico. Interpretamos este resultado como la robustez del pico paramagnético frente a cambios en frecuencia, mientras que el segundo pico detectado a frecuencias menores puede ser un efecto espurio. Las curvas de transmitividad a 60 Oe muestran un efecto de segundo apantallamiento para todas las frecuencias utilizadas. La temperatura característica del segundo apantallamiento no varía dramáticamente con la frecuencia. Los paneles inferiores de la Fig. 4.4 muestran curvas de transmitividad para una misma frecuencia de excitación de 7,1 Hz pero con amplitudes de excitación diferentes, entre 0.125 y 1 Oe RMS. El apantallamiento se corre a temperaturas más bajas al aumentar la amplitud de excitación. En consonancia con los resultados del panel superior para distintas frecuencias de excitación y amplitud de 0.5 Oe RMS, a 10 Oe se detecta un pico paramagnético a 81 K que es enmascarado por un pico adicional que aparece únicamente para amplitudes de excitación altas. A 60 Oe vemos un segundo apantallamiento para todas las amplitudes de excitación utilizadas cuya temperatura característica no depende significativamente de la amplitud.

Este comportamiento observado en la muestra con $B_\Phi=10$ Gauss, presentando un pico paramagnético principal y un pico adicional que se desarrolla a determinadas frecuencias y amplitudes de la excitación es patológico de esta muestra y podría estar asociado a un efecto espúreo de inhomogeneidades en la penetración de vórtices. La Fig. 4.5 muestra curvas de transmitividad en función de temperatura variando la amplitud y frecuencia de excitación para la muestra con una densidad de columnares de $B_\Phi=40$ Gauss. Como se observa en la Fig. 4.5, en esta muestra no se detecta ningún pico espurio. La posición del pico paramagnético en el diagrama de fases es robusta frente a estos cambios en la señal de excitación. En el caso de la muestra con $B_\Phi=30$ Gauss también encontramos que la posición del pico paramagnético es robusta frente a cambios en amplitud y frecuencia de la excitación.

En contraste, en las muestras con mayores densidades de defectos columnares, $B_\Phi =$

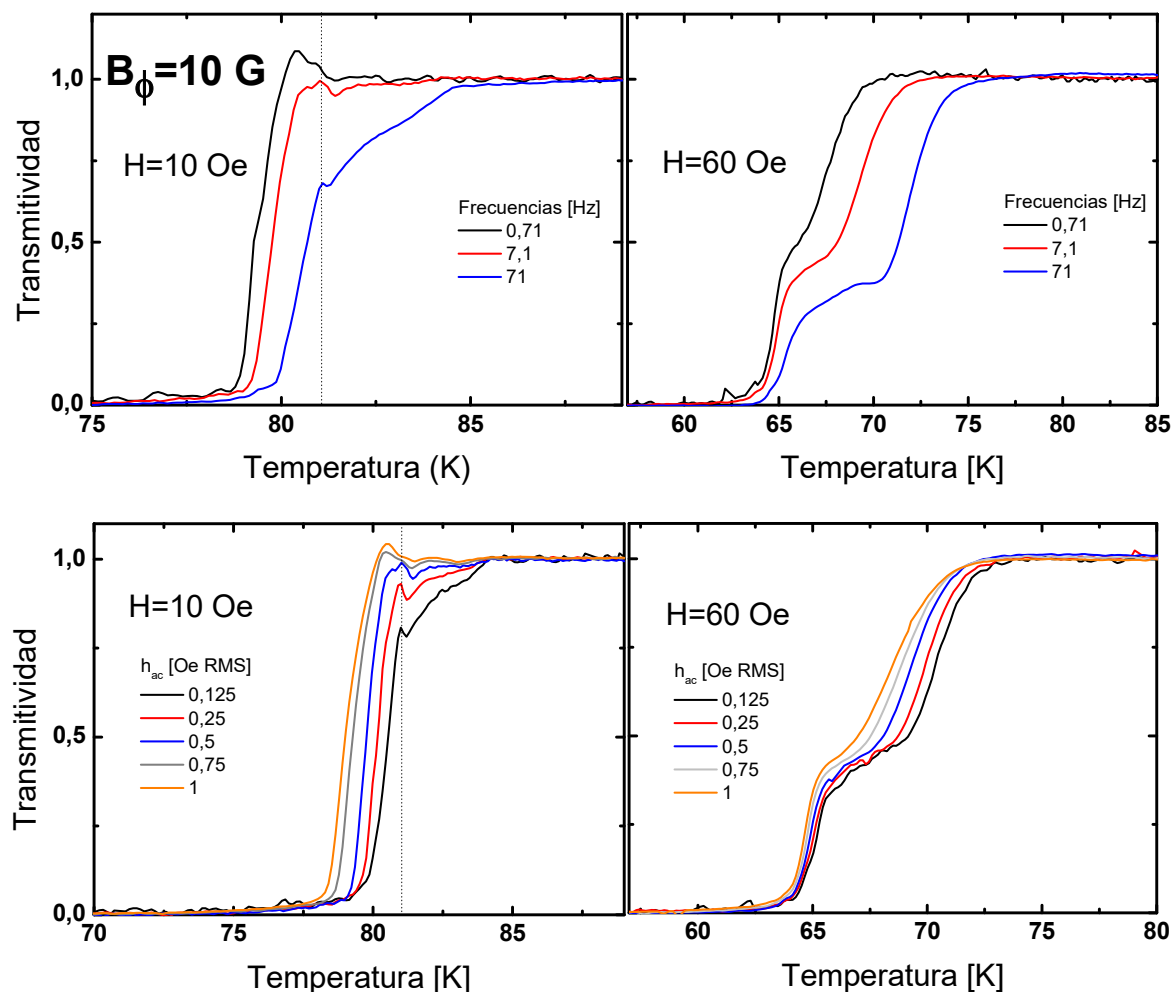


Figura 4.4: Curvas de transmitividad en función de la temperatura para la muestra con una densidad de defectos columnares de $B_\phi = 10 \text{ Gauss}$. Paneles izquierdos: mediciones a un campo dc de 10 Oe; paneles derechos: mediciones a un campo dc de 60 Oe. En los paneles superiores se varía la frecuencia manteniendo constante la amplitud de la excitación (0,5 Oe RMS). En los paneles inferiores se varía la amplitud de excitación manteniendo constante la frecuencia (7.1 Hz).

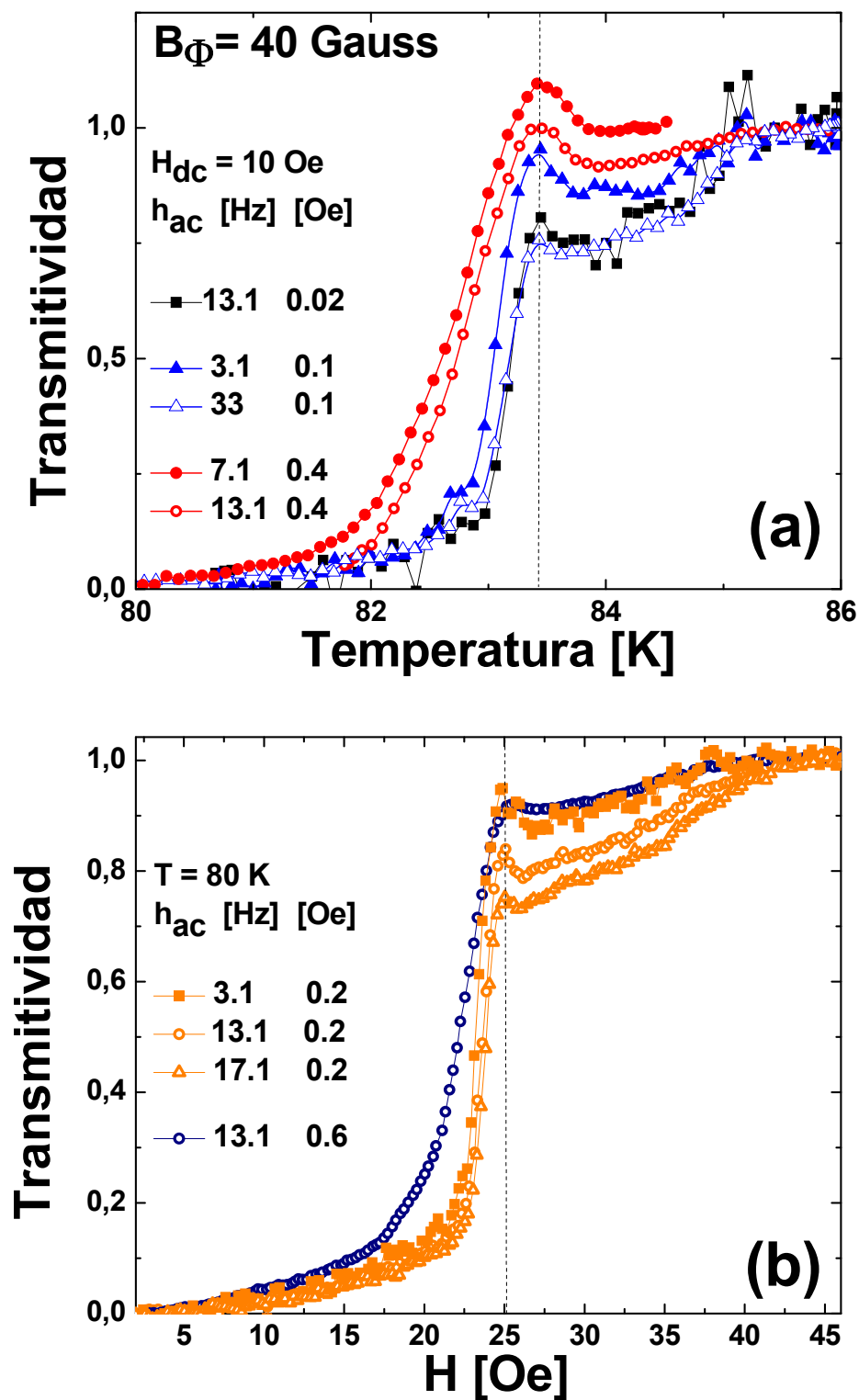


Figura 4.5: Curvas de transmitividad en función de (a) temperatura y (b) campo para la muestra con una densidad de defectos columnares de $B_{\Phi}=40 \text{ Gauss}$. Las mediciones fueron realizadas a bajos campos dc de 10 Oe y altas temperaturas de 80 K. Se aplicaron varias amplitudes y frecuencias de excitación tal como se indica en la figura.

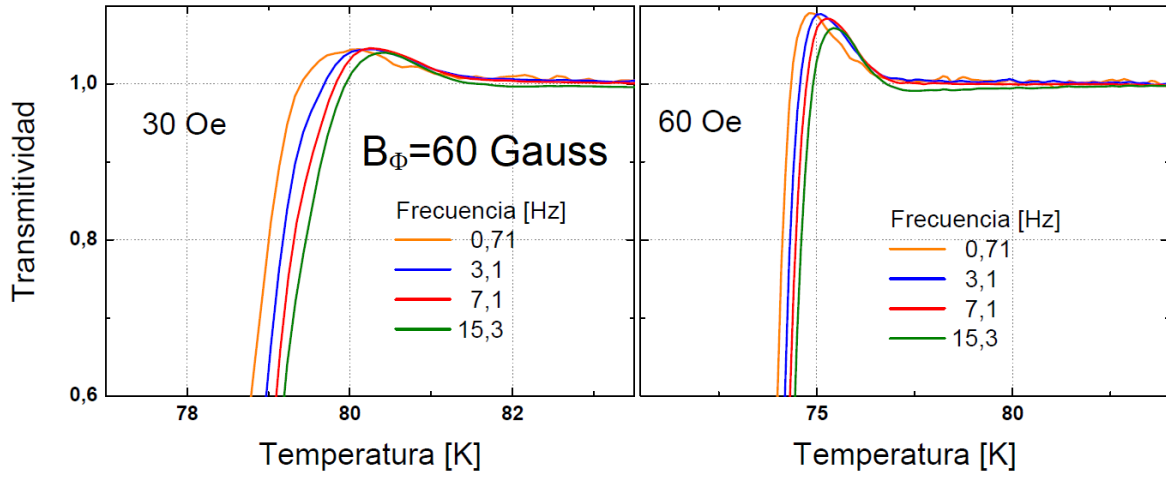


Figura 4.6: Transmitividad en función de temperatura para la muestra con una densidad de defectos columnares de $B_\Phi = 60$ Gauss. Panel izquierdo: mediciones a un campo externo aplicado de 30 Oe; panel derecho: mediciones a un campo aplicado de 60 Oe. Se muestra con distintos colores las mediciones realizadas a varias frecuencias según indicado en las leyendas. La amplitud del campo de excitación ac es en todos los casos de 1 Oe RMS.

60 y 90 Gauss, se detecta un cambio sistemático en la posición en temperatura del pico paramagnético al variar la frecuencia y la amplitud de la excitación. Esto se ilustra por ejemplo en la Fig. 4.6 que presenta curvas de transmitividad en la muestra con $B_\Phi = 60$ Gauss para campos aplicados de 30 (panel izquierdo) y 60 Oe (panel derecho). Las mediciones fueron realizadas utilizando una amplitud de excitación fija de 1 Oe RMS y distintas frecuencias de excitación entre 0.71 y 15,3 Hz. Se observa un corrimiento pequeño pero sistemático de la temperatura a la cual se detecta el pico, evolucionando hacia temperaturas menores al utilizar frecuencias más bajas. Para ambos campos aplicados, este corrimiento es del orden de 1 K, pequeño pero mayor al error en la medición de temperatura. Aunque no se muestra en esta figura, para las muestras con $B_\Phi = 60$ y 90 Gauss también se observa un cambio en la posición en temperatura del pico paramagnético al variar la amplitud de excitación, corriéndose a temperaturas más bajas para amplitudes más altas. Por lo tanto, para las muestras con mayores dosis de defectos columnares la posición del pico paramagnético en el diagrama de fases puede variar en 1 K dependiendo de la frecuencia y la amplitud de la excitación. Esto se muestra en el panel (f) de la Fig. 4.1 con una región sombreada en gris por debajo de los puntos de H_{pp} correspondientes a estas muestras.

4.2. Efecto segundo pico en muestras con defectos columnares

En la sección precedente hemos notado que la fenomenología de las curvas de transmitividad para las muestras con defectos columnares es similar a la reportada

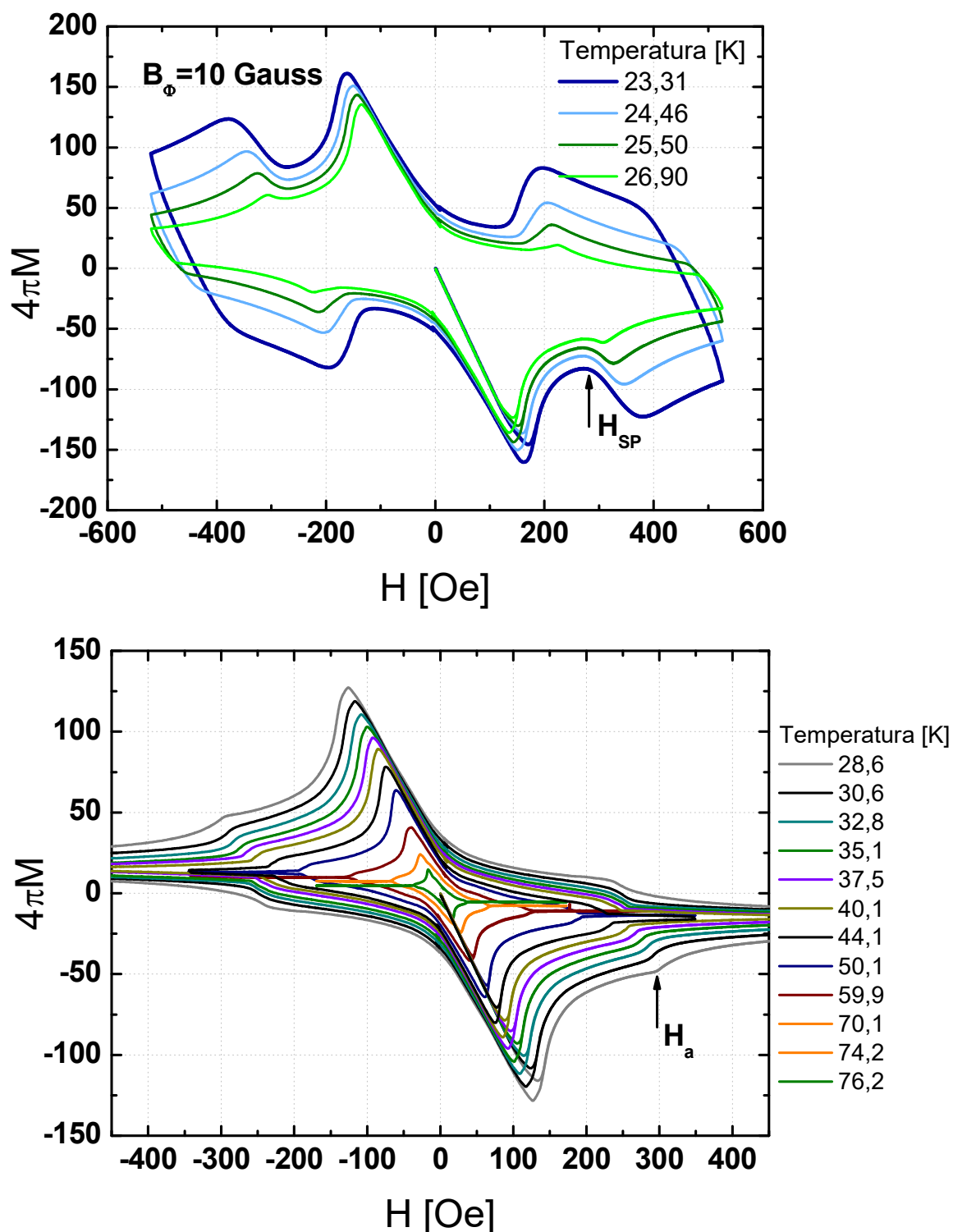


Figura 4.7: Ciclos de histéresis en la magnetización de la muestra con una densidad de defectos columnares de $B_\phi = 10$ Gauss medidos a varias temperaturas. Panel superior: ciclos de magnetización medidos a temperaturas menores a 28 K. El efecto segundo pico se detecta como un ensanchamiento en el ciclo de histéresis y el campo característico del efecto, H_{SP} se indica con una flecha por ejemplo para la curva de 23,3 K. Panel inferior: resultados medidos en el rango de temperaturas mayor a 28 K en el que el segundo pico se observa como un angostamiento del ciclo. El campo característico, H_a , se indica con una flecha para el caso de 28,6 K.

para las muestras prístinas en el Cap. 3, distinguiéndose un apantallamiento y un pico paramagnético atribuible a una transición de primer orden. La continuación de esta transición a temperaturas bajas se pone de manifiesto en muestras prístinas a través del efecto segundo pico en mediciones de magnetización dc . En esta sección reportamos la presencia de este efecto en las muestras con defectos columnares. Los resultados presentados en esta sección serán utilizados para construir los diagramas de fase que se presentarán en la próxima sección.

La Fig. 4.7 muestra un conjunto de ciclos de histéresis en la magnetización dc de la muestra con una densidad de defectos columnares de $B_\Phi=10$ Gauss. A temperaturas menores a 28 K, ver panel superior, el ciclo presenta un ensanchamiento asociado al segundo pico. En este panel se indica con una flecha el campo característico del efecto, H_{SP} para una curva ilustrativa. A temperaturas más elevadas este ensanchamiento se convierte en un angostamiento, tal como se detectó en las muestras prístinas. El campo característico H_a se indica en el panel inferior de la Fig. 4.7 para una temperatura particular. Una fenomenología similar se observa en las muestras con densidades de defectos columnares $B_\Phi = 30$ y 40 Gauss, ver paneles superior e inferior de la Fig. 4.8, respectivamente. Para las muestras con $B_\Phi \leq 40$ Gauss, las posiciones en un diagrama de fases $H - T$ del angostamiento del ciclo dc y del pico paramagnético en mediciones ac parecen coincidir en una misma línea continua, lo cual sugiere que en estas muestras ambos efectos también son manifestaciones de una única transición continua e ininterrumpida.

En el caso de las muestras con mayores densidades de defectos columnares, $B_\Phi = 60$ y 90 Gauss, los ciclos de magnetización medidos a varias temperaturas se muestran en la Fig. 4.9. En el panel superior se muestran los resultados para la muestra con $B_\Phi = 60$ Gauss donde se aprecia el efecto segundo pico con características similares a las observadas para muestras con menores densidades de defectos. La única diferencia es que el efecto de ensanchamiento y angostamiento se observa de forma menos notoria en la muestra con $B_\Phi = 60$ Gauss respecto al caso de B_Φ menores, probablemente asociado a la detección de ciclos de magnetización más anchos, ver panel superior de la Fig. 4.9. En contraste, para la muestra con $B_\Phi = 90$ Gauss, y para el mismo rango de temperaturas en que se estudia por ejemplo la muestra con $B_\Phi = 60$ Gauss, no se observan indicios del efecto segundo pico en mediciones de magnetización dc . En particular, el ciclo medido a la menor temperatura de 25,1 K no presenta ninguna anomalía en la magnetización. Por lo tanto, a partir de nuestras mediciones de ciclos de histéresis no tenemos indicios de una continuación de la línea de transición a bajas temperaturas en la muestra con la más alta densidad de columnares que estudiamos, $B_\Phi = 90$ Gauss.

