

## Tesis de Posgrado

# Dinámica de vórtices en cristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con defectos columnares cerca de la transición vidrio-líquido

Pasquini, Gabriela

1998

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

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

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

**Cita tipo APA:**

Pasquini, Gabriela. (1998). Dinámica de vórtices en cristales de  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  con defectos columnares cerca de la transición vidrio-líquido. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

[http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_3044\\_Pasquini.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3044_Pasquini.pdf)

**Cita tipo Chicago:**

Pasquini, Gabriela. "Dinámica de vórtices en cristales de  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  con defectos columnares cerca de la transición vidrio-líquido". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1998.

[http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_3044\\_Pasquini.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3044_Pasquini.pdf)

Universidad de Buenos Aires  
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Dinámica de Vórtices en Cristales de  $YBa_2Cu_3O_7$  con  
Defectos Columnares cerca de la transición Vidrio-Líquido

por

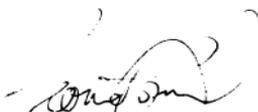
Gabriela Pasquini

Director de Tesis: Dr. Leonardo Civale

Laboratorio TANDAR, Comisión Nacional de Energía Atómica

Trabajo de Tesis para optar al título de  
Doctora en Ciencias Físicas

julio 1998



Leonardo Civale



Gabriela Pasquini

*A Marcelo*

*A Galo*

# Resumen

En este trabajo investigamos la dinámica del sistema de vórtices en cristales superconductores de  $YBa_2Cu_3O_7$  con defectos columnares, a campos magnéticos bajos, en la región cercana a la transición vidrio-líquido.

Intodujimos los defectos columnares por irradiación con iones pesados de alta energía en el acelerador TANDAR.

La mayor parte de las mediciones fueron realizadas con la técnica de susceptibilidad alterna. Desarrollamos una serie de métodos novedosos para la interpretación de las curvas de susceptibilidad y su relación con el sistema de vórtices subyacente.

Esto nos permitió construir un Diagrama Dinámico experimental cuantitativo en el plano  $(h_a, T)$ , en donde identificamos los distintos regímenes dinámicos y las regiones de transición entre los mismos. Pudimos extraer parámetros característicos de los potenciales de anclaje como la constante de Labusch y las energías de activación térmica.

Investigamos la dependencia de la respuesta alterna con la orientación del campo continuo. Comparando estos resultados con los que obtuvimos en muestras sin irradiar, identificamos los centros de anclaje preponderantes en cada región angular.

Haciendo un estudio detallado a diferentes ángulos, analizamos cómo se modifica el Diagrama Dinámico cuando el campo está inclinado respecto de los defectos.

Por último, complementamos el estudio de la dependencia angular con mediciones de transporte en la región del líquido de vórtices. Con ambas técnicas, comprobamos que los defectos columnares siguen actuando como centros de anclaje correlacionados hasta ángulos muy alejados de los defectos.

Para los campos utilizados, el anclaje sigue siendo efectivo hasta que el material llega al estado normal: no existe una región en el líquido de vortices donde la respuesta sea puramente óhmica.

# VORTEX DYNAMICS IN $YBa_2Cu_3O_7$ SINGLE CRYSTALS WITH COLUMNAR DEFECTS NEAR THE GLASS TRANSITION

## Abstract:

We studied the behavior of vortex dynamics in single crystals of  $YBa_2Cu_3O_7$  with columnar defects, at low DC magnetic fields near the glass transition.

The columnar defects were introduced by high energy heavy ion irradiation at the TANDAR accelerator.

Most of the results were obtained by ac. susceptibility measurements. We developed some novel techniques for the analysis and interpretation of the data and their relationship with the underlying vortex system.

Through this analysis we were able to build up an experimental quantitative Dynamic Diagram in the  $(h_a, T)$  plane, where we could identify different dynamical regimes and the transition regions between them. We could extract the characteristic parameters of the pinning potentials, such as the Labusch constant and the thermal activation energies.

We studied the ac. response dependence on the direction of the DC field. Through the comparison of the results obtained in irradiated and unirradiated samples, we could identify the main source of vortex pinning in different angular regions.

Through a careful angular study, we analysed changes induced in the Dynamical Diagram by the relative orientation of the field and defects,

For the sake of completeness we performed some transport measurements of the angular dependence of the response in the liquid region of the phase diagram. With both techniques we confirm that columnar defects act as correlated pinning up to angles far away from the tracks.

In the low field region studied, we found that pinning is effective up to the normal state of the material: a region of pure ohmic response in the vortex liquid does not exist.

Keywords: high- $T_c$  superconductivity;  $YBaCuO$ ; vortex dynamics; columnar defects; ac. susceptibility.

# Contenidos

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>1</b>
1.1	Superconductores tipo II . . . . .	1
1.2	Superconductores de alta temperatura	3
1.3	Regímenes dinámicos . . . . .	8
1.4	Defectos columnares	9
<b>2</b>	<b>Muestras con defectos columnares</b>	<b>15</b>
2.1	Selección y caracterización de los monocristales . . . . .	15
2.2	Producción de defectos columnares . . . . .	16
2.2.1	Generación de defectos por irradiación . . . . .	16
2.2.2	Irradiaciones en el acelerador TANDAR . . . . .	18
<b>3</b>	<b>Técnicas experimentales</b>	<b>24</b>
3.1	Mediciones de susceptibilidad alterna . . . . .	25
3.1.1	Nociones básicas e introducción a la técnica . . . . .	25
3.1.2	Equipo de susceptibilidad alterna . . . . .	27
3.1.3	Procedimiento experimental:	32
3.2	Mediciones de transporte	33
3.2.1	Introducción a la técnica . . . . .	33
3.2.2	Equipo y procedimiento experimental:	34
<b>4</b>	<b>Respuesta alterna con los vórtices en la dirección de los defectos columnares.</b>	<b>36</b>
4.1	Características generales . . . . .	36
4.1.1	Regímenes de anclaje con $H_{dc}$ paralelo a los defectos columnares	36
4.1.2	Efectos de la irradiación . . . . .	38
4.1.3	Identificación de los regímenes de respuesta alterna . . . . .	41
4.2	Régimen lineal	45

4.2.1	Relación entre el movimiento de vórtices y la susceptibilidad alterna . . . . .	45
4.2.2	Estudio experimental del régimen de Campbell . . . . .	49
4.2.3	Disipación en el régimen lineal . . . . .	55
4.2.4	Susceptibilidad AC y transición líquido-vidrio . . . . .	61
4.3	El comienzo de la respuesta no lineal . . . . .	62
4.4	Régimen de estado crítico . . . . .	66
4.4.1	Régimen crítico de Bean a temperatura finita . . . . .	66
4.4.2	Determinación experimental de la existencia de estado crítico . . . . .	70
4.4.3	Disipación y régimen de estado crítico . . . . .	76
4.4.4	Dependencia en frecuencia y energías de activación . . . . .	79
4.5	Diagrama dinámico y conclusiones. . . . .	86
<b>5</b>	<b>Respuesta alterna con <math>H_{dc}</math> inclinado respecto de los defectos</b>	<b>91</b>
5.1	Defectos y anisotropía . . . . .	91
5.1.1	Anisotropía intrínseca en presencia de defectos puntuales . . . . .	91
5.1.2	Dependencia angular con desorden correlacionado . . . . .	94
5.2	Dependencia angular de la respuesta ac . . . . .	97
5.2.1	Respuesta de las muestras sin irradiar . . . . .	97
5.2.2	Dependencia angular con defectos columnares . . . . .	104
5.3	Regímenes dinámicos . . . . .	110
5.3.1	Régimen lineal . . . . .	111
5.3.2	Respuesta no lineal . . . . .	117
5.4	Conclusiones . . . . .	123
<b>6</b>	<b>Mediciones de transporte</b>	<b>126</b>
6.1	Antecedentes . . . . .	127
6.2	Resultados experimentales . . . . .	129
6.3	Conclusiones: . . . . .	134
<b>7</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>136</b>
<b>A</b>	<b>Detalles experimentales</b>	<b>142</b>
A.1	Montaje experimental para las irradiaciones . . . . .	142
A.1.1	Línea de irradiación: . . . . .	142
A.1.2	Montaje de muestras: . . . . .	144
A.1.3	Detalles técnicos de las irradiaciones: . . . . .	146

A.2	Equipo de susceptibilidad alterna . . . . .	148
A.2.1	Crióstato . . . . .	148
A.2.2	Sistema de Giro . . . . .	150
A.2.3	Detalles técnicos del sistema de medición . . . . .	151
<b>B</b>	<b>Disco superconductor en un campo ac perpendicular</b> . . . . .	<b>153</b>
B.1	Susceptibilidad ac en el régimen lineal . . . . .	153
B.1.1	Solución formal del problema . . . . .	153
B.1.2	Solución numérica . . . . .	155
B.2	Susceptibilidad ac en el régimen de Bean . . . . .	158

# Capítulo 1

## Introducción

El descubrimiento de los superconductores de alta temperatura crítica (SAT) por Bednorz y Müller en 1986 [1] abrió un nuevo capítulo en la física del sólido. En un principio hubo grandes expectativas sobre las aplicaciones tecnológicas de estos materiales, pero al poco tiempo se supo que diversas propiedades físicas de los cerámicos superconductores (en particular su naturaleza granular y las bajas corrientes que soportan cerca de la temperatura crítica) hacían inviables esas aplicaciones sin un exhaustivo estudio y manipulación de las mismas. Por otro lado, la física subyacente en la determinación de estas propiedades resultó inesperadamente rica, permitiendo el estudio experimental de nuevas fases termodinámicas y de una gran variedad de regímenes dinámicos.

### 1.1 Superconductores tipo II

La fenomenología de los superconductores está descrita esencialmente por la teoría de Ginzburg-Landau [2] en términos de un parámetro de orden superconductor  $\Psi = |\Psi| \exp(i\varphi)$ . Las dos longitudes características que determinan el comportamiento de un superconductor son la longitud de coherencia del parámetro de orden  $\xi$  y la longitud de penetración de London  $\lambda_L$ , que es la escala que caracteriza la respuesta electromagnética. En los superconductores llamados de tipo II,  $\lambda_L$  es mayor que  $\xi$ ; esto hace que, por encima de cierto campo crítico  $H_{c1}(T)$ , no les convenga energéticamente la expulsión total del campo magnético (estado Meissner), sino que éste penetra parcialmente en forma de líneas de flujo o vórtices formando el llamado estado mixto.

La fase superconductor es un estado cuántico macroscópico en el que cada vórtice encierra un cuanto de flujo magnético  $\phi_0 = hc/2e = 2 \cdot 10^{-7} G/cm^2$ . El parámetro de orden superconductor se anula en el centro de cada vórtice; como  $\Psi$  se recupera en una distancia del orden de  $\xi$ , queda deprimido en un área aproximada de  $\xi^2$ ; alrededor de ese núcleo circulan las corrientes superconductoras que generan el cuanto de flujo y que se extienden una distancia del orden de  $\lambda_L$ . A medida que aumenta la temperatura y/o el campo magnético, aumenta la densidad de vórtices hasta que los núcleos se superponen en un segundo campo crítico  $H_{c2}(T)$  por encima del cual se recupera el estado normal.

Las ecuaciones que surgen de la teoría de Ginzburg Landau son no lineales pero pueden resolverse en ciertos límites; en particular, en el límite  $\kappa = \lambda/\xi \gg 1$ , en el cual puede aplicarse la teoría de London que postula un módulo del parámetro de orden constante [3]. La solución de campo medio predice, en ausencia de otras fuerzas, la formación de una red hexagonal de vórtices (red de Abrikosov) en el estado mixto hasta la línea  $H_{c2}(T)$ . En la realidad, siempre existen otras fuerzas, causadas por los defectos del material, que rompen el orden de largo alcance de la red. El diagrama de equilibrio es el que se muestra en la figura 1.1.

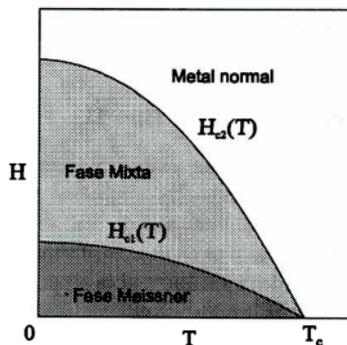


Figura 1.1: Diagrama de fases de la solución de Campo Medio.

Las soluciones de campo medio son válidas en la medida en que puedan despreciarse las fluctuaciones. En los superconductores de tipo II tradicionales esto se cumple, salvo en una estrecha región alrededor de  $H_{c2}(T)$ , donde no pueden despreciarse las fluctuaciones del módulo del parámetro de orden.

Hasta el momento nos hemos referido a propiedades de equilibrio. Las propiedades dinámicas del sistema de vórtices, por otra parte, presentan también un rico panorama para su estudio. Si se aplica una densidad de corriente  $j$  al sistema de vórtices, estos se moverán por efecto de la fuerza de Lorentz  $F_L = j \wedge B / c$ . En un sistema perfectamente homogéneo la fuerza de Lorentz puede ser contrarrestada sólo por una fuerza viscosa  $F_\eta = -\eta v$ , donde  $v$  es la velocidad de los vórtices. Aparece entonces una disipación debida a la presencia de un campo eléctrico finito  $E = B \wedge v / c$  en la dirección de la corriente, que destruye las propiedades "superconductoras" del sistema, en el sentido de que aparece una resistencia finita. El coeficiente de viscosidad  $\eta$  se obtiene a partir de un análisis del proceso disipativo que ocurre en el núcleo de los vórtices y alrededor de los mismos cuando se mueven y resulta ser  $\eta \approx BH_{c2}/c^2\rho_n$  donde  $\rho_n$  es la resistividad del estado normal [4].

Por suerte, ningún sistema es perfectamente homogéneo; cualquier defecto causa una depresión local de la superconductividad y por lo tanto aparecen zonas del material energéticamente favorables para la ubicación de los vórtices. Por lo tanto, por debajo de cierta densidad de corriente y mientras puedan despreciarse las fluctuaciones térmicas, los vórtices permanecen anclados en pozos de potencial y la disipación es nula. Esa densidad de corriente máxima se conoce como densidad de corriente crítica y está dada por  $j_c = cF_P/B$ , donde  $F_P$  es la fuerza de anclaje de los vórtices por unidad de volumen. Cuanto más efectivos son los defectos del material como centros de anclaje de los vórtices, mayores son las corrientes que pueden aplicarse sin disipación. En la mayoría de los superconductores tipo II tradicionales esta descripción sencilla resulta adecuada.

## 1.2 Superconductores de alta temperatura

Los superconductores de alta temperatura crítica (SAT) son superconductores de tipo II extremos ( $\lambda_L \gg \xi$ ), de forma que la mayor parte del dia-

grama de fases ( $H, T$ ) está ocupado por el estado mixto. En los superconductores metálicos tradicionales, es razonable despreciar las fluctuaciones térmicas, debido a que las temperaturas críticas son bajas y los centros de anclaje poderosos (producidos por defectos metálicos como dislocaciones, etc.). En los SAT, en cambio, los defectos son generalmente débiles y las temperaturas mayores, lo que hace que no puedan despreciarse las fluctuaciones de la fase del parámetro de orden en el estado mixto y deje de ser válida la solución de campo medio. Si bien las fluctuaciones en el módulo del parámetro siguen siendo despreciables hasta las vecindades de la línea  $H_{c2}(T)$ , la ubicación de los vórtices en el espacio fluctúa por efecto de las altas temperaturas, lo que equivale a hablar de fluctuaciones en la fase del parámetro de orden. Además, los vórtices no pueden considerarse como tubos de flujo rectos, sino que son objetos elásticos [5].

Una consecuencia del aumento de las fluctuaciones es que, por encima de cierta temperatura, éstas resultan del orden de la distancia entre los vórtices, lo que hace que la red se funda formando una fase líquida [6].

Otro efecto térmico que modifica tanto el diagrama de equilibrio como las propiedades dinámicas de estos materiales, es que el potencial de anclaje efectivo que ve un vórtice queda desdibujado por efecto del movimiento térmico [5]. Esto provoca que tanto los potenciales de anclaje como las corrientes críticas se vean reducidos drásticamente a medida que aumenta la temperatura, mucho más que si la caída se debiera únicamente al cambio de los parámetros superconductores  $\lambda$  y  $\xi$ .

La dinámica también se altera notablemente por otro fenómeno: con densidades de corriente por debajo de la crítica, la probabilidad de que los vórtices salgan de los centros de anclaje por efecto de la temperatura es proporcional a  $\exp(-U/kT)$ , donde la energía de activación  $U$  es la necesaria para saltar entre los distintos centros de anclaje. Este fenómeno se conoce con el nombre de *flux creep* y fue introducido por Anderson en el año 1962 [7] para explicar la relajación de las corrientes persistentes observada en largos períodos de tiempo en los superconductores tradicionales. En esos materiales por lo general tiene poca relevancia. En los SAT, por el contrario, es fundamental tenerlo en cuenta para la interpretación de los experimentos y para cualquier aplicación tecnológica [5, 8].

Por último, otra diferencia fundamental entre los SAT y la mayoría de los SC tipo II tradicionales es que los primeros son altamente anisotrópicos. Todos estos compuestos tienen planos de  $CuO$  en el plano  $ab$  de la celda unidad en los que se localiza la superconductividad [9]. Por lo tanto, todas las propiedades electromagnéticas dependen fuertemente de la orientación de los campos y las corrientes respecto de los ejes cristalinos: la resistividad a lo largo del eje  $c$  cristalográfico es mucho mayor que en direcciones paralelas al plano  $ab$  y la longitud de coherencia es menor. El grado de anisotropía se mide con el parámetro  $\epsilon$ , que es el cociente de ambas longitudes de coherencia. Alguno de estos materiales, entre los cuales se encuentra el  $YBa_2Cu_3O_{7-\gamma}$  ( $\epsilon = 1/5 - 1/7$ ), pueden ser tratados con la teoría de Ginsburg-Landau anisotrópica, como un sistema tridimensional continuo. Otros compuestos más anisotrópicos como el  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\gamma}$  ( $\epsilon = 1/50 - 1/200$ ) deben ser descriptos por el modelo de Lawrence y Doniach [10], como un sistema de capas superconductoras bidimensionales unidas mediante junturas Josephson [11]. El grado de oxigenación modifica la anisotropía y eventualmente puede hacer que un compuesto cambie de tridimensional a bidimensional.

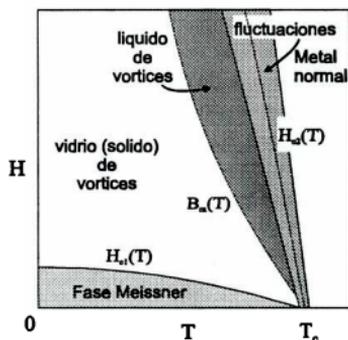


Figura 1.2: Diagrama de fases fenomenológico de un SAT tridimensional (las distintas regiones no están a escala, para mayor claridad)

El diagrama de fase cualitativo de un SAT tridimensional como el  $YBa_2Cu_3O_7$ , se muestra en la figura 1.2 [5]. Por debajo de la línea  $H_{c1}(T)$  hay estado Meissner. Por encima de esta línea y hasta  $H_{c2}(T)$  hay estado mixto. Alrededor de la línea correspondiente al campo crítico superior hay una región angosta ( $\Delta T \sim 1K$  con  $H_{dc} \sim 0$ ) en donde predominan las fluctuaciones del módulo del parámetro de orden. Aparece una nueva línea por encima de la cual los vórtices forman un líquido [6]. Por debajo de esa línea, se predice teóricamente que, si el desorden debido a los defectos es importante, se establece una fase de vidrio [12, 13]. Esta fase está determinada por la competencia entre la interacción entre los vórtices y el desorden topológico y para su existencia es fundamental el carácter elástico de la red de vórtices; se caracteriza por tener una gran cantidad de estados metaestables separados por barreras de potencial que divergen en ausencia de corrientes, es decir en el equilibrio. La propiedad de tener resistencia nula en ausencia de corrientes es lo que diferencia cualitativamente la fase de vidrio de la del líquido; experimentalmente esto significa que la resistencia tiende a cero a medida que la corriente aplicada disminuye. Esta predicción fue comprobada por numerosos experimentos; los primeros fueron llevados a cabo por Koch et al, que midieron curvas I-V en films de  $YBa_2Cu_3O_7$  [14] y por Gammel et al, que lo hicieron en cristales del mismo material [15].

Acá hay que mencionar que una transición líquido-vidrio es de segundo orden, mientras que una líquido-sólido cristalino es de primer orden. La línea de transición suele llamarse transición de *glass*  $B_{vg}(T)$  en el primer caso y línea de *melting*  $B_m(T)$  en el segundo. Si hay pocos defectos en el material, la competencia principal se establece entre las fluctuaciones térmicas y la interacción entre vórtices y la transición es de primer orden. Si por el contrario, el desorden es importante, la competencia principal, cerca de la transición al líquido, es entre las fuerzas de anclaje y las fluctuaciones térmicas; en ese caso la transición es de segundo orden. Experimentalmente se han observado transiciones de primer orden en cristales de  $YBa_2Cu_3O_7$  con pocos defectos, sin maclas, mediante mediciones de transporte [16, 17] y, más recientemente, en cristales limpios de  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$  por mediciones de magnetización y calor específico [18]. Por otra parte, en muestras con maclas, se observan transiciones continuas y se han medido escalos críticos en mediciones de transporte y susceptibilidad alterna que confirman la existencia

de una transición de segundo orden [15, 19, 20, 21].

Teóricamente se predicen distintas clases de vidrio, dependiendo de las características del anclaje de los vórtices en el material. En la mayoría de los SAT los defectos naturales son vacancias de oxígeno, que introducen pequeños centros de anclajes que se consideran puntuales distribuidos al azar; en este caso se predice una fase de vidrio conocida como *vortex glass* [12, 13]. Por otro lado, cuando los centros de anclaje son zonas extendidas en las que se deprime la superconductividad y que privilegian una orientación en el espacio para la ubicación de los vórtices, se habla de desorden correlacionado. Esto ocurre con las maclas características del  $YBa_2Cu_3O_7$  y con los defectos columnares. En estos casos se predice una fase llamada de *Bose Glass* [22, 5], que se diferencia del *vortex glass* en la dependencia de todas sus propiedades respecto de la dirección del campo magnético; en particular se predicen índices críticos anisotrópicos para la transición líquido-vidrio. Contemporáneamente a la investigación presentada en esta tesis, algunas de estas predicciones han sido confirmadas experimentalmente, si bien todavía hay grandes controversias [19, 23, 24, 28, 29].

Por último, para terminar esta primera descripción del complejo diagrama de fases de los SAT, hay que resumir algunas características de la fase líquida. En el líquido hay una primera región, cercana a la línea de transición, en la que la interacción con los defectos del material sigue siendo importante, por lo que se habla de un líquido anclado; se diferencia cualitativamente del vidrio por tener resistencia finita con corriente nula [46, 5]. A medida que aumenta la temperatura las fluctuaciones siguen creciendo y los potenciales de anclaje decreciendo hasta que llega un momento en que la energía térmica  $k_B T$  supera a la energía de anclaje; a partir de ese momento los vórtices están virtualmente libres y esto se conoce como líquido desanclado.

Una aclaración útil en este contexto es que, en innumerables trabajos experimentales se habla de una "línea de irreversibilidad" cuyo significado no es siempre el mismo y puede o no coincidir con alguna de las transiciones que se han mencionado; básicamente se trata de la línea  $H(T)$  a partir de la cual se mide corriente crítica nula y deja de observarse histéresis en el sistema. A lo largo de la tesis hablaremos de esta línea aclarando en cada caso su preciso significado.

### 1.3 Regímenes dinámicos

En cualquier experimento en superconductores en el estado mixto, la respuesta electromagnética del sistema involucra el comportamiento dinámico del mismo.

Si se aplica un campo magnético externo en el estado mixto, se produce una entrada de vórtices en el material que, en ausencia de defectos, se distribuirían en forma homogénea; en la realidad, se mueven hacia el interior hasta que quedan anclados. Los defectos pueden funcionar como centros de anclaje siempre y cuando la densidad de corriente resultante del perfil de campo magnético sea menor que la crítica  $j_c$ ; esto hace que los vórtices se muevan hasta alcanzar una situación metaestable, en la que que haya  $j_c$  siempre que la densidad de vórtices no sea uniforme. Esto se conoce como Estado Crítico [30] y lo trataremos con más detalle en varias oportunidades a lo largo de la tesis. Esta no es una situación estacionaria, ya que las fluctuaciones térmicas permiten que los vórtices se desanclen, relajando las corrientes y tendiendo al estado de equilibrio. En un vidrio de vórtices el tiempo de relajación al equilibrio es infinito ya que los pozos de anclaje divergen a medida que se relaja la corriente. En este proceso de relajación el sistema va pasando por distintas situaciones, todas ellas fuera del equilibrio.

Según la naturaleza de los defectos, la importancia de la interacción entre los vórtices, la temperatura y la densidad de corriente presente, los vórtices pueden estar o no anclados, anclados por un defecto o por el sistema de defectos; pueden anclarse en forma individual o en grupos y estos grupos pueden ser pequeños o grandes en relación a otras longitudes características. Los campos y corrientes involucrados en cada experimento así como los tiempos característicos del mismo (y esto último es fundamental), junto con las características propias del material determinan el comportamiento de los vórtices. Cada una de estas situaciones provoca una respuesta electromagnética particular del sistema [31].

La ecuación de movimiento del sistema de vórtices por unidad de volumen puede expresarse en forma general como

$$-\eta v + F_p + \frac{1}{c} j \wedge B + \mathcal{F}_T = 0 \quad (1.1)$$

donde  $\eta v$  es la fuerza viscosa,  $F_p$  es la fuerza de anclaje efectiva por unidad

de volumen (tiene en cuenta la interacción con los defectos y con el sistema de vórtices por lo que da cuenta de si el anclaje es individual o colectivo) y  $\mathcal{F}_T$  es una "fuerza térmica" al azar que tiene en cuenta los efectos de la temperatura.

Según la preponderancia de uno u otro término y de las características de la fuerza de anclaje se estará en presencia de diferentes regímenes dinámicos. Por ejemplo, si el anclaje es despreciable, en presencia de una corriente los vórtices se moverán contrarrestados sólo por la fuerza viscosa en lo que se conoce como *flux flow*, y el sistema presentará una respuesta electromagnética similar a la de un metal normal con una resistividad óhmica [32, 72, 34].

En el caso de experimentos de alterna, otro elemento que entra en juego en la ec.1.1 es la amplitud de la oscilación total de los vórtices en relación a otras longitudes relevantes. Por ejemplo, si las oscilaciones son pequeñas comparadas con el tamaño de los centros de anclaje, la fuerza  $F_p$  puede linealizarse y por lo tanto aparece una respuesta lineal, conocida como Régimen de Campbell [35]. En los capítulos sucesivos desarrollaremos en más detalle cada uno de estos regímenes y su relación con la respuesta experimental macroscópica del sistema.

## 1.4 Defectos columnares

A partir de las secciones anteriores puede introducirse ahora qué son y para qué sirve la creación de defectos columnares en los SAT y cómo esto modifica el comportamiento de los mismos.

En el año 1991 surgió la idea de crear artificialmente defectos que tuviesen la geometría adecuada para optimizar la ganancia energética en el anclaje de los vórtices [36, 37]. Esto puede lograrse mediante la irradiación con iones pesados de alta energía, lo que provoca tubos de material amorfo en la dirección del haz incidente que tienen un radio similar al de la longitud de coherencia ( $25 - 40 \text{ \AA}$  dependiendo del ion utilizado y de la energía) [59]. La idea tuvo un gran éxito, ya que efectivamente las densidades de corrientes críticas aumentan en más de un orden de magnitud [37, 39]. Este resultado impresionante sigue sin tener por ahora importancia tecnológica, ya que el método de producción de los defectos permite generar tubos de a lo sumo algunas decenas de micrones y, además, es muy caro. Sin embargo, nueva-

mente, éste resultó ser un interesantísimo sistema físico para estudiar ya que en este caso los defectos preponderantes pueden ser conocidos y controlados.

En los años que siguieron se hicieron muchos estudios teóricos y experimentales en superconductores con defectos columnares. Hay acuerdo en que, si los vórtices están en la dirección de los defectos, hay una transición de segundo orden a una temperatura  $T_{BG}(H)$  mayor que  $T_m$ . Por debajo de esa línea se establece una fase de *Bose glass*, característica del desorden correlacionado [22, 5, 23, 24].

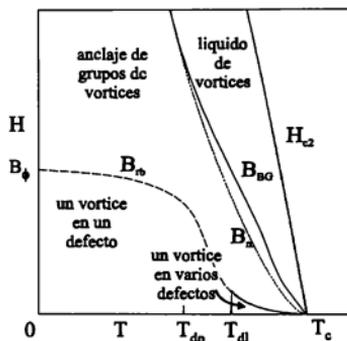


Figura 1.3: Diagrama de regímenes de anclaje de un SAT con defectos columnares. También se muestran las líneas de transición del Diagrama de Fases correspondiente.

En la figura 1.3 se muestra, superpuesto al Diagrama de Fases, el Diagrama de Regímenes de Anclaje en presencia de defectos columnares [5, 22]. Este tipo de diagrama debe distinguirse de un diagrama de fases, ya que no se refiere a propiedades de equilibrio, y se interpreta de la siguiente manera: estando en una situación de equilibrio o cuasiestacionaria a la temperatura  $T$  y con un campo magnético  $H \sim B$ , se perturba el sistema de forma que se establezca un estado crítico. Las características del anclaje resultante son las que se representan en el diagrama de la figura 1.3. El campo equivalente  $B_\phi$  (en inglés se conoce como *matching field*) es el campo para el cual la

densidad de vórtices iguala la densidad de defectos.

A temperaturas bajas y para campos menores que  $B_\phi$ , cada vórtice se ancla en un defecto ; éste régimen se mantiene por debajo de una línea  $B_{rb}(T)$  mientras que, por encima de la misma los vórtices se anclan en grupos [5, 22, 40, 41, 42, 43]. A partir de la temperatura  $T_{dp}$  la longitud de localización transversal de los vórtices comienza a aumentar rápidamente con la temperatura y debilitan los potenciales de anclaje efectivos, con lo que las interacciones entre vórtices se hacen importantes, provocando la abrupta caída de la línea  $B_{rb}$  [5, 22]. La teoría predice una cola a campos bajos que extiende el anclaje de los vórtices individuales hasta la temperatura de transición; por encima de  $T_{dl}$ , se predice el anclaje de un vórtice por muchos defectos. La línea  $B_{rb}(T)$  fue identificada experimentalmente con mediciones de magnetización resultando  $T_{dp} \sim 40K$  [41, 42, 43]. Mediante este tipo de mediciones no se encontró una respuesta individual a campos bajos y temperaturas altas, hallando siempre una respuesta colectiva [40, 41, 42, 43]. En el capítulo 4 de esta tesis se discute esa cuestión a partir de resultados de mediciones de susceptibilidad alterna.

Los regímenes de anclaje de grupos se subclasifican a su vez según el tamaño de los mismos y la forma en que se desplazan, ya que estas características modifican la respuesta macroscópica del sistema; entraremos en el detalle de alguno de estos regímenes en los capítulos siguientes.

Los resultados experimentales sobre la región del líquido provienen casi en su totalidad de mediciones de transporte. Para dosis de irradiación relativamente altas ( $B_\phi \geq 1T$ ), a las temperaturas más elevadas, la respuesta óhmica no se diferencia de la de muestras sin irradiar [44, 45], indicando que la interacción de los vórtices con los defectos deja de ser significativa mientras que, a temperaturas cercanas a la transición, hay una marcada diferencia cuando el campo continuo se alinea con los defectos, indicando que hay interacción y que los defectos siguen manteniendo su carácter direccional. En esta tesis se muestra que a dosis de irradiación y campos bajos la interacción vórtice-defecto columnar sigue manteniéndose durante toda la transición hasta  $T(H_{c2}=H) \sim T_c$ .

Todo lo descripto hasta ahora es válido cuando el campo continuo está en la misma dirección que los defectos columnares. Al inclinarlo, las predic-

ciones teóricas hablan de una pequeña región angular en la que los vórtices permanecen en la dirección de los defectos y luego una región angular mucho más amplia donde estos se acomodan formando "escaleras", de forma de minimizar la energía libre y aprovechar los defectos como centros de anclaje [22]. Para ángulos muy grandes, los vórtices se sueltan de los defectos columnares y éstos dejan de actuar como defectos correlacionados, en el sentido de que su dirección ya no altera la anisotropía natural del sistema. En la región angular en que permanecen en la dirección de los defectos se predice una transición de *Bose glass* que ocurre a mayor temperatura que la línea de melting, generando un pico en la dependencia angular de la temperatura de transición líquido-sólido alrededor de la dirección de los defectos, así como en todas las propiedades de transporte [22, 46]. Este pico en la dependencia angular de las propiedades de transporte fue confirmado experimentalmente por diversas técnicas como susceptibilidad alterna [47], transporte [24] y microondas [48]. También se corroboró la existencia de un escape crítico asociable a la transición líquido-vidrio de Bose en un amplio rango angular alrededor de los defectos [24]. Aún no está claro hasta qué rango angular se mantiene el vidrio de Bose y qué ocurre a ángulos mayores. Tampoco hay acuerdo sobre cómo se acomodan los vórtices en los defectos en cada región angular y hasta dónde estos actúan como desorden correlacionado. Investigamos éste tema con mediciones de susceptibilidad alterna y los resultados obtenidos forman el capítulo 5 de esta tesis.

A continuación, resumimos brevemente el contenido de la tesis.

En este trabajo, estudiamos la dinámica del sistema de vórtices en presencia de defectos columnares en monocristales de  $YBa_2Cu_3O_7$ . Nos centramos en la zona del diagrama de fases cercana a la transición líquido-vidrio a campos magnéticos bajos. Esta región ha sido muy poco estudiada, en particular para bajas dosis de irradiación.

La mayor parte de los experimentos que constituyen el corazón de la tesis fueron hechos con la técnica de susceptibilidad alterna, con la que obtuvimos un Diagrama Dinámico de la respuesta alterna. La región del líquido fue estudiada además por mediciones de transporte con corriente continua.

Los defectos columnares fueron producidos en el acelerador TANDAR. El siguiente capítulo está dedicado principalmente al estudio de los defectos y su producción en el acelerador mediante irradiación con iones pesados. También se describen las características de las muestras utilizadas.

En el capítulo III se detallan las técnicas experimentales de medición. Se explica cómo se relacionan las magnitudes medidas con la relación constitutiva del material y se describe en cada caso el equipamiento y el procedimiento experimental.

El capítulo IV es el núcleo de la tesis y trata todos los resultados que obtuvimos con mediciones de susceptibilidad alterna con el campo continuo en la dirección de los defectos [25, 26, 27]. Al principio se desglosa la ecuación de movimiento de vórtices y su relación con los distintos regímenes alternos y se identifican las características cualitativas de la respuesta electromagnética en cada caso, identificándolos con los resultados experimentales que obtuvimos. Luego se analiza cada régimen individualmente y a partir de ahí se extrae información sobre el sistema de vórtices. Se trata en cada caso la influencia de la geometría del sistema. En la sección 4-2 se estudia la respuesta lineal [26] y se extraen de ella las curvaturas de los potenciales de anclaje e información sobre el carácter de la disipación. En la sección 4-3 se analiza la pérdida de la linealidad [25] y en la sección 4-4 se estudia la respuesta altamente no lineal o estado crítico [27]. A partir de la dependencia en frecuencia se extraen los potenciales de activación térmica. Finalmente, en la última sección, se construye el diagrama dinámico [27].

En el capítulo V se estudia la respuesta alterna cuando la dirección de los vórtices no coincide con la de los defectos. Se identifican diferentes regiones dependiendo del ángulo que forma el campo continuo con los defectos y con los ejes cristalográficos. Analizando el cambio de anisotropía en relación a una muestra sin irradiar de las mismas características, se deduce cuáles son los centros de anclaje preponderantes y la característica del desorden en cada región angular. Se estudia cómo se modifican los regímenes dinámicos a distintos ángulos, en particular la respuesta lineal y la salida de la linealidad.

En el capítulo VI se tratan los resultados obtenidos con mediciones de transporte con corriente continua. Encontramos resultados cualitativos novedosos en la dependencia angular de las curvas de resistividad, que indican que los defectos influyen en la respuesta hasta  $T_c$ .

Finalmente, en el capítulo 7, resumimos las conclusiones principales.

## Capítulo 2

# Muestras con defectos columnares

En este capítulo se describe el procedimiento para la preparación de las muestras con defectos columnares utilizadas a lo largo del trabajo. En la primera sección se describen las características de las muestras utilizadas. En la segunda sección se detalla el proceso experimental para la obtención de los defectos en el acelerador TANDAR y los resultados obtenidos en la irradiación de monocristales y films superconductores. Previamente se hace una breve revisión histórica de las irradiaciones en SAT y de la física involucrada en las mismas.

### 2.1 Selección y caracterización de los monocristales

Las muestras utilizadas en esta tesis son monocristales de  $YBa_2Cu_3O_7$  fabricados por Gladys Nieva en el Laboratorio de Bajas Temperaturas del C.A.B., utilizando un proceso llamado de "crecimiento de flujo" [49, 50]; este proceso consiste esencialmente en crecer los cristales desde una mezcla inicial con composición no estequiométrica, con el fin de bajar la temperatura de fusión a una región del diagrama de fases donde sea estable el compuesto deseado. Se obtienen cristales de alta calidad a los que se les puede variar en forma controlada el contenido de oxígeno y eventualmente desmaclar. Las dimensiones típicas de los mismos son un área del orden del  $mm^2$  (o fracción) y un espesor de 5 a  $50\mu m$ .

El  $YBa_2Cu_3O_{7-\gamma}$  es un sistema ortorrómbico pseudotetragonal con una celda unidad de  $a \times b \times c = 3.82\text{\AA} \times 3.88\text{\AA} \times 11.82\text{\AA}$  [51]. Las maclas son defectos planares naturales del material, que separan dominios con distinta orientación cristalográfica en los que se invierten los ejes cristalinos  $a$  y  $b$  del plano, manteniendo fija la dirección  $c$ ; se producen al enfriar los cristales, crecidos a alta temperatura, por debajo de la temperatura de transición tetragonal- ortorrómbica. Actualmente existen técnicas para removerlas total o parcialmente .

Todas las muestras medidas en este trabajo son cristales con maclas completamente oxigenados. Las temperaturas críticas están alrededor de los  $92K$ , con un ancho de transición a campo cero  $\Delta T \leq 1K$ . Un ejemplar de cada serie de muestras se caracteriza por rayos X para controlar los parámetros de red (relacionados con el contenido de oxígeno) y la alineación de los ejes cristalográficos.

Las muestras seleccionadas para ser irradiadas deben ser especialmente delgadas ya que es necesario que el haz deposite la energía suficiente para la formación de un defecto columnar en todo el espesor. En la sección siguiente se muestra que con las energías disponibles en el acelerador TANDAR esto limita el espesor de los monocristales a  $9\mu m$ .

## 2.2 Producción de defectos columnares

### 2.2.1 Generación de defectos por irradiación

La irradiación con partículas es un conocido método para introducir defectos en los sólidos. En los SAT las irradiaciones con electrones, protones y iones en dosis adecuadas produce un importante aumento de la densidad de corriente crítica. Dicho aumento, cuando es debido a los defectos columnares, tiene dos rasgos principales que lo diferencian del que se obtiene con defectos no correlacionados: primero, depende fuertemente de la dirección del campo continuo respecto de los defectos y, en segundo lugar, su efectividad es mucho mayor a temperaturas altas. Se sigue observando histéresis a temperaturas y campos donde el comportamiento es reversible para muestras sin irradiar o con defectos puntuales. Esto se conoció como "corrimento de la línea de irreversibilidad" y fue el efecto que despertó un gran interés en el tema, ya que justamente se relaciona con la posibilidad de poder pasar altas densidades

de corriente por encima de la temperatura del  $N$  líquido. Físicamente está relacionado con el aumento de las energías de activación térmica, tema que será tratado en más detalle en los capítulos siguientes.

En todo tipo de irradiación las partículas incidentes transfieren energía al material por colisión directa con los átomos de la red y por ionización o excitación del sistema electrónico [52].

Cuando los SAT son irradiados con electrones, protones, neutrones o iones livianos con energías incidentes de hasta algunos MeV, la energía es cedida casi en su totalidad a los núcleos [52]. Estas colisiones generan defectos debidos al desplazamiento directo del núcleo chocado y, cuando la energía es suficiente, de sucesivos desplazamientos de otros núcleos en cascada. El tamaño de los defectos depende esencialmente de la energía transferida por el haz al primer núcleo de la cascada. Por ejemplo, la irradiación con neutrones rápidos produce defectos de 50 a 100Å de diámetro [53]. Los defectos que se generan están distribuidos al azar y no constituyen un desorden correlacionado. De todas formas, la introducción de este tipo de defectos hasta una cierta dosis óptima produce en todos los casos un incremento en las corrientes críticas y hay una gran cantidad de trabajos dedicados al estudio del tema [54].

A medida que los iones son más pesados y de mayor energía, la energía cedida al sistema electrónico  $dE/dx)_e$  va superando a la cedida a los núcleos  $dE/dx)_n$ . En los haces utilizados en las irradiaciones del TANDAR (de alrededor de 300 MeV),  $dE/dx)_n < 10^{-2}dE/dx)_e$  [55], y para energías en el rango del GeV puede haber una relación de 1/2000 [56]. En ese límite cada ion incidente forma un cilindro de material amorfo a lo largo de su trayectoria con diámetros de entre 40 y 80Å y varios micrones de longitud. Cuanto más pesado y energético es el ion mayor es la homogeneidad y la continuidad del defecto. Este efecto fue estudiado en aislantes, utilizando microscopía electrónica de alta resolución [56, 57], con la conclusión de que la formación de los cilindros amorfos está directamente vinculada a la energía cedida al sistema electrónico: a medida que va aumentando  $dE/dx)_e$  los defectos pasan de ser esferas no correlacionadas a esferas alineadas, y estas esferas se van alargando en la dirección del haz hasta que comienzan a percolar formando primero trazas discontinuas y luego formar un cilindro continuo inhomogéneo que finalmente se homogeneiza. Los valores de  $dE/dx)_e$  umbrales que se-

para las distintas topologías de defectos dependen de cada material; por ejemplo, en el aislante  $Y_3Fe_5O_{12}$  los umbrales para el comienzo de la percolación y la obtención de trazas continuas está en  $0.8KeV/\text{\AA}$  y  $1.5KeV/\text{\AA}$  respectivamente [57], mientras que no es posible crear defectos columnares en metales.

En este sentido los SAT se comportan en forma similar a los aislantes con umbrales de  $dE/dx)_e$  muy similares [58]. Para cerámicos y films de  $YBa_2Cu_3O_7$  el umbral para la formación de cilindros continuos está en aproximadamente  $2KeV/\text{\AA}$ . Otros estudios en cristales [59] muestran que la irradiación con haces muy pesados como el *Au* o el *Pb* producen cilindros amorfos continuos y homogéneos ( $dE/dx)_e > 3.5KeV/\text{\AA}$ ), mientras que con  $3.5GeV Xe$  y  $580MeV Sn$  se ven defectos discontinuos ( $dE/dx)_e \sim 2KeV/\text{\AA}$ ).

