

Tesis Doctoral

Vórtices en monocristales de NbSe₂: dinámica alterna en el régimen plástico

Pérez Daroca, Diego Raúl

2012

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

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

Cita tipo APA:

Pérez Daroca, Diego Raúl. (2012). Vórtices en monocristales de NbSe₂: dinámica alterna en el régimen plástico. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:

Pérez Daroca, Diego Raúl. "Vórtices en monocristales de NbSe₂: dinámica alterna en el régimen plástico". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2012.

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Física

Vórtices en monocristales de $NbSe_2$: dinámica alterna en el régimen plástico

Trabajo de Tesis para optar por el título de
Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área de Ciencias Físicas

por Diego Raúl Pérez Daroca

Directores de Tesis: Dra. Gabriela Pasquini

Dr. Gustavo S. Lozano

Consejero de Estudios: Dra. Victoria Bekeris

Laboratorio de Bajas Temperaturas, Departamento de Física, FCEN - UBA.

Buenos Aires, febrero 2012

Resumen

En esta tesis se investigó la dinámica alterna de vórtices superconductores en monocristales de $NbSe_2$, en condiciones compatibles con el régimen plástico.

Mediante mediciones de susceptibilidad ac en el régimen lineal se exploraron configuraciones de vórtices en las inmediaciones de la transición orden - desorden, siguiendo diferentes historias térmicas, magnéticas y dinámicas. También, se estudió la respuesta del sistema después de agitar los vórtices con campos magnéticos oscilatorios. Con estas mediciones, identificamos tres regiones. En la región $T < T_1(H)$, agitar la red de vórtices lleva a configuraciones estables con máximo orden. Identificamos esta región con la fase de vidrio de *Bragg*. Para $T > T_2(H)$ las configuraciones son desordenadas. En la región $T_1 < T < T_2$, al agitar la red de vórtices se producen deformaciones plásticas (irreversibles) que identificamos con la creación y aniquilación de disclinaciones alcanzándose configuraciones con propiedades peculiares.

Profundizando el estudio en esta región, se hicieron experimentos cambiando la frecuencia y la forma de onda del agitado. Se observó que las frecuencias de agitados más altas llevan a configuraciones más ordenadas. Estas configuraciones no depende de la condición inicial, pero mantiene memoria de la frecuencia de agitado.

Usando un modelo simple de la dinámica de vórtices y mediante simulaciones de dinámica molecular se analizó el desanclaje de la red de vórtices bajo la acción

de una fuerza externa ac. Se discutió la diferencia con el caso de una fuerza externa dc y se determinaron los observables más representativos para identificar el desanclaje ac.

Para un conjunto compatible de parámetros de interacción que modelan cualitativamente las características principales de los protocolos experimentales de agitado, se realizaron simulaciones que revelan una posible naturaleza de las configuraciones de vórtices obtenidas mediante agitados en la región $T_1 < T < T_2$. En esta imagen las configuraciones estarían asociadas a estados estacionarios en los que tanto las disclinaciones de la red de vórtices como su velocidad media fluctúan en torno a un valor estable en el tiempo. Estos estados podrían ser análogos a los estados fluctuantes propuestos en sistemas de coloides.

En resumen, se observó, tanto experimental como numéricamente, una reorganización dinámica de la red de vórtices en el régimen plástico que mantiene memoria de la frecuencia de la fuerza del forzado, pero es independiente de la configuración inicial.

Palabras claves: vórtices en superconductores, dinámica ac, susceptibilidad ac, dinámica molecular.

Abstract

Vortices in $NbSe_2$ single crystals: ac dynamics in the plastic regimen

In this thesis we studied the ac dynamics of superconducting vortices in $NbSe_2$ single crystals in the plastic regime.

By performing ac susceptibility measurements in the Campbell regime, we explored vortex configurations in the vicinity of the order - disorder transition following different thermal, magnetic and dynamical histories. Also, we studied the response of the system after shaking with oscillatory magnetic fields. With these measurements, we identified three regions. In the region $T < T_1(H)$, shaking the vortex lattice leads to stable configurations with maximum order. We identify this region with the *Bragg* glass phase. For $T > T_2(H)$ configurations are disordered. In the region $T_1 < T < T_2$, shaking the vortex lattice produces plastic (irreversible) deformations that we associate with the creation and annihilation of disclinations leading to configurations with peculiar properties.

Additional studies of this region were performed by changing the frequency and waveform of the shaking field. The highest shaking frequencies lead to the most ordered configurations. The system does not keep memory of the initial condition, but the final configuration depends on the shaking frequency.

Using a simple model for the vortex dynamics and performing molecular dynamics simulations we analyzed the vortex lattice depinning by an ac external force. We discussed the difference with the case of a dc external force and considered the most representative observables to characterize the ac depinning.

Additional simulation were performed that reveal a possible nature of vortex configurations obtained by shaking protocols in the region $T_1 < T < T_2$. Within this picture the vortex configurations could be associated to stationary states in which both, lattice vortex disclinations and the average velocity fluctuate around a stable value. These states could be similar to the fluctuating states proposed in colloidal systems.

In summary, a dynamic reorganization in the plastic regime that maintains memory of the shaking frequency, but it is independent of the initial configuration has been observed experimentally and numerically.

Keywords: vortices in superconductors, ac dynamic, ac susceptibility, molecular dynamics.

Publicaciones realizadas durante la Tesis

G. Pasquini, D. Pérez Daroca, C. Chilotte, G. S. Lozano, and V. Bekeris, "Ordered, Disordered, and Coexistent Stable Vortex Lattices in NbSe₂ Single Crystals", Phys. Rev. Lett. **100**, 247003 (2008). (arXiv:0803.0307v1)

D. Pérez Daroca, G. S. Lozano, G. Pasquini, and V. Bekeris, "Depinning and dynamics of ac driven vortex lattices in random media", Phys. Rev. B **81**, 184520 (2010). (arXiv:1004.0894v1)

D. Pérez Daroca, G. Pasquini, G. S. Lozano, and V. Bekeris, "Dynamics of superconducting vortices driven by oscillatory forces in the plastic-flow regime", Phys. Rev. B **84**, 012508 (2011). (arXiv:1106.5401v2)

Agradecimientos

Muchísimas gracias:

A Gabriela Pasquini y Gustavo Lozano por dirigirme y guiarme a lo largo de la tesis, siempre con la mejor disposición y buena onda. También, por las divertidas reuniones de discusión de resultados.

A Victoria Bekeris por su interés permanente en mi trabajo y por los aportes que hizo a esta tesis.

A todos los integrantes del laboratorio: Carlos Acha, Guillermo Jorge, Alejandro Moreno, Diego Rodríguez Melgarejo, Dante Giménez, Claudio Chilotte, Alejandro Schulman, Maricel Rodríguez y Eduardo Pérez Wodtke que hacen del laboratorio un muy buen lugar de trabajo.

A Eduardo Fradkin, Leticia Cugliandolo, Jorge Kurchan, Eli Zeldov, Daniel Dominguez por las discusiones que tuvimos en diferentes momentos de la tesis.

A la UBA y el CONICET por las becas que me posibilitaron realizar el doctorado.

Índice general

Resumen	I
Abstract	III
Publicaciones realizadas durante la Tesis	v
Agradecimientos	vii
1. Introducción	1
1.1. Breve historia de la superconductividad	1
1.2. Superconductores de tipo I y II	3
1.3. Red de vórtices	7
1.4. Materia de vórtices	8
1.5. Dinámica de vórtices	11
1.5.1. Ecuación de movimiento y corriente crítica	11
1.5.2. Interacciones	13
1.5.3. Diagrama de fase dinámico	15
1.5.4. Regímenes dinámicos - respuesta alterna	17
1.6. Motivación y objetivos	20
2. Técnicas experimentales	23
2.1. Susceptibilidad alterna	23

2.1.1.	Definición	24
2.1.2.	Significado físico	25
2.1.3.	Medición de susceptibilidad alterna	27
2.2.	Muestras	32
2.3.	Mediciones de magnetización	33
2.4.	Caracterización de muestras	35
3.	Orden, desorden y agitado de la red de vórtices	39
3.1.	Régimen lineal y no lineal	40
3.2.	Ordenamiento espontáneo	43
3.3.	Ordenamiento asistido	45
3.4.	Región intermedia	49
3.5.	Discusión	53
4.	Simulación de la dinámica de vórtices	57
4.1.	El modelo	57
4.2.	Aspectos técnicos de las simulaciones	58
4.3.	Observables	60
5.	Desanclaje y dinámica alterna en redes de vórtices	65
5.1.	Procedimiento numérico	67
5.2.	Desanclaje frente a fuerzas ac	68
5.3.	Dependencia con la configuración inicial	74
5.4.	Régimen lineal y frecuencia crítica	76
5.5.	Conclusiones	79
6.	Dinámica de vórtices forzados con fuerzas alternas en el régimen plástico	81
6.1.	Resultados experimentales	82
6.2.	Condiciones experimentales y simulaciones numéricas	86

6.3. Resultados numéricos y discusión	91
6.4. Conclusiones	96
7. Conclusiones generales	99
A. Cálculo de la corriente laminar en un superconductor	103
B. Mediciones complementarias	111
Símbolos y abreviaturas	115
Bibliografía	116

Capítulo 1

Introducción

1.1. Breve historia de la superconductividad

En 1911 Heike Kamerlingh Onnes descubrió que la resistencia del mercurio es nula por debajo de 4 K [1]. Este hecho inició la investigación en el área de la superconductividad, que aún despierta gran interés debido a las muchas aplicaciones posibles [2], algunas de uso corriente otras todavía hipotéticas. También, motivan la investigación en superconductividad los desafíos teóricos y experimentales que implican explicar la superconductividad en materiales descubiertos en los últimos 25 años.

Las principales propiedades fenomenológicas que definen el estado superconductor son: la resistencia nula y la expulsión del flujo magnético del superconductor. Este último efecto, conocido como efecto Meissner, fue descubierto en 1933 [3].

Los hermanos London, en 1935, propusieron una descripción electrodinámica de la superconductividad [4] consistente con el efecto Meissner, en la que aparece la noción de densidad de portadores superconductores, que se supone homogénea. A partir de las ecuaciones que propusieron es posible conocer la relación entre

corriente y campos electromagnéticos en el superconductor y su entorno.

En 1950, Vitaly Ginzburg y Lev Landau (GL) [5] desarrollaron una teoría fenomenológica de la superconductividad. Propusieron la existencia un parámetro de orden complejo $\Psi(\vec{r})$ y una expresión para la energía libre en función de este parámetro. A partir de minimizar la energía libre se obtienen las ecuaciones de GL, cuyas soluciones describen el comportamiento electromagnético y termodinámico de los superconductores.

Un estudio detallado de las ecuaciones de GL permitió a Abrikosov [6, 7], en 1952, identificar dos tipos de superconductores. Los tipo I presentan una fase superconductora con expulsión completa de campo magnético (fase Meissner). Mientras que los tipo II presentan, además, una fase mixta en la cual es energéticamente favorable que el campo magnético penetre parcialmente en el material en la forma de tubos con flujo cuantizado, denominados vórtices. Abrikosov también predijo que, en la fase mixta, el flujo magnético cuantizado forma una estructura periódica cuadrada [7, 8], más tarde se demostró que la estructura es triangular [9].

La teoría microscópica que describe a la superconductividad fue formulada por Bardeen, Cooper y Schrieffer (BCS) en 1957 [10]. Esta teoría se basa en que los portadores de carga no son electrones sino pares de electrones (llamados pares de Cooper). Si bien los electrones libres se repelen, al estar en una red cristalina (con energía térmica suficientemente pequeña) la interacción efectiva entre ellos se hace atractiva, de manera que se crean pares para minimizar la energía.

En 1986, se dio otro gran descubrimiento en el campo de la superconductividad: Bednorz y Müller descubrieron que una familia de materiales cerámicos, los óxidos de cobre con estructura de perovskita, eran superconductores con temperaturas críticas mayores a $30 K$ [11], superiores al límite de $20 K$ calculado usando la teoría BCS. En 1987 Paul Chu y colaboradores descubren un compues-

to con temperatura de transición de 93 K [12], $YBa_2Cu_3O_7$, lo que posibilita los experimentos con nitrógeno líquido (77 K). Todos estos materiales no están descritos por la teoría BCS y dieron un nuevo impulso a la investigación en superconductividad.

En años más recientes, nuevos materiales superconductores han sido identificados, comentamos a continuación dos de los más interesantes. Las propiedades superconductores del MgB_2 fueron descubiertas por J. Nagamatsu *et al.* [13] en 2001. Este compuesto es el superconductor convencional con la temperatura de transición más alta, 39 K . En 2006, Hideo Hosono y colaboradores descubrieron un compuesto superconductor con hierro [14, 15], abriendo toda una nueva línea de investigación en superconductividad.

Esta somera descripción histórica de la superconductividad a lo largo de casi un siglo da cuenta de lo activo, productivo e interesante que es este área.

Finalmente, destacamos que desde el punto de vista de las aplicaciones, una propiedad muy importante de los superconductores es la corriente crítica. Esta corriente está relacionada con el anclaje de la red de vórtices, que evita el movimiento de los vórtices. A lo largo del trabajo, veremos que el anclaje da lugar a distintas fases de la red de vórtices y a transiciones entre ellas. Debido al anclaje y a la competencia con las demás interacciones, aparece también una dinámica compleja, que incluye efectos de historia dinámica. Estos son algunos de los temas sobre los que nos enfocaremos en esta tesis.

1.2. Superconductores de tipo I y II

Ginzburg y Landau postularon que la energía libre de un superconductor cerca de la transición superconductora se puede desarrollar en función del parámetro de orden superconductor Ψ

$$F = F_n + \alpha|\Psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\Psi|^4 + \frac{1}{2m}|(-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A})\Psi|^2 + \frac{|\mathbf{B}|^2}{2\mu_0}, \quad (1.1)$$

donde F_n es la energía libre en el estado normal, α y β son parámetros fenomenológicos, m es una masa efectiva, e es la carga del electrón, \mathbf{A} es el potencial vector, μ_0 la permeabilidad magnética en el vacío y \mathbf{B} el campo magnético.

En esta teoría hay dos longitudes características: una es la longitud de penetración del campo magnético

$$\lambda = \sqrt{\frac{m}{4\mu_0 e^2 \Psi_0}}, \quad (1.2)$$

donde Ψ_0 es el valor de equilibrio del parámetro de orden en ausencia de campo magnético. La otra longitud característica es la longitud de coherencia

$$\xi(T) = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m|\alpha(T)|}}, \quad (1.3)$$

que representa la distancia típica de variación del parámetro de orden.

En el marco de la teoría de GL, el estudio de la energía para formar una pared normal - superconductor en presencia de un campo magnético permite definir los superconductores de tipo I y II. En el caso de los superconductores tipo I esta energía es positiva, por lo tanto en estos superconductores es favorable energéticamente minimizar la cantidad de interfases: todo el material es superconductor, excepto una región de espesor ξ vecina a la superficie. Si el campo magnético es menor que el campo crítico H_c sólo penetra en el superconductor en una región de espesor λ . A raíz de esto los superconductores macroscópicos tipo I se consideran diamagnéticos perfectos (ver figura 1.1).

Abrikosov analizó lo que sucede cuando la energía de pared es negativa y encontró que por encima de un campo magnético H_{c1} es favorable energéticamente la entrada de campo magnético en cuantos de flujo, de valor:

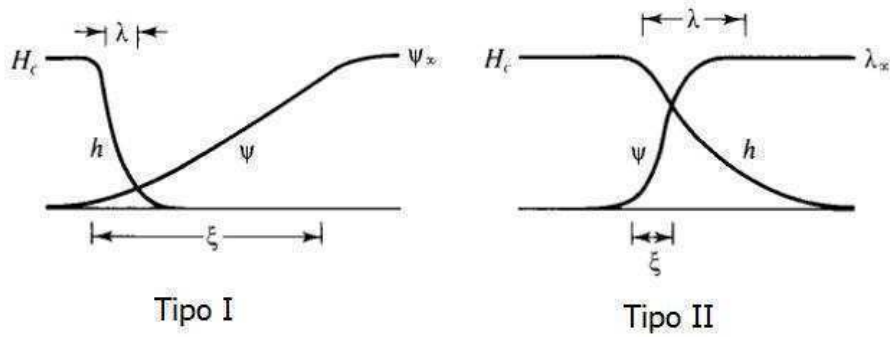


Figura 1.1: Diagrama esquemático de la variación del campo magnético, h , y el parámetro de orden Ψ , en una pared de dominio. (Adaptado de *Introduction to Superconductivity*, M. Tinkham)

$$\phi_0 = \frac{hc}{2e} = 2,07 \cdot 10^{-7} \text{Gcm}^2. \quad (1.4)$$

Estos cuantos de flujo están asociados por corrientes superconductoras en un radio de orden λ y se los llama vórtices (ver figura 1.2). En el núcleo del vórtice el material tiene el parámetro superconductor deprimido y el radio del núcleo es ξ . Al aumentar el campo magnético aumenta la densidad de vórtices y esto ocurre hasta un campo H_{c2} para el cual la distancia entre vórtices es del orden de ξ y el material vuelve al estado normal. A los superconductores de este tipo se los llamo de tipo II (ver figura 1.1).

Abrikosov definió el parámetro $\kappa = \lambda/\xi$, y demostró que si $\kappa < 1/\sqrt{2}$ el superconductor es tipo I y si $\kappa > 1/\sqrt{2}$ es tipo II (Para una discusión en profundidad sobre los superconductores tipo I y II y el cálculo de ξ y λ a partir de las ecuaciones de GL ver la referencia [16]). En la figura 1.3 mostramos diagramas de fases esquemáticos para los superconductores tipo I y II, obtenidos de la solución de campo medio de las ecuaciones de GL.

Los superconductores de tipo II convencionales (o de baja temperatura) son en general aleaciones metálicas. Un ejemplo prototípico de estos materiales es el

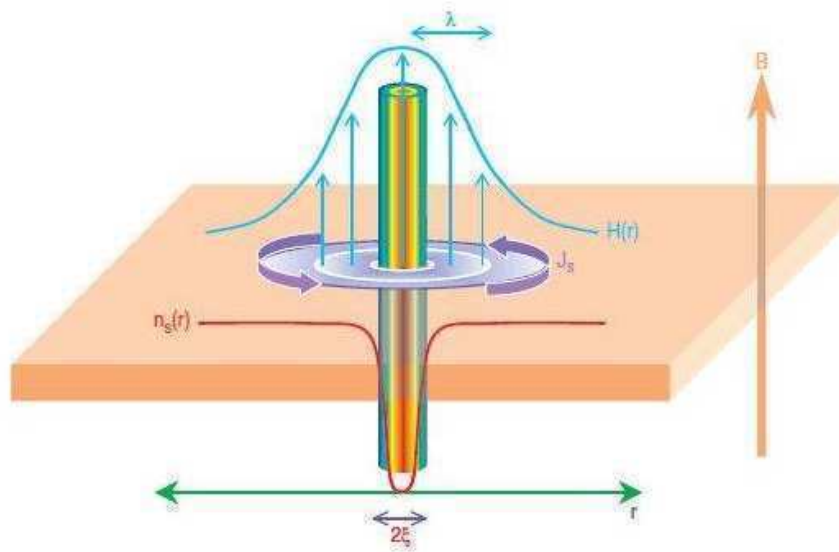


Figura 1.2: Esquema de un vórtice en un superconductor. En la figura se indican las longitudes características λ y ξ . (María Pilar González, Investigación y Ciencia 369, 50 (2007))

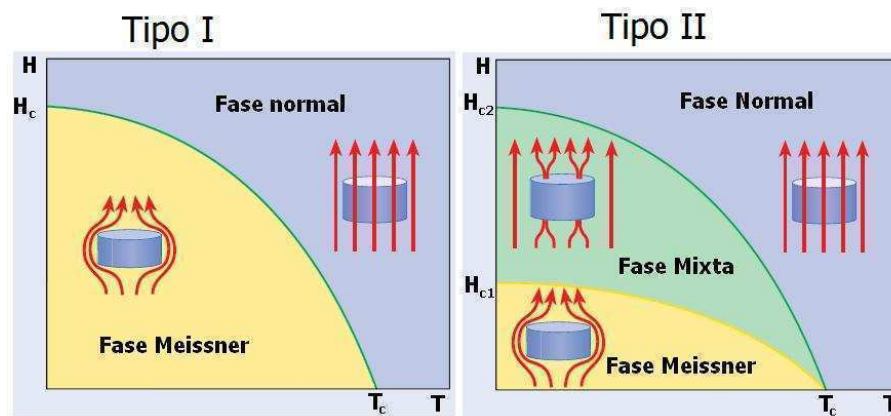


Figura 1.3: Diagramas esquemático de fases de superconductores tipo I y tipo II, obtenidos de la solución de campo medio de las ecuaciones de Ginzburg - Landau.

$NbSe_2$. En este material se realizarán las mediciones de esta tesis.

1.3. Red de vórtices

La interacción entre vórtices se debe a la interacción entre corrientes, por lo tanto es repulsiva y disminuye con la distancia entre estos. En un material libre de defectos, la configuración (usaremos: “configuración” de la red de vórtices para referirnos a una determinada distribución espacial de los vórtices en la muestra) que maximiza la distancia entre vórtices y logra minimizar la energía es un arreglo periódico triangular, donde cada vórtice está en el centro de un hexágono (ver figura 1.4 (a)).

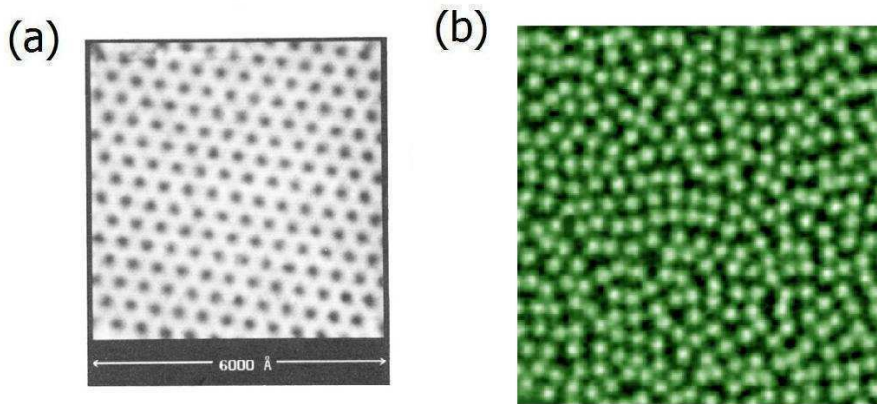


Figura 1.4: (a) Imagen realizada con STM de una red de vórtices en $NbSe_2$ a $1,8 K$ y $1 T$. (H. F. Hess *et al.* Phys. Rev. Lett. 62, 214 (1989)) (b) Vórtices en $NbSe_2$ a $1,4 K$ y $3 G$ imagen adquirida con técnica magnetoóptica. (Goa *et al.* Supercond. Sci. Technol. 14, 729 (2001))

Por lo tanto, controlando el campo aplicado se controla la densidad de vórtices y a partir de esto es posible calcular el parámetro de red:

$$a_{\Delta} = \left(\frac{4}{3}\right)^{1/4} \sqrt{\frac{\phi_0}{B}}. \quad (1.5)$$

Por otra parte, los defectos en el material (a los que llamaremos centros de anclaje) deprimen la superconductividad localmente. Estas zonas favorecen el

anclaje de los vórtices, ya que es más propicio energéticamente para los vórtices colocarse donde la superconductividad está deprimida [17]. Por lo tanto, si observamos un red de vórtices, no encontraremos una red triangular perfecta: si el desorden es débil y las inhomogeneidades están distribuidas al azar, la red de vórtices mantiene su estructura de corto alcance pero se deforma perdiendo el orden de largo alcance. Si el desorden aumenta aparecen disclinaciones en la red de vórtices: habrá algunos vórtices que no tendrán 6 vecinos (en general tendrán 5 o 7 vecinos) y eventualmente la red de vórtices puede desordenarse por completo como es el caso de la imagen de la figura 1.4 (b).

1.4. Materia de vórtices

En la bibliografía, es usual que se hable de materia de vórtices [18, 19, 20] (*vortex matter*) para referirse a un sistema de vórtices, ya que estos sistemas pueden tener distintas fases y transiciones asociadas a ellas.

La competencia entre las interacciones entre los vórtices y de estos con los centros de anclajes, así como las fluctuaciones térmicas da lugar a la subdivisión del estado mixto en varias regiones, que en muchos casos se identifican como fases por tener una simetría que las caracteriza. (ver figura 1.5) [21, 22]. Entre las diversas fases en cuya existencia hay mayor consenso en la comunidad, tres tendrán relevancia en el presente trabajo, por lo que las describimos a continuación.

Cuando la interacción entre vórtices prevalece, en presencia de desorden aleatorio, puntual y débil, se ha postulado la existencia de una fase llamada de vidrio de Bragg que se caracteriza por tener tiempos de relajación largos y una función de correlación que se anula a grandes distancias, si bien esta fase es casi tan ordenada como una red perfecta [23, 24]. En esta fase, las configuraciones de

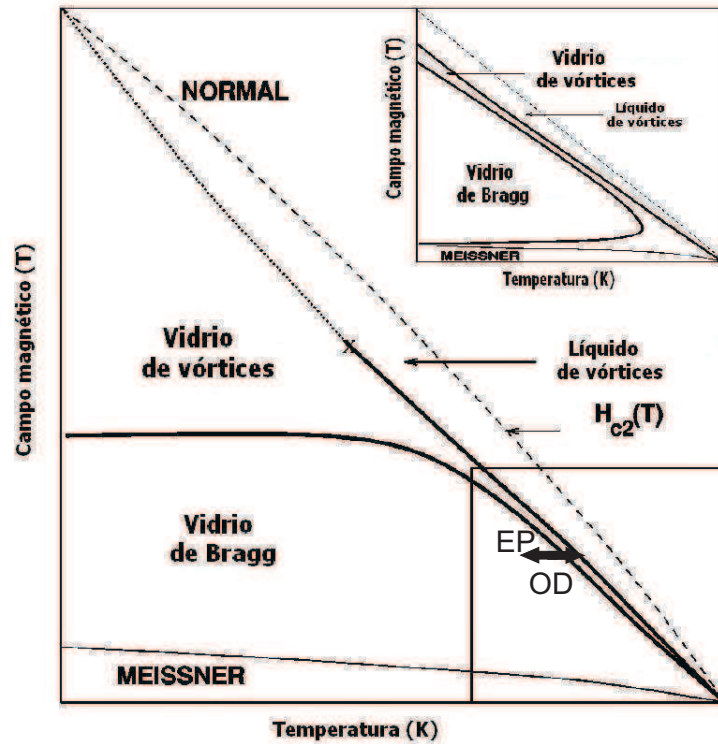


Figura 1.5: Diagrama de fases esquemático, incorporando los efectos del desorden y las fluctuaciones térmicas. Se puede ver cómo la fase mixta se subdivide en distintas fases según la forma en que se ordenan los vórtices. En el recuadro se muestra agrandada la zona del vidrio de Bragg con la reentrada de la fase de líquido. (Adaptado de G. I. Menon Phys. Rev. B 65, 104527 (2002))

mínima energía están libres de disclinaciones (cada vórtice tiene 6 vecinos).

Cuando dominan las fluctuaciones térmicas, se establece la fase de líquido de vórtices que se caracteriza por la anulación del módulo de cizalladura, C_{66} , debido a las fluctuaciones térmicas de la red, en la cercanía de H_{c2} . Según el criterio de Lindemann [25, 26], despreciando el potencial de interacción con los centros de anclaje, cuando las fluctuaciones en la posición superan el 30 %, se pasa del sólido de vórtices al líquido de vórtices.

Cuando predomina la interacción con los centros de anclaje, debido al au-

mento en temperatura o campo, se incrementa el número de disclinaciones, deformándose la red y destruyéndose el orden de largo alcance. Esta fase que presenta orden traslacional y orientacional de corto alcance y donde proliferan las disclinaciones se la llama vidrio de vórtices.

La transición entre la fase de vidrio de *Bragg* y la de vidrio de vórtices se conoce como transición orden - desorden [27, 28] y se ha propuesto de primer orden [29]. Un indicio experimental [30, 31] de la transición orden - desorden es el Efecto Pico [32], que describimos a continuación.

Como las fluctuaciones térmicas conspiran contra el anclaje de los vórtices, sería razonable esperar que la corriente crítica disminuya monótonamente con la temperatura. Sin embargo, es posible observar en muchos casos un comportamiento anómalo, en el que la corriente crítica presenta un comportamiento no monótono, conocido como Efecto Pico. Hay cierto consenso en que el incremento en el número de disclinaciones de la red de vórtices en la transición orden - desorden es el causante del incremento anómalo de la corriente crítica. De todas formas, el origen y la naturaleza del Efecto Pico son aún objeto de controversia y una creciente cantidad de evidencia experimental [33] sugiere que la naturaleza del Efecto Pico podría depender de los distintos materiales. Sin embargo, la existencia de configuraciones metaestables y la presencia de efectos de historia son hechos comunes reportados tanto en materiales de baja [34, 35, 36, 37] como de alta T_c [38, 39]. En la región del Efecto Pico, la respuesta a una temperatura y campo fijos depende de la historia térmica, magnética y dinámica que puede modificar el orden de la red de vórtices mediante la creación o aniquilación de disclinaciones [34].

El Efecto Pico también se ha relacionado con la transición del vidrio de vórtices a la fase de líquido de vórtices [40] en la cercanía de H_{c2} [41, 42] e incluso con transiciones de regímenes dinámicos [43, 44, 33]. Algunas de estas

transiciones, sus mecanismos y los cambios en la estructura de la red de vórtices que involucran, son parte del presente estudio.

1.5. Dinámica de vórtices

El método más formal para estudiar la dinámica de vórtices es resolver las ecuaciones de GL dependientes del tiempo [45] y obtener soluciones para Ψ y \mathbf{A} . En esta tesis usaremos otro enfoque, tratando a los vórtices como partículas puntuales. Elegiremos este enfoque ya que desde el punto de vista numérico, las ecuaciones de GL se resuelven en una malla discreta y esto requiere gran poder de cálculo computacional [45, 46, 47]. En cambio, la solución numérica tratando a los vórtices como partículas puntuales [48, 49, 50, 51, 52, 53] es mucho más simple y nos permitirá obtener interesantes resultados cualitativos.

1.5.1. Ecuación de movimiento y corriente crítica

Si en un superconductor en el estado mixto circula una densidad de corriente neta, \mathbf{j} , los vórtices se moverán por efecto de la fuerza de Lorentz, \mathbf{F}_L . La fuerza \mathbf{F}_L que actúa sobre un elemento de longitud de vórtice será

$$\mathbf{F}_L = \phi_0 \mathbf{j} \times \hat{z}, \quad (1.6)$$

donde \hat{z} es en la dirección del elemento de longitud de vórtice. En ausencia de otras fuerzas, los vórtices se moverán en la dirección de \mathbf{F}_L induciéndose un campo eléctrico $\mathbf{E} = \mathbf{v} \times \mathbf{B}$, donde \mathbf{v} es la velocidad de los vórtices. A este movimiento se opone una fuerza viscosa, proveniente de la disipación originada en la superconductividad deprimida en los núcleos de los vórtices [54, 55], de modo que

$$f_{visc} = \eta v, \quad (1.7)$$

donde η es el coeficiente de viscosidad de Bardeen - Stephen [55]

$$\eta = \phi_0 \mu_0 H_{c2} / \rho_n \quad (1.8)$$

y ρ_n es la resistividad en el estado normal. Este comportamiento fue verificado experimentalmente, por ejemplo, en [56, 57].

Como ya mencionamos, los defectos del material deprimen la superconductividad, por lo que hay regiones energéticamente favorables para el anclaje de vórtices. Dada una distribución de defectos, sobre cada vórtice actuará una fuerza neta que será el resultado de la interacción con todos los centros de anclaje y con los demás vórtices, a esta fuerza la llamaremos fuerza de anclaje efectivo, \mathbf{F}_a^{ef} . En ausencia de fuerza externa la red de vórtices se acomodará en posiciones de mínima energía, en las que $\mathbf{F}_a^{ef} = 0$ sobre cada vórtice. En presencia de una \mathbf{F}_L producida por una corriente externa, mientras \mathbf{F}_a^{ef} pueda contrarrestar \mathbf{F}_L para desplazamientos menores que ξ , la red de vórtice no se moverá, no habrá disipación, y el superconductor seguirá manteniendo la propiedad de conductor perfecto. La j necesaria para sacar a los vórtices de los potenciales de anclaje efectivo se conoce como densidad de corriente crítica j_c . Esta es la densidad de corriente a partir de la cual se detecta voltaje en el superconductor y es la máxima j que puede circular sin disipación.

Como las fuerzas viscosas son mucho más grandes que las inerciales [58] se puede despreciar el término de masa. Entonces teniendo en cuenta la ecuación 1.7 y agregando las fuerzas por el anclaje debidas a las imperfecciones en el material la dinámica de los vórtices es modelada por una ecuación de movimiento sobreamortiguada

$$\mathbf{F} - \eta\mathbf{v} = 0, \quad (1.9)$$

con

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_{vv} + \mathbf{F}_{va} + \mathbf{F}_L + \mathbf{F}_T, \quad (1.10)$$

donde \mathbf{F}_{vv} es la interacción con los demás vórtices, \mathbf{F}_{va} es la interacción vórtice - anclajes, \mathbf{F}_L es la fuerza de Lorentz debida a una corriente aplicada o inducida externa y \mathbf{F}_T es un término estocástico que representa las fluctuaciones térmicas.

1.5.2. Interacciones

A continuación describimos los modelos usados para las interacciones entre vórtices y entre centros de anclajes y vórtices.