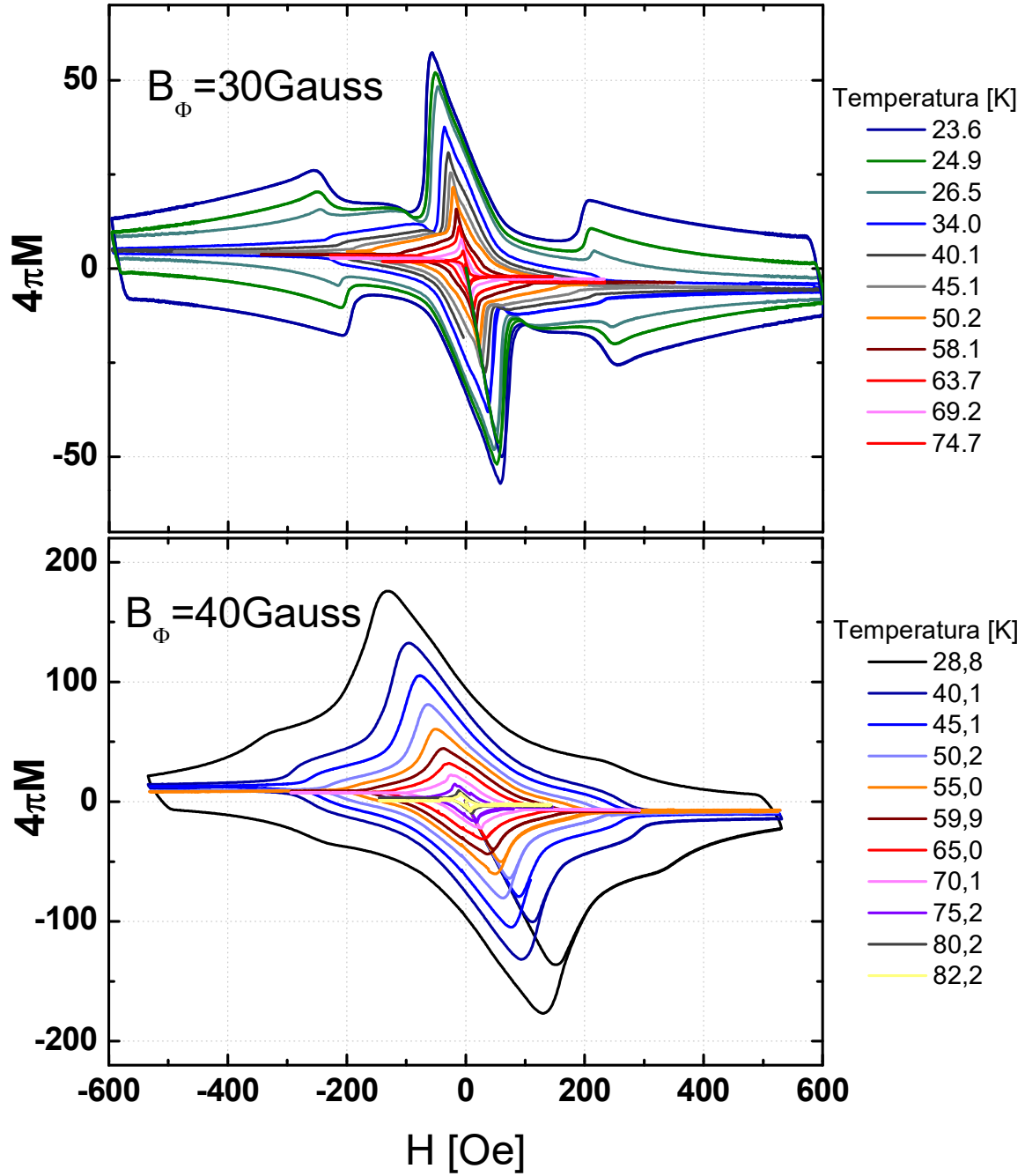


Figura 4.8: Ciclos de histéresis en la magnetización para las muestras con densidades de defectos columnares de $B_{\Phi} = 30$ (panel superior) y 40 Gauss (panel inferior) medidos a varias temperaturas. Para temperaturas menores a 30 K el efecto segundo pico se aprecia como un incremento en el ancho del ciclo, mientras que para temperaturas mayores pasa a ser un angostamiento del mismo.

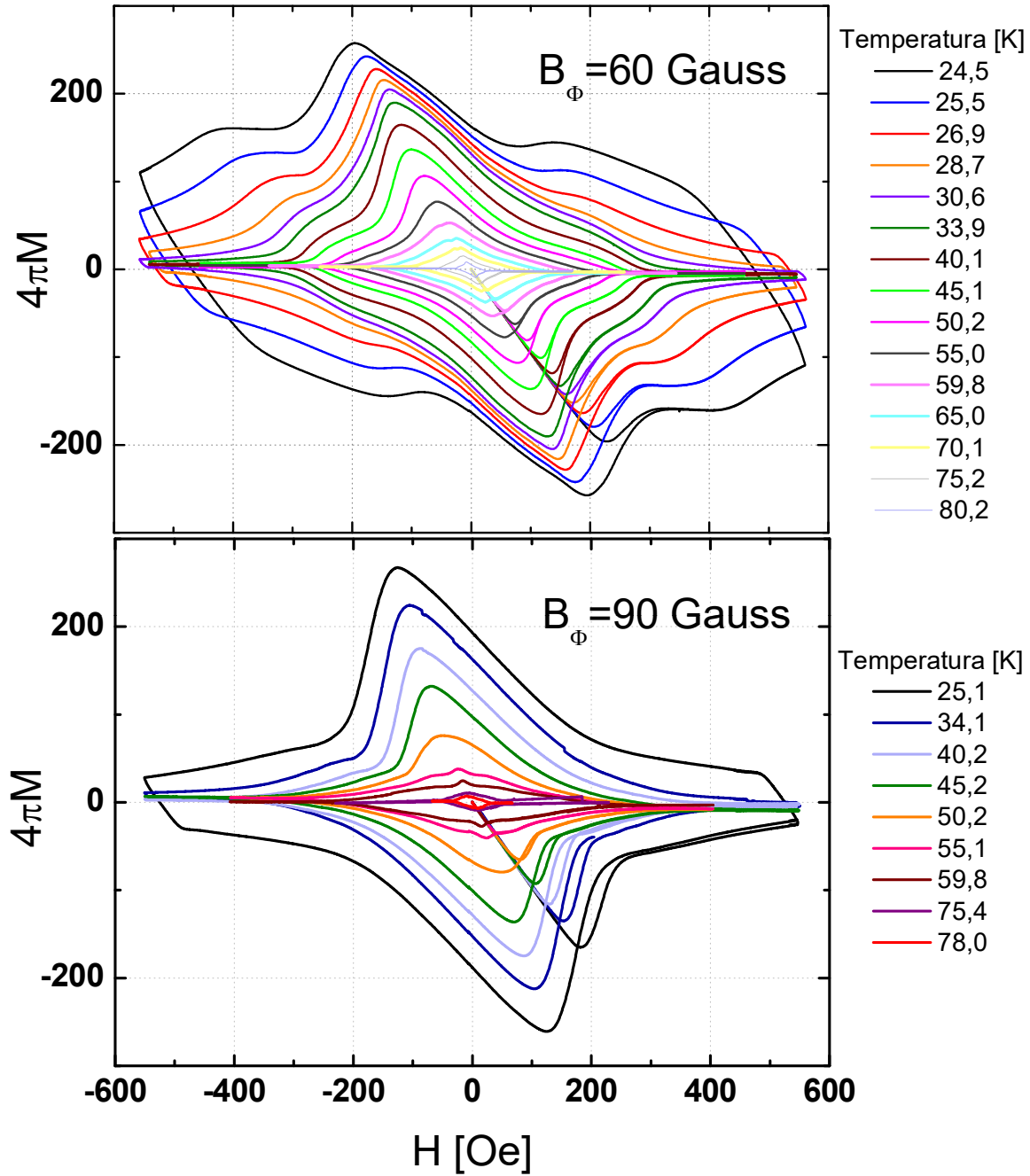


Figura 4.9: Ciclos de histéresis en la magnetización para las muestras con densidades de defectos columnares de $B_\Phi = 60$ (panel superior) y 90 Gauss (panel inferior) medidos en el rango de temperaturas entre 24 y 80 K. En la muestra con $B_\Phi = 60$ Gauss se observa el ensanchamiento característico del efecto segundo pico a temperaturas bajas y un angostamiento para $T > 30$ K. En la muestra con $B_\Phi = 90$ Gauss no se detecta el efecto segundo pico ni a la temperatura más baja de 25.1 K.

4.3. Diagrama de fases de la materia de vórtices con baja densidad de columnares

La Fig. 4.10 muestra un diagrama de fases en el que se han consignado el campo y la temperatura de cada uno de los indicadores de la transición observados en las diferentes mediciones independientes para las muestras con densidades de defectos de $B_\Phi = 10, 30$ y 40 Gauss. La figura muestra la posición de los picos paramagnéticos a campos B_{PP} y los campos característicos del efecto segundo pico B_{SP} y su continuación a altas temperaturas como un angostamiento del ciclo de magnetización a campos B_a . Antes de abocarnos a su interpretación conviene contextualizar la discusión revisando los resultados ya publicados en la literatura para otras muestras con defectos columnares.

El efecto de una baja densidad de defectos columnares generados por irradiación con Pb en la transición de fusión en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ fue estudiado por Konczykowski y colaboradores [64]. Estos autores reportan la persistencia de la transición para densidades de defectos menores o iguales a $B_\Phi = 40$ Gauss, y afirman que la transición pasa a ser de segundo orden al aumentar la densidad de defectos columnares. Estas conclusiones fueron sacadas a partir de la observación o no de un salto en B en ciclos de magnetización *dc*. Verdene *et al.* [60] apoyan la idea de un cambio de orden en la transición basados en sus resultados de ciclos de magnetización *dc* con dithering aplicado. Reportan que hay tramos de la línea de transición que pasan a ser de segundo orden que se hacen más extensos en campo al aumentar la densidad de columnares. Las mediciones de ambos grupos fueron realizadas en muestras crecidas por distintos fabricantes. El escenario propuesto por Verdene *et al.* difiere de los resultados previos en que la transición no cambia de orden una vez, sino dos veces, con la aparición de dos puntos críticos separando el tramo de segundo orden de los tramos de primer orden. Para los tramos de primer orden reportan un salto de entropía que no va a cero al aproximarse a los puntos críticos, lo cual es sospechoso. Encontramos este escenario cuestionable.

El trabajo de Konczykowski *et al.* [64] y otros en la literatura [65, 61, 62] reportan también que el resultado de la inclusión de bajas dosis de defectos columnares desplaza la transición de fusión a campos y temperaturas más altas que en el sistema limpio. Resultados de simulaciones [66] indican que para columnares que no representen pozos de potencial lo suficientemente “*profundos*”, la transición no se corre en temperatura con respecto al caso prístino, independientemente de la densidad de defectos columnares. Superado cierto umbral en la profundidad del pozo asociado al defecto columnar, la transición se corre hacia temperaturas más altas al añadir columnares a la muestra prístina. Este corrimiento de la transición con el añadido de columnares también fue reportado por Banerjee *et al* [61] mediante resultados de magneto óptica diferencial,

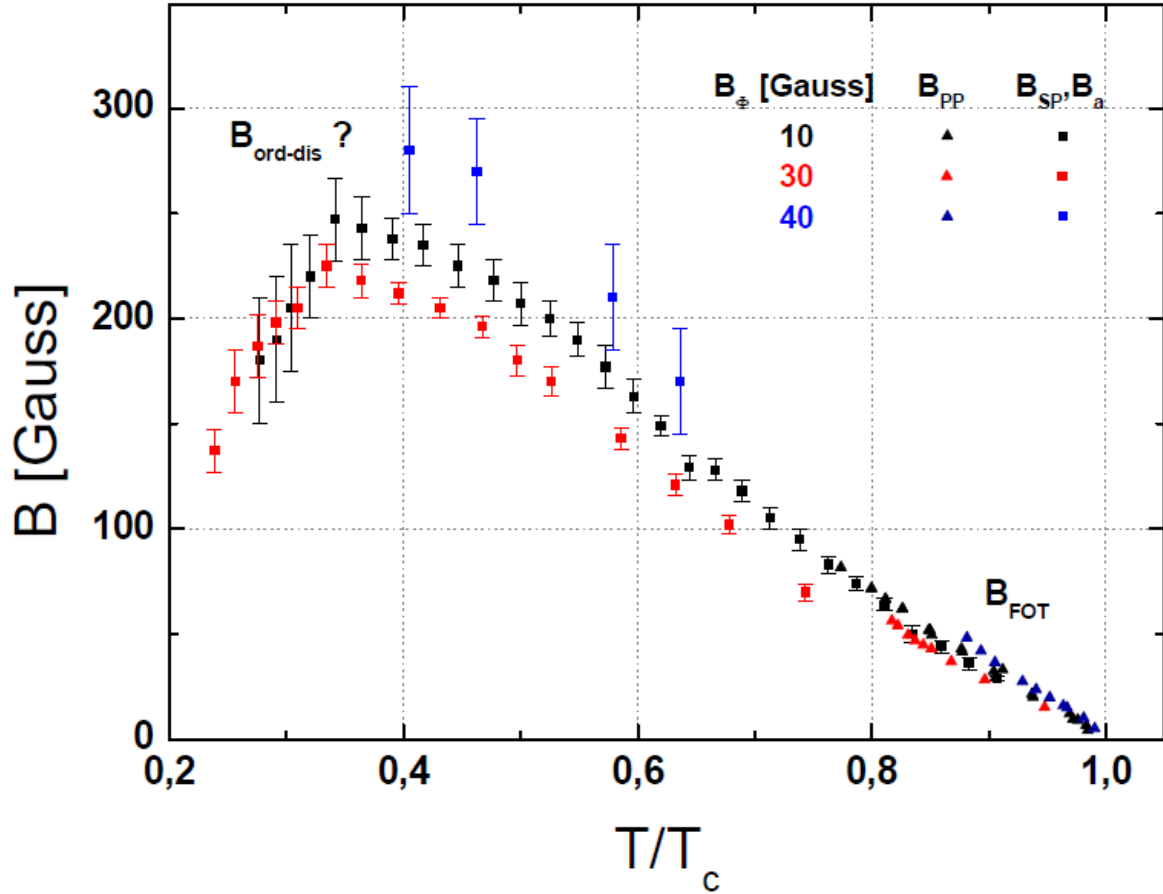


Figura 4.10: Diagrama de fases para la materia de vórtices nucleada en muestras con densidades de defectos columnares correspondientes a campos de commensurabilidad de $B_\Phi = 10, 30$ y 40 Gauss. Se muestra el indicador de la transición de primer orden a altas temperaturas, B_{FOT} , correspondiente a la posición del pico paramagnético en la transmitividad ac , B_{PP} . También se indican los campos característicos al efecto segundo pico, B_{SP} y B_a que serían indicadores de la continuación de la transición a bajas temperaturas a campos $B_{ord-dis}$. El signo de pregunta aparece porque no tenemos fundamento para referirnos a esta línea como una transición orden desorden como en el caso de muestras prístinas e irradiadas con electrones ya que en el caso de muestras con defectos columnares la estructura del sólido de vórtices a bajos campos es desordenada.

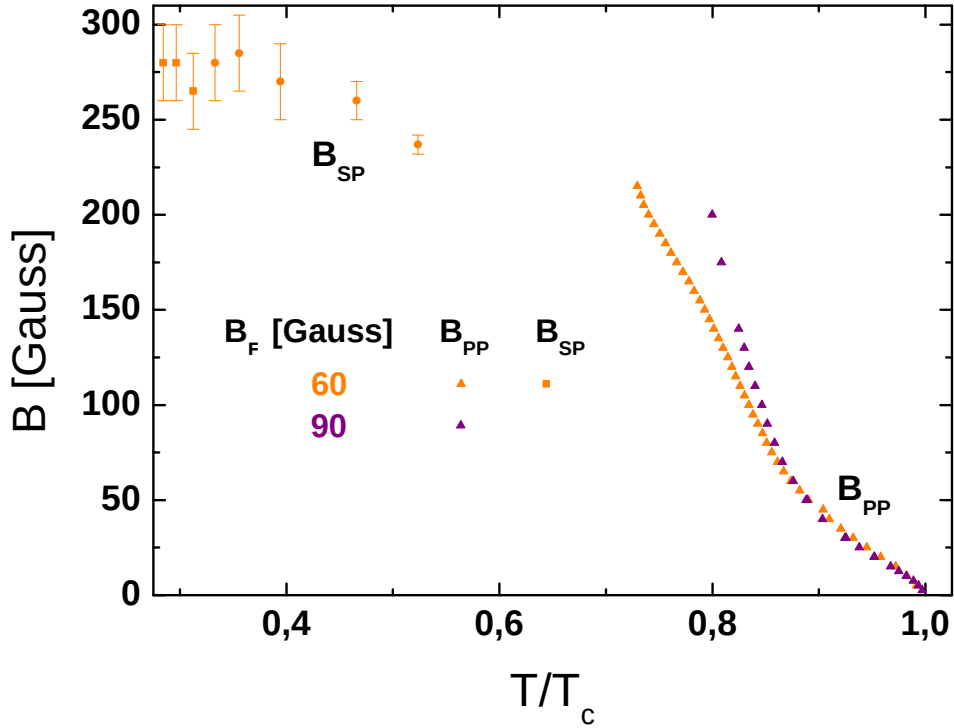


Figura 4.11: Diagrama de fases para la materia de vórtices nucleada en muestras con densidades de defectos columnares correspondientes a campos de conmensurabilidad de $B_\Phi = 60$ y 90 Gauss. Se muestran con triángulos los campos a los que se detectan los picos paramagnéticos, B_{PP} , que tienen una dispersión de 1 K en temperatura al variar la frecuencia y amplitud de la excitación (no mostrado en esta figura pero indicado en el panel (f) de la Fig. 4.1). Se muestran también los campos característicos al efecto segundo pico B_{SP} detectado solamente en la muestra con $B_\Phi = 60$ Gauss. En esta muestra, la línea definida por los picos paramagnéticos no parece coincidir con la del segundo pico.

postulando también un punto crítico en el que ocurriría un cambio de orden en la transición para ciertas densidades de columnares. A pesar de que el desorden correlacionado parece conspirar contra la naturaleza de primer orden de la transición de fusión, se reportaron anomalías en la relajación en muestras con B_Φ tan alto como 2 Tesla que podrían ser un resabio de la línea de transición [67].

Condensando estos resultados previos presentes en la literatura podemos sacar algunas conclusiones. La discrepancia entre los distintos autores con respecto al corrimiento o no de la transición en el diagrama de fases parece deberse a diferencias en la efectividad de los columnares para el anclaje de vórtices. Si bien la energía del haz y el tipo de iones que genera los columnares fue controlada en todas las referencias anteriormente citadas, el desorden generado por el paso de los iones por la muestra puede depender de muchos factores que no son fácilmente controlables, y resultar en columnares con diversa efectividad para el anclaje. Nuestros datos medidos en muestras del mismo batch e irradiadas con iones de Xe siguiendo el mismo protocolo experimental, no presentan un

corrimiento sistemático de la transición con la densidad de defectos columnares hasta un campo de conmensurabilidad $B_\Phi = 40$ Gauss. Sin embargo, sobre la cuestión de los cambios de orden de la transición se dieron explicaciones contradictorias y con los datos disponibles en la literatura no somos capaces de tener una conclusión clara al respecto. Por este motivo, realizamos nuestras mediciones en muestras de un mismo batch y con una sistemática de generación de defectos columnares y en este caso nuestros datos pueden aportar alguna novedad.

Nuestras mediciones de transmitividad muestran picos asociables a la transición de fusión y estables frente a cambios en las características de la excitación hasta $B_\Phi = 40$ Gauss. La línea definida por la posición en el pico paramagnético, B_{PP} para este grupo de muestras con menor densidad de columnares se muestra con triángulos en la Fig. 4.10. Como mencionamos, los datos de B_{PP} para estas tres muestras coinciden en función de temperatura reducida y los identificamos con la transición de fusión llamada B_{FOT} en la figura. En el diagrama de fases, las líneas de B_{FOT} empalman bien con las líneas definidas por el efecto segundo pico, B_{SP} y su continuación a temperaturas más altas, B_a para estas tres muestras. Esto refuerza la idea de que para $B_\Phi \leq 40$ Gauss la materia de vórtices presenta una única transición en todo el rango de temperaturas que se mantiene de primer orden. En el caso en que existiera un cambio de orden, no habría un salto en B y por lo tanto no se detectarían picos en la transmitividad *ac*. Por lo tanto, nuestros resultados están en contraste con lo reportado previamente [60, 61, 64] respecto al cambio de orden en la transición para $B_\Phi \leq 40$ Gauss.

Respecto a los datos presentados en el diagrama de fases de la Fig. 4.10 para la continuación de la transición en el rango de bajas temperaturas, se indican con símbolos cuadrados los campos B_{SP} y B_a asociados al efecto segundo pico. En muestras prístinas, estos campos característicos son indicadores de la transición que se ha denominado a bajas temperaturas de orden-desorden ya que el vidrio de Bragg estable a campos bajos presenta una estructura quasicristalina mientras que el vidrio de vórtices estable a altos campos es más desordenado [13]. Sin embargo, en el diagrama de fases de la Fig. 4.10 hemos indicado estos campos con un rótulo $B_{ord-dis}?$. El signo de pregunta aparece porque no tenemos fundamento para referirnos a esta línea como una transición orden-desorden como en el caso de muestras prístinas e irradiadas con electrones, ya que en el caso de muestras con defectos columnares la estructura del sólido de vórtices a bajos campos es desordenada [62]. Discutiremos esto más en detalle en el próximo capítulo.

La fenomenología observada para las muestras con densidades de defectos columnares $B_\Phi = 60$ y 90 Gauss tiene algunas diferencias con la detectada en muestras con menores densidades de columnares. Se detectan picos paramagnéticos indicados con el campo característico B_{PP} en la Fig. 4.11 pero la posición en temperatura de este campo tiene una dispersión de 1 K al variar la frecuencia y amplitud de la excitación (no mostrado en esta figura pero indicado en el panel (f) de la Fig. 4.1). Por otro lado,

el efecto segundo pico se detecta sólo en la muestra con una densidad de columnares de $B_\Phi = 60$ Gauss, pero como se observa en la Fig. 4.11 la línea de B_{SP} no parece ser la continuación de la línea definida por los picos paramagnéticos. Esto último, junto con la variación de la posición del pico paramagnético en transmitividad con la frecuencia y la amplitud de la excitación, nos hace dudar de que, en muestras con una densidad alta de columnares, el indicador que estamos detectando mediante magnetometría Hall *ac* realmente pueda asociarse a la transición de fusión. Otra evidencia que apoyaría esta idea es el hecho de que el pico paramagnético se detecta a menores temperaturas al disminuir la frecuencia, lo que indicaría que si fuéramos capaces de detectar el salto en B mediante magnetometría *dc* éste se ubicaría en una línea que podría continuar en el B_{SP} mostrado en la Fig. 4.11.