El punto que no está claro es exactamente a partir de qué grado de continuidad u homogeneidad los defectos se convierten en centros de anclaje correlacionados efectivos. Está demostrado a partir de resultados como los de la ref.[59] que no es necesario que las trazas sean continuas y homogéneas para tener defectos columnares eficientes, ya que las irradiaciones con  $580MeV Sn$  muestran resultados muy positivos en este sentido. También se ha comprobado que con energías mucho menores como es el caso de un haz de  $173MeV Xe$  ( $dE/dx)_e \sim 1.2KeV/\text{\AA}$ ) no hay efectos direccionales. Un estudio sistemático de este punto es difícil de llevar a cabo debido a que la energía depositada va variando a lo largo de la trayectoria de un ion (y por lo tanto de un defecto columnar). Se sabe por lo tanto que el umbral de  $dE/dx)_e$  para la formación de defectos que actúen como columnares en  $YBa_2Cu_3O_7$  está en algún valor entre 1.5 y  $2 KeV/\text{\AA}$ .

## 2.2.2 Irradiaciones en el acelerador TANDAR

### Facilidades del acelerador

La primera parte del trabajo experimental de esta tesis consistió en la obtención de cristales con defectos columnares en la Argentina, con el acelerador TANDAR. Este acelerador es utilizado en general para experimentos de física nuclear, por lo que hubo que poner a punto una serie de facilidades para trabajar con iones muy pesados y en un rango de energías mayor que el habitual.

En un principio evaluamos la factibilidad de obtener las energías necesarias para la producción de los defectos y llegamos a la conclusión de que se podía lograr trabajando en las condiciones extremas del sistema.

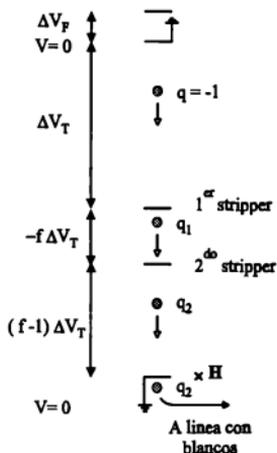


Figura 2.1: Esquema del acelerador TANDAR

Un esquema simplificado del acelerador se muestra en la figura 2.1. La fuente de iones (que tiene una tensión  $\Delta V_f \ll \Delta V_T$ ) entrega un haz simplemente ionizado negativo, que se acelera a lo largo de la primer mitad del tubo hasta que llega con una energía  $E \sim \Delta V_T$  al primer *stripper*; éste consiste en un material que interactúa con el haz quitándole electrones de forma que éste sale con distintos estados de carga positivos  $q_1$  y se sigue acelerando a lo largo de la segunda mitad del tubo. La distribución de estados de carga depende del material del *stripper*, del ion y de la energía con que incide; cuanto mayor es esta energía, más se ioniza el haz. Opcionalmente puede interponerse un segundo *stripper* con el fin de aumentar los estados de carga y por lo tanto la aceleración a lo largo del último tramo, con la carga final  $q_2$ . Esa etapa está a un potencial intermedio  $(1-f)V_T$ , ( $f \sim 1/3$ ). En ese caso la energía

final será  $E \sim \Delta V_T + f \Delta V_T q_1 + (1 - f) \Delta V_T q_2$ . Al final hay un electroimán que deflecta un determinado estado de carga  $q_2$  hacia la línea del acelerador donde se ubican los blancos, sintonizando el campo magnético adecuado. Mediante cálculos de dinámica (que para un resultado preciso deben tener en cuenta los términos relativistas y el voltaje de eyección de la fuente de iones  $\Delta V_f$ ) puede calcularse con mucha precisión el campo magnético necesario para obtener un cierto estado de carga y energía en función de la tensión de terminal. La probabilidad de cada estado depende de la distribución de carga que sale de los strippers y la corriente final obtenida depende además de factores de eficiencia no controlables relacionados con la alineación interna del acelerador. Esto hace que las corrientes calculadas siempre resulten mayores que las finalmente obtenidas, si bien se cumplen las probabilidades relativas de los distintos estados de carga.

Modificamos los programas de cálculo para incluir el segundo stripper e hicimos pruebas para distintos haces factibles de obtener con la fuente de iones como *Au*, *Ag*, *Sb* y *Se*. Los resultados indicaron que era necesario trabajar con la máxima tensión disponible ( que al momento del inicio de este trabajo, era de aproximadamente  $13.5MV$ ) y utilizar los dos *strippers* para tener estados poco probables pero accesibles con energías del orden de los  $300MeV$  ( necesarias para obtener un  $dE/dx)_e \geq 1.7 KeV/\text{\AA}$  ).

### Experimentos de irradiación y resultados obtenidos

Las irradiaciones se realizaron en la línea del acelerador TANDAR llamada "Cámara Multipropósito". En cada oportunidad verificamos los haces obtenidos conociendo con exactitud su energía y estado de carga. Los detalles técnicos de las irradiaciones así como el montaje de la línea y de las muestras puede consultarse en el Apéndice A. Las dosis se miden durante la irradiación con un método indirecto (Ver apéndice) de forma que conllevan un error importante (salvo casos especiales lo evaluamos en  $\pm 20\%$ ). Suponiendo que cada ion incidente produce un defecto, la carga por unidad de superficie  $Q/A$  se relaciona con la dosis equivalente de defectos  $B_\phi$  como

$$\frac{Q}{A} = q \frac{B_\phi}{\phi_0}$$

donde  $q$  es la carga de los iones incidentes y  $\phi_0$  es el flujo de un vórtice.

En diferentes oportunidades trabajamos con haces de  $312\text{MeV Au}^{+26}$ ,  $280\text{MeV Sb}^{+23}$ ,  $229\text{MeV Se}^{+20}$  y  $308\text{MeV Au}^{+26}$ .

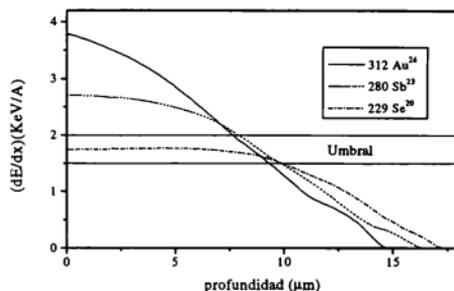


Figura 2.2: Energía cedida al sistema electrónico para los iones utilizados en las irradiaciones. El umbral para la formación de defectos columnares indica que el espesor de las muestras no pueden superar 10 micrones.

La figura 2.2 muestra la energía cedida al sistema electrónico en función de la penetración para estos iones. Las líneas horizontales indican el umbral para la formación de defectos columnares a partir de lo expuesto en la sección 2.1. Este resultado indica que para producir defectos columnares en todo el espesor del cristal con estos iones éste no puede superar los  $10\ \mu\text{m}$ . Los cristales medidos para la investigación que concierne a esta tesis cumplen con esa condición y fueron irradiados con  $\text{Au}$  o  $\text{Sb}$ .

También irradiamos para otras investigaciones monocristales, films superconductores y muestras con defectos en distintas direcciones. En el caso de las irradiaciones con  $\text{Se}$ , éstas se hicieron justamente para investigar el umbral de formación de los defectos en monocristales con distintos contenidos de oxígeno.

El éxito en la producción de defectos columnares puede corroborarse de varias maneras y resulta evidente en los resultados que presentamos en los capítulos siguientes. Acá mostramos sólo algunas curvas experimentales que

aseguraron en un primer momento la presencia de los defectos. En la figura 2.3a pueden verse los lazos de histéresis a  $T = 40K$  de un cristal antes y después de ser irradiado en la primer experiencia con  $312MeV Au^{+26}$ .

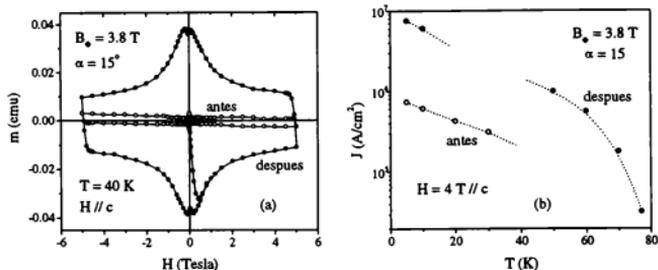


Figura 2.3: Efectos de la irradiación en las corrientes críticas medidas por magnetización. (a) Lazo de magnetización a  $T$  fija y (b) Dependencia de  $J(T)$  a  $H$  cte.

El ancho de estos lazos es proporcional a la máxima densidad de corriente que puede circular por la muestra teniendo en cuenta los efectos térmicos. En la figura 2.3b se compara esa corriente antes y después de la irradiación en el TANDAR para  $H = 4T$  en función de temperatura.

La direccionalidad en la fuerza de anclaje (que implica entre otras cosas un aumento de las corrientes críticas y de la temperatura de transición líquido-vidrio alrededor de la dirección de los defectos columnares) fue comprobada inicialmente en mediciones de susceptibilidad alterna. En estas mediciones, aparece un pico en la componente disipativa a una dada temperatura, que se relaciona con la línea de irreversibilidad (el significado de este pico no es trivial, y será explicado con detalle en los próximos capítulos). En la figura 2.4a puede verse la temperatura del pico de disipación  $T_p$ , para un cristal irradiado a  $30^\circ$  del eje  $c$  cristalográfico, en función de ángulo  $\theta$  respecto de ese

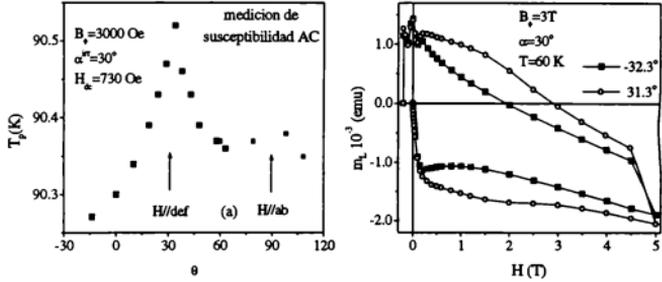


Figura 2.4: Direccionalidad de las fuerzas de anclaje en muestras irradiadas por defectos columnares. En (a) se muestra la temperatura del pico de disipación en función de la dirección de  $H_{dc}$  en mediciones de susceptibilidad y en (b) se comparan lazos de magnetización con el campo paralelo a los defectos y en la dirección simétrica respecto del eje  $c$ .

eje. El efecto direccional se corroboró también en mediciones de transporte y de magnetización; la figura 2.4b compara dos curvas de magnetización de una muestra irradiada con  $B_\phi = 3T$  a  $30^\circ$  del eje  $c$ : una es con el campo  $H$  a  $30^\circ$  del eje  $c$ , coincidiendo con la dirección de los defectos y la otra con  $H$  a  $-30^\circ$ . En ambas mediciones puede apreciarse que la presencia de los defectos se impone claramente sobre los demás factores que determinan la anisotropía de las muestras.

## Capítulo 3

# Técnicas experimentales

Las técnicas más difundidas para caracterizar las propiedades electromagnéticas de los superconductores son las mediciones de magnetización, de transporte con corriente alterna o continua y de susceptibilidad alterna. También se utilizan otras técnicas más sofisticadas como las mediciones con microondas [48] o la medición del campo magnético local con micropuntas Hall [60]. Incluso se han desarrollado técnicas específicas como la decoración de vórtices y la observación del movimiento de flujo magnético por procesamiento de imágenes [61] o, más recientemente, las mediciones de relajación a tiempos cortos con lasers pulsados [62].

Cada una de estas alternativas es especialmente adecuada para investigar distintas regiones del diagrama  $(H, T)$ . Las mediciones de magnetización son las que se emplean en el mayor rango de campos y temperaturas de la fase sólida, ya que permiten medir densidades de corrientes arbitrariamente elevadas, pero no tiene sensibilidad cerca de la línea de transición al líquido, donde las corrientes críticas son bajas y la magnetización es muy pequeña. En esta tesis no se utiliza esta técnica, si bien muchos de los cristales irradiados en el TANDAR fueron investigados por medio de mediciones de magnetización y alguno de los resultados de estas investigaciones han servido para complementar el panorama que se presenta en este trabajo.

La susceptibilidad alterna es especialmente adecuada para medir la región cercana a la transición líquido-vidrio ya que resulta sensible cuando las densidades de corrientes pueden apantallar el campo alterno en distancias del orden del tamaño de la muestra ( este punto será tratado en detalle a continuación). La mayor parte de la tesis tiene resultados obtenidos con esta

técnica. En la primera sección de este capítulo se explica exactamente qué mide la susceptibilidad alterna y cómo son los experimentos.

Las mediciones de transporte consisten sencillamente en medir la tensión generada por el paso de una corriente externa aplicada en la muestra; son especialmente adecuadas para el estudio de la fase líquida. En la última parte de esta tesis se presentan resultados de mediciones de transporte en la región del líquido para campos continuos bajos. En la segunda sección de este capítulo se explican los detalles experimentales involucrados en las mismas.

### 3.1 Mediciones de susceptibilidad alterna

#### 3.1.1 Nociones básicas e introducción a la técnica

Si se somete un cuerpo superconductor a un campo magnético alterno superpuesto a uno continuo  $\mathbf{H} = \mathbf{H}_{dc} + \mathbf{h}_a \cos \omega t$  el cuerpo adquiere un momento magnético  $\mathbf{m}$  debido a las corrientes de apantallamiento

$$\mathbf{m} = \mathbf{M}\mathbf{V} = \frac{1}{2c} \int_{\mathbf{V}} \mathbf{r} \times \mathbf{j} dV$$

donde  $\mathbf{M}$  es la magnetización por unidad de volumen y será periódica en  $1/\omega$  de forma que puede escribirse como suma de Fourier; en particular puede expresarse

$$M_z = h_a \sum_n \chi'_n \cos n\omega t + \chi''_n \sin n\omega t$$

siendo  $M_z$  la magnetización en la dirección del campo alterno. Las componentes de Fourier definen la susceptibilidad magnética alterna en esa dirección como

$$\chi'_n = \frac{1}{\pi h_a} \int_0^{2\pi} M_z \cos n\omega t d(\omega t)$$

y

$$\chi''_n = \frac{1}{\pi h_a} \int_0^{2\pi} M_z \sin n\omega t d(\omega t)$$

Esta susceptibilidad es una propiedad de la muestra y no sólo del material; las corrientes que definen la magnetización surgen de resolver el problema específico donde intervienen las condiciones de contorno del cuerpo y por lo tanto dependen tanto de la forma como del volumen del mismo. En algunos

trabajos se la llama "susceptibilidad externa", ya que relaciona la magnetización con el campo externo aplicado y no con el campo magnético local.

Una de las técnicas de medición de susceptibilidad alterna más utilizada consiste en poner un bobinado secundario alrededor de la muestra, enrollado en la misma dirección que el primario, y medir la tensión inducida por las variaciones de flujo magnético  $\phi$ ,  $V_s = -\frac{1}{c} \partial \phi / \partial t$ . Este flujo magnético puede expresarse como  $\pi a_s^2 \bar{B}$  siendo  $a_s$  el radio del secundario y  $\bar{B}$  el campo magnético promedio que lo atraviesa. La tensión inducida también es periódica y puede expresarse como  $V_s = \sum_n V_{sn} \cos n\omega t + V_{sn}' \sin n\omega t$ . En la mayor parte de los casos (y en todas las mediciones que se presentan en esta tesis) por razones experimentales sólo se mide la primer armónica de la respuesta.

La primer armónica de la tensión inducida en los secundarios (en el caso ideal en que no haya otros factores que influyan en la misma) se relaciona con la primer armónica de la susceptibilidad alterna como  $V_s = A\chi'' + B$  y  $V_s' = A'\chi' + B'$ , donde las constantes  $A$  y  $B$  dependen de la geometría muestra-secundario. La demostración de esta relación es sencilla e intuitiva en el caso en que la geometría no presenta factor demagnetizante y puede consultarse, por ejemplo, en el artículo de Q.Y.Chen de la ref. [63]

En el caso en que la respuesta del material sea lineal, debido a la linealidad de las ecuaciones de Maxwell, la magnetización resultará lineal y las componentes de la primer armónica de la susceptibilidad  $\chi'$  y  $\chi''$  serán las únicas que aparezcan, pudiéndose definir con ellas una susceptibilidad compleja  $\chi = \chi' + i\chi''$  tal que  $M = \chi h_{ac}$ . Estas componentes resultan independientes de la amplitud del campo alterno aplicado  $h_a$ . Si la respuesta no es lineal, en cambio, necesariamente existirán otras armónicas y necesariamente  $\chi'$  y  $\chi''$  dependerán de  $h_a$ .

De ahora en más se hablará siempre de "susceptibilidad" en referencia a la primer armónica de la susceptibilidad alterna. La componente real se relaciona con la componente en fase de la magnetización y por lo tanto está en directa relación con la penetración del campo alterno en la muestra; la componente imaginaria se relaciona con la disipación debida al campo eléctrico que se genera como consecuencia de las variaciones de flujo magnético en la muestra [63]. Cuando la longitud de penetración del campo alterno es mucho mayor que el tamaño de la muestra, no hay corrientes de apantallamiento y la magnetización es nula, siendo nulas ambas componentes de la suscep-

tibilidad. Cuando el campo alterno es completamente apantallado no hay disipación en la muestra por lo que  $\chi''$  vuelve a ser nula, la magnetización toma su valor máximo y  $\chi' = -1$ . Cuando la penetración del campo es del orden del tamaño de la muestra  $\chi'$  toma valores intermedios entre  $-1$  y  $0$  y  $\chi''$  es distinta de cero (salvo el caso en que el campo penetre sin disipación), en lo que se conoce como "el pico de susceptibilidad". En esa situación las mediciones de susceptibilidad pueden aportar información cuantitativa del material.

A partir de lo expuesto queda claro que la relación entre la dinámica del sistema de vórtices y la susceptibilidad alterna no es sencilla; una medición a un dado campo y frecuencia no puede contener toda la información necesaria. Lo que permite llegar a conocer la relación constitutiva del material son las dependencias de la susceptibilidad con las distintas variables que podemos controlar externamente (amplitud y frecuencia del campo alterno, magnitud y dirección del campo continuo y temperatura). A partir de modelos teóricos, se propone un determinado régimen dinámico del sistema de vórtices que se resume en una ecuación constitutiva del material; resolviendo el problema electromagnético para la geometría de la muestra, resulta una distribución macroscópica de campos y corrientes. Esta distribución define la magnetización y por lo tanto la susceptibilidad. Para extraer información cuantitativa de los experimentos tenemos que confrontar las características y dependencias observadas en las mediciones con las predicciones que surgen de resolver cada modelo teórico para una geometría semejante a la del experimento, con el fin de identificar el régimen dinámico subyacente. Luego, comparando los datos experimentales con los resultados del cálculo para ese régimen, rescatamos los valores experimentales de los parámetros físicos involucrados.

### 3.1.2 Equipo de susceptibilidad alterna

La base del equipo para las mediciones de susceptibilidad alterna es un crióstato regulado con flujo de nitrógeno construido en el CAB, que permite trabajar con temperaturas por encima de  $70K$ . La temperatura se regula haciendo circular el gas  $N$  por un sinterizado y con la ayuda de dos calefactores. Se mide la temperatura en el portamuestras y en la región del sinterizado por medio de dos resistencias de platino.

Modificamos el equipo básico con el fin de poder someter las muestras a campos magnéticos continuos homogéneos de baja intensidad; los mismos se logran con un bobinado de cobre que funciona sumergido en  $N$  líquido y permite utilizar campos de hasta  $1300 Oe$ .

También diseñamos y construimos en el TANDAR un sistema para girar las bobinas de alterna con el portamuestras en forma controlada desde el exterior y que permite ubicar los ejes de las mismas respecto de la dirección del campo continuo con una precisión de  $\pm 1^\circ$ . Está hecho en base a un conjunto de pasantes y poleas que conduce un hilo a través del equipo, controlado por un motor paso a paso externo.

El plano completo del crióstato así como ejemplos de curvas de calibración del mismo pueden consultarse en el Apéndice A.

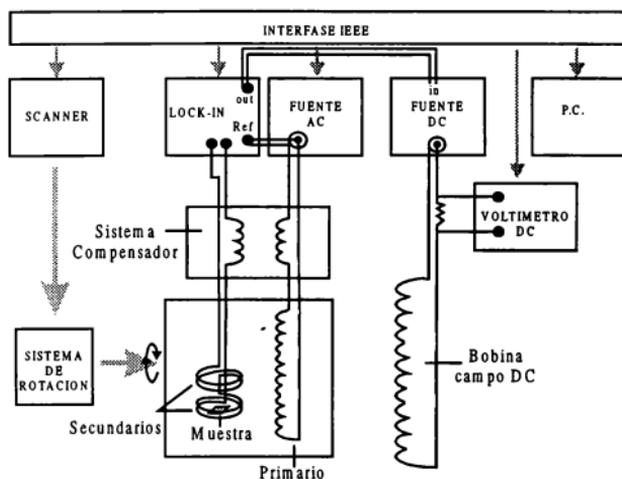


Figura 3.1: Esquema simplificado del sistema de medición

El esquema en bloques del sistema de medición se muestra en la figura 3.1. La excitación del bobinado primario se provee aplicando la tensión con

una fuente programable que trabaja entre .25 y 20V y se regula con una resistencia limitadora que puede variar entre  $500\Omega$  y  $70k\Omega$ . La tensión del secundario se mide con un amplificador lock-in que trabaja hasta  $100kHz$  de modo de filtrar y amplificar la primer armónica de la señal de entrada a la frecuencia de la corriente alterna que circula por el primario. El circuito compensador permite optimizar la relación señal-fondo. La corriente para el campo continuo se provee con una fuente de corriente continua programable y se lee con otro voltímetro. El sistema de rotación del portamuestras se controla con un motor paso a paso a través de un scanner. Todo se maneja desde una PC a través de una interfase IEEE. Por simplicidad, no incluimos en este esquema el circuito de los termómetros y omitimos los circuitos de control de las corrientes.

La parte crítica de un equipo de susceptibilidad es el diseño de las bobinas de alterna.

Para poder comparar los resultados experimentales con cualquier modelo teórico es imprescindible que el campo alterno sea homogéneo y que su dirección y magnitud sea conocida. Esto implica que el bobinado secundario debe estar adentro del primario y que éste debe tener una longitud suficiente para que la aproximación de campo uniforme sea razonable.

Para poder llegar a campos alternos altos sin poner mucha corriente es favorable una alta densidad de vueltas del bobinado primario. Por otro lado, un primario muy grande trae problemas en el circuito de corriente alterna ya que, al aumentar la inductancia y las capacidades parásitas de la bobina baja la frecuencia de resonancia del mismo, impidiendo trabajar correctamente a las máximas frecuencias que permite el lock-in.

En lo que respecta al diseño del secundario, la relación señal-fondo depende de la geometría del experimento y resulta más favorable cuanto mayor es el factor de llenado de la muestra respecto del área del bobinado secundario y cuanto mayor densidad de vueltas puedan bobinarse en la zona en donde las líneas de campo son desviadas por efecto del superconductor. Como los cristales son muy pequeños, resulta difícil en la práctica lograr un bobinado adecuado de esta manera. Para optimizar esta relación se bobina otro secundario idéntico en contrafase lejos del cristal. Si el campo alterno es homogéneo el segundo secundario anula toda la señal que no provenga estrictamente del apantallamiento del superconductor. La condición de "lejos"

se ve restringida por la necesidad de que ambos secundarios estén dentro del primario.

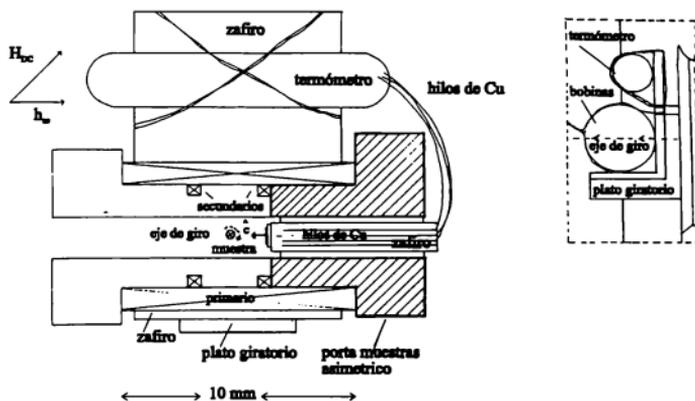


Figura 3.2: Sistema de bobinas de alterna y portamuestra

Con estos compromisos definimos el esquema de bobinas que se muestra en la figura 3.2: el bobinado primario tiene 500 vueltas de alambre de  $Cu$  de  $100\mu m$  de diámetro, mientras que los secundarios en contrafase tienen 100 vueltas cada uno con alambre de  $40\mu m$ . El interior de las bobinas es hueco de forma que la muestra se ubica apoyada en un zafiro adentro de uno de los secundarios. El zafiro se conecta con el termómetro a través de hilos de  $Cu$ . El bobinado primario descrito, tiene una resonancia en  $700kHz$ , por lo que se puede trabajar sin problemas hasta  $100kHz$ . El campo alterno que se obtiene con una corriente  $i$  resulta  $h_a \sim 0.59 i$ , donde la corriente está expresada en  $mA$  y el campo en  $Oe$ . El rango de campos alternos utilizables a las máximas frecuencias va desde  $3mOe$  hasta  $8Oe$ . El límite superior viene dado por el calentamiento de las bobinas y el inferior por el umbral de detección de la señal. De todas formas, con las máximas corrientes se observan problemas de calentamiento en las bobinas que corren la temperatura de la muestra

respecto del termómetro.

Como en la práctica nunca se logran dos secundarios idénticos, la señal en el estado normal se reduce pero no se anula; con el sistema de bobinas descripto logramos que el salto total de la transición superconductor ocupara aproximadamente entre la cuarta y la décima parte de la señal de fondo dependiendo del tamaño del cristal y la bobina en particular. Para mejorar aún más esta relación agregamos el sistema compensador (ver figura 3.1) que consiste en un sistema primario-secundario regulable en serie que permite anular la señal en contrafase a una dada frecuencia. Con este agregado logramos que la transición superconductor sea varias veces superior a la señal de fondo en todo el rango de frecuencias de trabajo (entre  $300Hz$  y  $100kHz$ ).

La muestra se coloca como indica la figura 3.2, de forma que el eje  $c$  cristalino coincide con la dirección del campo alterno. El portamuestras está diseñado para conservar la posición del cristal durante la irradiación (ver Apéndice A ).

El contacto térmico de todo el sistema es un punto crucial y delicado en este montaje, por los siguientes motivos: no es aconsejable incluir cerca de las bobinas metales buenos conductores y maleables como el cobre, ya que éste material apantalla el campo alterno en distancias del orden del  $mm$  a las temperaturas de trabajo, pudiendo provocar distorsiones espúreas en la señal. Esto hace que los contactos deban establecerse con zafiros (que es un muy buen conductor térmico a baja temperatura) e hilos delgados de cobre. En el medio, es inevitable la presencia de pequeñas cantidades de materiales de baja conductividad térmica como los plásticos. El contacto directo de la muestra con el termómetro se establece a través de unos hilos de cobre que pasan por el centro del portamuestras (ver figura 3.2). Colocamos el termómetro directamente en el plato giratorio junto con las bobinas para favorecer la termalización del sistema. Con este diseño, con corrientes bajas, conseguimos medir en rampas de temperaturas de alrededor de  $0.03K/min$  con una repetitividad mejor que  $30mK$ . Para poder comparar curvas a temperatura constante con mejor resolución térmica que  $30mK$  es necesario medirlas en una misma rampa.

Todo el conjunto de la figura 3.2 puede girar manejado por un sistema de poleas, pasantes e hilos dispuesto a lo largo del equipo y manejado desde un

motor exterior.

### 3.1.3 Procedimiento experimental:

Todas las curvas fueron tomadas en rampas ascendentes de temperatura a velocidades cercanas a  $0.03K/\text{min}$ .

Para medir dependencias en una determinada variable (amplitud, frecuencia, campo continuo) en muchos casos tomamos varias curvas en una misma rampa.

En todos los casos, para cada curva tomamos puntos con el campo continuo apagado a baja temperatura y luego encendimos el campo magnético para efectuar la rampa. Este procedimiento se conoce como enfriamiento a campo cero o ZFC y en este caso lo elegimos para poder normalizar en forma adecuada la susceptibilidad. En la mayoría de los experimentos con superconductores en que se pretende tener un campo continuo homogéneo es necesario enfriar con el campo prendido (FC) para que éste efectivamente penetre y lo haga en forma homogénea. En las mediciones de susceptibilidad en monocristales con el campo alterno paralelo al eje  $c$  esto no es necesario y se observa que los resultados no dependen de si el procedimiento es FC o ZFC. De hecho lo comprobamos en numerosas oportunidades: la señal para un dado campo continuo no depende de su historia. A las temperaturas en las que el campo alterno penetra una distancia del orden del tamaño de la muestra o mayor a las frecuencias de trabajo, cualquier campo continuo razonable (que siempre será de varios  $Oe$ ) penetra una distancia mucho mayor aún dejando eventualmente una inhomogeneidad menor que el campo alterno en cuestión, de forma que es "borrada" en el primer ciclo de alterna. Cuando la penetración es pequeña, el campo alterno sensa una región externa de la muestra con un campo similar al externo (a menos de una variación del orden del campo alterno) y la respuesta no depende de lo que suceda en las regiones más internas. Esta situación es distinta cuando el campo alterno es paralelo a los planos  $ab$ , donde pueden observarse diferencias entre mediciones FC y ZFC [64].

En los casos en que utilizamos corrientes alternas altas (de más de  $5mA$ ), tomamos la precaución de medir conjuntamente una transición patrón con el fin de corregir eventualmente algún desfase térmico.

En las mediciones en función de ángulo, programamos una rutina de giro

que mide la señal en intervalos angulares regulares siempre girando en el mismo sentido para obtener resultados repetitivos. Previo a cada medición obtenemos el valor de dichos ángulos poniendo una corriente alterna en la bobina exterior y midiendo la señal producida por la variación de flujo en el bobinado primario. Chequeamos la repetitividad antes y después de la medición. Puede verse algún ejemplo de estas curvas en el Apéndice A.

Todas las curvas están enfatizadas y normalizadas a partir de la curva de campo cero para la misma frecuencia y amplitud. En nuestro caso, la dependencia con temperatura del fondo en el rango medido es despreciable frente al salto de las transiciones superconductoras, por lo que no requiere ningún tratamiento en particular.

## 3.2 Mediciones de transporte

### 3.2.1 Introducción a la técnica

Las mediciones de resistividad con corriente continua, al contrario de las de susceptibilidad alterna, son en principio una medición directa de la relación constitutiva  $E(J)$  donde  $J$  es la densidad de corriente externa que se aplica a la muestra. En realidad lo que se mide es la relación  $V(I)$ , que coincide con  $E(J)$  si la corriente es uniforme en toda la muestra. Esto no siempre es cierto y puede haber incluso casos en los que los vórtices se muevan (y por lo tanto disipen) sin que circule localmente una corriente, como sucede en los experimentos llamados del "seudotransformador de flujo" [49]. Este no es sin embargo el caso de las mediciones concernientes a esta tesis, en las que se puede suponer que la corriente es uniforme.

El problema de esta técnica es que está limitada a la región de resistencias reales medibles, que coincide con la región del líquido al menos que se apliquen corrientes muy altas de forma que se supere la densidad de corriente crítica, con lo que de todas formas no se tiene acceso a regímenes dinámicos donde predomine el anclaje. Además las altas densidades de corriente están limitadas por el calentamiento de los contactos, que no son superconductores, y son el punto experimental más delicado a tener en cuenta.

### 3.2.2 Equipo y procedimiento experimental:

Las mediciones de transporte se realizaron en el CAB con la colaboración de Esteban Righi y Eckart Morre, en un crióstato de flujo de helio al que se incorporó un sistema que permite girar las muestras construido en base a engranajes. El campo continuo se provee con un imán superconductor. Este equipo fue diseñado para el estudio presentado en la tesis doctoral de Eckart Morré [65] y los detalles pueden consultarse en esa referencia. El sistema giratorio permite una resolución angular de  $\pm 0.06^\circ$  y, llegando siempre con el giro en el mismo sentido, es repetitivo. En este caso el portamuestras está construido en cobre (ya que por la naturaleza de las mediciones no hay problemas con la señal) por lo que se puede medir en rampas de temperaturas de  $0.1K/\text{min}$  sin que se observen desequilibrios térmicos. Por otra parte, el sistema de rotación en base a engranajes hace que se pierda el equilibrio térmico cada vez que el portamuestras gira, tardando algunos minutos en restablecerse.

La corriente se provee con una fuente de corriente continua y la tensión se mide con un nanovoltímetro. Todos los equipos se controlan desde una PC mediante una interfase IEEE.

Se utilizaron corrientes entre  $1\mu A$  y  $2mA$ . El límite superior está limitado por el calentamiento de la muestra por los contactos.

En estas mediciones también el campo continuo se encendía cuando la muestra estaba en el estado superconductor. Las curvas de resistividad se obtuvieron midiendo  $V(T)$  a  $I$  fija en rampas descendentes en temperaturas del orden de  $0.1K/\text{min}$ .

Por lo explicado anteriormente, en este equipo no resulta eficiente variar el ángulo durante una misma medición por lo que cada ángulo se midió por separado, chequeándose la repetitividad de las curvas al repetir los ángulos.

#### Contactos:

Como ya se mencionó, el tema crucial en esta técnica son los contactos. Debido al tamaño de los cristales deben ser muy pequeños y deben tener baja resistencia para evitar el calentamiento. Además deben ser lo más resistentes posibles a cambios térmicos y tensiones mecánicas.

En este caso se obtuvieron vaporizando oro sobre la muestra y cocinándola

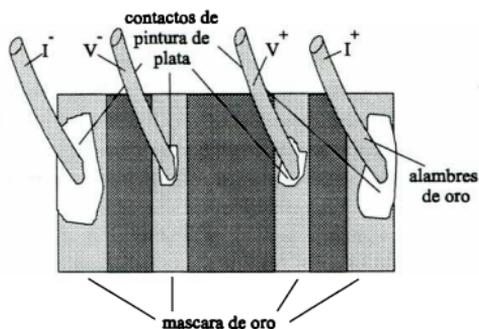


Figura 3.3: Disposición de los contactos

en una atmósfera de  $O_2$  a  $400^\circ C$ . Este procedimiento se realizó con una máscara permitiendo delimitar cuatro contactos paralelos como se indica en la figura 3.3. Luego se fijaron los cables (alambres de oro de  $40\mu m$  de diámetro) con pintura de plata y se los cocinó a  $100^\circ C$ . Los contactos logrados tienen resistencias de menos de  $1\Omega$ . Los de corriente bañan todo el espesor de la muestra para garantizar la uniformidad de la corriente.

## Capítulo 4

# Respuesta alterna con los vórtices en la dirección de los defectos columnares.

En este capítulo se presentan los principales resultados experimentales obtenidos con mediciones de susceptibilidad alterna con el campo continuo aplicado paralelo a los defectos columnares.

En la primera sección se muestran las características generales observadas en varios cristales y se identifican distintos regímenes a partir del comportamiento cualitativo de los mismos.

En las secciones siguientes se estudia por separado cada una de estas respuestas. Por medio de procedimientos novedosos para el análisis de los datos y en base a modelos existentes se estiman cuantitativamente parámetros característicos de cada régimen, así como las corrientes y campos alternos que los limitan.

En base a eso, en la última sección se construye un diagrama dinámico en el plano  $(h_a, T)$ .

### 4.1 Características generales

#### 4.1.1 Regímenes de anclaje con $H_{dc}$ paralelo a los defectos columnares

Antes de mostrar nuestros resultados experimentales, en esta sección ubicamos el rango de campos, temperaturas y densidad de defectos de nuestras

mediciones en el diagrama de los regímenes de anclaje que predice la teoría.

Los regímenes esperados son los presentados en la figura 1.3 de la Introducción General; por debajo del campo  $B_{rb}(T)$  los vórtices se anclan en forma individual, mientras que por encima del mismo lo hacen en grupos [5, 22, 40, 41, 42, 43]. En la región de anclaje individual, a temperaturas bajas, cada vórtice está anclado por un defecto. A partir de una cierta temperatura  $T_{dp}$ , la amplitud media de las fluctuaciones térmicas alcanza el tamaño de los defectos. A partir de esa temperatura la longitud de localización transversal de los vórtices  $l_{\perp}$  crece muy rápido; como consecuencia el potencial efectivo comienza a reducirse drásticamente y la línea  $B_{rb}(T)$  cae en forma abrupta. A otra temperatura mayor  $T_{dl}$ ,  $l_{\perp}$  alcanza la distancia media entre defectos columnares  $d_r$  y cada vórtice se localiza en varios defectos [5, 22]. En cada una de las regiones descritas el decaimiento de los potenciales de anclaje con la temperatura depende esencialmente del cociente entre  $kT$  y una energía de desanclaje. Para  $T_{dp} < T < T_{dl}$  esta energía es (ec. 9.68 de ref.[5])

$$k\tilde{T}_{dp}(T) = \frac{\sqrt{2}}{\pi} b_0 \sqrt{\bar{\epsilon}_l \epsilon_r} \quad (4.1)$$

y la longitud de localización en este rango de temperaturas crece como (ec. 9.50 de ref.[5])

$$l_{\perp} \approx b_0 \frac{T}{\tilde{T}_{dp}} \exp\left(\frac{T}{2\tilde{T}_{dp}}\right)$$

donde  $b_0$  es el radio efectivo del defecto,  $\bar{\epsilon}_l$  es la energía elástica de un vórtice aislado (para el caso anisotrópico) por unidad de longitud y  $\epsilon_r$  es la energía de anclaje por unidad de longitud que tendría un vórtice sin tener en cuenta las fluctuaciones térmicas. La temperatura de transición  $T_{dp}$  cumple con la relación  $\tilde{T}_{dp}(T_{dp}) = T_{dp}$ .

De manera análoga, a partir de la definición de  $T_{dl}$ ,  $l_{\perp}(T_{dl}) = d_r$ , aparece una nueva escala de energía característica que domina la dependencia de los potenciales para  $T > T_{dl}$ , tal que  $\tilde{T}_{dl}(T_{dl}) = T_{dl}$ . Esa energía se define como

$$\tilde{T}_{dl}(T) \sim \tilde{T}_{dp}(T) \ln\left(\frac{d_r T}{b_0 \tilde{T}_{dp}}\right)^2 \quad (4.2)$$

En estas expresiones, el radio efectivo del defecto es el máximo entre el radio verdadero y la longitud de correlación. En la ref.[5] se propone

una expresión para  $\epsilon_r$  y  $\bar{\epsilon}_t$  en función de los parámetros superconductores (ec.9.67 y pág.1327); siguiendo las expresiones y despreciando las variaciones logarítmicas en 4.1 llegamos a

$$\bar{T}_{dp}(T) \propto \xi(T)\epsilon_0(T) \propto \xi(T)\lambda^{-2}(T) \approx cte \frac{1-t^4}{\sqrt{1-t}}$$

con  $\epsilon_0 = (\phi_0/4\pi\lambda)^2$  y  $t = T/T_c$ . Blatter et al evaluaron esa constante estimando  $T_{dp} \sim 70K$  (con defectos de  $35\text{\AA}$  de radio). Experimentalmente se comprobó en mediciones de magnetización que esta temperatura es mucho menor y que la línea  $B_{rb}(T)$  cae abruptamente en  $T \sim 41K$  [41, 42, 43].

Usamos ese dato experimental y calculamos la  $cte \approx 32K$ , con lo que pudimos estimar  $\bar{T}_{dp}(T)$  a cualquier temperatura. La temperatura  $T_{dl}$  depende de la dosis, siendo mayor para dosis bajas como las de nuestras muestras. La calculamos para las dosis correspondientes a los dos cristales en los que realizamos la mayor parte de las mediciones de susceptibilidad alterna: la muestra que llamaremos de ahora en adelante M1 es un monocristal con maclas de aproximadamente  $1mm \times 1mm \times 8\mu m$ , que fue irradiado con una dosis equivalente  $B_\theta = 3000Oe$  a  $15^\circ$  del eje  $c$  cristalográfico; la muestra M2 (también con maclas) tiene dimensiones aproximadas de  $0.5mm \times 0.8mm \times 10\mu m$  y fue irradiada con una dosis equivalente  $B_\theta = 700Oe$  a  $30^\circ$  del eje  $c$ . Usando la expresión 4.2 para  $\bar{T}_{dl}(T)$ , con el  $d_r$  de cada dosis, obtuvimos  $T_{dl} = 84.8K$  y  $87.3K$  para las muestras M1 y M2 respectivamente. Como las curvas de susceptibilidad en nuestras mediciones de muestras irradiadas están siempre por encima de esas temperaturas, suponemos estar siempre en la región  $T > T_{dl}$ ; esto implica que los vórtices están anclados por varios defectos columnares a la vez, aún para  $H_{dc} < B_{rb}(T)$ .

Estimamos el campo  $B_{rb}(T)$  para ver si debíamos esperar encontrar anclaje de grupos o individual. Para  $T > T_{dl}$ , se predice una dependencia para  $B_{rb}(T) \sim B_\phi(b_0/d_r)^2(\epsilon_r/\epsilon_0)(\bar{T}_{dl}/T)^6$  (ec. 9.78 de ref [5]). En el rango de temperaturas de nuestros experimentos  $87K < T < 92K$  obtuvimos  $B_{rb} < 10Oe$ . Esto indica que para los campos continuos utilizados ( $50Oe < H_{dc} < 1300Oe$ ) estaríamos en la región de anclaje de grupos.

#### 4.1.2 Efectos de la irradiación

Como ya se mencionó en la Introducción General, la respuesta alterna se modifica notablemente en presencia de defectos columnares. En las figuras

4.1, 4.2 y 4.3 se muestran ejemplos de resultados antes y después de la irradiación para diferentes muestras.

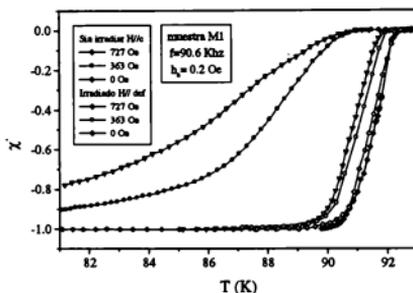


Figura 4.1: Ejemplo del cambio en la dependencia de las curvas  $\chi'(T)$  con  $H_{dc}$  antes y después de la irradiación.

En la figura 4.1 se compara la componente en fase  $\chi'(T)$  (normalizada de acuerdo a lo explicado en la sección 3.1) para distintos valores de campo continuo  $H_{dc}$  en la muestra M1. En general, para dosis de irradiación de algunos Teslas se observa una leve disminución de la  $T_c$  como consecuencia de la disminución del volumen superconductor; en estos caso, debido a la baja dosis de irradiación, la respuesta con  $H_{dc} = 0$  prácticamente no se modifica. Por el contrario, para  $H_{dc} \neq 0$ , después de la irradiación el salto en  $\chi'$  se corre a temperaturas mayores y se vuelve mucho más angosto. Esto ocurre porque las fuerzas de anclaje debidas a los defectos que actúan sobre los vórtices son mucho mayores e impiden la penetración del campo alterno hasta temperaturas muy cercanas a  $T_c$ .

