



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Física

*Caracterización y respuesta dinámica de la red de
vórtices en monocristales de YBCO con distinto
contenido de oxígeno.*

Por Alejandro J. Moreno

Director de Tesis: Dra. Victoria I. Bekeris

Lugar de Trabajo: Laboratorio de Bajas Temperaturas,
Departamento de Física- FCEyN-UBA

Trabajo de Tesis para optar al título de
Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área de Física

Buenos Aires, Abril 2007

A Nico y Javi.

Caracterización y respuesta dinámica de la red de vórtices en monocristales de YBCO con distinto contenido de oxígeno.

Resumen

Las propiedades estáticas y dinámicas de las redes de vórtices (RV) en superconductores de tipo II conforman un campo activo de estudio tanto desde el punto de vista de aplicaciones tecnológicas como del estudio de la física básica. La estructura de la RV condensa en una diversidad de fases debido a la competencia entre las energías de interacción de los vórtices entre sí, de éstos con el desorden del material superconductor y las fluctuaciones térmicas. En los compuestos superconductores de alta temperatura crítica el efecto del dopaje, es decir de la alteración del número de portadores disponibles, es de interés ya que estos materiales presentan una rica variedad de fases con comportamientos magnéticos diferentes. En la fase superconductor la modificación de los niveles de portadores mediante cambios en el contenido de oxígeno permite estudiar la interacción de la materia de vórtices con los defectos generados por la propia desoxigenación, pudiéndose estudiar la relevancia de los distintos mecanismos de anclaje a diferentes temperaturas y campos magnéticos. En particular es de interés el estudio de la dinámica de los vórtices cuando la excitación es de carácter oscilatorio.

El objetivo de esta tesis fue el de medir la respuesta del flujo magnético en monocristales de YBCO con maclas, con distinto contenido de oxígeno, para estudiar el efecto de la desoxigenación en las interacciones entre vórtices en los diversos mecanismos de anclaje. En esta tesis se han empleado las técnicas de susceptibilidad *ac*, magnetización *dc* y magnetización remanente con un método *ac* no convencional. Estas técnicas involucran tiempos característicos de medición diferentes (desde algunas centésimas de milisegundo a algunos minutos) por lo que permiten explorar si hay aumento o disminución de anclaje del flujo magnético con el grado de desoxigenación en diferentes ventanas temporales. Además se estudió como cambia la dinámica de la RV en función de la historia termomagnética de la muestra, en particular se estudió el efecto de aplicar a la red de vórtices oscilaciones de campos alternos de gran amplitud para estudiar el orden y la movilidad de la misma.

Las mediciones dinámicas de susceptibilidad *ac* fueron descritas en el marco de un modelo fenomenológico que incluye el efecto de los centros de anclaje y de los procesos de relajación por activación térmica. Se obtuvieron los parámetros del modelo como la densidad de corriente crítica a $T = 0$, la escala típica de los potenciales de anclaje y la velocidad de propagación media del vórtice, y se determinó el régimen de anclaje para muestras oxigenadas y desoxigenadas. Las mediciones dinámicas de magnetización remanente, realizadas mediante una técnica no convencional, fueron descritas en el marco de un modelo de estado crítico que incluyen relajación por activación, para determinar las corrientes críticas efectivas. Mediante mediciones de magnetización *dc* se estudiaron los mecanismos de anclaje a distintos campos y temperaturas midiéndolos en una escala temporal mucho mayor que la empleada en las técnicas anteriores.

Hemos observado que en todos los casos, las muestras desoxigenadas presentan menor anclaje en volumen que las muestras bien oxigenadas y que en los cristales con bajo contenido de oxígeno se hace más relevante la presencia de barreras de superficie para la penetración de flujo magnético en un rango amplio de temperaturas. El anclaje es mayor en las muestras oxigenadas posiblemente porque éstas se encuentran en un régimen de anclaje de vórtice individual en un amplio rango de temperaturas y campos, mientras que la desoxigenación hace predominante el régimen de anclaje colectivo, tal vez debido a que crece el rango efectivo de interacción vórtice - vórtice. A temperaturas cercanas a la de transición, las barreras superficiales se hacen más efectivas independientemente del contenido de O.

En los cristales oxigenados hemos observado que la aplicación de campos alternos de gran amplitud no puede ordenar una red previamente desordenada y que a su vez desordena una red previamente ordenada. Los efectos de memoria observados en cristales oxigenados están ausentes en los cristales desoxigenados para el mismo rango de campos y temperaturas.

Palabras Clave: *Superconductores de alta temperatura crítica, $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, vórtices, susceptibilidad ac, magnetización dc, mecanismos de anclaje, barreras de superficie, movilidad, orden.*

Characterization and dynamic response of the vortex lattice in deoxygenated YBCO single crystals.

Abstract

The static and dynamic properties of the vortex lattice (VL) in type II superconductors conform an active field of study, not only from the point of view of technological applications, but as of the study of basic physics as well. The structure of the VL is very rich due to competing interactions between vortices, between these and the disorder of the superconducting material and thermal fluctuations. In several high critical temperature superconducting compounds the effect of doping, i.e. the modification of the number of available carriers, is of interest because these materials present a very rich phase diagram with different magnetic behaviors. In the superconducting phase the modification of the number of carriers by means of changes in the oxygen content allows the study of the interaction of vortex matter with defects generated by this procedure, and provides information about the relevance of the different mechanisms of pinning at different temperatures and magnetic fields. It is of particular interest the study of vortex dynamics when the excitation is of oscillatory character.

The objective of this thesis was to measure the response of VL in twinned YBCO single crystals with different oxygen contents, to study the effect of oxygen doping in the interactions between vortices and in the diverse pinning mechanisms of the VL. In this thesis several techniques were used: a high resolution *ac* susceptibility technique, *dc* magnetization and remnant magnetization measured with a non-conventional *ac* procedure. These techniques involve different characteristic measurement times (from some hundredth of millisecond to some minutes) to explore how the pinning strength changes with the degree of oxygen content in different time windows. Additionally we studied how VL dynamics changes as a result of different thermomagnetic histories of the sample. In particular we studied the effect of applying *ac* fields of large amplitude to the VL to study its order and mobility.

The dynamic measurements of *ac* susceptibility were modeled within the framework of a phenomenological model that includes the effect of pinning centers and relaxation by thermal activation. We obtained the parameters of the model like the critical

current density at $T = 0$, the typical scale of the pinning potentials and the average vortex propagation speed. The regime of pinning for the oxygenated and deoxygenated samples was also determined. The measurements of the remnant magnetization with a non-conventional technique were presented within the framework of a critical state model that includes relaxation by thermal activation, in order to determine the effective critical current densities. Measurements of *dc* magnetization at different fields and temperatures were made to study the different pinning mechanisms measuring them in a different temporary scale.

We have observed that the deoxygenated samples present less pinning strength than the oxygenated ones and that in crystals with low oxygen content surface barriers hinder the penetration of magnetic flux in a wide range of temperatures. The pinning strength is stronger in the oxygenated samples, possibly because the VL is in the individual vortex pinning regime in a wide range of temperatures and fields, whereas the removal of oxygen makes the collective pinning regime the predominant one. At temperatures near the critical temperature the surface barriers are made more effective independently of the oxygen content.

We have observed that *ac* magnetic fields of high amplitude can not order a previously disordered VL and that they disorder a previously ordered VL. The observed memory effects in oxygenated crystals are absent in deoxygenated crystals for the same range of fields and temperatures.

Keywords: *High temperature superconductors, $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, vortices, ac susceptibility, dc magnetization, pinning mechanisms, surface barriers, mobility, order.*

Agradecimientos

En primer lugar deseo agradecer a Vicky Bekeris por haberme dado la oportunidad de trabajar y de realizar el trabajo de tesis en el Laboratorio de Bajas Temperaturas. Por dirigir la misma, por su constante apoyo y dirección.

Quiero agradecer especialmente a Sergio Valenzuela quien contribuyó en una gran medida en el desarrollo de esta tesis. Sergio ideó la técnica de medición de la magnetización remanente. También es consecuencia de su propio trabajo, los lineamientos principales que se emplearon para estudiar el efecto de las oscilaciones de gran amplitud en la RV. Asimismo aportó la base de los programas de simulación que se han implementado y usado en el presente trabajo.

Quisiera agradecer también:

- A todos los miembros actuales o pasados del Laboratorio de Bajas Temperaturas del Departamento de Física de la FCEyN por todos los momentos compartidos a lo largo de estos años. En particular a los "criosaurios": Diego Melgarejo, Dante Giménez y Eduardo Perez Wodke quienes posibilitan que el laboratorio funcione, no solo porque hacen que funcionen las maquinas de la sección criogénicos sino por la ayuda en el diseño, torneado, soldadura de muchos equipos de medición. En particular Diego tiene la cualidad de traer hacia la realidad las ideas que se le proponen.

- A los miembros del Laboratorio de Bajas Temperaturas del Centro Atómico Bariloche, en especial a Eduardo Osquiguil por haber realizado la desoxigenación de los monocristales empleados en este trabajo.

- A Billy Dusell por acceder a ser mi director ante el Conicet y haberme ayudado con el cambio de lugar de trabajo.

Publicaciones relacionadas con esta tesis.

Los resultados presentados en la sección 5.1 fueron publicados en:

-"AC susceptibility in deoxygenated YBCO single crystals"

A.J. Moreno y V. Bekeris
Physica C 329 (2000) 178-184.

-"Decrease of bulk pinning strength in deoxygenated YBCO single crystals"

A.J. Moreno y V. Bekeris
Proceedings XV SLAFES meeting. Cartagena de Indias. Colombia. Noviembre 1999.
Physica Status Solidii (b)- 220, 597 (2000)
Proceedings Issue of SLAFES XV.

Los resultados presentados en la sección 5.2 fueron publicados en:

-"Ac susceptibility harmonic response in YBCO single crystals with different oxygen contents"

A.J. Moreno, S.O Valenzuela y V. Bekeris.
Physica C 377 (2002) 466-474.

Los resultados presentados en la Sección 5.4 fueron publicados en:

-" Mobility of solid vortex matter in "shaking" ac magnetic fields of variable amplitude."

A.J. Moreno, S.O Valenzuela, G. Pasquini y V. Bekeris.
Physica C 408-410C (2004) 571-572.

-"Oscillatory dynamics of a superconductor vortex lattice in high amplitude ac magnetic fields"

A.J. Moreno, S.O Valenzuela, G. Pasquini y V. Bekeris.
Physical Review B 71, (2005) 132513.

Publicaciones en temas relacionados:

-"Pinning, mobility and memory effects in YBCO crystals"

G.Pasquini, V.Bekeris, A. Moreno, S.O.Valenzuela
Physica C 408-410C (2004) 591-592.

Índice General

Título	i
Dedicatoria	ii
Resumen	iii
Abstract	v
Agradecimientos	vii
Publicaciones	viii
Índice General	ix
1 Introducción.....	1
1.1 Sobre los superconductores y los vórtices.....	1
1.2 Propósito y organización de la tesis.....	4
2 Flujo Magnético en los SAT	
2.1: Diagrama de fases de la materia de vórtices.....	8
2.2 Anclaje y relajación de la materia de vórtices.....	16
2.3 Barreras geométricas y de superficie.....	32
2.4. Susceptibilidad <i>ac</i> y dinámica oscilatoria.....	37
2.5 Simulaciones numéricas de la susceptibilidad <i>ac</i>	45
2.6: Dinámica oscilatoria de la red de vórtices en campos magnéticos <i>ac</i> de gran amplitud.....	50
3 Sobre las muestras.....	58
3.1 Estructura cristalina del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$	59
3.2 Modificación del contenido de oxígeno.....	61
3.3 Maclas en el compuesto $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$	62
3.4 Proceso de la desoxigenación.....	64
4 Técnicas experimentales.....	67
4.1 Susceptibilidad alterna.....	67
4.2 Magnetización remanente mediante una técnica <i>ac</i>	68
4.3 Magnetómetro MPMS (SQUID).....	71
4.4 Dinámica oscilatoria de la RV en campos magnéticos <i>ac</i> de gran amplitud.....	74

5 Resultados	
5.1 Caracterización mediante susceptibilidad <i>ac</i> de la dinámica de la red de vórtices en cristales de YBCO con diferente contenido de oxígeno.....	77
5.2 Componentes armónicas de la respuesta de susceptibilidad en cristales con diferente contenido de oxígeno.....	86
5.3 Mediciones de magnetización <i>dc</i> y remanente <i>ac</i>	99
5.4 Dinámica oscilatoria magnéticos <i>ac</i> de gran amplitud.....	114
6 Conclusiones Generales	124
Apéndice A: Trabajos publicados	127

1 Introducción

1.1 Sobre los superconductores y los vórtices.

Los materiales superconductores son capaces de transportar una corriente eléctrica sin disipación cuando los mismos se encuentran por debajo de cierta temperatura, denominada temperatura crítica (T_c). Esta es una característica que resulta muy útil tecnológicamente ya que permite fabricar diversos dispositivos los cuales aprovechan dicha capacidad de conducción de corriente por cables de poco diámetro. Existen aplicaciones que emplean estos materiales, que van desde electroimanes empleados en dispositivos de imágenes como ser tomógrafos o equipos de resonancia magnética, a cables, motores, equipos de almacenamiento de energía, medios de transporte, etc.

A su vez, la respuesta de los superconductores ante los campos magnéticos resulta también muy interesante. Por debajo de la temperatura crítica y para campos magnéticos pequeños se observa el efecto Meissner o "diamagnetismo perfecto" ya que un campo magnético externo no solo es apantallado sino expulsado del interior del material superconductor [1]. Esta es una característica que diferencia a un superconductor de un conductor "perfecto".

Si el campo magnético externo se incrementa lo suficiente, dependiendo de la temperatura en que se encuentre la muestra, se llegará a un valor de campo en el cual la superconductividad es destruida y el material pasa a ser normal. A este valor de campo magnético se lo denomina campo crítico [1]. El tipo de respuesta magnética que se acaba de describir corresponde a los superconductores denominados "tipo I" [1] que fueron los primeros superconductores descubiertos y corresponden a metales puros y algunas aleaciones.

A. A. Abrikosov [2] sugirió teóricamente en 1957 la posibilidad de que existiera otro tipo de superconductores para los cuales es favorable energéticamente que el flujo magnético penetre dentro del material como líneas de flujo cuantificadas denominadas vórtices. El efecto Meissner se observa hasta que el campo magnético aplicado excede el denominado primer campo crítico (H_{c1}). Abrikosov mostró que cada vórtice concatena un cuanto de flujo magnético el cual vale $\Phi_0 = hc/2e$ [1] y además que la interacción

electromagnética repulsiva entre éstos produce la formación de una estructura periódica de vórtices. Más adelante se mostró que esta red posee una simetría hexagonal [3] cuyo parámetro está determinado por la inducción magnética en el interior del material. A este grupo de superconductores se los denominó de “tipo II” [4]. Por este trabajo Abrikosov recibió en el año 2003 el Premio Nobel de Física que compartió con V.L. Guinzburg y A. J. Leggett. El primer material superconductor de tipo II encontrado fue una aleación de bismuto y plomo fabricada por W. De Haas y J. Voogd en 1930 si bien no fue reconocido como tal en ese momento [5].

La primera evidencia de la formación de una red de vórtices fue encontrada mediante experimentos de difracción de neutrones de bajo ángulo [6] y de decoración magnética [7]. Estos experimentos hallaron que la estructura no es una red hexagonal perfecta sino que presenta defectos topológicos y deformaciones elásticas [7,8] debidas al desorden inducido térmicamente y al desorden asociado al propio material superconductor. Además cabe destacarse que un material superconductor sin defectos, con una red completamente ordenada no podría transportar corriente sin disipación ya que la corriente ejercería una fuerza de Lorentz sobre la red de vórtices y ésta se movería generando la misma. En estos materiales los defectos atómicos producen variaciones locales de las propiedades superconductoras y, en determinados sitios, la energía para localizar a un vórtice es menor [9] por lo que estos defectos del material constituyen un potencial de anclaje para los vórtices que induce deformaciones en la estructura y rompe la simetría de traslación continua de la misma sobre el sustrato. La existencia de estos sitios de anclaje permiten que la red de vórtices permanezca inmóvil ante la presencia de una corriente externa. La densidad de corriente máxima que deja a los vórtices en reposo se denomina densidad de corriente crítica.

Se han hecho numerosos estudios sobre como incrementar el anclaje de los vórtices a fin de conseguir superconductores con una corriente crítica más alta. El efecto de la interacción de los vórtices con el desorden del sustrato puede variarse mediante la introducción de potenciales con distinta magnitud y distribución espacial de sitios de anclaje, es decir con distintos tipos y distribuciones de defectos estructurales tanto puntuales como correlacionados [10, 11].

Las propiedades estáticas y dinámicas de las redes de vórtices conforman un campo activo de estudio, no sólo desde el punto de vista de aplicaciones tecnológicas sino de física básica ya que la estructura de la RV condensa en una diversidad de fases comparable a la de la materia atómica. Esto es debido a la competencia entre las energías de interacción de los vórtices entre sí y de éstos con el desorden del material superconductor sumado a las fluctuaciones térmicas [12,13]. En la así denominada "materia de vórtices" pueden encontrarse fases sólidas, cristalinas con deformaciones elásticas y plásticas, sólidos amorfos, líquidos, etc [13,14]. La materia de vórtices es un sistema modelo para estudiar propiedades estáticas y dinámicas de la denominada "materia condensada blanda" [14,15] ya que todas las escalas de energía relevantes pueden ser modificadas fácilmente en rangos muy amplios [14]. Por ejemplo mediante la variación del campo magnético puede controlarse con precisión la densidad de vórtices y el valor de la energía de interacción entre ellos [1] en varios órdenes de magnitud. Por otra parte el control de la temperatura permite variar la competencia entre la energía térmica y la de interacción con el desorden del sustrato [13].

El descubrimiento en 1987 de los superconductores de alta temperatura crítica (SAT) por J. G. Bednorz y K. A. Müller [16], quienes recibieron por ello el Premio Nobel en 1988, amplió el espectro de materiales que poseen sistemas de vórtices con distinto grado de competencia entre estas energías. Bednorz y Müller descubrieron nuevos óxidos mixtos en base a cupratos de bario y lantano, donde la superconductividad tiene lugar en los planos estructurales de Cu-O que se encuentran en estos materiales. Estos materiales son de tipo II, con temperaturas críticas características de 90K para el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO) [17,18], 110 K para el $\text{BiSr}_2\text{Ca}_2\text{CuO}_8$ (BSCCO) [19] y 130K ($\text{Tl}_2\text{CaBa}_2\text{Cu}_0\text{O}_8$) [20] y 138K para el $(\text{Hg}_{0.8}\text{Tl}_{0.2})\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8.33}$ [21].

En varios de los compuestos de SAT el efecto del dopaje, es decir de la alteración del número de portadores disponibles, es de interés ya que permite que se estudie el comportamiento de estos materiales tanto en su fase superconductora como en su fase normal. Estos estudios son muy importantes porque actualmente se carece de una teoría consensuada que explique las fases de estos materiales así como el mecanismo detallado de la superconductividad de alta temperatura.

Por otro lado la modificación de los niveles de portadores mediante cambios en el contenido de oxígeno, por ejemplo, permite además estudiar la interacción de la materia de vórtices con los defectos generados por este procedimiento pudiéndose estudiar la relevancia de los distintos mecanismos de anclaje a diferentes temperaturas y campos. En particular es de interés el estudio de la dinámica de los vórtices cuando la excitación es de carácter alterno.

1.2 Propósito y organización de la tesis

Fue poco tiempo después del descubrimiento del YBCO en 1990 que se hizo claro que las propiedades físicas del material superconductor dependían fuertemente del grado de oxigenación [22,23]. Una característica distintiva del YBCO frente a los otros óxidos superconductores, es el amplio rango de deficiencia en oxígeno x , que es tolerado por su estructura cristalina ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$). La no estequiometría del oxígeno reside primordialmente en el plano basal, desde cadenas semi-llenas en el eje \mathbf{b} del plano a cadenas totalmente vacías de átomos de O [24], como se verá más adelante en este trabajo. De manera que estos monocristales son especialmente adecuados para la investigación del rol del oxígeno en la dinámica del flujo magnético.

En la literatura existen trabajos que reportan un aumento en los potenciales de anclaje con la desoxigenación del cristal superconductor [27-28]. Estos resultados apoyan la descripción “naive” de que un aumento de la densidad de vacancias genera nuevos centros de anclaje, *umentando* así la densidad de corriente crítica, \mathbf{j}_c , que mide la fuerza necesaria para desanclar los vórtices y producir disipación. Esta descripción estaría además apoyada por el hecho que la T_c se reduce al desoxigenar, y con ésta se reducirían las fluctuaciones térmicas favoreciendo aún más un aumento en \mathbf{j}_c .

Sin embargo, también hay trabajos en que se informa que la desoxigenación *reduce* la corriente crítica del superconductor, es decir que la desoxigenación produce efectos más complejos que resultan en la reducción de los potenciales de anclaje, a pesar del incremento del desorden. En uno de los primeros trabajos se muestra que al desoxigenar se debilitan las fuerzas que fijan a los vórtices a los defectos [29,30]. En películas delgadas de alta corriente crítica [24] se concluyó que \mathbf{j}_c disminuye notablemente al aumentar la

desoxigenación, lo que implica que los defectos de O no son buenos centros de anclaje pero que la reducción de O disminuye el número de portadores, y es esto lo que disminuye los potenciales de anclaje (energía de condensación). En estos trabajos en general se han usado técnicas de transporte para medir j_c o técnicas de magnetización dc , que es una medida del anclaje a partir de lazos de magnetización. También hay trabajos que intentan dilucidar si el aumento en la magnetización que se observa a altos campos tiene su origen en los defectos puntuales del material como serían las vacancias o clusters de vacancias [28, 31, 32]. En varios trabajos se sugiere que el YBCO se vuelve más anisotrópico al desoxigenarse pasando los vórtices a estar más descorrelacionados a lo largo del eje c cristalográfico [33-35].

El objetivo de esta tesis fue el de estudiar la respuesta del flujo magnético en monocristales de YBCO con maclas con distinto contenido de oxígeno, para dilucidar el efecto de la desoxigenación en los diversos mecanismos de anclaje. El estudio se ha realizado empleando la técnica de susceptibilidad ac , técnicas de magnetización dc y magnetización remanente con un método ac no convencional. Estas técnicas involucran tiempos característicos de medición diferentes (desde algunas centésimas de milisegundo a algunos minutos) por lo que permiten explorar si hay aumento o disminución de anclaje de flujo magnético con el grado de desoxigenación en diferentes ventanas temporales.

Con respecto a la susceptibilidad ac , el susceptómetro diseñado y construido es de alta sensibilidad como para estudiar la descomposición Fourier de la magnetización dependiente del tiempo hasta la 5^{ta} armónica, permitiéndonos reconstruir los pequeños lazos de magnetización que se realizan en una medición ac y observar las características vinculadas a anclaje en volumen o en superficie. El magnetómetro SQUID y la técnica no convencional para la medición de magnetización remanente hicieron accesible la medición de la misma magnitud física en escalas temporales muy diversas.

Las mediciones de susceptibilidad ac fueron descritas en el marco de un modelo fenomenológico que incluye el efecto de los centros de anclaje y los procesos de relajación por activación térmica. Se obtuvieron los parámetros del modelo como la densidad de corriente crítica a $T = 0$, la escala típica de los potenciales de anclaje y la velocidad de propagación media del vórtice, y se determinó el régimen de anclaje para muestras oxigenadas y desoxigenadas. Las mediciones de magnetización remanente mediante una

técnica *ac*, fueron descritas en el marco de un modelo de estado crítico para determinar las corrientes críticas efectivas, que incluyen relajación por activación.

Hemos observado que en todos los casos, las muestras desoxigenadas presentan menor anclaje en volumen que las muestras bien oxigenadas, y que en aquéllas se hace más relevante la presencia de barreras de superficie para la penetración de flujo magnético tanto en la respuesta *ac* como en la *dc* en un rango amplio de temperaturas. El anclaje en volumen es mayor en las muestras oxigenadas posiblemente porque además están en régimen de anclaje de vórtice individual en un amplio rango de temperaturas y campos, mientras que la desoxigenación hace predominante el régimen de anclaje colectivo. A temperaturas cercanas a la de transición, las barreras superficiales se hacen más efectivas independientemente del contenido de O.

Durante el período del 2001 al 2003 en el Laboratorio de Bajas Temperaturas del Departamento de Física de la FCEYN-U/BA, surgió una promisoriosa línea de investigación relacionada con los efectos de memoria en la red de vórtices de los SAT conducida por S.O. Valenzuela y V. Bekeris [36-39]. Se consideró importante, como trabajo complementario a las mediciones realizadas en esta tesis, estudiar una derivación de esa línea que implicaba el efecto de oscilaciones de campos alternos más intensos que los empleados en dichos trabajos. El empleo de estas grandes amplitudes forzaba el movimiento de vórtices a distancias mayores que el parámetro de red. Los resultados de estas mediciones concuerdan con predicciones realizadas mediante simulaciones numéricas [39] que establecen que oscilaciones de gran amplitud de los vórtices desordenan una red de vórtices previamente ordenada y no ordenan redes de vórtices que previamente se encuentren desordenadas. Se pensó que dicha herramienta podría también ser empleada con las muestras de YBCO con distinto contenido de oxígeno a fin de estudiar la dinámica para distintos mecanismos de anclaje. Por ello se procedió en primer lugar a trabajar con cristales oxigenados a fin de estudiar el fenómeno y luego extender los experimentos a los cristales con distinto contenido de oxígeno.

Bibliografía

- [1] M. Tinkham, Introduction to superconductivity, 2 da edición (McGraw-Hill, New York, 1996).
- [2] A. A. Abrikosov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **32**, 1442 (1957).
- [3] W. H. Kleiner et al., Phys. Rev. **133**, A1226 (1964).
- [4] A. A. Abrikosov, Dokl. Akd. Nauk. SSSR **86**, 489 (1952).
- [5] <http://superconductors.org/Type2.htm>: <http://www.lancs.ac.uk/ug/murrays1/typeii.html>
- [6] B. B. Goodman, Rep. Prog. Phys. **29**, 445 (1966).
- [7] U. Essmann y H. Trüuble, Phys. Lett. **24A**, 526 (1967).
- [8] R. P. Huebener, Magnetic Flux Structures in Superconductors (Springer-Verlag, Berlin, 1979).
- [9] G. Blatter et al., Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
- [10] G. Wang et al, Phys. Lett. A **130**, 495 (1988).
- [11] L. Civale et al., Phys. Rev. Lett. **67**, 648 (1991).
- [12] T. Giamarchi y P. L. Doussal, en Statics and Dynamics of Disordered Elastic Systems (World Scientific, Singapore, 1997), p. 321.
- [13] G. W. Crabtree y D. R. Nelson, Phys. Today **50**, 38 (1997).
- [14] P. L. Doussal y T. Giamarchi, Phys. Rev. B **57**, 11356 (1998).
- [15] T. C. Lubensky, Solid State Comm. **102**, 187 (1997).
- [16] J. G. Bednorz y K. A. Müller, Z. Phys. B **64**, 189 (1986).
- [17] M. K. Wu et al Phys. Rev. Lett., **58**, 908, (1987).
- [18] S. Hikami et al Jpn. J. Appl. Phys. **26**, L314 (1987).
- [19] H. Maeda et al Jpn. J. Appl. Phys. **27**, L209, (1988).
- [20] Z. Z. Sheng and A. M. Hermann Nature **332**, 55, (1988).
- [21] P. Dai et al Physica C Volume: **243** 201, (1995).
- [22] J.D. Jorgensen et al, Phys. Rev B **36**, 5731 (1987).
- [23] H. Caus et al, Physica C **171**, 205, (1990).
- [24] R. Feenstra et al, PRB **45**, 7555, (1992).
- [25] M. Deaumling et al, Nature **346** 332 (1990).
- [26] P. Kes, Physica C **185-189**, 288 (1991).
- [27] J. L. Vargas et al, Appl. Phys. Lett **60**, 1741, (1992).
- [28] H. Kupfer et al, PRB **58**, 2886, (1998).
- [29] M.A. Angadi et al, Supercond. Sci. Technol. **5**, S165,(1992).
- [30] M.D. Lan et al, Phys. Rev. B **46**, 11919, (1992).
- [31] P.D. Panetta et al, PRB **52**, 15570,(1995).
- [32] H. Kupfer et al, Physica C **332**, 80, (2000).
- [33] T.R. Chien et al, Physica C **229**, 273,(1994).
- [34] J.Deak et al PRB **51**, 705, (1995).
- [35] H.B. Sun et al, Physica C **241**, 219, (1995).
- [36] S.O.Valenzuela and V.Bekeris, Phys. Rev. Lett. **84**, 4200 (2000).
- [37] S.O.Valenzuela and V.Bekeris, Phys. Rev. Lett. **86**, 504 (2001).
- [38] S. O. Valenzuela, B. Maiorov, E. Osquiguil, and V. Bekeris, Phys. Rev. B **65**, R60504 (2002).
- [39] S.O.Valenzuela, Phys. Rev. Lett. **88**, 247003 (2002).

2 Flujo Magnético en los SAT

2.1 Diagrama de fases de la materia de vórtices

Al enfriar un superconductor por debajo de la temperatura crítica, los electrones se aparean y estos pares conducen la electricidad sin resistencia. La teoría microscópica que explica la superconductividad en superconductores tradicionales, es la teoría de Bardeen, Cooper y Schreiffer (BCS) [1], sin embargo una teoría fenomenológica previa, que también puede aplicarse a los superconductores de altas temperaturas, es la teoría de Guinzburg y Landau [2] la cual permite entender la mayoría de las características de la superconductividad. Esta teoría se enfoca en una función de onda cuántica coherente de los portadores Ψ , sus variaciones espaciales y temporales así como su interacción con campos eléctricos y magnéticos. Esta función ($\Psi = |\Psi| e^{i\phi}$) es el parámetro de orden que describe a un superconductor. Tanto la fase (ϕ) como la amplitud de onda ($|\Psi|$) pueden variar pero es la correlación de la fase la que determina las características más importantes de la superconductividad [3].

Un superconductor enfriado por debajo de la temperatura crítica y en presencia de un campo magnético pequeño produce corrientes no disipativas, confinadas a la superficie, que inducen un campo que se opone y cancela al campo externo dentro del material [4]. Si se aumenta el campo aplicado (en particular en los superconductores de tipo II) el mismo penetra en el material. Se observa que esta penetración se realiza en forma cuantificada cuando el campo magnético externo es mayor que el denominado campo crítico inferior (H_{c1}) pero menor que el campo crítico superior (H_{c2}) en el cual la superconductividad es destruida. Desde el punto de vista microscópico cada vórtice presenta en su centro un núcleo "normal" (no superconductor) en el que la función de onda de los portadores $|\Psi|$ es nula y se encuentra deprimida en una distancia característica ξ , que es la denominada longitud de coherencia superconductora [5] (Ver figura 2.1.1.). Esta depresión del parámetro de orden en una distancia finita, permite la entrada de campo magnético en el eje de simetría axial del vórtice y como consecuencia cada vórtice tiene asociada una variación espacial del módulo del campo magnético local $\mathbf{H}(\mathbf{r})$. El campo magnético decrece hacia

fuera del vórtice en una longitud característica λ , denominada longitud de penetración, dentro de la cual circulan corrientes superconductoras [5].

Ambas longitudes características, λ y ξ , definen el parámetro de Ginzburg - Landau $\kappa = \lambda / \xi$ el cual determina la fenomenología de cada material superconductor [5]. Por ejemplo si $\kappa < 1/\sqrt{2}$ el superconductor pertenece al grupo de los "tipo I" mientras que si $\kappa > 1/\sqrt{2}$ pertenece entonces al grupo de los "tipo II". El valor del parámetro κ determina si la energía de la interfase normal - superconductor es mayor o menor que cero. En este último caso es posible la formación de estructuras magnéticas en el interior que maximizan dichas interfases. Generalmente κ tiene un valor alto para los superconductores tipo II de alta T_c en comparación con los de baja T_c o convencionales. Por ejemplo para el YBCO $\kappa(0) \approx 100$. Las dependencias de longitudes de coherencia y penetración con temperatura son de la forma $\xi(T) = \xi(0) / (1 - t)^{1/2}$ y $\lambda(T) = \lambda(0) / (1 - t^4)^{1/2}$, donde $t = T/T_c$ [5].

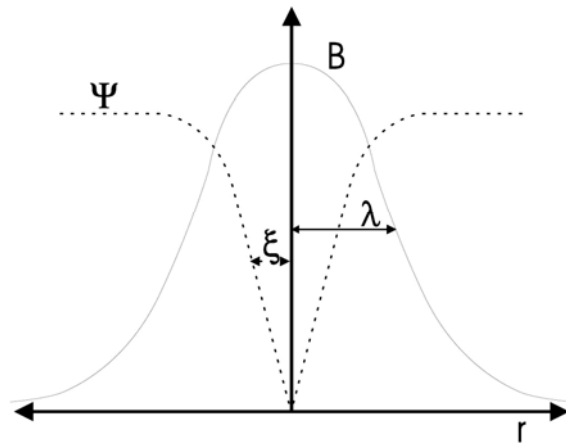


Figura 2.1.1. Estructura del vórtice aislado. λ es la longitud de penetración, ξ la longitud de coherencia superconductor, Ψ es la función de onda de los portadores.

El diagrama de fases de campo aplicado en función de temperatura, $H - T$, de los superconductores tipo II presenta para $H < H_{c1}$, donde H_{c1} es el campo crítico inferior, la fase Meissner en la que el campo magnético es expelido de la muestra. Para $H = H_{c1}(T) = (\Phi_0/2\pi \lambda(T)^2)\ln(\kappa)$ [5], (del orden de 730G para YBCO) a $T \approx 0$, es energéticamente favorable la nucleación del primer vórtice. Al ir aumentando el campo se produce la penetración de vórtices en el material con una densidad proporcional al valor de campo

aplicado. Cuando se llega a un valor de campo igual al del denominado campo crítico superior $H_{c2}(T) = (\Phi_0/2\pi \xi(T)^2)$ [5] los núcleos de los vórtices se solapan y el material pasa al estado normal, perdiendo su característica superconductor, penetrando los campos magnéticos uniformemente en el material. Los valores de H_{c2} son muy altos para los SAT, en particular para el YBCO el valor extrapolado a $T \sim 0$ es de 230 Tesla. El diagrama de fases genérico para superconductores tipo II se muestra en la Figura 2.1.2.

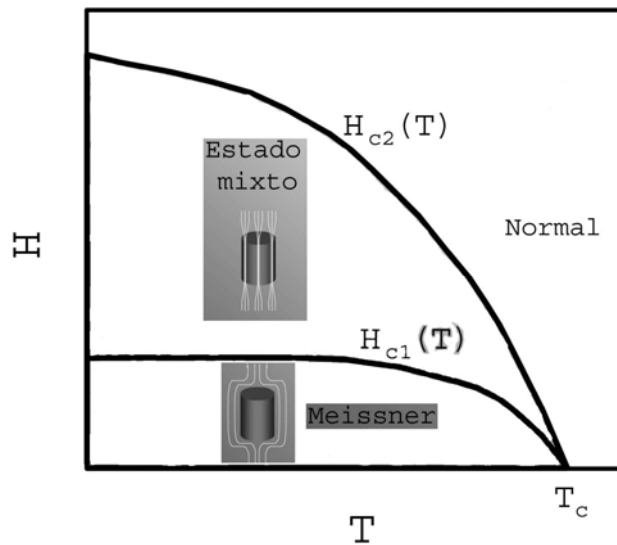


Figura 2.1.2: Diagrama de fases H - T genérico para un material superconductor tipo II. Se indican las fases Meissner para $H < H_{c1}(T)$, el estado mixto en el cual penetran vórtices en el material para $H_{c1}(T) < H < H_{c2}(T)$ y el estado normal (no superconductor) para $H > H_{c2}(T)$.

Para los superconductores tipo II convencionales la evolución del estado normal al mixto ocurre a través de una transición de fase de segundo orden [5]. Las propiedades de la materia de vórtices se describen con una teoría fenomenológica de transiciones de fase de Ginzburg - Landau, en la cual se considera un desarrollo de la energía libre del sistema en potencias del parámetro de orden superconductor y su gradiente, el cual da cuenta de las variaciones espaciales de Ψ .

Sin embargo en los superconductores de alta T_c , el efecto de la energía térmica no puede ser tratado como una perturbación a la energía interna y por lo tanto la formulación de Ginzburg - Landau no es la adecuada para describir las fases de equilibrio en estos materiales [6]. A altas temperaturas la energía de interacción entre vórtices es menor que la

energía térmica y el sistema transiciona a un estado líquido de vórtices con tensiones de cizalladura nulas [7].

Para un material de alta T_c (Figura 2.1.3) la transición al estado superconductor no es abrupta ya que disminuyendo la temperatura el sistema evoluciona continuamente del estado normal a un líquido de vórtices [8]. Al disminuir aún más la temperatura, a campos magnéticos bajos, la materia de vórtices se "solidifica" a través de una transición de fase de primer orden (para muestras "limpias" es decir con muy pocos defectos) a la temperatura T_f en la que la energía de interacción entre vórtices supera a la térmica [6]. La transición de un sólido de vórtices a un líquido en superconductores de alta T_c fue propuesta inicialmente por P. Gammel et al. [9] a partir de resultados obtenidos mediante susceptibilidad magnética, luego fue formulada teóricamente por D. Nelson [10]. Posteriormente, en mediciones de transporte se observó una caída abrupta de la resistividad a una temperatura T_f (temperatura de fusión), lo que indicaba una transición de fusión de primer orden [11]; mediciones de difracción de neutrones [12] aportaron mayor evidencia en este sentido. Las primeras mediciones termodinámicas de la fusión de la red de vórtices fueron obtenidas por H. Pastoriza et al. [13] mediante experimentos de susceptibilidad y resistividad en la dirección del eje c combinados con mediciones de magnetización.

Mediciones posteriores de magnetización [14] y calor específico [15] confirmaron que la transición de fusión a campos bajos es de primer orden. Esta transición de fusión es anómala ya que al enfriar al sistema la densidad de vórtices disminuye, lo que se manifiesta en una disminución de la magnetización (mayor diamagnetismo) para la fase sólida de menor temperatura [7, 16, 17].

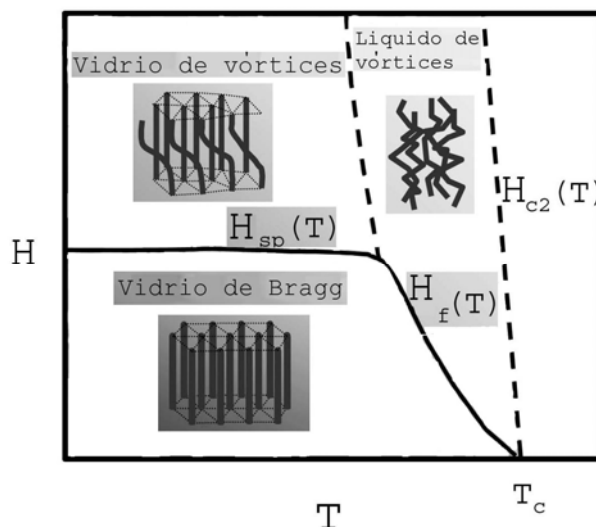


Figura 2.1.3: Diagrama de fases H - T genérico para SAT. Para $H < H_{c2}$ el sistema presenta una evolución continua en T desde el estado normal al líquido de vórtices. Se muestran las distintas fases sólidas de vórtices: vidrio de Bragg y vidrio de vórtices separados por una transición de primer orden $H_{sp}(T)$. La transición del sólido al líquido de vórtices es de primer orden a campos bajos, $H_f(T)$ (línea continua), y continua a campos altos (línea de puntos).

Cuando existe desorden puntual en el sustrato (defectos cristalinos), el sólido de vórtices presenta dos fases con distintas características estructurales. A campos magnéticos bajos la fase de equilibrio es el vidrio de Bragg, en la cual los vórtices forman una estructura hexagonal con deformaciones elásticas que posee orden posicional de casi largo alcance [18-20]. Al aumentar el campo magnético el sistema evoluciona a través de una línea de transición de fase de primer orden, $B_{sp}(T)$, al vidrio de vórtices, una estructura desordenada en la que proliferan dislocaciones (de hélice y de borde) [12, 17, 21, 22]. Esta transición está inducida por un aumento de la energía de interacción de los vórtices con el desorden del sustrato [23]. La transición entre el vidrio desordenado y el líquido de vórtices es continua en contraste con la transición sólido - líquido de primer orden que se encuentra a campos bajos [21]. En la Figura 2.1.3 se muestra el diagrama de fases esquemático H - T más aceptado para los superconductores de alta T_c [23] de baja anisotropía como es el caso del YBCO.