Interacción vórtice-vórtice

En el limite en que $\kappa = \lambda/\xi \gg 1$ (superconductor tipo II extremo) podemos usar las ecuaciones de London para las corrientes y los campos. Fuera del núcleo del vórtice tenemos [16]

$$\frac{4\pi\lambda^2}{c}\nabla \times \mathbf{J}_s + \mathbf{h} = 0. \quad (1.11)$$

Corrigiendo la expresión anterior para tener en cuenta la presencia del núcleo y usando la cuantización del flujo, llegamos a

$$\frac{4\pi\lambda^2}{c}\nabla \times \mathbf{J}_s + \mathbf{h} = \hat{\mathbf{z}}\phi_0\delta_2(\mathbf{r}). \quad (1.12)$$

Usando la ecuación de Maxwell

$$\nabla \times \mathbf{h} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{J} \quad (1.13)$$

y $\nabla \cdot \mathbf{h} = 0$ obtenemos a partir de la ec. (1.12)

$$\nabla^2 \mathbf{h} - \frac{\mathbf{h}}{\lambda^2} = -\hat{\mathbf{z}} \frac{\phi_0}{\lambda^2} \delta_2(\mathbf{r}). \quad (1.14)$$

El modulo de la solución exacta de la ec. (1.14) es

$$h(r) = \frac{\phi_0}{2\pi\lambda^2} K_0\left(\frac{r}{\lambda}\right), \quad (1.15)$$

donde K_0 es una función especial de Bessel. A continuación escribimos $h(r)$ para r tendiendo a infinito y $\xi \ll r \ll \lambda$:

$$h(r) \rightarrow \frac{\phi_0}{2\pi\lambda^2} \left(\frac{\pi r}{2\lambda}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{r}{\lambda}} \quad r \rightarrow \infty \quad (1.16)$$

y

$$h(r) \approx \frac{\phi_0}{2\pi\lambda^2} \left[\ln \frac{\lambda}{r} + 0.12 \right] \quad \xi \ll r \ll \lambda. \quad (1.17)$$

Calculamos la energía de interacción entre dos vórtices. La energía potencial de un vórtice en un campo magnético es [16]

$$\varepsilon_v = \frac{\phi_0}{8\pi} h(r). \quad (1.18)$$

Usando el principio de superposición para los campos

$$\mathbf{h}(\mathbf{r}) = \mathbf{h}_1(\mathbf{r}) + \mathbf{h}_2(\mathbf{r}). \quad (1.19)$$

Reemplazamos en la ec. (1.19) la ec. (1.15) y usando la ec. (1.18) llegamos a que la energía de interacción entre dos vórtices es

$$U_{12} = \frac{\phi_0 h_1(\mathbf{r}_2)}{4\pi} = \frac{\phi_0^2}{8\pi^2 \lambda^2} K_0\left(\frac{r_{12}}{\lambda}\right). \quad (1.20)$$

Finalmente, tomando el gradiente de la expresión (1.20) obtenemos la fuerza que siente un vórtice en \mathbf{r}_i debido a otro en \mathbf{r}_j es:

$$\mathbf{F}_{vv}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) = \frac{\phi_0^2}{8\pi^2 \lambda^3} f_{vv} K_1\left(\frac{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|}{\lambda}\right) \hat{\mathbf{r}}_{ij}, \quad (1.21)$$

donde K_1 es la derivada de la función K_0 y f_{vv} es la intensidad de la interacción vórtice - vórtice.

Interacción vórtice-centro de anclaje

Para modelar la interacción de los vórtices con los centros de anclaje (puntuales) se utiliza frecuentemente la expresión desarrollada en [59], en la que la fuerza que siente un vórtice en \mathbf{r}_i debido a un centro de anclaje en \mathbf{r}_k^a es:

$$\mathbf{F}_{va}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k^a) = -f_{va} e^{-\left(\frac{r_{ik}}{r_a}\right)^2} \mathbf{r}_{ik}, \quad (1.22)$$

donde r_a es el rango de acción de la interacción y f_{va} la intensidad. En varios materiales (como en nuestro caso) la posición de los centros de anclaje se considera distribuidos en forma aleatoria.

Resumiendo, para cada vórtice se tiene una ecuación como la siguiente:

$$\eta \mathbf{v}_i = \sum_{j \neq i}^{N_v} \mathbf{F}_{vv}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) + \sum_k^{N_a} \mathbf{F}_{va}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k^a) + \mathbf{F}_L + \mathbf{F}_T. \quad (1.23)$$

1.5.3. Diagrama de fase dinámico

La dinámica de vórtices bajo la acción de un forzado dc ha sido ampliamente estudiada, tanto desde el punto de vista numérico [60, 61, 62] como experimental [40, 63, 35, 64].

A temperatura baja, para una F_L pequeña los vórtices están anclados. Cuando se llega a una F_L crítica, F_c^{dc} , los vórtices se desanclan y comienzan a moverse. Esto da lugar a una zona de movimiento plástico donde los vórtices se mueven a distintas velocidades en diferentes zonas del superconductor. En esta zona, se ha reportado, tanto experimental [65, 66] como numéricamente [50], la formación de canales. Los mismos se deben a vórtices que se mueven entre vórtices anclados.

Si se sigue aumentando F_L se sobrepasa una fuerza F_p^{dc} y se tiene una fase de movimiento elástico, donde todos los vórtices se mueven con la misma velocidad.

Al aumentar la temperatura, la región de movimiento plástico aumenta, y tiende a ocupar la mayor parte del diagrama al acercarse a la temperatura crítica. En esa región, cuando las fluctuaciones medias de la posición de los vórtices es del orden de a_{Δ} , puede aparecer una transición a un líquido de vórtices, en la temperatura de *melting*, T_m . La existencia de un líquido de vórtices ha sido ampliamente comprobada en los superconductores de alta temperatura, y ocupa una porción considerable del diagrama de fases. Está aún en discusión si en los superconductores convencionales hay una pequeña región de líquido de vórtices antes de la línea de H_{c2} .

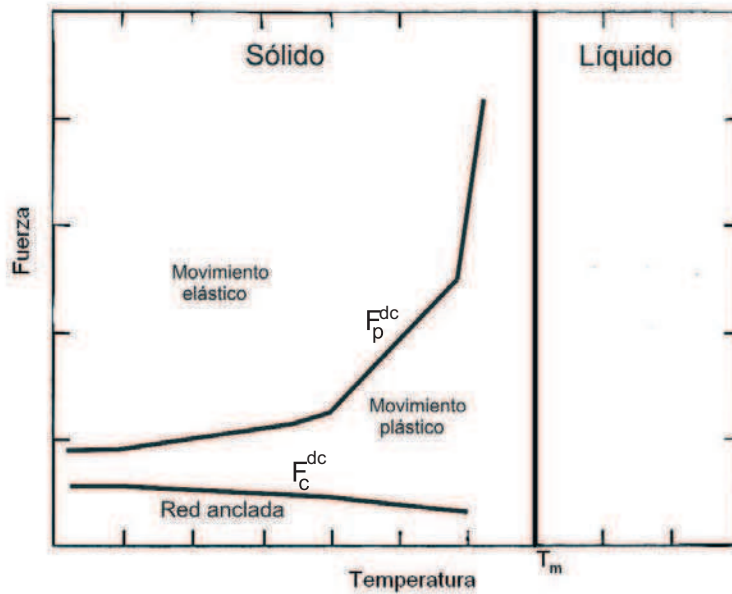


Figura 1.6: Diagrama de fases dinámico, fuerza de Lorentz en función de la temperatura con campo magnético fijo. (Adaptado de Koshelev y Vinokur, Phys. Rev. Lett. **73**, 3580, (1994))

Con estas transiciones se puede armar un diagrama de fases dinámico (ver figura 1.6) que fue obtenido por primera vez mediante simulaciones por Koshe-

lev y Vinokur en [60]. Previamente, Bhattacharya y Higgins (ver [40]) habían construido un diagrama de fases dinámico experimental mediante mediciones de transporte, en el que estaban presentes las transiciones mencionadas.

1.5.4. Regímenes dinámicos - respuesta alterna

A lo largo de la tesis nos enfocaremos en la dinámica alterna de los vórtices. Una de las formas de provocar un movimiento oscilatorio en los vórtices es aplicar un campo magnético alterno, \mathbf{h}_{ac} . Si a un superconductor se le aplica un campo $h_{ac} \propto e^{-i\omega t}$ el resultado es un gradiente de campo eléctrico que da lugar a corrientes de apantallamiento. Debido a la interacción entre corrientes y vórtices se modifican la distribución de campo B y de densidad de corriente j . A la distancia característica de la muestra en la que los perfiles de campo se ven modificados por la presencia del campo alterno, se la conoce como una longitud de penetración ac, λ_{ac} . En el caso de respuesta lineal, λ_{ac} se relaciona directamente con la resistividad. Como $h_a \ll H_{dc}$ (amplitud de \mathbf{h}_{ac}) el cambio en la resistividad, ρ , por el cambio en B es despreciable. Se puede mostrar que [67]:

$$\lambda_{ac} = \sqrt{\frac{ic^2\rho(\omega, T)}{4\pi\omega}}. \quad (1.24)$$

Respuesta lineal (Regímenes de Campbell y Flux Flow)

Si h_a es pequeña, las corrientes generadas son mucho menores que la crítica y los vórtices realizan oscilaciones pequeñas en el potencial de anclaje efectivo. En este caso, el potencial de anclaje efectivo puede aproximarse por un potencial armónico. Dentro de esta aproximación y despreciando los efectos de las fluctuaciones térmicas, puede escribirse una ecuación para el desplazamiento \mathbf{u} de un vórtice (por unidad de longitud) respecto de la posición de equilibrio como [67]:

$$-\eta \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} - \alpha_L \mathbf{u} + \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \phi_0 = 0, \quad (1.25)$$

donde α_L es la curvatura del potencial de anclaje efectivo y se la llama constante de Labush [68]. Si la respuesta es lineal $u(r, t) = u(r)e^{-i\omega t}$ por lo que se puede resolver la ecuación (1.25) y se obtiene:

$$\mathbf{u}(r, t) = -\frac{1}{c} \frac{\mathbf{j}(r) \times \phi_0}{i\omega\eta - \alpha_L(r)} e^{-i\omega t}. \quad (1.26)$$

Podemos definir distintos regímenes según el valor de frecuencia. Si $\omega \gg \omega_c = \alpha_L/\eta$ entonces las fuerzas viscosas dominan sobre las restitutivas. A este régimen se lo conoce como régimen de *Flux Flow*. Siguiendo la referencia [67] se puede ver que a partir de tomar este limite en la ecuación 1.26 llegamos a que:

$$\lambda_{ac}^2 = \lambda^2 + \frac{i\phi_0 B}{4\pi\omega\eta} = \lambda^2 + \lambda_{FF}^2, \quad (1.27)$$

donde λ es la longitud de penetración superconductora. Como en general $\lambda \ll \lambda_{FF}$, podemos ver que la resistividad es real y el comportamiento es óhmico. Es importante notar que este régimen se establece cuando prevalecen las fuerzas viscosas sobre la fuerza de anclaje efectivo (si se la puede despreciar, no es necesario que éstas sean armónicas).

Si por el contrario, $\omega \ll \omega_c$ las fuerzas que dominan son las restitutorias y a este régimen se lo conoce como régimen de Campbell [69, 70]. En el caso de un régimen de Campbell ideal, la longitud de penetración es real,

$$\lambda_{ac}^2 = \lambda^2 + \frac{\phi_0 B}{4\pi\omega\alpha_L} = \lambda^2 + \lambda_C^2, \quad (1.28)$$

lo que implica una resistividad imaginaria, teniendo disipación casi nula. En la práctica, siempre habrá una pequeña componente disipativa, y por lo tanto una componente imaginaria λ_I .

Respuesta no lineal (Régimen de estado crítico)

Cuando h_a es tal que la amplitud de las oscilaciones de los vórtices es del orden del radio de interacción del potencial de anclaje la fuerza ya no es armónica y, si las fuerzas de anclaje prevalecen sobre las viscosas, la respuesta es no lineal. Un modelo muy usado para este régimen fuertemente no lineal es el modelo de estado crítico. Este modelo fue ideado por Bean [71] para relacionar la magnetización con perfiles de campo en el interior de los superconductores. 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. El modelo de Bean ideal se basa en las siguientes suposiciones: el tiempo de formación de los perfiles es instantáneo, la j_c es independiente del campo magnético y el desplazamiento que realizan los vórtices para establecer el perfil crítico es mucho mayor que el que realizan sin salir del potencial de anclaje efectivo. Este modelo implica una relación constitutiva entre el campo eléctrico y la corriente tal que

$$E(j) = \begin{cases} \infty & j > j_c \\ E_c & j = j_c \\ 0 & j < j_c \end{cases} \quad (1.29)$$

Modelos más realista proponen una relación constitutiva tal que

$$E(j) = E_c \left(\frac{j}{j_c} \right)^n, \quad (1.30)$$

donde podemos ver que si n tiende a infinito se recupera la relación constitutiva del modelo de Bean [72], donde la disipación es estrictamente nula para $j < j_c$ y es infinita para $j > j_c$. Esta relación permite simular desde un modelo Óhmico ($n = 1$) hasta una relación altamente no lineal ($n \gg 1$), y es una buena aproximación de las curvas experimentales $E(j)$ para j cercana a j_c . Para n intermedios y grandes permite tener en cuenta, efectos de disipación: para $j < j_c$, involucra el movimiento de los vórtices por fluctuaciones térmicas (*flux creep* [73]) y para $j > j_c$, el efecto de la viscosidad.

1.6. Motivación y objetivos

Más allá de la importancia intrínseca que tienen los vórtices en la determinación de las propiedades superconductoras, gran parte del interés que despierta su estudio está relacionado en constituir un ejemplo de sistemas elásticos en un medio desordenado. Esto hace que muchos de los resultados obtenidos en este sistema sean aplicables a otros y viceversa. Algunos ejemplos son: coloides [74, 75], ondas de densidad de carga [76], arreglos de burbujas magnéticas [77], cristales Wigner [78, 79]. En todos estos casos, la competencia de interacciones da lugar a una dinámica compleja que lleva a una variedad de comportamientos dinámicos como pueden ser *jamming* [80], avalanchas [52], divergencias [81], movimiento elástico y plástico [50, 82], etc.

La mayor parte de la investigación en la dinámica de estos sistemas se ha centrado especialmente en sistemas con forzados dc. En esta tesis nos enfocaremos, mayormente, en forzados ac en la materia de vórtices.

En ese marco, desde el punto de vista experimental, se ha comprobado en varios superconductores que, cerca de la transición orden - desorden, un campo magnético alterno de amplitud suficiente para agitar y mover los vórtices, ordena la red de vórtices. La imagen más aceptada para explicar este fenómeno es que el campo alterno ayuda al sistema en un proceso de equilibración, desde una configuración desordenada metaestable a una fase de equilibrio de vidrio de Bragg, libre de disclinaciones [83]. Sin embargo, tanto en experimentos en superconductores de alta temperatura [84], como en simulaciones [74, 53] se ha mostrado que, en algunos casos, un forzado ac puede desordenar la red de vórtices, y que la dinámica oscilatoria juega un rol esencial. En esta tesis mostraremos resultados provenientes de experimentos realizados cerca de la transición orden - desorden de un superconductor tradicional de tipo II y reproduciremos cualitativamente con simulaciones numéricas los resultados obtenidos en los experimentos.

El objetivo general de la tesis es investigar la transición orden-desorden y los efectos asociados de historia dinámica de la red de vórtices, centrados especialmente en los efectos producidos por fuerzas oscilatorias. Nos proponemos estudiar la transición dinámica de desanclaje en presencia de fuerzas oscilatorias y describir el efecto de las mismas en las configuraciones de la red de vórtices en la región de respuesta plástica. Para responder estas preguntas elegimos como sistema de estudio experimental la red de vórtices en monocristales de $NbSe_2$, en los que realizamos distintos protocolos dinámicos mediante la aplicación de campos alternos. Medimos la respuesta del sistema mediante susceptibilidad alterna en el régimen lineal. Con el fin de comprender y retroalimentar los experimentos realizamos simulaciones de la dinámica de vórtices con técnicas de dinámica molecular.

La tesis está estructurada de la siguiente forma: en el capítulo 2 se describen en detalle las magnitudes físicas medidas, las técnicas de medición y los dispositivos experimentales utilizados para obtener los resultados que presentaremos en los capítulos siguientes.

En el capítulo 3 se exploran configuraciones de vórtices mediante mediciones de susceptibilidad alterna en el régimen de Campbell en monocristales de $NbSe_2$ en las inmediaciones de la transición orden - desorden siguiendo diferentes historias térmicas, magnéticas y dinámicas. Las mediciones realizadas evitan la reorganización de los vórtices por la corriente inducida. También, se estudia la respuesta del sistema frente a agitados del campo magnético a lo largo de la transición orden - desorden relacionando esto con el grado de orden de la red de vórtices.

En el capítulo 4 introducimos los aspectos técnicos de las simulaciones. Describimos los métodos para la resolución de las ecuaciones de movimiento y los algoritmos utilizados a fin de optimizar las simulaciones. Finalmente, definimos

los observables utilizados.

En el capítulo 5 se analiza el desanclaje de la red de vórtices bajo la acción de una fuerza externa alterna. Se discute la diferencia con el caso de una fuerza externa continua. Se plantea la conveniencia de usar el desplazamiento cuadrático medio como un observable que da indicios del desanclaje en el caso de una fuerza externa alterna, proponemos que el desanclaje ocurre en una región de fuerzas y no sólo a una determinada fuerza crítica. Finalmente, se analiza el régimen lineal, y se obtiene una frecuencia crítica que separa los regímenes donde dominan las fuerzas de anclaje y viscosas.

En el capítulo 6 se estudia experimental y numéricamente, la reorganización de los vórtices superconductores forzados por una fuerza alterna cerca de la transición de desanclaje.

En el capítulo 7 presentamos las conclusiones generales de la tesis y propuestas de trabajos futuros.

Finalmente, en el apéndice A se calcula la corriente laminar en un superconductor al que se le aplica un campo magnético ac y en el apéndice B presentamos mediciones complementarias.

Capítulo 2

Técnicas experimentales

En este capítulo se describen en detalle las técnicas de medición y los dispositivos experimentales utilizados para obtener los resultados que presentaremos en los capítulos siguientes. También, se describen las magnitudes físicas que se medirán y como se las interpreta, lo cual es muy importante para el análisis de los resultados.

2.1. Susceptibilidad alterna

Una de las técnicas más usuales de medición de propiedades magnéticas es la susceptibilidad alterna. Varias de las nociones y definiciones que presentamos a continuación son generales, aplicables a cualquier sistema. Sin embargo, nos referiremos específicamente a la susceptibilidad alterna en superconductores, en los que esta técnica permite caracterizar muestras, indicando la temperatura de transición entre el estado normal y el superconductor. También aporta valiosa información sobre la dinámica de vórtices en superconductores a través de mediciones con distintos valores de frecuencia y amplitud. Es una técnica que resulta sensible cuando las densidades de corrientes pueden apantallar el campo alterno

en distancias del orden del tamaño de la muestra.

2.1.1. Definición

Si a un superconductor se le aplica un campo magnético alterno $\mathbf{h}_{ac} = h_a \text{sen}(wt)$ el superconductor exhibirá un momento magnético \mathbf{m} debido a las corrientes de apantallamiento [85]

$$\mathbf{m} = \mathbf{M}V = \frac{1}{2c} \int_V \mathbf{r} \times \mathbf{j} dV, \quad (2.1)$$

donde \mathbf{M} es la magnetización por unidad de volumen. A raíz del término sinusoidal en h_a la magnetización es periódica en $2\pi/\omega$ y puede escribirse como una suma de Fourier, tal que

$$M_z = h_a \sum_n \chi'_n \cos(n\omega t) + \chi''_n \text{sen}(n\omega t), \quad (2.2)$$

siendo M_z la magnetización en la dirección de \mathbf{h}_a . Las componentes de Fourier definen la susceptibilidad magnética en esa dirección como

$$\chi'_n = \frac{1}{\pi h_a} \int_0^{2\pi} M_z \cos(n\omega t) d(\omega t) \quad (2.3)$$

y

$$\chi''_n = \frac{1}{\pi h_a} \int_0^{2\pi} M_z \text{sen}(n\omega t) d(\omega t). \quad (2.4)$$

Esta susceptibilidad no sólo depende del material, si no que también depende de la forma y volumen del superconductor. Esto es así, porque para el cálculo de las corrientes, que definen la magnetización, se tienen en cuenta condiciones de contorno.

2.1.2. Significado físico

Nociones generales:

Tanto χ' como χ'' proporcionan información física sobre la respuesta del superconductor al aplicar un campo magnético alterno. La pérdida por histeresis W_D , por unidad de volumen de la muestra puede calcularse en cada ciclo alterno como

$$W_D = \mu_0 \int_0^T H_{ac}(t) \frac{\partial M_z(t)}{\partial t} dt. \quad (2.5)$$

Reemplazando (2.2) en (2.5) e integrando, sobrevive la primera armónica de χ'' , o sea χ_1''

$$W_D = \mu_0 \oint dM = \mu_0 \pi H_0^2 \chi_1''. \quad (2.6)$$

Por otro lado, calculando la energía magnética contenida en el volumen de la muestra obtenemos

$$W_M = \frac{1}{T} \int_0^T H_{ac}(t) B(t) dt = \frac{1}{2} \mu_0 H_0^2 (\chi_1' + 1). \quad (2.7)$$

Vemos así que, χ_1' indica la capacidad de la muestra de apantallar el campo magnético y χ_1'' da información de las pérdidas resistivas debidas al campo eléctrico que se genera como consecuencia de las variaciones de flujo magnético en la muestra. Dependiendo de la relación entre la longitud de penetración del campo alterno (λ_{ac}) y la longitud característica de la muestra (λ_m) la magnetización y la susceptibilidad tomarán diferentes valores. Si $\lambda_{ac} \gg \lambda_m$ no hay corriente de apantallamiento, la magnetización es nula y tanto χ' como χ'' son nulas. Si $\lambda_{ac} \ll \lambda_m$ el campo alterno es completamente apantallado, no hay disipación en la muestra ($\chi'' = 0$), la magnetización alcanza su valor máximo y $\chi' = -1$. Finalmente, si $\lambda_{ac} \simeq \lambda_m$, χ' varía entre -1 y 0 y $\chi'' \neq 0$ (salvo si el campo

penetra sin disipación). En un caso general, en principio, χ' y χ'' dependerán de λ_{ac} y de factores geométricos.

Susceptibilidad alterna en el régimen lineal de Campbell:

En el caso del régimen de Campbell, en el que no hay prácticamente disipación se tiene que $\chi'' \approx 0$. En este régimen la longitud de penetración es real ($\lambda_I \ll \lambda_R$), con $\lambda_R = \lambda + \lambda_C$, donde λ_C es la longitud de penetración de Campbell. Puede mostrarse que en este límite χ' depende sólo de λ_R y de factores geométricos. Como ya vimos en la ecuación 1.28, λ_C está relacionada con α_L , por lo tanto χ' dará información de la curvatura del potencial de anclaje efectivo.

Es importante destacar que, en el régimen de Campbell los vórtices realizan pequeñas oscilaciones alrededor de los mínimos de potencial del anclaje efectivo y por lo tanto medir en este régimen impide una posible reorganización dinámica de los vórtices. Esto posibilita medir con la técnica de susceptibilidad ac sin modificar el sistema de vórtices (sin aumentar ni disminuir el número de disclinaciones), cosa que no ocurre con otras técnicas usuales [19, 86].

La idea principal (y fundamental para la comprensión e interpretación de los resultados de la tesis) es la siguiente: si a T y H fijos (por lo tanto, parámetros superconductores fijos), se miden dos valores distintos de χ' esto se adjudica a diferentes topologías de la red de vórtices, producto de una distinta organización de la red de vórtices en cada caso. Esto por lo general implicará sistemas con distinta densidad de disclinaciones. Teniendo en cuenta que una red más desordenada (con más disclinaciones) es más difícil de mover, interpretaremos que un valor menor de χ' (mayor α_L) implica una red de vórtices más desordenada.

Esta interpretación es muy importante para el análisis que se va a hacer de los resultados en los próximos capítulos. Al comparar dos valores distintos de χ' en el mismo punto del diagrama de fases (T, H), un menor (mayor) χ' implica

un α_L mayor (menor), que significa un anclaje mayor (menor). Esto lo asociamos con una configuración en que la red de vórtices está más (menos) desordenada, con una densidad mayor (menor) de disclinaciones.

2.1.3. Medición de susceptibilidad alterna

En la figura 2.1 panel derecho se muestra de modo esquemático la disposición de las bobinas (primario y secundario), en un corte longitudinal, utilizadas en las mediciones de susceptibilidad alterna. El primario genera el campo alterno y coaxialmente se encuentra el secundario que consiste en dos bobinados arrollados idénticos, salvo que están arrollados en sentido inverso (ver figura 2.1 panel izquierdo). Con esta disposición la f.e.m. inducida en el secundario, en ausencia de muestra, es idealmente nula.

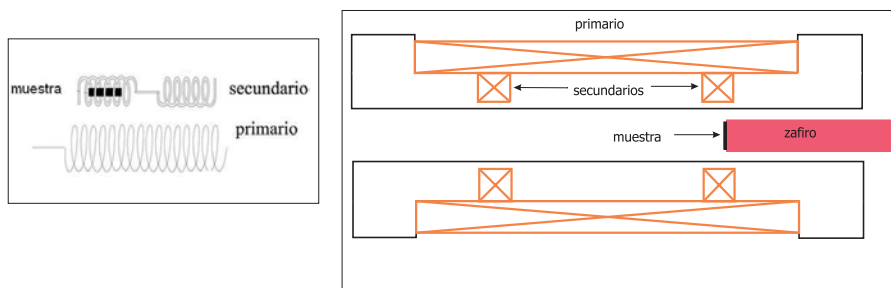


Figura 2.1: Panel derecho, (vista corte longitudinal) esquema del sistema de bobinas utilizadas para las mediciones de susceptibilidad alterna. El largo de la bobina del primario es de 10 mm y el largo de las bobinas del secundario es de 0,5 mm. Panel izquierdo, esquema bobina primario y secundario, por claridad no se muestran coaxialmente y no están en escala.

Básicamente, la técnica consiste en colocar la muestra en uno de los tramos del secundario (ver figura 2.1) y medir la tensión inducida por las variaciones de flujo magnético ϕ , $V_s = -\frac{\partial\phi}{\partial t}$. Este flujo magnético puede expresarse como $\pi a_s^2 B$ siendo a_s el radio del secundario y \mathbf{B} el campo magnético promedio que lo atraviesa. La tensión inducida puede expresarse como:

$$V_s = \sum_n V'_{sn} \cos(n\omega t) + V''_{sn} \text{sen}(n\omega t). \quad (2.8)$$

Esta técnica es una de las más utilizadas en las mediciones de susceptibilidad alterna y en la mayor parte de los casos (y en todas las mediciones que se presentan en esta tesis) 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 [85]

$$V'_s = A\chi'' + B \quad (2.9)$$

$$V''_s = A'\chi' + B', \quad (2.10)$$

donde las constantes dependen de la geometría (muestra - secundario).

La susceptibilidad alterna suele medirse en función de la temperatura o del campo magnético aplicado, en esta tesis lo haremos en función de la temperatura. Una vez medidas las curvas de $V'_s(T)$ y $V''_s(T)$ (ver figura 2.2 paneles (a) y (c)) se normalizan y se tiene $\chi'(T)$ y $\chi''(T)$ (ver figura 2.2 paneles (b) y (d)). En primer lugar, se normaliza un transición a $H_{dc} = 0$. Para esto, se procesan los datos de modo tal que $\chi'' = 0$ en el estado normal y luego de la transición superconductora. La normalización para χ' es tal que $\chi' = 0$ para $T > T_c$ y $\chi' = -1$ para $T \ll T_c$. De este procedimiento se obtiene el valor del *salto* de la transición superconductora en χ' (ver figura 2.2 (a)), que es la diferencia entre χ' para $T > T_c$ y para $T \ll T_c$ (en unidades de voltaje). Con este *salto* se normalizan las curvas con $H_{dc} \neq 0$, medidas con las mismas amplitud y frecuencia que la transición a $H_{dc} = 0$.

Los equipos de medición (ver figura 2.3) se controlan mediante una computadora, a través de una interfaz *IEEE*. Los programas de control de los experimentos se realizaron en *Labview* [87]. En las mediciones de susceptibilidad alterna

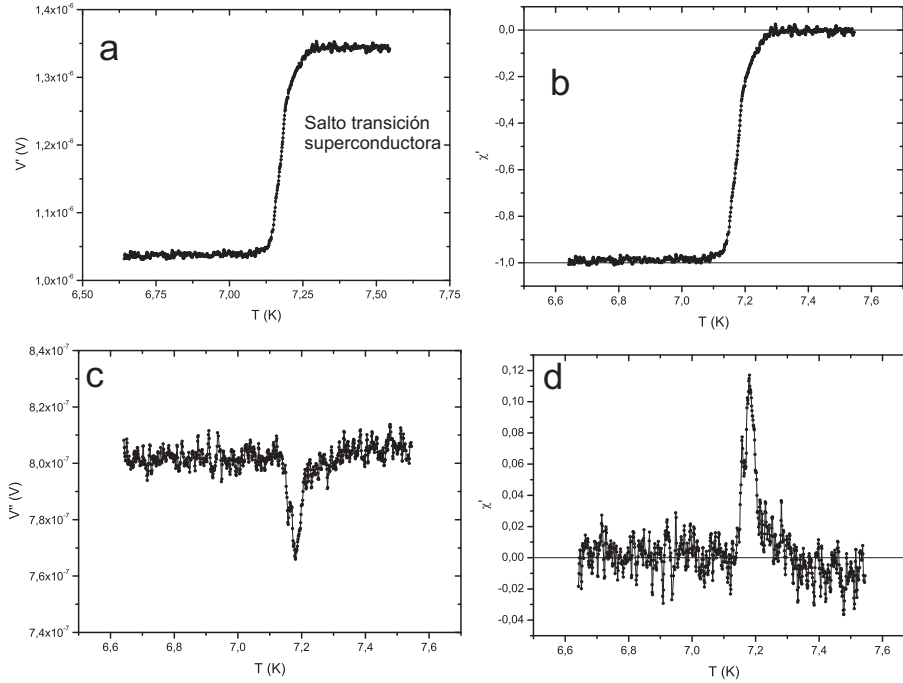


Figura 2.2: (a) $V'(T)$ y (c) $V''(T)$ curvas medidas, $H_{dc} = 0$, en el régimen de Campbell. (b) $\chi'(T)$ y (d) $\chi''(T)$ curvas normalizadas.

se usa un *lock-in* (*Stanford Research Systems SRB830* con rangos en frecuencia entre 1 mHz y 102 kHz). La señal de referencia del *lock-in* es provista por un generador de funciones (*Agilent 33120A*, con rangos en frecuencia entre $100\text{ }\mu\text{Hz}$ y 15 MHz dependiendo de la forma de onda y con rango en amplitud de entre 50 mV_{pp} y 10 V_{pp}), que a su vez alimenta el primario. En el circuito del primario y el generador se coloca una resistencia limitadora en serie y una resistencia patrón para medir la corriente.

La muestra se coloca en la punta de un zafiro. Se utiliza este material ya que tiene una alta conductividad térmica, una baja conductividad eléctrica y es diamagnético a la temperatura que se realizan las mediciones.

Para las mediciones se utiliza un crióstato construido en el laboratorio, refrigerado mediante helio líquido. El control de temperatura se realiza mediante un

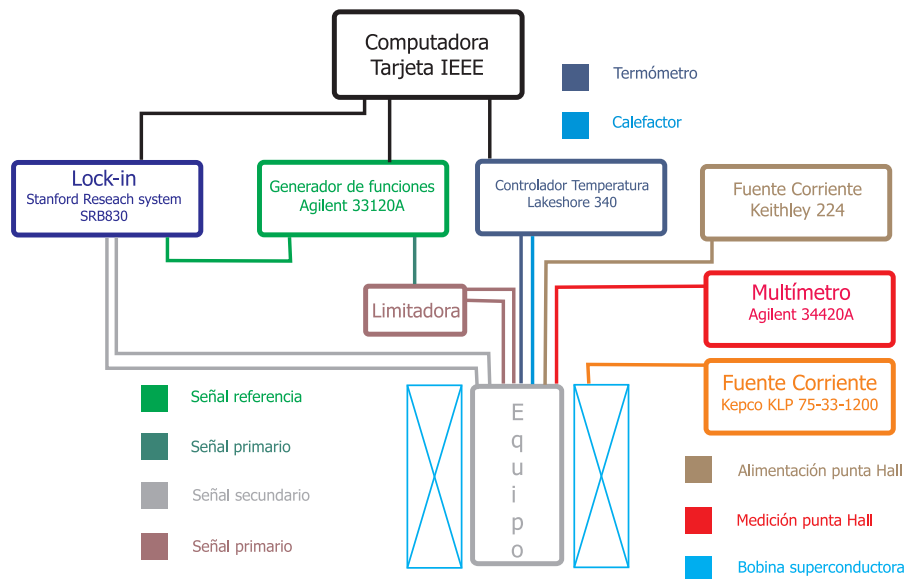


Figura 2.3: Esquema dispositivo experimental para las mediciones de $NbSe_2$.

controlador comercial (*Lakeshore 340*). El termómetro es un glasscarbon (*Lakeshore CGR - 1 - 2000*, calibrado de $1,4 K$ a $325 K$).

El campo continuo se genera con una bobina superconductora alimentada con una fuente de corriente (*Kepco KLP 75-33-120*, con un rango de corriente de $0,4 A$ a $33,3 A$). En el este caso también se mide el campo continuo con una punta Hall (*Lakeshore HGCT - 3020*, la cual se alimenta con una fuente de corriente (*Keithley 224*) y se mide con un multímetro (*Agilent 34420A*).

En la figura 2.4 se muestran fotos con detalles del equipo utilizado y se indica como se montan la bobina y el zafiro de modo de que haya un desanclaje térmico entre ellos. La bobina está conectada térmicamente al dedo frío (que consiste en una pieza del equipo que está a la temperatura del baño térmico). Por otra parte, el zafiro está anclado al portamuestras, que es una pieza de cobre en donde se encuentran además el termómetro y el calefactor. De este modo la temperatura de la bobina es estable durante toda la medición.