A primera vista observamos que la dependencia de  $\chi$  con la amplitud del campo alterno también se reduce notablemente. Las figuras 4.2a y 4.2b muestran este efecto para dos muestras, M2 y M1 (en el caso de la muestra M2 la comparación es con otro cristal de la misma serie sin irradiar que llamaremos M4). Puede verse también que para los mismos valores de campos

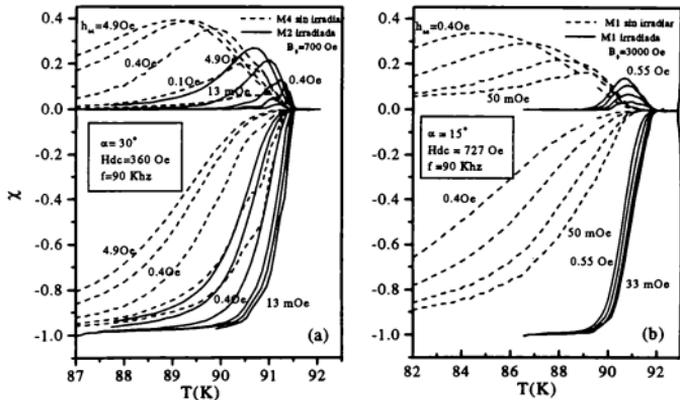


Figura 4.2: Comparación de la dependencia con la amplitud del campo alterno antes y después de la irradiación para muestras de diferentes series. El comportamiento de las muestras sin irradiar varía dependiendo de los defectos intrínsecos de cada cristal. En (a) el campo alterno varía desde 13 mOe hasta 5 Oe, mientras que en (b) varía desde 33mOe hasta 0.5 Oe.

alternos y continuos los picos de disipación disminuyen notablemente. Ese efecto será explicado a lo largo del trabajo.

La dependencia con la frecuencia también disminuye al irradiar. Esto se ve en la figura 4.3, donde mostramos esa dependencia antes y después de la irradiación para la muestra M1. Este efecto es debido a que las energías de activación son mayores; como se verá mas adelante, en el caso de las muestras irradiadas, estas energías crecen abruptamente muy cerca de  $T_c$ .

Estas y otras diferencias con las muestras sin irradiar serán puntualizadas a lo largo del trabajo. En lo que sigue se describe el comportamiento general observado en las muestras irradiadas.

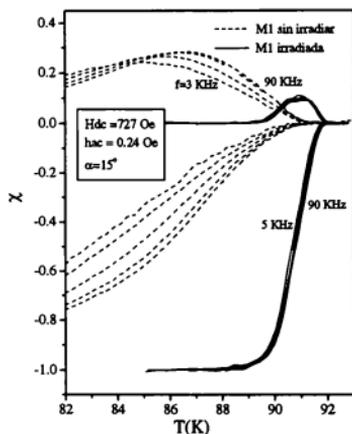


Figura 4.3: Comparación de la dependencia en frecuencia antes y después de la irradiación con un campo alterno de 0.24 Oe. La frecuencia varía entre 3 kHz y 90 KHz.

#### 4.1.3 Identificación de los regímenes de respuesta alterna

La figura 4.4 muestra curvas experimentales  $\chi'(T)$  y  $\chi''(T)$  a una frecuencia de 90 kHz, cada una con diferente amplitud de campo alterno correspondientes a las muestras M1 (fig.4.4a) y M2 (fig.4.4b). El campo continuo fue aplicado paralelo a los defectos en ambos casos y su intensidad fue de 730 Oe y 360 Oe respectivamente. Un comportamiento cualitativo similar se observa en todos los cristales medidos: al aumentar la amplitud del campo alterno el pico de disipación aumenta y se corre a temperatura más bajas; para las amplitudes menores las curvas coinciden, indicando una respuesta lineal en toda la transición.

Esto se ve más claro si se analizan los datos a temperatura constante; para eso, a partir de cortes verticales en la figura 4.4, construimos la figura

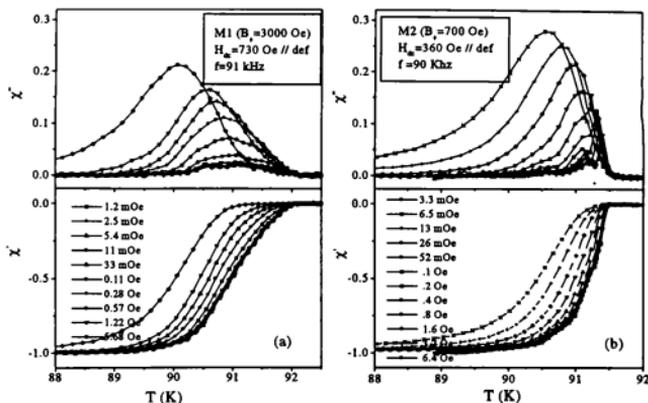


Figura 4.4:  $\chi'(T)$  y  $\chi''(T)$  para distintas amplitudes de  $h_a$  con el campo  $H_d$  paralelo a los defectos en dos muestras.

4.5 que muestra curvas de  $\chi'(h_a)$  para distintas temperaturas.

En la figura 4.6 graficamos el máximo de la disipación  $\chi''_{\max}$  en función del campo alterno para varios cristales irradiados y sin irradiar entre los que se encuentran las muestras M1 y M2.

En la figura 4.5 vemos que la respuesta es lineal (independiente de  $h_a$ ) para campos alternos bajos y que la linealidad se pierde a partir de un campo alterno límite  $h_a^l(T)$  que crece a medida que  $T$  disminuye. Una peculiaridad que ocurre en este régimen lineal es la pequeña altura del máximo de disipación,  $\chi''_{\max} \sim 0.02 - 0.04$  (ver muestras irradiadas de la figura 4.6) que empieza a aumentar cuando la linealidad se pierde. Puede verse también en la figura 4.6 que, por lo general, el valor de  $\chi''_{\max}$  en el régimen lineal es menor en las muestras irradiadas que en las sin irradiar y el crecimiento del mismo a la salida de la linealidad es mucho más suave.

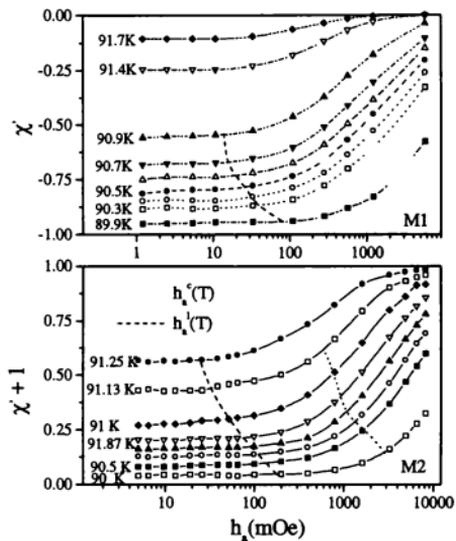


Figura 4.5: Curvas  $\chi'(h_a)$  a distintas temperaturas correspondientes a las muestras M1 y M2, construidas a partir de las curvas  $\chi(T)$ . La respuesta no depende del campo alterno hasta  $h_a^l(T)$ . A partir de  $h_a^c(T)$  se establece un estado crítico.

El comportamiento observado es esperable en el caso de vórtices anclados: cuando el campo alterno superpuesto al continuo es suficientemente pequeño, los vórtices realizan oscilaciones armónicas en los centros de anclaje y la respuesta es lineal [35] (en realidad, a partir de la ec.1.1 puede verse que para que esto suceda es necesario que la "fuerza térmica" también sea lineal o despreciable, como discutiremos en detalle en la sección 4.2.3).

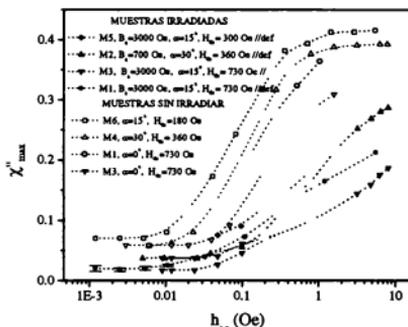


Figura 4.6: valor máximo de la componente disipativa  $\chi''$  en función del campo alterno para distintas muestras. Todas las mediciones son a una frecuencia de  $90kHz$ .  $B_\phi$  es la dosis de irradiación en cada caso y  $\alpha$  es al ángulo que forma el campo continuo con el eje  $c$ .

También es importante recordar que una respuesta lineal puede originarse por la ausencia de anclaje [31, 32, 34]. En este caso, se establece un régimen de *flux flow* que también es independiente de  $h_a$  pero, en este caso, la susceptibilidad está caracterizada por un gran pico de disipación ( $\chi''_{\max} \sim 0.44$  para un disco en geometría transversal) [67, 68], que claramente no tiene ninguna relación con nuestros resultados experimentales.

Cuando  $h_{ac}$  crece, los vórtices realizan excursiones cada vez mayores hasta que en  $h_a^*(T)$  la aproximación lineal se pierde; si sigue aumentando el campo alterno, los vórtices comienzan a saltar hacia otros centros de anclaje de

modo que a lo largo del ciclo de alterna se anclan en distintos defectos. Cuando esto sucede en la mayor parte de la muestra, si sigue predominando la fuerza de anclaje sobre las fuerzas disipativas, se establece lo que se conoce como régimen de estado crítico [30]. Esta nueva situación se caracteriza por el hecho de que los vórtices se distribuyen de forma que circule una densidad de corriente constante, que es la máxima posible. En la sección 4-4 mostramos que, por encima de un cierto campo alterno  $h_a^c(T)$ , la dependencia de  $\chi'(h_a)$  (figura 4.5) responde a la esperada en el estado crítico; en esa sección se describe un método que ideamos para probar la formación del estado crítico y determinar el campo límite  $h_a^c(T)$ . Si se establece un régimen de estado crítico ideal, los cálculos predicen (para un disco delgado con el campo alterno perpendicular, asociable a nuestra geometría) una saturación del máximo de la disipación en un valor  $\chi_{\max}'' \sim 0.24$  independiente de  $h_a$  [69, 68]. Observando los datos correspondientes a las muestras irradiadas de la figura 4.6 vemos que, si bien la pendiente de  $\chi_{\max}''(h_a)$  disminuye al acercarse a valores cercanos a 0.2, no hay una verdadera saturación. Las muestras M1, M3 y M5 no alcanzan ese valor para los máximos campos alternos disponibles, mientras que es superado en el caso de la muestra M2.

Por último, en la zona intermedia  $h_a^l(T) < h_a < h_a^c(T)$ , tanto el movimiento de oscilación dentro de los pozos de potencial de anclaje como a través de varios pozos contribuyen a la respuesta del sistema.

## 4.2 Régimen lineal

### 4.2.1 Relación entre el movimiento de vórtices y la susceptibilidad alterna

En esta sección desarrollamos los modelos teóricos existentes que permiten establecer la conexión entre la respuesta alterna lineal y la dinámica del sistema de vórtices. Hacemos una serie de aproximaciones aplicables en el caso particular de un régimen de Campbell.

A partir de la relación  $\delta\mathbf{B} = \nabla \times \delta\mathbf{A}$ , puede verse que un desplazamiento  $\mathbf{u}$  de los vórtices en un lugar del material provoca un cambio local en el vector potencial [70]

$$\delta\mathbf{A}_{\mathbf{v}} = \mathbf{u} \times \mathbf{B} \quad (4.3)$$

Por otro lado, si se aplica un campo magnético  $\mathbf{H}(t) = \mathbf{H}_{dc} + \mathbf{h}_a \cos \omega t$  y la respuesta del material es lineal, los campos y corrientes resultan combinaciones de exponenciales con una longitud de penetración compleja característica  $\lambda_{ac} = \lambda_R + i\lambda_I$  que relaciona las variaciones del vector potencial con la densidad de corriente como [31, 34]

$$\delta \mathbf{A} = -\frac{4\pi \lambda_{ac}^2}{c} \mathbf{j} = -\frac{4\pi \lambda_L^2}{c} \mathbf{j} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} \quad (4.4)$$

donde  $\lambda_L$  es la longitud de penetración de London. Es útil expresar la longitud de penetración  $\lambda_{ac}$  en términos de su módulo  $|\lambda_{ac}|$  (relacionado con el rango de penetración del campo) y la variable  $\varepsilon = \lambda_I/\lambda_R$ ; estas dos magnitudes contienen toda la información sobre la relación constitutiva del material.

Una descripción análoga puede hacerse en base a la resistividad lineal compleja  $\rho(\omega, \mathbf{B}, T)$  que relaciona el campo eléctrico con la corriente a través de  $\mathbf{E} = \rho \mathbf{J}$ ; está relacionada con la longitud de penetración a través de la relación

$$\lambda_{ac} = \left[ \frac{ic^2 \rho}{4\pi \omega} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.5)$$

La ecuación de movimiento 1.1 puede linealizarse cuando los vórtices realizan oscilaciones pequeñas en los centros de anclaje ( $j \ll j_c$ ). En ese caso el potencial de anclaje puede aproximarse por un potencial armónico y la ecuación de movimiento por unidad de longitud para un vórtice queda expresada como [31, 32, 34]

$$-\eta \dot{u} - \alpha_L u + \frac{1}{c} j \phi_0 + \mathcal{F}_T = 0 \quad (4.6)$$

donde  $\alpha_L$  es la curvatura del potencial de anclaje efectivo y se conoce como constante de Labusch.

A temperatura finita y en presencia de una densidad de corriente menor que la crítica hay una probabilidad no nula de pasar a otros estados metaestables, que es mayor en la dirección de la fuerza de Lorentz; esto se expresa a través de la fuerza térmica de Langevin  $\mathcal{F}_T$ ; para que la respuesta sea lineal  $\mathcal{F}_T$  debe ser linealizable. Si esto es posible, el desplazamiento de los vórtices  $u$  se expresa en función de la densidad de corriente resolviendo la ecuación de movimiento lineal 4.6; a partir de la ecuación 4.4, se relaciona la penetración del campo alterno con los parámetros característicos del régimen dinámico.

Un ejemplo sencillo de resolver se obtiene si se desprecian los términos disipativos. En ese caso

$$u = \frac{1}{c} \frac{\phi_0}{\alpha_L} j \quad (4.7)$$

de forma que

$$uB = \frac{1}{c} \frac{\phi_0}{\alpha_L} B j = \frac{4\pi}{c} (\lambda_{ac}^2 - \lambda_L^2) j$$

con lo que se obtiene

$$\lambda_{ac}^2 = \lambda_L^2 + \frac{\phi_0 B}{4\pi \alpha_L} = \lambda_L^2 + \lambda_c^2 \quad (4.8)$$

Esta situación ideal se conoce como régimen de Campbell [35] e implica movimiento de vórtices con disipación nula. Se caracteriza por una longitud de penetración real ( $\varepsilon = 0$ ) que implica una resistividad imaginaria. La magnitud  $\lambda_c = (\phi_0 B / 4\pi \alpha_L)^{1/2}$  es la longitud de penetración de Campbell (por lo general  $\lambda_c \gg \lambda_L$ ). En la práctica, a las temperaturas en donde se observa señal de susceptibilidad alterna, siempre se observa alguna pequeña disipación.

El potencial de anclaje efectivo (y por lo tanto la constante de Labusch  $\alpha_L$ ) tiene en cuenta la interacción del vórtice con los defectos del material y con los demás vórtices en el equilibrio, en ausencia de corriente neta. Si las fuerzas de anclaje predominan sobre las de interacción con los demás vórtices se tendrá un régimen de anclaje individual y, si eso no sucede, el anclaje será grupal. La constante de Labusch que aparece en la ecuación 4.6 sólo da cuenta de la forma del potencial para pequeños desplazamientos; por lo tanto, una constante  $\alpha_L$  independiente del campo continuo  $B$  significa que, cuando un vórtice se aparta un poco de su posición de equilibrio la variación de energía debida a la disminución del anclaje con los defectos es mucho mayor que el cambio de la energía de interacción con los demás vórtices. Cuando se está en esa situación, se desprende de la ecuación 4.8 que  $\lambda_{ac}^2$  depende linealmente de  $B$ .

El otro caso límite de resolución trivial ocurre cuando el anclaje es despreciable y predomina la fuerza viscosa (Régimen de Flux Flow). La solución de la ecuación 4.6 es

$$u = -\frac{1}{c} \frac{\phi_0}{i\omega\eta} j$$

y en consecuencia

$$\lambda_{ac}^2 = \lambda_L^2 + i \frac{\phi_0 B}{4\pi\omega\eta} = \lambda_L^2 + \lambda_{FF}^2 \quad (4.9)$$

donde  $\lambda_{FF}$  es la longitud de penetración de flux-flow. Por lo general  $\lambda_{FF} \gg \lambda_L$ , de forma que la resistividad  $\rho_{FF}$  es real y el comportamiento es óhmico, caracterizado por una longitud de penetración pelicular  $\delta_{FF} = |\lambda_{FF}|$  y  $\varepsilon = 1$ .

También puede obtenerse una respuesta óhmica si predomina una fuerza térmica linealizable, en lo que se conoce como régimen de Flux Flow térmicamente asistido o TAFF [32, 34]. Esta situación aparece si las energías de activación se mantienen finitas cuando  $j \rightarrow 0$  y será discutido en detalle más adelante. En este caso también hay una resistividad real  $\rho_{TAF} < \rho_{FF}$  y por lo tanto  $\varepsilon = 1$ .

Entonces, partiendo del extremo del régimen de Campbell se tiene un sistema sin disipación con  $\varepsilon = 0$  y resistividad imaginaria (ec. 4.5). Al aparecer una pequeña disipación finita se tendrá un valor de  $\varepsilon \ll 1$ ; éste seguirá aumentando a medida que aumente la importancia de los términos disipativos implicando una resistividad compleja hasta que el anclaje resulte despreciable, en cuyo caso se tendrá  $\varepsilon = 1$  y una resistividad real.

Ahora bien, como mencionamos en secciones introductorias anteriores, la conexión entre la relación constitutiva del material y la susceptibilidad alterna depende de la geometría de la muestra. En el caso de una respuesta lineal, toda la información del material está contenida en la longitud de penetración compleja  $\lambda_{ac}$ . Aproximamos nuestra situación experimental a un disco delgado con espesor  $\delta$  igual al de la muestra y radio  $R = (\text{área}/\pi)^{1/2}$  con el campo alterno perpendicular al disco. Brandt resolvió en forma numérica el problema para esta geometría [67, 71]; bajo la aproximación de que la densidad de corriente es constante en el espesor de la muestra, llega a una ecuación autoconsistente para  $h(r, t)$  y  $j(r, t)$  ( $r$  es la distancia al centro del disco) que resuelve discretizando el espacio y diagonalizando la matriz resultante. La permeabilidad  $\mu = \chi + 1$  queda expresada como

$$1 + \chi = 1 + \chi' + i\chi'' = \sum_{n=1}^N \frac{c_n}{\Lambda_n + \varphi} \quad (4.10)$$

donde  $\varphi = R\delta/2\pi\lambda_{ac}^2$ . La suma proviene de la discretización del espacio involucrada en la resolución numérica, de la que surgen las constantes reales

$c_n$  y  $\Lambda_n$ . En la Ref. [71], Brandt asegura que se obtiene una buena aproximación con  $N = 20$  y tabula las constantes resultantes en ese caso. La resolución completa del problema permite además obtener los perfiles de campos y corrientes.

Con el fin de poder aplicar esos cálculos a nuestros datos experimentales, reproducimos el procedimiento numérico propuesto en las referencias [67] y [71], diagonalizando las matrices y reobteniendo las constantes tabuladas. Además, pudimos calcular los perfiles de campo y densidad de corriente esperados aproximando las muestras a discos. En el Apéndice B se detallan estos cálculos.

La ecuación 4.10 puede invertirse numéricamente para extraer la longitud de penetración a partir de los valores experimentales de  $\chi'$  y  $\chi''$ . Observamos que este procedimiento es más sencillo en el límite  $\varepsilon \ll 1$ ; a primer orden en  $\varepsilon$  obtenemos

$$1 + \chi' + i\chi'' = \sum_{n=1}^N \frac{c_n}{\Lambda_n + \varphi_R} + i \left[ 2\varphi_R \sum_{n=1}^N \frac{c_n}{(\Lambda_n + \varphi_R)^2} \right] \varepsilon \quad (4.11)$$

donde  $\varphi_R = R\delta/2\pi\lambda_R^2$ . Es decir que

$$\chi'(\varphi_R) = \sum_{n=1}^N \frac{c_n}{\Lambda_n + \varphi_R} - 1 \quad (4.12)$$

y

$$\chi''(\varphi_R, \varepsilon) = g(\varphi_R)\varepsilon \quad \text{con } g(\varphi_R) = \left[ 2\varphi_R \sum_{n=1}^N \frac{c_n}{(\Lambda_n + \varphi_R)^2} \right] \quad (4.13)$$

Hicimos una evaluación numérica de  $g(\varphi_R)$  (Apéndice B) y comprobamos que  $0 \leq g(\varphi_R) \leq 0.46$ , por lo que  $\chi'' = g(\varphi_R)\varepsilon \ll 1$ , en concordancia con nuestras observaciones experimentales (secciones 4.1.3, 4.2.2 y 4.2.3). En esta aproximación  $\lambda_R$  puede obtenerse simplemente invirtiendo la ecuación real 4.12.

#### 4.2.2 Estudio experimental del régimen de Campbell

En las secciones 4.1.3 y 4.2.1 llegamos a la conclusión de que nuestros datos experimentales a campos alternos bajos concuerdan cualitativamente con lo esperado para un régimen lineal con una disipación muy pequeña ( $\varepsilon \ll 1$ ).

En esta sección realizamos un análisis cuantitativo de los datos en el régimen lineal: delimitamos la región de validez y confrontamos la dependencia experimental con las variables externas (frecuencia y campo continuo) con las esperadas en un régimen de Campbell ; en la región de validez del mismo estimamos las longitudes de penetración y las constantes de Labusch.

Si se trata de un régimen de Campbell con una pequeña componente disipativa, a primer orden en  $\epsilon$  resulta  $\lambda_R^2 \simeq \lambda_L^2(T) + \lambda_C^2(B, T)$  (ec.4.8) . Esto implica que  $\lambda_R$  no depende de la frecuencia y por lo tanto, de acuerdo a 4.12, la componente  $\chi'$  debe ser independiente de la frecuencia.

El rango de frecuencias en el que podemos trabajar a amplitudes pequeñas está limitado a frecuencias superiores a  $20kHz$  debido a problemas de resolución; en la figura 4.7 se muestran curvas  $\chi'(T)$  correspondientes a la muestra M1 entre  $30kHz$  y  $90kHz$ ; vemos que en este rango  $\chi'$  no depende de frecuencia, en acuerdo con lo esperado para un régimen de Campbell.

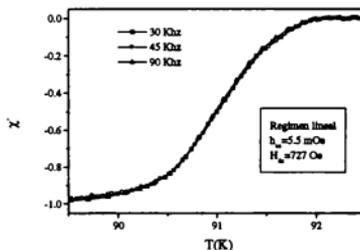


Figura 4.7: Curvas  $\chi'(T)$  a diferentes frecuencias en el régimen lineal.

Para obtener información sobre la dependencia con el campo continuo  $B$  de la constante de Labusch, hicimos mediciones en el régimen lineal para distintos valores de campo continuo. Para extraer información cuantitativa, tuvimos cuidado en trabajar en rangos de temperatura y campo en donde se cumpliesen todas las hipótesis involucradas. Más concretamente:

- Comprobamos que la respuesta fuese lineal para el campo alterno utilizado en todo el rango de campo continuo.
- Nos restringimos a las temperaturas en las que  $\chi''(H_{dc} = 0) \sim 0$  para ese campo alterno. Mediante la ecuación 4.6 no puede explicarse disipación en ausencia de vórtices; esto necesariamente involucra otra física (podría deberse a la transición de fase, a barreras superficiales o geométricas o a la presencia de fluctuaciones en el módulo del parámetro de orden superconductor) que no contemplamos en este análisis.
- Nos restringimos a valores de  $\lambda_R$  mayores que el espesor de la muestra, ya que para penetraciones menores no es válido el cálculo detallado en el Apéndice B.
- Analizamos los resultados en la región en que vale la aproximación  $\epsilon \ll 1$ .

Antes de entrar en el análisis de los resultados vale la pena aclarar cómo obtuvimos el valor de  $\epsilon$  experimental y a partir de cuándo consideramos válida la condición de  $\epsilon$  chico.

El procedimiento general es el siguiente: primero, a partir de las expresiones 4.10 y 4.13 construimos en forma numérica las funciones de dos variables  $\chi'(\lambda_R, \epsilon)$  y  $\chi''(\lambda_R, \epsilon)$ . Luego, para cada temperatura  $T$  buscamos la combinación  $(\lambda_R, \epsilon)$  que reproduzca los valores experimentales  $\chi'(T)$  y  $\chi''(T)$ .

En el caso en que valga la aproximación  $\epsilon \ll 1$ , el procedimiento es más directo. A partir de un punto experimental  $(\chi'(T), \chi''(T))$ , podemos obtener la componente real aproximada  $\lambda_R^{ap}(\chi')$  simplemente invirtiendo la ecuación 4.12. Luego calculamos  $g(\lambda_R^{ap})$  usando la expresión 4.13 con lo que  $\epsilon^{ap} = \chi''/g(\lambda_R^{ap})$ . Corroboramos la autoconsistencia calculando las funciones teóricas sin aproximar (4.10)  $\chi'(\lambda_R^{ap}, \epsilon^{ap})$  y  $\chi''(\lambda_R^{ap}, \epsilon^{ap})$ . Vemos que coinciden con los valores experimentales (con una diferencia menor al 2%) para  $\epsilon \leq 0.2$ .

En la figura 4.8 vemos el resultado de  $\epsilon(T)$  obtenido para la muestra M2 con  $f = 90kHz$  y  $H_{dc} = 360Oe$ . Se observa que permanece pequeña y aproximadamente constante,  $\epsilon \sim 0.1$ , para  $T \leq 91.3K$ . A esa temperatura  $\epsilon$  crece abruptamente en un pequeño rango de temperatura ( $\sim 0.2K$ ) tendiendo a  $\epsilon \sim 1$  característico del régimen óhmico. Como se verá más adelante, identificamos esa temperatura como el principio de la transición al líquido.

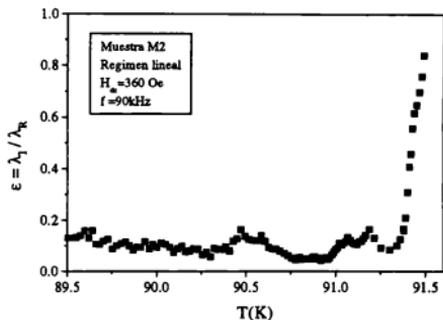


Figura 4.8: Resultado de  $\varepsilon(T)$  obtenido a partir de las curvas  $\chi'(T)$  y  $\chi''(T)$  en el régimen lineal de la muestra M2.

Habiendo corroborado que la dependencia en frecuencia y amplitud se corresponde con la esperada para un régimen de Campbell y teniendo en cuenta todas las condiciones impuestas analizamos las mediciones de  $\chi'(T)$  y  $\chi''(T)$  para distintos campos continuos. A partir de cortes a temperatura fija rescatamos los valores de  $\chi'(B)$  a esa temperatura; luego, usando el procedimiento descrito en la sección anterior, obtuvimos en cada caso la longitud de penetración real en función de campo  $\lambda_R^2(B)/R\delta = 2\pi/\varphi_R(\chi'(B))$  a cada temperatura. En la figura 4.9 se muestra  $\lambda_R^2/R\delta$  en función de  $H_{dc}$  a distintas temperaturas para la muestra M1 ( $B_\phi = 3000Oe$ ). En el inset, se muestran las curvas experimentales de donde se extrajeron los datos (en el caso de esta muestra la región está limitada por la aparición de disipación con campo nulo en  $T \sim 90.82K$ ).

Vemos que  $\lambda_c^2 \propto H_{dc} \approx B$  (como era esperable, los puntos con  $H_{dc} \sim 0$  no cumplen con la relación lineal.). Como  $\lambda_c^2 = (\phi_0/4\pi\alpha_L)B$ , la dependencia lineal indica que los datos están bien descritos por un régimen de Campbell con una constante de Labusch  $\alpha_L$  independiente de campo.

Este resultado en un principio pareció sorprendente, ya que todos los re-

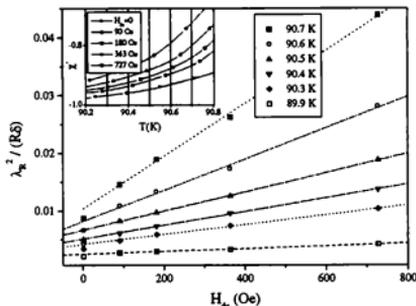


Figura 4.9:  $\lambda_R^2$  normalizada por la longitud caracteristica  $R\delta$  en función de  $H_{dc}$ , obtenida de  $\chi'(H_{dc})$  en el régimen lineal (curvas del inset). Las líneas rectas son ajustes por cuadrados mínimos usados para determinar la cte. de Labusch  $\alpha_L$ .

sultados obtenidos a partir de experimentos de relajación así como los cálculos que hicimos en la sección 4-1-1 en base a predicciones teóricas, indican un anclaje colectivo. La explicación que encontramos para este hecho está relacionada con los argumentos esbozados en la sección anterior, acerca de que  $\alpha_L$  sólo sensa una pequeña zona del potencial de anclaje, cerca de la posición de equilibrio: la variación de la energía de anclaje efectiva causada por un pequeño desplazamiento de la posición media del vórtice, se ve afectada esencialmente por la variación de la energía de interacción con los defectos, mientras que la interacción con los demás vórtices no puede variar apreciablemente.

Para corroborar nuestro resultado experimental, decidimos irradiar la muestra M2 con una dosis menor ( $B\phi = 7000e$ ) de forma de poder llegar a campos mayores que la dosis de irradiación usando el mismo rango de campos. En el caso de esta muestra, el comienzo de la disipación con  $H_{dc} \sim 0$  coincide con la temperatura que identificamos con el principio de la transición al líquido a partir de la cual crece  $\epsilon$  (figura 4.8).

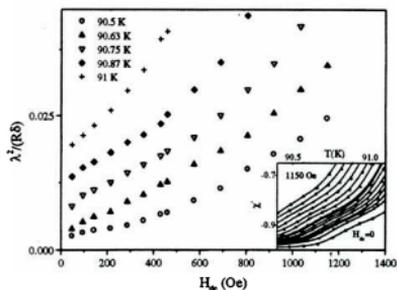


Figura 4.10:  $\lambda^2/R\delta$  en función de  $H_{dc}$  para la muestra M2 ( $B_\phi = 700Oe$ ).

La figura 4.10 es análoga a la figura 4.9 pero con mediciones de la muestra M2. Para campos continuos bajos  $\lambda_R^2$  crece linealmente con  $H_{dc}$  indicando una  $\alpha_L$  independiente de  $B$ . Por encima de  $H_{dc} \sim 400Oe \sim \frac{1}{2}B\phi$ ,  $\lambda_R^2$  aumenta más rápido con  $H_{dc}$ , indicando que  $\alpha_L$  disminuye con  $B$ . Interpretamos la rápida disminución de  $\alpha_L$  por encima de  $H_{dc} \sim 400Oe$  como el cruce a una respuesta de Campbell colectiva.

En la figura 4.11 se comparan los valores de  $\alpha_L(T)$  obtenidos para ambas muestras; en el caso de la muestra M2, se muestran valores obtenidos en dos mediciones. Las barras de error se obtienen teniendo en cuenta el error en la medición de  $\chi'(T)$  y en las dimensiones de cada muestra, así como la dispersión de la estimación de la pendiente de  $\lambda_R^2(B)$  en la región lineal. Los valores de cte. de Labusch obtenidos para ambas muestras son muy parecidos (con un corrimiento en temperatura), reforzando la idea de que esta  $\alpha_L$  caracteriza la interacción elemental de un sólo vórtice con los defectos columnares. Los cálculos de la sección 4.1.1. indican que a estas temperaturas cada vórtice se ancla a la vez por muchos defectos. De todas formas, la posición media de cada segmento oscila centrado en un defecto, y es esta fuerza restauradora la que define el potencial de anclaje.

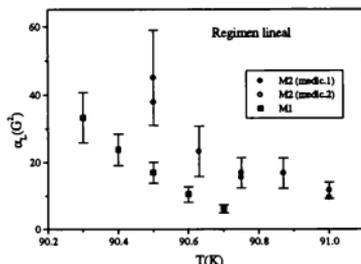


Figura 4.11: Comparación de los valores numéricos de la  $\alpha_L(T)$  obtenidos para las muestras M1 y M2.

#### 4.2.3 Disipación en el régimen lineal

En la sección anterior vimos que  $\epsilon(T)$  permanece pequeño y aproximadamente constante hasta una cierta temperatura y luego crece abruptamente. Esto indica un aumento de la disipación y por lo tanto un desanclaje de los vórtices a esa temperatura. En principio uno podría preguntarse si ese desanclaje efectivamente corresponde a la transición vidrio-líquido; esto implicaría, entre otras cosas, que el régimen de Campbell observado transcurre en su totalidad en la fase de vidrio.

La dependencia en frecuencia de  $\lambda_{ac}$  puede dar información sobre el mecanismo de disipación subyacente y contestar esa cuestión. Como vimos en la sección anterior, en el límite de  $\epsilon \ll 1$ ,  $\lambda_R$  y por lo tanto  $\chi'$  resultan independientes de frecuencia, manifestándose esta dependencia en la componente  $\chi''$ .

En la figura 4.12 se muestra  $\chi''(T)$  para la muestra M1 para  $f = 30, 45$  y  $90\text{kHz}$ . Estas mediciones están en el límite de nuestra resolución experimental por lo que no podemos hacer mediciones a estas amplitudes a frecuencias menores. Las flechas indican la temperatura de validez del análisis cuantitativo. Para mejorar la calidad de estos resultados, en el caso de la muestra M2

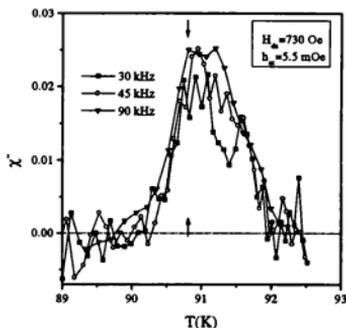


Figura 4.12: Mediciones en la muestra M1 de  $\chi''(T)$  a distintas frecuencias en el régimen lineal .

decidimos hacer cada medición de  $\chi''(T)$  por separado. Debido a lo angosto de las curvas y del detalle que deseamos ver, no nos es posible comparar directamente las dependencias en temperaturas; como explicamos en el capítulo 3, al hacer mediciones separadas podemos obtener resultados repetitivos en  $\Delta T \sim 0.03K$  y este desfase térmico es suficiente para introducir una dependencia espúrea apreciable. Dado que medimos  $\chi'(T)$  en forma simultánea a diferentes frecuencias y comprobamos que es independiente de frecuencia, podemos usar el valor de  $\chi'$  de las mediciones por separado para definir puntos a temperatura constante. En la figura 4.13 se muestran curvas de  $\chi''$  vs  $\chi'$  entre 30 y 90kHz en la región de validez. Las líneas son las curvas teóricas esperadas para distintos valores de  $\epsilon$  en la geometría de un disco (Apéndice B).

En las figuras 4.12 y 4.13 vemos que, para ambas muestras, no hay una dependencia apreciable en frecuencia de la componente  $\chi''$ .

Como ya se explicó en las secciones introductorias, hay dos tipos de mecanismos básicos que intervienen en la disipación, las fuerzas viscosas y las fluctuaciones térmicas (creep). Analizamos ahora cómo debería depender

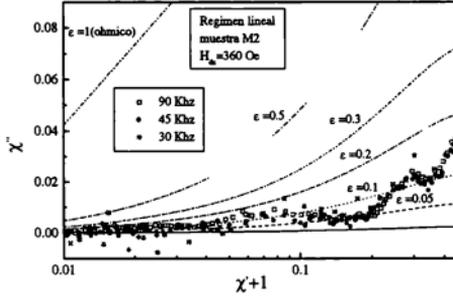


Figura 4.13:  $\chi''$  en función de  $\chi' + 1$  para distintas frecuencias en el régimen lineal, para la muestra M2. Se muestran también las curvas teóricas esperadas para distintos valores de  $\varepsilon$ .

$\chi''$  de la frecuencia en cada caso.

Si predominan las fuerzas viscosas, de 4.6 y 4.4 resulta

$$\lambda_{ac}^2 = \lambda_L^2 + \lambda_C^2(1 - i\omega\tau_0)^{-1}$$

donde  $\tau_0 = \eta/\alpha_L$  es un tiempo característico. En el límite  $\omega\tau_0 \ll 1$  las fuerzas de anclaje predominan sobre las viscosas, y la componente imaginaria resulta

$$\lambda_I \simeq \frac{1}{2} \frac{\lambda_C^2}{\lambda_R} \omega\tau_0 \quad \Rightarrow \quad \varepsilon = \frac{1}{2} \frac{\lambda_C^2}{\lambda_R^2} \omega\tau_0 \approx \frac{\omega\tau_0}{2} \quad (4.14)$$

con  $\lambda_R \simeq (\lambda_L^2 + \lambda_C^2)^{1/2}$ . Usando 4.11 resulta  $\chi'' \simeq g(\varphi_R)\varepsilon \propto \omega$ . Más allá de lo ruidoso de las curvas de las figuras 4.12 y del pequeño rango de frecuencias disponible, es claro que  $\chi''$  no es proporcional a  $\omega$ , y esto es aún más evidente en la figura 4.13, en donde puede verse que  $\varepsilon(\omega)$  no se triplica. Podemos concluir en que la viscosidad no es la principal contribución a la disipación.

Otra forma en la que podemos llegar a la misma conclusión es comparando el valor estimado de  $\varepsilon$  con el que daría una disipación viscosa según la

ecuación 4.14. El tiempo característico  $\tau_0(T)$  puede estimarse a partir del valor experimental de  $\alpha_L(T)$  y de la viscosidad de Bardeen-Stephen

$$\eta(T) \approx \frac{\phi_0 H_{c2}(T)}{c^2 \rho_n} \quad (4.15)$$

donde  $\rho_n \approx 2 \times 10^5 \Omega cm$  es la resistividad del estado normal cerca de la transición y  $H_{c2}$  puede calcularse como  $H_{c2}(T) \approx (1.6 \times 10^4 G/K)(T_c - T)$ . Debido a la fuerte dependencia en temperatura de  $\alpha_L(T)$ ,  $\tau_0$  crece con temperatura. Para la muestra M1, por ejemplo,  $\tau_0(90.7K) \approx 3 \times 10^{-8} s$ , de forma que  $\frac{1}{2}\omega\tau_0 \leq 9 \times 10^{-3}$ , un orden de magnitud por debajo de  $\epsilon$ , por lo que nuevamente se concluye que las pérdidas viscosas no podrían dar cuenta de la disipación observada.

Ahora analizaremos qué deberíamos esperar si la fuente de disipación está en los mecanismos de activación térmica. En este caso, la dependencia en frecuencia será distinta según se esté en la fase líquida o en el vidrio.

En el líquido, las barreras de activación están relacionadas con los potenciales de deformación plástica  $U_{pl}$  y son finitas para  $j \rightarrow 0$ . Como ya se mencionó, cuando predomina el término de creep en la ec.4.6 en la fase líquida, aparece una resistividad lineal asistida térmicamente en un régimen que se conoce como TAFF, con una resistividad que depende en forma exponencial de la temperatura como  $\exp(U_{pl}/kT)$ . Cuando la contribución del creep domina sobre las fuerzas viscosas pero es pequeña frente a las fuerzas de anclaje se obtiene

$$\lambda_{ac}^2 = \lambda_L^2 + \lambda_c^2(1 + i\omega\tau)$$

donde  $\tau \simeq \tau_0 \exp(U_{pl}/kT)$  es un tiempo característico que determina la frecuencia de los saltos térmicos. Cuando esta frecuencia es baja en relación a  $\omega$ , el movimiento por activación térmica no es significativo ( $U_{pl} \gg kT$ ) y  $\omega\tau \gg 1$ ; esto implica  $\lambda_I \ll \lambda_R$ . Bajo esa condición obtenemos

$$\lambda_I \simeq \frac{1}{2} \frac{\lambda_c^2}{\lambda_R} \frac{1}{\omega\tau} \Rightarrow \epsilon = \frac{1}{2} \frac{\lambda_c^2}{\lambda_R^2} (\omega\tau)^{-1} \approx \frac{(\omega\tau)^{-1}}{2}$$

por lo que  $\chi'' \simeq g(\varphi_R)\epsilon \propto \omega^{-1}$ . Nuevamente, es claro de las figuras 4.12 y 4.13 que no se observa esa dependencia.

Todavía podría pensarse en una combinación de ambos mecanismos que da

$$\lambda_{ac}^2 = \lambda_L^2 + \lambda_c^2 \left[ -i\omega\tau_0 + \frac{1}{1 + i/\omega\tau} \right]^{-1}$$

Cuando  $\omega\tau_0 \ll 1$  (baja viscosidad o anclaje muy importante) y  $\omega\tau \gg 1$  (saltos térmicos poco frecuentes en relación a  $\omega$ ) se obtiene

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \frac{\lambda_c^2}{\lambda_R^2} (\omega\tau_0 + 1/\omega\tau)$$

por lo que la fluctuaciones térmicas ( $\varepsilon \propto \omega^{-1}$ ) y las pérdidas viscosas ( $\varepsilon \propto \omega$ ) dominarán a bajas y altas frecuencias respectivamente; la mínima disipación se producirá a la frecuencia  $\omega_0 = (\tau\tau_0)^{-1/2}$ , donde ambas contribuciones son iguales. Esta posibilidad también debe descartarse: por empezar, puede calcularse que en las cercanías de  $\omega_0$  un cambio de la frecuencia en 3 veces (como el caso de los experimentos) implica una variación en  $\varepsilon$  mayor que la observada. Además, y esto es más contundente, se espera que  $\tau$  y particularmente  $\tau_0$  dependan fuertemente de temperatura en la región cercana a la transición, por lo que deberían variar las contribuciones relativas de ambos términos en la disipación y por lo tanto la dependencia en frecuencia, hecho que no se observa en las curvas. Por lo tanto éstos no pueden ser los mecanismos principales de disipación y los datos experimentales no pueden describirse a partir de la ecuación de movimiento en la fase líquida.

Queda por analizar si la disipación puede deberse a fluctuaciones térmicas en la fase de vidrio de Bose. En este caso las barreras de activación térmicas divergen cuando  $j \rightarrow 0$ . Para densidades de corriente finitas los estados de vidrio se caracterizan por una gran cantidad de estados metaestables separados por una distribución de barreras de activación de diferentes alturas. Koshelev y Vinokur [72] proponen que, para  $j$  chicas, cuando la frecuencia de saltos térmicos es baja debida a la gran altura de las barreras, la respuesta alterna está determinada esencialmente por saltos entre pares de estados metaestables de similar energía. Si bien el trabajo enfoca la respuesta en un vortex-glass característico del desorden no correlacionado, sólo se tienen en cuenta las características de vidrio ya mencionadas, por lo que un mecanismo similar debería ocurrir en el caso de un sistema con defectos columnares. Este sistema de dos niveles (TLS en inglés) da lugar [31, 72] a una respuesta lineal en la que el desplazamiento promedio de los vórtices se relaciona con la densidad de corriente como

$$\langle u \rangle \approx (B/c) A_u j \quad (4.16)$$

con

$$A_u = \frac{n_u}{4kT} \left\langle \frac{V^2 r^2}{(1 + i\omega\tau_u) \cosh^2(\Delta/kT)} \right\rangle$$

donde  $V$ ,  $r$ ,  $\Delta$  y  $\tau_u$  son el volumen, la distancia entre estados, la diferencia de energía entre los dos niveles y el tiempo de salto característicos respectivamente;  $n_u$  es la densidad de sistemas de dos niveles y  $\langle \dots \rangle$  implica promediar sobre los sistemas de dos niveles. Si  $\alpha_L^* = (B/\phi_0)\alpha_L$  es la constante de Labusch por unidad de volumen, la magnitud  $\alpha_L^* A_u$  indica cuan importantes son los saltos térmicos originados por este mecanismo en relación a las fuerzas de anclaje.