2.1.2 Diagrama de fases dinámico

La respuesta dinámica de la red de vórtices es muy compleja y ha motivado en si misma un tema de investigación independiente [24] desde un punto de vista tanto experimental como teórico. Los vórtices presentan una amplia variedad de comportamientos dinámicos que incluyen avalanchas, umbrales para el movimiento, respuestas no lineales e histeréticas y movimientos tanto elásticos como plásticos. Se pueden caracterizar los estados de movimiento continuo en un diagrama de fases como el de la Figura 2.1.4 [25,26].

Estos estados de movimiento continuo son sencillos de generar debido a que los vórtices se crean y se destruyen naturalmente en los bordes de la muestra. El diagrama de fases nos permite ver que en presencia de anclaje y a bajas temperaturas hay una fase inmóvil donde la red está anclada y una fase por encima de una fuerza crítica F_c donde la red está en movimiento.

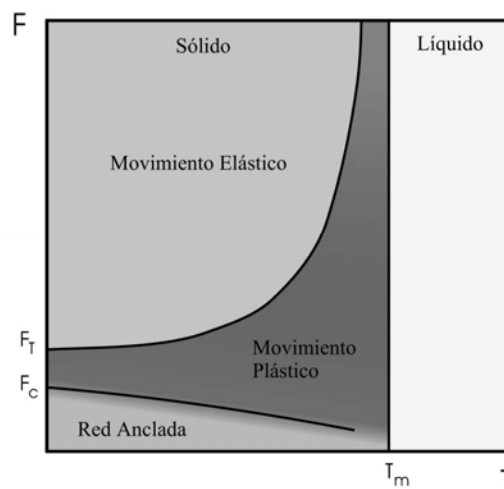


Figura 2.1.4 Diagrama de fases para una densidad de vórtices constante para un movimiento continuo de los mismos. La línea vertical marca la temperatura de fundición de la red

Este movimiento presenta una gran variación. En sistemas con anclaje aleatorio el movimiento es siempre plástico para fuerzas ligeramente superiores a F_c . En este caso en distintas partes de la muestra los vórtices se mueven a distintas velocidades creándose grietas a lo largo de ciertos planos en los cuales la velocidad cambia de forma discontinua.

Simulaciones numéricas muestran que el movimiento plástico de los vórtices forma canales donde vórtices en movimiento deslizan entre vórtices fuertemente anclados [27-31].

Para fuerzas mayores ocurre una transición a un movimiento elástico en donde todos los vórtices se mueven a la misma velocidad media [26]. La red se ordena ya que para fuerzas aplicadas suficientemente altas las fuerzas de anclaje que distorsionan la red se vuelven despreciables. Experimentos con difracción de neutrones muestran que la red está más correlacionada al aumentar su velocidad de movimiento [32,33]. Posteriormente experimentos confirmaron predicciones teóricas [34] y mostraron [35] que no hay una verdadera cristalización dinámica sino un ordenamiento denominado esméctico en el cual los vórtices fluyen por canales encontrándose correlacionados en la dirección perpendicular a la que fluyen pero sin correlación a lo largo de dicha dirección [34,35].

En la sección 2.4 se discutirán con más detalle los regímenes dinámicos asociados con la dinámica oscilatoria.

Bibliografía

- [1] J. Bardeen, L.N. Cooper y J.R. Schreffer, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).
- [2] V.L. Ginzburg y L.D. Landau, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **97**, 1371 (1950).
- [3] D.Huse et al, Nature **358**,553 (1992).
- [4] W. Meissner and R. Ochsenfeld, Natuwissenschaften **21**, 787 (1933).
- [5] [M. Tinkham, Introduction to superconductivity, 2 da edici' on (McGraw-Hill, New York, 1996).
- [6] G. W. Crabtree y D. R. Nelson, Phys. Today **50**, 38 (1997).
- [7] G. Blatter et al., Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
- [8] D. S. Fisher et al., Phys. Rev. B **43**, 130 (1991).
- [9] D. R. Nelson, Phys. Rev. Lett. **60**, 1973 (1988).
- [10] P. L. Gammel et al., Phys. Rev. Lett. **66**, 953 (1991).
- [11] H. Safar et al, Phys. Rev. Lett. **69**, 824 (1992).
- [12] R. Cubbit et al, Nature **365**, 407 (1993).
- [13] H. Pastoriza et al, Phys. Rev. Lett. **72**, 2951 (1994).
- [14] E. Zeldov et al, Nature **375**, 373 (1995).
- [15] A. Schilling et al, Nature **382**, 791 (1996).
- [16] A. Houghton et al, Phys. Rev. B **40**, 6763 (1989).
- [17] E. Zeldov et al, Europhys. Lett **30**, 367 (1995).
- [18] T. Nattermann, Phys. Rev. Lett. **64**, 2454 (1990).
- [19] T. Giamarchi y P. L. Doussal, Phys. Rev. Lett. **72**, 1530 (1994).
- [20] T. Giamarchi y P. L. Doussal, Phys. Rev. B **52**, 1242 (1995).
- [21] B. Khaykovich et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 2575 (1996).
- [22] N. Avraham et al., Nature(London) **411**, 451 (2001).
- [23] T. Giamarchi y S. Bhattacharya, en Vortex Phases, High Magnetic fields ap-plications in Condensed Matter Physics and Spectroscopy (Springer-Verlag, Berlin, 2002), p. 314.
- [24] G. W. Crabtree and D. R. Nelson, Phys. Today **50**,38 (1996).
- [25] S. Bhattacharya and H. J. Higgins, Phys. Rev. Lett. **70**, 2617 (1993).
- [26] A.E. Koshelev and V. Vinokur, Phys. Rev. Lett. **73**, 3580 (1994).
- [27] A.C. Shi et al, Phys. Rev. Lett. **67**, 1926 (1991).
- [28] T. Matsuda et al, Science **271**, 1393, (1996).
- [29] F.Nori, Science **271**, 1373, (1996).
- [30] H.J. Hoggins et al, Phys, C **257**,232 (1996).
- [31] F.C. Faleski et al, Phys. Rev. B **54**, 12427 (1996).
- [32] P. Thorel et al, J. Physique **34**, 447 (1973).
- [33] U. Yaron et al, Nature **376**, 753 (1995).
- [34] T. Giamarchi y P Le Doussal PRL **76**, 3408 (1996); P Le Doussal y T. Giamarchi PRB **57**, 11356 (1998); L Balents et al, PRL **78**, 751 (1997); K. Moon et al, PRL **77**, 2778 (1996).
- [35] F. Pardo et al, Nature **396**, 348 (1998).

2.2 Anclaje y relajación de la materia de vórtices

Tres escalas de energía compiten en el estado mixto: la energía de anclaje, la energía de interacción entre vórtices y la energía térmica. En la región de bajos campos y temperaturas la energía dominante es la elástica, en esta región domina el sólido ordenado de vórtices. A temperaturas más elevadas la energía térmica es comparable a la elástica y la estructura transiciona hacia un líquido de vórtices.

En particular para bajos campos y temperaturas es útil el modelo de anclaje colectivo. Esta idea puede ejemplificarse en el caso de un vórtice aislado (régimen individual). El vórtice es un objeto elástico y por lo tanto puede deformarse levemente para maximizar la energía de anclaje de modo de "usar" la mayor cantidad de defectos. Sin embargo esta deformación será hecha a costa de energía elástica asociada a la deformación del vórtice. Es este balance entre la energía de anclaje y la energía elástica el que determina el campo de deformaciones.

Una forma de cuantificar la energía de interacción entre la red de vórtices y el potencial de anclaje es a través de mediciones de la fuerza que se necesita para sacar a los vórtices de sus puntos de anclaje. Si se aplica una corriente externa se genera una fuerza de Lorentz sobre cada vórtice $\mathbf{F}_L = (1/c) \mathbf{j} \times \Phi_0 [1]$, por unidad de longitud, que en ausencia de anclaje, produce el movimiento disipativo de los vórtices aún para $\mathbf{j} \rightarrow 0$. Si el material superconductor posee anclaje en volumen es necesario aplicar un valor de densidad de corriente finita, la denominada corriente crítica \mathbf{j}_c , para inducir el movimiento de los vórtices anclados con una fuerza \mathbf{F}_p por unidad de volumen. El valor de esta corriente crítica está determinado por la condición de que las fuerzas de anclaje y de Lorentz que actúan sobre los vórtices se compensen, $\mathbf{F}_c = (1/c) \mathbf{j}_c \times \mathbf{B} = \mathbf{F}_p$, donde \mathbf{F}_c se conoce como fuerza crítica. Cada sitio de anclaje ejerce sobre el vórtice una fuerza elemental de anclaje f_p cuando éste se encuentra a una distancia menor a r_p (rango del potencial de anclaje) del sitio mismo [2]. La fuerza de anclaje \mathbf{F}_p y la corriente crítica, dependen de la magnitud y distribución espacial particular de los sitios de anclaje y del efecto colectivo de interacción entre vórtices. Esto último hace que sea muy difícil calcular $\mathbf{J}_c(H, T)$ a partir de f_p en forma general [2] y en consecuencia el valor de corriente crítica para un dado material se obtiene a partir de mediciones experimentales.

Los potenciales de anclaje pueden clasificarse en puntuales y correlacionados. Los primeros son generados por defectos cristalinos del material superconductor, tales como vacancias, intersticiales, dislocaciones, entre otros. Los potenciales de anclaje correlacionados presentan sitios de anclaje localizados en una línea, como los defectos columnares generados mediante irradiación con iones pesados [3] o en planos, como las maclas las cuales están asociadas a un intercambio en la orientación de los ejes cristalinos [4].

Otra clasificación de los potenciales de anclaje es según el fenómeno físico involucrado en la interacción de los vórtices con los sitios de anclaje: anclaje del núcleo y electromagnético. El primero se debe a que en el sitio de anclaje el parámetro de orden superconductor se encuentra naturalmente deprimido y por lo tanto la energía para nuclear en ese lugar a un vórtice (esto es la energía de condensación, $H_c^2 / 8\pi V$ donde V es el volumen del núcleo del vórtice [1]) es menor. El segundo involucra una ganancia en energía libre en el lugar de anclaje debido al cambio de las corrientes y campos magnéticos asociados al vórtice. Los rangos de estos potenciales de anclaje son del orden de ξ y λ , respectivamente. Ejemplos de anclaje de núcleo son defectos en el material que provocan depresiones del parámetro de orden del orden de ξ [3, 5, 6] y de anclaje electromagnético son inclusiones magnéticas de tamaño característico λ [7,8].

2.2.1. Respuesta elástica de RV.

La respuesta del sistema de vórtices ante perturbaciones que pueden deberse tanto a el potencial de anclaje como a fuerzas externas puede describirse mediante una teoría elástica que considera módulos elásticos (de cizalladura, c_{66} , compresión, c_{11} , e inclinación o "tilting", c_{44}), los cuales dependen de la inducción magnética y el material a través de los parámetros λ y ξ [2]. Estas constantes elásticas dan cuenta de la interacción electromagnética entre los vórtices y la respuesta a deformaciones a lo largo de los mismos.

La energía de interacción repulsiva entre dos vórtices por unidad de longitud vale [1]:

$$E_{12}^{int} = \frac{\Phi_0^2}{8\pi\lambda^2} K_0\left(\frac{r_{12}}{\lambda}\right) = 2\varepsilon_0 K_0\left(\frac{r_{12}}{\lambda}\right) \quad (2.1)$$

donde r_{12} es la distancia entre los vórtices y K_0 es la función de Hankel de orden cero. Esta expresión de la energía de interacción se obtiene para el límite de modulación de campo denominado de London. Este límite se encuentra para materiales con $\kappa \gg 1$ ya que debido a que $\xi \ll \lambda$ en casi toda la extensión del vórtice el material se comporta como un superconductor con parámetro de orden rígido (superconductor de London).

La escala de energía por unidad de longitud está dada por $\epsilon_0 = (\Phi_0/4\pi\lambda)^2$ [2]. Puede observarse que la energía de interacción aumenta en función de la temperatura y decrece súbitamente para $t \sim 1$ ya que $\lambda(t) \approx \lambda(0) / (1 - t^4)^{1/2}$, donde $t = T/T_c$. La intensidad del campo magnético varía la densidad de vórtices, aumentar esta última implica que la interacción entre ellos se incrementa.

El balance entre las energías térmica, elástica y de anclaje es el factor fundamental que da las características estructurales de las fases sólidas de la red de vórtices. A continuación se discutirán las características estructurales de las fases sólidas de la red de vórtices cuando hay anclaje en volumen presente.

2.2.2 Fases sólidas de la RV en presencia de desorden

Las explicaciones teóricas que se describen a continuación consideran el caso típico de potenciales de anclaje puntuales, distribuidos aleatoriamente con una densidad de por lo menos un orden de magnitud mayor que la densidad de vórtices, ubicados en el volumen de las muestras (anclaje en volumen).

Estas propuestas teóricas fueron dando cuenta de la estructura de la red de vórtices que resulta de la competencia entre la energía elástica, que tiende a formar una estructura hexagonal perfecta, y el potencial de anclaje del sustrato que introduce desorden en la estructura cristalina de los vórtices [9].

a) Teoría de anclaje colectivo de Larkin y Ovchinnikov

La teoría de anclaje colectivo de Larkin y Ovchinnikov (LO) [10] describe las deformaciones elásticas que sufre la red de vórtices debidas a la interacción con el potencial de anclaje en volumen. Este potencial consiste en una distribución de defectos al azar de tamaño menor que la longitud de coherencia ξ . Esta teoría se basó en una idea formulada

por Larkin [11] la cual considera que cuando existe anclaje en volumen, los desplazamientos de los vórtices se ajustan para minimizar la energía de los mismos al aprovechar los sitios donde la superconductividad está deprimida.. Para saber cuando el desorden es relevante, esto es cuando éste destruye el orden cristalino, se define una longitud característica \mathbf{R}_a en la que los desplazamientos de los vórtices respecto de las posiciones de una red ideal, $\mathbf{u}(\mathbf{r})$, alcanzan un valor igual a la distancia característica de la red de vórtices, $a(\mathbf{u}(\mathbf{R}_a) = a)$ [9].

Utilizando argumentos de escala, Larkin obtuvo que R_a tiene un valor finito y con este argumento probó que, independientemente de la magnitud del anclaje en volumen, éste es siempre relevante para introducir desorden en la estructura de vórtices [11]. Larkin y Ovchinnikov mostraron que $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ crece con una ley de potencias con la distancia ($\mathbf{u}(\mathbf{r}) \sim \mathbf{r}^{(4-d)/2}$), donde d es la dimensión del sistema. Como consecuencia la función de correlación posicional $\mathbf{G}_K(\mathbf{r})$, que cuantifica el apartamiento de los vórtices respecto de las posiciones de una red hexagonal perfecta, decrece exponencialmente. Por lo tanto, el orden posicional decae en función de la distancia [10].

Como el modelo de LO se basa en un desarrollo en potencias de los desplazamientos $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ los cuales crecen algebraicamente con la distancia, entonces resulta que la aproximación debería dejar de ser válida a partir de una determinada escala, R_c [9]. Esta escala R_c es tal que los desplazamientos relativos de los vórtices alcanzan una amplitud igual al rango del potencial de anclaje. Pero los vórtices no son sensibles a desplazamientos menores que la longitud de coherencia ξ . Por lo tanto, el desarrollo de LO es solamente válido para $R < R_c < R_a$ que cumple $u(R_c) = \xi$. Dado que el modelo de Larkin deja de ser válido antes que el desplazamiento sea del orden de \mathbf{a} , no sirve para predecir como es el orden posicional a grandes distancias. Según este modelo la materia de vórtices presentaría una estructura regular con deformaciones elásticas acumuladas tales que el orden de corto alcance subsiste en un distancia R_a . Este modelo como hemos visto es incorrecto ya que deja de ser válido en la longitud característica R_c que es cuando aparece el anclaje y que es menor que R_a .

A partir de R_c se puede definir un volumen de correlación $V_c \sim R_c^2 L_c$, donde R_c y L_c son las dimensiones de un elipsoide en el plano y a lo largo del vórtice respectivamente [10]. El concepto de volumen de correlación permitió relacionar la estructura estática de la

red de vórtices y el fenómeno dinámico del desanclaje considerando que, cuando la fuerza elástica acumulada iguala a la fuerza ejercida por la densidad de corriente aplicada sobre el volumen de correlación, los vórtices se desanclan [10]. Resulta del modelo de LO que:

$$\mathbf{j}_c = (n^{1/2} \mathbf{f}_p) / (\mathbf{B} V_c) \quad (2.2)$$

donde n es el número efectivo de centros de anclaje por unidad de volumen y \mathbf{f}_p es la fuerza elemental de anclaje ejercida por cada centro de anclaje. Por lo tanto cuanto mayor sea V_c , menor será la fuerza necesaria para desanclar a la estructura de vórtices.

La dependencia de la corriente crítica con la raíz cuadrada del número de centros de anclaje se debe a la suma de las fuerzas de anclaje individuales ejercidas por una distribución al azar de centros de anclaje [10]. Casos límites de esta ecuación son el de la red triangular ideal en la cual el volumen de correlación es infinito y el límite que se conoce como anclaje colectivo de vórtice individual [2] en el que éstos pueden considerarse aislados y para el cual $R_c = a$ (límite amorfo). En este último límite, debido a que la respuesta del sistema es de vórtices individuales, la corriente crítica es independiente de la magnitud del campo magnético [12]. Esta dependencia del volumen de correlación con la corriente crítica condujo a aceptar una correlación entre la estructura de vórtices y \mathbf{J}_c : a menor corriente crítica mayor es el volumen de correlación y por lo tanto más ordenada es la estructura [13, 14, 15].

La teoría de LO no permite predecir la evolución del orden posicional a distancias mayores a R_c dado que la escala de distancias asociada con el anclaje es R_c mientras que la que rige el comportamiento del orden posicional a escalas de parámetro de red es R_a . Como la determinación de \mathbf{J}_c involucra desplazamientos de los vórtices en distancias del orden de ξ asociados a la escala R_c , la correlación entre la estructura de vórtices a escalas del parámetro de red y los valores de corriente crítica no puede obtenerse a partir del modelo de LO [9].

b) Vidrio de vórtices

Dado que el orden posicional se perdería a grandes distancias se consideró conveniente hacer un replanteo del problema de la interacción de la RV con un potencial de anclaje, enfocándose en la fase de los vórtices, introduciendo el efecto del desorden como

un campo aleatorio de medida (*random gauge field*) que destruye la coherencia de fase entre los vórtices [26].

De este tratamiento surge que la fase sólida de la materia de vórtices es un "vidrio de vórtices" que presenta una transición continua hacia un "líquido" de vórtices.

Sin embargo esta descripción no resultó completamente precisa ya que:

- la transición entre el sólido y el líquido medida experimentalmente era discontinua y de primer orden.
- experimentos de decoración y de difracción de neutrones mostraban orden posicional y áreas libres de dislocaciones.

Todo esto sugería que el efecto del desorden era menos destructivo del orden posicional que lo que se esperaba [9].

c) Vidrio de Bragg

Empleando métodos variacionales y de grupos de renormalización se encontró la solución aproximada del problema válida para todas las escalas de distancias. Este desarrollo fue realizado inicialmente por T. Nattermann [16] y luego por T. Giamarchi y P. Le Doussal [17,18] quienes propusieron que el denominado vidrio de Bragg es la fase de equilibrio del sólido de vórtices en presencia de anclaje en volumen puntual, aleatorio y denso, a campos bajos. Desde el punto de vista estático esta nueva fase presenta orden posicional de casi largo alcance y como consecuencia los picos de difracción de la estructura divergen algebraicamente (picos de Bragg), debido a que, en contraste a lo encontrado en el modelo de Larkin y Ovchinnikov, el desplazamiento acumulado de los vórtices respecto a los sitios de una red hexagonal perfecta crece logarítmicamente a distancias grandes. Si bien esta fase es casi tan ordenada como un sólido perfecto, una de sus características distintivas es que dinámicamente se comporta como un vidrio, presentando relajación con tiempos característicos largos. Por lo que el sistema presenta muchos estados metaestables con energías equivalentes, separados del estado fundamental por barreras de energía divergentes.

La prueba concluyente de la existencia del vidrio de Bragg fue obtenida recientemente a través de mediciones del decaimiento de los picos de Bragg en el factor de estructura al aumentar el campo magnético con la técnica de difracción de neutrones [19].

d) Anclaje de vórtice individual y manojos de vórtices

Como se dijo anteriormente de acuerdo con la teoría de Larkin y Ovchinnikov una distribución de centros de anclaje débiles y distribuidos al azar produce que no haya orden de largo alcance en la red de vórtices. Pero dentro de un volumen V_c , el volumen de correlación, hay orden de corto alcance. Sin embargo de acuerdo a la intensidad de la fuerza de anclaje o a la densidad de líneas de flujo la red de vórtices pasa por distintos regímenes de anclaje.

Cuando hay anclaje muy débil o hay una alta densidad de líneas de flujo magnético el volumen de correlación es grande ($R_c > \lambda$). Las líneas de flujo dentro de este volumen no están ancladas individualmente sino en forma conjunta formando grandes manojos de flujo (flux bundles). Si se aumenta la fuerza de anclaje o se reduce la densidad de flujo magnético, el tamaño del manajo donde existe correlación se reduce. Si la dimensión lateral R_c del volumen de correlación $V_c = R_c^2 L_c$ se vuelve menor que λ hay una transición de anclaje de "grandes manojos" (large flux bundles) a manojos pequeños ($a_0 < R_c < \lambda$) (small flux bundles). Este último régimen se caracteriza por una mayor dispersión del módulo de inclinación c_{44} .

Si la fuerza de anclaje se sigue aumentando o la densidad de flujo sigue disminuyendo aun más se pierde la correlación de corto alcance. Las interacciones elásticas entre los vórtices pueden despreciarse en comparación con las interacciones debidas a los centros de anclaje. Este último régimen se denomina anclaje de vórtice individual (single vortex pinning) en el cual cada vórtice está anclado individualmente tal como se explicó en la sección anterior.

Conviene aclarar que en la literatura se usa el término "anclaje colectivo" para la teoría que describe como un solo vórtice se encuentra anclado por numerosos centros de anclaje en la dirección longitudinal del mismo. El vórtice se deforma buscando un equilibrio entre la ganancia en energía de anclaje y el gasto de energía elástica. El término "colectivo" esta referido a que el anclaje viene de muchos centros distintos.

En el caso de los manojos de vórtices sí hay interacciones elásticas entre los vórtices y el término "colectivo" cuando se emplea hace referencia a este tipo de interacción. Cabe aclarar también que para el caso de anclaje individual sigue existiendo el orden de casi-correlación descrito en la sección anterior cuando se describió el vidrio de Bragg.

Si la corriente crítica se calcula igualando la fuerza de Lorentz con la fuerza de anclaje resulta,

$$\mathbf{j}_c = \frac{U_c}{\mathbf{B} V_c \xi} \quad (2.2b)$$

Expresando esta ecuación en términos de R_c se puede mostrar que $\mathbf{j}_c \propto R_c^{-2}$ por lo que al reducir R_c se incrementa la corriente crítica.

La temperatura tiene dos efectos en el anclaje de los vórtices. En primer lugar las líneas de flujo vibran entorno a sus posiciones de equilibrio suavizando el potencial de anclaje hasta que eventualmente se desanclan. En segundo lugar saltos térmicamente activados de las líneas de flujo sobre las barreras de potencial llevan a la existencia de fenómenos de relajación y de "creep"

2.2.3 Relajación magnética: mecanismo básico

"Relajación" es la denominación de cualquier proceso que permite que una configuración de la red de vórtices fuera del equilibrio pase a una configuración más estable, produciendo una redistribución de las corrientes en volumen y una variación dependiente del tiempo del momento magnético de la muestra. Esta relajación magnética puede pensarse como debida al movimiento espontáneo de las líneas de flujo fuera de los centros de anclaje por diversos mecanismos como ser la activación térmica, el tuneleo cuántico, la vibración mecánica o cualquier otra activación externa.

Anderson ideó el concepto de activación térmica como causante de la salida de los vórtices de los centros de anclaje [20]. En esta descripción y de acuerdo con la relación de Arrhenius, el tiempo característico de salida de un vórtice del centro de anclaje está dado por

$$t = \tau_0 \exp\left(\frac{U}{kT}\right) \quad (2.3)$$

donde U es la altura de la barrera de potencial, T es la temperatura, k la constante de Boltzmann y τ_0 un tiempo efectivo de intento de salida.

Este proceso de intento de saltar la barrera está asistido por la fuerza de transporte $\mathbf{F} = (1/c) \mathbf{j} \times \mathbf{B}$, por lo que la altura de la barrera U podrá ser una función decreciente de \mathbf{j} .

En una aproximación, la barrera neta disminuye linealmente con \mathbf{j} de la siguiente forma:

$$U = U_0 \left(1 - \frac{\mathbf{j}}{\mathbf{j}_{c0}}\right) \quad (2.4)$$

donde U_0 es la altura de la barrera en ausencia de fuerzas debidas a corrientes de transporte y \mathbf{j}_{c0} corresponde a la densidad de corriente crítica, en ausencia de activación térmica, para la cual la barrera se anula. La velocidad media de los vórtices por activación térmica sobre la barrera U es:

$$v = v_0 e^{-\frac{U(j)}{kT}} \quad (2.5)$$

donde v_0 representa a la velocidad microscópica media de los vórtices, $v_0 = l w_m (\mathbf{j} / \mathbf{j}_{c0})$, l es la distancia de salto, w_m es la frecuencia microscópica de intento de salto y el factor $(\mathbf{j} / \mathbf{j}_{c0})$ se introduce para proveer un cambio gradual al régimen de movimiento viscoso en el que $v \propto \mathbf{j}$ a $kT \gg U$ [13, 21].

La siguiente ecuación no lineal de difusión para la corriente está planteada para una geometría de placa infinita donde $\mathbf{j} // \mathbf{y}$ y $\mathbf{B} // \mathbf{z}$ empleando las ecuaciones de Maxwell junto con la condición de conservación de flujo [2], como se verá más abajo,

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \frac{c}{4\pi} \frac{\partial^2}{\partial x^2} (v \mathbf{B}) \quad (2.6)$$

combinando las ecuaciones anteriores y resolviendo para \mathbf{j} se obtiene la ecuación clásica de relajación, llegando a la siguiente expresión:

$$\mathbf{j}(t) = \mathbf{j}_{c0} \left(1 - \frac{kT}{U_0} \ln\left(\frac{t}{t_0}\right)\right) \quad (2.7)$$

Este resultado se lo conoce como modelo de Anderson-Kim (AK) de relajación magnética y está basado en la dependencia lineal de $U(j)$.

Cuando el campo ha penetrado hasta el centro de la muestra, empleando el modelo de Bean de estado crítico, tenemos que la magnetización \mathbf{M} es proporcional a \mathbf{j} por lo que la misma disminuirá al aumentar la temperatura observándose un decaimiento logarítmico en el tiempo.

Otras variantes de la teoría de relajación tuvieron en cuenta dependencias no lineales de $U(j)$ [22] que estuvieron asociadas con el desarrollo de las teorías de vidrio de

vórtices [23] y "creep" colectivo [24,25]. En estas, las barreras de potencial divergen al tender la densidad de corriente a cero y describen un nuevo tipo de transición de fase en superconductores de tipo II [23, 26, 27]. Por su parte P. Bak et al [28], considerando correlaciones espaciales y temporales propusieron el modelo de criticalidad auto organizada (SOC). En particular, C. Tang [29] aplicó el SOC para la dinámica en un superconductor con centros de anclaje y a temperatura finita para corrientes cercanas a j_{c0} . En el cual un vórtice térmicamente activado, produce la salida de otros vórtices, generando una avalancha de distintos tamaños y duración.

a) Modelos teóricos de la relajación magnética en los superconductores de alta T_c

La existencia de barreras que crecen linealmente con temperatura [31] puede inferirse de la interpretación de los resultados experimentales de la relajación magnética en los SAT mediante la aplicación del modelo de Anderson-Kim [20, 30] (AK).

Esto ha llevado a extensiones del modelo básico, introduciendo una distribución de energías de activación [32] o a una dependencia no lineal $U(j)$ [22, 33, 34]. En su modelo de "creep" colectivo Feigel'man et al [24,25], asumen anclaje débil, aleatoriamente distribuido y el "creep" de vórtices es visto como el movimiento de un medio elástico a través de un potencial al azar.

La movilidad de los vórtices disminuye gradualmente al disminuir la temperatura según el modelo de AK y sus extensiones. Sin embargo una aproximación completamente diferente fue propuesta por Fisher et al [23, 26] quien predijo una transición de fase termodinámica del sistema de vórtices desde un estado de líquido de vórtices en el cual pueden moverse libremente, a un estado de vidrio de vórtices en el que hay coherencia de fase y los vórtices están anclados. El término "vidrio de vórtices" se utiliza debido a que no existe correlación de largo alcance en la red de vórtices a causa de la existencia de los centros de anclaje. La ausencia de movilidad de los vórtices sólo es predicha en el límite de corrientes infinitamente pequeñas. En este límite $U(j)$ diverge y el arreglo de vórtices presenta desorden topológico y orden de largo alcance superconductor. Sin embargo para corrientes finitas se sigue esperando que exista movimiento y por ende, relajación.

b) La ecuación electrodinámica para relajación magnética

Para una placa infinita con líneas de flujo en la dirección \mathbf{z} , asumiremos \mathbf{B} mayor que \mathbf{M} , ($\mathbf{B} \approx \mathbf{H}$), la densidad de corriente \mathbf{j} está dada en la dirección \mathbf{y} su relación con el gradiente de la densidad de vórtices se establece por el anclaje, a través de la ecuación de Maxwell cuasiestática $\nabla \times \mathbf{B} = (4\pi/c)\mathbf{j}$ que en esta geometría en particular resulta:

$$\frac{\partial B_z}{\partial x} = -\frac{4\pi}{c} j_y \quad (2.8)$$

En esta ecuación, y en lo que sigue, se ha omitido el término de corrientes de desplazamiento. Como resultado del movimiento térmicamente activado de vórtices este gradiente disminuye con el tiempo, causando la relajación de las corrientes persistentes \mathbf{j} y de la magnetización \mathbf{M} [20, 35]. La ecuación que gobierna el decaimiento de la densidad de corriente \mathbf{j} puede derivarse de la ecuación de Maxwell $\nabla \times \mathbf{E} = -(1/c) \partial \mathbf{B} / \partial t$, que para la placa infinita resulta:

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_z}{\partial t} \quad (2.9)$$

y de la ecuación que relaciona el campo eléctrico con el movimiento de las líneas de flujo que es: $\mathbf{E} = (1/c) \mathbf{B} \times \mathbf{v}$, en donde \mathbf{v} es la velocidad de los vórtices en la dirección paralela a la fuerza de Lorentz en la dirección \mathbf{x} . Estas consideraciones llevan a la ecuación de continuidad para la densidad de líneas de flujo [22]:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} (\mathbf{v} \mathbf{B}) \quad (2.10)$$

Usando la ecuación (2.8), se obtiene la correspondiente ecuación dinámica para la densidad de corriente \mathbf{j} como se ve en la ecuación 2.6.

Suponiendo que el vórtice salta la barrera de potencial $U(\mathbf{j})$ por activación térmica, la velocidad v en las ecuaciones (2.10) y (2.6) está dada por la ecuación (2.5).

La ecuación (2.6), que es altamente no lineal, fue resuelta por Blatter et al [2] quienes asumieron que había una penetración completa del campo magnético y despreciaron la dependencia de las barreras con el campo magnético. Estos resultados indican que la variación espacial de \mathbf{j} puede despreciarse en todo el ancho de la muestra salvo en una pequeña región en el centro de la misma en donde \mathbf{j} cambia de signo. Para una \mathbf{j} constante la ecuación (2.8) implica que \mathbf{B} varía linealmente desde la superficie ($x = a$)

hasta el centro ($x = 0$), es decir, $\mathbf{B} = (4\pi/c) [(a-x)\mathbf{j} + \mathbf{H}]$ en donde \mathbf{H} es el campo magnético aplicado.

Integrando la ecuación (2.6) entre el centro y el borde de la placa infinita, se obtiene

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} \approx -\frac{c}{2\pi} \frac{v_0 \mathbf{H}}{a^2} \exp\left(-\frac{U(\mathbf{j})}{kT}\right) \quad (2.11)$$

donde U es la energía de activación en la superficie de la placa infinita. Para deducir esto se utilizaron dos condiciones de contorno: a) en el centro de la placa infinita ($x = 0$) se mueven en ambas direcciones la misma cantidad de vórtices, por lo cual la corriente de flujo neta sería nula $v\mathbf{B} = 0$; b) en la superficie de la placa infinita ($x = a$), \mathbf{B} es igual al campo aplicado, que es independiente del tiempo. Puede obtenerse una ecuación equivalente para la energía de activación U sustituyendo $\partial \mathbf{j} / \partial t = (\partial U / \partial t) (\partial \mathbf{j} / \partial U)$ en la ecuación (2.11)

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -\frac{c}{2\pi} \frac{v_0 \mathbf{H}}{a^2} \frac{\partial U}{\partial \mathbf{j}} \exp\left(-\frac{U(\mathbf{j})}{kT}\right) \quad (2.12)$$

esta ecuación puede resolverse con precisión logarítmica [36] resultando

$$U(\mathbf{j}) = kT \ln\left(\frac{t}{t_0}\right) \quad (2.13)$$

en donde

$$t_0 = \frac{2\pi kT a^2}{c v_0 \mathbf{H} \left| \frac{\partial U}{\partial \mathbf{j}} \right|} \quad (2.14)$$

t_0 es una cantidad macroscópica que depende del tamaño de la muestra $2a$, y no debe confundirse con el tiempo microscópico de intento de salto de las barreras [24]. La ecuación (2.13) es general independiente de la forma funcional específica de $U(\mathbf{j})$. La evolución temporal de la densidad de corriente \mathbf{j} puede determinarse directamente de (2.14), si se conoce la dependencia funcional de U con \mathbf{j} .

c) Dependencias de $U(\mathbf{j})$

Como se vió anteriormente Anderson y Kim [20, 35] consideraron el modelo más sencillo para los potenciales de anclaje con una dependencia lineal de las barreras respecto de \mathbf{j}

$$U(\mathbf{j}) = U_0 - \frac{l}{c} \mathbf{j} \mathbf{B} l V \quad (2.15)$$

donde V es el volumen del manojito de vórtices (*vortex bundle*) que saltan la barrera de potencial y l es la distancia de salto. El segundo término de la derecha en la ec. (2.15) es la reducción efectiva de la barrera debido al trabajo realizado por la fuerza de Lorentz al moverse el grupo de vórtices en una distancia l . En el modelo, l y V son constantes e independientes de \mathbf{j} y \mathbf{B} , por lo que U depende linealmente de \mathbf{j} de la forma

$$U(\mathbf{j}) = U_0 \left(1 - \frac{\mathbf{j}}{\mathbf{j}_{c0}}\right) \quad (2.16)$$

en donde $\mathbf{j}_{c0} = U_0 / \mathbf{B} l V$ es la densidad de corriente a la que la barrera deja de ser efectiva.

La dependencia lineal de la ecuación (2.16) tiene su rango de validez para \mathbf{j} cercana a \mathbf{j}_{c0} y es una adecuada descripción para los superconductores tradicionales en los que $U_0 \gg kT$ y por lo tanto las corrientes persistentes son siempre cercanas a \mathbf{j}_{c0} . Sin embargo para los SAT, debido al "creep" gigante, \mathbf{j} sería mucho menor que \mathbf{j}_{c0} y por lo tanto la dependencia no lineal de U respecto de \mathbf{j} sería importante.

De las ecuaciones (2.13) y (2.16) se obtiene una dependencia logarítmica con el tiempo para la densidad de corriente que para que sea aplicable desde $t = 0$ se puede escribir como

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_{c0} \left(1 - \frac{kT}{U_0} \ln\left(1 + \frac{t}{t_0}\right)\right) \quad (2.17)$$

El término que multiplica a \mathbf{j}_{c0} representa una corrección a la densidad de corriente conocido como factor de reducción o de relajación de flujo. A bajas temperaturas donde U_0 es esencialmente independiente de ésta, el factor recién mencionado, introduce una reducción de \mathbf{j} lineal con la temperatura.

Otras dependencias propuestas para $U(\mathbf{j})$ incluyen por ejemplo la propuesta de Beasley et al [22], Griessen [37] y Larson et al [38] quienes encontraron que cerca de \mathbf{j}_{c0} las barreras tenían un comportamiento del tipo

$$U(\mathbf{j}) \propto \left(1 - \frac{\mathbf{j}}{\mathbf{j}_{c0}}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.18)$$

Más recientemente para los SAT se propuso para $\mathbf{j} \ll \mathbf{j}_{c0}$ una barrera como ley de potencia inversa [24]

$$U(\mathbf{j}) = \frac{U_0}{\mu} \left(\left(\frac{\mathbf{j}_{c0}}{\mathbf{j}} \right)^\mu - 1 \right) \quad (2.19)$$

o una barrera logarítmica [33, 39]:

$$U(\mathbf{j}) = U_0 \ln \left(\frac{\mathbf{j}_{c0}}{\mathbf{j}} \right) \quad (2.20)$$

ambas tienen la peculiaridad de divergir cuando $\mathbf{j} \rightarrow 0$.

Los distintos regímenes de anclaje, vórtice individual, manojos etc, se caracterizan por barreras de potencial algebraicas cuyo exponente indica a que tipo de régimen pertenecen:

$$U(\mathbf{j}) \propto \left(\frac{\mathbf{j}_c}{\mathbf{j}} \right)^n$$

con $n = 1/7$ para el régimen de anclaje individual, $n = 5/2$ para el caso de manojos pequeños y $n = 7/9$ para el caso de manojos grandes [2] de acuerdo al diagrama que se muestra en la Figura 2.2.1.

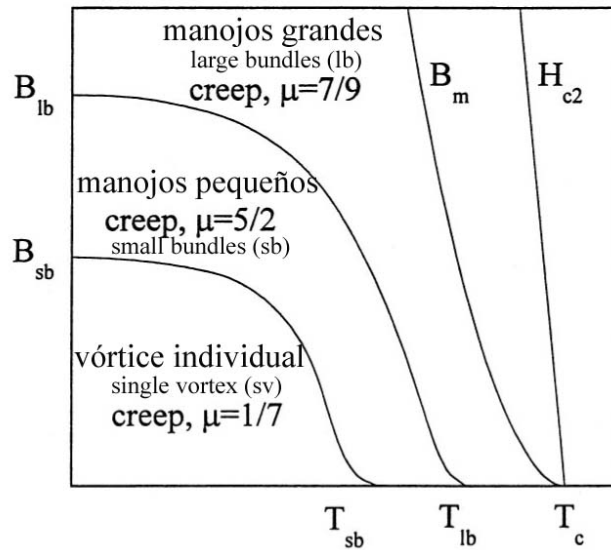


Figura 2.2.1: Distintos regímenes de anclaje y su posición relativa en el plano B-T con los exponentes de relajación usualmente asociados a cada régimen [2].

La dependencia 2.19 es característica de los modelos de vidrio de vórtices y de anclaje colectivo, y tiene predichos distintos valores para μ para los distintos regímenes de creep de acuerdo al valor de la densidad de corriente. $\mathbf{j} \ll \mathbf{j}_c$, $\mu = 7/9$; $\mathbf{j} < \mathbf{j}_c$, $\mu = 5/2$ y $\mathbf{j} \sim \mathbf{j}_c$, $\mu = 1/7$. Experimentalmente se ha encontrado que un solo valor de μ puede describir los datos experimentales para un amplio rango de valores de la densidad de corriente [40-42].

En particular en un trabajo reciente de susceptibilidad *ac* y en trabajos de simulaciones numéricas se ha empleado un valor de $\mu = 0.6$ [43-44] que como se verá más adelante en esta tesis resulta un valor apropiado para describir la relajación a bajos campos *dc* en monocristales de YBCO.