Además, es importante notar que para la muestra con $B_\Phi = 60$ Gauss no parece haber una diferencia estructural, observada por decoración magnética, entre la fase sólida de vórtices y un líquido (ver resultados en Cap. 5), a diferencia de lo observado para muestras prístinas. Este escenario recuerda al de un líquido sobreenfriado que experimenta una transición vítrea[68]. La disminución de la temperatura a la que se detecta el pico paramagnético al bajar la frecuencia de excitación concuerda con la idea de un sistema con un tiempo de respuesta finito mayor al tiempo característico de las mediciones *ac*. Por ejemplo, los vidrios de espín [69] se caracterizan por presentar picos en la susceptibilidad *ac* que dependen de la frecuencia de excitación. Pero esta interpretación es especulativa, y existe la posibilidad de que los picos observados en la transmitividad tengan algún origen distinto al de la física asociada a la transición de primer orden en muestras prístinas.

4.4. Segundo apantallamiento en muestras con defectos columnares

El efecto de segundo apantallamiento, observado en muestras prístinas y descrito en la Sec. 3.4.1 del Cap. 3, también está presente en las muestras con defectos columnares. Para el caso de la muestra con una densidad de columnares $B_\Phi = 30$ Gauss, la Fig. 4.12 muestra curvas de transmitividad en función de la temperatura a un campo de 200 Oe donde se observa el segundo apantallamiento a temperaturas del orden de 45 K. El panel izquierdo muestra mediciones utilizando diferentes frecuencias de excitación mientras que el panel derecho muestra la variación de la transmitividad con la amplitud de la excitación. Puede verse que al utilizar frecuencias más bajas o amplitudes más grandes el apantallamiento se corre a temperaturas más bajas. Esto es esperable para el apantallamiento principal, pero la temperatura a la que se produce la caída en el segundo apantallamiento disminuye al bajar la frecuencia o aumentar la amplitud

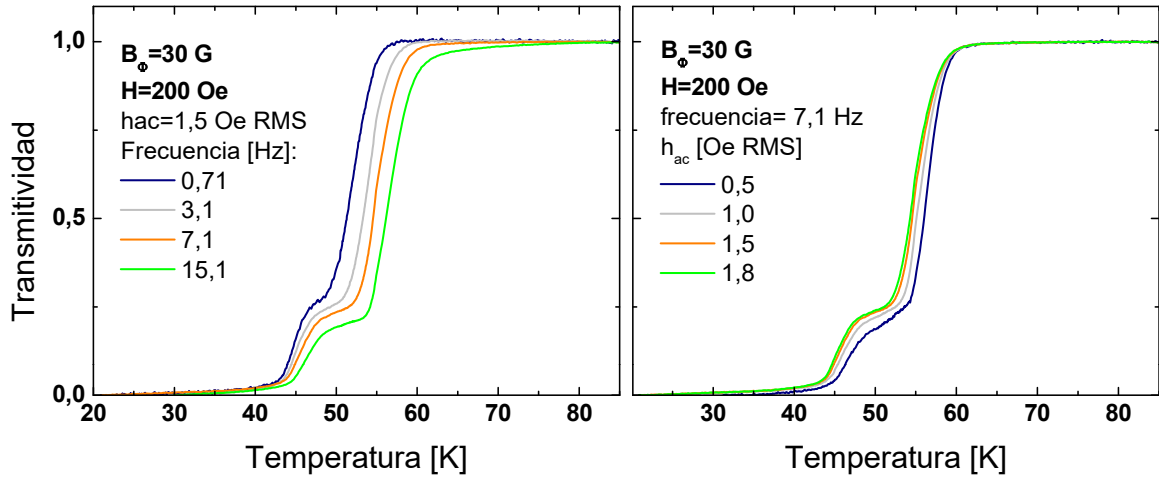


Figura 4.12: Segundo apantallamiento en curvas de transmitividad en función de la temperatura para la muestra con una densidad de defectos columnares de $B_\Phi = 30$ Gauss. El campo aplicado es de 200 Oe en todas las curvas. Panel izquierdo: efecto de utilizar diferentes frecuencias de excitación ac . Panel derecho: curvas de transmitividad que resultan de medir con diferentes amplitudes de excitación.

de h_{ac} , en contraste con la insensibilidad a estos parámetros en el caso de muestras prístinas. Para entender esta diferencia de fenomenología sería deseable poder realizar una experiencia de medición no local con doble bobina como la llevada a cabo en la muestra prístina (Sec. 3.4.1). Sin embargo, debido a que las dimensiones de las muestras con defectos columnares son muy pequeñas, no es posible realizar estas mediciones.

La presencia del segundo apantallamiento es notoria también en mediciones de T_{h3} , la componente de la señal a la frecuencia del tercer armónico de la excitación. Estas se pueden ver en la Fig. 4.13. Los resultados de estas mediciones también a 200 Oe para la muestra con una densidad de columnares $B_\Phi = 30$ Gauss se muestran en la Fig. 4.13. El segundo apantallamiento en curvas de transmitividad viene acompañado de una señal en el tercer armónico. Además de la señal que aparece a temperaturas altas y define la línea de irreversibilidad, se observa una “*lomita*” extra a temperaturas más bajas. El panel izquierdo de la figura muestra resultados para distintas frecuencias de excitación mientras que en el panel derecho se muestra el efecto de cambiar la amplitud de h_{ac} . Se observa un corrimiento de los picos de señal de tercer armónico con amplitud y frecuencia de la excitación que replica al del apantallamiento descrito arriba. Es decir, al enfriar el comienzo de la señal del tercer armónico (temperatura de irreversibilidad) se corre a temperaturas más bajas con el aumento de la amplitud y la disminución de la frecuencia. Sin embargo, el punto en el cual vuelve a anularse a temperaturas intermedias, ca. 43 K, parece ser más robusto frente a cambios de frecuencia y amplitud. El corrimiento del pico satélite en T_{h3} que replica al segundo apantallamiento en transmitividad tiene la misma evolución al variar la frecuencia y la amplitud de la excitación.

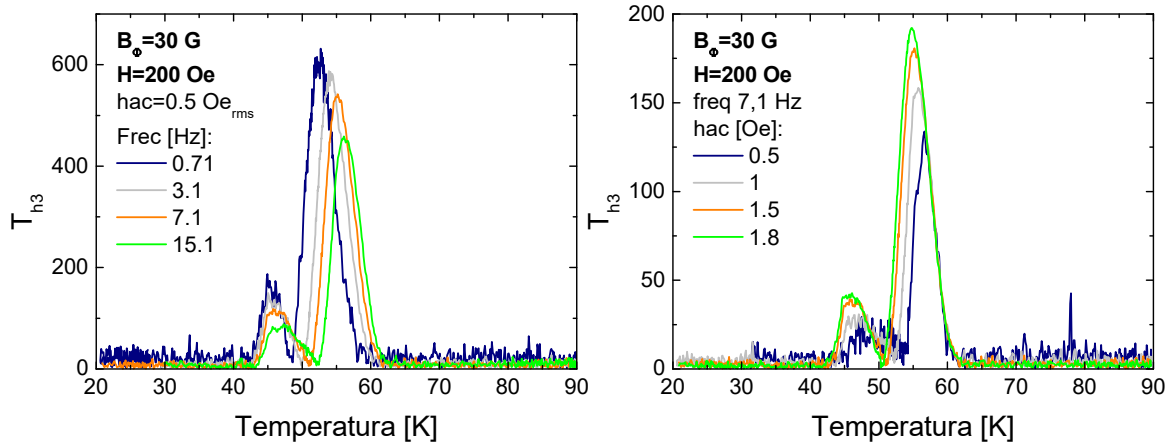


Figura 4.13: Módulo normalizado de la señal a la frecuencia del tercer armónico de la excitación, T_{h3} para la muestra con una densidad de defectos columnares de $B_\Phi = 30$ Gauss. Las mediciones fueron realizadas a un campo de 200 Oe. Panel izquierdo: dependencia de T_{h3} con la frecuencia del campo de excitación ac . Panel derecho: resultados de T_{h3} para distintas amplitudes de excitación. La Fig. 4.12 muestra los resultados de transmitividad medidos simultáneamente con estas curvas de T_{h3} .

En la Fig. 4.14 se incluyeron, superpuestos a los indicadores de la transición B_{PP} y B_{SP} , los círculos rojos correspondientes a las temperaturas características a las que se detecta el segundo apantallamiento para la muestra con $B_\Phi = 30$ Gauss. A campos entre 150 y 200 Gauss estos puntos están desplazados a mayor temperatura que la línea B_{SP} . Si esto es una fenomenología inducida por la presencia de defectos columnares merece ser estudiado más en detalle. Para los campos entre 250 y 300 Gauss se detecta el efecto segundo apantallamiento en una región del diagrama de fases ubicada a campos mayores a los que ocurre la transición entre el líquido y el sólido de vórtices. Es posible que el segundo apantallamiento detectado a estos campos pueda ser una manifestación de la transición entre el vidrio de vórtices, estable a altos campos y bajas temperaturas, y el líquido de vórtices. Para indagar mejor esta posibilidad hubiera sido necesario realizar mediciones no locales que como dijimos no fueron posibles de realizar por las dimensiones reducidas de las muestras con columnares. El estudio de este tema excede a los objetivos de esta tesis, pero lo mencionamos como posibilidad a explorar en futuros estudios.

Esta fenomenología también se detecta en la muestra con una densidad de columnares correspondiente a $B_\Phi = 60$ Gauss. La Fig. 4.15 muestra que para esta densidad de columnares también se observa una segunda estructura en el apantallamiento a campos de 200 y 250 Oe, ubicada a temperaturas cercanas a los 45 K. Se observa un comportamiento similar también en las curvas de transmitividad medidas a 300 y 400 Oe pero a menores temperaturas. Adicionalmente, la Fig. 4.15 muestra la dependencia de la

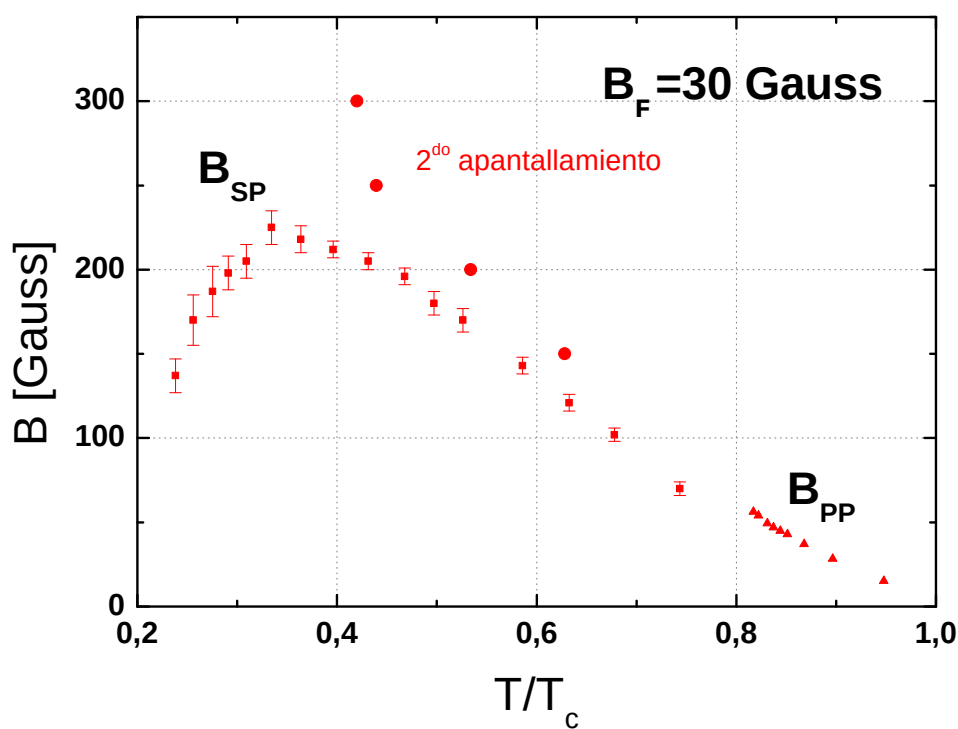


Figura 4.14: Diagrama de fases para la materia de vórtices nucleada en muestras con densidades de defectos columnares correspondientes a campos de conmensurabilidad de $B_\Phi = 30$. Se muestra el indicador de la transición de primer orden a altas temperaturas, B_{PP} , correspondiente a la posición del pico paramagnético en la transmitividad ac . También se indican los campos característicos al efecto segundo pico, B_{SP} , indicadores de la continuación de la transición a bajas temperaturas. Con círculos rojos se superponen las temperaturas características de observación del efecto segundo apantallamiento.

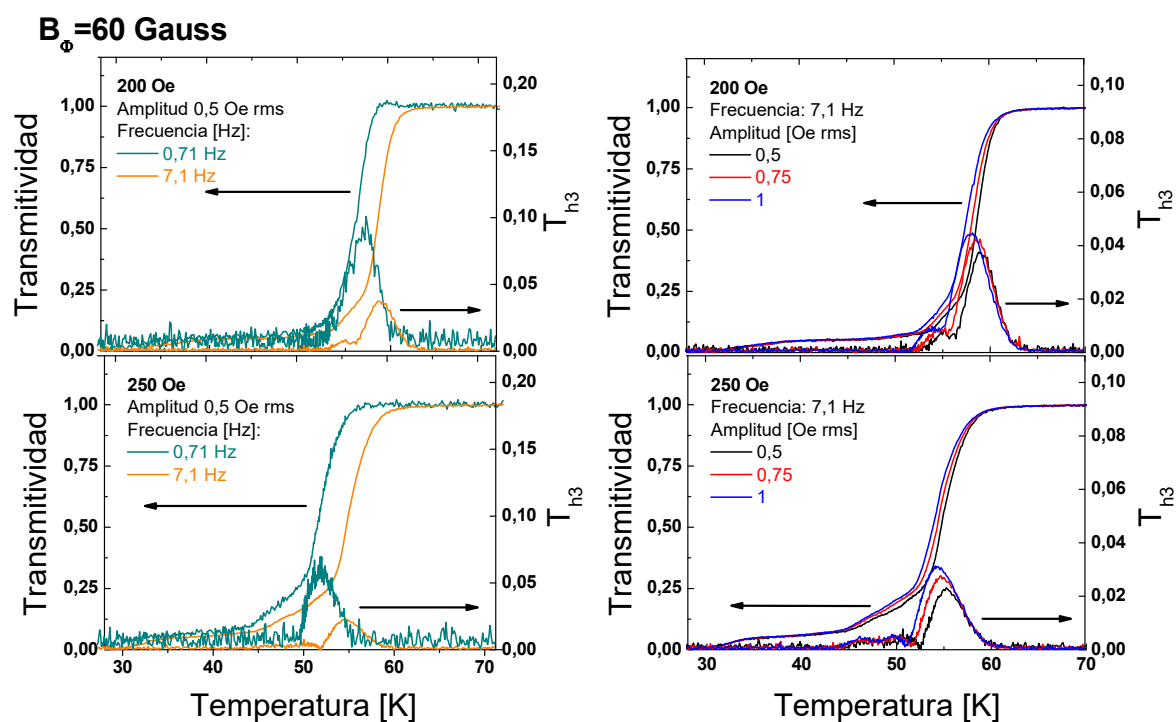


Figura 4.15: Segundo apantallamiento en curvas de transmitividad y tercer armónico de la señal, T_{h3} , en función de la temperatura para la muestra con una densidad de defectos columnares de $B_\Phi = 60$ Gauss. Paneles superiores: resultados para un campo aplicado de 200 Oe. Paneles inferiores: resultados para un campo aplicado de 250 Oe. Paneles izquierdos: efecto de utilizar diferentes frecuencias del campo de excitación con amplitud de 0.5 Oe RMS. Paneles derechos: resultados obtenidos para diferentes amplitudes de excitación a la misma frecuencia de 7.1 Hz.

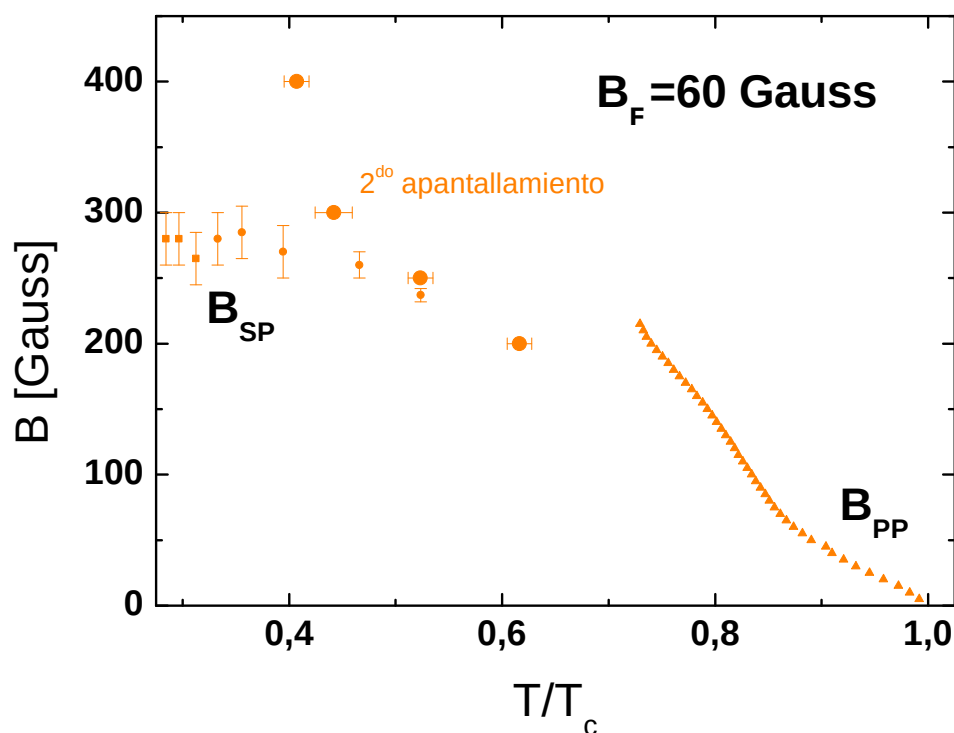


Figura 4.16: Diagrama de fases para la materia de vórtices nucleada en muestras con densidades de defectos columnares correspondientes a campos de conmensurabilidad de $B_\Phi = 60$. Se muestra el indicador de la transición de primer orden a altas temperaturas, B_{PP} , correspondiente a la posición del pico paramagnético en la transmitividad ac . También se indican los campos característicos al efecto segundo pico, B_{SP} , indicadores de la continuación de la transición a bajas temperaturas. Con círculos naranjas se superponen las temperaturas características de observación del efecto segundo apantallamiento. Las barras de error indican la dispersión en esta temperatura característica al realizar las mediciones con distintas amplitudes y frecuencias de excitación ac .

transmitividad y el tercer armónico de la señal normalizado, T_{h3} , con la frecuencia y la amplitud de la excitación ac . El tercer armónico muestra el desarrollo de una "loma extendida", tipo plateau, satélite al pico principal. Los paneles de la izquierda muestran que al aumentar la frecuencia la temperatura característica del segundo apantallamiento disminuye, mientras que los paneles de la derecha muestran la evolución inversa al aumentar la amplitud. En el diagrama $H - T$ de la Fig. 4.16 se indican con círculos naranjas las temperaturas características de observación del efecto segundo apantallamiento en esta muestra. Las barras de error indican la dispersión en esta temperatura al realizar las mediciones con distintas amplitudes y frecuencias de excitación ac . Los datos presentados en este diagrama enfatizan la necesidad de hacer un estudio más detallado sobre la posibilidad de que en muestras con defectos columnares, a campos mayores a los de la transición de primer orden, el efecto segundo apantallamiento sea un indicador de la transición entre las fases del vidrio y el líquido de vórtices.

4.5. Dependencia angular de la transmitividad en muestras con columnares inclinados

Hasta el momento hemos reportado la fenomenología de la materia de vórtices nucleada en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ con defectos columnares alineados paralelos al eje c de la muestra. En esta sección estudiaremos la fenomenología observada en muestras con defectos columnares generados a 45° del eje c . Una de las motivaciones de estudiar estas muestras es indagar sobre el efecto de la orientación del desorden correlacionado en el diagrama de fases de la materia de vórtices. La transmitividad fue medida a temperatura y campo (magnitud y dirección) fijos, rotando la muestra controladamente alrededor de un eje perpendicular tanto a la dirección de los defectos como a la del eje c (ver diagrama esquemático de orientación en la Fig. 2.8). Al realizar esta rotación de la muestra respecto al campo aplicado la materia de vórtices es una red compuesta de vórtices panqueque y Josephson. El efecto de "anclaje" que ejercen los vórtices Josephson sobre los panqueque podría modificar las propiedades magnéticas de la materia de vórtices y eventualmente la transición de primer orden.

A diferencia de las muestras estudiadas anteriormente, las presentadas en esta sección poseen defectos columnares generados por iones de Pb a 45° del eje c . Estudiamos una muestra con una densidad de defectos columnares correspondiente a un campo de conmensurabilidad $B_\Phi = 50 \text{ Gauss}$. En esta muestra estudiamos la dependencia de la transmitividad ac con la dirección del campo aplicado, y ciclos de magnetización dc con el campo aplicado en las direcciones paralela al eje c y paralela y perpendicular a los defectos columnares.