Poniendo la expresión 4.16 en 4.6 y siguiendo un procedimiento análogo al desarrollado en la referencia [71] para el caso del TAFF, obtuvimos que cuando hay activación térmica tipo dos niveles la longitud de penetración está dada por

$$\lambda_{ac}^2 = \lambda_L^2 + \frac{B\phi_0}{4\pi} \left( \frac{1 + \alpha_L^* A_u}{\alpha_L + i\omega\eta} \right) \simeq \lambda_L^2 + \lambda_c^2 (1 + \alpha_L^* A_u)$$

y que, en el límite en que estos saltos son poco importantes respecto de las fuerzas de anclaje, esto implica

$$\lambda_I \simeq \frac{1}{2} \frac{\lambda_c^2}{\lambda_R} \alpha_L^* m \{ A_u \} \Rightarrow \epsilon \sim \frac{1}{8\pi} \alpha_L^* \left\langle \frac{V^2 r^2 \omega \tau_u}{(1 + \omega^2 \tau_u^2) \cosh^2(\Delta/2kT)} \right\rangle$$

La principal contribución provendrá de los pares de niveles con  $\Delta \ll kT$  y  $\omega\tau_u \approx 1$  [72]. Dada la amplia distribución de valores para  $\tau_u$ , la cantidad de sistemas de dos niveles que cumplan con esa condición para distintos  $\omega$  no varía sensiblemente; esto origina una respuesta casi independiente de frecuencia [31, 72] que coincide con lo observado experimentalmente. Este mecanismo también da una contribución a la componente real de la longitud de penetración, que es difícil de distinguir experimentalmente. Sin embargo, en la situación  $\alpha_L^* R e \{ A_u \} \ll 1$ , esta contribución es pequeña y sigue siendo válida la aproximación  $\lambda_R \simeq (\lambda_L^2(T) + \lambda_c^2(B, T))^{1/2}$ .

El análisis expuesto sugiere que un mecanismo de activación térmica tipo "dos niveles" característico de la fase de vidrio sería el causante de la pequeña disipación observada. Es necesario poder medir en un rango de frecuencias más amplio para clarificar por completo este punto.

#### 4.2.4 Susceptibilidad AC y transición líquido-vidrio

Todo el análisis anterior es válido, siempre que la respuesta no esté enteramente dominada por las fluctuaciones, como ocurre cerca de una transición de fase de segundo orden. En ese caso los resultados no pueden describirse en términos de la ecuación de movimiento. En el caso de una transición a un líquido de Bose, las longitudes de correlación en la direcciones paralela y perpendicular a los defectos  $\xi_{//}$  y  $\xi_{\perp}$  divergen en  $T_{BG}$  con exponentes crítico estáticos  $\nu_{//}$  y  $\nu_{\perp}$  respectivamente, con  $\nu_{//} = \zeta \nu_{\perp}$  [22]; la topología del problema impone la relación  $\zeta = 2$  [5]. El tiempo característico de relajación tiende a cero en  $T_{BG}$  como  $\tau \sim \xi_{\perp}^z$  donde  $z$  es el exponente crítico dinámico. A campo continuo constante, la resistividad lineal  $\rho(\omega, T)$  con el campo paralelo a los defectos escala como [5, 22, 24]

$$|\rho_{ac}(\omega, T)| \sim |1 - t|^{\nu_{\perp}(z-\zeta)} |\rho_{\pm}(\tilde{\omega})| \quad (4.17)$$

$$\phi_{\rho}(\omega, T) = \phi_{\pm}(\tilde{\omega})$$

donde  $\tilde{\omega} = \omega |1 - t|^{-z\nu_{\perp}}$  y  $t = T/T_{BG}$ .  $|\rho_{\pm}|$  y  $\phi_{\pm}$  son las funciones de escaleo universal para la amplitud y la fase por encima (+) y por debajo (-) de  $T_{BG}$ . El caso del vortex glass es similar, con la diferencia de que hay un único exponente estático isotrópico [13, 14, 15].

Varios trabajos experimentales de susceptibilidad AC con desorden puntual y correlacionado encuentran que gran parte de las curva de susceptibilidad lineal está adecuadamente descripta por un escaleo crítico, si bien no hay consenso general sobre el valor de los exponentes críticos (Ver discusión en referencias [19, 29]). Por ejemplo, de acuerdo a los resultados reportados en la referencias [19, 28, 29]  $\nu_{\perp} \sim 1.6$ ,  $\zeta \sim 2$  y  $z \sim 6$ , mientras que de acuerdo a la ref. [24],  $\nu_{\perp} \sim 1$ ,  $\zeta \sim 1$  y  $z \sim 2.2$ .

En algunos casos los autores intentaron explicar el comportamiento en base a la teoría de respuesta lineal para vórtices anclados sin éxito [73] (debían adjudicar dependencias en frecuencia a los parámetros  $\alpha_L$  y  $\eta$  para lograrlo). Todos estos trabajos están hechos utilizando campos continuos mucho mayores que los de nuestras mediciones; la región crítica va angostándose a medida que disminuye el campo continuo, de forma que es razonable que para campos de algunos cientos de  $Oe$  ocupe sólo una pequeña parte de las curvas de susceptibilidad. El único trabajo de susceptibilidad alterna que

encontramos en el que se hace este tipo de análisis a campos bajos es un estudio en cristales de *BSCCO* con bajas dosis de defectos columnares [74], en el que tampoco se observa ningún tipo de escaleo crítico.

Con el rango de frecuencias disponible no estaríamos en condiciones de determinar exponentes críticos, pero sí podemos chequear si nuestra falta de dependencia en frecuencia entre 15 y 90kHz es compatible con los exponentes que se encuentran en la literatura.

A partir de la relación 4.5 puede verse que  $\lambda_{ac}^2(\omega, T)$  debería seguir también una regla de escaleo análoga a 4.17. Esta regla de escaleo implica que por debajo de  $T_{BC}$ , en la región crítica, debe cumplirse

$$\lambda_{ac}(\omega, T) |1 - t|^{-\nu_{\perp}(z-c)/2} = \lambda_{ac-}(\omega |1 - t|^{-z\nu_{\perp}})$$

de manera que, de haber escaleo, si se grafica  $|\lambda_{ac}(\omega, T)| |1 - t|^{-\nu_{\perp}(z-c)/2}$  en función de la variable  $\omega |1 - t|^{-z\nu_{\perp}}$  para las distintas frecuencias, debería obtenerse una única función. Probamos con los distintos exponentes propuestos en la literatura, variando la  $T_{BC}$  dentro del rango de incertidumbre que tenemos, y en todos los casos podemos distinguir la función que resulta con  $f = 30kHz$  de la de  $f = 90kHz$ .

Este comportamiento, más el hecho de que en nuestro caso sí podemos encontrar valores razonables independientes de frecuencia para los parámetros intervinientes en la ecuación de movimiento 4.6, nos llevan a concluir que no hay escaleo crítico en un rango apreciable de temperatura. Esto puede deberse a que la región crítica es muy angosta para los campos utilizados o a que, a campos bajos y con pocos defectos, no exista una transición de segundo orden. Mediante mediciones posteriores de resistividad (Capítulo 6) no vimos ningún salto en la resistividad indicativo de una transición de primer orden, por lo que entendemos que el primer argumento, acerca del ancho de la región crítica, es el más plausible.

### 4.3 El comienzo de la respuesta no lineal

En la sección 4.1.3 vimos que la respuesta lineal se pierde para un determinado campo alterno (línea  $h_a^l(T)$  en la figura 4.5) que crece a medida que disminuye la temperatura.

La transición de una repuesta lineal a una no lineal ocurre cuando  $\chi'$  empieza a depender de  $h_a$ . Como esta transición es suave, el límite exacto

es difícil de determinar. Para definirlo, usamos el siguiente criterio: primero, para cada temperatura identificamos el valor de  $h_a$  tal que  $\chi'$  se aparta de la respuesta lineal por encima del ruido experimental. Esto determina una colección de puntos en el plano  $\chi'$  vs  $h_a$  de la figura 4.5b. Luego trazamos una curva suave a través de esos puntos.

Mientras la dinámica esté gobernada por las fuerzas de anclaje y valga la aproximación lineal, el desplazamiento de los vórtices será proporcional a la densidad de corriente según 4.7. El comienzo de la respuesta no lineal indica que las oscilaciones de los vórtices son suficientemente grandes para romper la aproximación lineal en la ec. 1.1. Como  $j$  no es uniforme, la transición ocurrirá para distintos campos alternos en distintas regiones de la muestra.

El método propuesto por Brandt y resumido en el Apéndice B permite obtener los perfiles de densidad de corriente para un disco de radio  $R$  y espesor  $\delta$ . Bajo la suposición de que  $j$  es uniforme en el espesor del disco, puede calcularse, a partir de  $\lambda_{ac}(T)$ , una corriente laminar adimensional  $J^*(T, \rho)$  donde  $\rho$  es la distancia al centro del disco. Se obtiene la densidad de corriente real calculando

$$j(T, \rho, h_a) = (c/4\pi)(h_a/\delta)J^*(T, \rho) \quad (4.18)$$

Como  $j$  es máxima en el borde de la muestra ( $\rho = R$ ) la no linealidad aparecerá cuando la corriente local en el borde alcance el valor  $j^l(T) = j(T, R, h_a^l(T))$ . Usando nuestra estimación de  $h_a^l(T)$  podemos calcular la  $j^l(T)$  que se muestra en la figura 4.14.

La pérdida de la linealidad puede originarse por una ruptura de la aproximación parabólica del potencial o por el incremento de los saltos térmicos entre los pozos de anclaje a medida que aumenta  $j$ , con la consiguiente ruptura de la aproximación del sistema de dos niveles. Para intentar clarificar este punto estimamos el desplazamiento  $u$  de los vórtices relacionado con  $j^l(T)$ . Podemos hacer eso ya que, mientras la dinámica esté dominada por la fuerza de anclaje y ésta pueda aproximarse como elástica, vale la ecuación 4.7. El radio máximo en el que pueden oscilar los vórtices sin que se pierda la linealidad será entonces aproximadamente:

$$r_l(T) = \frac{1}{c} \frac{\phi_0}{\alpha_L(T)} j^l(T) \quad (4.19)$$

Usando los valores  $j^l(T)$  y  $\alpha_L(T)$  calculados a partir de los experimentos para

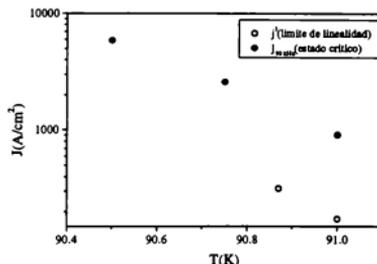


Figura 4.14: Dependencia con la temperatura de la densidad de corriente a partir de la cual se pierde el régimen lineal  $j^l$  y su comparación con la  $j$  presente en el estado crítico a  $90kH z$ .

la muestra M2 ( figuras 4.14 y 4.11) obtenemos un radio límite que oscila entre  $35\text{\AA}$  y  $65\text{\AA}$  dependiendo de la temperatura <sup>1</sup>.

Blatter et al [5], a partir de un modelo de pozo cuadrado, proponen una dependencia de la energía de anclaje con la distancia al centro del defecto para altas temperaturas (cuando la longitud de coherencia  $\xi$  es mucho mayor que el radio del defecto) de la forma  $\epsilon_p(r) \propto [r^2/2\xi^2 + 1]^{-1}$ , de forma que la aproximación armónica sería válida si  $r^2 \ll \xi^2$ . Los desplazamientos límites hallados son menores que la longitud de coherencia a estas temperaturas ( $\sim 130\text{\AA}$  a  $90.7K$ ). Esto en principio haría dudosa la interpretación de que la causal de la pérdida de la linealidad sea la pérdida de armonicidad del potencial. Sin embargo, hay una coincidencia notable entre esos valores y los radios de los defectos columnares: mediante observaciones por microscopía electrónica de alta resolución, Marwik et al [38], observaron defectos

<sup>1</sup>En la muestra M1 no nos fue posible aplicar el mismo procedimiento para encontrar  $h_a^l$  ya que teníamos menor cantidad de curvas. Lo que hicimos fue ajustar un  $r_l$  constante que resultara en un conjunto de campos  $h_a^l$  compatibles con los resultados experimentales. Las línea punteada en la figura 4.5a muestra  $h_a^l(T)$  obtenido usando 4.18 y 4.19, con  $r_l \sim 25\text{\AA}$  como parámetro de ajuste.

columnares producidos por iones de  $Au$  y  $Sn$ , encontrando que el radio de los defectos es de  $40 - 50 \text{ \AA}$  en el primer caso y de  $20 - 25 \text{ \AA}$  en el segundo. Es razonable pensar que, cuando la posición media de los vórtices (media en referencia a las fluctuaciones térmicas) se mueva más allá del límite físico del defecto, haya algún cambio en el potencial de anclaje que bien podría implicar la pérdida de la aproximación lineal.

La idea de que la linealidad se pierde por la pérdida de la armonicidad de los potenciales de anclaje, y que esto ocurre con densidades de corrientes en las que el creep aun no es relevante, se ve reforzada por el hecho de que las  $j^l$  involucradas son mucho menores que la densidad de corriente que se establece en el estado crítico  $j_f = 90 kH_T$ . Estos valores están marcados con círculos llenos en la figura 4.14 y en la sección siguiente se explicará la forma en que se calcularon. Si el incremento del creep fuera la causa de la pérdida de la linealidad ambas densidades de corriente deberían ser parecidas (en varios trabajos teóricos, incluso, se las considera iguales [31]). Esto es así debido a que la probabilidad de los saltos térmicos decae exponencialmente con las energías de activación  $U(T, J)$  y que  $U$  crece mucho a medida que disminuye  $j$ . Por ejemplo, en la sección siguiente se verá que en el estado crítico  $U(T) \propto j^{-\alpha}$ , con  $\alpha$  entre 1 y 1.5. De mantenerse relaciones similares,  $j^l/j_f = 1/4$  implicaría  $\exp(U(j^l))/\exp(U(j_f)) \sim 1/50$ , por lo que con densidades de corriente del orden de  $j^l$  el creep no podría causar la pérdida de la linealidad.

A medida que  $h_a$  sigue creciendo el límite del régimen de Campbell se va corriendo hacia el centro de la muestra;  $j$  sigue aumentando desde el borde hacia adentro hasta que, en la línea  $h_a^c(T)$  (línea punteada en la figura 4.5b) alcanza el valor máximo permitido  $j_f(T)$  en la mayor parte de la muestra; esto ocurre, como veremos en detalle más adelante, cuando la penetración del campo alterno del estado crítico supera a la del régimen de Campbell. A partir de ese momento la respuesta es la característica de un régimen de estado crítico.

## 4.4 Régimen de estado crítico

En esta sección estudiamos la respuesta en el régimen de estado crítico. En la primera parte, explicamos las características de ese régimen y las hipótesis involucradas en el modelo de estado crítico de Bean. En la segunda parte analizamos el comportamiento de la penetración del campo en nuestros datos para valores de  $h_a$  grandes e identificamos aquellos que responde al modelo de Bean; mostramos un método que permite delimitar la región de validez del modelo y calcular las densidades de corriente persistentes. Luego discutimos el comportamiento de la componente disipativa. En la última parte, obtenemos las energías de activación térmica y desarrollamos un método para identificar su dependencia con la densidad de corriente y con la temperatura.

### 4.4.1 Régimen crítico de Bean a temperatura finita

En el caso de la respuesta alterna, se dice que un superconductor está en el régimen de estado crítico de Bean cuando en todas las regiones del material en donde hay movimiento de vórtices se establecen, en cada instante, perfiles de densidad de corriente uniforme; esa densidad de corriente es la máxima permitida. En la práctica esto ocurre a partir de un campo límite  $h_a^c$ , suficientemente grande como para que el campo alterno haga oscilar los vórtices entre distintos centros de anclaje en la mayor parte de la muestra. Si las fuerzas de anclaje prevalecen sobre las disipativas en toda esa región se establece un estado crítico.

Esta situación puede entenderse más fácilmente en forma intuitiva si se discretiza el ciclo de campo alterno pensándolo como  $N$  escalones que van variando el campo en  $\Delta h_{ac}(h_a, N, n)$  cada  $t_n = n\tau_N$  con  $\tau_N = 1/2N\pi f$ . Un aumento de campo en el borde produce un gradiente de campo local muy grande y por lo tanto una  $j$  mayor que la crítica  $j_c$ ; los vórtices se mueven, relajando el perfil de campo hasta alcanzar esta densidad de corriente; una vez que esto se logra, a temperatura nula, quedan anclados por los defectos del material durante el resto del tiempo  $\tau_N$ ; al volver a aumentar el campo se repite el proceso. El modelo de Bean contiene las siguientes suposiciones:

- El tiempo de formación de los perfiles es instantáneo. En este ejemplo eso equivale a decir que la  $j$  creada por el aumento brusco de  $\Delta h_{ac}(h_a, N, n)$  decae a  $j_c$  en un tiempo mucho menor que  $\tau_N$  y, en el

caso general, implica que el término de viscosidad de la ecuación de movimiento es despreciable frente al de las fuerzas de anclaje.

- $j_c$  es independiente de  $B$ . Esta hipótesis se cumple en el caso de la aplicación de un campo alterno ya que  $B$  está determinado esencialmente por el campo continuo y  $H_{dc} \gg h_a$ .
- El desplazamiento que los vórtices realizan para establecer el perfil crítico es mucho mayor que el que pueden realizar dentro de los centros de anclaje. De no ser así, buena parte de la respuesta provendría de los sectores de la muestra en los cuales los vórtices pueden seguir las variaciones del campo alterno oscilando en los defectos, con corrientes menores a la crítica.

En la figura 4.15 se esquematizan los perfiles de campo resultantes con estas suposiciones en una plancha con el campo alterno aplicado longitudinal: el primer esquema muestra los perfiles al iniciarse un primer ciclo con el campo alterno ascendente, y el segundo muestra la continuación del proceso en el medio ciclo en el que el campo desciende.

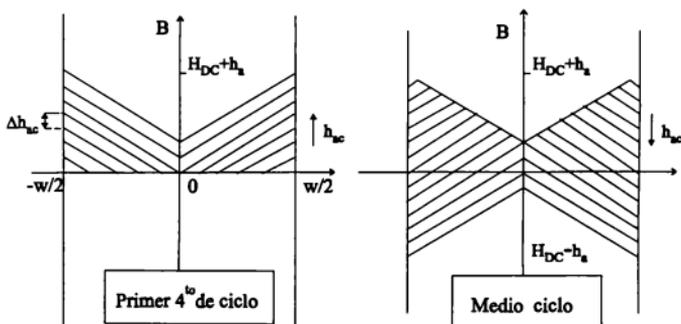


Figura 4.15: Esquema de los perfiles de campo magnético en el modelo de Bean en una plancha infinita de espesor  $w$ .

Es fácil pasar de este modelo discreto al continuo con  $h_{ac}(t) = h_a \cos \omega t$ . En la geometría de la figura puede calcularse fácilmente en forma analítica

la magnetización (y por ende la susceptibilidad) resultante. El resultado no puede depender de la frecuencia  $f$  y está determinado por la variable  $\Lambda_c = (c/4\pi)h_a/j_c$  que, para esta geometría, coincide con la longitud de penetración del campo alterno en la muestra (más adelante desarrollaremos este concepto). La componente  $\chi''$  alcanza un valor máximo de 0.239 [63, 68] cuando el campo alterno llega al centro de la muestra ( $\Lambda_c = w/2$  y  $\chi' \sim 0.5$ ).

La resolución del problema para otras geometrías es más sofisticada. La hipótesis sobre la relación constitutiva del material es que, en las regiones de la muestra en donde llega el campo alterno (es decir, allí donde los vórtices se mueven entre los centros de anclaje), la densidad de corriente debe ser  $j_c$ . Clem y Sánchez [69] resolvieron el problema para un disco en una geometría transversal. La expresión completa para la susceptibilidad alterna puede consultarse en el Apéndice B. Nuevamente, el resultado depende sólo de la variable  $\Lambda_c$ , si bien en este caso no coincide con la penetración del campo alterno. Aparecen diferencias cualitativas en los perfiles de campos y corrientes, con respecto a los que resultan en la geometría longitudinal de la figura 4.15. La principal es que hay corriente en toda la muestra, mientras que el campo alterno nunca llega al centro; en la región central donde no llega el campo alterno,  $j$  es menor que  $j_c$ . A pesar de las diferencias en los perfiles, las curvas de magnetización y de susceptibilidad son muy parecidas a las que se obtienen en la geometría longitudinal:  $\chi''_{\max} \sim 0.24$  cuando  $\Lambda_c \sim 0.97\delta$  (donde  $\delta$  es el espesor del disco) mientras que  $\chi' = -0.5$  cuando  $\Lambda_c \sim 0.75\delta$ . Soluciones para otras geometrías muestran características cualitativas muy similares [68].

A temperatura finita, los saltos térmicos modifican la situación. Con una densidad de corriente igual a la crítica los vórtices no quedan anclados, ya que pueden seguir saltando entre los centros de potencial por activación térmica, con una velocidad  $v_{creep} \sim f_0 d \exp(-U(j, B, T)/kT)$ , donde  $f_0$  es una frecuencia característica y  $d$  es la distancia media entre centros de anclaje [75]. Cuando  $j \sim j_c$ ,  $U(j) \sim 0$  y la probabilidad de estos saltos es muy alta por lo que los vórtices se mueven muy rápido y el perfil sigue relajando, estableciéndose una densidad de corriente cada vez menor; a medida que baja la corriente suben las energías de activación y la velocidad de creep

disminuye, haciendo la relajación más lenta. Para una cierta densidad de corriente  $j_f$  el tiempo medio necesario para que un vórtice pase al siguiente centro de anclaje es mayor que el período de alterna; esto ocurre cuando la energía de activación  $U(j_f)$  alcanza un valor tal que [5, 75, 76]

$$f \sim f_0 \exp(-U(j_f, T, B)/kT) \quad (4.20)$$

Esto significa que con la frecuencia  $f$  del campo alterno no hay tiempo para que la densidad de corriente relaje más allá de  $j_f$  o, lo que es lo mismo, que  $j$  no puede bajar de ese valor.

Volviendo al modelo discreto, cuando el campo alterno se modifica en  $\Delta h_{ac}(h_a, N, n)$ , se forma un perfil abrupto y los vórtices se mueven. Si las energías de activación  $U$  dependen fuertemente de  $j$ , la velocidad de creep para densidades de corrientes menores que  $j_f$  son mucho mayores, por lo que rápidamente se llega a velocidades cercanas a  $j_f$  en toda la muestra y se está en una situación muy similar a la del estado crítico a temperatura cero, con una densidad de corriente  $j_f < j_c$  dependiente de la frecuencia de trabajo. Con estas suposiciones, la magnetización y la susceptibilidad son idénticas a la situación del estado crítico ideal, pero dependen de la frecuencia a través del valor de la corriente.

En el capítulo X de la ref.[5] se resuelve el problema con creep para un campo alterno longitudinal en un cilindro infinito en el caso de un comportamiento fuertemente no lineal. La no linealidad del sistema puede evaluarse a través de la variable  $\Gamma = |\partial U / \partial j| (\delta j / kT)$  [5, 31] donde  $\delta j$  es la escala típica de variación de  $j$ ; cuando  $\Gamma \gg 1$  (la variación de  $U$  debida a la variación de  $j$  en el sistema es muy grande comparada con  $kT$ ) el sistema es fuertemente no lineal. En ese cálculo se demuestra que bajo estas condiciones, efectivamente se establecen perfiles con una densidad de corriente aproximadamente constante, y que las energías de activación se ajustan de forma de cumplir con la condición 4.20; en esa solución  $f_0$  resulta constante en aproximación logarítmica.

Veamos qué implica la condición de no linealidad fuerte en la fase de vidrio; en este caso las energías de activación dependen de la densidad de corriente

como

$$U(j, T, B) = U_0(T, B) \left[ \left( \frac{j}{j_c(T, B)} \right)^{-\alpha} - 1 \right] \approx U_0(T, B) \left( \frac{j}{j_c(T, B)} \right)^{-\alpha} \quad (4.21)$$

(la segunda fórmula vale si  $j$  no está muy cerca de  $j_c$ ) por lo que  $\Gamma \sim \alpha U(j, T) / kT$ ; si  $\alpha \geq 1$ , debido a que las energías de activación son grandes comparadas con  $kT$ , se está en la condición de fuerte no linealidad.

En el otro límite, cuando  $\alpha \ll 1$ , Brandt mostró en un trabajo reciente [77] que no se establece un perfil de corriente constante por lo que la solución de estado crítico con una densidad de corriente renormalizada por la frecuencia en ese caso no sería correcta.

#### 4.4.2 Determinación experimental de la existencia de estado crítico

En esta parte analizamos los datos experimentales en la región de respuesta no lineal para ver si responden a un modelo de estado crítico. Luego, en la región de validez de este régimen, obtenemos la dependencia con la temperatura de las densidades de corriente persistentes y analizamos sus implicancias físicas.

Para comparar en forma cualitativa los datos con los modelos existentes, graficamos los puntos experimentales  $\chi''$  vs  $\chi'$  correspondientes a la muestra M2 junto con las estimaciones teóricas para los distintos regímenes en un disco en una geometría perpendicular. Esto se muestra en la figura 4.16 para tres valores altos de  $h_a$ . La línea sólida representa el cálculo teórico para un modelo de Bean, mientras que las otras corresponden a curvas esperadas para una respuesta lineal con  $\varepsilon = 0.05, 0.1, 0.5$  y  $1$  (óhmico). El parecido (en la forma, posición y valor del máximo en  $\chi''$ ) entre los puntos experimentales y la curva para el modelo de Bean sugieren la validez de una descripción de estado crítico para esos campos.

Sin embargo, un comportamiento cualitativo importante de los datos experimentales que no explica el modelo de Bean es que el valor máximo de  $\chi''$  depende del campo alterno. Esto se observa en todas las muestras, como puede verse en la figura 4.6 en la que graficamos  $\chi''_{\max}$  vs  $h_a$ . Este hecho (que será discutido más adelante) hace difícil definir los límites del estado crítico a partir de la comparación con modelos teóricos. Para poder hacerlo ideamos una forma de analizar los datos  $\chi'(T, h_a)$  que nos permitió cotejar

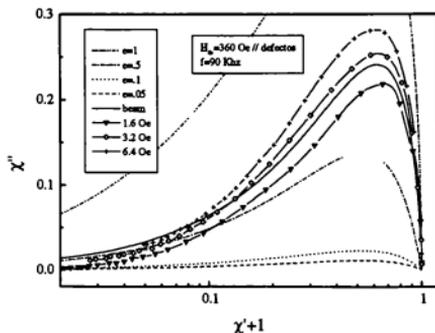


Figura 4.16: puntos experimentales  $\chi''$  vs  $(1 + \chi')$  para tres valores de  $h_a$  comparados con la dependencia esperada en distintos regímenes para la geometría de un disco.

la existencia de un estado crítico independizándonos de la geometría de la muestra y determinar el límite inferior  $h_a^c(T)$ . Este método está basado en un análisis conceptualmente similar, pero menos desarrollado publicado por Civalé et al. en la Ref.[63].

Como ya dijimos, el concepto básico en un modelo de estado crítico es que, en cualquier lugar de la muestra donde los vórtices se mueven entre los centros de anclaje la densidad de corriente  $j$  es uniforme. Esto determina la longitud característica de Bean

$$\Lambda_c(T, h_a, f) = \frac{c}{4\pi} \frac{h_a}{j_f(T)} \quad (4.22)$$

Debido a los saltos térmicos esa densidad de corriente depende de la frecuencia de medición. Por esa razón, el análisis que sigue se realiza a frecuencia fija que en este caso es de  $90\text{kHz}$ . La dependencia en frecuencia se discutirá en la sección siguiente.

Si el régimen crítico es predominante, dada una cierta geometría, la pe-



ambos lados de las curvas. Como resultado se obtiene una función  $\chi'$  evaluada en un grupo de valores de  $\Lambda_c$  equiespaciados en escala logarítmica de la forma  $\gamma^n [\Lambda_c]_A$ , donde  $n$  es un entero. La curva  $\chi'(\Lambda_c)$  obtenida a partir de la construcción de la figura 4.17 se muestra en la figura 4.18 (nótese que los valores de  $\Lambda_c$  se conocen a menos de un factor indeterminado  $[\Lambda_c]_A$ ). Las limitaciones experimentales están determinadas por la pérdida de resolución a medida que  $\chi'$  se acerca a los valores límites  $-1$  y  $0$ . De todas manera, a lo largo de la transición, el método permite obtener datos confiables sobre varios órdenes de magnitud de  $\Lambda_c$ .

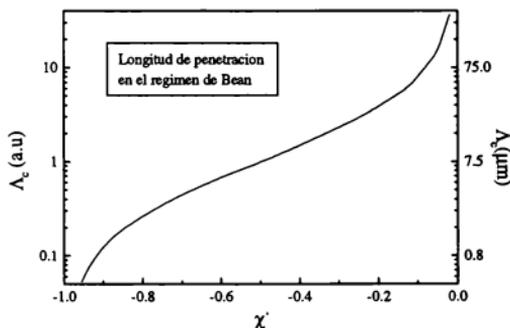


Figura 4.18: Función  $\Lambda_c(\chi')$  obtenida a partir de la construcción de la figura anterior. En el eje derecho se muestran los valores reales.

Hasta aquí no hemos comprobado la existencia del régimen crítico. En principio, un procedimiento similar podría aplicarse a cualquier par de curvas  $\chi'(T)$  no lineales. Para corroborar que efectivamente las curvas con  $h_a^{(1)}$  y  $h_a^{(2)}$  están en estado crítico, proseguimos de la siguiente manera:

A temperatura fija tomamos los valores de  $\chi'$  de todas las demás curvas obtenidas con otros campos alternos  $h_a$  y la misma frecuencia. Usamos esos valores como entradas en la curva  $\Lambda_c(\chi')$  de la figura 4.18 para determinar

$\Lambda_c$  en cada caso. Finalmente, graficamos  $\Lambda_c$  vs  $h_a$  a cada temperatura. Si  $\Lambda_c$  es proporcional a  $h_a$ , de acuerdo a la ecuación 4.22 el comportamiento es consistente con la existencia de un estado crítico. La figura 4.19 muestra este análisis para varias temperaturas. En todos los casos observamos que  $\Lambda_c \propto h_a$  a amplitudes altas, indicando la existencia de un régimen de Bean. A amplitudes más bajas  $\Lambda_c$  se desvía de las líneas rectas indicando que en esa región el régimen crítico aún no se desarrolló completamente. Como definición práctica, identificamos el campo  $h_{ac}^c(T)$  que marca el comienzo del régimen de Bean como el campo para el cual la desviación de  $\Lambda_c(h_a)$  respecto de la recta correspondiente a  $T$  es mayor al 10%. (flechas en al figura 4.19). Nótese que, de acuerdo a 4.22, las pendientes de las rectas a cada temperatura son proporcionales a  $1/j_{90kHz}(T)$ .

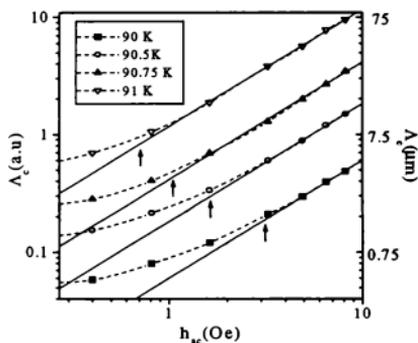


Figura 4.19: Prueba de la existencia de estado crítico a partir de la autoconsistencia de la función  $\Lambda_c(\chi')$ , para varias temperaturas.  $\Lambda_c$  es proporcional a  $h_a$  por encima de  $h_{ac}^c(T)$  señalado con flechas.

La gran ventaja de este método es que permite cotejar la existencia de un régimen de Bean, obtener sus límites y la dependencia en temperatura  $j(T)$ , sin tener que usar ningún modelo para tener en cuenta la geometría de la muestra. La función  $\chi'(\Lambda_c)$  en principio es única para cada muestra aunque,

como es de esperar, diferentes cristales con formas similares dan funciones muy parecidas.

Para estimar el valor absoluto de  $j$  es necesario evaluar el valor de  $\Lambda_c$ , y para eso sí es necesario apelar a alguna modelización. Como ya mencionamos, el cálculo para el modelo de un disco de radio  $R$  y espesor  $\delta$  predice que  $\chi' = -0.5$  cuando  $\Lambda_c/\delta = 0.75$ . Si se adopta ese criterio, el factor (hasta ahora indeterminado)  $[\Lambda_c]_A \approx 7.5\mu m$ . En el eje derecho de las figuras 4.22 y 4.19 se indican los valores reales de  $\Lambda_c$  obtenidos de esta manera. Los valores correspondientes de la densidad de corriente  $j_{90kHz}(T)$  se muestra en la figura 4.20.

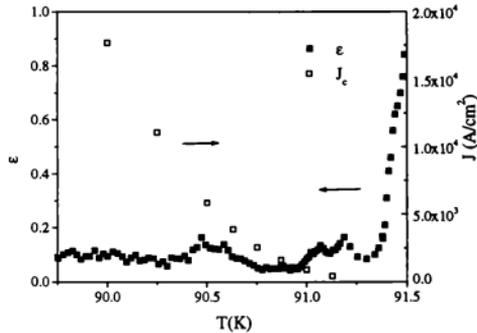


Figura 4.20: Dependencia en temperatura de  $\varepsilon = \lambda_I/\lambda_R$  (régimen lineal) y de  $j_c$  a  $90kHz$ . La temperatura en la cual deja de existir el régimen de Campbell coincide con aquella a la cual se anula  $j_c$ .

En el eje izquierdo de esa figura incluimos los datos de  $\varepsilon(T)$  de la figura 4.8, que caracterizan la disipación en el régimen lineal. Puede verse que dentro de nuestra resolución experimental, la densidad de corriente persistente se anula en  $T \sim 91.2-91.3K$ , en coincidencia con la temperatura en donde desaparece el régimen de Campbell y  $\varepsilon$  presenta una estructura y luego aumenta. La

coincidencia de estos dos hechos refuerza la identificación de esa temperatura con la transición líquido-vidrio  $T_{BC}$ .

Estos valores de  $j_{90kHz}(T)$  son los mismos que mostramos en la figura 4.14. de la sección 4.3 con círculos llenos en comparación con  $j_l(T)$  (círculos vacíos); mirando esa figura, llama la atención que resulten proporcionales: la linealidad de la oscilación dentro de los defectos del régimen de Campbell se pierde cuando la densidad de corriente en el borde de la muestra alcanza una fracción significativa (para esta frecuencia  $\sim 20\%$ ) de la densidad de corriente que circula en el estado crítico. Hacemos notar que llegamos a ambos resultados en forma totalmente independiente: en un caso del cálculo de los perfiles en un régimen de Campbell con los valores experimentales de  $\lambda_R$  de las curvas con  $h_a$  bajos y en el otro con el mecanismo para la determinación experimental del  $\Lambda_c$  explicado en esta sección de las curvas de  $h_a$  altos. Esto descarta que la proporcionalidad se deba a algún vicio de procedimiento.

#### 4.4.3 Disipación y régimen de estado crítico

La componente  $\chi''$  en el régimen de estado crítico aparece como consecuencia de la histéresis en el ciclo de alterna y tiene un máximo característico para cada geometría, independiente de la amplitud del campo alterno. En la práctica esto no se observa, y en nuestras curvas experimentales el máximo de  $\chi''$  sigue aumentando al aumentar el campo alterno. En esta sección discutimos esa falta de saturación del máximo de  $\chi''$  al aumentar  $h_a$ .

Si bien a partir del método explicado en la sección anterior demostramos que para los  $h_a$  máximos la penetración del campo alterno está determinada por un régimen de estado crítico, el hecho de que  $\chi''_{max}$  no sature indica que no se cumplen estrictamente todas las hipótesis del régimen de Bean. Hay dos hipótesis fuertes que, en principio, podrían ser puestas bajo sospecha. La primera, es que el efecto de los saltos térmicos puede representarse a través de una  $j_f$  efectiva y la segunda es que las pérdidas viscosas involucradas en la formación de los perfiles no puedan despreciarse.

Entendemos que, en nuestro caso, la primer alternativa debe descartarse por varios motivos:

Por empezar, usando la construcción presentada en la sección 4-4-2 probamos que es posible definir una  $j_f(T)$ .

En segundo lugar, en el caso de un vidrio de Bose se esperan exponentes dinámicos mayores que uno y en la sección siguiente veremos que nosotros encontramos  $\alpha \sim 1.5$ , por lo que efectivamente estaríamos en las condiciones de no linealidad fuerte.

Un hecho experimental cualitativo muy importante que refuerza estos conceptos, independiente de cualquier modelo, es el siguiente: si el creep fuera el causante de la no saturación de  $\chi''_{\max}$ , el máximo de  $\chi''(h_a)$  a temperatura fija debería crecer a medida que aumenta la temperatura.

En la figura 4.21 se muestran nuestros resultados experimentales; el comportamiento cualitativo que se observa en nuestro caso es exactamente contrario al esperado si el creep fuese el responsable de la no saturación del máximo de  $\chi''$ ; este valor disminuye a las temperaturas mayores.

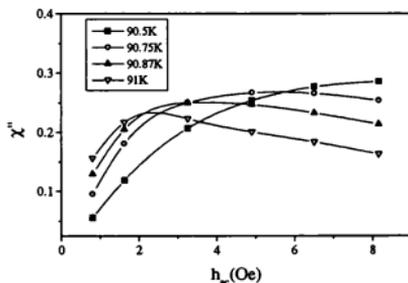


Figura 4.21: Curvas de  $\chi''$  vs  $h_a$  a distintas temperaturas. En nuestras mediciones  $\chi''_{\max}(h_{pic})$  crece a medida que aumenta  $h_{pic}$ .

Brandt [77] corroboró la dependencia intuitiva de  $\chi''_{\max}(h_a)$  adjudicable al creep (esbozada en el párrafo anterior) en un cálculo exacto para un disco en el límite de  $\alpha \ll 1$ . Esta condición permite relacionar el campo eléctrico con la corriente a través de  $E \propto (J/J_c)^n$ , con  $n = U_0/kT$ . Con esas hipótesis muestra que el máximo de  $\chi''(h_a)$  a temperatura fija aumenta con la frecuencia. Además, muestra que a medida que  $n$  decrece de  $\infty$  (estado de Bean ideal)

a 1 (Óhmico), el máximo en  $\chi''$  aumenta. Si quisiéramos explicar nuestras curvas de la figura 4.21 con esas hipótesis, deberíamos adjudicar un  $n$  mayor (menos influencia de la activación térmica) a temperatura las temperaturas más elevadas, lo que no resulta físicamente plausible.

Todos estos hechos nos llevan a concluir que, en nuestro caso, la falta de saturación en el máximo de  $\chi''$  no se debe a la presencia del creep.

La segunda hipótesis del estado crítico que puede ponerse en tela de juicio es que, el tiempo de movimiento viscoso en la formación de los perfiles sea despreciable. Esta hipótesis será válida siempre que la velocidad de flux flow sea muy grande, es decir siempre que el rango de penetración del campo alterno del régimen de flux flow sea mucho mayor que el del régimen crítico.

En una geometría longitudinal (una plancha o un cilindro infinito con el campo alterno paralelo) los rangos de penetración del campo coinciden con las longitudes características, de manera que la condición anterior equivale a pedir  $\Lambda_c(h_a, T) \sim \delta_{FF}(T)$ , donde  $\delta_{FF} = |\lambda_{FF}|$  es la penetración pelicular definida en la sección 4-2-1. Aclaramos que el "rango de penetración"  $\Lambda(h_a, T)$  no es la distancia máxima a la que penetra el campo (que, por ejemplo, siempre llega al centro en un régimen lineal y nunca lo hace en un disco en estado crítico) sino que es la distancia media de penetración, definida como  $h_a \Lambda = (1/2) \int h_a d\tau$ . La situación es diferente para una geometría transversal ya que, dada la distribución peculiar de campos y corrientes, el verdadero rango de penetración del campo alterno no coincide con la longitud de penetración definida por la ecuación de movimiento<sup>2</sup>.

En la figura 4.27 de la sección 4-4-5, en la que se construye el diagrama dinámico, se grafica la línea de transición en el plano  $(h_a, T)$  entre ambos regímenes  $h_a^{FF}(T)$ . Si bien esta línea está por encima de los campos usados en nuestros experimentos en casi todo el rango de temperaturas de la fase de vidrio (a la máxima amplitud  $h_a \sim 80e$  la interceptamos en  $T \sim 91.1K$ ),

<sup>2</sup>El criterio práctico que adoptamos para evaluar el verdadero rango de penetración del campo alterno fue considerar que coincide con el radio promedio de la muestra cuando  $\chi' = -0.5$ . En el régimen de Bean esto ocurre cuando  $\Lambda_c \sim (3/4)\delta$  mientras que en un régimen lineal la situación análoga ocurre cuando  $|\lambda| \sim \sqrt{R\delta/8}$ . En las cercanías de  $\chi' = -0.5$  será razonable aproximar el verdadero rango de penetración en el régimen de Bean por  $(4/3)(R/\delta)\Lambda_c(T, h_a)$  y el del régimen lineal por  $\sqrt{8R/\delta}|\lambda(T)|$ . El cruce entre ambas penetraciones tendrá lugar en este caso cuando  $\sqrt{2R/9\delta}\Lambda_c(T, h_a) \sim \delta_{FF}(T)$  que, de acuerdo a 4.22 ocurre cuando  $\delta_{FF}(T) \sim (c/4\pi)(1/3)\sqrt{2R/\delta}(h_a^{FF}(T)/j_j(T))$  ( $h_a^{FF}(T)$  es el campo alterno para el cual se igualan los rangos de penetración a la temperatura  $T$ ).

está suficientemente cerca como para que las pérdidas viscosas tengan cierta influencia en la respuesta. Por ejemplo, para  $h_a = 80e$ , el máximo del pico está en  $T \sim 90.5K$ , y  $h_a^{ff}(90.5K) \sim 400e$ , 5 veces mayor. Considerando que  $\chi''$  da cuenta de la disipación en un ciclo y es por lo tanto más sensible al inicio de la región intermedia, concluimos que la falta de saturación del máximo de  $\chi''$  se debe al incremento de la contribución de la pérdidas viscosas.

#### 4.4.4 Dependencia en frecuencia y energías de activación

Una vez identificado y caracterizado el régimen de estado crítico, en esta sección extraemos información sobre las energías de activación a partir de mediciones a distintas frecuencias. Previamente, hacemos una breve discusión sobre las predicciones teóricas en el rango de nuestras mediciones.

En la sección 4.1.1 llegamos a la conclusión de que nuestros experimentos están siempre por encima de la temperatura  $T_d$ , a partir de la cual las fluctuaciones térmicas de la posición de los vórtices son mayores que la distancia entre defectos. También concluimos que se espera un régimen de anclaje de grupos.