Bibliografía

- [1] M. Tinkham, Introduction to superconductivity, 2 da edici' on (McGraw-Hill, New York, 1996).
- [2] G. Blatter et al., Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
- [3] L. Civale et al., Phys. Rev. Lett. **67**, 648 (1991).
- [4] G. V. Tandeloo et al., Phys. C **167**, 627 (1990).
- [5] A. T. Fiory et al., Appl. Phys. Lett. **32**, 73 (1978).
- [6] M. Baert et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 3269 (1995).
- [7] J. I. Martí' yn et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 1929 (1997).
- [8] Yanina Fasano et al., Sol. State Comm. **128**, 51 (2003).
- [9] T. Giamarchi y S. Bhattacharya, en Vortex Phases, High Magnetic fields ap-plications in Condensed Matter Physics and Spectroscopy (Springer-Verlag, Berlin, 2002), p. 314.
- [10] A. I. Larkin y Y. N. Ovchinnikov, J. Low Temp. Phys **34**, 409 (1979).
- [11] A. I. Larkin, Sov. Phys. JETP **31**, 784 (1970).
- [12] E. H. Brandt, Rep. Prog. Phys. **58**, 1465 (1995).
- [13] D. S. Fisher et al., Phys. Rev. B **43**, 130 (1991).
- [14] U. Yaron et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 2748 (1994).
- [15] Y. Paltiel et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 3712 (2000).
- [16] T. Nattermann, Phys. Rev. Lett. **64**, 2454 (1990).
- [17] T. Giamarchi y P. L. Doussal, Phys. Rev. Lett. **72**, 1530 (1994).
- [18] T. Giamarchi y P. L. Doussal, Phys. Rev. B **52**, 1242 (1995).
- [19] T. Klein et al., Nature **413**, 404 (2001).
- [20] P. W. Anderson. Phys. Rev. Lett. **9**:309,(1962).
- [21] V. M. Vinokur et al, Phys. Rev. Lett. **67**:915, (1991).
- [22] M. R. Beasley et al, Phys. Rev. **181**:682, (1969).
- [23] M. P. A. Fisher. Phys. Rev. Lett. **62**:1415, (1989).
- [24] M. V. Feigel'man et al, Phys. Rev. Lett. **63**:2303, (1989).
- [25] M. V. Feigel'man, et al. Phys. Rev. B **43**:6263, (1991).
- [26] D. S. Fisher et al Phys. Rev. B **43**:130(1991).
- [27] D. A. Huse et al Nature **358**:553, (1992).
- [28] P. Bak, C.Tang, and K. Wisenfeld. Phys. Rev. Lett. **59**, 381 (1987).
- [29] C. Tang. Physica A **194**:315, (1993).
- [30] Y. B. Kim et al Phys. Rev. Lett. **9**:306, (1962).
- [31] M.Xu et al Phys.Rev. B **40**:10882, (1989).
- [32] A. P. Malozemoff et al Int. J. Mod. Phys. B, **1**:1293, (1988).
- [33] E. Zeldov et al Phys.Rev. Lett. **62**:3093, (1989).
- [34] M. P. Maley et al Phys. Rev. B **42**:2639, (1990).
- [35] P. W. Anderson and Y. B. Kim. Rev. Mod. Phys. **36**, 39, (1964).
- [36] V. B. Geskenbein and A. I. Larkin. Sov. Phys. JETP **68**:639, (1989).
- [37] R. Griessen. Physica C **172** 441,(1991).
- [38] B. M. Larson,. Phys. Rev. B **43**:10405, (1991).
- [39] E. Zeldov et al, Appl. Phys. Lett. **56**:680,(1990).
- [40] Donglu Shi and S. Salem-Sugui, Jr., Phys. Rev. B **44**, 7647 (1991).
- [41] H. L. Ji et al J. Appl. Phys. **75**, 1671 (1994).
- [42] Y. Rui et al, Phys. Rev. B **51**, 9161 (1995).
- [43] M.J Qin and X.X. Yao, Phys.Rev.B **54**, 7536(1996).
- [44] M.J Qin and C.K. Ong, Phys.Rev.B **61**, 9786 (2000).

2.3 Barreras geométricas y de superficie

Además del anclaje de vórtices debido a defectos presentes en el volumen de la muestra, existen efectos de anclaje relacionados con la superficie y la forma geométrica de la muestra: las barreras de Bean-Livingstone (BL) y las barreras geométricas (BG).

La barrera de superficie de Bean-Livingstone [1] es el resultado de la competencia entre dos fuerzas: la fuerza que se genera entre el vórtice y su imagen en la superficie de la muestra que lo atrae hacia la misma, y la fuerza de Lorentz debida a las corrientes Meissner de apantallamiento, que empujan al vórtice hacia el interior de la muestra. La barrera geométrica, por otro lado, surge de la competencia entre la energía elástica de elongación de un vórtice penetrando por las esquinas de una muestra (la cual genera una tensión que se opone a la entrada del vórtice) y la fuerza de Lorentz de las corrientes Meissner (que lo atraen hacia el centro de la misma). La BG está determinada por la forma de la muestra mientras que la barrera BL es sensible a la calidad de la superficie así como también a los procesos de relajación térmicos. En general para muestras con geometría plana la presencia de una barrera tipo BL no afecta de manera significativa las mediciones de susceptibilidad ac globales. Su efecto consiste en aumentar levemente el efecto que se observa debido a una barrera geométrica. Para distinguir entre los efectos de ambos tipos de barreras se deben emplear mediciones de susceptibilidad locales [2]. En ausencia de anclaje en volumen ambos tipos de barrera hacen que se demore la entrada del flujo magnético dentro de la muestra volviendo los lazos de magnetización asimétricos con respecto al momento magnético cero (Ver Figura 2.31).

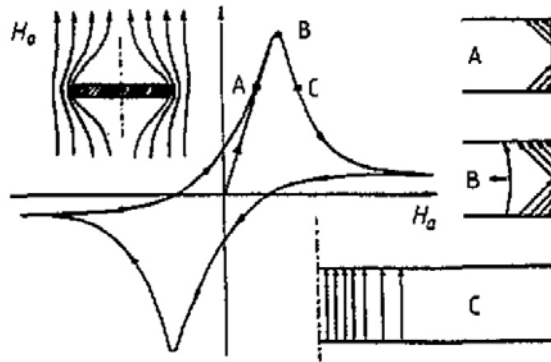


Figura 2.3.1: Lazo de magnetización $-M(H)$. **(A):** Luego de enfriar sin campo (ZFC) se incrementa el campo externo. La muestra lo apantalla generando corrientes Meissner. **(B):** $H_a = H_p$ campo de penetración debido a las barreras geométricas. **(C):** Los vórtices penetran y van al centro de la muestra. El lazo es asimétrico ya que la magnetización de la rama descendente es casi cero [3].

Por ejemplo si se aplica un campo magnético externo a una muestra con geometría plana (ancho $2W$ y espesor d) en estado superconductor, a medida que se aumenta dicho campo la barrera geométrica impide la entrada de flujo hasta que se llega al denominado campo de penetración (H_p) en el cual los vórtices entran abruptamente y son llevados por las corrientes Meissner hasta el centro de la muestra. Este campo de penetración H_p resulta mayor que el campo H_{c1} que es el campo de penetración termodinámico. A su vez la rama decreciente del lazo de magnetización presenta una magnetización cercana a cero debido a que los vórtices no encuentran ningún impedimento para salir de la muestra [2,5].

En una descripción más detallada del proceso de magnetización que se muestra en la Figura 2.3.2 consideremos una placa de ancho $2W$ y espesor $d \ll W$ sin anclaje en volumen con un campo magnético H_a aplicado perpendicular a la misma.

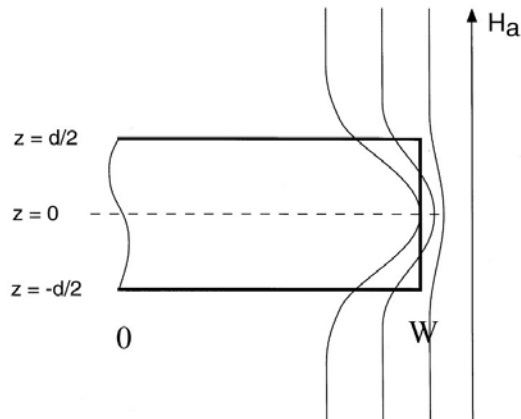


Figura 2.3.2: Muestra superconductora en un campo magnético externo perpendicular a su superficie. Los vórtices entran por las esquinas de la muestra al incrementarse el campo hasta que se unen en $z = 0$ [4]

Cuando los campos aplicados son bajos, las corrientes Meissner producen un apantallamiento y no hay vórtices en el interior de la muestra excepto en las esquinas. A medida que el campo se incrementa, los vórtices que cortaban a la muestra en las esquinas se elongan y se adentran en la misma hasta que hacen contacto en el centro de la muestra (plano $z = 0$). Esto ocurre cuando el campo aplicado es igual a H_p . Si se continúa aumentando el campo los vórtices son llevados al interior de la muestra. Una vez allí los vórtices forman un perfil con forma de "gota"[2].

Por otra parte el lazo de magnetización es simétrico para las muestras en las que existe anclaje en volumen, por lo que en la práctica dado que ambos tipos de anclaje se encuentran presentes se vuelve difícil separar las contribuciones del anclaje en volumen con el anclaje debido a las barreras de superficie en mediciones globales como por ejemplo en la mediciones de susceptibilidad *ac* [6].

La respuesta de la primera armónica de la susceptibilidad *ac* (ver sección 2.4), tiene información sobre el apantallamiento y la disipación, mientras que la tercer armónica ha demostrado ser una herramienta más efectiva para distinguir entre estos mecanismos de anclaje debido a que los armónicos superiores tienen una información más detallada sobre la forma del lazo de magnetización el cual a su vez está relacionado con el mecanismo de anclaje de los vórtices [6]. Asimismo la tercer armónica no sólo discrimina directamente entre una respuesta alterna lineal y una no lineal sino que da un gráfico en coordenadas polares muy diferente dependiendo si los mecanismos presentes implican una

preponderancia de anclaje en volumen o de barreras de superficie tal como se muestra en la Figura 2.3.3.

Si el anclaje en volumen predomina se produce un lazo de magnetización ac que tiene una forma lenticular que evoluciona a una forma de paralelogramo a medida que se aumenta la amplitud del campo alterno h_{ac} o j_c disminuye. Esta forma lenticular se debe a una penetración parcial del flujo magnético mientras que la forma de paralelogramo ocurre cuando la magnetización se satura.

En el caso de que en la muestra solo existan barreras de superficie, los lazos de magnetización ac muestran quiebres debidos a que el campo h_{ac} ha superado la barrera de superficie y ha habido una entrada repentina de flujo dentro de la muestra.

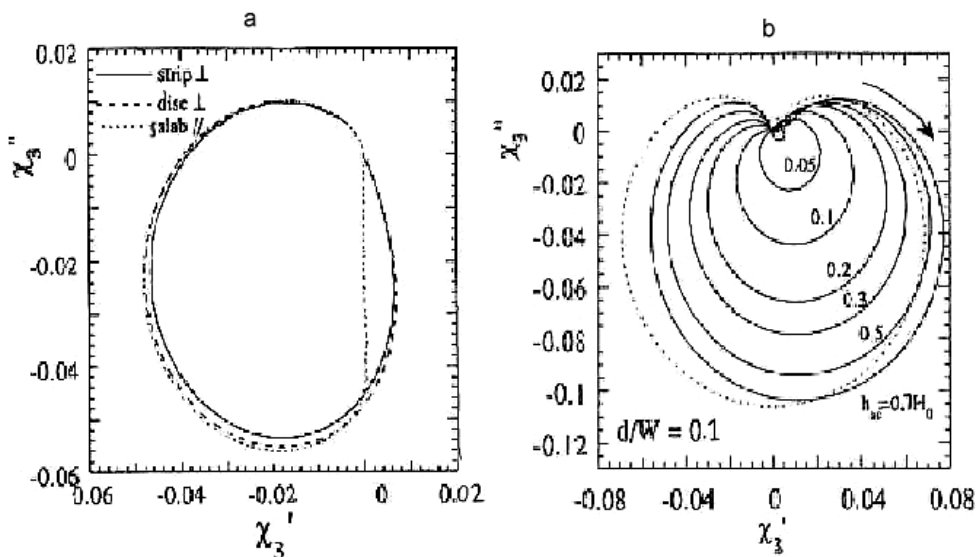


Figura 2.3.3. (a) χ_3'' vs χ_3' para una muestra con anclaje en volumen. (b) χ_3'' vs χ_3' para distintos campos h_{ac} para una muestra con barreras de superficie [6].

En la Figura 2.3.3(a) se muestra la representación polar de la respuesta de la tercera armónica para distintas geometrías de una muestra **con anclaje en volumen**. Estas curvas semejan una media cardioide en el segundo y tercer cuadrante del plano complejo.

En la Figura 2.3.3 (b) se presenta un gráfico similar pero para una muestra **sin anclaje en volumen y con barreras de superficie** y semejan curvas cardioides completas para distintos valores de h_{ac} donde H_0 es el campo dc aplicado y d/W es el cociente entre el espesor y el ancho de la muestra.

De la forma cualitativa de estos gráficos se puede inferir si el anclaje proviene del volumen o de las barreras.

Bibliografía

- [1] C.P. Bean and J. D. Livingstone Phys. Rev. Lett **12**, 14, (1964).
- [2] E. Zeldov et al Phys. Rev. Lett **73**, 1428 (1994).
- [3] E. H. Brandt, Rep. Prog. Phys. **58**, 1465, (1995).
- [4] N. Morozov et al Phys. C **291**, 113, (1997).
- [5] E.H. Brandt Phys. C **332**, 99, (1999).
- [6] C.J. van der Beek et al Physica C **258**, 105,(1996).

2.4 Susceptibilidad *ac* y dinámica oscilatoria

2.4.1 Susceptibilidad *ac*.

La técnica de medición de la susceptibilidad *ac* es una de las más difundidas ya que sirve no solo para caracterizar las muestras sino también para hacer investigación básica en particular en temas relacionados con la respuesta dinámica de un sistema. Esta técnica básicamente consiste en aplicar un campo magnético alterno con un bobinado denominado primario y medir la respuesta de la muestra con un bobinado secundario que puede consistir en una bobina o en un par arrollado en oposición.

Debido a que la respuesta dinámica de la materia de vórtices es muy compleja la interpretación de los resultados de susceptibilidad requiere un análisis profundo. La susceptibilidad alterna tiene como ventaja el hecho de que es relativamente sencillo construir un susceptómetro *ac* en el laboratorio y que esta técnica en sí misma no requiere que se empleen contactos por lo que es posible medir muestras muy pequeñas con superficies del orden del mm².

Si se aplica un campo magnético oscilante $h_a(t) = h_{ac} \cos \omega t$, donde $\omega = 2 \pi f$, la magnetización $M_z(t)$ es periódica con período $T = 1 / f$ y puede desarrollarse en una serie de Fourier

$$M_z(t) = \frac{h_{ac}}{4\pi} \sum_{n=1}^{\infty} (\chi_n' \cos(n\omega t) + \chi_n'' \sin(n\omega t)) \quad (1)$$

donde los coeficientes de Fourier χ_n' y χ_n'' definen la susceptibilidad alterna de la siguiente manera

$$\chi_n' = \frac{\omega}{\pi h_{ac}} \int_0^T M_z(t) \cos(n\omega t) dt \quad (2)$$

$$\chi_n'' = \frac{\omega}{\pi h_{ac}} \int_0^T M_z(t) \sin(n\omega t) dt \quad (3)$$

En particular si se mide sólo la respuesta fundamental ($n=1$) χ_1' y χ_1'' se pueden pensar como las partes real e imaginaria de una susceptibilidad compleja $\chi = \chi_1' + \mathbf{j} \chi_1''$. Para dar significado físico a las componentes de la susceptibilidad podemos pensar que

cuando se conoce la dependencia en el tiempo del momento magnético de la muestra ($\mathbf{m}(t) = m_z(t) \mathbf{z}$) o de la magnetización $M_z(t)$, también se conoce la dependencia temporal del flujo magnético a través del circuito primario. Así cuando H_a oscila entre $-H_0$ y H_0 con período T , se puede obtener la pérdida ac por ciclo de la muestra integrando la potencia entregada por el circuito primario que produce el campo ac . La disipación de energía por ciclo resultante por unidad de volumen de la muestra es

$$W_D = \int_0^T H_a(t) \frac{dM_z(t)}{dt} dt \quad (4)$$

Se puede ver que χ'' está relacionada con las pérdidas histeréticas. Si se sustituye la ecuación 1 en la ecuación 4, cuando se lleva a cabo la integración sólo sobrevive el término con $n=1$ que involucra al fundamental de χ'' . El resultado puede escribirse como:

$$W_D = \oint H_a dM_z = A \quad (5)$$

donde

$$\chi'' = \chi_1'' = \frac{4A}{H_0^2} \quad (6)$$

de modo que χ_1'' tiene una interpretación geométrica sencilla que viene dada por el cociente entre el área del ciclo de histéresis y el área del círculo cuyo radio es la amplitud del campo magnético ac .

Asimismo la energía magnética, promedio dentro de la muestra por ciclo es

$$W_M = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{H_a(t)}{8\pi} B(t) dt = \frac{1}{16\pi} H_0^2 (\chi + 1) \quad (7)$$

En los SAT la resistencia del estado normal es suficientemente grande para despreciar el efecto de las corrientes inducidas. El campo penetra completamente en la muestra, $W_M = H_0^2/16\pi$ y en consecuencia $\chi' = 0$. Para el caso en que el superconductor apantalla completamente el campo aplicado $W_M \cong 0$ y $\chi' \cong -1$.

La parte real de la susceptibilidad compleja (χ') mide la respuesta que se relaciona con la capacidad de apantallamiento del superconductor, mientras que la parte imaginaria χ'' mide la cantidad de energía disipada que es convertida en calor, la respuesta resistiva. La respuesta de un superconductor puede ser estudiada, por ejemplo, en función de la temperatura, del campo ac o dc , o de la frecuencia. Usualmente, en una transición superconductora, se encuentra un salto en χ' y un pico en χ'' .

2.4.2 Respuesta alterna

La aplicación de un campo dependiente en el tiempo $H_a(t) = H_{ac}(t) = H_0 \cos(\omega t)$ en la superficie de la muestra resulta en un gradiente de campo eléctrico en su interior el cual da lugar a una corriente de apantallamiento, que a su vez ejerce una fuerza de Lorentz sobre los vórtices. El desplazamiento resultante de los vórtices ($\mathbf{u}(\mathbf{r},t)$) modifica la distribución de la inducción magnética \mathbf{B} y de la densidad de corriente \mathbf{j} en la muestra. El campo de desplazamientos de los vórtices está relacionado a cambios en el potencial vector ($\delta\mathbf{A}$) y en la inducción $\delta\mathbf{B}$ de la siguiente manera:

$$\delta\mathbf{A} = \mathbf{u} \times \mathbf{B} \quad (8)$$

$$\delta\mathbf{B} = \nabla \times \delta\mathbf{A} \quad (9)$$

$$\delta\mathbf{B} = -\mathbf{B} \nabla \cdot \mathbf{u} + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{u} - (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{B} \quad (10)$$

Los primeros dos términos de la ecuación 10 corresponden a la compresión e inclinación de la RV. El tercer término es del orden de $(\mathbf{u} \cdot \delta\mathbf{B})$ y puede despreciarse si $\delta\mathbf{B} \ll \mathbf{H}_{ac} \ll \mathbf{B}$. De esta manera se ve que hay una relación entre $\delta\mathbf{B}$ y el campo de desplazamiento de los vórtices por lo que medir el cambio de flujo cerca de la superficie de una muestra provee información sobre la dinámica de la RV. $\mathbf{u}(\mathbf{r},t)$ puede en principio calcularse de la solución de la ecuación de movimiento de los vórtices sobreamortiguada:

$$-\eta \dot{\mathbf{u}} + F(\mathbf{u}, \mathbf{r}) + \frac{I}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} = \mathbf{F}_T(t) \quad (4)$$

donde η es la viscosidad de flujo de la RV, $\mathbf{F}_T(t)$ es una fuerza de origen térmico tipo Langevin, $F(\mathbf{u}, \mathbf{r})$ es la suma de las fuerzas elásticas debidas a los vórtices y a las interacciones con los centros de anclaje (las fuerzas están expresadas por unidad de volumen).

Si la corriente inducida, $\mathbf{j}(\mathbf{r},t)$ es proporcional a la amplitud del campo aplicado $H_{ac}(t)$ la respuesta es lineal, es decir que es independiente de H_0 y los armónicos superiores de la susceptibilidad son cero. Cualquier otra dependencia de \mathbf{j} con H_0 da lugar a una susceptibilidad dependiente de la amplitud del campo ac y necesariamente a armónicos superiores no nulos. En superconductores de tipo II la presencia de centros de anclaje da

lugar a respuestas **ac** no lineales por encima de una cierta amplitud umbral del campo **ac** [1,2] La respuesta lineal puede surgir de un estado resistivo óhmico, el denominado flujo térmico asistido por temperatura (*thermal assisted flux flow* TAFF) o de una respuesta tipo London; mientras que una respuesta no lineal surge, por ejemplo, de un estado crítico o de *flux creep*.

A continuación describiremos en más detalle estos regímenes.

a) Régimen lineal de Campbell

Si la red de vórtices se encontrara perfectamente anclada, el superconductor se comportaría como si estuviese en el estado Meissner y cualquier campo aplicado decaería en el interior de la muestra en distancias del orden de la longitud de London λ . La penetración del campo en la muestra y por lo tanto el apantallamiento χ' dependerán solamente de ese parámetro además de factores geométricos. La componente disipativa de la susceptibilidad χ'' sería nula puesto que la magnetización en este caso no presenta histéresis.

En general las corrientes de apantallamiento ejercerán fuerzas sobre los vórtices deformando la red. Esta deformación se propagará hacia el interior de la muestra pero se verá reducida por la presencia de centros de anclaje y la viscosidad que frena el movimiento de los vórtices. Si la perturbación **ac** es pequeña sólo es necesario considerar la interacción elástica de los vórtices con los centros de anclaje. La unidad de fuerza restitutiva por unidad de volumen α_L se conoce como constante de Labusch y es el resultado de la interacción colectiva de la red de vórtices con dichos centros de anclaje.

Campbell [1,2] mostró que para los casos de anclaje débil y de una perturbación b_s paralela a la superficie y a la dirección de los vórtices, la longitud **ac** de penetración es $\lambda_C = (c_{11} / \alpha_L)^{1/2}$ donde $c_{11} \approx B^2 / \mu_0$ es el módulo de compresión de la red de vórtices. La perturbación aplicada penetra en la muestra de forma exponencial siendo $\lambda_C \gg \lambda$. De forma similar si B es perpendicular a la superficie la RV se inclina distancias del orden de $(c_{44} / \alpha_L)^{1/2} \approx \lambda_C$ donde $c_{44} \approx B^2 / \mu_0$ es el módulo elástico de inclinación [3,4]. Para una red rígidamente anclada ($\alpha_L \rightarrow \infty$) los vórtices no pueden ajustarse a una variación del campo y como el superconductor se comporta como si estuviera en estado Meissner con una

longitud de penetración igual a λ . Para una fuerza de anclaje arbitraria la longitud de penetración relevante es $\lambda_{ac} = (\lambda^2 + \lambda_C^2)^{1/2}$ [5,6].

La susceptibilidad **ac** en este régimen conocido como régimen de Campbell es similar a la del estado Meissner con χ' dependiente ahora de λ_{ac} y χ'' aproximadamente cero. Este régimen, en el que domina el anclaje elástico de los vórtices y el comportamiento del superconductor es simplemente inductivo, es válido para un rango de frecuencias intermedias [5] y amplitudes pequeñas.

b) Régimen óhmico de flujo (flux flow).

Si la frecuencia del campo **ac** (ω) es suficientemente elevada la fuerza viscosa, que es proporcional a $\omega\eta$, donde η es la viscosidad en volumen (ver más adelante), puede superar a la fuerza elástica que no depende de ω y es proporcional a α_L . Entonces el movimiento de los vórtices será del tipo difusivo y el campo **ac** penetrará una distancia dada por el efecto pelicular (skin) $\delta = (2\rho_{FF} / \mu_0\omega)^{1/2}$, donde $\eta = B^2 / \rho_{FF}$ y $\rho_{FF} = \rho_n B / B_{C2}$ es la resistividad proveniente del movimiento libre de los vórtices con ρ_n la resistividad del estado normal. También se observa un comportamiento difusivo para frecuencias suficientemente bajas o temperaturas suficientemente altas en donde el movimiento por activación térmica cobra importancia. Esto da lugar a teorías de movimiento de flujo activado térmicamente (TAFF). Una discusión más detallada de los distintos regímenes dentro de una teoría de respuesta lineal se presenta en la referencia[5] mientras que la extensión a una geometría transversal se da en [7] y el comportamiento detallado entre respuestas lineales y no lineales se discute en [8].

c) Régimen no lineal de estado crítico

Si una corriente circula por un superconductor de tipo II en el estado mixto provoca que los vórtices comiencen a moverse bajo la acción de una fuerza de Lorentz. Si hay centros de anclaje en la muestra esta fuerza de anclaje contrarresta la fuerza de Lorentz. La densidad de corriente máxima que puede circular sin disipación, es decir sin producir un movimiento de los vórtices es j_c denominado densidad de corriente crítica (ver sección 2.2). Esta es la densidad de corriente de desanclaje la cual da una idea de la magnitud de la fuerza de anclaje generada por los defectos en el superconductor.

Si se tiene un superconductor el cual fue enfriado por debajo de la temperatura de transición T_c en ausencia de campo magnético y se le comienza a aplicar un campo magnético externo, se observa que los vórtices comienzan a penetrar desde los bordes de la muestra. Estos son llevados hacia el interior por las fuerzas de Lorentz que producen las corrientes de apantallamiento, pero ese movimiento se ve frenado por las fuerzas de anclaje en volumen que impiden que se forme una distribución de vórtices termodinámicamente estable. La distribución fuera del equilibrio de los vórtices equivale a un gradiente de campo el cual por la ley de Ampère se relaciona con una densidad de corriente en volumen \mathbf{j} . Los vórtices se moverán cuando \mathbf{j} supere a \mathbf{j}_c lo cual hará que se relaje la presión magnética y baje \mathbf{j} . Este proceso continúa hasta que $\mathbf{j} = \mathbf{j}_c$ generando el denominado estado crítico. Un argumento similar puede usarse pensando ahora que el campo magnético aplicado es reducido en vez de incrementado provocando que los vórtices salgan de la muestra. De esta manera se puede ver que la magnetización de una muestra depende de su historia magnética y presenta histéresis cuando la muestra es ciclada en un campo magnético.

Cuando la amplitud del campo ac aplicado es pequeña estamos en el régimen de Campbell en el cual los vórtices realizan oscilaciones dentro del pozo de potencial. Al aumentar la amplitud del campo aumenta la amplitud de la oscilación de vórtice dentro de dicho pozo. El paso entre el régimen elástico y el estado crítico se produce cuando el movimiento de los vórtices ubicados cerca del borde de la muestra se vuelve comparable o mayor al tamaño del pozo de potencial.

El estado crítico es un concepto ideado por Bean [9] que relaciona la magnetización dc con los perfiles de campo y la corriente en el interior de la muestra. En este modelo se asume que la densidad de corriente en el punto r dentro de la muestra solo puede tomar tres valores $-\mathbf{j}_c$, \mathbf{j}_c y cero, dependiendo de la historia electromagnética local. En estas condiciones, la resistividad de la muestra y H_{c1} se suponen estrictamente cero y no hay efectos de relajación en la magnetización.

En la Figura 2.4.1 se presenta un lazo de magnetización en forma esquemática según el modelo de Bean donde se muestran los perfiles de campo en el interior de la muestra para distintos valores del campo aplicado. Las áreas sombreadas representan las zonas de

penetración del flujo. La penetración aumenta tanto si disminuye j_c o si aumenta la amplitud del campo aplicado. Esto implica una disminución en el apantallamiento.

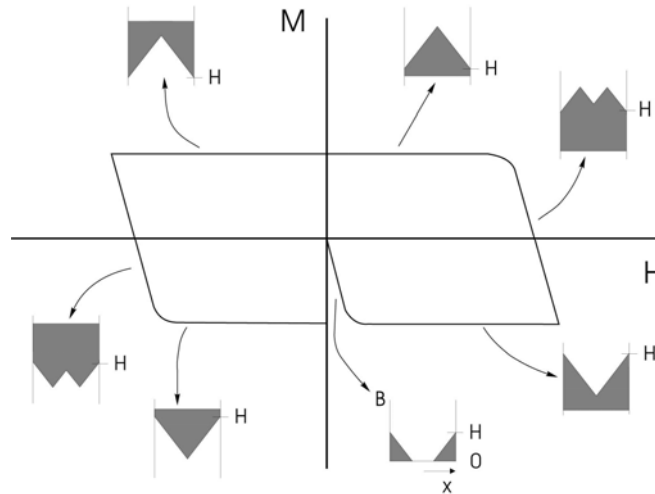


Figura 2.4.1. Lazo de histéresis para el modelo de estado crítico de Bean correspondiente a una lámina infinita con un campo paralelo a su superficie. Se muestran los perfiles de campo para varios estados en el ciclo con $H_{dc} = 0$. [10]

En el marco de este modelo, la susceptibilidad ac puede calcularse suponiendo que la respuesta es instantánea. Puede mostrarse que la componente disipativa presenta un pico cuando la penetración es del orden del tamaño de la muestra.

Existe numerosa bibliografía en la que se describen las ecuaciones para el estado crítico en diversas geometrías [11-14] así como también alternativas al modelo de Bean donde se tienen en consideración j_c que depende del campo aplicado. Para un campo alterno, todos los modelos de estado crítico predicen una susceptibilidad ac dependiente de la amplitud del campo ac e independiente de la frecuencia. Esto último deja de ser válido si se tienen en cuenta procesos de relajación.

2.4.3 Armónicos superiores y reconstrucción de lazos de magnetización *ac*.

Debido a la simetría del lazo de magnetización en el modelo de Bean resulta $\mathbf{M}(\mathbf{H}) = -\mathbf{M}(-\mathbf{H})$ por lo que las componentes pares de la susceptibilidad *ac* son nulas y solo las impares importan. Si $\mathbf{j}_c = \mathbf{j}_c(\mathbf{B})$ esto deja de valer.

Algunos autores han usado el tercer armónico de la susceptibilidad como indicador de procesos no lineales y su posible relación con líneas de irreversibilidad en el diagrama de fases de los superconductores [15,16]. Otros autores emplean al tercer armónico como una herramienta capaz de distinguir entre procesos de anclaje debidos a barreras de superficie y a procesos debidos a anclaje en volumen [17]. No es sencillo dar un significado físico a los otros componentes armónicos si bien hay varios trabajos donde se los calcula numéricamente de acuerdo con diferentes modelos [18].

Dado que los armónicos son las componentes del desarrollo de la magnetización en serie de Fourier, es claro que éstos llevan información de la forma de dichos lazos de magnetización *ac*. Por lo tanto es posible tomar el valor de las distintas componentes de los armónicos de la susceptibilidad, a una dada temperatura, y usarlos para reconstruir estos lazos [19]. Más adelante en este trabajo se mostrarán mediciones de armónicos y lazos reconstruidos.

Bibliografía

- [1] A. M. Campbell, J. Phys. C **2** 1492 (1969).
- [2] A. M. Campbell, J. Phys. C **4** 3186 (1971).
- [3] E. H. Brandt, J. Low Temp. Phys. **26** 709 (1977).
- [4] E. H. Brandt, J. Low Temp. Phys. **26** 735 (1977).
- [5] E. H. Brandt, Phys. Rev. Lett. **67** 2219 (1991).
- [6] E. H. Brandt, Phys. C **195** 1 (1992).
- [7] E.H. Brandt, Phys. Rev. B **50** 13833 (1994).
- [8] C. J. Van der Beek et al, Phys. Rev. B **48** 3393 (1993).
- [9] C. P. Bean, Rev. Mod. Phys. **2** 31 (1964).
- [10] Y. Yeshurun et al, Rev. Mod. Phys. **68**, 911 (1996).
- [11] R. B. Goldfarb, M. Leental and C. A. Thompson. "*Magnetic Susceptibility of Superconductors and Other Spin Systems*". R.A. Hein, T.L. Francavillaand D. H. Liebenberg editores. Paginas 49-80. Plenum Press. New York, 1991.
- [12] E. H. Brandt y M. Indembon, Phys. Rev. B **48**, 12893 (1993).
- [13] E. Zeldov et al, Phys. Rev. B **49**, 9802 (1994).
- [14] J. R. Clem y A. Sanchez, Phys. Rev. B **50**, 9355 (1994).
- [15] J. Deak et al, Phys. Rev. B **49**, 6270, (1994).
- [16] T. Ishida and R. B. Goldfarb, Phys. Rev. B **41**, 8937 (1990).
- [17] G.J. van der Beek et al Physica C **258**, 105 (1996).
- [18] M. J. Qin et al, Phys. Rev. B **61**, 9786 (2000).
- [19] S.O. Valenzuela y V. Bekeris, Phys. B **284-288**, 1013 (2000).

2.5 Simulaciones numéricas de la susceptibilidad *a.c.*

Estudiamos numéricamente la respuesta de la susceptibilidad alterna para una cinta superconductora en un campo magnético alterno \mathbf{h}_{ac} superpuesto a un campo magnético continuo \mathbf{h}_{dc} , ambos aplicados perpendiculares a la superficie de la cinta. Resolvimos numéricamente las ecuaciones para obtener la densidad de corriente crítica laminar siguiendo un método desarrollado por Brandt [1]. Asimismo nos hemos basado en un trabajo desarrollado por Qin y Ong [2] quienes calcularon la respuesta de la susceptibilidad alterna para un superconductor con una geometría longitudinal y lo hemos extendido para una geometría perpendicular. En la sección 5.2 comparamos nuestros resultados experimentales con las curvas obtenidas mediante el modelo que describiremos a continuación.

La cinta superconductora, esquematizada en la Figura 2.6.1, tiene espesor d en la dirección perpendicular \mathbf{x} , ancho a en la dirección \mathbf{y} , largo L en la dirección \mathbf{z} , con un campo $h_a(t)$ aplicado perpendicular a la misma (en la dirección \mathbf{x}) como se muestra en la Figura 2.5.1.

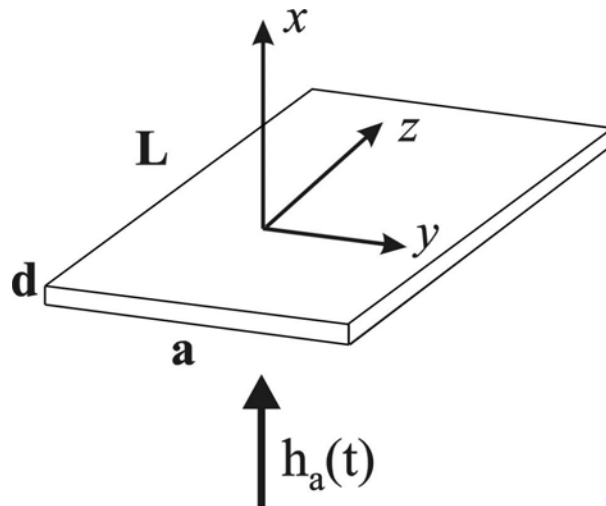


Figura 2.5.1. Esquema de la cinta superconductora

La cantidad que queremos calcular es la densidad de corriente laminar:

$$\mathbf{J}(y, z) = \int_{-d/2}^{d/2} \mathbf{j}(x, y, z) dx \quad (1)$$

donde: $|\mathbf{x}| \leq d/2 \ll a$, $|\mathbf{y}| \leq a$, $|\mathbf{z}| \leq L/2 \gg a$

Las corrientes de apantallamiento están en la dirección \mathbf{z} y se cumple que $\mathbf{J}(y, z) = -\mathbf{J}(y) \mathbf{z}$.

De estas corrientes se puede obtener el momento magnético y el momento magnético por unidad de longitud:

$$\mathbf{m} = \frac{I}{2} \int \mathbf{j} \times \mathbf{r} \, dx^3 \quad (2)$$

$$\mathbf{m} = \hat{x} \mathbf{M} L \quad (3)$$

$$\mathbf{M} = \int_{-a}^a y \mathbf{J}(y) \, dy \quad (4)$$

El factor 1/2 de la definición (2) se ha descartado en la expresión (4) ya que al considerar la contribución de las corrientes laminares cuando estas "doblan" en los extremos "lejanos" de la cinta, como $\text{div}(\mathbf{j}) = 0$, las integrales sobre $[\mathbf{z} \mathbf{J}_y(\mathbf{y}, \mathbf{z})]$ y $[\mathbf{y} \mathbf{J}_z(\mathbf{y}, \mathbf{z})]$ son iguales y contribuyen con $(1/2)m$ cada una.

Conocidas las corrientes de la ecuación (1), por ley de Ampère el campo generado es

$$\mathbf{h}(x, y) = \frac{I}{2\pi} \int_{-a}^a \frac{(y-u, -x, 0) \mathbf{J}(u)}{(y-u)^2 + x^2} \, du + \mathbf{h}_a \quad (5)$$

En particular estamos interesados en la componente perpendicular de este campo en el plano de la muestra:

$$h_x(y) = \frac{I}{2\pi} \int_{-a}^a \frac{\mathbf{J}(u)}{y-u} \, du + \mathbf{h}_a = \frac{I}{2\pi} \int_0^a \frac{2u \mathbf{J}(u)}{y^2 - u^2} \, du + \mathbf{h}_a \quad (6)$$

Integrando la ecuación (6) entre $y = -y_1$ e $y = y_1$ y despreciando el campo de penetración $h_{c1} \approx 0$ y recordando que $b(y, t) = h(y, t)$ obtenemos el flujo magnético por unidad de longitud:

$$\phi(y_1) = \frac{I}{\pi} \int_0^a \mathbf{J}(u) \ln \left| \frac{y_1 - u}{y_1 + u} \right| \, du + 2 y_1 \mathbf{h}_a \quad (7)$$

Si suponemos que el campo $h_a(t)$ varía en el tiempo entonces cuando el flujo calculado en (7) (en la dirección \mathbf{x}) cambie en el tiempo se induce un campo eléctrico en la dirección \mathbf{z} el cual afectará a las corrientes de acuerdo a la ley de Ohm:

$$\mathbf{J}(y, t) = \frac{\mathbf{E}(y, t) \, d(y)}{\rho(y)} \quad (8)$$

donde $\rho(y)$ es la resistividad del material y $d(y)$ es el espesor dependiente de la posición.

De esta manera se puede obtener la ecuación de movimiento para J:

$$\mathbf{J}(y,t) = \frac{d(y)}{\rho(y)} \left[y \frac{\partial \mathbf{h}_a(t)}{\partial t} + \frac{I}{2\pi_0} \int_0^a \frac{\partial \mathbf{J}(u,t)}{\partial t} \ln \left| \frac{y-u}{y+u} \right| du \right] \quad (9)$$

despejando de aquí podemos obtener:

$$\frac{\mathbf{J}(y,t) \rho(y)}{d(y)} - y \frac{\partial \mathbf{h}_a(t)}{\partial t} = \frac{I}{2\pi_0} \int_0^a \frac{\partial \mathbf{J}(u,t)}{\partial t} \ln \left| \frac{y-u}{y+u} \right| du \quad (11)$$

y reemplazando finalmente:

$$\boxed{\frac{I}{2\pi_0} \int_0^a \frac{\partial \mathbf{J}(u,t)}{\partial t} \ln \left| \frac{y-u}{y+u} \right| du = \mathbf{E}(y,t) - y \frac{\partial \mathbf{h}_a(t)}{\partial t}} \quad (12)$$

Esta ecuación debe calcularse numéricamente para lo cual Brandt [1] ideó un método que resuelve varios problemas que surgen y que se enumeran a continuación, como la singularidad en el núcleo (kernel):

$$K(y,u) = \ln \left| \frac{y-u}{y+u} \right| = K(u,y) \quad (13)$$

para $y = u$ y la singularidad que aparece para la corriente de apantallamiento ideal

$$\mathbf{J}_0(y) = \frac{2 y \mathbf{h}_a}{(a^2 - y^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (14)$$

en $y = \pm a$. Esta corriente de apantallamiento ideal fluye inmediatamente después que el campo \mathbf{h}_a es encendido o a muy altas frecuencias del mismo. Un tercer problema surge del hecho de que no es posible realizar una integración temporal de forma directa. Todos estos problemas se solucionan discretizando las variables (y,u) mediante un método descrito en la referencia [1].