En el panel superior de la Fig. 4.17 se muestra la componente en la dirección del

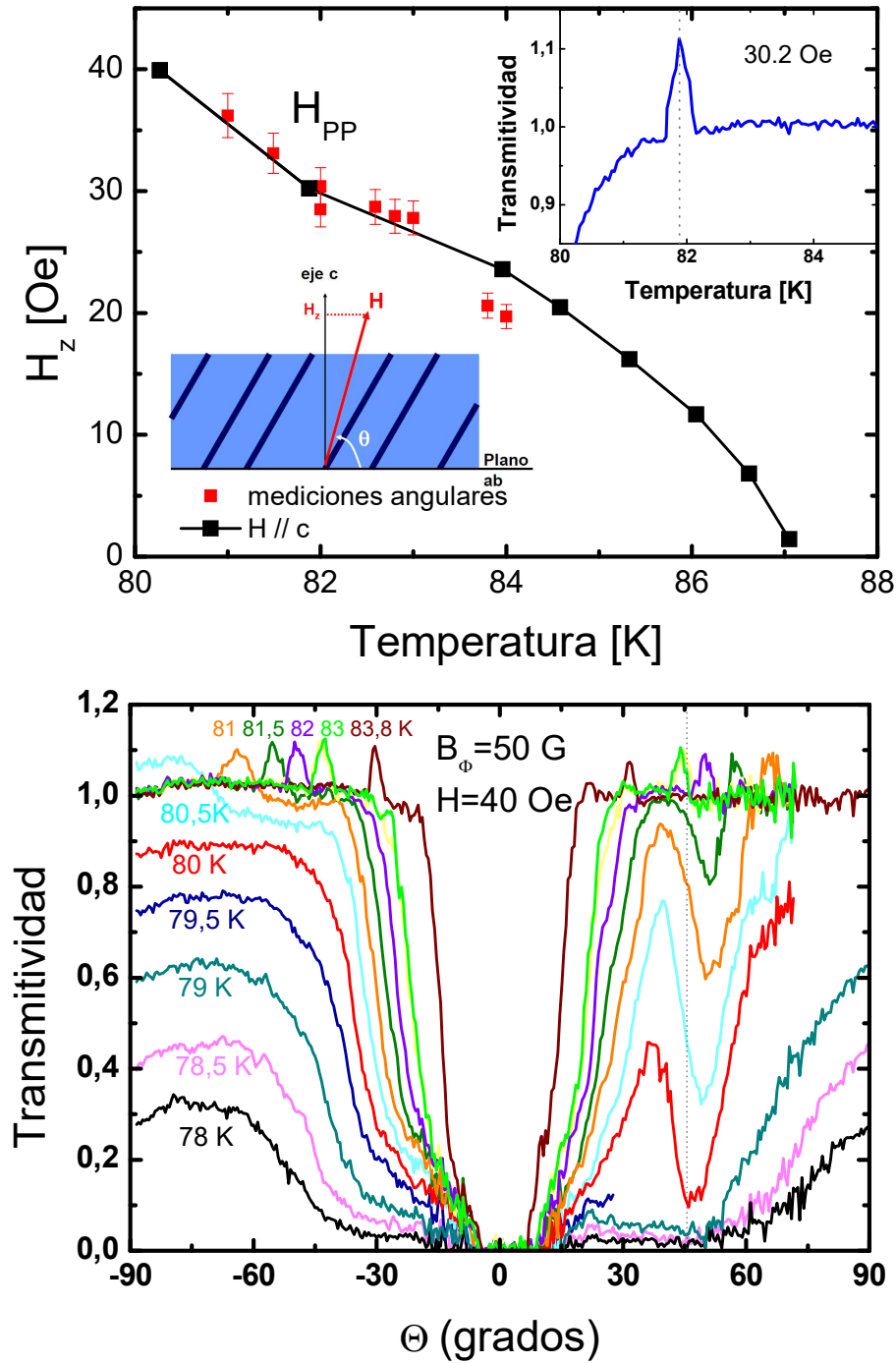


Figura 4.17: Diagrama de fases y transmitividad direccional para una muestra con una densidad de defectos columnares correspondiente a un campo de conmensurabilidad $B_\phi = 50$ Gauss orientados a 45° del eje c . Panel superior: Componente en la dirección z (paralela al eje c de la muestra) del campo característico al que se detecta el pico paramagnético H_{PP} asociado a la transición de primer orden. Los resultados de mediciones con H aplicado en la configuración usual, paralelo al eje c , son indicados con puntos negros (el error es menor al tamaño de los puntos). Los resultados para el caso de mediciones angulares, es decir, con H aplicado en el plano definido por el eje c de la muestra y la dirección de los defectos columnares, son mostrados con puntos rojos. Detalle superior: Transmitividad en función de temperatura para un campo de 30,2 Oe aplicado paralelo al eje c de la muestra. Se indica con líneas punteadas la posición en temperatura del pico paramagnético. Detalle inferior: Esquema de la orientación del campo magnético respecto a las direcciones cristalinas de la muestra y de los defectos columnares. Panel inferior: Dependencia angular de la transmitividad a distintas temperaturas para un campo aplicado de 40 Oe.

eje c del campo al que se detecta el pico paramagnético asociado a la transición de primer orden, H_{PP} . Los puntos negros corresponden a mediciones con el campo aplicado paralelo al eje c y en el detalle se muestra la detección del pico paramagnético para el caso de $H = 30,2$ Oe. Los picos paramagnéticos también se detectan en mediciones angulares de transmitividad que consisten en medir la transmitividad a una temperatura dada para un módulo de campo fijo, pero variando la dirección del mismo respecto al plano ab . El detalle del panel superior de la Fig. 4.17 muestra esquemáticamente la orientación del campo que se inclina respecto al eje c en un plano formado por este eje y la dirección de los defectos columnares (líneas gruesas azules en la figura).

En el panel inferior de la misma figura puede verse un conjunto de mediciones de transmitividad en función del ángulo θ medido con respecto al plano ab , para un módulo de campo de 40 Oe y varias temperaturas entre 78 y 83,8 K. Para todas las temperaturas se observa un apantallamiento máximo (transmitividad nula) para campos paralelos al plano ab . Al incrementarse $|\theta|$ comienza a crecer la componente H_z del campo aplicado que es paralela al eje c , y el apantallamiento del campo ac se vuelve menor (transmitividad mayor). Las curvas de transmitividad angular presentan una asimetría respecto a $\theta = 0$, siendo el apantallamiento más efectivo para ángulos positivos en los que el ángulo entre el campo y los columnares es menor para un mismo valor de $|\theta|$. Con apantallamiento más efectivo queremos decir menor valor de la transmitividad. Los picos paramagnéticos se detectan cuando la componente H_z alcanza el valor de campo correspondiente a la transición de primer orden a la temperatura de medición. A medida que disminuye la temperatura los picos paramagnéticos se detectan a $|\theta|$ mayores y sus posiciones se indican con puntos rojos en el panel superior de la Fig. 4.17. Los picos paramagnéticos se observan a partir de 81 K.

Además, las curvas de transmitividad angular presentan una depresión en ángulos cercanos a la dirección de los columnares ($\theta = 45^\circ$ indicado con línea punteada) para el rango de temperaturas entre 80 y 81,5 K. A temperaturas de 81 y 81,5 K es posible observar tanto el pico paramagnético como la depresión, esta última ubicada a ángulos menores que el pico. Estos mínimos en transmitividad se detectan siempre para una componente H_z por debajo del campo de la transición de primer orden indicado con H_{PP} en el panel superior de la Fig. 4.17. Es decir, este máximo local en el apantallamiento se observa en la fase sólida de vórtices a un ángulo tal que puede asociarse a una mejor efectividad de los columnares para anclar a los vórtices cuando se alinean en su dirección. El rango angular o de H_z en que se detecta este máximo en apantallamiento se incrementa al disminuir la temperatura. Para temperaturas menores a 80 K la transmitividad tiene una magnitud pequeña entre 0 y $45-50^\circ$, ángulo a partir del cual comienza a crecer. Estas curvas son asimétricas en ángulo ya que la transmitividad tiene un valor mayor para ángulos negativos (para un mismo $|\theta|$).

Una comparación con la Fig. 4.18 revela que un mayor campo externo estático (de

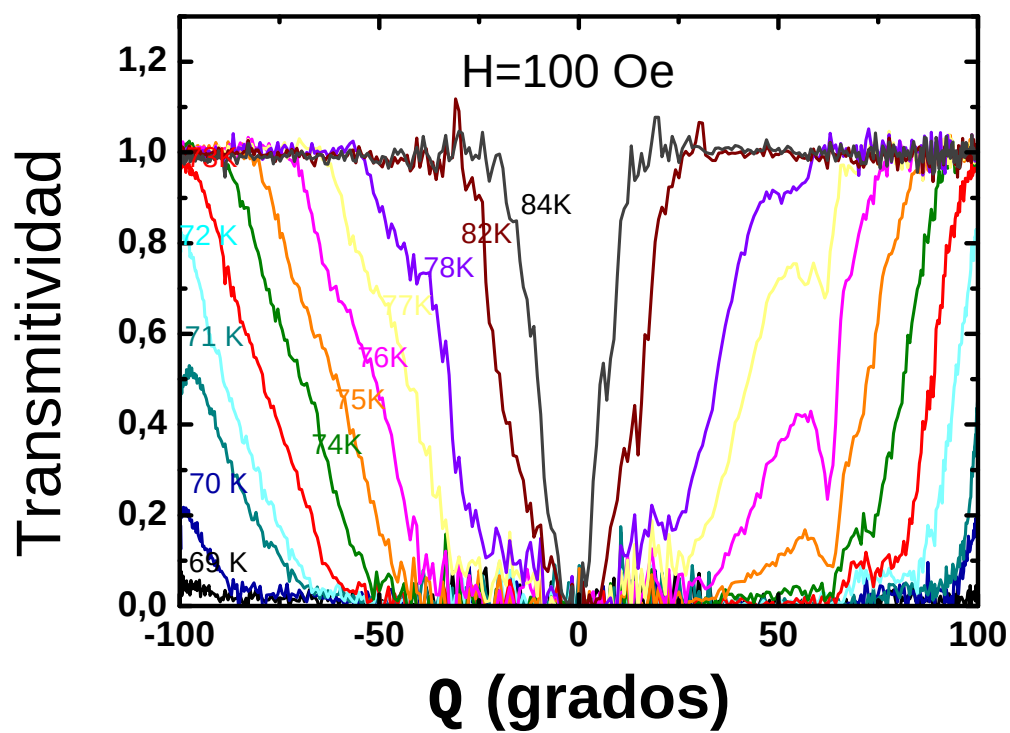


Figura 4.18: Mediciones angulares de la transmitividad para una muestra con una densidad de defectos columnares correspondiente a un campo de conmensurabilidad $B_\phi = 50$ Gauss orientados a 45° del eje c . Mediciones realizadas a distintas temperaturas entre 84 y 69 K.

100 Oe en el caso de esta figura) favorece la penetración de la excitación *ac*. Esto es notorio, por ejemplo, tomando el caso de las curvas angulares de transmitividad a 78 K para campos externos aplicados de 40 (panel inferior de Fig. 2.8) y 100 Oe (Fig. 4.18). Con $H = 100$ Oe, la transmitividad es unitaria para ángulos mayores (menores) a 40° (-30°), mientras que con $H = 40$ Oe la transmitividad no supera los 0,4 en todo el rango angular. Las curvas de la Fig. 4.18 también presentan una depresión en la transmitividad para campos en direcciones cercanas a la de los defectos, esta vez notoria entre los 75 y 77 K.

El ángulo al que aparece el mínimo de este apantallamiento asociado a los columnares no siempre es a 45° . En relación con este hecho, es importante tener en cuenta que la dirección de los vórtices en muestras con columnares no es necesariamente la dirección del campo aplicado. Se ha postulado que para ángulos cercanos a la dirección de los columnares ($|\theta - \phi_{CD}| < \phi_\ell$) los vórtices están anclados y siguen a los defectos columnares. Para ángulos mayores ($|\theta - \phi_{CD}| > \phi_T$) cada vórtice consiste en una “escalera” de tramos anclados en columnares adyacentes, unidos por pequeños saltos entre un columnar y el otro.

La capacidad de anclaje direccional de los defectos columnares queda puesta de manifiesto también a través de ciclos de magnetización *dc* realizados con el campo externo aplicado en direcciones paralela (panel inferior de Fig. 4.19) y perpendicular (panel superior) a los defectos, y en la dirección del eje *c* (panel central). Para la mayoría de las temperaturas, los ciclos de magnetización son más anchos cuando el ciclo es hecho con el campo aplicado siguiendo la dirección de los defectos columnares.

4.6. Conclusiones

En este capítulo se constató que las mediciones de magnetometría Hall local en muestras con densidades de defectos columnares entre $B_\Phi = 10$ y 90 Gauss generados por irradiación con iones de Xe presentan en general los indicadores típicos de la transición de primer orden que se observa en muestras prístinas. Para densidades de defectos $B_\Phi \leq 40$ Gauss, parece haber una única transición de primer orden sin la aparición de puntos críticos nuevos, ni corrimientos sistemáticos de la temperatura de transición debido a la incorporación de defectos columnares. Esto contrasta con lo reportado por otros autores en muestras con defectos generados por irradiación con Pb [64, 61, 60, 62]. Las muestras con campos de conmensurabilidad mayores, con $B_\Phi = 60$ y 90 Gauss, presentan una fenomenología diversa. Las temperaturas a las que se detectan los picos paramagnéticos definen en el diagrama de fases una línea que no parece continuarse con la definida por el efecto segundo pico. Esta diferencia se muestra en la Fig. 4.20, que muestra las líneas definidas por los picos paramagnéticos y los indicadores de la transición obtenidos a partir de técnicas *dc*. La línea B_{pp}

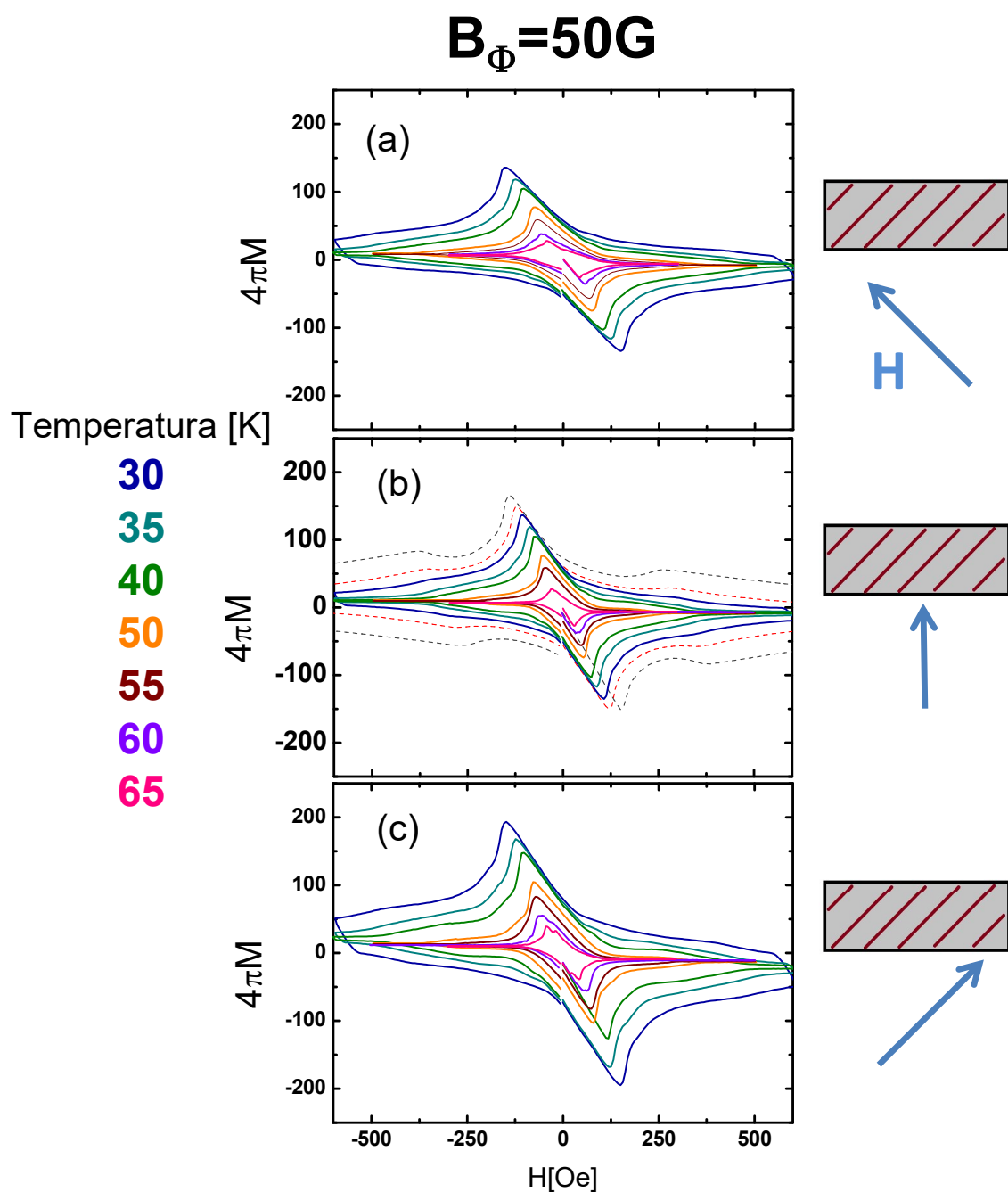


Figura 4.19: Comparación entre ciclos de histéresis para tres direcciones diferentes del campo: (a) perpendicular a la dirección de los defectos columnares, (b) paralelo al eje c , y (c) paralelo a la dirección de los defectos.

presenta también una variación sistemática con la frecuencia y amplitud de excitación *ac* utilizada para medir. Esto sugiere que los picos paramagnéticos que observamos en mediciones en estas muestras pueden tener un origen distinto de la transición de primer orden y por lo tanto no son un buen indicador de la transición. Entonces, la presencia o no de la transición en las muestras de $B_\Phi = 60$ y 90 Gauss y el orden de la misma no pueden ser asegurados inequívocamente a partir de los datos de los que disponemos.

En la Fig. 4.20 se muestran también la localización del efecto de segundo apantallamiento observado en las muestras con $B_\Phi = 30$ y 60 Gauss, ver círculos llenos y líneas punteadas. En el capítulo 3 hemos verificado que este efecto coincide en muestras prístinas con la transición de primer orden. En el caso de muestras con defectos columnares vemos que el mismo se detecta a temperaturas levemente más altas que los indicadores de la transición en mediciones *dc*, y prosigue a campos más altos. Esta continuación podría asociarse a una transición entre el vidrio de vórtices, estable a temperaturas bajas y altos campos, y el líquido de vórtices. Un régimen de anclaje de vórtices más efectivo en la fase del vidrio de vórtices conduciría a una depresión en la transmitividad como la observada en el segundo apantallamiento. De todos modos como ya discutimos son necesarios otro tipo de experimentos para extraer conclusiones definitivas sobre este punto en particular.

También se consideró un caso más general que nos permite explorar la nucleación de redes mixtas de vórtices panqueque y Josephson presentes para campos inclinados respecto al eje *c* en el caso de muestras con desorden correlacionado a 45° del eje *c*. Se reportan curvas de transmitividad en una muestra con defectos columnares inclinados con una densidad de $B_\Phi = 50$ Gauss. Las mismas presentan picos paramagnéticos en campos inclinados, reforzando la idea de que la transición de primer orden persiste a pesar del desorden incluso en redes mixtas de vórtices panqueque y Josephson. La dependencia de la transmitividad con la dirección del campo para estas muestras presenta una asimetría muy marcada caracterizada por un apantallamiento para direcciones del campo cercanas a la de los columnares. Esto, sumado al aumento del ancho en los ciclos de histéresis magnética, apunta a un anclaje reforzado cuando el campo y los columnares están casi alineados.

Todos los resultados discutidos en este capítulo muestran que a la hora de estudiar las propiedades estructurales de la materia de vórtices con campos paralelos al eje *c* con defectos columnares orientados en esta misma dirección, éstos actuarán como centros de anclaje mucho más relevante que un desorden descorrelacionado. La conexión entre el diagrama de fases y las propiedades estructurales de la materia de vórtices en muestras con desorden correlacionado será discutido en el próximo capítulo.

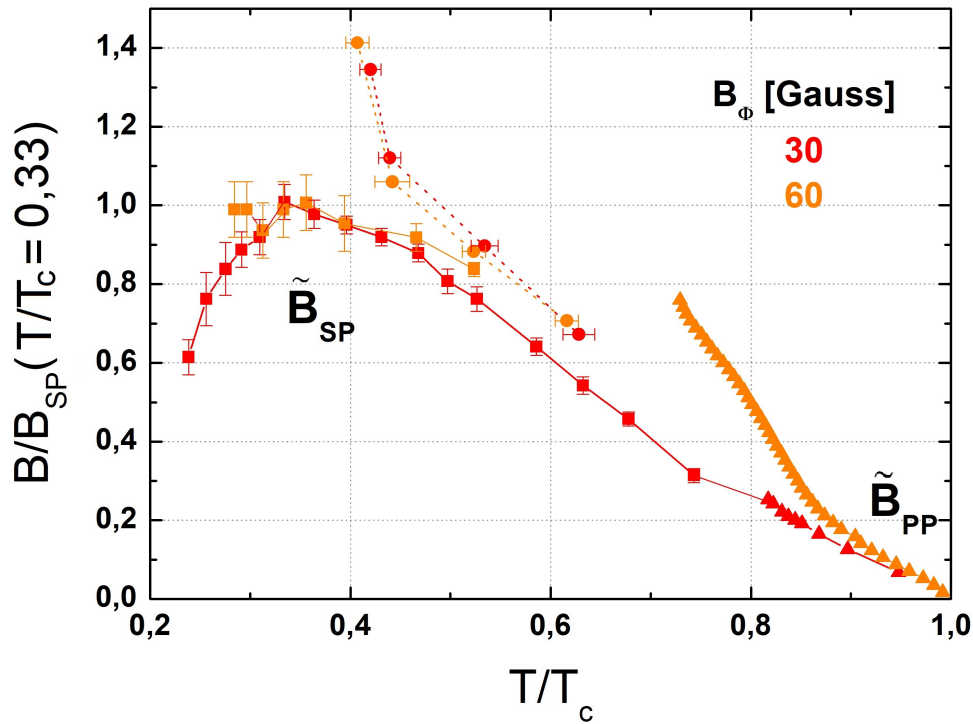


Figura 4.20: Diagrama de fases para la materia de vórtices nucleada en muestras con densidades de defectos columnares correspondientes a campos de conmensurabilidad de $B_\Phi = 30$ y 60 Gauss. Para simplificar la comparación de los datos de las dos muestras, el eje de las abscisas se dividió por el valor de B_{SP} para cada muestra, tomado a una temperatura reducida de $T/T_c = 0,33$. Se muestra el indicador de la transición de primer orden a altas temperaturas, $\tilde{B}_{PP}$, correspondiente a la posición normalizada del pico paramagnético en la transmitividad ac (triángulos). También se indican los campos característicos al efecto segundo pico, $\tilde{B}_{SP}$ que serían indicadores de la continuación de la transición a bajas temperaturas (cuadrados). Se indica con círculos llenos la temperatura característica del efecto segundo apantallamiento para ambas muestras.

Capítulo 5

Propiedades estructurales de la materia de vórtices

En los capítulos precedentes hemos visto que para densidades de defectos columnares menores o iguales a $B_\Phi=40$ Gauss la transición de primer orden está todavía presente como una transición termodinámica y persisten rastros de la transición para muestras con mayor densidad de defectos. Sin embargo, experiencias de decoración magnética previas han revelado que muestras con defectos columnares no parecen ser estructuralmente diferentes de un líquido o un amorfo. Por lo tanto, surge la pregunta de qué rol están jugando los cambios estructurales en la misma. ¿Existe una propiedad más sutil que el orden posicional que está cambiando entre las dos fases? ¿O en la transición no hay necesariamente un cambio en las propiedades estructurales?