Se predicen distintos regímenes de activación térmica para los grupos de vórtices, dependientes del tamaño típico de los grupo en relación a otras longitudes características como la distancia media entre vórtices  $a_0$  y la longitud de penetración  $\lambda$  [5, 22, 13, 78]. El tamaño de los grupos, al igual que las energías de activación, dependen de la densidad de corriente  $j$ , del campo  $B$  y de la temperatura. En un vidrio las energías de activación dependen de  $j$  y  $T$  a través de la ec.4.21. A campo continuo fijo, y si  $j \ll j_c$ , se puede escribir

$$U(j, T) \approx U_0(T) \left( \frac{j_c}{j} \right)^\alpha = (j^{-\alpha}) (U_0(T) j_c^\alpha(T)) = U(j) g(T) \quad (4.23)$$

Cada régimen particular de activación térmica está caracterizado por un exponente  $\alpha$ .

La energía  $U_0(T)$  está asociado a la escala de la energía de anclaje  $y$ , en el caso de grupos con defectos columnares decrece con temperatura como  $U_0 \sim \epsilon_r (b_0/d_r)^2 (\tilde{T}_d/T)^2$  (ec.9.75 de Ref.[5]). La longitud de localización crece con  $T$  como  $l_\perp \sim d_r (T/\tilde{T}_d)^2$  (ec.9.74 de Ref.[5]), de forma que la densidad de corriente crítica  $j_c \sim cU_0/\phi_0 l_\perp \propto (\tilde{T}_d/T)^4$ . Por lo tanto,

esperamos una dependencia en temperatura de las energías de activación  $g(T) \sim U_0(T)j_c^\alpha(T) \propto (\tilde{T}_d/T)^{2+4\alpha}$ . Cerca de  $T_c$  (como es el caso de nuestras mediciones) la dependencia en temperatura de  $\tilde{T}_d$  está dominada por el factor  $\tilde{T}_d \propto (1-t)$  (con  $t = T/T_c$ ), por lo que se espera una fuerte dependencia  $g(T) \propto (1-t)^{2+4\alpha}$ .

Para obtener información experimental sobre estas energías de activación, medimos  $\chi'(T)$  y  $\chi''(T)$  en la muestra M2 con  $H_{dc} = 360 Oe$  para 9 frecuencias entre  $300 Hz$  y  $90 kHz$ . Todas las curvas fueron medidas con  $h_a = 3.2 Oe$ .

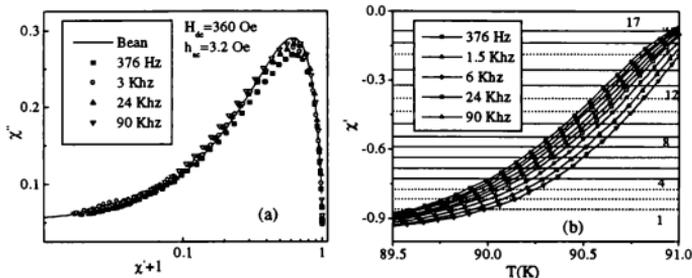


Figura 4.22: Curvas a diferentes frecuencias en el estado crítico. En (a) comparamos los puntos experimentales  $\chi''(\chi')$  con los esperados en el modelo de Bean. En (b) se muestran las curvas  $\chi'(T)$  con los cortes a  $\chi' = cte$  utilizados en el análisis de las energías de activación.

Lo primero que hicimos fue cotejar si a todas las frecuencias el sistema está efectivamente en un régimen de estado crítico. En la figura 4.22a se muestran los datos experimentales  $\chi''(\chi')$  para diferentes frecuencias en comparación con la curva esperada para un disco en el modelo de Bean. Puede verse que son muy similares, indicado que para ese campo alterno el sistema está en estado crítico para todas las frecuencias en todo el rango de temperatura

hasta  $T_{BG}$ .

En la figura 4.22b se muestran las curvas experimentales  $\chi'(T)$  correspondientes. Los cortes a  $\chi' = cte$  son los valores a los que se realizó el estudio en frecuencia que se detalla a continuación.

Aplicando logaritmo a la ecuación 4.20 se tiene

$$\ln f = \ln f_0 - U(j, T, B)/kT \quad (4.24)$$

donde  $j$  es la corriente persistente a temperatura  $T$  y campo  $B$  trabajando con frecuencia  $f$ . La frecuencia  $f_0$  fue asociada en un principio a una frecuencia microscópica propia de los vórtices [8, 75, 76]. Posteriormente, apareció simplemente vinculada a la resolución del problema electromagnético para una relación constitutiva fuertemente no lineal, como una constante impuesta por las condiciones de contorno [5]; en el último caso resulta una frecuencia macroscópica del orden de  $10^6 Hz$ , que coincide con posteriores resultados experimentales [79]. Esa frecuencia puede considerarse como constante en aproximación logarítmica.

Cada curva a  $f$  constante es una curva a  $U(j, T)/kT$  fija (excepto por una leve variación en  $\ln f_0$  que despreciaremos); el perfil de campos relaja hasta que la densidad de corriente persistente satisface la condición 4.24 a cada temperatura. Este hecho fue usado en varios trabajos experimentales [76] para obtener las energías de activación. Debido a que en el estado crítico, a  $h_a$  constante, el máximo de  $\chi''$  ocurre siempre a la misma  $j$ , se estudia la dependencia en temperatura del máximo de disipación para construir los llamados *plots de Arrhenius*, que consisten en gráficos de  $\ln f$  vs  $1/kT$  ( $T$  es la temperatura del máximo de disipación). En algunos casos se obtienen rectas, indicando  $\ln f \propto 1/kT$ , por lo que se infiere de 4.24 que  $U(j, T)$  es constante o lineal con  $T$  y la pendiente de esas rectas es una medida directa de  $U(j^{pico})$  [76].

El pico de  $\chi''_{max}$  es un punto como cualquier otro, que tiene la ventaja de que  $j$  es fácil de estimar, pero este mismo análisis puede hacerse para cualquier otro valor de  $j$  fijo (o lo que es lo mismo de  $\chi'$  fijo). Esto es lo que hicimos para todos los valores de  $\chi'$  constante indicados en la figura 4.22b. En la figura 4.23, se ejemplifican los *plots de Arrhenius* resultantes para los cinco valores de  $\chi'$  numerados en la figura 4.22b. Se observa que en este caso  $\ln f$  no es lineal con  $1/kT$ , indicando que  $U(T)$  no es lineal con  $T$ . Esto es

razonable muy cerca de  $T_c$ , donde se espera una fuerte dependencia de las energías de activación con la temperatura.

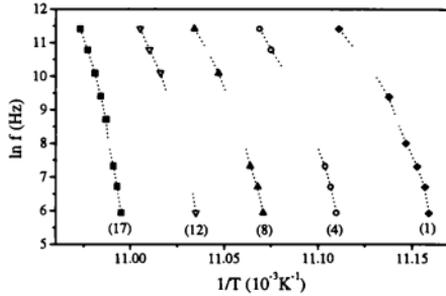


Figura 4.23: Curvas  $\ln f$  vs  $1/kT$  obtenidas de cortes a  $\chi'$  fijo de las curvas  $\chi'(T)$  a diferentes frecuencias. No observamos una dependencia lineal. Mostramos sólo unos pocos valores para mayor claridad.

Dado que conocemos  $j(h_a, \chi')$ , identificando el valor correcto de  $\ln f_0$ , podemos determinar  $U(j, T)$  en el rango de temperaturas y corrientes estudiado. Para eso desarrollamos un procedimiento que se parece conceptualmente al método introducido por Maley [80] para obtener  $U(j, T)$  a partir de mediciones de relajación temporal de las corrientes persistentes  $j(T)$  por magnetización a distintas temperaturas. En el caso de estas mediciones las energías de activación se relacionan con la variación temporal de las corrientes a través de

$$\ln \left| \frac{dj}{dt} \right| = C - \frac{U(j, T)}{kT}$$

donde  $C$  es constante en la aproximación logarítmica. A cada temperatura, el rango de densidades de corrientes accesible está limitado por el tiempo de medición (algunas horas). Maley propone empalmar las curvas de  $\partial_t j$  a distintas temperaturas ajustando la constante  $C$  de forma de lograr un empalme suave de los segmentos consecutivos. Si no hay una dependencia

importante explícita de  $U(T)$  con la temperatura (lo cual puede suceder a temperaturas bajas), el método permite obtener  $U(j)$  en un amplio rango de densidades de corrientes.

Por el contrario, en nuestras mediciones, no puede despreciarse bajo ningún concepto la dependencia explícita en temperatura de las energías de activación. De acuerdo a la expresión 4.23, cada curva del tipo de las mostradas en la figura 4.23 (correspondiente a un valor de  $j$ ) debería satisfacer la relación

$$\frac{\ln f - \ln f_0}{U(j)} = \frac{g(T)}{kT}$$

El término de la derecha sólo depende de  $T$  por lo que, si se resta el valor adecuado de  $\ln f_0$  (el mismo para todas las curvas) y se divide por el grupo adecuado de  $U(j)$  (uno distinto para cada curva), los segmentos  $(\ln f - \ln f_0)/U(j)$  graficados en función de temperatura, deberían colapsar en una única curva suave que represente  $g(T)/kT$ .

En la práctica, empezamos eligiendo un valor arbitrario para  $\ln f_0$ ; luego imponemos valores para los  $U(j)$  tratando de lograr que los segmentos adyacentes se superpongan en el rango de temperatura en común. Esto en general no se logra: las pendientes que se obtienen para cada segmento no coinciden y sólo se los puede hacer cruzar en un punto. Sólo cuando se elige el valor adecuado de  $\ln f_0$  se consigue superponer todos los segmentos adyacentes en todo el rango de temperatura.

La resolución del método permite estimar con una buena precisión el valor de  $\ln f_0$ , que en este caso resultó  $14 \pm 0.5$ . Esto se ilustra en la figura 4.24 donde mostramos el resultado de este procedimiento para  $\ln f_0 = 12.5$ , 14 y 15.5; es claro que sólo el resultado para  $\ln f_0 = 14$  es satisfactorio. Luego podemos tomar los valores de  $U(j)$  usados para construir la figura 4.24 (con  $\ln f_0 = 14$ ) y graficarlos en función de la densidad de corriente  $j$  correspondiente a cada curva; obtuvimos las  $j$  a partir de  $\chi'$  de acuerdo a lo explicado en la sección 4.4.2. El resultado se muestra en la figura 4.25, en donde se observa el comportamiento típico de un vidrio. A densidades de corrientes altas  $U \propto j^{-1.5}$ ; este comportamiento se pierde a  $j$  bajas, tendiendo hacia un exponente menor.

Analizamos los resultados en el marco de los regímenes de activación térmica con defectos columnares, introducidos al comienzo de esta sección. Un exponente  $\alpha = 1.5$  como el que se ve en la figura 4.25 es un típico

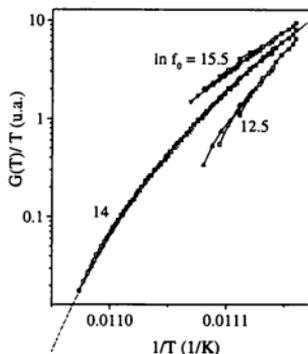


Figura 4.24: Dependencia en temperatura de las energías de activación  $U(J, T) = U(J)g(T)$  obtenidas mediante el procedimiento descrito. Usando  $\ln f_0 = 14$  todas las curvas  $(\ln f - \ln f_0)/U(j)$  colapsan, mientras que eso no ocurre para otros valores de  $\ln f_0$ .

exponente de creep colectivo de grupos de vórtices. Konczykowski et al encontraron exponentes similares cerca de  $T_c$  en  $YBa_2Cu_3O_7$  con defectos columnares, mediante mediciones de relajación de magnetización con puntas hall [40]. Entre los regímenes propuestos por Blatter et al en la ref.[5], se predice un exponente  $\alpha = 1.5$  para grupos grandes, con una dimensión transversal  $R_\perp > \lambda_L$  (ec. 9.146 de esa referencia). La disminución de  $\alpha$  al disminuir  $j$  en la figura 4.25 podría estar indicando una transición al régimen de activación llamado *onda de densidad de carga* (CDW) que, para  $R_\perp > \lambda_L$ , se caracteriza por  $\alpha = 1$  (ec.9.149 de ref.[5]).

En lo que respecta a la dependencia en temperatura  $g(T)$ , la línea continua en la figura 4.24 es un ajuste de  $g(T) = cte(1 - T/T_c)^{6.9}$ , con  $T_c = 92.2K$ , en excelente acuerdo con las predicciones teóricas.

Se repitió este análisis para  $H_{dc} = 100Oe$  para ver si se obtenía un resultado consistente o si aparecía algún indicio de régimen de anclaje individual.

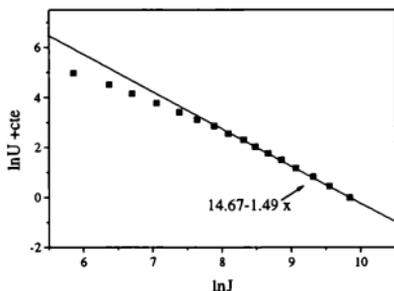


Figura 4.25: Dependencia con  $j$  de las energías de activación. Los valores de  $U(j)$  son las constantes utilizadas para la construcción de la función  $g(T)$ ; los valores de  $j$  se obtuvieron de  $\chi'(h_a/j)$ .

El problema que surgió en el análisis posterior de los datos a  $1000e$  es que, con este campo, el régimen crítico se establece a campos alternos mayores, por lo que las curvas con  $h_a = 3.20e$  no están en estado crítico a las temperaturas más bajas de la transición; esto limitó el rango de comparación pero, en la zona en donde se desarrolla el estado crítico, se obtuvieron comportamientos similares para  $U(j)$  y  $g(T)$ . La comparación se muestra en la figura 4.26; graficamos las funciones  $g$  y  $U$  multiplicadas por una constante arbitraria (distinta para cada campo  $H_{dc}$ ), elegida de forma de hacer coincidir las funciones obtenidas a  $3600e$  y  $1000e$  en un punto para facilitar la comparación.

Puede verse que no hay ningún cambio significativo en las dependencias, indicando que se mantiene esencialmente el mismo régimen de activación térmica. Hacemos notar que con  $H_{dc} = 1000e$ , las curvas experimentales de  $\chi'(T)$  a distintas frecuencias están a mayor temperatura y más juntas que con  $H_{dc} = 3600e$ . Esto se debe a que los valores absolutos de  $U(j, B)$  a temperatura fija son mayores en el primer caso.

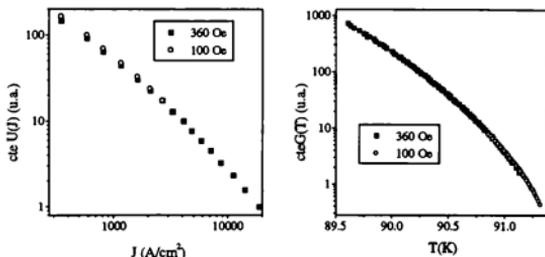


Figura 4.26: Comparación de las funciones  $U(j)$  y  $g(T)$  obtenidas con  $H_{dc} = 100Oe$  en el rango de validez del estado crítico. Todas las funciones están multiplicadas por constantes arbitrarias para facilitar la comparación.

#### 4.5 Diagrama dinámico y conclusiones.

En esta sección resumimos los resultados de las secciones anteriores por medio de la construcción de un diagrama en el plano  $(h_a, T)$ . En el mismo identificamos los distintos regímenes dinámicos y analizamos el paso de uno a otro. La figura 4.27 muestra el diagrama construido para  $H_{dc} = 360Oe$  y  $f = 90kHz$ .

La respuesta para  $T \leq 91.2K$  es característica de una fase de vidrio. Por debajo de la línea  $h_a^l(T)$  (triángulos llenos en la figura 4.27) hay un régimen de Campbell, con vórtices que oscilan en los centros de anclaje. La susceptibilidad AC está principalmente definida por una longitud de penetración real, con una pequeña componente imaginaria. La falta de dependencia en frecuencia de dicha componente sugiere un mecanismo de disipación tipo dos niveles. Por encima de una segunda línea  $h_a^c(T)$  (siempre para  $T \leq 91.2K$ ) domina un régimen de estado crítico de Bean (cuadrados en la figura 4.27). La densidad de corriente persistente está determinada por mecanismos de activación térmica de grupos de vórtices. Entre esos dos extremos hay un régimen intermedio no lineal que ocupa una porción importante del plano  $(h_a, T)$ : como se puede ver en la figura,  $h_a^l(T)$  y  $h_a^c(T)$  difieren en más de un

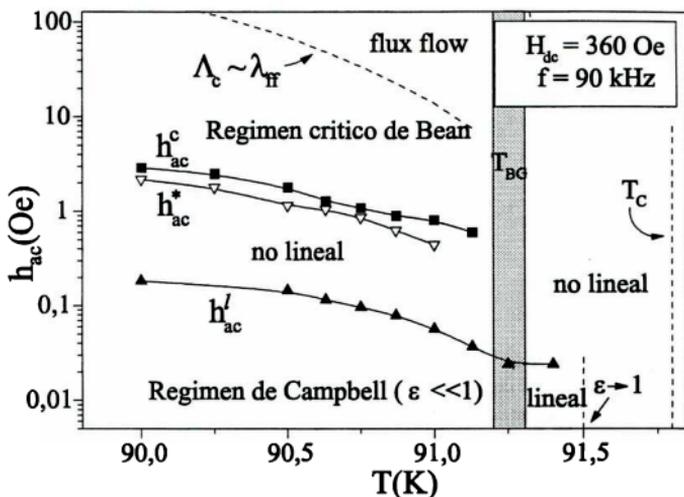


Figura 4.27: Diagrama dinámico en el plano  $(h_a, T)$  que surge como conclusión del capítulo (ver texto a continuación).

orden de magnitud.

Entre 91.2 y 91.3K desaparecen el régimen de Campbell y el crítico. Eso indica un desanclaje abrupto de los vórtices en la transición líquido vidrio, en  $91.2K < T_{BC} < 91.3K$ . Hasta 91.2K no hay compatibilidad con un escaleo crítico, posiblemente debido a que la región crítica para este campo es muy angosta. Por encima de 91.3K, la respuesta sigue siendo lineal para  $h_{ac} \leq 25mOe$ , pero la disipación aumenta rápidamente acercándose a  $\epsilon = 1$  (respuesta óhmica) lo que indica que se está en presencia de un líquido de vórtices. Sin embargo, a campos alternos mayores la respuesta sigue siendo no lineal, indicando que la interacción de los vórtices con los defectos sigue siendo importante; si existe una región de líquido desanclado [5, 46, 45], para este  $H_{dc}$  ocurre en un rango muy angosto en temperatura por debajo de  $T_c$ ,

con resistividades muy altas para poder ser vistas con susceptibilidad AC. En el capítulo 6 se verá que con mediciones de resistividad DC se obtuvo el sorprendente resultado de que el líquido desanclado no se observa nunca: la interacción con los defectos es significativa apenas  $\rho$  se aparta de  $\rho_n$ .

Ahora analizaremos el diagrama dinámico en la fase de vidrio. En general, la transición entre dos regímenes cualesquiera ocurre cuando se igualan los rangos de penetración del campo alterno. Como explicamos al final de la sección 4.4.3, en una geometría longitudinal, el rango de penetración real del campo coincide con las longitudes características de cada régimen, pero eso no ocurre en una geometría transversal. En esa oportunidad, encontramos que, igualando los rangos de penetración, la transición del estado crítico al régimen de flux flow ocurre cuando el campo alterno alcanza el valor  $h_a^{FF}$  tal que

$$\lambda_{FF}(T) \sim \frac{c}{4\pi} \left[ \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2R}{\delta}} \right] \frac{h_a^{FF}(T)}{j_f(T)} \quad (4.25)$$

Análogamente, estimamos el paso del régimen de Campbell al crítico con la expresión

$$\lambda_R(T) \sim \frac{c}{4\pi} \left[ \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2R}{\delta}} \right] \frac{h_a^*(T)}{j_f(T)} \quad (4.26)$$

donde  $h_a^*(T)$  es el campo alterno para el cual se igualan los rangos de penetración a la temperatura  $T$ .

Usando la igualdad 4.26 podemos estimar el campo  $h_a^*(T)$  a partir de los valores experimentales de  $\lambda_R(T)$  y  $j_{90kHx}(T)$ . Enfatizamos que ambas magnitudes se calcularon con mecanismos totalmente independientes;  $\lambda_R(T)$  se obtuvo de los datos del régimen lineal, invirtiendo numéricamente la expresión 4.11 y  $j_{90kHx}(T)$  de los datos para campos alternos altos a esa frecuencia usando el procedimiento geométrico descrito en la sección 4.4.2. El resultado a varias temperaturas se muestra con triángulos vacíos en el diagrama de la figura 4.27; el valor esperado para  $h_a^*(T)$  a partir de este cálculo coincide aproximadamente con la línea  $h_a^c(T)$  que indica el comienzo del predominio del régimen de estado crítico obtenido a partir de la construcción de la sección 4.4.2.

Recordamos que los valores cuantitativos de los campos de transición

tienen una cierta arbitrariedad ya que, para llegar a la expresión 4.26 im-  
 pusimos que el rango de penetración coincida con el radio promedio de la  
 muestra cuando  $\chi' \sim -0.5$  (ver discusión sección 4.4.2); debido a la diferente  
 dependencia funcional de  $\chi'(\lambda_R)$  y  $\chi'(\Lambda_c)$  en sendos regímenes, el resultado  
 varía ligeramente si adoptamos como criterio, por ejemplo, que los rangos  
 de penetración sean iguales cuando  $\chi''$  es máxima en cada caso. La diferen-  
 cia, de todos modos, es de alrededor de un 20%. Por lo tanto, dentro de  
 factores numéricos del orden de la unidad, podemos ver que  $h_a^*(T)$  y  $h_a^c(T)$   
 coinciden, reforzando el concepto básico teórico de que *el régimen de estado  
 crítico se desarrolla cuando el rango de penetración de Bean supera al rango  
 de penetración de Campbell*.

Otro detalle que hacemos notar es que, si bien el factor numérico  $\sqrt{2R/9\delta}$   
 involucrado en la igualdad de las penetraciones del campo en ambos regímenes  
 en las expresiones 4.26 y 4.25 es conceptualmente importante (en el sentido  
 de que en esta geometría no se igualan simplemente las longitudes carac-  
 terísticas) , no es significativo en el caso de la muestra M2, para la que  
 resulta cercano a 2.

El amplio régimen intermedio no es considerado en los modelos menciona-  
 dos anteriormente, en donde se habla de una línea de campo alterno a través  
 de la cual se pasa abruptamente de un régimen al otro. Esto no es estric-  
 tamente cierto ni aun en la imagen más sencilla, en que la transición ocurre  
 cuando la densidad de corriente del régimen lineal alcanza la densidad de  
 corriente persistente en el estado crítico; como esto sucede en distintas situa-  
 ciones en las diferentes regiones de la muestra (cuando el **campo alterno  
 local** en esa región alcanza  $h_a^l(T)$ ), habrá una región intermedia en la que  
 ambos regímenes coexistan en la muestra. Esta imagen supone además que el  
 radio de los centros de anclaje es comparable con la distancia entre los distin-  
 tos centros (cosa que efectivamente sucede para defectos no correlacionados)  
 Esta no es la situación en nuestro caso. Como discutimos en la sección 4-3 la  
 no linealidad empieza mucho antes, cuando la densidad de corriente es sólo un  
 20% de  $j_f$ , posiblemente debido a la pérdida de la armonicidad del potencial  
 por la presencia de los defectos columnares.

Como mencionamos en las secciones previas, en el rango de temperaturas  
 y campos de nuestras mediciones se predice un régimen de anclaje colectivo

y nuestra estimación experimental de la forma funcional de las energías de activación concuerda con la predicha por la teoría. El régimen de Campbell, sin embargo, se describe adecuadamente con una constante de Labusch independiente de campo, característica de un régimen de anclaje individual. Esta supuesta contradicción puede resolverse si tenemos en cuenta el tamaño del desplazamiento de los vórtices involucrado en cada caso. La respuesta lineal corresponde a oscilaciones cuyas amplitudes ( $\leq 50\text{\AA}$ ) son mucho menores que el parámetro de red ( $a_o \sim 2100\text{\AA}$ ). La variación del potencial efectivo de un vórtice debida a la variación de la interacción elástica con sus vecinos es despreciable en relación con la variación de la energía de anclaje, por lo que la dependencia del potencial de anclaje con el desplazamiento está determinada por la interacción del vórtice con los defectos. Recordamos que, sin embargo, la longitud de localización transversal a estas temperaturas es mayor que la distancia entre defectos, por lo que un vórtice está anclado por varios defectos. La amplitud de la oscilación se refiere a la ubicación media (promedio en las fluctuaciones térmicas) del eje del vórtice y el potencial efectivo proviene de la contribución de más de un defecto. En el estado crítico, por el contrario, los desplazamientos involucrados son del orden de la separación entre defectos (en el caso de la muestra M2  $d_r \sim 1500\text{\AA}$ ); la ubicación media de un solo vórtice no puede desplazarse esa distancia sin un gran costo en energía elástica, de forma que la interacción entre los vórtices en este caso no puede despreciarse.

Finalmente analizaremos el límite superior del régimen crítico. Como ya dijimos, se espera que cuando el campo alterno haya crecido lo suficiente, la penetración del régimen crítico supere a la de flux flow y se produzca la transición entre ambos regímenes. Antes que eso, habrá una región intermedia en la que ambos influyan. La línea de transición  $h_o^{ff}(T)$  se muestra con línea punteada en la figura 4.27. Como mencionamos en la sección 4-4-3, si bien esta línea está por encima de los campos usados en nuestros experimentos en casi todo el rango de temperaturas de la fase de vidrio, está suficientemente cerca como para que las pérdidas viscosas tengan cierta influencia en la respuesta. Entendemos que la falta de saturación del máximo de  $\chi''$  en el régimen de estado crítico se debe al incremento de la contribución de la pérdidas viscosas.

## Capítulo 5

# Respuesta alterna con $H_{dc}$ inclinado respecto de los defectos

En este capítulo se estudia la respuesta alterna cuando la dirección del campo continuo no coincide con la de los defectos columnares.

En la primera sección introducimos las predicciones teóricas y los principales resultados experimentales que se conocen sobre la dependencia de la respuesta de los SAT tridimensionales con la dirección del campo magnético.

En la segunda sección describimos los resultados que obtuvimos sobre la dependencia angular de la respuesta alterna; comparamos la anisotropía con la que medimos en muestras sin defectos columnares y sacamos conclusiones sobre el carácter del desorden en las distintas regiones angulares.

En la tercera sección analizamos cómo se modifican los regímenes dinámicos al inclinar el campo respecto de los defectos.

Por último, extraemos las conclusiones generales del capítulo.

### 5.1 Defectos y anisotropía

#### 5.1.1 Anisotropía intrínseca en presencia de defectos puntuales

En la introducción general dijimos que la anisotropía intrínseca del comportamiento electromagnético de los SAT está relacionada con el hecho de que la superconductividad se localiza en los planos de  $CuO$  ubicados en el plano

$ab$  de la celda unidad, de forma que los parámetros superconductores en las direcciones paralelas y perpendiculares al eje  $c$  cristalográfico son muy distintos [9]. El  $YBa_2Cu_3O_7$  está entre los SAT llamados levemente anisotrópicos, que pueden ser tratados como tridimensionales; el parámetro que mide el grado de anisotropía es  $\varepsilon = \xi_c/\xi = \lambda/\lambda_c$  y, para este material completamente oxigenado, está entre  $1/5$  y  $1/7$ .

El hecho de que estos materiales sean naturalmente anisotrópicos introduce una nueva variable, que es la dirección del campo continuo respecto de los ejes cristalográficos.

La solución física directa del problema electromagnético de un superconductor levemente anisotrópico se encuentra, en principio, resolviendo las ecuaciones de GL anisotrópicas [5]. Aparece una masa efectiva con carácter tensorial; eligiendo un sistema de coordenadas solidario a los ejes cristalinos, la masa en la dirección del eje  $c$  resulta  $M = m/\varepsilon^2$ . La resolución de estas ecuaciones, en los hechos, suele ser muy complicada, salvo para casos con simetrías muy particulares.

Un método alternativo consiste en utilizar las mismas soluciones del problema de un superconductor isotrópico reemplazando las distintas variables según reglas de escaleo anisotrópico preestablecidas. Estas reglas de escaleo no son únicas, y varios autores por la misma época desarrollaron distintos conjuntos de reglas [5, 81, 82](que por supuesto son compatibles entre sí y llevan a los mismos resultados).

Por ejemplo, el escaleo propuesto por Blatter, Geshkembein y Larkin [82] consiste en un reescaleo del eje  $z$  de coordenadas  $z = \varepsilon \tilde{z}$  (el símbolo  $\tilde{\phantom{z}}$  simboliza el caso isotrópico), junto con el de la componente del vector potencial en esa dirección  $A_z = \tilde{A}_z/\varepsilon$ . Esto implica un escaleo para el campo magnético de la forma  $\vec{B} = (\varepsilon \mathbf{B}_x, \varepsilon \mathbf{B}_y, \mathbf{B}_z)$ , de manera que el módulo del campo resulta  $\tilde{B} = \varepsilon_\theta B$ , con  $\varepsilon_\theta^2 = \varepsilon^2 \sin^2 \theta + \cos^2 \theta$ , donde  $\theta$  es el ángulo que forma la dirección del campo con el eje  $c$ <sup>1</sup>. En la funcional de energía libre de GL, la anisotropía aparece únicamente a través del tensor de masas en el término de gradientes del parámetro de orden  $\Psi$ . Este escaleo isotropiza ese término, pero introduce una anisotropía en el término de energía magnética.

<sup>1</sup>Al recurrir a las referencias hay que prestar atención en la notación de los ángulos, que es algo confusa. En algunos casos se refieren al ángulo con el eje  $c$  y en otros al ángulo  $\vartheta$  que forma el campo con los planos  $ab$ .

Sin embargo, se demuestra que para campos suficientemente altos, cuando el campo interno es casi uniforme, esto no afecta a la solución del problema (los dos primeros términos de la energía libre, proporcionales a  $\Psi^2$  y  $\Psi^4$  respectivamente, son independientes de la anisotropía, y no son modificados por la transformación).

Larkin y Ovchinnikov demostraron que el desorden no correlacionado puede describirse en términos de variaciones en las masas efectivas  $m(r)$  y  $M(r)$  [83]. En los SAT, salvo cuando la dirección del campo continuo es casi paralela al plano  $ab$  ( $|\pi/2 - \theta| < \varepsilon$ ), las variaciones en  $M$  puede despreciarse y por lo tanto el desorden puede tratarse como un escalar; el parámetro  $\gamma$  caracteriza el grado de desorden no correlacionado (asociable a los defectos puntuales al azar de un SAT) y también es reescalable [5]. La regla general para el reescalo de cualquier magnitud  $Q$  que dependa sólo de los parámetros superconductores, del campo magnético, de la temperatura y del grado de desorden puntual no correlacionado es [5]

$$Q(\theta, H, T, \xi, \lambda, \varepsilon, \gamma) = s_Q \tilde{Q}(\varepsilon_\theta H, \frac{T}{\xi}, \xi, \lambda, \frac{\gamma}{\varepsilon})$$

donde  $s_Q$  es un factor de escaleo (típicamente 1,  $\varepsilon$  o  $1/\varepsilon_\theta$  dependiendo de la magnitud en cuestión).

En particular, la dependencia de cualquier propiedad con el ángulo  $\theta$ , a una dada temperatura y campo  $H$  será

$$Q(\theta, H) = s_Q Q(\theta = 0, \varepsilon_\theta H) \quad (5.1)$$

Por ejemplo, la resistividad medida con una corriente circulante en el plano  $ab$ , cuando la dirección del campo forma un ángulo  $\theta$  con el eje  $c$ , escalea con la resistividad con el campo paralelo al eje  $c$  como  $\rho(\theta, H) \simeq \rho(\theta = 0, \varepsilon_\theta H)$ .

De todo lo anterior se deduce que, si el anclaje de los vórtices es debido esencialmente a defectos puntuales distribuidos al azar (desorden no correlacionado) y si, al variar el ángulo  $\theta$ , no hay ningún cambio en el régimen de anclaje, todas las propiedades intrínsecas del material (resistividad, corrientes críticas) dependerán de la dirección del campo según la relación 5.1.

En presencia de defectos extendidos el escaleo para el desorden ya no es válido. Toda propiedad en la que intervengan las fuerzas de anclaje ya no tendrá la dependencia angular predicha por las reglas de escaleo.

Cuando los defectos tienen alguna dirección preferencial (desorden correlacionado) pasa a ser importante en la respuesta el ángulo entre el campo continuo y la dirección de los defectos. Cuando esta dirección no coincide con los ejes de simetría del material, como es el caso de los defectos columnares en una dirección distinta a la del eje  $c$ , la simetría intrínseca se rompe.

Hay que aclarar que todo lo anterior se relaciona con las propiedades intrínsecas de un superconductor anisotrópico. Cuando analizamos propiedades que involucran la geometría de la muestra (como la magnetización y la susceptibilidad), puede haber una dependencia angular adicional causada por la geometría del experimento. Por ejemplo, para muestras delgadas (como son todos los SAT monocristalinos) la dirección de la magnetización dc irreversible pasa de ser casi paralela al eje  $c$  a casi paralela a los planos para ángulos  $\theta$  mayores que un cierto  $\theta_c$  que depende de la geometría [84]. Esto es un efecto parámetro geométrico que se observa también en materiales isotrópicos. En el caso de la susceptibilidad, si se varía la dirección del campo continuo pero se deja fija la dirección del campo alterno (como ocurre en nuestros experimentos), no se espera en principio ninguna dependencia adicional, ya que siempre se sensa la variación de la magnetización paralela al eje  $c$ .

### 5.1.2 Dependencia angular con desorden correlacionado

Los defectos columnares son los defectos correlacionados más efectivos para anclar vórtices; para el estudio de la dinámica de vórtices, tienen la ventaja adicional de poder introducirse en direcciones que no correspondan a ningún eje de simetría cristalográfico.

En todos los SAT, sin embargo, aún sin irradiar, hay centros de anclaje correlacionados: cuando la dirección del campo continuo es cercana a los planos  $ab$  ( $\theta$  está cerca de  $\pi/2$ ), la propia estructura laminar actúa como un potencial correlacionado (aunque en este caso no es "desorden") y se espera que sea la fuente de anclaje de vórtices predominante [85]. En el  $YBa_2Cu_3O_7$ , además, hay otros centros de anclaje extendidos naturales que son las maclas: cuando la dirección de  $H_{dc}$  forma un ángulo pequeño con el eje  $c$ , estos son los principales centros de anclaje [5, 17, 86].

La teoría del anclaje de vórtices en presencia de desorden correlacionado fue desarrollada en varios trabajos, principalmente por Nelson, Vinokur, Blatter y Marchetti [5, 22, 46, 87]. De acuerdo con la teoría, cuando la dirección del campo continuo aplicado forma un ángulo  $\varphi$  muy pequeño con la dirección de los defectos, los vórtices permanecen en esa dirección ya que la energía de anclaje ganada es mayor que la energía magnética perdida por modificar la dirección de  $B$  respecto de  $H$ . Esto ocurre hasta un pequeño ángulo de *lock-in*  $\varphi_L$ , a partir del cual los vórtices se ubican parcialmente en los defectos formando escaleras, de forma de minimizar la energía libre. Esta configuración se esquematiza en la figura 5.1. Se predice que, a medida que aumenta  $\varphi$ , la porción anclada en los defectos va disminuyendo hasta que, para  $\varphi = \varphi_A$  (ángulo de acomodación) los vórtices se sueltan por completo y los defectos dejan de actuar como correlacionados.

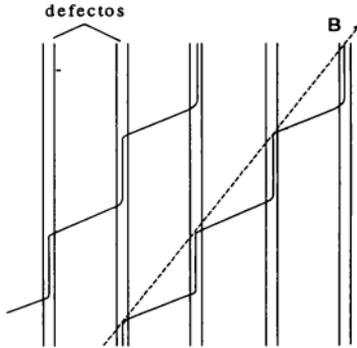


Figura 5.1: Esquema de la ubicación de los vórtices en los defectos cuando el campo está inclinado respecto de la dirección de irradiación entre  $\varphi_L$  y  $\varphi_A$ .

En toda la región angular en la que los vórtices permanecen en la dirección de los defectos, por debajo de la temperatura  $T_{BG}(H, \varphi)$ , se predice la existencia de una fase de vidrio de Bose [22, 5]. La temperatura  $T_{BG}(\varphi)$  aumenta a medida que la dirección del campo se acerca a la de los defectos ( $\varphi \rightarrow 0$ ). La teoría predice también que el ángulo de acomodación  $\varphi_A$  dis-

minuye a medida que aumenta la temperatura; a temperaturas muy cercanas a  $T_{BC}$ , en la zona de comportamiento crítico, la región angular en donde se establece el vidrio de Bose tiende a cero a medida que diverge la longitud de localización en  $T \rightarrow T_{BC}(\varphi = 0)$ .

El anclaje debido al desorden correlacionado es mucho más fuerte que el debido al desorden al azar; esto causa que, en la región angular donde los defectos actúan como correlacionados, las corrientes críticas y las energías de activación son mayores y aumentan a medida que el campo se direcciona paralelo a los defectos.

El aumento de las corrientes críticas cuando el campo está alineado con los defectos fue comprobado con experimentos de magnetización apenas surgieron los defectos columnares, antes de que se desarrollase la teoría al respecto: irradiando cristales de  $YBa_2Cu_3O_7$  en un ángulo  $\theta_i$  con respecto al eje  $c$ , se vio que la simetría original se rompe y que  $j_c(\theta_i) \gg j_c(-\theta_i)$  [37, 88]. En esa misma época se hicieron mediciones de susceptibilidad alterna con el campo continuo en distintas direcciones: se comprobó que la temperatura del máximo de  $\chi''$  aumenta a medida que el campo se alinea con los defectos;  $T_{\chi''\max}(\theta)$  (llamada línea de irreversibilidad en el trabajo original) tiene un pico de  $\sim \pm 40^\circ$  de ancho alrededor del ángulo de irradiación y otro pico de altura comparable alrededor de la dirección paralela a los planos  $ab$  (característico de las muestras sin irradiar)[47].

La transición líquido-vidrio de Bose cuando la dirección del campo forma un ángulo con la de los defectos fue corroborada experimentalmente [24]. En el caso de los defectos columnares, Jiang et al observaron mediante mediciones de resistividad alterna a distintas frecuencias escaneo crítico con el mismo grupo de exponentes hasta  $\varphi \sim \pm 45^\circ$ , para varios valores de campo continuo. En el caso de las maclas, este ángulo es mucho menor, de alrededor de  $2^\circ$  [89].

En lo que respecta al rol de los defectos extendidos cuando la dirección del campo aplicado forma un ángulo grande, la situación real parece ser más compleja que la predicha por la teoría, esquematizada en la figura 5.1. Los resultados presentados en esta tesis, junto con recientes experimentos de magnetización llevados a cabo en el CAB en cristales irradiados en el TANDAR [90], indican que el ángulo  $\varphi_A$  no decrece con temperatura en la forma espe-

rada. Los resultados de magnetización, en concordancia con experimentos de transporte en la configuración del seudotransformador de flujo [89], indican que los vórtices siempre permanecen anclados por el desorden correlacionado. Para direcciones del campo cercanas a los planos, se acomodan formando escaleras similares a las de la figura 5.1 entre los defectos y los planos  $ab$ . A lo largo del capítulo detallaremos algunos de estos resultados.

En las próximas secciones mostramos resultados de mediciones de susceptibilidad alterna a campos bajos a distintos ángulos para muestras con bajas dosis de defectos columnares y los comparamos con mediciones de un cristal sin irradiar. En el contexto de todo lo introducido anteriormente, las preguntas que nos formulamos y en parte respondemos son:

Primero, cuál es la fuente de anclaje que domina en cada región angular? Luego, en la región en donde el anclaje es debido a los defectos columnares: en qué rango angular los defectos actúan como correlacionados? Y por último: qué implicancias tiene el tipo de desorden en la dinámica de vórtices y cómo se refleja en la respuesta alterna?

## 5.2 Dependencia angular de la respuesta ac

### 5.2.1 Respuesta de las muestras sin irradiar

La dependencia angular de la respuesta alterna en cristales de  $YBa_2Cu_3O_7$  con maclas, sin irradiar, está muy estudiada y bastante bien comprendida a campos altos, tanto en la región del líquido como a muy bajas temperaturas, donde se cumplen las leyes de escalo 5.1.

En cambio, no es trivial de comprender en la región cercana a la transición al líquido; aparentemente los resultados varían dependiendo del desorden de cada cristal, de la cantidad de maclas, etc. En particular, a campos bajos, aparecen estructuras en las transiciones cuando el campo DC está en direcciones intermedias entre el eje  $c$  y los planos  $ab$ .

En esta sección mostramos mediciones de  $\chi(T)$  a distintos ángulos hechas en la muestra M4, crecida junto con la muestra irradiada M2. Ambas muestras tienen la misma  $T_c$  y el mismo ancho de transición con  $H_{dc} \sim 0$ . Si bien no es el objetivo de este trabajo comprender completamente los resultados del cristal sin irradiar (sino usarlos para comparar el comportamiento de la muestra irradiada) esbozamos algunas hipótesis que explican parte de los mismos

y que deberán ser corroboradas o refutadas por posteriores experimentos.

También medimos en detalle el comportamiento con el campo continuo inclinado a  $30^\circ$  del eje  $c$ , para compararlo con el de la muestra M2 (irradiada a ese ángulo) cuando el campo está paralelo a los defectos, descrito en el capítulo 4. A continuación mostramos algunas de esas curvas que permitirán una caracterización del comportamiento peculiar observado. El resto de las mediciones (análisis del régimen lineal, salida de la linealidad) será tratado oportunamente en las secciones siguientes.

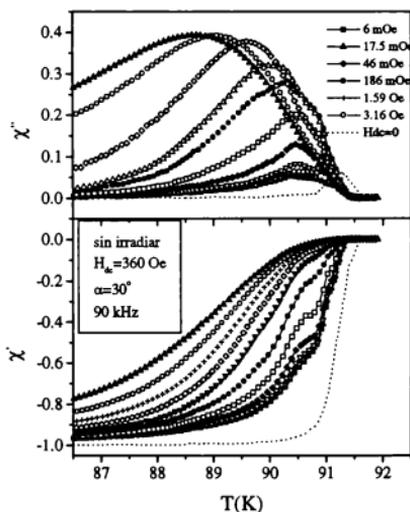


Figura 5.2: Curvas  $\chi'(T)$  y  $\chi''(T)$  correspondientes a la muestra M4, sin irradiar, a diferentes amplitudes de campo alterno. Por claridad de la figura, sólo se indican algunos valores de  $h_a$ . Las curvas no identificadas corresponden a valores de  $h_a$  intermedios entre los aledaños señalados.

En la figura 5.2 se muestran curvas de  $\chi'(T)$  y  $\chi''(T)$  medidas con un campo continuo  $H_{dc} = 360Oe$  inclinado a  $30^\circ$  respecto del eje  $c$  y una frecuencia  $f = 90KHz$ . Cada curva corresponde a un valor distinto de campo alterno. Las condiciones son las mismas que las de las curvas de la figura 4.4 de la muestra M2 irradiada. Además de la diferencia en el ancho total de las curvas y en las alturas de los picos, puede verse una marcada estructura a campos alternos bajos que desaparece a medida que aumenta el campo alterno. Esta estructura no está presente en la transición con  $H_{dc} \sim 0$ , que se agrega en la figura con línea punteada.