Por otro lado, previo a la resolución de la ecuación (12) es preciso tener en cuenta las propiedades del material, en nuestro caso la dinámica de la red de vórtices. En particular se debe elegir la dependencia de la densidad de corriente crítica y de la energía de activación aparente con la temperatura y el campo magnético.

El campo eléctrico inducido por el movimiento del flujo en la muestra, es

$$\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v} \quad (15)$$

y como se explicó en la sección 2.4, la velocidad del flujo térmicamente activado está dada por:

$$v = v_0 \frac{\mathbf{J}}{\mathbf{J}_c} \exp \left[-\frac{U(\mathbf{J})}{k_B T} \right] \quad (16)$$

donde $v_0 = l \omega_m$, l es la distancia de salto, ω_m es la frecuencia microscópica de intento, k_B es la constante de Boltzman y J_c es la corriente laminar crítica.

Para nuestros cálculos de susceptibilidad **ac** hemos utilizado varias dependencias funcionales para $U(J)$ tales como la barrera divergente a baja corriente $U(J) = U_0 (J_c / J)$ y la barrera de Anderson Kim $U(J) = U_0(1 - J / J_c)$, así como diversas dependencias para $J_c(T,B)$ y $U_0(T,B)$ correspondientes a distintos tipos de regímenes de anclaje [3] (ver sección 2.2).

Realizamos varias corridas preliminares y comparamos los diferentes resultados con nuestros datos experimentales. Encontramos que la dependencia de los armónicos superiores con la temperatura se asemejaba a la obtenida experimentalmente para mediciones en cristales con diferentes contenidos de oxígeno si empleábamos la siguiente expresión:

$$U(\mathbf{J}) = \frac{U_0}{\mu} \left[\left(\frac{\mathbf{J}_c}{\mathbf{J}} \right)^\mu - 1 \right] \quad (17)$$

la cual es característica del modelo de vidrio de vórtices con creep colectivo[4,5] donde U_0 es la escala de energías y μ un exponente universal. La dependencia de la densidad de corriente crítica con la temperatura y el campo y la energía de activación aparente dentro del modelo de *creep* son [2,3]:

$$\mathbf{J}_c(T, h) = \mathbf{J}_{c0} \left[1 + \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^{-1/2} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^{5/2} \frac{\mathbf{H}_{dc}}{\mathbf{h} + \mathbf{H}_{dc}} \quad (18)$$

$$U_0(T, h) = U_{00} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right] \frac{\mathbf{H}_{dc}}{\mathbf{h} + \mathbf{H}_{dc}} \quad (19)$$

donde h es el campo magnético evaluado a lo largo de la muestra, h_{dc} es el campo continuo aplicado, J_{c0} y U_{00} son las escalas de J_c y U_0 independientes de campo y temperatura.

Una vez elegidas estas relaciones, dado que el campo magnético aplicado está dado por la siguiente expresión:

$$\mathbf{h}_a(t) = \mathbf{H}_{dc} + \mathbf{h}_{ac} \cos(\omega t) \quad (20)$$

donde H_{dc} es el campo continuo, h_{ac} es la amplitud del campo alterno, $\omega = 2\pi f$ donde f es la frecuencia de dicho campo, se procede a calcular las corrientes en el material. Para ello las ecuaciones (12), (15) y (16) son discretizadas y resueltas por un método Runge Kutta de cuarto orden con un tamaño de paso adaptativo. Se disponía del código para estos cálculos que fue modificado levemente para este trabajo.

Una vez calculadas las corrientes, la magnetización se puede calcular mediante la siguiente ecuación:

$$\mathbf{M}(t) = 2 \int_0^a y \mathbf{J}(y, t) dy \quad (21)$$

De la evolución temporal de ésta se puede obtener la susceptibilidad compleja ($\chi = \chi'_n - j \chi''_n$) la cual está dada como las componentes de Fourier de la magnetización.

$$\chi'_n = \frac{\omega}{\pi h_{ac}} \int_0^T M_z(t) \cos(n\omega t) \quad (22)$$

$$\chi''_n = \frac{\omega}{\pi h_{ac}} \int_0^T M_z(t) \sin(n\omega t) \quad (23)$$

Bibliografía

- [1] E. H Brandt, Phys. Rev B **49**, 9024 (1994); E. H Brandt, Phys. Rev. B **55**, 14513 (97).
- [2] M. J. Qin and C. K. Ong, Phys. Rev. B **61**, 9786 (2000).
- [3] D. Di Gioacchino et al, Phys. Rev. B **59**, 11539 (1999).
- [4] M.P.A. Fisher, Phys.Rev.Lett **62**, 1415 (1989); D.S.Fisher et al, Phys.Rev. B **43**, 130 (1991).
- [5] M.V Feigel'man et al, Physica C **167**, 177 (1990); M.V Feigel'man et al, Phys. Rev. B **43**, 6263 (1991).

2.6 Dinámica oscilatoria de la red de vórtices en campos magnéticos *ac* de gran amplitud.

En la red de vórtices (RV) de los superconductores de tipo II existe una gran cantidad de regímenes dinámicos tanto *ac* como *dc* que surgen de la competencia entre las interacciones con los defectos del material (anclaje en volumen), las interacciones entre vórtices y las fluctuaciones térmicas [1]. Las interacciones entre vórtices favorecen la formación de una red hexagonal mientras que las interacciones debidas al anclaje en volumen y las fluctuaciones térmicas favorecen el desorden, llevando la red a estructuras policristalinas con defectos o vidriosas. Los defectos de la red son de carácter topológico es decir vórtices con un número de primeros vecinos distinto a seis.

Una fuerza externa que actúe sobre la RV puede ocasionar que ésta se ordene o se desordene. Un ejemplo de esto del cual hay evidencia tanto experimental [2] como teórica [3], es un proceso que ocurre cuando una RV se desancla debido a la acción de una fuerza externa que se va incrementando paulatinamente. Este proceso ocurre en dos etapas. Inicialmente al ir incrementando la intensidad de la fuerza sobre la RV se observa que la red entra en un régimen de flujo plástico en el cual algunos de los vórtices se mueven alrededor de otros que permanecen fijos, rompiendo el ordenamiento y formando una red desordenada con una alta densidad de defectos topológicos. Incrementando la intensidad de la fuerza externa aplicada se llega a una fuerza umbral F_T para la cual ocurre un ordenamiento llamado cristalización dinámica originalmente propuesto por Koshelev y Vinokur [3]. Al aumentar la velocidad de los vórtices respecto al material superconductor, la fuerza de anclaje en volumen se debilita y pasan a predominar las fuerzas de interacción entre vórtices. La interacción con los defectos, a medida que los vórtices recorren la muestra, puede describirse como una temperatura efectiva o de agitado. Posteriormente se predijo [4] y se observó experimentalmente [5] que no hay tal cristalización sino un ordenamiento esméctico. Esto implica que los vórtices fluyen por canales y están bien correlacionados en la dirección perpendicular a la que fluyen pero sin correlación a lo largo de dicha dirección. Adicionalmente, han sido observados efectos relacionados con la historia termomagnética del material en superconductores de baja [6] y alta [7-10, 11] temperatura crítica, donde la resistividad o la densidad de corriente crítica aparente (J_c) dependen fuertemente de la historia dinámica de la RV. Una característica común de

muchos experimentos es observar un incremento en la movilidad de la red luego de aplicarle un campo magnético (o corriente) *ac* temporalmente simétrico (sinusoidal) [6, 8,10]. Una explicación para este fenómeno fue dada en términos de un proceso de equilibración de la RV asistido por el campo o la corriente externos [12-13].

Cabe aclarar que una red más ordenada estará menos anclada y será más móvil. En el caso de una medición de susceptibilidad *ac* este incremento en la movilidad se verá como un incremento en la disipación $\chi''(T)$. (Ver Sección 2.4)

En la Figura 2.6.1 (extraída de la Ref 7) se puede ver un ejemplo de la diferentes respuestas de acuerdo a las distintas historias termomagnéticas que se pueden medir mediante susceptibilidad alterna comparando cuando se enfría un monocristal de YBCO en presencia de campo *ac* ($F_{ac}CC$, líneas de puntos), cuando se calienta luego de haber enfriado en presencia de campo *ac* ($F_{ac}CW$, líneas de trazos) y cuando se mide subiendo la temperatura luego de enfriar en ausencia de campo *ac* ($ZF_{ac}CW$ líneas continuas).

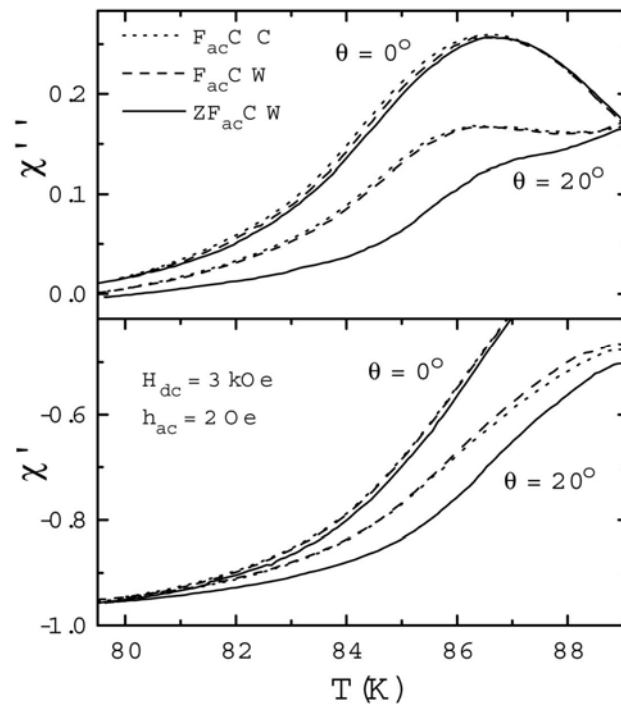


Figura 2.6.1. χ' (T) y $\chi''(T)$ para distintas historias termomagnéticas. Líneas punteadas ($F_{ac}CC$): enfriando en presencia de campo *ac*. Líneas de trazos ($F_{ac}CW$): calentando luego de enfriar en presencia de campo *ac*. Líneas continuas ($ZF_{ac}CW$): calentando luego de enfriar en ausencia de campo *ac*. $H_{dc} = 3$ KOe, $h_{ac} = 2$ Oe, $f = 10.22$ kHz. Dos conjuntos de mediciones de aplicación del campo H_{dc} respecto del eje c cristalográfico 0° y 20° . h_{ac} está alineado con el eje c [7].

Se muestran dos conjuntos de mediciones realizados con el campo continuo H_{dc} paralelo al eje cristalográfico c ($\Theta=0^\circ$) y con un ángulo de $\Theta=20^\circ$ entre ambos. En esta figura se puede ver como la existencia de defectos correlacionados en el cristal, en este caso maclas, inhibe la aparición de estos efectos de "memoria" que pueden ser observados al sacar a los vórtices fuera del plano de las mismas. También se puede ver que cuando se enfría en presencia de campo ac se produce una red con más movilidad que cuando se enfría en ausencia de este.

Experimentos de transporte y de susceptibilidad ac [8, 6, 12, 14] sugieren que la respuesta de la RV a un estímulo constante en el tiempo, puede diferir cualitativamente de la respuesta ante un estímulo alterno de intensidad comparable. En particular se han informado que existen respuestas claramente diferentes cuando el estímulo alterno es temporalmente simétrico o asimétrico [8]. Se observó en monocristales de YBCO que la aplicación de un campo magnético ac temporalmente asimétrico (diente de sierra) reduce la movilidad de la RV en contraste con el aumento de la movilidad que se observa al aplicar un campo temporalmente simétrico (senoidal, triangular, cuadrado) de amplitud y frecuencia similares.

En la Figura 2.6.2 (extraída de la Ref. 8) se puede ver la diferencia en la respuesta medida por susceptibilidad alterna, en un monocristal de YBCO, cuando se aplican 10^5 ciclos de un campo ac triangular (6.5 Oe, 10 kHz) a un estado $F_{ac}CC$ a una temperatura de 85.2 K (punto A) sobre la línea de trazos, que lleva la respuesta al punto B (círculos claros). Aplicando en el punto A una 10^5 ciclos de una señal temporalmente asimétrica tipo diente de sierra (6.5 Oe, 10 kHz) se lleva la respuesta al punto C (círculos oscuros). En todos los casos el campo h_{ac} fue aplicado paralelo al eje c y el campo $H_{dc} = 3$ kOe fue aplicado a $\Theta=20^\circ$ de dicho eje. La disipación y por lo tanto la movilidad en el punto B es mayor que en los puntos A y C. Asimismo la disipación y la movilidad en el punto C es menor que en los otros dos puntos.

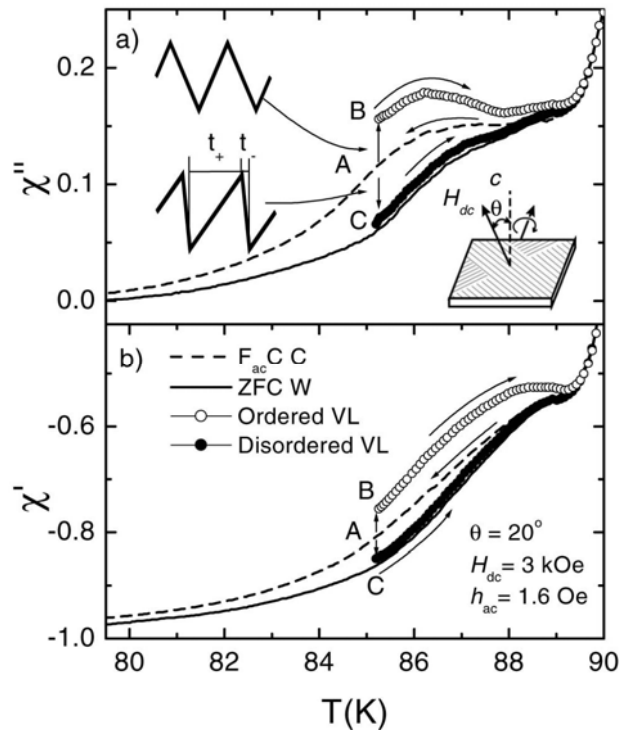


Figura 2.6.2. $\chi''(T)$ (a) y $\chi'(T)$ (b) para distintas historias termomagnéticas. Las flechas indican el sentido de variación de la temperatura. La curva de trazos fue obtenida enfriando en presencia de campo ac ($F_{ac} CC$). La línea continua fue obtenida al medir incrementando la temperatura luego de enfriar en ausencia de ambos campos ($ZFC W$). Punto A, $F_{ac} CC$ a $T = 85.2 \text{ K}$. Punto B: Respuesta luego de aplicar 10^5 ciclos de h_{ac} triangular, 6.5 Oe , 10 kHz al sistema en el estado A. Círculos claros: respuesta al incrementar T luego de llevar el sistema a B. Punto C: Respuesta luego de aplicar 10^5 ciclos de h_{ac} diente de sierra, 6.5 Oe , 10 kHz al sistema en el estado A. Puntos oscuros: respuesta al incrementar T luego de C. $H_{dc} = 3 \text{ kOe}$ aplicado a $\Theta = 20^\circ$ respecto del eje cristalográfico c , $h_{ac} = 1.6 \text{ Oe}$ aplicado paralelo a dicho eje.[8]

Se ha observado que estos efectos dependen débilmente de la frecuencia y fuertemente con el número de ciclos. Este es un resultado importante que elimina al proceso de equilibración en estos sistemas como una explicación para el cambio en la movilidad de los vórtices [8]. A su vez tampoco resulta adecuado explicar estos cambios como un fenómeno de cristalización dinámica ya que tanto una onda cuadrada, que podría inducir una mayor corriente crítica, como una sinusoidal tienen el mismo efecto.

En la Figura 2.6.3 (de la Ref. 8) panel a) se muestra como aumenta la movilidad de una red inicialmente desordenada en función del número de ciclos aplicado de una señal temporalmente simétrica; mientras que en el panel b) de la misma figura se muestra como

la movilidad de una red inicialmente ordenada se reduce en función del numero de ciclos al aplicar señales con distinto grado de asimetría.

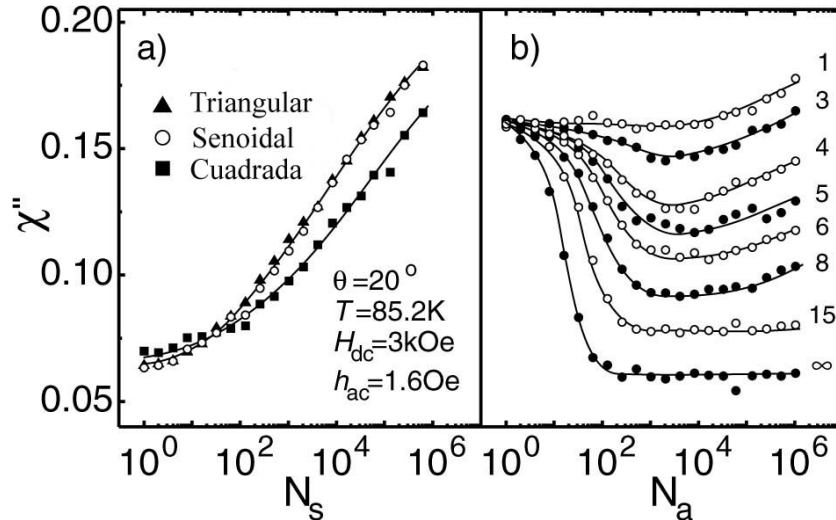


Figura 2.6.3. a) Ordenamiento de una red inicialmente desordenada de vórtices: χ'' en función del numero de ciclos N_s para campos temporalmente simétricos. $h_{ac}= 6.5$ Oe $f= 10$ kHz. b) perdida de orden de para una red inicialmente ordenada: χ'' en función del numero de ciclos N_a , para distintas asimetrías α del campo. $h_{ac}= 6.5$ Oe, $f = 10$ kHz. $\alpha=1$ corresponde a una onda triangular, $\alpha = \infty$ corresponde a un diente de sierra. Campo *ac* de medición: 1.6 Oe, 10 kHz.[8]

Recientes cálculos de dinámica molecular [10] han descripto la dinámica de una RV la cual se ordena luego de un cierto número de ciclos, al aplicársele una fuerza oscilatoria, cuya intensidad está por debajo del umbral de cristalización dinámica. El reordenamiento de la RV es más eficiente cuando el desplazamiento de los vórtices ocasionado por una fuerza oscilatoria externa, es del orden del parámetro de red. Este agitado de la red hace que los vórtices interactúen repetidamente con sus vecinos "curando" los defectos topológicos de la red (disminuyendo la cantidad de vórtices con un número de primeros vecinos distinto que seis). Al mismo tiempo la movilidad promedio se incrementa logarítmicamente con el número de ciclos.

En la Figura 2.6.4 (extraída de la Ref. 10) se muestra algunos ejemplos de las simulaciones numéricas realizadas mediante dinámica molecular que muestran el ordenamiento dinámico de la RV. Los paneles muestran una triangulación de Delunay de una RV. Los sitios donde hay defectos topológicos están marcados con un círculo negro. Se puede ver como una red inicialmente desordenada (panel superior) por la aplicación en un

sentido de una fuerza es re-ordenada al aplicar dicha fuerza de modo alterno. El número de defectos topológicos disminuye y aparecen picos en el factor de estructura.

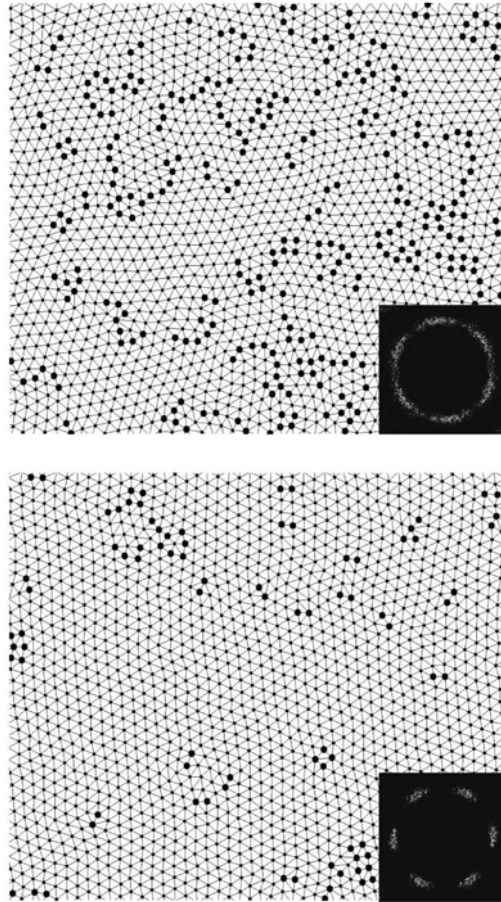


Figura 2.6.4. Ordenamiento dinámico. Triangulaciones de Delunay y factor de estructura. Arriba: estado inicial. Red desordenada luego de aplicar una fuerza en un solo sentido. Los círculos negros marcan los defectos topológicos de la red. Abajo: estado final luego de aplicar la misma fuerza de modo alterno.[10]

En la Figura 2.6.5 [15] se muestra en la parte superior la triangulación de Delunay de una red inicialmente ordenada. En el panel inferior se muestra el resultado luego de aplicar una fuerza temporalmente asimétrica. Se puede observar como el número de defectos se ha incrementado y el factor de estructura pierde la definición de los picos.

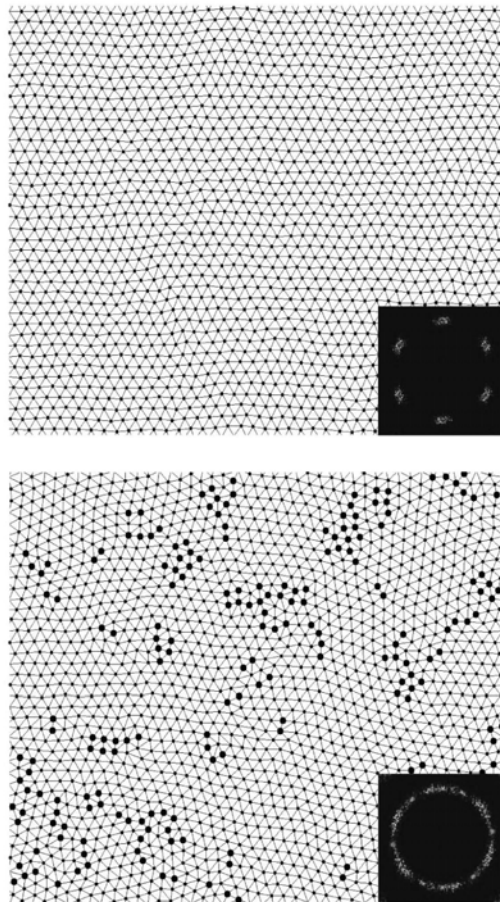


Figura 2.6.5. Triangulaciones de Delunay y factor de estructura para una RV. Arriba: estado ordenado. Abajo: resultado luego de aplicar una fuerza asimétrica en amplitud [15]

Un resultado importante muestra que la presencia de una leve asimetría temporal en la fuerza de excitación, hace que se incrementen rápidamente el número de defectos topológicos y que la movilidad de la red decrezca en unos pocos ciclos [8]. Por otro lado se observa que la red no se ordena cuando el período de una fuerza simétrica se incrementa de modo tal que la excursión de los vórtices excede el parámetro de red a_0 .

Cabe preguntarse entonces cual será el efecto de aplicar una fuerza simétrica pero que ocasione una amplitud de desplazamiento de los vórtices mayor que el parámetro de red.

Para ello mostraremos el efecto del agitado de la RV con un campo magnético *ac* sinusoidal (campo de "agitado") a partir de un estado bien definido y reproducible. En este experimento la amplitud de excursión de los vórtices está controlada por la amplitud del campo magnético alterno de "agitado" la cual puede ser variada entre 1 y 150 Oe, barriendo desplazamientos menores o mayores al parámetro de red.

Bibliografía

- [1] G. W. Crabtree et al Phys. Today **50**, 38 (1986); G. Blatter et al, Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
- [2] R. Wördenweber and P. H. Kes, Phys. Rev. B **34**, R494 (1986); S. Bhattacharya and M. J. Higgins, Phys. Rev. Lett. **70**, 2617 (1993); U. Yaron et al, Nature (London) **376**, 753 (1995); W. Henderson et al, Phys. Rev. Lett. **77**, 2077 (1996); A. Duarte et al, Phys. Rev. B **53**, 11336 (1996); F. Pardo et al, Phys. Rev. Lett. **78**, 4633 (1997).
- [3] A. E. Koshelev and V. M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. **73**,3580 (1994).
- [4] T. Giamarchi y P Le Doussal PRL **76**, 3408 (1996); P Le Doussal y T. Giamarchi PRB **57**, 11356 (1998); L Balents et al, PRL **78**, 751 (1997); K. Moon et al, PRL **77**, 2778 (1996).
- [5] F. Pardo et al, Nature **396**, 348 (1998).
- [6] W. Henderson et al Phys. Rev.Lett. **81**, 2352 (1998); Z. L. Xiao et al, Phys. Rev Lett. **83**, 1664 (1999).
- [7] S.O.Valenzuela and V.Bekeris, Phys. Rev. Lett. **84**, 4200 (2000).
- [8] S.O.Valenzuela and V.Bekeris, Phys. Rev. Lett. **86**, 504 (2001).
- [9] S. O. Valenzuela, B. Maiorov, E. Osquiguil, and V. Bekeris, Phys. Rev. B **65**, R60504 (2002).
- [10] S.O.Valenzuela, Phys. Rev. Lett. **88**, 247003 (2002).
- [11] S. Kokkalias et al, Rev. B **61**, 3655 (2000); D. Stamopoulos et al, Phys. Rev. B **66**, 214521 (2002).
- [12] X. S. Ling et al, Phys. Rev. Lett. **86**, 712(2001).
- [13] P. Chaddah, Phys. Rev. B **62**, 5361 (2000).
- [14] Y. Paltiel et al Nature (London) **403**, 398 (2000).
- [15] S.O Valenzuela, "*Dinamica oscilatoria de la red de vórtices en superconductores de alta temperatura crítica*", Tesis de doctorado. Departamento de Física, FCEyN- UBA. Agosto 2001.

3 Sobre las muestras

En el año 1987 grupos de los EE.UU., Japón y China descubrieron de manera casi simultánea [1-4] que en un compuesto de Ytrio, Bario, Cobre y Oxígeno tenía una temperatura de transición de alrededor de los 93 K. Esta investigación fue motivada debido a que en mediciones de transporte bajo presión, el material superconductor $\text{LaBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (LBCO) mostraba una $T_c > 40\text{K}$ [5]. En un intento de aplicar presión química en la estructura del compuesto en vez de presión mecánica, se substituyó el ión trivalente de Lantano (**La**) por un ión de Ytrio (**Y**) que posee un menor radio. De esta forma se obtuvo un material superconductor estable cuya temperatura crítica es de 93 K denominado $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO). Se determinó que este compuesto es un superconductor de tipo II que presenta estado mixto en una amplia región de campos y temperaturas. Casi inmediatamente muchos grupos de investigación comenzaron a emplear YBCO en sus experimentos ya que éste facilitó el uso de líquidos criogénicos más accesibles y de menor costo como el nitrógeno líquido cuyo punto de ebullición es de 77 K. En un breve tiempo se logró hacer muestras de alta calidad y pureza en forma de monocristales y películas delgadas.

El contenido de oxígeno en una muestra de YBCO puede ser modificado y éste determina el valor de los parámetros cristalográficos así como la presencia de defectos (puntuales y planares). Asimismo controla propiedades del estado superconductor como por ejemplo la densidad de portadores, lo que a su vez determina la T_c .

En esta tesis estudiamos las propiedades de la red de vórtices en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ con distinto contenido de oxígeno. Los monocristales de YBCO fueron provistos por el Dr. Leonid Svistov [6]. A algunos de estos cristales se les alteró el contenido de oxígeno mediante un proceso de desoxigenación realizado por el Dr. Eduardo Osquiguil y colaboradores del Laboratorio de Bajas Temperaturas del Centro Atómico Bariloche, según un procedimiento que se detalla más adelante.

3.1 Estructura cristalina del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$

La estructura cristalina del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, es estable frente a variaciones del contenido de oxígeno en el rango $6 < x < 7$. En este rango de contenido de oxígeno existe una fase antiferromagnética y una fase superconductor según puede verse en la Figura 3.1.

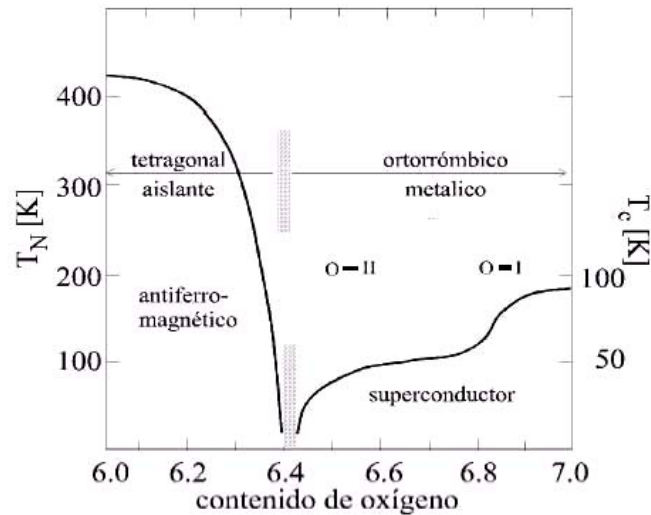


Figura 3.1 Diagrama de fases contenido de oxígeno (x) - temperatura para el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ [7]

En la fase superconductor ($6.4 < x < 7$) las vacancias de oxígeno cumplen el rol de defectos puntuales en el material, la densidad de los cuales juega un rol importante en la determinación de la fuerza del anclaje de la red de vórtices en el estado mixto. Variaciones en el contenido de oxígeno están acompañadas por cambios en los valores de los parámetros cristalográficos. También se producen cambios en las propiedades superconductoras del material como por ejemplo una disminución de la $T_c(x)$ al ir disminuyendo el contenido de oxígeno y su supresión total a $x \approx 6.4$.

Estudios de difracción de rayos X y de neutrones permitieron resolver la estructura cristalina del compuesto [8]. En la Figura 3.2 se muestra la estructura cristalina del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, con la típica disposición de planos de cobre - oxígeno alternados con planos aisladores [9,10] que presentan todos los SAT.

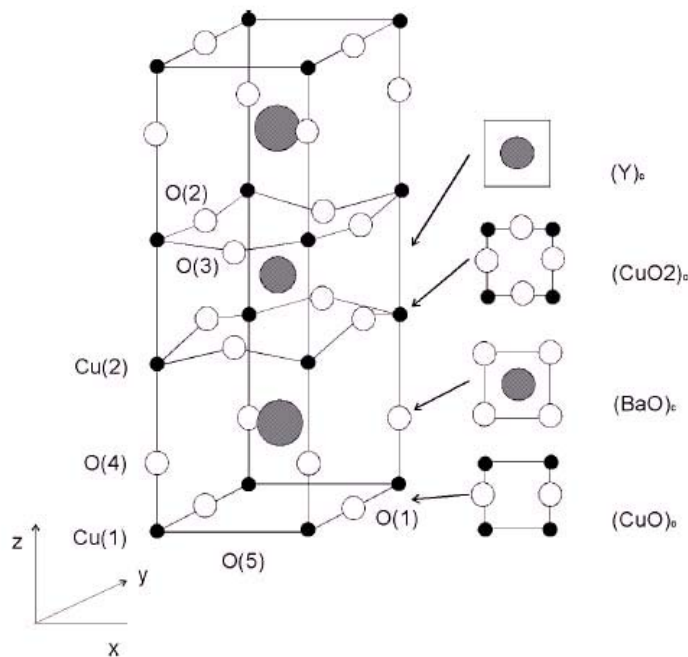


Figura 3.2 Celda unidad del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [11]

En un esquema extendido, con varias celdas unidad, el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ se presenta como una superposición regular, a lo largo del eje c , de planos en las direcciones cristalinas ab de: **BaO / CuO₂ / Y / CuO₂ / BaO / CuO**, en la cual el único plano sin oxígenos es el plano de **Y** (ver Figura 3.2). La superconductividad ocurre principalmente en los planos **CuO₂** mientras que los demás planos actúan como un depósito o reserva de carga. Esto implica que los distintos estados de correlación y valencia de los átomos en los planos de reserva de carga, determinan el número de portadores en los planos **CuO₂** lo que a su vez establece la T_c de la muestra (ver sección 3.2).

Para un contenido de oxígeno $x > 6.4$ en el plano de **CuO** que se encuentra entre los dos de **BaO**, los oxígenos se ordenan con los átomos de cobre (**Cu(1)**) en cadenas alineadas paralelas al eje cristalin b de forma tal que los sitios **O(1)** están ocupados con átomos de oxígeno y los sitios **O(5)** quedan vacantes. El sistema es por lo tanto ligeramente ortorrómbico con una celda unidad de dimensiones $a \times b \times c = 3.82 \times 3.88 \times 11.82 \text{ \AA}^3$ [11, 12]. A estos planos semillenos se los denomina planos *basales* o planos de las *cadenas* de oxígeno. El oxígeno de las cadenas (sitios **O(1)**) puede ser removido con facilidad mediante

tratamientos térmicos lo que posibilita la modificación del contenido de oxígeno de la muestra.

3.2 Modificación del contenido de oxígeno

Mientras que a altas temperaturas el material muestra un comportamiento metálico en todo el rango del contenido de oxígeno x , a bajas temperaturas el comportamiento del mismo depende de x . Como se muestra en la Figura 3.1 se encuentran tres fases distintas en el diagrama de fases x - T_c , de $YBa_2Cu_3O_x$, [7].

Para bajos contenidos de oxígeno, $x < 6.4$, el material tiene estructura tetragonal presentando orden antiferromagnético de los átomos de Cobre **Cu(2)** por debajo de la temperatura de Neél, $T_N(x)$, la cual llega hasta valores de $T_N(x) \approx 400 K$ cerca de $x = 6.0$. Para $x > 6.4$ el material es superconductor y presenta dos fases ortorrómbicas; la mayor temperatura crítica $T_c = 93 K$ se obtiene para el dopaje óptimo con $x = 6.93$.

Al cambiar el contenido en el oxígeno de $YBa_2Cu_3O_x$, se remueven solamente los átomos de los sitios **O(1)** en los planos basales (ver Figura 3.2). En la fase superconductora (fase ortorrómbica) el oxígeno **O(1)** forma junto con los átomos de **Cu(1)** cadenas vecinales a lo largo del eje cristalino b . Para el compuesto completamente oxigenado ($x \approx 7$) todos los sitios **O(1)** están ocupados mientras que los sitios **O(5)** quedan vacantes. La transición a la fase tetragonal en $x \approx 6.4$ ocurre cuando las cadenas se han acortado a longitudes del orden de monómeros $Cu^{2+} - O^{2-} - Cu^{2+}$ y su orientación en la dirección b no sigue siendo favorecida. La poblaciones de los sitios **O(1)** y **O(5)** se hacen iguales y el material transiciona a una fase tetragonal [7, 16-18].

Para analizar en más detalle lo que sucede en la fase superconductora vemos que para $x > 6.4$ el material es superconductor por debajo de la temperatura crítica T_c , la cual depende fuertemente de x . La curva $T_c(x)$ pasa por dos mesetas a $T_c \approx 90 K$ ($x \approx 7$) y $T_c \approx 60 K$ ($x \approx 6.7$) en las cuales un cambio en x casi no modifica T_c . Cada meseta refleja un estado de alta simetría en el ordenamiento de los **O(1)** en los planos basales [19, 20]. En la meseta de 60 K la cantidad de **O** está reducida en forma tal que sólo se llena cada segunda cadena de sitios **O(1)** y la celda unidad efectiva aumenta al doble de su valor inicial. Estas dos fases ortorrómbicas se distinguen como **O-I** y **O-II** [19], como se ilustra en la Figura 3.1.

Como en todos los SAT, la temperatura crítica de este compuesto depende de la transferencia de cargas que se da entre los planos de cobre oxígeno y los demás planos de la estructura cristalina. En la fase superconductor es el ordenamiento del oxígeno en los planos basales **O(1)** el que provee al sistema con cargas libres (huecos). Para bajos contenidos de oxígeno se forman cadenas monoméricas $\text{Cu}^{2+} - \text{O}^{2-} - \text{Cu}^{2+}$ que se prolongan por secciones $-\text{O}^- - \text{Cu}^{2+}$, estos son procesos eléctricamente neutros. Pero a partir de una cierta densidad de oxígeno se combinan cadenas ya formadas en cadenas más largas, lo que requiere la inyección de electrones en los planos basales. La carga necesaria está transferida (proceso de charge transfer) desde los planos de cobre-oxígeno [21]. Esta transferencia de carga comienza a ser efectiva a partir de $x \approx 6.4$ por encima de la cual se aumenta con x la densidad de huecos en los planos de **CuO** y por consiguiente la T_c del material.

La carga transferida está directamente relacionada al contenido de oxígeno x y al ordenamiento de los átomos **O** en los planos basales en cadenas de máxima longitud. Al disminuir x [19] la densidad de la carga libre disminuye y con ella también $T_c(x)$ [21, 22].

Como se acaba de explicar las propiedades de transporte de los SAT están determinadas principalmente por los planos de cobre-oxígeno dado que los portadores (huecos) tienen una mayor movilidad dentro de éstos. Esto implica que las masas efectivas m_{ab} de los portadores son menores dentro de los planos **ab** que en direcciones perpendiculares (M_c) a ellos. Esto hace que exista una anisotropía pronunciada tanto en sus propiedades de transporte del estado normal como en las propiedades relevantes en el estado superconductor. El parámetro de anisotropía $\gamma^2 = M_c/m_{ab}$ (relación de las masas efectivas) resulta ser importante para la descripción de superconductores que presentan esta característica. El parámetro de anisotropía en el caso del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ depende del contenido de oxígeno; completamente oxigenado $\gamma^2 = M_c/m_{ab} \approx 7$ [13, 14] y aumenta para muestras con menor contenido de oxígeno hasta valores de $\gamma^2 \approx 30$ para $x \approx 6.5$ [15].

3.3 Maclas en el compuesto $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$

Aún en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ de alta calidad crecen naturalmente defectos extendidos en planos perpendiculares a los planos cristalinos **ab** denominados maclas. En el

estado mixto la densidad de estos defectos planares influye la respuesta dinámica de la red de vórtices en forma importante.

En la fase ortorrómbica ocurren intercambios de las direcciones cristalinas a , b durante el crecimiento del material manteniendo la orientación c . A altas temperaturas los átomos de oxígeno de los planos basales pueden moverse por activación térmica entre los sitios $O(1)$ y $O(5)$ por lo que a las temperaturas de crecimiento del compuesto ($> 900\text{ }^\circ\text{C}$) las poblaciones de ambos sitios son prácticamente iguales y la estructura cristalina es tetragonal. Al bajar la temperatura por debajo de $500 - 700\text{ }^\circ\text{C}$ [23, 24] el material transiciona a una estructura ortorrómbica. En esta transición tetragonal - ortorrómbica se mantienen dominios en donde las orientaciones cristalinas de los ejes a , b se encuentran intercambiadas [25]. Estos bordes de dominio se denominan maclas y son distorsiones locales dentro de una o dos celdas unidad en las direcciones $\langle 110 \rangle$ o $\langle 1-10 \rangle$ (Figura 3.3). Se midió experimentalmente [30] que el intercambio de los ejes cristalinos a y b está acompañado por un leve desalineamiento en ángulo de $\varphi = 2(b-a) / (a+b)$ y una translación del vector a (ó b) de aproximadamente un tercio de la distancia $d_{\langle 110 \rangle}$ entre planos. Estas distorsiones relajan dentro de un ancho de aproximadamente 1 nm . Las maclas se propagan a lo largo del eje c de lado a lado del cristal formando planos de defectos correlacionados extendidos a lo largo del eje c y la dirección $\langle 110 \rangle$ o $\langle 1-10 \rangle$. En monocristales la distancia típica entre maclas es del orden de 1000 \AA .