Para aclarar las conexiones que existen entre la transición de primer orden y las propiedades estructurales de la materia de vórtices, intentaremos evaluar la presencia de *hiperuniformidad* en redes de vórtices, una propiedad que recientemente ha despertado atención en la literatura científica. Esta propiedad designa la supresión de fluctuaciones en la densidad de los sistemas en el límite de escalas grandes. Sistemas de vórtices que parecen igualmente desordenados a escalas del parámetro de red pueden llegar a presentar fluctuaciones de densidad distintas a escalas mucho mayores. La presencia o ausencia de esta propiedad en la fase líquida y el sólido con defectos columnares podría ser una característica que distinga estructuralmente estas fases, con lo cual podría llegar a haber un rol de la estructura en la transición entre estas fases.

5.1. Densidad y factor de estructura: definiciones preliminares

Antes de continuar con nuestra exploración de las propiedades estructurales de las fases de vórtices superconductores es necesario hacer un paréntesis para introducir

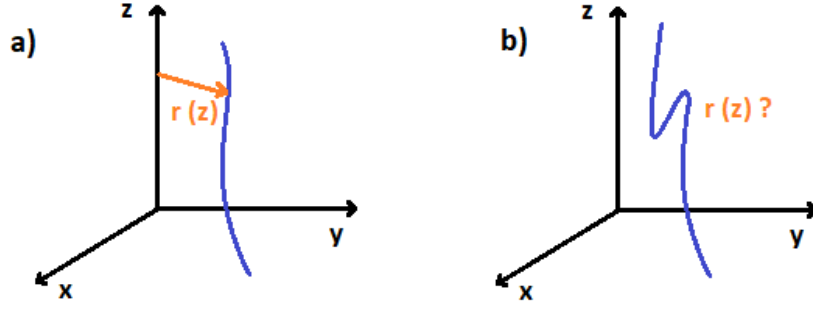


Figura 5.1: Esquema que muestra la definición del vector $\vec{r}(z)$, un vector perteneciente a $\mathcal{R}^2$ definido para cada valor de z . Esta forma de escribir la posición de un vórtice impide dar cuenta de la situación en el panel b). Sin embargo, esto no representa un problema grave.

algunos conceptos. Consideremos un sistema de N partículas puntuales en posiciones $\vec{r}_j$. La densidad puede escribirse como $n(\vec{r}) = \sum_j^N \delta(\vec{r} - \vec{r}_j)$. En el caso de los vórtices esta expresión puede generalizarse a $n(\mathbf{r}, z) = \sum_j^N \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j(z))$, donde $\mathbf{r}$ es un vector del plano xy , y $\mathbf{r}_j(z)$ refleja la posición (x_j, y_j) del vórtice j -ésimo a la altura z (ver Fig. 5.1). Siendo $\mathbf{r}_j(z)$ monovaluada, estamos excluyendo la posibilidad de curvaturas del tipo que se observan en el panel (b) de la Fig. 5.1, pero eso no es preocupante por la baja probabilidad de este tipo de fluctuaciones. Caracterizamos mediante la función $P(\vec{r}^{(1)}, \vec{r}^{(2)}, \dots, \vec{r}^{(N)}) d\vec{r}^{(1)}, d\vec{r}^{(2)}, \dots, d\vec{r}^{(N)}$ la probabilidad de encontrar las partículas (distinguibiles) 1, 2, ..., N en un entorno de tamaño $d\vec{r}^{(1)}, d\vec{r}^{(2)}, \dots, d\vec{r}^{(N)}$ centrado en las posiciones $\vec{r}^{(1)}, \vec{r}^{(2)}, \dots, \vec{r}^{(N)}$. Si consideramos las partículas como indistinguibles, la densidad de probabilidad de encontrar n cualquiera de ellas ($n < N$) en un entorno de la configuración $(\vec{r}^{(1)}, \vec{r}^{(2)}, \dots, \vec{r}^{(n)})$ es

$$\rho_n(\vec{r}^{(1)}, \vec{r}^{(2)}, \dots, \vec{r}^{(n)}) = \frac{N!}{(N-n)!} \int \dots \int P(\vec{r}^{(1)}, \vec{r}^{(2)}, \dots, \vec{r}^{(N)}) d\vec{r}^{(n+1)} \dots d\vec{r}^{(N)}$$

a partir de la cual podemos definir la función de correlación de n partículas:

$$g_n(\vec{r}^{(1)}, \vec{r}^{(2)}, \dots, \vec{r}^{(n)}) = \frac{\rho_n(\vec{r}^{(1)}, \vec{r}^{(2)}, \dots, \vec{r}^{(n)})}{\rho^n}$$

donde $\rho = V/N$ es la densidad promedio. El caso particular de $n=2$ es importante y recibe el nombre de función de correlación de pares. Si el sistema es estadísticamente invariante frente a translaciones, $g_2(\vec{r}^{(1)}, \vec{r}^{(2)})$ se vuelve únicamente función de la diferencia $\vec{r} = \vec{r}^{(2)} - \vec{r}^{(1)}$. Se define el factor de estructura (estático) como:

$$S(\vec{q}) = \frac{1}{N} \sum_{i,j=1}^N e^{-i\vec{q}(\vec{r}_i - \vec{r}_j)} \quad (5.1)$$

Esta cantidad es proporcional al patrón de intensidades que se registraría en un experimento de difracción (dentro de los límites de la aproximación de Born). Conviene notar que esta definición es general para un conjunto de partículas en N dimensiones, es decir que tanto $\vec{r}_i$, $\vec{r}_j$ y $\vec{q}$ pertenecen a $\mathbb{R}^N$. Como los vórtices son líneas orientadas en la dirección z , en la sección 5.3 consideraremos un factor de estructura bidimensional, en el cual la posición de cada vórtice a la altura z es $\mathbf{r}(z) \in \mathbb{R}^2$, como se ha comentado previamente. A partir de estas posiciones en el plano se obtiene un factor de estructura bidimensional. En los experimentos de decoración magnética, el valor de z al cual se conocen las posiciones $\vec{r}(z)$ corresponde al de la superficie de la muestra. En contraste, un experimento de difracción de neutrones a bajo ángulo permite obtener el factor de estructura 3D tal como está definido en la ecuación 5.1.

5.2. Hiperuniformidad

Los modos de $S(\vec{q})$ con $q = |\vec{q}|$ pequeños están asociados a fluctuaciones periódicas de la densidad de longitud de onda muy grande. En particular, el límite $q \rightarrow 0$ corresponde a longitudes de onda infinitas. La supresión de estos modos de la densidad es lo que define a los sistemas hiperuniformes. Es decir, un sistema hiperuniforme es aquel para el cual vale $\lim_{\vec{q} \rightarrow 0} S(\vec{q}) = 0$. Un ejemplo contrastando un patrón hiperuniforme con otro no hiperuniforme y cómo aparece esta supresión de modos asociados a q chicos puede verse en la Fig. 5.2. La misma muestra en el panel (a) una distribución aleatoria de puntos en el plano. La densidad media de puntos en este panel es de cinco puntos por cada unidad de área, y el número de puntos en un área determinada está caracterizado por una función de distribución de probabilidad tipo Poisson. El panel (b) muestra una distribución de puntos que también es aleatoria, pero generada a partir de una grilla en la que se ubican al azar exactamente cinco puntos en cada celda de la misma. Esta distribución de puntos del panel (b) resulta ser una distribución hiperuniforme. La densidad de puntos obtenida promediando en una escala mayor que el tamaño de la celda puede verse en los paneles inferiores de la Fig. 5.2. La densidad de puntos presenta fluctuaciones importantes para el caso poissoniano (panel (c)), mientras que están suprimidas en el caso hiperuniforme (panel (d)). Sin embargo, la densidad media de puntos es la misma para ambos casos (5 puntos por unidad de área) y a escalas del tamaño de la grilla parecen igualmente desordenados.

Podemos cuantificar un poco más lo que diferencia a los dos sistemas presentados en la Fig. 5.2 notando que en el caso poissoniano, la varianza en el número N de partículas contenido en un área determinada, $\sigma_N^{2\text{pois}}$, crece como N , y por lo tanto escala como $\sigma_N^{2\text{pois}} \propto L^2$, el área del sistema (L^2 y N están relacionados mediante la densidad promedio del sistema, 5 partículas por unidad de área). El caso hiperuniforme del panel (b) es diferente ya que, dada un área L^2 , únicamente contribuyen a la varianza

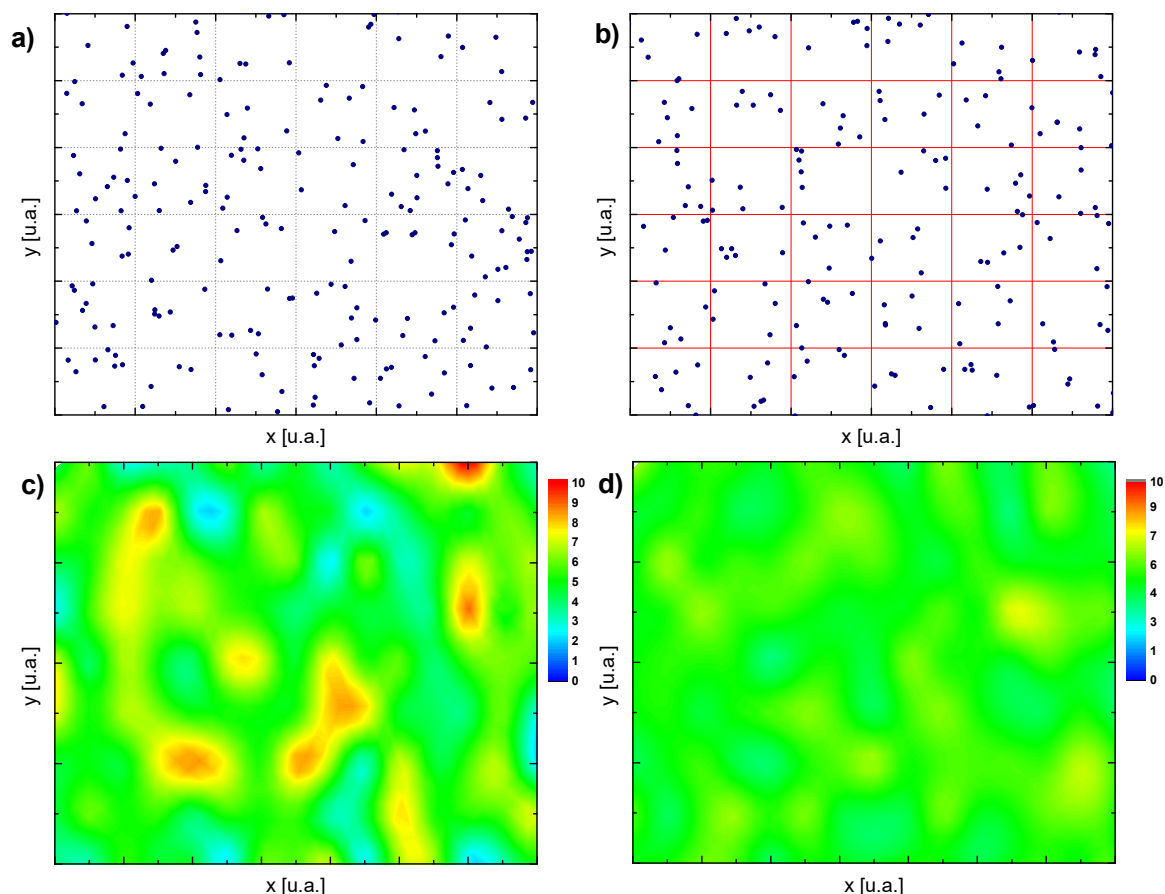


Figura 5.2: Paneles superiores: distribución de puntos al azar (a) proceso poissoniano, eventos independientes que aparecen con una densidad promedio de 5 puntos por unidad de área, (b) restringiendo la presencia de exactamente 5 puntos en cada unidad de área, lo que dará lugar a un patrón hiperuniforme. Los paneles (c) y (d) muestran mapas de densidad de puntos después de un *coarse graining*. El panel (c), correspondiente al caso poissoniano, presenta fluctuaciones de densidad importantes que se encuentran fuertemente suprimidas en el caso hiperuniforme (d).

en el número de partículas contenidas en dicha área σ_N^{2hip} las celdas del borde del área. Es decir que la varianza escala con el perímetro del área de observación $\sigma_N^{2hip} \propto L$. Este escaleo de la varianza del número de partículas con el tamaño del área de observación con una potencia menor a las dimensiones espaciales del problema d ($\sigma_N^{2hip} \propto L^1$, siendo $d = 2 > 1$) define a los sistemas hiperuniformes. Una conexión con la definición anterior de hiperuniformidad ($\lim_{q \rightarrow 0} S(q) = 0$) puede establecerse si consideramos que para un sistema con factor de estructura que se anula a q chicos como una ley de potencias $\lim_{q \rightarrow 0} S(q) \propto q^\alpha$, la varianza en el número de partículas en un área de observación circular de radio R se comporta como [20]:

$$\sigma_N^2(R \rightarrow \infty) \propto \begin{cases} R^{d-1} & \alpha > 1 \\ R \ln R & \alpha = 1 \\ R^{d-\alpha} & 0 < \alpha < 1 \end{cases} \quad (5.2)$$

El caso poissoniano corresponde a $\alpha = 0$ (un factor de estructura constante y unitario, con una varianza que crece como R^d), mientras que α 's mayores dan lugar a comportamientos hiperuniformes. Es posible la existencia de sistemas desordenados en los cuales la varianza presente un escaleo con potencias menores a d y factores de estructura que tiendan a cero a q bajos. Es decir que la hiperuniformidad puede aparecer en sistemas espacialmente desordenados. Estos sistemas hiperuniformes desordenados combinan la propiedad de isotropía que caracteriza a los líquidos y gases con la supresión de fluctuaciones de densidad a escalas grandes, típicas de un cristal. La presencia de hiperuniformidad revela entonces una especie de orden oculto, independiente de la existencia de un ordenamiento posicional “tradicional”. Se ha observado hiperuniformidad en un extensísimo conjunto de sistemas muy variados de interés en distintas áreas de la ciencia [20] y sin conexión aparente entre ellos: desde las fluctuaciones de densidad en el universo temprano hasta la distribución de células en la retina de las aves.

La posibilidad de tener fases hiperuniformes desordenadas en sistemas de vórtices fue propuesta por LeThien, Olson–Reichhardt y Reichhardt [70]. Su trabajo estaba orientado a determinar si patrones hiperuniformes de centros de anclaje resultaban en un aumento de la corriente crítica. Notaron que los patrones espaciales que los vórtices adoptaban en sus simulaciones eran hiperuniformes independientemente de si el patrón de centros de anclaje era hiperuniforme o no. Esto los llevó a postular la posibilidad de que la hiperuniformidad sea una propiedad intrínseca de al menos algunas fases de las redes de vórtices, y la existencia de fases hiperuniformes desordenadas.

Con experimentos de decoración magnética como los descritos en la Sec 2.2 es posible obtener factores de estructura 2D, que reflejan en su comportamiento asintótico con $q \rightarrow 0$ la presencia o no de hiperuniformidad en una *capa* de la red de vórtices. Un

$S(\vec{q})$ que sature a un valor no nulo en este límite corresponde a un comportamiento no hiperuniforme, mientras que un $S(\vec{q})$ que se extrapole a cero (por ejemplo, pero no exclusivamente, un $S(\vec{q})$ tipo ley de potencias) corresponde a un caso hiperuniforme. Esto nos permite responder, al menos parcialmente, la pregunta por la presencia de hiperuniformidad en las redes de vórtices. Nuestro trabajo se llevó a cabo en colaboración con Alejandro Kolton y Federico Elías, del laboratorio de Teoría del Sólido del Centro Atómico Bariloche, que enriquecieron la discusión con sus aportes, y algunos de los cuales se expondrán en las secciones sucesivas. La gran mayoría de las decoraciones magnéticas en las que se sustenta nuestro análisis se deben al trabajo de Jazmín Aragón Sánchez, Raúl Cortés Maldonado, René Cejas Bolecek, Joaquín Puig y Yanina Fasano. También analizamos datos de decoraciones magnéticas realizadas por mí en las muestras prístinas y con defectos columnares estudiadas en los capítulos precedentes.

5.3. Factor de estructura 2D de la materia de vórtices

5.3.1. Obtención del factor de estructura 2D

Una vez realizados los experimentos de decoración magnética siguiendo el protocolo descrito en la Sec. 2.2, disponemos de un conjunto de imágenes como la que se observa en la Fig. 5.3. Estas presentan una adecuada resolución para distinguir vórtices individuales, pero no nos aportan la información que buscamos: las fluctuaciones de densidad a escalas muy grandes (mucho mayores que las dimensiones cubiertas por el campo de visión de la fotografía). Es por eso que tenemos que recurrir a la estrategia de tomar una serie de fotos de zonas adyacentes en la muestra y armar una especie de *collage*, resultando en un mosaico de imágenes que dan cuenta de la distribución espacial de los vórtices en un área grande. Un ejemplo de esto puede verse en la Fig. 5.4, que corresponde a cerca de 40 imágenes adyacentes de una decoración magnética realizada a un campo aplicado de 36 Oe en un protocolo *field cooling* en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Disponiendo de estas imágenes, es posible catalogar las posiciones para los vórtices y calcular el factor de estructura del patrón 2D que aparece en la superficie a partir de la Ec. 5.1. El factor de estructura 2D correspondiente a un subconjunto rectangular de este *collage* se muestra en la Fig. 5.5. La importancia de tener una ventana de visión rectangular se discutirá en detalle en la siguiente subsección y se debe a la estrategia que usamos para minimizar los efectos de borde.

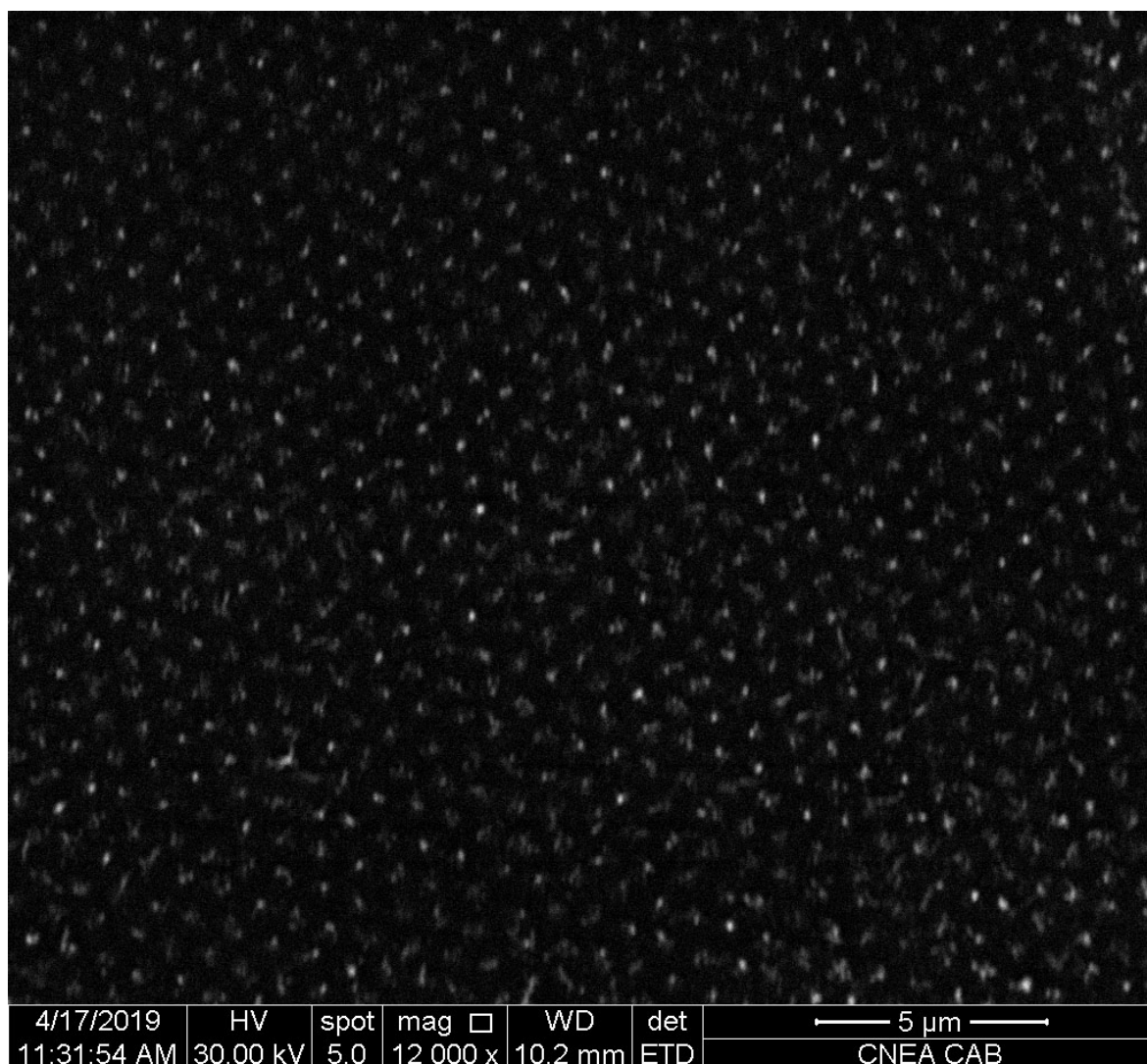


Figura 5.3: Fotografía SEM de una decoración magnética a un campo aplicado de 36 Oe en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. La posición de los vórtices (puntos blancos) puede determinarse con una precisión mayor a 300 nm.



Figura 5.4: Decoración magnética en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ luego de un proceso field cooling a un campo de 36 Oe. El armado de un *collage* como este, a partir de 40 fotos aproximadamente, nos permite ganar resolución a q bajos sin perder la resolución de los vórtices individuales.