Comprobamos que esta estructura aparece para ciertas inclinaciones del campo continuo respecto de los ejes de simetría del cristal. En la figura 5.3 se muestran curvas de  $\chi'(T)$  y  $\chi''(T)$  para un campo alterno pequeño ( $h_a = 10mOe$ ) a distintas inclinaciones del campo respecto del eje  $c$ <sup>2</sup>.

Mirando con más detalle la figura podemos hacer las siguientes observaciones:

- Cuando el ángulo  $\theta$  es grande (mayor de  $70^\circ$ ), hay un único pico y no se observa estructura (curvas de  $\theta = 101^\circ$ ,  $91.5^\circ$  y  $78^\circ$ , con líneas continuas); en ese rango angular las curvas se corren a temperaturas mayores a medida que el campo se alinea con los planos, como se espera a partir de la anisotropía natural del material.
- Para ángulos menores que  $70^\circ$ , se desarrolla una fuerte estructura: por encima de una cierta temperatura que depende del ángulo, el ritmo de crecimiento con la temperatura de la disipación y del apantallamiento del campo alterno se hace más lento; cuanto más pequeño es el ángulo  $\theta$ , menor es la temperatura a la que esto comienza a suceder y mayor es el efecto. Como consecuencia, a medida que la dirección del campo continuo se acerca al eje  $c$ , la curva correspondiente se corre a mayor temperatura. Esto se mantiene hasta que en  $T_p \sim 90.8K$  el campo alterno penetra abruptamente provocando un salto en el pico de disipación.
- En las curvas correspondientes a direcciones cercanas al eje  $c$  ( $\theta = 11.5^\circ$ ,

---

<sup>2</sup>Si bien en el texto nos referimos a ángulos definidos entre  $-90^\circ$  y  $90^\circ$ , en las figuras nos extendemos un poco más en el rango angular, ya que esto facilita su visualización de los gráficos en función de ángulo cerca de los planos  $ab$ .

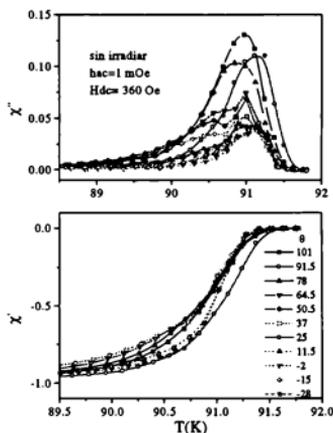


Figura 5.3: Curvas  $\chi''(T)$  y  $\chi'(T)$  con el ángulo  $H_{dc}$  en distintas direcciones, medidas con un campo alterno bajo.  $\theta$  es el ángulo entre la dirección del campo y el eje  $c$ .

$-2^\circ$  y  $-15^\circ$ , con líneas punteadas), puede verse que hasta  $T_p$  el campo penetró una pequeña fracción de la muestra, por lo que la estructura pasa desapercibida, y sólo se traduce en una larga "cola" que se extiende a temperaturas bajas.

- A temperaturas altas, cuando la penetración del campo es muy grande, se vuelve a recuperar la dependencia angular intrínseca.

La estructura a ángulos intermedios se desdibuja a medida que aumenta el campo alterno. En la figura 5.4 se muestran mediciones de la componente  $\chi'$  a distintos ángulos para un campo alterno intermedio  $h_a = 0.20e$  (fig. 5.4a) y para uno grande  $h_a = 60e$  (fig 5.4b).

En las curvas de la figura 5.4a la estructura sigue siendo visible: esta vez la penetración brusca del campo en  $T_p$  se hace evidente a los ángulos  $\theta$  menores.

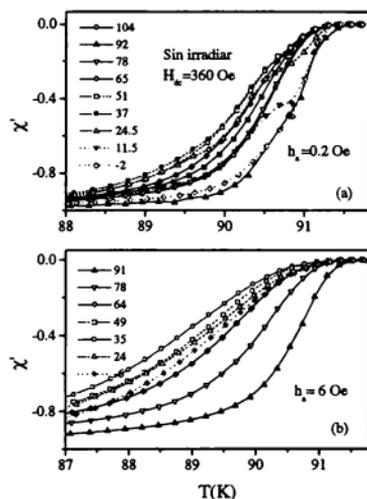


Figura 5.4: Curvas  $\chi'(T)$  en la misma muestra con  $H_{dc}$  en distintas direcciones, medidas con amplitudes  $h_a$  mayores.

En las curvas de la figura 4b, con el campo alterno grande, desaparece por completo la estructura y prevalece la anisotropía natural del material, si bien sigue habiendo un corrimiento hacia temperaturas mayores (relativamente menos importante) en las direcciones más cercanas al eje  $c$ .

Ante este comportamiento, en principio inesperado, lo primero que hicimos fue asegurarnos de que no se tratase de un problema de una muestra en particular o de algún efecto de desalineación del campo alterno; tanto una desoxigenación parcial de algunos sectores de la muestra, como una desalineación del eje  $c$ , así como una componente del campo alterno transversal pueden originar estructuras en las curvas de susceptibilidad.

Lo angosto de la curva con  $H_{dc} \sim 0$  descarta que se trate de un problema de inhomogeneidad en la muestra. Por otro lado, estudios por difracción de rayos x indicaron que hay una muy buena alineación cristalina.

Una desalineación importante del campo alterno con el eje c por problemas de montaje se descarta, ya que podemos medir directamente el ángulo que forman los ejes cristalinos con el bobinado primario que genera el  $h_{ac}$  del experimento. Podemos conocer el ángulo que forma el bobinado primario con la dirección del campo continuo midiendo la tensión inducida en el primero por la variación del flujo generado en la bobina externa (ver Apéndice A). Comprobamos que los ejes de simetría del cristal (dados por los picos de  $\chi(\theta)$  cuando  $H_{dc} \perp c$ ) coinciden con los cerros de la curva de calibración (que ocurren cuando el primario es perpendicular a la bobina externa) dentro de un intervalo de  $\pm 3^\circ$ .

Otro hecho que nos indicó que no se trataba de un fenómeno aislado en este cristal, es que todas las demás muestras sin irradiar que habíamos caracterizado hasta el momento con  $H_{dc}$  en la dirección del eje c (más estrictamente formando un ángulo  $\theta$  muy pequeño) mostraban la "larga cola" en las curvas a campos bajos, hecho al que no le habíamos dado interpretación alguna. Actualmente, mediciones de susceptibilidad efectuada en el CAB con el campo alterno paralelo a los planos  $ab$  [91], así como mediciones en la configuración tradicional llevadas a cabo en el Laboratorio de Bajas Temperaturas de la FCEN [92], en ambos casos con campos continuos bajos en diferentes direcciones, muestran una compleja dependencia angular en las muestras sin irradiar que no está completamente comprendida hasta el momento.

Una posible explicación que encontramos para este comportamiento (que pensamos corroborar o refutar en posteriores mediciones que no forman parte de esta tesis), está relacionada con un fenómeno que se conoce como "efecto pico" [83, 93, 94, 95]. Cuando los defectos están distribuidos al azar hay una competencia entre la elasticidad de la red y la interacción con los defectos que define el anclaje efectivo de los vórtices. Por efecto de la temperatura, muy cerca de la transición al líquido, la red de vórtices se "ablanda", acomodándose mejor a los defectos; esto provoca un aumento de las corrientes críticas con la temperatura (en nuestro caso sería simplemente una reducción del ritmo de decaimiento de las corrientes con temperatura) que puede provo-

car un primer máximo en  $\chi''$ . Al ocurrir la transición el anclaje se reduce drásticamente produciendo un nuevo pico de disipación.

Esto ocurre en superconductores tradicionales como el  $NbSe$  [93], con defectos puntuales, y se ha esgrimido como argumento para explicar estructuras en las curvas de susceptibilidad en cristales de  $YBa_2Cu_3O_7$  sin maclas (Ling et al en [63]). También se ha observado el efecto pico mediante mediciones de resistividad alterna en cristales con baja densidad de maclas [95] (en las que aparece una transición de primer orden) con campos dc en un rango intermedio formando un ángulo pequeño ( $\theta < 10^\circ$ ) con el eje  $c$ ; ahí se argumenta que los vórtices se acomodan mejor en las maclas antes de la transición al líquido.

La estructura encontrada en nuestras mediciones podría estar relacionada con este fenómeno. Cuando el campo dc es muy bajo, las interacciones de la red disminuyen y la red es más "blanda". Esto explicaría que, en nuestro caso, pueda producirse un acomodamiento de la red en los defectos y que esto no suceda a campos mayores, donde no se ha reportado una estructura similar.

Queda por establecer cuáles son los defectos a los que se acomoda la red.

En el caso de las curvas con  $\theta$  pequeños, los vórtices sin duda deben anclarse en las maclas, formando una estructura de escaleras. A partir de la comparación con las mediciones de la muestra irradiada (que mostraremos y analizaremos en la sección siguiente) llegamos a la conclusión de que, para ángulos por encima de  $\alpha \sim 75^\circ$ , el anclaje predominante se debe a los planos intrínsecos del material.

No es claro cuáles son los centros de anclaje preponderantes en el rango angular intermedio. De acuerdo a las predicciones teóricas, se esperaría que los defectos puntuales fuesen las fuentes de anclaje. Hasta el momento esa predicción se vio sustentada por experimentos de resistividad y magnetización en muestras con maclas, que solamente muestran diferencias en la dependencia angular respecto de la esperada para defectos puntuales en un rango de aproximadamente  $\pm 10^\circ$  alrededor del eje  $c$  [17, 65, 96].

Como mencionamos antes, en nuestras mediciones, vemos que la disminución en el ritmo de crecimiento del apantallamiento con la temperatura se acentúa a medida que disminuye el ángulo respecto del eje  $c$ . De deberse al

efecto pico, esta dependencia sugiere que la red se acomoda en las maclas. Este resultado parecería indicar que, al menos a temperaturas muy cercanas a la transición al líquido, las maclas son los centros de anclaje preponderantes a ángulos mucho mayores que los sugeridos por los experimentos anteriores mencionados. Nuestra interpretación es aún muy especulativa, pero es coherente con mediciones de transporte en la configuración del transformador [89], en las que se encuentran coherencia en los vórtices en la fase líquida (adjudicada a la existencia de desorden correlacionado) para ángulos muy grandes respecto del eje  $c$ .

### 5.2.2 Dependencia angular con defectos columnares

En la figura 5.5 se muestran curvas de  $\chi'(T)$  y  $\chi''(T)$  medidas en la muestra M2 irradiada con una dosis equivalente de  $700 Oe$  a  $30^\circ$  del eje  $c$ . Las mediciones fueron hechas a  $90 KHz$ , con  $H_{dc} = 360 Oe$  en diferentes direcciones respecto de los ejes cristalinos. El campo alterno utilizado es de  $0.2 Oe$ , por lo que el experimento es análogo al de la figura 5.12a de la muestra sin irradiar. En este caso, podemos ver que:

- Las curvas de  $\chi'(T)$  correspondientes a  $\theta$  cercanos a  $\pi/2$  ( $\theta > 70^\circ$  con líneas continuas) son similares a las obtenidas en la muestra sin irradiar, salvo a las temperaturas más altas donde se observa que  $\chi'$  tiende a anularse en forma más suave en presencia de defectos.
- El resto de las curvas se corre a temperaturas más altas en todo el rango de temperaturas.
- La diferencia se acentúa a medida que la dirección del campo se acerca a la de los defectos ( $\theta = 28^\circ, 33^\circ$ ).

Como los ángulos a los que corresponden las curvas no son exactamente los mismos en ambas mediciones, es más fácil ver estos resultados si los comparamos graficándolos en función del ángulo  $\theta$ . La figura 5.6 muestra la temperatura del apantallamiento medio (en la que  $\chi'(T_{med}) = -0.5$ ) (fig. 5.6a) y el valor del máximo de  $\chi''$  en función de  $\theta$  (fig. 5.6b) para ambas muestras. Puede verse que los picos de disipación son más bajos en la muestra irradiada, excepto cuando el campo continuo es casi paralelo al eje  $c$ .

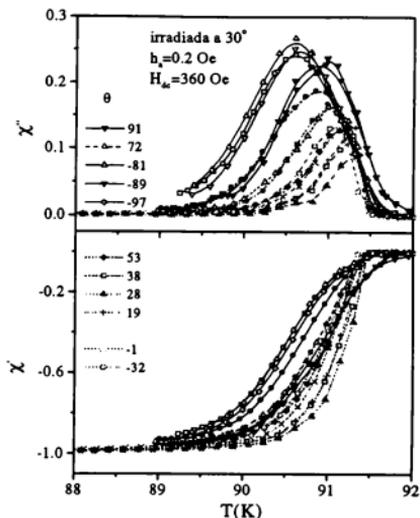


Figura 5.5: Curvas  $\chi'(T)$  y  $\chi''(T)$  a diferentes orientaciones del campo  $H_{dc}$  en la muestra M2 irradiada.

Las figuras 5.7a, 5.7b y 5.7c muestran  $\chi'(\theta)$  a distintas temperaturas, construida a partir de cortes a  $T$  fija de las figuras 5.4a y 5.5.

Mirando las figuras 5.6 y 5.4, podemos observar lo siguiente:

- En todos los casos se ve claramente la ruptura de la simetría original ( $\chi'(\theta) \neq \chi'(-\theta)$ ) al irradiar en una dirección distinta a la del eje  $c$  y el efecto drástico de la presencia de los defectos en un rango angular muy amplio.
- La simetría original se recupera para ángulos mayores a  $|\theta_p| \sim 75^\circ$ ; a partir de ese ángulo la respuesta es similar a la de la muestra sin irradiar, si bien la disipación sigue siendo notablemente menor.

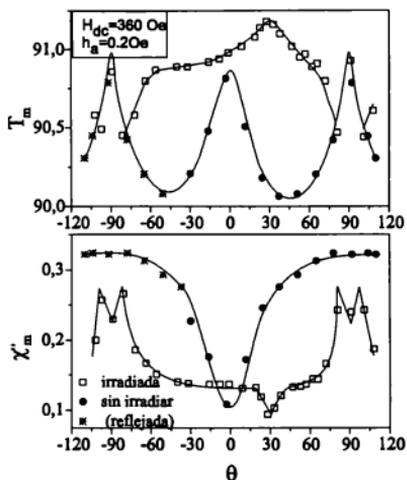


Figura 5.6: Comparación de la dependencia con el ángulo  $\theta$  entre una muestra sin irradiar y una irradiada a  $30^\circ$  del eje  $c$ . (a) Temperatura correspondiente a  $\chi' = -0.5$  y (b) máximo de  $\chi''(T)$ .

- En la figura 5.7 podemos ver que, alrededor de la dirección de los defectos, hay una extensa región angular donde el apantallamiento del campo alterno es mucho mayor que en la muestra sin irradiar a todas las temperaturas.
- Dicho incremento va disminuyendo a medida que aumenta el ángulo respecto de los defectos.
- En el cuadrante donde están los defectos columnares (el derecho de las figuras) el anclaje de los vórtices disminuye abruptamente en  $\theta \sim 70^\circ$ , y la respuesta se empalma con la de la muestra sin irradiar para ángulos cercanos a los planos.

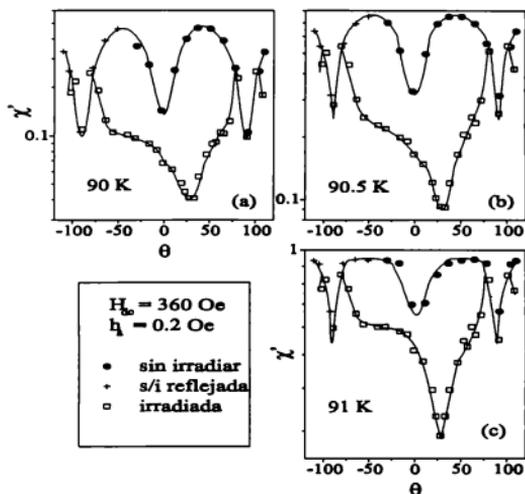


Figura 5.7:  $\chi'(\theta)$  a diferentes temperaturas en la muestra M2 irradiada y en la M4 sin irradiar. Los puntos (+) son reflejados de los experimentales (círculos llenos).

- En el otro cuadrante, el apantallamiento sigue decayendo suavemente hasta un ángulo  $\theta \sim -60^\circ$  y a partir de ahí cae en forma brusca, para volver a aumentar de acuerdo a la respuesta de la muestra sin irradiar a partir de  $-\theta_p$ .

En lo que sigue hacemos un primer análisis de este comportamiento, intentando responder algunas de las preguntas planteadas al comienzo de la sección.

La primera pregunta que queremos responder es cuál es la fuente de anclaje dominante en cada región angular.

Un hecho que nos llamó la atención fue que el rango angular de influencia de los defectos columnares no fuese el mismo a ambos lados de los defectos. Sin embargo, resultados de mediciones de magnetización hechas en

nuestro grupo [90] en muestras irradiadas con dosis mayores, a  $30^\circ$  del eje  $c$ , muestran un resultado muy similar. De hecho, notablemente, estos rangos angulares dependen muy poco de campo, dosis y temperatura. En la figura 5.8 mostramos algunos de los resultados obtenidos por magnetización, con fines comparativos.

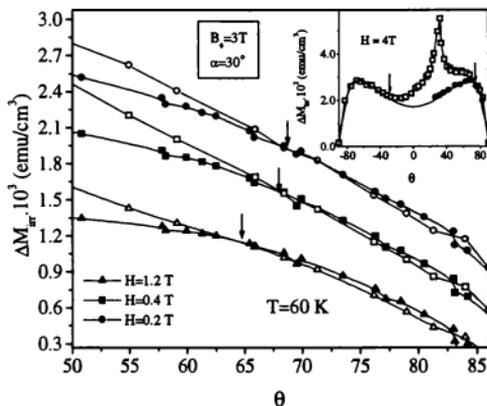


Figura 5.8: Resultados de magnetización en una muestra irradiada a  $30^\circ$  del eje  $c$  con  $B_\phi = 3T$ . Se grafica el ancho del lazo de histéresis de la magnetización irreversible  $\Delta M_{irr}$  en función de  $\theta$  comparada con  $M_{irr}$  en  $-\theta$  a distintos campos DC. En el inset se muestra una curva angular completa medida con  $H = 4T$ .

Las curvas  $M(\theta)$  pierden la simetría original respecto de los ejes cristalinos en una región angular que depende levemente del campo continuo y de la temperatura. En esa región los centros de anclaje preponderantes son los defectos columnares. En el inset puede verse que con  $H = 4T$  y  $T = 60K$  esto ocurre aproximadamente entre  $\theta = -40^\circ$  y  $\theta = 70^\circ$  (flechas) y, como puede verse en la figura central, el ángulo  $\theta_{sim}$  en el que se recupera la simetría de-

pende levemente del campo magnético. Mediciones a distintas temperaturas muestran que la región angular asimétrica crece con temperatura.

Estas dependencias no son las que se esperan para el ángulo de acomodación predicho por la teoría  $\varphi_A$ . Silhanek y Civalo [90] hicieron un cálculo aproximado en el que muestran que esas dependencias pueden explicarse teniendo en cuenta la dispersión en la efectividad de los defectos, y pensando que los vórtices se anclan formando escaleras similares a las de la figura 5.1 entre los defectos columnares más efectivos y los planos del material.

Contestando a la pregunta que nos formulamos, es claro que en la extensa región entre  $\theta \sim -60^\circ$  y  $\theta \sim 70^\circ$  el anclaje se debe principalmente a los defectos columnares, ya que es diferente y mucho más efectivo que el que aparece en la muestra sin irradiar.

A medida que la dirección del campo se aleja de la de los defectos columnares, la porción de vórtices que puede anclarse siguiendo a los defectos es cada vez menor. En la imagen tradicional, en los ángulos más lejanos, los vórtices están en su mayor parte fuera de los defectos columnares, anclados solamente por el desorden al azar del material. Con estos nuevos conceptos, sólo los defectos columnares más efectivos retienen una parte importante de vórtices anclados, y éstos se acomodan entre los defectos columnares y los planos  $ab$ ; a partir de un ángulo  $\theta_{sim}$ , los centros preponderantes pasan a ser los planos del material. De todas formas, en cualquiera de las dos imágenes, siempre que los defectos columnares sean los centros principales de anclaje, esperamos ver un efecto direccional y una simetría distinta a la de las muestras sin irradiar, caracterizada por una disminución del apantallamiento a medida que crece al ángulo respecto de la dirección de los defectos.

En el caso de nuestras mediciones, entendemos que los defectos siguen produciendo algún efecto direccional en la región angular en donde cae el apantallamiento, entre  $-75^\circ$  y  $-60^\circ$ . Decimos esto porque el apantallamiento es más débil cuando aumenta  $\theta$ , contrariamente a lo que se observa en esa región angular en la muestra sin irradiar. Si los defectos actuasen sólo como defectos grandes no correlacionados (como los que se obtienen con irradiación con neutrones, por ejemplo), aumentarían las fuerzas de anclaje pero la simetría seguiría siendo la misma. En la sección siguiente analizamos en más detalle la respuesta alterna a alguno de estos ángulos. A partir de ese análisis surge

que la caída brusca del apantallamiento alrededor de  $60^\circ$  está relacionada con un cambio de régimen de anclaje para este valor de campo alterno particular ( $h_a = 0.20e$ ).

Para direcciones del campo continuo cercanas a los planos  $ab$  ( $|\theta| > 75^\circ$ ), la respuesta es muy parecida a la de la muestra sin irradiar, lo que indica que la fuente principal de anclaje de vórtices es la misma. Esto, en principio, podría ocurrir de dos maneras: una posibilidad (de acuerdo a la imagen tradicional), es que con esta dosis de defectos columnares, el anclaje que producen los mismos para ángulos mayores con respecto al campo que el ángulo de acomodación  $\varphi_A$ , sea menor que el debido a los defectos puntuales y pase prácticamente desapercibido. La otra posibilidad (en acuerdo con la idea alternativa que estamos proponiendo) es que, en este rango angular, el anclaje correlacionado de los propios planos del material se imponga en ambos casos, de forma que en estos ángulos los vórtices se acomoden parcialmente en los planos, formando escaleras similares a las de la figura 5.1. Recordamos que en la muestra M4 las curvas correspondientes a ese rango angular no mostraban estructura. Esta coincidencia nos lleva a pensar que la fuente dominante de anclaje en esta región está constituida efectivamente por el potencial de los planos  $ab$  del material. Esto explicaría ambos comportamientos: en el caso de la muestra sin irradiar, el anclaje fuerte en los planos prepondera sobre el anclaje de los defectos puntuales (o de las maclas, muy lejanas angularmente) y eso explicaría que no se observe la estructura relacionada con el efecto pico. Esto además explica automáticamente que la respuesta sea similar en presencia de defectos columnares.

### 5.3 Regímenes dinámicos

En esta sección presentamos un estudio detallado de la respuesta alterna cuando la dirección del campo  $H_{dc}$  no coincide con la de los defectos, en alguna de las regiones angulares identificadas en la sección anterior. Los ángulos que elegimos fueron: uno muy cercano a los defectos ( $\theta \sim 34^\circ$ ), el ángulo simétrico de los defectos ( $\theta \sim -30^\circ$ ) y uno lejos, en la región en donde cae bruscamente el apantallamiento ( $\theta \sim -70^\circ$ ).

En todos los casos, con campos alternos  $h_a$  muy bajos, nuevamente observamos una respuesta lineal y, a partir de un cierto campo límite la línea-

lidad se pierde. En lo que sigue compararemos los resultados obtenidos en el régimen lineal en cada uno de esos ángulos con el que mostramos en el capítulo anterior, cuando  $H_{dc}$  es paralelo a los defectos, y con el de la muestra sin irradiar. Después, compararemos la respuesta no lineal y finalmente, en una última sección, resumiremos las conclusiones que podemos extraer de todo lo presentado en el capítulo.

### 5.3.1 Régimen lineal

La respuesta lineal cuando  $H_{dc}$  no está alineado con los defectos columnares presenta, a primera vista, características similares a las observadas con el campo alineado. En la figura 5.9 se muestran curvas de  $\chi'(T)$  en el régimen lineal, con  $H_{dc} = 360Oe$  y  $f = 90kHz$ , tomadas con el campo continuo a distintos ángulos. Si bien las curvas de  $\chi'(T)$  se corren a temperaturas más elevadas a medida que  $H_{dc}$  se alinea con los defectos, el efecto es mucho menos notorio que el que se ve con campos alternos mayores (figura 5.5).

También incluimos en la figura 5.9 una curva de la muestra M4 sin irradiar, con el campo continuo a  $30^\circ$  del eje  $c$ . Las diferencias de esta curva (rombos llenos) con la análoga irradiada (triángulos vacíos) también son, a primera vista, menos notorias con campos alternos pequeños que las mostradas en capítulos anteriores para campos alternos más altos. De todas formas en este caso también se observa claramente el aumento de las fuerzas de anclaje después de la irradiación. El apantallamiento es mayor en la muestra irradiada que en la sin irradiar, tanto con el campo alineado con los defectos (a  $30^\circ$  del eje  $c$ ), como a  $-30^\circ$ .

Otra diferencia llamativa con respecto a las curvas de la figura 5.5 ( $h_a = 0.2Oe$ ) es que la respuesta a  $-30^\circ$  y a  $-70^\circ$  es muy parecida; incluso el anclaje es un poco mayor en el segundo caso, contrariamente a lo que ocurre con  $h_a = 0.2Oe$ .

En lo que respecta a la componente disipativa  $\chi''$  en el régimen lineal, vemos que a todos los ángulos la disipación es menor que la observada en la muestra sin irradiar. En el inset mostramos puntos experimentales de  $\chi''$  en función de  $\chi'$  de la muestra irradiada a distintos ángulos junto con los de la muestra sin irradiar, en comparación con las curvas teóricas para un disco en el régimen lineal a distintos valores de  $\epsilon = \lambda_I/\lambda_R$  (ver discusión del

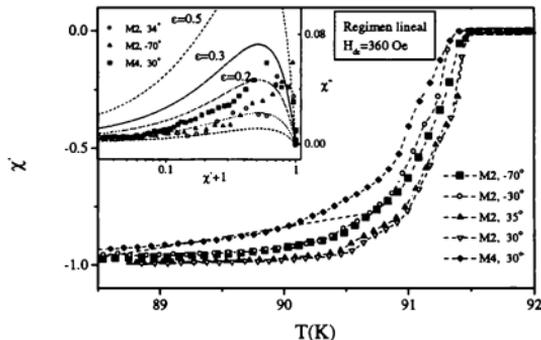


Figura 5.9: Curvas  $\chi'(T)$  en el régimen lineal correspondientes a la muestra irradiada M2 con el campo  $H_{dc}$  a distintos ángulos. Se agrega una curva de la muestra M4 (sin irradiar). En el inset se muestran los puntos experimentales  $\chi''$  vs  $\chi'$  en comparación con las curvas teóricas a distintos  $\epsilon$  (ver texto).

Capítulo 4). Hasta una cierta temperatura (correspondiente a un valor de  $\chi'$ ), en todos los casos, sigue habiendo un valor pequeño de  $\epsilon$  (el máximo corresponde a la muestra sin irradiar en donde vemos que  $\epsilon < 0.2$  hasta  $\chi' \sim -0.65$ ). Esto nos permite suponer como primera aproximación que  $\chi'$  está determinada esencialmente por la componente real de la longitud de penetración  $\lambda_R$ , y aplicar a los datos un tratamiento análogo al de la sección 4.3. En cada caso nos restringiremos a valores de  $\chi'$  tal que sigan siendo válidas las aproximaciones enumeradas en la sección 4.3 (por ejemplo, el límite  $\chi' < -0.65$  implica  $\lambda_R^2/(R\delta/2) < 0.12$ ).

Como discutimos en el Capítulo 4,  $\lambda_R$  está directamente relacionada con la constante de Labusch  $\alpha_L$  que representa la curvatura del potencial de anclaje efectivo por unidad de longitud de un vórtice, a través de la ecuación 4.8. Hicimos mediciones en el régimen lineal a distintos campos continuos orientados en los ángulos de estudio. Con un tratamiento análogo al del

Capítulo 4, hallamos  $\lambda_R^2(\chi')$  en cada caso. Al hacer estas mediciones, sí observamos diferencias cualitativas importantes cuando el campo está en una dirección cercana a los defectos y cuando no lo está. La figura 5.10 muestra  $\lambda_R^2(H_{dc} \sim B)$  a distintas temperaturas para  $\theta = -70^\circ$  en comparación con las de la figura 4.10 mostradas en el capítulo 4, para el caso en que el campo está alineado con los defectos.

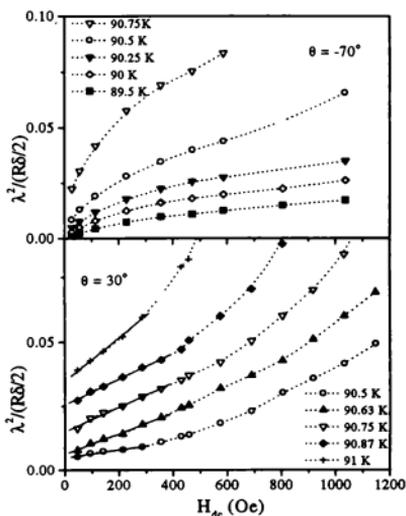


Figura 5.10: Comparación de las curvas  $\lambda^2(B)$  cuando el campo continuo está alineado con los defectos ( $\theta = 30^\circ$ ) y cuando forma un ángulo grande.

Como comentamos en el capítulo anterior,  $\alpha_L$  puede expresarse en función de la longitud de penetración de Campbell  $\lambda_c$  como

$$\alpha_L = \frac{B\phi_0}{4\pi\lambda_c^2(B)}$$

donde  $\lambda_c^2 = \lambda_R^2 - \lambda_L^2$ ; si  $\lambda_R^2$  es lineal con  $H_{dc}$ , eso significa  $\lambda_c^2 \propto B$  y por lo tanto  $\alpha_L$  independiente de  $B$ . Mostramos en esa oportunidad que, si el campo está alineado con los defectos, vemos  $\lambda_R^2 \propto B$  hasta  $B \sim 400 Oe$  indicando una régimen de Campbell independiente de campo, con vórtices anclados en forma individual por los defectos; luego, a campos continuos mayores, hay un aumento del cociente  $\lambda_R^2/B \sim \lambda_c^2/B$ , causado por una disminución de  $\alpha_L$  al pasar a un anclaje efectivo donde la interacción con la red pasa a jugar un rol importante.

La respuesta con  $\theta = -70^\circ$  es completamente diferente: comienza con una  $\alpha_L$  mucho menor (pendiente muy pronunciada) que aumenta con campo en la región de campos bajos (curvatura negativa) y luego permanece aproximadamente constante, insinuando una leve curvatura positiva a campos mayores.

Veamos qué sucede a ángulos intermedios y cómo se compara el comportamiento del régimen lineal con el presente en las muestras sin irradiar. En la figura 5.11 mostramos  $\lambda_R^2(B)$  para los distintos valores de  $\theta$  estudiados, a dos temperaturas distintas. Podemos hacer las siguientes observaciones:

- Vemos el mismo comportamiento cualitativo de  $\lambda_R^2(B)$  en la muestra sin irradiar que el que se observa a  $-70^\circ$ , con una curvatura mucho menos pronunciada.
- En el caso de las mediciones con  $\theta = -30^\circ$ , el comportamiento a campos  $H_{dc}$  bajos es también muy similar, pero se modifica a campos mayores.
- Hay una notable coincidencia de la extrapolación a  $H_{dc} \sim 0$  de las curvas a todos los ángulos, incluso de la muestra sin irradiar, a ambas temperaturas, que refuerza la adjudicación de ese valor a  $\lambda_L^2$ , que es una propiedad independiente de la estructura de defectos.
- Para campos menores a  $400 Oe, \approx B_\phi/2$ , vemos que, cuando el campo continuo forma un ángulo pequeño con los defectos, la pendiente de  $\lambda_R^2(B)$  es aproximadamente constante.
- Esto no sucede a ángulos mayores. Si bien, como discutimos en la sección anterior, los defectos actúan como correlacionados, ya no aparece una constante de Labusch independiente de campo <sup>3</sup>.

---

<sup>3</sup>Es llamativo el hecho de que en estos casos  $\alpha_L$  disminuye a medida que aumenta  $B$ ; las teorías

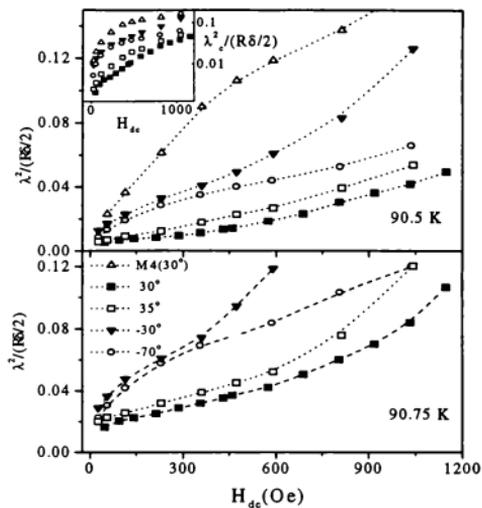


Figura 5.11: Curvas  $\lambda^2(B)$  de la muestra irradiada con el campo continuo en distintas direcciones a dos temperaturas. Se muestra también una curva análoga de la muestra sin irradiar a 90.5K. En el inset se muestran las longitudes de penetración de Campbell  $\lambda_c^2(B)$  en escala logarítmica a esa temperatura.

En el inset se muestran los valores calculados de  $\lambda_c^2 = \lambda_R^2 - \lambda_L^2$  a  $T = 90.5 K$  en escala logarítmica. Estimamos  $\lambda_L^2$  a partir de la ordenada al origen de la recta que pasa por los puntos a campos bajos para  $\theta = 30^\circ$ . De las curvas de  $\lambda_c^2(B)$  podemos decir lo siguiente:

- La longitud de penetración de Campbell  $\lambda_c^2$  es mucho menor en la dirección de los defectos que a ángulos  $\theta$  lejanos (4 o 5 veces) y que en la muestra sin irradiar (10 veces).
- Para campos mayores a  $B_\phi/2$ , el cociente entre las longitudes de Campbell (distancia en escala log) disminuye;  $\lambda_c^2(B)$  aumenta notablemente para direcciones cercanas a los defectos, acercándose a la longitud de penetración a  $\theta = -70^\circ$ .
- Vemos que, también a  $\theta = -30^\circ$ ,  $\lambda_c^2$  aumenta rápidamente, tendiendo a la penetración de la muestra sin irradiar a ese ángulo.

Tanto en la figura central como en el inset, podemos ver además que:

- La respuesta sigue siendo diferente a la observada con la muestra irradiada a  $\theta = 30^\circ$  en todo el rango de campos medidos; esto implica que, hasta  $H_{dc} \approx 2B_\phi$ , sigue siendo importante la presencia de los defectos.
- A  $\theta = -30^\circ$ ,  $\lambda_R^2$  comienza a aumentar justamente en  $H_{dc} \sim B_\phi/2$ . Esto es llamativo, e indicaría que a ese ángulo la ocupación de los defectos juega todavía algún papel.

Cuando los vórtices están inclinados respecto de la dirección de irradiación, la constante restitutiva  $\alpha_L$  es mucho mayor en los segmentos de vórtices que están localizados en los defectos columnares. Para ángulos cercanos a los defectos, con una porción significativa anclada en los mismos, la constante de Labusch por unidad de longitud promedio será proporcional al largo de los segmentos anclados. Eso hace que disminuya a medida que crece el ángulo.

A ángulos muy lejanos, la fracción anclada en los defectos es muy chica y comienzan a tener influencia en la constante de Labusch los otros centros de de anclaje colectivo no predicen en ningún caso esa tendencia y queda abierto el interrogante del significado de este comportamiento.

anclaje. Nótese que el valor de dicha constante en la muestra sin irradiar a  $30^\circ$  es sólo la mitad que en la muestra irradiada a  $-30^\circ$ .

El comportamiento general de las curvas de la figura parecería indicar que, a campos suficientemente grandes (no disponibles en este equipo), las longitudes de penetración a  $\theta = 30^\circ, 35^\circ$  y  $-30^\circ$  tenderán a la de la muestra sin irradiar, y esta será mayor que a  $-70^\circ$ , como se espera de la anisotropía del material.

### 5.3.2 Respuesta no lineal

Para campos alternos mayores, cuando la respuesta no es lineal, la dependencia angular de las curvas  $\chi(T)$  se incrementa. En la figura 5.12 mostramos curvas análogas a las de la figura 5.9 tomadas con un campo alterno mayor,  $h_a = 0.20e$ . Se agrega también la curva de la muestra M4 sin irradiar, a  $30^\circ$ , con ese mismo campo alterno.

Hicimos mediciones de  $\chi(T)$  en todo el rango de amplitud de campo alterno disponible, para los ángulos de estudio de la figura 5.12. En dichas mediciones observamos que la salida de la linealidad es más abrupta cuando el campo forma ángulos grandes respecto de la dirección de los defectos que cuando está alineado. Apenas se pierde el comportamiento lineal, a ángulos grandes, las curvas  $\chi(T)$  se ensanchan y los picos de disipación crecen mucho. A partir de dichas mediciones, construimos la figura 5.13, en donde puede verse claramente la diferencia en el comportamiento a los distintos ángulos y su comparación con la muestra sin irradiar.

En la figura 5.13a graficamos  $\chi'(h_a)$  a distintos ángulos a una misma temperatura ( $90.5K$ ), mientras que en la figura 5.13b todas las curvas tienen la misma  $\lambda_R$  (y por lo tanto distintas temperaturas); en la figura 5.13c se muestra la dependencia con el campo alterno del máximo de la componente disipativa  $\chi''_{\max}(h_a)$ <sup>4</sup>. Puede verse que:

- La suave salida de la linealidad descrita en el Capítulo 4, característica de la respuesta con el campo alineado con los defectos (curvas con círculos vacíos), es reemplazada por una mucho más abrupta. El extenso régimen no lineal intermedio se reduce.

---

<sup>4</sup>A amplitudes bajas en realidad hay dos máximos (debido a la estructura que presentan las curvas en la transición al líquido) y ninguno de ellos tiene un significado físico relevante; en la figura mostramos el máximo que está en la región del vidrio.

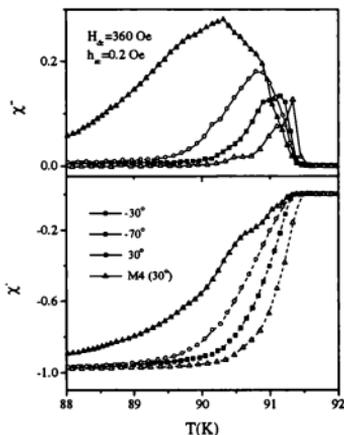


Figura 5.12: Curvas  $\chi(T)$  tomadas con un campo alterno perteneciente a la región de respuesta no lineal, para distintas orientaciones del campo continuo. Se agrega la análoga de la muestra sin irradiar.

- A campos alternos relativamente pequeños ( $h_a \sim 0.4$  con  $\theta = -70^\circ$ ), los picos de  $\chi''$  superan la altura característica del estado crítico ( $\chi''_{\max} \sim 0.24$ ) acercándose a valores cercanos a lo esperado en un régimen óhmico ( $\chi''_{\max} \sim 0.44$  en un disco en una geometría transversal) para los campos mayores.
- En la muestra sin irradiar este comportamiento es aún más marcado.
- La salida de la linealidad ocurre a campos alternos menores a medida que es menos eficiente el anclaje de los defectos columnares: en la muestra sin irradiar  $h_a^l$  resulta ser casi un orden de magnitud menor que en la irradiada con el campo paralelo a los defectos.
- A campos alternos altos, la dependencia de  $\chi$  con  $h_a$  disminuye, ten-

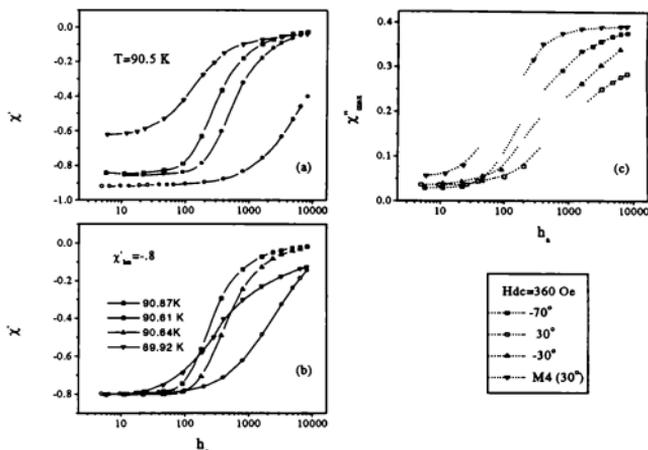


Figura 5.13: Paso del régimen lineal al no lineal en función del campo alterno  $h_a$  en la muestra M2 con diferentes orientaciones del campo continuo y en la muestra M4. En (a) a temperatura cte, en (b) a  $\lambda_R$  cte, y en (c) el máximo en  $\chi''$ .

diendo a un nuevo régimen lineal con disipaciones comparables a las características de un régimen óhmico.

Para corroborar este último punto, en la figura 5.14 comparamos puntos experimentales con  $h_a \sim 6.4Oe$  de  $\chi''$  vs  $\chi'$  a distintos ángulos con los esperados para un disco en el estado crítico de Bean y en un régimen óhmico.

Mientras que la respuesta con  $\theta = 30^\circ$  en la muestra irradiada es similar a la del estado crítico, la correspondiente a ángulos lejanos a los defectos se va acercando a la del régimen óhmico. Nótese que a medida que aumenta el valor de  $\chi''_{\max}$ , el valor de  $\chi'$  correspondiente al máximo también se va corriendo consistentemente hacia el esperado en un régimen lineal.

Una explicación posible para este comportamiento es la siguiente: En las

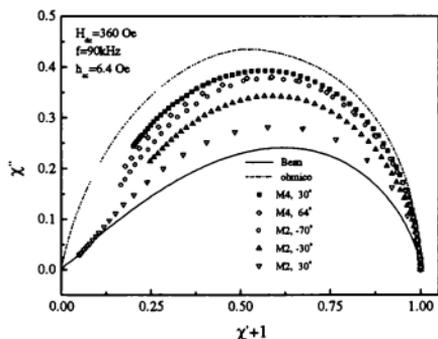


Figura 5.14:  $\chi''$  vs  $\chi'$  a un campo alterno alto  $h_a = 6.20e$  correspondientes a las muestras M2 y M4 con el campo en distintas direcciones.

otras configuraciones, las densidades de corriente críticas efectivas  $j_\omega$  son mucho menores que con el campo  $H_{dc}$  alineado. Es más, se reducen de tal manera que no puede establecerse un estado crítico: apenas se pierde la linealidad y el desplazamiento de los vórtices resulta principalmente determinado por mecanismos de activación térmica entre los centros de anclaje, la longitud de penetración del campo alterno crece mucho y se acerca a valores comparables con la penetración pelicular de flux flow; por lo tanto, las pérdidas viscosas no pueden despreciarse.