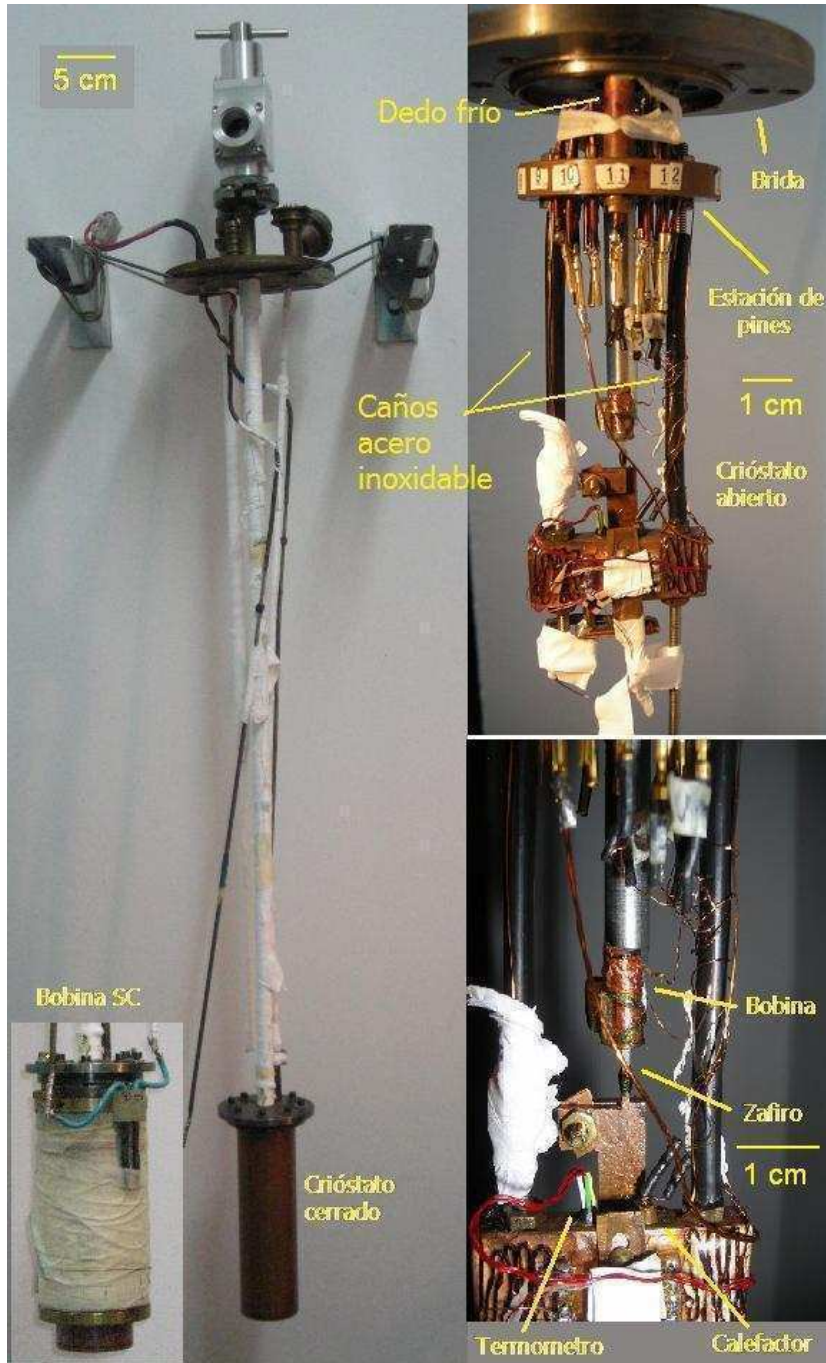


Figura 2.4: Fotos del criostato utilizado en las mediciones. En el panel de la izquierda se muestra una vista completa del criostato, en la parte inferior se muestra el criostato con la bobina superconductora colocada. En el panel superior derecho se muestra el criostato abierto. En el panel inferior derecho se muestra una imagen más detallada del criostato abierto, donde se pueden ver las bobinas, el zafiro, el termómetro y el calefactor.

Entre el baño térmico y/o dedo frío y el portamuestras se coloca una resistencia térmica, por ejemplo caños de acero inoxidable. Con esto se posibilita que a través del calefactor se pueda variar la temperatura. En esta figura, también se muestra la bobina superconductora colocada en el crióstato. A partir de la disposición de la bobina superconductora y de la muestra dentro de la bobina de medición, tanto \mathbf{H}_{dc} como \mathbf{h}_{ac} son paralelos al eje c de la muestra.

2.2. Muestras

En esta tesis se utilizaron monocristales de $NbSe_2$ provenientes de *Bell Labs* y de una colaboración con el Laboratorio de Bajas Temperaturas de la Universidad Autónoma de Madrid [88]. La estructura atómica del $NbSe_2$ consiste en planos de átomos de Nb separados por dos planos de átomos de Se en la dirección del eje c (ver figura 2.5).

La mayor parte de los resultados, son mediciones realizadas en un cristal proveniente de *Bell Labs* (muestra A) de dimensiones $(0,5 \times 1,0 \times 0,085) \text{ mm}^3$, con una $T_c = 7,30 \text{ K}$ (definida como el punto medio de la transición a campo cero medida con susceptibilidad alterna) y un $\Delta T_c = \pm 0,02 \text{ K}$. Resultados cualitativamente similares se observaron en una muestra provista por la otra fuente (muestra B), dimensiones $(1,0 \times 1,0 \times 0,1) \text{ mm}^3$ y $T_c = 7,03 \text{ K}$, $\Delta T_c = 0,03 \text{ K}$.

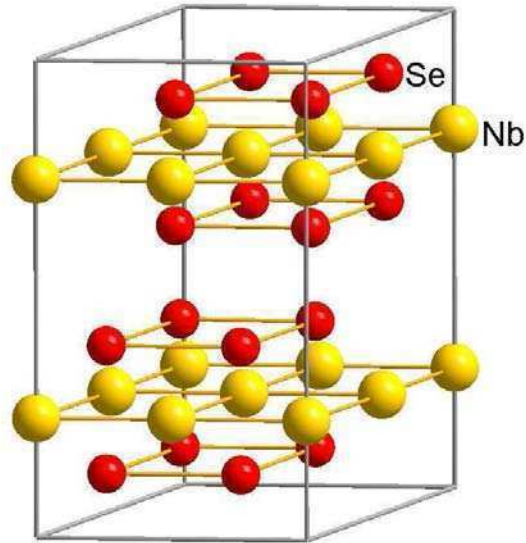


Figura 2.5: Estructura cristalina del $NbSe_2$. (www.phys.psu.edu/~liu/EM_alex.htm)

2.3. Mediciones de magnetización

Con el fin de caracterizar las muestras, se realizaron mediciones de magnetización en un magnetómetro SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) de Quantum Design MPMS-XL-7 (Magnetic Property Measurement System) que permite mediciones en un amplio rango de temperaturas ($1,9 K - 400 K$) y campos magnéticos hasta $7 T$. Un SQUID es el dispositivo más sensible que existe para medir campos magnéticos. Es básicamente un circuito superconductor con junturas Josephson (dos superconductores separados por un material normal). En el MPMS la muestra se mueve a través de un sistema de bobinas detectoras que están conectadas mediante cables superconductores al sensor SQUID (Para una descripción completa del funcionamiento del MPMS ver la referencia [89]). En las mediciones con el MPMS obtuvimos curvas de momento magnético en función del campo magnético.

En el estado mixto, la magnetización es una combinación de dos contribucio-

nes diferentes: la magnetización reversible, M_{rev} , y la magnetización irreversible, M_{irr} . Se habla de reversibilidad o no en un sentido termodinámico, M es reversible si sólo depende de H y T (reversible). La M irreversible es la componente adicional que depende del camino o de la historia (irreversibilidad). En la literatura, a estas dos contribuciones, también, se las llama de equilibrio o de no equilibrio.

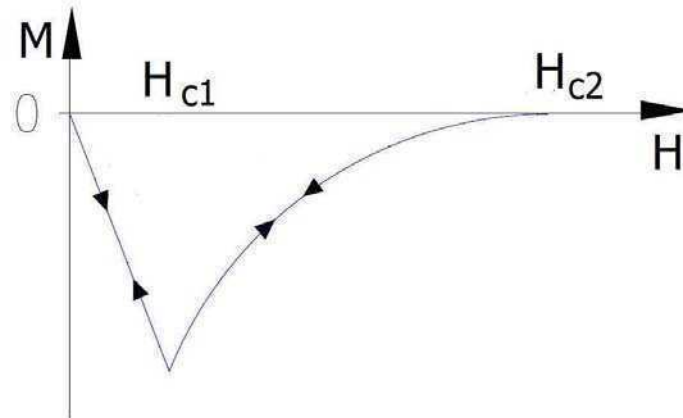


Figura 2.6: Magnetización reversible en función del campo magnético, curva esquemática. Las flechas indican el sentido de variación del campo.

En la figura 2.6 representamos $M_{rev}(H)$ de un superconductor de tipo II de forma esquemática. Hasta H_{c1} el superconductor tiene un comportamiento diamagnético perfecto, a partir de H_{c1} la magnetización decrece ya que comienzan a ingresar los vórtices en el superconductor hasta llegar a H_{c2} . En la figura las flechas indican el sentido de variación del campo magnético, podemos ver que la curva es reversible. Esa sería la magnetización ideal un superconductor sin ningún tipo de centros de anclaje. Debido a la presencia de centros de anclaje se suma una componente irreversible, $M(H, T)$ también depende de la historia y por lo tanto se observará histeresis [90].

2.4. Caracterización de muestras

A partir de mediciones de magnetización en función del campo magnético obtuvimos información de las corrientes críticas y del tipo de anclaje presente en las muestras. En la figura 2.7 se muestra una curva $M(H)$ a $T = 3,8K$ en $NbSe_2$ (muestra A). En función de la importante contribución de la magnetización reversible se puede inferir que la muestra tiene un anclaje débil. Un resultado similar en un cristal $NbSe_2$ fue publicado recientemente (ver referencia [86]).

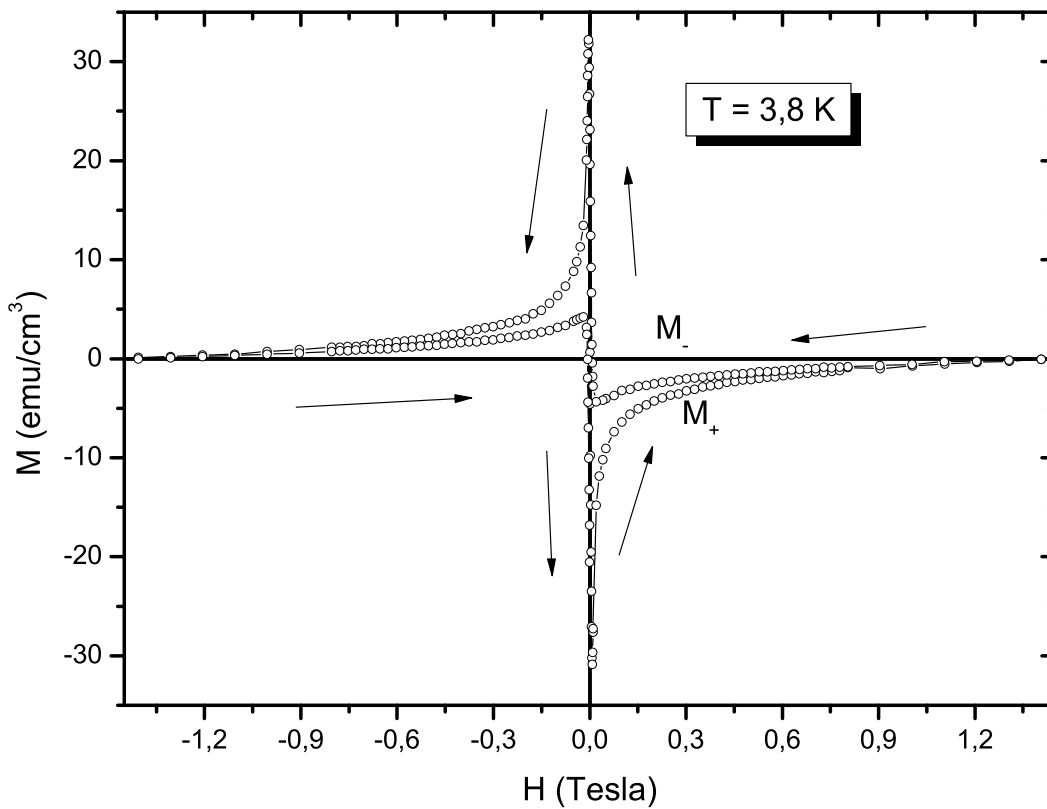


Figura 2.7: Magnetización en función del campo magnético aplicado a $T = 3.8K$, para una muestra de $NbSe_2$.

En la figura 2.8 se muestran semiciclos de $M_{irr}(H)$ a varias temperaturas y para dos muestras de $NbSe_2$. $M_{irr}(H)$ se obtuvo restando la magnetización

reversible ($M_{rev} = (M_+ - M_-)/2$).

Hacemos notar que en las mediciones de magnetización no se observa el Efecto Pico. Se sabe que la observación de este efecto en mediciones dc en este tipo de cristales es una tarea difícil. Esto es así, ya que las mediciones de magnetización, realizadas con un MPMS de Quantum Design, pueden verse afectadas por inhomogeneidades del campo magnético que tienden a disminuir el Efecto Pico. Creemos que éste es el caso, para ver un detalle del problema y una posible solución ver la referencia [91].

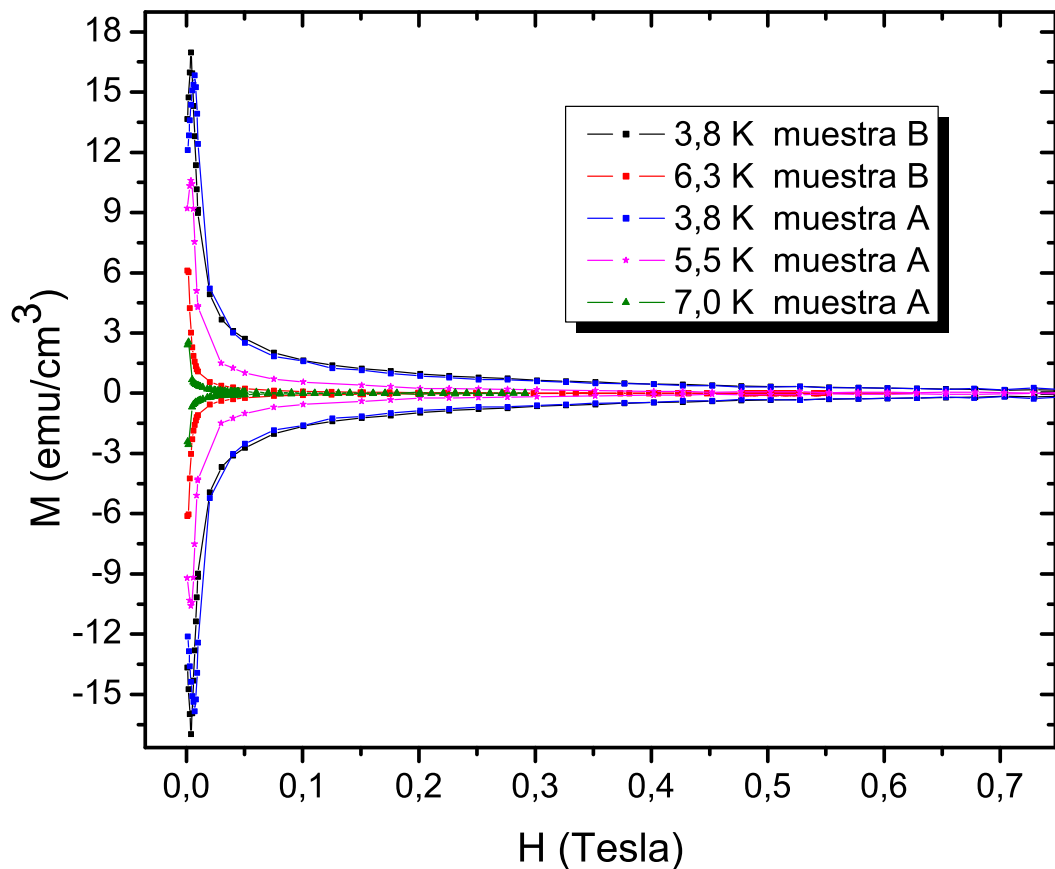


Figura 2.8: Semiciclos de magnetización irreversible en función del campo magnético aplicado a varias temperaturas, para las dos muestras de NbSe_2 .

A partir de M_{irr} (ver figura 2.8) es posible calcular j_c . La forma más sencilla

de relacionar M_{irr} con j_c es a través del modelo de estado crítico de Bean [71], donde se supone que j_c es independiente de campo (en el rango de variación de B dentro de la muestra) e isotrópica. Por lo tanto, una vez que el campo penetra completamente la muestra, la densidad de corriente es uniforme y la j_c y la magnetización irreversible están relacionadas por un factor geométrico.

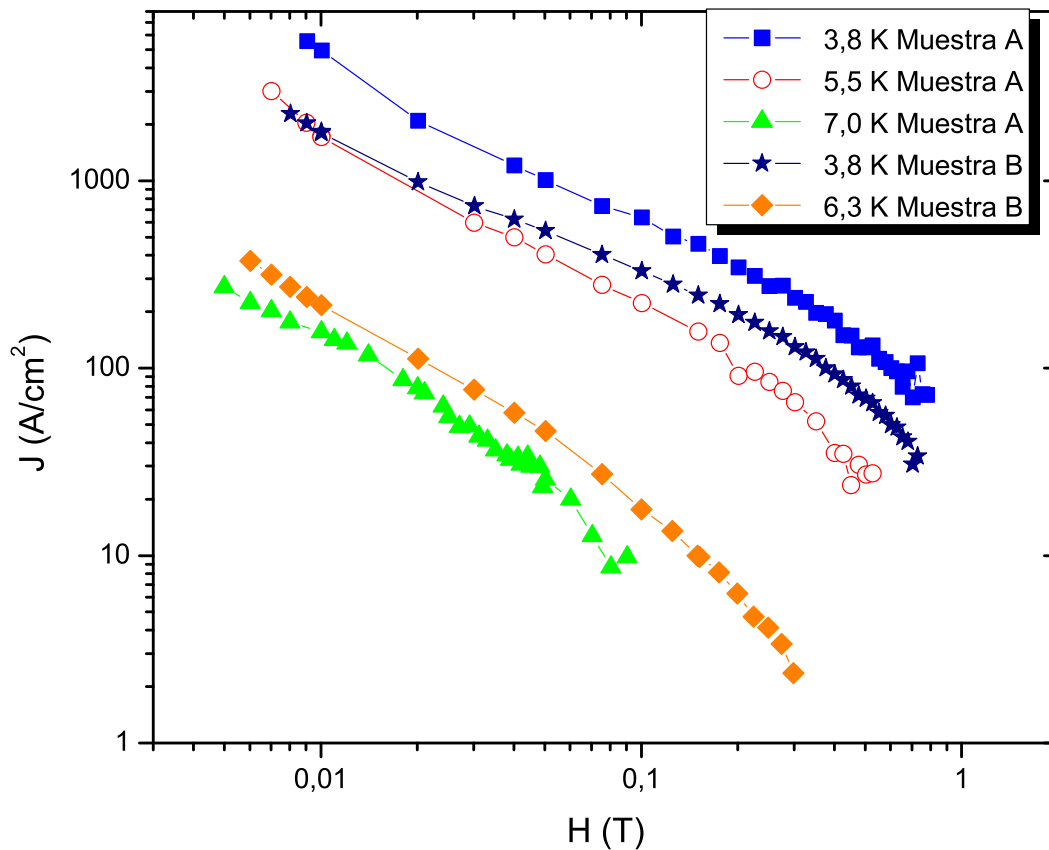


Figura 2.9: Densidad de corriente (estimada de las mediciones de M vs. H) en función del campo magnético aplicado a varias temperaturas, para las dos muestras de $NbSe_2$.

En la figura 2.9 se muestra una estimación de la densidad de corriente crítica a diferentes temperaturas para las dos muestras de $NbSe_2$. Se puede observar que es efectivamente baja en comparación con la densidad de corriente crítica de otros cristales superconductores, esto está de acuerdo con un anclaje débil.

Capítulo 3

Orden, desorden y agitado de la red de vórtices

Como mencionamos en la introducción (ver sección 1.4), en la materia de vórtices se presentan diferentes fases en el espacio de parámetros (campo magnético externo, temperatura, densidad de centros de anclajes, etc.). Variando estos parámetros, podemos encontrar diversas transiciones de fases. De estas transiciones, una de las más estudiadas es la transición orden - desorden (ver, por ejemplo, [92, 93, 94, 95, 27]). Un indicio experimental de esta transición es el Efecto Pico, descrito en la sección 1.4, que generalmente es estudiado por medio de experimentos de transporte [40].

En las técnicas de transporte estándar, las corrientes aplicadas en la medición mueven los vórtices de modo que estos pueden reorganizarse. Por lo tanto, la medición puede modificar la configuración de la red de vórtices original [96, 37, 97].

Una forma de superar el problema de la reorganización de los vórtices por la propia técnica de medición es una técnica de transporte ultra - rápida, desarrollada por Xiao *et al.* [41]. En este trabajo aplican un pulso de corriente en un tiempo

muy corto, asociado a un desplazamiento medio de los vórtices mucho menor que el parámetro de red. De todas formas, el método tiene serias limitaciones en la región de mayor interés, cercana a H_{c2} .

La técnica alternativa no invasiva que proponemos utilizar en este trabajo se basa en mediciones de susceptibilidad alterna en el régimen lineal de Campbell. En este régimen, los campos aplicados no alteran en forma substancial las configuraciones a medir. Esto es así, porque los vórtices realizan pequeñas oscilaciones dentro del potencial de anclaje efectivo, sin “saltar” entre centros de anclaje, y esto es lo que posibilita medir sin modificar las configuraciones de la red de vórtices (ver sección 2.1.2).

En este capítulo se exploran configuraciones de vórtices mediante mediciones de susceptibilidad alterna en el régimen de Campbell en monocristales de $NbSe_2$ (muestra A, ver sección 2.2) en las inmediaciones del Efecto Pico siguiendo diferentes historias térmicas, magnéticas y dinámicas. También, se estudia la respuesta del sistema después de aplicar distintas historias de la dinámica oscilatoria generadas por campos magnéticos oscilantes en las inmediaciones del Efecto Pico. Resultados similares a los presentados en este capítulo se observaron en muestras provenientes de otra fuente (ver el apéndice B).

Los resultados de este capítulo fueron publicados en la referencia [98].

3.1. Régimen lineal y no lineal

La respuesta lineal implica por definición una susceptibilidad independiente de amplitud, en la que los armónicos superiores son nulos. En el régimen de Campbell, además, la respuesta es independiente de frecuencia y no disipativa (χ'' es casi nula). La figura 3.1 muestra curvas típicas $\chi''(T)$ (a) y $\chi'(T)$ (b), medidas en el régimen lineal ($h_a = 0,025 Oe$, en azul) y no lineal ($h_a = 0,32 Oe$,

en rojo) a $H_{dc} = 320 Oe$.

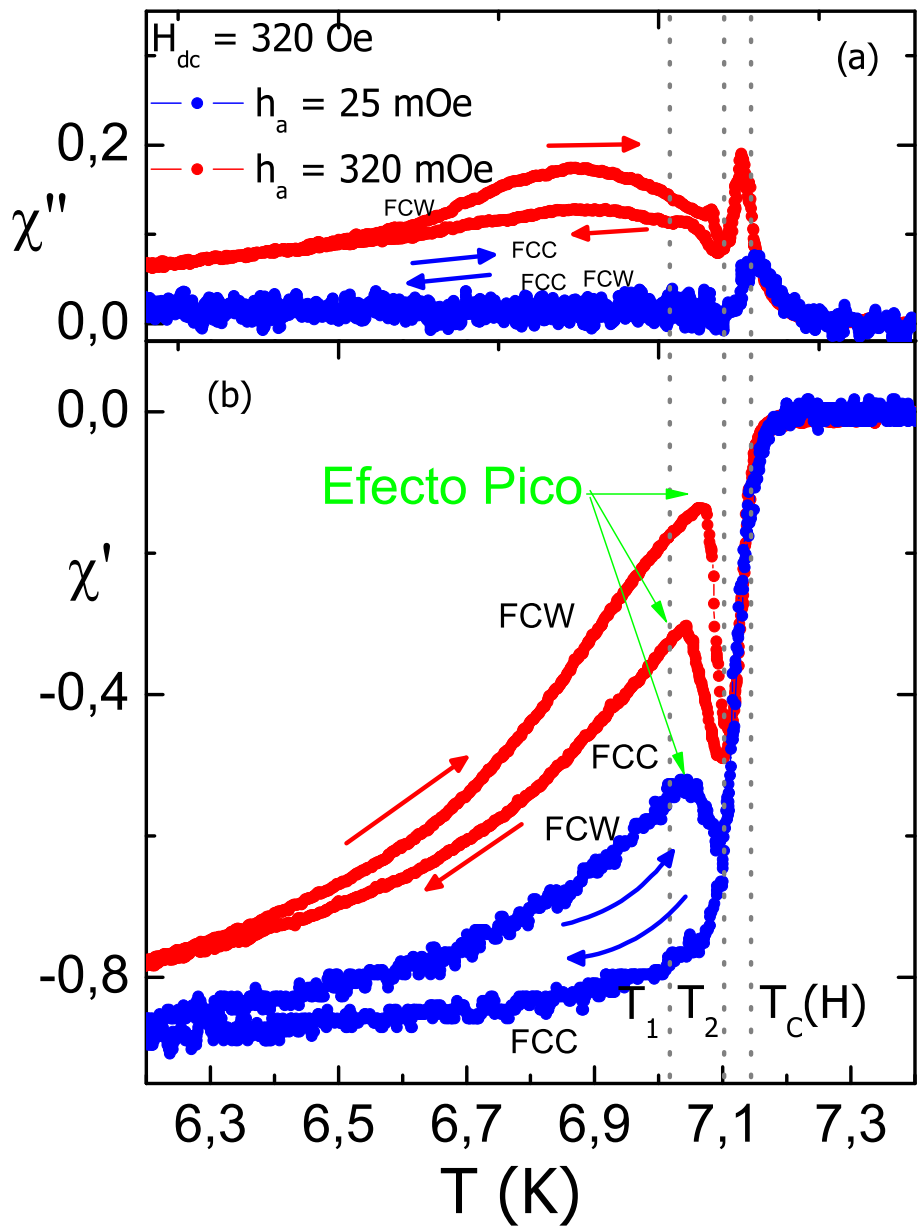


Figura 3.1: Curvas típicas $\chi''(T)$ (a) y $\chi'(T)$ (b), medidas en el régimen lineal ($h_a = 25 mOe$, curvas azules) y en el régimen no lineal ($h_a = 320 mOe$, curvas rojas) a $\nu = 30 kHz$. Se muestran dos protocolos, FCC y FCW. Las flechas indican la dirección de la variación de la temperatura. En T_2 se juntan las curvas FCC y FCW.

En cada régimen se muestran dos curvas realizadas con protocolos diferentes. Uno de ellos consiste en, aplicar H_{dc} en el estado normal y luego disminuir la temperatura (FCC, siglas en ingles de Field-Cooled Cooling). El otro consiste en aumentar la temperatura luego de haber enfriado con H_{dc} aplicado (FCW, siglas en ingles de Field-Cooled Warming). En lo que sigue usaremos estas siglas ya que son estándar en la literatura.

Las curvas en el régimen lineal y no lineal presentan histeresis, manifestando su dependencia con la historia. Por encima de una temperatura T_2 las curvas FCC y FCW se juntan.

En la figura 3.1 (a) observamos uno de los comportamientos característicos del régimen de Campbell, debajo de T_2 la disipación es muy pequeña ($\chi'' \approx 0$, curva roja). Comprobamos que χ' es independiente de la frecuencia en el rango de los kHz (a frecuencias menores la señal es muy baja a esas amplitudes), otra evidencia que con $h_a = 25 mOe$ medimos en el régimen de Campbell.

En mediciones de susceptibilidad alterna es posible observar el Efecto Pico (comportamiento no monótono de j_c) como un comportamiento no monótono en χ' tanto en función de la temperatura como del H_{dc} . En el régimen no lineal, donde los vórtices se mueven a través de los sitios de anclaje, tanto en la curva FCC como en la FCW se observa el Efecto Pico mientras que en el régimen lineal aparece sólo en la curva FCW.

Concentrándonos en el régimen lineal, en la figura 3.2 presentamos curvas FCW a distintos campos dc . Observamos que a partir de $H_{dc} \geq 250 Oe$ se evidencia un abrupto Efecto Pico. Las curvas se graficaron en función de $T - T_c(H)$, para compararlas mejor. Llamamos $T_c(H)$ a la temperatura para la cual el campo aplicado H es H_{c2} .

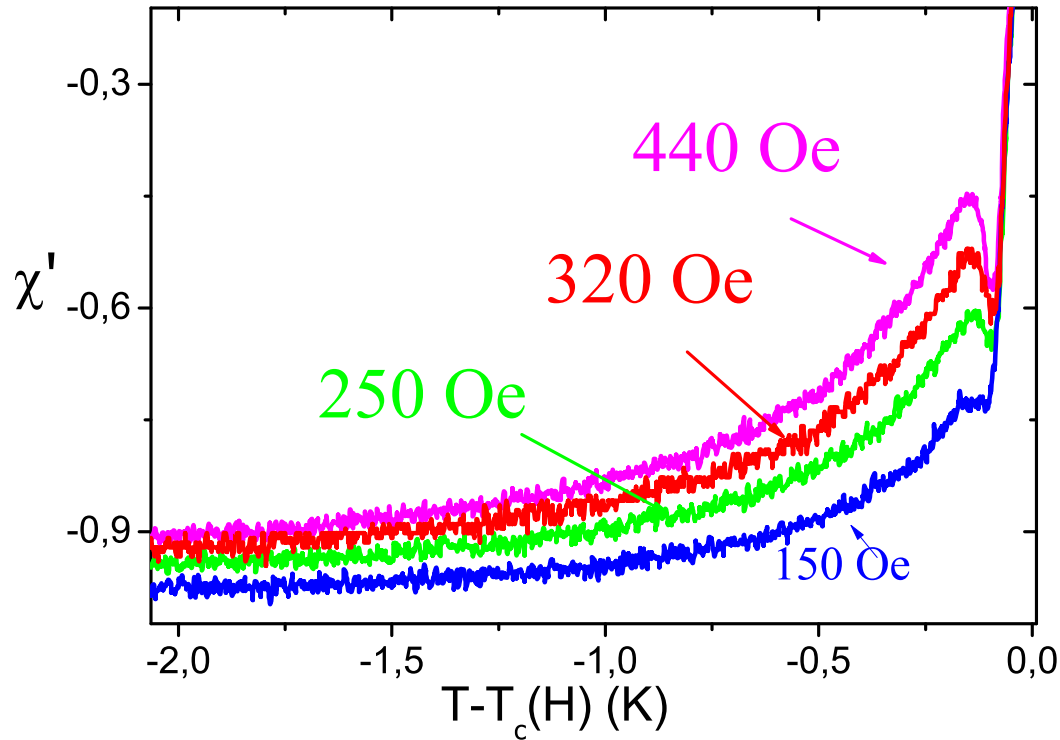


Figura 3.2: Curvas FCW a varios H_{dc} en función de $T - T_c(H)$. A partir 250 Oe se observa un abrupto Efecto Pico.

3.2. Ordenamiento espontáneo

Como ya mencionamos, estamos interpretando las mediciones de susceptibilidad ac de modo que, a T y H_{dc} fijos, un menor (mayor) valor de χ' implica un anclaje mayor (menor) y esto lo asociamos a una red de vórtices más (menos) desordenada. En función de esta interpretación, analizamos los datos presentados en la figura 3.1 (b) en el caso del régimen lineal, en los que resaltamos las siguientes características: el Efecto Pico sólo se observa en la curva FCW, la curvas dependen de la historia dinámica y se juntan en una temperatura T_2 . Siendo el Efecto Pico un indicio de una transición orden - desorden, su ausencia en la curva FCC indica que la red de vórtices queda atrapada en un estado metaestable

desordenado que se establece a alta temperatura.

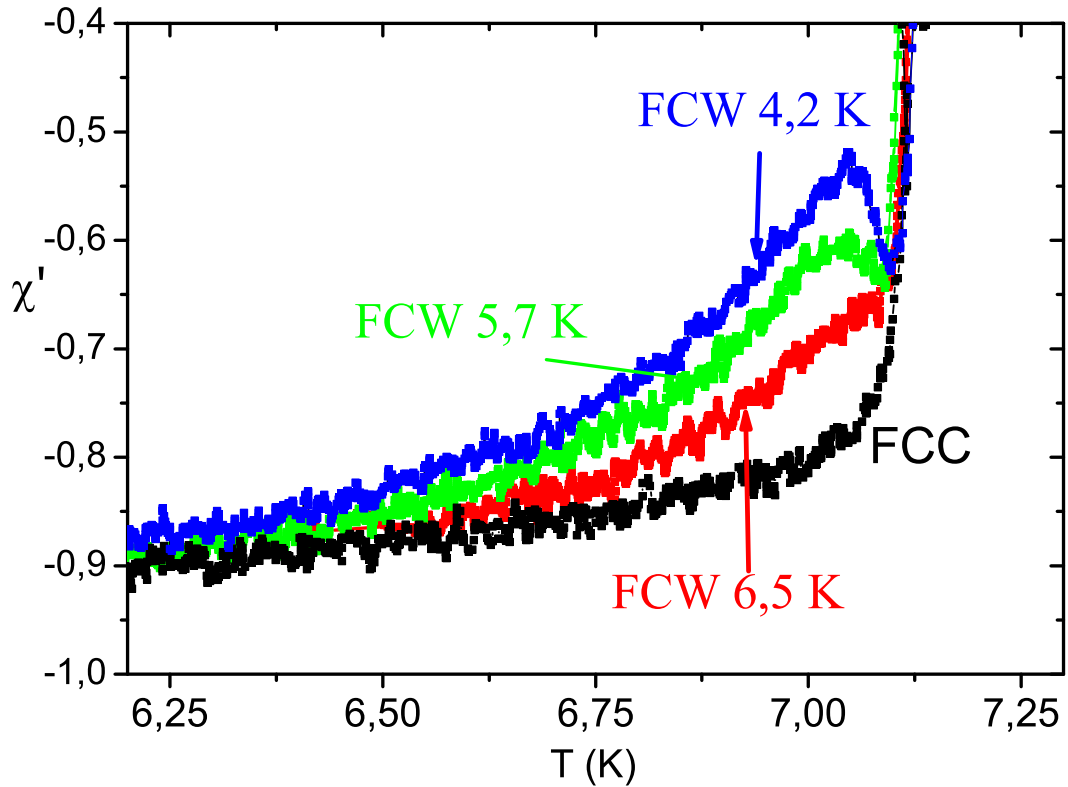


Figura 3.3: Curvas $\chi'(T)$ en proceso FCW desde distintas temperaturas iniciales. Se puede observar que hay un ordenamiento espontáneo y que cuanto menor es la temperatura inicial mayor es el orden alcanzado.