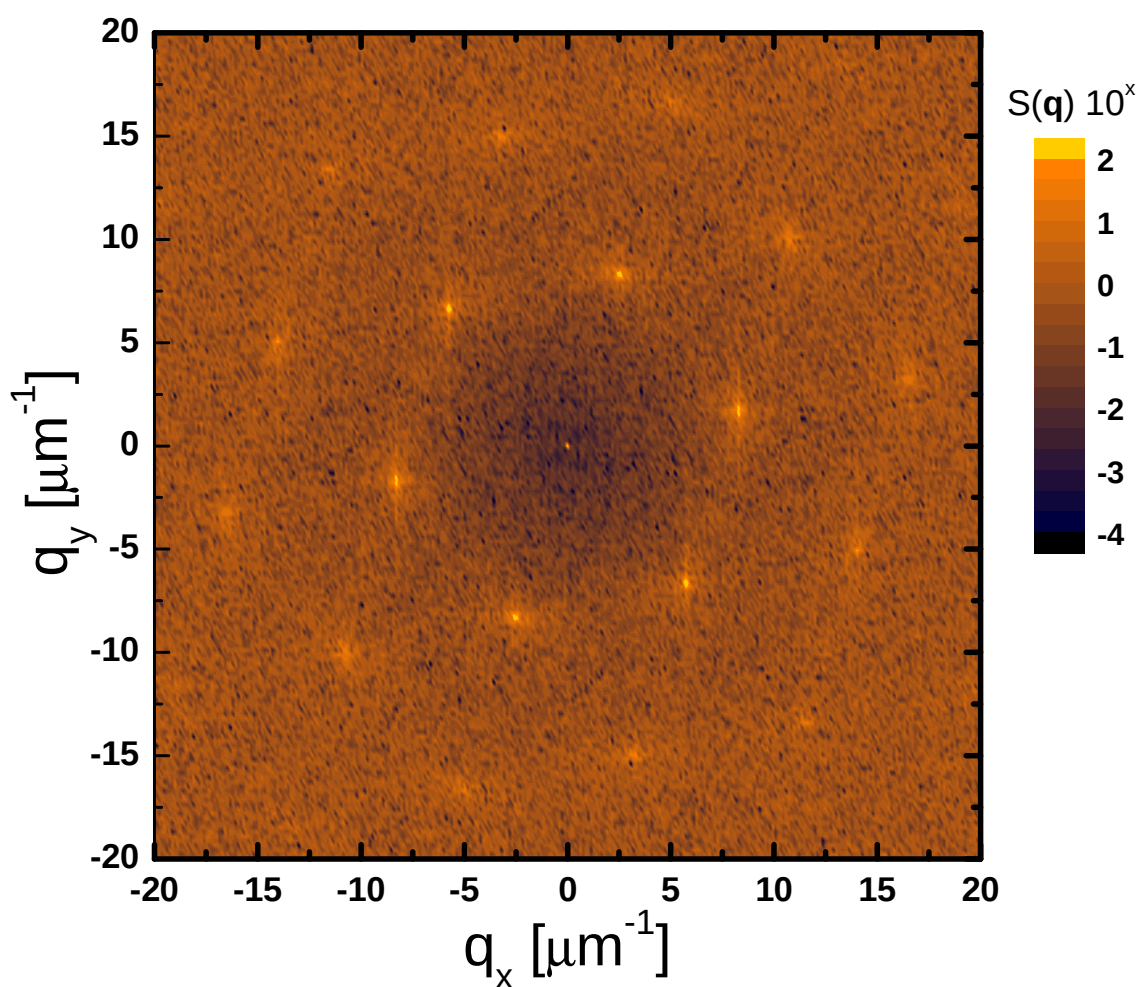


Figura 5.5: Factor de estructura 2D obtenido a partir de posiciones de los vórtices correspondientes a un subconjunto de los que se muestran en la Fig. 5.4. Se observa una red triangular de picos de Bragg, separados entre sí por una distancia $q_0 \simeq 8,7[\mu\text{m}]^{-1} \simeq \frac{2\pi}{a_0}$, donde a_0 es el parámetro de red en el espacio real.

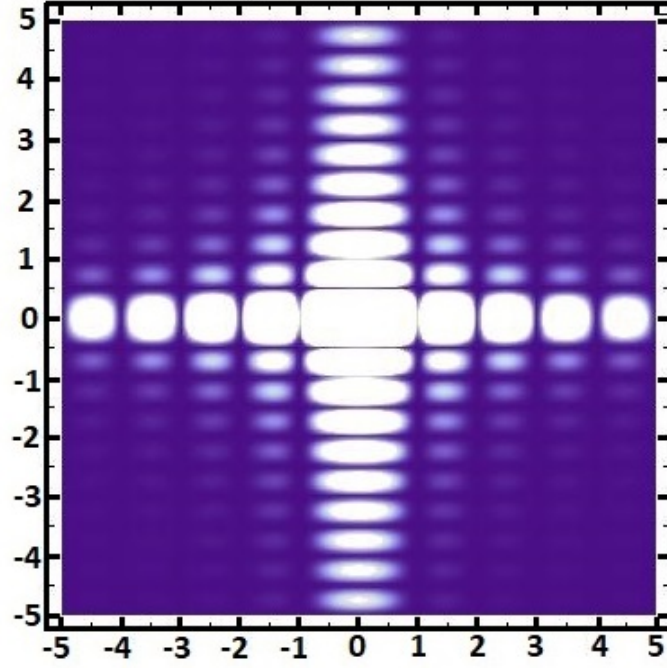


Figura 5.6: Simulación del patrón de intensidades resultante de la difracción por una rendija rectangular de ancho L_x y altura $L_y=2L_x$. Si el patrón graficado se tratara del producido en una pantalla a distancia z de la rendija y la longitud de onda es λ , las unidades de los ejes corresponden a $\frac{z\lambda}{L_x}$. Nuestra ventana produce un patrón similar en nuestros factores de estructura.

5.3.2. Efectos de la ventana

Inevitablemente estamos limitados a observar una región acotada de nuestro sistema de estudio. Esto tiene su impacto en el factor de estructura que calculamos considerando únicamente los vórtices que están en nuestro campo de visión y desestimando los externos. Una forma de caracterizar este efecto es pensar que la densidad de vórtices de la que estamos partiendo, $n(\vec{r}) = \sum_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i)$, es el producto de una función $\mathcal{N}(\vec{r})$ que describe la densidad del sistema completo y una función $\mathcal{V}(\vec{r})$ que da cuenta de la ventana (i.e. vale 1 dentro del área de observación y 0 afuera). Por el teorema de la convolución, $\tilde{n}(\vec{q})$, la transformada de Fourier de la densidad, será la convolución de dos funciones: la transformada de Fourier de la ventana y la transformada de la densidad del sistema completo. La transformada de Fourier de la ventana es análogo al patrón de difracción de Fraunhofer de una apertura rectangular que se muestra en la Fig. 5.6.

La convolución con este patrón de difracción es un problema que afecta a todos los puntos experimentales de nuestro factor de estructura 2D. Sin embargo, es importante notar que el factor de estructura del sistema infinito presenta una delta en el origen (para nuestro sistema finito, $S(\vec{q}=0) = N$, el número de partículas), y la convolución de esta delta con la difracción de la ventana genera la presencia de una *cruz* que resulta muy notoria cerca del origen, como puede verse en la Fig. 5.7. Este efecto deberá ser tenido en cuenta y se busca minimizarlo a la hora de evaluar la evolución de $S(\vec{q})$ en

el límite $q \rightarrow 0$.

La transformada de Fourier de la ventana vale cero en $q_{x,y} = n2\pi/L_{x,y}$ (con n entero distinto de cero), de manera que calculando el factor de estructura para valores de $q_{x,y}$ que sean múltiplos de $2\pi/L_{x,y}$ estaremos generando un muestreo óptimo del factor de estructura, en el sentido que el mismo nos alivianaría en principio el problema de la difracción de la ventana. Para visualizar la efectividad de este muestreo comparado con otra elección de q 's, la Fig. 5.7 muestra los mismos datos que la Fig. 5.5 pero con un muestreo en el espacio recíproco distinto del óptimo. Una cruz espúria centrada en el origen del espacio recíproco y debida a la ventana de observación es visible para q 's bajos, orientada según las rectas $q_x \simeq 0$ y $q_y \simeq 0$. Este efecto es particularmente molesto en la región del espacio recíproco que deseamos investigar. Por lo tanto, recurriremos siempre al muestreo óptimo de los q 's, es decir, satisfaciendo que los $q_{x,y}$ sean múltiplos enteros de $n2\pi/L_{x,y}$. De todos modos, un buen muestreo no siempre nos libera completamente del problema, de manera tal que para el análisis que sigue muchas veces se descartan los valores más afectados por este efecto (los puntos cercanos a las rectas $q_x=0$ y $q_y=0$).

5.3.3. Resultados

Las decoraciones magnéticas en muestras prístinas y con defectos puntuales generadas por irradiación con electrones presentan redes que suelen estar ordenadas, con picos de Bragg en el factor de estructura claramente distinguibles. La Fig. 5.8 muestra un conjunto de factores de estructura bidimensionales de la red de vórtices en muestras con desorden puntual inducido por irradiación con electrones. Cada uno de los paneles representa un campo distinto, en orden de campo creciente entre 9 y 67 Gauss. Todos estos ejemplos excepto el panel (a) presentan picos de Bragg formando una red triangular en el espacio recíproco. Esto es un reflejo del orden de cuasi-largo alcance en el espacio real que presenta la fase de vidrio de Bragg. El espaciamiento entre los picos de Bragg aumenta con el campo, ya que viene dado por $q_0=2\pi/a_0$, siendo $a_0 \propto B^{-1/2}$ el parámetro de red en el espacio real. Para el campo más bajo presentado, mostrado en el panel (a), los picos de Bragg no se definen claramente, sino que aparece un anillo característico del factor de estructura de un líquido o un amorfo.

Los factores de estructura de las muestras con defectos columnares no presentan picos de Bragg, sino que es visible un anillo de radio $2\pi/a_0$. Esto puede observarse en la Fig. 5.9, que muestra el factor de estructura de la materia de vórtices nucleada en una muestra con $B_\Phi=30$ Gauss para campos de $B =$ a) 8, b) 16 y c) 46 Gauss.

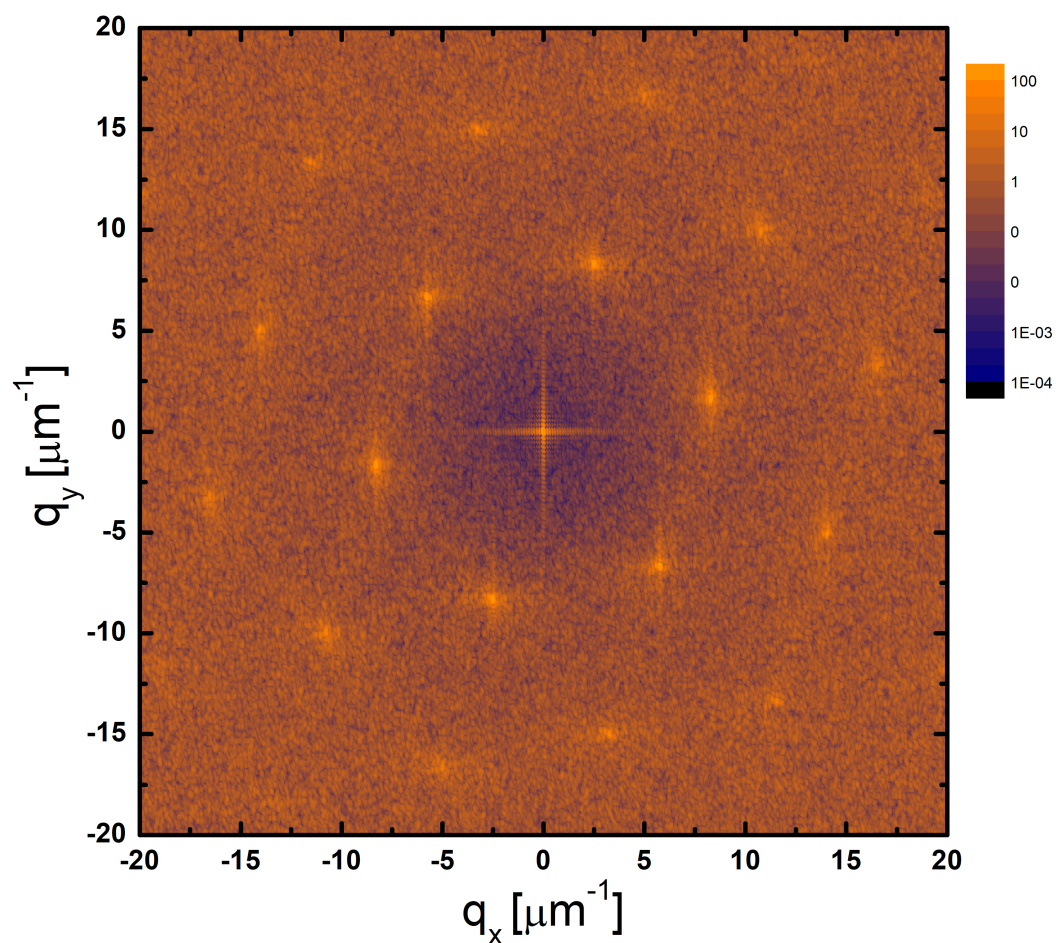


Figura 5.7: Factor de estructura obtenido a partir de los mismos datos que la Fig. 5.5 con un muestreo diferente del óptimo para q_x y q_y (es decir, $q_{x,y} \neq n2\pi/L_{x,y}$). Una cruz debida al efecto de una ventana finita se aprecia claramente en el origen. El efecto de esta es particularmente molesto cerca de las rectas $q_x = 0$ y $q_y = 0$.

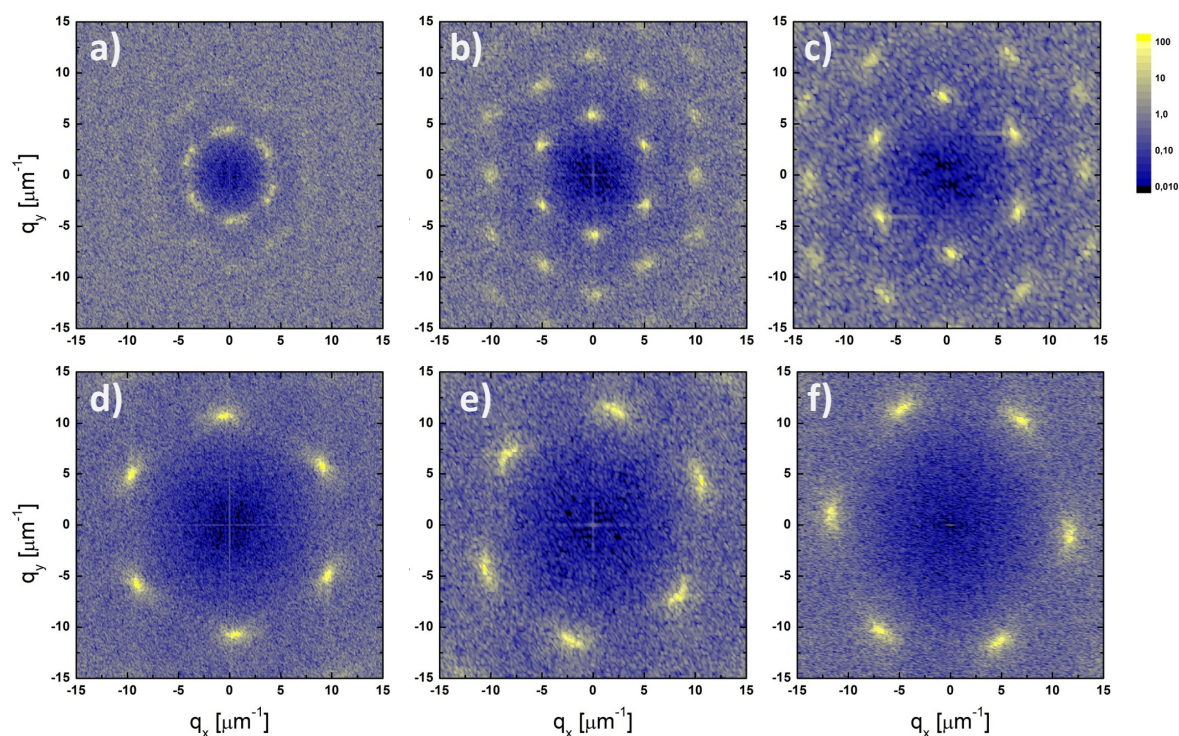


Figura 5.8: Factor de estructura para un conjunto de decoraciones magnéticas en muestras de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ con desorden puntual fuerte inducido por irradiación con electrones. Los campos correspondientes a cada uno de los paneles son: a) 9, b) 16, c) 28, d) 53, e) 60 y f) 67 Gauss.

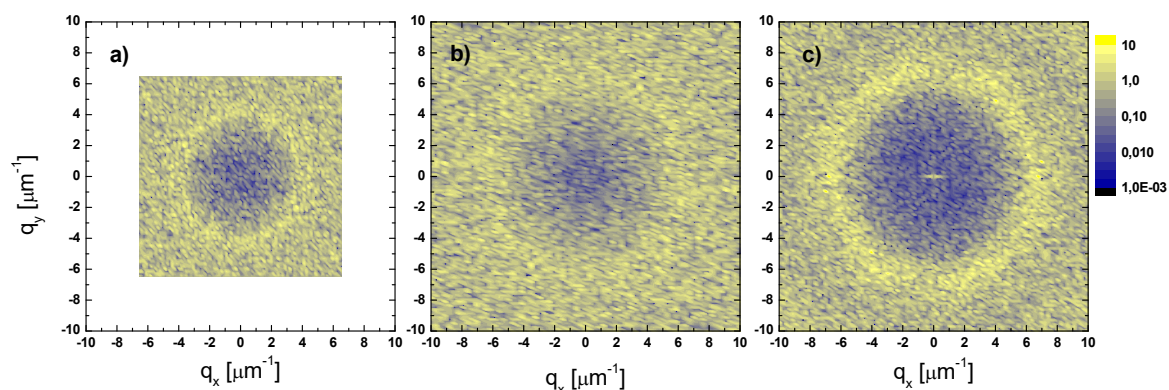


Figura 5.9: Factor de estructura para un conjunto de decoraciones magnéticas en muestras de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ con una densidad de defectos columnares de $B_\Phi = 30$ Gauss. Las densidades de vórtices corresponden a a) 8, b) 18 y c) 46 Gauss.

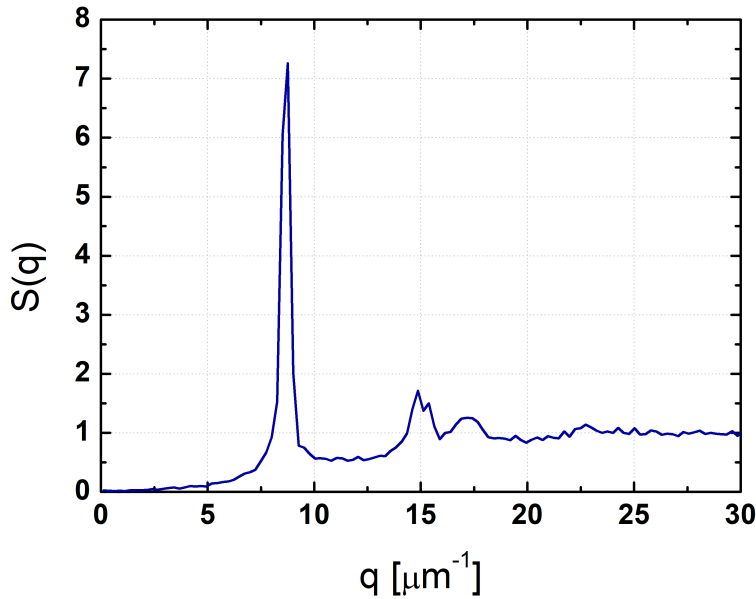


Figura 5.10: Promedio angular del factor de estructura de la Fig. 5.5, correspondiente a una decoración magnética en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ a 36 Oe *field cooling*. Se observan los picos de Bragg y el límite $S(q) \rightarrow 1$ para $q \rightarrow \infty$. Para q pequeño es notorio un decaimiento, es decir, una supresión de la amplitud de los modos de la densidad con q pequeños.