La figura 5.15 es análoga a la figura 5.12 pero con  $h_a \sim 6.40e$ . Puede verse que las curvas de susceptibilidad en función de temperatura para ángulos lejanos a los defectos vuelven a ser muy similares entre sí; esto es consistente con la hipótesis de que a campos alternos altos el anclaje ya no es importante y la respuesta está determinada en gran medida por la resistividad de flux flow que es independiente de la estructura de defectos.

En la sección 4.4.4 realizamos un estudio de las energías de activación

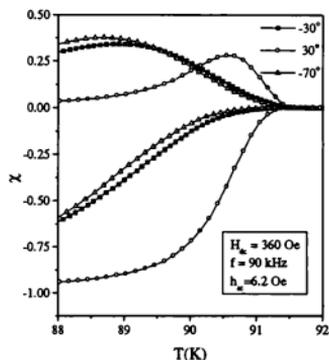


Figura 5.15:  $\chi''(T)$  y  $\chi'(T)$  medidas con  $h_a = 6.2Oe$  a distintas direcciones del campo continuo en la muestra irradiada.

cuando el campo está alineado con los defectos, a partir de la dependencia en frecuencia en el estado crítico. En este capítulo vimos que, fuera de la región angular cercana a los defectos, a las frecuencias mayores utilizadas (en particular a  $90kHz$ ), no se establece el estado crítico, por lo que no puede hacerse un estudio análogo. Esto sólo se puede hacer para ángulos cercanos a  $\theta = 30^\circ$ .

Para el ángulo cercano  $\theta = 34^\circ$ , hicimos mediciones en el estado crítico para  $h_a = 3.2Oe$  a distintas frecuencias y repetimos el análisis detallado en la sección 4.4.4. Las funciones  $U(J)$  y  $g(T)$  tal que  $U(J, T)/kT = g(T)U(J)$  se muestran en la figura 5.16. Esta vez encontramos un ajuste óptimo para  $\ln f_0 = 13.7$ .

Por último, en la figura 5.17 comparamos los valores de las energías de activación hallados con el campo alineado con los defectos con los correspondientes a una inclinación de  $4^\circ$ .

En la figura 5.17a graficamos la dependencia en temperatura de las energías de activación  $U(J, T)/kT$  a densidad de corriente fija ( $5800A/cm^2$ ).

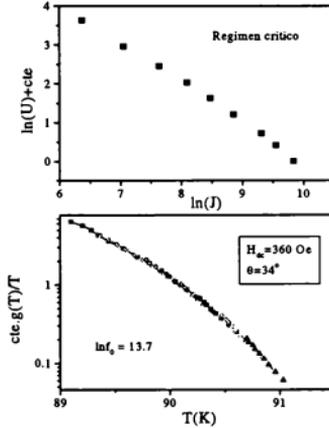


Figura 5.16: Funciones  $g(T)$  y  $U(J)$  halladas con el campo inclinado  $\sim 4^\circ$  respecto de la dirección de los defectos, a partir de la dependencia en frecuencia de  $\chi'$  en el estado crítico.

En la figura 5.17b, graficamos  $U(J, T)/kT$  a temperatura fija (90.5K) a distintas densidades de corriente. Las líneas horizontales delimitan el rango experimental accesible con nuestras frecuencias. El resto de las curvas surge de extrapolar el producto  $U(j)G(T)$  más allá de ese rango (una extrapolación análoga se hace al utilizar el método de Maley [80] en mediciones de relajación, en donde se obtiene  $U(J)$  para rangos de densidades de corriente imposibles de abarcar a temperatura fija en tiempos reales de medición). Vemos que a corrientes altas y temperaturas elevadas, cuando las energías de activación son del orden de  $kT$ , la inclinación del campo no afecta demasiado. A medida que disminuye  $J$  las energías de activación crecen y tienden a diverger para  $J \rightarrow 0$ . Esta divergencia resulta muy sensible a la inclinación del campo respecto de los defectos.

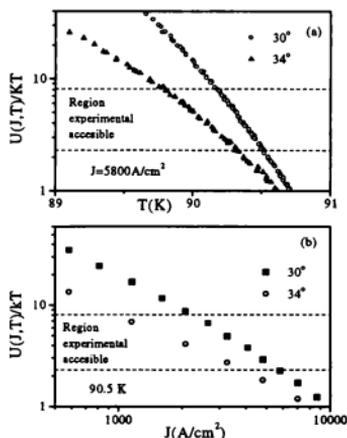


Figura 5.17: Comparación de las energías de activación con el campo formando un ángulo  $\varphi \sim 4^\circ$  con los defectos con las obtenidas con el campo alineado. (a)  $J$  cte y (b)  $T$  cte.

## 5.4 Conclusiones

En la sección 5-2 llegamos a la conclusión de que los defectos columnares siguen actuando como correlacionados cuando el campo continuo forma ángulos  $\theta$  muy grandes con la dirección de los defectos. El ángulo que limita esta región angular es asimétrico respecto de la dirección de irradiación. No vemos ninguna región en donde los defectos columnares actúen como centros no correlacionados. La comparación con resultados de la muestra sin irradiar indicaría que cuando los defectos columnares dejan de ser los centros preponderantes de anclaje, los vórtices pasan a estar anclados por la estructura planar del material.

A campos alternos suficientemente pequeños las posiciones medias de los

vórtices realizan pequeñas excursiones armónicas alrededor de los centros de anclaje y en todos los casos la respuesta está determinada esencialmente por la longitud de penetración real de Campbell.

Vemos que, a direcciones de campo relativamente cercanas a la de los defectos, la constante de Labusch disminuye a medida que crece el ángulo  $\varphi$ . Entendemos que esto se debe a que hay una porción significativa de vórtices anclada en los defectos, que determina la constante de Labusch por unidad de longitud promedio y ésta es por lo tanto proporcional al largo de los segmentos anclados.

A ángulos muy lejanos, la fracción anclada en los defectos es muy chica y comienzan a tener influencia en la constante de Labusch los otros centros de anclaje.

Observamos otras diferencias cualitativas importantes en los potenciales de anclaje para direcciones cercanas y lejanas a los defectos. Para campos continuos por debajo de  $H_{dc} \sim B_\varphi/2$ , en el primer caso, la constante de Labusch por unidad de longitud de un vórtice  $\alpha_L$  es independiente de  $B$  mientras que, lejos de los defectos, la curvatura de  $\lambda_B^2(B)$  es cualitativamente similar a la de una muestra sin irradiar. Cuantitativamente,  $\alpha_L$  resulta ser unas 5 veces menor en los ángulos lejanos a los defectos y unas 10 veces menor en la muestra sin irradiar. A campos  $H_{dc}$  mayores las diferencias disminuyen, tendiendo a recuperar la dependencia angular de las muestras sin irradiar. Hasta los mayores campos utilizados  $H_{dc} \sim 1300 Oe \approx 2B_\varphi$  sigue siendo importante la influencia de los defectos a ángulos  $\varphi$  pequeños.

Vemos que el efecto principal de los defectos columnares es el incremento de las energías de activación. Vimos que una pequeña inclinación del campo continuo respecto de los defectos alcanza para modificar notablemente estas energías a medida que disminuye la densidad de corriente.

En el rango de frecuencias de nuestros experimentos, si el campo forma un ángulo grande con los defectos, no se conforma un estado crítico; a los campos alternos mayores el comportamiento del sistema se acerca al de un régimen óhmico.

Vemos también que a ángulos grandes no aparece una extensa región intermedia entre el régimen de Campbell y el estado crítico como la que se muestra en el diagrama de la figura 4.27. Recordamos que en el régimen

crítico los vórtices se mueven pasando de un centro de anclaje a otro. Cuando el campo continuo está en la dirección de los defectos columnares la distancia característica entre centros de anclaje es del orden de la distancia entre defectos columnares, y ésta es mucho mayor que el desplazamiento necesario para romper la armonicidad del potencial. Esto no ocurre si hay desorden puntual al azar y tampoco ocurrirá si los vórtices forman escaleras como las de la figura 5.1, con sólo una muy pequeña porción anclada en los defectos. Esta extensa región es causada por las características de la configuración de centros de anclaje en presencia de defectos columnares.

Por último volvemos al análisis de la dependencia angular  $\chi(\theta)$  de la figuras 5.6 y 5.7. Entendemos que el ángulo a partir del cual hay un aumento abrupto de la penetración del campo alterno en el lado izquierdo de las figuras ( $\theta \approx -60^\circ$ ) es el ángulo para el cual, al campo alterno particular  $h_a = 0.20e$ , el sistema pasa de estar en un régimen cercano al régimen lineal a uno altamente no lineal. Esto resulta evidente si hacemos un corte en  $h_a = 200mOe$  en las figuras 5.13a y 5.13b. Haciendo cortes equivalentes en esas figuras a otros valores de campo alterno vemos que, si realizáramos una medición angular con un campo alterno menor, la dependencia suave se extendería hasta cerca de los planos  $ab$ . En cambio, si la hiciésemos con  $h_a = 400mOe$ , el aumento abrupto ocurriría antes de  $\theta = -30^\circ$ . A un campo alterno aún mayor, sólo quedaría como región de influencia importante de los defectos el pico más pronunciado alrededor de los defectos, que es el que ha aparecido en otros trabajos [66].

## Capítulo 6

# Mediciones de transporte

En este capítulo presentamos resultados obtenidos mediante mediciones de transporte con corriente continua.

La motivación original de estas mediciones fue cotejar los resultados obtenidos con susceptibilidad alterna, para ver si resultaban coherentes con los de transporte. Para eso decidimos utilizar la muestra M2, ya estudiada por susceptibilidad, irradiada con una dosis equivalente de  $B_\varphi \sim 7000e$ .

Por otro lado, nos interesaba obtener información sobre la región del líquido de vórtices a campos bajos en presencia de defectos columnares; ver si los defectos siguen influyendo en la respuesta y, de ser así, el rango angular en el que eso ocurre.

Estos objetivos pudieron cumplirse parcialmente, debido a que nos encontramos con un resultado inesperado: al ponerle los contactos a la muestra (de acuerdo al procedimiento descrito en el Capítulo 2), la temperatura crítica sufrió un aumento de  $\Delta T_c \sim 2.5K$  !

El aumento de la temperatura crítica en cristales de  $YBa_2Cu_3O_7$  con impurezas de oro es un hecho conocido. Se sabe que es posible incorporar hasta un 10% de impurezas de  $Au$  en los sitios del  $Cu$  y que en ese caso se obtiene un incremento de alrededor de  $1.5K$  en la  $T_c$  [98]. Al ponerle contactos de oro a un cristal, por lo general, el grado de contaminación del material es pequeño y no se observan cambios en sus propiedades. Hay antecedentes de que, si las muestras tienen defectos columnares, se produce un aumento de la  $T_c$ . En el caso de irradiaciones con dosis mayores, el aumento es difícil de estimar, ya que la propia irradiación baja la  $T_c$ . No hay estudios reportados de mediciones de muestras con columnares antes y

después de la incorporación de contactos.

La comprensión de este fenómeno requiere de un estudio sistemático que estamos emprendiendo y que no forma parte de esta tesis.

El aumento en la temperatura crítica impidió una comparación directa y unívoca con los resultados obtenidos por susceptibilidad alterna. Por suerte, el comportamiento general de la muestra no se alteró cualitativamente, lo cual nos permitió relacionar ambas mediciones haciendo un reescaneo en temperatura.

En la primera sección presentamos un breve resumen de resultados previos de experimentos de transporte; en la segunda, presentamos los que obtuvimos en nuestras mediciones y finalmente resumimos las conclusiones.

## 6.1 Antecedentes

Existe una gran cantidad de publicaciones sobre mediciones de transporte con corriente continua en cristales de  $YBa_2Cu_3O_7$ . La mayor parte se ocupa de investigar el comportamiento de estos superconductores para campos magnéticos por encima de  $H_{dc} \sim 1Tesla$ , y no hay mucho publicado para campos menores a  $1000Oe$ .

Los resultados que se obtienen a campos mayores se resumen de la siguiente manera: en presencia de desorden puntual al azar (cristales sin maclas) se observa un salto brusco en las curvas de resistividad [16, 17] que se asocia a la transición de primer orden a la temperatura de solidificación de la red  $T_m$ .

En cristales con maclas, si la dirección del campo continuo forma un ángulo pequeño con el eje  $c$ , el salto brusco desaparece. A una temperatura  $T_{TB}$  mayor que  $T_m$ , se produce un quiebre suave y continuo en la curva de resistividad [17]. Para temperaturas menores a  $T_{TB}$  la resistividad disminuye más rápido que en las curvas de los cristales sin maclas debido a las fuerzas de anclaje. Experimentalmente se evidencia la influencia de las maclas a partir de que aparece un mínimo de  $R(\theta)$  a temperatura constante en  $\theta = 0$  [17, 89].

A corrientes bajas esta región sigue presentando un comportamiento lineal [17, 21], lo que indicaría la presencia de un régimen de  $TAFF$ , en el que los potenciales de anclaje (potenciales de deformación plástica en el líquido)

intervienen modificando el valor de la resistividad lineal. A corrientes mayores, la relación constitutiva en esta región deja de ser lineal y la dependencia  $E(J)$  puede escalearse en curvas universales, con exponentes críticos acordes a los esperados para una transición líquido-vidrio [15, 20, 89].

En presencia de defectos columnares el comportamiento es similar al que se observa en cristales con maclas, pero el quiebre suave en las curvas de resistividad ocurre a una temperatura  $T_a$  mayor aún [44, 24, 45, 97]. Los valores comienzan a diferenciarse de los de las muestras sin irradiar cuando la resistividad es aproximadamente el 60% de la del estado normal [45]. Por debajo de  $T_a$  el líquido es influenciado por las fuerzas de anclaje de los defectos columnares, mientras que por encima de esa temperatura hay un líquido desanclado, óhmico en todo el rango de densidades de corriente [45, 97].

En lo que respecta a mediciones con el campo continuo en distintas direcciones, hay acuerdo en que la dependencia angular de la resistividad responde a las leyes de escaleo 4.17 presentadas en el capítulo anterior, siempre que la dirección del campo forme un ángulo grande respecto de la dirección de los defectos correlacionados (maclas o columnares) [17, 99]. El escaleo angular se pierde en la región de influencia de los defectos extendidos.

Si el desorden es leve, como en el caso de los cristales con pocas maclas, para ángulos grandes se recupera la transición de primer orden [17]. Si el desorden es mayor (muchas maclas o defectos columnares) el panorama no es muy claro. En mediciones en cristales con maclas a ángulos grandes, aparecen curvas I-V óhmicas en toda el rango experimental accesible [100] y no hay transición de primer orden; tampoco se reportó un escaleo crítico que de cuenta de una transición de segundo orden [65]. Un comportamiento cualitativo similar a éste se observa en cristales irradiados con protones [101].

A medida que el campo  $H_{dc}$  disminuye, todas las líneas del diagrama de fase  $H(T)$  se acercan y la región ocupada por el líquido es cada vez más angosta. En presencia de defectos columnares, la región de respuesta óhmica está a temperaturas muy cercanas a  $T_c$ .

## 6.2 Resultados experimentales

Como comentamos al inicio de este capítulo, como consecuencia del procedimiento seguido para poner los contactos en la muestra M2, la temperatura crítica subió apreciablemente. Para comparar las mediciones antes y después de ese proceso fue necesario hacerlo en función de una temperatura reducida.

En la figura 6.1 se muestran las curvas  $\rho(T)$  y  $\chi'(T)$  con  $H_{dc} \sim 0$  y con un campo de  $360\text{Oe}$  alineado con los defectos columnares. Las curvas de resistividad fueron tomadas con una corriente de  $200\mu\text{A}$ , que equivale a una  $J \approx 4\text{A}/\text{cm}^2$ . Las de susceptibilidad corresponden a un campo alterno pequeño, dentro del régimen lineal.

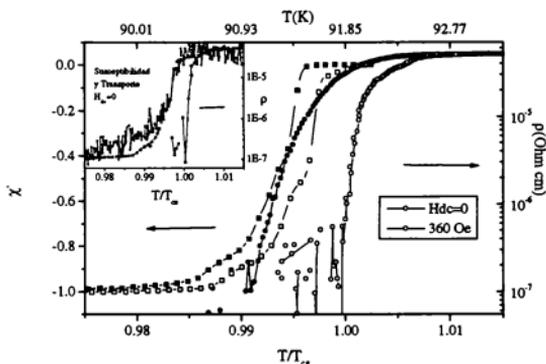


Figura 6.1: Curvas  $\chi'(T)$  en el régimen lineal para  $H_{dc} = 0$  y  $360\text{Oe}$  en la dirección de los defectos, junto con curvas de resistividad a los mismos campos. En el inset se muestra el procedimiento de renormalización de temperatura que se efectuó después de incorporar los contactos.

Para renormalizar la escala de temperaturas hicimos una medición de

susceptibilidad con  $H_{dc} \sim 0$  posterior a la puesta de los contactos; con el mismo termómetro y en el mismo equipo, medimos una curva de resistividad. El resultado está en el inset de la figura 6.1. La curva de susceptibilidad es muy ruidosa ya que fue medida en una bobina ideada para medir películas delgadas que no tiene la resolución necesaria para monocristales. En el mismo inset se agrega una curva de susceptibilidad anterior, corrida en temperatura para que coincida con la curva tomada posteriormente, más ruidosa. Hicimos coincidir la caída brusca en  $\chi'(T)$  que está bien definida en ambas curvas. Elegimos como punto para renormalizar las escalas la temperatura  $T_{cs}$ , a la cual la resistividad con campo cero cae rápidamente y se anula dentro de nuestra resolución. En la figura, vemos que ese punto coincide con el comienzo de la curva de susceptibilidad a campo cero. En el eje superior se muestran las temperaturas originales de las curvas de susceptibilidad que se corresponden con las presentadas en los capítulos anteriores.

Vemos que el apantallamiento del campo alterno con  $H_{dc} = 360Oe$  empieza a notarse cuando la resistividad cae por debajo de  $10^{-5} \mu\Omega cm$  (con el proceso de renormalización de temperaturas ya explicado el valor que obtenemos para  $\chi'$  a esa temperatura es  $\chi'_1 \sim -5.4 \cdot 10^{-3}$ ). A una frecuencia de  $90kHz$ , la longitud de penetración cae correspondiente a esa resistividad en un régimen óhmico es  $|\lambda_{ac}| \approx 5 \cdot 10^{-2} cm$ . Esto implica un rango de penetración del campo alterno para la geometría de un disco asociable a nuestro cristal (ver discusión sección 4.2) de alrededor de 12 veces el tamaño característico de la muestra  $(R\delta/2)^{1/2} \sim 4.1 \cdot 10^{-3} cm$ . Con el procedimiento detallado en el Apéndice B calculamos el valor de la longitud de penetración correspondiente a ese apantallamiento en un régimen óhmico  $\lambda/(R\delta/2)^{1/2}(\chi'_1) \sim 5$ . Si bien no podemos hacer una comparación cuantitativa rigurosa, los números son suficientemente significativos para concluir que el apantallamiento inicial del campo no puede explicarse solamente a partir de los valores de la resistividad dc. En concordancia con este resultado, en el Capítulo 4, hallamos que para ese valor de  $\chi'$  (cuando podemos ver apantallamiento no nulo con nuestra resolución)  $\varepsilon \sim 0.8$ , de forma que nunca llegamos a ver una respuesta lineal alterna puramente óhmica. Mirando la ecuación de movimiento de vórtices 4.6, la existencia de una componente imaginaria en la resistividad indica que, a esa temperatura, las fuerzas de anclaje de los defectos sobre el sistema de vórtices son aún suficientemente grandes como para que no pueda

despreciarse la fuerza restauradora lineal.

La resistividad se anula, dentro de nuestra resolución, a una temperatura reducida  $T/T_{cs} \sim .992$  que corresponde a una temperatura original  $T = 91.11K$ . Habíamos señalado la transición al líquido a partir de las mediciones de susceptibilidad entre  $91.2 - 91.3K$ . Teniendo en los cambios sufridos en la  $T_c$  y el proceso de renormalización involucrado, consideramos que la concordancia es buena y que, efectivamente ésta es la temperatura de transición al vidrio.

Una característica distintiva que encontramos a primera vista en estas curvas de resistividad a campos bajos es que la dependencia en temperatura no corresponde a la que uno esperaría de una resistividad de flux flow o de TAFF,  $\rho_{FF} = \rho_n(H/H_{c2}(T))$  y  $\rho_{TAFF} = \rho_{FF} \exp(U_{pl}/kT)$ . Es más, vemos que para valores superiores a  $\rho_l \sim 10^{-6} \mu\Omega cm$ ,  $\rho(T)$  no es compatible con la existencia de una resistividad de flux flow con la dependencia en temperatura esperada. La temperatura correspondiente a  $\rho_l$  está muy cerca de la transición al vidrio y coincide aproximadamente con la temperatura a la que aparece disipación no nula a campo cero en las curvas de susceptibilidad, hecho que tampoco puede explicarse con la ecuación de movimiento de vórtices. Por encima de esa temperatura, ya no pueden despreciarse las fluctuaciones en el módulo del parámetro de orden [5] y el sistema no puede describirse correctamente mediante la ecuación 1.1. Con este campo continuo practicamente toda la curva de resistividad se ve afectada por el ancho de la transición con  $H_{dc} \sim 0$ .

Realizamos mediciones de  $R(T)$  con el campo continuo en diferentes direcciones respecto de los defectos. En la figura 6.2 comparamos dos curvas tomadas con el campo continuo formando un ángulo pequeño respecto de los defectos con su análoga en el cuadrante opuesto. Vemos sorprendentemente que las curvas son diferentes desde que la resistividad se aparta de  $\rho_n$ . Los defectos influyen en la respuesta desde el comienzo. Encontramos que para campos continuos bajos en presencia de defectos columnares la región del líquido óhmico desanclado desaparece por completo.

En el inset comparamos ambas curvas con las correspondientes de susceptibilidad. Vemos que el comienzo del apantallamiento del campo alterno (líneas verticales) no corresponde a un valor constante de la resistividad, lo

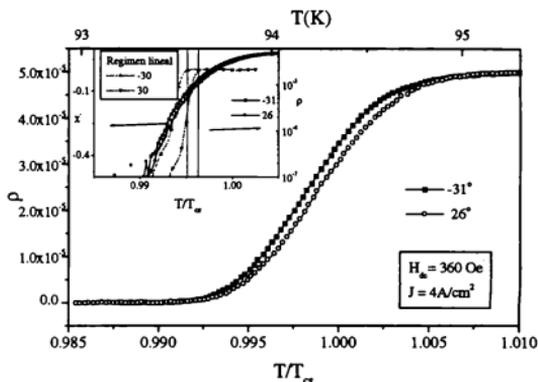


Figura 6.2:  $\rho(T)$  con el campo continuo alineado con los defectos ( $\theta = 26^\circ$ ) y en el mismo ángulo del cuadrante opuesto. En el inset se muestra la parte inferior de estas curvas junto con las de susceptibilidad a ángulos similares y el mismo campo.

que concuerda con el análisis anterior, en el sentido de que la longitud de penetración no es óhmica y el valor de la resistividad real no contiene toda la información. Recordemos que la respuesta electromagnética del sistema se caracteriza por una resistividad (impedancia) imaginaria.

Vemos que a igual apantallamiento del campo alterno (igual valor en  $\chi'$  y por lo tanto igual módulo de la resistividad total), la resistividad real es menor cuando  $\theta = -31^\circ$  que cuando el campo está alineado con los defectos. Esto indica que  $\epsilon = \lambda_I/\lambda_R$  es mayor en el primer caso, en concordancia con los resultados obtenidos en el Capítulo 5.

La figura 6.3 muestra curvas  $R(T)$  a varios ángulos. En el inset mostramos un corte a temperatura constante de dichas curvas, en donde se ve claramente la influencia de los defectos alrededor de  $\theta = 30^\circ$ .

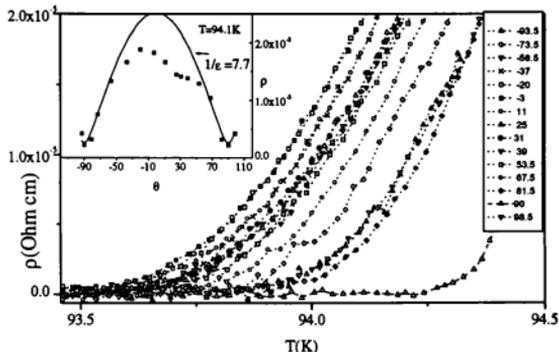


Figura 6.3: Curvas  $\rho(T)$  a distintos ángulos  $\theta$ . En el inset se muestra un corte a  $T$  cte junto con el ajuste esperado para defectos no correlacionados.

Si bien la dependencia en temperatura de la resistividad (como explicamos anteriormente) no puede explicarse por un modelo de flux flow o de TAFF, cuando el campo continuo forma un ángulo grande respecto de la dirección de los defectos, vemos que la dependencia angular  $\rho(\theta)$  responde a la esperada a partir de las leyes de escalo. Para ambos regímenes óhmicos, a  $T$  constante, se espera una dependencia con el campo continuo  $\rho \propto H$ . La ley de escalo 5.1 implica

$$\rho(H, \theta) = \rho(H, 0) \sqrt{\epsilon^2 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta}$$

La curva suave del inset corresponde a un valor de  $1/\epsilon = 7.7$ , coincidente con el reportado en la ref.[17]. Vemos que el rango angular de influencia de los defectos columnares coincide aproximadamente con el que aparece en las curvas de magnetización y en las de susceptibilidad a campos alternos altos.

### 6.3 Conclusiones:

A diferencia de los capítulos anteriores, que cierran un panorama descriptivo de los regímenes dinámicos de la respuesta alterna y su relación con los defectos columnares, este último capítulo deja abierto numerosos interrogantes.

Creemos importante incluir estos resultados en la tesis porque, a pesar de todas las dificultades surgidas, corrobora las conclusiones obtenidas en los capítulos anteriores con otra técnica experimental.

Además, estos resultados, si bien son parciales, resultan novedosos en varios aspectos:

Por empezar, la influencia de los defectos es clara; el rango angular en el que esa influencia se manifiesta es muy amplio y coincide con el obtenido por las otras técnicas en rangos de campo y temperatura completamente diferentes. Nuevamente, es notable que este rango angular coincida en todos los casos. Este hecho no puede explicarse con los modelos teóricos actualmente aceptados.

En segundo lugar, es la primera vez que se observa la influencia de los defectos en toda la curva de resistividad. Las mediciones angulares reportadas en general se ocupan de la parte inferior de las curvas. Se han publicado curvas de resistividad con el campo alineado con los defectos en comparación con la obtenida para la muestra sin irradiar, y siempre aparece una zona superior donde las curvas son iguales. Sería necesario realizar una medición análoga a la que realizamos a dosis y campos mayores para ver si efectivamente las curvas simétricas en  $\theta$  coinciden a partir de un valor de  $\rho < \rho_n$ . Otro dato adicional que indica que esto probablemente suceda es que, a campos mayores, en la región óhmica del líquido desanclado (en la que la respuesta es igual a la de la muestra sin irradiar) se pierde la longitud de correlación en la dirección del eje  $c$ , formándose lo que se conoce como un líquido enredado de vórtices. Sería interesante realizar un experimento de seudotransformador de flujo a campos bajos para ver si en este caso la correlación se mantiene en toda la curva de resistividad.

Por último, como tema colateral, queda por hacer un estudio sistemático, reproduciendo en condiciones controladas el proceso de incorporación de los contactos con defectos columnares, para comprender el notable aumento que sufrió la  $T_c$ . La temperatura crítica alcanzada ( $T_c \sim 95K$ ) después del pro-

ceso está muy por encima de las reportadas para cristales de  $YBa_2Cu_3O_7$ .

## Capítulo 7

# Conclusiones

Entendemos que con este trabajo hacemos un aporte significativo al estudio de la dinámica de vórtices en superconductores de alta temperatura en varios aspectos:

Por empezar, implementamos una sistemática para el análisis de mediciones de susceptibilidad alterna en superconductores de alta temperatura que permite, de manera muy general, relacionar los resultados experimentales con la dinámica de vórtices subyacente. En dicha sistemática, utilizamos procedimientos publicados en los últimos años (estudio del régimen lineal) e implementamos métodos novedosos (estudio del estado crítico y salida del régimen lineal). Los métodos propuestos son muy generales y pueden ser usados en casos muy diferentes a los presentados en esta tesis.

A partir de estos procedimientos podemos construir un Diagrama Dinámico cuantitativo en el plano  $(h_a, T)$  y ubicar la región de preponderancia de cada régimen dinámico, delimitando experimentalmente la transición entre ellos.

Somos capaces de extraer valores cuantitativos para las longitudes de penetración del campo alterno características en cada régimen.

En segundo lugar, construimos efectivamente el Diagrama Dinámico  $(h_a, T)$  representativo de la respuesta alterna del sistema de vórtices para una muestra con  $B_\phi = 700Oe$ , con  $H_{dc} = 360Oe$  alineado con los defectos columnares y  $f = 90kHz$ , cerca de la transición vidrio-líquido.

En dicho Diagrama vemos que la respuesta para  $T \leq 91.2K$  es característica de una fase de vidrio. Por debajo de una línea  $h_a^l(T)$  hay un régimen

de Campbell, con vórtices que oscilan en los centros de anclaje. En este régimen la susceptibilidad AC está principalmente definida por una longitud de penetración real, con una pequeña componente imaginaria. La falta de dependencia en frecuencia de dicha componente sugiere un mecanismo de disipación tipo dos niveles. Por encima de una segunda línea  $h_a^c(T)$  domina un régimen de estado crítico de Bean. La densidad de corriente persistente está determinada por mecanismos de activación térmica de grupos de vórtices. Entre esos dos extremos hay un régimen intermedio no lineal que ocupa una porción importante del plano  $(h_a, T)$ : obtenemos que  $h_a^l(T)$  y  $h_a^c(T)$  difieren en más de un orden de magnitud.

Entre 91.2 y 91.3K desaparecen el régimen de Campbell y el crítico. Eso indica un desanclaje abrupto de los vórtices en la transición líquido-vidrio, en  $91.2K < T_{BC} < 91.3K$ . Por debajo de 91.2K no observamos un escalero crítico característico de una transición de segundo orden, posiblemente debido a que la región crítica para este campo es muy angosta.

Por encima de 91.3K, la respuesta permanece lineal para campos alternos bajos, pero la disipación aumenta rápidamente acercándose a una respuesta óhmica, lo que indica que se está en presencia de un líquido de vórtices. Sin embargo, a campos alternos mayores la respuesta sigue siendo no lineal, indicando que la interacción de los vórtices con los defectos aun es importante. Mediante mediciones de resistividad DC obtuvimos el sorprendente resultado de que el líquido desanclado no se observa nunca: la interacción con los defectos es significativa apenas  $\rho$  se aparta de  $\rho_n$ .

Analizamos en detalle los regímenes dinámicos en la fase de vidrio y extrajimos conclusiones en cada caso:

- El análisis de la dependencia en frecuencia del estado crítico, nos permite obtener la dependencia con temperatura y densidad de corriente de las energías de activación térmica  $U(J, T) = g(T)U(J)$ . Obtenemos una fuerte dependencia en temperatura, en acuerdo con las predicciones teóricas. A las densidades de corrientes mayores resulta  $U(J) \propto J^{-\mu}$ , con  $\mu \sim 1.5$ , exponente predicho para el anclaje colectivo de grupos de vórtices en presencia de defectos columnares cuando el radio del grupo es mayor que la longitud de penetración de London.
- En el Régimen de Campbell, vemos que, para  $H_{dc} \leq B_\phi/2$ , el com-

portamiento se describe adecuadamente con una constante de Labusch independiente de campo, característica de un régimen de anclaje individual. Por otro lado, en el rango de temperaturas y campos de nuestras mediciones se predice un régimen de anclaje colectivo y nuestra estimación experimental de la forma funcional de las energías de activación concuerda con la predicha por la teoría. Esta supuesta contradicción puede resolverse si tenemos en cuenta el tamaño del desplazamiento de los vórtices involucrado en cada caso. La variación del potencial efectivo de un vórtice debida a la variación de la interacción elástica con sus vecinos, es despreciable en relación con la variación de la energía de anclaje, por lo que la dependencia del potencial de anclaje con el desplazamiento está determinada por la interacción del vórtice con los defectos. En el estado crítico, por el contrario, los desplazamientos involucrados son del orden de la separación entre defectos y la ubicación media de un solo vórtice no puede desplazarse esa distancia sin un gran costo en energía elástica, de forma que la interacción entre los vórtices en este caso no puede despreciarse.

- En base a cálculos de los radios de oscilación y densidades de corrientes involucrados, adjudicamos la salida del régimen lineal a la pérdida de armonicidad de los potenciales de anclaje.
- Calculando los rangos de penetración del campo alterno en cada régimen, comprobamos experimentalmente que el régimen de estado crítico se desarrolla cuando el rango de penetración de Bean supera al rango de penetración de Campbell.
- Finalmente calculamos de la misma manera el límite superior del régimen de estado crítico y su transición al régimen de flux flow. Vemos que, a los máximos campos alternos involucrados, las pérdidas viscosas pueden influir en la respuesta, y adjudicamos a esa influencia la dependencia en frecuencia y amplitud del valor máximo de  $\chi''(T)$  en el estado crítico.

En tercer lugar, realizamos mediciones análogas con el campo continuo inclinado respecto de los defectos y en muestras sin irradiar. Estudiamos la dependencia angular con la dirección del campo continuo por susceptibilidad

alterna y con mediciones de resistividad DC. Estas mediciones nos permitieron dilucidar con más claridad el rol distintivo que juegan los defectos columnares en la dinámica de vórtices. Llegamos a las siguientes conclusiones:

- Los defectos columnares siguen actuando como correlacionados cuando el campo continuo forma ángulos  $\theta$  muy grandes con la dirección de los defectos.
- A campos alternos suficientemente pequeños las posiciones medias de los vórtices realizan pequeñas excursiones armónicas alrededor de los centros de anclaje y en todos los casos la respuesta está determinada esencialmente por la longitud de penetración real de Campbell.
  - Para ángulos cercanos a los defectos la constante de Labusch  $\alpha_L$  decrece a medida que crece dicho ángulo. Entendemos que esto se debe a que, en esa región angular, la fuerza restitutiva promedio por unidad de longitud es proporcional a la longitud media de los segmentos de vórtices localizados en los defectos. Para ángulos mayores, los centros de anclaje provenientes del material empiezan a influir en el valor de  $\alpha_L$ .
  - Cuantitativamente,  $\alpha_L$  resulta ser unas 5 veces menor en los ángulos lejanos a los defectos y unas 10 veces menor en la muestra sin irradiar. A campos  $H_{dc}$  mayores las diferencias disminuyen, tendiendo a recuperar la dependencia angular de las muestras sin irradiar. Hasta los mayores campos utilizados  $H_{dc} \sim 1300 Oe \approx 2B_\phi$  sigue siendo importante la influencia de los defectos.
  - Observamos otras diferencias cualitativas importantes en los potenciales de anclaje para direcciones cercanas y lejanas a los defectos. A diferencia de lo que sucede para ángulos pequeños, lejos de los defectos, no se observa una constante de Labusch  $\alpha_L$  independiente de  $B$  y la curvatura de  $\lambda_R^2(B)$  es cualitativamente similar a la de una muestra sin irradiar.
- Concluimos que el efecto principal de los defectos columnares es el incremento de las energías de activación. Vimos que una pequeña inclinación

del campo continuo respecto de los defectos ( $\sim 4^\circ$ ) alcanza para reducir notablemente esas energías (un factor 2 o 3, dependiendo de la densidad de corriente)..

- En el rango de frecuencias de nuestros experimentos, si el campo forma un ángulo grande con los defectos, no se conforma un estado crítico. La salida de la linealidad es mucho más abrupta y, a los campos alternos mayores, el comportamiento del sistema se acerca al de un régimen óhmico.

La comparación con resultados a otros ángulos nos lleva a proponer la siguiente explicación respecto del origen de la extensa región intermedia que aparece en el Diagrama Dinámico cuando el campo continuo está en la dirección de los defectos: En esa situación, la distancia característica entre centros de anclaje es mucho mayor que el desplazamiento necesario para romper la armonicidad del potencial. Esto no ocurre si hay desorden puntual al azar y tampoco ocurrirá si los vórtices forman escaleras entre los defectos, con sólo una muy pequeña porción anclada en los mismos. Entendemos que esta extensa región es causada por las características de la configuración de centros de anclaje en presencia de defectos columnares.

Otro punto importante que surge del estudio angular, es un llamado de atención sobre el análisis de las mediciones de susceptibilidad alterna con desorden correlacionado en función de ángulo. Mostramos que la región angular en la que se incrementa el apantallamiento del campo alterno alrededor de la dirección de los defectos, no corresponde necesariamente a la región en que prepondera el anclaje de los defectos. Este rango angular está relacionado con los regímenes dinámicos involucrados y depende del campo alterno utilizado.

Por último, vemos que el rango angular de influencia de los defectos no es compatible con la predicción sobre la existencia de un ángulo de acomodación que tiende a cero al acercarse a la transición al líquido. Las comparaciones con las mediciones en muestras sin irradiar indica que, cuando se recupera la simetría original, las respuestas son muy similares. El ángulo en el que eso sucede es asimétrico respecto de la dirección de irradiación y simétrico respecto de los ejes cristalinos. Inferimos que ese ángulo no indica el fin del anclaje correlacionado de los defectos columnares, sino que a partir de ahí

los centros principales pasan a ser los planos. En esta imagen, en ningún momento, prepondera el desorden no correlacionado

## Apéndice A

# Detalles experimentales

### A.1 Montaje experimental para las irradiaciones

#### A.1.1 Línea de irradiación:

El esquema de la línea de irradiación se muestra en la figura A.1.

Contiene una cámara circular de acero inoxidable con ventanas transparentes, montada sobre una plataforma en la que pueden adosarse los distintos elementos necesarios para el experimento; en el lado interno de la tapa hay otra plataforma similar. Tanto la plataforma inferior como la superior pueden girar en forma independiente de forma de cambiar la geometría relativa de los elementos adosados. Detrás de la cámara, la línea se prolonga hasta una jaula de Faraday (FC1) con la que se puede medir la corriente del haz cuando incide en la tapa posterior (en ausencia de blancos). Adelante del portamuestras colocamos otra jaula de faraday testigo (FC2) para monitorear la carga incidente durante la irradiación. El imán se usa para deflectar los electrones secundarios que se generan cuando incide el haz en el blanco y que pueden distorsionar la lectura de la jaula de Faraday. En la cámara montamos además un detector de barrera de superficie y una fuente de rayos  $\alpha$  (no está en el esquema) con el fin de verificar las características del haz incidente. El portamuestra con los blancos está en una pequeña cámara que puede aislarse, de forma de poder cambiar las muestras durante el experimento sin romper el vacío de la línea. Puede girar alrededor del eje central y moverse en forma vertical. Ahí colocamos, además de las muestras a irradiar, una tableta con fósforo para enfocar el haz y un blanco de oro para verificar su energía y

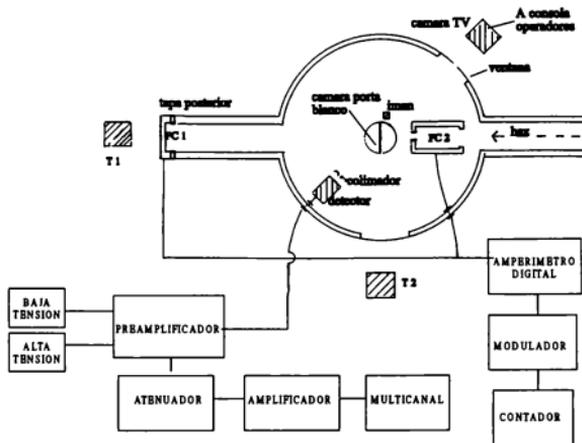


Figura A.1: Esquema de la cámara de irradiación y del sistema de adquisición.

estado de carga.

Para poder posicionar las muestras a la altura y con el ángulo adecuados respecto del haz es necesario ubicar la dirección del mismo, lo que se logra con la ayuda de un teodolito (T1) que alineamos según la dirección del eje de la línea de irradiación. También utilizamos una cámara de TV y otro teodolito para observar el blanco durante la irradiación.

El esquema de la electrónica que utilizamos se muestra también en la figura A.1. Ambas jaulas de Faraday se conectan a un amperímetro digital. Los pulsos que salen del amperímetro son modulados y luego registrados con un contador para medir la dosis. El detector se conecta a través de un preamplificador a una fuente de baja tensión y en el momento de detección se polariza con una fuente de alta tensión según indique la hoja de datos (alrededor de 80 V). Los pulsos de salida se amplifican al tamaño adecuado para ser introducidos en un multicanal. En general para las energías de trabajo (de alrededor de  $300\text{MeV}$ ) es necesario poner un atenuador a la

salida del preamplificador para que los pulsos no se recorten.

### A.1.2 Montaje de muestras:

El portamuestras de la cámara multipropósito se esquematiza en la figura A.2.

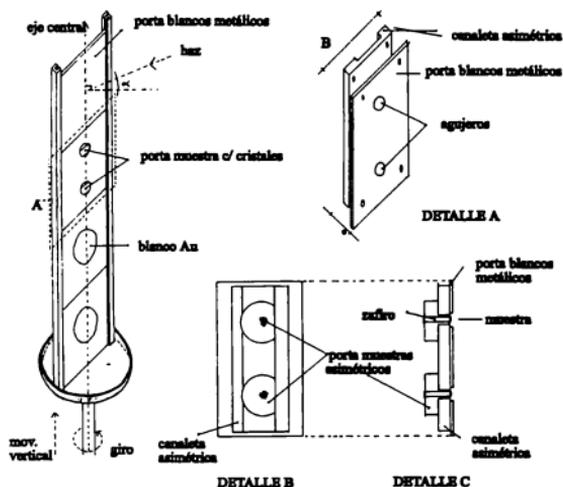


Figura A.2: portamuestras para irradiación

Consta de dos rieles en los que se encastran los portablanco con los materiales a irradiar. Estos deben ubicarse en el eje central, regulándose la posición vertical una vez que el portamuestras se ubica en la cámara.

El punto más delicado en el montaje de cristales es registrar correctamente la dirección de irradiación respecto del cristal para poder ubicarla luego en los experimentos en relación al campo magnético. Esto es sencillo cuando se irradia en la dirección del

eje  $c$  del cristal pero, en cualquier otro caso, es necesario registrar el ángulo que forma la perpendicular al plano del portamuestras con la dirección de irradiación ( $\alpha$  en la figura A.2) y la ubicación relativa del cristal en dicho plano. El ángulo  $\alpha$  se regula con el sistema de rotación de la cámara y puede conocerse con precisión mejor que  $1^\circ$ ; luego éste será el ángulo entre los defectos columnares y el eje  $c$  cristalino. Para poder ubicar la muestra en los posteriores equipos de medición de forma de poder variar la dirección del campo continuo respecto de los defectos en forma controlada (y eventualmente hacerla coincidir) es imprescindible hacerlo de tal forma que gire alrededor del mismo eje que durante la irradiación; esto se logra ubicando una dirección determinada dentro del plano ab fija durante la irradiación (por ejemplo la vertical). En las primeras irradiaciones lo hicimos marcando una línea vertical en los portamuestras montados en los portablancos de irradiación y fotografiándolos, para luego reproducir la ubicación del cristal respecto del eje correspondiente en el equipo de medición. Este procedimiento no resulta muy preciso, por lo que en irradiaciones sucesivas decidimos montar en los portablancos de irradiación los portamuestras definitivos con la dirección vertical ya prefijada para luego colocarlos directamente en el equipo de medición. En los detalles A, B y C de la figura A.2 se muestra el montaje de los portamuestras que diseñamos con ese fin para las mediciones de susceptibilidad alterna: el portamuestras es asimétrico y la dirección privilegiada del mismo se hace coincidir con la vertical, encastrándolo en unos rieles asimétricos contruidos del tamaño adecuado; esa dirección se usa luego para ubicar el mismo portamuestras en las bobinas. La forma particular que tienen está condicionada por su uso en las bobinas del equipo de susceptibilidad (ver figura 3.2 del Capítulo 3 y explicación correspondiente).