Por otro lado, la penetración de campo alterno durante el proceso FCW es mayor que la obtenida en el proceso FCC para toda $T < T_2$. Esto indicaría que una vez enfriado el sistema, a cada T , el potencial de anclaje efectivo es menor. En el marco propuesto, esto implicaría un reordenamiento espontáneo del sistema a baja temperatura. Este orden en la curva FCC se ha observado recientemente, mediante mediciones de transporte [99]. Comprobamos que, dentro de los tiempos experimentales accesibles, la respuesta final en la curva FCW no depende de la velocidad del proceso, sino de la mínima temperatura alcanzada. Esto puede

verse en la figura 3.3, donde se muestra $\chi'(T)$ en curvas FCW desde diferentes temperaturas. Una temperatura inicial más baja da lugar a una configuración de la red de vórtices menos anclada (que asociamos con más ordenada).

Probamos que las curvas FCW son independientes de la velocidad con que se disminuye la temperatura y son idénticas si el proceso FCC se realiza sin medir (se enfría la muestra sin aplicar el pequeño campo de medición). El ordenamiento espontáneo podría explicarse a partir del aumento relativo de la interacción vórtice - vórtice a baja temperatura, que convertiría en inestables las configuraciones metaestables desordenadas en las que queda el sistema durante el proceso de enfriado.

3.3. Ordenamiento asistido

El comportamiento descrito anteriormente (ordenamiento espontáneo) se cumple hasta la mínima temperatura de enfriado accesible ($4,2K$), lo que indicaría que, enfriando el sistema hasta esa temperatura, no se ha alcanzado la configuración más ordenada posible. Efectivamente, veremos que podemos obtener valores mayores de χ' (asociados con configuraciones aún más ordenadas), mediante la aplicación de un campo de agitado h_{ag} . Llamaremos a este proceso ordenamiento asistido.

El procedimiento experimental que seguimos para agitar los vórtices es el siguiente (ver figura 3.4): primero se estabiliza el sistema en una temperatura, T_{ag} . Luego, en el régimen de Campbell ($h_a = 25 mOe$), se mide la respuesta correspondiente a la configuración que llamaremos configuración inicial. Seguidamente se aplica el campo $h_{ag} \gg h_a$ (se puede modificar la frecuencia y la forma de onda) por cierto tiempo. Este h_{ag} ($3,2 Oe$) provoca que los vórtices salgan de los pozos del potencial de anclaje y eventualmente permite que se reorganice la

red de vórtices. Luego de aplicar el agitado, se vuelve a medir en el régimen de Campbell y se mide la respuesta correspondiente a la configuración final. Como este procedimiento se realiza a temperatura y H_{dc} fijos, si al volver a medir en el régimen de Campbell, se ha modificado el valor de χ' , se llega a la conclusión que se produjo una reorganización de la red de vórtices.

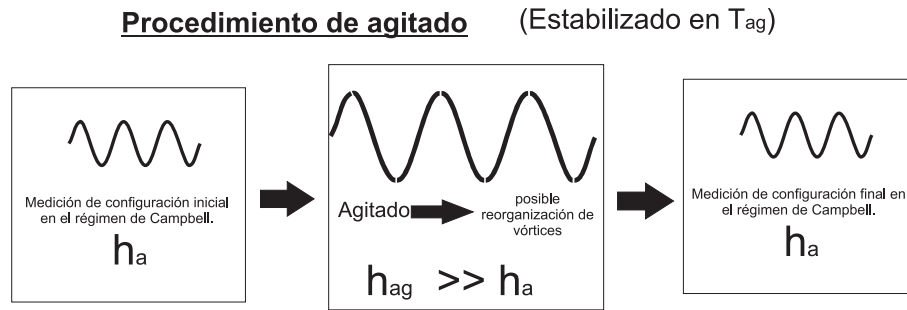


Figura 3.4: Esquema del procedimiento de agitado de la red de vórtices.

En el figura 3.5 se muestra en gris una curva FCW desde $4,2 K$ (curva de máximo ordenamiento espontáneo, ver figura 3.3). En negro se muestra la curva obtenida al enfriar la muestra desde el estado normal, en un proceso FCC, hasta la temperatura T_{ag} , en la cual se estabiliza el sistema. A esa temperatura se aplica un campo alterno grande (procedimiento de agitado descrito anteriormente, $h_{ag} = 3,2 Oe$ y $\nu = 30 kHz$), de modo de agitar los vórtices. Luego la medición ($h_a = 25 mOe$) se reanuda y se mide la curva FCW partiendo de T_{ag} (curva azul). Observamos que el valor de χ' alcanzado en la curva FCW luego del agitado es mayor que el de la curva FCW realizada sin agitar previamente, por lo que interpretamos que el agitado permite acceder a configuraciones más ordenadas. A continuación, analizamos como es el orden alcanzado al realizar curvas FCW después de agitar a distintas T_{ag} .

En el figura 3.6 se muestra en gris, como referencia, una curva FCW desde $4,2 K$. Esta curva se compara con curvas FCW obtenidas después de agitar la

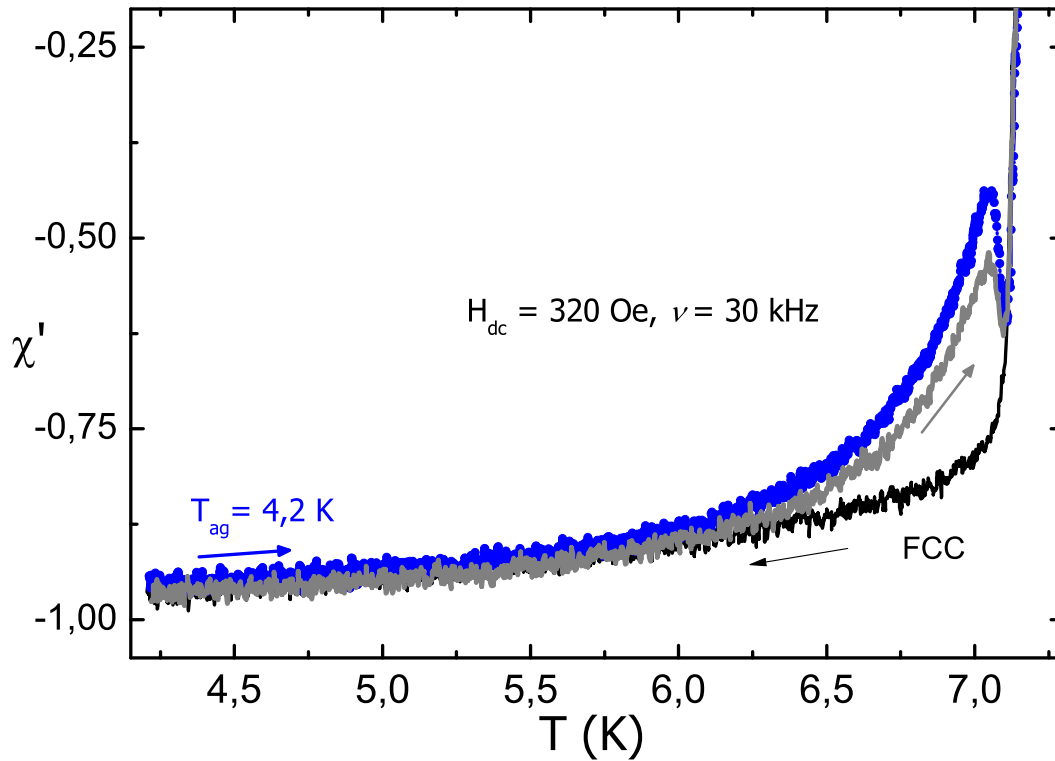


Figura 3.5: χ' en función de la temperatura. En gris se muestra la curva FCW después de enfriar el sistema hasta $4,2\text{ K}$. En negro se muestra una curva en un proceso FCC. También se muestra una curva FCW después de agitar la red de vórtices a $T = 4,2\text{ K}$ (curva azul). Las flechas pequeñas indican la dirección de variación de la temperatura.

red a diferentes temperaturas, T_{ag} (indicadas con flechas verticales en la figura). Puede verse que al medir luego de realizar el agitado se ve una disminución del anclaje (líneas verticales de colores en la figura, esto se observa fácilmente en las curvas fucsia y verde). Las curvas de diferentes colores corresponden a una T_{ag} diferente. En el caso de las curvas azul y roja no se muestran las curvas de los procesos FCC que llevan al punto inicial en que se hizo el agitado, para mayor claridad de la figura. Todos los procedimientos FCW de reordenamiento asistido colapsan en la misma curva, con notables características que se mantienen siempre y cuando T_{ag} sea menor a una temperatura que llamaremos T_1 (línea

punteada en la figura): en primer lugar, a cada temperatura, la χ' correspondiente a esa curva es la mayor que hemos podido obtener, lo que indicaría que la configuración es, a cada temperatura, la más ordenada posible. En segundo lugar, es reversible; o sea una vez que se alcanza un punto de esa curva, si se aumenta o disminuye la temperatura (por debajo de T_1), la respuesta se mantiene en la curva. En tercer lugar, si se vuelve a agitar el sistema a partir de una configuración inicial correspondiente a esa curva la respuesta no cambia, lo que indicaría que la red de vórtices permanece en la misma configuración.

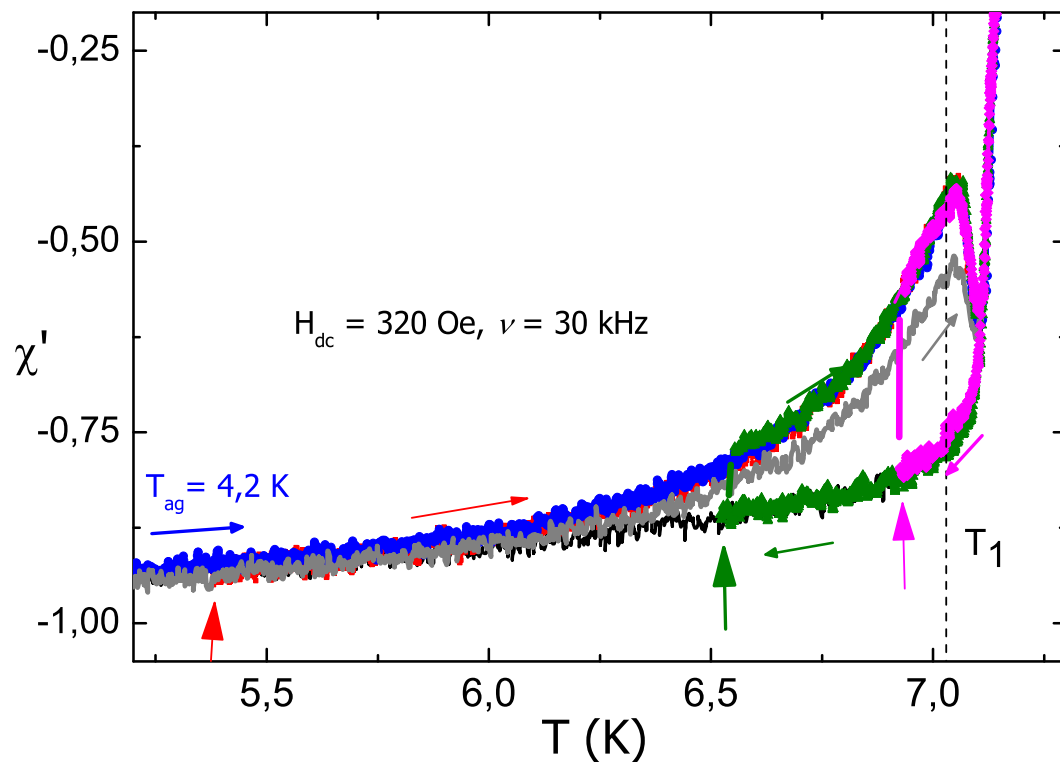


Figura 3.6: χ' en función de la temperatura. En gris se muestra la curva FCW después de enfriar el sistema hasta 4,2 K. También se muestran en diferentes colores curvas FCW después de agitar la red de vórtices a diferentes temperaturas (flechas verticales). Todas estas curvas colapsan en una sola. Las flechas pequeñas indican la dirección de variación de la temperatura. En negro se muestra una curva en un proceso FCC.

3.4. Región intermedia

La descripción cambia por completo a partir de T_1 , en la región $T_1 < T < T_2$, en la que las configuraciones más ordenadas se vuelven inestables y dan lugar al Efecto Pico. Mostraremos que en esta región el agitado no lleva a la configuración más ordenada, sino a configuraciones que asociamos con un desorden intermedio. Al igual que en en la región $T < T_1$, una vez alcanzadas estas configuraciones un nuevo agitado no las modifica. Pero, a diferencia del comportamiento para temperaturas menores a T_1 , una variación de temperatura no lleva a una configuración estable a la nueva temperatura. La nueva respuesta no es igual a la se obtiene al agitar la red de vórtices a la nueva temperatura. No hay una curva reversible. En lo siguiente veremos en detalle el experimento de donde se infiere esto.

Este es uno de los experimentos centrales de la tesis. Para mayor claridad desglosaremos el experimento en 3 figuras: 3.7, 3.8 y 3.9. En todas estas figuras se mostrarán como referencia dos curvas en color negro. La curva con los máximos valores de χ' alcanzados a cada temperatura (adjudicados a las configuraciones más ordenadas posibles a cada T , que se obtienen en un proceso FCW después de agitar el sistema en $T_{ag} < T_1$) y la curva de menor χ' (configuraciones más desordenadas), que se obtienen en un proceso FCC desde el estado normal.

Agitando la red de vórtices a $T_{ag} < T_1$ se accede a la curva de máximo orden (ver figura 3.7). Luego, se aumenta lentamente la temperatura midiendo la señal en el régimen lineal (pequeños puntos rojos). Se estabiliza el sistema en $T_{ag} < T_1$. A estas temperaturas (indicadas por flechas) se agita la red de vórtices con $h_{ag} = 3,20e$ y $\nu = 30 kHz$ (todos los agitados de este experimento se realizan con estos mismos parámetros). Los triángulos rojos indican el valor de χ' medido después del agitado. Como explicamos antes, dado que cada configuración inicial ya se encuentra en la curva reversible el agitado no produce efecto (tres primeros

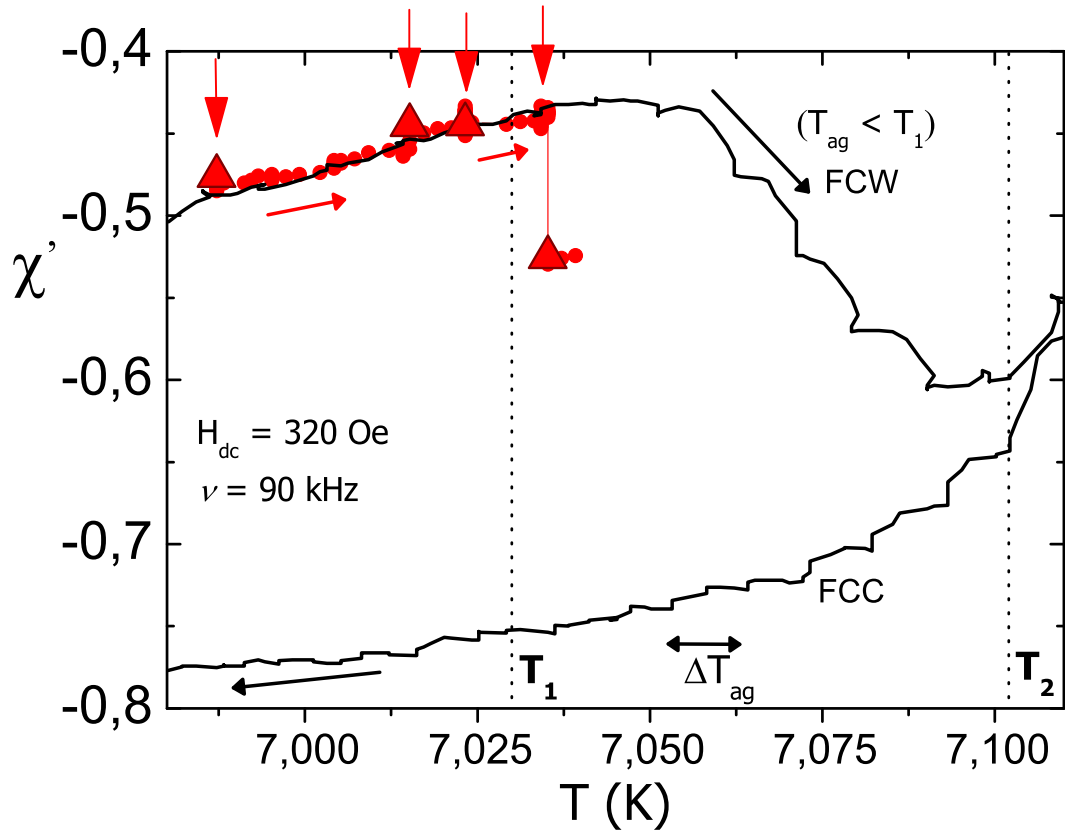


Figura 3.7: Valores de χ' obtenidos (triángulos rojos) después de agitar la red de vórtices en cuatro T_{ag} , flechas verticales apuntando hacia abajo, en proceso FCW. En negro se muestran las curvas correspondientes a las configuraciones más ordenadas y desordenadas posibles.

triángulos rojos).

Sin embargo, para temperaturas mayores a T_1 , luego del agitado la señal de χ' disminuye, indicando que, en este rango de temperaturas, un agitado puede desordenar la red de vórtices. Si se vuelve a agitar la red de vórtices, con este nuevo valor inicial de susceptibilidad, no hay un efecto apreciable.

Luego se sigue aumentando la temperatura sucesivamente en intervalos muy pequeños ΔT_{ag} (este intervalo está determinado por el menor paso en el *set point* del controlador de temperatura), ver figura 3.8. Al aumentar la temperatura en ΔT , χ' cambia levemente (en algunos casos el cambio es imperceptible dentro de

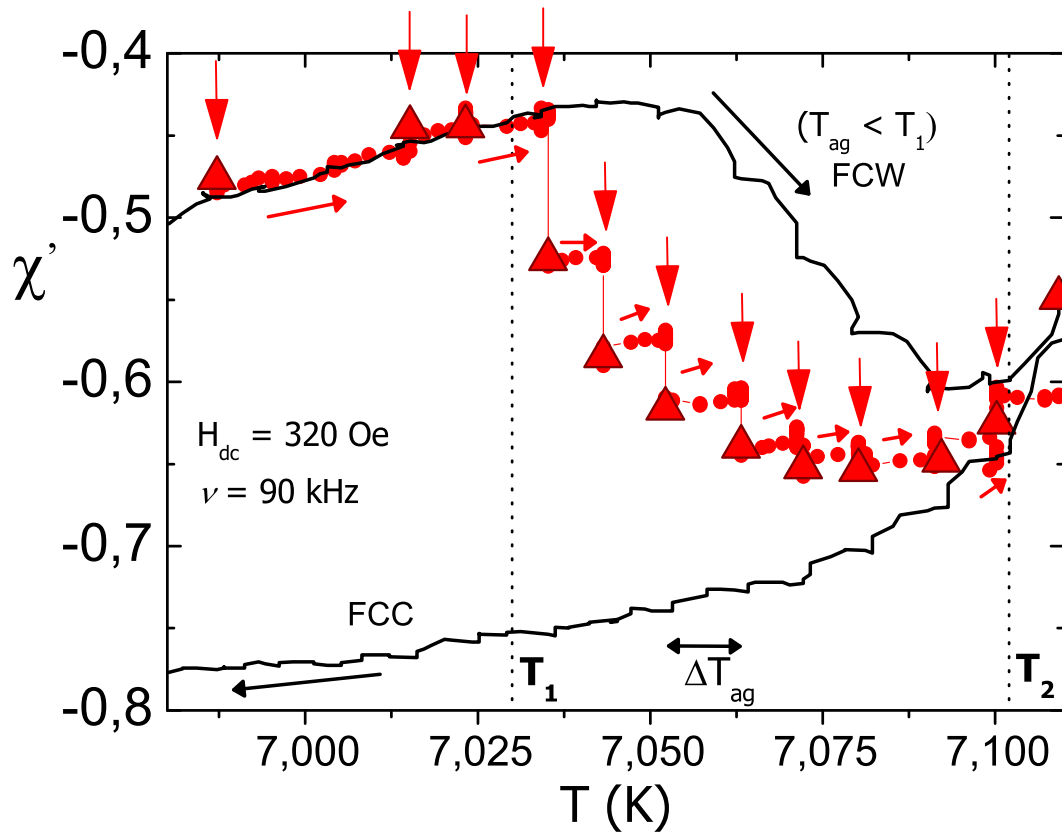


Figura 3.8: Valores de χ'' obtenidos luego de agitar la red de vórtices en un proceso FCW. En negro se muestran las curvas correspondientes a las configuraciones más ordenadas y desordenadas posibles.

la resolución experimental). Sin embargo, si se produce un nuevo agitado a esta nueva temperatura el valor de χ'' disminuye en forma perceptible. Este proceso persiste en toda la región $T_1 < T_{ag} < T_2$.

Las configuraciones obtenidas luego de agitar no relajan, por lo menos dentro de un lapso de una hora. En esta instancia nos preguntamos si las configuraciones que se obtienen después del agitado no llegan a los valores de χ'' más bajas (curva FCC) a causa de tiempos de relajación muy largos o a la necesidad de un valor de h_{ag} mayor (la amplitud usada es la máxima que podemos aplicar con el dispositivo experimental actual). Para contestar esta pregunta realizamos el mismo protocolo

pero disminuyendo la temperatura.

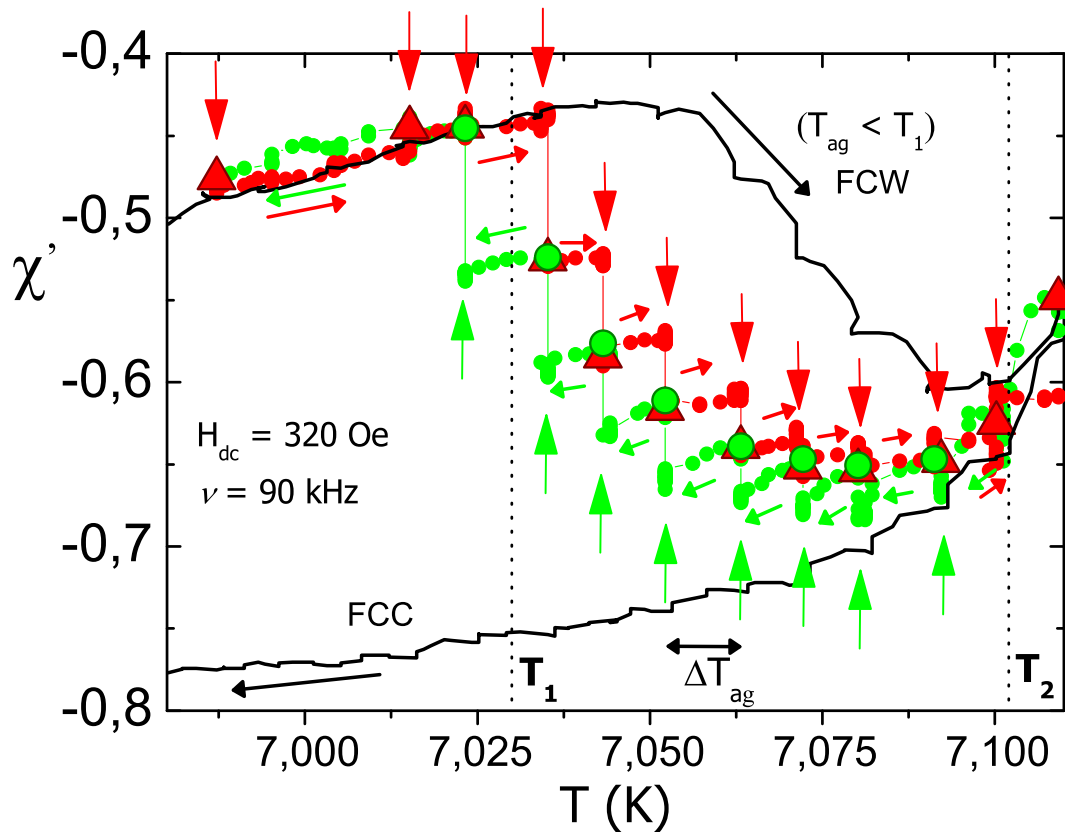


Figura 3.9: Experimento en proceso FCW y FCC del sistema entre T_1 y T_2 . Flechas verticales apuntando hacia abajo (arriba) identifican la T_{ag} en un proceso FCW (FCC). A cada T_{ag} la red es agitada y se llega a una configuración en particular (triángulos rojos grandes en FCW y círculos verdes grandes en FCC). En negro se muestran las curvas correspondientes a las configuraciones más ordenadas y desordenadas posibles.

En la figura 3.9, se ve el experimento completo. Una vez que se alcanza una temperatura $T > T_2$, se realiza un proceso FCC (puntos verdes pequeños). Con un protocolo similar al realizado al calentar, se agita el sistema a las mismas temperaturas (flechas verdes verticales). Dentro de la resolución experimental, el valor de $\chi'(T_{ag})$ obtenido después de agitar el sistema en FCW (triángulos rojos grandes) y en FCC (círculos verdes grandes) es el mismo. Este resultado

central remarca la particularidad de estas configuraciones, y descarta la posibilidad que estén relacionadas con tiempos de relajación largos o el valor de h_{ag} sea insuficiente.

Del experimento recién descrito podemos inferir que la configuración a la que se llega después de agitar la red de vórtices es independiente de la condición inicial del sistema. Hemos corroborado este hecho, agitando el sistema desde otras configuraciones iniciales: si en un proceso FCC estabilizamos la temperatura a una T_{ag} ($T_1 < T_{ag} < T_2$) y agitamos la red de vórtices (la configuración inicial es una de la curva más desordenada) el valor de χ' resultante coincide con el obtenido previamente (en experimento figura 3.9) a esa T_{ag} . Esto mismo lo podemos hacer agitando desde una configuración inicial en la curva de máximo orden para una dada T_{ag} obteniendo un resultado similar. O sea, agitando a cada T_{ag} ($T_1 < T_{ag} < T_2$) se llega a un valor de χ' sin importar la configuración inicial. A las configuraciones encontradas en la región intermedia las llamaremos “robustas”.

3.5. Discusión

Los resultados presentados nos llevan a proponer el siguiente escenario, en el que identificamos tres regiones asociadas con la transición orden - desorden. Más adelante, en el capítulo 6, mostraremos que estas regiones no están perfectamente definidas en el diagrama de fases, pero por el momento nos remitiremos a lo que resulta de los experimentos presentados en este capítulo.

En la región $T < T_1(H)$, agitar la red de vórtices lleva a configuraciones “estables” (esta estabilidad en principio no implica un equilibrio termodinámico sino una estabilidad en el tiempo y robustez ante perturbaciones), que entendemos son las más ordenadas que podemos alcanzar a cada temperatura. Identificamos

esta región con la fase de vidrio de *Bragg*, donde se espera que las configuraciones preferenciales de la red de vórtices estén libres de disclinaciones. Después de un pequeño cambio en la temperatura, se espera un cambio continuo en el potencial de anclaje efectivo de la red de vórtices, debido a deformaciones elásticas en un mínimo del paisaje de energía libre. Por otro lado, para $T > T_2(H)$ no hay efectos de historia, y las configuraciones serían totalmente desordenadas.

Proponemos que la evolución del vidrio de *Bragg* ordenado a la fase desordenada a altas temperaturas, en la pequeña región $T_1 < T < T_2$, se produce por un gradual aumento en la proporción de disclinaciones en la red de vórtices. En esta región al agitar la red de vórtices se producen deformaciones plásticas (irreversibles) que implican la creación y aniquilación de disclinaciones alcanzándose configuraciones robustas independientes de la configuración inicial.

En la referencia [41], esta región intermedia se asocia a una región de coexistencia de fases ordenadas y desordenadas. En este escenario, la región intermedia provendría de un ensanchamiento de una transición de primer orden entre una fase ordenada y otra desordenada como consecuencia de la existencia de defectos al azar en el material. La temperatura $T_2(H)$ se identificaría en este escenario con $T_s(H)$, la línea espinodal en la referencia [41]. Bajo esta hipótesis, a través del cálculo de la constante de Labush podemos estimar la proporción de fases ordenadas y desordenadas a cada temperatura.

Siguiendo los cálculos realizados por Brandt (ver el apéndice A y [100, 101, 102]) en los que calcula una relación funcional entre la susceptibilidad y la penetración del campo alterno λ_{ac} en el régimen lineal, en el caso de un disco de espesor δ , radio R y con campo magnético alterno aplicado en dirección perpendicular, podemos escribir

$$1 + \chi = \sum_{n=1}^N \frac{C_n}{\Lambda_n + \phi}, \quad (3.1)$$

donde $\phi = \frac{R\delta}{2\pi\lambda_{ac}r}$.

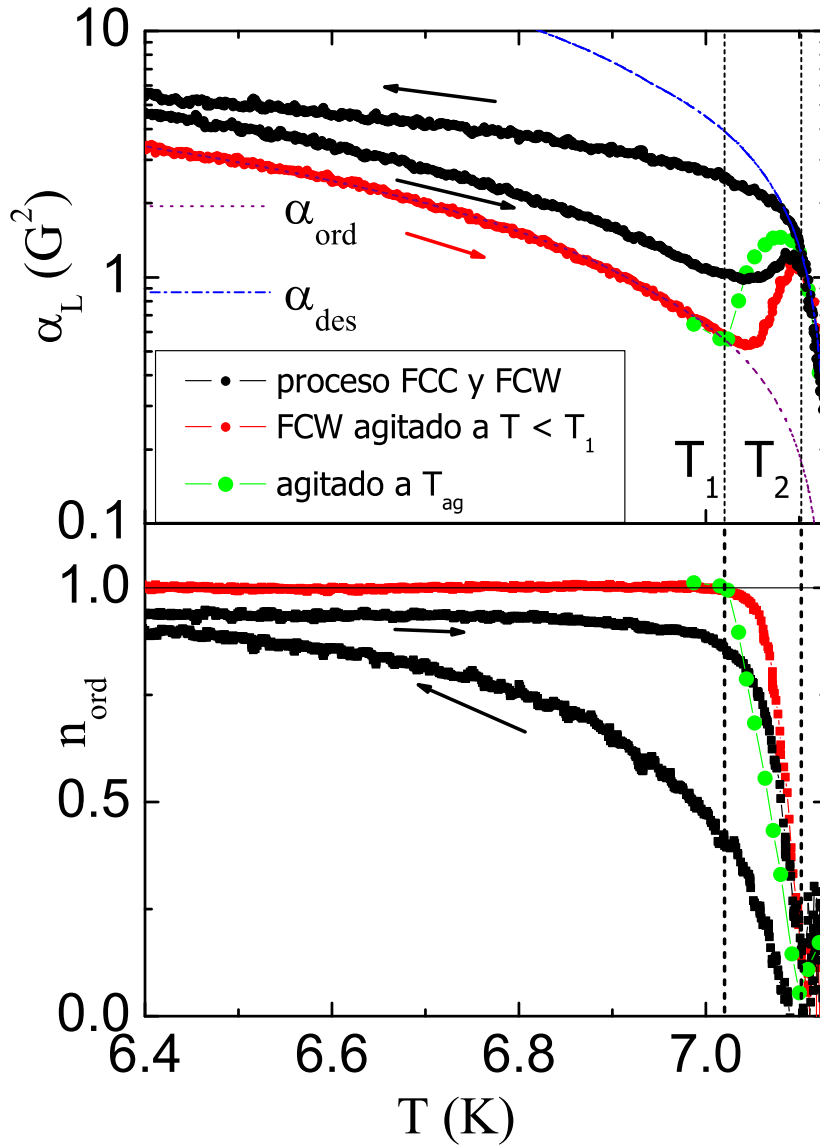


Figura 3.10: (a) α_L en función de la temperatura para curvas FCC, FCW, FCW después de agitar a $T < T_1$ y para los datos de la región intermedia. (b) Cálculo de la proporción de fase ordenada y desordenada a partir de los datos del panel (a).

Con la ecuación 3.1 podemos relacionar $\chi = \chi' + i\chi''$ con la longitud de penetración ac, $\lambda_{ac} = \lambda_R + i\lambda_I$. En el caso del régimen de Campbell $\lambda_I \ll \lambda_R$

(a primer orden en $\frac{\lambda_L}{\lambda_R}$) y la longitud de penetración real se relaciona con la constante de Labush de la siguiente forma:

$$\lambda_R = (\lambda_L^2 + \frac{\phi B}{4\pi\alpha_L})^{1/2}. \quad (3.2)$$

Por lo tanto, invirtiendo la ecuación 3.1 [103] (suponiendo que $\lambda_L \ll \lambda_C$) podemos estimar α_L a partir de las mediciones de χ .

En la figura 3.10 (a) graficamos α_L estimada en función de la temperatura. En negro se muestran los potenciales de anclaje efectivo estimados a partir de curvas de susceptibilidad FCC y FCW. En rojo se muestran los valores resultantes a partir de una curva FCW después de agitar la red de vórtices a $T_{ag} < T_1$. En el escenario propuesto, estos potenciales de anclaje efectivo corresponderían a las configuraciones más ordenadas, $\alpha_{ord}(T)$. Dado que estas configuraciones se vuelven inestables por encima de T_1 , para estimar $\alpha_{ord}(T)$ en ese rango, extrapolamos el ajuste de esta curva a cero en $T_c(H)$ (curva punteada violeta). De manera análoga, podemos ajustar, la curva negra proceso FCC para temperaturas mayores a T_2 (ver curva de líneas azul) por lo que obtenemos $\alpha_{dis}(T) = 7\alpha_{ord}$. En verde se muestran los valores de α_L calculada a partir de los valores de χ correspondientes a las configuraciones robustas (triángulos rojos y círculos verdes grandes de la figura 3.9).