5.4. Ajustes del factor de estructura promediado angularmente e hiperuniformidad de las fases de vórtices

Una vez obtenidos los factores de estructura es posible realizar un promedio angular y graficar la magnitud $S(q) \equiv \langle S(\vec{q}) \rangle$, donde el promedio se realiza sobre los $\vec{q}$ que caen en un anillo de radio q , exceptuando los puntos afectados por la cruz que se menciona en la sección anterior, cuando el efecto de la difracción del borde no es completamente eliminado por una buena elección de los q 's muestreados. Bajo la presuposición de isotropía a q pequeños, respaldada en este régimen asintótico por resultados de simulaciones en dinámica molecular[21], un ajuste de la curva obtenida nos permite describir la dependencia funcional de $S(q)$ a q bajos e identificar la presencia de hiperuniformidad en las redes de vórtices. Como primer ejemplo del promediado angular mostramos en la Fig. 5.10 el promediado angular del factor de estructura que se muestra en la Fig. 5.5. En esta figura se distinguen claramente un pico de Bragg correspondiente a $q_0 = 2\pi/a_0$, donde a_0 es la distancia a primeros vecinos. Picos menos prominentes se observan en valores cercanos a $\sqrt{3}q_0$ y $2q_0$, correspondientes a los picos de Bragg de la segunda y tercera zona de Brillouin respectivamente. Para q grandes, el factor de estructura satura a 1, mientras que a q bajos (menores al pico de Bragg) está suprimido y parece tender a cero. Para todas las muestras estudiadas es posible ajustar una ley de potencias en un

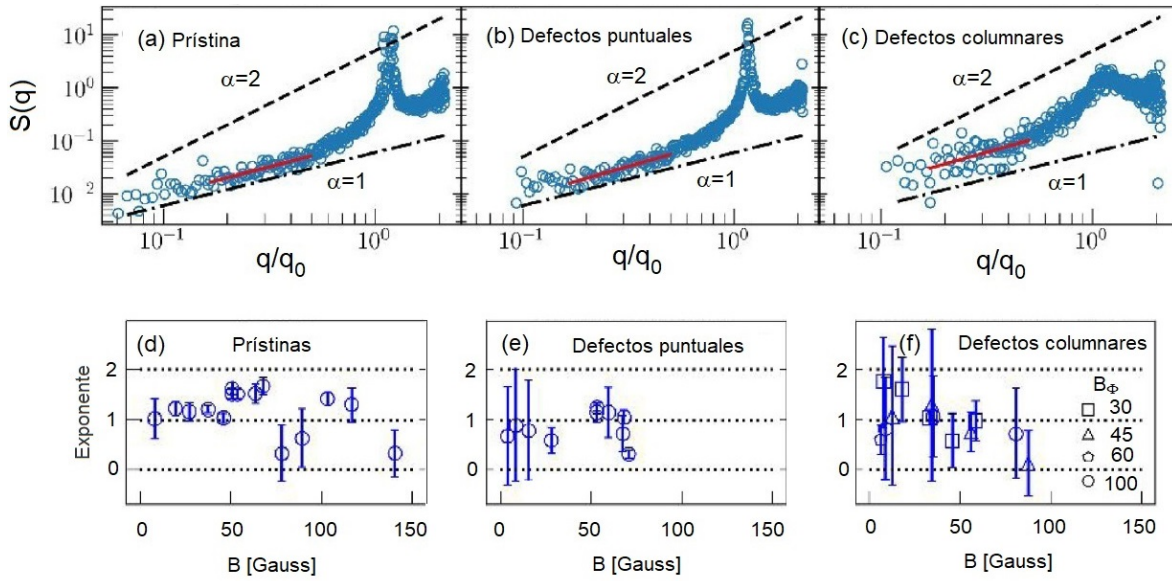


Figura 5.11: Ajustes para el factor de estructura promediado angularmente correspondiente a decoraciones (a) realizada en una muestra prístina, correspondiente a un campo de $B = 46$ Gauss, (b) en una muestra con defectos puntuales producidos por irradiación con electrones, $B = 53$ Gauss y (c) muestra con una densidad de defectos columnares de $B_\Phi = 45$ Gauss producidos por irradiación con Pb, $B = 35$ Gauss. Las líneas punteadas muestran la forma funcional de una ley de potencias q^α , con $\alpha = 1$ y 2. Ajustes en un rango restringido de q arrojan un comportamiento tipo ley de potencias con un exponente cercano a 1, consistente con la presencia de hiperuniformidad.

rango restringido [21], lo cual sería consistente con un comportamiento hiperuniforme de ser correcta una extrapolación de este comportamiento al límite asintótico $q \rightarrow 0$. La Fig. 5.11 muestra ajustes con ley de potencia para cada tipo de desorden estudiado: (a) una muestra prístina, (b) desorden puntual por irradiación con electrones y (c) defectos columnares. El ajuste es realizado en el rango de $1/6 < q/q_0 < 1/2$. El rango de q más bajo en el ajuste ($q/q_0 < 1/6$) fue descartado aduciendo posibles problemas asociados a efectos de tamaño finito. Los exponentes que resultan de estos ajustes para los distintos campos estudiados se muestran en el panel inferior de la figura junto con sus barras de error. Para todas las muestras se obtienen exponentes cercanos a 1.

Sin embargo, la exploración de un régimen asintótico requiere gran cuidado y no nos conformaremos con este ajuste sencillo. Exploraremos cada caso de desorden en particular e intentaremos reconocer si los datos accesibles mediante nuestras decoraciones, que tienen un campo de visión grande pero acotado, nos permiten estudiar el régimen asintótico de $S(q)$ para $q \rightarrow 0$ o no. La Fig. 5.12 muestra un conjunto de promedios angulares de factores de estructura para redes de vórtices en muestras prístinas para cuatro campos distintos. Las barras de error corresponden a la desviación estándar del conjunto de valores sobre los que se realizó el promedio angular. Al igual que la muestra prístina ya reportada, un pico aparece para $q = q_0$ correspondiente a los picos de Bragg que se observan en el factor de estructura 2D. Hacia q más bajos se observa

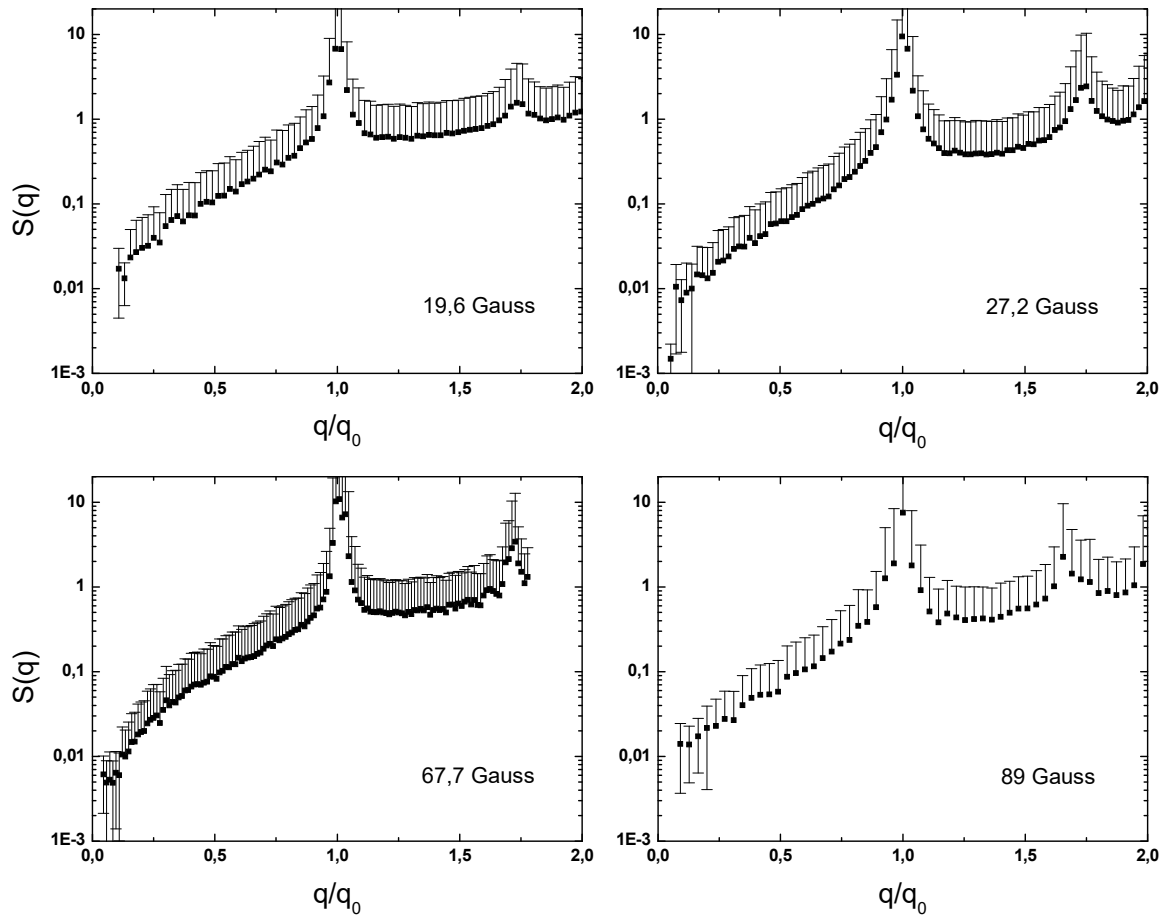


Figura 5.12: Promedios angulares del factor de estructura bidimensional de muestras prístinas como función de q/q_0 , siendo q_0 el valor del módulo de $\vec{q}$ al cual aparece el primer pico de Bragg. Para $q/q_0 < 1$, por debajo del pico de Bragg, se verifica un comportamiento exponencial. Algunas muestras (e.g. decoración a 67,7 Gauss) presentan un régimen a q bajos de tipo ley de potencia (ver Fig. 5.13).

un $S(q)$ que depende exponencialmente con q (se observa lineal en los gráficos de la Fig. 5.12, presentados en escala log–lineal). Algunas muestras presentan a q chicos una desviación del comportamiento exponencial. Un ejemplo de esta desviación puede verse en el campo de 67,7 Gauss, en el panel inferior izquierdo de la Fig. 5.12. En escala doble logarítmica es notorio un comportamiento tipo ley de potencias en este rango de bajos q . La Fig. 5.13 muestra el ajuste para estos datos en el rango $0,05 < q/q_0 < 0,4$, arrojando un exponente de $1,53 \pm 0,06$. Este rango de ajustes llega casi hasta el q más bajo accesible experimentalmente en esta realización, dejando fuera únicamente un punto a q bajos, que podría estar influenciado por efectos de tamaño finito. El límite de q pequeños alcanzado en este ajuste corresponde a información en el espacio real de unos 20 parámetros de red. El comportamiento tipo ley de potencia a q 's tan pequeños sugiere un comportamiento hiperuniforme para las muestras donde esta desviación del comportamiento exponencial es detectado, mientras que un comportamiento puramente exponencial no es hiperuniforme. Interpretamos de este análisis que, en los datos

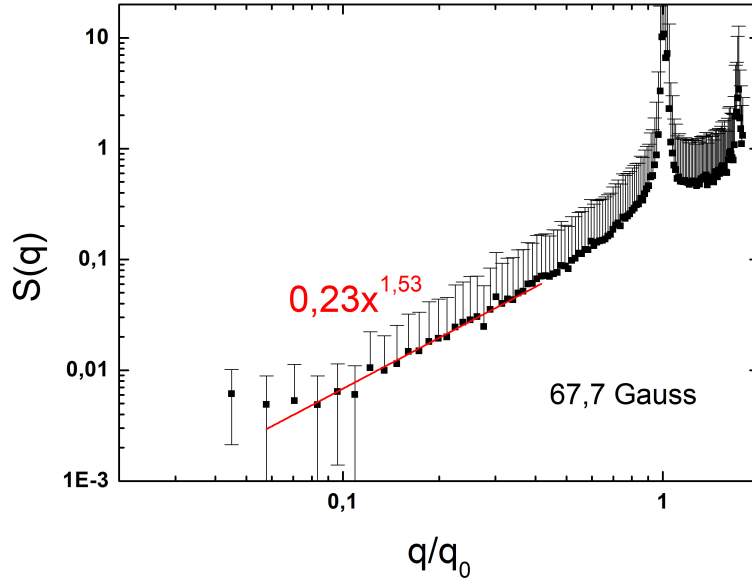


Figura 5.13: Ajuste de una ley de potencias para el comportamiento del factor de estructura promediado angularmente de una muestra prístina (67,7 Gauss, ver panel inferior izquierdo de la Fig. 5.12) en el rango de q bajos ($0,05 < q/q_0 < 0,4$). El exponente que mejor ajusta esta funcionalidad es $1,53 \pm 0,06$.

con los que contamos, el régimen asintótico de $q \rightarrow 0$ está caracterizado por una dependencia de $S(q)$ tipo ley de potencia, pero que es únicamente accesible en algunas decoraciones que tienen un tamaño de campo de visión a partir de un valor crítico q^* , mientras que en otras sólo llegamos a ver la parte exponencial, dominante a q más altos. Para asegurarnos de este resultado, merecen ser estudiadas decoraciones que cubran áreas con millones de vórtices, y realizar estudios en función del espesor de la muestra, lo cual cambiaría el valor de q^* [21]. Este trabajo queda planteado a futuro.

El caso de muestras con desorden puntual generado mediante irradiación con electrones es similar al de las muestras prístinas descrito anteriormente. La Fig. 5.14 muestra un ejemplo de ajuste de ley de potencias en una muestra con defectos puntuales por irradiación con electrones. El exponente obtenido es de $1,42 \pm 0,04$, comparable al observado en muestras prístinas.

En las muestras con defectos columnares el factor de estructura promediado angularmente presenta picos mucho más anchos y menos pronunciados, que en el caso prístino. Ejemplos del factor de estructura promediado angularmente para muestras con defectos columnares ($B_\Phi = 30$ y 45 Gauss) pueden verse en la Fig. 5.15. Un comportamiento exponencial de $S(q)$ se verifica en cierto rango de q/q_0 por debajo de 1, al igual que para las muestras con defectos puntuales. Para q/q_0 menores, por debajo de cierto valor crítico cercano a $1/2$, se comienza a distinguir otro régimen del factor de estructura promediado angularmente, que parece ser otra exponencial o un intento de

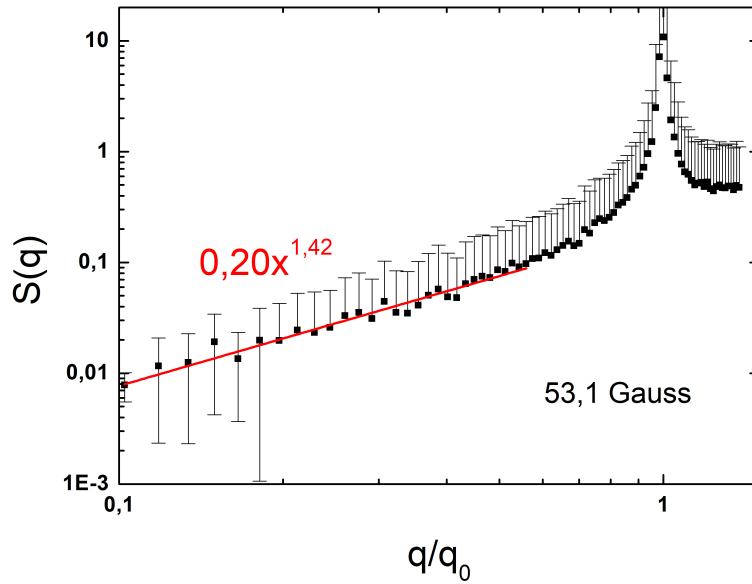


Figura 5.14: Ajuste de una ley de potencias para el comportamiento del factor de estructura promediado angularmente de una muestra con defectos puntuales introducidos por irradiación con electrones en el rango de q bajos ($0,05 < q/q_0 < 0,4$). El exponente que mejor ajusta esta funcionalidad es $1,42 \pm 0,04$.

saturación a q bajo. Sin embargo, el ajuste de una ley de potencia en el rango de q/q_0 bajos es igualmente bueno, y no podemos distinguir un ajuste que sea mejor que otro. Los datos de los que disponemos no nos permiten distinguir de forma inequívoca la funcionalidad asintótica de $S(q)$ en el límite $q/q_0 \rightarrow 0$, y nos es imposible afirmar algo contundente con respecto a la hiperuniformidad en estas muestras. De todos modos, para los rangos de q/q_0 más bajos accesibles a partir de nuestros datos ($q/q_0 \approx 1/20$), el valor del factor de estructura promediado angularmente es menor en las muestras prístinas y con defectos puntuales por un factor entre 5 y 10 veces que el observado en las muestras con columnares para el mismo q/q_0 . Esto da una idea del decaimiento más lento del factor de estructura a medida que $q/q_0 \rightarrow 0$ en las muestras con columnares.

En la próxima sección contrastaremos estos resultados experimentales con lo predicho por una teoría hidrodinámica para distintas fases de vórtices y las posibles implicancias de estos resultados para la discusión sobre transiciones de fase de la materia de vórtices con desorden que dimos en los capítulos precedentes.

5.5. Discusión

El factor de estructura de un conjunto de vórtices en equilibrio ya había sido calculado teóricamente a partir de un modelo hidrodinámico con diferentes tipos de desorden[71]. Tanto para la fase líquida como para el sólido de vórtices en ausencia de

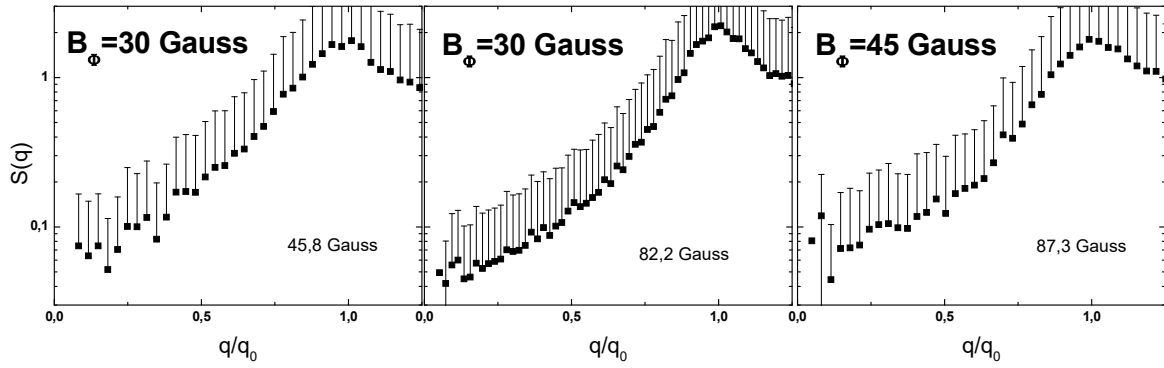


Figura 5.15: Promedio angular de los factores de estructura 2D para muestras de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ con densidades de defectos columnares de $B_\Phi = 30$ (paneles izquierdo y central) y 45 (panel derecho) Gauss. Los campos corresponden a $B=54,8$, $82,2$ y $87,1$ Gauss.

desorden el factor de estructura 3D resulta:

$$S(\vec{q}, q_z) = \frac{n_0 k_B T |\vec{q}|^2}{c_{11} |\vec{q}|^2 + c_{44} q_z^2}, \quad (5.3)$$

donde c_{11} y c_{44} son los módulos elásticos de compresibilidad y de deformación ante “inclinación” respectivamente. Estos módulos elásticos son dispersivos, es decir que poseen una dependencia con q , y con el campo. En particular, la red suele ser más blanda a escalas pequeñas [42, 72]. Pero es lícito ignorar esta dependencia al mirar el límite asintótico, aproximando los valores de $c_{11}(\vec{q})$ y $c_{44}(\vec{q})$ por $c_{11}(0)$ y $c_{44}(0)$. Es importante notar que en este caso el factor de estructura obtenido nos indica que la red tridimensional de vórtices no es hiperuniforme. Por ejemplo, para la dirección particular del espacio recíproco $q_z = 0$, el factor de estructura tiende a una constante no nula.

El desorden puntual descorrelacionado modifica el resultado previo [71, 73] añadiendo un término similar pesado por un factor Δ que da cuenta de la intensidad del desorden:

$$S(\vec{q}, q_z) = \frac{n_0 k_B T |\vec{q}|^2}{c_{11} |\vec{q}|^2 + c_{44} q_z^2} + \Delta \frac{n_0 |\vec{q}|^2}{c_{11} |\vec{q}|^2 + c_{44} q_z^2}.$$

Sin embargo, la dependencia funcional para q bajos del factor de estructura tridimensional sigue siendo similar al caso sin desorden, resultando no hiperuniforme.

A partir del factor de estructura 3D es posible inferir cuál es el factor de estructura 2D (es decir, el factor de estructura que uno obtendría para el patrón 2D que resulta de un corte transversal paralelo a lo plano ab) integrando sobre la variable q_z . Esto presupone que cada una de las capas es estadísticamente equivalente a las demás. Realizando estas integrales sobre los resultados descriptos anteriormente obtenemos factores de estructura 2D que en el límite de q bajo se comportan según se describe en la Tabla 5.1, reportados en nuestra referencia [21].

Por lo tanto, el líquido de vórtices resulta en patrones bidimensionales hiperuniformes para desorden puntual, mientras que el vidrio de Bragg y la presencia de de-

Sin desorden	$\propto q$
Líquido con desorden puntual	$\propto q$
Vidrio de Bragg	$\propto q^0$
Defectos columnares	$\propto q + cte$

Tabla 5.1: Dependencia con q del factor de estructura bidimensional para distintas fases de vórtices en el límite de q chicos según los resultados de la teoría hidrodinámica [21]

fectos columnares conducen a factores de estructura 2D con una saturación a q bajos. Sorpresivamente, redes tridimensionales no hiperuniformes resultan en patrones bidimensionales que presentan hiperuniformidad para algunas fases. Por ejemplo, el líquido de vórtices sin desorden, cuyo factor de estructura 3D viene dado por la ecuación 5.3, resulta en patrones bidimensionales hiperuniformes, al menos dentro del marco de la teoría hidrodinámica.

Para entender mejor este resultado un tanto desconcertante es útil recurrir a una relación que existe entre el módulo de compresibilidad isotérmico $\kappa_T = -(1/V)(\partial/\partial p)|_T$ y el límite de $S(q)$ con $q \rightarrow 0$:

$$\lim_{q \rightarrow 0} S(q) = \rho k_B T \kappa_T, (5.4)$$

donde ρ es la densidad y k_B es la constante de Boltzmann. El resultado anterior, entonces, nos indica que en equilibrio las redes tridimensionales de vórtices son compresibles, pero que los patrones bidimensionales no lo son. Esto se debe a que el patrón 2D está conectado a las capas adyacentes. La respuesta a una compresión que actúa sólo en el plano en cuestión debe además doblar las líneas de las capas adyacentes. Es decir que en el plano aparece una fuerza efectiva adicional a la interacción entre puntos, debida al requerimiento de continuidad de las líneas de flujo, que hace del patrón en el plano incompresible.

El comportamiento exponencial del promedio angular del factor de estructura 2D que observamos para $q \leq q_0$ en todas las decoraciones magnéticas parecería estar fuera del rango asintótico descrito por esta clasificación. La observación de un cambio de comportamiento hacia un régimen tipo ley de potencia para $S(q)$ en el rango de q 's más bajos en muestras prístinas y con defectos puntuales conduce a pensar que podríamos estar accediendo un régimen distinto al exponencial y tal vez representativo del comportamiento asintótico a $q \rightarrow 0$. Si esto es así, podríamos afirmar que estas fases son hiperuniformes. La teoría hidrodinámica indica que si bien las redes de vórtices sin desorden son hiperuniformes, la adición de cierto desorden que convierte la fase estable en un vidrio de Bragg suprime estrictamente la hiperuniformidad, obteniendo un caso *marginalmente hiperuniforme*.

Nuestros resultados son consistentes con las propuestas teóricas si consideramos las siguientes cuestiones. Primeramente, nuestro “rango de visión” en las decoraciones magnéticas es limitado y por lo tanto hay cierto rango de $q/q_0 \rightarrow 0$ al que no tene-

mos acceso. Además, hay que tener en cuenta que las decoraciones magnéticas son realizadas luego de un proceso de enfriamiento con campo aplicado (*field cooling*), de modo tal que antes de llegar a su temperatura final, la red ha pasado por el líquido de vórtices. Al enfriarse, los modos de la densidad que poseen longitud de onda más larga se “congelan” antes (es decir, a temperaturas más altas) que los modos de longitud de onda corta. Entonces, al explorar las fluctuaciones de densidad a q bajos, estamos viendo una estructura que no es la de equilibrio a la temperatura de decoración, sino que guarda una memoria de las fluctuaciones de densidad a temperatura más alta. En particular, es posible que estemos explorando un rango de q 's que representan modos congelados cuando la red estaba en la fase líquida. Como el líquido de vórtices es hiperuniforme, es esperable que estos modos se vean suprimidos en el factor de estructura incluso si la fase estable a baja temperatura no fuera hiperuniforme. Esto se aplica no sólo a los resultados de las muestras con desorden puntual, sino que también es válido para las muestras con columnares. Esta puede ser una de las razones por las cuales no vemos una clara saturación en estas muestras. De todos modos, si dominara un comportamiento exponencial del $S(q)$ en las muestras con columnares, estaríamos teniendo una saturación a $q = 0$, lo que coincide con lo esperado por la teoría hidrodinámica.