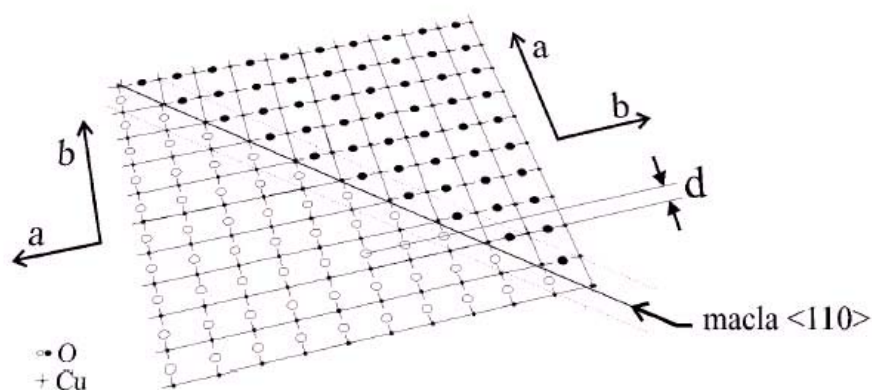


Figura 3.3 Esquema de una macla mostrada en un corte en los planos basales. Ancho de la macla $\approx 1\text{ nm}$.

3.4 Proceso de la desoxigenación

El movimiento del oxígeno en la estructura del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, está acotado a los planos basales de CuO ya que los átomos de O saltan entre sitios con potenciales químicos similares ($\text{O}(1)$ y $\text{O}(5)$) [26]. El diagrama de fases temperatura - presión parcial de oxígeno, Po_2 , del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ es la principal guía para preparar muestras desoxigenadas en forma controlada. La Figura 3.4 muestra en un *plot* de Arrhenius las curvas de equilibrio medidas por Tetenbaum *et al.* (símbolos, [27]).

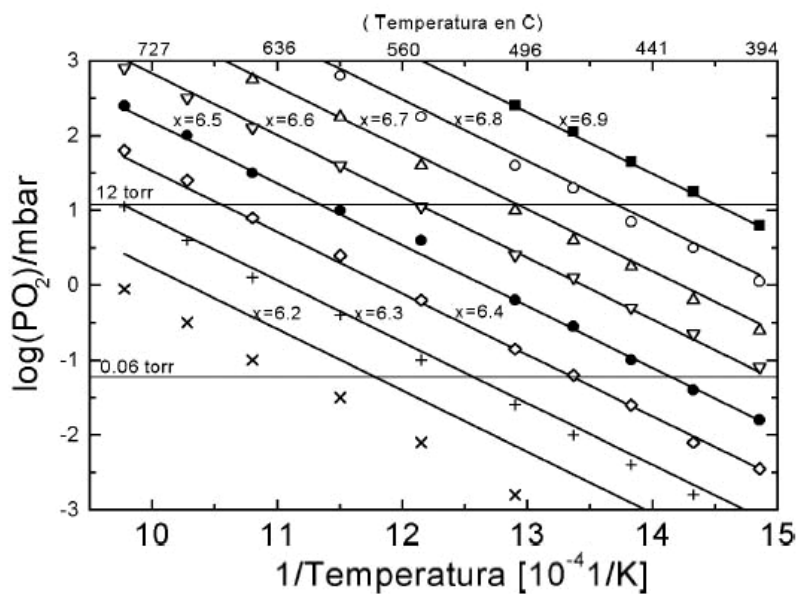


Figura 3.4 Diagrama de fases temperatura- presión parcial de oxígeno de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. Los símbolos representan los puntos experimentales la ref 27.

En el gráfico los estados de equilibrio $f_x(T, \text{Po}_2)$ para un x dado son rectas. Para que una muestra tenga un contenido de oxígeno dado x_1 hay que mantenerla en equilibrio $f_{x_1}(T, \text{Po}_2)$ para permitir la difusión a la temperatura dada. La temperatura de un tratamiento debe estar por encima del límite de movilidad del O en el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ que es por arriba de los $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ y por debajo de la destrucción de la estequiometría ($< 840\text{ }^{\circ}\text{C}$) [28]. A su vez las temperaturas típicas del recocido se encuentran entre los 400 a $600\text{ }^{\circ}\text{C}$ manteniendo la muestra a dicha temperatura durante un periodo que puede ser de unas horas hasta unos días, dependiendo del tipo de la muestra. Una vez homogeneizado el contenido de oxígeno ($x = \text{cte}$) en todo el volumen de la muestra hay que bajar la temperatura del material desde

la temperatura del recocido hasta la temperatura ambiente. La forma más sencilla sería un enfriamiento súbito de la muestra (templado) el cual baja la temperatura por debajo del límite de movilidad dejando fijo el valor de x en la fórmula estequiométrica. Pero este tipo de procedimiento implicaría (si observamos el diagrama P_{O_2} - T) que cruzaríamos todas las líneas $f_x(T, P_{O_2})$ con $x > x_1$ en forma aproximadamente isobárica cuando se lleva a cabo el templado. Como el tiempo de difusión del oxígeno es corto, dada su alta movilidad, un cambio del contenido de oxígeno en la superficie de la muestra es inevitable dadas las posibles limitaciones en la velocidad de enfriamiento de la muestra, que en la práctica significaría que el enfriamiento tiene que ser eficiente dentro de un segundo. Tiempos mayores provocarían muestras inhomogéneas. Para solucionar esto se lleva la muestra siguiendo el diagrama hasta una temperatura de templado (~ 400 C) menor que la de recocido donde se rápidamente se temple la muestra en los tiempos deseados evitándose las inhomogeneidades.

Una vez llevada la muestra a temperatura ambiente, la movilidad del oxígeno es prácticamente cero y la muestra mantiene el contenido de oxígeno. Sin embargo una muestra desoxigenada recién sacada de un tratamiento térmico se encuentra todavía fuera de su estado de equilibrio y muestra propiedades levemente alteradas debido a que las temperaturas altas del tratamiento introducen desorden en la distribución del oxígeno en los planos basales. A través del ordenamiento en cadenas a lo largo del eje cristalino b (sólo sitios $O(1)$ ocupados) relaja este desorden en tiempos mucho mayores que el tiempo de enfriamiento.

Los tiempos de relajación son fuertemente dependientes del contenido de oxígeno y suelen ser de horas para x altos hasta unos días a contenidos x bajos [19, 29].

Bibliografía

- [1] E. Morré, "Variación angular de la correlación del líquido de vórtices en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ con defectos planares.", Tesis Doctoral, Instituto Balseiro, 1997.
- [2] M.K. Wu et al., Phys. Rev. Lett. **58**, 908 (1987).
- [3] S. Hikami, Jpn. J. Appl. Phys. **26**, L314 (1987).
- [4] Z. Zhao, Kexue Tongbao 33, 661 (1987).
- [5] C. W. Chu, et al Phys. Rev. Lett. **58**, 405 (1987).
- [6] I. V. Alexandrov, et al, JETP Lett. **48**, 493 (1988).
- [7] J. Rossat-Mignod et al., Physica B **192**, 109 (1993).
- [8] R. M. Hazen, in *Physical Properties of High Temperature Superconductors II*, edited by D. M. Ginsberg (World Scientific, Singapore, 1990).
- [9] R. M. Hazen, Scientific American **258**, 52 (1988).
- [10] J. Vanacken, PhD thesis, Katholieke Universiteit Leuven, 1992.
- [11] J. Jorgensen et al., Phys. Rev. B **41**, 1863 (1990).
- [12] J. Jorgensen, Physica C **167**, 571 (1990). Ibid **1863** (1990).
- [13] G. Blatter et al., Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
- [14] R. Beck et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 1594 (1992).
- [15] B. Janossy, D. Prost, S. Pecker, and L. Fruchter, Physica C **181**, **51** (1991).
- [16] J. Tranquada, et al, Phys. Rev. B **38**, 8893 (1988).
- [17] W.-H. Li et al., Phys. Rev. B **37**, 9844 (1988).
- [18] J. Brewer, Phys. Rev. Lett. **60**, 1073 (1988).
- [19] B. Veal et al., Phys. Rev. B **42**, 6305 (1990).
- [20] B. Veal et al., Phys. Rev. B **42**, 4770 (1990).
- [21] G. Uimin and J. Rossat-Mignod, Physica C **199**, 251 (1992).
- [22] J. K. Burdett, Physica C **191**, 282 (1992).
- [23] J. Jorgensen *et al.*, Phys. Rev. B **36**, 3608 (1987).
- [24] H. Shaked et al, Physica C **205**, 225 (1993).
- [25] C. Chen, in *Physical Properties of High Temperature Superconductors II*, edited by D. M. Ginsberg (World Scientific, Singapore, 1990).
- [26] J. Routb or and S. Rothman, J. Appl. Phys. **76**, 5615 (1994). T
- [27] M. Tetenbaum *et al.*, Physica C **158**, 377 (1989).
- [28] J.-S. Kim and D. R. Gaskell, J. Am. Ceram. Soc. **77**, 753 (1994).
- [29] C. Picard and P. Gerdanian, Physica C **196**, 297 (1992).
- [30] Y. Zhu, M. Suenaga, and Y. Xu, J.Mater.Res **5**, 1380 (1990).

4. Técnicas experimentales

En esta tesis se han realizado mediciones de susceptibilidad alterna de baja y alta amplitud del campo *ac*, magnetización remanente con una técnica innovadora y mediciones de magnetización *dc*. Las tres primeras técnicas se han realizado utilizando susceptómetros diseñados y construidos en el laboratorio, mientras que para la última se ha empleado un magnetómetro comercial. A continuación describiremos brevemente los equipos empleados.

4.1 Susceptibilidad alterna.

Las mediciones de susceptibilidad alterna, cuyo significado físico se describe en la sección 2.4, se realizaron mediante un susceptómetro, diseñado y construido en el laboratorio, que consiste en un par de bobinas en oposición arrolladas en torno a una barra de zafiro. Sobre este par de bobinas se arrolla el bobinado primario o de excitación que suministra el campo alterno mediante una corriente *ac* sinusoidal que circula en serie con una resistencia limitadora R_L . Con el fin de evitar acoplamiento del campo de excitación con elementos magnéticos del resto del equipo, se suele realizar un bobinado en oposición al primario (bobinado astático) a fin de disminuir el campo por fuera de las bobinas. Ver Figura 4.1.

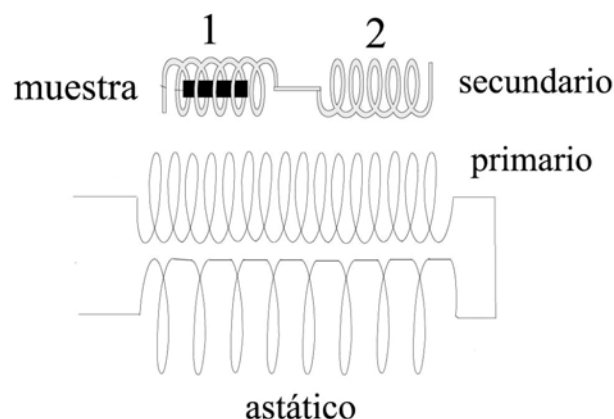


Figura 4.1. Esquema del bobinado del susceptómetro *ac*. Todos los bobinados son coaxiales en torno a una barra de zafiro. Los bobinados se desplegaron en la figura por claridad.

La barra de zafiro además de proveer un soporte y agarre mecánico al sistema de bobinas provee un muy buen anclaje térmico ya que el zafiro es un excelente conductor térmico a la vez que un aislante eléctrico. La muestra se coloca adherida a la barra de zafiro mediante grasa de vacío, de modo tal de que una de las bobinas del secundario queda magnéticamente acoplada a la muestra.

Si las bobinas secundarias están bien compensadas, la inclusión de la muestra provocará una señal de desbalance que dependerá de la susceptibilidad magnética de la muestra a menos de una constante de proporcionalidad. En caso de no estar perfectamente compensadas existirá una señal de desbalance que es posible descontar de la señal medida.

La respuesta del sistema de bobinas empleado es lineal hasta frecuencias cercanas a 100 kHz, las mediciones se realizaron típicamente con frecuencias de 10 y 20 kHz. El campo generado por el primario llega hasta 8 Oe siendo un valor típico de medición entre 0.5 y 2 Oe.

El sistema de bobinas y la muestra se encuentran anclados al dedo frío del crióstato y cerca de este punto de agarre se ubica el termómetro (diodo Lake Shore) y el calefactor. La medición y el control de temperaturas se realizaron mediante un controlador Lake Shore DRC- 91 CA. El crióstato podía ubicarse tanto en un Dewar simple, empleando nitrógeno líquido como criogénico, o en un Dewar que permitía usar helio como criogénico recuperándose el gas helio evaporado durante el experimento.

Las mediciones se realizaron con un amplificador *lock-in* Stanford SR 830 mientras que la señal que alimentaba al primario podía ser generada tanto por la fuente de voltaje alterna del propio *lock-in* como por un generador de funciones de onda HP 33120A. Los equipos de temperatura y medición estaban conectados mediante un interfaz IEEE a una computadora personal.

El crióstato consta de bobinado realizado con un alambre superconductor de Nb-Se que permite superponer un campo magnético *dc* de hasta 800 Oe.

4.2 Magnetización remanente mediante una técnica *ac*.

Para esta tesis se realizaron mediciones mediante una técnica de susceptibilidad alterna novedosa desarrollada en el Laboratorio de Bajas Temperaturas (Dto de Física, FCE y N - UBA) por Sergio O Valenzuela [1] que permite mediante un sistema de dos bobinas y una

señal de excitación no convencional medir la magnetización remanente (M_{REM}) de una muestra a tiempos cortos. Esta técnica permite obtener de un modo sencillo la dependencia de la corriente crítica efectiva con la temperatura o campo.

Como se explicó anteriormente (ver capítulo 2), el flujo magnético penetra en los superconductores de tipo II en forma de una red de vórtices que se encuentra anclada por las inhomogeneidades del material. Si la densidad de corriente local \mathbf{j} excede un valor crítico \mathbf{j}_c , las líneas de flujo se mueven bajo la acción de la fuerza de Lorentz. Este movimiento de la red de vórtices disipa energía. Si esta corriente proviene de una fuente externa la muestra entra en un estado disipativo estacionario, pero si la corriente es causada por una densidad de flujo magnético no uniforme $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ entonces las líneas de flujo se acomodan de tal manera que $\mathbf{j} \leq \mathbf{j}_c$ en todo punto de la muestra. Cuando este denominado estado crítico se alcanza, el movimiento de las líneas de flujo prácticamente se detiene y continúa muy lentamente debido al desanclaje térmico [2,3].

Muchos resultados experimentales en los cuales hay corrientes críticas se interpretan en términos de diferentes "modelos de estado crítico". En este trabajo usaremos un modelo de estado crítico de Bean [4] en el que se tiene en cuenta la geometría de la muestra que en nuestro caso es un superconductor plano con el campo magnético aplicado perpendicular a la misma. En este caso las corrientes de apantallamiento fluyen en todo el ancho de la muestra por lo que es necesario tener en cuenta el espesor de la misma (d) y por lo tanto una densidad de corriente crítica laminar J_c .

En este modelo se propone la siguiente expresión para la magnetización remanente de una lamina de ancho $2a$ y espesor d [4]:

$$M_{REM}(H_0) = J_c a^2 \left[\tanh \frac{H_0}{H_p} - 2 \tanh \frac{H_0}{2H_p} \right] \quad (1)$$

donde H_0 es el valor del campo máximo j_c es la densidad de corriente crítica local y J_c es la densidad de corriente crítica laminar

$$J_c = j_c d \quad (2)$$

$$H_p = \frac{J_c}{\pi} \quad (3)$$

Conociendo $M_{REM}(T)$, se puede calcular $J_c(T)$.

Detalles Experimentales.

El dispositivo experimental fue el mismo que fue empleado para las mediciones de susceptibilidad ac tradicional y que fue descrito en la sección anterior.

El campo de excitación ac empleado en esta técnica es periódico en el tiempo pero su forma funcional es diferente a la usada comúnmente en la técnica anterior. Como puede verse de la Figura 4.2 la señal de excitación ac con que se alimenta el primario consiste en dos pulsos de duración t_p y valor de pico H_0 de signos alternados separado por una señal nula de duración t_0 , el período total de la excitación es $T = 2 (t_p + t_0)$. Se muestran también en la Figura 4.2 una representación cualitativa de los perfiles de campo dentro de la muestra en el marco del modelo de Bean, mostrándose asimismo la señal de excitación y la magnetización de la muestra en función del tiempo.

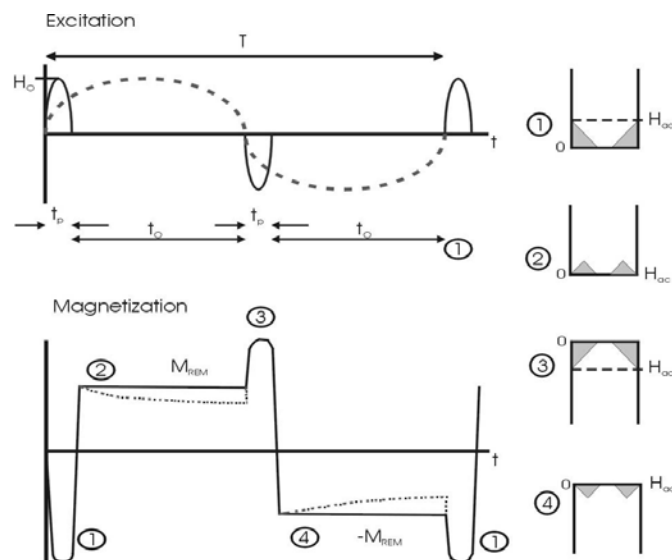


Figura 4.2. Representación de la señal de excitación y de la magnetización en la muestra en función del tiempo. A la derecha de los gráficos se indica en detalle los perfiles de campo dentro de la muestra para cada uno de los cuatro instantes indicados. En la figura superior se indica en línea de trazos la forma de la señal sinusoidal que el lock-in asume como referencia. En el panel inferior se muestra cualitativamente en línea de puntos la relajación.

Se ha elegido $h_{dc} \gg h_{ac}$ de modo tal que la variación del campo magnético dentro de la muestra sea pequeña comparada con su valor medio y $j_c = j_c(B) \sim cte$.

Cuando se aplican los pulsos de duración t_p la magnetización alcanza su valor máximo o mínimo. Entonces durante un tiempo igual a t_0 no hay excitación y la magnetización presente en la muestra es la magnetización remanente. En este caso cuando $t_p / T \rightarrow 0$ la magnetización remanente provee una señal rectangular en fase con la excitación del primario siendo cero la componente fuera de fase. La señal detectada por el bobinado secundario, que es proporcional a la derivada temporal de la magnetización remanente y su amplitud es proporcional a dicha magnetización. De esta medición puede obtenerse el valor de la corriente crítica efectiva en la muestra.

La señal de excitación no convencional se generó mediante un Generador de Funciones Hewlett-Packard 33120A. (Hay que tener en cuenta la relación L/R del primario a fin de que éste no deforme la señal que le envía el generador). La señal del secundario fue medida mediante un amplificador *lock-in*, el disparo de sincronización del *lock-in* fue hecho mediante la señal de sincronía que provee el generador de funciones.

Nuestras mediciones fueron realizadas a una frecuencia de 1022.2 Hz. Menores frecuencias producían una medición más ruidosa.

4.3 Magnetómetro MPMS (SQUID)

Los magnetómetros de SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) son ampliamente utilizados para medir las propiedades magnéticas de distintos materiales. En particular el dispositivo Quantum Design MPMS-XL-7 (Magnetic Property Measurement System) es un sistema comercial de detección integrado y automatizado para el estudio de muestras pequeñas (diámetro máximo de muestra 9mm) en un amplio rango de temperaturas y campos.

El magnetómetro cuenta con un imán superconductor capaz de proveer campos de hasta 7T con una resolución en campo de 0.1G para campos menores de 5kG y de 1G para campos mayores, además cuenta con un sistema de control de temperaturas sobre un rango que va entre 1.9K y 400K.

El control de temperatura se logra mediante gas de intercambio. Para el enfriamiento se utiliza gas frío del baño de helio del imán superconductor. Dos calefactores regulan la temperatura. Uno de mayor potencia calienta la cámara donde se encuentra la muestra y uno de menor potencia calienta el gas entrante desde el baño de helio. Para

temperaturas por debajo del punto de ebullición del helio (4.15 K), el sistema llena un reservorio con helio y la temperatura de éste se regula controlando la presión sobre el líquido del reservorio.

Sistema de detección longitudinal

El sistema de detección longitudinal del MPMS consiste en un sistema de cuatro bobinas sensoras altamente balanceadas en configuración de segunda derivada (ver Figura 4.3). Las bobinas externas de este detector tienen una vuelta en sentido horario mientras que la del medio consta de dos vueltas en sentido antihorario. Esta configuración hace que este sistema sea casi insensible ante derivas en el campo del imán.

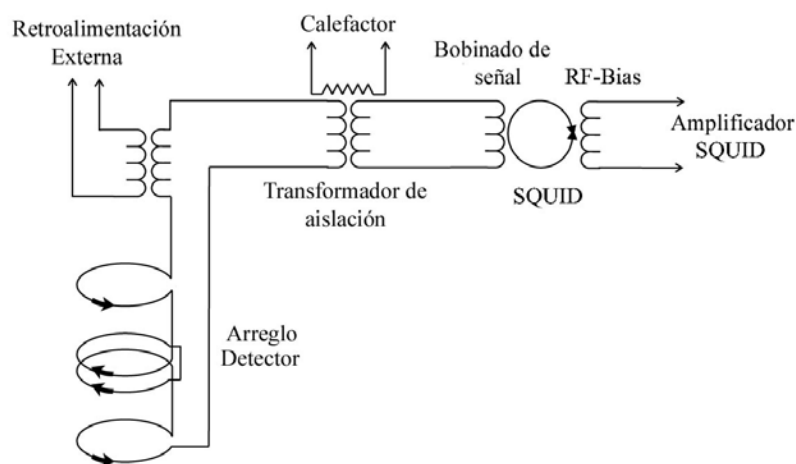


Figura 4.3. Sistema de detección longitudinal. Se observa el arreglo detector en configuración de segunda derivada

Las señales detectadas por las bobinas están acopladas con el sensor SQUID a través de un transformador superconductor con aislación RF. Este transformador cuenta con un calefactor para poder llevar al circuito de entrada del SQUID al estado normal y de esta forma eliminar corrientes persistentes inducidas en las bobinas captoras durante el cambio de campo. El detector SQUID-rf es una juntura Josephson hecha de una película delgada que trabaja como un convertidor lineal corriente - voltaje extremadamente sensible.

El procedimiento de medición consiste en un movimiento vertical en una serie de pasos que establece el operador, hacia arriba, a través del eje común de las bobinas captoras, llevado a cabo por un motor de pasos. En cada paso vertical el momento magnético de la muestra induce corrientes en las bobinas captoras. Estas corrientes (proporcionales al cambio de flujo magnético atrapado) son transformadas en una señal de voltaje por el sensor SQUID y amplificadas. Ver Figura 4.4.

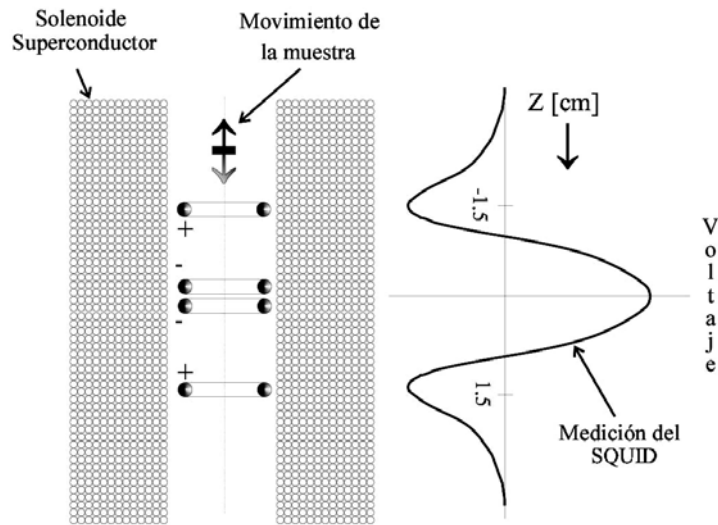


Figura 4.4. Movimiento de la muestra en el sistema de detección longitudinal y voltaje típicamente medido.

Para calcular el momento magnético de la muestra se ajusta la salida del SQUID con la siguiente función [5]:

$$f(Z) = X_1 + X_2 \cdot Z + X_3 \cdot \left\{ \begin{array}{l} 2 \left[R^2 + (Z + X_4)^2 \right]^{\frac{3}{2}} - \left[R^2 + (\Lambda + (Z + X_4))^2 \right]^{\frac{3}{2}} - \\ - \left[R^2 + (-\Lambda + (Z + X_4))^2 \right]^{\frac{3}{2}} \end{array} \right\} \quad (4.1)$$

$f(Z)$ es la salida del SQUID en voltios en función de la posición de la muestra Z . R es el radio y Λ es la separación longitudinal entre las bobinas. Son dos constantes que dependen de cada equipo. X_1 - X_4 son parámetros de ajuste. El momento magnético de la muestra puede calcularse a partir de X_3 según la siguiente ecuación:

$$M(emu) = \frac{X_3 f_{rl}}{(f_{SQ} f_s f_c)} \quad (4.2)$$

donde f_H es el factor de regresión longitudinal y f_{SQ} es el factor de calibración del SQUID, estos parámetros dependen de cada equipo y están tabulados; f_s es el factor de sensibilidad y depende de la ganancia y el rango en que se realizó la medición y se obtiene de tablas; f_c es un factor de corrección que proviene de la calibración del equipo.

Los materiales de los elementos que se emplean como porta muestras deben tener una baja señal magnética. En estas mediciones se colocaron las muestras sobre una cinta delgada de teflón que estaba dentro de una cápsula de gelatina transparente, de modo de asegurar que la muestra permaneciera con sus caras perpendiculares al campo magnético. Esta cápsula se ubica en un sorbete de plástico transparente (sin pigmentos) que se encaja en la varilla de medición del magnetómetro.

Las mediciones con el MPMS se realizan de manera automática programando en el equipo la secuencia de pasos a realizar.

4.3 Dinámica oscilatoria de la RV en campos magnéticos *ac* de gran amplitud.

En este trabajo hemos medido la respuesta de la RV mediante mediciones de susceptibilidad alterna de monocristales de YBCO con alto contenido de oxígeno, al aplicar un campo magnético *ac* de "agitado" a una RV que previamente se prepara en una determinada configuración según un protocolo de medición que se describe a continuación:

Primeramente se aplica un campo H_{dc} a la muestra en estado normal y se la enfría hasta la temperatura elegida. Una vez que la temperatura se estabiliza se prepara el estado inicial de la RV aplicando un campo magnético alterno denominado de "configuración" (H_{cf}) por un cierto número de ciclos ($N \sim 10^5$, $H_{cf} = 7.5$ Oe, $f = 10$ kHz). Para lograr una configuración inicial de baja movilidad (CBM) de la RV se emplea un campo de configuración H_{cf} temporalmente asimétrico (diente de sierra), mientras que para lograr una configuración de alta movilidad (CAM) se emplea un campo de configuración temporalmente simétrico (senoidal). Cabe destacarse que siempre se preparó la red en la CBM antes de aplicar el H_{cf} simétrico para obtener la CAM. Esto es debido a que la RV satura rápidamente a una configuración de baja movilidad, de modo que éste es un buen punto de partida.

Una vez obtenida la configuración inicial el campo de configuración se apagaba y se aplicaba un campo de "agitado" ac simétrico temporalmente (H_{ag}) con una amplitud que podía ser variada entre 1 Oe y 150 Oe ($f = 1$ Hz). Luego de agitar la RV por un cierto número de ciclos (N_{ag}), H_{ag} se apagaba y se medía el primer armónico de la susceptibilidad ac aplicando un campo sinusoidal de medición $H_{ac} = 2$ Oe ($f = 10.22$ kHz). La susceptibilidad medida se relaciona con la movilidad de la red lo que cuantificaba el efecto del agitado de la misma. Con este protocolo podíamos estudiar el efecto de N_{ag} ciclos del campo de agitado aplicados a una configuración inicial de baja (CBM) o alta (CAM) movilidad. Es importante destacar que para el rango de temperaturas y campos de este experimento una alta disipación (χ'') (o bajo apantallamiento (χ')) implica una alta movilidad de la RV, mientras que una baja disipación (o un alto apantallamiento) implica una baja movilidad de la misma [6].

Las mediciones globales de susceptibilidad ($\chi_{ac} = \chi' + j \chi''$) de los cristales con alto contenido de oxígeno fueron hechas en un crióstato refrigerado con nitrógeno que consta de un primario formado por un par de Helmholtz de 0.5 cm de diámetro y un bobinado secundario de medición coaxial con el primario. Este bobinado primario, que provee un campo que es paralelo al eje c cristalográfico, suministra tanto el campo alterno de medición como el campo alterno de configuración. El crióstato se coloca entre las piezas polares de un electroimán que suministra el campo dc permitiendo llegar hasta los 2000 Oe. A su vez el electroimán generara el campo ac de "agitado", el cual se controla aplicando un voltaje de baja frecuencia a la fuente de corriente que alimenta al electroimán. Tanto el campo dc (H_{dc}) como el campo ac de "agitado" fueron aplicados a $\Theta = 20^\circ$ con respecto al eje cristalográfico c , fuera de las maclas para evitar los efectos que este tipo de defectos correlacionados tienen en la RV [7]. Cabe destacar que muy recientemente se midieron estos mismos efectos en cristales sin maclas [8].

Las mediciones globales de susceptibilidad ($\chi_{ac} = \chi' + j \chi''$) de los cristales desoxigenados fueron hechas con el mismo crióstato refrigerado por helio, descrito en las secciones a) y b).

Bibliografía:

- [1] C.E. Chilliotte "*Medición de la magnetización remanente en superconductores de alta temperatura crítica*". Informe final de la Asignatura Laboratorio 7. FCEyN-UBA. Diciembre 2000. "*Dinámica oscilatoria de la red de vórtices en superconductores de alta temperatura crítica*" S.O. Valenzuela, Tesis doctoral. FCEyN - UBA, Agosto 2001.
- [2] C.P. Bean Rev.Mod. Phys., **2**:31,(1964).
- [3] G. Blatter et al. Rev. Mod. Phys., **58**:1465,(1995).
- [4] E.H. Brandt, M. Indenbom, PRB **48**, 12893,(1993).
- [5] MPMS Application Note 1014-213. Quantum Design.
- [6] S.O.Valenzuela and V.Bekeris, Phys. Rev. Lett. **86**, 504 (2001).
- [7] R. Wördenweber and P. H. Kes, Phys. Rev. B **34**, R494 (1986); S. Bhattacharya and M. J. Higgins, Phys. Rev. Lett. **70**, 2617 (1993); U. Yaron et al, Nature (London) **376**, 753 (1995); W. Henderson et al, Phys. Rev. Lett. **77**, 2077 (1996); A. Duarte et al, Phys. Rev. B **53**, 11336 (1996); F. Pardo et al, Phys. Rev. Lett. **78**, 4633 (1997).
- [8] G. Pasquini et al, Physica C **408-410**, 591 (2004).

5 Resultados

5.1 Caracterización mediante susceptibilidad *ac* de la dinámica de la red de vórtices en cristales de YBCO con diferente contenido de oxígeno

Con el propósito de realizar una caracterización de la dinámica de la red de vórtices (RV) en monocristales con distinto contenido de oxígeno, se realizaron mediciones de susceptibilidad *ac* en función de la temperatura, para distintas amplitudes del campo alterno aplicado en presencia de un campo continuo [1,2]. En esta sección se presentan las mediciones de la primera y tercera componente armónica de la susceptibilidad *ac*.

Las mediciones de susceptibilidad alterna fueron realizadas en el suceptómetro descrito en el Capítulo 4 que consiste en una bobina de excitación primaria y un par de bobinas secundarias en oposición, una de las cuales contiene la muestra. Todas las mediciones fueron hechas enfriando la muestra, con los campos *ac* y *dc* aplicados (field cooled) paralelos al eje cristalográfico *c* del cristal. La temperatura se fue variando en forma lenta (-0.1 K/min). Se empleó un amplificador lock-in para medir las componentes reales e imaginarias del primer y tercer armónico sucesivamente, cambiando la amplitud del campo *ac* entre los valores seleccionados (0.05 Oe - 1 Oe) a una frecuencia constante de medición de 20 kHz. En cada medición la fase se ajustó para dar disipación cero con la muestra en estado normal por sobre la temperatura de transición (T_c). También se comprobó que para temperaturas bien por debajo de la T_c y para campos magnéticos alternos de baja amplitud, la disipación también fuese cero. Todas las curvas fueron normalizadas al salto total en χ'_1 medido para el menor campo h_{ac} aplicado sin campo H_{dc} , para cada muestra.

Se presentan resultados para dos muestras:

Muestra A: ($x \cong 7$, $T_c = 92.5$ K)

Muestra B: ($x \cong 6.65$, $T_c = 32$ K)

Se presentan datos para un campo continuo aplicado de $H_{dc} = 800$ Oe. Se observaron resultados similares para otros campos H_{dc} menores que 1 kOe, asimismo resultados similares fueron obtenidos en otros cristales de YBCO con igual contenido de oxígeno ($x = 7$). Estos resultados son coincidentes con lo informado en la literatura [3,4].

Resultados:

En la Figura 5.1.1 se muestran: las componentes real ($\chi'_1(T)$ apantallamiento) e imaginaria ($\chi''_1(T)$ disipación) del primer armónico y el módulo del tercer armónico ($|\chi_3(T)|$) de la susceptibilidad ac en función de la temperatura para la muestra completamente oxigenada (Muestra A) en presencia de $H_{dc} = 800$ Oe.

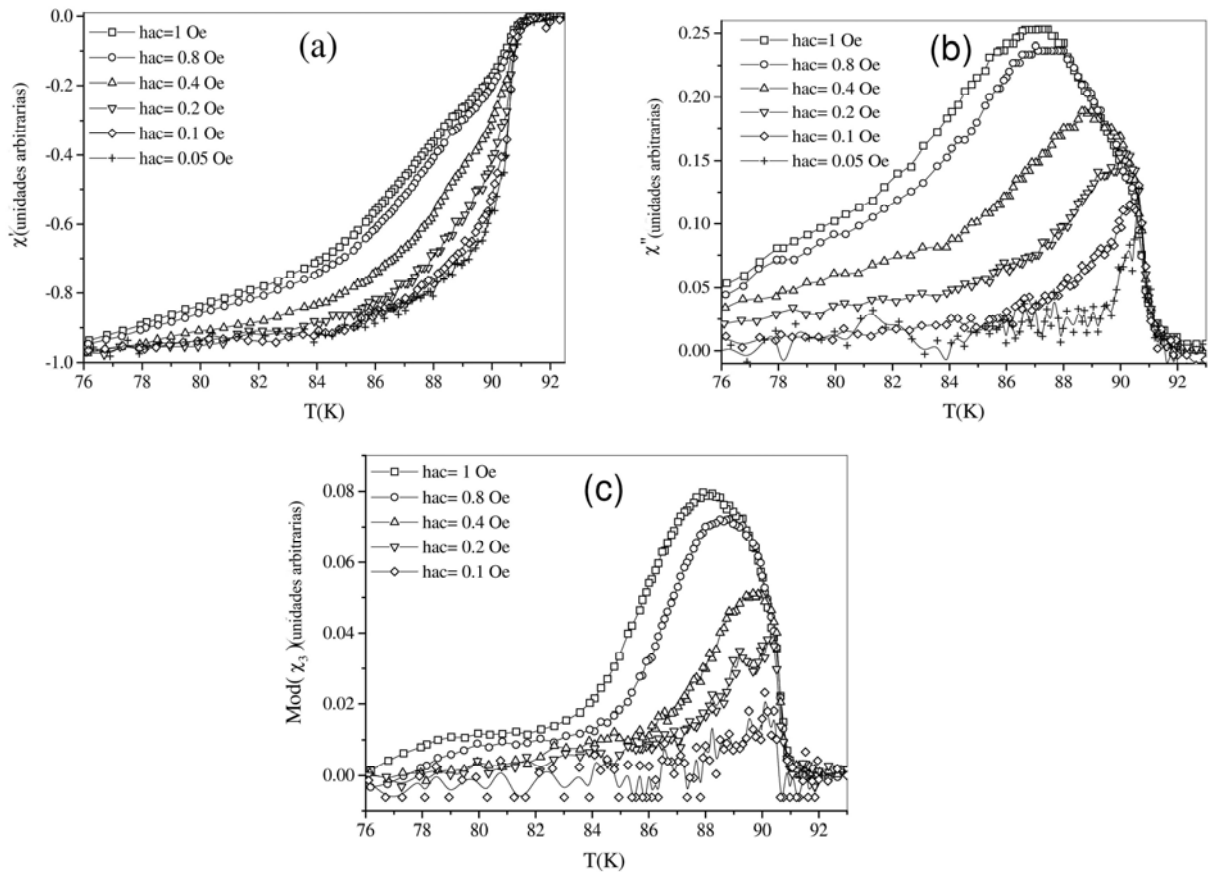


Figura 5.1.1 (a) $\chi'_1(T)$, (b) $\chi''_1(T)$ y (c) $|\chi_3(T)|$ como función de la temperatura para la Muestra A $x=7$, $T_c=92.5$ K. Campos aplicados $h_{ac} = (0.05-1)$ Oe, $H_{dc} = 800$ Oe

En la Figura 5.1.1(a) se observa que hay una muy débil dependencia de la temperatura de comienzo de la transición con la amplitud del campo alterno h_{ac} , observándose que para campos alternos pequeños (0.05 - 0.2 Oe) hay una transición abrupta mientras que para campos alternos mayores la transición se ensancha e incluso se pueden apreciar cambios en la pendiente. Los picos de disipación (Figura 5.1.1(b)) muestran: un incremento en la altura, un desplazamiento hacia temperaturas menores y

mayor ancho a medida que se incrementa el campo h_{ac} . Estas curvas tienen en común el lado de alta temperatura del pico de disipación, es decir que la respuesta de la susceptibilidad es independiente de la amplitud del h_{ac} en ese rango de temperaturas. La altura de estos picos para las amplitudes de $h_{ac} = 0.8$ Oe y $h_{ac} = 1$ Oe se aproxima a la calculada para un disco en el estado crítico ($\chi_1''_{MAX} \approx 0.24-0.28$) [4-6]. El módulo del tercer armónico (Figura 5.1.1(c)) muestra un comportamiento parecido al de los picos de disipación incrementando su altura, desplazándose el máximo hacia temperaturas menores, y ensanchándose al incrementar h_{ac} . Este último es un buen indicador de la aparición de respuestas no lineales.