Finalmente para estimar la proporción de fases ordenada y desordenada definimos:

$$n_{ord} = \frac{[\alpha_{dis}(T) - \alpha_L]}{[\alpha_{dis} - \alpha_{ord}]}. \quad (3.3)$$

En el panel (b) de la figura 3.10 se muestra n_{ord} en función de la temperatura para las mismas curvas del panel (a).

En los siguientes capítulos nos centraremos en el análisis de las configuraciones de la región intermedia.

Capítulo 4

Simulación de la dinámica de vórtices

En los capítulos siguientes presentaremos resultados de simulaciones numéricas, por lo cual en éste introducimos los aspectos técnicos de las mismas. Describimos los métodos para la resolución de las ecuaciones de movimiento y los algoritmos implementados a fin de optimizar las simulaciones. Finalmente, definimos los observables utilizados.

4.1. El modelo

Las técnicas de simulación de dinámica molecular en vórtices permiten obtener valiosa información cualitativa sobre el comportamiento microscópico de los vórtices. Estas simulaciones ayudan en la interpretación de resultados experimentales, por ejemplo en experimentos de transporte dc [61] y ac [104] y experimentos de susceptibilidad alterna [53].

En el caso más sencillo, los vórtices pueden ser considerados como líneas de flujo rígidas paralelas al eje c de la muestra. De esta manera, es posible ignorar

la coordenada a lo largo de la cual se orienta el vórtice y la posición del vórtice puede ser identificada como una partícula ficticia en el plano (x,y) . La posición de esta partícula es entonces identificada con el lugar donde se anula el parámetro de orden superconductor. Generalmente (es el caso de esta tesis) se hace la aproximación adicional de considerar a estas partículas puntuales.

Entonces, las partículas se mueven en un sistema de dos dimensiones con condiciones periódicas de borde. Las interacciones entre estas partículas se las modela con potenciales efectivos (Para una descripción detallada del modelo usado en la dinámica de vórtices ver la sección 1.5). Todos los resultados de simulaciones presentados en esta tesis son a temperatura cero.

Para cada vórtice se tiene una ecuación como la siguiente:

$$\eta \mathbf{v}_i = \sum_{j \neq i}^{N_v} \mathbf{F}_{vv}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) + \sum_k^{N_a} \mathbf{F}_{va}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k^a) + \mathbf{F}_L \quad (4.1)$$

donde \mathbf{F}_{vv} es la interacción entre vórtices, \mathbf{F}_{va} es la interacción de los vórtices con los centros de anclaje y \mathbf{F}_L es la fuerza de Lorentz.

Los vórtices pueden ser forzados con corrientes continuas o alternas. Como ya explicamos anteriormente, en esta tesis estudiaremos mayoritariamente forzados con corrientes alternas, o sea fuerzas de Lorentz ac.

4.2. Aspectos técnicos de las simulaciones

Al realizar las simulaciones se emplean algoritmos sencillos y de uso habitual en dinámica molecular [105, 106]. En particular, para integrar el sistema de N_v ecuaciones (4.1), usamos el método de Euler [107] con un paso de integración h y un cut-off Λ en el cálculo de la interacción vórtice-vórtice.

Con el fin de optimizar la simulación, se utilizó el algoritmo *Linked Cell-List* [106] en la subrutina que calcula las interacciones vórtice-vórtice y vórtice-anclaje.

Este algoritmo disminuye el tiempo empleado en el cálculo de las interacciones.

La forma en que se implementan las condiciones periódicas de borde es rodear la celda de simulación con ocho celdas idénticas (celdas imágenes) a la de simulación. Para evitar la interacción de un vórtice con su imagen en alguna de las celdas imágenes, se utiliza un cut-off para la interacción entre vórtices, tal que sea menor a la mitad de la longitud de la celda de simulación [105, 106].

Los centros de anclajes tienen una distribución uniforme en la celda de simulación y sus intensidades, f_{va} , se toman de una distribución gaussiana. Teniendo en cuenta este carácter aleatorio de los centros de anclaje se realizaron promedios sobre el desorden.

Es importante escalar las variables del problema con parámetros característicos. Medimos distancias en unidades de λ , fuerzas (por unidad de longitud) en unidades de $f_0 = \frac{\phi_0^2}{8\pi^2\lambda^3}$, tiempo en unidades de $t_0 = \eta\lambda/f_0$ y frecuencias en unidades de $\omega_0 = 1/t_0$.

En la simulación usamos $N_v = 1600$, la caja de simulación es de $L_x = 40\lambda$ por $L_y = \sqrt{3}L_x/2$, $N_a = 25N_v$, en paso de integración es $h = 0,04t_0$, $\Lambda = 4\lambda$ y $r_a = 0,2\lambda$. El valor promedio de la distribución gaussiana de f_{va} es $f_{va}^p = 0,2f_0$ y su desviación estándar es $0,1f_{va}^p$, más adelante justificaremos la elección de estos valores.

El programa de dinámica molecular y la mayoría de los programas de análisis de datos son desarrollos propios en lenguaje C y scripts en *bash*.

Las simulaciones se corrieron en un cluster del grupo de materia condensada del Departamento de Física de la FCEyN - UBA. Este cluster tiene un master y ocho nodos. Cada nodo tiene cuatro procesadores de $2,40\text{ GHz}$ y 4 GB de memoria RAM.

4.3. Observables

Densidad de disclinaciones

Como mencionamos anteriormente, en un superconductor perfecto los vórtices forman una red hexagonal. Sin embargo, en presencia de defectos del material que funcionan como centros de anclajes el orden de la red de vórtices se ve alterado por la aparición de disclinaciones, estos son vórtices con 5 o 7 vecinos en lugar de 6 (ver figuras 4.1 y 4.2).

En la bibliografía, es común, que a las disclinaciones se las llame simplemente defectos, pero para evitar confusión con los defectos del material (centros de anclaje) usaremos disclinaciones.

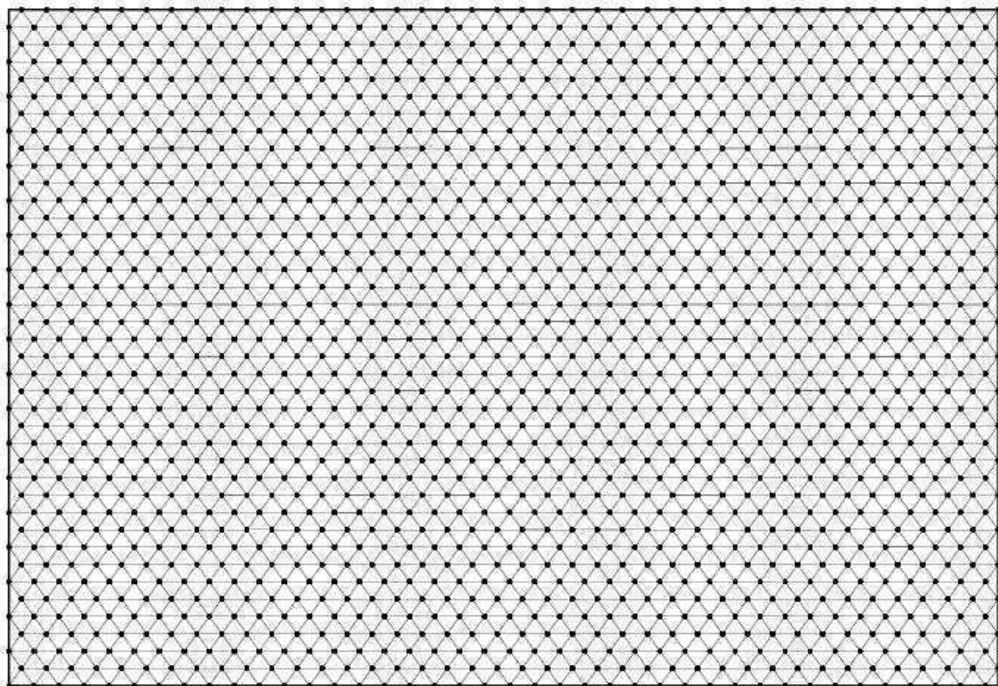


Figura 4.1: Red de 1600 vórtices perfectamente ordenada con triangulación de Delaunay .

Mediante una triangulación de Delaunay podemos determinar la cantidad de

vecinos de cada vórtice. Con esto definimos la densidad de disclinaciones, n_d y la densidad de vórtices con 6 vecinos $P_6 = 1 - n_d$. En general, a los defectos se los encuentra formando pares, un vórtice con 5 vecinos y otro con 7 vecinos. A estos pares se los llama dislocaciones.

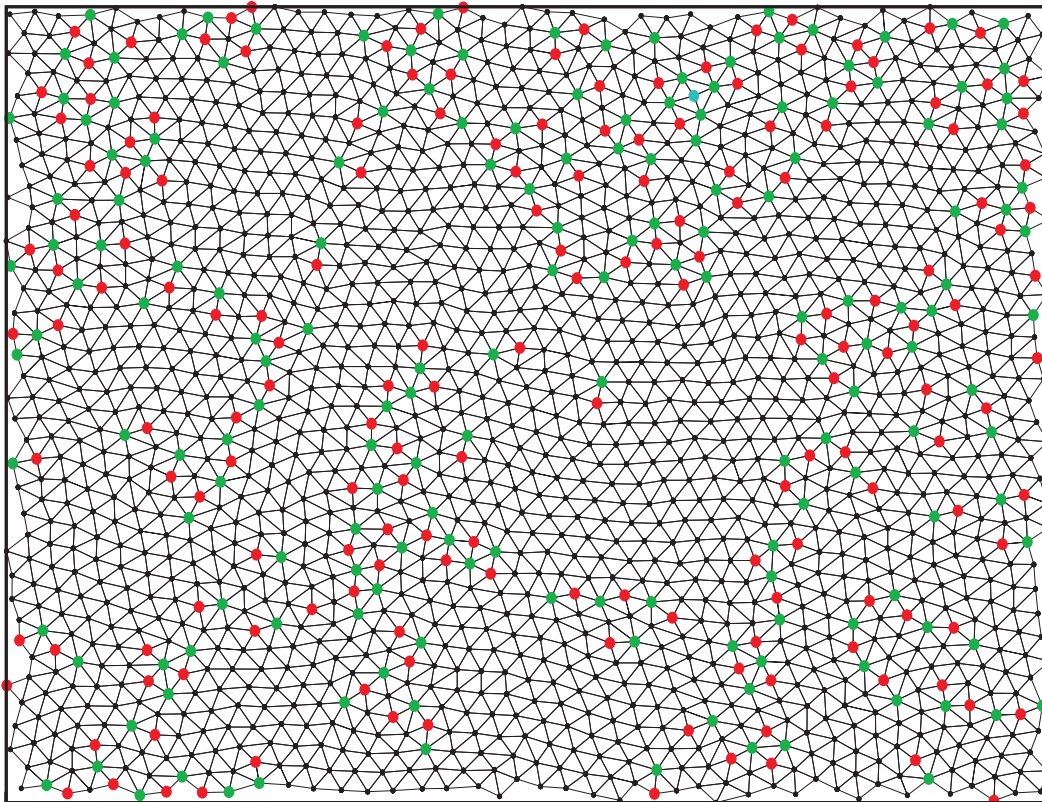


Figura 4.2: Red de 1600 vórtices con triangulación de Delaunay, en rojo se indican vórtices con 5 vecinos, en verde vórtices con 7 vecinos y en celeste vórtices con 4 vecinos.

Una red de triángulos es una triangulación de Delaunay si todas las circunferencias circunscritas de todo los triángulos de la red no contienen otro vértice aparte de los tres que las definen. Para realizar esta triangulación se utiliza el programa Triangle [108], que hace la triangulación usando el algoritmo *divide and conquer* [109]. Una vez realizada la triangulación se cuentan los primeros vecinos de cada vórtice y se obtiene n_d .

En experimentos de observación directa, como por ejemplo la técnica de decoración magnética de Bitter es posible obtener n_d , haciendo una triangulación a partir de las imágenes de la red de vórtices obtenidas en la decoración [63]. Esto posibilita comparaciones cualitativas entre experimentos y simulaciones, mostrando lo interesante de este observable.

Velocidad promedio

La velocidad promedio de los vórtices caracteriza la movilidad de la red de vórtices. Entonces definimos la velocidad promedio instantánea de los vórtices en la dirección de la fuerza aplicada al tiempo t como

$$v(t) = \frac{1}{N_v} \sum_i^{N_v} v_i(t). \quad (4.2)$$

En el caso de fuerzas dc, las curvas v vs F_L (Ver figura 4.3) pueden relacionarse con curvas experimentales de corriente vs. voltaje (curvas $V - I$). A partir de estas curvas es posible definir una F_L crítica, relacionada con una j_c (ver por ejemplo la referencia [60]). Entonces, cuando v es distinto de cero (equivalente a un voltaje distinto de cero) definimos F_c^{dc} .

Velocidad promedio en medio ciclo

En el caso ac, la relación entre las curvas velocidad - fuerza de Lorentz y las curvas $I - V$ experimentales no es obvia ya que la fase, entre la fuerza aplicada y la velocidad, tiene un rol esencial. Por lo tanto, definimos la velocidad promedio en medio ciclo, en el ciclo n ésimo como:

$$v_n = \frac{2}{T} \int_{nT}^{nT+T/2} v(t) dt. \quad (4.3)$$

La velocidad promedio en medio ciclo tiene en cuenta el factor de fase. Por motivos que explicaremos en los capítulos siguientes la forma de onda de las $F_L(t)$ aplicadas es una onda cuadrada

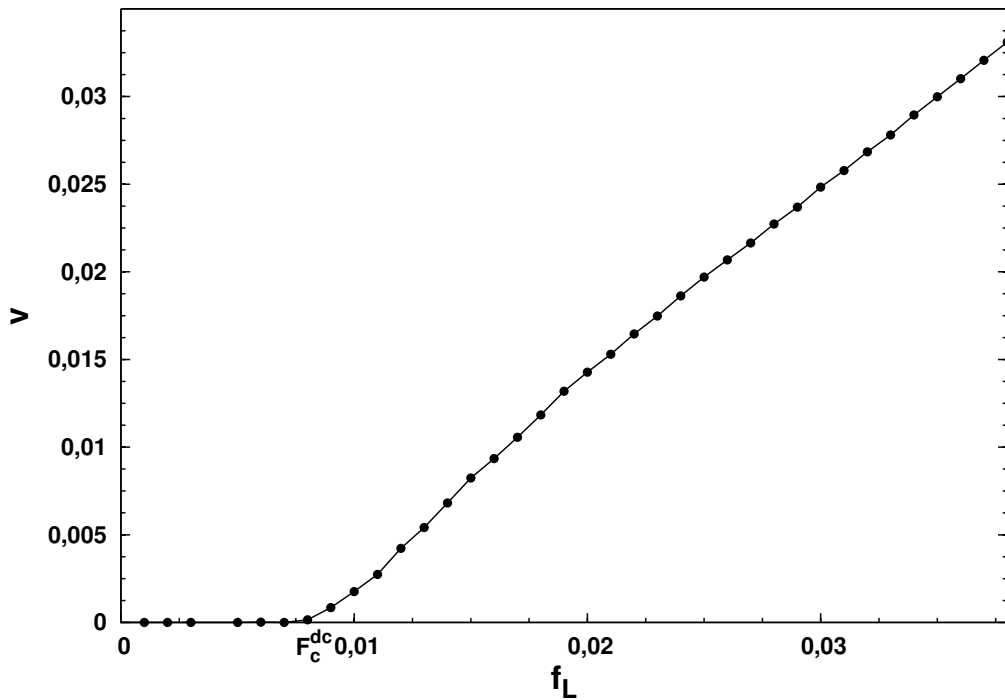


Figura 4.3: Curva típica I-V dc. La velocidad es en la dirección de la fuerza de Lorentz aplicada

$$F_L(t) = f_L \text{signo}(\sin(\omega t)). \quad (4.4)$$

Para estimar el factor de fase promedio, φ_n , aplicamos una $F_L(t)$ sinusoidal con frecuencia igual a la fundamental de la fuerza cuadrada aplicada, y calculamos la fase entre F_L y la primer armónica de la velocidad promedio $v(t)$ en el ciclo enésimo.

Desplazamiento cuadrático promedio

Otro observable de interés es el desplazamiento cuadrático promedio definido como

$$\langle \delta X^2 \rangle (t_2, t_1) = \frac{1}{N_v} \sum_{i=1}^{N_v} (x_i(t_2) - x_i(t_1))^2. \quad (4.5)$$

En el caso ac, tomamos $t_2 = t_1 + pT$, el desplazamiento cuadrático promedio en la dirección de la fuerza aplicada después de realizar p oscilaciones. Cuando este observable sea cero hablaremos de reversibilidad, con esto nos referiremos a que los vórtices después de p ciclos vuelven a su posición inicial. Veremos en el siguiente capítulo, que esta cantidad resultará muy útil para describir el comportamiento del sistema con fuerzas ac aplicadas.

Capítulo 5

Desanclaje y dinámica alterna en redes de vórtices

Desde los 80s (ver [110, 48]) se han publicado gran cantidad de trabajos analizando diferentes aspectos de la dinámica de vórtices en superconductores, mediante simulaciones.

La mayoría de estos trabajos se han realizado con forzados dc. Por ejemplo, en [49] Koshelev estudió la dependencia de las curvas velocidad-fuerza de Lorentz con la temperatura y la intensidad de la interacción vórtice-vórtice. Koshelev y Vinokur en [60] investigaron la fusión (*melting*) de la red de vórtices moviéndose en un ambiente inhomogéneo bajo la acción de una corriente. Olson *et al.* [52] analizaron el movimiento de vórtices durante avalanchas generadas por variaciones pequeñas de campo.

En otros trabajos en los que se ha utilizado un forzado dc se han publicado propuestas de diagramas de fases dinámicos. A modo de ejemplo podemos citar, el artículo de Moon *et al.* en [50] o un detallado análisis de fases dinámicas realizado por Fangohr *et al.* [62].

En la mayoría de los trabajos los centros de anclaje tienen una distribución

aleatoria. También, existen estudios que consideran distribuciones correlacionadas de centros de anclajes, como por ejemplo en la referencia [75] donde estudiaron las fases dinámicas de la red de vórtices con centros de anclaje periódicos.

También se han publicado trabajos en los que se analiza explícitamente la densidad de disclinaciones de la red de vórtices. En la referencia [61] Chandran *et al.* presentaron resultados de curvas densidad de disclinaciones - fuerza de Lorentz teniendo en cuenta el grado de desorden de la configuración inicial de la red de vórtices. Los mismos autores analizaron en [111] la densidad de disclinaciones, la formación de bordes de granos y la distribución de tamaño de los granos.

En el caso de forzados ac podemos citar, por ejemplo, a Kolton *et al.* [51] que obtuvieron evidencias de dos transiciones dinámicas, a Valenzuela [53] que estudió la relación entre movilidad y grado de desorden de la red de vórtices al aplicar una fuerza oscilatoria y a Mangan *et al.* [104] que propusieron una transición reversible-irreversible en el movimiento de los vórtices con una fuerza oscilatoria aplicada.

Con el objetivo final de modelar los resultados experimentales mediante simulaciones, nos propusimos explorar el comportamiento de redes de vórtices forzadas con fuerzas ac en interacción con una distribución aleatoria de centros de anclaje. En particular, exploramos el efecto de la amplitud de la fuerza de Lorentz para diferentes frecuencias, partiendo de diferentes configuraciones iniciales. La velocidad media de los vórtices, que puede estar desfasada de la fuerza de forzado, ya no es un observable adecuado para detectar el desanclaje y se sugiere que el desplazamiento medio cuadrático de los vórtices es la magnitud relevante para identificar el desanclaje y regímenes dinámicos alternos. También, se identifica el régimen de Campbell [70] y se compara las simulaciones con cálculos analíticos.

Los resultados de este capítulo fueron publicados en la referencia [112].

5.1. Procedimiento numérico

A lo largo de este capítulo presentaremos resultados de simulaciones de la dinámica de vórtices descrita por la ecuación 4.1, para el caso de una fuerza de Lorentz que corresponde a una corriente alterna. En particular, tomaremos una fuerza de Lorentz ac, \mathbf{F}_L^{ac} , con forma de onda cuadrada (ver ecuación 4.4). Veremos en el capítulo siguiente que esta forma de onda es una buena aproximación a nuestra situación experimental. Estudiaremos como varían distintos observables de la red de vórtices a medida que varía la amplitud (f_L) de \mathbf{F}_L^{ac} , en una rampa, a partir de diferentes condiciones iniciales. Este estudio lo realizaremos para varias frecuencias (ω) de \mathbf{F}_L^{ac} . Para detalles técnicos de la simulación, valores de parámetros y las definiciones de los observables utilizados puede verse el capítulo 4.

Uno de los aspectos que nos interesa analizar es la influencia de las condiciones iniciales en la evolución dinámica. En general, tomaremos dos tipos de condiciones iniciales extremas, que llamaremos ordenada y desordenada.

La configuración más ordenada se obtiene a partir de una configuración de red hexagonal perfecta (inestable), la cual se deja evolucionar con $\mathbf{F}_L^{ac} = 0$. Se observa que luego de un tiempo corto, se forman disclinaciones (pocas), cuyo número se mantiene estacionario. Esta configuración metaestable con “pocas” disclinaciones es la que tomaremos como condición inicial ordenada.

En el otro extremo tomaremos como configuración inicial desordenada aquella que resulta de evolucionar con $\mathbf{F}_L^{ac} = 0$ una configuración con los vórtices distribuidos al azar (configuración con un alto número de disclinaciones, inestable). Se observa que luego de un tiempo corto la cantidad de disclinaciones disminuye y se mantiene estable. Es esta configuración metaestable con una considerable fracción de disclinaciones que tomaremos como configuración inicial desordenada.

Las configuraciones con desorden intermedio (entre las configuraciones que llamamos ordenada y desordenada) son algunas de las que se obtienen después de aplicar distintas historias dinámicas.

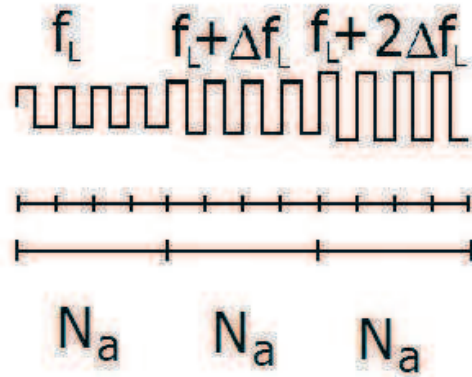


Figura 5.1: Esquema del protocolo de variación de f_L . Se realizan N_a ciclos de cada valor de f_L , aumentando de a intervalos Δf_L .

Con el objetivo de estudiar el efecto de f_L sobre los distintos observables, una vez definida la configuración inicial, variaremos f_L de forma gradual desde $f_L = 0$ realizando una rampa. Más precisamente, aumentaremos f_L en intervalos Δf_L y aplicaremos una dada fuerza por N_a ciclos. Los observables se calculan en el último ciclo (es decir, durante el ciclo N_a). Luego volvemos a aumentar Δf_L y así continuamos (ver figura 5.1).

5.2. Desanclaje frente a fuerzas ac

En las figuras 5.2 y 5.3 se muestran resultados obtenidos a partir de una configuración inicial ordenada. En todos los casos se han aplicado $N_a = 6$ ciclos con cada amplitud f_L .

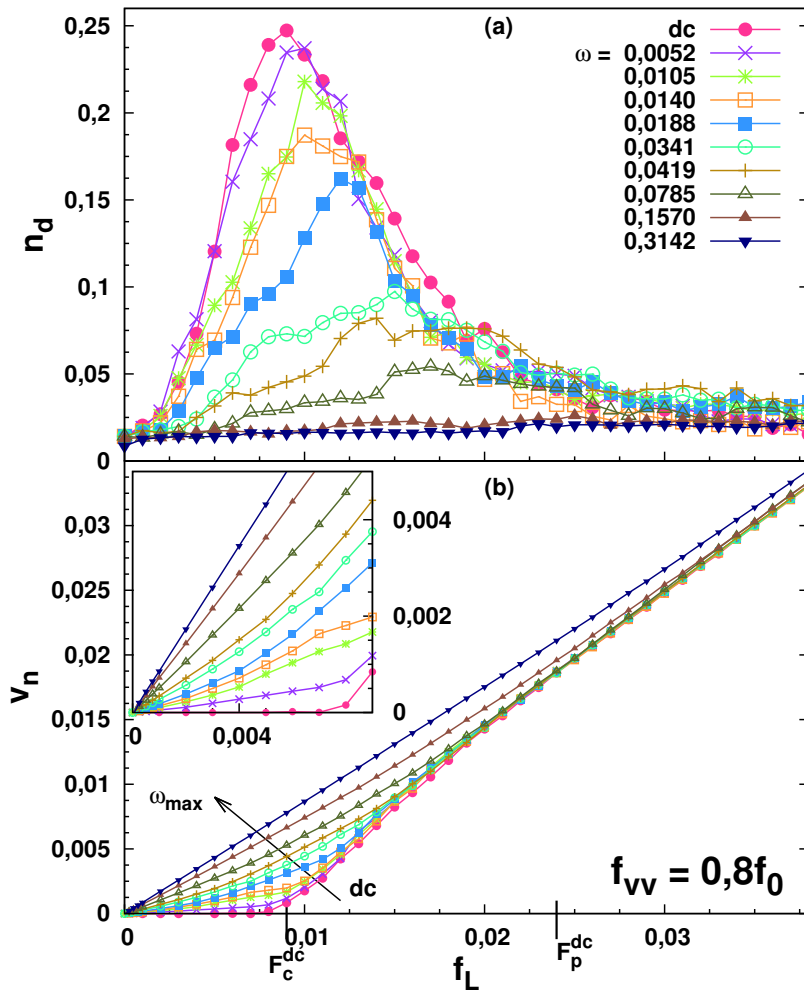


Figura 5.2: Densidad de disclinaciones n_d (a) y velocidad promedio en medio ciclo v_n (b) como función de la amplitud de la fuerza aplicada f_L para diferentes frecuencias ω . Todas las curvas fueron calculadas haciendo una rampa lenta en f_L , partiendo de una configuración de red de vórtices ordenada. Recuadro: Ampliación de las curvas $v_n(f_L)$ para amplitudes bajas : $v_n > 0$ a frecuencia finita.

En la figura 5.2 se muestra el comportamiento de la densidad de disclinaciones n_d (panel (a)) y curvas características v_n en función de f_L (panel (b)) para

una elección particular de la interacción vórtice-vórtice ($f_{vv} = 0,8f_0$, que justifi-
caremos en el siguiente capítulo), para diferentes frecuencias ω . En la figura 5.2
(b), se identifican claramente tres regímenes diferentes en el límite dc (círculos
rojos llenos), una red anclada para $f_L < F_c^{dc}$, un flujo desordenado (plástico)
para la región $F_c^{dc} < f_L < F_p^{dc}$ y un régimen de flujo lineal para $f_L > F_p^{dc}$ con-
sistentes con trabajos anteriores [61]. Vemos también en la figura 5.2 (a) que el
máximo en n_d coincide aproximadamente con F_c^{dc} . Este resultado fue reportado
por Duarte *et al.* [63] en mediciones de transporte combinadas con decoración
magnética de Bitter.

En el recuadro de la figura 5.2 se muestra una zona ampliada para f_L pe-
queñas: para amplitudes pequeñas se observa un régimen lineal de Campbell,
pero la respuesta se vuelve no lineal en amplitudes muy por debajo de F_c^{dc} . La
definición de una fuerza crítica en el caso de fuerzas alternas, no es tan obvia, y
vamos a discutir este punto en detalle más adelante.

En las curvas ac, podemos distinguir dos regímenes de frecuencia (ver sección
1.5): a bajas frecuencias ($\omega \lesssim 0,02\omega_0$; en nuestra simulación), las fuerzas de
restauración (resultante de las fuerzas con los demás vórtices y con los centros
de anclaje) prevalecen sobre la disipación, mientras que para frecuencias altas
dominan las fuerzas viscosas.

En el régimen de baja frecuencia podemos fácilmente identificar un régimen
lineal (Campbell) y un régimen no lineal para amplitudes intermedias (régimen
plástico). Para frecuencias más altas ($\omega \gtrsim 0,2\omega_0$) el régimen plástico tiende a
desaparecer y se establece un régimen lineal óhmico.

Efectos de memoria e historia ocurren cuando fuerzas elásticas y de anclaje
compiten y las dos prevalecen sobre las fuerzas viscosas. En el capítulo siguiente,
veremos que nuestros experimentos corresponden a este régimen. Por lo tanto,
en lo siguiente nos centraremos en el régimen de baja frecuencia.

Si bien la existencia de F_p^{ac} se puede inferir de las curvas ac , como el valor en el que todas las curvas que muestran movimiento plástico se juntan, la distinción entre los regímenes anclado y plástico es menos evidente. Esto es así, porque incluso una f_L pequeña produce oscilaciones en los vórtices alrededor de sus centros de anclaje con velocidad media finita. Esta es una de las razones más evidentes para abandonar la velocidad media (por semiciclo) como el observable adecuado para indicar el desanclaje.

En la figura 5.3 graficamos diferentes observables en función de f_L , a una frecuencia fija $\omega = 0,0188\omega_0$, en un procedimiento análogo al que se explica en la descripción de la figura 5.2. La figura 5.3 (a) muestra el módulo de la velocidad promedio en medio ciclo v_n (eje izquierdo). Para obtener un observable que nos permita estimar el desfase típico de la velocidad respecto de la fuerza aplicada, realizamos una rampa análoga aplicando fuerzas sinusoidales. El factor de fase, ϕ , resultante se muestra en el eje derecho. En la figura 5.3 (b) se muestran la densidad de disclinaciones n_d (eje izquierdo) y el desplazamiento cuadrático medio $\langle \delta X^2 \rangle$ después de 6 ciclos (eje derecho). La línea punteada horizontal en la figura 5.3 (b) indica la densidad de disclinaciones n_{dr} que se forma espontáneamente (sin ningún tipo de fuerza aplicada), y corresponden a la configuración inicial más ordenada. Una configuración todavía más ordenada es inestable.

Podemos identificar diversos regímenes. Para amplitudes ac muy bajas ($f_L < F_l$) se tiene una relación lineal para $v_n(f_L)$ y los vórtices realizan básicamente un movimiento oscilatorio armónico simple. La velocidad está principalmente fuera de fase. La configuración de la red de vórtices se mantiene sin cambios, ya que los vórtices se encuentran anclados y sólo pueden realizar pequeñas oscilaciones armónicas en torno a sus posiciones iniciales. Este movimiento es reversible, y por lo tanto $\langle \delta X^2 \rangle = 0$.

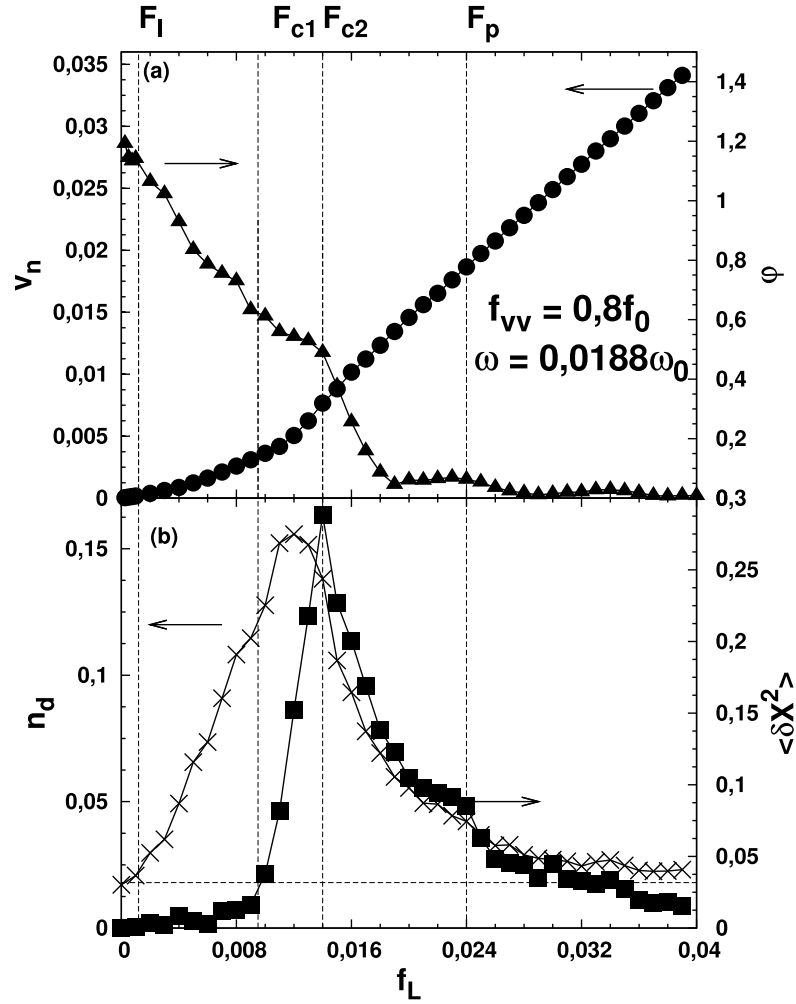


Figura 5.3: v_n (a-izquierda), factor de fase φ (a-derecha), n_d (b-izquierda) y desplazamiento cuadrático promedio $\langle \delta X^2 \rangle$ (b-derecha) como función de f_L para $\omega = 0,0188\omega_0$. Las líneas verticales de guiones indican las diferentes regiones discutidas en el texto. El desanclaje de la red de vórtices ocurre en una región de *crossover* entre F_{c1} y F_{c2} , donde $\langle \delta X^2 \rangle$ crece.

En el otro límite, en amplitudes ac muy altas ($f_L > F_p$), hay un reordenamiento dinámico y el efecto del potencial de anclaje se ve notablemente disminuido. Hay una respuesta lineal óhmica en fase.

En el rango intermedio $F_l < f_L < F_p$, la respuesta es no lineal, observándose diferentes regímenes no lineales. En la primera región no lineal, para $F_l < f_L < F_{c1}$, la velocidad es pequeña, y no hay un desplazamiento apreciable en la dirección de la fuerza (es decir, $\langle \delta X^2 \rangle \sim 0$), el desplazamiento aleatorio plástico produce un gran número de disclinaciones. Sin embargo, la mayoría de los vórtices permanecen atrapados alrededor de los sitios de anclaje.