Otro complemento que diseñamos y utilizamos para el montaje de muestras fue un dispositivo para hacer rotar los cristales durante la irradiación de forma que el haz genera un cono de defectos inclinados un ángulo  $\alpha$  alrededor de un eje. Consiste en un motor de corriente continua que se monta fijo en la plataforma superior de la cámara y que se ubica detrás del portamuestras durante la irradiación. El portablancos en este caso tiene un rulemán en el centro, con imanes en su parte posterior de forma que al girar el motor lo acompaña. Las muestras se montan solidarias al rulemán. Ideamos este dispositivo para la obtención de defectos columnares con dispersión angu-

lar (*splayed*) alrededor de una dirección, para investigaciones que no forman parte de esta tesis [66].

### **A.1.3 Detalles técnicos de las irradiaciones:**

#### **Alineación**

En el montaje de la línea previo a la irradiación hay que tener especial cuidado en la alineación que permite poner las muestras en el camino del haz y definir la dirección del mismo. Esto se hace con la ayuda de un teodolito alineado ubicado detrás de la línea y un protocolo prescrito para este fin. Una vez alineado el sistema y ubicada la posición de incidencia del haz en el plano en el que se ubicarán las muestras, se cierra la línea, no pudiéndose usar más el primer teodolito. La posición de incidencia se enfoca entonces a través de una de las ventanas de la cámara (ver figura A.1) con un segundo teodolito, que quedará fijo durante toda la irradiación indicando la altura exacta donde deben colocarse las muestras. También hay que registrar el ángulo de giro en el que la incidencia del haz es normal a los portablanco. Para que esta posición angular pueda reproducirse con precisión durante la irradiación hay que tomar la precaución de ubicar los ángulos girando el portablanco siempre en el mismo sentido para evitar el paso muerto.

#### **Verificación del haz:**

Una vez que se logra pasar el haz deseado con una corriente medible (no hay límite inferior específico), se lo verifica. Esto se hace debido a que podría ocurrir (si bien nunca ha sucedido en los hechos) que la combinación de tensión de terminal y campo magnético utilizada deje pasar casualmente alguna otra molécula residual presente en el acelerador. Como las corrientes que se obtienen son muy bajas, esto es teóricamente posible si bien muy improbable.

Todo el sistema de detección se prueba previamente enfrentando la fuente triple  $\alpha$  al detector. Esta fuente emite en tres energías cercanas conocidas, que verificamos; este procedimiento sirve para evitar toda complicación con el detector o la electrónica asociada en el momento de la irradiación. No sirve para calibrar directamente el multicanal porque los rangos de energías involucrados son muy distintos.

Para verificar el haz, se deja fijo el campo magnético del electroimán  $H$  que deflecta el haz hacia la línea y se calculan tres valores de tensión de terminal  $\Delta V$  en los que debería aparecer un estado de carga probable  $q(ion, H, \Delta V)$ , cada uno con una energía  $E(q_1, q, \Delta V)$  diferente que también es calculada de acuerdo a lo explicado en el Capítulo 2; en estos casos consideramos estados probables aquellos que aparecen en los cálculos con probabilidad mayor al 1%. Se verifica la existencia de dichos estados. Para eso se hace incidir en cada caso el haz focalizado en una folia de oro de alrededor de  $100\mu g/cm^2$  y se mide la energía de los iones dispersados en un determinado ángulo  $\varphi$ ,  $E_f(E, ion, \varphi)$ , con el detector de barrera de superficie. Se calcula la energía esperada  $E_{esp}$  para los iones dispersados en ese ángulo en un scattering de Rutherford y se chequea que coincida con la obtenida  $E_f$ . En realidad el detector entrega siempre un voltaje  $V \propto E_f$  y lo que se chequea es que la relación  $V(E_{esp})$  sea lineal.

Con el procedimiento explicado en el párrafo anterior, además, se calibra el multicanal. Al trabajar con dos strippers, hay muchas combinaciones de estados de carga  $(q_1, q)$  a la salida de ambos strippers de probabilidad similar para valores cercanos de tensión de terminal y campo magnético. Si en algún momento el haz se pierde y se vuelve a obtener, no es obvio cuál es el estado de carga presente. Esto se determina fácilmente haciéndolo incidir en la folia de oro y obteniendo su energía utilizando la calibración previa.

### Enfoque del haz

En este tipo de irradiaciones el haz se utiliza desenfocado, de forma que tenga un diámetro mayor que el agujero de la jaula de Faraday de adelante y que ésta reciba parte del haz (y puede usarse como testigo durante la irradiación). Dentro de ese diámetro, el haz pasante debe ser lo más homogéneo posible, de forma de poder estimar la dosis simplemente dividiendo la carga total por el área del haz. Para eso se hace incidir el haz en una plancha fosforescente y se observa el brillo que provoca con la cámara de TV; se trabaja con el enfoque hasta observar un brillo parejo.

## Medición de la dosis

La carga que incide en la muestra no puede medirse directamente durante la irradiación. Para controlarla, es necesario tomar una corriente testigo con la jaula de Faraday de adelante. No puede tenerse en cuenta una corriente medida antes de irradiar la muestra debido a que es imposible obtener haces estables en los que la corriente no fluctúe (Esto se debe en parte a la inestabilidad de los strippers disponibles que se rompen con gran facilidad con haces muy pesados). El procedimiento que utilizamos para medir la carga incidente es el siguiente: una vez enfocado el haz se calibra la corriente incidente en la jaula testigo respecto de la jaula de atrás (que mide la misma que pasa por la posición de la muestra). Como el enfoque no depende de la corriente, esta relación se mantiene independientemente de las fluctuaciones de la misma. Durante la irradiación se mide la carga incidente en la jaula testigo y a partir de la calibración y del área del haz se deduce la dosis que incide sobre la muestra. Este sistema de medición tiene importantes fuentes de error; estimamos que (salvo casos especiales de errores de procedimiento) la carga por unidad de superficie puede asegurarse en  $+/- 20\%$ .

Para asegurar una correcta medición de la carga hay que verificar previamente el funcionamiento del sistema: por lo general los amperímetros digitales generan pulsos con alguna estructura que pueden ser contabilizados como dobles o triples. Para evitar esto agregamos al circuito un modulador de pulsos, y verificamos el resultado midiendo una corriente conocida.

## A.2 Equipo de susceptibilidad alterna

### A.2.1 Criostato

El equipo utilizado para las mediciones de susceptibilidad alterna se esquematiza en la figura A.3.

La temperatura se regula haciendo circular el gas  $N$  por el sinterizado, con la ayuda de dos calefactores. El sinterizado está térmicamente aislado del recipiente superior (que está a temperatura de  $N$  líquido) por una resistencia térmica de acero inoxidable y conectado al portamuestras a través de un caño hueco de  $Cu$ . Si bien el  $Cu$  es un muy buen conductor térmico, las masas involucradas son grandes y el sistema tiene una inercia térmica apreciable.

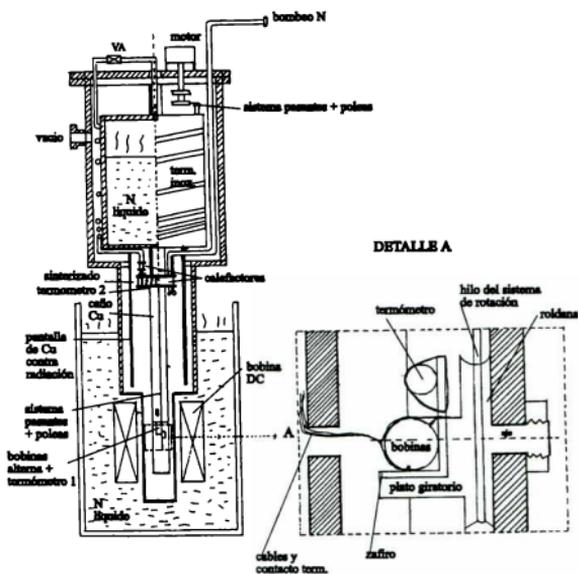


Figura A.3: Esquema del equipo de susceptibilidad alterna

Para un mejor control del equilibrio térmico establecido, en todos los experimentos medimos simultáneamente la temperatura en el portamuestras y en la región del sinterizado por medio de dos resistencias de platino.

El equipo original tenía el portamuestras inmediatamente a continuación del sinterizado. Lo modificamos para poder someter las muestras a campos magnéticos continuos homogéneos de baja intensidad. El campo continuo es provisto por un bobinado de cobre que funciona sumergido en *N* líquido. El

mismo fue construido con alambre de *Cu* de 1mm de diámetro. Lo calibramos con ayuda de una punta Hall; la relación entre campo continuo y corriente resultó

$$H_{dc} = -3 \cdot 10^{-4} Oe + 181.8 Oe/A \times I$$

con *I* expresada en *A*. Podemos trabajar con un consumo razonable de *N* líquido utilizando corrientes de hasta 4 *A* ( $\sim 730Oe$ ) durante varias horas, mientras que en mediciones en las que la corriente varía (rampas a distintos campos continuos) podemos utilizar sin problemas corrientes de hasta 7 *A* ( $\sim 1270 Oe$ ) por algunos minutos.

### A.2.2 Sistema de Giro

También diseñamos y construimos un sistema para girar las bobinas de alterna con el portamuestras en forma controlada desde el exterior. El eje de un motor paso a paso externo pasa a través de un pasante de vacío como se ve en la figura A.3. A continuación un sistema de poleas y pasantes conduce el hilo a través del equipo hasta la roldana solidaria al portamuestras, como se muestra en el detalle de la figura.

Este sistema de rotación no puede calibrarse en forma absoluta (posición del motor vs ángulo), ya que cuando el equipo se enfría desde temperatura ambiente los hilos sufren contracciones y se producen movimientos no controlados. Previo a cada medición calibramos la posición angular. Para eso medimos la tensión inducida en el bobinado primario al aplicar una corriente alterna en la bobina externa. Dado que la tensión es proporcional al flujo perpendicular al primario, dependerá del ángulo  $\varphi$  (el que forman los ejes de ambas bobinas) como  $V(\varphi) = V(0) \cos \varphi$ . Esta calibración debe hacerse a baja frecuencia (en general usamos frecuencias del orden de 20Hz), ya que a frecuencias mayores el campo es expulsado por los distintos elementos metálicos ubicados entre ambas bobinas. Girando siempre en el mismo sentido y evitando los primeros pasos del motor, se puede calibrar el ángulo en función del número de pasos con una precisión de  $\pm 1^\circ$ . La figura A.4 muestra una típica curva de calibración angular.

Dado que el eje *c* puede estar inclinado unos pocos grados respecto del eje del primario, siempre verificamos (y en algunos casos ajustamos) la calibración angular usando la señal de la propia muestra. Para ubicar la dirección

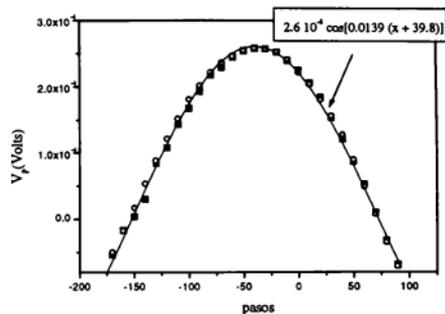


Figura A.4: Típica curva de calibración angular del sistema de giro en donde se grafica la tensión inducida en el bobinado primario en función de los pasos del motor. La curva continua es el ajuste que permite calibrar el ángulo entre el eje de las bobinas de alterna y la dirección del campo continuo.

de los defectos columnares, nos ubicamos cerca del ángulo indenticado por la calibración entre las bobinas y buscamos la posición angular de máximo apantallamiento. De manera análoga, para identificar con precisión el ángulo respecto de los ejes cristalinos, ubicamos el máximo en el apantallamiento producido cuando el campo alterno es perpendicular al eje  $c$ .

### A.2.3 Detalles técnicos del sistema de medición

El sistema básico de medición está esquematizado en la figura 3.1 del Capítulo 3.

Medimos la señal final proveniente del circuito secundario con un amplificador lock-in SR530. Para minimizar el ruido utilizamos cables coaxiales trenzados entre sí y los sujetamos, de forma de evitar cualquier movimiento que pueda entregar una señal espúrea. Utilizamos un segundo lock-in para controlar la corriente alterna. Dicha corriente es provista por una fuente programable HP 3245A. Usamos la tensión que alimenta el circuito primario

como referencia para ambos amplificadores lock-in.

La corriente del campo DC es provista por una fuente de corriente continua Sorensen SRL 40-50 que puede controlarse en forma automática con un voltaje externo, que proveemos con una fuente de tensión programable incluida en el lock-in. La controlamos adicionalmente leyendo la caída de tensión en una resistencia patrón con un Kettley 617.

Medimos la tensión sobre los termómetros con una corriente de  $100\mu A$  y leemos la temperatura con dos voltímetros HP 3458A y HP 34401A. Controlamos la corriente que circula por los termómetros con una resistencia patrón incluida en el circuito.

Utilizamos un scanner HP 3421A para manejar el motor paso a paso del sistema de giro. También usamos el scanner para cambiar la resistencia limitadora del circuito primario; esto nos permite abarcar rangos de corrientes mayores que los que provee la fuente de tensión.

## Apéndice B

# Disco superconductor en un campo ac perpendicular

En este apéndice se detallan los cálculos que efectuamos para calcular la susceptibilidad alterna en el régimen lineal y en el estado crítico para un disco en una geometría perpendicular. Para el régimen lineal, además, reproducimos los cálculos completos sugeridos en las referencias [67] y [71] con el fin de calcular los perfiles de campo y densidad de corriente. Se muestran algunos ejemplos de resultados.

### B.1 Susceptibilidad ac en el régimen lineal

En las referencias [67] y [71], Brandt presenta una solución para el problema electromagnético de un disco delgado de radio  $R$  y espesor  $d$  en un campo alterno perpendicular. A continuación resumimos los resultados principales a los que llega.

#### B.1.1 Solución formal del problema

Se elige el sistema de coordenadas de forma que el campo alterno  $h_a \cos \omega t$  esté en la dirección  $z$ .

Si la longitud de penetración es mayor que  $d$ , la densidad de corriente  $j(r, z, t)$  será aproximadamente constante en la dirección  $z$ . Se define una

densidad de corriente laminar adimensional

$$J(r, t) = \frac{4\pi}{ch_a d} \int_{-d/2}^{d/2} j(r, z, t) dz$$

que en ese caso resulta

$$J(r, t) \approx \frac{4\pi}{ch_a d} j(r, t)$$

Se adimensionaliza el resto de las variables, de forma que la distancia radial en el disco varía entre 0 y 1 y el campo alterno es  $H = h/h_a$ . Usando la ley de Ampere y consideraciones geométricas se relaciona el campo con la densidad de corriente laminar a través de la ecuación

$$H(r) = 1 + \frac{1}{2\pi} \int_0^1 J(u) P(r, u) du \quad (\text{B.1})$$

Poniendo esta relación en la ley de inducción  $\nabla \times E = -\dot{B}$  con  $E = \rho J$  (donde  $\rho$  es una resistividad genérica, en principio no lineal) se llega a la ecuación integrodiferencial

$$J(r, t) = \tau \left[ \pi r \dot{H}(t) + \int_0^1 J(u, t) Q(r, u) du \right] \quad (\text{B.2})$$

donde  $\tau = Rd/2\pi\rho$ .

Las funciones  $P(r, u)$  y  $Q(r, u)$  surgen de la integración angular y pueden calcularse a través de funciones de una variable  $p(x)$  y  $q(x)$  relacionando

$$Q(r, u) = -q\left(\frac{r}{u}\right) \text{ y } P(r, u) = -\frac{1}{u} p\left(\frac{r}{u}\right) \quad (\text{B.3})$$

que se relacionan entre sí a través de

$$q(x) = \frac{1}{x} \int_0^x p(r') r' dr' \quad (\text{B.4})$$

La función  $q(x)$  puede calcularse resolviendo para cada  $x$  la integral

$$q(x) = \int_0^\pi \frac{\cos \phi}{(1 - 2x \cos \phi + x^2)} d\phi \quad (\text{B.5})$$

En el caso de una respuesta lineal la ecuación B.2 puede expresarse como

$$J(r, w) = w \left[ \pi r + \int_0^1 J(u, w) Q(r, u) du \right] \quad (\text{B.6})$$

con  $w = i\omega\tau(\omega) = i\omega R d / 2\pi\rho_{ac}(\omega) = R d / 2\pi\lambda_{ac}^2$ .

La solución general de la ecuación B.6 puede expresarse a través del conjunto de autofunciones y autovalores

$$f_n(r) = -\Lambda_n \int_0^1 Q(r, u) f_n(u) du \quad (\text{B.7})$$

expandiendo  $J(r)$  como

$$J(r) = \sum_n a_n f_n(r) \quad (\text{B.8})$$

de forma que , después de algunos pasos aritméticos, la ecuación B.6 queda

$$\sum_n a_n f_n(r) \left[ 1 + \frac{w}{\Lambda_n} \right] = w\pi r$$

multiplicando ambos miembros por  $f_m(r)r$  e integrando (usado la normalización de las  $f_n$ ) queda

$$a_m = \frac{w\pi}{\left(1 + \frac{w}{\Lambda_m}\right)} \int_0^1 f_m(r)r^2 dr = \frac{w\pi b_m}{\left(1 + \frac{w}{\Lambda_m}\right)} \quad (\text{B.9})$$

con  $b_m = \int_0^1 f_m(r)r^2 dr$ .

La magnetización queda expresada como

$$M(w) = \pi \int_0^1 J(r, w)r^2 dr = \pi \sum_n a_n(w) b_n \quad (\text{B.10})$$

Se define la susceptibilidad y la permeabilidad alternas (externas) como

$$\chi(w) = \mu(w) - 1 = \frac{M(w)}{M(w \rightarrow \infty)} \quad (\text{B.11})$$

Combinando B.11, B.10 y B.9, después de varios pasos aritméticos se obtiene

$$\mu(w) = \sum_n \frac{c_n}{\Lambda_n + w} \quad (\text{B.12})$$

con  $c_n = (3\pi^2/8)b_n^2\Lambda_n^2$ .

## B.1.2 Solución numérica

### Discretización del espacio

La ecuación autoconsistente B.7 puede resolverse discretizando el espacio en  $N$  puntos  $r_i$  ( $0 \leq i < N$ ) y diagonalizado la matriz de  $N \times N$  correspondiente  $A_{ij}$ , de

forma de obtener un conjunto finito de autofunciones  $f_j(r_i) = f_{ij}$  y autovalores  $\Lambda_j$ .

Brandt propone una discretización particular  $u_i$  partiendo de una función  $u(x) = (35x - 35x^3 + 21x^5 - 5x^7)/16$  definida a partir de una grilla equidistante  $x_i = (i - \frac{1}{2})/N$ , ( $i = 1 \dots N$ ). La derivada  $u'(x) = (35/16)(1 - x^2)^3$  se anula en el borde ( $x = u = 1$ ).

La matriz  $A_{ij}$  a diagonalizar queda definida como

$$A_{i \neq j} = -Q(u_i, u_j)u'_j = q\left(\frac{u_i}{u_j}\right)u'_j$$

donde  $q(x)$  es la función definida en B.5 y puede obtenerse en forma numérica. Los términos diagonales (donde  $q$  diverge) se definen como

$$A_{jj} = u'_j \ln \frac{0.92363 u'_j}{2\pi u_j}$$

Tanto la forma peculiar de la grilla como la expresión de los términos diagonales fueron elegidos para que las sumas puedan calcularse con buena precisión aún cerca del borde (para más detalles, consultar referencias).

#### Cálculo de la susceptibilidad alterna

Nosotros reproducimos estos cálculos para  $N = 20$ . Elegimos este número ya que el autor, en la ref [71], asegura que con  $N = 20$  se logra una buena precisión hasta valores de  $|w| \sim 1000$ . Además, en esa referencia tabula los valores de las constantes  $\Lambda_n$  y  $c_n$ , lo que nos permitió cotejar nuestros cálculos. Teniendo esas constantes la susceptibilidad alterna se calcula reemplazando los  $N$  valores de  $c_n$  y  $\Lambda_n$  en B.12.

En el caso del régimen de Campbell sin disipación  $w$  es real,  $w_R = Rd/2\pi\lambda_R^2$  y la componente imaginaria de la permeabilidad  $\mu'' = 0$ . Cuando  $\epsilon = \lambda_I/\lambda_R \ll 1$ , pueden calcularse fácilmente las componentes real e imaginaria de la susceptibilidad desarrollando B.12 a primer orden en  $\epsilon$  (ver sección 4.2).

Para cualquier valor de  $\epsilon$  entre 0 y 1 las expresiones que resultan para  $\mu'$  y  $\mu''$  en función del módulo de  $w$ ,  $|w| = 2\pi|\lambda_{ac}|^2/Rd$  (que por simplicidad notaremos simplemente con  $w$ ) y  $\epsilon$  son:

$$\chi' + 1 = \mu' = \sum_{n=1}^N \frac{c_n w^{-2}(1 - \epsilon^2) [\Lambda_n w^{-2}(1 - \epsilon^2) + 1] + c_n \Lambda_n \epsilon^2 w^{-4}}{[\Lambda_n w^{-2}(1 - \epsilon^2) + 1]^2 + (\Lambda_n \epsilon w^{-2})^2}$$

$$\chi'' = \mu'' = \sum_{n=1}^N \frac{c_n \varepsilon w^{-2} [\Lambda_n w^{-2} (1 - \varepsilon^2) + 1] - \Lambda_n c_n w^{-4} (1 - \varepsilon^2) \varepsilon}{[\Lambda_n w^{-2} (1 - \varepsilon^2) + 1]^2 + (\Lambda_n \varepsilon w^{-2})^2}$$

### Cálculo de los perfiles de densidad de corriente

Comprender y reproducir el cálculo completo nos permitió obtener las  $f_{ij}$  y obtener los perfiles de corriente discretizando la expresión B.8. Para el caso particular del régimen de Campbell la  $w = w_R$  y podemos calcular la densidad de corriente laminar como

$$J(r_i, w_R) = \sum_{n=1}^N \frac{\pi b_n \Lambda_n w_R}{\Lambda_n + w_R} f_{in}$$

En la figura B.1 se muestran perfiles de  $J$  para distintos valores de  $\lambda_R / (Rd)^{1/2}$ .

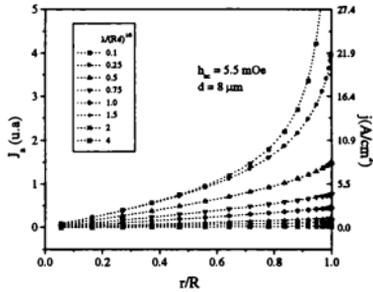


Figura B.1: Resultados del cálculo para la densidad de corriente laminar  $J(r)$  en un disco en el régimen de Campbell para distintos cocientes  $\lambda / (Rd)^{1/2}$ . A la derecha, valores numéricos de la densidad de corriente estimados para nuestros valores característicos de espesor de muestra  $d$  y campo alterno  $h_a$ .

A partir de estos perfiles pudimos obtener el valor en el borde del disco en función de la longitud de penetración. En el eje izquierdo la figura se muestran los valores de densidad de corriente correspondientes  $j = (c/4\pi)(h_a/d)J$

para una muestra de  $8\mu\text{m}$  de espesor, con un campo alterno típico del régimen lineal de  $5.5\text{mOe}$ .

## B.2 Susceptibilidad ac en el régimen de Bean

Para reproducir la solución de un disco con un campo alterno perpendicular en el régimen de estado crítico, nos basamos en la ref [69] de J.Clem y A.Sánchez.

El problema a resolver es el de un disco superconductor bajo la acción de un campo continuo perpendicular que varía en el tiempo, bajo la suposición de que la corriente crítica no depende del campo (Bean). En este trabajo los autores también imponen la condición de que la penetración del campo sea mayor que el espesor de la muestra y se refieren a la corriente laminar; encuentran los perfiles de campos y densidades de corriente que permiten que  $J = \pm J_c$  en la zona donde  $B$  no es cero. Halla la expresión general para la magnetización en un ciclo de histéresis y luego lo calculan cuando el campo varíe temporalmente como  $H = H_0 \cos \omega t$  para obtener la susceptibilidad alterna.

La solución es la misma si se tiene inicialmente un campo continuo homogéneo  $H_{dc}$  y se le impone un campo alterno perpendicular a la muestra. En este caso la condición de  $J = \pm J_c$  debe valer en toda región donde los vórtices se muevan (es decir donde penetre el campo alterno).

Las expresiones que encuentran los autores para las componentes de la primer armónica de la susceptibilidad son

$$\chi' = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi (1 - \cos \theta) S[(x/2)(1 - \cos \theta)] \cos \theta d\theta \quad (\text{B.13})$$

$$\chi'' = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi \{-S(x) + (1 - \cos \theta) S[(x/2)(1 - \cos \theta)]\} \sin \theta d\theta \quad (\text{B.14})$$

donde  $x = 2h_a/J_c d = 2\Lambda_c$  (según la definición de la sección 4-4). La función  $S(x)$  relaciona la magnetización (en la primer parte del ciclo de histérsisi) con la densidad de corriente  $M = -h_a S(2h_a/J_c d)$  y resulta ser

$$S(x) = \frac{1}{2x} \left[ \cos^{-1} \left( \frac{1}{\cosh x} \right) + \frac{\sinh x}{\cosh^2 x} \right]$$

Integrando uméricamete B.13 y B.14 para distintos valores de  $\Lambda_c$  reprodujimos las curvas esperadaa para el modelo de Bean.

## Bibliografía

- [1] J.G.Bednortz y K.A.Müller, Z.Phys.B 64, 189 (1986)
- [2] V.L.Ginzburg y L.D.Landau, Zh.Eksp.Teor.Fiz, 20, 1064 (1950)
- [3] Para una lectura introductoria ver, por ejemplo M.Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, Mc Graw-Hill (New York ,1975)
- [4] J.Bardeen y M.J.Stephen, Phys.Rev. 140, 1197A (1965)
- [5] Una revisión muy completa de vórtices en SAT puede verse en G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein and V.M. Vinokur, Rev. Mod. Phys. 66, 1 (1994)
- [6] D.R.Nelson, y Seung, Phys. Rev. B 39, 9153 (1989)
- [7] P.W.Anderson , Phys. Rev. Lett. 9, 309 (1962)
- [8] Y. Yeshurum, A.P.Malozemoff, Phys. Rev. Lett. 60, 2202 (1988).
- [9] Ver por ejemplo una revisión en *Physical Properties of High Temperature Superconductors*, Ed. D.M. Ginsberg, World Scientific (Singapore, 1989)
- [10] W.E.Lawrence y S.Doniach, Proceedings of the 12<sup>th</sup> International Conference on Low Temperature Physics, Kyoto, Japon, editado por E.Kanda (Keygatu, Tokio), p.361 (1971)
- [11] B.D.Joshepson, Phys. Lett. 1, 251 (1962)
- [12] M.P.A.Fisher, Phys. Rev. Lett. 62,1415 (1989)
- [13] D.S.Fisher, M.P.A.Fisher, D.A.Huse, Phys. Rev. B 43, 130 (1991)

- [14] R.H.Koch et al, Phys. Rev.Lett 63, 1511 (1989); R.H.Koch et al, Phys. Rev. Lett. 64, 2586 (1990)
- [15] P.L.Gammel, L.F.Schneemeyer y D.J.Bishop, Phys. Rev. Lett.66, 953 (1991)
- [16] H.Safar, P.L.Gammel, D.J.Bishop, D.B.Mitzi y A.Kapitulnik, Phys. Rev. Lett. 69, 824 (1992)
- [17] W.K.Kwok, S.Fleshler, U.Welp, V.M.Vinokur, J.Downey, G.W.Crabtree y M.M.Miller, Phys. Rev. Lett. 69, 3370 (1992)
- [18] H.Pastoriza, M.F.Goffman, A.Arribere y F.de la Cruz, Phys. Rev. Lett. 72, 2951 (1994); E.Zeldov et al, Nature 375, 373 (1995); A.Schilling et al, Nature 382, 791 (1996)
- [19] J.Kötzler, M.Kaufmann, G.Nakileski, R.Behr y W.Assmus; Phys. Rev. Lett. 72, 2081, (1994)
- [20] D.S.Reed, N.C.Yeh, W.Jiang, U.Kriplani, D.A.Beam y F.Holtzberg, Phys. Rev. B 49, 4384 (1994); D.S.Reed, N.C.Yeh, W.Jiang, U.Kriplani y F.Holtzberg, Phys. Rev. B 47, 6150 (1993)
- [21] N.C.Yeh, W.Jiang, D.S.Reed, U.Kriplani, y F.Holtzberg, Phys. Rev. B 47, 6146 (1993)
- [22] D.R. Nelson and V.M. Vinokur, Phys. Rev. B 48, 13060, (1993)
- [23] L. Krusin-Elbaum, L. Civale, G. Blatter, A. Marwick F. Holtzberg and C. Feild, Phys. Rev. Lett. 72, 1914 (1994)
- [24] W. Jiang, N.-C. Yeh, D.S. Reed, U. Kriplani, A.D. Beam, M. Konczykowski, T.A. Tombrello and F. Holtzberg, Phys. Rev. Lett. 72, 550 (1994)
- [25] L.Civale, G.Pasquini, P.Levy, G.Nieva and H.Lanza, Proceedings of 8<sup>th</sup> *International Symposiums of superconductivity*, Hamamatsu, Japon, Ed. Springer-Verlag, Tokio (1995)
- [26] G.Pasquini, P.Levy, L.Civale,G.Nieva, H.Lanza, Physica C 274, 165 (1997)

- [27] G.Pasquini, L.Civale, H.Lanza and G. Nieva, preprint enviado a Phys. Rev. B (1998)
- [28] G.Nakielski, A.Richersen, T.Steimborg, J.Wiesner, G.Wirth, A.G.Jansen y J.Kötzler, Phys. Rev. Lett.76, 2567 (1996)
- [29] H.Safar, S.R.Foltyn, Q.X.Jia y M.P.Maley, Phylos.Mag.B 74,647 (1996)
- [30] C.P.Bean, Phy.Rev.Lett. 8,250 (1962)
- [31] C.J. van der Beek, V.B. Geshkenbein and V.M. Vinokur, Phys. Rev. B 48, 3393 (1993)
- [32] M.W. Coffey and J.R. Clem, Phys. Rev. B 45, 9872 (1992)
- [33] A.E. Koshelev and V.M. Vinokur, Physica C 173, 465 (1991)
- [34] E.H. Brandt, Physica C 195, 1 (1992)
- [35] A.M. Campbell, J. Phys. C 4, 3186 (1971); A.M. Campbell and J.E. Evetts, Adv. Phys. 21, 199 (1972)
- [36] V.Hardy, D.Groult, M.Hervieu, J.Provost y B.Raveau; Nucl. Instr. Meth. B 54, 472 (1991)
- [37] L. Civale *et al.*, Phys. Rev. Lett. 67, 648 (1991)
- [38] A.D.Marwik, L.Civale, L.Krusin-Elbaum, R.Weeler, J.R.Thompson, T.K.Worthington, M.A.Kirk, Y.R.Sun, H.R.Kerchner y F.Holtzberg, *Proceeding of the 8<sup>th</sup> International Conference on Ion Beam Modification of Material*, Haildelberg, Alemania (1992)
- [39] M. Konczykowski *et al.*, Phys. Rev. B 44, 7167 (1991); J. Thompson *et al.*, Appl. Phys. Lett. 60, 2306 (1992); W. Gerhauser *et al.*, Phys. Rev. Lett. 68, 879 (1992); R. C. Budhani *et al.*, Phys Rev. Lett. 69, 3816 (1992)
- [40] M.Konczykowski, V.Vinokur, F.Rullier-Albenque, Y.Yeshurum y F.Holtzberg, Phys. Rev. B 47,5531 (1993); M.Konczykowski, Physica C 209, 247 (1993)
- [41] L. Krusin-Elbaum, L. Civale, J.R. Thompson and C. Feild, Phys. Rev. B 53,11744 (1996)

- [42] L. Civale, G. Pasquini, P. Levy, G. Nieva, D. Casa and H. Lanza, *Physica C* 263, 389 (1996).
- [43] J.R. Thompson, L. Krusin Elbaum, L. Civale, G. Blatter and C. Feild, *Phys. Rev. Lett.* 78, 3181 (1997).
- [44] T.K.Worthington, M.P.A.Fisher, D.A.Huse, J.Toner, A.D.Marckwick, T.Zabel, C.A.Field y F.Holtzberg, *Phys. Rev. B* 46, 11854 (1992)
- [45] D.López, L.Krusin-Elbaum, H.Safar, V.M.Vinokur, A.D. Marckwick, J.Z.Sun y C.Field, *Phys. Rev. Lett.* 79, 4258 (1997).
- [46] D.R.Nelson y V.M.Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* 68, 2398 (1992).
- [47] L.Civale, T.K.Worthington, L.Krusin-Elbaum, A.D.Marckwick, F.Holtzberg, J.R.Thompson, M/Kirk y R.Wheeler, *Journ. of metals* 44, 60 (1992).
- [48] S.E.Lofland, S.M.Bhegat y M.Rajeswari, *Phys. Rev. B* 51, 8489 (1995)..
- [49] F.de la Cruz, D.Lopez and G.Nieva, *Phil. Mag. B* 70,773 (1994)
- [50] Scheneemeyer, *Nature* 328,601 (1987)
- [51] J.Jorgensen et al, *Phys. Rev. B* 41, 1863 (1990)
- [52] G.P.Summers, E.A. Burke, D.B. Chrisey, M.Nastasi y J.R.Tesmer, *Appl. Phys. Lett.* 55, 1469 (1989)
- [53] M.Kirk y H.W Weber , *Studies of High-Temperature Superconductor*, Vol 10, Ed. por Narlikar A.V (Nova Science Publisher, N.Y.) (1992)
- [54] para una lista ver L.Civale en *Processing and Properties of High-Tc Superconductors*, Vol 1 , Ed. por Sungho Jin, World Scientific Publishing Co, (1993).
- [55] resultados de cálculos TRIM.
- [56] G.Fuchs, F.Studer, E.Balanzat, D.Groult, M. Toulemonde y J. Jousset, *Europhys.Lett* 3, 321 (1987).
- [57] F.Studer y M. Toulemond, *Nucl.Instr.Meth.B* 65,560 (1992).

- [58] B.Hardy, D.Groult, M.Hervieu, J.Prost y B.Raveau, Nucl. Instr. Meth. B 42, 61 (1989).
- [59] Ver referencia [38].
- [60] M.Konczykowski, F.Holtzberg, P.Legay, Supercond. Sci. Technol. vol4, 331 (1991)
- [61] D.J.Bishop, P.L.Gammel, D.A.Huse et al, Science 255, 165 (1992).
- [62] S.O.Valenzuela, H.Ferrari, V.Beckeris, M.C.Marconi, J.Guimpel y F.de la Cruz, Rev. Sci. Instrum. 69, 251 (1998).
- [63] Magnetic Susceptibility of Superconductors and Other Spin Systems, ed. by R.A. Hein, T.L. Francavilla and D.H. Liebenberg (Plenum Press, New York, 1992).
- [64] E.Rodríguez, M.F.Goffman, A.A.Arribere, F.de la Cruz, F.Schneemyer, Phys. Rev. Lett. 71, 3375 (1993)
- [65] Eckart Morre, Tesis Doctoral Instituto Balseiro (1996).
- [66] J.A.Herbsommer, J.Luzuriaga, L.Civale, G.Nieva, G.Pasquini, H.Lanza y P.levy, Physica C (en prensa).
- [67] E.H. Brandt, Phys. Rev. B 49, 9024 (1994); Phys. Rev. B 50, 4034 (1994)
- [68] J.Gilchrist, Physica C 219, 67 (1994).
- [69] J.R. Clem and A. Sánchez, Phys. Rev. B 50, 9355 (1994).
- [70] D.Josephson, Phys.Rev. 152, 211 (1966)
- [71] E.H. Brandt, Phys. Rev. B 50, 13833 (1994)
- [72] A.E. Koshelev and V.M. Vinokur, Physica C 173, 465 (1991).
- [73] Y.Ando, H.kubota, Y.Sato, y J.Terasaki, Phys. Rev. B 50, 9680 (1994).
- [74] C.J.van der Beek, M.Konczykowski, V.M.Vinokur, G.W. Crabtree, T.W.Li y P.H.Kes, Phys. Rev. B 51, 15492
- [75] A.M.Campbell and J.E.Evetts, Adv.Phys. 21, 199 (1972).

- [76] L.Fabrega, J.Fontcuberta, S.Piñol, C.J.van der Beek, P.H.Kes, Phys. Rev. B 47, 250 (1993).
- [77] E.H.Brandt, Phys. Rev. B 55, 14513 (1997).
- [78] M.V.Feigel'man, V.B.Geshkenbein, A.I.Larkin, V.M.Vinokur, Phys. Rev. Lett. 63, 2303 (1989).
- [79] M.Konczykowski, A.P.Malozemoff, F.Holtzberg, Physica C 185-189, 2203 (1991)
- [80] M.P.Maley, J.O.Willis, H.Lessure, M.E.McHenry, Phys. Rev. B 42, 2639 (1990).
- [81] V.G.Kogan and J.R.Clem, Phys. Rev. B 24,2497 (1981); H.Hao and J.R.Clem, Phys. Rev. B 43, 7622 (1991)
- [82] G.Blatter, V.B.Geshkeinbein y A.I.Larkin, Phys. Rev. Lett. 68, 875 (1992)
- [83] A.I.Larkin and Y.N.Ovchinnikov, J. Low. Temp. Phys.34, 409 (1979)
- [84] A.A.Zhukov, G.K.Perkins, et al. Phys. Rev. B 56, 3481 (1997)
- [85] D.Feinberg y C.Villard, Phys. Rev. Lett. 65, 919 (1990)
- [86] W.K.Kwok, G.Welp, G.Crabtree et al , Phys. Rev. Lett. 64, 966 (1990)
- [87] M.C.Marchetti and D.R.Nelson, Phys. Rev. B 42 ,9938 (1990); M.C.Marchetti and V.M.Vinokur, Phys. Rev. Lett. 72, 3409 (1994).
- [88] L.Civale, Supercond.Sci & Technol. 10, A11 (1997)
- [89] E.Morre, S.A.Griguera, E.Osquiñil, G.Nieva y F.de la Cruz, Phys. Lett. A 233, 130 (1997)
- [90] A.Silhanek, L.Civale, S.Candia, G.Pasquini, G.Nieva y H.lanza, trabajo en preparación.
- [91] J.A.Herbsommer et.al, sin publicar.
- [92] E.Rodríguez et al, sin publicar.
- [93] W.De Sorvo, Rev. Mod. Phys. 36, 90, (1964).

- [94] A.B.Pippard, *Philos.Mag.*19, 217 (1969); R.Wördenweber et al, *Phys. Rev. B* 33, 3172 (1986)
- [95] W.K.Kwok, J.A.Fendrich, C.J.van der Beek and G.W.Crabtree, *Phys. Rev. Lett.*73, 2614 (1994)
- [96] M.Oussena et al, *Phys. Rev. Lett.* 76, 2559 (1996); A.A.Zhukov et al, preprint.
- [97] E.F.Righi, S.A.Griguera, D.Lopez, G.Nieva, F. de la Cruz, L.Civale, G.pasquini y P.levy, *Phys. Rev. B* 55, 5663 (1997).
- [98] M.Çieplak, G.Xiao, C.L.Chiu et al, *Phys. Rev. B* 42, 6200 (1990).
- [99] S.Sarti, D.Neri, E.Silva, R.Fastampa y M.Giura, *Phy. Rev. B* 56, 2356 (1997)
- [100] E.Righi, comunicación presentada en el Ciclo de Seminarios del Laboratorio Tandar, no publicado.
- [101] W. Jiang, N.-C. Yeh, T.A. Tombrello, Rice and F. Holtzberg, *J. Phys.Cond. Matt.* 9, 8085 (1997)

# Agradecimientos

Llegó la hora de agradecer a todos los que estuvieron conmigo, me ayudaron y colaboraron en este trabajo. Hace mucho que espero esta instancia. siempre la imaginé como un momento emotivo, de culminación del esfuerzo, de moñito final. Ahora veo que efectivamente es así.

Temo que seguramente olvidaré mencionar a alguien. Mirando los agradecimientos de otros trabajos veo que a la mayoría le ha pasado lo mismo. Uno cae en la cuenta de que tanta gente intervino y ayudó de una manera u otra, que se siente abrumado y no sabe por dónde empezar. Intentaré hacerlo lo mejor posible.

Ante todo, quiero agradecer a Hilda, que me dirigió y acompañó en todo el trabajo relacionado con las irradiaciones; por momentos me ayudó más como una madre que como una jefa del laboratorio. Siempre sentí que, ante todo, Hilda quizo lo mejor para mí y eso me hizo sentir muy contenida.

Agradezco a Leo por todo lo que me aportó en estos años. Aprendí mucho de su forma de trabajar y razonar en física. Con él aprendí a no temer enfrentar un problema. Siempre me dio una gran cuota de confianza y me levantó el ánimo con un optimismo y un empuje inquebrantables cuando pasé momentos difíciles.

Quiero agradecer a Pablo, que me enseñó a trabajar en un laboratorio: desde usar un soldador y manejar los equipos hasta entender problemas térmicos y de tierras eléctricas. Su ayuda al principio de este trabajo fue fundamental.

Agradezco a todo el grupo del Laboratorio de Bajas Temperaturas del Departamento de Física de la FCEN, y en particular a Vicky, por haberme permitido escribir mi tesis como miembro del laboratorio y haberme brindado la infraestructura y el apoyo necesarios.

Agradezco también a todos los técnicos, ingenieros y auxiliares del TANDAR que colaboraron en las distintas etapas del trabajo y que nunca figuran en las publicaciones: Fisher, Mingo, Vidallé, Lafranchi, Morales y tantos otros.

También a las autoridades, tanto del Departamento de Física del TANDAR como de la División (luego Grupo) de Materia Condensada, Cristina,

Horacio y Hernán, que en todo momento apoyaron la línea de investigación de Defectos Columnares, que iniciamos con este trabajo.

Además, quiero mencionar a la gente que me ayudó desde otro lugar, haciendo que la vida en mi lugar de trabajo fuese más agradable: al grupo del comedor del TANDAR. En sus distintas etapas evolutivas, a lo largo de mi beca, siempre tuve allí amigos.

Por último quiero agradecerles a ustedes dos, a quienes dedico esta tesis: A vos, Marcelo, por haberme bancado y apoyado (muchas veces más allá de mis propias ganas) en todos estos años. A vos, Galo, por haber compartido tu mamá con este trabajo en tus primeros años de vida (y tu pre-vida) y, aun así, ser el nene más lindo de la tierra.