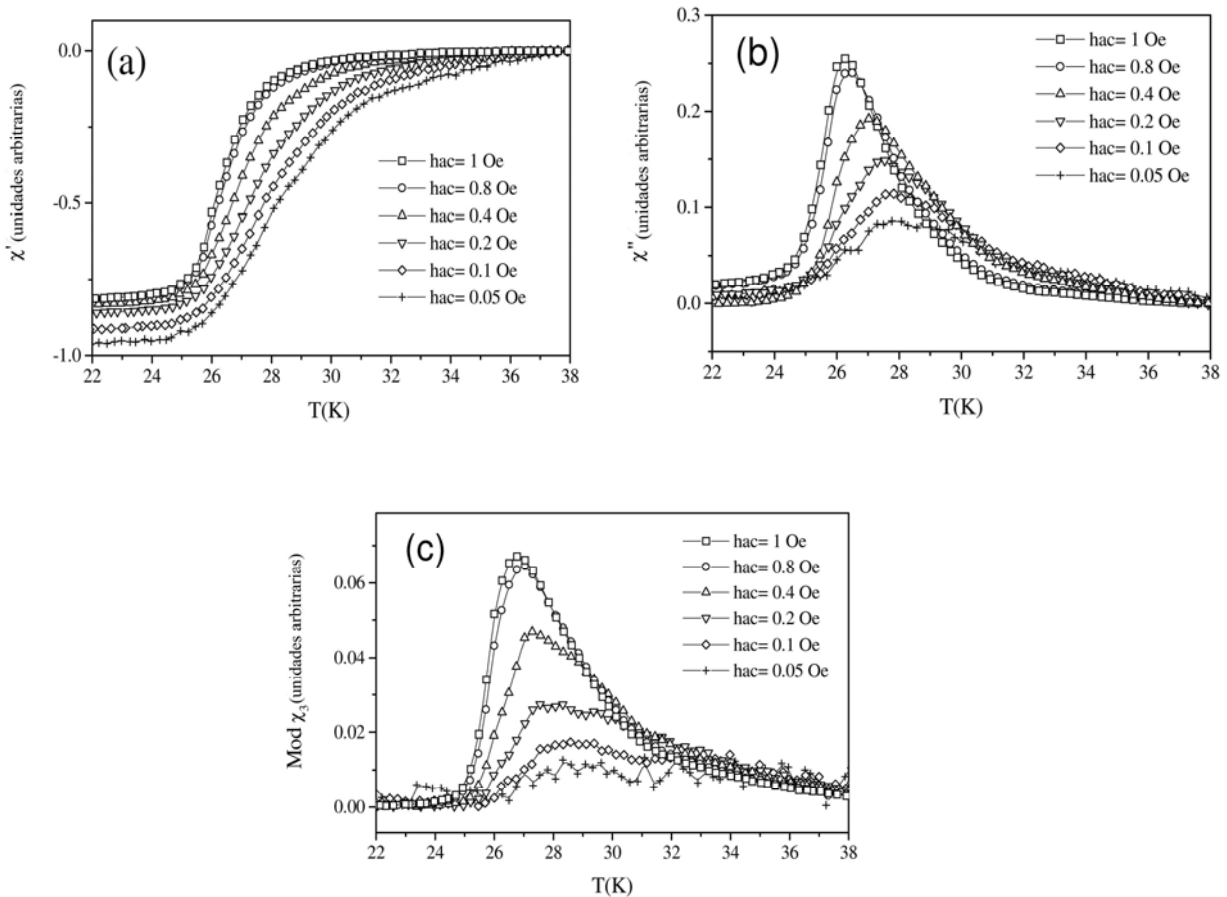


Figura 5.1.2: (a) $\chi'_1(T)$, (b) $\chi''_1(T)$ y (c) $|\chi_3(T)|$ como función de la temperatura para la Muestra B, $x = 6.65$, $T_c = 32$ K. Campos aplicados $h_{ac} = (0.05-1)$ Oe, $H_{dc} = 800$ Oe

En la Figura 5.1.2 se muestran $\chi'_1(T)$, $\chi''_1(T)$ y $|\chi_3(T)|$ para un cristal desoxigenado (Muestra B). En estas curvas se ve claramente un comportamiento diferente con respecto al cristal oxigenado. A diferencia de lo observado para el cristal mostrado anteriormente, la

Figura 5.1.2.(a) presenta una dependencia en la temperatura de comienzo de la transición superconductor con la amplitud del campo h_{ac} aplicado, observándose una reducción de esta temperatura a medida que se incrementa el h_{ac} . Al contrario de lo que se observa en los cristales oxigenados la transición se ensancha al *disminuir* la amplitud del campo h_{ac} . Los picos de disipación (Figura 5.1.2(b)) y el módulo del tercer armónico (Figura 5.1.2(c)) tienen el máximo a menor temperatura e incrementan su altura pero se angostan al aumentar el campo h_{ac} . La rama común de las altas temperaturas de los picos de disipación y 3^{er} armónico no es tan marcada como en los cristales oxigenados observándose una mayor dependencia de la respuesta de susceptibilidad con la amplitud del campo h_{ac} aplicado.

Con el fin de analizar los distintos regímenes dinámicos en que se encuentra el sistema de vórtices a medida que h_{ac} y T se varían, se graficó $\chi'_1(T)$ vs. h_{ac} para varias temperaturas (Figura 5.1.3). Estos gráficos se realizaron a partir de las mediciones presentadas en las Figuras 5.1.1(a) y 5.1.2(a) tomándose los valores de χ'_1 a una temperatura fija para los distintos h_{ac} . En esta figura se observa un régimen no-lineal apreciándose que χ'_1 depende de la amplitud del campo aplicado para ambas muestras para una variación de una y media década en la amplitud de h_{ac} a distintas temperaturas. La no-linealidad es más pronunciada a medida que se aumenta la temperatura y se incrementa el campo h_{ac} . Cabe destacar que para la muestra oxigenada en el rango de temperaturas que está entre $91K < T < 92.5K$, la respuesta es lineal coincidiendo con que para $T > 91K$ la respuesta del tercer armónico es prácticamente nula. Para la muestra desoxigenada se ve una dependencia mayor con la amplitud del campo h_{ac} aun para temperaturas cercanas a la $T_c(h_{ac})$.

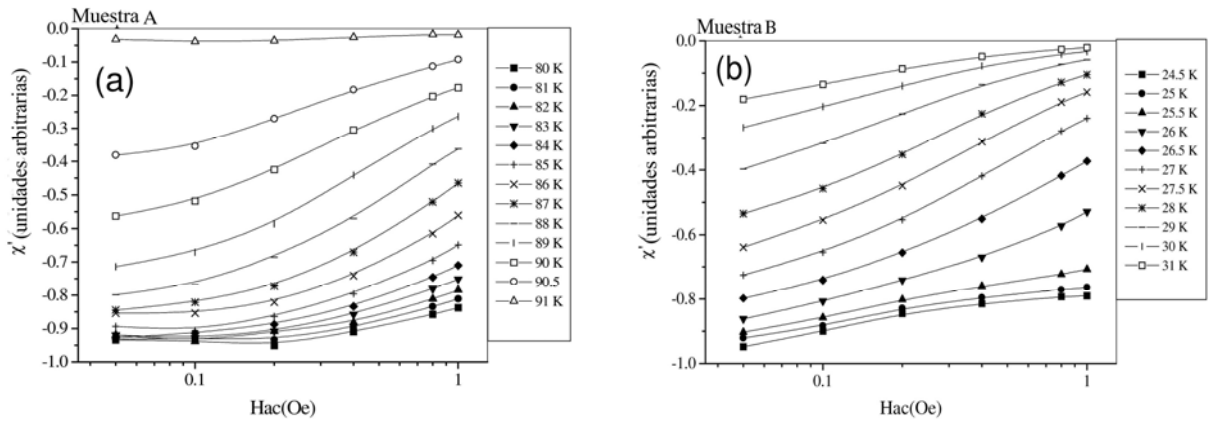


Figura 5.1.3 χ'_1 vs. h_{ac} a diferentes temperaturas. (a) Muestra A (oxigenada). (b) Muestra B (desoxigenada). ($H_{dc}=800$ Oe para ambas muestras)

En la figura 5.1.4 se grafica el valor del máximo de los picos de disipación en función del campo h_{ac} aplicado, observándose que este valor se aproxima al valor calculado para un disco en estado crítico con un campo h_{ac} aplicado de 2 Oe ($\chi''_{1\text{MAX}} = 0.25$) [4] para las distintas amplitudes del campo alterno empleadas en ambas muestras.

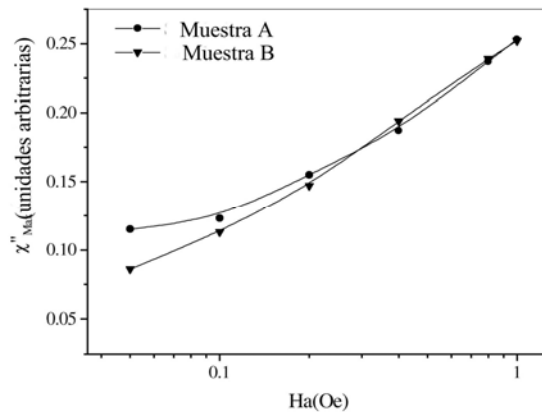


Figura 5.1.4. Valores del máximo del pico de disipación $\chi''_{1\text{MAX}}$ vs. h_{ac} para ambas muestras: A muestra oxigenada, B muestra desoxigenada.

Primeramente se analizan las características comunes a ambas muestras de la respuesta de la susceptibilidad en función de la amplitud del campo alterno aplicado. Lo mostrado en las figuras anteriores sugiere que a medida que se aumenta el campo alterno hay un cambio en la dinámica de la red de vórtices. Este cambio se puede apreciar más claramente en la Figura 5.1.5 donde se grafica $\chi''_1(T)$ vs. $\chi'_1(T)$ junto con las curvas

calculadas para el estado crítico y el régimen de flujo (flux flow) para un disco [4]. En este gráfico se observa que sólo las amplitudes de 0.8 Oe y 1 Oe se aproximan al comportamiento esperado para el estado crítico.

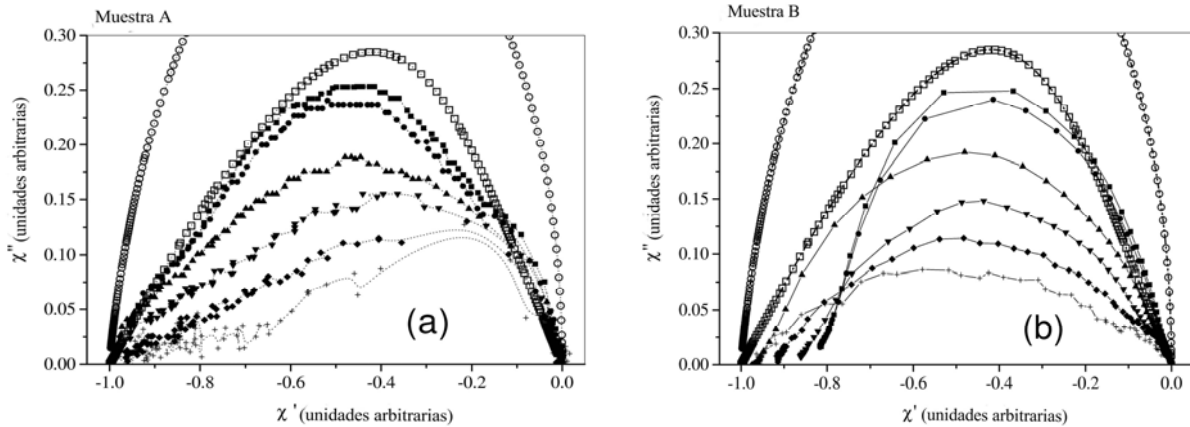


Figura 5.1.5 χ''_1 vs χ'_1 . (a) Muestra A, (b) Muestra B. (■) $h_{ac} = 1$ Oe, (●) $h_{ac} = 0.8$ Oe, (▲) $h_{ac} = 0.4$ Oe, (▼) $h_{ac} = 0.2$ Oe, (◆) $h_{ac} = 0.1$ Oe, (+) $h_{ac} = 0.05$ Oe. Curvas calculadas para un disco: (□) estado crítico, (○) flujo (flux flow). La temperatura crece recorriendo cada curva de izquierda a derecha.

El análisis de los datos a bajas amplitudes de ac que se presentan en estas últimas figuras indican que a medida que el campo h_{ac} se incrementa el sistema de vórtices pasa por diferentes estados dinámicos: desde el régimen de Campbell hasta el estado crítico cuando h_{ac} llega a aproximadamente 0.8 Oe.

Para bajas amplitudes el campo h_{ac} sólo puede mover los vórtices dentro de su pozo de anclaje. A medida que h_{ac} se incrementa las excursiones que realizan los vórtices aumentan su amplitud y la respuesta se vuelve no lineal. Cuando la amplitud del campo ac es lo suficientemente alta los vórtices son sacados de los pozos de anclaje y se desarrolla el estado crítico, no lineal, hecho que está también revelado por valores no nulos de χ_3 . Cabe destacar que dado que el campo alterno penetra sólo parcialmente la muestra durante la transición diferentes partes del cristal se encuentran en diferentes regímenes dinámicos. Al aumentar la amplitud del campo crece la porción de la muestra que tiene una respuesta no lineal.

En las muestras A y B la respuesta no-lineal observada presenta características diferentes. Como ya se mencionó anteriormente, la transición de la muestra B se hace menos abrupta cuando la amplitud de h_{ac} disminuye al contrario de lo que se observa en la

muestra oxigenada A. Asimismo en la muestra B hay una mayor dependencia de las curvas de susceptibilidad con la amplitud del campo h_{ac} aun a temperaturas cercanas a la T_c , por ejemplo hay una dependencia de la temperatura de inicio de la transición superconductor a la cual se mueve a temperaturas menores cuando h_{ac} se incrementa. Esta no linealidad a temperaturas cercanas a T_c se observa en la Figura 5.1.2 (c) donde se ve que el módulo del tercer armónico no es cero para ese rango de temperaturas.

Una posible explicación para esta diferencia en la respuesta entre ambos cristales es que en cada uno operen diferentes mecanismos de anclaje. Tal como se explicó en la sección 2.3 se puede obtener una mejor apreciación de los mismos si se estudia el gráfico χ''_3 vs χ'_3 [7]. Esto es debido a que los armónicos superiores llevan una información más detallada referente a la forma del lazo de magnetización *ac* el cual a su vez está relacionado con el mecanismo de anclaje de los vórtices. Tal como se mostró en la Figura 2.3.3 donde se graficó χ''_3 vs χ'_3 calculado para un disco delgado con anclaje en volumen, usando el modelo de estado crítico. Este gráfico se asemeja a una media cardioide en el segundo y tercer cuadrante del plano complejo, con una componente χ'_3 esencialmente negativa. Si en cambio se realizan los cálculos suponiendo que existe predominantemente una corriente de borde o barrera geométrica y que no hay anclaje en volumen, la forma de la curva es claramente distinta formando ahora un cardioide completo [7].

En la Figura 5.1.6 se muestran χ''_3 vs χ'_3 medidos para ambas muestras para distintos h_{ac} . La temperatura crece recorriendo el gráfico en el sentido horario.

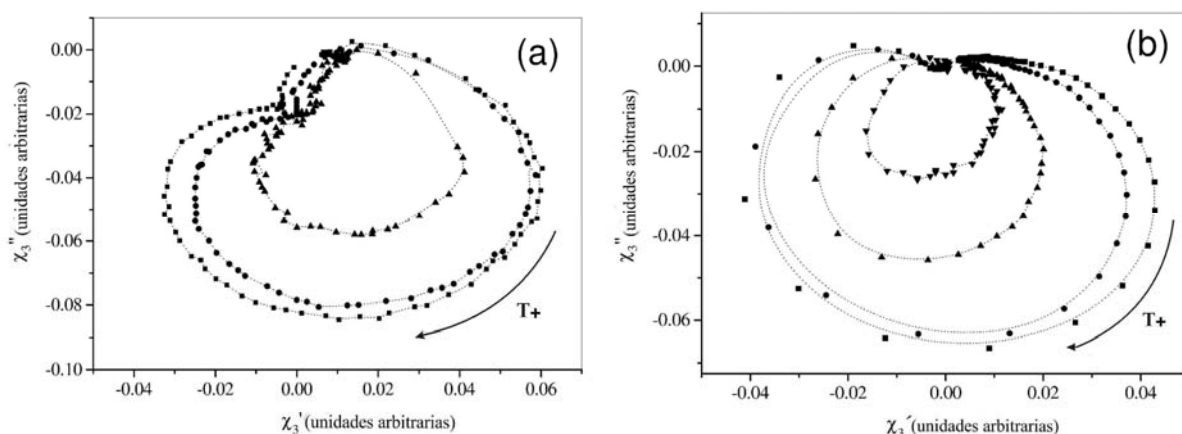


Figura 5.1.6 χ''_3 vs χ'_3 . (a) Muestra A, (b) Muestra B. (■) $h_{ac}= 1$ Oe, (●) $h_{ac}= 0.8$ Oe, (▲) $h_{ac}= 0.4$ Oe, (▼) $h_{ac}= 0.2$ Oe, (◆).

En la Figura 5.1.6(a) se ve que para la muestra oxigenada el gráfico asemeja un cardioide completo rotado en sentido contrario a las agujas del reloj. Sin embargo el gráfico correspondiente a la muestra desoxigenada parece mostrar una mejor semejanza con la curva esperada para este tipo de barrera. Dado que tanto el anclaje en volumen como las barreras de superficie contribuyen a la dinámica de los vórtices, este gráfico parecería indicar una disminución de la fuerza de anclaje en volumen en un cristal desoxigenado volviendo aparentemente más relevantes los efectos de las barreras de superficie.

Estos resultados sugieren que para ambas muestras el anclaje en volumen y las barreras de superficie contribuyen a la dinámica de la red de vórtices pero la muestra desoxigenada parece presentar una disminución de la fuerza del anclaje en volumen. En varios trabajos publicados en la literatura [8-10] se informa que la desoxigenación reduce el acoplamiento entre los planos de Cu-O volviendo al compuesto más anisotrópico. La longitud de correlación a lo largo de una línea de flujo se reduce incrementándose la bidimensionalidad del sistema y reduciéndose la fuerza de anclaje en volumen.[11]

Conclusiones

En este capítulo se presentaron las mediciones realizadas por susceptibilidad alterna de monocristales de YBCO con distinto contenido de oxígeno. Se observó que las curvas del primer y tercer armónico de la susceptibilidad difieren en varios aspectos en particular del análisis del gráfico polar del tercer armónico de susceptibilidad surge la idea que probablemente las barreras de superficie jueguen un rol más importante en los mecanismos de anclaje al desoxigenar una muestra. Esto parece sugerir que la desoxigenación produce una disminución en la fuerza de anclaje de los vórtices en volumen, probablemente debido a que dicho proceso aumenta la anisotropía del cristal, lo cual lleva a una disminución del acoplamiento entre los planos del mismo [1,2]. Este efecto de disminución del anclaje en volumen parece mayor que el aumento del número sitios de anclaje generados por la formación de vacancias que produce el proceso de desoxigenación.

También se observó como en ambos cristales el aumento del campo h_{ac} provoca que los vórtices pasen de un régimen lineal a uno no lineal.

A partir de estos resultados se consideró emplear modelos de la susceptibilidad *ac* y otras técnicas experimentales a fin de estudiar con más detalle este aparente cambio en los mecanismos de anclaje.

Bibliografía

- [1] A.J. Moreno et al, *Physica C* **329**, 178 (2000).
- [2] A.J. Moreno et al, *Physica Status Solidii (b)*- 220, Proceedings Issue of SLAFES XV, (2000)
- [3] M. Konczykowski et al *Physica A* **200**, 305 (1993).
- [4] Th. Herzog et al, *Phys. Rev. B* **56**, 2871 (1997).
- [5] J.R. Clem et al, *Phys. Rev. B* **50**, 9355 (1994).
- [6] K.X. Chen et al, *Physica C* **282–287** , 2381 (1997).
- [7] C.J. van der Beek et al, *Physica C* **258**, 105 (1996).
- [8] T.R. Chien et al, *Physica C* **229**, 273 (1994).
- [9] B. Janossy et al, *Physica C* **181**, 51 (1991).
- [10] D. Lopez et al, *Physica C* **160**, 211 (1996).
- [11] E.H. Brandt, *Physica C* **195**, 1 (1992).

5.2 Componentes armónicas de la respuesta de susceptibilidad en cristales con diferente contenido de oxígeno

Se puede dar una interpretación física a algunos de los componentes de la susceptibilidad, por ejemplo, la componente imaginaria (χ_1'') del primer armónico de la susceptibilidad mide la disipación que se genera a partir del movimiento de los vórtices mientras que la componente real (χ_1') mide el apantallamiento del campo h_{ac} [1]. Los armónicos de orden más alto de la susceptibilidad se generan cuando la relación constitutiva $\mathbf{E}-\mathbf{j}$ (campo eléctrico - densidad de corriente) no es lineal. El modelo de estado crítico [2] explica la generación de armónicos de órdenes superiores pero no explica las observaciones experimentales donde la altura de los picos de los armónicos de la susceptibilidad dependen fuertemente de la frecuencia del campo h_{ac} [3]. Experimentalmente los armónicos de mayor orden de la susceptibilidad alterna se usan para determinar el comienzo de los comportamientos irreversibles [4,5] y para probar distintos aspectos de los modelos teóricos de la dinámica de vórtices, tal como se expuso en el capítulo anterior.

Para interpretar la dependencia funcional de los armónicos de la susceptibilidad con la temperatura y ver si a partir de esta dependencia se podía obtener más información sobre la dinámica de la red de vórtices para cristales con distinto contenido de oxígeno, se ajustaron los parámetros del modelo numérico que se explica en detalle en la Sección 2.5 a nuestras curvas experimentales. Tal como se explica en esa sección, Brandt [6] desarrolló un método numérico para resolver la ecuación no lineal que gobierna la evolución temporal y espacial del campo magnético local h , donde el rol de la difusividad está dado por la resistividad $\rho \equiv E(J,T,h) / J(T,h)$ que es función de la densidad local de corriente (J), temperatura (T) y el campo magnético local (h). Este método incluye la relajación magnética y permite el cálculo del campo magnético, los perfiles de corriente en la muestra, el momento magnético, lazos de histéresis y la susceptibilidad alterna en superconductores de longitud finita en un campo magnético perpendicular [6].

En un trabajo reciente Qin y Ong [7], usando el modelo de Brandt, han considerado efectos de relajación en la forma funcional de los armónicos de alto orden para una muestra superconductora con geometría de una placa plana paralela en un campo magnético h_{ac}

longitudinal, con un campo H_{dc} superpuesto. Las curvas para los distintos armónicos de la susceptibilidad presentadas por estos autores, presentaban una similitud notable con las curvas experimentales medidas en nuestro laboratorio, algo que no sucedía con las curvas calculadas por otros autores utilizando diversos modelos teóricos.

Sin embargo la geometría de una placa no es la más apropiada para describir la disposición habitual en los dispositivos experimentales de medición de susceptibilidad alterna donde a una muestra con forma de placa se le aplica un campo magnético perpendicular a su superficie (geometría transversal) por lo que se resolvieron las ecuaciones siguiendo el método desarrollado por Brandt y empleando parámetros similares a los usados en el trabajo de Qin y Ong [7], pero extendiendo este modelo para una geometría transversal. Cabe aclarar que tal como se muestra en [6] solamente hay leves diferencias al resolver las ecuaciones en cada geometría.

Se han planteando las ecuaciones para la respuesta alterna para una cinta (strip) superconductora en un campo magnético h_{ac} superpuesto a un campo magnético dc , ambos aplicados perpendiculares a la superficie de la misma, donde la barrera de activación U depende explícitamente de la densidad de corriente j y comparamos nuestros cálculos con nuestras mediciones experimentales hasta el séptimo armónico en función de la temperatura ($\chi_n'(T) - j \chi_n''(T)$; $n = 1 - 7$) en monocristales de YBCO con distinto contenido de oxígeno.

Se muestra evidencia de que el proceso de desoxigenación lleva a una reducción de la fuerza de anclaje en volumen [8,9] lo que es evidenciado por una disminución en los valores del tercer, quinto y séptimo armónico de la susceptibilidad alterna y por un cambio en la razón entre el tercer y el primer armónico [10].

Resultados

Se midieron monocristales de YBCO con distintos contenidos de oxígeno. Se presentan resultados para dos de ellos. La muestra número 1 corresponde a un cristal oxigenado $x = 6.9$, $T_c = 92.8K$. La muestra número 2 corresponde a un cristal desoxigenado con $x = 6.48$, $T_c = 31 K$.

Como en los experimentos presentados en la sección anterior, las mediciones de susceptibilidad alterna fueron realizadas en un susceptómetro tal como se lo describe en el Capítulo 4. Todas las mediciones fueron realizadas enfriando en presencia de campos ac y

dc (*field cool*) bajando la temperatura de forma lenta (0.1K/min), el campo h_{ac} fue fijado en 2 Oe a una frecuencia constante de 10kHz mientras que se medían secuencialmente las componentes en fase y fuera de fase de los voltajes de las primeras siete armónicas mediante un amplificador Lock-in, en una sola bajada de temperatura. Se presentan mediciones para $H_{dc} = 600$ Oe aplicado paralelo al eje c de la muestra.

Solo se muestran los armónicos impares 1, 3 y 5 debido a que los armónicos pares daban una señal muy débil e indistinguible del ruido experimental. No se muestran los gráficos correspondientes al 7^{mo} armónico ya que se consideró que los mismos no aportaban mayor información que la dada por los otros armónicos. Todas las curvas fueron normalizadas al salto total de χ' , a campo $H_{dc} \approx 0$.

Cabe aclarar que debido a que las barreras de superficie juegan un papel importante en el anclaje de la red de vórtices cuando la temperatura se acerca a la temperatura crítica, en principio se esperaba que los armónicos pares de la susceptibilidad no fuesen despreciables. De hecho como se verá en la próxima Sección (5.3) los lazos de magnetización *dc* medidos a T cercana a T_c , muestran características de dichas barreras. Sin embargo se ve que para mediciones de susceptibilidad *ac* el anclaje en volumen es más relevante que para mediciones *dc*. Esto está asociado a que se está sensando al sistema de vórtices con una escala temporal de 10^{-4} s por lo que la densidad de corriente crítica efectiva es mayor que la densidad de corriente crítica relajada que está asociada a los tiempos de medición de las técnicas *dc*. Si bien en la sección anterior concluimos que aparentemente para la muestra desoxigenada el anclaje por barreras es más significativo, éste no es tan fundamental para este tipo de caracterización, hecho que se sustenta tanto por la baja señal que se ven de los armónicos pares (asociados a lazos de magnetización asimétricos) así como también, que el modelo numérico que utilizamos, solamente tiene en cuenta el anclaje en volumen pero reproduce muy bien las curvas experimentales

Los valores de los parámetros determinados de acuerdo al arreglo experimental fueron $H_{dc} = 600$ Oe, $h_{ac} = 2$ Oe, $f = 10^4$ Hz (frecuencia del campo h_{ac} aplicado), para una cinta de ancho $2a$ y espesor d : ($a = 1 \times 10^{-3}$ m, $d = 1 \times 10^{-4}$ m.)

Los otros parámetros j_{co} , U_{00} , v_o y μ están relacionados con el mecanismo de anclaje y de relajación. Los rangos de valores para estos parámetros fueron tomados de la literatura

[5,8,12-14] y ajustados comparando la semejanza de las curvas numéricas contra las experimentales.

El conjunto de parámetros efectivos ajustado para describir los resultados obtenidos experimentalmente con la muestra oxigenada fue el siguiente:

$$J_{c0}/d = j_{co} = 3 \times 10^{12} \text{ A/m}^2,$$

$$U_{00} / k_B T_c = 10,$$

$$\mu = 0.6,$$

$$\nu_0 = 1 \text{ m/s}$$

Los valores de estos parámetros permiten obtener curvas que son muy similares a las experimentales según se muestra en las figuras que se presentan a continuación. Sin embargo las curvas experimentales obtenidas para el cristal desoxigenado difieren con las calculadas si se emplea el mismo conjunto de parámetros por lo que fue necesario ajustar los mismos para lograr que existiera una mejor concordancia con lo obtenido experimentalmente, dentro de los posibles regímenes dinámicos. De este modo encontramos un conjunto de parámetros que permitieron que el modelo numérico produjera curvas similares a las experimentales, en el caso desoxigenado, y de los valores de dichos parámetros obtuvimos información sobre la dinámica de la red de vórtices. Para la muestra desoxigenada los valores más adecuados de los parámetros resultaron:

$$J_{c0}/d = j_{co} = 3.75 \times 10^{11} \text{ A/m}^2,$$

$$U_{00} / k_B T_c = 2$$

$$\mu = 1 / 7$$

$$\nu_0 = 5 \times 10^{-2} \text{ m/s}$$

A continuación se muestran las curvas que se midieron experimentalmente y las obtenidas por el método numérico. Luego se discutirá cual es el significado de los distintos valores de estos parámetros.

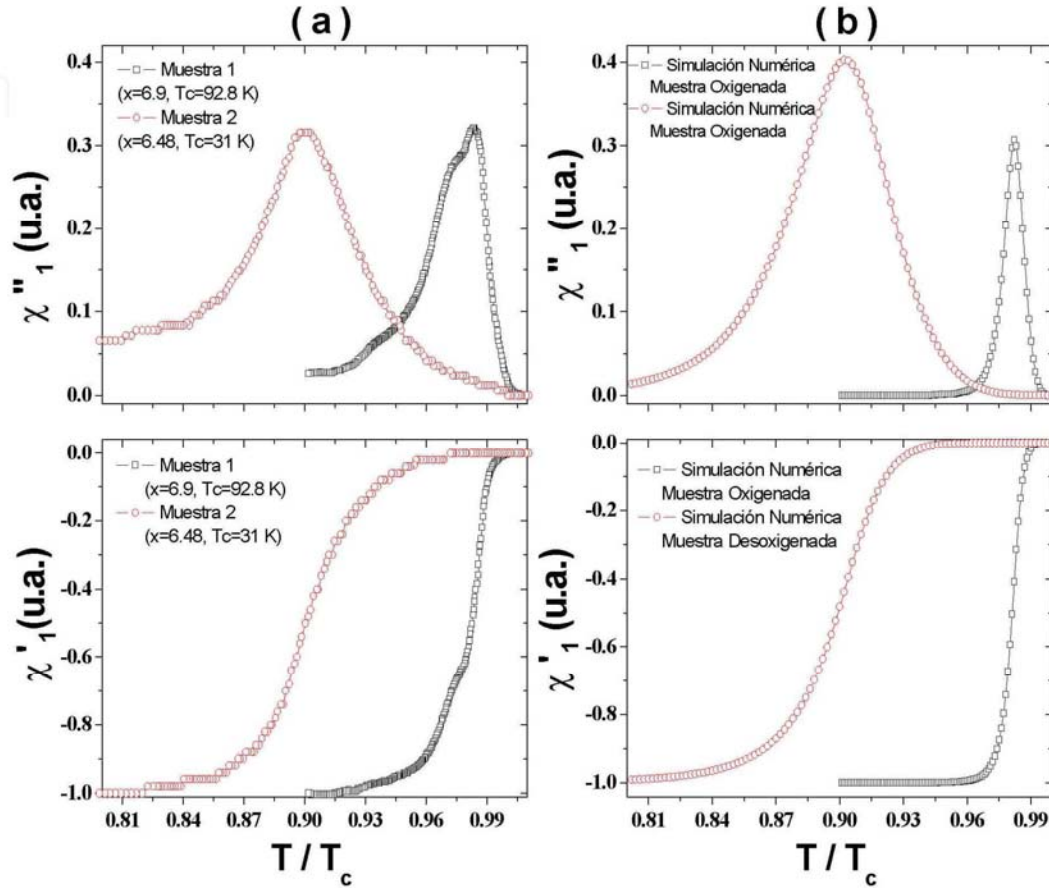


Figura 5.2.1. Primer armónico de la respuesta de susceptibilidad ac . χ'_1 y χ''_1 versus T/T_c : (a) Resultados experimentales, $h_{ac}=2$ Oe, $H_{dc} = 600$ Oe (b) Simulaciones numéricas para muestras oxigenada y desoxigenada.

En la Figura 5.2.1 se muestran las componentes real e imaginaria del primer armónico de la respuesta de susceptibilidad alterna en función de la temperatura reducida ($t = T/T_c$) para muestras con diferente contenido de oxígeno (Figura 5.2.1.a), en el otro panel se muestran los resultados de las simulaciones numéricas para una muestra oxigenada (#1) y una desoxigenada (#2) (Figura 5.2.1.b).

El rasgo más característico de estas curvas es que se ensanchan y se reduce su temperatura de transición al disminuir el contenido de oxígeno. Para la muestra #1 se observa un "hombro" a $t \approx 0.98$. Esto puede deberse al llamado "efecto pico" que está asociado a un incremento anómalo de las corrientes críticas al aumentar la temperatura o campo dc . Normalmente en la configuración experimental que se empleó en esta medición la existencia de maclas en la muestra impide observar este efecto. Cabe destacar que este efecto no se aprecia en los cristales con un contenido menor de oxígeno en el rango de campos estudiado.

La mayor discrepancia entre las mediciones y las curvas calculadas está en la altura del pico de disipación. Las curvas experimentales muestran un pico de disipación de similar altura para ambas muestras mientras que la simulación predice un valor de pico mucho mayor para el la muestra desoxigenada. Cabe hacer notar que el valor del máximo medido de χ''_1 de la disipación se encuentra en todos los casos entre los valores predichos para un disco en estado crítico $\chi''_{1\max} \approx 0.25$ [7,15,16] y en estado de flujo (*flux flow*) $\chi''_{1\max} = 0.44$ [17,18] pero que no se encontró una dependencia monótona clara entre el valor de este pico y el contenido de oxígeno.

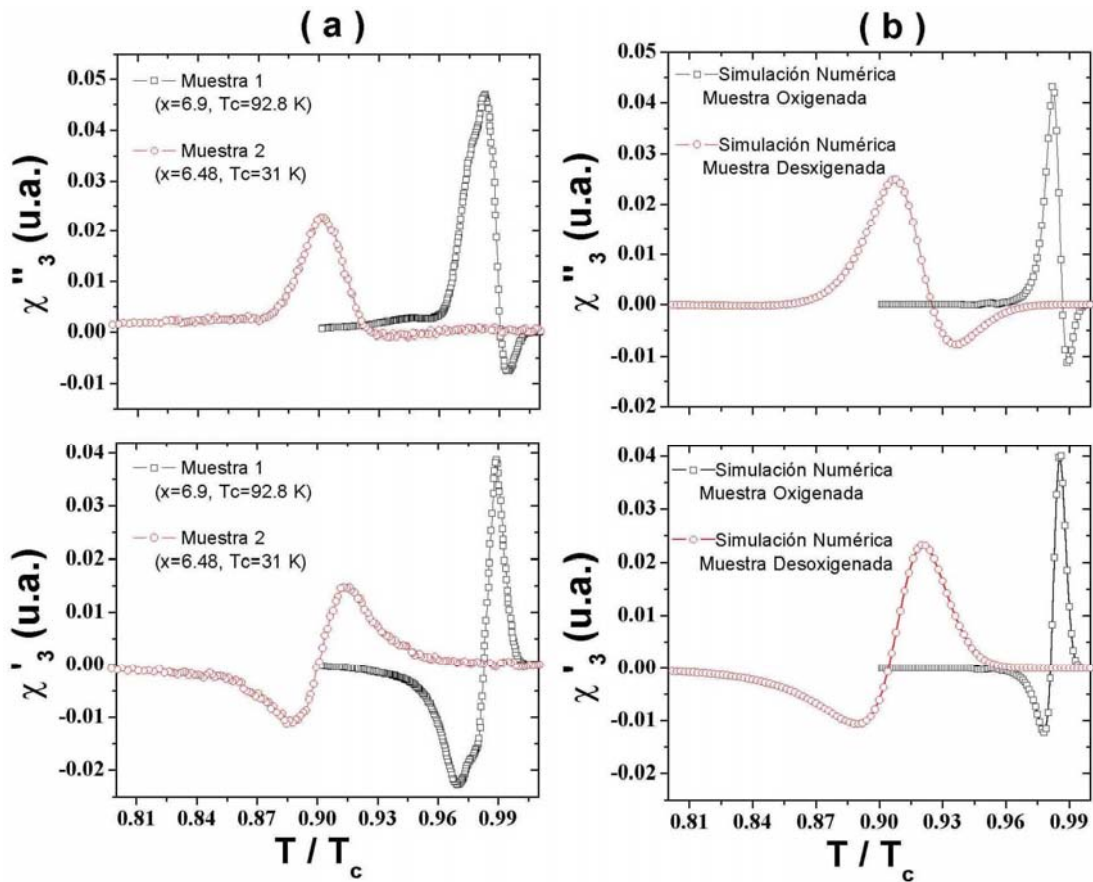


Figura 5.2.2. Tercer armónico de la respuesta de susceptibilidad *ac*. χ'_1 y χ''_2 versus T/T_c : (a) Resultados experimentales para muestras con distinto contenido de oxígeno. (b) Simulaciones numéricas para muestras oxigenada y desoxigenada.

En la Figura 5.2.2 se comparan la parte real e imaginaria de la respuesta del tercer armónico de la susceptibilidad en función de la temperatura reducida.

Hay un acuerdo entre la forma de las curvas experimentales, Figura 5.2.2.a, con las calculadas, Figura 5.2.2.b. Este acuerdo es mejor para la muestra oxigenada mientras que

ciertas características como el mínimo en la curva de la componente imaginaria calculada numéricamente a alta temperatura, es decir $t \approx 0.99$ desaparece en las curvas experimentales al reducirse el contenido de oxígeno.

Nótese que hay una reducción en un factor 2 en la magnitud del tercer armónico para la muestra con el menor contenido de oxígeno. (Figura 5.2.2 a muestras #1 y #2) este pico positivo de χ''_3 se reduce de 0.05 a 0.025. Este cambio fue reproducido al realizar las simulaciones numéricas con los parámetros elegidos.

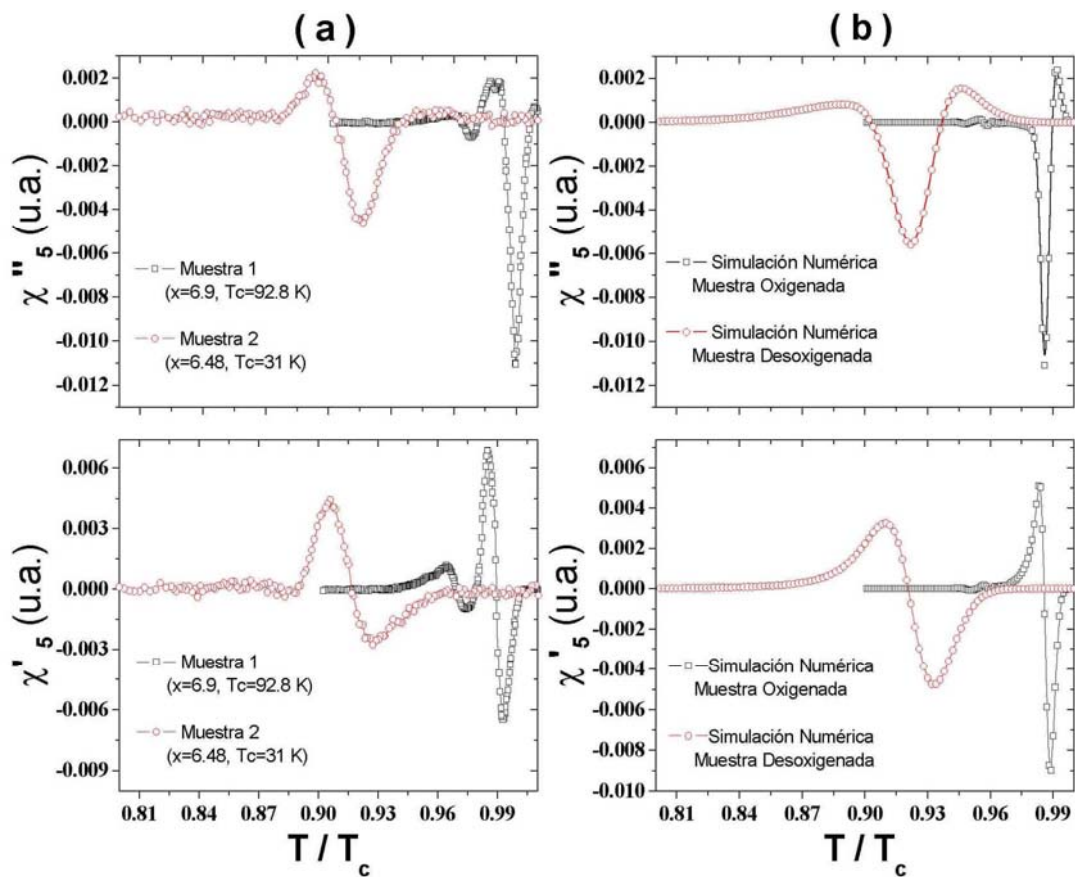


Figura 5.2.3. Quinto armónico de la respuesta de susceptibilidad ac . χ'_1 y χ''_2 versus T/T_c : (a) Resultados experimentales. (b) Simulaciones numéricas para muestras oxigenada y desoxigenada.

La dependencia del quinto armónico con la temperatura reducida se muestra en la Figura 5.2.3. Aquí hay un acuerdo global entre los resultados experimentales de la Figura 5.2.3.a y los cálculos numéricos Figura 5.2.3.b, para los cristales con mayor y menor contenido de oxígeno. El acuerdo es tanto en la forma de las curvas como en los cambios de

signo de las mismas para ambas componentes. La amplitud de los picos y la escala de temperaturas también se reprodujo en las simulaciones aunque características como el pico positivo de χ''_5 no se observa experimentalmente.

En los gráficos correspondientes al séptimo armónico también se encontró un buen acuerdo entre las curvas experimentales y numéricas para los conjuntos de parámetros elegidos para las muestras oxigenada y desoxigenada.

Los armónicos pares obtenidos del cálculo numérico son de alrededor de dos órdenes de magnitud menores que los armónicos impares y por lo tanto no se muestran. Asimismo el valor de los armónicos pares obtenido experimentalmente era indistinguible del ruido.