El desanclaje se produce en una región de *crossover*, entre F_{c1} y F_{c2} . Podemos identificar el comienzo de la región de desanclaje en la fuerza F_{c1} , a partir de la cual los vórtices se mueven en distancias promedio mayor que el radio de anclaje r_a . En esta región, el desplazamiento irreversible crece con f_L y esto se refleja en el crecimiento de $\langle \delta X^2 \rangle$, que alcanza su máximo en la segunda fuerza F_{c2} , a la vez que la densidad de disclinaciones alcanza su máximo y la pendiente de $v_n(f_L)$ crece.

Para fuerzas mayores que F_{c2} , en la región no lineal superior ($F_{c2} < f_L < F_p$), el factor de fase promedio disminuye drásticamente (es decir, la disipación pasa a ser relevante), mientras que el movimiento se vuelve más reversible y la red de vórtices más ordenada. Esto va acompañado por una disminución suave de la pendiente de $v_n(f_L)$ que se aproxima a la relación lineal final.

Otro punto interesante a destacar es que las configuraciones de vórtices que tienen densidades de disclinaciones similares a ambos lados de la transición de desanclaje son cualitativamente diferentes. Esta diferencia puede ser detectada, al observar la relajación de las configuraciones de vórtices después de retirar la fuerza aplicada. En la figura 5.4, se compara n_d antes de apagar f_L (círculos llenos) con el mismo observable, N_w ciclos después de apagar f_L (círculos vacíos). Mientras que para las fuerzas inferiores a F_{c2} , los vórtices se mueven alrededor de los sitios de anclaje en configuraciones sólidas metaestables, más allá de la transición de desanclaje las configuraciones dinámicas de vórtices son inestables,

y relajan a una configuración metaestable cercana un poco más desordenada.

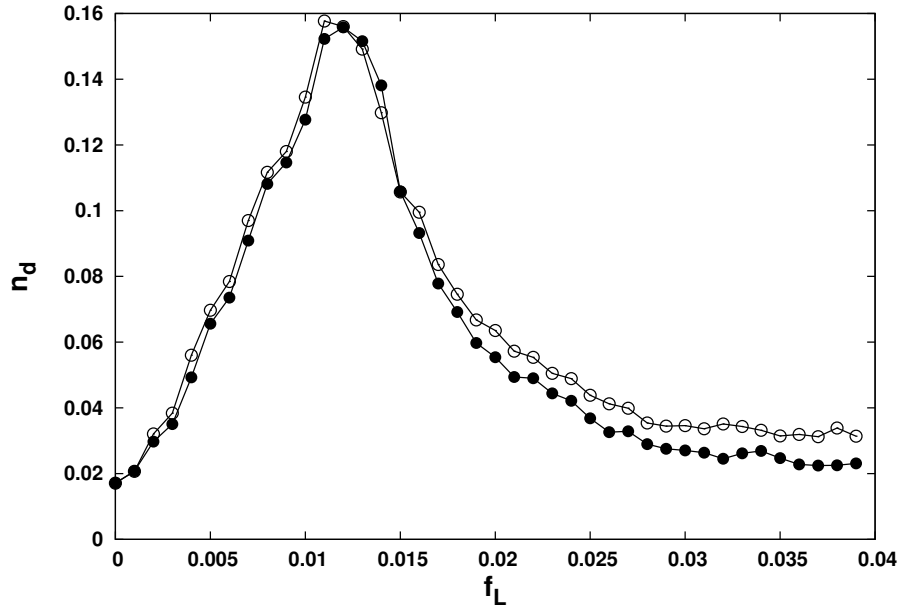


Figura 5.4: n_d como función de f_L para $\omega = 0,0188\omega_0$. Se compara n_d antes (círculos llenos) y después (círculos vacíos) de algunos ciclos sin aplicar fuerza. Más allá de la región de desanclaje las configuraciones de vórtices son inestables y relajan a configuraciones cercanas más desordenadas.

5.3. Dependencia con la configuración inicial

Pasamos ahora a analizar los distintos regímenes ac partiendo de diferentes condiciones iniciales. En la figura 5.5 la densidad de disclinaciones n_d (fig. 5.5 (a)) y el desplazamiento cuadrático medio $\langle \delta X^2 \rangle$ (fig. 5.5 (b)) en función de la fuerza alterna se muestran para diferentes condiciones iniciales. Los resultados descritos en el párrafo anterior (partiendo de una configuración de vórtices más ordenada y aumentando f_L) están graficados en cruces rojas. Resultados

análogos obtenidos con un protocolo alterno similar, pero partiendo de la configuración metaestable más desordenada se representan en puntos de color azul, y los resultados con una n_d inicial intermedia se representan en triángulos verdes.

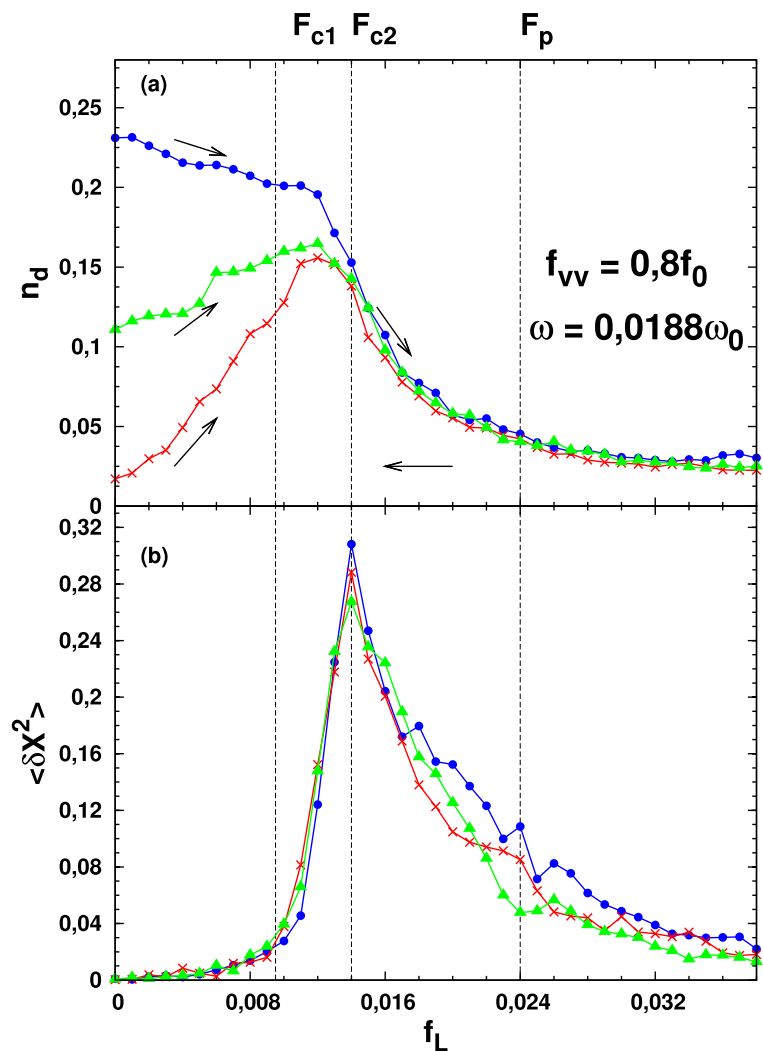


Figura 5.5: (a) n_d en función de f_L comenzando desde diferentes configuraciones iniciales. Las flechas indican la dirección de cambio de f_L . A partir de F_{c2} todas las curvas de $n_d(f_L)$ se juntan. (b) Curvas $\langle \delta X^2 \rangle (f_L)$ correspondientes a la mismos procesos descritos en (a). Este observable es independiente de la condición inicial para todo el rango de f_L .

Como en el caso estudiado en la referencia [61] que corresponde a un caso dc, las diferentes curvas $n_d(f_L)$ se juntan para f_L mayor que un valor umbral. Para el caso dc, este valor umbral se identificó con I_c^{dc} , la corriente crítica en el desanclaje. Como hemos mencionado antes, la identificación de I_c^{ac} es menos evidente en el caso alterno. Podemos ver que las curvas de $n_d(f_L)$ se juntan (dentro de las fluctuaciones numéricas) alrededor de F_{c2} . Tanto n_d como el desplazamiento cuadrático promedio decrecen al aumentar f_L por encima de F_{c2} . La fuerza de anclaje domina por debajo de F_{c1} y es despreciable por encima de F_p^{dc} .

Otro resultado interesante es el comportamiento de $\langle \delta X^2 \rangle$ vs f_L que es independiente de la condición inicial para todo el rango de variación de f_L . La reorganización de los disclinaciones en la red de vórtices por fuerzas ac comenzando en diferentes configuraciones sorprendentemente no involucra un diferente desplazamientos cuadrático promedio. Este observable está unívocamente relacionado con la fuerza aplicada, y parece ser el mejor para caracterizan a los regímenes alternos.

A partir de los resultados presentados en esta sección y la anterior, queremos destacar que en la región de desanclaje la respuesta es altamente no lineal, caracterizada por una dinámica plástica y movimientos irreversibles. Es esta la región de interés que, como veremos, está relacionada con nuestros experimentos, y será objeto del estudio presentado en el capítulo 6.

5.4. Régimen lineal y frecuencia crítica

Finalmente, discutimos en más detalle el régimen lineal obtenido a fuerzas alternas muy pequeñas. Esto lo realizamos con el fin de estimar la frecuencia crítica $\omega_c = \alpha_L/\eta$ (que teóricamente separa el régimen de alta y baja frecuencia,

ver sección 1.5.4) y ver si las regiones de alta y baja frecuencia que resulta de las simulaciones, descritas en la sección 5.2 son consistentes.

En la aproximación armónica podemos escribir la fuerza restauradora promedio (promediando $\mathbf{F}_i^{vv} + \mathbf{F}_i^{va}$ en eq. 1.10) como $\mathbf{F}_{rest} = -\alpha_L \mathbf{u}$ donde \mathbf{u} es el desplazamiento promedio de los vórtices de su posición de equilibrio. Dentro de esta aproximación, la eq. 1.10, se puede escribir como:

$$\eta \dot{u} + \alpha_L u = F_L^{ac}. \quad (5.1)$$

Si consideramos un semiciclo para el cual F_L^{ac} es positiva, la solución de la ecuación (5.1) es

$$u(t) = \frac{f_L}{\alpha_L} + (u_0(t_n) - \frac{f_L}{\alpha_L}) e^{-\frac{\alpha_L}{\eta}(t-t_n)}, \quad (5.2)$$

donde $nT < t < nt + \frac{T}{2}$ y n es el número de ciclo. Esta ecuación provee una relación de recurrencia para $u_0(t_n)$ que puede resolverse explícitamente. En el limite $n \rightarrow \infty$ (el régimen estacionario) se obtiene:

$$u_0(t_n) = -\frac{f_L}{\alpha_L} \tanh\left(\frac{\alpha_L T}{4\eta}\right). \quad (5.3)$$

Derivando la ecuación 5.2 y $u_0(t_n)$ se obtiene la velocidad promedio en medio ciclo:

$$\overline{v}_n = \frac{2\omega f_L}{\alpha_L \pi} \tanh\left(\frac{\alpha_L \pi}{2\eta\omega}\right). \quad (5.4)$$

Por otro lado, a partir de las simulaciones realizadas con dinámica molecular obtenemos la velocidad promedio en medio ciclo en el n ésimo ciclo en función de ω para diferentes valores de f_L , por lo tanto podemos promediar sobre f_L y estudiar el comportamiento de \overline{v}_n/f_L . De igual modo realizamos promedio de \overline{v}_n/f_L sobre cuatro realizaciones de desorden. Teniendo en cuenta la ecuación

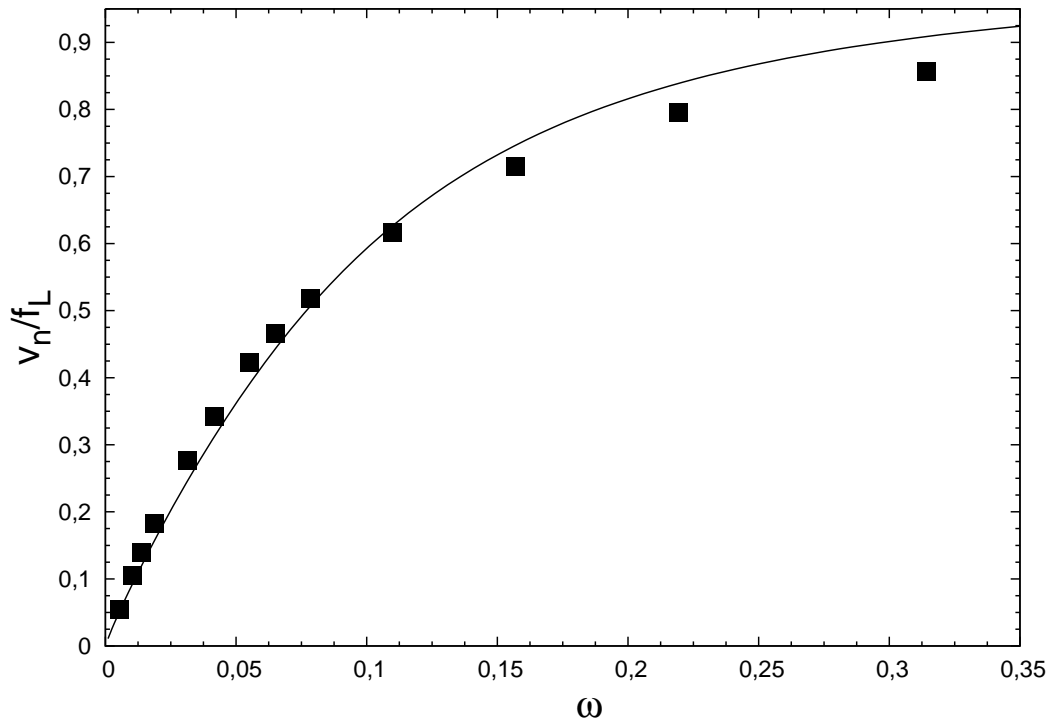


Figura 5.6: Velocidad promedio en medio ciclo normalizada v_n/f_L en función de la frecuencia ω en el régimen lineal, para F_L pequeñas. Ajuste con la ecuación 5.4 (línea continua), considerando una distribución gaussiana para α_L , se obtiene $\frac{\alpha_L}{\eta} \sim \omega_c = (0,11 \pm 0,05)\omega_0$.

5.4 esto implica que en realidad α_L es una variable aleatoria que en un primera aproximación se pueden suponer con distribución gaussiana caracterizada por su valor promedio $\overline{\alpha_L}$ y su desviación estándar σ_{α_L} .

En la figura 5.6 mostramos $\overline{v_n}/f_L$ en función de ω . Para realizar esta curva, se realizaron simulaciones de dinámica molecular para 7 valores de f_L desde $0,00025f_0$ hasta $0,004f_0$ y se realizó un promedio de v_n/f_L sobre estos 7 valores. Previamente, las v_n obtenidas para cada f_L se promediaron sobre 4 realizaciones de desorden (cuatro realizaciones de centros de anclajes). En esta figura, también, mostramos el ajuste realizado con la ecuación 5.4.

A partir del ajuste obtenemos que $\overline{\alpha_L} = 0,11f_0/\lambda$ con $\sigma_{\alpha_L} = 0,05$ y $\omega_c = (0,11 \pm 0,05)\omega_0$. Por lo tanto, la identificación de un régimen de baja frecuencia para $\omega > 0,02\omega_0$ y uno de alta frecuencia para $\omega < 0,2\omega_0$ es perfectamente consistente. En el capítulo siguiente analizaremos en que régimen de frecuencia se encuentran nuestros experimentos.

5.5. Conclusiones

Hemos presentado una descripción de la dinámica de una red de vórtices forzada por una fuerza alterna sobre una distribución aleatoria de centros de anclaje, centrando el estudio en el régimen de frecuencia pequeñas, $\omega \ll \omega_c$, donde el anclaje y las fuerzas elásticas prevalecen sobre las fuerzas viscosas. Esta frecuencia ω_c se ha estimado por los resultados de ajuste de las simulaciones numéricas en amplitudes pequeñas con lo predicho por un modelo analítico.

Uno de los resultados más importantes es el comportamiento $\langle \delta X^2 \rangle (f_L)$, que es independiente de la configuración inicial para todo el rango de variación de f_L . Este observable se relaciona unívocamente con la fuerza aplicada, y parece ser el mejor para caracterizar a los regímenes alternos.

Para $f_L < F_l$ se encuentra un régimen lineal de Campbell, mientras que la respuesta es óhmica para $f_L > F_p^{dc}$ donde hay un reordenamiento dinámico y la interacción con los centros de anclaje es despreciable. En ambas respuestas lineales el movimiento es reversible y $\langle \delta X^2 \rangle = 0$. En toda la región intermedia $F_l < f_L < F_p^{dc}$, la respuesta es no lineal y se observa un comportamiento muy rico con diferentes regímenes no lineales.

El segundo resultado importante de este capítulo es que el desanclaje se produce en un *crossover* en $(F_{c1} < f_L < F_{c2})$ donde $\langle \delta X^2 \rangle$ crece con f_L y los vórtices se mueven en distancias medias mucho más grandes que el radio de

desanclaje.

En la primer región no lineal, por debajo de la transición de desanclaje ($F_l < f_L < F_{c1}$) no hay un desplazamiento notable en la dirección de la fuerza (es decir, $\langle \delta X^2 \rangle \sim 0$), el desplazamiento plástico al azar produce un gran número de disclinaciones, pero la mayoría de los vórtices quedan atrapados alrededor de los centros de anclaje. La densidad de disclinaciones n_d depende fuertemente de la configuración inicial.

Para $F \gg F_{c2}$, la memoria de la configuración inicial se pierde. Pero la dinámica se vuelve reversible y $\langle \delta X^2 \rangle$ disminuye, a medida que la disipación se vuelve relevante y la red vórtices se reordena. Las configuraciones de vórtices se vuelven inestables y relajan después de dejar de aplicar la fuerza ac. Sin embargo, hay una región ($F_{c2} < f_L < F_p$), donde movimientos plásticos están todavía presentes, como se puede inferir a partir de $\langle \delta X^2 \rangle > 0$, y la respuesta es no lineal.

En el capítulo siguiente nos enfocaremos en la región $F_c^{dc} < f_L < F_p$, ya que es una zona de movimientos plásticos, donde se pierde memoria de la configuración inicial y este comportamiento es similar al obtenido en los experimentos del capítulo 3.

Una pregunta interesante que tenemos que formular es cómo estos resultados numéricos pueden vincularse con experimentos ac en los que un campo magnético externo oscilante es el parámetro de control, como es el caso de nuestros experimentos. La relación no es directa, entre otras cosas, porque h_{ac} y F_L no están relacionados trivialmente [113, 67, 100]. En el capítulo siguiente veremos como relacionar h_{ac} con F_L y avanzaremos en modelar los resultados experimentales.

Capítulo 6

Dinámica de vórtices forzados con fuerzas alternas en el régimen plástico

En este capítulo, estudiamos experimental y numéricamente la reorganización del sistema de vórtices en el régimen plástico bajo la acción de fuerzas ac. Con este estudio intentamos caracterizar y entender la naturaleza de las configuraciones de vórtices robustas a las que se accede después de agitar la red de vórtices en la región intermedia presentadas en el capítulo 3. Con este objetivo, realizaremos nuevas mediciones de susceptibilidad alterna en dicha región. Por otro lado en las simulaciones del capítulo 5 observamos que en la región $F_c^{dc} < f_L < F_p$ la respuesta es altamente no lineal, caracterizada por una dinámica plástica y movimientos irreversibles. Es esta la región de interés que, creemos, está relacionada con nuestros experimentos del capítulo 3. Por lo tanto, profundizaremos el estudio de esta región y su conexión con los experimentos.

Los resultados de este capítulo fueron publicados en la referencia [114].

6.1. Resultados experimentales

Los resultados experimentales de este capítulo corresponden a nuevas mediciones del mismo monocristal de $NbSe_2$ utilizado en el capítulo 3. Al igual que en ese capítulo, para estudiar la respuesta de la red de vórtices se realizaron mediciones de susceptibilidad alterna en el régimen lineal de Campbell.

Para intentar determinar si las configuraciones halladas en el capítulo 3 eran efectivamente configuraciones preferenciales estables, decidimos repetir experimentos similares cambiando en varios ordenes de magnitud la frecuencia de h_{ag} .

La figura 6.1 muestra $\chi'(T)$ medida en el régimen lineal ($h_a = 0,025$ Oe, $\nu = 30$ kHz), en $H_{dc} = 320$ Oe, después de diferentes historias térmicas y dinámicas. En el recuadro se muestran curvas FCC y FCW de $\chi'(T)$ y $\chi''(T)$ en el régimen lineal, en las que se indica la región del Efecto Pico (los datos de este recuadro son los de la figura 3.1 que se repite con fines de recordar al lector en que zona se realiza el experimento). En círculos grises oscuros pequeños se muestra un curva FCC en el régimen lineal como referencia.

Se realizaron procedimientos análogos al descrito en el capítulo 3, que repetimos por completitud: el sistema se estabiliza a una temperatura de agitado T_{ag} y se mide, en el régimen lineal, el valor de χ' correspondiente a la configuración inicial. Luego la medición se interrumpe y se aplican N_{ag} ciclos de un campo magnético sinusoidal ($h_{ag} = 3,2$ Oe) para agitar los vórtices. Después de apagar el agitado, se vuelve a medir, en el régimen lineal, χ' correspondiente al valor final. A continuación se varia la temperatura del sistema hasta la próxima T_{ag} . Símbolos llenos y vacíos corresponden a procesos FCW y FCC. Para mayor claridad, a diferencia de la figura 3.9, en este caso sólo se muestran los valores de las configuraciones finales, después de agitar los vórtices. Triángulos grises indican la respuesta después de agitar el sistema con $N_{ag} = 100$ ciclos a una frecuencia de $\nu_{ag} = 100$ kHz, mientras que los círculos negros muestran la respuesta

después de un procedimiento similar a $\nu_{ag} = 10 Hz$. Como ya mencionamos en el capítulo 3 [98] las configuraciones de vórtices finales no presentan relajación apreciable (dentro de nuestra ventana de tiempo experimental) y, para valores suficientemente grandes de amplitud y número de ciclos, son independientes de la condición inicial. Sorprendentemente, encontramos que estos estados finales dependen de ν_{ag} , pero sin embargo persiste la independencia de las condiciones iniciales.

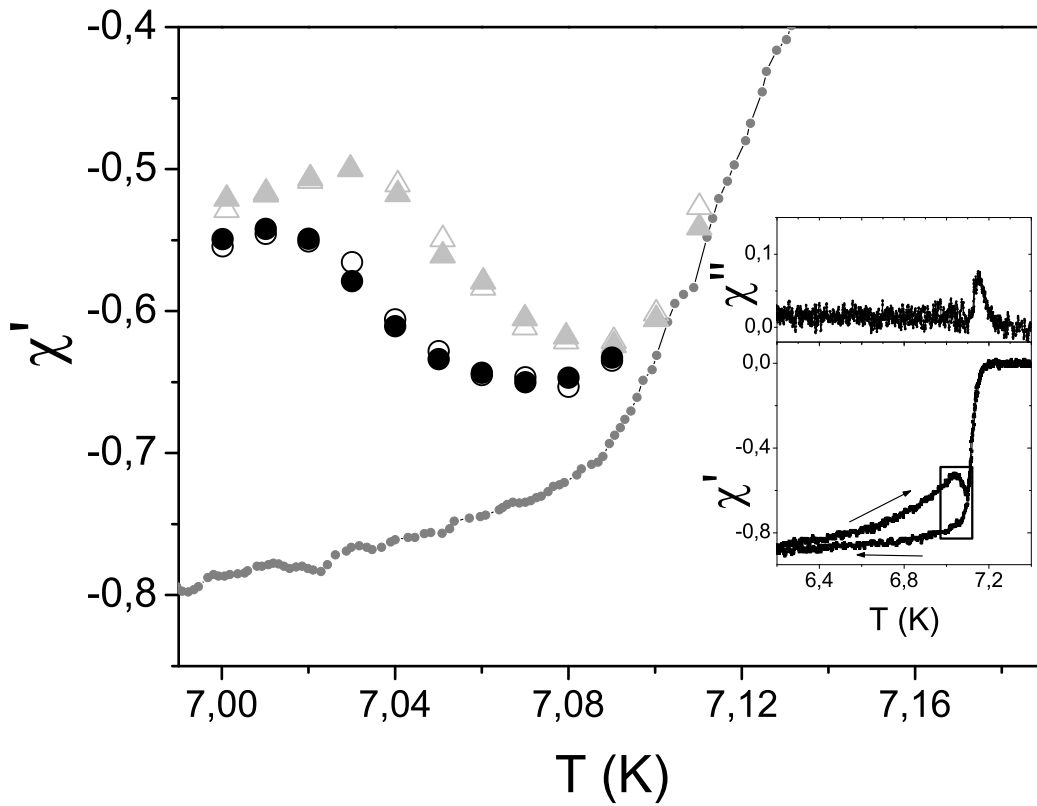


Figura 6.1: (Recuadro) Curvas típicas de χ'' y χ' , en protocolos FCC y FCW en el régimen lineal a $\nu = 30 kHz$. Las flechas indican la dirección de variación de la temperatura. (Panel principal) Ampliación de la región indicada en el recuadro. Triángulos grises (círculos negros) corresponden a la respuesta después de agitar la red de vórtices con una frecuencia de agitado $\nu_{ag} = 100 kHz$ ($\nu_{ag} = 10 Hz$). Símbolos vacíos (llenos) indican el experimento en proceso FCW (FCC). En círculos grises oscuros pequeños se muestra una curva en un proceso FCC como referencia.

Para mayor claridad, en la figura 6.2 (a) mostramos, la respuesta a una temperatura fija, antes y después de la aplicación de protocolos de agitado, para diferentes configuraciones de vórtices iniciales (con las mismas frecuencias que en la figura 6.1). Se puede observar que el campo h_{ag} puede ordenar o desordenar la configuración de vórtices. Las diferentes respuestas obtenidas partiendo de diferentes configuraciones iniciales colapsan a un mismo valor después de la agitación del sistema a una ν_{ag} dada.

En la figura 6.2 (b) se muestra la respuesta después de aplicar agitados sinusoidales a distintas frecuencias. Las flechas apuntan desde la respuesta correspondiente a la configuración inicial hacia la correspondiente a la configuración final después de agitar el sistema. En todos los casos la respuesta final es independiente de la inicial, para $h_{ag} > 1,80e$ y $N_{ag} \gtrsim 40$. Para todas las frecuencias probadas, a mayor ν_{ag} , más ordenada la configuración de vórtices resultante. Esto nos lleva a pensar que estamos en presencia de un reordenamiento dinámico de la red de vórtices ya que esta tendencia es similar a la reportada en la referencia [74], donde se estudia numéricamente un sistema similar (coloides bajo la influencia de una fuerza externa ac y desorden). En esta referencia observan, partiendo de una configuración desordenada, un ordenamiento de los coloides en respuesta a la aplicación de un forzado ac, a partir de una determinada amplitud y frecuencia.

Para comprobar esta hipótesis, se agitó el sistema con un h_{ag} con forma de onda cuadrada (ver figura 6.2 (c)). En este caso se espera que se induzcan altas corrientes, de manera que los vórtices se muevan a velocidades altas durante intervalos cortos determinados por los flancos de subida y caída, mientras que ν_{ag} sólo modifique el tiempo de espera entre estos intervalos. Podemos ver que, al agitar la red de vórtices con un h_{ac} cuadrado, con el que se generan corrientes altas, se obtiene la máxima χ' (es decir, se alcanza el mayor orden).

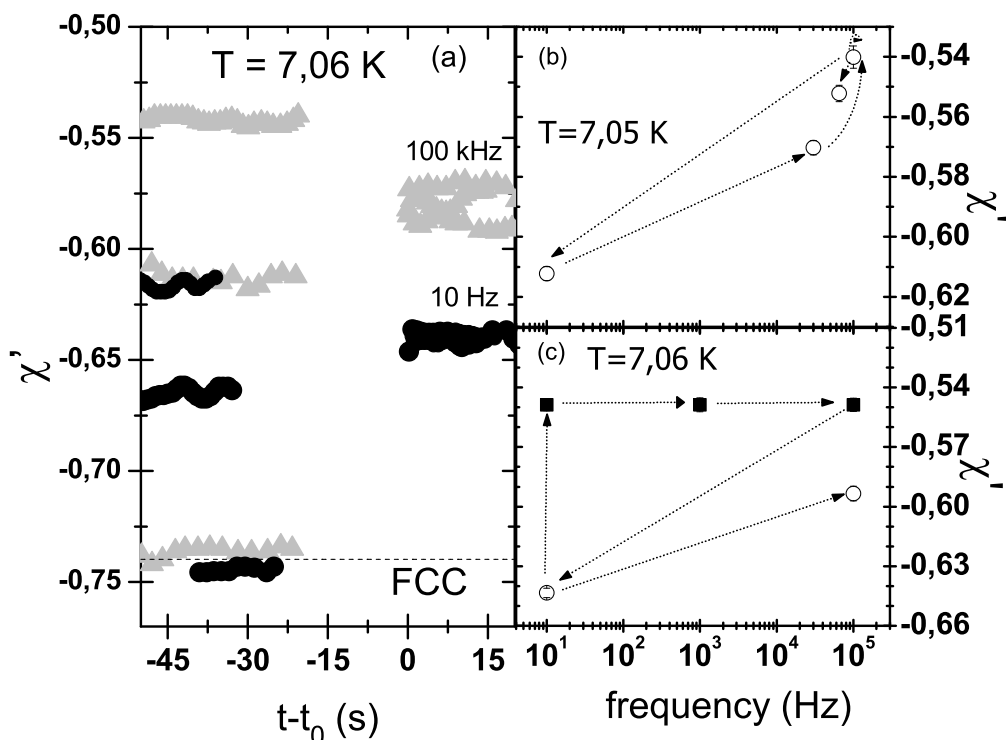


Figura 6.2: (a) χ' en función del tiempo antes y después de agitar el sistema (el tiempo no está en escala y esto se indica con un intervalo en los datos). Símbolos grises (negros) corresponden a $\nu_{ag} = 100 \text{ kHz}$ ($\nu_{ag} = 10 \text{ Hz}$). (b) Valores de χ' en función de la frecuencia de agitado (escala logarítmica). Las flechas apuntan desde los valores de χ' antes de agitar hacia los valores obtenidos después de agitar. (c) Valores de χ' en función de la frecuencia fundamental de agitado para campos alternos de agitados con formas de onda sinusoidal (círculos vacíos) y cuadrada (cuadrados negros).

Por otro lado, dado que en este caso la ν_{ag} no modifica la forma en que se mueven los vórtices, la respuesta final es independiente de frecuencia. La independencia de frecuencia muestra, además, que procesos de relajación no son relevantes al menos en esta ventana de tiempo. Como otra evidencia, se ha confirmado que agitados triangulares y sinusoidales (que a la misma frecuencia fundamental inducen corrientes similares) producen resultados similares.

En los resultados de dinámica molecular presentados en capítulo 5 vimos

que en la región $F_c^{dc} < f_l < F_p$ las configuraciones finales no dependen de la frecuencia ni de las condiciones iniciales. En la sección que sigue mostraremos que las fuerzas generadas en nuestros experimentos se encuentran justamente en esta región, donde predomina una dinámica plástica compleja.

6.2. Condiciones experimentales y simulaciones numéricas

En esta sección estimamos los parámetros a usar en las simulaciones que reproduzcan nuestras condiciones experimentales. Justificamos además algunos de los parámetros o procedimientos utilizados en el capítulo 5.

Por empezar, hay que tener en cuenta que en las simulaciones utilizamos 1600 vórtices, por lo que el sistema de la simulación describe una región muy pequeña de la muestra macroscópica, donde la densidad media de vórtices y la densidad media de corriente inducida se pueden suponer homogéneas. En el experimento, el agitado induce corrientes macroscópicas $j_{ag}(t)$ que mueven vórtices; estas corrientes se han introducido en nuestras simulaciones como un término de fuerzas de Lorentz.

El campo alterno de agitado, a diferencia de h_{ac} , mueve a los vórtices en un régimen altamente no lineal, por lo que la relación funcional entre $j_{ag}(t)$ y $h_{ag}(t)$ no es sencilla. Con el fin de ganar un poco de intuición, hemos aplicado el método desarrollado en la referencia [100] para obtener la distribución de $j(t)$ en una muestra sometida a un campo alterno, para una geometría determinada, suponiendo una relación constitutiva campo eléctrico - corriente no lineal de la forma

$$E(j) = E_c(j/j_c)^n. \quad (6.1)$$

El límite de n tendiendo a infinito corresponde a un estado crítico ideal, donde la disipación es estrictamente nula para $j < j_c$ y es infinita para $j > j_c$. Un n finito para $j > j_c$ implica una viscosidad finita, mientras que n finito para $j < j_c$ resulta de una activación térmica (*creep*) apreciable.

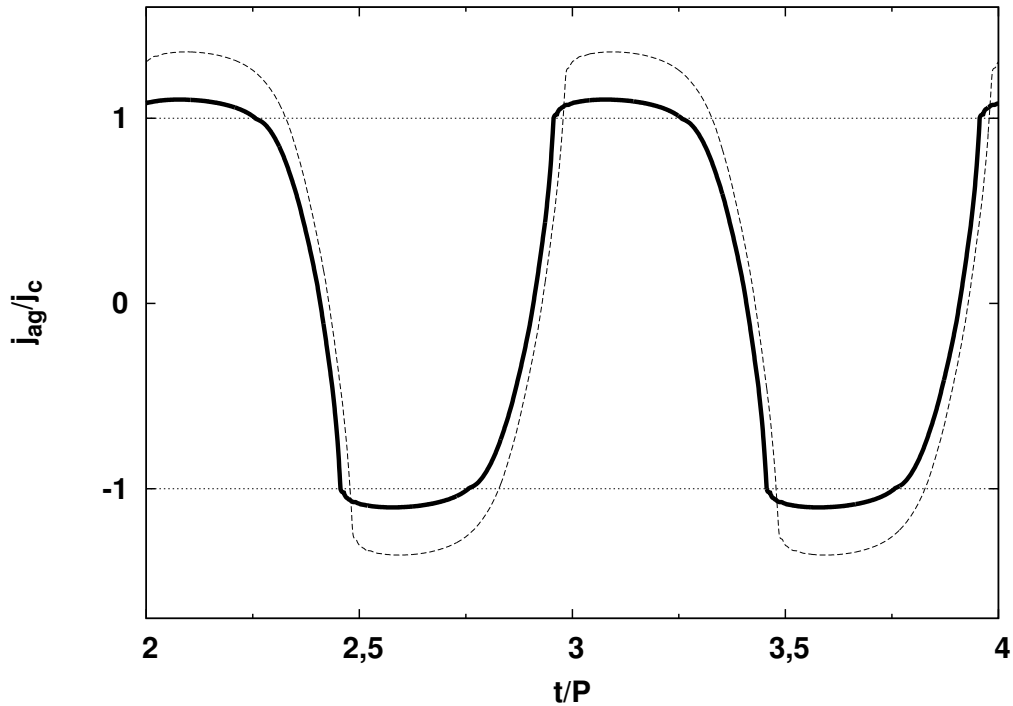


Figura 6.3: Densidad de corriente calculada j_{ag}/j_c a una posición fija, en un disco superconductor de radio a y en un campo magnético sinusoidal perpendicular, en función de t/P (donde t es el tiempo y P es el período de h_{ag}) para dos frecuencias diferentes, $1\tilde{\omega}$, línea sólida and $100\tilde{\omega}$, línea de guiones, $\tilde{\omega} = \frac{2\pi E_c}{\mu_0 a j_c}$. Para la mayor parte de la muestra, la corriente puede ser descrita por una onda de forma cuadrada.