5.6. Conclusiones

La propiedad de hiperuniformidad aparece en una gran variedad de sistemas transversal a todas las áreas de la ciencia. En este capítulo hemos indagado la presencia de hiperuniformidad en los patrones bidimensionales que los vórtices producen en la superficie de la muestra. Para ello recurrimos a un promedio angular del factor de estructura de decoraciones magnéticas. Los resultados obtenidos son consistentes con la presencia de hiperuniformidad en todas las decoraciones estudiadas.

Un análisis más detallado sugiere que puede existir una diferente supresión de las fluctuaciones de densidad de q bajo entre las decoraciones realizadas en muestras con desorden puntual y muestras con defectos columnares. Este comportamiento diverso para las muestras con columnares puede deberse a una tendencia de saturación del factor de estructura en el límite asintótico $q \rightarrow 0$ que no llegamos a resolver por una limitación en el campo de visión de los datos experimentales disponibles. Independientemente de si esta saturación se produce o no, los resultados experimentales obtenidos son consistentes con la descripción resultante de una teoría hidrodinámica para las redes de vórtices con distintos tipos de desorden. Sin embargo, una comparación más detallada es difícil, ya que nuestros experimentos están sujetos a limitaciones de tamaño finito, efectos del espesor de la muestra, que no controlamos en este estudio, y congelamiento de los modos de interés a temperaturas más altas de la decoración realizada [21]. De acuerdo con esta teoría hidrodinámica, y en consonancia con nuestros resultados

experimentales, la fase del líquido de vórtices es una fase hiperuniforme, mientras que las fases sólidas de vórtices presentan una hiperuniformidad marginal (vidrio de Bragg) o no presentan hiperuniformidad (vidrio de Bose). Esto nos remite a la pregunta inicial por la transición de primer orden. El hecho de tener un sólido amorfo en muestras con columnares indica que el orden posicional en el plano no es la simetría que entra en juego en esta transición. Las diferencias en cuanto a la hiperuniformidad de las fases líquida y sólida nos conduce a especular sobre la posible relevancia de esta propiedad en la transición.

Capítulo 6

Conclusiones generales

Este trabajo consiste en una exploración experimental sistemática del efecto de densidades bajas de defectos columnares y defectos puntuales generados por irradiación con electrones sobre la transición de primer orden en la materia de vórtices nucleada en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Para llevarla a cabo se recurrió a la técnica de magnetometría Hall local en sus versiones *dc* y *ac*, que nos permite identificar y caracterizar la transición en sí, y a la técnica de decoración magnética, que aporta información concerniente a la estructura de las redes de vórtices en la superficie de la muestra. La implementación de estas técnicas en muestras prístinas arrojó datos similares a los ya reportados en la literatura, habilitándonos a utilizar las mismas para el estudio de muestras con desorden. Además, hemos identificado una estructura no trivial en el apantallamiento de una señal alterna en estas muestras, no reportado previamente, que hemos llamado segundo apantallamiento. Hemos propuesto una interpretación del mismo, sugiriendo un cambio de régimen en el apantallamiento, estableciendo una conexión de este efecto con la transición de primer orden.

El estudio de muestras con defectos puntuales, generados por irradiación con electrones a bajas temperaturas, permitió reconstruir un diagrama de fases de la materia de vórtices en estas muestras. Se verificó una depresión de la temperatura crítica en las mismas, y el desplazamiento hacia campos menores de la línea de transición orden–desorden que separa la fase de vidrio de Bragg del vidrio de vórtices. El diagrama de fases resultante mostró que la fase de vidrio de vórtices aparece en estas muestras en un rango de campo accesible mediante la técnica de decoración magnética. Este conocimiento posibilitó a nuestros colaboradores obtener imágenes de la fase del vidrio de vórtices, permitiendo una mejor caracterización de esta fase y abriendo una discusión sobre la naturaleza de la llamada transición de orden–desorden[13].

Nuestros resultados de magnetometría Hall para determinar las propiedades magnéticas de la materia de vórtices en muestras con diferentes densidades de defectos columnares sugieren la presencia de una transición de primer orden en muestras con campos

de conmensurabilidad de al menos hasta $B_\Phi = 40$ Gauss. Para estas muestras no se ha observado la presencia de puntos críticos, sino que parecería haber una única línea de transición ininterrumpida. Para muestras con campos de conmensurabilidad más altos aparece una fenomenología distinta para los indicadores de la transición, lo que podría deberse a la naturaleza vidriosa de la transición en estas muestras. Sobre el orden de la misma no podemos afirmar nada más con el tipo de mediciones magnéticas que realizamos. Para avanzar en este tema sería necesario complementar con mediciones calorimétricas.

Mediciones de transmitividad en muestras con defectos columnares revelan que un efecto de segundo apantallamiento como el descrito para las muestras prístinas está presente también en algunas muestras con defectos columnares. Vimos que este efecto continúa para campos mayores al del efecto segundo pico. Esto sugiere una interpretación del mismo como un cambio en el régimen de apantallamiento, que a estos altos campos sea posiblemente debido al paso entre el líquido y el vidrio de vórtices. Esta posibilidad sugerida por nuestros resultados es interesante y merece ser estudiada a futuro de forma más detallada.

La dependencia angular de la transmitividad en muestras con columnares inclinados pone en evidencia la naturaleza direccional del anclaje generado por estos defectos. Además, estos resultados muestran que la transición de primer orden persiste en redes mixtas de vórtices panqueque y Josephson para una muestra con $B_\Phi = 50$ Gauss.

El estudio de propiedades estructurales de las distintas fases de vórtices mediante decoración magnética condujo a identificar la presencia de hiperuniformidad en los patrones que los vórtices producen en la superficie de la muestra. Es importante notar que la transición de primer orden en muestras prístinas implica, según la teoría hidrodinámica, el paso de una fase hiperuniforme (líquido de vórtices) a una sólo marginalmente hiperuniforme (vidrio de Bragg). Por lo tanto, sería en principio posible utilizar la presencia de hiperuniformidad en el plano a modo de parámetro de orden (un parámetro de orden *no local*) para distinguir estas fases y caracterizar la transición de primer orden.

Bibliografía

- [1] C. van Delft y P. Kes. “The discovery of superconductivity”. En: *Physics Today* 63 (9 2010), pág. 38.
- [2] D. Dew-Hughes. “The critical current of superconductors: an historical review”. En: *Low Temperature Physics* 27 (9 2001), pág. 38.
- [3] W. Meissner y R. Ochsenfeld. “Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit”. En: *Naturwissenschaften* 217 (44 1933), págs. 787-788.
- [4] Y. Fasano y col. “Commensurability and stability in nonperiodic systems”. En: *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* 102.11 (2005), pág. 3898.
- [5] Michael Tinkham. *Introduction to Superconductivity*. McGraw-Hill, Inc., 1996.
- [6] E. Zeldov y col. “Thermodynamic observation of first-order vortex-lattice melting transition in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ ”. En: *Nature* 375 (1995), pág. 373.
- [7] H. Pastoriza y P. H. Kes. “Direct Shear Probe of Vortex Lattice Melting in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ Single Crystals”. En: *Physical Review Letters* 75.19 (1995), pág. 3525.
- [8] N. Avraham y col. “Inverse melting of a vortex lattice”. En: *Nature* 411 (2001), págs. 451-454.
- [9] A. I. Larkin e Y. N. Ovchinnikov. “Pinning in type II superconductors”. En: *Journal of Low Temperature Physics* 34 (1979), págs. 409-428. DOI: [10.1007/bf00117160](https://doi.org/10.1007/bf00117160).
- [10] S. Demirdiř y col. “Strong pinning and vortex energy distributions in single-crystalline $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ ”. En: *Physical Review B* 84 (2011), pág. 094517.
- [11] C. J. van der Beek y col. “Vortex pinning: A probe for nanoscale disorder in iron-based superconductors”. En: *Physica B* 407 (2012), págs. 1746-1749.
- [12] T. Klein y col. “A Bragg glass phase in the vortex lattice of a type II superconductor”. En: *Nature* 413 (2001), págs. 404-406.
- [13] J. Aragón Sánchez y col. “Unveiling the vortex glass phase in the surface and volume of a type-II superconductor”. En: *Communications Physics* 2 (2019), pág. 143. DOI: <https://doi.org/10.1038/s42005-019-0243-4>.

- [14] T Giamarchi y P Le Doussal. “Elastic theory of flux lattices in the presence of weak disorder”. En: *Physical Review B* 52 (2 1995), pág. 1242.
- [15] R. Toft-Petersen y col. “Decomposing the Bragg glass and the peak effect in a Type-II superconductor”. En: *Nature Communications* 9 (2018), pág. 901.
- [16] N. R. Cejas Bolecek. “Propiedades estructurales y magnéticas de la materia de vórtices mesoscópica”. Tesis doct. Instituto Balseiro, mar. de 2015.
- [17] D. R. Nelson y V. M. Vinokur. “Boson localization and correlated pinning of superconducting vortex arrays”. En: *Phys. Rev. B* 48 (17 nov. de 1993), págs. 13060-13097. DOI: [10.1103/PhysRevB.48.13060](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.48.13060).
- [18] S. A. Grigera. “Transiciones de fase en la red de vórtices de los superconductores de alta temperatura crítica”. Tesis doct. Instituto Balseiro, jun. de 1999.
- [19] S. Torquato y F. H. Stillinger. “Local density fluctuations, hyperuniform systems, and order metrics”. En: *Physical Review E* 68 (2003), pág. 041113.
- [20] S. Torquato. “Hyperuniformity and its generalizations”. En: *Physical Review E* 94 (2016), pág. 022122.
- [21] G. Rumi y col. “Hyperuniform vortex patterns at the surface of type-II superconductors”. En: *Physical Review Research* 1 (2019), pág. 033057.
- [22] M. Florescu, S. Torquato y P. J. Steinhardt. “Designer disordered materials with large, complete photonic band gaps”. En: *Proceedings of the National Academy of Sciences* 106 (2009), págs. 20658-20663. DOI: [10.1073/pnas.0907744106](https://doi.org/10.1073/pnas.0907744106).
- [23] H. Maeda y col. “A New High- T_c Oxide Superconductor without a Rare Earth Element”. En: *Japanese Journal of Applied Physics* 27 (1988), pág. L209.
- [24] S. A. Sunshine y col. “Structure and physical properties of single crystals of the 4-K superconductor $\text{Bi}_{2,2}\text{Sr}_2\text{CaCu}_{0,8}\text{O}_{8+\delta}$ ”. En: *Physical Review B* 38 (1988), págs. 893-896.
- [25] J. L. Tallon y col. “Generic superconducting phase behavior in high- T_c cuprates: T_c variation with hole concentration in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7+\delta}$ ”. En: *Physical Review B* 51 (1995), R12911.
- [26] A. I. Golovashkin y col. “Low temperature direct measurements of H_{c2} in HTSC using megagauss magnetic fields”. En: *Physica C* 185-189 (1991), págs. 1859-1860.
- [27] E. H. Hall. “On a New Action of the Magnet on Electric Currents”. En: *American Journal of Mathematics* 2 (1879), págs. 287-292.
- [28] A. T. A. M. de Waele. “Basic Operation of Cryocoolers and Related Thermal Machines”. En: *Journal of Low Temperature Physics* 164 (2011), pág. 179.

- [29] J. A. Osborn. “Demagnetizing Factors of the General Ellipsoid”. En: *Physical Review* 67 (1945), pág. 351.
- [30] C. P. Bean. “Magnetization of hard superconductors”. En: *Physical Review Letters* 8.6 (1962), pág. 250.
- [31] C. P. Bean. “Magnetization of High-Field Superconductors”. En: *Reviews of Modern Physics* 36 (1964), pág. 31.
- [32] E. Zeldov y col. “Geometrical Barriers in High-Temperature Superconductors”. En: *Physical Review Letters* 73.10 (1994), pág. 1428.
- [33] E. Zeldov y col. “Geometrical Barriers in Type II Superconductors”. En: *Physica C* 235–240 (1994), pág. 2761.
- [34] C. P. Bean y J. D. Livingston. “Surface barrier in type-II superconductors”. En: *Physical Review Letters* 12.1 (1964), pág. 14.
- [35] N. Morozov, E. Zeldov y D. Majer. “Paramagnetic ac susceptibility at the first-order vortex-lattice phase transition”. En: *Physical Review B: Condensed Matter and Materials Physics* 54.6 (1996), pág. 3784.
- [36] M.I. Dolz y col. “Latent heat and nonlinear vortex liquid at the vicinity of the first-order phase transition in layered high- T_c superconductors”. En: *Physical Review B: Condensed Matter and Materials Physics* 90 (2014), pág. 144507.
- [37] M. I. Dolz y col. “Size-induced depression of first-order transition lines and entropy-jump in extremely-layered nanocrystalline vortex matter”. En: *Physical Review Letters* 115 (2015), pág. 137003.
- [38] G. Rumi y col. “Entropy jump at the first-order vortex phase transition in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ with columnar defects”. En: *Materials Today: Proceedings* 14 (2019), págs. 30-33.
- [39] M. A. Menghini. “Transición de fase líquido-sólido de vórtices de primer orden con y sin cambio de simetría”. Tesis doct. Instituto Balseiro, mar. de 2003.
- [40] M. Terasawa. “Coulomb explosion following electronic excitation in ion-solid interaction”. En: *Vacuum* 81 (2 2006), págs. 142-149.
- [41] L. Civale y col. “Vortex confinement by columnar defects in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ crystals: Enhanced pinning at high fields and temperatures”. En: *Physical Review Letters* 67 (1991), pág. 648.
- [42] G. Blatter y col. “Vortices in high-temperature superconductors”. En: *Reviews of Modern Physics* 66.4 (1994), pág. 1125.
- [43] D. R. Nelson. “Vortex Entanglement in High- T_C Superconductors”. En: *Physical Review Letters* 60.19 (1988), pág. 1973.

- [44] H. Pastoriza y col. “First Order Transition at the Irreversibility Line of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ”. En: *Physical Review Letters* 72 (1994), pág. 2951.
- [45] D. T. Fuchs y col. “Simultaneous resistivity onset and first-order vortex-lattice phase transition in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ ”. En: *Physical Review B: Condensed Matter and Materials Physics* 54.2 (1996), pág. 796.
- [46] A. Soibel y col. “Imaging the vortex-lattice melting process in the presence of disorder”. En: *Nature* 406 (2000), págs. 282-287.
- [47] A. Schilling y col. “Calorimetric measurement of the latent heat of vortex-lattice melting in untwinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ”. En: *Nature* 382 (1996), págs. 791-793.
- [48] M. J. W. Dodgson y col. “Generic superconducting phase behavior in high- T_c cuprates: T_c variation with hole concentration in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ”. En: *Physical Review Letters* 80 (1998), págs. 837-840.
- [49] M. B. Gaifullin y col. “Abrupt change of josephson plasma frequency at the phase boundary of the bragg glass in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ ”. En: *Physical Review Letters* 84 (2000), págs. 2945-2948.
- [50] S. Colson y col. “Vortex Fluctuations in Underdoped $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ Crystals”. En: *Physical Review Letters* 90 (2003), pág. 137002.
- [51] D. T. Fuchs y col. “Resistive evidence for vortex-lattice sublimation in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ ”. En: *Physical Review B: Condensed Matter and Materials Physics* 55.10 (1997), pág. 6156.
- [52] N. Chikumoto y col. “Electron irradiation effect on the double hump magnetization loop in BSCCO crystals”. En: *Physica C* 185–189 (1991), pág. 2201.
- [53] N. Chikumoto y col. “Flux-Creep Crossover and Relaxation over Surface Barriers in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ Crystals”. En: *Physical Review Letters* 69.8 (1992), pág. 1260.
- [54] M. Konczykowski y col. “Magnetic relaxation in the vicinity of second magnetization peak in BSCCO crystals”. En: *Physica C* 332 (2000), págs. 219-224.
- [55] I. Joumard y col. “Small Angle Neutron Scattering and Magnetization Measurements in the Cubic $(\text{K},\text{Ba})\text{BiO}_3$ Superconductor”. En: *Physical Review Letters* 82 (1999), pág. 4930.
- [56] E. Zeldov y col. “Nature of the Irreversibility Line in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ ”. En: *Europhysics Letters* 30 (1995), pág. 367.
- [57] D. Majer, E. Zeldov y M. Konczykowski. “Separation of the Irreversibility and Melting Lines in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ Crystals”. En: *Physical Review Letters* 75.6 (1995), pág. 1166.

- [58] L. Bulaevskii y J. R. Clem. “Vortex lattice of highly anisotropic layered superconductors in strong, parallel magnetic fields”. En: *Physical Review B* 44 (1991), pág. 10234.
- [59] M. Konczykowski y col. “Composite to Tilted Vortex Lattice Transition in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ in Oblique Fields”. En: *Physical Review Letters* 97 (2006), pág. 237005.
- [60] T. Verdene y col. “Multiple Changes of Order of the Vortex Melting Transition in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ with Dilute Columnar Defects”. En: *Physical Review Letters* 101 (2008), pág. 157003.
- [61] S. S. Banerjee y col. “Melting of Porous Vortex Matter”. En: *Physical Review Letters* 90.8 (2003), pág. 87004.
- [62] M. Menghini y col. “First-Order Phase Transition from the Vortex Liquid to an Amorphous Solid”. En: *Physical Review Letters* 90 (2003), pág. 147001. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.147001>.
- [63] L. J. Albornoz. “Magnetometría Hall local aplicada al estudio de transiciones de la materia de vórtices en superconductores de alta temperatura crítica”. Tesis de maestría. Instituto Balseiro, dic. de 2015.
- [64] B. Khaykovich y col. “Effect of columnar defects on the vortex-solid melting transition in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ ”. En: *Physical Review B* 57.22 (1998), R14088-R14091.
- [65] B. Khaykovich y col. “Effects of correlated disorder on vortex-lattice melting in BSCCO”. En: *Physica C* 282-287 (1997), págs. 2067-2068.
- [66] S. Tyagi e Y. Goldschmidt. “Effects of columnar disorder on flux-lattice melting in high-temperature superconductors”. En: *Physical Review B* 67 (2003), pág. 214501.
- [67] M. Konczykowski y col. “Persistence of the intrinsic transition in the vortex matter of disordered BSCCO:2212 crystals”. En: *Physica C* 408-410 (2004), págs. 547-548.
- [68] P. G. Debenedetti y F. H. Stillinger. “Supercooled liquids and the glass transition”. En: *Nature* 410 (2001), págs. 259-267.
- [69] J. A. Mydosh. *Spin Glasses: An Experimental Introduction*. Taylor Francis, 1993.
- [70] Q. Le Thien y col. “Enhanced pinning for vortices in hyperuniform pinning arrays and emergent hyperuniform vortex configurations with quenched disorder”. En: *Physical Review B* 96 (2017), pág. 094516.
- [71] M. C. Marchetti y D. R. Nelson. “Translational correlations in the vortex array at the surface of a type-II superconductor”. En: *Physical Review B* 47 (1993), págs. 12214-12223.

- [72] P. Le Doussal. “Novel phases of vortices in superconductors”. En: *International Journal of Modern Physics B* 24 (2010), págs. 3855-3914. DOI: [10.1142/S0217979210056384](https://doi.org/10.1142/S0217979210056384).
- [73] D. R. Nelson y P. LeDoussal. “Correlations in flux liquids with weak disorder”. En: *Physical Review B* 42 (1990), págs. 10113-10129.

Publicaciones asociadas

1. Aragón Sánchez, Cortés Maldonado, Cejas Bolecek, Rumi, Pedrazzini, Dolz, Nieva, Van der Beek, Konczykowski, Dewhurst, Cubitt, Kolton, Pautrat, Fasano “Unveiling the vortex glass phase in the surface and volume of a type-II superconductor”, *Communications Physics*, **2** 143, (2019).
2. Rumi, Aragón Sánchez, Elías, Cortés Maldonado, Puig, Cejas Bolecek, Nieva, Konczykowski, Fasano, Kolton “Hyperuniform vortex patterns at the surface of type-II superconductors”, *Physical Review Research* **1**, 033057 (2019).
3. Rumi, Albornoz, Pedrazzini, Dolz, Pastoriza, van der Beek, Konczykowski, Fasano, “Entropy jump at the first order vortex phase transition in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ with columnar defects”, *Materials Today: Proceedings* **14**, 30 (2019).

Agradecimientos

Quisiera agradecer a mi familia, mis amigos y mis colegas del Laboratorio de Bajas Temperaturas que, ya sea estando cerca o a la distancia, me acompañaron a lo largo del tiempo que llevó realizar esta tesis.

En particular agradezco a Yanina Fasano y Pablo Pedrazzini por aceptarme como su alumno y dedicar parte de su tiempo en ayudarme a avanzar en este trabajo. A Julio y Gladys por su amistad y ayuda dentro y fuera del laboratorio. A tantos otros que hicieron de mi paso por el laboratorio una estadía amigable: Raúl, Jazmín, Lucas, Victoria A. C., Sergio, Henry, Lucio, Ana, Andrés, Diego, Diana, el Tano, Néstor, Ignacio, Martín, Fabricio, José, Mariano y Victoria R. A los organizadores, colaboradores y becados de las Becas IB para Estudiantes de Enseñanza Media.

A mis padres, Mónica y César, y mis hermanos, Martín y Camila. A los miembros de la familia que ya no están, y a los que están por venir. A todos los que no nombro para no hacer la lista kilométrica, pero saben que tienen mi agradecimiento.

A los que tuvieron la temeridad de largarse a hacer música conmigo y que, siendo muchos, no enumero pero tengo presentes. A Andrea Sereni, Joaquín Hoya, Ariel The-non, Martín Ascolani, Emilio Aguilar, Enrico Guancini y las familias Artola-Vinciguerra e Iglesias.

A los que quedaron fuera de la lista pero merecen estar...