La dependencia funcional de los armónicos superiores no es simple de analizar debido a que su interpretación es muy compleja. Dado que los armónicos de la susceptibilidad son las componentes de Fourier de la magnetización ac , es posible reconstruir estos lazos a fin de estudiar la evolución de la magnetización durante un ciclo del campo h_{ac} aplicado. Se reconstruyeron los lazos de magnetización ac a partir de los valores medidos a una temperatura fija de los armónicos de la susceptibilidad ac . Las temperaturas fueron las correspondientes al 10%, 50 % y 90% de la transición superconductora de χ'_1 para cada muestra. La reconstrucción se hace siguiendo la Ec.1 de la Sección 2.4.1 donde la variable t parametriza el valor instantáneo de h , obteniéndose $M(h)$.

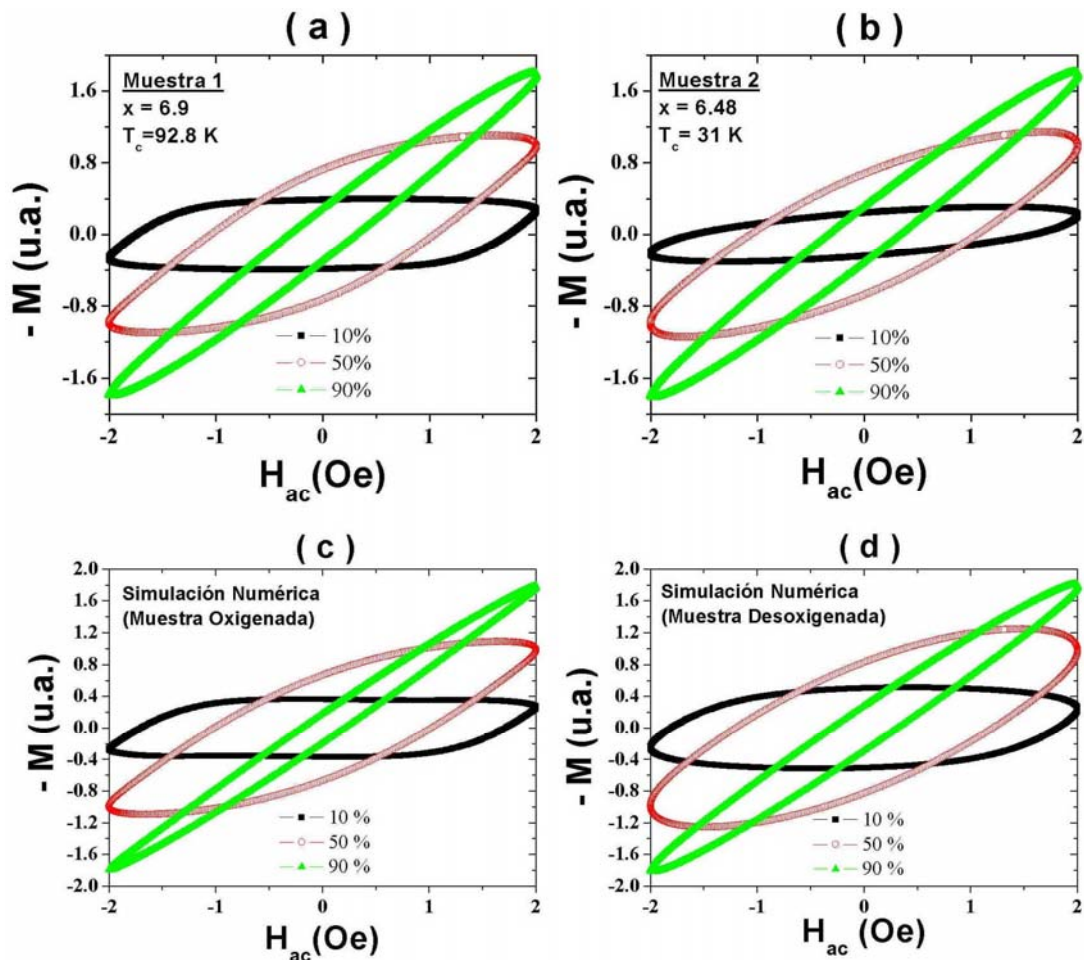


Figura 5.2.4. Lazos de magnetización ac reconstruidos a partir de los valores de los siete primeros armónicos de la respuesta de susceptibilidad alterna. Los valores de temperatura fueron elegidos a 10%, 50% y 90% de la transición superconductor, donde 0% es el estado normal y 100% indica apantallamiento completo. (a,b) Resultados experimentales para las muestras con distinto contenido de oxígeno. (c) resultado de la simulación numérica con los parámetros para un cristal oxigenado. (d) resultado de la simulación para un cristal desoxigenado

En la Figura 5.2.4a se ve que los lazos de magnetización pasan de una forma de paralelogramo a una forma lenticular al aumentar la temperatura. La forma de paralelogramo indica que hay saturación y por lo tanto bajo anclaje en volumen a temperaturas altas (10% de la transición) mientras que en los otros lazos la forma más lenticular implica que el flujo magnético no llega a penetrar en la muestra hasta el centro de la misma lo que indica que al reducirse la temperatura se incrementa el anclaje en volumen.

En la Figura 5.2.4b se muestran lazos similares correspondientes al 10%, 50% y 90% de la transición superconductor para la muestra desoxigenada. Todos estos lazos

presentan una forma lenticular. Esto es debido a que la transición superconductor de este cristal es más ancha y por lo tanto los cortes hechos para un mismo porcentaje de apantallamiento implican una temperatura reducida (t^{deox}) menor que la temperatura reducida para el mismo corte hecho para la muestra más oxigenada (t^{ox}). Por ejemplo el 10% de la transición superconductor para la muestra oxigenada corresponde a una $t^{\text{ox}}(10\%) = 0.99$ mientras que para la muestra desoxigenada ese porcentaje corresponde a $t^{\text{desox}}(10\%) = 0.937$. Por lo tanto a un mismo porcentaje de apantallamiento le corresponden temperaturas reducidas diferentes en cada cristal y diferentes corrientes críticas efectivas. Utilizando los parámetros ya descritos para cada cristal, encontramos que la corriente crítica efectiva asociada al 10 % de la transición superconductor del cristal desoxigenado ($t^{\text{desox}}(10\%) = 0.937$, $J_c = 4.27 \times 10^4 \text{ A/m}^2$) es mayor que la corriente crítica efectiva estimada para el mismo porcentaje de la transición superconductor del cristal oxigenado ($t^{\text{ox}}(10\%) = 0.99$, $J_c = 2.38 \times 10^3 \text{ A/m}$). Cabe aclarar que para una misma temperatura reducida la corriente crítica del cristal desoxigenado es menor que la del cristal oxigenado.

Analizando los parámetros seleccionados para cada cristal vemos que una reducción en el valor de $U_{00} / k_B T_c$ ($U_{00} / k_B T_c = 10$ para la muestra oxigenada y $U_{00} / k_B T_c = 2$ para la muestra desoxigenada) hace que la relajación térmica sea más relevante a medida que la red de vórtices se aproxima al régimen de flujo (*flux flow*). Este cambio en el valor del parámetro implica una reducción en la escala de energía de los potenciales de anclaje que se evidencian en una disminución de la magnitud de los armónicos superiores a medida que el contenido de oxígeno decrece. Esto a su vez sugiere que a medida que el contenido de oxígeno se reduce el comportamiento del sistema de vórtices se aleja gradualmente de un estado crítico hacia un estado de flujo.

La reducción en la respuesta armónica parece estar relacionada con un aumento en la rata de *creep* la cual a su vez está relacionada con el menor contenido de oxígeno en la muestra. Esto se observa en la simulación para la muestra desoxigenada donde el valor elegido $U_{00} / k_B T_c = 2$ si bien da un pico de disipación mayor (χ''_1), como ya se comentó anteriormente, también da un valor menor en los armónicos superiores lo que a su vez hace que los lazos de magnetización *ac* calculados con dicho valor, se asemejen más a los lazos reconstruidos con los datos obtenidos en las mediciones experimentales. Se puede apreciar que incrementar el valor de $U_{00} / k_B T_c$ da un valor de pico de disipación menor pero, las

curvas calculadas para los armónicos superiores tienen una menor semejanza con las curvas experimentales.

Los valores calculados para la densidad de corriente crítica efectiva y la escala de energía que mejor reproduce nuestros resultados experimentales muestran claramente que hay una reducción de la fuerza de anclaje efectiva para la muestra desoxigenada. La reducción del valor de j_{co} en un orden de magnitud para las muestras desoxigenadas está de acuerdo con resultados experimentales publicados previamente [11].

A fin de reducir la cantidad de parámetros libres en las simulaciones, en las mismas usamos los valores del exponente μ que figuran en la literatura para distintos regímenes de anclaje y de *creep* [18] tanto teóricos como experimentales. Encontramos que nuestros resultados se encuentran mejor descritos para la muestra oxigenada tomando $\mu = 0.6$ (en acuerdo con el valor de μ sugerido por Qin [7, 12-14, 19]) y un valor de $\mu = 1/7$ para la muestra desoxigenada. En un primer momento se pensó que el valor de $\mu = 1/7$ podría indicar que la muestra desoxigenada se encontraba en el régimen de anclaje de vórtice individual (*single vortex pinning*). Sin embargo de acuerdo al diagrama de los distintos regímenes de anclaje en función de campo y temperatura de la Figura 2.2.1, la muestra debería estar en un régimen de pequeños o grandes manojos de vórtices dado que en las mediciones de susceptibilidad la temperatura es cercana a la crítica y los campos empleados son pequeños. Varios trabajos experimentales informan que existe una dependencia del exponente μ con temperatura y campo [20, 21] que muestra como este exponente toma valores semejantes a los predichos por las teorías de anclaje y *creep* colectivos, mostrando luego un decrecimiento del valor mismo al aumentar temperatura. Esta reducción en el exponente no puede explicarse dentro de dichas teorías y posiblemente se debe a que a dichas temperaturas y campos comienza a operar otro mecanismo en la relajación (posiblemente *creep* plástico) [21]. El propio valor de $\mu = 0.6$ parece obedecer este mismo principio destacándose que el valor menor del exponente obtenido para la muestra desoxigenada podría originarse en la reducción de las barreras de anclaje tal como se sugiere en [22]

El valor del parámetro v_0 que representa la velocidad de los vórtices, ajustado para cada muestra, fue de $v_0 = 1$ m/s para la muestra oxigenada [7] y de $v_0 = 5 \times 10^{-2}$ m/s para la desoxigenada. Recordando que $v_0 = l \omega_m$, donde l es la distancia entre centros de anclaje y

ω_m la frecuencia de intento de salto, por lo que una posible interpretación de la reducción de este parámetro es la reducción en la distancia de salto entre centros de anclaje cercanos debido al aumento en la densidad de estos centros asociados al aumento en el número de vacancias debidas a la desoxigenación.

Conclusiones

En este capítulo se muestran los resultados de las mediciones de la respuesta en los armónicos 1^{ro}, 3^{ro} y 5^{to} de la susceptibilidad ac en función de la temperatura en monocristales de $YBa_2Cu_3O_x$ con distinto contenido de oxígeno ($6.5 \leq x \leq 7$). Encontramos que hay una reducción en la magnitud de los armónicos superiores para la muestra con menor contenido de oxígeno. Nuestros resultados experimentales se comparan con un modelo numérico que tiene en cuenta los efectos de la relajación. Los valores ajustados de los parámetros más relevantes del modelo dan cuenta que hay una reducción de la fuerza de anclaje en volumen presumiblemente debido a una disminución en el número de portadores y por lo tanto el aumento de la longitud de penetración λ . Se encuentran indicios de que ambas muestras se encuentran en distintos regímenes de anclaje existiendo una dependencia del exponente μ con la temperatura.

Bibliografía

- [1] R.B. Goldfarb, M. Lelental and C.A. Thompson, in: Magnetic Susceptibility of Superconductors and Other Spin Systems, ed. R.A. Hein, T.L. Francavilla and D.H. Lienbenberg (Plenum, New York, 1991) p.49.
- [2] C. P. Bean, Rev. Mod. Phys. **36**, 31 (1964).
- [3] R. Prozorov et al, Phys. Rev. B **52**, 12541 (1995).
- [4] J. Deak et al, Phys. Rev. B **49** (1994) 6270.
- [5] T. Ishida and R.B. Goldfarb, Phys. Rev. B **41**, 8937 (1990).
- [6] E. H Brandt, Phys. Rev B **49**, 9024 (1994); E. H Brandt, Phys. Rev. B **55**, 14513 (97); E. H Brandt, Phys. Rev. B **50**, 4034 (1994).
- [7] M. J. Qin and C. K. Ong, Phys. Rev. B **61**, 9786 (2000).
- [8] H.B. Sun et al, Phys. C **241**, 219 (1995).
- [9] R. Feenstra et al PRB **45**, 7555 (1992).
- [10] A.J. Moreno et al, Physica C **377**, 466 (2002).
- [11] M.D. Lan et al, Phys. Rev. B **46**, 11919 (1992).
- [12] M.J. Qin and X.X. Yao, Phys.Rev. B **54**, 7536 (1996).
- [13] M.J.Qin and X.X. Yao, Physica C **272**, 142 (1996).
- [14] M.J.Qin and C.K.Ong, Physica C **331**, 18 (2000).
- [15] J. R. Clem and A. Sanchez, Phys. Rev. B **50**, 9355 (1994).
- [16] Th. Herzog et al, Phys. Rev. B **56**, 2871 (1997).
- [17] E.H.Brandt, Physica C **235-240**, 2939 (1994).
- [18] G. Blatter, et al, Rev. Mod. Phys **66**, 1125 (1994).
- [19] S.Y. Ding et al, Phys.Rev.B **51**, 9107 (1995).
- [20] Y.R.Sun et al PRB **47**, 14481 (1993); L. Civale et al PRB **50**, 7188 (1994), O.F de Lima et al, PRB **61**, 11722 (2000).
- [21] H.H. Wen et al, PRL **79**, 1559 (1997); Y.P. Sun et al, PRB **66**, 104520 (2002); J.J. Akerman et al, PRB **65**, 134525 (2002).
- [22] J.G. Ossandon et al, PRB **46**, 3050 (1992); A.J.J. van Dalen et al PRB **54**, 1366 (1996).

5.3 Mediciones de magnetización *dc* y remanente *ac*

En este capítulo se investigan los distintos mecanismos de anclaje que entran en juego a distintas temperaturas para cada muestra realizando mediciones en una escala temporal distinta a las empleadas anteriormente, a fin de que el sistema se encuentre en otro estado de relajación. Se presentan mediciones de magnetización *dc* en función del campo aplicado $M(H)$, a temperatura constante, de los monocristales de YBCO con distinto contenido de oxígeno, realizadas en un magnetómetro SQUID comercial QD-MPMS y mediciones de magnetización remanente ($M_{REM}(T)$) en función de la temperatura, medidas mediante una técnica *ac* descrita en el Capítulo 4.

Se muestran estas mediciones dividiendo su presentación en cuatro secciones. La primera con mediciones realizadas a temperatura mucho menor que la temperatura crítica y aplicando campos altos. La siguiente sección presenta mediciones realizadas a temperaturas más próximas a la de transición. Ambos grupos de mediciones se han realizado enfriando la muestra en ausencia de campo. En la tercera sección, mostramos lazos de magnetización realizados enfriando la muestra en presencia de campo a fin de comparar estas mediciones con los lazos reconstruidos a partir de mediciones de susceptibilidad *ac*.

En la última sección, a partir de las mediciones *ac* de magnetización remanente, se pudo estimar las corrientes críticas efectivas a temperaturas muy cercanas a la temperatura de la transición superconductora.

5.3.1 Mediciones $M(H)$ a $T < T_c$

En la Figura 5.3.1 se muestran los lazos de magnetización en función del campo aplicado para las muestras oxigenada (Muestra #1) (Fig. 5.3.1 a) y desoxigenada (Muestra #2) (Fig. 5.3.1 b) realizadas enfriando en ausencia de campo ("zero field cooled") a tres temperaturas reducidas $t = 0.2, 0.5$ y $0.8-0.9$ para cada muestra. En la Figura 5.3.2 a) y b) se presentan con mayor detalle los lazos de $t = 0.5$ y $t = 0.8-0.9$ para ambas muestras. Los campos aplicados se variaron entre 0 y un máximo de 6T para la muestra oxigenada y entre 0 y 3T para la muestra desoxigenada.

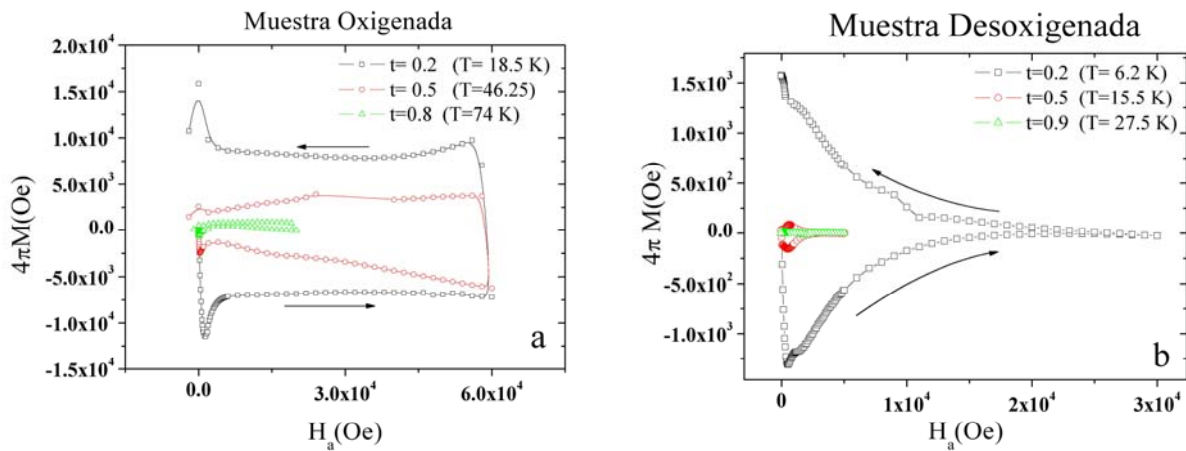


Figura 5.3.1. a) Lazos $M(H)$ enfriando la muestra oxigenada en ausencia de campo para $t = 0.2$ ($T = 18.5$ K), $t = 0.5$ ($T = 46.25$ K) y $t = 0.8$ ($T = 74$ K). Se aprecia que el ancho de lazo se reduce al aumentar T y que los lazos presentan una forma cuadrada. b) Lazos $M(H)$ enfriando la muestra desoxigenada en ausencia de campo para $t = 0.2$ ($T = 6.2$ K), $t = 0.5$ ($T = 15.5$ K) y $t = 0.9$ ($T = 27.5$ K). Se aprecia que el ancho de lazo se reduce al aumentar T y que los lazos presentan una zona de reversibilidad y forma de lóbulos típicos del efecto conocido como "Fishtail".

En la Figura 5.3.1 a) se observa que los lazos de la muestra oxigenada presentan una pendiente Meissner (Ver detalle en Figura 5.3.3 a) hasta el campo de penetración H_p , que se define como el campo para el cual la $M(H)$ se aparta de la linealidad en el cual los vórtices penetran dentro de la muestra. Se observa que el ancho del lazo se reduce al aumentar la temperatura. Los lazos presentan una forma cuadrada simétrica respecto del eje $M=0$, indicando que las fuerzas de anclaje predominantes son en volumen, con una magnetización prácticamente independiente del campo aplicado. Esto indica que la corriente crítica es independiente del campo y por lo tanto se puede suponer que el régimen de anclaje en que se encuentra la red es el de vórtice individual [1]. Los lazos medidos a $t = 0.2$ y $t = 0.5$ son irreversibles hasta el campo máximo aplicado de 6T mientras que el lazo correspondiente a $t = 0.8$ lo es hasta un campo máximo de 2T. Cabe destacar que las mediciones realizadas a $t \geq 0.8$ son ruidosas debido a la baja señal de la muestra en este tipo de medición. Como se puede apreciar en la Figura 5.3.2 a) el lazo de la muestra oxigenada a $t = 0.5$ muestra que la magnetización depende del campo aplicado posiblemente debido a un cambio en el régimen de anclaje.

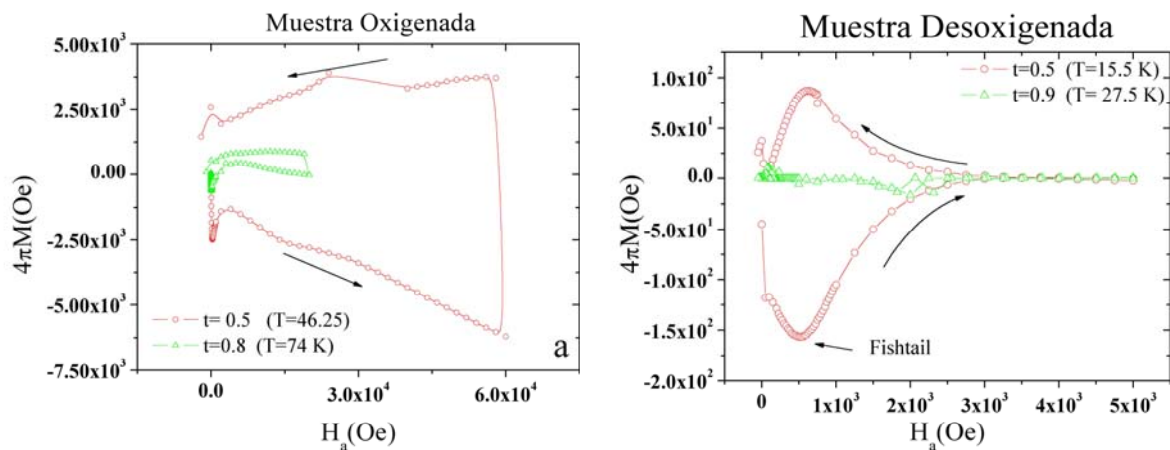


Figura 5.3.2 Detalle de lazos de magnetización para a) $t = 0.5$ y $t = 0.8$ para la muestra con alto contenido de oxígeno, b) $t = 0.5$ y $t = 0.9$ para la muestra desoxigenada.

Los lazos mostrados en la Figura 5.3.1 b corresponden a los obtenidos para la muestra desoxigenada. Se puede apreciar que éstos llegan a una magnetización reversible a campos aplicados mucho menores que los campos máximos aplicados a la muestra oxigenada para todas las t en que fueron hechas las mediciones. Esto indica que esta muestra tiene una fuerza de anclaje en volumen mucho menor que la muestra de mayor contenido de oxígeno.

Además de las pendientes Meissner y del campo de penetración (Ver detalle en Figura 5.3.3 b), se observa que la magnetización, y por lo tanto la corriente crítica, depende del campo aplicado, ya que se ven lóbulos y cambios de pendiente. Este efecto es conocido como "segundo pico anómalo de magnetización", también denominado efecto "fishtail", el cual está asociado a un cambio en el régimen de anclaje [1]. En particular esta muestra parece estar en un régimen de anclaje colectivo donde el anclaje de manojos de vórtices (vortex bundles) es el mecanismo predominante. También se asocia al pico de "fishtail" con la transición de la red de vórtices entre el vidrio de Bragg y el vidrio de vórtices con dislocaciones [2-4] (ver Figura 5.3.2 b).

El campo al cual la magnetización se vuelve reversible es de $H_a = 2.5 \times 10^4$ Oe para $t = 0.2$, de $H_a = 3500$ Oe para $t = 0.5$ mientras que la medición a $t = 0.9$ no es posible distinguir un campo de reversibilidad. Al igual que en el caso del cristal oxigenado, en este también las mediciones a T cercanas a T_c presentan baja señal y ruido.

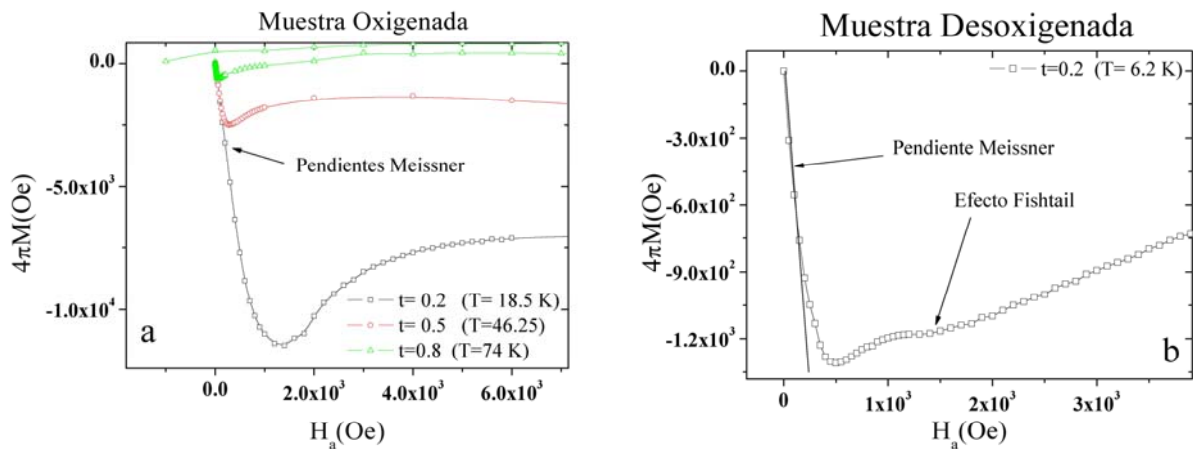


Figura 5.3.3: Detalle de las pendientes Meissner y del campo de penetración h_p al aplicar campo a partir de enfriar la muestra en ausencia de campo. a) cristal oxigenado b) cristal desoxigenado

5.3.2 Mediciones $M(H)$ a $T \sim T_c$

A fin de estudiar el comportamiento magnético de las muestras a temperaturas más cercanas a la temperatura crítica se realizaron mediciones enfriando la muestra en ausencia de campo y luego aplicando un campo magnético hasta 50 Oe que posteriormente se redujo hasta cero.

En la Figura 5.3.4 a) se observan estos lazos de magnetización para temperaturas más cercanas a la T_c que en los casos mostrados anteriormente. En el lazo se indica con flechas el sentido de variación de H . Se puede apreciar que a medida que se aumenta la temperatura, los lazos se vuelven más estrechos y la forma de éstos sugiere que el anclaje comienza a deberse a barreras de superficie [5,6]. Esto se aprecia debido a que los lazos de magnetización son asimétricos y la rama descendente del lazo es prácticamente con $M=0$, lo cual indica que los vórtices pueden salir libremente de la muestra (ver sección 2.3).

A temperaturas menores los lazos se ensanchan y a su vez se incrementa la magnetización remanente que es la magnetización a $H_a = 0$ en la rama descendente, lo cual indica que hay más anclaje en volumen. Es el flujo magnético que queda en la muestra luego de ciclar el campo magnético externo [$M(H = 0) \neq 0$]. Para la muestra desoxigenada (Figura 5.3.4 b) se observa un comportamiento similar.

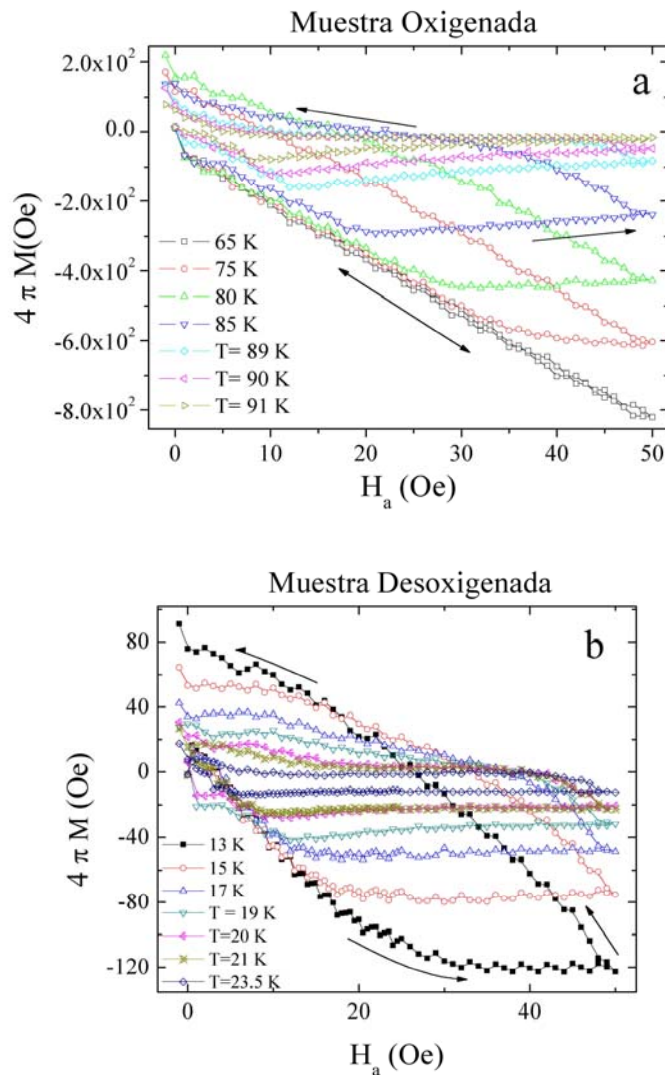


Figura 5.3.4. Lazos $M(H)$ enfriando la muestra en ausencia de campo para T cercanas a T_c . Se observa que los lazos son asimétricos y que la rama descendente del lazo coincide con $M \approx 0$. a) muestra oxigenada, b) muestra desoxigenada.

Como cada muestra transiciona a una temperatura distinta, con el propósito de establecer un criterio a fin de identificar temperaturas en las cuales cada muestra se encuentre ambas en regímenes dinámicos similares, se decidió medir los lazos de magnetización a temperaturas relacionadas con la temperatura a la que aparece el pico de disipación en una medición de susceptibilidad *ac*. Para ello se midió la respuesta en susceptibilidad *ac* mediante el mismo magnetómetro, con un $h_{ac} = 2$ Oe, $H_{dc} = 0$ Oe y $f = 1$ kHz. En la Figura 5.3.5 se grafican tres lazos para cada muestra correspondientes a las

temperaturas que corresponden (de menor a mayor) a una temperatura T menor que la temperatura del pico de χ'' , justo al comienzo del pico de χ'' y en el primer cuarto (bajas T) de dicho pico de la respuesta de susceptibilidad ac de cada muestra.

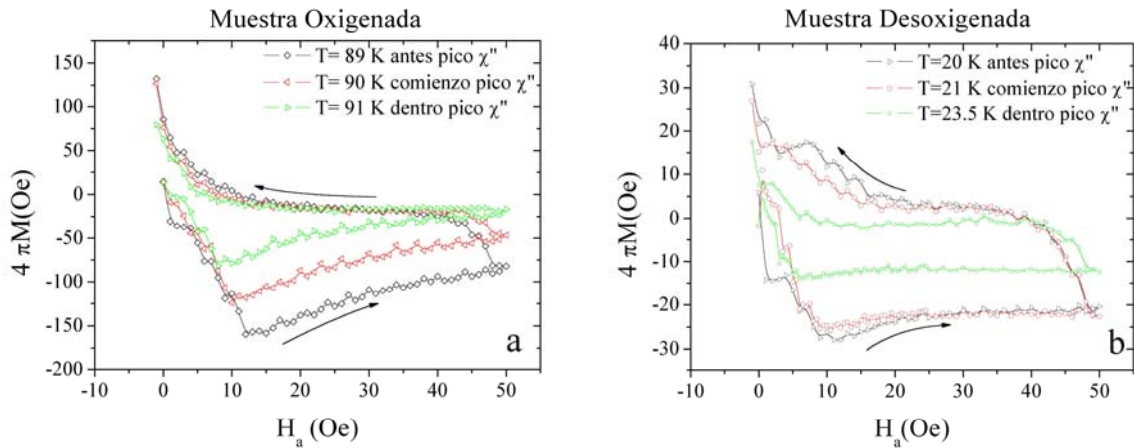


Figura 5.3.5. Lazos $M(H)$ para a) muestra oxigenada y b) muestra desoxigenada para temperaturas correspondientes a posiciones relativas respecto al pico de disipación (χ'') de una transición medida por susceptibilidad ac ($h_{ac} = 2$ Oe, $H_{dc} = 0$ y $f = 1$ kHz).

Según lo esperado a temperaturas cercanas a T_c la agitación térmica vuelve ineficiente la fuerza de anclaje en volumen siendo el mecanismo de anclaje relevante el relacionado con barreras de superficie (ver capítulo 2.3). Esto es más evidente en una medición dc ya que para ambas muestras la fuerza de anclaje es menor debido a la relajación que la fuerza de anclaje que se observa mediante una técnica ac .

En la Figura 5.3.6 se muestra que a partir de las mediciones presentadas en la Figura 5.3.4. se pudo obtener la dependencia para el campo de penetración H_p con T . Se encontró que en ambos casos esta dependencia es lineal [5,6].

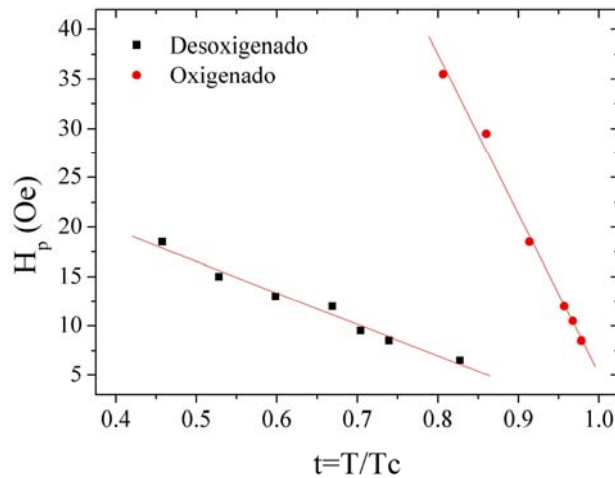


Figura 5.3.6. Dependencia de h_p con T para ambas muestras.

Tanto el hecho de que la dependencia de H_p con temperatura sea lineal y no presente un cambio en las cercanías de T_c , así como el hecho que según puede apreciarse en la Figura 5.3.4 la penetración del campo no muestre un quiebre pronunciado [6] se deben a que nuestros cristales presentan maclas, lo que elimina algunas de las características que se observan en mediciones realizadas en la literatura en cristales sin este tipo de defectos.

5.3.3 Lazos $M(H)$ enfriando la muestra en presencia de campo

En el Sección 5.2 (ver Figura 5.2.4) se muestran los lazos reconstruidos de magnetización ac obtenidos a partir de mediciones y simulaciones de la susceptibilidad. Una medición de un ciclo de magnetización dc enfriando la muestra en presencia de campo ("*field cooled*") en el magnetómetro SQUID semejaría un lazo de magnetización ac si bien hay que tener en cuenta que los tiempos de medición involucrados en la medición de ciclos $M(H)$ son mucho mayores y por lo tanto los efectos de la relajación serán en principio más acentuados. La idea subyacente en esta medición es ver si las características mostradas en la reconstrucción de los lazos se pueden observar en estas mediciones que físicamente se asemejan a un lazo de magnetización ac , pero involucran otras escalas temporales.

Se midieron los lazos $M(H)$ enfriando las muestras en presencia de campo $H_a = 600$ Oe y luego realizando un ciclo $H_a = (600-610-590-610)$ Oe a temperatura fija (en algunos

casos el ciclo se terminó en 600 Oe en vez de 610 Oe). Estos lazos se pueden ver en la Figura 5.3.7.

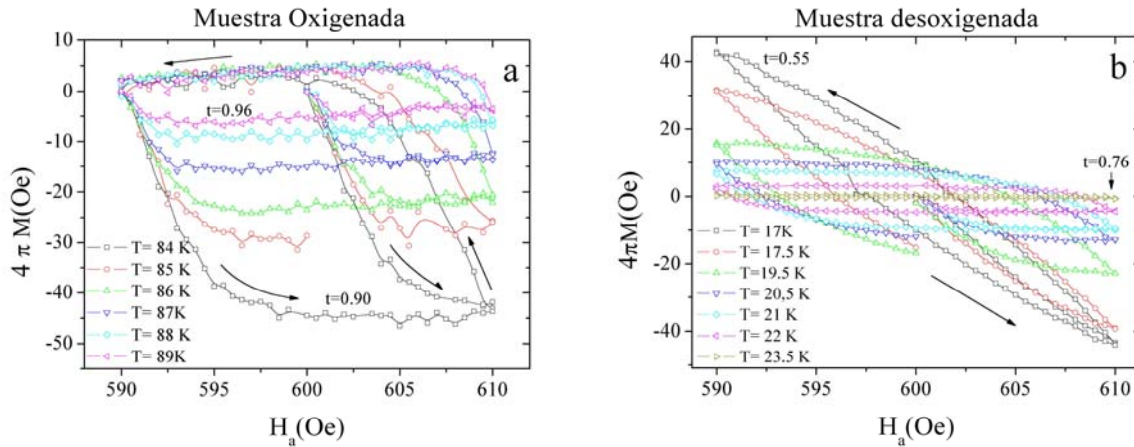


Figura 5.3.7. Lazos de $M(H)$ con la muestra enfriada en presencia de campo. $H_a = (600-610-590-610)$ Oe a distintas temperaturas. a) muestra oxigenada b) muestra desoxigenada.

Se tomó como $M = 0$ el primer punto de cada medición ($H_a = 600$ Oe). Para ambas muestras se observa que los lazos se ensanchan a medida que se disminuye la temperatura a la vez que éstos pasan de una forma cuadrada a una forma elíptica. Esta forma elíptica es más notoria en los lazos de la muestra desoxigenada. En ambos casos el ensanchamiento de los lazos muestra que el anclaje en volumen se hace más relevante a medida que se disminuye la temperatura.

En la Figura 5.3.8 se puede observar en detalle los lazos de magnetización obtenidos para las temperaturas más elevadas de la muestra desoxigenada. Aquí se puede apreciar una mayor semejanza con los obtenidos en la muestra oxigenada lo cual es coherente si se tienen en cuenta las temperaturas reducidas a las que se realizó cada ciclo.

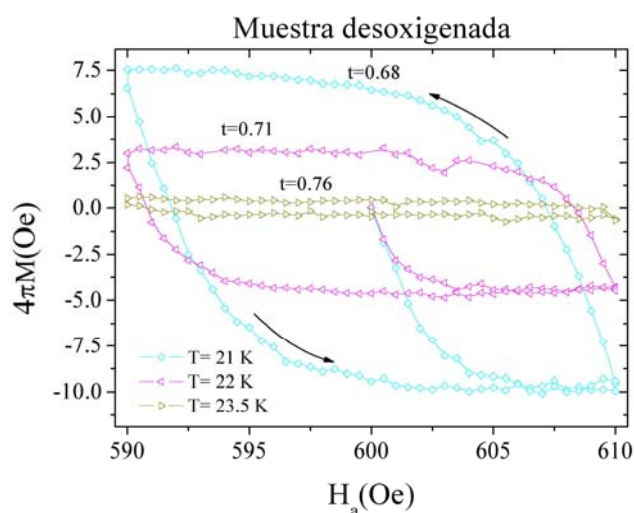


Figura 5.3.8. Detalle de la Figura 5.3.7 b) Lazos de $M(H)$ con la muestra enfriada en presencia de campo. $H_a = (600-610-590-610)$ Oe a distintas temperaturas para la muestra desoxigenada.

Es notable que los lazos de la muestra oxigenada presentan una rama descendente común con un valor de magnetización similar al que la muestra tenía al comenzar el ciclo. Esta característica se debe a que el mecanismo de anclaje está fuertemente dominado por las barreras de superficie mientras que los ciclos correspondientes a la muestra desoxigenada presentan características debidas al anclaje en volumen. Hay que tener en cuenta que el ciclo de mayor temperatura medido para la muestra desoxigenada corresponde a una temperatura reducida de $t = 0.76$ mientras que los ciclos medidos para la muestra oxigenada fueron realizados a temperaturas reducidas entre $0.90 < t < 0.96$ por lo que son esperables estas características.

Antes de realizar una comparación entre estos resultados y los obtenidos anteriormente es conveniente aclarar que hay que tener en cuenta que los lazos reconstruidos a partir de las mediciones de susceptibilidad *ac* tienen muchas características que los diferencian de los lazos medidos con el magnetómetro. Estas diferencias son el campo máximo aplicado, (2 Oe en el caso de los lazos medidos por susceptibilidad contra 10 Oe de los lazos medidos en el SQUID) y sobre todo la frecuencia en la cual se "recorrió" el lazo (10 kHz para la susceptibilidad contra un ciclo que demoraba horas). Las características observadas en nuestros "pseudo-lazos *ac*" medidos con el magnetómetro nos permiten ver características consistentes con las obtenidas anteriormente. El lazo pasa de

una forma ligeramente "cuadrada", donde el campo aplicado penetra en la muestra, hacia una forma más elíptica al disminuir la temperatura lo que da cuenta de un aumento en el anclaje tal como se explicó en la sección 5.2.