En la referencia [115] se calcula la dependencia esperada de χ'' vs χ' para distintos valores de n . Por lo tanto, midiendo la susceptibilidad alterna en el régimen no lineal para campos aplicados del orden de los campos de agitado, pudimos obtener diagramas polares de χ'' vs χ' y estimar un $n \approx 21$ $j > j_c$ (para mayor detalle en este punto ver el apéndice A). Fijamos $n = 251$ para

$j < j_c$, debido a que el $NbSe_2$ es un superconductor de convencional y se espera que el *creep* [116] sea muy chico.

Comprobamos que, bajo este régimen no lineal, dado un $h_{ag}(t) = h_{ag} \cos(\omega t)$ externo la corriente en la mayor parte de la muestra puede ser descrita por una forma de onda similar a una cuadrada de frecuencia ω y amplitud normalizada $j_{ag}(\omega)/j_c \gtrsim 1$ (ver figura 6.3). Para mayor detalle en este cálculo ver el apéndice A.

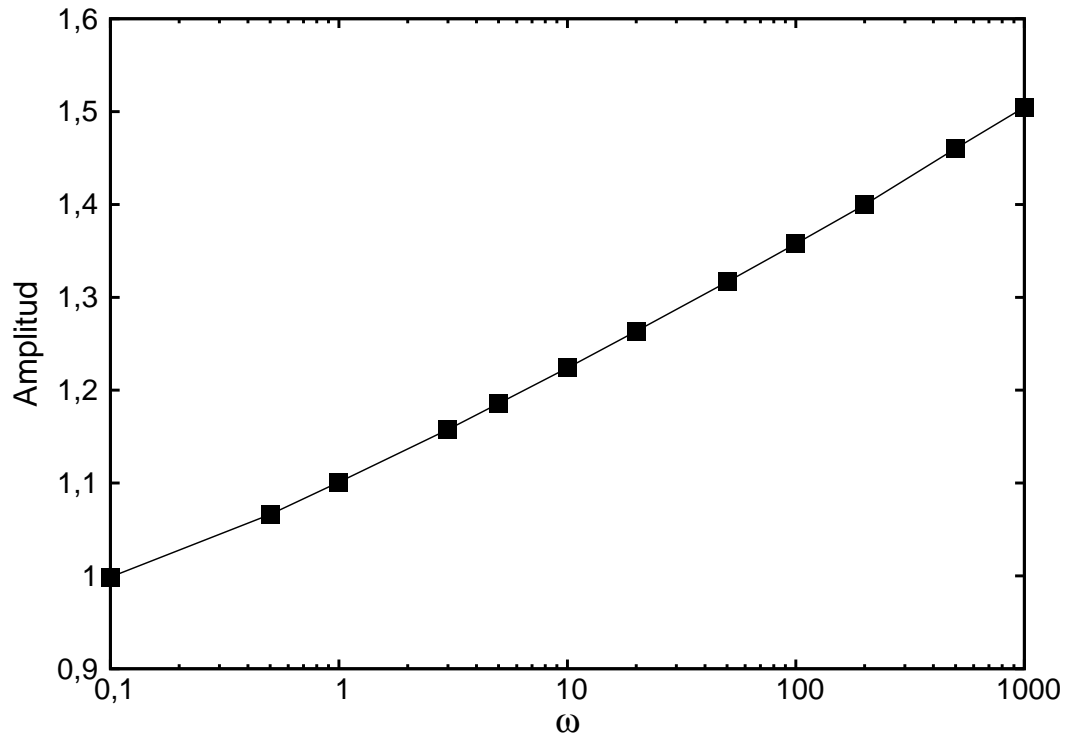


Figura 6.4: Amplitud máxima de la corriente calculada en función de la frecuencia de h_a .

Si fijamos la amplitud de h_{ag} y variamos la frecuencia, podemos calcular la amplitud máxima, j_{ag} , de la corriente inducida en función de frecuencia. En la figura 6.4 podemos ver un gráfico j_{ag}/j_c en función de la frecuencia, para una posición fija en el disco. Podemos observar una dependencia logarítmica con la frecuencia. Vemos entonces que, al aplicar un campo alterno de agitado

generamos corrientes muy cercanas a la corriente crítica dc, que genera la fuerza crítica. Al variar la frecuencia del campo de agitado, no solo modificamos la frecuencia, sino que movemos ligeramente la amplitud j_{ag} (y por lo tanto la amplitud de f_L).

Entonces, como una primera (y muy cruda) aproximación vamos a simular en nuestro modelo a la corriente inducida en la muestra en los agitados como

$$j_{ag}(t) = j_0(\omega)\text{signo}(\sin(\omega t)), \quad (6.2)$$

con $j_0(\omega) \geq j_c$.

Al igual que en el capítulo 5, consideramos N_v vórtices rígidos con coordenadas \mathbf{r}_i en un rectángulo de dos dimensiones de tamaño de $L_x \times L_y$ que evolucionan de acuerdo con la dinámica de $\eta \mathbf{v}_i = \mathbf{F}_i^{vv} + \mathbf{F}_i^{va} + \mathbf{F}^L$ (ver la sección 1.5 y el capítulo 4 para mayor detalle en las simulaciones).

Primero, tenemos que ubicarnos en la región intermedia de temperaturas, entre T_1 y T_2 , donde se desarrolla el Efecto Pico. Debido a que f_{vv} decrece más abruptamente que f_{va} como función de T/T_c se espera que la relación f_{va}/f_{vv} aumente con T . Suponemos que este es el principal efecto de la temperatura en esta región, causando un desorden espontáneo de la red de vórtices por encima de T_1 .

Para ubicar los parámetros adecuados de f_{va}/f_{vv} en las simulaciones, comenzando de una red perfectamente ordenada (o sea $P_6 = 1$) y dejando al sistema evolucionar sin ningún tipo de fuerza externa, vemos que, a partir de un determinado valor de f_{va}/f_{vv} , hay una creación espontánea de disclinaciones y una disminución de P_6 . En la figura 6.5, se gráfica P_6 como un función de f_{va}/f_{vv} . Identificamos los parámetros correspondientes a la región en temperatura experimental que se muestra en la figura 6.1 como el rango en el que la red de vórtices se desordena espontáneamente. Por lo tanto, utilizamos la relación

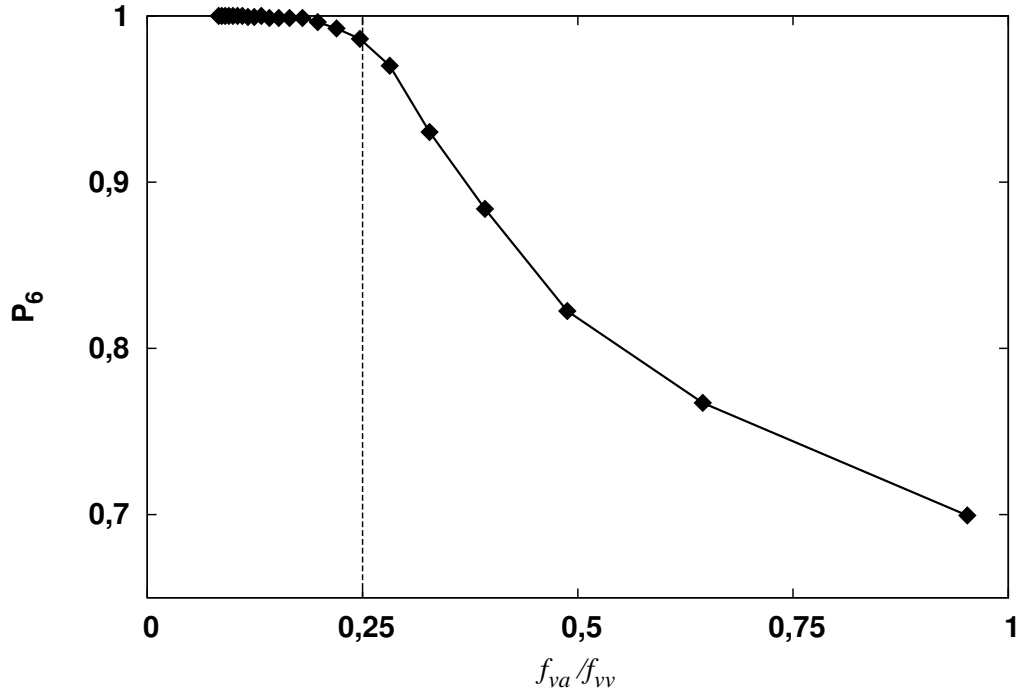


Figura 6.5: P_6 en función f_{va}/f_{vv} , mostrando la creación espontánea de disclinaciones, y la disminución en P_6 cerca de $f_{va}/f_{vv} = 0,25$.

de $f_{va}/f_{vv} = 0,25$ para simular el sistema experimental a una temperatura fija (experimentos de la figura 6.2).

La fuerza crítica de desanclaje por unidad de longitud $F_c^{dc} = \phi_0 J_c \approx 0,01 f_0$ se obtuvo mediante el aumento de una fuerza de Lorentz continua F_L , hasta que la velocidad media v excede un criterio de voltaje (ver figura 5.2 (b)). Para simular corrientes apenas por encima de la crítica elegiremos por lo tanto valores de fuerza en el intervalo $F_c^{dc} < f_L < F_{c2}$ ($0,1 f_0 < f_L \leq 0,14 f_0$).

Para estimar el rango de frecuencia adecuado, estimamos la frecuencia crítica experimental, $\nu_c = \omega_c/2\pi \approx 600 \text{ kHz}$, con $\omega_c \sim \frac{\alpha L}{\eta}$. A este valor de ν_c se llega utilizándolo para η la ecuación 1.8, con $H_{c2} = 2000 \text{ G}$, $\rho_n = 1 \times 10^{-6} \Omega \text{ cm}$; para el valor de la constante de Labush ($1,5 \text{ G}^2$) usamos un valor característico del

orden de los estimados en los resultados de la figura 3.10 (a).

Dado que las frecuencias de los campos de agitado están en el rango entre 10 Hz a 100 kHz , están todas muy por debajo de ν_c , por lo que todos nuestros experimentos están en el régimen de baja frecuencia. De acuerdo a lo explorado en el capítulo 5, en las simulaciones y con estos parámetros esto implica $\omega \ll \omega_c \sim 0,11\omega_0$.

6.3. Resultados numéricos y discusión

Simulamos por lo tanto el efecto de los campos de agitado. Primero investigamos el comportamiento del sistema durante cada ciclo de campo aplicado. La figura 6.6 muestra la velocidad media calculada en función del tiempo durante dos ciclos de agitado para dos frecuencias diferentes. Después de cambiar la dirección de la fuerza, la velocidad decae hacia el régimen estacionario que se alcanzaría ante un forzado dc, similar al reportado en la referencia [117]. En ese trabajo, se ha afirmado que el desanclaje plástico de un sistema coloidal con desorden al azar bajo la acción de una fuerza dc puede ser descrito en términos de una transición de fase de no equilibrio con tiempos transitorios divergentes. De un lado de la transición el régimen estacionario se caracteriza por una velocidad media nula (el sistema está anclado), mientras que del otro lado, después de un transitorio, la velocidad media fluctúa alrededor de un valor estacionario. En la misma referencia los autores afirman que esta transición es de la misma clase de universalidad que la “transición de absorción” desde una auto-organización aleatoria hacia un estado forzado fluctuante observado en experimentos de suspensiones de partículas con fuerzas de corte periódicas [118]. Recientemente, en la referencia [81] reportaron, mediante mediciones de transporte ac en $a - Mo_xGe_{1-x}$ una transición posiblemente de la misma clase de universalidad de la “transición de

absorción". Al igual que en esas referencias el tiempo transitorio τ y la velocidad media final dependen de la fuerza de agitado.

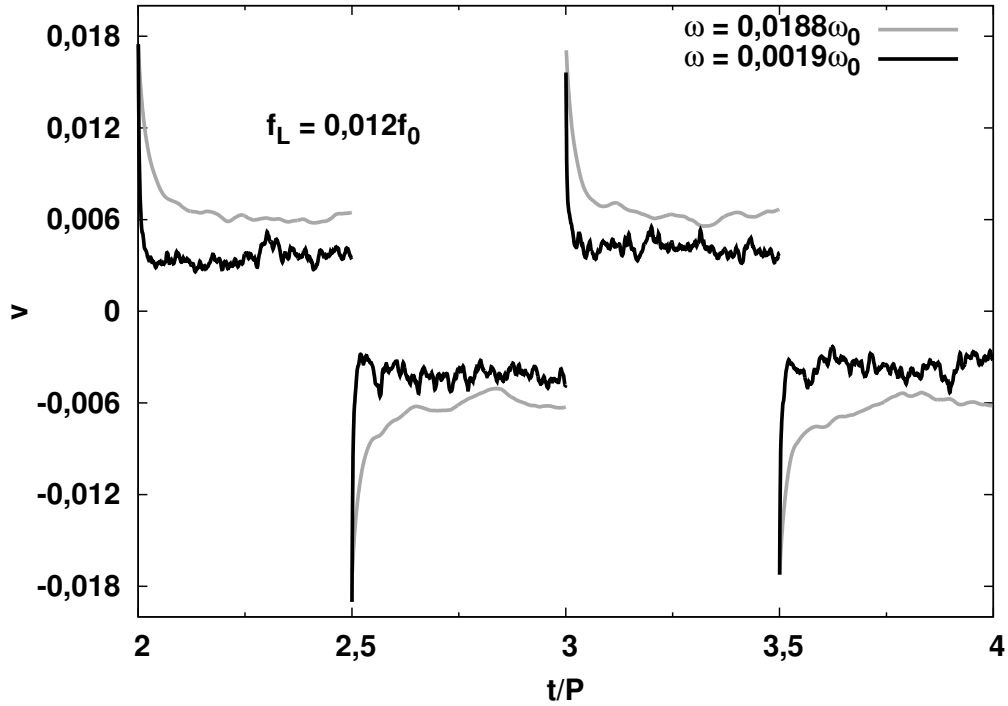


Figura 6.6: Velocidad media de los vórtices obtenida de simulaciones de dinámica molecular, en función de t/P , con $f_L = 0,012f_0$. La curva gris (negra) corresponde a $\omega = 0,0188\omega_0$ ($\omega = 0,0019\omega_0$).

A frecuencias muy bajas, el sistema alcanza el régimen estacionario en el interior de cada ciclo (curvas en negro en la figura 6.6), y por lo que, tanto la respuesta como la configuración del sistema al final de cada ciclo son análogas a las que se obtendrían al aplicar una fuerza continua. Este no es el caso a frecuencias más altas (curva gris), donde se observa que tanto τ (tiempo transitorio dc) como la velocidad media final varían ligeramente, mientras que el sistema evoluciona de un ciclo al siguiente. Esta diferencia entre frecuencia alta y baja en relación al tiempo característico τ (en todos los casos pertenecen el régimen que

llamamos de bajas frecuencias y son menores que ν_c) es más evidente al estudiar la respuesta del sistema a lo largo de varios ciclos.

En la figura 6.7 se muestra P_6 en función del número de ciclos de la fuerza de agitado para dos frecuencias ($\omega = 0,0188\omega_0$, curvas gris claro y $\omega = 0,0019\omega_0$, curvas negras). Fijamos la amplitud ligeramente por encima de la fuerza de desanclaje, $f_L = 0,012f_0$. Las configuraciones de vórtices iniciales son la más ordenada y la más desordenada presentadas en la sección 5.1. Las curvas, para cada frecuencia, convergen a un valor de P_6 , perdiendo memoria de la configuración inicial. Podemos ver que el valor de P_6 es mayor para la frecuencia mayor. También, se observa que el número de ciclos para el cual convergen las curvas es mucho menor para la frecuencia más chica. Es interesante destacar que en las simulaciones del capítulo 5 utilizamos $N_a = 6$, claramente en la región intermedia 6 ciclos no son suficientes para alcanzar el estacionario. Vemos que para $\omega = 0,0188\omega_0$ se necesitan más de 120 ciclos para alcanzar el estacionario. Vale aclarar que en las simulaciones del capítulo 5 para cada f_L la configuración inicial era la última configuración de la f_L anterior mientras que en este caso la configuración inicial es directamente la configuración más ordenada o más desordenada.

En la figura 6.8, se muestran P_6 en función del número de ciclos de la fuerza de agitado para dos amplitudes ligeramente por encima de la fuerza de desanclaje ($f_L = 0,012f_0$, curva gris claro y $f_L = 0,014f_0$, curva gris oscuro). Fijamos la frecuencia en $\omega = 0,0188\omega_0$. Las configuraciones de vórtices iniciales son las mismas de la figura 6.7. Podemos ver que el valor de P_6 al que convergen las curvas es ligeramente mayor para la amplitud más grande.

A partir de los resultados presentados en las figuras 6.7 y 6.8, podemos definir un nuevo tiempo transitorio τ_{ac} , que puede involucrar a muchos ciclos de agitados, después del cual P_6 sigue fluctuando alrededor de un valor constante.

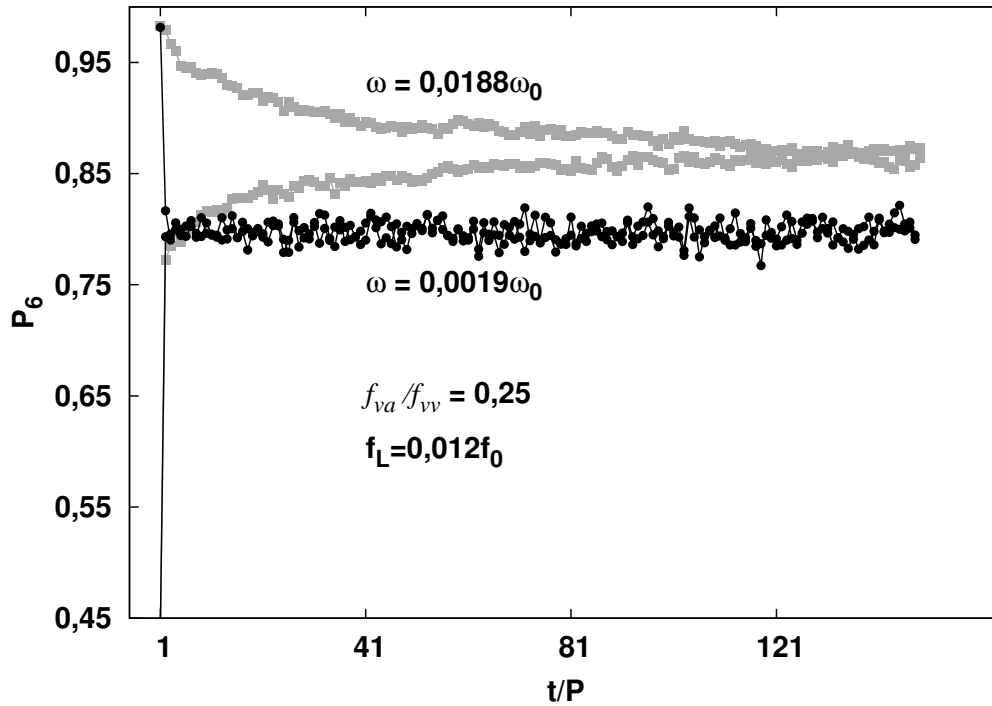


Figura 6.7: P_6 en función de t/P comenzando desde una configuración ordenada y desde una desordena. Para dos ω diferentes y f_L fija.

Identificamos a este estado con un estado dinámico estacionario que es independiente de la condición inicial; cuando la fuerza está cerca de F_c^{dc} , se observa una clara dependencia de la configuración final con la frecuencia (figura 6.7). Estos estados también dependen de la amplitud de la fuerza de agitado (figura 6.8).

Recordemos que, en los experimentos, aumentar ν_{ag} produce un leve incremento (logarítmico) en la amplitud de la fuerza. Los resultados de las simulaciones muestran que tanto el aumento de la frecuencia como el aumento de la fuerza de agitado llevan a configuraciones estacionarias más ordenadas (mayor P_6), en coincidencia con el menor anclaje efectivo observado en nuestros experimentos.

Hacemos notar, como un tema interesante a explorar, que en este proceso hay dos tiempos transitorios: por un lado identificamos el tiempo dc característico

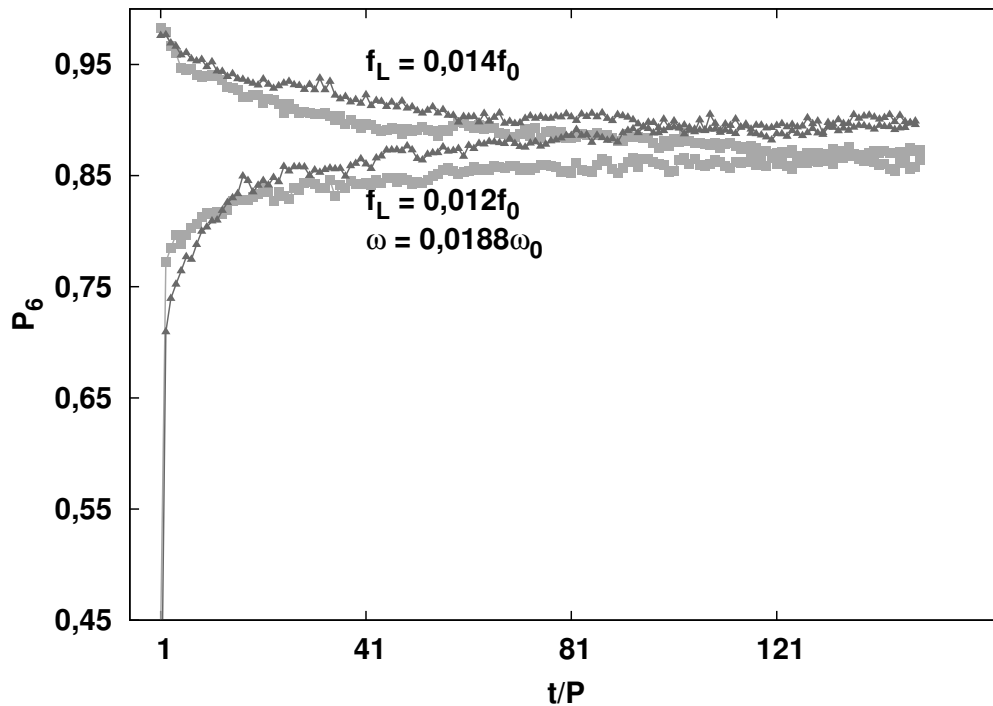


Figura 6.8: P_6 en función de t/P comenzando desde una configuración ordenada y desde una desordena. Para dos f_L diferentes y ω fija.

para decaer a un estado estable fluctuante dentro de un ciclo, τ (ver figura 6.3), que probablemente este relacionado con el tiempo transitorio experimental τ_2 de la referencia [81]. En esta referencia realizaron mediciones de transporte dc (en $a - Mo_xGe_{1-x}$) y, a partir de las mediciones del decaimiento de la señal de $V(t)$, definieron un tiempo característico τ_2 . Dependiendo del valor de la corriente pueden observar en el estacionario un valor de voltaje fluctuante alrededor de un valor fijo, que relacionan con un estado estable fluctuante.

También, podemos definir el tiempo transitorio τ_{ac} que puede tomar muchos ciclos de agitados (ver figuras 6.7 y 6.8). Este segundo proceso es inherente a un forzado alterno, y dinámicamente reorganiza el sistema a una configuración independiente de las condiciones iniciales. Este tiempo podría estar relacionado

con la respuesta transitoria observada en experimentos de transporte ac [81, 34].

6.4. Conclusiones

Mostramos que en la región del Efecto Pico en el $NbSe_2$ hay una colección de configuraciones de vórtices, a las cuales se puede acceder aplicando agitados de diferentes frecuencias.

El grado de anclaje del estado final (que asociamos a configuraciones con diferentes densidades de disclinaciones) se determina por mediciones no invasivas de susceptibilidad alterna, que muestran que las frecuencias de agitados más altas llevan a configuraciones menos ancladas (presumiblemente más ordenadas).

El sistema final no depende de la condición inicial, pero mantiene memoria de la frecuencia de agitado, lo que sugiere que la naturaleza de los estados finales es más compleja de lo que se conjetura en el capítulo 3.

Se han realizado simulaciones de dinámica molecular para un conjunto compatible de parámetros de interacción en el régimen plástico que modelan cualitativamente las características principales de los protocolos experimentales de agitado, obteniéndose estados estacionarios dinámicos en los que tanto la densidad de disclinaciones de la red de vórtices como la velocidad media de los vórtices fluctúan en torno a un valor estable. Estos resultados numéricos revelan una posible naturaleza de las configuraciones robustas de vórtices encontradas en la región intermedia de nuestros experimentos, en donde los estados estacionarios dinámicos son una reminiscencia de los estados estables fluctuantes observados en otros sistemas.

En conclusión, se observó, tanto experimentalmente como numéricamente, una reorganización dinámica de la red de vórtices en el régimen plástico que mantiene memoria de la frecuencia de la fuerza del forzado, pero es independiente

de la configuración inicial.

También, hemos identificado dos constantes de tiempos característicos: una relacionada con la dinámica dentro de cada ciclo (dc) y la segunda relacionada con la dinámica alterna.

Capítulo 7

Conclusiones generales

En primer lugar, mediante mediciones de susceptibilidad alterna en el régimen lineal en monocristales de $NbSe_2$ identificamos tres regiones en las inmediaciones de la transición orden - desorden, para cuya descripción propusimos el siguiente escenario:

En la región $T < T_1(H)$ observamos un ordenamiento espontáneo de la red de vórtices al enfriar el sistema, que adjudicamos a un incremento relativo de la interacción entre vórtices respecto de las demás interacciones. En este rango de temperaturas, agitar la red de vórtices lleva a configuraciones estables con máximo orden. Identificamos esta región con la fase de vidrio de *Bragg*, donde se espera que las configuraciones preferenciales de la red de vórtices estén libres de disclinaciones. Después de un pequeño cambio en la temperatura, se espera un cambio continuo en el potencial de anclaje efectivo de la red de vórtices, debido a deformaciones elásticas en un mínimo del paisaje de energía libre. Para $T > T_2(H)$ las configuraciones son desordenadas.

La evolución del vidrio de *Bragg* ordenado a la fase desordenada a altas temperaturas, en la pequeña región intermedia $T_1 < T < T_2$, se produce por un gradual aumento en la proporción de disclinaciones en la red de vórtices. En

esta región gracias a la asistencia del agitado se producen deformaciones plásticas (irreversibles) en la red de vórtices que implican la creación y aniquilación de disclinaciones alcanzándose configuraciones robustas que no dependen de la configuración inicial.

Profundizando el estudio de la región intermedia se hicieron experimentos cambiando la frecuencia y la forma de onda del agitado. En estos experimentos se observó nuevamente que la configuración obtenida después de un agitado no depende de la condición inicial. Sin embargo vimos que el sistema mantiene memoria de la frecuencia de agitado.

Por otro lado, mediante simulación con dinámica molecular hemos presentado una descripción de la dinámica de una red de vórtices forzada por una fuerza alterna sobre una distribución aleatoria de centros de anclaje, centrando el estudio en el régimen $\omega \ll \omega_c$, donde el anclaje y las fuerzas elásticas prevalecen sobre las fuerzas viscosas. Esta frecuencia ω_c se ha estimado del ajuste de los resultados de las simulaciones numéricas en amplitudes pequeñas con lo predicho por un modelo analítico.

Uno de los resultados numéricos más importantes es el comportamiento de $\langle \delta X^2 \rangle (f_L)$, que es independiente de la configuración inicial para todo el rango de variación de f_L . Este observable se relaciona unívocamente con la fuerza aplicada, y parece ser el mejor para caracterizar el desanclaje ante un forzado ac.

Para $f_L < F_l$ se encuentra un régimen lineal de Campbell, mientras que la respuesta es óhmica para $f_L > F_p$ donde hay un reordenamiento dinámico y la interacción con los centros de anclaje es despreciable. En ambas respuestas lineales el movimiento es reversible ($\langle \delta X^2 \rangle = 0$). En toda la región intermedia $F_l < f_L < F_p$, la respuesta es no lineal y se observa un comportamiento muy rico con diferentes regímenes no lineales.

También, observamos que el desanclaje se produce en un *crossover* en ($F_{cl} <$

$f_L < F_{c2}$) donde $\langle \delta X^2 \rangle$ crece con f_L y los vórtices se mueven en distancias medias mucho más grandes que el radio de desanclaje.

En la primer región no lineal, por debajo de la transición de desanclaje ($F_l < f_L < F_{c1}$) no hay un desplazamiento notable en la dirección de la fuerza (es decir, $\langle \delta X^2 \rangle \sim 0$), el desplazamiento plástico al azar produce un gran número de disclinaciones, pero la mayoría de los vórtices quedan atrapados alrededor de los centros de anclaje. La densidad de disclinaciones de n_d depende fuertemente de la configuración inicial. Para $F \gg F_{c2}$, la memoria de la configuración inicial se pierde. Pero la dinámica se vuelve reversible y $\langle \delta X^2 \rangle$ disminuye, a medida que la disipación se vuelve relevante y la red vórtices se reordena. Las configuraciones de vórtices se vuelven inestables y relajan después de dejar de aplicar la fuerza ac. Sin embargo, hay una región ($F_{c2} < f_L < F_p$), donde movimientos plásticos están todavía presentes, como se puede inferir a partir de $\langle \delta X^2 \rangle \gg 0$, y la respuesta es no lineal.

La región $F_c^{dc} < f_L < F_p$ de movimientos plástico, donde se pierde memoria de la configuración inicial, tiene un comportamiento similar al obtenido en nuestros experimentos. Mediante cálculos para una geometría de disco, estimamos las corrientes inducidas por el campo alterno, comprobando que, efectivamente, se encuentran en esa región plástica, apenas por encima de la densidad de corriente crítica dc.

Se estimaron parámetros de interacción compatibles con los experimentales y, con ese grupo de parámetros, se realizaron simulaciones de dinámica molecular en el régimen plástico que modelan cualitativamente las características principales de los protocolos experimentales de agitado. Se obtienen estados estacionarios dinámicos, en los que tanto la densidad de disclinaciones de la red de vórtices como la velocidad media de los vórtices fluctúan en torno a un valor estable. Estos resultados numéricos revelan una posible naturaleza de las configuraciones

robustas de vórtices encontradas en la región $T_1 < T < T_2$: los estados estacionarios dinámicos podrían ser análogos a los estados fluctuantes observados en otros sistemas complejos. También, hemos identificado dos constantes de tiempos característicos: uno característico de la dinámica dentro de cada ciclo (dc) y el segundo relacionado con la dinámica alterna.

En conclusión, se observó, tanto experimental como numéricamente, una reorganización dinámica de la red de vórtices en el régimen plástico que mantiene memoria de la frecuencia de la fuerza del forzado, pero es independiente de la configuración inicial.

Como el modelo teórico es similar al utilizado en las simulaciones de otros sistemas, por ejemplo coloides, esperamos que la dependencia con la frecuencia en los estados finales pueda ser observada experimentalmente en una amplia colección de sistemas de partículas con regímenes de flujo plástico. Un estudio más profundo de los procesos transitorios y su relación con la transición de desanclaje será objeto de próximo estudio.

Apéndice A

Cálculo de la corriente laminar en un superconductor

En los experimentos de susceptibilidad alterna se realizan agitados del campo de medición. Este agitado induce corrientes macroscópicas, $j_{ag}(t)$, que mueven los vórtices. En las simulaciones de dinámica molecular, estas corrientes se simulan como una fuerza de Lorentz $F^L = \phi_0 j_{ag} \times \hat{z}$. Por lo tanto es importante conocer la relación funcional explícita entre el campo ac aplicado y las corrientes inducida. Una aproximación a esta relación funcional se obtiene con el cálculo de la corriente laminar inducida, por un campo ac aplicado, en un disco.

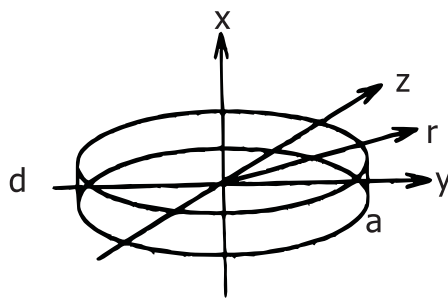


Figura A.1: Disco de radio a y altura d

Por lo tanto, siguiendo lo realizado por Brandt en [100] calculamos la corriente laminar (j) en un disco, tal que $|x| \leq d/2$ y $r = (y^2 + z^2)^{1/2} \leq a$ (ver figura A.1), con $d \ll a$ y por lo tanto hay una densidad de corriente uniforme en el espesor que permite definir una corriente laminar $j = Jd$.

Si la corriente laminar es conocida, usando la ley de Ampère, el campo magnético en el plano yz para el disco con un campo aplicado h_{ag} es

$$H(r) = h_{ag} + \frac{1}{2\pi} \int_0^a j(u) \left(\frac{E(k)}{r-u} - \frac{K(k)}{r+u} \right) du, \quad (\text{A.1})$$

donde $k = \frac{(4ru)^{1/2}}{r+u}$ y $E(k)$ y $K(k)$ son integrales elípticas que se originan en la integración sobre el ángulo $\phi = \arctan(z/y)$.

Cuando el flujo magnético

$$\phi(r) = 2\pi\mu_0 \int_0^r H(u) u du, \quad (\text{A.2})$$

que pasa por el disco varia con el tiempo induce un campo eléctrico

$$E(r, t) = \frac{\dot{\phi}(r, t)}{2\pi r}. \quad (\text{A.3})$$

Reemplazando la ec. (A.1) en la ec. (A.2) llegamos a

$$\phi(r) = 2\pi\mu_0 \int_0^r h_{ag} u du + \mu_0 \int_0^a j(u) \int_0^r \left(\frac{E(k)}{r'-u} - \frac{K(k)}{r'+u} \right) r' dr' du \quad (\text{A.4})$$

Definiendo la función auxiliar

$$P(r', u) = \frac{E(k)}{r'-u} - \frac{K(k)}{r'+u} \quad (\text{A.5})$$

y reemplazando en la ec. (A.4) llegamos a

$$\phi(r) = 2\pi \mu_0 h_{ag} \frac{r^2}{2} + \mu_0 \int_0^a j(u) \int_0^r P(r', u) r' dr' du \quad (\text{A.6})$$

Definiendo la función auxiliar

$$Q(r, u) = \frac{1}{r} \int_0^r P(r', u) r' dr' \quad (\text{A.7})$$

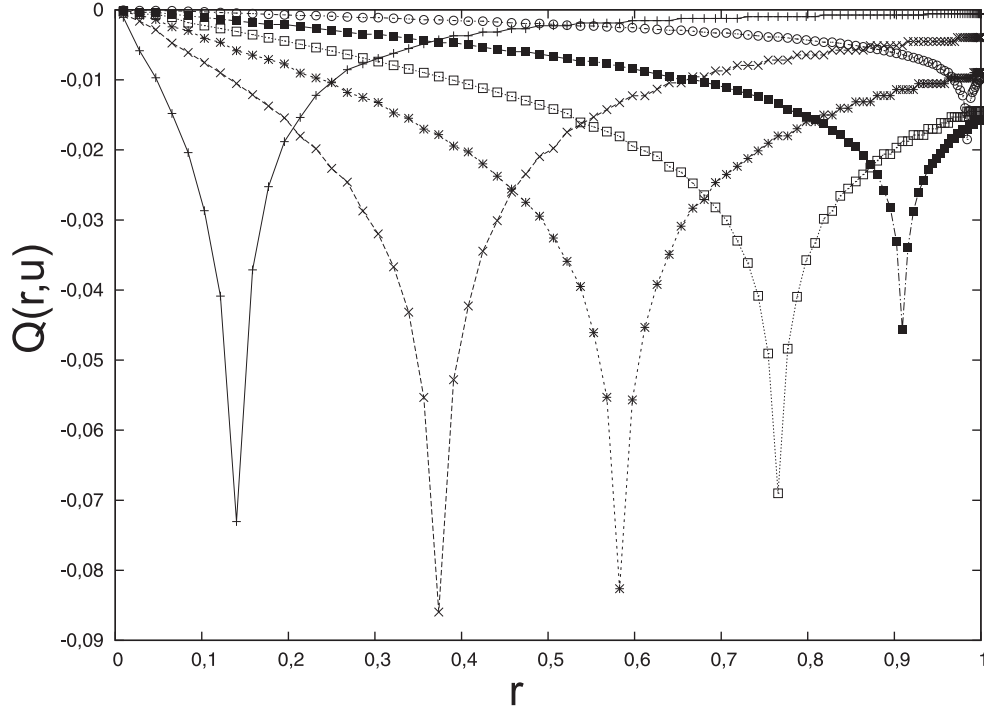


Figura A.2: $Q(r, u)$ en función de r para varios valores de u fijos.

y reemplazando en la ec. (A.6) llegamos a

$$\frac{\phi(r)}{2\pi r} = \mu_0 h_{ag} \frac{r}{2} + \frac{\mu_0}{2\pi} \int_0^a j(u) Q(r, u) du \quad (\text{A.8})$$

Derivando la ec. (A.8) con respecto a tiempo y usando la ec. (A.3) obtenemos

$$E(r, t) = \mu_0 \dot{h}_{ag} \frac{r}{2} + \frac{\mu_0}{2\pi} \int_0^a \dot{j}(u) Q(r, u) du. \quad (\text{A.9})$$

Para el caso de un superconductor la ecuación constitutiva, para la relación entre el campo eléctrico y la corriente, que vamos a usar es [119].

$$E(r, t) = E_c \left(\frac{j}{j_c} \right)^n \quad (\text{A.10})$$

A partir de las ecs. (A.9) y (A.10) llegamos a una ecuación integro-diferencial para la corriente laminar

$$j(r)^n = \frac{\mu_0 \dot{h}_{ag} j_c^n}{2E_c} r + \frac{\mu_0 j_c^n}{2\pi E_c} \int_0^a \dot{j}(u) Q(r, u) du \quad (\text{A.11})$$

Si el campo aplicado es $h_{ag} \text{sen}(\omega t)$ y utilizando las siguientes unidades para adimensionalizar la ec. (A.11)

$$j = \tilde{j} j_c, h_a = \tilde{h}_a h_c, \omega = \frac{\tilde{\omega}}{\alpha}, t = \tilde{t} \alpha, u = \tilde{u} a, r = \tilde{r} a, \alpha = \frac{\mu_0 a j_c}{2\pi E_c} \quad (\text{A.12})$$

obtenemos la siguiente ecuación (usamos las variables sin moño para simplificar la notación)

$$j^n = \pi h_{ag} r \omega \cos(\omega t) + \int_0^1 \dot{j} Q du \quad (\text{A.13})$$

A los fines de resolver la ec. (A.13) discretizamos las variables tal que

$$j(u) \longrightarrow j_i = j(u_i) (i = 1, \dots, N) \quad (\text{A.14})$$

$$Q(r, u) \longrightarrow Q_{ij} = Q(r_i, r_j) \quad (\text{A.15})$$

$$r_i = u_i = u(x_i) \quad x_i = (i - \frac{1}{2})/N \quad (\text{A.16})$$

$$u(x) = \frac{3}{2}x - \frac{1}{2}x^3 \quad w(x) = \frac{3}{2}(1 - x^2) \quad (\text{A.17})$$

Entonces la ec. (A.13) queda como

$$j_i^n = \pi h_{ag} u_i \omega \cos(\omega t) + \sum_{j=1}^N Q_{ij} \dot{j}_j \quad (\text{A.18})$$

Invirtiendo la ec. (A.18), para lo cual multiplicamos por Q_{ij}^{-1} , llegamos a

$$\dot{j}_j = \sum_{i=1}^N Q_{ij}^{-1} (j_i^n - u_i \pi h_{ag} \omega \cos(\omega t)) . \quad (\text{A.19})$$

El cálculo comienza armando la matriz $Q(r, u)$, en la figura A.2 mostramos Q en función de r para varios valores de u fijos. El gráfico que se obtiene es comparable al obtenido por Brandt en la figura 3 (b) de la referencia [100]. Luego se invierte la matriz Q . Para un detalle de este procedimiento ver el apéndice de la referencia [100].

En la referencia [115] se calcula la dependencia esperada de χ'' vs χ' para distintos valores de n (ecuación A.10). Entonces, para estimar los valores de n a usar en los cálculos medimos la susceptibilidad alterna en el régimen no lineal para campos aplicados del orden de los campos de agitado ($3.2 Oe$) y obtuvimos diagramas polares de χ'' vs χ' para la región intermedia (ver figura A.3).

En la figura A.3 observamos, comparando los datos experimentales con los cálculos, que con único valor de n no podemos ajustar las curvas experimentales. Claramente n depende de la temperatura y la frecuencia. No obstante, podemos ver que los datos tienen valores de n intermedios entre un comportamiento óhmico ($n = 1$) y el estado de Bean ($n = \infty$). Entonces, en un enfoque simplificado usaremos un valores de n intermedio ($n = 21$) para $j > j_c$. Fijamos $n = 251$ (Bean) para $j < j_c$, (ver la figura A.3), debido a que el $NbSe_2$ es un superconductor de baja temperatura y se espera que el *creep* [116] sea muy chico.

Es interesante destacar que en función de los valores de χ' (estos son muy chicos) en la figura A.3 confirmamos que al realizar los agitados la muestra esta completamente penetrada por el campo magnético.

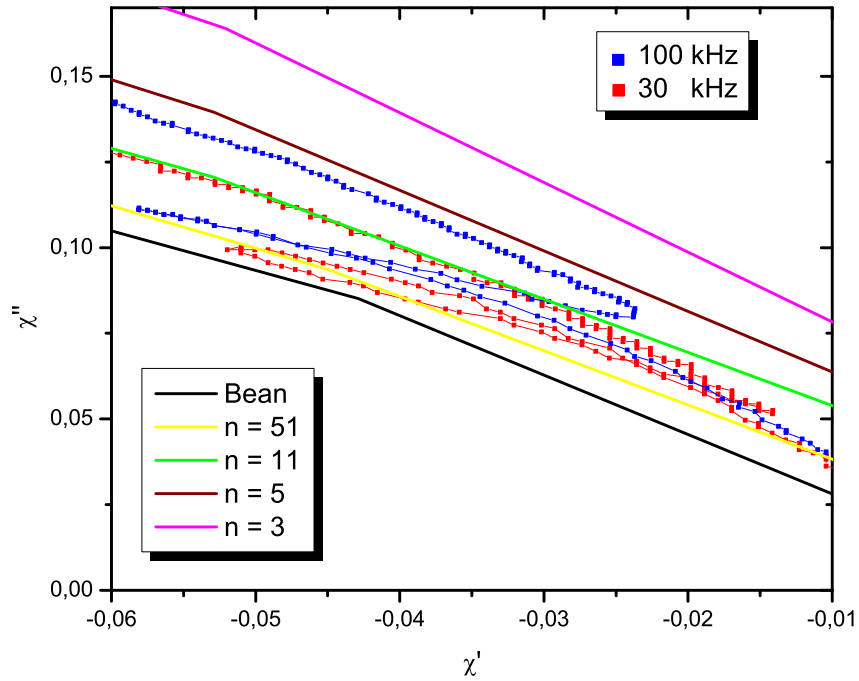


Figura A.3: χ'' en función de χ' se comparan datos experimentales con cálculos numéricos.

Finalmente tenemos que resolver un sistema de ecuaciones acopladas para eso usamos el algoritmo de Runge-Kutta de cuarto orden [107] para integrar cada una de las ecuaciones del sistema.

En el panel inferior de la figura A.4 graficamos la amplitud, A , de h_{ag} en función del tiempo sobre el periodo, t/T . En el panel superior graficamos la amplitud de la corriente, j/j_c , calculada para un r fijo. Podemos ver al aplicar un campo magnético ac sinusoidal obtenemos en el disco superconductor una corriente que podemos aproximar por una corriente con forma cuadrada. A partir de esto en las simulaciones de dinámica molecular utilizaremos una Fuerza de Lorentz con forma cuadrada para simular el efecto de los campos magnéticos de

agitado en los experimentos de susceptibilidad ac.

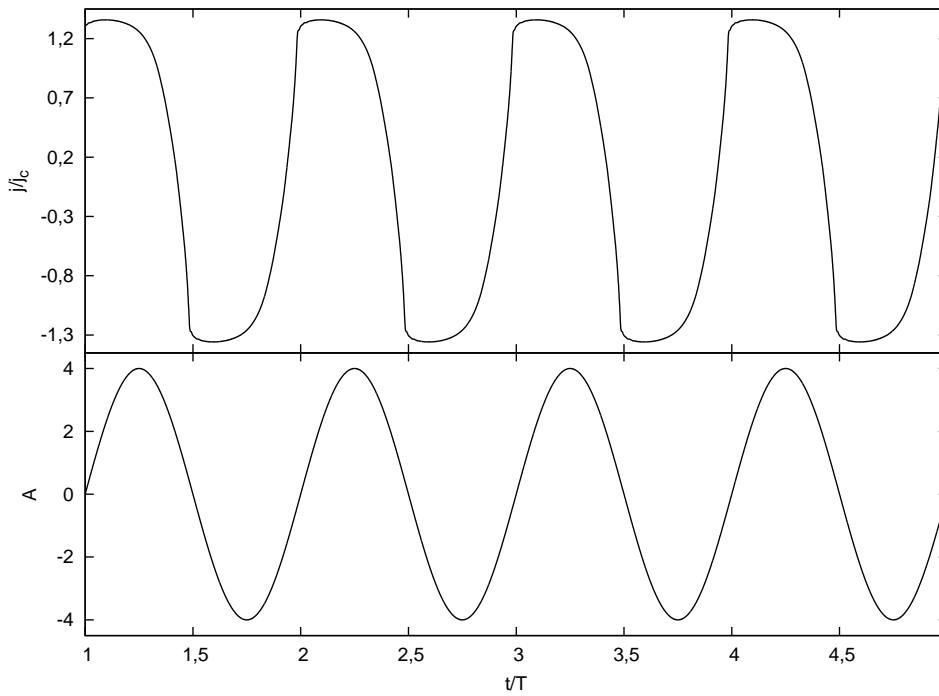


Figura A.4: Panel inferior h_{ag} en función de t/T . En el panel superior graficamos la corriente calculada en una posición del disco fija.

Apéndice B

Mediciones complementarias

Con el fin de descartar que los resultados obtenidos en los capítulos 3 y 6 no sean una fenomenología particular de la muestra utilizada o de cristales crecidos bajo ciertas condiciones, se realizaron mediciones en muestras provenientes de otra fuente (Laboratorio de Bajas Temperaturas de la Universidad Autónoma de Madrid) Acá presentamos resultados de la muestra que llamamos B, para información sobre la muestra ver sección 2.2. Las mediciones se realizan usando el mismo arreglo experimental que el usado en las mediciones de la muestra A.

En figura B.1 se muestra mediciones obtenidas aplicando el mismo protocolo que en la figura 3.9. La frecuencia del agitado es de 10 Hz . La curva negra se realizó midiendo en un proceso FCC, y la usamos como referencia. En círculos verdes (estrellas rojas) se muestran los valores de χ' , después del agitado, en el proceso en que la temperatura se va aumentando (disminuyendo). En $T = 6,92\text{ K}$ se repitió un agitado y con la estrella magenta se indica el resultado, puede verse que el agitado no tuvo efecto. Claramente se está en una temperatura menor a T_1 . Los datos por debajo de esta temperatura están en la región que asociamos con la fase de vidrio de *Bragg* (tres círculos verdes y círculo verde con estrellas roja y magenta superpuestas). En $T = 6,93\text{ K}$ se realiza un agitado de 10 Hz

desde la curva negra y se llega a el valor obtenido previamente (círculo abierto naranja). Luego se aplica un agitado de 100 KHz se obtiene un valor mayor (cuadrado azul), como ya mencionamos, a este resultado lo interpretamos de la siguiente forma: con una mayor frecuencia del agitado se obtiene una configuración de la red de vórtices con mayor orden. Finalmente, se vuelve aplicar un agitado de 10 Hz (círculo abierto negro) se vuelve al valor previo. Todos estos resultados concuerdan con los observados en la muestra A.

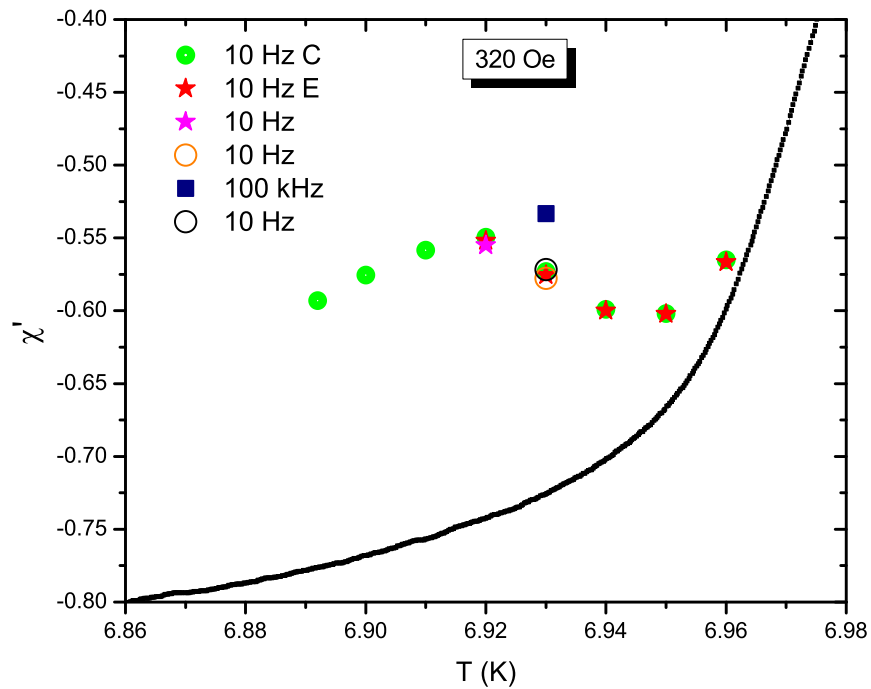


Figura B.1: Círculos verdes (estrellas rojas) indican el experimento de calentamiento (enfriamiento). $\nu_{ag} = 10\text{ Hz}$. Con línea negra se muestra una curva realizada en un proceso FCC.

También, se utilizaron campos dc más altos (5000 Oe), ya que otro objetivo de estas mediciones (el motivo de la colaboración con la UAM) fue testear si

se observaba la fenomenología en un rango de campos magnéticos aptos para observaciones con STM. En estas mediciones se observó la misma fenomenología que para campos bajos ($320 Oe$).

Símbolos y abreviaturas

Ψ : Parámetro de orden complejo en la teoría de Ginzburg - Landau.

λ : Longitud de penetración del campo magnético.

ξ : Longitud de coherencia del parámetro de orden.

κ : Parámetro de Ginzburg - Landau.

ϕ_0 : Cuanto de flujo de campo magnético.

a_Δ : Parámetro de la red de vórtices.

F_L : Fuerza de Lorentz.

F_L^{ac} : Fuerza de Lorentz ac.

f_L : Amplitud de la Fuerza de Lorentz.

F_{vv} : Fuerza de interacción vórtice - vórtice.

f_{vv} : Intensidad de interacción vórtice - vórtice.

F_{va} : Fuerza de interacción vórtice - centro de anclaje.

f_{va} : Intensidad de interacción vórtice - centro de anclaje.

H_{dc} : Campo magnético dc aplicado.

h_{ac} : Campo magnético ac.

h_a : Amplitud del campo magnético ac.

\mathbf{h}_{ag} : Campo magnético ac de agitado.

h_{ag} : Amplitud del campo magnético ac de agitado.

ν_{ag} : Frecuencia de h_{ag} .

j : Densidad de corriente.

j_c : Densidad de corriente crítica.

α_L : Constante de Labush.

η : Constante de viscosidad.

ω_c : Frecuencia crítica, $\omega_c = \frac{\alpha_L}{\eta}$.

FCC: Field-Cooled Cooling.

FCW: Field-Cooled Warming.

T_c : Temperatura de transición superconductora.

T_{ag} : Temperatura de agitado.

N_v : Número de vórtices.

N_a : Número de centros de anclaje.

n_d : Densidad de disclinaciones de la red de vórtices.

P_6 : $1 - n_d$, densidad de vórtices con 6 vecinos.

$\langle \delta X^2 \rangle$: Desplazamiento cuadrático promedio.

f_0 unidades de fuerza utilizadas en las simulaciones, $f_0 = \frac{\phi_0^2}{8\pi^2\lambda^3}$.

t_0 unidades de tiempo utilizadas en las simulaciones, $t_0 = \eta\lambda/f_0$.

ω_0 unidades de frecuencia utilizadas en las simulaciones, $\omega_0 = 1/t_0$.

Bibliografía

- [1] H. Kamerlingh Onnes, Leiden Comm. **120b** (1911).
- [2] Physics World **24**, 23 (2011).
- [3] W. Meissner and R. Ochsenfeld, Naturwissenschaften **21**, 787 (1933).
- [4] F. London and H. London, Proc. R. Soc. Lond. A **149**, 71 (1935).
- [5] V. L. Ginzburg and L. D. Landau, Zh. Eksperim. i Teor. Fiz. **20**, 1064 (1950).
- [6] A. A. Abrikosov, Dokl. Akad. Nauk. SSSR **86**, 489 (1952).
- [7] A. A. Abrikosov, Rev. Mod. Phys. **76**, 975 (2004).
- [8] A. A. Abrikosov, Soviet Physics JETP **5**, 1174 (1957).
- [9] W. H. Kleiner, L. M. Roth, and S. H. Autler, Phys. Rev. **133**, A1226 (1964).
- [10] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).
- [11] G. Bednorz and K. A. Müller, Z. Phys. **B64**, 189 (1986).
- [12] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, and C. W. Chu, Phys. Rev. Lett. **58**, 908 (1987).

- [13] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, and J. Jun Akimitsu, *Nature* **410**, 63 (2001).
- [14] Y. Kamihara, H. Hiramatsu, M. Hirano, R. Kawamura, H. Yanagi, T. Kamiya, and H. Hosono, *J. Am. Chem.* **128**, 10012 (2006).
- [15] H. Takahashi, K. Igawa, K. Arii, Y. Kamihara, M. Hirano, and H. Hosono, *Nature* **453**, 376 (2008).
- [16] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, McGraw-Hill (1996).
- [17] G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
- [18] Y. Ando, H. Kubota, and S. Tanaka, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2851 (1992).
- [19] Y. Paltiel, Y. Myasoedov, E. Zeldov, G. Jung, M. L. Rappaport, D. E. Feldman, M. J. Higgins, and S. Bhattacharya, *Phys. Rev. B* **66**, 060503 (2002).
- [20] X. B. Xu, H. Fangohr, S. Y. Ding, F. Zhou, X. Xu, Z. H. Wang, M. Gu, D. Q. Shi, and S. X. Dou, *Phys. Rev. B* **83**, 014501 (2011).
- [21] T. Nattermann and S. Scheidl, *Adv. Phys.* **49**, 607 (2000).
- [22] G. I. Menon, *Phys. Rev. B* **65**, 104527 (2002).
- [23] T. Giamarchi and P. Le Doussal, *Phys. Rev. B* **52**, 1242 (1995).
- [24] T. Klein, L. Jourmard, J. Blanchard, S. and Marcus, R. Cibitt, T. Giamarchi, and P. Le Doussal, *Nature* **413**, 404 (2001).
- [25] F. Lindemann, *Z. Phys.* **11**, 609 (1910).
- [26] D. R. Nelson, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1973 (1988).

- [27] G. P. Mikitik and E. H. Brandt, Phys. Rev. B **64**, 184514 (2001).
- [28] K. Kierfeld and V. Vinokur, Phys. Rev. B **69**, 024501 (2004).
- [29] G. Ravikumar, P. K. Mishra, V. C. Sahni, S. S. Banerjee, S. Ramakrishnan, A. K. Grover, P. L. Gammel, D. J. Bishop, E. Bucher, M. J. Higgins, and S. Bhattacharya, Physica C **322**, 145 (1999).
- [30] J. Kierfeld and V. Vinokur, Phys. Rev. B **61**, R14928 (2000).
- [31] X. S. Ling¹, S. R. Park¹, B. A. McClain, S. M. Choi, D. C. Dender, and J. W. Lynn, Phys. Rev. Lett. **86**, 712 (2001).
- [32] A. B. Pippard, Proc. R. Soc. London A **216**, 547 (1953).
- [33] G. Pasquini and V. Bekeris, Supercond. Sci. Techno. **19**, 671 (2006).
- [34] W. Henderson, E. Y. Andrei, and M. J. Higgins, Phys. Rev. Lett. **81**, 2352 (1998).
- [35] Z. L. Xiao, E. Y. Andrei, and M. J. Higgins, Phys. Rev. Lett. **83**, 1664 (1999).
- [36] G. Ravikumar, P. K. Mishra, V. C. Sahni, S. S. Banerjee, A. K. Grover, S. Ramakrishnan, P. L. Gammel, D. J. Bishop, E. Bucher, M. J. Higgins, and S. Bhattacharya, Phys. Rev. B **61**, 12490 (2000).
- [37] Y. Paltiel, E. Zeldov, Y. Myasoedov, H. Shtrikman, S. Bhattacharya, M. J. Higgins, Z. L. Xiao, E. Y. Andrei, P. L. Gammel, and D. J. Bishop, Nature **403**, 398 (2000).
- [38] S. O. Valenzuela and V. Bekeris, Phys. Rev. Lett. **84**, 4200 (2000).

- [39] D. Stamopoulos, M. Pissas, and A. Bondarenko, Phys. Rev. B **66**, 214521 (2002).
- [40] S. Bhattacharya and M. J. Higgins, Phys. Rev. Lett. **70**(17), 2617 (1993).
- [41] Z. L. Xiao, O. Dogru, E. Y. Andrei, P. Shuk, and M. Greenblatt, Phys. Rev. Lett. **92**, 227004 (2004).
- [42] N. Kokubo, K. Kadowaki, and K. Takita, Phys. Rev. Lett. **95**, 177005 (2005).
- [43] K. Shibata, T. Nishizaki, T. Sasaki, and N. Kobayashi, Phys. Rev. B **66**, 214518 (2002).
- [44] G. Pasquini and V. Bekkeris, Phys. Rev. B **71**, 014510 (2005).
- [45] W. D. Gropp, H. G. Kaper, G. K. Leaf, D. M. Levine, M. Palumbo, and V. M. Vinokur, J. Comp. Phys. **123**, 254 (1996).
- [46] G. W. Crabtree, D. O. Gunter, H. G. Kaper, A. E. Koshelev, G. K. Leaf, and V. M. Vinokur, Phys. Rev. B **61**, 1446 (2000).
- [47] N. Nakai, N. Hayashi, and M. Machida, Physica C **469**, 1109 (2009).
- [48] H. J. Jensen, A. Brass, and A. J. Berlinsky, Phys. Rev. Lett. **60**, 1676 (1988).
- [49] A. E. Koshelev, Physica C **198**, 371 (1993).
- [50] K. Moon, R. T. Scalettar, and G. T. Zimányi, Phys. Rev. Lett. **77**, 2778 (1996).
- [51] A. B. Kolton, D. Dominguez, and N. Grøbench-Jesen, Phys. Rev. Lett. **83**, 3061 (1999).

- [52] C. J. Olson, C. Reichhardt, J. Groth, S. B. Field, and F.Ñori, *Physica C* **290**, 89 (1997).
- [53] S. O. Valenzuela, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 247003 (2002).
- [54] Y. B. Kim, C. F. Hempstead, and A. R. Strnad, *Phys. Rev.* **139**, A1163 (1965).
- [55] J. Bardeen and M. J. Stephen, *Phys. Rev.* **140**, A1197 (1965).
- [56] K. P. Selig, *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter* **40**, 283 (1981).
- [57] M. Kunchur and D. K. Christen, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 998 (1993).
- [58] E. H. Brandt, *Rep. Prog. Phys.* **58**, 1465 (1995).
- [59] R. Wördenweber, *Rep. Prog. Phys.* **62**, 9587 (1999).
- [60] A. E. Koshelev and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3580 (1994).
- [61] M. Chandran, R. T. Scalettar, and G. T. Zimányi, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 187001 (2002).
- [62] H. Fangohr, S. J. Cox, and P. A. J. de Groot, *Phys. Rev. B* **64**, 064505 (2001).
- [63] A. Duarte, E. Fernandez Righi, C. A. Bolle, F. de la Cruz, P. L. Gammel, C. S. Oglesby, B. Bucher, and D. J. Bishop, *Phys. Rev. B* **53**, 11336 (1996).
- [64] Y. Paltiel, E. Zeldov, Y. Myasoedov, M. L. Rappaport, G. Jung, S. Bhattacharya, M. J. Higgins, Z. L. Xiao, E. Y. Andrei, P. L. Gammel, and D. J. Bishop, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3712 (2000).
- [65] H. J. Higgins and S. Bhattacharya, *Physica C* **257**, 1373 (1996).

- [66] T. Matsuda, K. Harada, H. Kasai, O. Kamimura, and A. Tonomura, *science* **271**, 1393 (1996).
- [67] C. J. van der Beek, V. B. Geshkenbein, and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. B* **48**, 3393 (1993).
- [68] R. Labush, *Crystal Lattice Defects* **1**, 1 (1969).
- [69] A. M. Campbell, *J. Phys. C* **2**, 1492 (1969).
- [70] A. M. Campbell, *J. Phys. C* **4**, 3186 (1971).
- [71] C. P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* page 250 (1962).
- [72] E. H. Brandt, *Phys. Rev. B* **58**, 6506 (1997).
- [73] T. Nattermann, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2454 (1990).
- [74] C. Reichhardt and C. J. Olson Reichhardt, *Phys. Rev. E* **73**, 046122 (2006).
- [75] C. Reichhardt, C. J. Olson, and F. Nöri, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2648 (1997).
- [76] L. Balents and M. P. A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4270 (1995).
- [77] R. Seshadri and R. M. Westervelt, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 234 (1993).
- [78] M.-C. Cha and H. A. Fertig, *Phys. Rev. B* **50**, 14368 (1994).
- [79] C. Reichhardt and C. J. Olson Reichhardt, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 176405 (2004).
- [80] M. Chandran, *Int. J. Mod. Phys. B* **19**, 1995 (2005).
- [81] S. Okuma, Y. Tsugawa, and A. Motohashi, *Phys. Rev. B* **83**, 012503 (2011).

- [82] B. Y. Zhu, D. Y. Xing, J. Dong, and B. R. Zhao, *Physica C* **311**, 140 (1999).
- [83] H. Beidenkopf, N. Avraham, Y. Myasoedov, H. Shtrikman, E. Zeldov, B. Rosenstein, E. H. Brandt, and T. Tamegai, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 257004 (2005).
- [84] S. O. Valenzuela and V. Bekeris, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 504 (2001).
- [85] R. A. Hein, T. L. Francavilla, and D. H. Liebenberg, editors, *Magnetic Susceptibility of Superconductors and Other Spin Systems*, Plenum Press (1991).
- [86] M. Zehetmayer and H. W. Weber, *Phys. Rev. B* **82**, 014524 (2010).
- [87] <http://www.ni.com/labview/>.
- [88] I. Guillamon, H. Suderow, S. Vieira, L. Cario, P. Diener, and P. Rodiere, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 166407 (2008).
- [89] M. McElfresh, *Fundamentals of magnetism and magnetic measurements*, Quantum Design (1994).
- [90] P. Chaddah, *J. Phys.* **36**, 353 (1991).
- [91] G. Ravikumar, T. V. Chandrasekhar Rao, P. K. Mishra, V. C. Sahni, S. S. Banerjee, A. K. Grover, S. Ramakrishnan, S. Bhattacharya, M. J. Higgins, E. Yamamoto, Y. Haga, M. Hedo, Y. Inada, and Y. Onuki, *Physica C* **298**, 122 (1998).
- [92] T. Klein, R. Marlaud, C. Marcenat, H. Cercellier, M. Konczykowski, C. J. van der Beek, V. Mosser, H. S. Lee, and S. I. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 047001 (2010).

- [93] I. M. Babich, E. H. Brandt, G. P. Mikitik, and E. Zeldov, Phys. Rev. B **81**, 054517 (2010).
- [94] S. Okuma, K. Kashiro, Y. Suzuki, and N. Kokubo, Phys. Rev. B **77**, 212505 (2008).
- [95] G. Ravikumar, H. Kupfer, A. Will, R. Meier-Hirmer, and T. Wolf, Phys. Rev. B **65**, 094507 (2002).
- [96] Y. Paltiel, D. T. Fuchs, E. Zeldov, Y. Myasoedov, H. Shtrikman, M. L. Rappaport, and E. Y. Andrei, Phys. Rev. B **58**, R14766 (1998).
- [97] Z. L. Xiao, E. Y. Andrei, Y. Paltiel, E. Zeldov, P. Shuk, and M. Greenblatt, Phys. Rev. B **65**, 094511 (2002).
- [98] G. Pasquini, D. Pérez Daroca, C. Chilotte, G. S. Lozano, and V. Bekeris, Phys. Rev. Lett. **100**, 247003 (2008).
- [99] G. Li, E. Y. Andrei, Z. L. Xiao, P. Shuk, and M. Greenblatt, Phys. Rev. Lett. **96**, 017009 (2006).
- [100] E. H. Brandt, Phys. Rev. B **50**, 4034 (1994).
- [101] E. H. Brandt, Phys. Rev. B **50**, 13833 (1994).
- [102] E. H. Brandt, Phys. Rev. B **49**, 9024 (1994).
- [103] G. Pasquini, L. Civale, H. Lanza, and G.Ñieva, Phys. Rev. B **59**, 9627 (1999).
- [104] N. Mangan, C. Reichhardt, and C. J. Olson Reichhardt, Phys. Rev. Lett. **100**, 187002 (2008).
- [105] J. M. Haile, *Molecular Dynamics Simulation*, John Wiley & Sons (1992).

- [106] M. P. Allen and D. J. Tildsley, *Computer Simulation of Liquids*, Oxford University Press (1997).
- [107] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, *Numerical recipes in C: the art of scientific computing*, Cambridge University Press (1996).
- [108] J. R. Shewchuk, *Comput. Geom. Theory Appl.* **22**, 21 (2002).
- [109] D. T. Lee and B. Schacte, *Int. J. Comput. Inf. Sci.* **9**, 219 (1980).
- [110] E. H. Brandt, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1599 (1983).
- [111] M. Chandran, R. T. Scalettar, and G. T. Zimányi, *Phys. Rev. B* **69**, 024526 (2004).
- [112] D. Pérez Daroca, G. S. Lozano, G. Pasquini, and V. Bekeris, *Phys. Rev. B* **81**, 184520 (2010).
- [113] M. W. Coffey and J. R. Clem, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 386 (1991).
- [114] D. Pérez Daroca, G. Pasquini, G. S. Lozano, and V. Bekeris, *Phys. Rev. B* **84**, 012508 (2011).
- [115] E. H. Brandt, *Phys. Rev. B* **55**, 14513 (1996).
- [116] P. W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 309 (1962).
- [117] C. Reichhardt and C. J. Olson Reichhardt, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 168301 (2009).
- [118] L. Corté, P. M. Chaikin, J. P. Gollub, and D. J. Pine, *Nat. Phys.* **4**, 420 (2008).
- [119] E. H. Brandt, *Phys. Rev. B* **55**, 14513 (1997).