5.3.4 Magnetización remanente mediante una técnica *ac*

Continuando con el estudio de la fuerza de anclaje para las muestras con distinto contenido de oxígeno se muestran en esta sección mediciones realizadas con la técnica de la magnetización remanente descrita en el capítulo 4, y las estimaciones de la densidad de corriente crítica efectiva para las muestras oxigenada y desoxigenada.

Como se dijo anteriormente esta técnica de susceptibilidad *ac* usa un sistema de dos bobinados con una señal de excitación no convencional que nos permite medir la magnetización remanente de la muestra en función de la temperatura. Nuestro montaje experimental consistió en un sistema de bobinas de medición con dos bobinas secundarias en contrafase y una bobina primaria. La muestra fue sometida a un campo magnético de $H_{dc} = 400$ Oe provisto por una bobina superconductora más el campo de excitación *ac* no convencional aplicados ambos paralelos al eje *c* cristalográfico de la muestra.

Los valores de los picos del campo de excitación *ac* (H_0) tuvieron un valor máximo de 8 Oe y la razón entre la duración de los pulsos (t_p) y la duración del período sin señal (t_0) fue de $R = (t_0 + t_p) / t_p = 100$. La frecuencia de medición empleada fue de 1022.2 Hz.

En la Figura 5.3.9 se muestra la magnetización remanente para la muestra oxigenada para distintos valores del pico de H_0 . De la curva correspondiente al pico de excitación de 8 Oe se obtuvo la densidad de corriente crítica en función de la temperatura resolviendo la ecuación 1 de la Sección 4.2 numéricamente. Usando este resultado se obtuvieron (líneas continuas) las magnetizaciones remanentes para campos de excitación menores, las cuales se comparan con mediciones realizadas a dichos campos. Se observa que el acuerdo es muy bueno.

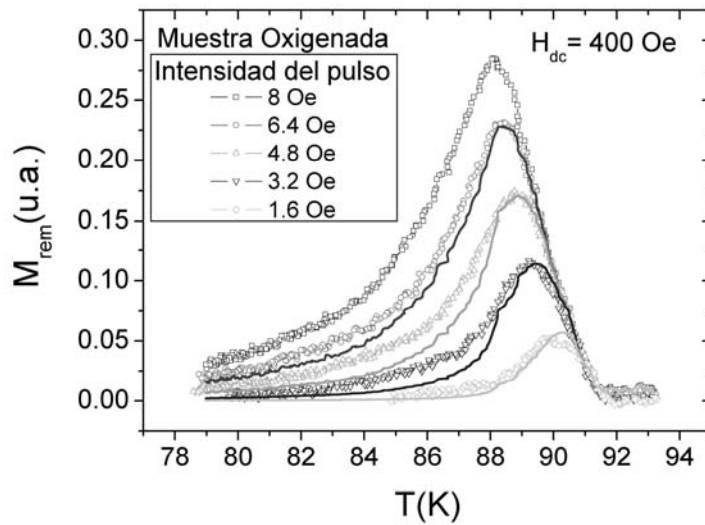


Figura 5.3.9: Mediciones de M_{rem} en función de la temperatura para distintos valores del pico H_0 para la muestra oxigenada. Las líneas continuas son los cálculos de M_{rem} para campos de excitación menores, empleando la ecuación 1 de la sección 4.2.

En la Figura 5.3.10 se muestra la misma medición y cálculo de la corriente crítica para la muestra desoxigenada.

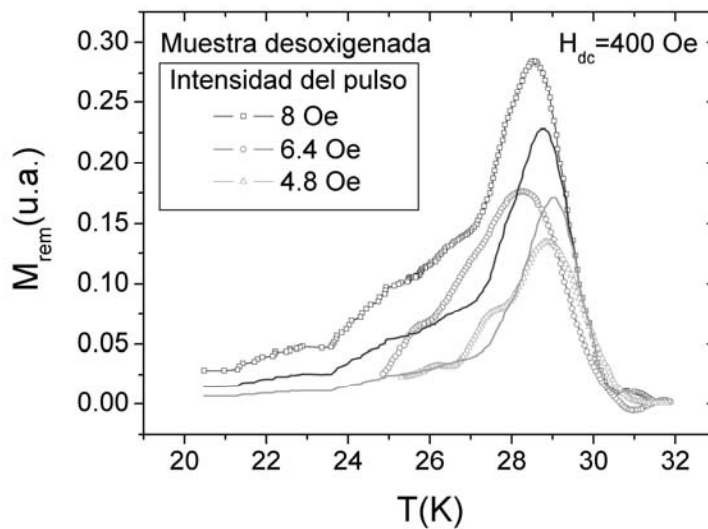


Figura 5.3.10: Mediciones de M_{rem} en función de la temperatura para distintos valores del pico H_0 para la muestra oxigenada. Las líneas continuas son los cálculos de M_{rem} para campos de excitación menores, empleando la ecuación 1 de la sección 4.2.

En primer lugar debemos señalar que la señal experimental obtenida en la medición de la muestra desoxigenada fue mucho más ruidosa que la señal obtenida con la muestra oxigenada presumiblemente debido al tamaño de la muestra y al sistema de bobinas empleado. Los datos que se muestran en el gráfico fueron suavizados (*smoothing*) para presentarlos con menor ruido que el medido experimentalmente.

Asimismo se puede observar que el acuerdo entre las magnetizaciones remanentes medidas y las curvas de magnetización remanente calculadas a partir de la $J_c(T)$ obtenida de la medición de $H_0 = 8$ Oe no tienen el mismo grado de acuerdo que las mediciones realizadas con la muestra oxigenada.

A pesar de esta falta de acuerdo que suponemos se debe a que las mediciones realizadas tenían mucho ruido, lo cual no se pudo mejorar durante el presente trabajo, calcularemos de forma estimativa la corriente crítica. En la Figura 5.3.11 se muestran las corrientes críticas calculadas a partir de las mediciones mostradas anteriormente para ambas muestras comparándolas con la dependencia funcional propuesta para la densidad de corriente crítica con la temperatura presentada en la sección 2.6:

$$J_c(T, h) = J_{co} \left[1 + \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^{-1/2} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^{5/2}$$

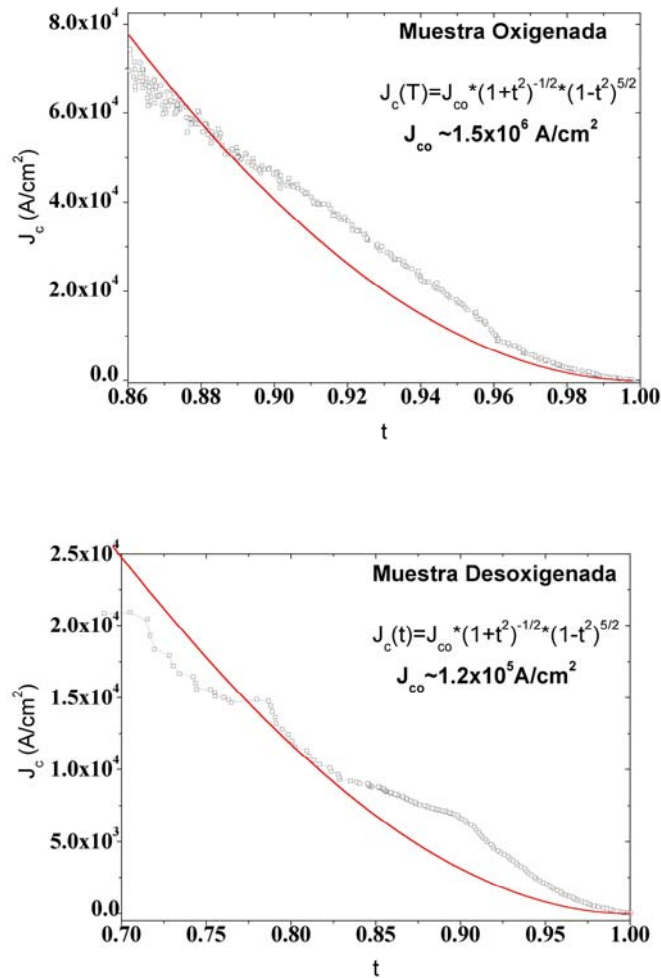


Figura 5.3.11. Comparación de la $J_c(t)$ calculadas a partir de las mediciones de M_{rem} con la dependencia funcional elegida en el modelo presentado en la sección anterior

En la Figura 5.3.12 se comparan la $J_c(t)$ donde t es la temperatura reducida ($t = T/T_c$) de ambas muestras pudiendo observarse que la corriente crítica de la muestra desoxigenada es menor lo cual indica una disminución en el anclaje en volumen. Estos valores son menores que los obtenidos ajustando el modelo numérico en parte debido a la relajación ya que las mediciones de susceptibilidad fueron hechas a 10^4 Hz mientras que los pulsos de la técnica de magnetización remanente son de 10^3 Hz.

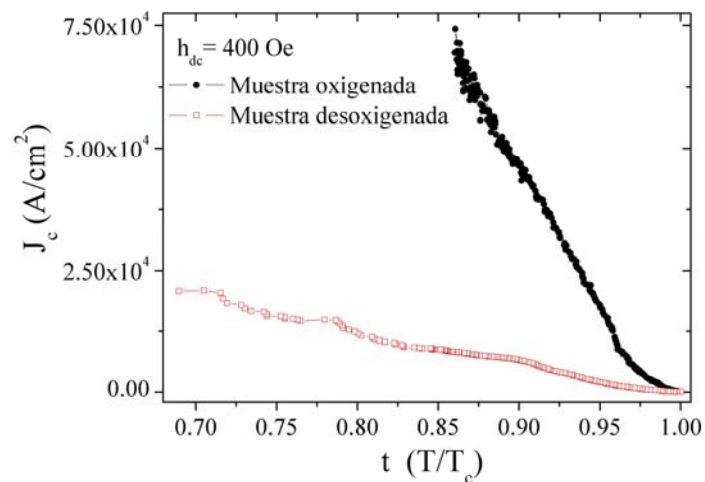


Figura 5.3.12. Comparación de las $J_c(t)$ medidas para ambas muestras.

Conclusiones

En este Capítulo hemos visto que para $T < T_c$, la fuerza de anclaje para ambas muestras es predominantemente de volumen y que ambas muestras presentan distintos regímenes de anclaje. La muestra oxigenada parece estar para un amplio rango de temperaturas y campos en el régimen de anclaje individual mientras que la muestra desoxigenada parece estar predominantemente en un régimen de anclaje colectivo. La muestra desoxigenada presenta globalmente una menor fuerza de anclaje en volumen, debido a la existencia de un rango de campos donde la magnetización es reversible.

Los lazos a $T \sim T_c$ muestran que el mecanismo de anclaje cambia de ser predominantemente en volumen a ser debido a superficies al aumentar T debido a que el anclaje en volumen deja de ser efectivo al incrementarse la agitación térmica. Conclusiones similares se pueden deducir a partir de los lazos de magnetización realizados enfriando la muestra en presencia de campo.

Mediante la técnica de medición de magnetización remanente se estimaron las corrientes críticas de ambas muestras. Se observa que la densidad de corriente crítica efectiva a 10^3 Hz de la muestra desoxigenada es menor que la de la muestra oxigenada.

Bibliografia

- [1] L. Krusin-Elbaum et al, PRL **69**, 2280 (1992).
- [2] T. Nishizaki et al, PRB **58**, 11169 (1998).
- [3] K. Shibata et al, PRB **66**, 214518 (2002).
- [4] D. Pal et al Supercond. Sci. Technol. **15**, 258 (2002).
- [5] M. Konczykowski et al, PRB **43**, 13707 (1991).
- [6] L. Burlachov et al, J. Appl. Phys. **70**, 5759 (1991).

5.4 Dinámica oscilatoria en campos magnéticos *ac* de gran amplitud.

Durante el periodo del 2001 al 2003 en el Laboratorio de Bajas Temperaturas del Departamento de Física de la FCEYN-U/BA, surgió una promisoriosa línea de investigación relacionada con los efectos de memoria en la red de vórtices de los SAT y la dinámica oscilatoria conducida por S.O. Valenzuela y V. Bekeris [1-5] cuyos principales aspectos se discuten en el Capítulo 2.6.

En un primer momento pareció importante como trabajo complementario a las mediciones realizadas en esta tesis, estudiar una derivación de esa línea que implicaba el efecto de oscilaciones de campos alternos más intensos, que forzaban el movimiento de vórtices a distancias mayores que el parámetro de red. Se pensó que dicha herramienta podría también ser empleada con las muestras de YBCO con distinto contenido de oxígeno a fin de estudiar la dinámica de los distintos mecanismos de anclaje. Por ello se procedió en primer lugar a trabajar con cristales oxigenados [6,7] a fin de estudiar el fenómeno y luego extender los experimentos a los cristales con distinto contenido de oxígeno. Para el estudio de la dinámica de la RV en campos magnéticos de gran amplitud se empleó el protocolo de medición que se describe en la Capítulo 4.

a) Muestras oxigenadas (muestra #1)

En la Figura 5.4.1 se muestra una medición de susceptibilidad χ'' vs T enfriando en presencia de un campo *ac* superpuesto a un campo *dc* ($H_{dc} = 2$ kOe, $\Theta = 20^\circ$; $H_{ac} = 2$ Oe, $f = 10.22$ kHz). Nótese que el H_{dc} aquí es mayor que el empleado en mediciones previas. Se muestran las diferencias para la RV con alta y baja movilidad medidas en la región del sólido de vórtices. En particular elegimos hacer nuestras mediciones a $T \sim 85$ K donde puede apreciarse una mayor diferencia entre la señal obtenida para una red con alta movilidad respecto de otra con baja movilidad. En la Figura 5.4.1 el punto por debajo de la

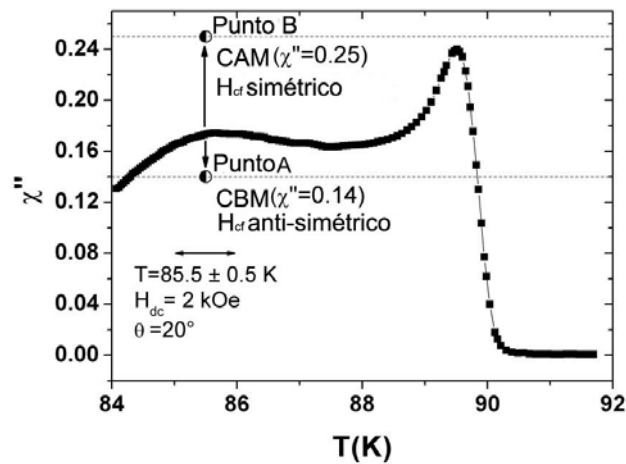


Figura 5.4.1. Medición de susceptibilidad *ac* χ'' vs T. Esta medición se realizó bajando la temperatura en presencia de campo *ac* y *dc*. Se ve también el efecto de aplicar a una temperatura fija un campo de configuración simétrico y antisimétrico.

curva χ'' (punto A) fue obtenido luego de: enfriar en presencia de campo hasta 85.5 K, apagar el campo de medición, aplicar 10^5 ciclos de un campo asimétrico (diente de sierra, $H_{cf} = 7.5$ Oe, $f = 10$ kHz), apagar el campo de configuración y finalmente medir la susceptibilidad *ac* aplicando el campo de medición H_{ac} . De este modo vemos que la aplicación de un campo asimétrico reduce la disipación (χ'') y por lo tanto la movilidad de la RV y forma la configuración que denominamos configuración de baja movilidad (CBM). El punto sobre la curva χ'' (punto B) fue obtenido de un modo similar al descrito anteriormente pero antes de volver a prender el campo de medición se aplicaron 10^5 ciclos de un campo simétrico de configuración (senoidal, $H_{cf} = 7.5$ Oe, $f = 10$ kHz). La movilidad de la RV se ve claramente aumentada como resultado de la aplicación de este campo simétrico formando la configuración que denominamos configuración de alta movilidad (CAM) [1 - 4].

Los experimentos que se describen a continuación fueron realizados a campo *dc* y temperatura fijos. Como se mencionó, la temperatura fue elegida para corresponder con el máximo que se observa a bajas temperaturas en la curva de χ'' vs T ya que a esta temperatura se obtiene una mayor diferencia entre las susceptibilidades medidas para cada configuración.

En la Figura 5.4.2 se muestra χ'' vs el número de ciclos (N_{ag}) del campo de agitado para varias amplitudes del mismo. La amplitud del campo de agitado se varió entre 8 a 120 Oe y fue aplicado a una CBM. Se obtuvieron resultados similares para χ' [1-4]. Cabe recordar que tal como se explica en la Sección 4 cada punto de la figura es una medición después de configurar la red desde una nueva CBM.

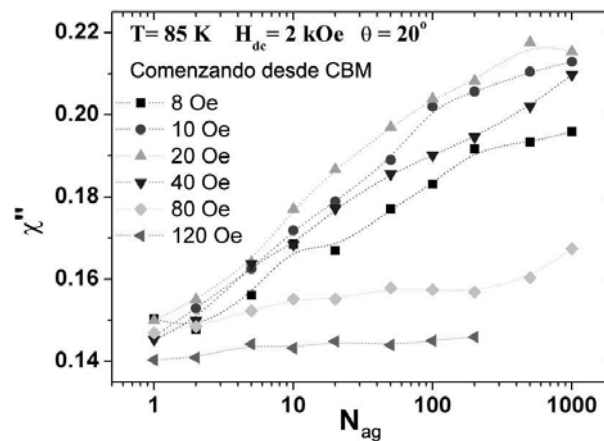


Figura 5.4.2 χ'' vs el número de ciclos del campo de agitado (N_{ag}) para diferentes amplitudes del mismo aplicadas a la red de vórtices en una configuración inicial de baja movilidad (CBM).

Cuando la amplitud del campo de agitado es menor que 8 Oe, χ'' se incrementa aproximadamente como el logaritmo de N_{ag} . La misma dependencia se observa para amplitudes intermedias (10 - 20) Oe para las cuales también se observa que χ'' crece con la amplitud del campo de agitado para un número dado de ciclos de este campo. Sin embargo cuando la amplitud del campo de agitado se aumenta aún más, se observa que χ'' alcanza un máximo (para un dado N_{ag}) cuando la amplitud del campo de agitado es de 20 Oe y luego, comienza a decrecer para amplitudes mayores. Para campos $H_{ag} > 80$ Oe se observa que la disipación del estado final (luego de 10^3 ciclos) es comparable a la disipación del estado inicial, CBM.

Como una χ'' mayor implica una movilidad mayor estos resultados indican que hay una amplitud óptima del campo de agitado ($H_{ag} \sim 20$ Oe) para la cual se obtiene la máxima movilidad de la RV para un dado número de ciclos del campo de agitado. También se muestra que un campo simétrico de muy alta amplitud no es efectivo para reordenar y

aumentar la movilidad de una red de vórtices inicialmente con desorden o con baja movilidad. Comparando con las simulaciones numéricas aparentemente los grandes desplazamientos de los vórtices producen un desgarramiento plástico de la RV generando defectos topológicos y bajando la movilidad.

En la Figura 5.4.3 se muestra el efecto de aplicar el campo de agitado simétrico a una configuración de alta movilidad (CAM). En esta figura se muestra χ'' en función del

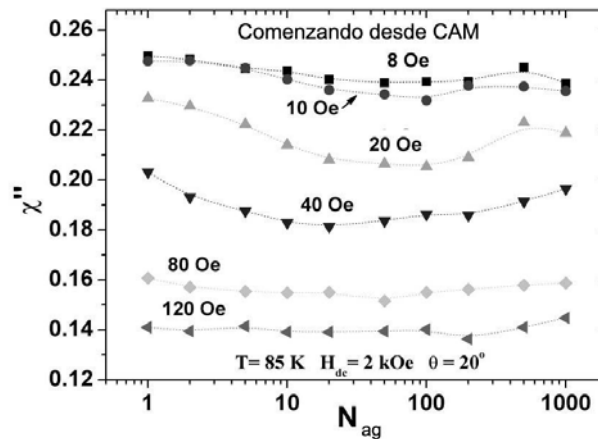


Figura 5.4.3 χ'' vs el número de ciclos del campo de agitado (N_{ag}) para diferentes amplitudes del mismo aplicadas a la red de vórtices en una configuración inicial de alta movilidad (CAM).

número de ciclos del campo de agitado simétrico (N_{ag}) para distintas amplitudes de este último comenzando en una CAM. Para bajas amplitudes ($H_{ag} < 10$ Oe) χ'' y por ende la movilidad, permanece aproximadamente constante, pero a amplitudes mayores (20 - 80 Oe) se observa una reducción en χ'' . Aún un solo ciclo del campo de agitado parece ser suficiente para alterar la configuración inicial de la RV. Para estas amplitudes intermedias a medida que N_{ag} aumenta, χ'' parece pasar por un mínimo sin volver a alcanzar el valor inicial de χ'' . Los campos de agitado con amplitud mayor que 80 Oe reducen fuertemente χ'' haciéndolo semejante a los valores que se miden cuando la red se encuentra en la CBM. De esta forma se puede verificar que no solamente un campo de alta amplitud no puede aumentar la movilidad de la RV sino que la disminuye si se parte de una configuración donde la movilidad es alta. Estas amplitudes de campo distorsionan una red inicialmente ordenada. Hacemos notar que previo a la medición de cada punto del gráfico, se desordenó

la red (CBM) luego se la llevó a una CAM y luego se aplicaron N ciclos del campo de agitado.

La relación entre movilidad y la amplitud del campo de agitado se ve más claramente en la Figura 5.4.4 la cual muestra χ'' en función de la amplitud del campo de agitado para un número de ciclos fijo ($N_{ag} = 200$). Mostramos mediciones hechas partiendo desde CAM y CBM. Si se comienza desde CBM se puede ver como la movilidad se incrementa hasta un máximo ($H_{ag} \sim 10-20$ Oe) y luego decrece. Para amplitudes de $H_{ag} \geq 80$ Oe la RV parece estar en una configuración apenas diferente de la de baja movilidad inicial. Si comenzamos

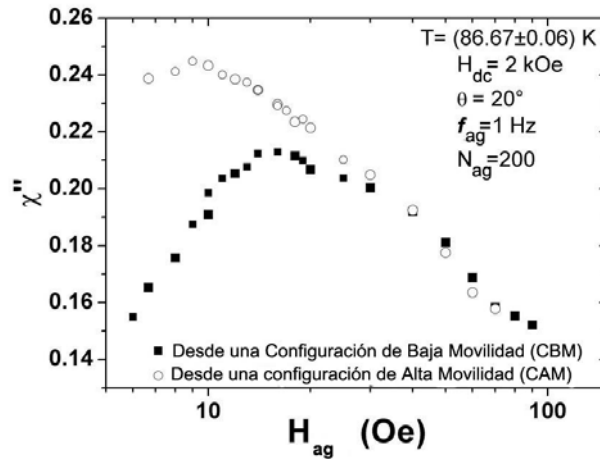


Figura 5.4.4 χ'' vs la amplitud del campo de agitado H_{ag} para un número fijo de ciclos de este campo ($N_{ag} = 200$) partiendo desde configuraciones iniciales de alta y baja movilidad.

desde una CAM vemos que bajas amplitudes del campo de agitado no modifican la dinámica de la RV. A medida que se incrementa la amplitud se ve una clara reducción en la movilidad y las amplitudes más altas configuran la RV en un estado similar al de la CBM. De hecho, según se puede apreciar en el gráfico, para $H_{ag} > 40$ Oe la movilidad final de la red es igual cualquiera sea la configuración de partida.

Es interesante notar que este resultado es independiente de la frecuencia del campo de agitado en el rango de 0.1Hz a 3Hz. Dado que la disipación de la muestra está directamente relacionada con el número de ciclos por unidad de tiempo, este resultado implica que los efectos observados no están relacionados con calentamientos locales de la muestra.

Según se muestra en la Ref.4 cuando el desplazamiento producido por el campo de agitado es comparable con el parámetro de red a_0 , la movilidad de la RV se incrementa a medida que la red se ordena y se mueve de forma coherente. El número de defectos en la red y su movilidad varían como el logaritmo del número de ciclos de la fuerza aplicada. Por el contrario, los cálculos predicen que cuando el desplazamiento de los vórtices excede varias veces al parámetro de la red, la movilidad de la RV se reduce a medida que el movimiento plástico tiende a incrementar el desorden. Para relacionar nuestros resultados con predicciones teóricas estimamos el desplazamiento promedio de los vórtices ante la acción de un campo alterno. Un vórtice que se encuentre en el borde de la muestra bajo la acción de un campo de agitado H_{ag} se moverá aproximadamente:

$$\langle u \rangle \approx \frac{1}{2} \frac{H_{ag}}{H_{dc}} r \quad (1)$$

donde r es el radio de la muestra y suponiendo $B \sim H_{dc}$. Para nuestras condiciones experimentales, $r \sim 0.3$ mm y $H_{dc} = 2$ kOe y considerando una red triangular ($a_0(H_{dc} = 2$ kOe) ~ 0.1 μ m) nos da que la condición $\langle u \rangle \sim a_0$ se cumplirá para $H_{ag} \sim 2$ Oe. En nuestros experimentos la máxima χ'' , que implica la máxima movilidad ocurría para $H_{ag} \sim 10$ Oe (ver Figura 5.4.4). El valor al cual se ve el máximo de χ'' puede depender de la rigidez y de la densidad de centros de anclaje de la muestra ya que una red rígida será difícil de mover y por lo tanto será difícil crear defectos en ella. Por ello tomamos el valor de amplitud de campo de agitado calculado anteriormente como un límite inferior cuyo valor verdadero puede incrementarse con la rigidez de la red de vórtices.

b) Muestras desoxigenadas (muestra #2)

Luego se procedió a estudiar la respuesta de una muestra desoxigenada. Para medir estas muestras debíamos usar el crióstato refrigerado con helio, tal como se lo describe en el Capítulo 4. Este presentaba el inconveniente de que el electroimán del mismo solo llegaba a 800 Oe. Por lo que era aconsejable, comprobar si en el rango de campos y temperaturas accesibles era posible observar los efectos relacionados con la historia termomagnética.

Cuando se enfría un superconductor en presencia de un campo magnético **dc** y modulado por otro **ac**, como es el caso, por ejemplo, cuando se mide susceptibilidad **ac**, el

propio campo de medición generado por el bobinado primario del susceptómetro va agitando los vórtices y por ser simétrico va reordenando la RV haciendo aumentar la movilidad de la misma. El efecto de ordenamiento se da en toda la muestra debido a que a $T \approx T_c$ el campo penetra completamente la muestra y luego la longitud de penetración va disminuyendo con la temperatura. Esto se denomina un "*enfriamiento en presencia de campo ac* " que denotamos como (FC_{ac}).

Por otra parte si se enfría en presencia de campo continuo pero **en ausencia** de campo alterno y luego se mide la susceptibilidad calentando la muestra, se ve que, en un amplio rango de temperaturas, la movilidad de la red es menor que cuando se enfría en presencia de campo alterno. Este procedimiento se denomina "*enfriamiento en ausencia de campo ac* " (ZFC_{ac}) Esto se debe a que durante el enfriado la red se congela con más defectos topológicos [1, 2] que bajan la movilidad de la RV. El campo de medición a $T \ll T_c$ solo afecta el borde de la muestra y debido a que experimentalmente se encontró que la respuesta de la red de vórtices depende de las interacciones de los vórtices de la zona penetrada por el campo de medición, con los vórtices que se encuentran más hacia el interior de la muestra. De este modo medir la susceptibilidad *ac* de una muestra calentando la misma, luego de haber enfriado en presencia o ausencia de campo *ac* nos da dos caracterizaciones de la red vórtices en distinto estado de movilidad.

Para estudiar los efectos de la historia termomagnética en cristales con distinto contenido de oxígeno primeramente se debía caracterizar a éstos y observar si se apreciaban diferencias según las distintas historias termomagnéticas para los campos magnéticos disponibles en el equipo de medición.

Primeramente se estudió la sensibilidad del susceptómetro del crióstato refrigerado por helio, para lo cual se procedió a medir la susceptibilidad alterna del cristal oxigenado. El campo *dc* aplicado fue de $H_{dc} = 800$ Oe aplicado a $\Theta = 20^\circ$ con respecto al eje cristalográfico *c* a fin de evitar los efectos ocasionados por las maclas presentes en el

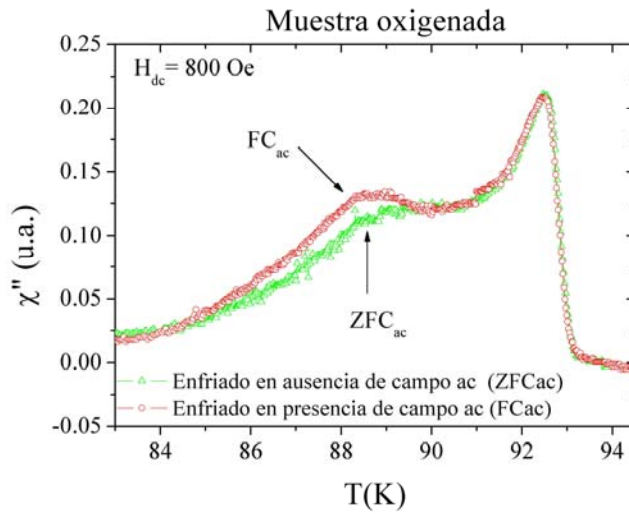


Figura 5.4.5. χ'' vs T medido para la muestra oxigenada subiendo la temperatura luego de haber enfriado en ausencia de campo magnético **ac** (ZFC_{ac}) y en presencia de campo magnético **ac** (FC_{ac}).

crystal. Las mediciones se hicieron calentando en presencia de campos H_{ac} y H_{dc} a partir de dos configuraciones: luego de enfriar en presencia de ambos campos FC_{ac} y luego de enfriar con solo el campo **dc** presente ZFC_{ac}.

Los resultados se observan en la Figura 5.4.5. Aquí se puede ver el pico de bajas temperaturas de χ'' en el cual se aprecia la diferencia entre la señal medida luego de hacer ambos procedimientos. Esta figura presenta una información similar a la Figura 5.4.1. donde cabe esperarse que una configuración de alta movilidad (CAM) coincida con la curva FC_{ac}, mientras que una de baja movilidad (CBM) coincida con la curva ZFC_{ac}. De esta manera vemos que el susceptómetro empleado es capaz de resolver las diferencias entre ambas señales a los campos y temperaturas que empleamos, para la muestra oxigenada.

Se realizaron mediciones similares con el cristal de YBCO desoxigenado. Se puede observar en la Figura 5.4.6 que no se aprecia el pico de bajas temperaturas de χ'' . Más aún, para los campos empleados no se puede distinguir una diferencia significativa para la disipación medida a partir de cada una de las configuraciones iniciales. En mediciones

posteriores se extendió el rango a temperaturas más bajas encontrándose resultados similares.

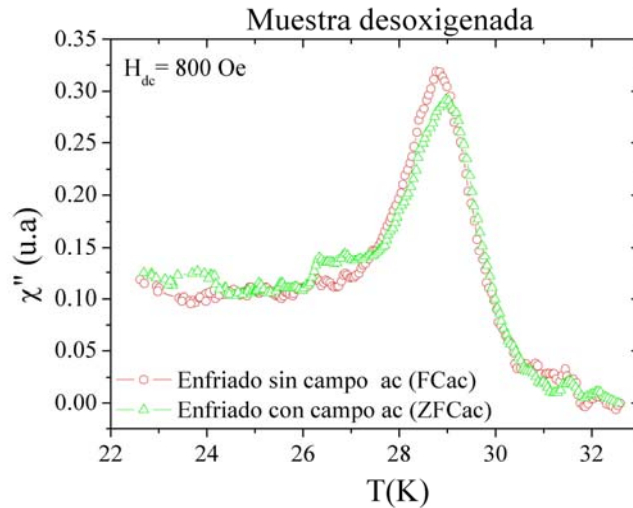


Figura 5.4.6. χ'' vs T medido para la muestra desoxigenada subiendo la temperatura luego de haber enfriado en ausencia de campo magnético *ac* (ZFCac) y en presencia de campo magnético *ac* (FCac).

De estos resultados es claro que para los campos continuos disponibles para el crióstato refrigerado por helio y la sensibilidad del susceptómetro de dicho equipo no era posible encontrar una temperatura a la cual se pudiera distinguir mediante susceptibilidad la diferencia entre una red con alta de otra con baja movilidad. Así mismo también se encontró que las mediciones para el cristal desoxigenado presentaban una alta proporción de ruido.

Por este motivo no se pudo utilizar la presente técnica con el equipamiento disponible para estudiar los cristales de YBCO desoxigenados y verificar si existe o no esta fenomenología en estos cristales.

Ha quedado como una posible línea de trabajo mejorar las bobinas del susceptómetro ac y el imán superconductor del crióstato a fin de poder aplicar más campo continuo.

D. Conclusiones

Encontramos que nuestros resultados experimentales concuerdan cualitativamente con los resultados obtenidos a partir de simulaciones numéricas [4] los cuales sugieren que si los vórtices son forzados a oscilar con amplitudes mayores que el parámetro de la RV, se produce un movimiento plástico que introduce defectos topológicos en la red y reduce su movilidad.

Hemos encontrado que una red inicialmente con alta movilidad y pocos defectos, se desordena si se la excita con una oscilación simétrica de amplitud grande, de modo tal que el desplazamiento de los vórtices sea mucho mayor que el parámetro de red aún con un número muy bajo de oscilaciones. Asimismo se ve que una red inicialmente con baja movilidad y muchos defectos, no se ordena si la amplitud de la oscilacion es grande.

No se pudo estudiar esta fenomenología de la RV en los cristales desoxigenados debido a que en el rango de campos y temperaturas accesibles no era posible diferenciar la respuesta de las configuraciones con distinta movilidad.

Bibliografía

- [1] S.O. Valenzuela and V.Bekeris, Phys. Rev. Lett. **84**, 4200 (2000).
- [2] S.O. Valenzuela and V.Bekeris, Phys. Rev. Lett. **86**, 504 (2001).
- [3] S.O. Valenzuela, et al, Phys. Rev. B **65**, R60504 (2002).
- [4] S.O. Valenzuela, Phys. Rev. Lett. **88**, 247003 (2002).
- [5] G. Pasquini et al, Physica C **408-410**, 591 (2004).
- [6] A.J. Moreno et al, Physica C **408-410**, 571 (2004).
- [7] A.J. Moreno et al, Phys. Rev. B **71**, 132513 (2005).

6. Conclusiones Generales

A lo largo de esta tesis se estudió el comportamiento de la red de vórtices (RV) en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ con distinto contenido de oxígeno, $6.5 \leq x \leq 6.9$, y temperaturas críticas entre 30 y 90 K. Se emplearon técnicas de medición con tiempos característicos entre las centésimas de milisegundo y los minutos, lo que permitió observar la RV en diferentes estados de relajación. Particularmente se realizaron mediciones de los armónicos de susceptibilidad magnética alterna en función de la temperatura para distintas amplitudes del campo *ac* aplicado, y mediciones de magnetización *dc* en función de campo y temperatura con un magnetómetro comercial de alta sensibilidad. Se midió la magnetización remanente utilizando un método *ac* no convencional, y se investigó el efecto de aplicar oscilaciones de gran amplitud a una red de vórtices que se preparó en distintos estados de movilidad.

Como conclusión general podemos decir que el proceso de desoxigenación en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, si bien genera vacancias de oxígeno que son posibles centros de anclaje, también reduce el número de portadores y como resultado global, produce una disminución de la fuerza de anclaje en volumen.

Podemos destacar que el anclaje en volumen pudo ser estudiado más eficientemente en las mediciones de susceptibilidad alterna *ac* en el rango de las decenas de kHz ya que los perfiles de campo están poco relajados y la densidad de corriente crítica efectiva es elevada aún a altas temperaturas. Por este motivo los modelos que se utilizaron para describir la respuesta *ac*, emplean solamente anclaje en volumen lográndose un buen acuerdo entre las curvas calculadas y las experimentales. Se encuentran indicios de anclaje por barreras superficiales en el 3^{er} armónico de la susceptibilidad *ac* para la muestra desoxigenada.

Por otro lado mediante las técnicas de magnetización *dc*, las cuales conllevan tiempos de medición largos, fue posible observar más claramente el efecto de barreras superficiales a temperaturas cercanas a la crítica debido a la relajación térmica. A bajas temperaturas la fuerza de anclaje para muestras tanto oxigenadas como desoxigenadas es predominantemente de volumen. Se observa que ambas muestras presentan distintos regímenes de anclaje. La muestra oxigenada parece estar, para un amplio rango de

temperaturas y campos, en el régimen de anclaje de vórtice individual mientras que la muestra desoxigenada parece estar predominantemente en un régimen de anclaje colectivo. Este resultado se debe posiblemente a que al disminuir el anclaje en volumen y aumentar la longitud de penetración debido a la disminución de portadores, la interacción vórtice-vórtice se hace más relevante en estos cristales de bajo contenido de oxígeno.

Adicionalmente, en esta tesis hemos completado estudios de efectos de memoria en la RV en YBCO. Hemos encontrado que en monocristales desoxigenados no es posible estabilizar diferentes configuraciones de la RV según la historia termomagnética en los rangos de temperatura y campos estudiados, contrariamente a lo que ha sido reportado para monocristales oxigenados.

Concluimos a su vez que en los cristales oxigenados para los que se había reportado el ordenamiento de la RV por oscilaciones temporalmente simétricas y la aparición de defectos topológicos en la misma por oscilaciones temporalmente asimétricas, si las oscilaciones simétricas son de alta amplitud y producen grandes excursiones de los vórtices, la red se desordena y se hace menos móvil, en acuerdo con predicciones numéricas.

Más específicamente, de los resultados del capítulo 5.1 donde se presentan la primera y la tercera armónica de la susceptibilidad ac , χ_{ac} , surge el indicio de que el anclaje debido a barreras de superficie se vuelve más relevante en los cristales desoxigenados debido a la disminución del anclaje en volumen, si bien ambos mecanismos de anclaje continúan estando presentes.

En el capítulo 5.2 se muestra que se logró un buen acuerdo entre las curvas experimentales para los cinco primeros armónicos de χ_{ac} y las obtenidas mediante un modelo numérico que calcula la susceptibilidad ac en la configuración de campos magnéticos perpendiculares a la muestra, incluyendo efectos de relajación térmica para anclaje en volumen. Se pudieron ajustar los principales parámetros de dicho modelo que reflejan la dinámica de la RV, y se presentan resultados para dos monocristales con mayor ($x = 6.9$) y menor ($x = 6.48$) contenido de oxígeno. De estos resultados se pudo concluir que el potencial de anclaje en volumen disminuye en la muestra desoxigenada.

En el capítulo 5.3 se presentan resultados obtenidos por magnetización *ac* y *dc*. En este capítulo hemos visto que para temperaturas bien por debajo de T_c , la fuerza de anclaje para ambas muestras es predominantemente de volumen a la vez que se observa que ambas muestras presentan distintos regímenes de anclaje. La muestra desoxigenada presenta globalmente una menor fuerza de anclaje, y hay un rango de campos para los cuales la magnetización es reversible, es decir un rango en el que la corriente crítica es nula. A su vez se observa que al aumentar la temperatura haciéndola más próxima a T_c , comienza a ser menos relevante el anclaje en volumen para ambas muestras y más importante el anclaje por barreras de superficie.

Por último, en el capítulo 5.4, encontramos que oscilaciones de altas amplitudes desordenan una red previamente ordenada y no ordenan una red que previamente estuviera desordenada. Este importante resultado está de acuerdo con trabajos anteriores de dinámica oscilatoria en monocristales de YBCO y con predicciones de un modelo numérico propuesto por S.O Valenzuela [ref: 1 a 4 de la sección 5.4]. No se observaron efectos de memoria o de orden/desorden en la dinámica oscilatoria de la RV en cristales desoxigenados en el rango de campos y temperaturas estudiado. Queda como trabajo futuro adaptar el crióstato de muy bajas temperaturas de modo de aumentar el rango de campo magnético continuo accesible, para explorar posibles efectos de memoria en los cristales donde por medio de la desoxigenación se deprimió el anclaje en volumen.